

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院 博士学位论文

声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器的研究

王 蓓

指导教师 王立军 研究员 长春光学精密机械与物理研究所

申请学位级别 博 士 学科专业名称 凝聚态物理

论文提交日期 2006.12 答辩日期 2007.2.2

培养单位 中国科学院 机械与物理研究所

学位授予单位 中 凡生院

答辩委员会主席 刘式墉

Classified Index_____

Confidential Grade_____

U D C _____

Number_____

A Dissertation Submitted to Academy of Sciences, for
the degree of PH.D. of Science

Study on acousto-optic Q-switched erbium/ytterbium
co-doped double-clad fiber lasers

By

Wang Ji

Directed by

Research Prof. Wang Lijun

Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,

Chinese Academy of Sciences, China

声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器的研究

王蓓(凝聚态物理)

指导教师: 王立军

摘 要

本文介绍了光纤激光器的优点、种类、应用和研究进展。分析了光纤激光器的工作原理和关键技术,包括稀土离子掺杂双包层光纤、光纤光栅技术及半导体激光抽运模块技术。

分析了镱离子、铒离子和铒镱共掺情况的能级结构,基于速率方程和传输方程,建立了线形腔双包层光纤激光器的理论分析模型,采用数值分析方法分析了光纤长度、后腔镜反射率、光纤损耗等因素对激光器阈值抽运功率、输出功率的影响;分析了铒镱共掺双包层光纤中铒离子上能级粒子数的分布特性,利用铒离子上能级粒子数沿光纤的分布解释了信号光沿光纤的分布规律,为双包层光纤激光器的优化设计提供了理论依据。

总结了调 Q 光纤激光器的发展现况,利用数学方法简化了 Q 开关激光器关键参数的分析方程,分析了 Q 开关激光器最佳反射率、单脉冲能量、提取效率、脉冲宽度和峰值功率与参量 z 的关系(参量 z 与不饱和小信号增益和损耗有关)。解决了全光纤化结构、抽运耦合和进一步提高抽运功率技术难题,建立了声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器实验及测试系统,在重复频率 15kHz 时,得到峰值功率 15kW 的脉冲序列。实验上给出了分析铒镱共掺脉冲光纤激光器的平均输出功率、单脉冲能量和脉冲宽度随抽运功率以及声光 Q 开关调制频率的变化关系。在低抽运功率、线形腔光纤激光器中观察到了自调 Q 脉冲输出,分析了产生自调 Q 脉冲的原因。

实验中用来构成激光器谐振腔的光纤光栅是我们自制的,文章中分析了光纤光栅选频原理以及光纤光栅 F-P 谐振腔特性,设计和实现了利用相位掩模法制备

光纤光栅实验。得到的光栅中心波长为 1551.340nm，反射半高宽 0.150nm，边模抑制比在-23dB 以上，分析了所制备的光纤光栅的光谱特性和温度特性。

文章中还阐述了采用双程前向结构、利用 980nm 半导体激光器抽运高掺铒光纤，获得了最大输出功率 10.8mW、斜效率 10.6%的超荧光光纤光源，其输出光谱在 1553.1nm~1588.6nm 接近 36nm 的范围内，功率抖动小于 0.2dBm。

采用脉冲泵浦，并利用光纤纤芯中的非线性效应——背向受激布里渊散射，实现了全光纤化的脉冲压缩光纤激光器，得到了纳秒量级的脉冲输出，脉宽为 400ns，平均功率 2.53W，重复频率 15kHz，并对实验结果进行了分析。

文章最后介绍了高功率光纤激光器及其相干组束系统的发展和应用前景。

关键词：光纤激光器，双包层光纤，声光调制器，自调 Q，铒镜共掺

Study on acousto-optic Q-switched erbium/ytterbium co-doped double-clad fiber lasers

Ji Wang (condensed matter physics)

Supervisor: Lijun Wang

Abstract

The merit, classes, applications and research developments of fiber lasers are introduced in this paper. The basic principles of fiber laser are introduced, and the key technologies of fiber lasers, including rare earth ion doped double-clad fibers, fiber gratings and semiconductor laser fiber coupling modules, are also described.

The structures of the energy level of Yb^{3+} , Er^{3+} and Er/Yb co-doped are discussed. Based on rate equations and transmission equations, the theory model of linear cavity double-clad fiber lasers is established. With the method of numerical calculation, the effects of fiber length, loss and reflectivity of fiber Bragg grating as the output mirror on laser output power and threshold pump power are discussed. The population distribution characteristics of Er^{3+} upper level in $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped double-clad fiber are analyzed. The distribution regulations of signal are studied by using the normalized population distribution curves of Er^{3+} upper level, which provide theoretical guidance for designing for and optimizing fiber lasers.

We demonstrate that, using the mathematical technique of Lagrange multipliers, one can derive simplified analytic expressions for all of the key parameters of the optimally coupled laser. These parameters, including the optimum reflectivity, single pulse energy, extraction efficiency, pulse width and peak power etc., can all be expressed as functions of a single dimensionless variable z , defined as the ratio of the unsaturated small-signal gain to the dissipative optical loss. The technical difficulties are resolved, including full fiber configuration, pump coupling, and enhance output power ulteriorly. The experimental and measuring systems of acousto-optic modulator

Q-switched Er/Yb co-doped double-clad fiber laser are established. At a repetition rate of 15 kHz, the laser produced stable pulses with the peak power of 15 kW. The Average output power, single pulse energy and pulse width of Er/Yb co-doped fiber laser are measured at different pump powers and different repetition rates. The self-Q-switched pulses in low pump power and line cavity fiber laser are observed. And the mechanism of self-Q-switched is explained qualitatively.

In the experiment, the fiber Bragg grating for composing resonant cavity is self-fabricated. The frequency selected principle of fiber gratings and characteristics of fiber grating F-P cavity are analyzed in this paper. The experiments of grating fabrication with the method of phase masks is designed and achieved. The high quality optical fiber grating with the center wavelength of 1551.340 nm, the bandwidth of 0.150 nm and the side forms rejection ratio of more than -23dB is fabricated. The spectral and temperature characteristics of fiber grating are analyzed.

In the paper, the experimental results of using double-pass forward configuration on high erbium-doped fiber super fluorescence fiber source pumped by 980nm laser diode are reported. The maximum super fluorescent output power is 10.8mW with the slope efficiency of 10.6%, while the pump power is 380mW. The power stability is less than 0.02dB in the range of almost 36nm from 1553.1nm to 1588.6nm. 3dB bandwidth is 84.2nm.

By exploiting pulsed pump light and stimulated Brillouin scattering of fiber core, we realized the pulse compression fiber laser with all-fiber structure. A pulse with the duration of 400ns, the average power of 2.53W and the repetition rate of 15 kHz is obtained. The experimental results are explained qualitatively.

Finally, the research development and applications of high-power fiber laser and its coherent system are summarized.

Key words: fiber laser, double-clad fiber, acousto-optic modulator, self-Q-switched, erbium/ytterbium co-doped

目 录

引 言.....	1
第一章 绪论.....	3
1.1 概述.....	3
1.2 光纤激光器的优点.....	4
1.3 光纤激光器的发展.....	5
1.4 光纤激光器的应用.....	7
1.5 本论文的研究工作.....	9
参考文献.....	10
第二章 双包层光纤激光器基本原理.....	13
2.1 双包层光纤激光器关键技术.....	13
2.2 稀土离子掺杂双包层光纤.....	14
2.3 双包层光纤激光器的谐振腔设计.....	24
2.4 半导体激光光纤耦合模块抽运源.....	28
参考文献.....	31
第三章 线形腔双包层光纤激光器数值分析.....	33
3.1 稀土离子掺杂光纤的能级及跃迁特性.....	33
3.2 线形腔光纤激光器理论.....	36
3.3 线形腔掺镱双包层光纤激光器数值分析.....	40
参考文献.....	43
第四章 声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器谐振腔制备.....	45
4.1 光纤光栅谐振腔原理.....	45
4.2 紫外写入光纤光栅技术.....	50
4.3 相位掩模法制作光纤 Bragg 光栅的实验研究.....	53
参考文献.....	58
第五章 声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器理论及实验研究.....	61
5.1 概述.....	61
5.2 Q 开关激光器理论分析.....	64

5.3 铒镱共掺双包层光纤粒子数特性分析	74
5.4 声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器的实验研究	80
5.5 自调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器	90
参考文献	95
第六章 高掺铒超荧光光纤光源	99
6.1 概述	99
6.2 超荧光光纤光源的基本结构	100
6.3 掺铒超荧光光纤光源理论	102
6.4 L 波段高掺铒光纤超荧光光源实验研究	104
参考文献	108
第七章 SBS 脉冲压缩双包层光纤激光器研究	111
7.1 SBS 调 Q 理论	111
7.2 SBS 脉冲压缩双包层光纤激光器实验装置	113
7.3 实验结果和分析	114
参考文献	117
第八章 高功率光纤激光及其相干组束系统	118
8.1 概述	118
8.2 高功率光纤激光器相干组束系统	119
8.3 高功率光子晶体光纤激光器	123
8.4 相列阵光纤激光器设计	125
参考文献	126
结 论	129
发表文章目录及参加课题情况	132
致 谢	134

引言

光纤激光器以其超高的稳定性、卓越的光束质量、简便的使用方法以及真正的免维护功能等显著特点,成为全面提升目前传统激光器性能和掀起激光产业技术改造的先锋和领航者,作为第三代激光技术的代表,光纤激光器被称为 21 世纪初最伟大的发明之一。

目前北美、英国、欧洲和日本等发达国家有超过 200 多家科研机构 and 大型企业从事研究、开发光纤激光产品和内部的关键器件。在连续输出高功率光纤激光器方面,IPG 公司用简单的组束技术已经获得超过 10 千瓦的光纤激光,国内上海光机所也报道在 2005 年实现了 444W 的光纤激光。在脉冲光纤激光器研究上,比较著名的有英国的 Southampton 大学光电研究中心、德国 Jena 研究所、法国的以 Hideur 为首的研究组和美国的 IPG 公司等。据报道 Liem 等已经获得了 108W 单频输出、光束质量为 1.1 的 1064nm 脉冲光纤激光,国内上海光机所 2005 年报道获得了平均功率 133.8W 的脉冲激光,南开大学利用声光 Q 开关获得了平均功率 180mW、单脉冲能量 180 μ J 的脉冲光纤激光。

目前,国际上对高功率光纤激光器的研究主要热衷于高功率掺镱光纤激光,对于输出波长 1550nm 的掺铒光纤激光器研究主要应用低功率的光通信领域。掺铒离子光纤可获得对人眼无害的输出波长 1550nm 的激光,在军事领域有很好的应用前景。基于以上的考虑,本论文的研究重点在于获得 1550nm 高功率脉冲输出光纤激光。实现全光纤化、稳定脉冲输出、高功率的 1550nm 光纤激光是本论文的研究重点之一。基于以上考虑,为了获得全光纤结构,采用光纤输入输出声光调制器作为 Q 开关,采用光纤光栅构成激光器谐振腔,利用光纤合束器耦合抽运光;为了获得高功率输出,采用高吸收效率铒镱共掺双包层光纤,利用光纤合束器耦合两个抽运源的抽运光。此外,采用了光纤合束器后可以通过增加抽运源数量和功率的方法进一步提高光纤激光功率。

此外,在论文期间,也参加了连续输出高功率掺镱光纤激光器的理论分析和实验工作,对高功率光纤激光及其相干合成技术进行了大量的调研;利用吉林大学设备,自制了实验中所需的 1550nm 光纤光栅,对光栅特性进行了分析;实验

过程中观察到了高掺铒光纤中的超荧光现象,进而开展了 L 波段高掺铒光纤超荧光光源的调研和研究;利用单模光纤中的受激布里渊散射效应,进行了掺镱光纤激光器脉冲压缩的实验研究。

第一章 绪论

1.1 概述

双包层光纤激光器是国际上新近发展的一种新型激光器件,由于其具有光束质量好、效率高、易于散热和易于实现高功率等特点,近年来发展迅速,已经成为高精度激光加工、激光雷达系统、光通信及目标指示等应用领域中的重要光源,在国防军事领域更有着广泛的应用潜力。

光纤激光器的各项性能指标均优于传统固体激光器,因此光纤激光器被一致认为是固体激光器的有力竞争对手。光纤激光器是定位于机械加工、激光医疗、光纤通信、汽车制造和国防军事等行业的新一代光源,是国际上新近发展的一种新型全固态激光器件。它的出现被认为是激光技术领域内的一场革命,它不仅将应用于传统激光器所及的各种领域,而且将大大地扩展传统激光器所不能及的领域,其市场前景将是十分巨大的。特别是在高精度激光加工、汽车制造和新型国防器件和系统等领域有其广泛的应用,其国内外的市场的潜力巨大。在2004年工业级的光纤激光器和系统的全球市场接近1亿美元,到2005年迅速增长为2.3亿美元,预计到2006年将达到3.06亿美元;2005年国际上光纤激光器的销售量已经占所有固体激光器销售量的18%,预计到2008年,光纤激光器的市场占有率将超过其它传统的固体激光器的市场。目前,先进国家的政府和大型企业高度重视光纤激光器的研究开发和产业化,已经注入巨额资源支持相关的工作,以满足他们对一些尖端技术控制的需求。

光纤激光器是指以光纤为基质掺入某些激活离子做成工作物质,或者利用光纤本身的非线性效应制作成的一类激光器。光纤激光器按照光纤材料的种类可分成以下几种类型^[1]: (1) 晶体光纤激光器,工作物质是激光晶体光纤,主要有红宝石单晶光纤激光器和Nd³⁺:YAG单晶光纤激光器等; (2) 非线性光纤激光器,主要有受激拉曼散射(SRS)光纤激光器和受激布里渊散射(SBS)光纤激光器; (3) 稀土类掺杂光纤激光器,光纤的基质材料是玻璃,向光纤中掺杂稀土类元素离子使之激活,而制成光纤激光器; (4) 塑料光纤激光器,向塑料光纤芯部或包层内掺入激光染料而制成光纤激光器; (5) 光子晶体光纤激光器,利用光子晶体光纤的

特性制成稀土掺杂激光器。

1.2 光纤激光器的优点

光纤激光器主要由抽运源、耦合器、掺稀土元素光纤、谐振腔等部件构成。抽运源由一个或多个大功率激光二极管构成，其发出的抽运光经特殊的抽运结构耦合到作为增益介质的掺稀土元素光纤内，抽运波长上的光子被掺杂光纤介质吸收，形成粒子数反转，受激发射的光波经谐振腔镜的反馈和振荡形成激光输出。光纤激光器可以在本质上克服传统激光器的众多缺点，其优点为：

1. 增益材料：特殊的玻璃光纤材料，具有极低的体积/表面积比，因此它的工作物质的热负荷小，具有良好的散热特性，不需热电制冷和水冷，只需简单的风冷，给光纤激光器的应用带来很大方便；
2. 激光腔：光被限制在特殊的光纤中，它的可绕性使其具有小型化、集约化优势，可以自然密封；
3. 玻璃光纤对入射抽运光不需要像晶体那件的严格的相位匹配，损耗低，所以转换效率较高，激光阈值低；
4. 输出激光波长多：这是因为稀土离子能级非常丰富且稀土离子种类很多，图1.1展示了一些掺稀土光纤的连续输出光谱范围；
5. 可调谐性：由于稀土离子能级宽和玻璃光纤的荧光谱较宽；
6. 可以采用光纤光栅作为光纤激光器谐振腔的反射镜面和激光波长选择器件，因此激光腔内无光学镜片，无光路调整问题，只有免调节、免维护、能承受大功率，无污染问题，高稳定性的优点，这是传统激光器无法比拟的；
7. 光纤导出，直接传输到工作面，使得激光器能轻易胜任各种多维任意空间加工应用，使机械系统的设计变得十常简单；
8. 光纤激光器的工作物质为柔性介质，具有光纤的一些优点，胜任恶劣的工作环境，对灰尘、震荡、冲击、湿度、温度具有很高的容忍度；
9. 低功率消耗，高的电光效率：综合电光效率高达20%以上，大幅度节约工作时的耗电，节约运行成本；
10. 易于实现高功率；
11. 光束质量好，接近衍射极限，工作面处功率密度高。

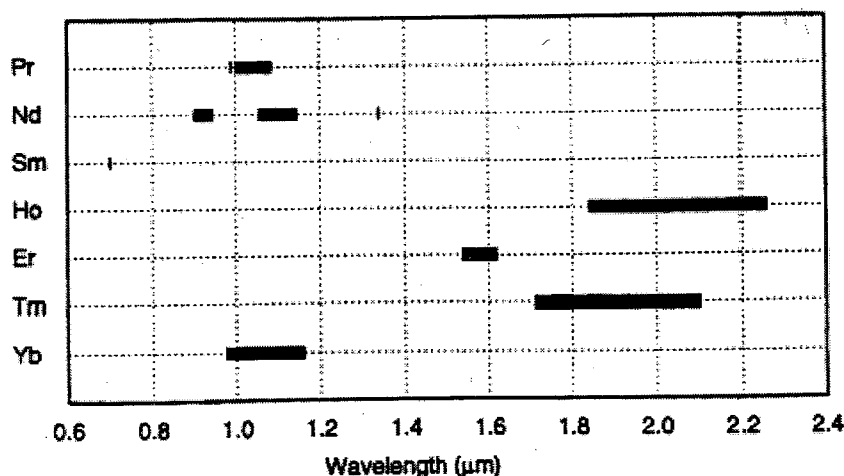


图 1.1 掺稀土光纤连续输出光谱范围

1.3 光纤激光器的发展

光纤激光器的历史几乎和激光器的历史一样长。从 1963 年发明光纤激光器到二十世纪八十年代末第一批商用光纤激光器出现在市场上就已经有二十多年历史了。所谓光纤激光器就是用光纤作激光介质的激光器，1964 年世界上第一代玻璃激光器就是光纤激光器。由于光纤的纤芯很细，一般的抽运源很难聚焦到芯部，并且由于使用单模二极管抽运，因此只能发射出几十毫瓦的激光。所以在最初的二十余年中光纤激光器没有得到很好的发展。

20 世纪 80 年代以来，由于掺稀土离子单模光纤生产工艺和半导体激光器工艺的发展，有源光纤器件开始腾飞。光纤激光器以其效率高、光束质量好。散热性好、结构紧凑、灵活方便等诸多的优良特点受到普遍关注^[2~5]。包层抽运技术的出现，突破了光纤器件只能作为低功率光电器件应用的束缚，将光纤激光器推向一个崭新的发展水平^[6~9]。

八十年代，英国南阿普顿(Southampton)大学采用 MCVD 方法制作光纤预制棒，掺入 Er^{3+} 后拉制成单模光纤构成激光器的有源介质，同时先后报导了光纤激光器的调 Q、锁模、单纵模输出以及光纤放大器方面研究工作。1987 年推出了第一个实用的掺铒光纤放大器(EDFA)成功的应用在光通讯领域的中继放大光路。人们的目标转移到研制高增益、高输出功率、高稳定性的有源稀土掺杂光纤放大器，开始意识到利用半导体激光二极管作为光纤激光器抽运源的潜在开发能力，但是传统的直径只有几个微米的单模光纤与激光二极管极低的耦合效率是制

约这种抽运技术发展的难以跨越的障碍，所以发展缓慢。

以稀土离子掺杂实现的晶体以及玻璃激光器的工作发展迅速，如我们熟知的铒、钕、镱、钬、铥等已经成功地应用在各个领域，其中以铒离子掺杂激光器和放大器发展的最为迅速和成熟，因其发射波长为 $1.55\mu\text{m}$ 是大气传输最低损耗窗口，光通信的迅速发展刺激并推动了以铒离子激光介质实现的激光器及放大器，近年来光通信系统容量越来越大，出现的如 WDM 及 DWDM 技术均要求大功率的激光器及放大器件，目前应用在现行系统中的激光器件输出功率在 1W 左右，实验报道目前铒掺杂双包层光纤激光器的最大输出功率已达到 $100\text{W}^{[10]}$ 。

九十年代是 Nd 离子掺杂双包层光纤的发展期，1988 年，美国宝丽来公司 Snitzer^[11]等人发明了具有内包层结构的掺 Nd^{3+} 双包层光纤激光器，使得掺杂光纤的吸收效率有了显著的提高，并从理论上证明了这种双包层光纤所具有的 90% 以上的吸收效率，这是国际上第一次提出双包层光纤的概念，大大提高了光纤激光器的吸收效率和输出功率。1992 年的 CLEO' 92 会议上 J.D.Minelly 等人报道了输出功率大于 1 瓦的钕掺杂双包层光纤激光器^[12]，1993 年美国宝丽来公司 H. Po 及其合作者获得了 5W 单模输出钕掺杂矩形双包层光纤激光器^[13]，1995 年德国 H.Zellmer 实现了 9.2W 的激光二极管抽运圆形内包层多模光纤激光器^[14]，从此人们看到了以稀土掺杂双包层光纤实现高光束质量激光器的前景，预计在不久的将来可望实现 50W 甚至更高功率。

然而，由于 Nd 离子的吸收带非常窄，对抽运源的波长稳定性及精度要求较高。这时人们又重新意识到镱离子所具有的某些优良性能，重新认识到掺 Yb^{3+} 光纤激光器的巨大潜力。1988 年，英国 Southampton 大学的 D.C.Hanna 等^[15]人在掺 Yb^{3+} 光纤激光器中得到从 $1.01\mu\text{m}$ 到 $1.162\mu\text{m}$ 波长激光的调谐输出，同时在 $1.12\mu\text{m}$ 实现了激光连续输出，1994 年 H.M.Pask 等首先在掺 Yb^{3+} 石英光纤中实现双包层抽运光纤激光器，在 $1.04\mu\text{m}$ 波长得到最大 0.5W 的激光输出，光光转换效率达到 80%^[16]。在 1997 年 CLEO'97 国际会议上，美国科学家 M.Muedel 等报道了利用掺 Yb^{3+} 双包层光纤在 $1.1\mu\text{m}$ 波长得到功率高达 35.5W 的连续激光输出^[17]。1998 年的 OFC'98 会议上 Boggavarapu D^[18]等人报道了高达 55W 的连续输出功率。这些实验所取得的结果加之光纤激光器所具有的单模输出特点，各国科学家们争相开展这种高功率密度的激光光源，并预见到在工业加工和军事方面的应用，在不到一年的时间里，美国鲁申特(Lucent)公司的研究人员^[19]报道了利用四

个高功率激光二极管阵列进行抽运单根掺镱双包层光纤激光器,将激光器的输出功率提高到 110W。2006 年初 IPG 公司报道了单根光纤里连续输出 2kW 掺镱双包层光纤激光器,其发展迅速可畏惊人。近年来出现了各种新型的高功率光纤激光器,如光纤碟型激光器^[20],光子晶体双包层光纤激光器^[21],多纤芯双包层光纤激光器^[22]等。

国内在光纤激光器领域的研究开展的较早,从 20 世纪 90 年代初,如南开大学、上海光机所、清华大学及邮电部和电子部的一些研究单位在光纤激光器,放大器和相关器件领域的研究中也取得了一定的进展,上海光机所获得了 444W 连续输出掺镱光纤激光器和 133.8W 脉冲输出掺镱光纤激光器,南开大学主要从事 1.55 μm 光纤激光器的研究。

1.4 光纤激光器的应用

目前,以包层抽运为核心技术的高功率光纤激光器已经走向实用化、产业化。光纤激光器以其高功率、高效率、宽波段、结构紧凑、运转可靠、性价比高、全固化等优点,在光通讯、光传感、激光医疗、工业加工、航空航天、科学材料、光谱学以及非线性光学方面得到了广泛的应用^[23~29]。

在通讯领域:众所周知,目前的通讯领域正不断向全光网络发展,应用最多而且对光纤激光器推动最大的就是全光通讯网络。光纤激光器提供的 1.30 μm 和 1.55 μm 波段的激光,处于光通讯的两个低损耗窗口上,并且 1.55 μm 的光纤激光器可以用半导体激光器作为抽运源,既经济又实惠。另外,利用 8W 左右高功率双包层光纤激光抽运的级联拉曼激光器,可以在 1.2~1.5 μm 波长范围内实现 1W 左右的激光输出,这是光通讯波段拉曼放大器所迫切需要的。高功率光纤激光器另一个发展方向是将其应用到光孤子通讯和空间通讯领域,实现远距离、无差错通信。

在工业加工方面:激光波长在 1060~1200nm 范围内的掺镱光纤激光器,其极高的效率和功率在材料加工方面可与传统的 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,集成电路制造商开始用光纤激光打标系统取代效率不高的 CO₂ 激光和闪光灯抽运的 Nd:YAG 脉冲激光打标系统,在半导体芯片和包装上制作小铭牌。它也常用于塑料和金属上打标;在焊接领域,激光软焊和烧结所需的功率为 50~500W,金属焊接和硬焊为 500~20kW,双包层

光纤激光器完全能够满足要求。图 1.2 是激光加工领域对激光功率和光束质量的要求，并列出了光纤激光器当输出功率增加时光束质量的变化情况，光纤激光器完全满足各种高、中、低精度的工业应用。

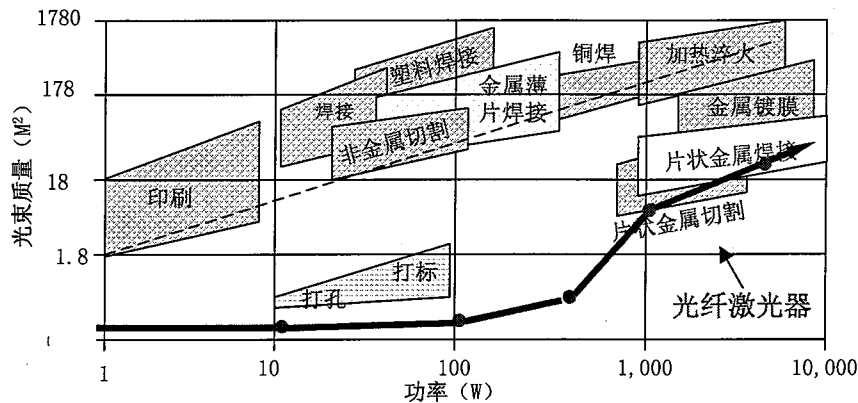


图 1.2 激光加工领域对激光功率和光束质量的要求

在军事方面：高功率、高质量激光武器一直是军事领域研究的重点，高功率光纤激光器以其高亮度、照射面积小、体积小等优点越来越受到重视，并有取代目前看好的化学武器和生物武器的趋势。作为武器，高功率光纤激光器的输出能量高度集中，光功率密度可达到 MW/cm^2 ，足以摧毁任何坚固的目标。它以每秒 30 万公里的速度在空中传播，瞄准目标时不需计算提前量，且射击时后坐力很小，可随意变换射击方向，精确打击目标的关键地位。目前，美国、日本等国的科学家都在致力于千瓦级激光武器的研制工作。

在激光印刷方面：双包层光纤激光器，则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，印刷厂利用它可进行校样的制模。在图形绘制工业中，光纤激光器可用于热内鼓直向平板图像系统，其要求高功率和受限衍射光束质量。双包层光纤激光器对于图像艺术工业正出现的最先进热介质是一种启动技术。最近大多数图像艺术商社(包括杂志、报纸和图书出版社)采用湿照相技术生产预制图像和印刷图版。然而所有主要的图像介质供应商都在为校样和图版研制“干”介质。无需化学处理，使用这些“干”介质对用户来说更方便，对环保更为有利。在这一技术中，利用激光扫描和调制，可以在衬底表面形成图片或者文字。为了在几分钟内对图样曝光，要求激光器的功率在 10W 以上，双包层光纤激光器完全能满足这一要求。目前光纤激光已被大多数图像艺术制造商用来清样和制模。目前在该市场已有几百支高功率光纤激光器在运转。

在医疗方面：目前，光纤激光器用作止血和手术刀已出现在许多内外科手术中，并逐渐被广大医学工作者认同。早期用于临床的激光器大多是氩离子激光器、CO₂激光器和YAG激光器，但它们通常具有相当大的体积，光束质量不高，而且需要庞大的水冷系统和安装后的伺服，而这些又恰是光纤激光器所能弥补的。高功率光纤激光器的引进，使组织脱落和光致凝结手术的时间大大缩短。在眼科手术中，掺Tm离子CW高功率光纤激光器能使角膜成形手术成功率更高，同时还可以治疗远视、近视等眼科疾病。在心血管手术中，利用光纤的柔韧性和光纤激光器光束质量好，可以使光纤进入人体内排除肿瘤和各种淤积物^[30]。另外，在整形美容手术中，高功率光纤激光器也发挥了相当大的作用，高功率2μm波长的激光在治疗皮肤癌和去纹身方面已取得了良好效果。功率超过几瓦的掺铒光纤激光器则在显微外科手术中扮演了十分重要的角色，它能为外科手术提供较大的高能辐射，同时在红外保健方面也有着应用空间。利用倍频晶体和喇曼频移等波长变换技术，可以由光纤激光器得到从紫外到中红外波段的大功率激光，满足不同医学应用领域的要求。

1.5 本论文的研究工作

1. 介绍了光纤激光器发展概况，总结了稀土掺杂光纤激光器的发展历史及进展情况，概述了光纤激光器的优点及其应用前景；

2. 分析了光纤激光器的关键技术，介绍了掺铒、掺镱及铒镱共掺光纤的光学特性，讨论了双包层光纤的基本特性，分析了不同内包层结构光纤的吸收效率，介绍了光纤激光器谐振腔的基本结构及半导体激光光纤耦合模块抽运源；

3. 分析了稀土掺杂光纤三能级及四能级系统的跃迁特性，建立了线形腔端抽运双包层光纤激光器的理论分析模型，采用数值计算方法模拟了掺镱双包层光纤激光器的输出特性，分析了激光器阈值功率、输出功率与后腔镜反射率、光纤长度、损耗系数之间的关系，建立了铒镱共掺双包层光纤理论分析模型，采用数值计算方法分析了反转粒子数分布、信号光功率在光纤长度上的变化；

4. 建立了Q开关光纤激光器的理论分析模型和铒镱共掺Q开关光纤激光器的速率方程理论模型，分析了Q开关光纤激光器的最佳输出反射率、输出能量、能量提取效率、峰值功率、脉冲宽度等参数，设计和实现了全光纤化声光调Q铒镱共掺光纤激光器，重复频率15kHz时，获得了脉冲能量30μJ，平均输出功率

30.8mW, 脉冲宽度约200ns, 峰值功率150W的激光输出, 测量了不同重复频率和入纤功率下激光器脉冲能量、平均输出功率和脉冲宽度的变化, 并且在无调制的情况下观测到了铒镱共掺双包层光纤激光器的自调Q现象, 对其进行了测量和分析;

5. 分析了光纤光栅选频原理以及光纤光栅F-P谐振腔特性, 设计基于光纤光栅的全光纤结构的F-P谐振腔, 对光纤的增敏原理进行了研究, 系统介绍了光纤光栅的制备方法, 设计和实现了利用相位掩模法制备光纤光栅实验, 分析了所制备的光纤光栅的光谱特性、温度特性;

6. 分析了超荧光光纤光源的基本结构, 介绍了超荧光光源的发展、应用, 建立了双程前向结构掺铒超荧光光纤光源的理论分析模型, 设计和实现了L波段高掺铒超荧光光纤光源, 获得了3dB带宽84.2nm、在1553.1nm~1588.6nm范围内功率抖动小于0.2dBm、最大输出功率10.8mW的超荧光输出;

7. 讨论了高功率光纤激光及其相干组束系统的关键技术, 介绍了国内外高功率光纤激光及其相干组束系统的发展, 介绍了高功率光子晶体光纤激光器的研究进展。

参考文献

- [1] 聂秋华著. 光纤激光器和放大器技术[M]. 第一版, 电子工业出版社, 1997.
- [2] Zhang W. Experimental research on the mode properties of large mode area photonic crystal fiber laser [J]. Journal of Optoelectronics Laser, 2004, 15(SUPPL):142-143.
- [3] Mafi A. A large-core compact high-power single-mode photonic crystal fiber laser [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2004, 16(12):2595-2597.
- [4] Ning D. Yb³⁺-doped double-clad fibre laser pumped by rectangular inner cladding [J]. Chinese Physics Letters, 2001, 18(12):1592-1594.
- [5] J. T. Kringlebotn. Highly-efficient low-noise grating-feedback Er³⁺/Yb³⁺ codoped fibre laser [J]. Electr. Lett., 1994, 30(12):972-973.
- [6] Ou P. Multi-coupler side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser [J]. Chinese Optics Letters, 2004, 2(5):285-287.
- [7] Liu C. H. 810W continuous-wave and singletransverse-mode fibre laser using 201μm core Yb-doped double-clad fibre [J]. Elect. Lett., 2004, 40(23):1471-1472.

-
- [8] Jeong Y. Ytterbium-doped large-core fibre laser with 610W of near diffraction-limited output power [J]. *Elect. Lett.*, 2002, 40(24):1527-1528.
- [9] Jeong Y. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36kW continuous-wave output power[J]. *Opt. Express*, 2004, 12(25):6088-6092.
- [10] Johan Nilsson, Jayanta K. Sahu, Yoonchan Jeong et al. High power fiber laser:new developments[J]. *Proc. SPIE*, 4974.
- [11] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi et al. Double-clad, offset core Nd fiber laser[J]. *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors*, Postdeadline paper PD5.1988:41.
- [12] H. Po. Double-clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAs phased array[J]. *Post-deadline paper PD07, OFC'89*.
- [13] H. Po, J. D. Cao, B. M. Laliberte et al. High power neodymium-doped single transverse mode fiber laser[J]. *Electron. Lett.*, 1993, 19:1500-1501.
- [14] H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tunnermann et al. High power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9.2W with high beam quality[J]. *Opt. Lett.*, 1995, 20:578-580.
- [15] Hanna D. C., Percival R. W., Perry I. R. et al. Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser [J]. *Electron. Lett.*, 1988, 24(17): 1111-1113.
- [16] H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna. Operation of cladding-pumped Yb^{3+} -doped silica fibre lasers in 1 μm region [J]. *Electron. Lett.*, 1994, 30 (11): 863-865.
- [17] M. Muedel, B. Engstrom, D. Kea. et al. 35-Watt cw singlemode ytterbium fiber laser at 1.1 μm [J]. *Proc. CLEO*, 1997, Post-deadline paper CPD30-1.
- [18] Boggavarapu D, Caffey D, He X et al. Ultrahigh-power laser diode array pump source for fiber lasers[J]. *Tech. Dig. OFC'98, San Jose, CA, 1998, paper TuH7:47-48*.
- [19] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts et al. 110w fiber Laser [J]. *Electron. Lett.*, 1999, 35(14):1158-1160.
- [20] Hiroshi Sekiguchi, Guillaume Vienne, Akiyoshi Tanaka et al. New concept: fiber embedded disk and tube lasers [J]. *Proc. SPIE*, 2000, 3889:154-159.
- [21] K. Furusawa, A. Malinowski, J. h.v. Price et al. Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding [J]. *Opt. Express*, 2001, 9(13):714-720.
- [22] P. Glas, M. Naumann, A. Schirmacher et al. The multicore fiber-a novel design for a diode pumped fiber laser [J]. *Opt. Comm.* 1998, 15(1):187-195.

- [23] Tariq Manzur and Steven Bastien. High power fiber laser/amplifier present & future[J]. Proc. SPIE, 2000, 3945:240-257.
- [24] Muendel M. H. High-power fiber laser studies at the Polaroid Corporation[J]. Proc. SPIE, 1998, 3264:21-29.
- [25] Valentin Gapontsev and William Krupke. Fiber lasers grow in power[J]. Laser Focus World, 2002, 8:83-89.
- [26] Volker Gaebler and Hans J. Eichler Monolithic blue upconversion fiber laser[J]. Proc. SPIE, 2002, 4629:94-107.
- [27] Nam Seong Kim, Mahendra Prabhu, Cheng Li et al. 1239/1484nm cascaded phosphosilicate raman fiber laser with CW output power of 1.36W at 1484nm pumped by CW Yb-doped double-clad fiber laser at 1064nm and spectral continuum generation[J]. Opt. Commun., 2000, 176:219-222.
- [28] J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson et al. High energy, high power ytterbium-doped Q-switched fiber laser[J]. Opt. Lett., 2000, 25(1):37-39.
- [29] M. E. Fermann, M. L. Stock, A. Galvanauskas et al. High-power compact ultrafast fiber laser[J]. Proc. SPIE, 2000, 3942:194-200.
- [30] Stuart D. Jackson and Antonio Lauto. Diode-pumped fiber lasers: a new clinical tool[J]. Lasers in Surgery and Medicine, 2002, 30:184-190.

第二章 双包层光纤激光器基本原理

2.1 双包层光纤激光器关键技术

光纤激光器的独特优点在于无以伦比的转换效率、最佳的光束质量、体积小和重量轻以及结构紧凑等，这些优点是光纤光学结构所固有的，正是这些优点使得它们在诸如常规光通讯或空间光通信(光源和放大器)和材料处理等许多领域中是非常理想的激光系统。

光纤激光器的关键技术包括，一、抽运源：输出稳定，寿命长，体积小，无需复杂水冷系统的高功率半导体激光器光纤模块的实现；二、光纤融合技术：将多根多模光纤同有源光纤融合在一起，而将功率几乎无损耗的传入有源光纤的内包层中，这种光纤集合融接技术使得光纤模块的输出能量在百瓦量级，这也消除了半导体激光阵列集成模块的散热问题；三、谐振腔：利用在光纤上制作反射型光纤光栅做为光纤激光器的振荡腔，而可以在高功率情况下具有长时间稳定性能的光纤光栅制作，对于实现简便紧凑及光纤激光器产品的意义非常重要。

线形腔光纤激光器的结构如图 2.1 所示，激光器的增益介质通常采用掺有稀土离子光纤，反射镜 1 和反射镜 2 构成激光器的谐振腔，抽运光由增益光纤的一端输入。由于光纤的纤芯很细，在抽运光的作用下光纤内极易形成高功率密度分布，造成激光工作物质的激光能级的“粒子数反转”分布，在谐振腔内便形成激光振荡。

本章从光纤激光器的关键技术出发，既增益介质、谐振腔、抽运源出发，对双包层光纤激光器的基本原理及技术进行讨论和分析。

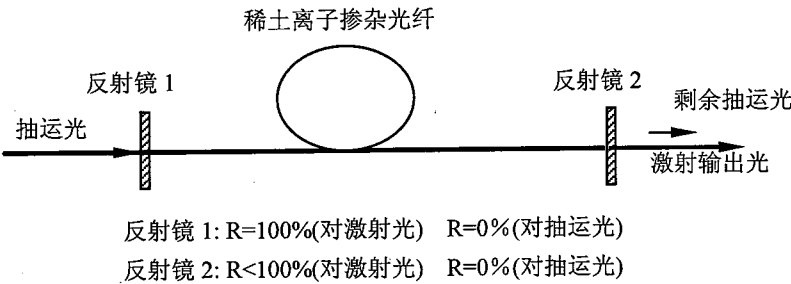


图 2.1 线形腔光纤激光器结构示意图

2.2 稀土离子掺杂双包层光纤

2.2.1 稀土离子在玻璃中的光学特性

稀土离子在光学和磁学方面的应用已经有很长的历史了，在所有的应用中，使用掺有稀土离子的晶体、粉末和玻璃制成的发光器件占有了很重要的一部分。稀土离子与其他的光学活性离子相比有一些重要的特性：它们的发射和吸收谱线非常的窄，它们的发射和吸收跃迁波长几乎与基质材料无关，亚稳态寿命长，量子效率高，以上的特性使稀土离子有许多的光学应用。产生增益的装置，例如激光器和放大器，要有很低的损耗，并且限制使用单晶或玻璃作为基质材料。表 2.1 列出了自 1991 年开始报道的光纤激光器和放大器的波长范围、跃迁和特性^[1]。

因为稀土离子几乎在电磁波谱的可见光和近红外部分的每一个区域中都有很尖锐的谱线，自然地它被选作为光纤激光材料的激活离子。这些谱线的特点是很尖锐，即使由于外层电子屏蔽而引起很强的晶体局域场时也是这样。

稀土元素或镧系元素包括 15 种元素，在元素周期表中位于第五行，由元素镧开始，原子序号是 57，至镱结束，原子序号为 71。所有的镧系元素都具有相同的外层电子结构，包括 5s 和 5p 电子。占据 4f 的内层电子主导了此类元素的光学特性，光学吸收和发射引起的跃迁均发生在 4f 层内。稀土离子基态电子排列的中心与氫相同，但其高轨道还有额外的电子。在氫中，第 1、第 2 和第 3 壳层完全填满，第 4 壳层的 s、p、d 次壳层是满的，而能够填充 14 个电子的 4f 次壳层却无一个电子。氫的电子排列为 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6$ 。

稀土三价离子的结构比相应的原子简单，稀土离子在电子结构方面的差异仅在于 4f 壳层的电子数，当形成三价稀土离子时，原子释放出其外层的 6s 电子。例如 Nd^{3+} ，失去两个 6s 电子和一个 4f 层的电子成为了三价的正离子。而 5s 和 5p 层的电子却保持不变。稀土离子的荧光光谱来自部分填充 4f 壳层能级之间的电子跃迁。4f 壳层已有的电子在吸收光后进入未填充的 4f 能级，填充的 5s 和 5p 外壳层很好地保护了 4f 能态。因此，荧光和吸收波长对外场的依赖性小，这一点与其它跃迁元素离子不同，发射谱线相对较窄，能级结构根据基质材料的不同而不同。晶体场的效果在正常情况下被认为是自由离子能级的扰动，与自旋轨道和 4f 电子中的静电相互作用相比，这种扰动很小，能级的主要变化是，晶体场内斯托克斯效应在很多距离很近的能级中引起每个自由离子能级的分裂。

下面我们以掺铒、掺钕和钕铒共掺光纤为例介绍其光学特性。

表 2.1 玻璃基光纤激光器和放大器

Operating Range (nm)	Dopant ion	Transition	Type of host		Type of transition ^a
			Oxide	Fluoride	
≈455	Tm ³⁺	$^1D_2 \rightarrow ^3F_4$		Yes	UC, ST
≈480	Tm ³⁺	$^1G_4 \rightarrow ^3H_6$	Yes	Yes	UC, 3L
≈490	Pr ³⁺	$^3P_0 \rightarrow ^3H_4$		Yes	UC, 3L
≈520	Pr ³⁺	$^3P_1 \rightarrow ^3H_5$		Yes	UC, 4L
≈550	Ho ³⁺	$^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$	No	Yes	UC, 3L
≈550	Er ³⁺	$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	No	Yes	UC, 3L
601-618	Pr ³⁺	$^3P_0 \rightarrow ^3H_6$		Yes	UC, 4L
631-641	Pr ³⁺	$^3P_0 \rightarrow ^3F_2$		Yes	UC, 4L
≈651	Sm ³⁺	$^4G_{5/2} \rightarrow ^6H_{9/2}$	Yes		4L
707-725	Pr ³⁺	$^3P_0 \rightarrow ^3F_4$		Yes	UC, 4L
≈753	Ho ³⁺	$^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_7$	No	Yes	UC, ST?
803-825	Tm ³⁺	$^3H_4 \rightarrow ^3H_6$	No	Yes	3L
≈850	Er ³⁺	$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	No	Yes	4L
880-886	Pr ³⁺	$^3P_1 \rightarrow ^1G_4$		Yes	4L
902-916	Pr ³⁺	$^3P_1 \rightarrow ^1G_4$		Yes	4L
900-950	Nd ³⁺	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	Yes		3L
970-1040	Yb ³⁺	$^5F_{5/2} \rightarrow ^5F_{7/2}$	Yes		3L
980-1000	Er ³⁺	$^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	No	Yes	3L
1000-1150	Nd ³⁺	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	Yes	Yes	4L
1060-1110	Pr ³⁺	$^1D_2 \rightarrow ^3F_4$	Yes		4L
1260-1350	Pr ³⁺	$^1G_4 \rightarrow ^3H_5$	No	Yes	4L
1320-1400	Nd ³⁺	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	Yes	Yes	4L
≈1380	Ho ³⁺	$^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_5$	?	Yes	4L
1460-1510	Tm ³⁺	$^3H_4 \rightarrow ^3F_4$	No	Yes	ST
≈1510	Tm ³⁺	$^1D_2 \rightarrow ^1G_4$		Yes	UC, 4L
1500-1600	Er ³⁺	$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	Yes	Yes	3L
≈1660	Er ³⁺	$^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	No	Yes	4L
≈1720	Er ³⁺	$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	No	Yes	4L
1700-2015	Tm ³⁺	$^3F_4 \rightarrow ^3H_6$	Yes	Yes	3L
2040-2080	Ho ³⁺	$^5I_7 \rightarrow ^5I_8$	Yes	Yes	3L
2250-2400	Tm ³⁺	$^3H_4 \rightarrow ^3H_5$	No	Yes	4L
≈2700	Er ³⁺	$^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	No	Yes	ST
≈2900	Ho ³⁺	$^5I_6 \rightarrow ^5I_7$	No	Yes	ST

^a3L, three-level; 4L, four-level; UC, up-conversion; ST, apparent self-terminating.

2.2.1.1 铽离子

如图 2.2a 所示为掺杂在硅基玻璃光纤铽 Yb^{3+} 离子的能级及 Spark 分裂能级，铽离子能级结构比较简单，在整个可见及红外光谱区只有一个基态 $^2\text{F}_{7/2}$ 和一个亚稳态 $^2\text{F}_{5/2}$ ，间隔大约 $10,000\text{cm}^{-1}$ ，每个能级分裂为多重态，形成如图 2.2a 所示的次能级，因此铽离子掺杂的光纤具有宽的吸收带宽(800-1064nm)和发射带宽(970-1200nm)，从 970 到 1064nm 是吸收和发射谱重叠部分，铽离子如此宽的吸收带可以选择许多激光器作为抽运源，具有较高的吸收和转换效率，如 AlGaAs、InGaAs 激光二极管，Ti:sapphire 激光器等。铽离子的其它能级都在紫外区，由于没有高能级的存在，因此以铽离子掺杂光纤可以消除多光子弛豫及激发态吸收(ESA)的影响，适合于发展高功率激光器件，许多高功率固体激光器也利用铽掺杂晶体作为激活介质。对铽离子次能级分析认为，铽掺杂光纤激光器一般被抽运到其亚稳态 $^2\text{F}_{5/2}$ 多重态较高的次能级上， $^2\text{F}_{5/2}$ 能级寿命在 $760\mu\text{s}$ ，当发射波长小于 990nm 时，其行为是一种真实的三能级跃迁系统(跃迁 A)，而在较长的波长，从 $\sim 1000\text{nm}$ 到 $\sim 1200\text{nm}$ 时(跃迁 B)，其行为更象是一种准四能级系统^[2,3]。铽 Yb^{3+} 离子掺杂光纤也具有相当高的吸收和发射横截面积，如图 2.2b 所示为典型铽离子吸收和发射截面。

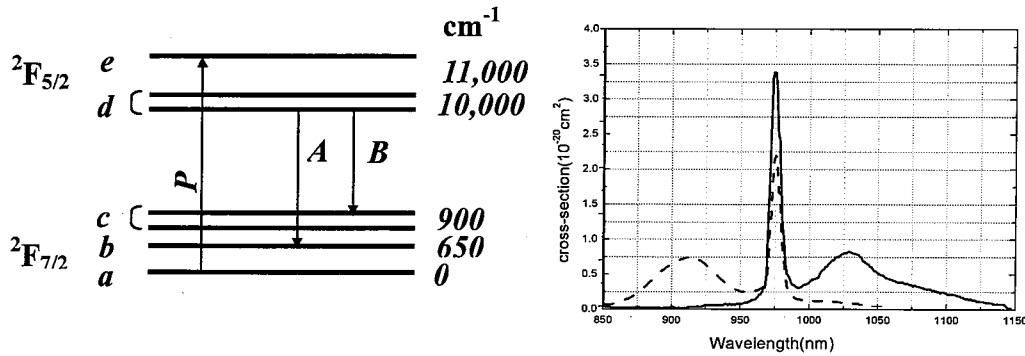


图 2.2 硅基掺杂铽(Yb)离子能级图 a 和典型发射吸收横截面积图 b

对于三能级系统来说，要求上能级粒子数超过总数的 50% 达到阈值条件，四能级系统则要求更少的粒子数反转，如在 1060nm 或更长波长激射时，铽掺杂光纤激光器要求总上能级粒子数超过总数的 10% 时即达到阈值条件^[4]，即 $n^* = 10\% \cdot n_{\text{Yb}}$ ，其中 n_{Yb} 为光纤纤芯中铽离子的掺杂浓度，考虑光纤激光器在 1060nm 或更长波长的增益，用 $g_{1060\text{nm}}$ 表示，可有以下表达式： $g_{1060\text{nm}} = n^* \cdot \sigma_e - (n_{\text{Yb}} - n^*) \sigma_a$ ，

其中 σ_e 为掺铒光纤在 1060nm 或更长波长的发射截面积, σ_a 为 1060nm 或更长波长的吸收截面积, 如图 2.1b 中, 在 1060nm 时的发射截面积为 $0.57 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, 吸收截面积为 $0.07 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, 相应的在 1060nm 或更长设计波长时的阈值增益由式 $n^* \cdot \sigma_e^d - (n_{Yb} - n^*) \sigma_a^d$ 计算, 其中 σ_e^d 和 σ_a^d 分别为设计波长的发射和吸收截面积。

2.2.1.2 铒离子

图 2.3 所示为铒离子在以 $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ 为基质的掺铒光纤中的吸收和荧光光谱特性。铒离子在 800nm、980nm 和 1480nm 波长处有吸收带存在^[5], 对应的能级跃迁分别为 $^4I_{15/2}$ 到 $^4I_{9/2}$ 、 $^4I_{11/2}$ 和 $^4I_{13/2}$, 如图 2.4 所示, 所以可采用这三个波长的半导体激光器进行抽运。但使用 800nm 抽运中的激发态吸收效应会降低抽运效率, 因此目前普遍采用 980nm 或 1480nm 波长的半导体激光器作为抽运源。采用 980nm 波长激光器抽运时, 掺铒光纤放大器属于典型的三能级系统。在三能级系统中, 抽运系统将铒离子从基态 $E_1(^4I_{15/2})$ 抽运到高能级 $E_3(^4I_{11/2})$, 被抽运到 E_3 上的粒子通过无辐射跃迁迅速转移到亚稳态 $E_2(^4I_{13/2})$ 。采用 1480nm 波长激光抽运时, 掺铒光纤放大器属于典型的二能级系统^[6]。抽运系统将铒离子从基态 $E_1(^4I_{15/2})$ 抽运到亚稳态能级 $^4I_{13/2}$ 的高能态。亚稳态能级 $^4I_{13/2}$ 和基态能级 $^4I_{15/2}$ 之间的受激发射波长位于 1550nm 波段, 当反转粒子数积累到一定程度, E_2 与 E_1 之间产生受激发射过程得到放大的自发辐射。Er 和其它镧系稀土元素的光发射特性取决于它们的电子结构。所有的镧系元素都具有相同的外层电子结构, 包括 5s 和 5p 电子, 占据 4f 的内层电子主导了此类元素的光学特性。稀土离子的能级是由一系列较窄的能级带组成, 在 4f 层电子被激发到高能级前, 它先在 4f 的多个能级

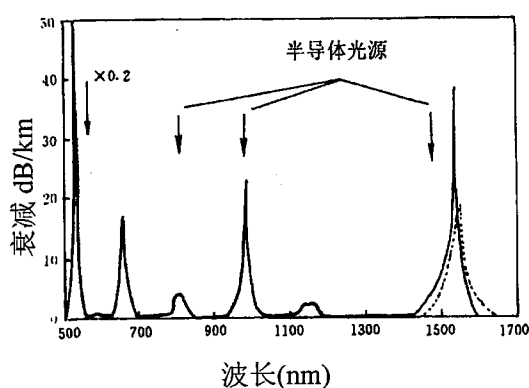


图 2.3 以 $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ 为基质的掺铒光纤中 Er^{3+} 的吸收(实线)和荧光光谱(虚线)特性

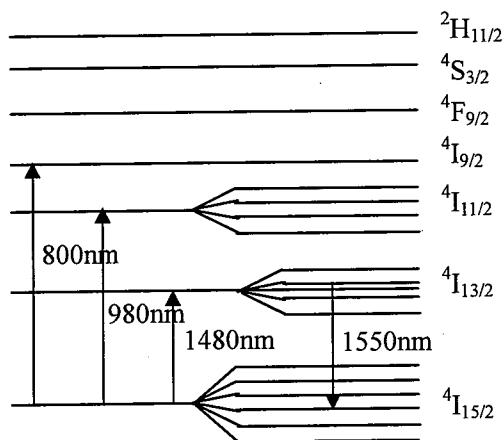


图 2.4 铒离子能级结构图

带间跳跃, 掺杂的稀土离子在宿主玻璃中由于受到晶格电场的束缚而形成了稀土离子能级的 Stark 分裂, Stark 分裂可以引起更多的离子跃迁, 因此铒离子的光谱特性很大程度上取决于分裂的程度。

2.2.1.3 铒镱共掺

20 世纪 90 年代, 由于对掺铒光纤放大器的研究多方面展开, 为了进一步提升功率, 对掺铒光纤的研究逐渐增加。然而, Er 离子浓度过大, 第一个问题就是会导致浓度淬灭和放大效率降低, 第二个问题是会发生晶化。所谓浓度淬灭是因为 Er 离子间的距离较短时, 任何两个相邻的处在 $^4I_{13/2}$ 激发态的 Er 离子就会相互作用, 进行能量转换, 发生离子上转换。其中一个离子把能量传递给另一个离子而返回基态 $^4I_{15/2}$, 而得到能量的离子则跃迁到更高的能级 $^4I_{9/2}$, 处于 $^4I_{9/2}$ 上的离子通过声子发射迅速弛豫返回到能级 $^4I_{13/2}$ 上, 结果导致一个激发态离子所得到的能量转化为热能, 这就降低了量子转化效率(QCE)^[9,10]。显然, 为了获得最好的放大性能, 存在一个最佳的掺杂比。目前所得到的在纯硅宿主中掺杂重量比一般为数百个 ppm, 所以采用加大离子浓度来提高放大增益有一定的局限性, 尽管铝的加入可以抑制浓度淬灭, 可以提高到掺杂重量比为 1000ppm, 但也有限。最近有报道说改变纤芯玻璃基质也可以提高 Er 的溶解度^[11]。

为了增加掺杂浓度、扩展波长, 采用铒离子同其它稀土离子共掺杂, 包括 Er/Yb, Er/Tm 和 Er/La 共掺杂光纤的制备工艺, 研究了其光谱性能^[7,8]。以 Er/Yb 共掺杂光纤为例, Yb 离子和 Er 离子一样在硅基中的溶解度较小, 它们有着相似的离子半径, 可以形成离子簇。因为这些离子和 Er 的相互交替, 可以减少 Er 离子与 Er 离子间因相互作用而发生离子上转换发生的几率, 产生高的离子转化效率。这是因为当大量的 Yb 离子聚集在 Er 离子周围形成离子簇时, 就加大了 Er 离子与 Er 离子间的间距, 从而可以抑制 Er 离子间 QCE 发生。图 2.5 给出了 Er-Yb 共掺体系的能级图。在 Er/Yb 共掺光纤中, Yb 离子吸收抽运光被激发到 $^4F_{5/2}$ 能级上, 在 Er 离子被激发到 $^4I_{11/2}$ 能级后, Yb 离子将能量传递给 Er 后就返回到基态, 而吸收了能量的 Er 离子通过弛豫迅速的从 $^4I_{11/2}$ 能级上返回到 $^4I_{13/2}$ 能级上, 这就在 $^4I_{13/2}$ 和 $^4I_{15/2}$ 能级间形成离子数反转(详见第四章第三节)。因此, 在掺铒光纤中共掺杂镱离子是一种十分有效的方法, 可同时提高抽运速率和抽运效率。

此外, 据报道, 使用镱铒共掺杂光纤可以有效抑制由于铒离子对而导致的掺铒光纤中自脉冲效应^[12~16], 提高有效抽运速率, 提供稳定激光运转。Sanchez 等

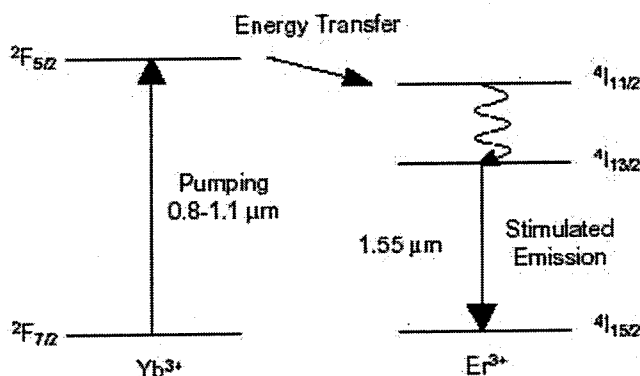


图 2.5 铒镱共掺杂体系能级图

[15]认为,当掺铒光纤中的铒离子对浓度达到一定水平时,可起到一个可饱和吸收的作用而引起自脉冲运转,并对此进行了实验和理论的验证,得到了令人满意的结果。虽然这并不说明离子对的存在是掺铒光纤激光器中唯一导致自脉冲的物理因素,但它的确起着十分重要的作用。

2.2.2 掺稀土元素双包层光纤

2.2.2.1 光纤介绍

光纤是光导纤维的简称。它是工作在光波波段的一种介质波导,通常是圆柱形。它利用全反射的原理将光波约束在其界面内,并引导其沿着光纤轴线的方向传播。光纤的传输特性由其结构和材料决定。

光纤的基本结构是两层圆柱状媒质,内层为纤芯,外层为包层;纤芯的折射率 n_1 比包层的折射率 n_2 稍大。当满足一定条件时,入射光波就能沿着纤芯向前传播,图2.6是单根光纤结构图。实际的光纤在包层外面还有一层保护层,其用途是保护光纤免受环境污染和机械损伤。

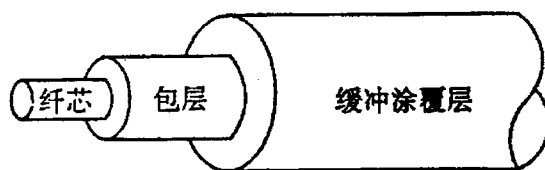


图 2.6 光纤结构简图

光波在光纤中电磁场解是不连续的。这种不连续的场解称为模式。按传输的模式数量可分为单模光纤和多模光纤:把只传输一种模式的光纤称为单模光纤,把能同时传输多种模式的光纤称为多模光纤。单模光纤与多模光纤的主要差别是

纤芯的尺寸和纤芯/包层的折射率差值。多模光纤的纤芯直径大($2a=50\sim 500\mu\text{m}$), 纤芯/包层折射率差大($\Delta=(n_1-n_2)/n_1=0.01\sim 0.02$); 单模光纤纤芯直径小($2a=2\sim 12\mu\text{m}$), 纤芯/包层折射率差也小($\Delta=(n_1-n_2)/n_1=0.0005\sim 0.01$)。光纤纤芯与包层的折射差决定了光纤的数值孔径 NA, $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, 它表示光纤收集入射光的能力, 也可以表示为 $NA=\sin\theta_{\max}$, 其中 $\theta_{\max}$ 为在光纤中形成模的入射光束的最大入射角。

2.2.2.2 双包层光纤

光纤激光器和其它激光器一样, 由能产生光子的增益介质、使光子得到反馈并在增益介质中进行谐振放大的光学谐振腔和激励光跃迁的抽运源三部分组成。

光纤激光器的增益介质是掺有稀土离子的光纤, 但是, 由于单模光纤的纤芯较小(直径 $4\sim 6\mu\text{m}$), 抽运功率很难有效地耦合到纤芯中。面对这种情况, 近年来国际上发展了一种新型双包层光纤, 利用包层抽运技术, 克服了上述单包层的缺点, 使输出功率猛然提高 3~4 个数量级, 大大推动了高功率光纤激光器的发展^[17~19]。双包层光纤与传统意义的光纤区别在于: 通过光纤结构设计和选择合适的材料, 在掺稀土离子的单模纤芯外面构成一个可传输多模抽运光的通道——内包层, 以多模大功率半导体激光器做抽运源, 将抽运光有效地耦合到内包层中, 当其沿光纤长度方向传播的过程中, 多次穿越纤芯被稀土离子所吸收。使用双包层掺稀土离子光纤制成的包层抽运光纤激光器主要优点是: 不再要求抽运光是单模激光, 使高功率、低亮度激光二极管抽运激光转换成强激光输出, 而且抽运过程是沿光纤整个长度上进行, 使光转换效率大幅度提高, 光纤结构所具有的高表面积/体积比, 有效消除了限制高功率激光器的激光介质热效应问题。

双包层光纤激光器的增益介质是双包层光纤(DCF, Double-Clad Fiber), 双包层光纤的结构如图 2.7 所示, 光纤包括纤芯、内包层、外包层以及保护涂层。图中的折射率 n_1 、 n_2 、 n_3 满足 $n_1>n_2>n_3$, 折射率 n_1 区域为产生并传输单模激光的纤芯, 其折射率最高并掺杂有稀土离子(如 Yb^{3+} 、 Er^{3+} 、 Nd^{3+} 等)。双包层光纤与常规光纤的区别在于能提供包层波导, 耦合进包层的抽运光在其中传播, 并被纤芯中的掺杂元素所吸收。内包层的形状有圆形、长方形、三角形和多边形, 圆形内包层容易实现, 而非圆形内包层可以提高抽运光的吸收率, 因为它能消除抽运光中与纤芯不相交的偏射光线, 增加了抽运光与纤芯的重叠。

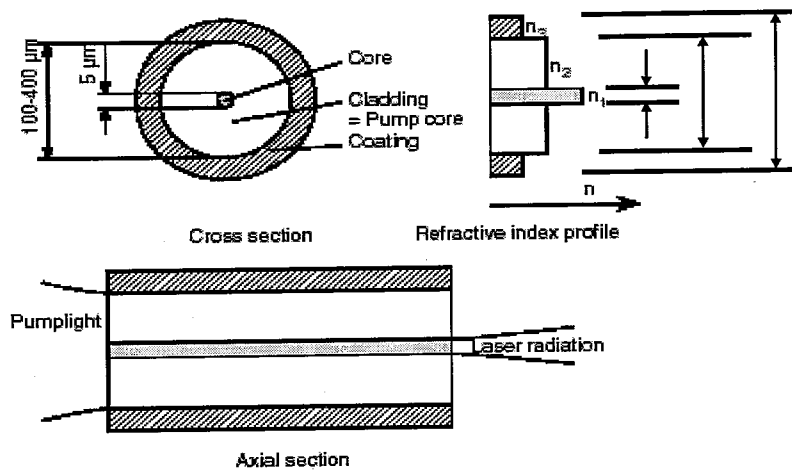


图 2.7 双包层光纤结构、折射率分布和传光原理示意图

双包层光纤的发明有效地提高了光纤激光器中抽运光与光纤的耦合效率以及有效吸收效率，为提高光纤激光器和光纤放大器的输出功率提供了解决途径。光纤激光器工作时，抽运光被耦合到内包层中，而不是直接耦合到纤芯中，因此抽运效率较高，抽运光在内包层中以多模形式传导，多次经过纤芯，从而被纤芯吸收，可以实现双包层光纤的全长度抽运。这里内包层的作用有两个：①包绕纤芯，将激光限制在纤芯之内；②作为抽运光的多模波导，使多模抽运光被纤芯吸收转化为激光输出。在这里，抽运光是多模的，又由于内包层有较大的横向尺寸和数值孔径，因而可以选择大功率的多模激光二极管阵列作抽运源，大大提高了耦合效率和入纤抽运功率，从而二极管到内包层的耦合效率可以达 70% 以上^[20]。同时，由于光纤中的抽运光功率较大，因而可以提高光纤激光器的输出功率，可以实现功率上百瓦千甚至几十千万量级的激光输出。CLEO'96 会议上，Marth H 报道了最佳内包层结构条件，认为最佳截面形状是内角为 300°、450°、600°、900° 或 1200° 的多边形。

早期的单包层光纤激光器，纤芯的抽运光吸收效率与光纤长度近似成线性关系^[21,22]，抽运光在纤芯内的吸收变得非常重要，在圆形内包层的双包层光纤的吸收效率是非常低的^[23]。通过改变抽运光在光纤内包层中的分布，使得抽运光不能存在稳定的不经过纤芯的模式，即以一种混乱模式(chaotic mode)存在于光纤中，可以进一步提高双包层光纤的吸收效率。

通过引入一种折射率微扰可以显著改善双包层光纤的吸收效率，人们提出了一种准圆形结构，这种结构还有一个更加重要的优点：内包层中引入了较小的非

对称性结构改变，与传统光纤具有高的熔接特性，采用标准的熔接工艺有较高的耦合效率^[24]，如图 2.8 所示为美国 OFS 公司^[25]和英国 Fibercore^[26]制作的星形内包层结构 a 和梅花瓣形内包层结构 b 双包层光纤截面图。

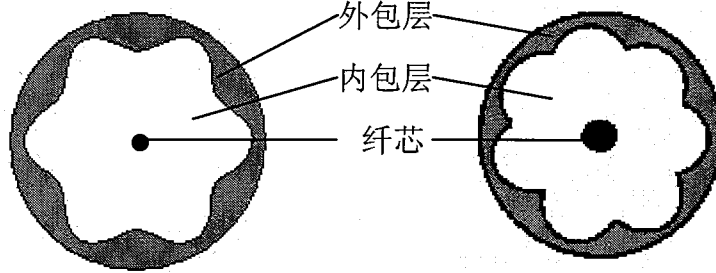


图 2.8 准圆形内包层结构双包层光纤截面示意图

a: 星形结构; b: 梅花瓣形结构

在分析双包层光纤内包层的吸收效率时，由于内包层与纤芯的半径比非常大（在 100 倍左右），如此大的内包层尺寸完全可以采用几何光学的方法来分析其特性。由于内包层的结构变得非对称，光纤内包层中不允许存在稳定分布的抽运光以致不能被吸收，同样地由于纤芯相对内包层面积非常小，在考虑内包层特性也把单模纤芯忽略。

将纤芯作为内包层中引入的一个对抽运光的微扰，在这种结构中抽运光在内包层中的传播可描述为：

$$\vec{E} = \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \vec{E} - ikv\vec{E} - \kappa\vec{E} \quad (2.1)$$

其中 $E = E(x, y, z)$ 表示内包层中的复合场， $\vec{E}$ 表示复合场对径向坐标的微分， $\Delta_{\perp}$ 为拉普拉斯算符表示在另外两个横向分量方向的微分， $k = 2\pi n_{\text{innerclad}} / \lambda$ 为折射率为 $n_{\text{innerclad}}$ 的包层中抽运光波数， $v = (n^2 - n_{\text{innerclad}}^2) / n_{\text{innerclad}}$ 为折射率的有效改变量， κ 为局部吸收率。考虑在边界处场条件为：

$$\varepsilon(R(\phi), \phi) = 0 \quad (2.2)$$

其中， $\varepsilon(\rho, \phi) = E(\rho \cos \phi, \rho \sin \phi)$ ，函数 $R(\phi)$ 为内包层的边界形状。对于准圆形内包层结构，函数 $R(\phi)$ 可表示为：

$$R(\phi) = R_0 + \alpha_0 \cos n\phi \quad (2.3)$$

其中 n 为大于 2 的自然数，改变 α_0 和 n 可得到不同的形状，如图 2.9 所示。

在这种情况下，抽运光的模式被充分混合，可以认为抽运光在光纤内包层

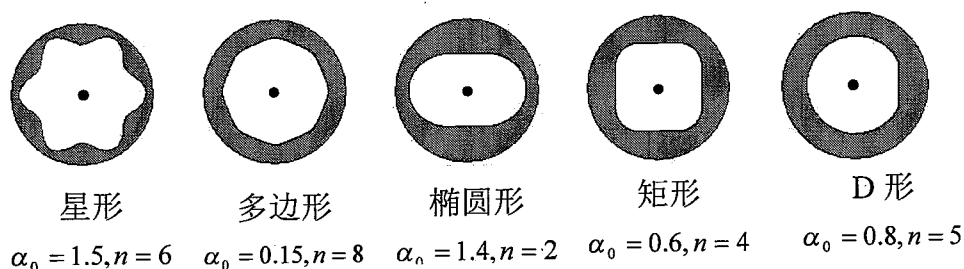


图 2.9 双包层光纤各种内包层结构截面图

中均匀分布，双包层光纤的吸收效率可表示为：

$$\eta = \frac{2}{\pi} \left\{ \frac{r_0}{R_0} \left[1 - \left(\frac{r_0}{R_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \arcsin \left(\frac{r_0}{R_0} \right) \right\} \left\{ 1 - \exp \left[-2\kappa \left(\frac{r_0}{R_0} \right)^2 z \right] \right\} \quad (2.4)$$

其中参数与前面所述相同。图2.10所示为各种内包层结构的双包层光纤吸收效率与光纤长度的关系^[27]，内包层形状如图2.9所示，采用的数值差分方法进行模拟所使用的参数如下：抽运光波数 $k = 2\pi n_1 / \lambda = 10 \mu\text{m}^{-1}$ ，纤芯折射率 $n_1 = 1.456$ ，内包层与纤芯的折射率差为0.33%，纤芯吸收率 $\kappa = 0.01 \mu\text{m}^{-1}$ ，内包层半径 $R_0 = 200 \mu\text{m}$ ，纤芯半径 $r_0 = 4 \mu\text{m}$ 。

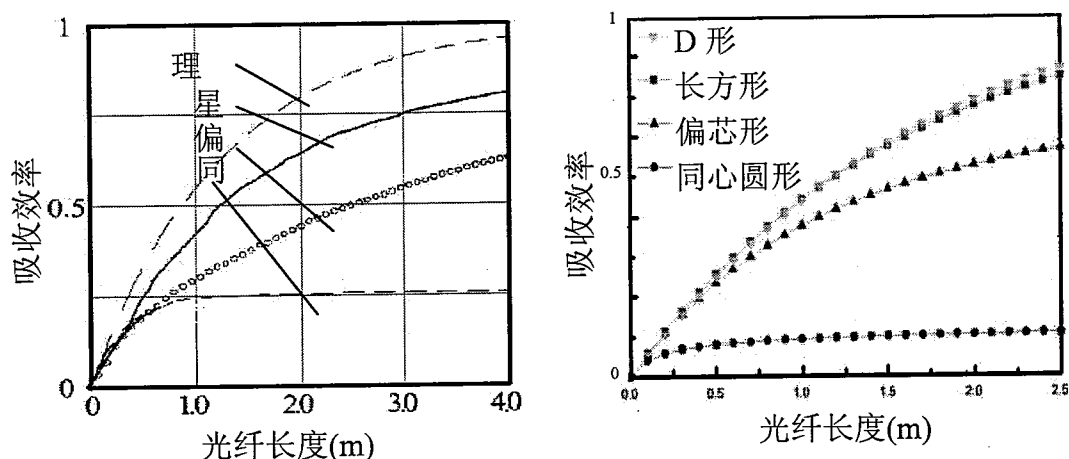


图2.10 各种内包层结构的双包层光纤吸收效率与光纤长度的关系

从中可以看出，圆形和偏芯形结构内包层的光纤的吸收效率较低，在同样的光纤参数下，准圆形(或称星形或梅花瓣形)内包层的吸收效率可以达到90%，而同样地，在D形结构和矩形结构的双包层光纤中也可以得到同样大吸收效率。光纤弯曲同样可以提高双包层光纤的吸收效率，在文献[28]中已经证实了采用一

种装置改变光纤盘的形状，可以有效的提高吸收效率。

在分析双包层光纤吸收系数时，往往采用一种近似方法，设光纤纤芯的吸收系数为 α_{core} ，在双包层光纤内包层中抽运光在传播过程中被纤芯吸收掉，则考虑双包层光纤的吸收系数为 $\alpha_{fiber} = \alpha_{core} \cdot \frac{A_{core}}{A_{incl}}$ ，其中 A_{core} 和 A_{incl} 分别为双包层光纤中纤芯和内包层的有效面积， α_{fiber} 和 α_{core} 分别为双包层光纤和光纤纤芯的吸收系数，可以认为这是在双包层光纤端面上双包层光纤的吸收效率，显然这种假设并不是十分充分，因为在光纤的传输过程中，随光纤长度的增加，进入双包层光纤纤芯的抽运光模式会大量增加，而此时的吸收效率并不是在光纤输入端面上的简单纤芯与内包层面积之比，而是与光纤长度有关的函数，即 $\alpha_{fiber}(z)$ ，实验上验证了这种现象。这里选用了一种更加可靠的方法，有公式

$$\alpha_{fiber} = \frac{4r_0}{\pi R_0} \left[1 - \exp\left(-\alpha_{core} \cdot \frac{\pi \cdot r_0}{2R_0} z\right) \right] \quad (2.5)$$

其中， r_0 为纤芯半径， R_0 为双包层光纤内包层半径， z 为光纤长度。

2.3 双包层光纤激光器的谐振腔设计

2.3.1 线形 Fabry-Perot 腔

Fabry-Perot 腔简称 F-P 腔，结构示意图如 2.1 所示，这种腔对光轴与腔镜面的垂直要求严格，设谐振腔的两个介质膜镜的反射率分别为 R_1 和 R_2 ，掺杂光纤长度等于腔长并设其为 L ，增益系数为 G ，除反射镜的损耗外，每单位长度上平均损耗系数为 $\alpha_{内}$ ，光纤左端 $z=0$ 处光强为 I_0 ，如图 2.11 所示，当光在增益光纤中来回一次以后，其光强为 $I = R_1 R_2 I_0 \exp[2(G - \alpha_{内})L]$ ，若使激光能在腔内振荡，增益必须保证补偿损耗，即

$$R_1 R_2 I_0 \exp[2(G - \alpha_{内})L] \geq I_0 \quad (2.6)$$

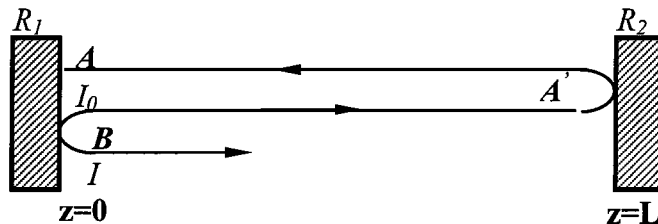


图 2.11 光束在 F-P 腔内的传输示意图

由上式可得

$$G \geq \alpha_{\text{内}} - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad (2.7)$$

令 $\alpha = \alpha_{\text{内}} - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$ ，则 $G \geq \alpha$ ， α 为总的平均损耗系数。如此可知若要形成激光振荡，增益必须超过或等于损耗，所以 $G = \alpha_{\text{内}} - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$ 为 F-P 腔的阈值条件。在 F-P 腔中满足驻波场条件的光波频率应该满足如下的谐振条件

$$f_q = q \cdot \frac{C}{2nL} \quad (2.8)$$

n 为光纤通光部分折射率，则 $\lambda_p = \lambda/n$ 为谐振腔波长，式中 q 为整数，脚标 q 为对应于整数 q 的波长或频率，满足式(2.8)沿轴向方向形成的驻波场称为该腔的本征模式，由整数 q 所表征的腔内纵向和稳定光场分布称为激光的纵模， q 为纵模序数，不同的纵模相应有不同的 q 值且对应不同的频率。同样在横向方向在也存在稳定的场分布，通常称为横模，这里不多讨论。

F-P 腔有结构简单、容易由光学元件构成等优点，但也受到一定的限制。可以使用二色镜作为双包层光纤激光器的腔镜，二色镜一般是在石英玻璃抛光面上蒸镀反射薄膜来实现对抽运光的透射和激光的反射特性。也可以使用光纤环形反射器构成谐振腔，图 2.12 为使用了两个光纤圆干涉仪形成光纤激光器谐振腔，光纤圈的功率反射率可以表达式 $R = (1-r)^2 e^{-2\alpha l} 4K(1-K)$ ，而功率透过率可以表示为： $T = (1-r)^2 e^{-2\alpha l} (1-2K)^2$ ， r 为耦合器的附加损耗， α 为光纤的损耗系数； l 为光纤圈的光纤长度； K 为耦合器的耦合系数(分束比)。忽略耦合器与光纤的损耗，耦合器的透射和反射输出的功率分别由下两式给出： $P_t = (1-2K)^2 P_m$ ， $P_r = 4K(1-K)P_m$ ，如果 $K=0$ 或者 $K=1$ ，则反射输出功率为 0，而透射功率为 1，而当 $K=1/2$ 时透射功率为 0 而反射功率为 1，当 K 取适当的值时就可以得到需要

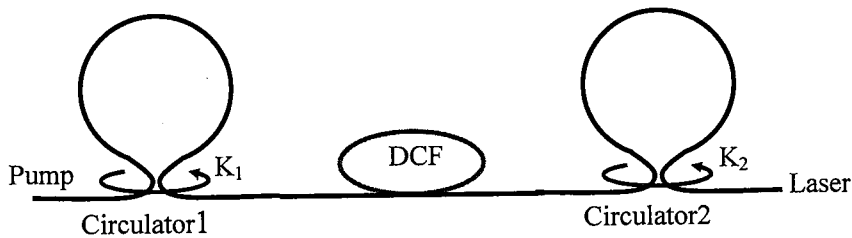


图 2.12 光纤环型反射器光纤激光器结构

的功率透射和反射系数。将两个光纤圈串联起来形成光纤激光器的谐振腔，用这种谐振腔构成的全光纤激光器如图 2.12 所示，而制作双包层光纤环型反射器比较困难。此外，可以使用光纤光栅作为光纤激光器的谐振腔，光纤光栅可以制作在光纤内部而且波长选择特性好，其特性和优点将在 2.2.3 节中介绍。

2.3.2 环形腔

在高功率双包层光纤激光器结构中，应用最多的环形腔主要有两种类型，如图 2.13a 和图 2.13b 所示。在图 2.13a 中通过 WDM 耦合不同的 K 值改变激光的输出耦合系数，实现光纤激光器的环型增益。环型腔中信号光沿环传播一周前后所遭遇的损耗为 $\delta(\lambda) = -\ln K(\lambda)$ ，其中 $K(\lambda)$ 为波分复用器的强度耦合系数。与线性腔相比，环型腔不存在端面损耗，有更好的阈值特性^[29]。图 2.13b 中抽运光在光纤环路中使用耦合器或者新型的侧向抽运技术实现掺杂光纤的均匀抽运，另外制作耦合输出器则可以获得输出功率，在光路中加入了光学隔离器和波长选择器。

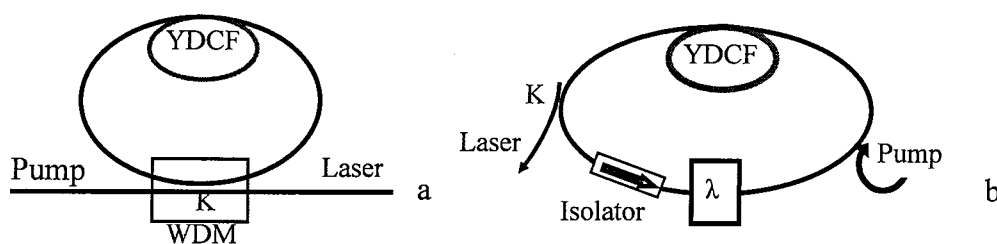


图 2.13 双包层光纤环型腔激光器结构图 a 和 b

2.3.3 基于光纤光栅的谐振腔

线形腔光纤激光器谐振腔的反馈和选频器件可以是二色镜，也可以是光纤光栅。用二色镜构成谐振腔的方法受外界因素的影响较大，整个机构的稳定性差，也给抽运光的耦合以及光纤激光器的封装带来很大困难，也不利于光纤激光器的实用化和产品化。光纤光栅是一种低损耗器件，具有非常好的波长选择特性。采用光纤光栅做谐振腔可以简化激光器的结构，即能实现全光纤结构，又能有效的减少光传播损耗，提高抽运光的耦合效率，同时可以提高激光器的信噪比和可靠性，还可以窄化线宽，提高光束质量。另外，采用光纤光栅做谐振腔可以将抽运源的尾纤与增益光纤有机地熔接为一体，避免用二色镜和透镜组提供激光反馈带来的插入损耗，提高抽运光的利用率。

图 2.14 是周期为 Λ 的光纤布拉格(Bragg)光栅的结构示意图。当入射光波长满足 Bragg 反射条件时,部分正向传输的光波被耦合为反向传输模,并沿原光路返回。在弱耦合条件近似下,光纤光栅的反射率可以表示为

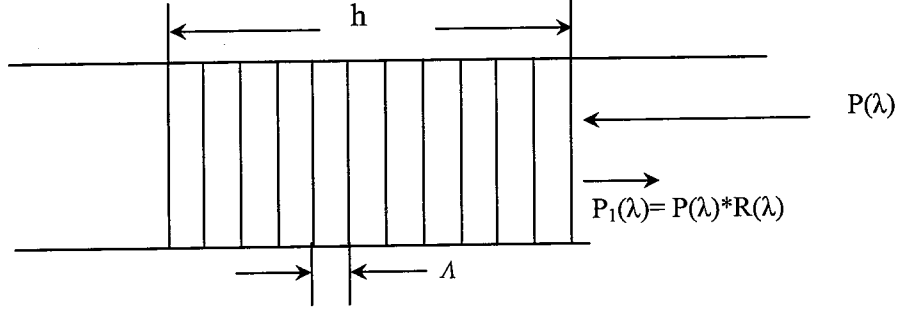


图 2.14 光纤光栅结构

$$R(\lambda) = \begin{cases} \frac{k^2 \sinh^2(Sh)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(Sh) + S^2 \cosh^2(Sh)} & (k^2 > \Delta\beta^2) \\ \frac{k^2 \sin^2(Qh)}{\Delta\beta^2 - k^2 \cos^2(Qh)} & (k^2 < \Delta\beta^2) \end{cases} \quad (2.9)$$

其中, h 为光纤光栅的长度, k 为耦合系数, $S = (k^2 - \Delta\beta^2)^{1/2}$, $Q = (\Delta\beta^2 - k^2)^{1/2}$, $\Delta\beta = \beta - \beta_0 = 2n\pi/\lambda - 2n\pi/\lambda_B$, λ 为光波波长, $\lambda_B = 2n\Lambda$ 为布拉格光栅的中心波长。这里, n 为光纤的有效折射率, Λ 为光栅周期。

两根中心波长相同的布拉格光纤光栅和一段增益光纤便构成高功率光纤激光器的线形谐振腔,如图 2.15 所示, $P_+(Z)$ 和 $P_-(Z)$ 分别为沿正反两个方向传播的激光光。FBG1 为输入光栅,对抽运光是透明的。抽运光经 FBG1 进入增益光纤,在增益光纤中形成粒子数反转产生受激发射光。再经 FBG1 和 FBG2 共同构成的谐振腔进行选频,得到所需波长的激光输出。

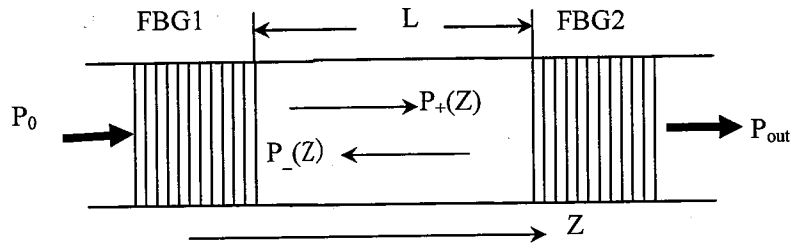


图 2.15 光纤光栅谐振腔

由式(2.9)可知, 光纤光栅的反射率与光波的波长有关, 其反射谱如图 2.16 所示。当光波波长偏离布拉格波长时, 反射率下降, 偏离程度越大, 反射率降低越严重。只有波长接近布拉格波长的光波才能在谐振腔内形成反馈, 实现光放大, 得到稳定的激光输出。对于光纤光栅型光纤激光器, FBG2 起到选择激光波长和输出耦合器的作用, 产生的激光波长由 FBG2 反射谱中的最高点所决定, 而输出激光的线宽取决于 FBG2 反射谱的带宽。因此, 通过选择 FBG 的中心波长和控制其反射峰的带宽, 可以实现对不同波长光波的选频, 并能够获得窄线宽的激光输出。

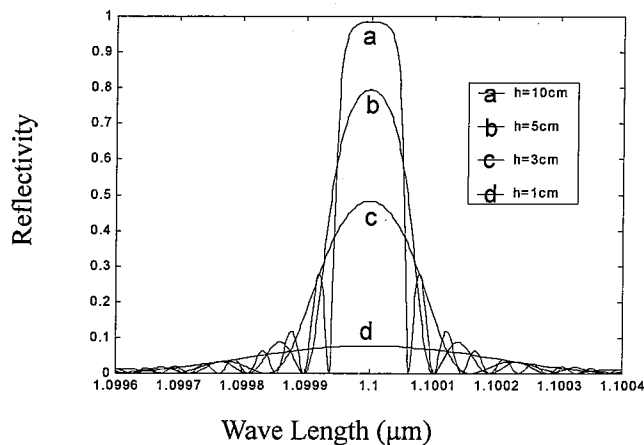


图 2.16 光纤光栅的反射谱

2.4 半导体激光光纤耦合模块抽运源

近年来, 由于大功率半导体激光器光纤耦合模块技术的发展应用, 极大的推动了光纤激光器的发展。光纤激光器通常采用半导体激光光纤耦合模块作为抽运源, 对于抽运光纤激光器来说更多关注的是与光纤的耦合, 光束进入光学光纤中, 光纤包层把光限制在光纤里, 阻止光束向外传播, 从而改变半导体激光器的光束分布, 利用成熟的光纤制作技术有效的提高抽运光的耦合效率。随着 LD 列阵制作技术及光纤耦合模块制作技术的成熟, 以其作为抽运源的高功率光纤激光器成为主要研究方向。

目前在欧美的许多公司, 如 Coherent、Spectral-Physics、JOLD、LIMO 等都可供应商用的多种功率和光纤芯径的光纤耦合半导体激光器。一般来说, 有两种典型的耦合方法: 一种是将列阵激光器的每个发射单元分别与单芯光纤耦合, 其输出端为一束光纤的紧密排列面(通常为六边形结构), 再把光纤束中的光耦合到

一根光纤中, 这种方式的优点是多根光纤的耦合效率高, 输出形式的制作工艺较为简单, 缺点是输出光束的亮度较低, 光纤束的直径很难做小, 如 Coherent 的典型产品的芯径为 800 微米。另一种耦合方式是将列阵激光器的输出光束经一定的光束变换后耦合入一根多模光纤中, 如 JOLD 提供的产品, 这种耦合方式的特点是光纤的芯径小, 典型的为 600 微米、400 微米、200 微米甚至更小, 具有较高的功率密度, 但其制作工艺涉及复杂的光束变换技术。

半导体激光器的谐振腔反射镜很小, 而使得其激光束的方向性较之其他典型激光器要差得多, 光束的水平方向和垂直方向发射散角的差异也很大, 水平方向发散角半宽约为 5 度, 垂直方向发散角约为 30 度。光束发散角取决于激光器的横模特性, 激光在结平面方向的发散角半宽度为 ϕ_1 ,

$$\phi_1 \approx \frac{Ad/\lambda}{1 + (A/1.2)(d/\lambda)} \quad (2.10)$$

垂直于结平面方向的发散角半宽度为 ϕ_2 , 基模束宽 $\phi_2 \approx \lambda/W$, d 为有源区厚度, W 为有源区宽度, λ 为激光波长。

列阵激光器的单芯光纤耦合输出涉及较为复杂的输出光束变换, 其目的是将激光器的输出光束质量的严重不对称性经过适当的光学变换系统予以有效的对称化, 以满足单芯圆形光纤的耦合, 其耦合结构示意图如图 2.17 所示。

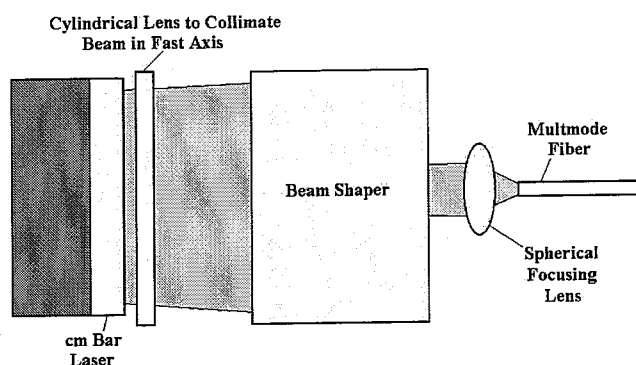


图 2.17 列阵激光器的单光纤耦合输出示意图

图 2.18 为光纤束耦合输出的耦合结构示意图。从图中可以看出, 此类激光器的耦合主要涉及以下工艺: 列阵激光器的快轴准直→光纤列阵(光纤排)的制备→耦合对准→定位。此类耦合方式只能应用于较低填充因子(Fill factor)的宽条形列阵激光器的耦合, 如 19 单元列阵。当填充因子较高时, 光纤排的制作受到光纤覆盖层的限制。光纤芯径主要受到列阵激光器发射单元的发射区宽度的限制, 在没有对慢轴光束进行压缩的情况下, 光纤芯径应大于发射单元的发射区宽度;

光纤的数值孔径 NA 也主要受到激光器慢轴发散角的限制。该类耦合的关键技术主要涉及两个方面：高精密度光纤排的制作及耦合对准。光纤排的制作要求与列阵激光器同样的平直度及严格的周期精度；耦合对准具有六维调整自由度，具有较高的技术难度，需要合理设计辅助定位装置才能完成实现高效耦合。

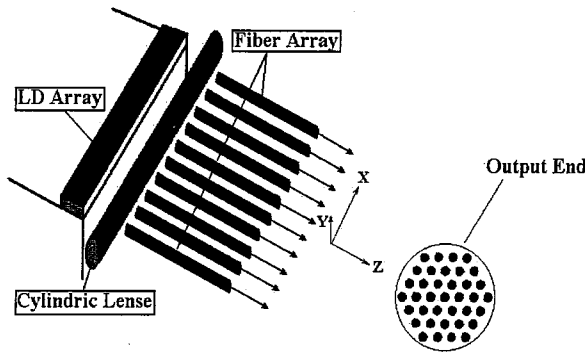


图 2.18 列阵激光器的光纤束耦合输出示意图

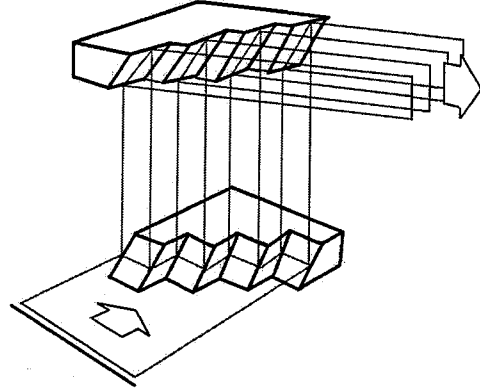


图 2.19 反射棱镜折叠线光源原理图

采用反射镜折叠光束方法可以对线光源(如准直后的列阵激光器的输出光束)进行分段折叠，使激光器慢轴方向的光束质量得到提高(分段折叠后减少了慢轴方向的光斑尺寸)，快轴方向的光束质量得到下降(光斑尺寸增加)。其折叠原理见图 2.19。

假定输出光纤的数值孔径为 NA，光纤芯径为 D，准直后的激光器的快轴方向数值孔径为 NA_f ，慢轴方向数值孔径与准直前相同为 NA_s ，快轴方向光束束腰为 W_f ，慢轴方向光束束腰为 W_s 。经过 N 个反射镜的折叠，其慢轴方向被扭转 90 度，光束宽度减少 N 倍(W_s/N)，其数值孔径仍为 NA_s ，快轴方向光束数值孔径保持为 NA_f ，光斑尺寸增加 N 倍($W_f \cdot N$)。此时快/慢轴的 BPP (beam parameter products) 应该相等，即

$$N = \sqrt{\frac{W_s}{W_f} \times \frac{NA_s}{NA_f}} \quad (2.11)$$

对应圆形光纤的 BPP_0 ，有：

$$BPP_0 \geq \sqrt{2} BPP_s \quad (2.12)$$

其中 BPP_s 为折叠后的光束 BPP 值，从而有

$$NA \cdot D \geq \sqrt{2(W_f \cdot NA_f)(W_s \cdot NA_s)} \quad (2.13)$$

实际计算时, W_f 近似为快轴准直透镜的高度 D_f , W_s 为激光器的总宽度。结合(2.11)及(2.13), 可得到光束折叠段数 N 及输出光纤的参数($NA \cdot D$)。

折叠后的光束需要用一长焦柱透镜(一般焦距为 150mm)准直光束的慢轴方向, 然后经聚焦透镜耦合入光纤中。聚焦透镜的焦距 f 由光纤数值孔径 NA 及准直光束的束斑大小决定($\leq D/(2 \cdot NA)$, D 为束斑直径)。

参考文献

- [1] Michel J. F. Digonnet. Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers[M]. Second edition, Marcel Dekker, INC., 2001:18.
- [2] P.J.Suni, D.C.Hana, R.M.Percival et al.. Laing characteristics of ytterbium, thulium and other rare earth doped silica based fibers.In:Fiber Laser Sources and Amplifiers[J]. Proc. SPIE 1989,1171:244-260.
- [3] H.M.Pask, R.J.Carman, D.C.Hanna et al..Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μ m region[J]. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron. 1995, 1:2-13.
- [4] Stanislav I. Ionov, A.C.Tropper, C.J.Mackechnie et al.. Design for a Yb-doped fiber laser for operation near EDFA absorption band[J]. U.S.Patent:5,991,314.
- [5] Miniscalco W J. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500nm[J]. IEEE J. Lightwave Technol., 1991, 9(2):234-250.
- [6] Lee J H, Lee W J, Namkyoo Park et al.. Comparative study on temperature-dependent multichannel gain and noise figure distortion for 1.48 μ m- and 0.98 μ m-pumped EDFA's[J]. IEEE Photon. Technol. Lett. 1998, 10(12):1721-1723.
- [7] S. Sudo Editor. Optical fiber amplifiers: Materials, Devices and Applications[M]. First edition, Artech House, Inc., Boston, 1997:174.
- [8] K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata et al. Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass[J]. J.Appl. Phys., 1986, 59(10):3430-3436.
- [9] N. Sugimoto, Y. Kuroiwa, K. Ochiai et al. Optical Amplifiers and their Applications, (2000), PD-3.
- [10] R.J.Mears, L.Reekie, I.M.Jauncie et al. Low-noise erbium-doped fiber amplifier operating at 1.54 μ m[J]. Elect. Lett., 1987, 23(19):1026-1028.
- [11] E.Desurvire, J.R.Simpson and P.C.Becker. High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier[J]. Opt. Lett., 1987, 12(11):888-890.
- [12] Kringleboin J T, Archambault J L, Reckie L et al.. Highly efficient, low noise grating feedback Er:Yb codoped fiber laser[J]. Electron. Lett., 1994, 30(12):972-973.

- [13] Sinivasagam V, Abdullah M K, Ahmad H. EYDFL giving higher efficiency and smaller power fluctuation as compared to EDFL[J]. IEEE. ICSE'98, Proc., 1998, Malaysia Bangi, 1998, 11:117-120.
- [14] Ding Ming, Peter K. Effects of Yb:Er-codoping on suppressing self-pulsing in Er-doped fiber lasers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1997, 9(3):324-326.
- [15] Sánchez F, Boudec P I, Francois P L et al.. Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers[J]. Phys. Rev. (A), 1993, 48(3):2220-2229.
- [16] Ding M, Cheo P K. Dependence of ion-pair induced self-pulsing in Er-doped fiber lasers on emission to absorption ratio[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1996, 8(12):1627-1629.
- [17] H. Po, J. D. Cao, B. M. Laliberte et al. High power neodymium-doped single transverse mode fiber laser[J]. Electron. Lett., 1993, 29 (17): 1500~1501.
- [18] H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna et al.. Operation of cladding pumped Yb³⁺-doped silica fibre lasers in 1 μ m region[J]. Electron. Lett., 1994, 30(11): 863~865.
- [19] J. Hecht. Fiber lasers prove versatile[J]. Laser Focus World, 1998, 34(7): 73~77.
- [20] Oldbeg L G, Cole B, Snltzer E. V-groove side-pumped 1.5 μ m fiber amplifier[J]. Electron Lett., 1997, 33(25): 2127-2129.
- [21] C. K. Liu, F. S. Lai, and J. J. Jou. Analysis of nonlinear response in erbium-doped fiber amplifiers[J]. Opt. Eng. 2000, 39(11):1548-1555.
- [22] M. A. Mahdi, S. Thirumeni, P. Poopalan et al.. Effects of selfsaturation in an erbium-doped fiber amplifier[J]. Opt. Fiber Technol. Mater., Devices Syst. 2000, 6:265-274.
- [23] S. Bedo, W. Luthy and H. P. Weber. The effective absorption coefficient in double-clad fibers[J]. Opt. Comm., 1993, 99(5):331-335.
- [24] D. Bayart, L. Gasca, G. Gelly. Cladding-pumped erbium-doped fiber amplifiers for WDM applications[J]. Alcatel Telecommunication Review-3th Quarter 2001:179-180.
- [25] from the web of "<http://www.ofsoptics.com>".
- [26] from the web of "<http://www.fibercore.com.uk>".
- [27] D. Kouznetsov and J. Moloney. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. Broken circular symmetry[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2002, 19(6): 1259-1263.
- [28] from the web of <http://iapnt.iap.uni-jena.de/ie/fl/randd.htm>.
- [29] 陈柏, 陈兰荣, 范薇等. 掺Yb³⁺光纤环形腔与直腔激光器的比较研究[J]. 中国激光, 2001, A28(2):116-118.

第三章 线形腔双包层光纤激光器数值分析

光纤激光器及放大器的发展要求精确及简单的理论模型。光纤激光器及放大器的理论与传统的激光模型不同，有两个重要的方面，(1)单模光纤的传导特性简单了分析横向离子剖面，可以简化成沿光纤均匀分布；(2)有源介质可以限制在光束剖面的中心部分，因此光学模式与掺杂的重叠可以假定与功率无关。本章从三能级及四能级系统的粒子数分布入手，利用速率方程理论分析双包层光纤激光器的特性。

3.1 稀土离子掺杂光纤的能级及跃迁特性

3.1.1 三能级系统

图 3.1 表示一个三能级系统的能级简图，参与激光过程的有三个能级： E_1 为基态能级，即激光工作的下能级； E_2 是激光工作的上能级，一般为亚稳态能级，粒子在这个能级上的寿命相对较长； E_3 为抽运高能级，一般选择具有较大宽度的能级，以充分利用宽带抽运的能量，提高抽运效率。粒子在上述三个能级间的跃迁过程如下^[1]：

- (1) 在外界抽运源的作用下，基态能级 E_1 上的粒子吸收抽运能量而跃迁到 E_3 能级上，其抽运几率为 W_p ，同时 E_3 能级上的粒子也会以相同的跃迁几率受激跃迁到基态能级 E_1 上；
- (2) E_3 能级上的粒子将主要通过非辐射跃迁的形式迅速地转移到激光上能级

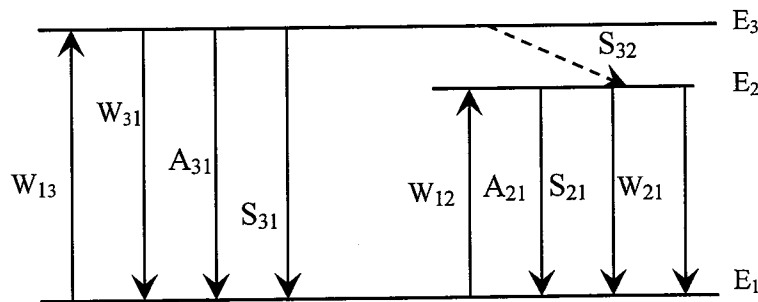


图 3.1 三能级系统示意图

射跃迁的方式返回 E_2 和 E_1 能级上，其几率分别为 A_{32} 、 A_{31} 和 S_{31} 。但这些因素对激光工作效率带来不利影响，一般在选择工作介质时，使得 A_{32} 、 A_{31} 和 $S_{31} \ll S_{32}$ ，因此可以忽略它们的影响。此外，为了提高抽运效率，应使 E_3 能级上的绝大部分粒子弛豫到 E_2 上，因此应选择 $S_{32} \gg W_p$ 。

(3) 激光上能级 E_2 应为亚稳态，以利于形成粒子数反转。在未形成粒子数反转之前， E_2 能级上的粒子返回基态能级的方式以自发发射为主，其几率为 A_{21} ，一般选择具有较小 A_{21} 的工作介质。而通过非辐射跃迁返回基态能级的几率则更小，一般可忽略不计。当在能级 E_2 和 E_1 间形成粒子数反转时，即 $N_2 > N_1$ 时，在这两个能级间的受激吸收和发射将占主导地位。

了解个能级粒子的跃迁过程后，可以给出各能级粒子密度随时间变化的微分方程如下：

$$\frac{dN_1}{dt} = (N_3 - N_1)W_p + N_2W_{21} - N_1W_{12} + N_2(A_{21} + S_{21}) \quad (3.1a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1W_{12} - N_2W_{21} - N_2(A_{21} + S_{21}) + N_3S_{32} \quad (3.1b)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (N_1 - N_3)W_p - N_3S_{32} \quad (3.1c)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_t \quad (3.1d)$$

其中 N_t 是工作介质内总粒子数密度，其中忽略了 A_{32} 、 A_{31} 和 S_{31} 的影响。

在稳态情况下， $dN_3/dt=0$ ，则式(3.1c)变为：

$$(N_1 - N_3)W_p = N_3S_{32}$$

又由于 $W_{12}=W_{21}=W_s$ ， $S_{21} \ll A_{21}$ ， W_s 为信号光跃迁几率， $A_{21}=1/\tau_{21}$ ， τ_{21} 为激光上能级寿命，则式(3.1b)变为：

$$\frac{dN_2}{dt} = (N_1 - N_2)W_s - N_2/\tau_{21} + (N_1 - N_3)W_p \quad (3.2)$$

该式反映了激光上能级粒子数变化。

3.1.2 四能级系统

图 3.2 表示一个四能级系统，参与激光工作的有四个能级：其中 E_0 为基态能级， E_1 和 E_2 分别为激光工作下能级和上能级， E_4 为抽运高能级。理想的四能级系统要求粒子在能级 E_1 的寿命非常短，使得 $E_1-E_0 \gg k_0T$ ，这样可以使能级 E_1 上

的粒子数密度 N_1 接近于零，以利于能级 E_2 和 E_1 之间充分实现粒子数反转。所以，四能级系统抽运功率一般比三能级系统要低，从而具有较高的抽运效率。

四能级系统能级间的跃迁过程如图 3.2 所示，图中各符号所代表的物理意义与三能级系统相同。对于实际的工作介质，一般有 S_{30} 和 $A_{30} \ll S_{32}$ ； $S_{21} \ll A_{21}$ ，而且 A_{21} 也较小。因此在下面的方程中忽略 S_{30} 和 A_{30} 的影响。此外，为了使落到能级 E_1 上的粒子能以非辐射跃迁的形式迅速返回基态，以最大限度地维持粒子数反转，因此要求工作介质具有较大的 S_{10} ， S_{10} 也成为称为激光下能级的抽空速率。与三能级系统相似，可以列出四能级系统的各能级粒子密度随时间变化的微分方程：

$$\frac{dN_0}{dt} = (N_3 - N_0)W_P + N_1S_{10} \quad (3.3a)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = (N_2 - N_1)W_{21} + N_2(A_{21} + S_{21}) - N_1S_{10} \quad (3.3b)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (N_1 - N_2)W_{21} - N_2(A_{21} + S_{21}) + N_3S_{32} \quad (3.3c)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (N_0 - N_3)W_P - N_3S_{32} \quad (3.3d)$$

$$N_0 + N_1 + N_2 + N_3 = N_t \quad (3.3e)$$

其中 N_t 是工作介质内总粒子数密度。

反转粒子数密度 $N_2 - N_1$ 由抽运强度和增益介质的特性决定。一般情况下，可以通过求解上述三能级和四能级系统的速率方程而获得。在稳态情况下， $dN_3/dt=0$ ，则式(3.3d)变为：

$$(N_0 - N_3)W_P = N_3S_{32}$$

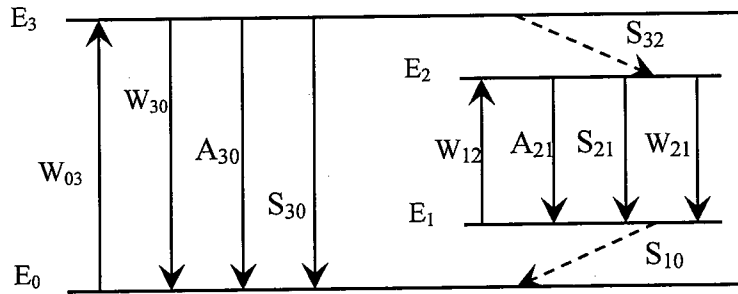


图 3.2 四能级系统示意图

对于四能级系统，激光下能级的粒子数密度 $N_1 \approx 0$ ，抽运到高能级 E_3 的粒子迅速弛豫到激光上能级 E_2 ，因此 $N_3 \approx 0$ 。令 $W_{12}=W_{21}=W_s$ ， $S_{21} \ll A_{21}$ ， W_s 为信号光跃迁几率， $A_{21}=1/\tau_{21}$ ， τ_{21} 为激光上能级寿命，(3.3c)式可写成：

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_0 W_p - N_2 W_s - N_2 / \tau_{21} \quad (3.4)$$

该式反映了激光上能级粒子数变化。

3.2 线形腔光纤激光器理论

表征光纤激光器输出特性优劣的最重要参数有两个，即阈值抽运功率和斜率效率。阈值抽运功率是激光器达到阈值所需要的抽运功率；斜率效率是激光器达到阈值以后激光输出功率相对于抽运功率的转化效率。

3.2.1 激光器增益

下面我们针对如图 2.1 所示的简单的线形腔光纤激光器的情形，设前腔镜和后腔镜的反射率分别为 R_1 和 R_2 ，整个光纤长度为 L 。当光波在谐振腔中往返一周所获得的增益等于腔内的总损耗时，即达到了激光器的抽运阈值。阈值条件可以表示为^[2]

$$G^2 R_1 R_2 \exp(-2\alpha_{\text{int}} L) = 1 \quad (3.5)$$

其中 G 为单程增益， α_{int} 为腔内的损耗，它包括耦合损耗和其他类型的损耗。

单程增益可以由下式求得

$$G = \exp\left(\int_0^L g(z) dz\right) \quad (3.6)$$

$g(z)$ 表示在光纤纵坐标 z 处的增益系数， $g(z)$ 与粒子数反转有关

$$g(z) = \sigma_s [N_2(z) - N_1(z)] \quad (3.7)$$

这里， σ_s 为受激跃迁辐射截面， N_1 和 N_2 分别为在光纤纵坐标 z 处参与受激辐射过程的激光下能级和激光上能级的粒子数密度。将式(3.6)代入到式(3.5)中，阈值条件变为

$$\frac{1}{L} \int_0^L g(z) dz = \alpha_{\text{mir}} + \alpha_{\text{int}} = \alpha_{\text{cav}} \quad (3.8)$$

其中， $\alpha_{\text{mir}} = -\ln(R_1 R_2)/2L$ 是有效的腔镜损耗， α_{cav} 是腔内总损耗。上式的积分求解

通常要用到数值算法。

3.2.2 输出功率和斜率效率

跃迁几率 W_p 和 W_s 与抽运光功率 P_p 和激光功率 P_s 成如下线性关系^[3~10]

$$W_p = \frac{\sigma_p P_p}{\alpha_p h \nu_p}, \quad W_s = \frac{\sigma_s P_s}{\alpha_s h \nu_s} \quad (3.9)$$

其中, σ_p 是掺杂稀土离子光纤对抽运光吸收截面, α_p 是光纤中抽运光的模场面积, ν_p 是抽运光频率。相应的, σ_s 、 α_s 、 ν_s 分别是掺稀土离子光纤对信号光的辐射截面、模场面积和频率。方程(3.2)和(3.4)的稳态解为

$$N_2 = \frac{(P_p / P_p^{sat}) N_1}{1 + P_s / P_s^{sat}} \quad (3.10)$$

其中饱和抽运功率 P_p^{sat} 和饱和信号功率 P_s^{sat} 定义为

$$P_p^{sat} = \frac{\alpha_p h \nu_p}{\sigma_p \tau_2}, \quad P_s^{sat} = \frac{\alpha_s h \nu_s}{\sigma_s \tau_2} \quad (3.11)$$

因为抽运功率和信号功率沿腔长发生变化, 所以 N_2 也相应的沿 z 轴方向发生变化。在不高于激光器阈值的情况下, 由于 $P_s / P_s^{sat} \ll 1$, 所以增益饱和可以忽略。利用表示抽运光功率 $P_p(z)$ 沿 z 轴方向变化的关系式

$$P_p(z) = P_p(0) \exp(-\alpha_a z) \quad (3.12)$$

可求出(3.4)式中的积分, 并由下式给出了激光器达到阈值时需要注入的抽运功率

$$P_p(0) = \frac{\alpha_{cav} L}{1 - \exp(-\alpha_a L)} \left[\frac{\alpha_a}{\alpha_s} \right] P_p^{sat} \quad (3.13)$$

式中, $\alpha_a = \sigma_p N_1$ 和 $\alpha_s = \sigma_s N_2$ 分别是在抽运光波长和信号光波长下的吸收系数。

这个表达式清楚地表明了激光器阈值与腔长的依赖关系。

通常以被吸收的抽运功率 P_{abs} 来表示阈值功率

$$P_{abs} = P_p(0) [1 - \exp(-\alpha_a L)] \quad (3.14)$$

通过令激光器的阈值抽运功率 $P_{th} = P_{abs}$, 并将(3.13)式带入(3.14)式可得阈值抽运功率 P_{th} 的表达式为

$$P_{th} = \alpha_{cav} L (\alpha_a / \alpha_s) P_p^{sat} = \alpha_{cav} L (\alpha_p h \nu_p \alpha_a / \alpha_s \sigma_p \tau_2) \quad (3.15)$$

从上式可以看出, 激光器阈值是由与掺杂物质、激光器腔体有关的各个参数决定。

因为抽运功率一旦超过阈值，饱和增益就保持在阈值增益上，所以由阈值条件也可以得到输出功率的表达式。将(3.7)式和(3.10)式代入(3.8)式，可得

$$\frac{\alpha_s}{L} \int_0^L \frac{P_p / P_p^{sat}}{1 + P_s / P_s^{sat}} dz = \alpha_{cav} \quad (3.16)$$

由于腔内激光功率 P_s 沿着光纤随纵坐标在 z 变化，所以式(3.16)的积分很难得到解析解。但是，在大多数实际应用情况下，腔镜反射率足够大，使得腔内激光功率 P_s 可以近似认为是一个常数。对(3.16)式进行积分，得到非常简洁的 P_s 表达式

$$P_s = P_s^{sat} (P_{abs} / P_{th} - 1) \quad (3.17)$$

式中， P_{abs} 是吸收的抽运功率。当 P_s 在腔内传播时，每到达一个腔镜就有一部份功率由腔镜辐射出来成为输出功率。从反射率为 R_2 的腔镜输出功率为

$$P_{out} = (1 - R_2) P_s = \eta (P_{abs} - P_{th}) \quad (3.18)$$

式(3.18)说明激光输出功率随着吸收抽运功率的增加而线性增加。上式中 η 即为斜率效率

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{abs} - P_{th}} = \frac{1 - R_2}{\alpha_{cav}} \frac{\alpha_s}{\alpha_a} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} \quad (3.19)$$

斜率效率表征了当激光器达到阈值后，抽运功率转化为激光功率的效率。由式(3.19)可以看出，斜率效率和后腔镜反射率 R_2 、腔镜损耗 α_{cav} 均成反比，因此在设计谐振腔时，为提高斜率效率，应尽量降低腔内损耗，并且后腔镜反射率也不能太大。对于一般的激光器，斜率效率典型值为 10%，而光纤激光器却可以达到 50% 以上。

3.2.3 理论模型

在线形腔光纤激光器中，最基本的三个变化参量为抽运功率，光纤长度和腔镜的反射率。下面建立一个理论模型，就抽运功率、光纤长度、腔镜反射率以及其它相关参量对激光器性能的影响进行分析。

线形腔双包层光纤激光器的简化模型如图 3.3 所示。考虑长度为 L 的一段一阶阶跃折射率分布光纤，纤芯的掺杂 Yb^{3+} 离子的浓度为 N_t 。抽运光从 $z=0$ 处耦合进入光纤内包层，沿着内包层正向传播，在到达 $z=L$ 处经输出镜反射后再反向传播。分别用 $P_p^+(z)$ 和 $P_p^-(z)$ 表示沿正反两个方向传播的抽运光的功率分布函数，

$P_s^+(z)$ 和 $P_s^-(z)$ 表示沿正反两个方向传播的激光光的功率分布函数, R_1 和 R_2 分别为前腔镜和后腔镜对激光光的反射率。

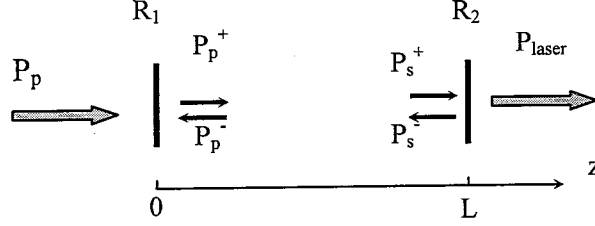


图 3.3 双包层光纤激光器线形谐振腔模型

稳态下掺镱双包层光纤激光器的传输方程可以表示为^[11~14]

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = \Gamma_p \rho (\sigma_{ep} N_2 - \sigma_{ap} N_1) P_p(z) - \Gamma_p \sigma_p \rho P_p(z) \quad (3.20)$$

$$\frac{dP_s^+(z)}{dz} = \Gamma_s \rho (\sigma_{es} N_2 - \sigma_{as} N_1) [P_s^+(z) + P_0] - \alpha_s P_s^+(z) \quad (3.21)$$

$$\frac{dP_s^-(z)}{dz} = -\Gamma_s \rho (\sigma_{es} N_2 - \sigma_{as} N_1) [P_s^-(z) + P_0] + \alpha_s P_s^-(z) \quad (3.22)$$

式中, P_0 为自发发射功率, α_s 为激光光在光纤中的损耗系数, ρ 为纤芯中镱离子的掺杂浓度, σ_{es} 和 σ_{as} 分别为激光光的发射和吸收截面, σ_{ep} 和 σ_{ap} 分别为抽运光的发射和吸收截面。在 z 轴任意一点, 信号功率可以表示为 $P_s^+(z)$ 和 $P_s^-(z)$ 的和, 则 N_2 和 N_1 可由下式表示

$$N_2 = \frac{\sigma_{ap} \sigma_s P_s^{sat} P_p + \sigma_{as} \sigma_p P_p^{sat} (P_s^+ + P_s^-)}{\sigma_p \sigma_s P_p P_s^{sat} + \sigma_p \sigma_s P_p^{sat} (P_s^+ + P_s^-) + \sigma_p \sigma_s P_p^{sat} P_s^{sat}} \quad (3.23)$$

$$N_1 = N_t - N_2 \quad (3.24)$$

其中, $\sigma_s = \sigma_{es} + \sigma_{as}$, $\sigma_p = \sigma_{ep} + \sigma_{ap}$; P_p^{sat} , P_s^{sat} 分别为抽运光和激光的饱和功率

$$P_p^{sat} = \frac{h\nu_p A}{A_p \sigma_p \tau_{21}} \quad (3.25)$$

$$P_s^{sat} = \frac{h\nu_s A}{A_s \sigma_s \tau_{21}} \quad (3.26)$$

式中 τ_{21} 为上能级粒子的寿命, ν_s 、 ν_p 分别为激光光和抽运光的频率, h 为普朗克

常数， A 为纤芯的有效面积， A_s 和 A_p 分别为激光光和抽运光光场的重叠积分，从方程(3.21)和(3.22)中不难发现，对于有损耗光纤来说，有如下守恒条件

$$d(P_0 + P^+(z))(P_0 + P^-(z))/dz = -\alpha_s P_0 (P^+(z) - P^-(z)) \quad (3.27)$$

对于无损耗光纤 $\alpha_s = 0$ ，方程(3.27)等号右侧为零，即正向传播的信号光加自发发射和反向传播的信号光加自发发射的乘积在整个光纤长度上为常数，而通常自发发射功率 P_0 与正反向传播信号光功率相比非常小，因此方程(3.27)可表示为 $(dP^+(z)/dz)/P^+(z) = -(dP^-(z)/dz)/P^-(z) = \text{gain}$ ，也就是说对于正向和后向传播的信号光增益是相同的。对于损耗光纤来说，方程(3.27)等号右侧不再为零，不再满足守恒条件，使得纤芯内的信号光功率沿光纤 z 方向递减，实际上光纤损耗是很小的，等号右侧项通常是可以忽略的，因此信号光功率的递减是非常缓慢的，可以近似认为是不变的，即仍然满足守恒条件(称为准守恒条件)。方程(3.21)和(3.22)的边界条件为

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0); P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L) \quad (3.28)$$

利用该边界条件可以得到 $P^+(L)$ 和 $P^-(L)$ 之间的关系式

$$R_1 (P^-(0))^2 + P_0 P^+(0)(1 + R_2) = R_2 (P^+(L))^2 + P_0 P^-(L)(1 + R_1) + P_0^2 \quad (3.29)$$

利用式(3.21)~(3.24)、(3.27)和(3.28)，求解速率方程，得到双包层光纤激光器的输出光功率为

$$P_{out} = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \cdot \frac{(1 - R_2) P_p^{sat}}{1 - R_2 - \sqrt{R_1 R_2} + \sqrt{R_2/R_1}} \left[\frac{P_p(0)}{P_p^{sat}} (1 - \exp G) - G - A_p \rho \sigma_{ap} L \right] \quad (3.30)$$

λ_p 和 λ_s 分别为激光光和抽运光的波长， G 为双包层掺镱光纤的增益，可表示为^[15]

$$G = \frac{A_p \sigma_p \rho}{\sigma_s} \left[\frac{1}{2 A_s \rho} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) - \frac{\sigma_{es} \sigma_{ap} - \sigma_{ep} \sigma_{as}}{\sigma_p} L \right] \quad (3.31)$$

当 $P_{out}=0$ 时，可得到阈值抽运功率为

$$P_{th} = P_p^{sat} \frac{G + A_p \rho \sigma_{ap} L}{1 - \exp G} \quad (3.32)$$

3.3 线形腔掺镜双包层光纤激光器数值分析

前面从速率方程出发，建立线形腔双包层光纤激光器的分析模型。借助 MATLAB 软件，通过改变方程中某个参量的值，可以分析该参量与激光器的输

出功率之间的关系^[16~18]，模拟计算中有关参数取值见表 3.1。

表 3.1 数值模拟所使用的参数值

参数	取值
抽运光波长 λ_p	975nm
信号光波长 λ_s	1070nm
前腔镜对信号光反射率 R_1	1
后腔镜对信号光反射率 R_2	0.03
纤芯直径 D_{core}	7 μ m
信号光受激吸收截面 σ_{as}	$1.0 \times 10^{-27} \text{m}^2$
信号光受激发射截面 σ_{es}	$3.0 \times 10^{-27} \text{m}^2$
抽运光受激吸收截面 σ_{ap}	$2.5 \times 10^{-25} \text{m}^2$
抽运光受激发射截面 σ_{ep}	$2.5 \times 10^{-25} \text{m}^2$
自发发射寿命 $\tau_{21}=\tau_f$	$0.76 \times 10^{-3} \text{s}$
信号光重叠因子 Γ_s	0.82
抽运光重叠因子 Γ_p	0.0028
普朗克常数 h	$6.626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$

图 3.4 给出了光纤激光器输出激光功率 P_{out} 与后腔镜反射率 R_2 之间的关系曲线。双包层光纤长度为 2.5m，输入抽运光功率分别为 2W、5W、8W、10W。从图中可以看出，在一定的反射率可以达到最大的输出光功率；输入抽运功率越高，获得最大输出功率的后腔镜反射率越小。对于 2.5m 长的掺镱双包层光纤，获得最大输出功率所需的输出腔镜反射率 R_2 较大，这是由于双包层光纤的长度较短，光纤激光器的单程增益较小，需要较大的反射率来维持腔效应。

在低抽运功率时，得到最大输出激光功率的反射率变化范围较宽，主要是由于抽运较低，增益很小，经后腔镜反馈的光在谐振腔中再往返一次获得的增益也很小。随着抽运功率增加，得到最大输出功率所对应的反射率降低，在抽运功率 10W 时，得到最大输出功率所对应的后腔镜反射率约为 20%。

图3.5所示为不同后腔镜反射率 R_2 时，光纤激光器阈值抽运功率随光纤长度的变化情况。由图可见，对于一定的后腔镜反射率 R_2 ，随着双包层光纤长度的变化，光纤激光器阈值功率迅速下降，达到最低阈值抽运功率，之后光纤长度再增加，

阈值抽运功率反而增加，且随着输出腔镜反射率增加，阈值抽运功率减小。后光栅反射率为25%时，2.5m长掺铈双包层光纤对应的阈值抽运功率约0.1W。

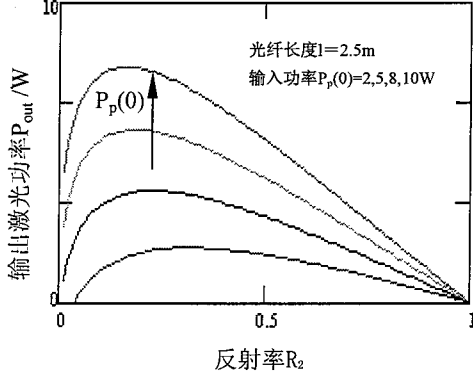


图 3.4 输出激光功率 P_{out} 与输出反射率 R_2 间关系

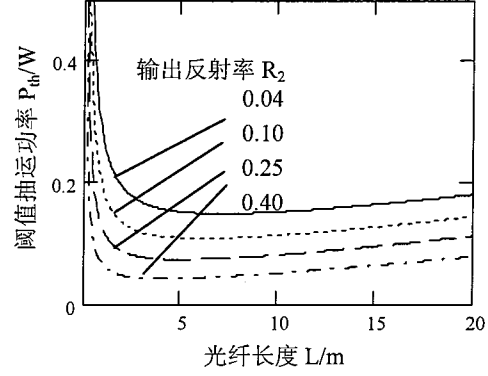


图 3.5 阈值功率与光纤长度及输出反射率 R_2 间关系

从式(3.32)中可以看出，不同的抽运波长， Yb^{3+} 离子的吸收截面不同，使得抽运波长的改变影响激光器的阈值大小，而对于不同的激光波长来说，由于 Yb^{3+} 离子的吸收较宽，而且光纤的传播损耗比较小，对激光器阈值的影响较小。但在实际情况中，由于抽运功率的增大，会达到增益饱和情况，此时对于光纤激光器来说并不一定工作在最低阈值条件下，此时要考虑其它因素的影响。在 975nm 的抽运波长时， Yb^{3+} 离子的吸收截面最大，实验中我们使用的半导体激光器抽运源的中心波长为 978nm 和 967nm。

图 3.6 为 α_s 分别取 0.1m^{-1} , 0.05m^{-1} , 0.01m^{-1} , 0.0023m^{-1} ，所得到的激光输出功率以及阈值抽运功率和增益光纤长度之间的关系曲线。从图 3.6 可以看出，对于给定的抽运功率，当增益光纤长度较小时，输出功率随光纤长度变化很明显，而当光纤达到某一长度(即最佳长度)时，输出功率趋于饱和；而增益光纤长度对阈值抽运功率也有明显影响，当增益光纤长度较小时，激光器的阈值随光纤长度的增加而减小，当光纤长度较大时，激光器的阈值又随光纤长度的增加而增大，也存在一个最佳长度使激光器的阈值最低。另外，由图 3.6 可知，对于给定的抽运功率，信号光在纤芯中的损耗因子 α_s 越小，激光输出功率越大、阈值抽运功率越低，所以要尽量减小 α_s 来提高双包层光纤激光器的性能；另外还可以看到，信号光在光纤中的损耗因子 α_s 越小，最佳光纤长度越短。这是因为如果信号光的损耗很大，超过最佳光纤长度后，抽运光引起的增益小于损耗，造成信号光功率的降低。

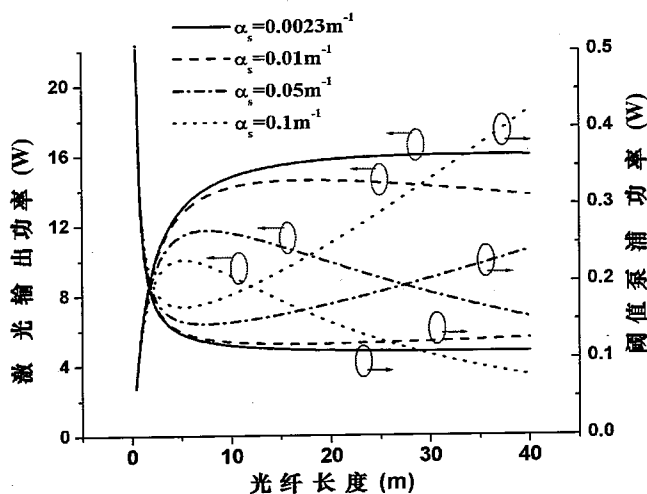


图 3.6.双包层光纤激光器的光纤长度对输出特性的影响

参考文献

- [1] 聂秋华. 光纤激光器和放大器技术[M]. 第一版, 电子工业出版社, 1997:95~100.
- [2] 孙文, 江译文, 程国祥. 固体激光工程[M]. 第一版, 科学出版社, 2000:79.
- [3] E.Snitzer, H. Po, F. Hakimi et al. Double-clad, offset core Nd fiber laser. Proc.Conf.Optical Fiber Sensors[J]. Post deadline paper PD5.1988:41-45.
- [4] 胡贵军, 邓小英, 张亮等. 掺镱双包层高功率光纤激光器输出特性研究[J]. 半导体光电, 2003, 24(6):402-405.
- [5] 胡贵军. 高功率掺镱双包层光纤激光器[M]. 中科院博士后工作报告, 2004.
- [6] 潘玉寨. 高功率镱离子掺杂双包层光纤激光器的研究[M]. 中科院博士学位论文, 2003.
- [7] Fuyun Lu, Yaxian Fan, Shuling Hu et al. Output Characteristics of High Power Double-Clad Fiber Laser[J]. Proceeding of SPIE, 2002, 4914:349-352.
- [8] S. Bedo, W. Luthy, and H. P. Weber. The effective absorption coefficient in double-clad fibers[J]. Opt. Comm. 1993, 99:331-335.
- [9] Anpin Liu, Jie Song, Kouichi Kamatani et al.. Effective absorption and pump loss of double-clad fiber lasers[J]. Proc. SPIE, 1997, 2986:30-38.
- [10] Liu and K.Ueda. The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers[J]. Opt. Comm. 1996, 132:511-518.

- [11]N. S. Kim, T. Hamada, M. Prabhu et al. Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double-clad fiber lasers[J]. Optical Communications, 2000, 180(4-6):329-337.
- [12]Luis Zenteno. High-Power Double-Clad Fiber Lasers[J]. IEEE J. Lightwave Technology, 1993, 11(9):1435-1446.
- [13]M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta. Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators[J]. Appl.Opt., 1985, 24:333-342.
- [14]R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper et al. Ytterbium-doped fiber amplifiers[J]. IEEE J. Quantum Electronics, 1997, 33(7):1049-1056.
- [15]Paschotta T, Nilsson J, Tropper A C et al. Ytterbium doped fiber amplifiers[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(7):1049-1056.
- [16]Ammar Hideur, Thierry Chartier and Francois Sanchez. Yb-doped double-clad fiber laser in a unidirectional ring cavity[J]. Pro.SPIE, 2001, 4216:15-21.
- [17]Bennion, J. A. R. Williams, L. Zhang et al. UV-written in-fiber Bragg gratings[J]. Optical. and Quantum Electronics, 1996, 28(2):93-135.
- [18]Gray Th, Balmer J E. Line-to-bundle converting fiber[J]. Opt. lett., 1993,16(8): 1317-1319.

第四章 声光调 Q 铒镜共掺双包层光纤激光器谐振腔制备

采用恰当的反馈和选频的结构构成谐振腔是包层抽运光纤激光器的关键。以往采用二色镜或利用光纤横端面镀光学薄膜形成谐振腔,这种方法一是给光纤激光器抽运光的耦合和激光器的封装都带来不便,二是这两种谐振腔受外界环境因素的影响很大,影响光纤激光器的稳定性,不利于使用。克服上述不足的有效方法是采用光纤光栅作为谐振腔,采用光纤光栅做谐振腔即可简化激光器的结构,还能够提高激光器的信噪比、光束质量、窄化线宽。另外,采用光纤光栅做谐振腔可以将抽运源的尾纤与增益光纤有机地熔接为一体,避免用二色镜和透镜组提供激光反馈带来的插入损耗,提高抽运光的耦合效率。

自 1978 年 Hill 小组首次报道了光纤中光致光栅效应以来^[1]。光折变光纤光栅一直为人类所关注,特别在 1989 年 Meltz 等人发展了紫外光写入光纤光栅技术以来,光纤光栅的应用研究迅猛发展,各种光纤光栅有源、无源器件不断涌现^[2~3]。利用光纤光栅构成线形 Fabry-perot 腔,在光纤激光器内部形成一种选频、调谐装置^[4]是光纤光栅的典型应用。这种结构即可以用于线形腔光纤激光器^[5~6],同时又能用于环形腔光纤激光器。由于光纤激光器的反馈机构通常为光栅、电介质滤波器和菲涅尔器等器件构成,后两者导致机构不稳定,激光器输出光受外界因素的影响较大。光纤光栅的采用即能实现了全光纤结构,又能有效的减少光传播损耗,提高了抽运光的效率,充分发挥其结构特性和选频特性。

4.1 光纤光栅谐振腔原理

4.1.1 光纤光栅结构

光纤光栅是光纤纤芯折射率受到周期性微扰而形成的一种新型全光纤无源器件,光纤光栅折射率沿其轴向分布可表示为^[7]

$$n = n_{\text{core}} + \delta n(z) \left\{ 1 + v \cos \left[\frac{2\pi z}{\Lambda(z)} \right] \right\} \quad (4.1)$$

式中 n_{core} 为光纤纤芯折射率, $\delta n(z)$ 为光纤纤芯折射率变化幅值(也称为折变量), v 为折射率变化的条纹可见度, $\Lambda(z)$ 为光栅折射率变化的周期。光栅有效折射率

为 $n_{\text{eff}} \approx n_{\text{core}} + \delta n(z)$ 。光纤光栅折射率沿光栅轴向的变化如图 4.1 所示。

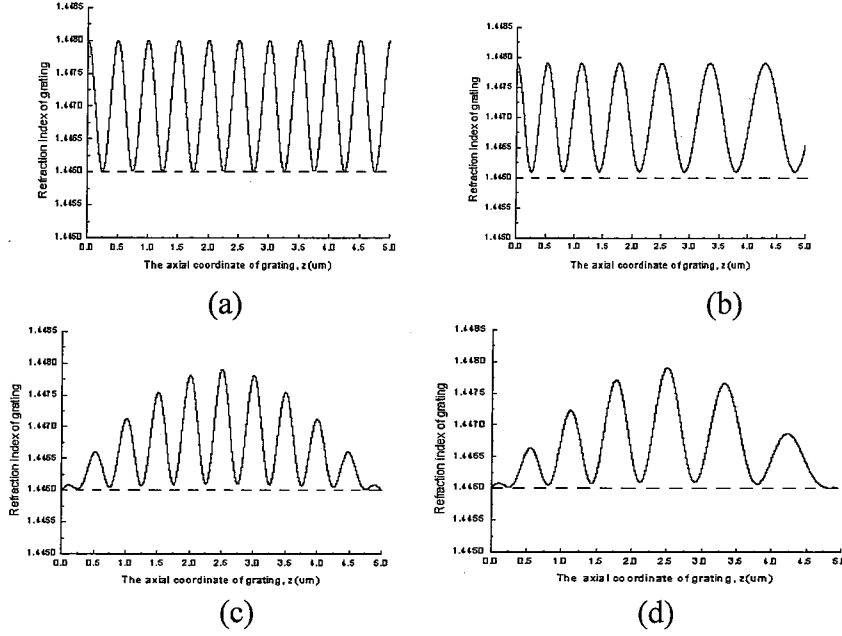


图 4.1 光纤光栅折射率分布

设 $n_{\text{core}}=1.446$ 、 $\delta n_0=0.001$ 、 $\Lambda_0=0.5\mu\text{m}$ 、光栅长度为 $L=5\text{mm}$ ，则图 4.1 中(a)、(b)、(c)、(d)所示光栅分别为：(a) 均匀光纤 Bragg 光栅 $\delta n(z)=\delta n_0$ ， $\Lambda(z)=\Lambda_0$ ， $v=1.0$ ；(b) chirped 光纤光栅 $\delta n(z)=\delta n_0$ ， $\Lambda(z)=\Lambda_0(1+0.1 \times z)$ ， $v=0.9$ ；(c) 切趾光纤 Bragg 光栅 $\delta n(z)=\delta n_0 \sin(\pi z/L)$ ， $\Lambda(z)=\Lambda_0$ ， $v=0.9$ ；(d) 切趾 chirped 光纤光栅 $\delta n(z)=\delta n_0 \sin(\pi z/L)$ ， $\Lambda(z)=\Lambda_0(1+0.1 \times z)$ ， $v=0.9$ 。

4.1.2 光纤光栅选频原理

对于周期为 Λ 、长度为 L 的光纤 Bragg 光栅(FBG)的结构示意图 4.2，其反射、透射特性可用耦合模理论描述。

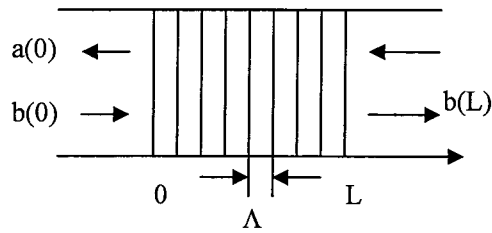


图 4.2 光纤光栅结构示意图

输出和输入的正向和反向传输的光波可以用于传输矩阵表示:

$$\begin{pmatrix} b(0) \\ a(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b(L) \\ a(L) \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

矩阵中各个元素的值可以由耦合模理论求出, 有

$$S_{11} = S_{22} = \cosh(aL) - i\delta \sinh(aL)/a \quad (4.3)$$

$$S_{21} = S_{12} = i\kappa \sinh(aL)/a \quad (4.4)$$

其中, $\delta = \beta - \pi/\Lambda$; $a = [\kappa^2 - (\delta\beta)^2]^{1/2}$, $\kappa = \pi\Delta n/\lambda_B$ 是光栅的耦合系数, $\delta\beta = 2\pi(\lambda^{-1} - \lambda_B^{-1})$, $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ 为 Bragg 波长, n_{eff} 为有效折射率, Δn 为折射率调制深度。光纤光栅的反射系数

$$r = S_{21}/S_{11} = |r| \exp(i\Phi_r)$$

透射系数

$$t = 1/S_{11} = |t| \exp(i\Phi_t)$$

故(4.2)式可以改写为

$$\begin{pmatrix} b(0) \\ a(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/t & r^*/t^* \\ r/t & 1/t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b(L) \\ a(L) \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

并且

$$|r_g| = \kappa \sinh(aL) / [a^2 \cosh^2(aL) + \delta^2 \sinh^2(aL)]^{1/2} \quad (4.6)$$

$$|t_g| = a / [a^2 \cosh^2(aL) + \delta^2 \sinh^2(aL)]^{1/2} \quad (4.7)$$

$$\varphi_r = \pi + \arctan \frac{\delta \sinh(aL)}{a \cosh(aL)} \quad (4.8)$$

$$\varphi_t = -\frac{\pi}{2} - \beta_0 L + \arctan \frac{\delta \sinh(aL)}{a \cosh(aL)} \quad (4.9)$$

光纤光栅的光强发射率和透射率分别为

$$R_g = |r_g|^2 \quad (4.10)$$

$$T_g = |t_g|^2 \quad (4.11)$$

4.1.3 光纤光栅 F-P 谐振腔特性分析

同一根光纤上的两个 Bragg 波长相同的光纤光栅便构成光纤光栅谐振腔法布里-珀罗腔, 如图 4.3 所示输入光纤光栅 1(FBG1)的反射系数和透射系数分别为

r_{g1} 、 t_{g1} ，长度为 L_1 ，对抽运光是透明的。输出光纤光栅 2(FBG2)的反射系数和透射系数分别为 r_{g2} 、 t_{g2} ，长度为 L_2 。FBG₁ 和 FBG₂ 共同法布里-珀罗腔，其腔长为 L_{int} 。抽运光经 FBG1 进入增益光纤，在增益光纤中形成粒子数反转产生受激发射光，再经谐振腔进行选频，得到所需波长的激光输出。

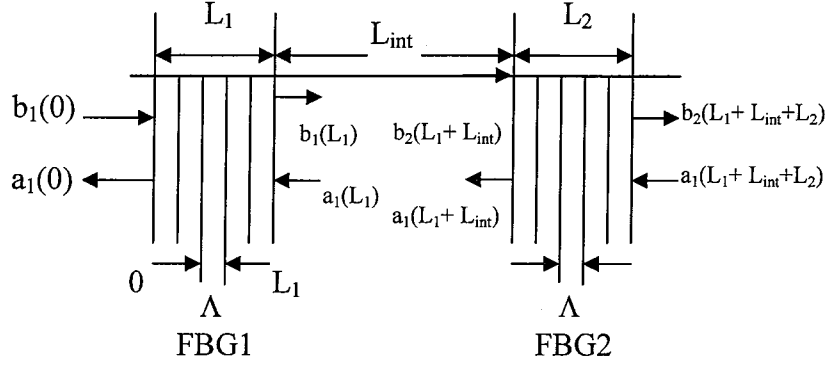


图 4.3 光纤光栅 F-P 谐振腔

法布里-珀罗腔透射率可以表示为^[8,9]

$$T_{F-P} = \frac{1}{1 + F \sin^2(\beta L_{\text{int}} - \Phi_r)} \quad (4.12)$$

式中 $F = 4R_g / (1 - R_g)^2$ ，光纤光栅法布里-珀罗腔的光强反射率为^[8,9]

$$R_{F-P} = \frac{F \sin^2(\beta L_{\text{int}} - \Phi)}{1 + F \sin^2(\beta L_{\text{int}} - \Phi_r)} \quad (4.13)$$

显然， $T_{F-P} + R_{F-P} = 1$ 。当光纤光栅的 F-P 腔的透射谱线的谐振峰(反射谱线的分裂)满足的条件即谐振条件 $R_{F-P} = 0$ 时谐振腔长增加，在一定波长范围内谐振峰数目增加，间隔减少。改变了反射带宽，可以改变反射带宽里的谐振峰的数目，但 Δn 之间的间隔保持不变。FBG F-P 腔的谐振峰之间的间隔是由 L_{int} 所决定，通过调节谐振腔长或选取不同的 Δn 来达到所需求的谐振峰的特性。对于确定 FBG F-P 腔其反射带宽中的谐振峰之间的间隔近似相同，这是由于 ϕ_t 在这一区域变化不大，基于同样的原因，在谐振腔长相同情况下， Δn 的变化对谐振峰之间的间隔影响也不是很大；在其他条件保持不变，改变两光纤光栅的长度，谐振峰的数目之间的间隔不会改变。对于 FBG F-P 腔的相位特性基本上类似于 FBG 的特性，只是在谐振峰处相位变化比较剧烈。

因此，通过选择 FBG 的中心波长和控制其反射峰的带宽，可以实现对不同

波长光波的选频,并能够获得窄线宽的激光输出。并且谐振峰的数目随着其腔长的增加而增加,谐振峰之间的间隔减少;谐振峰的数目还随着光栅折射率调制深度增加而增加,但谐振峰之间的间隔不变;谐振峰的间隔由腔长决定。当光纤光栅长度变化时,影响谐振峰的反射率,长度越长,透射率越大。

光纤光栅的法布里-珀罗腔的光强透射率 T_{F-P} 的表达式中多了一个相位因子 Φ_i , 另外, 光纤光栅的反射率 R_g 不是常数而是波长 λ 的函数。由于光纤光栅具有一定的反射带宽, 它只是能够对其反射带内的光波提供反馈, 反射带宽以外的光波无法在法布里-珀罗腔内提供反馈, 因此在光纤光栅反射峰以外没有谐振峰。可见, 光纤光栅的反射带宽起着对腔内模式数(输出谱线数目)的限制作用, 光纤光栅的反射带宽越窄, 法布里-珀罗腔所容纳的模式数越少。

对于光纤光栅法布里-珀罗腔的透射谱线的半宽度 $\Delta\lambda_{1/2}$ 随着波长 λ 发生明显变化, 位于两侧的谱线明显比中心处谱线宽得多。对于普通法布里-珀罗腔得透射谱线的半宽度为^[10]

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda^2}{2\pi n h} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (4.14)$$

其中, 腔镜的反射率 R 为常数, 在较小的波长范围内, 谱线半宽度 $\Delta\lambda_{1/2}$ 无明显变化。光纤光栅的法布里-珀罗腔的情况有所不同, 光纤光栅的反射率 $R_g(\lambda)$ 是波长 λ 的函数。当光波波长 λ 偏离光纤光栅 Bragg 波长 λ_B 时, 反射率 $R_g(\lambda)$ 降低; 偏离程度越大, 反射率 $R_g(\lambda)$ 降低越严重。由此导致光纤光栅法布里-珀罗腔透射谱线半宽度 $\Delta\lambda_{1/2}$ 随着光波波长 λ 明显变化, 当透射谱线波长 λ 偏离 Bragg 波长 λ_B 时, 谱线明显变宽。

单模输出的阈值腔长。当光纤光栅的法布里-珀罗腔的腔长 h 逐渐减少时, 其输出谱线间距 $\Delta\lambda$ 逐渐增大, 当腔长减少到一定程度时, 腔内至少只能容纳一个模式运行, 法布里-珀罗腔呈现单模输出, 这样光纤光栅的法布里-珀罗腔的单模运转的最大腔长值定义为阈值腔长 h_t 。显然, 阈值腔长 h_t 与光纤光栅反射带宽 $\Delta\lambda_g$ 有关, h_t 随 $\Delta\lambda_g$ 的减少而增大, 光纤光栅反射带宽 $\Delta\lambda_g$, 由下给出^[3]

$$\Delta\lambda_g = \frac{\lambda_B^2}{\pi n L} [(kl)^2 + \pi^2]^{1/2} \quad (4.15)$$

当光栅最大反射率 $R_g^{(\max)} = \tanh^2(kL)$ 一定(即 kL 一定)时, 光纤光栅反射带宽 $\Delta\lambda_g$ 随光纤光栅 L 的增大而减少, 因此, 光纤光栅法布里-珀罗腔的单模输出阈值腔长 h_t 随光纤光栅的长度 L 的增大而增大。同时 h_t 随 R_g 的增大而减少。

由上面分析可得到以下结论：(1) 与普通法布里-珀罗腔相比，光纤光栅的法布里-珀罗腔的输出谱线间距变窄；(2) 谱线半宽度与波长有关，透射波长偏离 Bragg 波长时，谱线明显变宽；(3) 光纤光栅法布里-珀罗腔单模输出的阈值腔长随光纤光栅的长度的增加而增加，随光纤光栅的反射率的增加而减少。

4.2 紫外写入光纤光栅技术

利用紫外写入法制备光纤光栅，就是利用紫外光照射光纤，引起光纤轴向折射率产生周期性的分布而形成永久性的变化。到目前为止这种方法制作光纤光栅有三种方式，即全息干涉曝光法、相位/振幅掩模法以及逐点曝光写入技术。

4.2.1 全息干涉曝光法

全息法也称非相似波前法，是一种方便灵活的制备方法，其原理是，位于同一平面不同点的两个点光源，在菲涅尔近似下相干形成干涉条纹，其强度的空间频率与坐标 z 成线性关系，这些干涉条纹映到光敏光纤上形成 Bragg 光纤光栅。在实验中只要适当调整两个点光源的相对位置和相干波前的曲率半径，从而获得所需周期分布、带宽、反射中心波长的光纤光栅^[11]。

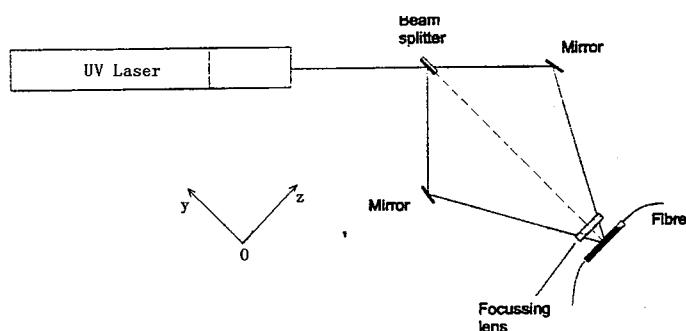


图 4.4 全息法制作 Bragg 光纤光栅

如图 4.4 所示为采用氩离子倍频 244nm 紫外激光器光源实现相干光场在光纤上制作光栅结构的装置示意图，图中利用了三个反射镜来实现两个具有相同光程的相干光束在光纤平台上实现了相干光束，在光纤纤芯内引起与干涉条纹相同分布的折射率变化，从而在光纤上写出正弦分布的体光栅。干涉条纹间距 d (即光栅周期) 由两束光的夹角决定， $d = \lambda / 2 \sin \theta$ ，式中 λ 为照射的 UV 光波长， θ 两束光夹角的 $1/2$ 。相干光束制作光栅的方法非常灵活，通过调整图中反射镜的角度可以得到不同的 θ ，由 Bragg 方程可得到光栅布拉格波长 $\lambda_B = 2n\Lambda$ 。相干方法制

作光栅要求光源具有非常好的时间相干特性,对于要求光纤光栅的中心反射波长 λ_b , 如果制作光栅的长度为 L , 则紫外光源的线宽满足如下条件

$$(\Delta\lambda_{uv} / \lambda_{uv}) < (\lambda_b / n_{eff} L) \quad (4.16)$$

其中 n_{eff} 为光纤在波长 λ_b 对应的有效折射率, λ_{UV} 为紫外光源的输出波长, 即 244nm。

这种方法最大的优点在于突破了纵向驻波法对布拉格中心反射波长的限制, 使人们可以更充分地利用最感兴趣的波段。全息干涉法的优点在于(1) 行之有效, 又操作简单, 所以受到了人们的普遍重视, 也得到了广泛的运用; (2) 采用改变两光束的夹角或旋转光纤放置位置的方法都可以方便地改变反射中的波长; (3) 如果将光纤以一定的弧度放置于相干场, 又可以很容易得到带有 chirp 的光纤光栅。

但这种方法亦存在很大的缺点, 给制作带来了诸多问题。(1) 全息相干对光源的空间相干性和时间相干性都有很高, 而且对周围环境要求严格(如振动会对实验效果产生不良影响); (2) 如果激光器处于多横模输出, 光束有较大的空间发散性, 则整个输出光束的截面内并非全部相干, 相干区域仅是很小的一部分。可见输出光束的多横模现象将严重的影响全息相干法的效果; (3) 欲得到准确的布拉格中心反射波长, 对光路的调整有着极高的精度要求。 θ 稍有偏差, 中心波长就会有很大的偏离, 由此可见对光路调整要求的可刻程度; (4) 全息相干法要有一定的曝光时间, 这就要求在曝光时间内光路保持良好的防震, 以避免波长量级的扰动造成光路错位, 恶化相干效果; (5) 目前全息相干法的光源大多为 Ar^+ 二倍频和染料二倍频激光器, 并配以高质量的相干光路, 其装置体积都很大。

4.2.2 相位/振幅掩模法

用于制作 Bragg 光纤光栅的 Bragg 相位掩模版如图 4.5(a)所示。掩模版周期相同相位掩模法通常是紫外光透明玻璃上, 通过光刻制作出一维周期性光栅结构。紫外激光垂直照射掩模板而产生衍射, 在每一段掩模版下, 0 级衍射光受到抑制, ± 1 级衍射光相干涉, 在近场形成明暗相间的干涉条纹状光强分布, 干涉条纹的周期相同, 为掩模版周期的一半, 这样的干涉条纹照射到光敏光纤上, 就制作出了周期与干涉条纹周期相同的 Bragg 光纤光栅, 其相位掩模版制作光纤光栅如图 4.5(b)所示。

掩模法制作光纤光栅是目前使用最为广泛的方法, 具有许多优点^[12]: (1) 光

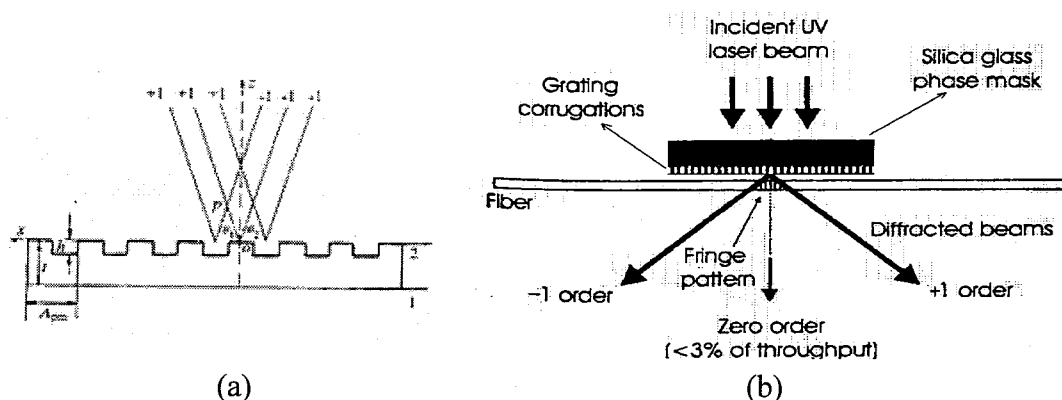


图 4.5 Bragg 相位掩模板结构 a 和制作光纤光栅示意图 b

栅周期与紫外光源的波长无关而由掩模版结构决定,使得紫外光源更加灵活有更大的容忍度;(2) 曝光入射角与光栅周期无关,对于光纤的光写入容易对准;(3) 减少了对写入光路稳定性要求,易于批量生产;(4) 对于紫外激光器的相干性要求降低,因此可以使用相干性不好的准分子激光器,如 KrF₂ 准分子激光器;(5) 可以使用小光束扫描方法实现长掩模版制作更长光栅;(6) 采用相位掩模技术和扫描曝光技术结合,可以控制光纤光栅的耦合截面,实现某些特殊结构的光栅。

掩模制作光栅方法也有一些缺点,一是成本相对较高,并且一般而言同一块相位掩模板制作的光纤光栅周期相同。

4.2.3 逐点曝光写入技术

逐点曝光写入法如图 4.6 所示,将紫外光聚焦在光纤上,在纤芯上成为一点,曝光之后将光纤移动一个光栅周期长度,在另外一个位置再次曝光,直到完成整个光栅长度,这种方法制作的光纤光栅效率较低在光纤芯上引起了折射率微扰,但是可以在光纤中形成微 Bragg 光栅用在要求粗光栅的应用场合,如制作 LP₀₁ 到 LP₁₁ 模式转换器及偏振模式转换器。

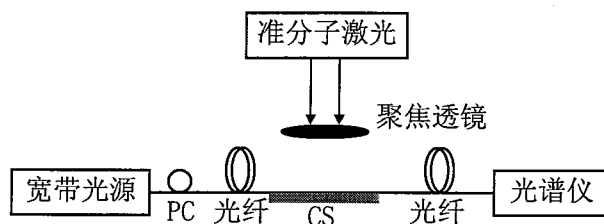


图 4.6 逐点写入法制作光纤光栅装置图

PC: 偏振控制器; CS: 移动控制台

逐点写入技术这种非全息技术并不需要相位掩模板,而是通过将长为 ω 的一小段光纤在单脉冲下曝光,并周期性的移动光纤,直接在光纤上制备处光纤光栅。在下一脉冲到达前,光纤移动距离为 $\Lambda-\omega$,这样形成折射率周期性变化的条纹,其中每一周期中只有 ω/Λ 的一段具有高折射率。这种技术将紫外激光光束紧紧地聚焦成点,使得只有 ω 长度的光纤被照射, ω 通常被选为 $\Lambda/2$ 长度。

这种技术在实用上有一些限制,(1) 由于逐点写入原理的耗时性,只能用于制作短光纤光栅(小于 1cm);(2) 对于光纤的精密移动控制很困难,不能用于制造长光栅;(3) 激光束聚焦成光栅一个周期内的一点有难度。

这种技术适合制作周期超过 $10\mu\text{m}$ 以上的长周期光纤光栅。这样的光栅可以用于模式转化(能量从一种模式转移到另一种模式或偏振转化自在自在自在在咱能量在两个正交的偏振模之间转化),其中滤波特性已用于掺铒光纤放大器的增益曲线平坦和全光多模器件转化。

4.3 相位掩模法制作光纤 Bragg 光栅的实验研究

4.3.1 锗硅光纤的增敏原理

4.3.1.1 锗硅光纤的光致折变效应

我们用相位掩模法在普通单模光纤上制作 Bragg 光纤光栅,制作光栅前要对光纤进行增敏处理。

锗硅光纤材料经过紫外光的照射,会发生永久性的折射率改变,这种改变是由于锗硅光纤中锗的缺陷而引起。在缺陷吸收紫外光后,切断了 Si-Ge 或 Ge-Ge 耦合,产生了新的缺陷,这种新缺陷形成了“5eV”的吸收带,其结果是光纤的折射率按照 Kramers-Kronig 关系而改变。

1978 年, K.O.Hill 等人^[13]利用氩离子激光(488nm)研究光纤非线性效应时,发现周期性的光场分布导致了光纤折射率的周期性变化,即光致折变效应,也就是所谓的“光纤光敏特性”。当这一过程接近饱和时,可以形成反射率接近 100% 的相位型光栅, Hill 称这种方法为内写入法,光写入的 Bragg 光纤光栅直接称为“Hill 光栅”。利用这种写入法仅能获得与写入光相同波长的 Bragg 反射峰, Lam 和 Garside 研究证实,光致折变的幅度与进入光纤的氩离子激光(514.5 或 488nm)光强的平方根成正比^[14~17],这暗示着光致折变是一种双光子过程。

1989 年 G.Meltz 的报导^[18~20]。他首次采用了 244nm 染料激光,利用全息干

涉条纹从光纤的侧面对光纤进行照射，成功地制作出了 Bragg 光纤光栅，这种方法被称为外写入法。采用紫外光 244nm 的单光子吸收过程，实现了光致折变效应。

Atkins 等人 1993 年关于低温高压光纤氢扩散工艺对提高光纤光敏特性的报导^[21~23]。这种光纤增敏工艺不仅打破了光致折变对光纤中锗含量的强烈依赖性，而且它的采用极大提高了光致折变幅度，使折变能达到 0.01 以上^[24]。

4.3.1.2 锗硅光纤的增敏方法

普通商用光纤(3mol%Ge)，光敏特性很差，饱和折射率变化一般不超过 3×10^{-5} ^[25]，如果不进行其它的处理，是无法在其上写入光栅的，因此有几种方案可以增加锗硅光纤的光敏性。

(1) 高锗掺杂：提高光纤中锗的含量可以有效提高光纤的光敏特性，在含锗 11mol% 的光纤上就获得了高达 1.8×10^{-3} 的折射率变化量^[26]。但高锗含量光纤不仅需要特殊制备，而且数值孔径较大，与常规光纤熔接时会因模场匹配不好而造成额外损耗。普遍认为高含锗光纤能够提高光敏特性的原因，主要是光纤中的锗相关缺陷浓度更高了；

(2) 掺硼：光纤中掺硼也可以有效提高锗硅光纤的光敏特性^[27]。Dong^[28]在实验中发现掺硼后的相同锗含量光纤折变幅度比不掺杂增加了 4 倍。同时，掺硼可以减小数值孔径，允许增大锗含量；

(3) 刷火：从提高光纤氧缺陷的角度出发，1993 年 Bilodeau^[29]等人利用高达 1700℃ 的氢氧火焰对光纤进行了加热处理，处理后 242nm 附近的 GeO 相关吸收明显提高，用相应波长的 UV 光照射后，在普通光纤上获得了大于 10^{-3} 量级的折射率变化量。这种光纤增敏机制被称之为“刷火”；

(4) 载氢：1993 年，贝尔实验室的 Lemaire 和 Atkins^[30]提出，高压低温条件下向光纤内扩散氢可以在不增加光纤损耗的前提下大大提高光纤的光敏特性。这种方法的发现当时就极大地推动了光纤光栅制作工艺的发展，而且该技术至今仍被广泛应用。该工艺不仅简单易行，而且可以实现在任何锗含量的光纤上得到极高的光敏性。目前利用该方法在普通光纤上很容易获得大于 0.01 的折射率变化量，可以将折射率差提高 10~50 倍，超过了光纤本身包层与纤芯的折射率差^[31]。对于光纤氢扩散的增敏机制目前还不完全明了，从光纤吸收光谱上看，光纤掺氢后并不会引起光纤紫外区域吸收的明显变化。当利用 248nm 光照射时，240nm

附近吸收带会迅速消失,而用 193nm 紫外光照射时却引起 220nm 和 260nm 附近出现两个较强的吸收峰。对于这两类光谱的变化利用 Kramers-Kronig 关系显然无法同时进行解释。但从相关锗缺陷浓度角度看,一般认为光纤内紫外光的作用首先打破了 Ge-O-Si 键中结合较弱的 Ge-O 键,接下来掺入的氢与氧结合形成了 SiOH 以及一个 GeE' 色心。而这两种产物的出现都将会改变光纤的折射率。另外,对普通光纤掺氢后折射率能得到较大幅度改变的原因, Lemaire 认为是氢的加入使光纤中每个原子都参与了反应而对折射率的变化产生贡献;而无氢光纤内只有部分锗原子参与反应。光纤内未发生反应的残余氢气会在光栅制作完成后约两周的时间内扩散出去,因而不会引起光纤损耗的增加。同时,研究还发现,退火不仅可以加快氢的逸出速度,还可以提高光栅的长期稳定性。减少曝光时间、吸收损耗和双折射特性。

我们采用载氢增敏方法,在相位掩模法制作光纤光栅前,对 Corning 公司的 HI980 光纤进行增敏处理,即将光纤进行低温高压氢载处理,将光纤放入掺氢气罐中,在 80atm~140atm 和 20℃ 条件下氢气扩散二个月左右,氢离子向光纤中扩散达,以增加光纤的光敏性,形成光敏感光纤。

4.3.2 相位掩模法制作光纤 Bragg 光栅实验研究

相位掩模法制作 Bragg 光纤光栅的实验装置如图 4.7 所示。工作波长为 248nm 的 KrF 准分子激光器发出的脉冲激光经全反射镜反射,垂直照射到水平放置的柱透镜上,经柱透镜聚焦后的紫外激光垂直照射到水平放置的 Bragg 相位掩模板上,经载氢增敏后的普通单模光纤紧贴于 Bragg 相位掩模板后,光纤和掩

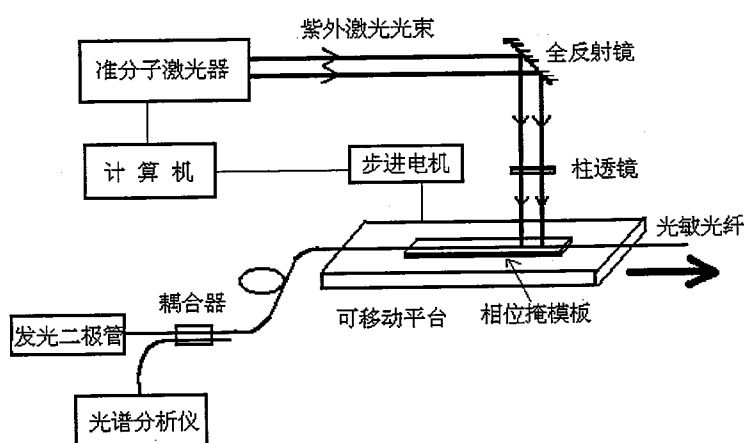


图 4.7 光纤光栅制作装置示意图

膜版均置于一平台上，光纤、掩膜版和平台不发生相对移动，光纤光栅的制作情况可通过发光二极管和光谱分析仪组成的测量系统来实时监测。

写入激光光源为 Lumonics 公司 PM886kK_rF 准分子激光器，输出波长 248nm，其高压触发范围 28.0kV~39.0kV，触发频率 0~50Hz，脉宽为 20ns，最高重复频率为 100Hz，光斑面积 $30 \times 15 \text{nm}^2$ ，输出 Gauss 光束，具有一定的切趾效果。利用二极管、耦合器和光谱分析仪组成实时监测系统来监测光纤光栅的中心波长及反射特征。

本实验中所采用的激光器典型参数为触发电压 30KV，触发频率 8Hz，单个脉冲能量 300~500mJ。所用相位掩模板是 Lasiris 公司产品，是高质量的熔融石英光栅上的一维表面浮雕光栅，并且为零级掩模板。利用 ± 1 衍射光的干涉进行光栅的写入，对 248nm 激光其零级衍射小于 1.5%，+1 和 -1 级衍射分别占 39.9% 和 39.1%。探测光谱利用日本 ANDO 公司 6317B 型光谱分析仪，其扫描范围为 350nm~175nm，波长分辨率为 0.05~10nm，强度精确到 0.3dB。由激光器发出的光经准直系统后，在光纤写入位置被柱体透镜聚焦成 $15 \times 2 \text{nm}^2$ 的光斑，由于准分子激光器所发出的光在长轴方向不均匀，所以采用短轴方向进行写入。

所选用的相位掩模板周期为 1.071 μm 和 743.5nm 均匀周期相位掩模板，光纤光栅的制作情况可通过发光二极管(1550nmLED)、光谱分析仪和 3dB 耦合器组成的测量系统来实时监测。在光纤光栅的制作过程中，激光器输出能量基本不变，激光器输出频率恒定，光栅的曝光量沿光栅轴向基本保持一致，制作出的光纤光栅为普通的 Bragg 光纤光栅。

为有效降低光纤光栅的边模和提高光纤光栅的带宽，部分地调整中心反射波长，需要对光纤光栅进行紫外修整。将已经形成折射率调制的光纤光栅，置于 UV 光照下进行曝光，曝光时间约 1~3 分钟。随着曝光时间的增加，光栅反射中心波长向长波长方向移动，反射带宽增加，反射率不变，反射峰长波侧面边模逐渐消失。

图 4.8 是我们采用 1.071 μm 的相位掩模板在曝光 1000 次时制成的光纤光栅的反射谱(a)和透射谱(b)，由图可见，其中心反射波长为 1551.340nm，反射半高宽 0.150nm，反射率达到 100%，边模抑制比在 -23dB 以上，其短波损耗较大是由于曝光时间长所至。

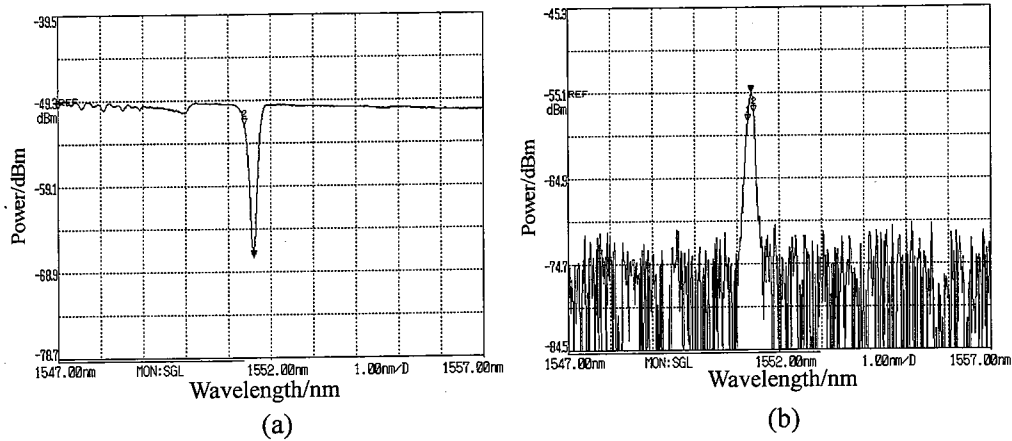


图 4.8 Bragg 光纤光栅的反射谱(a)与透射谱(b)

4.3.3 单模光纤 Bragg 光栅的特性分析

影响光纤光栅中心反射波长及反射功率的,最主要的因素为光栅所处环境和轴向所受的应力。所以 Bragg 光纤光栅的温度和应力特性是标定光纤光栅的基本特性。既光纤光栅的中心波长随温度、应力的变化而产生漂移。

对于未封装的单模光纤 Bragg 光栅进行温度测试分析,观察到在 $-20^{\circ}\text{C} \sim 80^{\circ}\text{C}$ 的温度范围内中心波长的变化。利用半导体冷阱为测温装置,在实时在线测试系统中从光谱仪观察波长的漂移。如图 4.9 所示为单模光纤 Bragg 光栅中心波长随温度变化曲线,单模光纤 Bragg 光栅中心波长随温度的升高向长波长方向漂移,温度系数为 $0.00937\text{nm}/^{\circ}\text{C}$ 。图 4.10 和 4.11 所示为单模 Bragg 光纤光栅反射率和峰值带宽随温度的变化,其温度变化过程中光栅的反射率和峰值带宽基本上保持不变。

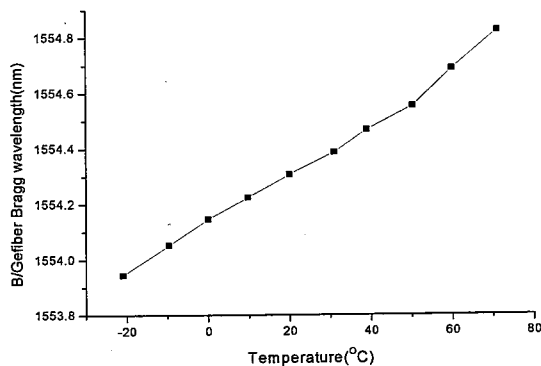


图 4.9 光纤光栅波长的温度特性曲线

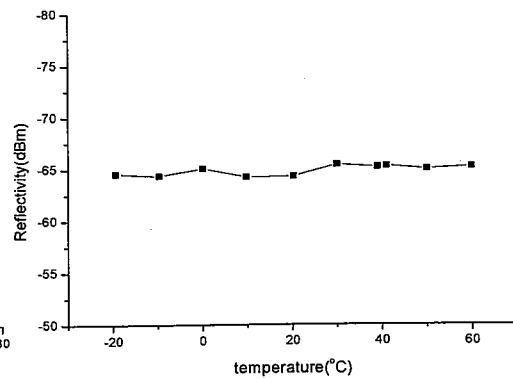


图 4.10 光纤光栅的反射率温度特性曲线

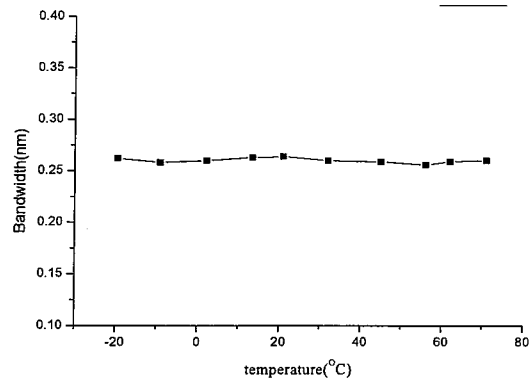


图 4.11 光纤光栅反射带宽温度特性曲线

参考文献

- [1] Hill K O, Fujii Y, Johnson D C et al.. Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication[J]. Appl. Phys. lett., 1978, 32(10): 647-649.
- [2] Meltz G, Morey W W, Geleann W H. Formation of Bragg grating in optical fiber By transverse holographic method[J]. Opt. Lett., 1989, 14(15):823-825.
- [3] Bennion I, Williams J A R, Zhing L et al.. UV-written in-fiber Bragg gratings[J]. Opt. And Quant.Electron., 1996, 28(2):93-135.
- [4] Tetusuro Komu Kai, Masataka Nakazawa. Tunable single frequency erbium-doped fiber ring laser using fiber grating etalons.Jappan[J]. J. Appl. Phys. A, 1995, 34(6):679-680.
- [5] Zyskind J L, Mizrahi V, Di Giovanni D J et al..Short single frequency erbium-doped fiber laser[J]. Electron Lett., 1992, 28(15):1385-1387.
- [6] Andreas Othonos, Xavier Lee, Din Ping Tsai. Spectrally broadband Bragg grating mirror for an erbium-doped fiber laser[J]. Opt. ENG., 1996, 35(4):1088-1092.
- [7] Victor Mizrahi and J.E.Sipe. Optical properties of photosensitive fiber phase gratings[J]. J. Lightwave Technol., 1993, 11:1513-1517.
- [8] T. Erdogan. J. Fiber grating spectra[J]. Lightwave Technol., 1997, 15(8):1277-1294.
- [9] Agrawal G P, Radic S. Phase-shifted fibre gratings and their application for wavelength demultiplexing[J]. IEEE Photoics Technology Lett., 1994,

6(8):995-997.

- [10] 廖延彪. 物理光学[M]. 第一版, 北京:电子工业出版社, 1986:91-95.
- [11] M. C. Farries, K. Sugden, D. C. J. Reid et al. Very broad reflection bandwidth (44nm) chirped fibre gratings and narrow bandpass filters produced by the use of an amplitude mask[J]. Electron. Lett., 1994, 30:891-892.
- [12] R. Kashyap, P. F. Mckee, R. J. Campbell et al. Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings[J]. Electron. Lett., 1994, 30:996-997.
- [13] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et al. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication[J]. Appl. Phys. Lett., 1978, 32:647-649.
- [14] D. K. W. Lam, B. K. Garside. Characterization of single-mode optical fiber filters[J]. Appl. Opt., 1981, 20:440-443.
- [15] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glemm. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method[J]. Opt. Lett., 1989, 14: 823-825.
- [16] C. G. Askins, T. E. Tsai, G. M. Williams et al. Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse[J]. Opt. Lett., 1992, 17:833-836.
- [17] V. Mizrahi, P. J. Lemaire, T. Erdogan et al. Ultraviolet laser fabrication of ultrastrong optical fiber gratings and of germania-doped channel waveguides[J]. Appl. Phys. Lett., 1993, 63:1727-1729.
- [18] A. J. Cohen and H. L. Smith. Ultraviolet and infrared absorption of fused germania[J]. J. Phys. Chem. Solids, 1958, 7:301-307.
- [19] J. Nishii, H. Yamanaka, H. Hosono et al. Characteristics of 5-eV absorption band in sputter deposited $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ thin glass films[J]. Appl. Phys. Lett., 1994, 64: 282-284.
- [20] D. P. Hand and P. St. J. Russell. Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers[J]. Opt. Lett., 1990, 15:12-16.
- [21] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap et al. Direct observation of UV induced bleaching of 240 nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibres[J]. Electron. Lett., 1992, 28:369-371.
- [22] J. Pbernardin and N. M. Lawandy. Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers[J]. Opt. Commun., 1990, 79:194-200.
- [23] K. Schiang, M. G. Sceats and D. Johnson. Ultraviolet photolytic-induced changes in optical fibers: the thermal expansion coefficient[J]. Opt. Lett., 1993, 18:965.

- [24]P. Cordier, J. C. Doulhan, E. Fertein et al. TEM characterization of structural changes in glass associated to Bragg grating inscription in a germanosilicate optical fibre perform[J]. Opt. Commun., 1994, 11(1):269-271.
- [25]A. Inoue, M Shigehara, M Ito et al. Fabbriation and application of fiber bragg grating-a review[J]. Optoelectronics-Devices and Technologies, 1995, 10: 119-124.
- [26]R. Kashyap, R. Wyatt and P. F. Mckee. Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap Bragg gratings[J]. Electron. Lett., 1993, 29: 1025-1029..
- [27]E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay et L. Shifts in resonance wavelengths of Bragg gratings during writing or bleaching experiments by UV illumination within germanosilicate optical fibre[J]. Electron. Lett., 1991, 27:1838-1840.
- [28]L. dong, W. F. Liu and L. reekie. Negative-index gratings formed by a 193-nm excimer laser[J]. Opt. Lett., 1996, 21:2032-2034.
- [29]D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage et al. Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres[J]. Electron. Lett., 1993, 29:45-48.
- [30]D. L. Williams, B. J. Ainslie, J. R. Armitage et al. Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres[J]. Electron. Lett., 1993, 29:45-46.
- [31]B.Malo, J.Albert, K.O.Hill et al. Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogen-loaded optical fibres and its effect on Bragg grating fabrication[J]. Electronics Letters, 1994, 30:442-446.

第五章 声光调Q 钕镜共掺双包层光纤激光器理论及实验研究

5.1 概述

掺稀土离子光纤激光器具有结构紧凑小巧和光束质量优良等特点。包层抽运光纤激光器已经成为获得高功率激光的最佳选择。它既保持了光纤激光器体积小、结构紧凑的特点,又可以利用比较便宜的多模大功率LD作抽运源,目前光纤激光器已达到了传统的灯抽运和LD抽运固体激光器的功率水平,并且大有替代它们的趋势^[1~3]。由于包层抽运技术的引入,使调Q光纤激光器脉冲峰值功率及单脉冲能量大大提高^[4,5]。结构紧凑、自然冷却、高峰值功率、高脉冲能量和高光-光转换效率的调Q光纤激光器,在医学、工业加工、通信、军事、非线性频率转换、测距、遥感等许多应用领域中颇具优势。

对于连续工作的光纤激光器,光纤本身就是工作物质,一般采用结构简单的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。但如果从应用目标出发时,连续工作的光纤激光器能提供的靶面功率密度较低,脉冲工作的光纤激光器或许更为有用。

脉冲双包层光纤激光器是一种新型激光器,和普通的固体激光器相比,双包层光纤激光器具有很高的“表面积/体积”比,散热效果好;具有很高的转换效率和很低的阈值。双包层结构使抽运光有较大的可入射面积,当光沿光纤纤芯传输时,抽运掺杂纤芯将产生很高亮度,而且光束质量接近衍射极限的激光输出。双包层光纤激光器在产生高平均功率脉冲激光方面具有相当大的潜力,可以成为替代某些调Q和锁模激光器的另一种高效多用途激光器。

近几年来,脉冲双包层光纤激光器成为国际上研究的热点,在此方面的研究上比较著名的主要有英国的Southampton大学光电研究中心、德国Jena研究所、法国的以Hideur为首的研究组和美国的IPG公司等。在2000年,英国Southampton光电研究中心的Alvarez-Chavez采用在包层抽运双包层光纤激光器中加入声光调制器获得了5W平均功率的调Q脉冲输出。2001年,德国Jena的Hofer以单频环形盘片激光器作为种子光源,通过掺Yb双包层光纤进行放大,得到20W平均功率输出,光束质量接近衍射极限。随后,Limpert同样采用种子光振荡放大,用两个

LD在掺Yb大芯径双包层光纤双端抽运，种子光源为皮秒Nd:YVO激光器，得到51.2W的放大输出，重复频率为80MHz。2002年，Limpert采用纳秒调QNd:YAG种子源，25m长的大模面积光纤，种子光和抽运光分别在光纤两端进入，放大光用双色片分出，得到100W平均功率、重复频率为50kHz的衍射极限光束质量的放大输出。2003年9月，Liem采用单频1064nm微片激光器作为种子光源，得到108W单频放大输出，光束质量 M^2 为1.1。在国内，脉冲双包层光纤激光器的研究刚刚起步，但也取得了可喜的成绩，2005年8月，上海光机所报道了采用烽火通信科技的D形内包层高掺镱双包层光纤为增益介质，种子光和抽运光分别从光纤两端进入，获得了平均功率最高达133.8W的放大脉冲输出，重复频率20~100kHz可调，典型脉冲宽度为30ns。

脉冲双包层光纤激光器有调Q双包层光纤激光器、锁模双包层光纤激光器和种子源主振荡放大(MOPA)光纤激光器三种，其中调Q双包层光纤激光器主要采用在连续双包层光纤激光器内加声光或电光调Q晶体实现，与常规调Q光纤激光器相比，可将峰值功率提高一个数量级，但声光和电光调Q晶体通常作为一个单独元件插入到激光器结构中，难以实现全光纤结构，系统稳定性可靠性相对较低，实验中我们使用了一种光纤输入输出型声光调制器，可以实现全光纤结构声光调Q光纤激光器。锁模光纤激光器主要是采用光栅和偏振控制器实现被动锁模，应用于通讯领域，而且脉宽相对稳定，平均功率较低。种子源振荡放大光纤激光器主要是把种子光源耦合进入双包层光纤的纤芯，在光纤同端或异端以大功率半导体激光器抽运，就能得到单脉冲能量较高、平均输出功率较大、调谐范围广、光束质量好的激光光束，目前获得高功率脉冲多采用该种方式。

Renaud等人^[6]采用声光Q开关，在两个二极管双端抽运的双包层掺镱光纤激光器中获得了脉冲输出，重复频率500Hz时，脉冲峰值功率2kW，脉冲能量大于170μJ，输出波长1060nm~1100nm连续可调。Chen等人^[7]采用在激光器谐振腔中插入声光元件的方法，并且利用光纤中的非线性效应，实现了Q开关脉冲光纤激光器，实验装置如图5.1所示。采用Nd³⁺掺杂矩形内包层结构双包层光纤作为增益介质，在增益光纤后接一段普通单模光纤，利用其中的背向受激布里渊散射效应，将激光器峰值功率比普通调Q激光器提高了一个数量级。

国内，如南开大学^[8~10]、上海光机所也开展了调Q和锁模脉冲光纤激光器的研究。南开大学报道了采用光纤干涉环实现了掺镱全光纤自调Q激光器，实验结

构如图5.2所示,以光纤Bragg光栅作为腔镜,接入5m普通单模光纤的光纤干涉环,实现了较稳定的脉冲输出,脉冲宽度3.6ns,重复频率约1kHz,峰值功率56.7kW。上海光机所采用MOPA方法获得了133.8W平均功率脉冲放大输出,实验装置如图5.3所示,有效种子光功率1W时,放大脉冲激光的平均功率高达133.8W,目前是國內报道的脉冲光纤激光器最高功率。

本章主要介绍调Q脉冲光纤激光器工作原理、基本理论、数值分析,并介绍我们采用光纤输入输出声光调制器,利用自制光纤Bragg光栅构成谐振腔实现的全光纤声光调Q光纤激光器。

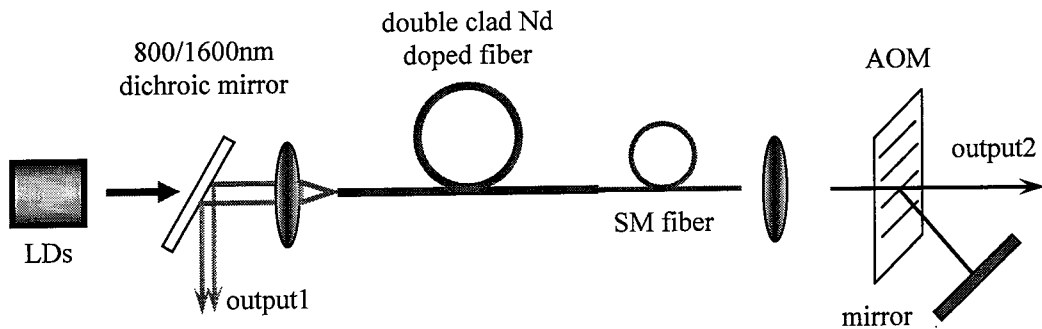


图 5.1 优化的 Q 开关 Nd 掺杂光纤激光器装置

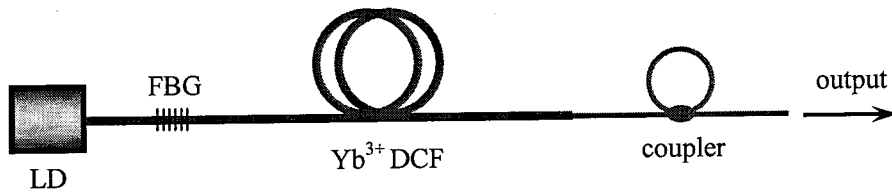


图 5.2 基于光纤干涉环的掺 Yb^{3+} 全光纤自调 Q 激光器实验装置

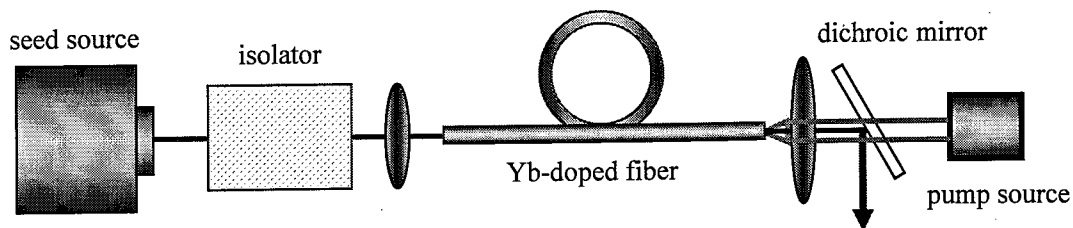


图 5.3 MOPA 系统使用装置

5.2 Q 开关激光器理论分析

5.2.1 Q 开关激光器基本理论

Q开关是一种广泛应用于产生巨脉冲功率激光的运转方式。之所以如此命名，是因为应用这种技术时，谐振腔的光学品质因数Q值发生突变，品质因数Q是指腔内储能与每个周期的能量损耗之比，可表示为

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$$

$$\Delta\nu = (2\pi\tau_c)^{-1}$$

ν_0 表示激光振荡频率， $\Delta\nu$ 表示激光谐振曲线宽度，品质因数越大，损耗就越小。

在Q开关运转中，以光抽运的方式将能量存储在放大介质中，同时降低腔内的Q值，阻止了激光振荡的发生。虽然激活介质的储能很大、增益很高，但腔损耗也大，故阈值很高，远远超出了产生激光的通常阈值，从而遏制了激光振荡，使得激光上能级的反转粒子数大量积累。能量存储时间为 τ_f 量级，即激光跃迁的上能级寿命量级。当突然恢复到高Q值时，储能就以非常短的光脉冲释放出来。由于激活介质的储存能量建立了高增益，所以在极短的时间里释放出巨大的能量，所产生脉冲的峰值功率比普通长脉冲的峰值功率高几个数量级。

早在上世纪60年代，关于Q开关激光器运转的方程就已经被提出了^[11,12]，但当时主要是针对固体激光器而言的，早期将快速Q开关激光器的问题归结为同时求解谐振腔中粒子数反转密度和光子密度随时间变化的两个微分方程。之后的理论提供了关于Q开关激光器参数的近似方程^[13]，这些参数包括激光能量、峰值功率、脉冲持续时间等，这些方程被直接用于激光工程。要想求解这些方程要根据初态和末态的粒子数反转密度，粒子数反转密度又与输出耦合的选择有关，同时求解方程的精确解需要解复杂的超越方程。因而，为了优化给定的激光器以获得最大效率，通常要求数值解，这里采用数学方法，得到一组简化的参数方程。

正如前面所说的，快速Q开关激光器问题可归结为同时求解两个随时间变化的微分方程组，即光子密度 ϕ 和粒子数反转密度 n 随时间变化率，如下所示

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\sigma n l \phi}{t_r} - \frac{\phi}{t_c} \quad (5.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma c\phi n \quad (5.2)$$

其中, σ 表示激光上能级(钕的 $^4I_{13/2}$, 镱的 $^2F_{5/2}$)受激发射截面, l 表示激光介质长度, c 是真空中光速, $t_r=2l/c$ 表示在长度为 l 的谐振腔中激光往返时间, t_c 是谐振腔内光子的平均寿命, γ 是反转降低因子, $\gamma=1+g_2/g_1$, g_2 、 g_1 分别是激光上下能级的简并度。式(5.1)中的参量 t_c 表征所有的损耗机理, 等于无源谐振腔中辐射的衰变时间常量, 也称其为腔内光子衰减寿命, 可表示为下式

$$t_c = \frac{t_r}{(\ln(1/R) + L)} \quad (5.3)$$

其中 R 表示输出腔镜反射率, L 表示往返一次包括散射、衍射和吸收等所有的光学损耗。接下来我们证明激光器的能量表达式, 我们定义 $\phi(t_m)$ 是时间 $t_m=mt_r$ 时在激光谐振腔中的空间平均光子密度, t_r 定义如前所述, 光子密度实际上可以表示成谐振腔内沿纵轴两个相反方向传输光之和。在时间 $t_{m+1}=(m+1)t_r$, 即时刻 $t_m=mt_r$ 后, 在谐振腔中再往返一次后的光子密度可通过下式给出

$$\phi(t_{m+1}) = \phi(t_m) e^{2\sigma n(t_m)l} e^{-2\alpha l} R R' \prod_i T_i^2 \quad (5.4)$$

其中, R 表示输出腔镜反射率, R' 表示前腔镜反射率, T_i 表示第 i 个分量的单程光传输系数, σ 表示受激发射截面, $n(t_m)$ 表示瞬时粒子数反转密度, l 表示激光介质长度即光纤长度, α 是增益介质内的总损耗系数。等式中最后一项系数包括所有线性的吸收和散射损耗之和。

对式(5.4)两边取自然对数, 并定义参量 L 表示总光学损耗

$$L = 2\alpha l + \ln\left(\frac{1}{R' \prod_i T_i^2}\right) \quad (5.5)$$

我们可以得到下式

$$\Delta \ln \phi = \ln \phi(t_{m+1}) - \ln \phi(t_m) = 2\sigma n(t_m)l - [\ln(1/R) + L] \quad (5.6)$$

由于整数 m 实际上是腔内往返渡越时间的标准化时间量度, 即 $m=t/t_r$, 则光子密度随时间变化率可以由下式给出

$$\frac{d\phi}{dt} = \phi \frac{d \ln \phi}{dt} \approx \frac{\phi}{t_r} \frac{\Delta \ln \phi}{\Delta m} = \frac{\phi}{t_r} \{2\sigma n l - [\ln(1/R) + L]\} = \frac{2\sigma n l}{t_r} \phi - \frac{\phi}{t_c}$$

上式即式(5.1)，这里给出了推导过程，其中 t_c 指光子衰减时间，即谐振腔内光子平均寿命，如式(5.3)所示。而谐振腔内的粒子数反转密度随时间的变化率则如式(5.2)所示， $dn/dt = -\gamma \phi n$ ， $0 \leq \gamma \leq 2$ ， γ 不仅与能级简并度有关，而且也与激光介质中与 Q 开关脉冲建立时间相关的各种弛豫机制有关。

将式(5.1)和式(5.2)相除，并利用式(5.3)，可得到

$$\frac{d\phi}{dn} = -\frac{1}{l'\gamma} \left(1 - \frac{\Delta n_i}{n} \right) \quad (5.7)$$

其中 $l' = ct_r/2$ ， n_i 表示阈值反转粒子数密度，它是式(5.1)左边等于零时获得，即

$$\Delta n_i = \frac{1}{2\sigma l} [\ln(1/R) + L] \quad (5.8)$$

式(5.7)的解为

$$\phi(t) = \frac{1}{l'\gamma} \left\{ \Delta n_i - n(t) - \Delta n_i \ln \left[\frac{\Delta n_i}{n(t)} \right] \right\} \quad (5.9)$$

由上式可以得到， $n(t) = \Delta n_i$ 时，谐振腔中的光子密度达到峰值，即

$$\phi_{\max} = \frac{1}{l'\gamma} \left\{ \Delta n_i - \Delta n_i \left[1 + \ln \left(\frac{\Delta n_i}{\Delta n_i} \right) \right] \right\} \quad (5.10)$$

在脉冲的末端，光子密度再次回到零。令式(5.9)左边等于零，此时粒子数反转密度 $n(t) = \Delta n_f$ ，可以得到与初态和末态粒子数反转密度 Δn_i 和 Δn_f 相关的超越方程，即

$$\Delta n_i - \Delta n_f = \Delta n_i \ln \left(\frac{\Delta n_i}{\Delta n_f} \right) \quad (5.11)$$

从式(5.1)，我们可以得到从输出腔镜获得的瞬态功率的表达式

$$P(t) = -h\nu A l' \frac{d\phi}{dt} \bigg|_R = \frac{h\nu A l' \ln(1/R)}{t_r} \phi(t) \quad (5.12)$$

其中， $h\nu$ 为激光光子能量， $A l'$ 表示光子分布的谐振腔体积。

将式(5.10)取代式(5.12)中的 $\phi(t)$ ，很容易就得到了激光器输出峰值功率，即

$$P_{\max} = \frac{A l h \nu}{\gamma t_r} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \left\{ \Delta n_i - \Delta n_i \left[1 + \ln \left(\frac{\Delta n_i}{\Delta n_i} \right) \right] \right\} \quad (5.13)$$

为了得到激光器输出能量，首先对式(5.12)对时间从 0 (Q 开关转换) 到无穷求积分，

然后改变变量, 利用式(5.2), 将对时间的变化变为对粒子数反转密度的变化, 作简单的积分后, 得到

$$E = \int_0^\infty P(t)dt = \frac{h\nu A l' \ln(1/R)}{t_r} \int_0^\infty \phi(t)dt = \frac{h\nu A l' \ln(1/R)}{\gamma \sigma c t_r} \int_{\Delta n_f}^{\Delta n_i} \frac{dn}{n} = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{\Delta n_i}{\Delta n_f}\right) \quad (5.14)$$

利用式(5.8)和式 (5.11), 上式可以变换为如下形式

$$E = \frac{1}{\gamma} V h\nu (\Delta n_i - \Delta n_f) \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + L} \quad (5.15)$$

其中, $V=Al$ 为激光介质中的有效模式体积。如果假设输出脉冲是尖锐的, 可以近似为一个高度为 $P_{\max}$ 、底边长为 t_b 、面积为 E 的不对称三角形, 则脉宽即半极大全宽度FWHM的近似表达式为

$$t_p = \frac{t_b}{2} = \frac{E}{P_{\max}} = t_c \frac{(\Delta n_i - \Delta n_f)}{\Delta n_i - \Delta n_f [1 + \ln(\Delta n_i / \Delta n_f)]} \quad (5.16)$$

考虑到光学损伤问题, 谐振腔内的峰值循环强度也是在激光器设计中必须考虑的问题。在输出腔镜上的峰值功率为

$$P_R = \frac{P_{\max}}{1-R} + \frac{RP_{\max}}{1-R} = \left(\frac{1+R}{1-R}\right) P_{\max} \quad (5.17a)$$

其中 $P_{\max}$ 是式(5.13)给出的输出腔外的峰值功率。由于在最高功率点, 谐振腔的净增益为零, 循环功率经历了一个 $1/R^{1/2}$ 的单程放大。因此, 如果假设只考虑一个前反射镜的反射率, 那么可以很容易的表示出前反射镜上的峰值功率近似为

$$P_{R'} = \frac{(1+R')\sqrt{R}}{1-R} P_{\max} \approx \frac{2\sqrt{R}}{1-R} P_{\max} \quad (5.17b)$$

如前所述, 以经证明了激光器输出峰值能量的表达式(5.14), 其中 $h\nu$ 表示激光光子能量, A 表示有效光束截面积。式(5.14)是一个与空间平均光子密度相关的精确解, 它是对基本的Q开关方程(5.1)和(5.2)的真实描述。如果纵向传输的光子密度有很强的改变, 将带来高增益或者高的传输损耗, 式(5.14)的结论就不再适用了。初态和末态的粒子数反转密度 n_i 和 n_f 可以表示为式(5.11), 其中 n_t 是阈值粒子数反转密度。在这里, 令人感兴趣的是, 当已知初态反转密度 n_i 时, 能够

获得Q开关激光器最大输出能量、最高效率的输出腔镜反射率。在抽运饱和或是寄生放大受激反射出现前，粒子数反转密度与抽运速率成线性变化关系。接下来将证明，不考虑式(5.11)的超越方程形式，利用拉格朗日乘子可以获得简单的分析表达式，来表示最佳耦合输出激光器的输出能量、初末态粒子数反转密度等参量。

定义新的变量 x 和 y

$$x = \ln(1/R) \quad (5.18a)$$

$$y = \Delta n_f / \Delta n_i \quad (5.18b)$$

于是式(5.14)可以写成如下形式

$$E(x, y) = -\frac{Vh\nu}{2\sigma\gamma l} x \ln y \quad (5.19)$$

其中， $V=Al$ 表示受激增益体积(即如前所述的激光介质中的有效模式体积)。借助式(5.8)、式(5.19)变为如下的约束方程

$$\varphi(x, y) = 1 - y + \frac{(x + L) \ln y}{2\sigma\Delta n_i l} = 0 \quad (5.20)$$

利用拉格朗日乘子，求解如下两个方程

$$\frac{\partial E}{\partial x} + \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (5.21a)$$

$$\frac{\partial E}{\partial y} + \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad (5.21b)$$

其中， λ 是拉格朗日乘子。方程中的 λ 和 y 分别为

$$\lambda = \frac{Vh\nu\Delta n_i}{\gamma} \quad (5.22a)$$

$$y = \frac{L}{2\sigma\Delta n_i l} \equiv \frac{L}{2g_0 l} \equiv \frac{1}{z} \quad (5.22b)$$

这里，认为 σn_i 是不饱和小信号增益系数 g_0 ，并且定义了无量纲参数 z ， z 可以认为是光子往返一次小信号增益与往返一次损耗的比值。将式(5.22b)代入式(5.20)，

求解 x ，得到与各种光学损耗 L 和增益与损耗比值 z 相关的表达式

$$x_{opt} = \ln\left(\frac{1}{R_{opt}}\right) = L\left[\frac{z-1-\ln z}{\ln z}\right] \quad (5.23a)$$

可得到最佳输出耦合反射率表达式如下

$$R_{opt} = \exp(-x_{opt}) \quad (5.23b)$$

最佳输出反射率与参量 z 的关系如图5.4所示。可见，增益越高也即抽运越高，所需输出反射镜的最佳反射率越低，并且激光器输出反射镜的最佳反射率随损耗的增加而降低。

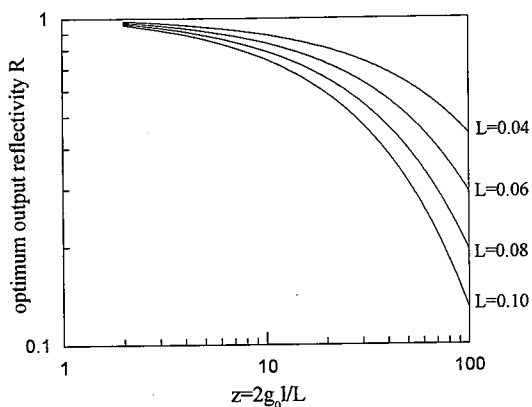


图5.4 最佳耦合输出反射率与 z 的关系

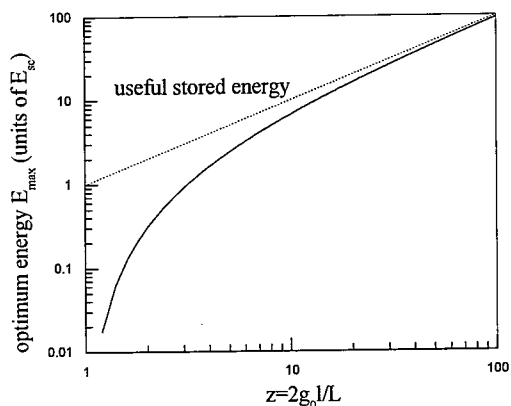


图5.5 输出能量与 z 的关系

可以利用与上述相同的方法，将最佳Q开关激光器的一些重要参量表示成含有无量纲参数 z 的方程，如脉冲能量、脉冲宽度、提取效率等参量。将式(5.22b)和式(5.23a)代入式(5.19)，得到最佳输出能量的简单表达式，即

$$E_{max} = \frac{Ah\nu L}{2\sigma\gamma}(z-1-\ln z) \quad (5.24)$$

图5.5即上式的曲线关系图。随着 z 值的增加，最佳输出脉冲能量接近增益介质的总有效储能，最佳输出脉冲能量随增益的增加而增加，但随增益的增加最佳输出脉冲能量增加的速度变得缓慢。增益介质的总有效储能表达式为

$$E_u = \lim_{z \rightarrow \infty} E_{max} = \frac{Ah\nu L}{2\sigma\gamma} z = \frac{Vh\nu\Delta n_i}{\gamma} \quad (5.25)$$

因而，可以定义能量提取效率为

$$\eta_E(z) = \frac{E_{\max}}{E_u} = 1 - \frac{(1 + \ln z)}{z} \quad (5.26)$$

式(5.26)的曲线如图5.6所示。可以看出，不考虑最佳耦合输出反射率，随着 z 值增加激光器效率会得到改善。可以通过以下两个途径中的任意一个提高激光器效率，一是降低损耗 L ，二是增加抽运能量或更好的将抽运能量耦合到增益介质中(双包层光纤可以具有很高的耦合效率)。激光器要想达到80%的提取效率， z 值要大于20，并且此后提取效率的增加变得缓慢。除了式(5.26)表示的Q开关激光器提取效率之外，Q开关激光器的总提取能量还与Q开关运转之前的荧光损耗和ASE减少粒子数的损耗有关。Q开关运转过程的总效率定义为Q开关提取效率、储能效率和减少粒子数效率三者之积。

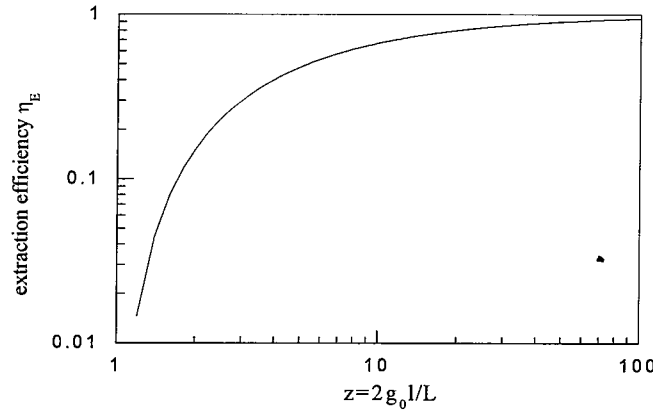


图5.6 能量提取效率与 z 的关系

将式(5.23a)代入式(5.8)，我们可以得到最佳耦合激光器阈值粒子数反转密度的表达式

$$n_t = \frac{L}{2\sigma l} \left[\frac{z-1}{\ln z} \right] \quad (5.27)$$

将式(5.18)、(5.22)、(5.23)和式(5.27)代入式(5.13)和式(5.16)，可以得到激光器峰值功率和脉冲宽度的表达式

$$P_{\max} = \frac{Ah\nu L^2}{2\sigma\gamma_r} \left[\frac{z-1-\ln z}{\ln z} \right] \cdot \left\{ z - \left[\frac{z-1}{\ln z} \right] \left[1 + \ln \left(\frac{z \ln z}{z-1} \right) \right] \right\} \quad (5.28)$$

$$t_p = \frac{t_r}{L} \left[\frac{\ln z}{z} \right] \left[\frac{1}{1 - \left[\frac{z-1}{\ln z} \right] \left[1 + \ln \left[\frac{z \ln z}{z-1} \right] \right]} \right] \quad (5.29)$$

式(5.28)和式(5.29)曲线关系如图5.7和5.8所示。由图5.7可见，峰值功率随增益的增加而增加，随损耗的增加而降低；由图5.8可见，脉冲宽度随增益的增加而降低，随损耗的增加而增加，光纤激光器增益介质长，因此在同等条件下脉冲宽度要大于固体激光器的脉冲宽度。图5.4-5.8的横坐标 $z=2g_0l/L$ ， l 为增益介质长度即光纤长度， L 为包括衍射、散射、吸收在内的各种损耗， g_0 为小信号增益，表达式如下^[13]

$$g_0 = \sigma(\Delta n_i - \Delta n_f) [W_p \tau - (\gamma - 1)] (W_p \tau + 1)^{-1}$$

借助图5.4-5.8，就能迅速完成激光器的综合设计方案、性能预测和系统优化。

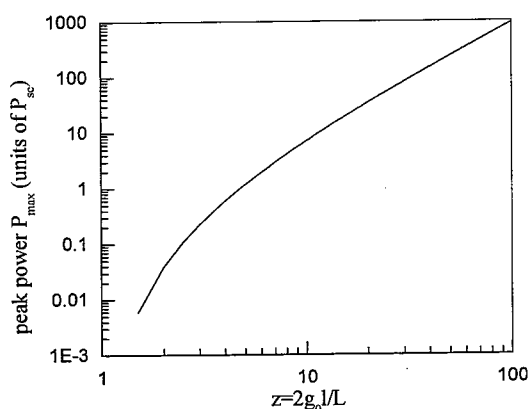


图5.7 最佳耦合输出时峰值功率与 z 的关系

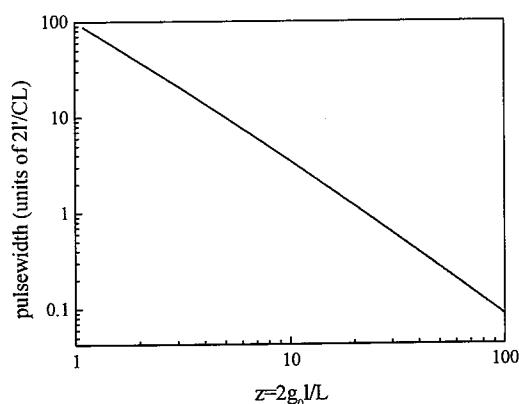


图5.8 最佳耦合输出时脉冲宽度与 z 的关系

5.2.2 铈共掺调Q激光器的速率方程理论

铈共掺光纤中的能量传递过程在第三章第三节中已经详细描述过了。由于铈离子 $^4F_{5/2}$ 能级与铈离子 $^4I_{11/2}$ 能级的能量传递时间非常短，一般在 μs 量级，因此可以将它们看成一个耦合能级。设耦合能级的粒子数密度为 n_u ，能级寿命为 τ ， C_{up} 为能量传递上转换系数。为了分析Q开关打开之前的反转粒子的积累过程，在考虑了能量传递上转换的前提下，建立了如下速率方程

$$\frac{dn_u}{dt} = R_p - \frac{n_u}{\tau} - C_{up} n_u^2 \quad (5.30)$$

其中 R_p 为抽运速率，可以表示为

$$R_p = \frac{\eta_p P_{abs}}{h\nu_p} \frac{1}{A'l} \quad (5.31)$$

式中 η_p 为量子效率， ν_p 为抽运光的频率， P_{abs} 为增益介质所吸收的抽运功率， A' 为抽运光在光纤中的光斑面积，由于双包层光纤将抽运光限制在内包层中，因此可近似看成光纤的内包层面积。由式(5.30)和(5.31)可以得出耦合上能级粒子数密度随时间的变化关系

$$n_u(t) = \frac{1}{B} \left[A \frac{(1 + Bn_f + A) + (1 + Bn_f - A)\exp(-At/\tau)}{(1 + Bn_f + A) - (1 + Bn_f - A)\exp(-At/\tau)} - 1 \right] \quad (5.32)$$

$$A = \sqrt{1 + 4\tau^2 C_{up} R_p}$$

$$B = 2\tau C_{up}$$

n_f 为脉冲形成之后耦合上能级剩余的粒子数密度，即前述的末态粒子数反转密度，对重复频率为 f 的调Q激光器而言，在Q开关打开前，其耦合上能级的最大粒子数反转密度可以写为

$$n_{max} = \frac{1}{B} \left[A \frac{(1 + Bn_f + A) + (1 + Bn_f - A)\exp(-A/\tau f)}{(1 + Bn_f + A) - (1 + Bn_f - A)\exp(-A/\tau f)} - 1 \right] \quad (5.33)$$

设 f_{Er} 为耦合上能级中铒离子所占的粒子数分数， f_u 、 f_l 分别为铒离子的 $^4I_{13/2}$ 和 $^4I_{15/2}$ 能级中对激光起作用的粒子数分数。与镱离子和铒离子之间的能量传递时间相比，脉冲形成时间短得多，可以认为耦合上能级中只有铒离子对脉冲的形成起作用，因此可以得到频率为 f 时，铒镱共掺调Q光纤激光器的初始粒子数反转密度为

$$\Delta n_i = \frac{f_{Er}\gamma}{B} \left[A \frac{(1 + Bn_f + A) + (1 + Bn_f - A)\exp(-A/\tau f)}{(1 + Bn_f + A) - (1 + Bn_f - A)\exp(-A/\tau f)} - 1 \right] - f_l n_{Er} \quad (5.34)$$

其中 n_{Er} 为铒镱共掺光纤中铒离子的掺杂原子数。末态离子数反转密度 n_f 可表示为

$$\Delta n_f = \frac{L}{2\sigma l} \quad (5.35)$$

由上式及式(5.8)，式(5.32)中的 n_f 可以写为

$$n_f = \frac{\Delta n_f + f_l n_{Er}}{\gamma_{Er}} \quad (5.36)$$

由式(5.34)可以看出, 声光Q开关的调制频率越高, 激光器的初始粒子数反转密度越小, 而能量传递上转换对激光器的影响随声光Q开关调制频率的降低而增加, 由于能量传递上转换的加剧, 不但使上能级的有效寿命减小, 还导致激光器热损耗的增加, 严重影响了激光器的效率。因此, 在相同的抽运功率下, 若要得到较高单脉冲能量, 必然存在一个最佳的Q开关调制频率。

由声光调Q激光器的基本原理^[13,15], 当脉冲重复频率为 f 时, $t_p = P_{av}/P_{max}$, $E = fP_{av}$, P_{av} 为脉冲激光器的平均输出功率, P_{max} 为脉冲激光器的峰值功率, t_p 为脉冲宽度, E 为单脉冲能量, 单脉冲能量如式(5.15)所示, 现重写如下

$$E = \frac{1}{\gamma} V h \nu (\Delta n_i - \Delta n_f) \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + L}$$

各参量定义如前所述, ν 为激光光子频率, 则脉冲激光器平均输出功率为

$$P_{av} = \frac{1}{\gamma} V f h \nu (\Delta n_i - \Delta n_f) \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + L} \quad (5.37)$$

脉冲宽度的表达式如式(5.16)所示

$$t_p = t_c \frac{(\Delta n_i - \Delta n_f)}{\Delta n_i - \Delta n_f [1 + \ln(\Delta n_i / \Delta n_f)]}$$

将 t_c 的表达式(5.3)代入, 并将 t_r 用 $t_r = 2l' / c$ 代替, 可得到脉冲宽度表达式如下

$$t_p = \frac{2l'}{c [\ln(1/R) + L]} \frac{(\Delta n_i - \Delta n_f)}{\Delta n_i - \Delta n_f [1 + \ln(\Delta n_i / \Delta n_f)]} \quad (5.38)$$

其中各参量定义如前所述, l' 为激光谐振腔的有效光学长度, V 为激光光在激光介质中的模式体积, c 为真空中光速。将 Δn_i 、 Δn_f 和 Δn_r 的表达式(5.8)、(5.34)和(5.35)代入脉冲能量 E 、平均输出功率 P_{av} 和脉冲宽度 t_p 的表达式, 得到如下关系式

$$E = \frac{1}{\gamma} V h \nu \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + L} \cdot \left\{ \frac{f_{Er} \gamma}{B} \left[A \frac{(1 + B n_f + A) + (1 + B n_f - A) \exp(-A/\tau f)}{(1 + B n_f + A) - (1 + B n_f - A) \exp(-A/\tau f)} - 1 \right] - f_l n_{Er} - \frac{L}{2\sigma l} \right\} \quad (5.39)$$

$$P_{av} = \frac{1}{\gamma} V f h \nu \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + L} \cdot$$

$$\left\{ \frac{f_{Er}\gamma}{B} \left[A \frac{(1+Bn_f+A)+(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)}{(1+Bn_f+A)-(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)} - 1 \right] - f_l n_{Er} - \frac{L}{2\sigma l} \right\} \quad (5.40)$$

$$t_p = \frac{2l'}{c[\ln(1/R)+L]}.$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{f_{Er}\gamma}{B} \left[A \frac{(1+Bn_f+A)+(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)}{(1+Bn_f+A)-(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)} - 1 \right] - f_l n_{Er} - \frac{L}{2\sigma l} \right\} \\ & 1 / \left\{ \frac{f_{Er}\gamma}{B} \left[A \frac{(1+Bn_f+A)+(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)}{(1+Bn_f+A)-(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)} - 1 \right] - f_l n_{Er} - \frac{[\ln(1/R)+L]}{2\sigma l} \right\} \\ & \left[1 + \ln \left[\frac{2\sigma f_{Er} l \gamma}{B(\ln(1/R)+L)} \left(A \frac{(1+Bn_f+A)+(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)}{(1+Bn_f+A)-(1+Bn_f-A)\exp(-A/\tau f)} - 1 \right) - \frac{2\sigma l f_l n_{Er}}{\ln(1/R)+L} \right] \right] \end{aligned} \quad (5.41)$$

$$A = \sqrt{1 + 4\tau^2 C_{up} R_p}$$

$$B = 2\tau C_{up}$$

$$n_f = \frac{L/2\sigma l + f_l n_{Er}}{\gamma_{Er}}$$

以上三式明确地给出了能量传递上转换和声光Q开关的调制频率对平均输出功率、单脉冲能量和脉冲宽度的影响。

5.3 钕镱共掺双包层光纤粒子数特性分析

5.3.1 理论模型

上一章已经简要介绍了钕镱共掺光纤中的能量传递过程,下面具体分析钕镱共掺光纤稳态情况下的粒子数分布速率方程。钕镱共掺光纤中原子的能级及能量传递过程如图 5.9 所示^[16]。

图中, Er^{3+} 的 $^4\text{I}_{15/2}$ 、 $^4\text{I}_{13/2}$ 、 $^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{I}_{9/2}$ 上的粒子数密度分别用 N_1 、 N_2 、 N_3 和 N_4 表示, Yb^{3+} 的 $^2\text{F}_{5/2}$ 和 $^2\text{F}_{7/2}$ 上的粒子数密度分别用 N_6 和 N_5 表示。在 Er/Yb

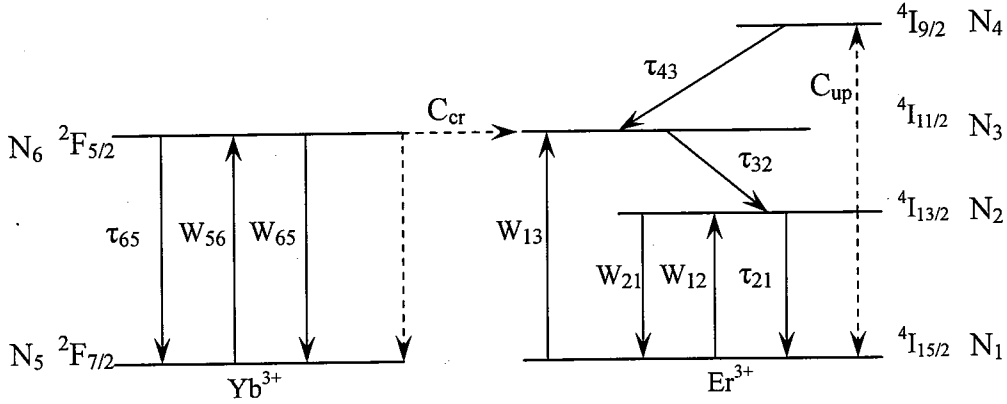


图 5.9 钕镱共掺系统能级图

共掺光纤中, Yb 离子吸收抽运光被激发到 $^4F_{5/2}$ 能级上, 在 Er 离子被激发到 $^4I_{11/2}$ 能级后, Yb 离子将能量传递给 Er 后就返回到基态, 而吸收了能量的 Er 离子通过弛豫迅速的从 $^4I_{11/2}$ 能级上返回到 $^4I_{13/2}$ 能级上, 这就在 $^4I_{13/2}$ 和 $^4I_{15/2}$ 能级间形成粒子数反转。通过对 Er^{3+} 、 Yb^{3+} 粒子跃迁状况的分析, 可得出以下粒子数稳态时的速率方程

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau_{43}} + C_{up}N_2^2 = 0 \quad (5.42a)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} + C_{cr}N_1N_6 = 0 \quad (5.42b)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - 2C_{up}N_2^2 = 0 \quad (5.42c)$$

$$N_{Er} = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 \quad (5.42d)$$

$$\frac{dN_6}{dt} = W_{56}N_5 - \frac{N_6}{\tau_{65}} - W_{65}N_6 - C_{cr}N_1N_6 = 0 \quad (5.42e)$$

$$N_{Yb} = N_5 + N_6 \quad (5.42f)$$

式中, W_{ij} 表示能级 i 和 j 之间的受激吸收或受激辐射跃迁的几率, τ_{21} 和 τ_{65} 表示 $^4I_{13/2}$ 和 $^2F_{5/2}$ 能级上粒子自发辐射的寿命, τ_{43} 和 τ_{32} 表示 $^4I_{9/2}$ 和 $^4I_{11/2}$ 能级上粒子自发辐射的寿命, 二次项系数 C_{up} 表示从 $^4I_{13/2}$ 态分别到 $^4I_{15/2}$ 态和 $^4I_{9/2}$ 态的能量上转换过程, 交叉弛豫系数 C_{cr} 表示从 Yb^{3+} 到 Er^{3+} 的能量传递过程。

在 Er^{3+}/Yb^{3+} 共掺光纤中, 由于镱离子的加入, 有效地抑制了高浓度钕离子之间的能量上转换过程^[17], 所以, 在实际的计算过程中可以不考虑钕离子的能量上

转换过程^[18]。又由于 Er^{3+} 的 $^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{I}_{9/2}$ 能级上粒子寿命远小于 $^4\text{I}_{13/2}$ 能级上粒子寿命($\tau_{43} \approx 1\text{ns}$, $\tau_{32} \approx 0.1\mu\text{s}$, $\tau_{21} \approx 11\text{ms}$ ^[19,20]), 故(5.42a)式-(5.42d)式可简化为

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + W_{13}N_1 + C_{cr}N_1N_6 = 0 \quad (5.43a)$$

$$N_{Er} = N_1 + N_2 \quad (5.43b)$$

W_{12} 和 W_{21} 分别为信号光的受激吸收和受激辐射跃迁几率, W_{13} 为 Er^{3+} 离子对抽运光的受激吸收几率, W_{56} 和 W_{65} 分别为 Yb^{3+} 离子对抽运光的受激吸收、受激辐射跃迁几率, 它们由下列式子给出

$$W_{12}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{12}(v_s)}{h\nu_s} I_s(r, \theta, z, v_s) + \int \sigma_{12}(v_j) \frac{I_{ASE}^+(r, \theta, z, v_j) + I_{ASE}^-(r, \theta, z, v_j)}{h\nu_j} dv_j \quad (5.44a)$$

$$W_{21}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{21}(v_s)}{h\nu_s} I_s(r, \theta, z, v_s) + \int \sigma_{21}(v_j) \frac{I_{ASE}^+(r, \theta, z, v_j) + I_{ASE}^-(r, \theta, z, v_j)}{h\nu_j} dv_j \quad (5.44b)$$

$$W_{13}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{13}(v_p)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z, v_p) \quad (5.44c)$$

$$W_{56}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{56}(v_p)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z, v_p) \quad (5.44d)$$

$$W_{65}(r, \theta, z) = \frac{\sigma_{65}(v_p)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z, v_p) \quad (5.44e)$$

其中, $\sigma_{12}(v)$ 、 $\sigma_{21}(v)$ 、 $\sigma_{13}(v)$ 、 $\sigma_{56}(v)$ 和 $\sigma_{65}(v)$ 分别是与频率有关的 Er^{3+} 、 Yb^{3+} 的各能级间的吸收和发射截面面积, h 是普朗克常数, v_s 、 v_p 分别是激光和抽运光波长, 积分是对整个自发辐射区间 V 的积分。 $I_p(r, \theta, z, v_p)$ 、 $I_s(r, \theta, z, v_s)$ 分别为抽运光和信号光的光强, $I_{ASE}^+(r, \theta, z, v_j)$ 、 $I_{ASE}^-(r, \theta, z, v_j)$ 分别为正向传输和反向传输的自发辐射光的光强, $I(r, \theta, z, v) = P(z, v)\psi(r, \theta)$, $P_s(z)$ 、 $P_p(z)$ 分别是激光功率和抽运光功率, $\psi_p(r, \theta)$ 、 $\psi_s(r, \theta)$ 分别为抽运光和信号光的归一化光强分布函数。

光纤中的强度往往是不只与光纤轴定义的 z 轴方向有关, 在横向上具有导引特性与在光纤横向截面内的位置 (r, θ) 有关, 在圆柱坐标系统中我们可以定义归一化的模式包络

$$\bar{\psi}_{s,p}(r, \theta) = \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\int_A \psi_{s,p}(r, \theta) r dr d\theta} \quad (5.45)$$

其中角标 s 和 p 分别表示信号光和抽运光, A 为光纤截面积。可以给出强度

$$I_{s,p}(r, \theta) = P_{s,p} \bar{\psi}_{s,p}(r, \theta) \quad (5.46)$$

对于弱导引阶跃光纤来说, 光纤中的模式通常用 LP 模式表示, 对于单模光纤来说, 归一化光强分布函数可以描述为

$$\psi_{s,p} = \begin{cases} J_0^2(U_{s,p} \cdot \frac{r}{a}) & \text{for } r \leq a \\ \frac{J_0^2(U_{s,p})}{K_0^2(V_{s,p})} K_0^2(W_{s,p} \cdot \frac{r}{a}) & \text{for } r \geq a \end{cases} \quad (5.47)$$

其中 J_0 和 K_0 是零阶贝塞尔函数, a 为光纤纤芯半径, $U_{s,p}$ 、 $V_{s,p}$ 和 $W_{s,p}$ 为归一化频率和本征值参量。利用模式功率半径的定义, 由方程(3.38)得模式功率半径为

$$\omega_s = a \frac{V_s K_1(W_s)}{U_s K_0(W_s)} J_0(U_s) \quad (5.48)$$

抽运光、信号光的功率传输方程为^[21~24]

$$\frac{dP_p(z, \nu_p)}{dz} = -\gamma_p(z, \nu_p) P_p(z, \nu_p) - \alpha_p P_p(z, \nu_p) \quad (5.49a)$$

$$\frac{dP_s^\pm(z, \nu_s)}{dz} = [\gamma_{21}(z, \nu_s) - \gamma_{12}(z, \nu_s)] P_s^\pm(z, \nu_s) - \alpha_s P_s^\pm(z, \nu_s) \quad (5.49b)$$

式中

$$\gamma_p(z, \nu_p) = \iint_A [\sigma_{13}(\nu_p) N_1(r, \theta, z) + \sigma_{56}(\nu_p) N_5(r, \theta, z) - \sigma_{65}(\nu_p) N_6(r, \theta, z)] \bar{\psi}_p(r, \theta) r dr d\theta$$

$$\gamma_{12}(z, \nu_i) = \iint_A \sigma_{12}(\nu_i) N_1(r, \theta, z) \bar{\psi}_s(r, \theta) r dr d\theta$$

$$\gamma_{21}(z, \nu_i) = \iint_A \sigma_{21}(\nu_i) N_2(r, \theta, z) \bar{\psi}_s(r, \theta) r dr d\theta$$

其中, A 是纤芯截面积, α_p 和 α_s 是抽运光和信号光的吸收系数。分析过程中考虑了自发辐射的影响, 对于光纤激光器来说可以忽略自发辐射的影响, 而对于光纤放大器和超荧光光纤光源则必须考虑自发辐射。由于 Yb^{3+} 亚稳态能级的粒子数相对于基级的粒子数要少得多 (N_6 与 N_{Yb} 的比例一般小于 10%)^[22], 所以, 可以忽略 Yb^{3+} 波段附近的自发辐射光, 抽运光受激吸收和受激发射几率 W_{13} 、 W_{56} 和 W_{65} 中可以不考虑自发辐射光的光强。(5.49a) 式和 (5.42b) 式在正向抽运情况下的边界条

件为^[21~23]

$$\begin{cases} P_p(0) = P_p^m \\ P_s^-(L) = RP_s^+(L) \end{cases} \quad (5.50)$$

其中, R 是后腔镜反射率, L 是铒镱共掺光纤长度。上述方程的数值计算过程较为复杂, 这是因为, 对于双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤上能级粒子数沿光纤径向、轴向分布情况比较复杂。首先, 双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤中能量转换过程要比掺 Er^{3+} 光纤复杂得多, 存在 $\text{Yb}(^2\text{F}_{5/2}) + \text{Er}(^4\text{I}_{15/2}) \rightarrow \text{Yb}(^2\text{F}_{7/2}) + \text{Er}(^4\text{I}_{11/2})$ 能量传递的交叉弛豫过程; 其次, 在掺铒单模光纤中, 抽运光要求是单模的, 只需考虑单模抽运光在纤芯中传输, 而双包层 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤中, 抽运光可以多模的, 在内包层和纤芯中同时传输, 在内包层中传输的多模抽运光反复穿越纤芯, 被纤芯中掺杂的 Er^{3+} 、 Yb^{3+} 吸收; 再次, 在内包层截面上传输的多模抽运光光场近似于均匀分布, 而在纤芯截面中传输的信号光光场近似于高斯分布, Er^{3+} 上能级粒子数并不是均匀分布。

5.3.2 数值分析

由于抽运光是多模的, 内包层截面积远大于纤芯截面积, 可以假定抽运光在光纤内包层径向服从均匀分布, 纤芯中传输的抽运光功率与总的抽运功率的比值近似为纤芯截面积与内包层截面积之比。基模传输的信号光光场分布函数采用高斯分布近似。抽运光波长选取为 980nm, 激光光波长选取为 1550nm。运用 MATLAB 对上述方程进行数值求解, 通过查阅光纤参数表单和参考有关文献^[25], 进行数值模拟的有关参数取值见表 5.1。

首先对正向抽运条件下, Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤轴向分布情况进行数值模拟, 如图 5.10 所示。抽运功率 $P_p = 1\text{W}$, 光纤长度 $L = 9\text{m}$ 。图 5.10 是通过对上能级粒子数沿光纤径向积分得到归一化上能级粒子数沿光纤长度的分布曲线。图 5.11 是正向信号光沿光纤轴向的分布曲线。对比图 5.10、图 5.11 可以看出, 随着上能级粒子数的增大, 信号光功率的斜率逐步变大, 信号光迅速放大, 在上能级粒子数达到峰值点时, 信号光功率的斜率值达到最大; 随着上能级粒子数的减小, 信号光虽然继续得到放大, 但信号光上升的斜率值逐步减小, 信号光放大的趋势趋于平稳。当上能级粒子数达到反转阈值 ($N_2 = (\sigma_{12}/\sigma_{21})N_1$, 不考虑信号光背景损耗) 时, 信号光功率达到最大值。随着上能级粒子数进一步减小, 信号光将逐步衰减。可见, 从上能级粒子数沿光纤的分布曲线可以对信号光沿光纤的分布情况作出准

表5.1 钕镱共掺双包层光纤参数

参数	取值
钕离子浓度 N_{Er}	$4.5 \times 10^{25} \text{ ions/m}^3$
镱离子浓度 N_{Yb}	$5 \times 10^{26} \text{ ions/m}^3$
纤芯直径D	$7 \mu\text{m}$
钕离子受激发射截面 σ_{21}	$3.395 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
钕离子吸收截面 σ_{12}	$2.75 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
钕离子受激吸收截面 σ_{13}	$2.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
镱离子受激发射截面 σ_{65}	$5.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
镱离子受激吸收截面 σ_{56}	$2.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
钕离子自发发射寿命 τ_{21}	11ms
镱离子自发发射寿命 τ_{65}	1.5ms
镱离子到钕离子交叉弛豫系数 C_{cr}	$2.0202 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$
980nm的基质损耗 α_{p}	$3.45 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$
1550nm的基质损耗 α_{s}	$3.45 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$

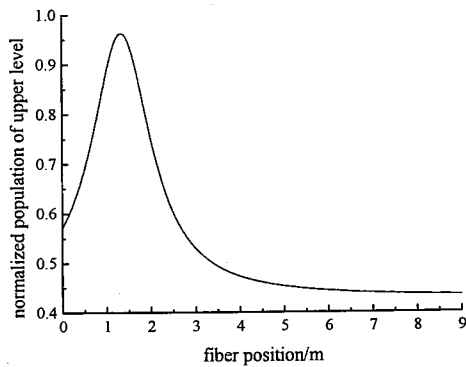


图 5.10 正向抽运上能级粒子数沿光纤分布

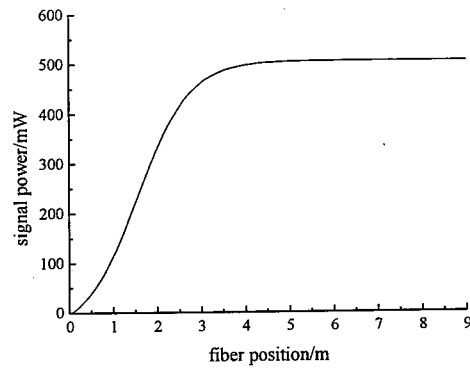


图 5.11 正向抽运信号光沿光纤分布

确的解释。

此外， Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤径向分布也是不均匀的。越接近于纤芯中心处，上能级粒子数越低，越接近于纤芯边缘，上能级粒子数越高。这是由于越接近于纤芯中心处，信号光强越大，使处于粒子数反转状态的上能级粒子通过受激辐射方式迅速弛豫到下能级，进而对信号光进行放大；越接近于纤芯边缘处，信

号光光强越弱,处于粒子数反转状态的上能级粒子没有充分通过受激辐射方式迅速弛豫到下能级,而是通过自发辐射方式弛豫到下能级,产生自发辐射。

图5.12、图5.13分别是反向抽运条件下, Er^{3+} 上能级粒子数沿光纤长度的分布曲线、正向信号光沿光纤长度的分布曲线。数值分析中, 钕镱共掺光纤参数、抽运功率及光纤长度与正向分析时相同。由图5.12、图5.13可以得到与正向抽运条件下相类似的结论。但对比图5.10和图5.12, 可以观察到, Er^{3+} 上能级粒子数分布有所不同。在抽运光注入端($z=0$), 反向抽运条件的上能级粒子数小于正向抽运条件下的上能级粒子数。这是因为抽运光反向注入(由 $z=L$ 处), 抽运光传输到注入端($z=0$)处, 抽运光相对较弱, 通过受激吸收激发到上能级的粒子数相对较少。接近光纤末端处, 虽然抽运光较强, 通过受激吸收激发到上能级的粒子数较多, 但此时信号光经过逐步放大, 在接近光纤末端, 信号光光强较大, 使更多的上能级粒子通过受激辐射方式跃迁到下能级, 所以在稳态情况下, 接近光纤末端处, 上能级粒子数仍趋于逐渐减少, 但信号光仍得到进一步放大。

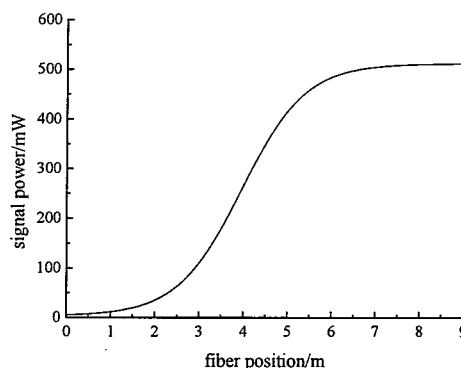
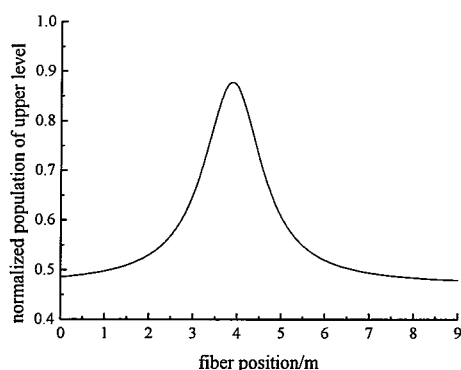


图 5.12 反向抽运上能级粒子数沿光纤分布

图 5.13 反向抽运信号光沿光纤分布

5.4 声光调Q钕镱共掺双层包层光纤激光器的实验研究

5.4.1 抽运方式的确定

双包层光纤激光器所采用的抽运方式是否符合实际应用主要有几个重要因素需要考虑: (1) 耦合效率, 抽运光经耦合进入双包层光纤内包层的效率; (2) 稳定性, 耦合系统是否具有长期或短期的稳定性, 以保证获得恒定的耦合效率; (3) 位置灵敏度, 对于抽运光源位置的灵敏程度, 影响激光器的稳定性, 对机械及热

分布的敏感程度(及紧凑性), 及耦合方案实现的难易程度; (4) 紧凑性, 所要求元件的尺寸, 如封装硬件等; (5) 简单性, 组件数量, 所要求的硬件及排列过程, 这些决定耦合方案的复杂性和实际性; (6) 可级联性, 通过使用更大更高功率的抽运源或使用多抽运源(包括激光二极管bar条)的可级联能力; (7) 亮度的守恒, 耦合方案将抽运光无显著亮度损耗地耦合到双包层光纤中内包层的程度, 这会影响到所使用的抽运源和双包层光纤; (8) 光纤芯中信号光的传播损耗; (9) 内包层设计的兼容性, 各种内包层形状, 尺寸及数值孔径可以实现, 对于一个给定的耦合方案并不适合于所有的双包层光纤设计, 特别是对于实现最大的抽运吸收和易与直径为 $125\mu\text{m}$ 的标准光纤实现熔接的小面积包层双包层光纤的兼容性; (10) 光纤端面, 光纤端面可以用来耦合种子光束进入光纤纤芯和从纤芯输出, 在内包层中传播的不需要的模式进入剥离, 并且可以实现光纤连接和熔接; (11) 单向抽运的兼容性, 对于大多数应用的系数来说, 抽运光是从双包层光纤的一个位置进入, 相比较在光纤中心处实现双向抽运输入的方法, 从接近光纤端的单向抽运提供了几个优点, 减少制作成本和增加非线性过程的阈值, 另一方面在靠近放大器的输出端抽运(即反向抽运), 可以抑制非线性效应, 获得最大的能量抽运, 因为在双包层光纤粒子数反转的建立是集中在接近抽运源处, 这样为减少非线性散射的有效作用长度相应于实际光纤长度达一个量级, 最后, 接近双包层光纤端处的抽运方式简化了制作和封装; (12) 价格。

在双包层光纤抽运源的大多数应用情况中, 抽运方案必须同时考虑以上所有问题, 任一项的性能好坏将影响抽运方法的适用性。目前存在的抽运方法主要有: (1) 端面抽运, 这种方法将抽运光直接从光纤端面输入^[26,27], 经常应用在实验室中, 一个主要的缺点就是光纤的一个或两个端面被抽运光输入的光学元件所妨碍, 另外, 这种方法不能实现级联(光纤只有两个端), 难于实现紧凑坚固样式; (2) 熔接锥形光纤束, 这种方法将几个多模光纤扎在一起, 熔化并拉制出一个锥形与双包层光纤熔接。然后再重新涂覆上低折射率的聚合物材料^[28], 抽运光从独立的激光二极管通过多模光纤输入到双包层光纤中, 当然, 光纤束可以包括一个单模光纤用来耦合信号光进入和输出双包层光纤纤芯^[29], 这种方法稳定, 坚固, 有高的耦合效率(只受到抽运二极管与多模光纤耦合效率的限制), 这种方法允许单向抽运和级联, 光纤束的形状和尺寸及单模尾光纤可以与被抽运的双包层光纤相匹配; (3) V型模侧向抽运, 这种方法, 双包层光纤被剥离并粘接在玻璃基板上,

在光纤的内包层是切出一V型的凹口(但不进入纤芯),抽运光在V型槽的侧面发生全反射进入光纤内包层中^[30],微棱镜经常被用来聚焦抽运进入V型槽,这种技术提供了高的耦合效率,紧凑封装及单向抽运,通过制作多个V型槽可以实现级联,光纤端面没有光学元件,光纤纤芯没有引入损耗,抽运耦合效率对抽运二极管,微棱镜和光纤有高的灵敏度,将微棱镜嵌入到V型槽中可以减少准直敏感度,然而这种嵌入利用了双向抽运,将双包层光纤粘接到玻璃基板上的粘剂必须有好的光学和物理特性紧固光纤确保抽运光在内包层中传播。另外,还有人研究了其它抽运方法,如通过光学元件实现级联式端抽运^[31]、光纤端面切割成一个角度实现抽运光耦合^[32]、及高反射率涂层如金属光纤的使用^[33]等,但没有得到广泛地应用。

从以上考虑,对于我们实现平均功率毫瓦到数瓦的调Q铒镱共掺双包层光纤激光器来说,需要考虑到继续提升功率问题,因此我们采用光纤合束器耦合多个抽运源的输出,另外利用光纤熔接工艺,采用光纤输入输出声光Q开关,实现全光纤化的激光器结构,选择单端抽运方式,利用光纤熔接,使得这种抽运方法具有结构紧凑的特点,因此我们选择端抽运来进行实验和技术研究。

5.4.2 声光调制器特性

在声光 Q 开关中,超声波入射到一块通常为熔融石英的透明光学材料上,当超声波通过透明光学材料时,由于光弹效应将超声波的调制应变场耦合到光学折射率上的缘故,该材料就相当于光学相位光栅,所得的光栅周期等于声波的波长,所得的振幅正比于声振幅。如一束光入射到此光栅上,部分光强将会衍射偏离出光束,而射向一个或多个离散方向。选择适当的灿烂,就能使衍射光束偏转出激光谐振腔,因而产生足以使腔产生 Q 突变的能量损耗。

通常利用压电换能器将电能转换成超声波能,并射进 Q 开关的熔融石英体。切断换能器的驱动电压后,激光器就回到高 Q 值状态,熔融石英在无超声波通过时,即回到高透射率的常态,激光器就发射出 Q 开关脉冲。根据光波和声波波长 λ 、 Δ 以及光波与声波相互作用距离 l ,可观察到两种不同类型的衍射效应。

当相互作用的路径很短,或者超声波频率很低时,就出现拉曼-奈斯散射,即

$$l\lambda \ll \Delta^2 \quad (5.51)$$

如果光束与超声波彼此垂直,就能观察到最大的光散射,光束对称地散射在

很多高衍射级, 如图 5.14(a)。各衍射级的光强为

$$I_n/I_0 = J_n^2(\Delta\phi) \quad (5.52)$$

式中 I_n 为第 n 级的光强, I_0 为入射光强, J_n 为第 n 阶贝塞尔函数。 $\Delta\phi = 2\pi\Delta n l/\lambda$ 为相位光栅的幅度。已示出的幅度为

$$\Delta\phi = \pi \left(\frac{2}{\lambda_0^2} \cdot \frac{l}{w} M_2 P_{ac} \right)^{1/2} \quad (5.53)$$

式中 λ_0 为激光波长, P_{ac} 为声功率, l 、 w 为平面矩形换能器的尺寸, M_2 为一组声光材料参量的品质因数

$$M_2 = n^6 p^2 / \rho v^3 \quad (5.54)$$

式中 n 为声光晶体折射率, p 为合适的光弹系数, ρ 为密度, v 为声速。

当超声波的频率升高、相互作用路径延长时, 较高级的衍射就会消失, 只有零级和第一级的两束光是主要的, 如图 5.14(b)所示。产生布拉格散射的条件是

$$l\lambda \gg \Delta^2 \quad (5.55)$$

在布拉格散射中, 光束与声波稍稍偏离垂直入射, 以布拉格角相互作用, 布拉格角为

$$\sin \Theta = \lambda/2\Delta \quad (5.56)$$

其中 λ 、 Δ 和 Θ 是在介质内侧得的(即 $\lambda=\lambda_0/n$)。如图 5.14(b)所示, 如在介质外侧测量, 入射光与声波之间的角度就是 $\Theta' = n\Theta$, 且散射角是其 2 倍, 即

$$2\Theta' = 2n\Theta \approx \lambda_0/\Delta \quad (5.57)$$

散射光强 I_1 为

$$I_1/I_0 = \sin^2(\Delta\phi/2) \quad (5.58)$$

其中相位幅度的定义与式(5.53)相同。

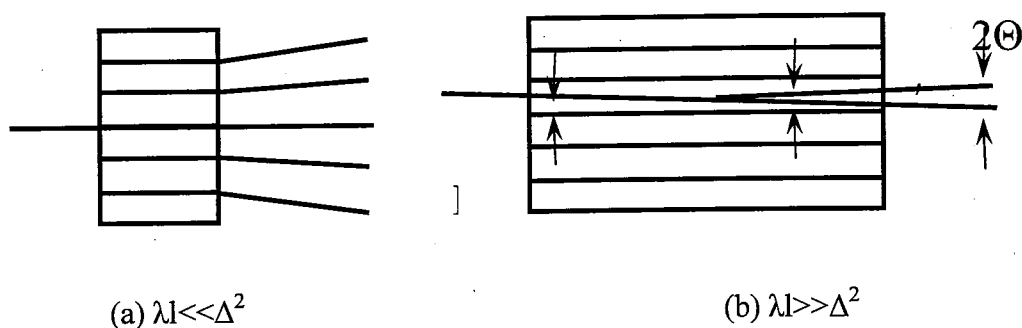


图 5.14 拉曼-耐斯散射(a)和布拉格散射(b)

实验中使用的声光调制器是 Brimrose 的 AMF-100-10-1550-2FP 带尾纤声光调制器，其工作波长是 1550nm，声光晶体的光透过率为 95%，插入损耗为 2.5~3.5dB。声光调制器对 1550nm 附近不同波长光的损耗如图 5.15 所示，声光调制器电源调制电压与输出频率的关系如图 5.16(a)所示，电源频率与声光晶体衍射效率的关系如图 5.16(b)所示。

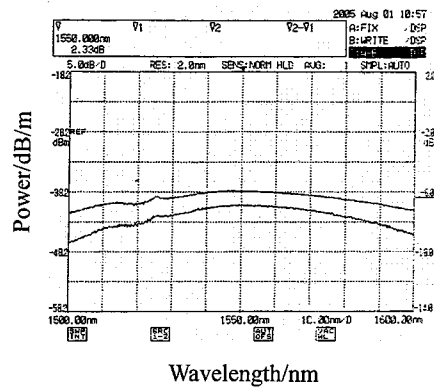


图5.15 声光调制器对不同波长光损耗

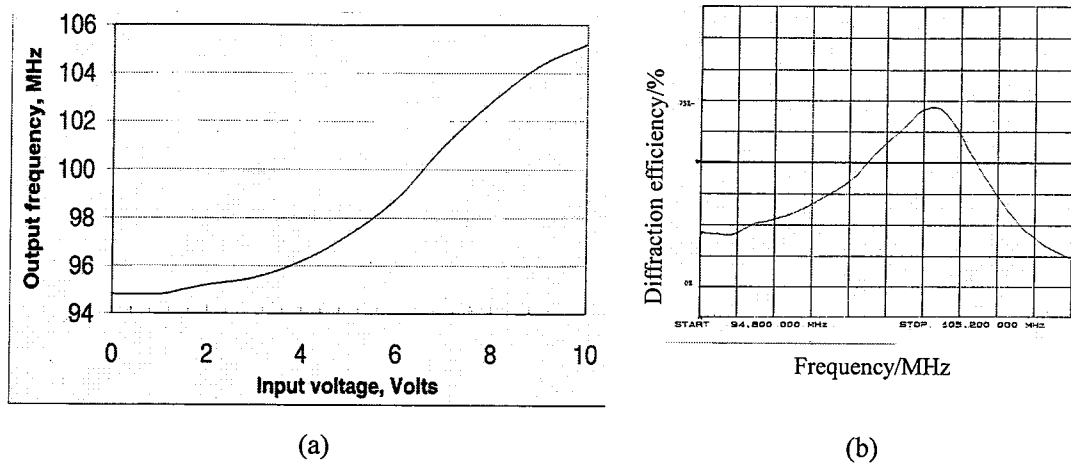


图5.16 声光调制器电源调制电压与输出频率关系(a)及频率与声光晶体衍射效率关系(b)

5.4.2 全光纤声光调 Q 铒镱共掺双层光纤激光器实验装置

实验装置如图 5.17 所示，实验装置从左向右依次为：光纤光栅、抽运源 1 和 2、(6+1)×1 多模抽运+信号合束器、SM-EYDF-7/130 双包层铒镱共掺光纤 (Er/Ybco-Doped Fiber, EYDF)、声光调制器。EYDF 的技术指标如表 5.2 所示，纤芯 Er^{3+} 在 1535nm 有最大吸收大于 30dB/m，在 1535nm 处有最大材料增益，铒镱共掺光纤的吸收和增益曲线如图 5.18 所示，铒镱共掺双层光纤纤芯折射率

表 5.2 铒镱共掺双包层光纤技术指标

技术参数	单位	数值
MFD @1550nm	μm	8.0 ± 1.0
包层镜吸收度@915nm	dB/m	0.7 ± 0.2
峰值铒吸收度近1535nm	dB/m	35 ± 10
二阶模式截止波长	nm	1450 ± 50
纤芯数值孔径		0.17
内包层数值孔径		0.46
包层衰减 @1100nm(普通情况下)	dB/m	<0.01
内包层直径	μm	130 ± 3
涂敷层直径	μm	245 ± 15
强度测试		$>100\text{kpsi}$
涂敷层材料		低折射率聚脂

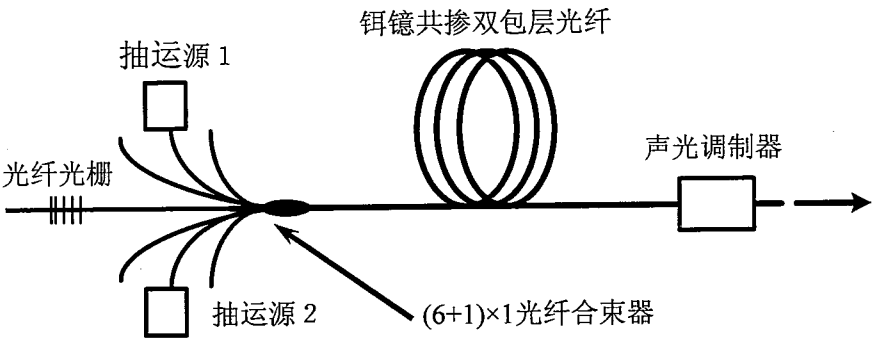


图 5.17 全光纤声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器实验装置

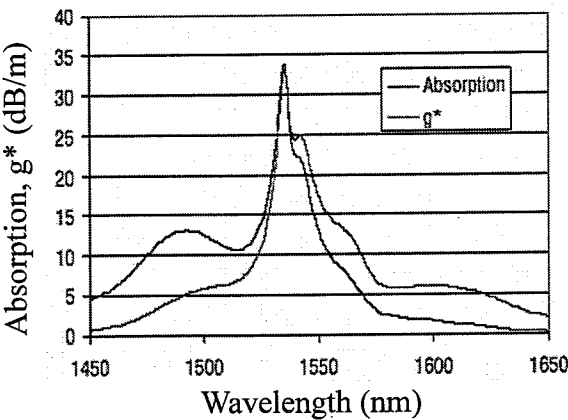


图 5.18 铒镱共掺光纤吸收和增益曲线

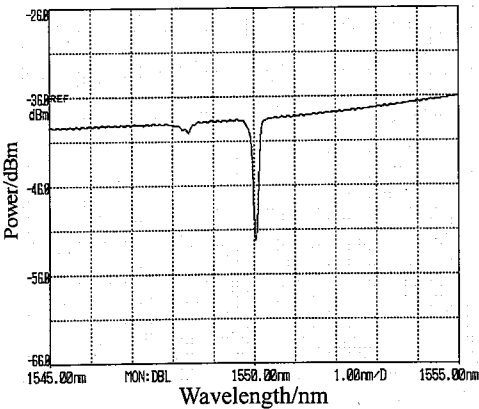


图 5.19 光纤光栅反射谱

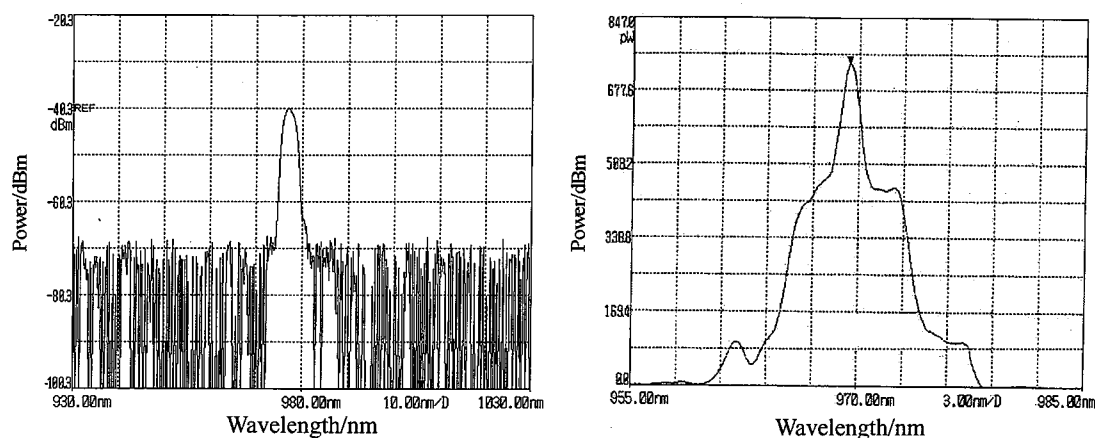


图 5.20 抽运源 LD1(a)和 LD2(b)输出光谱

为 1.4684，内包层形状为八面体，其材料为纯二氧化硅，铟离子掺杂浓度约为 10000ppm。自制光纤光栅的反射谱如图 5.19 所示，中心波长 1550.02nm。采用两个半导体激光器作为抽运源，其中 LD1 的最大输出功率为 1W，输出波长为 978nm，LD2 的最大输出功率也为 1mW，输出波长为 967nm，抽运源 LD1 和 LD2 的输出光谱如图 5.20(a)、(b)所示。

(6+1)×1 多模抽运+信号光合束器的技术指标如表 5.3 所示，合束器是由六根多模光纤、一根单模光纤和一根与铟镱共掺双包层光纤相匹配的光纤组成，六根多模光纤可用来合束高功率的多模光纤耦合输出的半导体激光器抽运源，中间的信号光纤可以低损耗的传输，该器件具有特别的光学性能，可以用来耦合多个多模输出的抽运激光器的功率，并且将合束后的强功率与信号光一起通过单根光纤传输到其他器件，合束器的转换效率大于 90%。抽运源 LD1 的尾纤用适配器与 (6+1)×1 合束器的一根多模光纤相连，连接损耗大于 50%；抽运源 LD2 的尾纤直接与 (6+1)×1 合束器的另一根多模光纤熔接，熔接损耗 0.1dB。另外，合束器中的单模光纤同我们自制的光纤光栅熔接在一起，熔接损耗 0.02 dB，合束器与铟镱共掺双包层光纤相匹配的一端与铟镱共掺光纤熔接，熔接损耗 0.1dB。

抽运源 LD1 和 LD2、光纤光栅、1cm 长铟镱共掺双包层光纤连接到合束器后，测得的入纤功率随抽运功率变化如图 5.21 所示。两个抽运源功率都达到最大值 1W 时，测得入纤功率 558mW，这个测量值比考虑到各种损耗之和后的计算值要小，考虑到是由于各光纤熔接时要剥去涂敷层，增加了散射和衍射损耗，尤其是铟镱共掺双包层光纤，其对抽运光的限制靠涂敷层与包层的折射率差，剥

表 5.3 (6+1)×1 多模抽运+信号光合束器技术指标

技术参数	单位	数值
抽运输入光纤数量		6
信号输入光纤数量		1
输出双包层光纤数量		1
抽运光输入光纤参数		
纤芯直径/包层直径	μm	105/125
数值孔径(NA)		0.22
信号输入光纤参数		
纤芯直径/包层直径	μm	HI 1060 6/125
数值孔径(NA)		0.14
输出双包层光纤参数		
纤芯直径/包层直径	μm	20/400
数值孔径(NA)		0.06/0.46
最大抽运输入功率(单臂)	W	10
回波损耗	dB	45
抽运功率转换效率		>93%
插入损耗	dB	<0.3
信号插入损耗	dB	<0.5

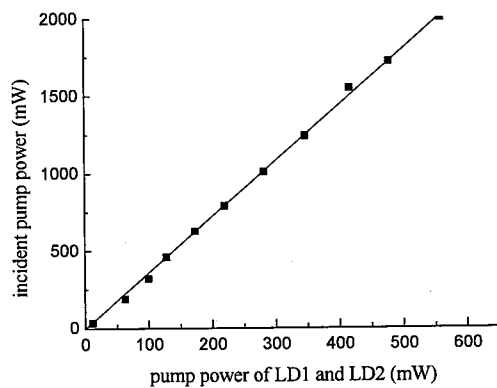


图 5.21 入纤功率随抽运功率变化曲线图

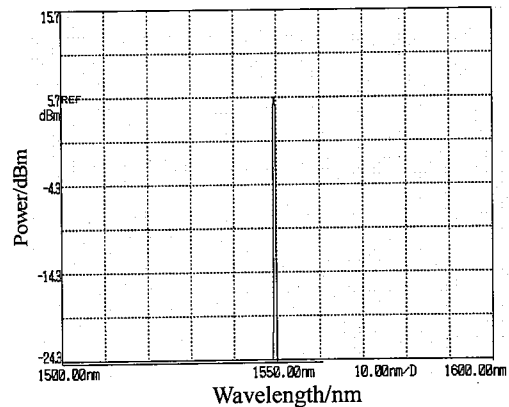


图 5.22 调 Q 光纤激光器输出光谱

去涂敷层后对抽运光的限制作用明显下降, 并且光纤光栅左端(参看图 5.14)没有加反射装置, 致使进一步加大了抽运光的损耗。

5.4.3 结果及讨论

抽运功率1.5W时，测得声光调Q铒镱共掺双包层光纤激光器的输出光谱如图5.22所示，中心波长1549.47nm，谱线宽度FWHM0.499nm。脉冲重复频率从1kHz到15kHz可调，在重复频率15kHz、抽运功率2W时，脉冲能量30μJ，平均输出功率30.8mW，脉冲宽度约200ns，峰值功率15kW。

图5.23所示是Q开关重复频率15kHz时，测得的入纤功率91mW(a)、120mW(b)的示波器脉冲图形。图中可见，入纤功率91mW时激光器输出脉冲周期是Q开关周期的三倍，入纤功率120mW时激光器输出脉冲周期是Q开关周期的两倍，入纤功率增加到130mW后，激光器输出脉冲周期与Q开关周期一致，此时测得的激光器单脉冲波形如图5.23(c)所示，脉冲宽度约240ns。分析出现三倍和两倍于Q开关周期的原因是激光器损耗较大，铒镱共掺双包层光纤长度较长，只有储存了三倍或两倍于Q开关周期能量时激光器才达到阈值激射条件，因此在低抽运条件下观测到了三倍或两倍于Q开关周期的脉冲波形。

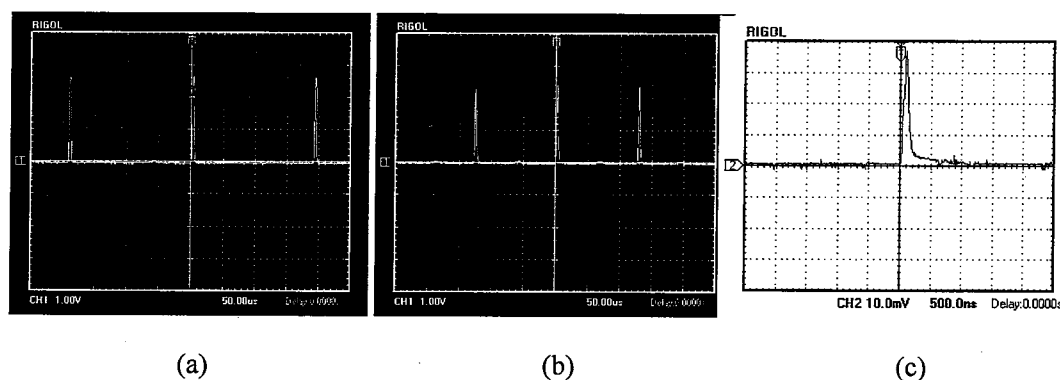


图 5.23 重复频率 15kHz 时，入纤功率 91mW(a)、120mW(b)脉冲和单脉冲波形(c)

图5.24为在不同的重复频率下，脉冲能量随入纤功率的变化关系。由图可见，在某一重复频率下，入纤功率越大，单脉冲能量越高，当入纤功率一定时，重复频率越低，单脉冲能量越高。图5.25为脉冲能量随Q开关重复频率的变化，可以看出脉冲能量随重复频率的增加而减小，在重复频率15 kHz时得到最大脉冲能量为30μJ，脉冲宽度为200ns。

平均功率随重复频率的变化如图5.26，可以看出平均功率随重复频率的增加而增大，在重复频率15 kHz 时得到最大激光输出平均功率为30.8mW。图5.27给出了激光器在连续运行和不同脉冲重复频率下的平均输出功率随入纤功率的变

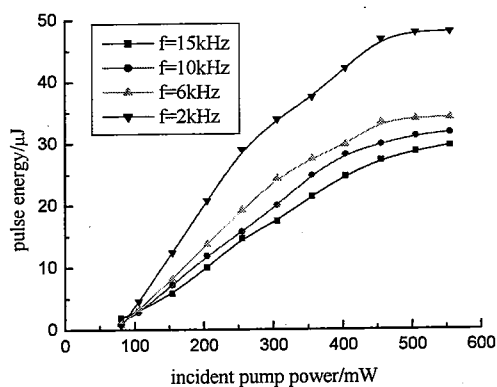


图 5.24 不同重复频率下单脉冲能量与入纤功率间关系

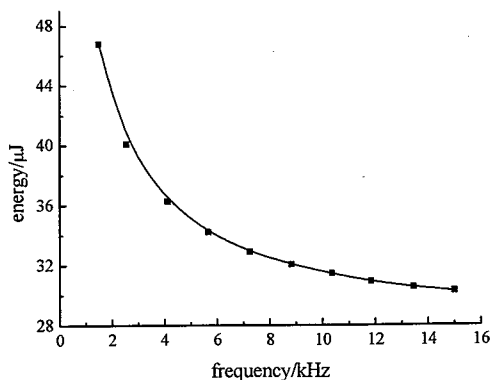


图 5.25 脉冲能量随重复频率变化

化关系。从图中可以看出，在相同的入纤功率下，重复频率越高，平均输出功率也就越高，在连续运转时，输出功率最高。当抽运功率达到一定值时，平均输出功率与入纤功率不再是近似线性关系。

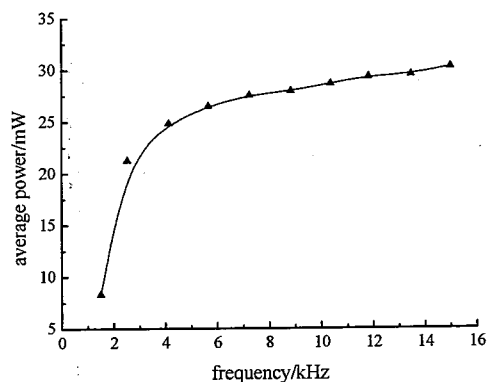


图 5.26 平均功率随重复频率变化

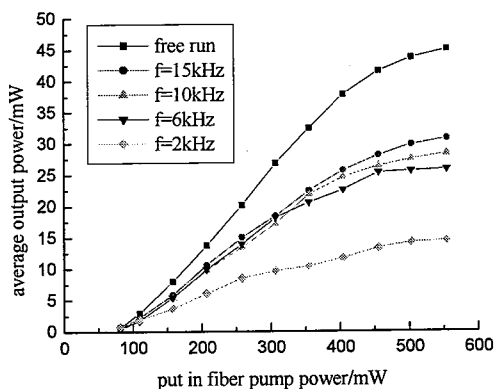


图 5.27 不同重复频率下平均输出功率与入纤功率间关系

图5.28给出了在不同的重复频率下，脉冲宽度随入纤功率的变化关系曲线。由图可见，当重复频率一定时，脉冲宽度随入纤功率的增加而逐渐减小，这种变化关系随着重复频率的增加而越来越明显，但当抽运功率增加到一定程度，随着入纤功率的增加，脉冲宽度的减小趋缓。图5.29为当入纤功率为558 mW 时，脉冲宽度随脉冲重复频率的变化关系曲线，由图可见，脉冲宽度随重复频率的增加而增大。

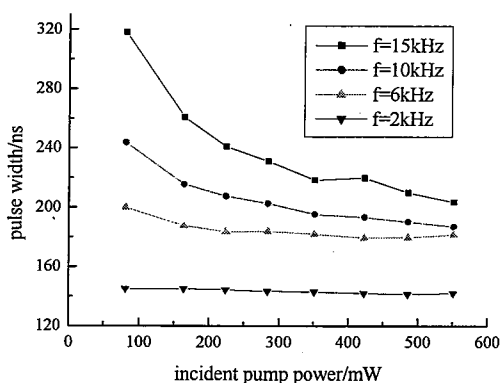


图 5.28 不同重复频率下脉冲宽度与入纤功率间关系

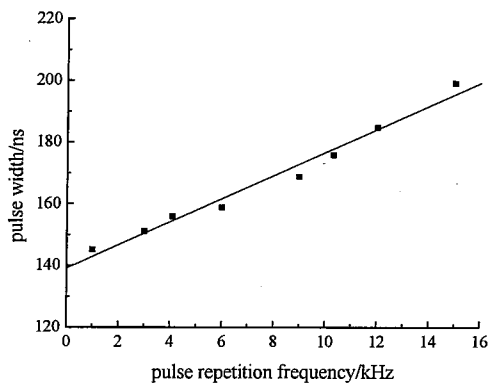


图 5.29 入纤功率 558mW 时脉冲宽度与重复频率间关系

5.5 自调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器

5.5.1 实验装置

有关光纤激光器进行主动调 Q 的研究，国内外曾有诸多报道^[34,35]。在腔内无外加调制情况下，光纤激光器也可以出现自调 Q 现象，引起了人们的浓厚兴趣，并多次观察到环形腔光纤激光器的自调 Q 现象^[36~38]。环形腔光纤激光器的结构较为复杂，产生自调 Q 脉冲的条件较为严格。这里，在 F-P 腔铒镱共掺双包层光纤激光器中观察到了自调 Q 现象。

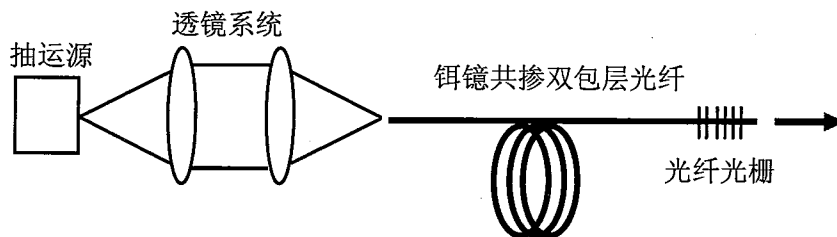


图 5.30 F-P 腔铒镱共掺双包层自调 Q 光纤激光器实验装置

实验装置如图 5.30 所示，F-P 腔由半导体激光二极管(Laser Diode, LD)抽运源、聚焦透镜组、一段 9m 长的铒镱共掺光纤及光纤布拉格光栅组成。半导体激光二极管的最大输出功率 8W，中心波长 969.1nm，其抽运电流与输出功率间关系如图 5.31 所示，其输出光谱如图 5.32 所示。聚焦透镜组选择 LIMO 公司生产的聚焦准直透镜系统，该系统对 980nm 波长激光的透过率可达 98%。抽运源输出光经透镜组准直聚焦后的最小光斑直径为 200 μ m，但在实验过程中，最终聚焦

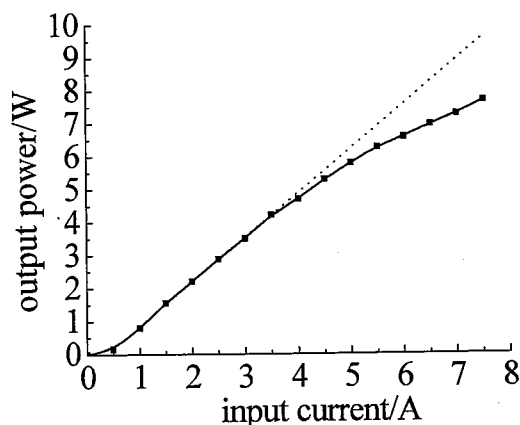


图 5.31 抽运源输出功率与输入电流关系

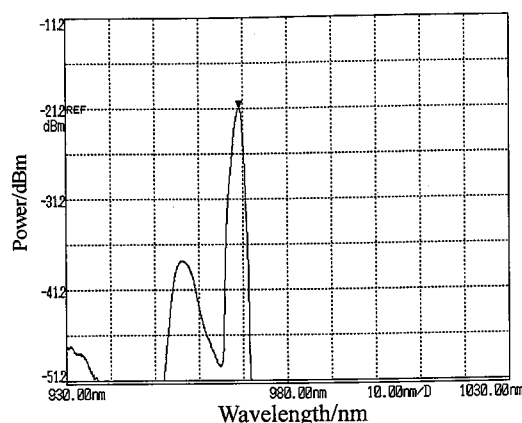


图 5.32 抽运源输出光谱

到光纤接受面上的光斑直径存在 20% 的误差。EYDF 的技术指标如表 5.2 所示，纤芯 Er^{3+} 在 1535nm 有最大吸收大于 30dB/m，在 1535nm 处有最大材料增益，铒镱共掺光纤的吸收和增益曲线如图 5.18 所示。

激光器谐振腔由前端的铒镱共掺光纤垂直端面和后端的光纤光栅构成。铒镱共掺双包层光纤前端面作垂直切割和抛光处理，但并未镀膜，因此可以断定抽运光由该端面进入谐振腔必然有很大的散射、衍射损耗，这也是导致激光器最终效率不高的原因之一。并且由于前端面未作镀膜处理，实验中我们观察到在抽运光纤前端出现明显的铒能量上转换，可以观察到抽运时光纤前端发出绿光，并且功率越大，发出绿光光纤长度越长，绿光亮度越高。在双包层光纤输出端熔接了光纤布拉格光栅，光纤光栅为我们自制的，反射谱如图 5.33 所示。光纤光栅在波长 1550.1nm 处反射率约为 70%，熔接损耗 0.2dB。由于入纤抽运功率较低，光纤长度很长，选择较大的后腔镜反射率可以减少腔内损耗，降低激光器阈值。

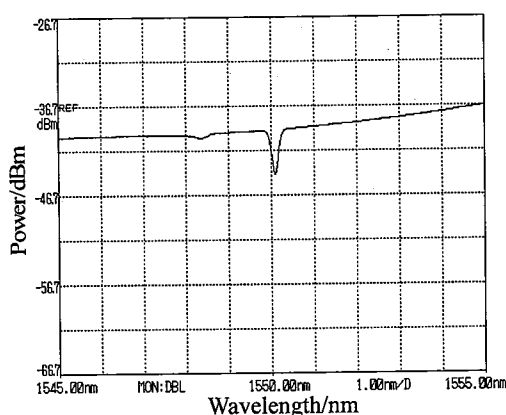


图 5.33 后光栅反射光谱

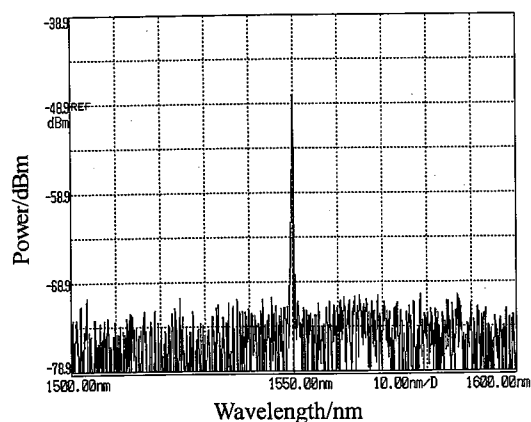


图 5.34 抽运源电流 1.6A 时激光器输出光谱

5.5.2 实验结果

图5.30所示的自调Q铒镱共掺双包层光纤激光器，抽运源电流0.9A时，激光器达到阈值，开始激射。在抽运源电流1.6A时，测得激光器输出光谱如图5.34所示，中心波长1549.9nm，光谱半极大全宽度(FWHM) 0.234nm。抽运源电流3.0A时，测得激光器最大输出平均功率53mW，激光器效率很低，分析原因主要有以下几点：一是由于铒镱共掺双包层光纤长度很长，损耗较大；二是抽运光入射端的光纤没有镀增透膜，抽运光的散射、衍射损耗很大；三是由于抽运光经聚焦光学系统聚焦后光斑直径很小，抽运光具有很高的功率密度，激发了铒镱共掺光纤前端的能量上转换，损耗了大量抽运光，这一点在实验过程中已经观察到了，当

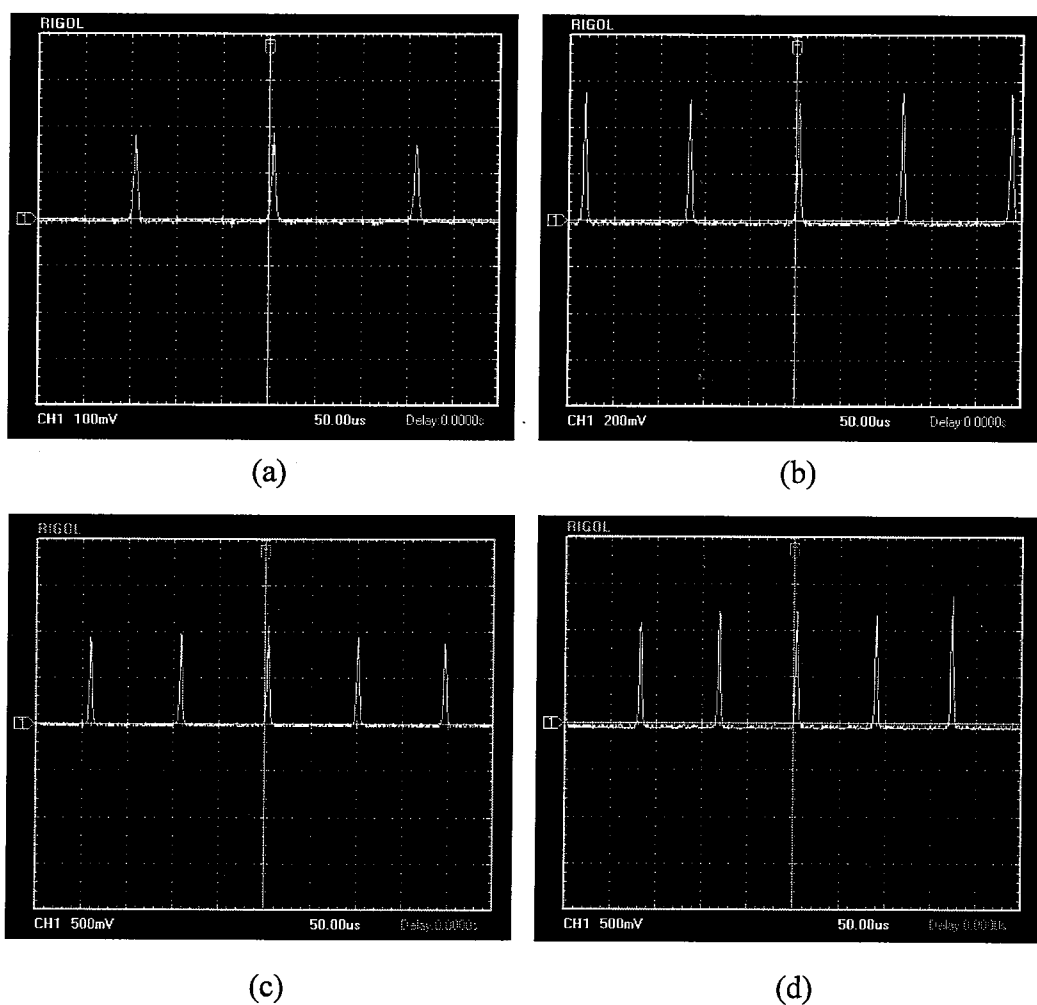


图 5.35 抽运电流 1.5A(a)、2.0A(b)、2.5A(c)、3.0A(d)时激光器自脉冲序列

抽运源功率增加时,在铒镱共掺光纤被抽运的前端观察到了光纤发出绿色光,并且随着抽运功率增加,发出绿色光的增益光纤长度变长,当抽运电流3.0A时,发出绿光的光纤长度达到1m,可见铒离子能量上转换导致大量抽运光损耗掉了。

用PIN光电二极管将探测到的激光信号转换为电信号输入示波器,抽运源电流1.5A、2.0A、2.5A、3.0A时观测到自脉冲序列如图5.35(a)~(d)所示,随着抽运功率的增加,脉冲强度逐渐增强,而重复周期变小。

5.5.3 实验结果分析

调Q激光器的腔内损耗按一定规律变化,可以使上能级储存的大部分反转粒子能量在极短时间内转变为激光能量,在输出端有一个强的脉冲输出。设在 $t=t_p$ 时刻,粒子数反转密度自 n_i 降至 n_t ,而腔内光子数密度达到最大值 $\phi_{\max}$,此时输出激光功率为最大值 $P_{\max}$,则可写出 $t>0$ 时铒镱共掺光线激光器腔内粒子数反转密度和光子密度的速率方程^[39]

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{(n/n_t - 1)\phi}{\tau_R} \quad (5.59)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{2n\phi}{n_t\tau_R} \quad (5.60)$$

其中, τ_R 表示腔内光子寿命,式中忽略了在脉冲持续时间内自发辐射和抽运激励的影响,将式(5.59)和(5.60)联立积分可得

$$\phi = \phi_s + \frac{n_i - n + n_t \ln(n/n_i)}{2} \quad (5.61)$$

其中 ϕ_s 表示自发辐射产生的光子密度,当 $n=n_t$ 时, $d\phi/dn=0$, ϕ 达到最大值 $\phi_{\max}$ 。因为自发辐射产生的光子密度远小于最大光子密度, $\phi_s \ll \phi_{\max}$ 即,所以

$$\phi_{\max} \approx \frac{n_i - n_t - n_t \ln(n_i/n_t)}{2} = \frac{n_t [n_i/n_t - \ln(n_i/n_t) - 1]}{2} \quad (5.62)$$

另外,从式(5.59)可以直接得到

$$\phi_{\max} = \phi_s - \exp\left[\frac{1}{\tau_R} \int_p \left(\frac{n}{n_t} - 1\right) dt\right] \approx \exp\left[\frac{1}{\tau_R} \int_p \left(\frac{n}{n_t} - 1\right) dt\right] \quad (5.63)$$

设铒镱共掺光纤的纤芯截面积为 S ,输出端光纤光栅的反射率为 R ,则激光器输

出峰值功率 $P_{\max}$ 为

$$P_{\max} = \frac{h\nu\phi_{\max}\nu S(1-R)}{2} \quad (5.64)$$

其中， ν 是光子在腔内的行进速度。由式(5.62)和式(5.64)可以看出，激光上能级寿命越长， n_i/n_t 越大，则 $\phi_{\max}$ 值越大，因而峰值输出功率 $P_{\max}$ 越大。此外，由式(5.63)和式(5.64)可以看出，光子在腔内的寿命 τ_R 越短，则 $\phi_{\max}$ 值越大，因而峰值输出功率 $P_{\max}$ 越大。如前面的分析，实验中由于采用端面透镜系统耦合、光纤长度很长、铒离子能量上转换等原因，系统的损耗值很大，效率很低，因而腔内光子寿命也很短。铒离子的上能级寿命为1~10ms，腔内光子寿命为2~200ns^[40]，可以产生自调Q脉冲。因为腔内光子寿命与腔内损耗和腔长都有关系，腔内损耗越大、腔长越短，腔内光子寿命就越短，所以在我们的损耗腔铒镱共掺光纤激光器中观察达到了自调Q脉冲。

由于激光器腔长较长，损耗很大，可以认为铒镱共掺光纤原理抽运源的一端没有被完全抽运以达到激射条件，因此可以将其看成是一段增益光纤可饱和吸收体。在脉冲出现之前，该段可饱和吸收体光纤没有被抽运，因此作为前端被抽运增益光纤激射光的吸收物质。吸收了铒离子发射光的该段光纤，上能级粒子数逐渐增多，当达到饱和后(即激光上下能级粒子数相同时)，该段光纤变成了对铒离子发射光透明，从而在输出端可以观察到激光输出。输出激光进而又消耗了可饱和吸收体光纤的上能级粒子数，使其又恢复到脉冲输出前的状态，为下一个脉冲输出做好准备。产生自调Q脉冲的基本物理机制是谐振腔内的振荡场与粒子数反转之间的相互作用，并因此而导致了一种特殊形式弛豫振荡的发生^[41]。

激光器无阻尼振荡的周期 T_m 为^[42]

$$T_m = 2\pi[\tau_R/(r-1)]^{1/2} \quad (5.65)$$

式中， r 为抽运速率， $r=W_p/W_{th}$ ， W_p 为抽运速率， W_{th} 为达到阈值时的抽运速率。而抽运速率与抽运功率的关系为 $W_p \propto P_p$ ， $W_{th} \propto P_{th}$ ，可以得到 $r=W_p/W_{th}=P_p/P_{th}$ ，令 $T_m'=2\pi(\tau_R\tau)^{1/2}$ ，代入铒镱共掺光纤的 τ_R 和 τ ，可得到 T_m' 的取值范围是 $0.0089\text{ms} < T_m' < 0.28\text{ms}$ ，并且因激光器的损耗和腔长而改变。对于具体的铒镱共掺光纤而言， T_m' 是一个常数，令

$$R = (r-1)^{-1/2} = [P_{th}/(P_p - P_{th})]^{1/2}$$

则式(5.65)变为 $T_m = T_m' R$, 可以看出 T_m 与 R 呈线性关系, 而且随着抽运功率增加, R 值减小, 自调Q脉冲的周期减小。

图5.36给出了脉冲周期与 R 值的关系曲线, 图中的点表示测量的抽运源电流0.15A、2.0A、2.5A、3.0A时自脉冲周期, 图中的实线表示我们取 $T_m' = 0.19\text{ms}$ 时, 得到的理论曲线。我们选择 $T_m' = 0.19\text{ms}$, 主要是综合

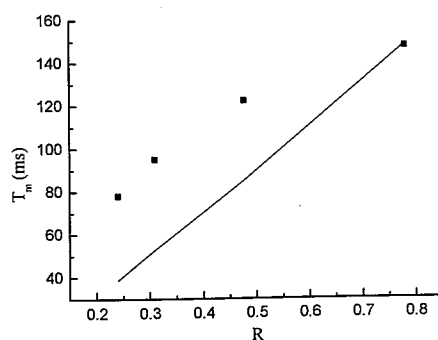


图 5.36 脉冲周期与 R 值关系曲线

考虑了激光器腔长和损耗, 并根据实验观测的数据确定的。由图可见, 随着抽运源电流增加实际测得的激光器脉冲周期比理论计算值要大, 考虑是由于随着抽运功率增加, 增益光纤前端铒离子能量上转换作用增强, 损耗增加, 即损耗随抽运功率的增加而增大, T_m' 值随抽运功率增加而增大, 自调Q脉冲周期随抽运功率增加而增大。

参考文献

- [1] Pask H M, Archambault J L, Hanna D C et al. Operation of cladding-pumped Yb^{3+} -doped silica fiber lasers in $1\mu\text{m}$ region[J]. Electron. Lett., 1994, 30(11):863-865.
- [2] Dominic V, MacCormack S, Waarts R et al. 110W fiber laser[J]. Electron. Lett., 2000, 35(14):1158-1160.
- [3] Zellmer, Willamowski U, Tunnermann A. High power CW neodymium-doped fiber lasers operating at 9.2W with high beam quality[J]. Opt. Lett., 1995, 20(6):578-580.
- [4] Alvarez Chavez J A, Vfferhaus H L, Niuson J et al. High energy, high power ytterbium-doped Q-switched fiber laser[J]. Opt. Lett., 2000, 25(1):37-39.
- [5] Chen Z J, Grudinin A B, Porta J et al. Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers[J]. Opt. Lett., 1998, 23(6):454-456.
- [6] C. C. Renaud, R. J. Selvas-Aruilar, J. Nilsson et al. Compact high energy Q-switched cladding-pumped fiber laser with a tuning range over 40nm[J]. IEEE

- Photon. Technol. Lett., 1999, 11(8):976-978.
- [7] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta et al. Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers[J]. Opt. Lett., 1998, 23(6):454-456.
- [8] Lu Fu-yun, Fan Ya-xian, Wang Hong-jie et al. Experimental study of cladding pumped Q-switched fiber laser[J]. Chinese J. Lasers, 2003, 30(12):1057-1060.
- [9] Fan Yaxian, Lu Fuyun, Xie Chunxia et al. Narrow bandwidth linear Q-switched double-clad Nb-doped fiber laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2003, 32(3):280-282.
- [10] Xia Jiang-zhen, Cai Hai-wen, Ren Hong et al. All optic fibers Q-modulated erbium-doped optic fibers laser based on optic fibers grating ring mirror[J]. Opto-Electronic Engineering, 2003, 30(1):11-15.
- [11] W. G. Wagner and B. A. Lengyel. Evolution of the giant pulse in a laser[J]. J. Appl. Phys., 1963, 34:2040-2046.
- [12] R. B. Kay and G. S. Waldman. Complete solutions to the rate equations describing Q-spoiled and PTM laser operation[J]. J. Appl. Phys., 1965, 36: 1319-1323.
- [13] Q. Koechner. Solid state laser engineering. New York: Springer-Verlag, 1976:8.
- [14] John J. Degnan. Theory of the optimally coupled Q-switched laser[J]. IEEE J. Quant. Electron., 1989, 25(2):214-220.
- [15] Luis Zenteno. High-power Double-Clad fiber lasers[J]. J. of Lightwave Technology, 1993, 11(9):1435-1446.
- [16] Taccheo S, Laporta P, Longhi S et al. Diode-pumped bulk erbium-ytterbium lasers[J]. Appl. Phys., 1996, B63:425-436.
- [17] Minelly J D, Barne W L, Laming R I et al. Diode-array pumping of $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped fiber lasers and amplifiers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1993, 5 (3):303-310.
- [18] Tanguy E, Larat C, Pocholle J P et al. Modeling of the erbium-ytterbium laser[J]. Opt. Commun., 1998, 153:172-183.
- [19] Pasquale F D. Modeling of highly-efficient grating-feedback and Fabry-Perot Er^{3+} - Yb^{3+} co-doped fiber laser[J]. IEEE J Q E, 1996, 32(2):326-332.
- [20] Shooshtari A, Meshkinfam P, Touam T et al. Ion-exchanged Er/Yb phosphate glass waveguide amplifiers and lasers[J]. Opt Engng, 1998, 37(4):1188-1192.
- [21] Karvsek M. Optimum design of Er^{3+} - Yb^{3+} co-doped fibers for large signal

- high-pump-power applications[J]. IEEE J Q E, 1997, 33(10):1699-1705.
- [22] Achtenhagen M, Beeson R J, Pan F et al. Gain and noise in ytterbium sensitized erbium-doped fiber amplifiers: measurements and simulations[J]. IEEE J Lightwave Technol., 2001, 19(10):1521-1526.
- [23] Pedersen B, Bjaklev A. The design of erbium-doped fiber amplifiers[J]. IEEE J Lightwave Technol., 1991, 9(9):1105-1112.
- [24] Giles C R, Desirvire E. Modeling erbium-doped fiber amplifiers[J]. IEEE J Lightwave Technol., 1991, 9(2):271-283.
- [25] Federighi M, Pasquale F D. The effect of pair induced energy transfer on the performance of silica waveguide amplifiers with high $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ concentrations [J]. IEEE Photon Technol. Lett., 1995, 7(3):303-305.
- [26] Ping Yan, Mali Gong, Pan Ou et al. 10-W cladding-pumped fiber laser with single transverse mode output[J]. Chinese Optics Letters, 2003, 1(6):332-333.
- [27] Zhou Jun, Lou Qihong, Li Tiejun et al. 4.9W CW Ytterbium-Doped Double-Cladding Fiber Laser and Its Output Characteristics[J]. ACTA OPTICA SINICA, 2003, 23(4):476-479.
- [28] F. DiTeodoro and A. J. Stentz. Tapered fiber bundles for coupling light into and out of cladding-pumped fiber sources[J]. U.S. Patnet 5 864 644, Jan.26.1999.
- [29] L. Clarke. Cladding pumped technology, IPG Photonics Inc., Aug. 2001, www.IPGPhotonics.com.
- [30] L. Goldberg, J. P. Koplow, R. P. Moeller ET AL. High-power superfluorescent source with a side-pumped Yb-doped double-cladding fiber[J]. Optics Letters, 1998, 29(13):1037-1039.
- [31] T. Y. Fan. Efficient coupling of multiple diode laser arrays to an optical fiber by geometric multiplexing[J]. Appl. Opt., 1991, 30(5):630-632.
- [32] T. Hakimi and H. hakimi. A new side coupling method for double-clad fiber amplifiers[J]. Conf lasers and Electr. Optics, 2001:116.
- [33] T. Aoyagi and K. Shigihara. Optical fiber light amplifier system[J]. U. S. Patent 5 170 458, Dec.8 1992.
- [34] Lees G P, Cole M J, Newson T P. Narrow linewidth, Q-switched erbium doped fiber laser[J]. Electron Lett., 1996, 32(14):1299-1300.

- [35]杜卫冲, 谭华耀, 刘颂豪. 一种新型的光纤光栅调Q掺铈光纤激光器[J]. 光学学报, 1997, 17(8):1077-1079.
- [36]Boudec P, Flohic M, Francois P L et al. Self-pulsing in Er^{3+} -doped fiber laser[J]. Optical and Quantum Electronics, 1993, 25(2):359-367.
- [37]孙军强, 黄德修, 李再光. 掺铈光纤激光器的自持脉冲[J]. 物理学报, 1999, 45(6):960-965.
- [38]葛春风, 袁树忠, 董孝义. 全光纤波长可调谐调Q激光器[J]. 光学学报, 1999, 19(12):1645-1648.
- [39]周炳琨, 高以智, 陈稠嵘等. 激光原理[M]. 第二版, 北京: 国防工业出版社, 2000:225-226.
- [40]Sanchez F. Effects of ion parts on the dynamics of erbium-doped fiber lasers[J]. Phy. Rev. A, 1993, 48(3):2220-2229.
- [41]Nakazawa M. Self-Q-switching and mode locking in a $1.53\mu\text{m}$ fiber ring laser with saturable absorption in erbium-doped fiber at 4.2K[J]. Opt. Lett., 1993, 18(8):613-615.
- [42]Yariv A. 量子电子学(刘颂豪, 吴存恺, 王明常译). 第一版, 上海: 上海科学技术出版社, 1983:282-287.

第六章 高掺铒超荧光光纤光源

6.1 概述

在许多光纤传感器的应用中,尤其是在光纤陀螺和某些信号处理光纤系统中^[1,2],常需要时间相干性较低的光源。利用高增益的光纤,当抽运到足够的水平时,通过光纤中的放大自发辐射射(Amplified Spontaneous Emission, ASE)能够获得宽光谱的超荧光输出。近年来,掺铒(Erbium-Doped Fiber, EDF)超荧光光纤光源(Superfluorescent Fiber Source, SFS)得到了广泛、细致、深入的研究^[3~9],与发光二极管(Light Emitting Diode, LED)和超辐射发光二极管(Superluminescence Light Emitting Diode, SLED)等宽带光源相比, SFS 具有输出光功率高、输出光谱稳定、荧光谱线宽、偏振相关性低、受环境影响小、使用寿命长和易于与单模光纤传感系统耦合等特点。

由于超荧光光纤光源的光谱很宽,它可以减少系统的相干噪声、光纤瑞利散射引起的位相噪声以及光克尔效应引起的位相漂移,在光纤陀螺、光纤传感、EDFA 测量、光谱测试、光纤探测器等很多领域得到了广泛的应用,最近几年,又陆续有将光纤超荧光光源应用于 WDM 传输系统的报道^[10,11]。在超荧光光纤光源的各种应用中,最广泛的应用还是作为光纤陀螺仪的低相干性宽带光源。这就要求超荧光光纤光源不仅有较大的输出功率,还要要求有良好的波长稳定性和较宽的线宽,带宽的光源($\sim 10\text{nm}$)可以降低由于瑞利后向散射、偏振交叉耦合、克尔效应等引起的相干噪声,波长稳定的光源可以提高光纤陀螺比例因子的稳定性(约 10^{-6}),高功率光源(10mW)可以提高光纤陀螺的测量灵敏度。虽然半导体发光二极管或超辐射发光二极管可以提供足够的带宽和输出功率,但由于他们的光谱稳定性差,对高精度惯性导航应用来说是不够的。

在多点光纤光栅传感系统中,需要带宽能够覆盖各个光纤光栅的反射波长的超荧光光源,随着测量点数的增加,需要光源的带宽也不断增加。利用掺铒光纤的放大自发辐射特性得到的超荧光光源覆盖从 1520nm 到 1620nm 近 100nm 的带宽范围,能够应用于超过 12 个点的多点传感系统。在 EDFA 的测试中,使用较小功率的超荧光光源加 1550nm 的附近任意波长的激光器,能够较简便的精确测

量 EDFA 小信号增益谱,避免了使用价格昂贵的多波长扫描激光器。在密集波分复用系统中,利用光谱分割技术分割掺铒超荧光光纤光源,能够得到价格便宜、性能可靠的光源。另外,正由于其稳定性,超荧光光纤光源在光通信,掺铒光纤放大器的测量以及医疗诊断等领域也有较大的应用,它在温度稳定性方面也比半导体光源提高两个数量级,同时也提供较高的功率和较长的使用寿命。

国外对掺铒超荧光光纤光源的研究始于 20 世纪 80 年代末 90 年代初,1989 年,有人提出了掺铒超荧光光纤光源的物理模型,并应用激光器的速率方程对物理模型进行了描述,奠定了掺铒光纤光源研究的基础。在对掺铒超荧光光纤光源的研究中,最著名的是斯坦福大学的 P.F.Wysocki 等组成的研究小组^[12],他们从 90 年代开始,对掺铒超荧光光纤光源进行了全面的理论和实验研究,1994 年首次在海底光缆中应用以后发展很快,它促使密集波分复用真正在光纤通信领域发挥扩大传输容量的作用^[13]。到 1995 年,P.F.Wysocki 等研制的掺铒超荧光光纤光源已经比较完善,并进入实用阶段,其光源性能指标为:输出功率>10mW,谱宽>25nm,平均波长稳定<1ppm/°C,该参数已经能满足惯性导航级别光线陀螺的要求,1997 年,Hee Gap Park 等人又对掺铒超荧光光纤光源应用于开环光纤陀螺时的反馈效应作了理论和实验研究,提出了解决光纤陀螺输出失真的措施,自 1997 年以后,关于掺铒超荧光光纤光源的文献已较少,表明国外在这方面的技术已经比较成熟。

国内对掺铒超荧光光纤光源的研究起步比较晚,有关的报导也比较少,钱景仁等人曾全部采用国产元件成功研制出掺铒超荧光光纤光源^[14],针对自然荧光光谱由于有尖峰结构造成的线宽过窄的问题,通过在原光源的输出端加一段掺铒光纤,利用在 1.53 μm 附近的吸收峰,抑制了尖峰结构,扩展了线宽。

6.2 超荧光光纤光源的基本结构

根据抽运光和超荧光传播方向的异同以及光纤端面是否存在反射,超荧光光纤光源具有如图 6.1(a), (b), (c), (d), (e) 所示的几种基本结构。

图中平光纤端面为反射性的,斜光纤端面为非反射性的。超荧光是一种放大的自发辐射,包括沿抽运光方向和逆抽运光方向的自发辐射。单程装置只利用了一个方向的自发辐射,而双程装置则包括了两个方向的自发辐射,所以双程装置要比单程装置有更高的转换效率和较低的抽运功率。在单程后向装置的超荧光

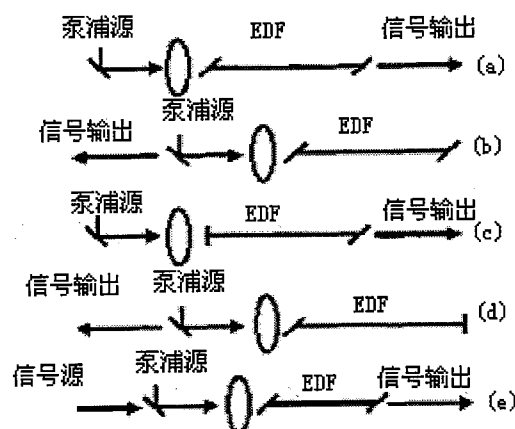


图 6.1 (a) 单程前向结构; (b) 单程后向结构; (c) 双程前向结构;
(d) 双程后向结构; (e) 光纤放大器光源

中,通过优化光纤的长度,输出的超荧光的波长具有不依赖于抽运功率的稳定性,而这种稳定性在双程后向装置中也可以实现。与双程前向装置相比,双程后向装置具有更高的输出功率,更好的波长稳定性以及更宽的线宽等特点^[15,16]。这些结构中,单程结构由于实现简单并且不容易形成激光而被广泛采用;双程结构的光源可以得到更高的输出功率和更好的波长稳定性。

单程前向的光源结构简单,易于实现,就是输出功率较小。由于抽运光在光纤的输出端比较弱,特别是当光纤长度较长时,能够到达输出端的抽运光已经非常小。因而前向输出光非常弱,另一个缺点是抽运光源和光纤陀螺都会产生反馈,容易形成谐振,有产生激光的危险,这是宽带光源所不希望的,所以这种结构的光源一般很少采用。

单程后向结构的输出光和抽运光逆向传播,可以避免光反馈引起的附加噪声,与其他超荧光光纤光源结构相比,光反馈引起的稳定性问题对它影响最小,完全可以忽略,而且人们在理论和实验中最早发现。对于单程后向结构情形,通过选取适当的掺铒光纤长度,光源的平均波长可以对抽运功率在很宽范围内的变化不敏感,可以输出超荧光的平均波长具有在很宽范围内部依赖于抽运功率的高稳定性。

对于双程前向超荧光光源,反射镜在抽运光输入端,与其他结构超荧光光纤光源相比具有最低的抽运阈值。Wang等人首次对双程前向和双程后向结构的掺铒超荧光光源做过详细的比较^[17,18],在不同的掺铒光纤长度下双程后向装置都

比双程前向装置具有更高的输出功率，更好的平均波长相对于抽运功率的稳定性，以及在不同的反射镜参数下都有更大的线宽。

双程后向的超荧光光源与单程后向的超荧光光源相比，该结构增加了一个反射镜。结果使其不仅具有明显高于单程后向超荧光光源的输出功率，而且通过优化反射参数，可使双程后向超荧光光源在高稳定的前提下获得最大的输出带宽，以较保守的公式计算，这个最大带宽近似为 20nm，相比之下，高稳定单程后向超荧光光纤光源的带宽仅在 10nm 左右。此外，理论分析也表明，在双程后向结构超荧光光纤光源的输出端加光隔离器是必需的，但隔离器的作用与其说是用来防止光源形成激光，不如说是用于消除高精度光纤陀螺反馈信号引起的光源不稳定^[19]。

光纤放大器结构的光源除了利用后向放大自发辐射外，光纤陀螺的输出信号在进入探测器前经过了掺铒光纤，使信号得到放大。这种结构将光源和放大器融为一体，既利用了双程光源的较高的能量利用率，又避免了反射镜的存在对光学反馈的敏感性。由于光纤陀螺的输出信号被放大，因而可以提高系统的信噪比，从这方面来说，光纤放大器结构的光源是非常值得考虑的。但是，这种光源在实验过程中需要和光纤陀螺配合起来，结构上相对复杂，使用起来不太方便。

6.3 掺铒超荧光光纤光源理论

6.3.1 铒粒子自发辐射的原理

铒的原子序数为 68，原子量为 167.2，价电子 3，属镧系元素。在掺铒光纤中，它是以三价粒子的形式工作的。由于掺杂铒粒子分散在基质中，它属于分立能级。由于斯托克斯(Stokes)效应，光纤基质对铒粒子产生了微扰，使其谱线分离开来。这些分离谱线的能级差与能量差都很小，形成了准能带。参与自发辐射并产生放大过程的有三个能带，如图 6.2 所示，基态 E_1 对应能级为 $^4I_{15/2}$ ，高能态即激发态 E_3 为 $^4I_{11/2}$ ，亚稳态 E_2 为 $^4I_{13/2}$ ，铒离子在高能态的寿命很短，约为 1 微秒，会迅速非辐射跃迁到亚稳态，铒离子在亚稳态滞留的时间较长，可大于 10 毫秒。当抽运功率足够强时，在亚稳态上滞留的粒子会增多，从而形成粒子数反转。同时，当粒子从亚稳态向基态跃迁时，根据两个能级之间的能级差，可得到 1520~1527nm 的自发辐射光。

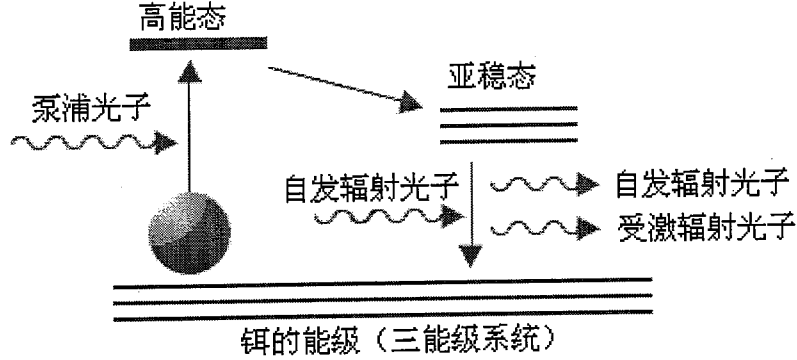


图 6.2 铒粒子自发辐射示意图

6.3.2 双程前向结构掺铒超荧光光纤光源的理论模型

以双程前向结构掺铒超荧光光纤光源为例分析超荧光光源的输出特性，如图 8.1©，抽运光从掺铒光纤的左端耦合进入掺铒光纤，掺铒光纤左端设置反射面，超荧光将从掺铒光纤的右端反向输出。由于反射面的存在，不仅抽运光经反射后可以在掺铒光纤中得到充分吸收，而且在掺铒光纤中的前向放大自发辐射也将在此反射，形成自发辐射的反馈，获得双程增益。设想抽运光由铒光纤的一端($z=0$)注入，铒离子吸收抽运光后导致能级上粒子数反转，从而产生自发辐射和进一步的受激辐射或吸收，超荧光光源的输出信号即为放大的自发辐射光。

设总 Er^{3+} 粒子数密度为 ρ ，基态粒子数密度为 N_1 ，亚稳态粒子数密度为 N_2 ，激发态粒子数密度为 N_3 ，由于从激发态到亚稳态的跃迁基本上是非辐射的，而且跃迁速率非常大，故 $N_3 \approx 0$ ，所以

$$N_1 + N_2 = \rho \quad (6.1)$$

对于掺铒光纤，设中心波长为 λ_s ，放大自发辐射光在等效带宽 $\Delta\lambda_s$ 内均匀分布，则在稳态时，掺铒光纤信号光 $P_s(z)$ 和抽运光 $P_p(z)$ 的传输方程为^[20,21]：

$$\frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \pm N_2 \{ [\sigma_{se} + (1 - \gamma(z)\sigma_{sa})] \Gamma_s P_s^\pm(z) + \sigma_{se} \Gamma_s 2h\lambda_s \Delta\lambda_s \} \quad (6.2)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -N_2 [\gamma(z) - 1] \sigma_p \Gamma_p P_p(z) \quad (6.3)$$

$$N_2 = \frac{P_p(z) \Gamma_p / P_{psat} + P_s(z) \Gamma_s / P_{sasat}}{P_s(z) \Gamma_s (1/P_{sasat} + 1/P_{sesat}) + P_p(z) \Gamma_p / P_{psat} + 1} \rho \quad (6.4)$$

式中 z 表示掺铒光纤轴向坐标， $\pm$ 号表示信号光和抽运光同向或反向， $\gamma(z) = \rho/N_2$ ，

σ_{se} 、 σ_{sa} 分别是信号光的发射截面和吸收截面， σ_p 是抽运光的吸收截面， Γ_p 、 Γ_s 分别是抽运光和信号光的重叠因子， P_{psat} 是抽运光的饱和功率， P_{sesat} 、 P_{sasat} 分别是信号光的发射和吸收饱和功率，此外

$$P_{psat} = \frac{h\lambda_p}{\tau_3\sigma_p} A \quad (6.5)$$

$$P_{sesat} = \frac{h\lambda_s}{\tau_2\sigma_{se}} A \quad (6.6)$$

$$P_{sasat} = \frac{h\lambda_s}{\tau_2\sigma_{sa}} A \quad (6.7)$$

式中 A 表示纤芯掺铒有效面积， τ_2 、 τ_3 分别表示亚稳态和激发态寿命。设掺铒光纤左端的反射率为 R ，则传输方程的边界条件为

$$P_s^+(0) = RP_s^-(0); P_s^-(L) = 0; P_p(0) = P_{in} \quad (6.8)$$

P_{in} 表示输入的抽运功率。对上述方程组进行数值计算，即可得到掺铒超荧光光纤光源的性能参数。

6.4 L 波段高掺铒光纤超荧光光源实验研究

6.4.1 L 波段自发辐射原理

对掺铒光纤超荧光光源的研究最初主要集中在 C 波段(1520~1570nm)，目前 C 波段光源及相关器件的研究已经越来越趋向成熟化并迈向了市场化。随着光通信的不断发展、分布式光纤及光纤光栅传感的研究逐步深入，对光源带宽的要求越来越高，这使得 L 波段(1570-1620nm)光源及相关器件的研究显得越来越迫切，同时也更多地来考虑在两个波段同时工作的高功率宽带超荧光光源。当掺铒光纤被抽运时，随着抽运功率的变化，掺铒光纤可能出于三种不同的状态：(1)当抽运功率较低时，上能级离子数 n_2 小于基态粒子数 n_1 ，铒光纤中只存在自发辐射荧光；(2)随着抽运功率的增加， n_2 逐渐增加，自发辐射的铒离子数逐渐增加，它们之间的相互作用也逐渐加强，当 $n_2 > n_1$ 后，形成粒子数反转，在极强的相互作用下，铒离子发光的特性逐渐趋向一致，单个铒离子独立的自发辐射逐渐变为多个离子协调一致的受激辐射，所产生的辐射成为放大自发辐射(ASE)，如果抽运足够强，在掺铒光纤特定方向上的 ASE 将大大加强，成为超荧光；(3)若抽运很强，掺铒光纤中的辐射放大增益完全抵消了系统的损耗，这时候若存在谐振腔

将形成自激振荡而产生激光。

当铒光纤处于上述(2)的状态时, 就可以制成超荧光光源, 由于超荧光的产生是基于光纤中的放大自发辐射过程, 因而具有输出功率高, 温度稳定性好, 相干性好和光谱线宽较宽的特点。通常掺铒光纤的 ASE 谱的波长范围一般在 1520~1560nm(C 波段), 对应于铒离子 $^4I_{13/2}$ 到 $^4I_{15/2}$ 的跃迁。1990 年, Massicott 等人研究发现^[20], 通过控制掺铒光纤的长度, 使铒离子的粒子数分布反转稳定在较低的程度, 可以使铒离子的 ASE 谱位移到 L 波段(1560~1620nm)。这种位移的 ASE 谱对应于 $^4I_{13/2}$ 到 $^4I_{15/2}$ 跃迁的带尾, 吸收和发射系数较小, 但是较为平坦^[22]。

由于低的离子数分布反转和低的吸收、发射系数, 要得到 L 波段的 ASE 谱需要的掺铒光纤较长。这增大了光纤的吸收损耗和后向 ASE 的积累, 降低了抽运转换效率。使用高掺杂、低损耗的掺铒光纤, 可以减少所需光纤长度, 降低吸收损耗和后向 ASE 能量的积累, 因此能够提高抽运效率。我们以高掺铒、低损耗光纤作为增益介质, 实现了 L 波段超荧光光纤光源。

图 6.3 是铒离子能级结构图。L 波段与 C 波段放大自发辐射(Amplified Spontaneous Emission, ASE)的形成原理一样, 都是由能级 $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 的跃迁产生的。不同的是, L 波段的放大自发辐射是由 $^4I_{13/2}$ 和 $^4I_{15/2}$ 主能级的斯塔克分裂能级的低能级之间的跃迁产生的。如图 6.3 所示, 铒离子吸收 980nm 或 1480nm 抽运光后, 首先在铒光纤的近端产生 C 波段的放大自发辐射, C 波段的放大自发辐射再被铒光纤远端离子吸收, 作为二次抽运源从而产生 L 波段的放大自发辐射。由于 L 波段的放大自发辐射用到的是铒离子增益带的尾部, 其发射系数和吸收系数都比 C 波段小 3~4 倍。因此, 对通常的掺铒光纤(铒离子浓度典型值为 300ppm~500ppm), 为了获得 L 波段大功率的放大自发辐射, 需要较长的掺铒光纤, 从而带来很多不利的影响, 如降低抽运转换效率, 出现各种非线性现象。我们选用高掺杂、低损耗掺铒光纤作为超荧光光源的增益介质, 可以解决上述问题。

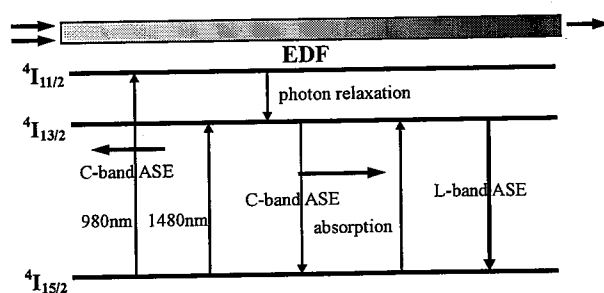


图 6.3 L 波段自发辐射原理

6.4.2 L 波段高掺铒超荧光光纤光源实验及结论

实验装置如图 6.4 所示，用 980nm 带尾纤输出的半导体激光二极管(Laser Diode, LD)作为抽运源，尾纤最大输出功率为 1W，中心波长 976.8nm，高掺铒光纤的模场半径 5 μm ，截止波长 900nm。在高掺铒光纤的前端镀有增透膜，它对 980nm 抽运光透过率大于 95%，光纤前端对信号光起到了一个反射镜的作用，由此构成了双程前向结构。高掺铒光纤的技术指标如表 6.1 所示，高掺铒光纤的后端磨成 15°倾角，用以避免由于反射而产生激光。由于透镜系统散射、吸收损耗，以及聚焦后光斑尺寸与高掺铒光纤芯径的差别，估计抽运光的损失约为 70%。选择高掺铒光纤长度 12cm，在不同抽运功率下，测量了超荧光光源的输出光谱及输出功率。实验中使用的光谱测量仪器为 ANDO 公司生产的 AQ 6317B 光谱分析仪，测量范围 600~1700nm，最大分辨率 0.01nm。抽运功率 380mW 时，超荧光光源输出光谱如图 6.5 所示。超荧光光源的 3dB 带宽 84.2nm，在 1553.1nm~1588.6nm 接近 36nm 的范围内，功率抖动小于 0.2dBm。光源输出功率随抽运功率的变化如图 6.6 所示，当抽运功率 380mW 时，获得最大输出功率 10.8mW，如果抽运功率再增加，则出现激射。超荧光光源的斜效率为 10.6%。

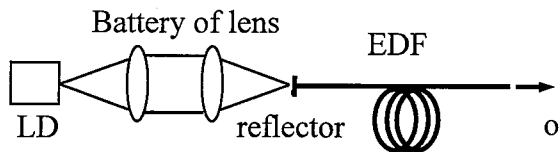


图 6.4 双程前向结构超荧光光源实验装置

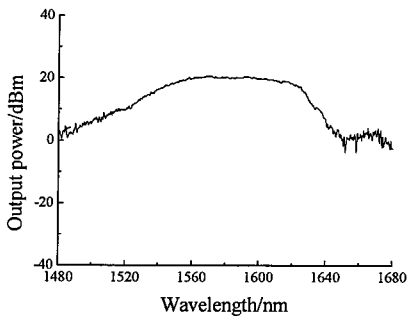


图 6.5 抽运功率 380mW、12cm 长高掺铒光纤超荧光光源输出光谱

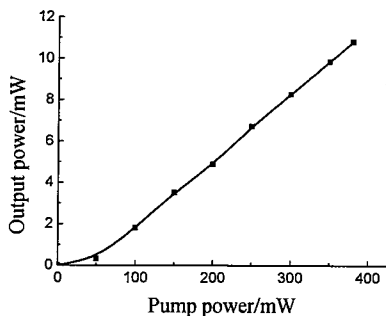


图 6.6 超荧光光源输出功率随抽运功率变化

表 6.1 高掺铒光纤技术指标

技术参数	单位	数值
MFD @1550nm	μm	6.5 ± 0.5
截止波长	nm	800-980
峰值铒吸收近1530nm	dB/m	110 ± 10
数值孔径	NA	0.2 ± 0.02
包层直径	μm	125 ± 2
涂覆层直径	μm	245 ± 15
模场直径/包层同心度偏差	μm	≤ 0.7
强度测试水平		kpsi ≥ 120
涂覆层材料		UV Cured Dual Acrylate

实验中,作为比较我们还采用 10cm 长的高掺铒光纤在相同条件下进行了实验,在 380mW 抽运功率下,其输出光谱如图 6.7 所示,光谱的 3dB 带宽为 32.2nm。在 C 波段的放大自发辐射远大于 L 波段,这使光源的 3dB 带宽明显下降。L 波段的放大自发辐射是由 C 波段的放大自发辐射抽运产生的,因此在光纤的后端才会有较大强度的 L 波段放大自发辐射存在。高掺铒光纤长度的选择对 L 波段放大自发辐射强度起着重要作用。如果光纤长度较短, C 波段放大自发辐射没有充分抽运 L 波段的放大自发辐射, L 波段光功率较低;相反,如果光纤长度较长,又会使 L 波段损耗增加,输出光功率下降,斜效率降低。可见,高掺铒光纤长度的选择对于获得高功率、光谱平坦的 L 波段放大自发辐射是十分关键的。经过计算,选择 12cm 的高掺铒光纤长度,即可获得 L 波段高输出光功率,又可获得十分平坦的光谱。

通常,放大自发辐射在掺铒光纤的前向(与抽运光同向传播)和后向(与抽运光反向传播)两个方向上产生,高掺铒光纤前端的反射镜可以反射后向传输的放大自发辐射,从而利用了两个方向上的放大自发辐射。产生的放大自发辐射最终由光纤后端输出,这种装置属于双程前向结构。实验中,我们对单程前向结构也进行了研究。将图 6.4 的结构去掉高掺铒光纤前端的增透膜,将其磨成 15° 倾角,

超荧光由光纤后端输出。在抽运功率 380mW 时，超荧光输出功率 6.1mW，小于双程前向结构的超荧光输出功率。

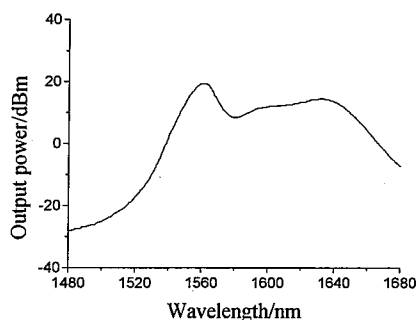


图 6.7 抽运功率 380mW、10cm 长高掺铒
光纤超荧光光源输出光谱

如果用耦合损耗小的反射装置收集 SFS 的某一端口超荧光构成双程系统，则另一端的荧光输出应是前向和反向输出功率之和，即 $P_s(z) = P_s^+(z) + P_s^-(z)$ 。由于双程前向结构利用了前、后两个方向的放大自发辐射，因此有更高的转换效率和较低的抽运功率，此外，双程前向装置还具有光谱热稳定性好的特点。

因为光纤的散射损耗很小，且前向与反向放大自发辐射超荧光增益相同，所以前向和后向荧光输出相同，即 $P_s^+(z) = P_s^-(z)$ 。可见，当反射镜的反射率为 100% 时，双程装置的输出功率应是相同条件下单程装置输出功率的 2 倍，但是由于我们使用的装置中，反射镜反射率并未达到 100%，使一部分反向放大自发辐射没有被利用，因此双程装置得到的输出功率大于单程装置的输出功率，但并非是其 2 倍。如果反射装置具有波长选择性，只对某特定波段的波长进行收集，则此特定波段的荧光输出将会成倍增加。如果选择合适的反射率，使反射镜对 C 波段的反射率大于对 L 波段，就有可能实现 C+L 波段的超荧光输出。

参考文献

- [1] R. A. Berth, B. Culshaw, C. C. Cutler et al. Source statistics and the Kerr effect in fiber-optic gyroscope[J]. Opt. Lett., 1982, 7(11):563-565.
- [2] B. Moslehi, J. W. Goodman, M. Tur et al. Fiber-optic lattice signal processing[J]. Proc. IEEE., 1984, 72(7):909-930.
- [3] P.F. Wysocki, M.J.F. Digonnet, and B.Y. Kim. Wavelength stability of a

- high-output, broadband, Er-doped superfluorescent fiber source pumped near 980nm[J]. Opt. Lett., 1991, 16(12):961~963.
- [4] D.C. Hall and W.K. Burns. Wavelength stability optimization in Er^{3+} -doped superfluorescent fiber sources[J]. Electron. Lett., 1994, 30(8):653~654.
- [5] I.N.Duling III, W.K.Burns, and L.Goldberg. High-power superfluorescent fiber source[J]. Opt. Lett., 1990, 15(1):33~35.
- [6] L. A. Wang and C. D.Chen. Stable and broadband Er-doped superfluorescent fibre sources using double-pass backward configuration[J]. Electron. Lett., 32(19): 1815-1817.
- [7] Ju Han Lee, Uh-Chan Ryu, and Namkyoo Park. Passive erbium-doped fiber seed photon generator for high-power Er^{3+} -doped fiber fluorescent sources with an 80-nm bandwidth[J]. Opt. Lett., 24(5):279-281.
- [8] Robert P. Moeller, and William K. Burns. Wavelength stability characteristics of a high-power, amplified superfluorescent source[J]. IEEE J of Lightwave Technology, 1999, 17(8):1415-1421.
- [9] R. P. Espindola, G. Ales, J. Park et al. 80nm spectrally flattened, high power erbium amplified spontaneous emission fibre source[J]. Electron. Lett., 2000, 36(15):1263-1265.
- [10] R.P.Espindola, G.Ales, J. Park et al. 80nm spectrally flattened, high power erbium amplified spontaneous emission fiber source[J]. Electron. Lett., 2000, 36(15): 1263~1265.
- [11] H.Chen, M.Lebianc, G.W.Schinn. Gain enhanced L-band optical fiber amplifiers and tunable fiber lasers with erbium-doped fibers[J]. Opt. Commun., 2003, 21(6): 119~125.
- [12] Wysocki P F, Digonnet M J F, Kim B Y et al. Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications[J]. J. Lightwave Technol, 1994, 12(3):550~567.
- [13] Imai K, Tsuritani T, Takeda N et al. 500 Gb/s (50/spl times/10.66 Gb/s) WDM transmission over 4000km using broad-band EDFA's and low dispersion slope fiber[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2000, 12(7):909~911.
- [14] Shen Linfang, Qian Jingren. High-Stability and Broad-Band Erbium-Doped Superfluorescent Fiber Source[J]. Acta Opt. Sin., 2001, 21(3):300~304.
- [15] 侯国付, 李乙钢, 付成鹏等. 掺稀土元素光纤超荧光光源[J]. 激光杂志, 2002, 23(1):17~18.

- [16]邢丽峰, 冯莹, 肖瑞. 宽带掺铒光纤超荧光光源[J]. 激光与光电子学进展, 2003, 40(12):37~38.
- [17]Wang L A, Chen C D. Table and broadband Er^{3+} -doped superfluorescent fiberrcesdouble-passbackward-configuration[J]. Electron. Lett., 1996, 32(19): 1815~1817.
- [184]Su C D, Wang L A. Linewidth boardening of Er-doped superfluorescent fiber source using long period grating[J]. Electron. Lett., 1999, 35(4):331~332.
- [19]邢丽峰, 肖瑞, 冯莹. 双程后向结构掺铒光纤超荧光光源研究[J]. 激光技术, 2004, 28(2):221~222.
- [20]Massicott J F, Armitage J R, Wyatt R et al.. High gain broadband $1.6\mu\text{m}$ Er^{3+} -doped silica fiber amplifier[J]. Electron. Lett., 1990, 26(20):1645~1646.
- [21]Paul F. Wysocki, M. J. F. Digonnet, B. Y. Kim et al. Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications[J]. IEEE J of Lightwave Technology, 1994, 12(3):550-567.
- [22]Hirotaka Ono, Makoto Yamada, Terutoshi Kanamori et al.. $1.58\mu\text{m}$ band gain-flattened erbium-doped fiber amplifiers for WDM transmission systems[J]. Journal of Lightwave Technology, 1999, 17(3):490~496.

第七章 SBS 脉冲压缩双包层光纤激光器研究

7.1 SBS 调 Q 理论

受激布里渊区散射(SBS)是一种非线性过程。SBS 过程可以经典的描述为抽运波、斯托克斯波通过声波进行的非线性相互作用。常温下, 光纤介质中由于大量质点的统计热运动, 将产生频率为 ν_A 的非常弱的自发弹性超声波。若将频率为 ν_p 的抽运光耦合到光纤中, 光波电矢量引起介质的电致伸缩, 使介质中的自发超声波得到雪崩式的相干放大, 即产生很强的感应声波, 引起光纤介质折射率的周期性的调制, 起到了“折射率衍射光栅”的作用^[1~3]。

可以证明, 单模光纤中的 SBS 过程为背向布利渊散射过程。在量子力学中, 这个散射过程可以看成一个抽运光子的湮灭, 同时产生了一个斯托克斯光子核一个声频声子^[4,5]。由于在散射过程中能量和动量必须守恒, 因此, 三个波之间的频率和波矢有以下关系

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \quad (7.1)$$

$$\vec{K}_B = \vec{K}_p - \vec{K}_s \quad (7.2)$$

式中 ω_p 和 ω_s 分别为抽运波和斯托克斯波的频率, K_p 和 K_s 是抽运波和斯托克斯波波矢。式(7.2)中波矢量之间关系如图 7.1 所示。由于斯托克斯波和抽运光的频率在光频范围内, 所以 $k_s = k_0 n_s = \omega_s n_s / c$, $k_p = k_0 n_p = \omega_p n_p / c$, 二者相差不大。故图 7.1 所示的三角形几乎为等腰三角形, 于是得到

$$k_B \approx 2k_p \sin \theta / 2 \quad (7.3)$$

式中 θ 是入射抽运光与散射光波矢量之间的夹角, 声波的色散关系为

$$\Omega_B = k_B \cdot v_a \quad (7.4)$$

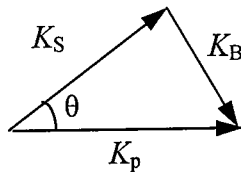


图 7.1 波矢量表示的 SBS 相位匹配关系

其中 v_a 是声波在介质中的传播速度，将式(7.3)代入式(7.4)中得到布利渊频移

$$\Omega_B = 2k_p \sin \frac{\theta}{2} \cdot v_a = 2\omega_p n_p \sin \frac{\theta}{2} \cdot \frac{v_a}{c} \quad (7.5)$$

式中 n_p 是介质相对于频率 ω_p 的等效折射率， c 是真空中光速。从上式可以看出布利渊频移 Ω_B 主要取决于散射方向。当 $\theta=0$ 时 $\Omega_B=0$ ；当 $\theta=180^\circ$ 时 Ω_B 最大

$$\Omega_B = 2k_p \cdot v_a = 2\omega_p n_p \cdot \frac{v_a}{c} = \frac{4\pi n_p v_a}{\lambda_p} \quad (7.6)$$

在单模光纤中，只有前后向为相关方向。因此，在光纤中仅存在背向的 SBS。

SBS 存在阈值功率。如果抽运光和斯托克斯光都是连续波或者准连续波，则抽运光强度 I_p 和斯托克斯光强度 I_s 满足耦合方程

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s \quad (7.7)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p \quad (7.8)$$

在忽略光纤损耗的情况下 ($\alpha=0$)，可以写成

$$\frac{d}{dz}(I_p - I_s) = 0 \quad (7.9)$$

即 $I_p - I_s$ 沿光纤保持为一常数。这说明了 SBS 过程的能量守恒关系。对于式(7.7)，忽略 SBS 导致的衰减，有

$$I_p = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (7.10)$$

设光纤长度为 L ，则在光纤输入端有斯托克斯波输出，强度 $I_s(0)$ 为

$$I_s(0) = I_s(L) \exp[g_B P_0 L_{eff} / A_{eff} - \alpha L] \quad (7.11)$$

式中 A_{eff} 为光纤的有效面积， $P_0=I_0 A_{eff}$ 是抽运光输入功率， L_{eff} 为光纤的有效长度

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (7.12)$$

定义 $I_s(0) = I_p(L)$ 时的输入抽运功率为 SBS 的阈值功率 P_{th} 。则可以得到光纤中背向 SBS 的阈值

$$P_{th} = 21 A_{eff} / g_B L_{eff} \quad (7.13)$$

其中， g_B 为 SBS 频移 Ω_B 处的增益系数，它几乎与抽运光波长无关。

从公式(7.13)中可以看出，SBS 的阈值功率与光纤长度成反比，与光纤的有

效面积成正比,即光纤越短、有效面积越大,SBS 阈值功率越高。当谐振腔中的激光功率达到并超过 SBS 的阈值时,即产生背向 SBS 过程。由于入射光子与声子的相互作用,入射光子湮灭,产生布拉格衍射的背向散射光波。这种衍射光栅是由入射光波电矢量建立起来的。当入射光波把绝大部分能量转换成衍射光波时,衍射光栅将会消失。这样就在腔内产生布利渊散射光的弛豫振荡脉冲。当腔参数选择合适时,会产生稳定的自调 Q 光脉冲输出^[6]。

7.2 SBS 脉冲压缩双包层光纤激光器实验装置

实验装置如图 7.2 所示,抽运源为大功率半导体激光器光纤耦合模块,输出光纤直径是 $400\mu\text{m}$,数值孔径是 0.22,输出中心波长为 970nm 。该抽运模块本来工作在连续输出状态,通过用 TTL 电平的矩形波脉冲进行调制也可以实现脉冲输出。为此,设计了一个如图 7.3 所示的脉冲发生器电路,来调制抽运模块,使其实现脉冲输出。通过改变电路中的可变电阻和可变电容来改变脉冲的频率(频率范围 $500\text{Hz}\sim 18\text{kHz}$)和正脉冲的宽度。

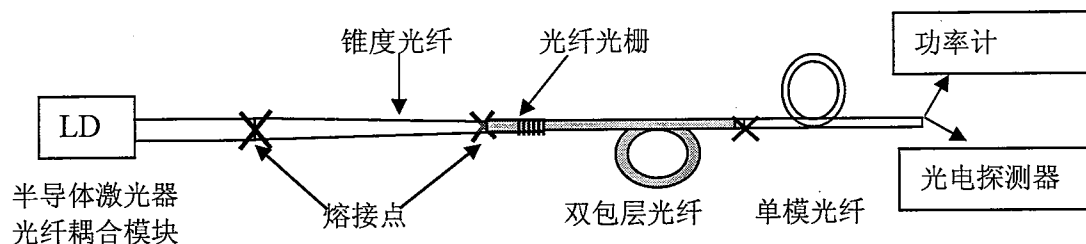


图 7.2 全光纤包层抽运调 Q 光纤激光器结构图

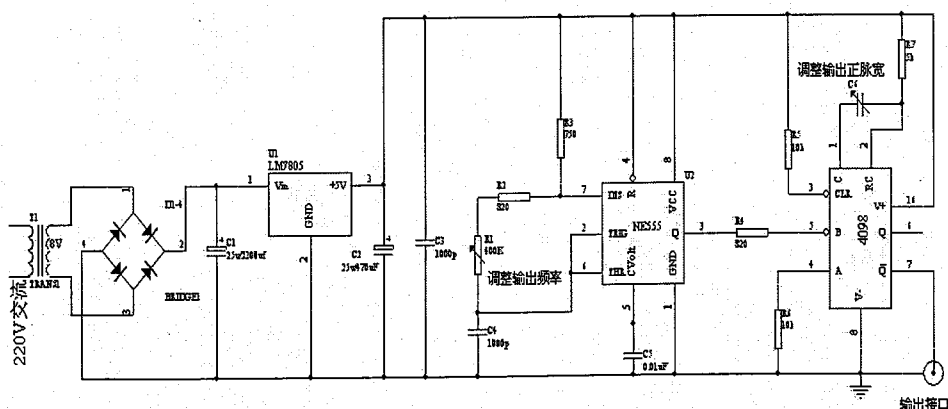


图 7.3 调制抽运模块的脉冲发生器电路

增益光纤为掺镱离子双包层光纤，内包层是准直径为 $210\mu\text{m}$ 的星形结构，纤芯直径为 $8\mu\text{m}$ ，内包层与外包层之间的数值孔径为 0.45，纤芯与内包层之间的数值孔径小于 0.15，双包层光纤长度为 20m。光纤光栅对抽运光的透过率为 99%，中心反射波长为 1070nm。锥形光纤两端的直径为 $400\mu\text{m}$ 和 $200\mu\text{m}$ ，数值孔径分别为 0.22 和 0.45，实验测定锥形光纤的传输效率为 90%。单模光纤为美国 corning 公司的 HI1060 光纤，单模光纤长度为 10 米。在实验中使用 PIN 快速光电二极管(PF511)进行探测，用带宽为 100MHz 的示波器观察脉冲波形。用功率计测量激光输出功率。

为得到脉冲抽运电流和入纤功率的对应关系，在锥度光纤的末端熔接了约 10 毫米的双包层光纤，在双包层输出端监测输出功率。得到图 7.4 所示的抽运电流和入纤功率的光纤曲线。通过该关系曲线，很容易得到实验中抽运电流所对应的入纤功率。

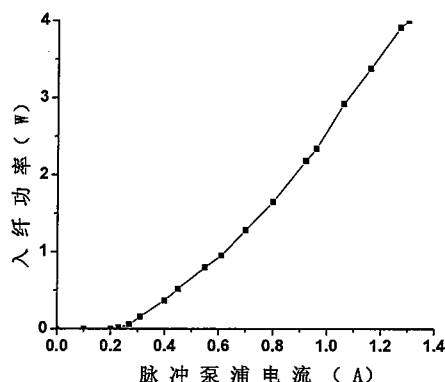


图 7.4 入纤功率随脉冲抽运电流的关系曲线

7.3 实验结果和分析

先采用连续抽运方式，当抽运模块抽运电流为 500mA 时，光电探测器开始有信号输出。这说明此时抽运功率满足了光纤激光器的阈值条件，开始连续输出。当电流为 810mA 时，示波器上出现杂乱无章的脉冲，如图 7.5(a) 所示。这种自脉动的产生可能是由于信号光子在未被抽运的那部分光纤中传输时，被增益介质吸收引起的^[7]。在端面抽运的二能级系统中，由于 1070nm 的信号光在 Yb^{3+} 离子的吸收谱范围内，在抽运功率较低时，远离注入端的一段掺 Yb^{3+} 光纤因抽运不足未能实现粒子数反转，因而对激光信号产生可饱和自吸收，导致激光器出现被调 Q 输出。在这种情况下，激光在时域上呈现自脉动特性。继续增大电流，

脉冲仍不稳定,但脉冲宽度变窄,如图 7.5(b)所示。当抽运电流增大到 1.25A 时,出现不稳定巨脉冲,典型的脉冲如图 7.5(c)所示,脉宽为 500ns 左右。这种脉冲很不稳定,时断时续。继续增大抽运电流,脉冲仍不稳定。用光谱仪观测输出光谱,未发现拉曼谱线。由 7.1 节知道, SBS 的阈值和有效纤芯面积呈正比,和光纤长度成反比。受激拉曼散射的阈值和 SBS 有相似的表达式,但拉曼增益系数 g_R 要比布里渊增益系数 g_B 大 3 个数量级,因而 SRS 阈值要比 SBS 阈值大 3 个数量级。上述实验现象说明,在本实验现有的实验水平下,纤芯中的激光功率达到了 SBS 阈值,而未达到 SRS 阈值。

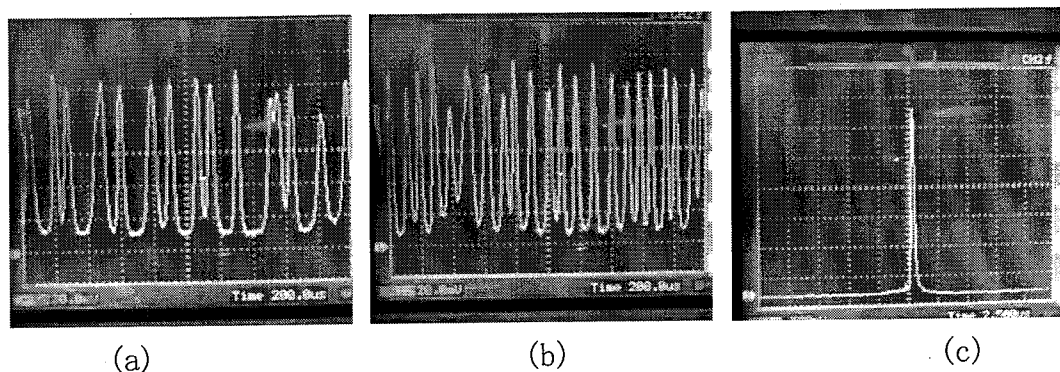


图 7.5 抽运电流为(a)810mA、(b)900mA、(c)1.25A 时激光器时域谱

为了得到重复频率稳定的脉冲输出,采用脉冲抽运方式,重复频率为 15kHz。首先,不接单模光纤,仅利用双包层光纤端面 4% 的菲涅耳反射作为反馈,测量包层抽运光纤激光器的时域特性。图 7.6 为抽运电流为 500mA 时得到的光纤激光器的脉冲输出。图中上方的曲线为抽运源的调制信号,下方的曲线为光纤激光器的输出脉冲。从图中可以看出这时光纤激光器输出的脉冲宽度、周期与抽运源的输出脉冲完全一致。继续增大电流,输出脉冲幅度增大,周期和脉宽仍然不变。

然后将 10 米单模光纤和双包层光纤相熔接,观测从单模光纤输出的激光脉冲。当脉冲抽运电流(即平均抽运电流)为 780mA 时,激光器开始有脉冲输出。这说明激光器的阈值抽运电流为 0.78A。继续增大电流,获得重复频率稳定的脉冲,脉冲宽度为微秒量级,重复频率和抽运源的重复频率完全相同。如图 7.7 所示为抽运电流为 1.15A 时,得到的激光器输出时域图。图中,上方矩形波为抽运源的输出波形,下方尖脉冲为光纤激光器输出光脉冲,脉冲宽度为 1.5 微秒左右。继续增大电流,脉冲幅度增大。当抽运电流为 1.17A 时,在每个主脉冲的后面出现一个次脉冲,次脉冲和主脉冲相隔 17 微秒,如图 7.8 所示。这可能是由于在

当前的抽运方式下，抽运光的脉宽较宽，抽运功率较高，导致反转的粒子数不能在单脉冲内全部消耗，这样就出现了次脉冲^[8]。抽运电流继续增大，在次脉冲后面会出现第 3 个脉冲。接着增大抽运电流，第二、第三脉冲幅度减小，在主脉冲处出现巨脉冲。这说明纤芯内的激光功率已经达到 SBS 的阈值功率。当抽运电流为 1.27A 时，得到了纳秒级的脉冲，典型的脉冲宽度为 400 纳秒，如图 7.9 所示。但该脉冲不是十分稳定，脉冲幅度大约有 10% 的变化。这时，测得激光输出平均功率为 2.53W。继续增大电流，脉冲幅度增大，但仍然幅度有波动。由于在当前的抽运方式下，抽运模块只能提供最大 1.3A 的抽运电流，故未能继续增大抽运功率。

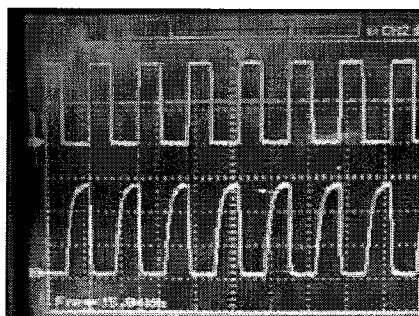


图 7.6 未接单模光纤，抽运电流 500mA 时光纤激光器的时域特性

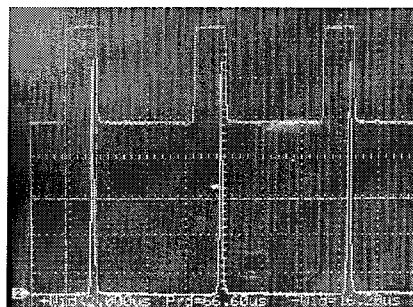


图 7.7 接入 10 米单模光纤时电流 1.15A 时激光器时域谱

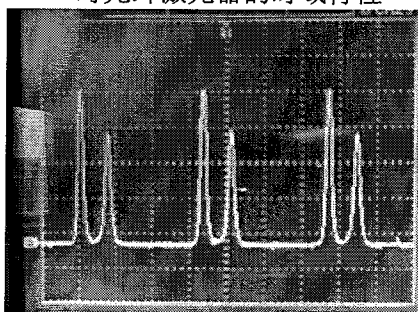


图 7.8 主脉冲后出现次脉冲的情况

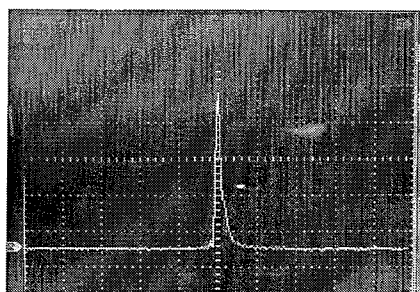


图 7.9 电流 1.27A 时测得的典型脉冲

设计了频率可调、脉宽可调的脉冲发生器电路将光纤抽运模块加以调制，实现抽运源的脉冲输出。LD 光纤耦合模块通过锥度光纤与准圆形结构内包层掺 Yb^{3+} 光纤熔接，光纤光栅构成激光谐振腔的高反镜。采用脉冲抽运方式，利用纤芯中的背向 SBS 效应对光纤激光器的脉冲进行压缩，实现了光纤激光器的脉冲输出。在平均入纤功率为 4W 时获得 2.53W 的平均输出功率。输出光脉冲重复频率为 15kHz，脉冲宽度为 400 纳秒。且该激光器为全光纤结构，结构紧凑。因

限于实验设备和材料的限制,脉冲宽度未能压缩到几个纳秒。但该实验为研制实用化的脉冲光纤激光器,提供了一个新思路。

参考文献

- [1] H L Offerhaus, J A Alvarez-Chave, J Nilsson et al. Multi-mJ, Multi-Watt Q-switched fiber laser[J]. CLEO'99 Baltimore, 1999, CPD10, 3:23-28.
- [2] Z J Chen, A B Grudinin, J Porta et al. Enhanced Q-switching in double-clad fiber lasers [J]. Opt. Lett., 1998, 23(6):454-456.
- [3] 吕福云, 樊亚仙, 王宏杰等. 包层抽运调 Q 光纤激光器的实验研究[J]. 中国激光, 2003, 30(12):1057-1060.
- [4] S V Chernikov, Y Zhu, J R Taylor et al. Supercontinuum self-Q-Switched ytterbium fiber laser [J]. Opt. Lett., 1997, 22(5):298-300.
- [5] 贾东方, 余震虹. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 第一版, 北京:电子工业出版社.
- [6] 李玉权, 崔敏. 光波导理论与技术[M]. 第一版, 北京:人民邮电出版社.
- [7] Ammar Hideur, Thierry Chartier, Cafer Ozkul et al. Dynamics and stabilization of high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser[J]. Opt. Comm., 2000, 186(4-6):311-317.
- [8] Ya-Xian Fan, Fu-Yun Lu, Shu-Ling Hu et al. Narrow-linewidth widely tunable hybrid Q-switched double-clad fiber laser[J]. Opt. Lett., 2003, 28(7):537-539.

第八章 高功率光纤激光及其相干组束系统

8.1 概述

最近几年,高功率双包层光纤激光器获得突飞猛进地发展^[1-4],国际上美国 IPG,SDL 和俄罗斯 IRE Polus 等公司能提供高功率双包层光纤激光器产品。IPG 生产、销售的连续掺镜光纤激光系统,功率从 1 瓦直到 5 千瓦,主要应用于各种材料加工。IPG 光子总裁 Valentin Gapontsev 博士讲,“高功率光纤激光系统具有很高的应用价值,因为它们能使很多其它激光技术无法问津的应用成为可能”^[5]。目前在欧美发达国家中,大约有 50%-70%的汽车零部件都用到了激光加工技术。上海大众等汽车制造厂也采用激光加工技术焊接车身与箱体等部件;欧美及日本主要的大型船厂已大量采用激光加工技术,例如激光辅助平板成型技术可以代替费力、费时、具有一定的危险性的机械加热成型工艺,应用前景良好;日本的 Kawasaki 重工等造船企业已经安装了高功率激光平板切割系统;德国的 Meyer&Werft 也安装了四台 12kW 的 CO₂ 激光器,用来焊接不同长度的船体加强杆;美国、欧洲等地区正在进行大功率光纤激光工业加工设备的开发,有 2kW、6kW 输出的工业级光纤激光器。2005 年 10 月德国国家材料及化学技术研究所(BAM)安装了一台二极管泵 2 千瓦掺镜光纤激光系统(YLR-20000)^[6],用于合金及钢材等不同材料加工的研究,这是世界上最强的商用固体激光器,开启了光纤激光在材料加工领域中新的挑战。

随着双包层掺杂光纤工艺的成熟、抽运耦合技术的进步以及多模 LD 的功率大幅度提高,光纤激光器的输出功率水平直线攀升,纪录快速被刷新。1999 年 V.Dominic 等报道他们采用双向抽运掺 Yb 矩形双包层光纤,获得 110 瓦单横模连续激光输出^[7],没有发现任何损伤,这是双包层光纤激光开始走向高功率的标志;2004 年初,IPG 宣布研制的 D 形双包层光纤激光器的输出功率突破 1000 瓦。被誉为光纤激光发展上的又一个新的里程碑。近来利用单根双包层光纤已经获得了 2000 瓦的单模激光输出。由此也导致了許多新现象和新理念的涌现,大大丰富了光纤器件乃至光纤光子学的研究领域。图 8.1 展示了高功率掺镜包层抽运光纤激光器研究进展。

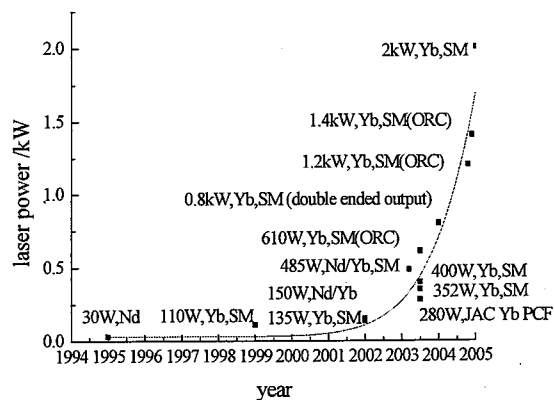


图 8.1 高功率掺镱光纤激光器研究进展

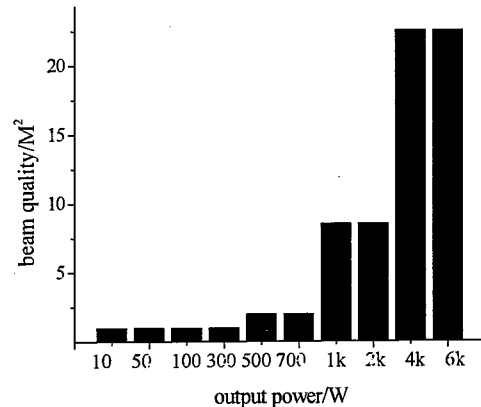


图 8.2 输出功率与光束质量变化

8.2 高功率光纤激光器相干组束系统

近年来,在高功率光纤激光研究及其应用领域,呈现出以下四个明显趋势,

- (1) 单根光纤激光器的连续输出功率从二百瓦量级向数千瓦级水平发展,目前采用单级振荡光纤激光的最高功率输出已达到1530W,是由德国Jana采用双包层光子晶体光纤实现的,采用振荡放大的方式,IPG公司已经实现了2kW的激光输出;
- (2) 高功率连续光纤激光器向高平均功率脉冲光纤激光器发展,采用种子光振荡放大方式是实现高平均功率、大能量脉冲光纤激光输出的主要技术手段,目前对于数十纳秒级脉宽、几十kHz重复频率的脉冲指标,脉冲光纤激光的输出平均功率已达到百瓦级水平;
- (3) 高功率光纤激光的组束从常规组束系统向相干组束系统发展,常规组束系统虽然可提供更高的输出功率,但激光束的光束质量变差,在应用于远距离工作目标时,受到很大限制;
- (4) 光纤激光的应用从中低功率打标、雕刻(百瓦级)向高功率的重金属切割、焊接方向发展(数千瓦)。

采用单根光纤获得更高功率的激光输出,一直是近年来光纤激光领域的主要研究内容之一,然而,由于非线性、热破坏等效应的限制,单根光纤激光的输出功率毕竟有限。目前,百瓦级功率输出的单模光纤激光器在技术上已经成熟,并且有产品出售,而对于几百瓦到千瓦级的光纤激光器来说,由于其采用了粗芯的多模双包层光纤,输出激光通常并不是单模。而在激光精密加工和国防军事等领域中,对激光功率和光束质量都有相当高的要求,双包层光纤激光系统发展的主要目标之一就是提高激光功率的同时,保持其良好的光束质量。

将多个高功率光纤激光器的输出光束进行组合,可以有效提升系统总的输出

功率。从光束组束的原理上来看，可大体分为非相干组束和相干组束二种。光纤激光的非相干组束就是将各个光纤激光的输出通过一些光学元件组合为一束，由于各个光纤激光之间没有相位上的联系，是非相干的，因而这种系统虽然可以使总的激光输出功率得到大幅度提升，但输出光束质量相对于单根光纤激光来说却变差很多，故而激光的亮度并没有本质上的提高。如通过将多台百瓦级的光纤激光组合，IPG 公司已经得到 2kW、4kW、6kW 以至 10kW 的光纤激光器，但其光束质量却变差很多。对于 1kW 的光纤激光器，光束质量因子 $M^2 < 7 \sim 10$ ，如图 8.2 所示。

光束相干合成技术最近在高功率激光研究领域获得了极大的重视。在某些应用领域需要激光器的输出功率达到几千瓦乃至几百千瓦，但是由于受激活介质的特性、散热、和工作方式等物理机制的限制，大幅度地提高单根光纤激光器的输出功率不可能实现，光束合成技术是解决这一难题的有效方法。简单的并束虽然会获得高的功率；但是光束质量会明显变差。IPG 公司用这种简单的组束技术获得超过 10 千瓦的光纤激光，但光束质量因子 M^2 接近了 10。目前超高功率光纤激光器的发展趋势是将多束光纤激光有效合成为一束高功率激光，合成后的激光束达到超高功率的同时保持良好的光束质量，即相干合成技术。光纤激光器的最大特点在于激光器为光纤化结构，能够方便地对光路进行调整；光纤的尺寸非常小，也便于多路激光的组束耦合^[8-10]。光束相干合成技术涉及了光学、电子学、物理学等多个学科知识的综合运用，其中蕴含着诸多创新性的技术和理念，这个领域的深入研究，不仅对高功率光纤激光器，而是将对整个光学领域产生深远的影响。目前，国际上关于光纤激光器相干组束的研究也刚刚起步，并且由于涉及军事保密，相关详细报道较少。

目前，高功率光纤激光的相干组束技术已经为国际上研究的热点，美国、德国等国家正在鼓励和支持这类研究的开展，但到目前为止，还未取得实质性的进展和突破。光纤激光的相干组束系统可以分为两类，一种是光纤激光的振荡式相干耦合，就是将多个掺杂光纤的输出按照一定的方式布局，使之共用一个输出谐振腔，借助于光纤激光间的反射衍射效应，获得相干耦合输出；另一种是基于种子光功率放大式(MOPA)的相干耦合，就是多个双包层光纤放大器共用一个种子光源，通过对各个放大器的精密调相，实现放大激光的同相输出，获得相干耦合。此外，利用各个光纤激光器输出波长的微小差别，还可以进行光谱组束，目前已

经有两个百瓦级光纤激光器通过体全息布拉格光栅进行光谱组束的结果报道。随着光纤制备工艺的发展,采用多芯双包层光纤实现高功率相干耦合激光输出也是高功率光纤激光器的发展方向。

Northrop Gruman 航空技术研究所建立起了一个 7 个光纤激光组成的相干组束实验系统。该系统采用了基于 MOPA 的双程光纤放大和反馈控制调相技术,实现了由七个高功率光纤激光器组成的基于多个掺镱保偏单模光纤放大器的激光器列阵,获得了 155W 的相干耦合输出。该相干系统的主振荡器(MO)是一个带有被调制的驱动电流的分布反馈激光器,主振荡器发出的激光被分成 8 路:1 路为参考臂,另外 7 路为放大信号臂。参考臂在一个声光布拉格晶格里产生了频移,然后每个信号臂的采样与参考光束进行干涉,产生一个外差拍状跳动波形用来测量相对参考臂的相位。每个臂的相位均通过一个控制电压调节独立的铌酸锂波导相位调节器。在功率放大器之前,两套前置输出 3W 以上的功率,然后通过光纤输出端,抽运光被注入到功率放大器中,最后每束信号输出光被引导到一个输出列阵和修正相位的棱镜上。目前该研究组已完成了 4 个小功率光纤激光器的一起调相。

2003 年,新墨西哥大学空军实验室和 MIT 林肯实验室进行了两束光纤激光的验证性实验,实现了两个 10W 光纤放大器的相干合成,实验装置如图 8.3 所示。

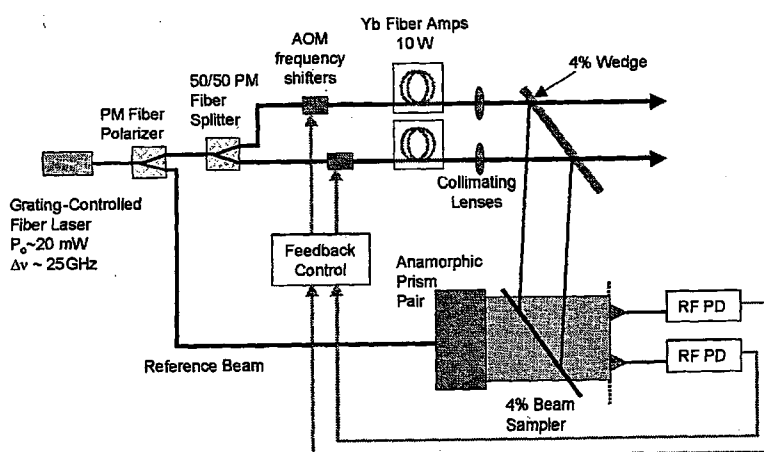


图 8.3 MOPA 式光纤激光相干合成系统实验装置

2005 年,美国 California 的 HRL Laboratories 报道了一种全光纤激光器阵列的自组装相干法,如图 8.4 所示。在他们的实验系统中,采用五根掺 Nd 的单模光纤,每根光纤上熔接一个波分复用器 WDM,用极值激光器进行抽运,每根光

纤左端刻有布拉格光纤光栅(对 1064nm 光高反)作为腔镜, 每根光纤都配有偏振控制器, 右端接到一个由 4 个 2×2 的耦合器组成黑盒中(图 8.4 中阴影矩形部分), 盒子的右端接一根输出光纤, 端面抛光, 利用其菲涅尔反射和光纤布拉格光栅构成谐振腔。耦合器盒子将右端的端面反馈平均分配到五根光纤中, 使得每根光纤相互之间都有足够的耦合光, 从而达到同相的目的, 最后从右端获得相干耦合输出。在该系统中, 由于采用的常规单模光纤, 实验上仅得到 25mW 的激光输出。在该技术中, 虽然实现了全光纤化, 但耦合器在高功率下的激光损伤将是限制其应用于高功率光纤激光相干耦合的主要原因。

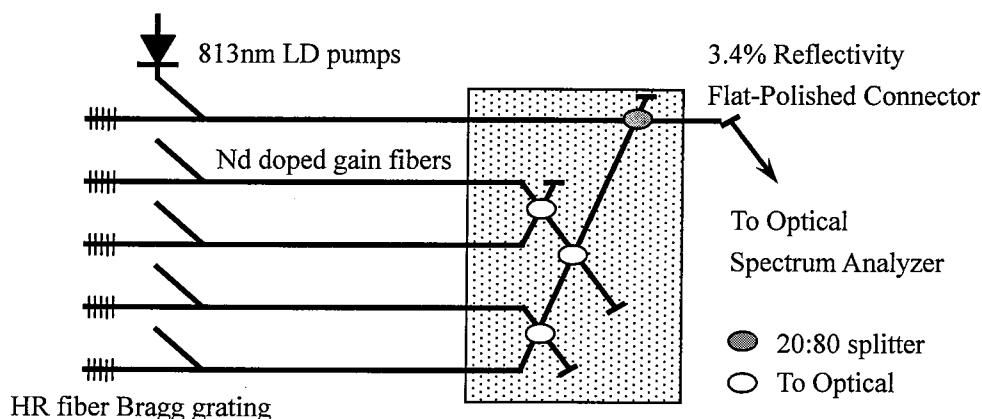


图 8.4 自组装相干发全光纤激光器阵列

Monica Minden 报道了利用多根光纤熔锥处光束间相互作用, 可以获得多个光纤激光相干输出, 如图 8.5 所示。图 8.5(b)为实验装置, 在单根光纤内, 光束在光纤芯中独立传输, 但是在激光器输出端, 由于熔融光纤束的纤芯靠得更近, 各纤芯内光场之间通过耦合作用而具有相同的频率、相位, 以此输出端和抽运端光纤光栅构成谐振腔, 可以实现多个光纤激光器相干输出。图 8.5(a)为 7 个光纤激光器相干耦合后输出光谱, 在中心处集中了 51% 的激光能量。

高功率光纤激光及其相干组束系统由于其在军事方面的重要应用而受到各方面关注, 并且各国家在技术方面都对其实施保密。前面提到的各相干系统, 为了获得高功率, 多采用了 MOPA 方式, 这里提出一种新设想。多个激光器输出要想实现相干需满足频率、偏振和相位一致, 可以采用多个输出波长相同彼此独立的光纤激光器进行相干(输出皆采用保偏光纤保证偏振一致), 一个稳定输出的光纤激光器作为参考激光, 采用前面所述各种方法的相位调制方法对各个激光器相位进行调制保证相位一致; 由于是彼此独立的光纤激光器, 输出波长必然存在

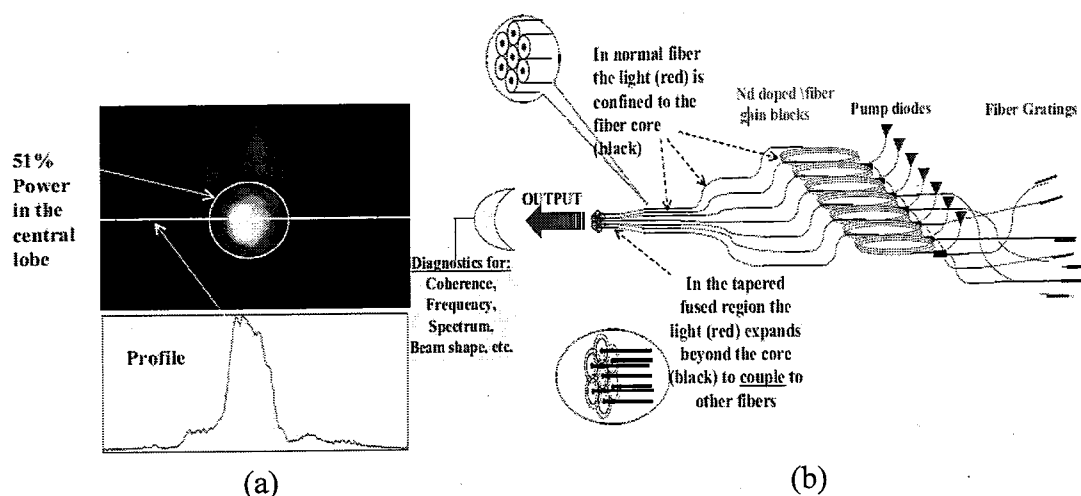


图 8.5 多个光纤激光相干相干输出光谱(a)和实验装置(b)

偏差, 利用各激光器与参考激光器比较方法, 判断出个激光器与参考激光器波长差别, 利用频率器使各激光器输出波长相同, 从而使各光纤激光器输出激光满足相干条件。上述方法实现的光纤激光器相干组束系统, 利用彼此独立的光纤激光器实现相干输出, 改变独立激光器的功率即可获得不同功率的相干光, 灵活性更大, 实现起来更加容易。

8.3 高功率光子晶体光纤激光器

目前常规的掺 Yb^{3+} 双包层石英光纤是利用材料差异来控制光纤包层和纤芯之间的折射率差, 受波导结构限制, 光纤包层的数值孔径和维持单模传输的纤芯面积小, 造成了激光器高功率运转时会由于纤芯能量过于密集而出现一些非线性效应, 并会导致光纤的损坏, 而且材料掺杂不均也会引入散射损耗。这些缺点限制了光纤激光器性能的进一步提高。90年代中期, 第一根光子晶体光纤(PCF)的诞生, 为人们构建光纤有源器件提供了一种新的载体。

在光子晶体光纤出现以后, 包层抽运技术又被迅速应用于研发高功率光子晶体光纤激光器^[11~13]。光子晶体光纤又称微结构光纤, 是最近几年刚兴起的一种十分引人注目的新型光纤, 横截面方向上周期排列的波长量级空气孔微结构构成它的包层、光子晶体光纤的性质依赖于它特殊的包层结构, 改变气孔的尺寸和间距就可以方便地改变光纤的导波性质, 据此可以设计出一些具有特殊性质的光纤, 为研制更优越、更强大的光纤激光器提供了发展空间、例如: 可以设计出具有极大数值孔径(最高达0.9)的光子晶体光纤, 这将对激光器的抽运非常有利; 光

纤的模场面积根据需要设计的自由度相当大,并保持单模,可以研制高功率单模光纤激光器^[14,15];光子晶体光纤具有独特的色散特性——零色散点可推移至可见光波段,使它具有制造可见波段全光纤孤子激光器的潜力;光子晶体光纤可以具有非常高的非线性;可以进行拉曼激光器与放大器的研制;利用包层抽运的掺杂光子晶体光纤可以研制保偏输出的高功率光纤激光器等^[16,17]。目前利用包层抽运技术,光子晶体光纤激光器也达到了千瓦以上的功率输出^[18]。

将PCF设计成双包层结构,用厚度小于传输波长的硅条在PCF内包层周围悬置硅网构成空气包层,可以大大提高PCF内包层的数值孔径,不仅较大地缩小内包层直径而维持对抽运光的吸收不变,而且通过提高纤芯内包层的面积比可以提高纤芯对抽运光的吸收,并使PCF的工作长度缩短。大模面积的设计和有效缩短吸收长度可以大大减小光纤中的非线性效应。另外,利用PCF的无穷单模传输特性,采用多芯结构的双包层PCF可以很好实现激光的相干合成,极大地提高光纤激光器的输出功率和光束质量^[19,20],必将产生光纤激光技术的革命性突破。

目前报导的掺杂大模面积PCF激光器主公有掺Yb³⁺、掺Nd³⁺和掺Er³⁺三种PCF激光器^[21,22],报导最多的是掺Yb³⁺PCF激光器^[23~32]。

2000年,英国的Wadsworth等人用Ti:sapphire激光器(波长970nm)抽运一段81mm长的掺Yb³⁺PCF,观察到了波长为1040nm的激光输出,标志了第一台PCF激光器问世^[23]。2001年,J. K. Sahu 等科研人员首次报导了该课题组研制的可调谐包层抽运微结构光纤激光器^[24]。光纤的纤芯直径9 μ m,数值孔径0.08,截止波长940nm,内包层为纯硅玻璃材料,直径36 μ m,外面为3层空气孔密集排列的微结构区,在微结构区与内包层之间的折射率差较大,所以内包层的数值孔径高达0.5。光纤对掺Yb³⁺辐射光谱的再吸收直接影响着掺Yb³⁺光纤激光器的调谐范围,因此要求短的光纤,以减小再吸收效应,拓宽调谐范围,也有利于降低激光器的阈值。2001年Furusawa等人用波长976nm的半导体激光器抽运一段长度大约1m的掺Yb³⁺PCF,制成了第一台锁模PCF激光器^[25]。PCF的长度为1m,是保偏光纤,纤芯是椭圆形状,尺寸为2.6 $\times$ 1.5 μ m,空气空间距2.7 μ m,占空比为70%,气孔间硅格厚度仅200nm。

2001年Wadsworth等人报道了第一台调Q双包层PCF激光器^[26]。采用的抽运光源为波长915nm的Ti:sapphire激光器,该PCF内包层的气孔直径2.7 μ m,孔间距为9.7 μ m,纤芯偏离中心设计,1047nm处测量模场直径为12.3 μ m,光纤长度为7m。

调制方式为声光调制，试验中获得的约kHz重复率稳定的50μJ脉冲输出，脉冲宽度10ns，峰值功率5kW，最大平均功率可达1W。

2003年Wadsworth等人报导“微结构纤芯”大模面积掺Yb³⁺双包层PCF激光器^[27]。该PCF纤芯直径11μm，采用重复控制技术将掺杂区域分为425块直径小于250nm的小区域，这样不仅能够产生有效的增益媒质而且降低了掺杂玻璃的有效折射率差，并使每块小区域内不足以形成强波导，减少了纤芯中的非线性效应。并且由于纤芯一内包层的比例增大，可以有效的提高泵光吸收，减小光纤长度。光纤的内包层被厚度小于传输波长的硅条组成的网格包围，数值孔径可高达0.8。

2004年8月，苏格兰Strathclyde大学和丹麦Crystal-fibre公司的科技人员首次报道了高偏振微结构光纤激光器^[38]。内包层直径为140μm，由两种不同尺寸的空气孔构成，小尺寸空气孔的孔间距Λ和直径d分别为7.0μm和2.7μm，大尺寸空气孔直径为8.2μm。纤芯具有椭圆形状，其尺寸是5μm×11μm。光纤纤芯掺有Yb、Ge、Al和F几种元素。

2005年，法国Bordeaux大学的J. Limpert和德国Jena Friedrich Schiller大学应用物理研究所的H. Zellmer及丹麦Crystal-fibre公司的J. Broeng等人共同报导了一种新颖的高功率棒状光子晶体光纤激光器^[29]。光纤棒长度为48cm，输入功率为165W，得到120W波长为1.035μm单横模激光输出，相当于输出功率为250W/m，斜率效率74%。同时，大大地减少了非线性效应，这就预示着实现极大功率微结构光纤激光器和放大器成为可能。

光子晶体光纤的这些新颖特性，在许多方面弥补了传统双包层光纤的一些不足，必将在高功率光纤激光系统的发展中起到重要作用。

8.4 相列阵光纤激光器设计

目前，实现多束光纤激光叠加的方法多是通过非相干叠加法，将光纤激光器的多根输出光纤捆成一束，可以实现高功率的光纤激光器，但输出的是多模光，光束质量因子为几mm*mrad甚至十几mm*mrad，光束质量很差，这就限制了这种光纤激光器只能应用于对光束质量要求不高的工业领域，对于光纤激光相干叠加的研究尚处在实验室阶段。

为了解决多束激光非相干叠加存在的叠加光束能量只是各激光束能量的简单相加，叠加后多模输出的光束质量不好的问题，提出一种对多束激光相位锁定、

偏振控制, 提供一种完全相干后输出单模激光, 获得比普通未进行相位锁定的多激光束叠加更高功率并且同时具有更好光束质量的光纤激光器。光纤激光器相干组束系统实验装置如图8.6所示。

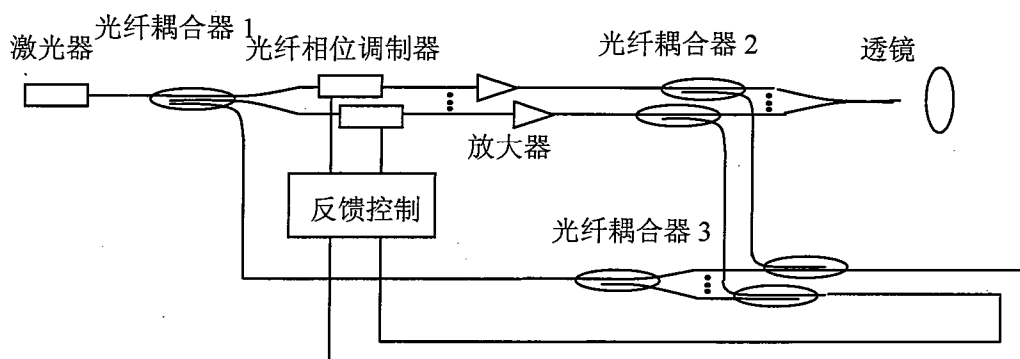


图 8.6 光纤激光器相干组束系统

从光纤激光器中输出的光, 经光纤耦合器1分束成能量相等的多束激光, 其中一束激光作为参考激光束, 它又被光纤耦合器3分束成能量相等的N束激光, 以便与主光路上的10%分束光纤激光干涉。经光纤耦合器1分束的另外几束偏振光纤激光经过光纤相位调制器, 然后被光纤放大器放大。主光路上经放大后的N束偏振激光经光纤耦合器2分束, 90%的光纤激光经透镜10聚焦后在自由空间相干叠加, 输出高功率及高光束质量的激光。10%的偏振激光进入副光路, 在副光路上与分束后的参考激光干涉。干涉后的光进入反馈控制电路, 光纤相位调制器的电压控制接头与反馈控制电路相连接, 实现相位锁定, 使在空间相干的多束光纤激光满足相干条件, 进而相干叠加, 实现高功率密度高光束质量激光。

参考文献

- [1] Kang Li, Yishan Wang, Wei Zhao et al. High-power double-clad large-mode-area photonic crystal fibre laser[J]. SPIE, 2005, 6028:1-5.
- [2] 杜卫冲. IPG 高功率光纤激光器[J]. 激光与光电子学进展, 2002, 39(10):36-40.
- [3] 刘颂豪. 光纤激光器新进展[J]. 光电子技术与信息, 2003, 16(1):1-8.
- [4] A. Tunnermann, S. Hofer, A. Liem et al. High-power fiber lasers and amplifiers[J]. SPIE, 2004, 5620:134-146.
- [5] <http://www.ipgphotonics.com/newsletters>, 2005.

- [6] 阮双琛, 冯鸣, 文华胡等. 高效掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光器的研究[J]. 光子学报, 2003, 32(8):911-913.
- [7] Dominic V. 110W fiber laser. Electronics Letters, 1999, 35(14):1158-1160.
- [8] L. Michaille. Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber laser with a large doped area[J]. Opt. Lett., 2005, 30(13):1256-1259.
- [9] Amiel A. Improving the output beam quality of multimode laser resonators[J]. Opt. Express, 2005, 13(7):2722-2726.
- [10] Christopher J. Corcoran. Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity[J]. App. Phys. Lett., 2005, 86(20):11-13.
- [11] Anon. Double-clad photonic crystal fiber laser is side-pumped[J]. Photonics Spectra. 2004, 38:30-32.
- [12] J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson et al. Air-clad photonic crystal fibers for high-power single-mode lasers[J]. Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications, Jan 26-28 2004, San Jose, United States, 2004.
- [13] J. J. Larsen and G. Vienne. Side pumping of double-clad photonic crystal fibers[J]. Opt. Lett., 2004, 29:436-438.
- [14] Mafi A. A large-core compact high-power single-mode photonic crystal fiber laser[J]. IEEE Phot. Techn. Lett., 2004, 16(12):2595-2597.
- [15] Shirakawa A. Large-mode-area erbium-ytterbium-doped photonic-crystal fiber amplifier for high-energy femtosecond pulses at $1.55\mu\text{m}$ [J]. Opt. Express, 2005, 13(4):1221-1227.
- [16] Fiona McNeillie. Highly polarized photonic crystal fiber laser[J]. Opt. Express, 2004, 12(12):3981-3987.
- [17] J. R. Folkenberg. Broadband single-polarization photonic crystal fiber[J]. Opt. Lett., 2005, 30(6):1446-1448.
- [18] J. Limpert. Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation[J]. Opt. Express, 2003, 11(8):2982-2990.
- [19] 潘玉寨, 张军, 胡贵军等. 光子晶体光纤及其激光器[J]. 激光技术, 2004, 28(1):49-51.
- [20] 刘锐, 瞿荣辉, 陈晨等. 高功率光子晶体光纤激光器研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2005, 42(8):2-5.
- [21] P. Gas, D. Fischer. Cladding pumped large-mode-area Nd-doped fiber laser[J]. Opt. Express, 2002, 10(6):286-290.
- [22] G. Bouwmans, R. M. Percival, W. J. Wadworth et al. High power Er/Yb fiber

- laser with very high numerical aperture pump cladding waveguide[J]. Conference on Laser and Electro-Optics Europe, IEEE, 2003,607.
- [23]W. J. Wadsworth. Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser[J]. Electron. Lett., 2000, 36(17):1452-1454.
- [24]J. K. Sahu, C. C. Renaud, K. Furusawa. Jacketed air-cladding pumped ytterbium doped fibre laser with wide tuning range[J]. Electron. Lett., 2001, 37(18): 1160-1161.
- [25]K. Furusawa, T. M. Monroe, P. Petropoulos et al. Mode locked laser based on ytterbium doped holey fiber[J]. Electron. Lett., 2001, 37(9):560-561.
- [26]K. Furusawa, A. Malinowski, K. H. V. Price et al. Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding[J]. Opt. Express, 2001, 9(13):714-720.
- [27]W. J. Wadsworth, R. M. Rercival, G. Bouwmans et al. High power air clad photonic crystal fibre laser[J]. Opt. Express, 2003, 11(1):48-53.
- [28]Fiona C. McNeillie, Erling Riis, Jes Broeng et al. Highly polarized photonic crystal fiber laser[J]. Opt. Express, 2004, 12(17):3981-3987.
- [29]J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Honninger et al. High-power rod-type photonic crystal fiber laser[J]. Opt. Express, 2005, 13(4):1055-1058.
- [30]张炜, 李乙钢, 闫培光等. 大模面积双包层掺 Yb³⁺光子晶体光纤激光器的研究[J]. 光电子·激光, 2005, 16(4):418-420.
- [31]阮双琛, 杜晨林, 杨冰等. 15W 光子晶体光纤激光器的研究[J]. 光子学报, 2004, 33(10):1156-1158.
- [32]李康, 王屹山, 赵卫等. 大模场光子晶体光纤激光器研究获得新进展[J]. 光子学报, 2004, 33(12):1503.

结 论

在我博士学习期间，主要开展了声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器的研究工作，包括谐振腔设计与制备、抽运耦合、系统优化和特性分析等。此外，在线形腔光纤激光器理论分析、光纤光栅制作和特性分析、超荧光光纤光源和 SBS 脉冲压缩方面也作了研究，取得了一些研究成果。

在博士学习期间，取得的主要结果总结如下：

1. 从铒/镱共掺光纤能级及能量传递过程出发，结合速率方程，分析了铒镱共掺双包层光纤中铒离子上能级粒子数的分布特性，利用铒离子上能级粒子数沿光纤的分布解释了信号光沿光纤的分布规律。

2. 利用稀土掺杂光纤的能级结构和跃迁特性，结合固体激光理论的相关知识，建立了高功率线形腔光纤激光器的理论分析模型，利用数值方法进行了理论模拟分析。

3. 通过引入拉格朗日乘子简化了 Q 开关激光器最佳反射率、单脉冲能量、提取效率、脉冲宽度和峰值功率的解析方程，分析了 Q 开关激光器最佳耦合输出情况。根据粒子跃迁和能量传递过程，在考虑能量传递上转换的前提下，建立了铒镱共掺脉冲光纤激光器的速率方程，得到了初始反转粒子数的解析表达式，分析了能量传递上转换效应对激光上能级反转粒子数的影响。

4. 在解决了耦合、多端抽运、谐振腔等技术难点后，提出了新型全光纤化声光调 Q 铒镱共掺双包层光纤激光器。利用光纤光栅构成谐振腔，使激光线宽窄化、激光器结构简化，系统更加稳定；利用带尾纤的声光调制器实现了全光纤化结构；利用光纤合束器耦合抽运光，实现了多点抽运，为进一步提高激光器功率提供了条件。基于以上条件建立了声光调 Q 光纤激光器实验及测试系统，得到重复频率 15kHz、平均输出功率 30.8mW、脉冲宽度约 200ns、峰值功率 15kW 的脉冲输出。这种全光纤化结构的脉冲光纤激光器构成一体，结构简单。该实验结果是目前国内采用带尾纤声光调制器实现脉冲输出光纤激光器的最好结果。

5. 在不加任何调制器的端抽运线形腔铒镱共掺双包层光纤激光器中观察到了自调 Q 脉冲序列，在不同抽运功率下测量了自调 Q 脉冲的重复频率，分析了

产生自调 Q 的原因。

6. 阐述了光纤光栅以及光纤光栅谐振腔的基本原理，分析了均匀 Bragg 光纤光栅的特性，利用相位掩模法进行了光纤光栅制备试验，得到了中心波长 1550nm 附近的高质量光纤光栅，对所制备光纤光栅的光谱特性和温度特性进行了测试。

7. 利用高掺铒光纤中的放大自发辐射实现了最大输出功率 10.8mW、斜效率 10.6%、3dB 带宽 84.2nm 超荧光光纤光源，在 1553.1nm~1588.6nm 接近 36nm 的范围内，功率抖动小于 0.2dBm，分析了高掺铒光纤 L 波段放大自发辐射的原理。

8. 利用单模光纤中的受激布里渊散射效应，在脉冲抽运的掺铒光纤激光器中实现了脉冲压缩，获得了脉冲宽度 400ns、平均功率 2.53W 的掺铒脉冲光纤激光器。

光纤激光器在光纤通讯、工业加工、测量、传感、军事和医疗等方面具有十分广泛的用途，尤其是最近几年，高功率光纤激光器获得突飞猛进的发展，在国际上已迈入产业化阶段，而在国内仍然是处于实验研究阶段。目前国内开展这类工作的部门包括我们在内也只有几家，况且水平据国外的差距很大。我们所采用的技术和方案具有实用意义，更接近于产业化技术，采用级联方式实现更高功率输出是毫无问题的，但仍有一些技术问题需要研究解决。

本论文的创新之处：

1. 设计了新型全光纤化声光调 Q 脉冲光纤激光器，Q 脉冲峰值功率 15kW，，实验上给出了声光调 Q 脉冲光纤激光器的平均输出功率、单脉冲能量和脉冲宽度随抽运功率以及 Q 开关调制频率的变化关系，并可通过增加抽运源数量进一步增加输出功率，结合光纤光栅谐振腔、光纤合束器和带尾纤声光调制器，这种激光器结构更紧凑，稳定性好，有进一步提升功率的空间；

2. 设计和实现了 L 波段高掺铒光纤超荧光光源，斜效率 10.6%、3dB 带宽 84.2nm，在 1553.1nm~1588.6nm 接近 36nm 的范围内，功率抖动小于 0.2dBm；

3. 提出了一种新型高功率光纤激光器及其相干组束系统结构，并申请了发明专利，该结构基于 MOPA 的光纤放大理论、反馈控制调相技术和偏振保持技术，实现了高功率光纤激光器或其他尾纤输出激光器组成的基于多个保偏光纤放大器的激光器列阵相干耦合输出。

下一步工作计划：

目前光纤激光器在各种领域的应用前景逐渐地被众多学者特别是产业界人士的注意,争取在光纤激光器领域产业化技术上有所突破。因此我们在取得较好研究结果的基础上,计划继续开展光纤激光器特别是高功率和高脉冲能量光纤激光器的研究。

1. 进一步开展高平均功率脉冲光纤激光器的研究工作,主要包括高功率半导体激光器光纤耦合抽运模块的研制;更精确的大芯径光纤熔接工艺技术的研究;高稳定性工作的光纤光栅制作技术有研究;并在稀土掺杂双包层光纤结构及制作领域更进一步地深入了解和认识。

2. 更高功率及高能量下稳定工作的光纤光栅制作及实用化技术;光纤激光器的特点就是可以将激光谐振腔作在光纤上,实现结构的一体化,因此在光纤光栅领域的研究工作对于实现实用化高功率光纤激光器件是非常重要的,并且会取得很好的研究结果。

3. 开展更广泛的研究工作:如可见光波段红绿蓝三基色光纤激光器,更长波长的光纤激光器如 $2\mu\text{m}$ 铥掺杂和 $3\mu\text{m}$ 铒掺杂氟化物光纤激光器,以及拉曼光纤激光器,这类光纤激光器也有着的相当广泛的应用领域和前景。