

Y1862802

Research on the Tuable Fabry-Perot Filter
and its Laser Application



Author's signature: Su Liqin

Supervisor's signature: _____

External Reviewers: Lu. Xuanhui
Pan Bai liang
Hong zhi

Examining Committee Chairperson:
Tong Limin

Examining Committee Members:
Shen Yong kang
Yang Jian yi
Yang Qing

Date of oral defence: 2010. 6. 12



浙江大学研究生学位论文独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得 浙江大学 或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：苏文敏 签字日期：2010年6月12日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解 浙江大学 有权保留并向国家有关部门或机构送交本论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权 浙江大学 可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。

(保密的学位论文在解密后适用本授权书)

学位论文作者签名：苏文敏

导师签名：汪新

签字日期：2010年6月12日

签字日期：2010年6月12日



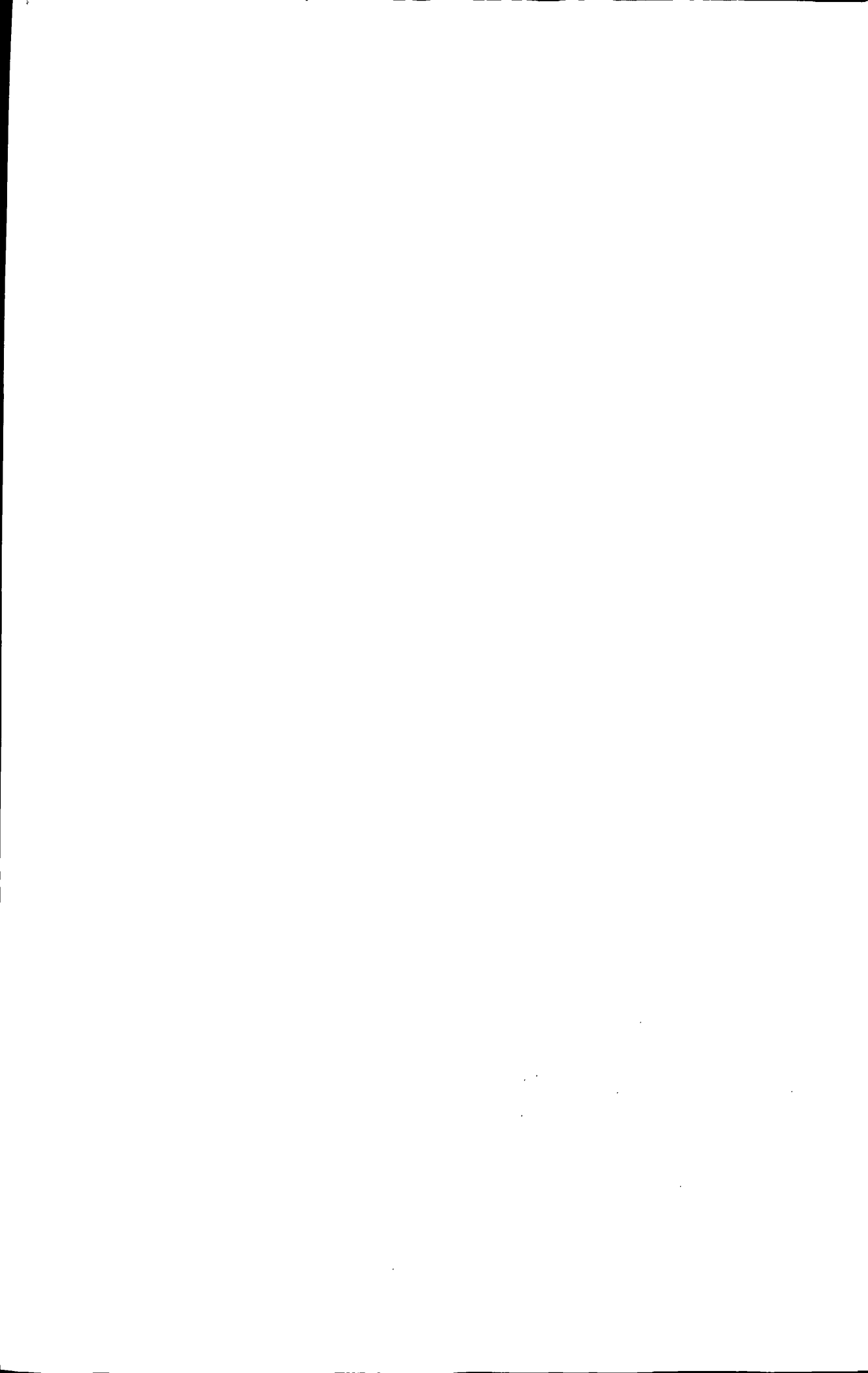
致谢

值此论文完成之际，谨向所有关心、指导、鼓励和帮助过我的老师、同学、朋友和亲人致以衷心的感谢！

书山迷路恩师点，衷心感谢我的导师沈永行教授对我多年的悉心指导。在硕士研究生的学习和工作期间，沈老师一直对我严格要求，鼓励我勇于开拓创新，培养我独立思考的能力。在整个课题的过程中，他不仅对我的课题提出宝贵的意见，而且在论文的写作中给予大力的帮助和指导，使我能够顺利完成硕士论文。同时，导师渊博的知识、严谨的治学态度、充沛的精力以及活跃的思维令人敬佩，使我终身受益。

非常感谢实验室其他老师和同学在课题完成过程中给予的关心和帮助，特别是裘燕青博士在电路设计方面提供了很大的帮助，以及杨丁中博士在实验过程的指导和帮助。几年的学习生活中，与实验室的师兄、师姐、师弟、师妹们结下了深厚的感情，在平时的学习和生活上也给了我很大帮助，在这里对他们的帮助表示感谢。

最后感谢我的父母，近二十载含辛茹苦的养育之恩，言语无法表达，唯有好好奋斗，以求将来尽上孝道。也感谢我的姐姐和弟弟对我的关心，在我低谷的时候，总能给予我安慰。



摘要

可调谐 Fabry-Perot(F-P)滤波器具有许多的优点: 调谐速度快, 精细度高, 插入损耗低, 可调谐范围广等等, 是光纤通信、光纤传感及激光等领域中的关键器件之一, 其实用化研究越来越受到人们的重视。本文提出了一种新型的基于 Fabry-Perot 腔的可调谐滤波器, 并对其进行了理论分析和实验研究。

本文的主要内容如下:

首先, 介绍了 F-P 滤波器的概念、在科研应用中的重要性以及目前可调谐滤波器的发展现状, 并比较了国内外已经报道的一些 F-P 滤波器的结构、工作原理和它们各自的优缺点。

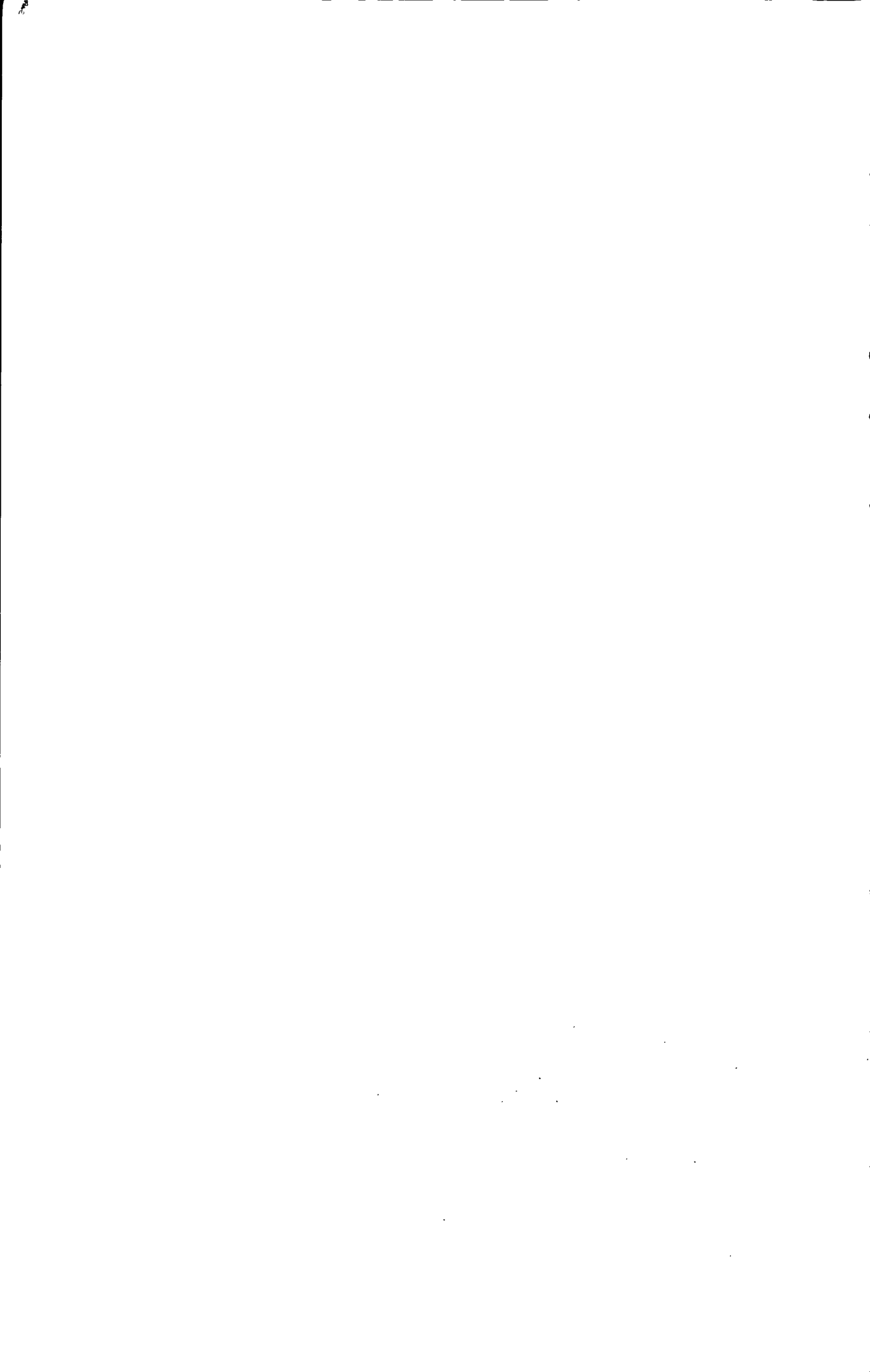
然后, 提出了一种新型的可调谐 F-P 滤波器, 介绍了这种滤波器的基本结构和工作原理。正是由于近年 C-Lens 光纤准直器的发展, 使该滤波器可以接入光纤系统, 实现全光纤化。本文利用高斯光学和矩阵光学理论分析了 C-Lens 准直器的特性; 介绍了压电陶瓷微位移器 (PZT) 的工作原理和特性。该滤波器得到了接近 50nm 宽的调谐范围, 精细度达到 134。

利用制作完成的可调谐滤波器搭建了一个可调谐的环形掺镱光纤激光器, 并且实现了 32.5nm 的宽带调谐激光输出, 调谐波长从 1032.82nm 到 1065.32nm。激光器输出的最大功率为 2.72mW, 线宽为 0.078nm。

最后, 分析了影响滤波器和环形光纤激光器稳定性的因素, 讨论了提高稳定性的措施, 并提出了改进的方案。

关键词: 光纤激光器; F-P 滤波器; 可调谐激光器; 光纤准直器;

PZT



Abstract

Tunable Fabry-Perot (F-P) filter has many advantages: fast tunable speed, high finesse, low insertion loss, wide tunable range, etc., so it becomes one of the critical devices in a number of fields: optical communication, laser and detecting system. In this paper, a novel tunable Fabry-Perot filter is presented with theoretical analysis and experimental research. The main content of my thesis is as following:

First, the conception of F-P filter and its applications are introduced as well as the development process of tunable filters. After that, the differences on structures, principles, advantages and disadvantages of these reported tunable filters at home and abroad were summarized.

Second, a novel tunable F-P filter was proposed. And the basic structure and principle of the filter were described. Due to the appearance of C-Lens fiber collimators in recent years, this kind of F-P filter can be integrated into fiber system. In this thesis, the properties of C-Lens collimator are studied by using the theory of Gaussian Optics and Matrix Optics; and also we studied the principles and characteristics of piezoelectric transducer (PZT). As a result, a wide tunable range of 50nm and finesse of 134 were achieved.

Then we constructed a ring fiber laser with this tunable filter, and a tunable range of 32.5nm of lasing output was obtained. The lasing wavelength ranges from 1032.82nm to 1065.32nm. The maximum power is 2.72mW, and the linewidth is 0.078nm.

Finally, the factors associated with the stabilization of the filter and fiber laser were analyzed. In order to solve these problems, methods that might be available to increase the stabilization were discussed.

Keywords: Fiber Laser; F-P Filter; Tunable Laser; Fiber Collimator; PZT



目录

摘要	I
Abstract	III
目录	V
第一章 绪论	1
1.1 Fabry-Perot 干涉仪的历史和发展	1
1.2 可调谐 Fabry-Perot 滤波器的类型	1
1.2.1 可调谐 F-P 体滤波器 (Bulk Filter)	2
1.2.2 可调谐光纤 F-P 滤波器	3
1.2.3 液晶可调谐 F-P 滤波器	4
1.2.4 波导可调谐 F-P 滤波器	5
1.3 本研究项目的目标和意义	5
1.4 本文内容	6
第二章 可调谐 F-P 滤波器的基本原理	8
2.1 F-P 滤波器的基本原理	8
2.1.1 F-P 滤波器基本原理	8
2.1.2 调谐原理	11
2.2 滤波器的关键元件	12
2.2.1 光纤准直器	12
2.2.2 压电陶瓷微位移器	15
2.3 影响 F-P 滤波器性能的因素	18
2.3.1 腔内损耗对 F-P 滤波器的影响	18
2.3.2 对 F-P 腔精细度的影响因素	20
2.3.3 光纤准直器的耦合损耗	22
2.4 本章小结	23
第三章 F-P 滤波器的制作及测试	24
3.1 F-P 滤波器的制作	24

3.1.1 关键器件介绍.....	24
3.1.2 F-P 滤波器的制作流程.....	25
3.2 F-P 滤波器性能的测试.....	28
3.2.1 测试仪器和设备.....	28
3.2.2 测试过程与结果.....	30
3.3 对可调 F-P 滤波器的改进意见.....	32
3.4 本章小结.....	33
第四章 可调谐环形 Yb 光纤激光器.....	34
4.1 可调谐光纤 Yb 激光器的原理及结构.....	34
4.1.1 激光的工作原理.....	34
4.1.2 光纤激光器的工作原理.....	35
4.1.3 环形光纤激光器的基本结构.....	35
4.1.4 镱离子 (Yb^{3+}) 的特性.....	36
4.2 实验测量结果.....	38
4.3 结果分析及改进意见.....	39
4.4 本章小结.....	40
第五章 总结.....	41
参考文献.....	43
致谢.....	48

第一章 绪论

1.1 Fabry-Perot 干涉仪的历史和发展

在光学发展的历史上,最早是由 C. Fabry 和 A. Perot 于 1897 年提出的平行平面腔^[1],这种腔是由两块平行平面的反射镜组成,被称为 Fabry-Perot 干涉仪,即 F-P 腔。

1958 年英国物理学家 C. H. Townes 和 A. L. Shawlow 发表文章提出用开放式谐振腔的思想^[2],大大提高了腔体对光的限制作用。1960 年 7 月, Maiman 在加利福尼亚休斯空军试验室进行了激光的第一次试验^[3],这是世界上第一台激光器——红宝石激光器。在这台激光器中,起到选模作用的光学谐振腔就是 F-P 腔。在红宝石激活物质的两端恰当地放置两个反射镜片,就构成了一个简单的激光器光学谐振腔,也就是一个 F-P 腔。自此, F-P 腔在激光领域中成为关键的组成部分。

20 世纪 80 年代,随着硅、微机械加工技术的进展以及新型光学材料的研发,人们开始采用这种工艺制造 F-P 干涉仪。为了满足光通信、传感和激光等领域的实际应用需求,人们提出了可调谐 F-P 腔。而这种可调谐的 F-P 腔通常被用作可调谐滤波器(即可调谐 F-P 滤波器),成为各个领域中的重要器件^[4-7]。在光通信领域,基于可调谐 F-P 滤波器的光插分复用器(OADM)已成为波分复用(WDM)光网络系统中的关键器件^[8-10];在传感探测领域,可调谐 F-P 滤波器以其极高的灵敏度作为解调器,决定了整个传感探测系统的性能;在激光领域,可调谐 F-P 滤波器在腔内进行模式和波长选择,实现可调谐的稳定激光输出^[11-12]。

目前,可调谐 F-P 滤波器在激光领域的应用非常广泛,在监视激光模式、测量并压窄激光线宽^[13,14]、激光稳频^[15]、量子光学^[16]、激光光谱学^[17]等方面起到了重要的作用。

1.2 可调谐 Fabry-Perot 滤波器的类型

可调谐 Fabry-Perot 滤波器具有十分鲜明的特点：(1) 其自由光谱范围 (Free Spectral Range, FSR) 可以调节；(2) 可以通过改变腔长或腔内介质折射率来改变中心波长，即谐振波长；(3) 透射光谱的半高全宽 (Full Width at Half Maximum, FWHM) 与腔镜的反射率有关；(4) 可以获得极高的波长分辨率和精细度。

基于以上的优点，根据不同的应用需要，目前世界上所研究的可调谐 Fabry-Perot 滤波器可分成如下几类：

1.2.1 可调谐 F-P 体滤波器 (Bulk Filter)

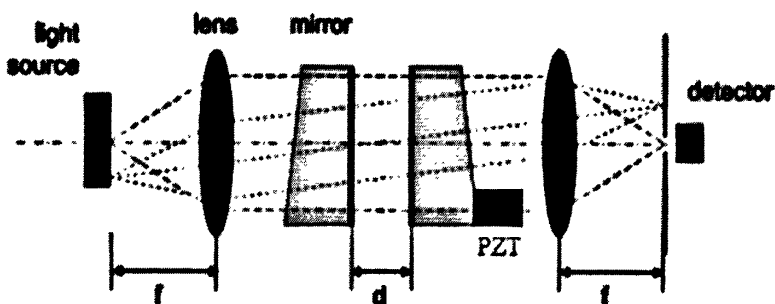


图 1.1 可调谐 F-P 体滤波器

图 1.1 中，利用压电陶瓷微位移器 (PZT) 的电致伸缩作用，PZT 带动与之相连的反射镜沿着光轴方向移动，从而改变 F-P 腔的腔长^[18]。腔长的改变会引起 F-P 滤波器透射波长的改变，当镜片移动了 $\lambda/2$ (即腔长改变了 $\lambda/2$)，这时光电探测器接收到的光强变化在示波器上移动了一个波形 (一个条纹)。这就意味着，随着压电陶瓷的伸长或缩短，透过 F-P 滤波器的光也向短波或长波方向移动。

由于该干涉仪对反射镜的平行度要求很高，而且在扫描时，可能引起平面镜倾斜，为了更容易实现 F-P 滤波器的可调谐，经常采用球面共焦 F-P 滤波器 (如图 1.2 所示)。但是球面共焦滤波器在调谐范围上会受到很大的限制。

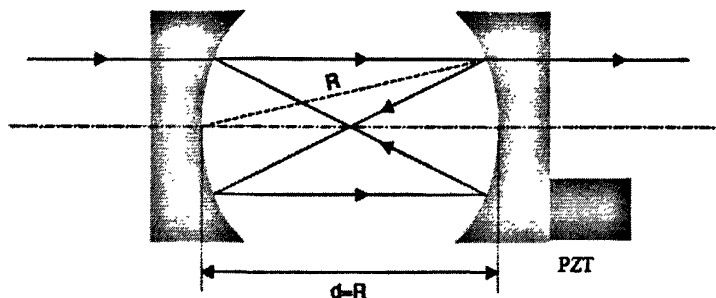


图 1.2 可调谐共焦腔 F-P 滤波器

1.2.2 可调谐光纤 F-P 滤波器

可调谐光纤 F-P 滤波器的结构主要有三种^[19,20]，其目的在于满足不同 FSR 的需要。

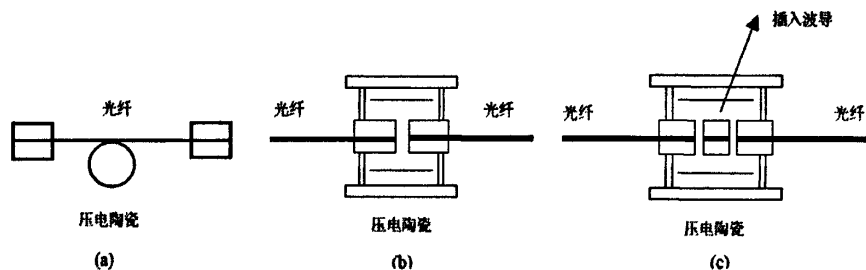


图 1.3 三种可调谐光纤 F-P 滤波器

图 1.3 (a) 为光纤波导腔型光纤 F-P 滤波器。光纤两端面直接镀上高反膜，而光纤本身构成 F-P 谐振腔，通过压电陶瓷拉伸光纤来调节腔长。这种结构存在着无法获得较大 FSR 的弊端，因为 F-P 腔的腔长一般为厘米到米量级。

图 1.3 (b) 为空气隙腔型光纤 F-P 滤波器。光纤端面镀有高反膜，两个端面之间的空气隙共同构成了 F-P 谐振腔。压电陶瓷在加上驱动电压之后带动腔镜沿轴向运动，就可以对腔长进行扫描。由于这种结构可以使 F-P 腔的腔长很短，一般小于 $10\mu\text{m}$ ，所以其 FSR 较大，但插入损耗也比较大。J. Stone 等人利用大模场与光纤模场的匹配，得到了插入损耗为 4.3dB 的光纤 F-P 滤波器（精细度为 100，光纤模场半径为 $7.15\mu\text{m}$ ，腔长为 $7\mu\text{m}$ ）^[21]。

图 1.3 (c) 为改进型波导腔光纤 F-P 滤波器。在空气隙滤波器的基

基础上,腔内加入了一段光纤波导,通过调节波导段的长度来调节其 FSR 。这种结构不仅可以获得较大的 FSR ,同时也可以解决插入损耗较大的问题。J. Stone 等人报道了精细度为 1000,插入损耗为 $4dB$ 的此类光纤滤波器^[22]。

可调谐光纤 F-P 滤波器作为光纤器件,具有损耗比较小, FSR 覆盖范围大,分辨率较高等优点,有利于光纤系统的全光纤化。在光纤激光器中,其可以作为滤波器选择模式,抑制边模;在光纤传感系统中可作为传感元件进行温度、压强和应力测量。但是,光纤的横截面尺寸非常小,在其上镀高反射率膜非常困难,成本也非常高,而且在制作光纤 F-P 腔的时候,对调节系统具有很高的要求。除此之外,光纤端面镀的膜无法承受大功率,因此这类滤波器无法在高功率激光器中使用。

1.2.3 液晶可调谐 F-P 滤波器

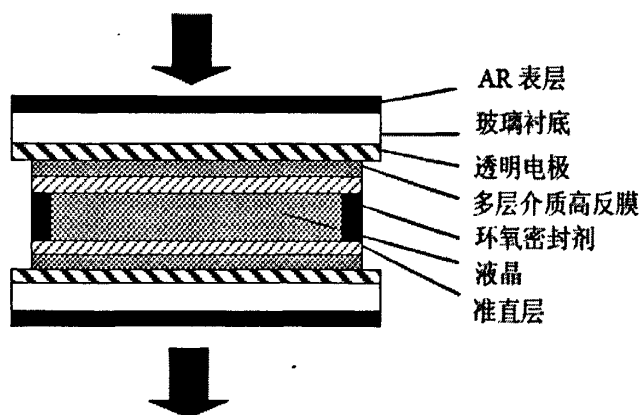


图 1.4 液晶光调谐 F-P 滤波器结构图

图 1.4 所示的便是液晶光调谐滤波器的结构示意图,其基本结构为一标准具,中间为液晶,两边为玻璃,在玻璃的内侧镀上透明电极,然后再镀上多层介质高反膜构成 F-P 腔,其调谐由改变两电极间的电场,从而引起液晶分子晶向排列的变化,从而改变其折射率来完成^[23]。

液晶可调谐 F-P 滤波器的特点为:体积大,属于块状结构,不利于与光纤的输入输出耦合; FSR 在 $50nm$ 左右;插入损耗 $4dB$ 左右;分辨率在 $0.17\sim 0.4nm$ 左右;偏振态敏感;但是液晶存在散射损耗与吸收^[24]。

1.2.4 波导可调谐 F-P 滤波器

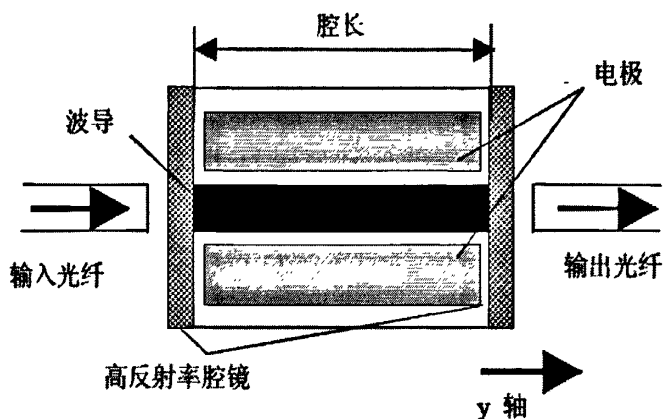


图 1.5 铌酸锂 Fabry-Perot 波导谐滤波器示意图

图 1.5 所示是一个由两个 F-P 滤波器级联而成的 Ti:LiNbO₃ 波导滤波器。铌酸锂晶体是一种性能优良的电光晶体材料，有很好的压电、电光和波导特性。滤波器的中心波长是通过在波导上加电压由铌酸锂晶体的电光效应来调节。NHK 实验室的 Takaaki Saito, Yosuke Endo 等人研制了一种 Ti:LiNbO₃ 光波导滤波器^[25]，其性能能很好地满足波分复用 (DWDM) 视频回路网络的要求。波导可调谐 F-P 滤波器具有极高的调谐速度，可达到几十个 ns，但是调谐范围受到结构的限制，加工工艺上也比较复杂。

此外，还有微型电动机系统 (MEMS) F-P 滤波器^[26-30]、光纤光栅 F-P 滤波器^[31-33]以及角度调谐滤波器^[34]等等。

1.3 本研究项目的目标和意义

众所周知，高功率可调谐光纤激光器是现在激光研究的热点，但是功率的提高必然会在结构、光束质量等某些方面存在着限制。可调谐滤波器在高功率激光器中的使用，可以改善激光的模式和稳定性，直接影响到激光的性能。在光纤可调谐激光器的应用中，上述的几种滤波器各有优缺点。比如，目前美国 MicroOptics 公司生产的 FFP-TF2 型光纤滤波器最具有代表性（如图 1.6 所示），它具有性能稳定、精细度高、线宽窄等优点，在光纤传感器和低功率光纤激光器领域已经得到了广泛的应

用。但是该光纤滤波器价格偏高，对于经过的光纤功率限制较严，不能在高功率可调谐光纤激光器中使用，否则，很容易损坏光纤端面上镀的反射膜，并进而导致整个滤波器无法使用。

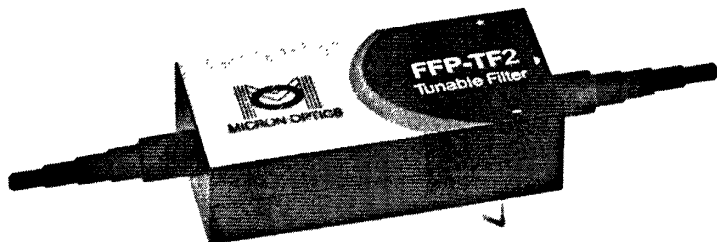


图 1.6 MicroOptics 公司的可调谐光纤 F-P 滤波器

除了 MicroOptics 的光纤滤波器之外，块状的滤波器（体滤波器、液晶滤波器等）与光纤的输入输出耦合上存在着困难，而波导滤波器的调谐范围小，还有 MEMS 滤波器结构复杂，加工工艺要求较高，给实际应用带来困难。

正是基于这些考虑，为满足高功率可调谐激光的应用需求，本文主要研究一种新型的可调谐 F-P 滤波器，其 F-P 腔由一对镀高反射率膜的反射镜构成，具有较宽的调谐范围，并适用于全光纤化系统。将其应用于构建环形 Yb 光纤激光器，实现 1064nm 附近的宽带调谐激光输出。本文研制成功的可调谐 F-P 滤波器具有调谐范围大、结构简单、偏振无关、成本低等特点，适用于高功率可调谐激光应用。

1.4 本文内容

本文共分四章：

第一章为绪论，就 F-P 干涉仪的历史与发展做了简单的介绍，概述了目前世界上几种基于不同方法的可调谐 F-P 滤波器，并对其性能作了分析比较。

第二章主要介绍了可调谐 F-P 滤波器的基本原理和滤波理论，对其组成的各个部分进行了介绍。此外，还对实验中可能碰到的影响滤波器性能的因素进行了理论分析。

第三章为 F-P 滤波器的制作及测试，介绍了 F-P 滤波器的整体结构和制作流程，并且对其性能进行了测试分析，提出改进意见。

第四章是 F-P 滤波器的应用：可调谐环形光纤激光器，将实验中研制完成的 F-P 滤波器用于搭建一个环形掺镱光纤激光器，对激光输出特性进行了测量分析，进一步提出了改进的方案。

第五章为本论文的总结，就所完成的工作和待改进的工作进行了介绍。

第二章 可调谐 F-P 滤波器的基本原理

本文提出了一种新型的可调谐 F-P 滤波器，其结构示意图如图 2.1 所示。它由两个准直器、一个腔长可调的 F-P 腔以及一个压电陶瓷位移器 (PZT) 组成。其中两个准直器为 C-Lens 光纤准直器，F-P 腔的腔镜镀有高反射率的介质光学膜，而且其中一个腔镜连接在 PZT 上。

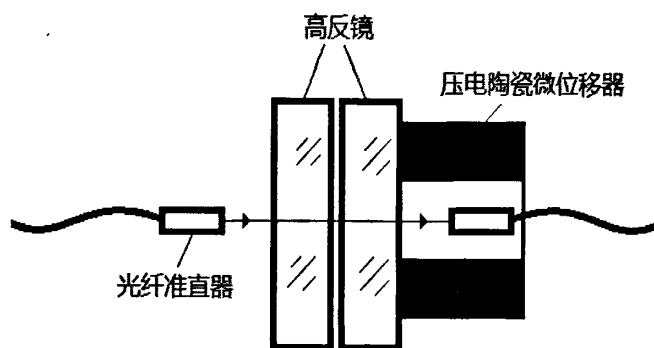


图 2.1 可调谐 F-P 滤波器的结构示意图

在该系统中，光纤准直器的作用是将滤波器耦合入光纤系统。而滤波器是由一对镀有高反射率膜的镜片组成，它们的距离很短，只有满足一定条件的光波才可以透过滤波器。其中，高反射率可以取得高精度度和灵敏度，而短腔是为了获得更宽的调谐范围。为了实现调谐，PZT 利用其自身的逆压电效应或电致伸缩效应，在电压控制下，沿着轴向伸长，推动镜片随之移动，腔长也就跟着改变。F-P 滤波器的腔长改变，其透射光的波长也会改变，这就是滤波器的可调谐滤波特性。

2.1 F-P 滤波器的基本原理

2.1.1 F-P 滤波器基本原理

F-P 滤波器的滤波特性是基于多光束干涉原理^[35]，其原理示意图如图 2.2 所示。

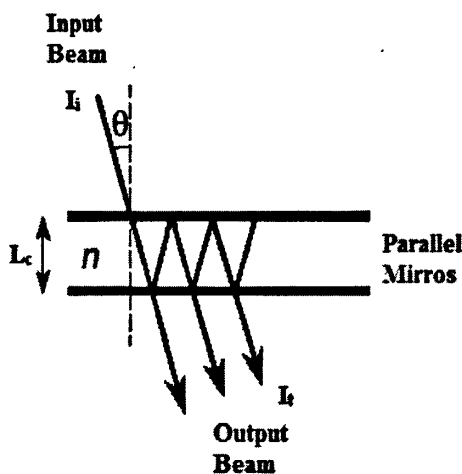


图 2.2 F-P 滤波器原理示意图

光从光纤准直器进入 F-P 滤波器，滤波器的透射特性可表示为

$$I_t = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} I_i = \frac{T^2}{(1 + R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} I_i \quad (2.1)$$

式中， R ， T 分别是镜面的反射率和透射率， I_i ， I_t 分别是入射和出射的光强， δ 为相邻两光束的相位差，可表示为

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n L_c \cos \theta \quad (2.2)$$

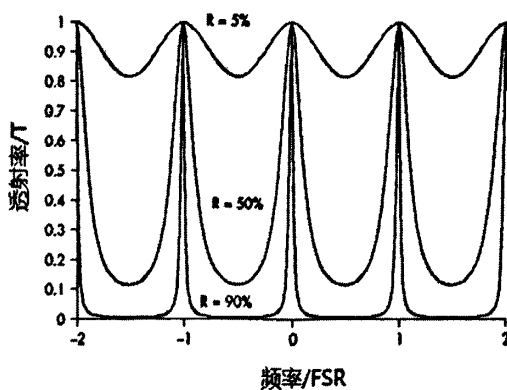


图 2.3 滤波器的透射特性：透射率和入射光频率的关系

n 为腔中介质折射率， θ 为入射角度， L_c 为腔长。当入射光 λ 使 δ 满足 $\delta = m \cdot 2\pi$ 时，透射光具有极大透射峰，如图 2.3 所示，当 R 很小的时候，条纹的极大到极小的变化缓慢，透射光的干涉条纹对比度差。但是，随

着 R 的增大, 条纹的锐度和对比度也会跟着增大。当 R 趋向于 1 时, 透射光的干涉条纹极为锐利, 这也是多光束干涉的最重要和最显著的特点, 滤波器的性能好坏也是基于此。

下面, 结合实验中 F-P 滤波器的具体要求来分析一下几个衡量滤波器好坏的几个重要参数:

(1) 精细度 (F_R)

一般情况下, θ 是等于 0 的, 此时滤波器的透射率可写为

$$T_{FP} = \frac{T_0^2}{1 + \left\{ \frac{2}{\pi} F_R \sin(\delta/2) \right\}^2} \quad (2.3)$$

其中 F_R 为 F-P 的精细度, 是描述 F-P 腔性能的重要因素之一。 T_0 为透射光波的峰值透射率, 理想情况下, $T_0=1$ 。 F_R 可表示为

$$F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.4)$$

精细度越高, F-P 滤波器的滤波特性就越好。而且从式 (2.4) 可以看出, 在理想情况下, 精细度只和 F-P 腔镜的反射率 R 有关系, 反射率 R 越大, 精细度越高。

(2) 自由光谱范围 (FSR)

自由光谱范围 (FSR) 是衡量 F-P 滤波器特性的另一个重要因素, 在空间域可表示为

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2nL_c} \quad (2.5)$$

凡是使式 (2.2) 满足 $\delta = m \cdot 2\pi$ 的光波可以透过 F-P 滤波器, 而两个相邻的透射极大值对应的波长间隔为一个 FSR 。而其他不满足的光都被反射回去, 这就是 F-P 滤波器的滤波特性。

从式 (2.5) 可以看出, FSR 与腔内介质折射率 n 以及腔长 L_c 成反比关系, 所以增加 FSR 范围有两种方法: 一是减小腔内介质的折射率, 二

是减小腔长。一般情况下，腔内介质为空气，要减小折射率难度较大。因此采用调节腔长来改变 FSR 的方法具有更大实用性和可行性。

当然， FSR 不能取得太小，不然会影响到其他的参数，比如透射光的波长半宽度，即线宽。

(3) 中心波长 (λ_c)

根据 F-P 腔的谐振特性有

$$2nL_c = m\lambda_c \Rightarrow \lambda_c = \frac{2nL_c}{m} \quad (2.6)$$

其中 n 为腔内折射率， m 为正整数。

(4) 透射光的波长半宽度 (线宽, $\Delta\lambda$)

透射光的波长半宽度 (即线宽) $\Delta\lambda$: 即透过率为峰值透过一半时所对应的两波长差, 也称为 3dB 带宽。

图 2.3 所示的是透射率和入射光频率的关系, 结合公式 (2.4)、(2.5) 式可以得到透射光的线宽

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi n L_c} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} = \frac{FSR}{F_R} \quad (2.7)$$

从式 (2.7) 可以看出, 透射光的线宽就等于自由光谱范围与精细度的比值。当反射率 R 确定之后, 忽略环境的影响, 精细度不会改变。所以, 当自由光谱范围变大的时候, $\Delta\lambda$ 也会随着变大, 可调谐 F-P 滤波器的滤波特性也会变差。

2.1.2 调谐原理

由 (2.6) 式可以看出, 为了实现 F-P 滤波器对波长的调谐, 主要有两个方法: 一是改变腔内介质的折射率, 二是改变腔长。考虑到可行性和实用性, 通常采用第二种方法, 即本实验采用的方法。

由于腔内为空气, 故令 $n=1$, 对 (2.6) 式进行微分, 可得

$$\Delta L_c = \frac{2L_c}{\lambda} \Delta\lambda \quad (2.8)$$

压电陶瓷微位移器 (PZT) 是一种利用逆压电效应的器件, 在电压的驱动下, 它可以沿轴向伸长和缩短。当给 PZT 加载驱动电压时, PZT 会伸长, 推动与之相连的镜片向前移动, 从而使腔长变短。从 (2.8) 式可以看出, 当干涉条纹不越级的前提下, 腔长变短, 透射光的波长往短波方向移动。

2.2 滤波器的关键元件

2.2.1 光纤准直器

光纤准直器是光无源器件中的一个重要的组件, 在光通信系统中有着普遍的应用。它是由单模尾纤和准直透镜组成, 准直透镜一般有两种: 自聚焦透镜 (GRIN Lens) 和球透镜 (C-Lens)。光纤准直器具有低插入损耗, 高回波损耗, 工作距离长, 带宽宽, 小光束发散角, 高可靠性, 高稳定性, 体积小和重量轻等优点。

自聚焦 (GRIN) 透镜的端面为平面, 回波损耗比较大, 而且价格昂贵, 故此, 实验中选择球透镜 (C-Lens) 光纤准直器可以避免这些问题。

C-Lens 准直器的结构原理图如图 2.4 所示:

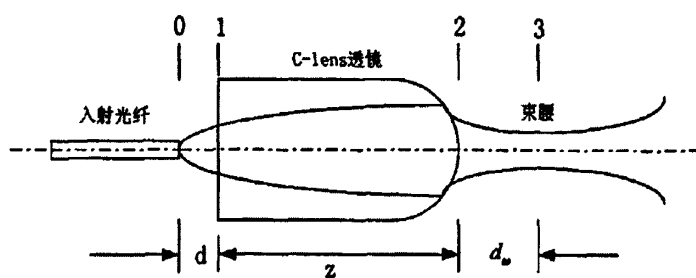


图 2.4 C-Lens 准直器原理图

单模光纤中传输的光可以近似成高斯光束, 其归一化形式如下式所示:

$$E(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_0} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right) \quad (2.9)$$

其中 ω_0 为高斯光束的腰斑半径, x, y 为垂直光传输方向的平面坐标。

其复半径 q 参数满足:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi\omega^2} \quad (2.10)$$

其中, R 为高斯光束的曲率半径, ω 为高斯光束的光斑半径, λ 为光纤中的光波波长。

高斯光束在单模光纤的出射点处 (参考平面 0) 可以近似的看作其束腰位置。由单模光纤纤芯的高斯光束的 q 参数为:

$$q_0 = i \cdot \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.11)$$

根据高斯光束在自由空间或均匀各项同性介质中的传播特性, 可知参考平面 1 处对应的 q 参数为:

$$q_1 = q_0 + d = d + i \cdot \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.12)$$

在透镜的出射端面, 即参考平面 2 处, 对应的 q 参数为:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.13)$$

其中 A, B, C, D 为透镜传输矩阵 G 中的四个单元:

$$G = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

对于 C-Lens 准直器来说, 它相当于一个平凸厚透镜。设 n_0 为球透镜的折射率, r 为透镜的球面半径, z 为透镜的长度, 公式 (2.14) 可以写成:

$$G = \begin{bmatrix} 1 & \frac{z}{n_0} \\ \frac{1-n_0}{r} & 1 - \frac{z(n_0-1)}{n_0 r} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

在参考平面 3, 即准直器出射高斯光束的束腰处, 对应的 q 参数为:

$$q_3 = q_2 + d_\omega \quad (2.16)$$

由高斯光束的性质, 其波前在束腰处曲率半径为无穷大, 有

$1/[\text{Re}(1/q_3)] = \infty$, 故准直器的工作距离和入射光纤与透镜之间的长度的关系式可写成:

$$d_w = -\frac{(Cd+D)(Ad+B) + A \cdot Cm^2}{(Cd+D)^2 + C^2m^2} \quad (2.17)$$

其中, $m = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ 。根据公式 (2.16), 出射高斯光束的束腰半径满足:

$$\frac{1}{\omega_3^2} = -\frac{\pi}{\lambda} \text{Im} \left\{ \frac{1}{q_3} \right\} \quad (2.18)$$

$$\omega_3 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{(AD-BC)m}{(Cd+D)^2 + C^2m^2}} \quad (2.19)$$

将公式 (2.15) 代入公式 (2.17) 以及公式 (2.19), 即可得到 C-Lens 准直器输出高斯光束的相关特性。图 2.5 给出了 C-Lens 准直器输出光束特性的理论计算曲线, 其中取单模光纤出射高斯光束的束腰半径 $\omega_0 = 5.25\mu\text{m}$, 工作波长为 $1.06\mu\text{m}$ 。其中球透镜的参数为 $n_0 = 1.745$, $r = 1.419\text{mm}$, $z = 2.943\text{mm}$ 。

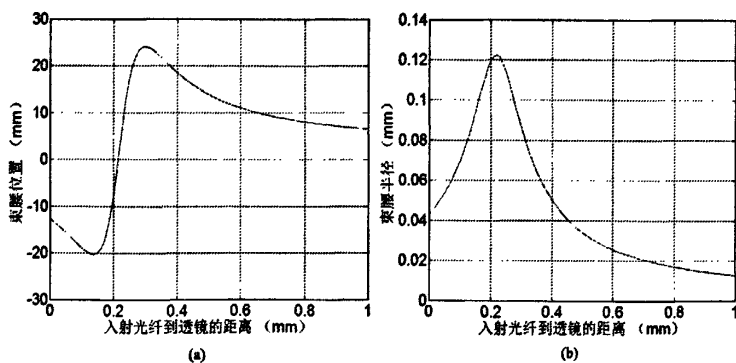


图 2.5 C-Lens 准直器输出光束特性曲线

从图 2.5 (a) 可以看出, 出射光的束腰位置随着间距 d 的改变而变化很大。当 d 大于 0.15mm 时, 随着 d 的增大, 束腰与透镜端面的距离先变大后变小。对于准直器来说, 它的工作距离就是束腰位置与准直器前端面之间的距离。

从图 2.5 (b) 可以看到, 出射光的束腰半径随着间距 d 的变化也有着明显的变化。在 $d = 0.22\text{mm}$ (C-Lens 透镜的焦点附近) 时, 出射高斯

光束的束腰半径最大。由此可见, 要使出射光束的准直性最好, 也就是使其发散角最小, 只需要将入射光纤端面放在 C-Lens 透镜的物方焦点处即可^[36-41]。

2.2.2 压电陶瓷微位移器

利用压电陶瓷材料制作成的精密可控微位移器是近年发展起来的新技术, 其工作原理是利用压电材料的逆压电效应或电致伸缩效应。压电陶瓷微位移器根据不同的应用场合和要求, 选择不同机理的压电材料, 获得优良位移输出特性, 是一种易于控制的、较理想的精密微位移器。

压电陶瓷微位移器具有许多的优点, 归纳如下:

- (1) 位移控制精度高, 可达 $0.01\mu\text{m}$, 且不需要传动机构。
- (2) 响应速率快, 只需数十个 μs 。
- (3) 有较大的输出推力, 约为 $3.9\text{kN}/\text{cm}^2$ 。
- (4) 结构非常简单, 易与其他器件粘合。
- (5) 功耗低, 驱动控制也非常容易。

压电陶瓷微位移器的工作原理介绍如下:

压电陶瓷具有逆压电效应, 即当在压电晶体上加一电场时, 晶体不仅要产生极化, 还要产生应变和应力, 应变的方向与电场方向有关。当电场不是很强时, 压电陶瓷的改变量与外电场呈现线性关系, 其应变遵循基本的逆压电方程^[42]:

$$S = dE \quad (2.20)$$

式中 S 为应变, E 为电场强度, d 是压电系数。

对于所有的电介质晶体而言, 还存在电致伸缩效应, 即电介质在电场作用下由于感应极化作用引起应变, 且应变的方向与电场方向无关。那么压电陶瓷的电致伸缩效应公式要改写为:

$$S = dE + ME^2 \quad (2.21)$$

逆压电效应与电致伸缩效应的不同之处在于, 逆压电效应仅在无对称中心晶体中才有, 而电致伸缩效应则在所有的电介质晶体中都有, 不

过一般来说都很微弱。压电陶瓷的逆压电效应和电致伸缩效应本质上就是电介质在电场的作用下产生极化，在电场力的作用下产生形变，在宏观上表现为机电耦合效应。

压电陶瓷微位移器在工作时，其动态特性包括位移、迟滞、蠕变、温度等特性：

(一) 位移特性

压电陶瓷可以等效为平行板电容器^[43]，如图 2.6 (a) 所示。

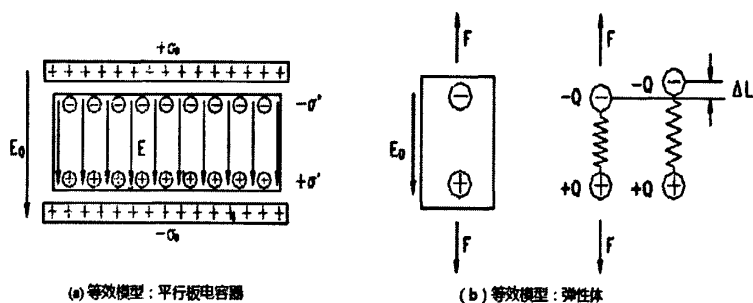


图 2.6 压电陶瓷等效模型

当在压电陶瓷两极施加电压（电场强度为 E ）时，极板上和电介质表面会带上电荷，于是电介质在外场作用下受一个作用力 F 。同时，压电陶瓷可以等效为一个弹性体（如图 2.6 (b)），满足虎克定律：

$$F = K \cdot \Delta L \quad (2.22)$$

其中 K 为压电陶瓷的弹性模量， ΔL 为电介质在外电场作用下的伸长量。

根据压电理论，计算可得压电陶瓷的伸长量为：

$$\Delta L = \frac{S\varepsilon^2 E^2}{\varepsilon_0 K} \quad (2.23)$$

式中， ε 为介电常数， ε_0 为真空介电常数。

(二) 迟滞特性

从式 (2.23) 可以看出，压电陶瓷的伸长量与外加电场 E^2 成正比，但是同样也与 ε^2 有关，而 ε 与电场 E 有关系。故此，压电陶瓷在电场作用下表现出迟滞回线特性，如图 2.7 所示。

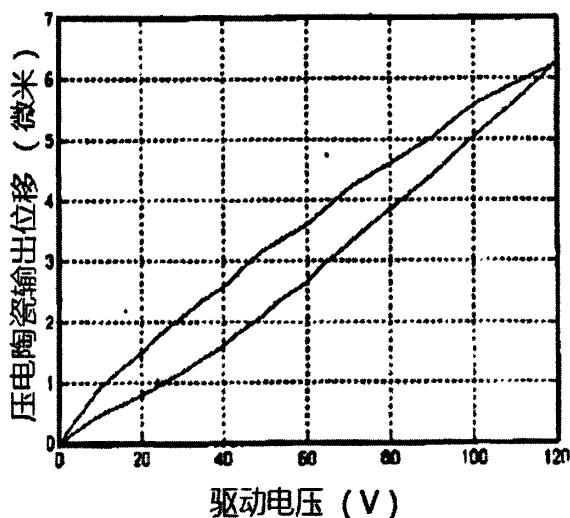


图 2.7 压电陶瓷迟滞特性

目前提出的减小迟滞的方法主要有：1) 采用电荷控制方法；2) 在压电陶瓷两端串联小电容；3) Preisach 数学模型；4) 通用化 Maxwell 模型；5) 多项式近似模型；6) 采用电阻和电容组成桥路；7) 压电陶瓷元件位移闭环。

(三) 蠕变特性

在一定电压下，压电陶瓷的位移达到一定值后随时间缓慢变化，在较长时间内才达到稳定值，这一现象是压电陶瓷内部电介质在电场作用下的极化弛豫造成的，如图 2.8 所示。

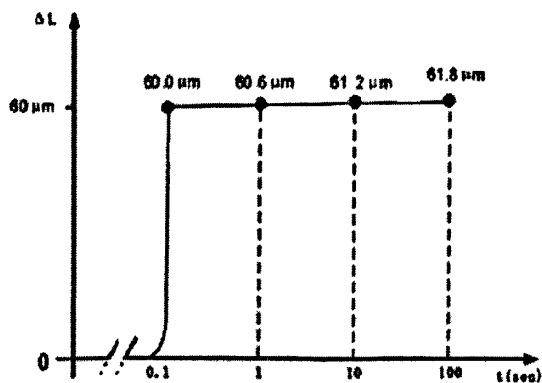


图 2.8 压电陶瓷的随时间的蠕变特性示意图

(四) 温度特性

压电陶瓷的热膨胀系数比一般的金属要小很多，但是在高精度定位及其某些特殊场合应用，压电陶瓷的温度特性也是不容忽视的。压电陶

瓷的温度特性主要表现在两个方面:

1) 线膨胀

这是指压电陶瓷随着温度的变化而伸长的特性, 由于压电陶瓷工作时消耗功率而发热, 从而使得压电陶瓷的温度发生改变、膨胀而伸长。

2) 温度对压电/电致伸缩效应的影响

压电/电致伸缩陶瓷的输出位移随着温度的增加而减少, 压电陶瓷的减小幅度较小, 这主要是由于温度的升高影响了压电晶体内部晶格的特性, 是极化减小的缘故。

2.3 影响 F-P 滤波器性能的因素

在之前的讨论中, F-P 滤波器的参数是在理想情况下的理论分析。而实际中的 F-P 滤波器性能受到诸多因素影响, 这些因素直接影响到 F-P 腔的精细度和透射率。而且实验中使用的—对光纤准直器的失调同样也会影响 F-P 滤波器的性能。

2.3.1 腔内损耗对 F-P 滤波器的影响

在实际测量中, 如果用仪器获得了滤波器透射光光谱的线宽和自由光谱范围, 那么根据式 (2.7), 总的精细度也可以定义为:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\lambda} \quad (2.24)$$

当 F-P 腔中存在损耗时, 设腔内的单程损耗为 $L \ll 1$, 则其精细度 F 和峰值透射率 T_0 为^[44-46]

$$F = \frac{\pi\sqrt{R(1-L)}}{1-R(1-L)} \approx \frac{\pi}{L+T} \quad (2.25)$$

$$T_0 \approx \frac{T^2}{(T+L)^2} = \frac{1}{(1+L/T)^2} \quad (2.26)$$

图 2.9 为在不同附加损耗 L 下, 精细度随反射镜的透射率的变化情况。由图可见, $L < 0.2\%$ 时, 提高反射率可以较大幅度地提高 F-P 腔的精

细度。而当 $L \geq 0.2\%$ 时，精细度的变化就非常小，提高反射率对提高精细度的贡献不大。但增加反射率将会是腔的峰值透射率大大减小。所以，当附加损耗一定时，应适当地选择反射率来优化腔的参数。

图 2.10 为在不同的附加损耗下，腔的峰值透射率随反射镜的透过率的变化情况。可以看出，在反射率较大的情况下，峰值透射率极小，而当反射率为 99%、腔内损耗为 0.5% 时，腔的峰值透射率也有 40%。

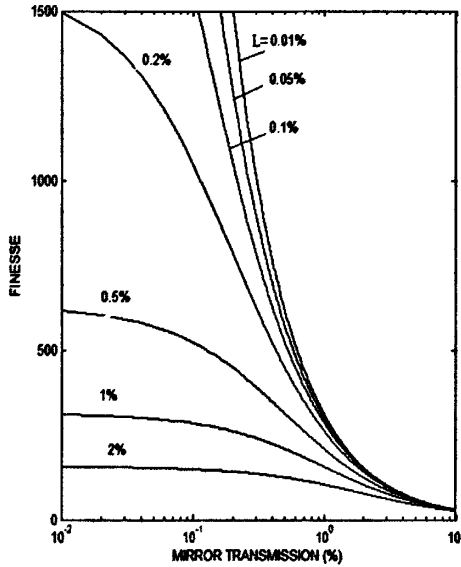


图 2.9 在不同的损耗下，精细度与透射率的关系

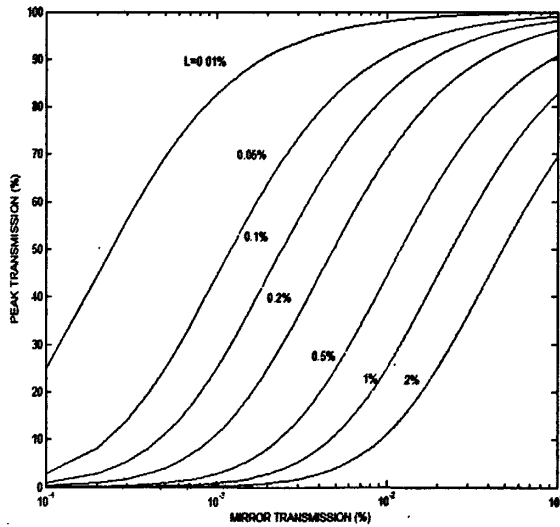


图 2.10 在不同损耗下，镜片透射率与峰值透射率的关系

当反射率一定时,减小腔内损耗,可以增大峰值透过率及提高精细度。但在腔内存在的损耗一定时,提高反射率,可以增大腔的精细度,但腔的峰值透过率急剧减小。因此,在设计的时候,应综合考虑各个参数的选择。

2.3.2 对 F-P 腔精细度的影响因素

F-P 腔的精细度也可以表示为腔的两个谐振频率的间隔 $\Delta\nu$ 与光谱分辨率 $\delta\nu$ 之比。考虑到反射面的平面度、腔镜的平行度等因素,每一项都会带来损耗 ΔV_i ,而每一单程的损耗相应有一个精细度,可以表示为^[47]

$$F_i = \pi / \Delta V_i \quad (2.27)$$

那么, F-P 腔总的精细度可以由下式计算:

$$\frac{1}{F} = \sum_i \frac{1}{F_i} \quad (2.28)$$

其中 F_i 为 F-P 腔受到某些限制或者存在某些缺陷而得到的计算精细度,这些限制或者缺陷带来的误差会影响 F-P 腔的精细度。

(1) 反射镜的平面度

反射镜表面的 Q 值可以用 λ/g 来表示,如果 $g=100$,则意味着真实表面与理想表面的偏差为 $\lambda/100$ 。反射镜的不平度的影响很难估算,但是为了能进行数量级的估算,假定反射镜具有 λ/g 的数量级,于是,当垂直入射时, F-P 腔的两个谐振频率的数值差值可以写成

$$\nu_1 - \nu_2 = \frac{qc}{2} \left(\frac{1}{L} - \frac{1}{L + \lambda/g} \right) \quad (2.29)$$

其中 c 为光速。

如果 ν_1 是对应于腔长度 L 的频率,因 $L = q\lambda/2$, 则

$$\delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = 2\Delta\nu/g \quad (2.30)$$

其精细度为

$$F_s = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{g}{2} \quad (2.31)$$

(2) 反射镜的失调

如果两个反射镜的平行偏移一个角度，就会出现附加损耗，并且光束会很快地泄露出 F-P 腔，如图 2.11 所示。这种情况我们称之为反射镜失调。

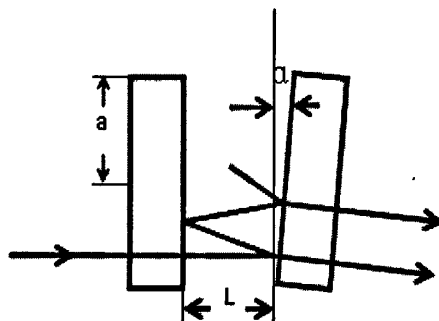


图 2.11 反射镜失调

当光束垂直入射到左侧反射镜上，则经过一个来回后的光束就会产生光程差，其光程差的数量级为 $\lambda/2$ ，在小 α 角度时，光程差为

$$\Delta \approx 8\alpha^2 L \quad (2.32)$$

如果光程差的数量级在 $\lambda/2$ ，则由 (2.32) 式得

$$\alpha^2 \frac{L}{\lambda} \sim 1/4$$

$\alpha^2 \frac{L}{\lambda}$ 为失调的特性参数。在失调时的附加损耗为

$$\Delta V_B \approx \frac{16\pi^2}{3} \left(\alpha^2 \frac{L}{\lambda}\right) N \quad (2.33)$$

N 为反射镜的菲涅尔数。由上式可以看出，失调损耗随着菲涅尔数增大而增大。F-P 腔的腔长也包括在式 (2.33) 中，消去 N 可以得到

$$\Delta V_B \approx \frac{16\pi^2}{3} \left(\alpha \frac{a}{\lambda}\right)^2 \quad (2.34)$$

由式 (2.27) 导出

$$F_{\alpha} = \frac{3}{16\pi} \left(\frac{\lambda}{\alpha a}\right)^2 \quad (2.35)$$

综上所述，其实反射镜的平面度和反射镜的失调可以归结为腔内损耗，统一地可以用式 (2.25) 来表示。

2.3.3 光纤准直器的耦合损耗

两个单光纤准直器耦合时，准直器之间的失配会使单模光纤间产生附加损耗^[37-40]。准直器之间的耦合失配主要来源于如图 2.12 所示的三个方面：(I) 光纤准直器间的横向偏移；(II) 光纤准直器间的角度偏差；(III) 光纤准直器间的轴向间距。

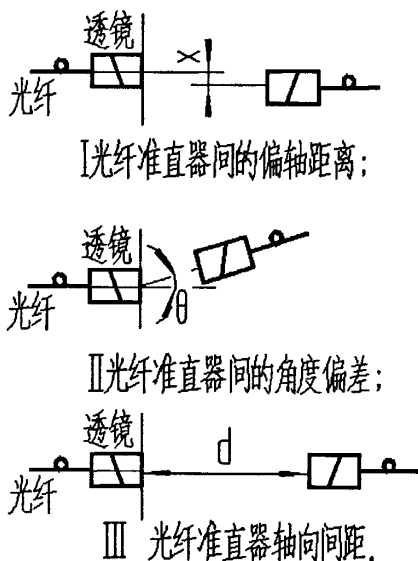


图 2.12 光纤准直器的耦合失配

在单模光纤准直器耦合系统中，垂直于光轴截面上的功率密度可以用高斯型分布来近似描述。光纤准直器将光纤传输的光进行准直后进入自由空间，然后同样将自由空间的高斯光束经过光纤准直器耦合进入光纤。如果两个准直器之间存在着上面几种耦合失配，必然会影响光束在两个准直器之间的传播而增加损耗。

根据模场耦合理论，光场分布为 ϕ_1 的高斯光束与 ϕ_2 的高斯光束的耦合效率为

$$\eta = \left| \iint \phi_1 \phi_2^* ds \right|^2 / \left(\iint |\phi_1|^2 ds \iint |\phi_2|^2 ds \right) \quad (2.36)$$

由高斯光束传输理论, 经过进一步推导, 可以分别得到两个光纤准直器在离轴耦合、偏角耦合以及间距耦合三种情况下的耦合效率:

(I) 离轴耦合:

$$\eta_a = -10 \lg \left\{ \exp \left[- \left(n_0 \sqrt{A} \pi x_0 \omega_0 / \lambda \right)^2 \right] \right\} \quad (2.37)$$

(II) 偏角耦合:

$$\eta_b = -10 \lg \left\{ \exp \left[- \left(\theta / \left(n_0 \sqrt{A} \omega_0 \right) \right)^2 \right] \right\} \quad (2.38)$$

(III) 间距耦合:

$$\eta_c = -10 \lg \left\{ 4 \left(1 + \varepsilon^2 \right) / \left(2 + \varepsilon^2 \right)^2 \right\} \quad (2.39)$$

其中 n_0 为轴线折射率, A 为透镜的聚焦常数, $\varepsilon = n_0^2 A \pi d \omega_0^2 / \lambda$, ω_0 、 λ 分别为高斯光束的模场半径和波长; d 为光纤准直器间的间距; x 为两光纤准直器的偏轴距离; θ 为两光纤准直器间的偏轴角度。

2.4 本章小结

本章主要讨论了可调谐 F-P 滤波器的理论模型和基本原理, 简单介绍了 F-P 腔的基本原理, 同时, 还对 F-P 滤波器的其他主要组成部分 (压电陶瓷微位移器和 C-Lens 准直器) 进行了理论分析。随后对实验中可能影响到 F-P 滤波器性能的几个主要因素进行了分析, 为以后的实验工作提供理论基础, 便于结果分析。

第三章 F-P 滤波器的制作及测试

3.1 F-P 滤波器的制作

F-P 滤波器的装配图如图 3.1 所示,制作的关键步骤包括 F-P 腔的调节、准直器的对准以及各器件的粘接。

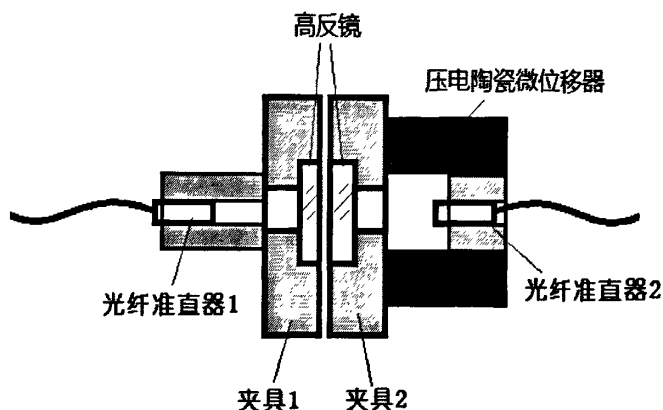


图 3.1 实验装配图

3.1.1 关键器件介绍

(1) 高反镜

实验中使用的镜片为宽带高反镜片,其在 $1000\text{nm}\sim 1100\text{nm}$ 的反射率均达到了 99.5% 以上,在中心 1050nm 处的反射率更达到了 99.7%。而且为了消除镜片自身的标准具效应,我们将未镀高反膜的面加工成 $10'$ 的楔角,并镀上增透膜。镜片的直径为 6mm ,厚度为 3mm 。

根据实验镜片的反射率由公式 (2.4) 计算,理论上该 F-P 腔的精细度在 1000 附近。假设 F-P 腔的腔长在 $10\mu\text{m}$,那么计算可以得出,FSR 等于 50nm ,F-P 腔透射光的波长半宽度为 0.05nm 。但是,由于诸多因素的影响,往往实际的精细度、波长半宽度与理论计算相差甚远。

(2) 压电陶瓷微位移器 (PZT)

压电陶瓷微位移器是由多层压电陶瓷薄片堆叠而成,利用其自身的

电致伸缩效应（逆压电效应），能在极化方向上产生微小的位移。因此，它是一种高分辨率电压控制微小应变的器件，其定位精度在微米或亚微米量级，分辨率可达到几十纳米。

实验中使用的是圆环状的压电陶瓷微位移器，其具体参数如表 3.1 所示。

表 3.1 PZT 技术参数

型号	驱动电压 (V)	最大位移 (μm)	尺寸
WTYD2010010	0~260	11	$\Phi 20 \times \Phi 10 \times 10$

(3) 光纤准直器

实验中使用的光纤准直器如图 3.2 所示，性能参数见表 3.2。光纤准直器的作用主要是对光进行耦合和准直。

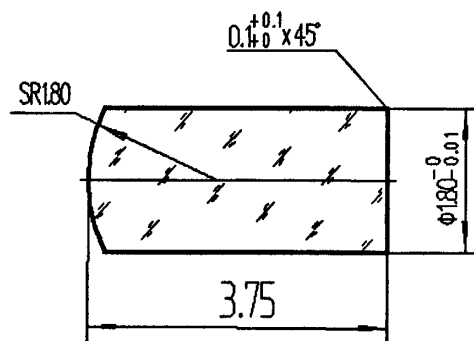


图 3.2 C-Lens 结构示意图

表 3.2 C-Lens 基本性能参数

透镜直径	工作波长	工作距离	插入损耗	回波损耗
1.8mm	1064nm	40mm	0.25dB	60dB

3.1.2 F-P 滤波器的制作流程

在制作滤波器的过程中，始终要有检测光源来观察判断各个环节是否已调节到最佳状态，所以实验中搭建了一个简单的检测系统，其结构图如图 3.3 所示。

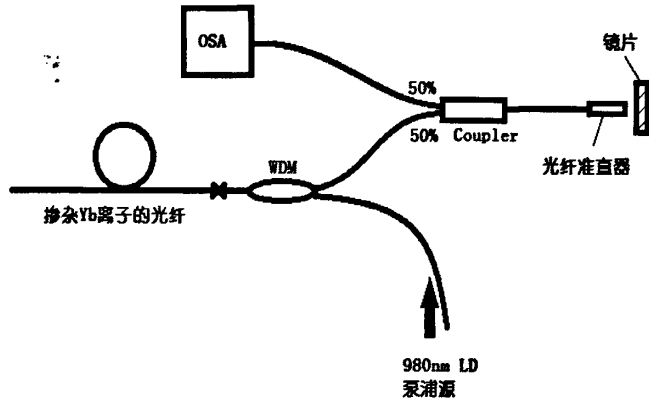


图 3.3 实验的光路准直检测系统

图中，掺杂 Yb^{3+} 的光纤长度为 2m ，芯径与包层直径分别为 $7\mu\text{m}$ 和 $125\mu\text{m}$ ，在功率为 120mW 的 980nm 半导体激光器 (LD) 泵浦下，产生自发辐射荧光，其反向荧光通过 WDM 进入 Coupler，其荧光光谱如图 3.4 所示。

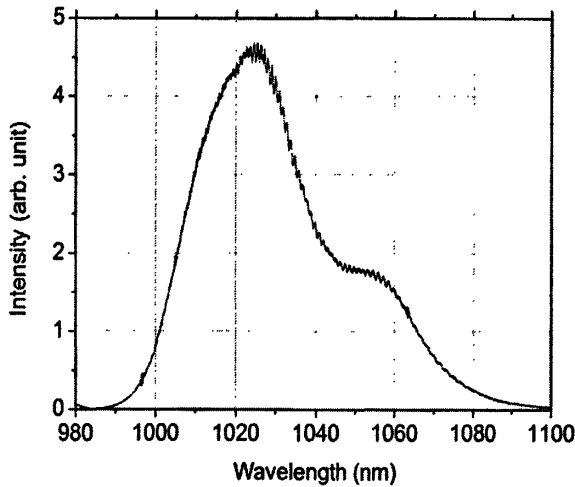


图 3.4 掺镱光纤产生的反向荧光

由掺镱光纤产生的反向荧光从光纤耦合器 (Coupler) 的一个端口进入光纤准直器，荧光从光纤准直器入射到高反射镜片。由于该镜片在 $1000\text{nm}\sim 1100\text{nm}$ 具有高反射率特性，荧光基本上被反射回来。使用上转换片观察反射回来的荧光位置，调节镜片所在的调节架，使反射的荧光进入光纤准直器，并经过 Coupler 的另一个端口进入光谱分析仪 (OSA)，从而在 OSA 上扫描反射回来的光谱。当光谱功率达到最大的时候，说明

光纤准直器与镜片的高反面垂直。该方法在整个 F-P 滤波器制作过程中被用来检测和调节光路。

使用上述方法，结合图 3.1 来简单说明 F-P 滤波器的制作过程：

(1) 用 AB 环氧胶将两片反射镜分别粘到夹具上，将两个光纤准直器粘接到金属套管内（便于与镜片夹具粘合），并放置 24h 待其固化。

(2) 将夹具 2 和光纤准直器 2 分别安装在光学调节架上，通过上述的准直方法使光纤准直器出来的光垂直入射到夹具 2 的反射镜上，然后用 AB 胶将二者粘接在一起，固化 24h。

(3) 接着将圆环状 PZT 的一端和夹具 2 粘合在一起，另一面与固定的基座粘在一起，并放置固化（注意，在涂胶的时候要均匀）。待其固化之后，将 PZT、光纤准直器 2 和夹具 2 所在的基座整体安装在光纤调节架上。

(4) 把准直器 1 安装在一个光学调节架上，由于光纤准直器的工作距离为 40mm，所以，可以使准直器 1 距离夹具 2 有一段距离，便于在二者之间放置一个调节架来夹住夹具 1。

(5) 先使用上述的准直方法使准直器 1 与夹具 2 的反射镜垂直，然后使用 980nm 的 LD 光源（反射镜在 980nm 的透射率比较大）入射到光纤准直器 1，通过调节三维平移台，使光纤准直器 1 出来的 980nm 的光由准直器 2 接收，并在光谱仪上看到最大值。

(6) 然后将夹具 1 所在的调节架放入准直器 1 和夹具 2 之间，使用上述准直方法让准直器 1 出来的光垂直夹具 1 上的反射镜。接着移动夹具 1 所在的三维平移台，使夹具 1 的镜片高反面与夹具 2 的镜片高反面之间的距离在 1mm 之内。

(7) 使用 980nm 的激光从准直器 1 入射经过两个镜片，然后由准直器 2 接收并由光谱仪观测，然后调节夹具 2 所在的基座，使光谱仪上的光谱峰值达到最大值。此时，两镜片已经基本上平行，改用掺镱光纤产生的荧光观测，可以在光谱仪上看到较密的干涉光谱，只是峰值功率很小。

(8) 改用掺镱光纤的荧光观测之后，调节基座所在的调节架，使

F-P 滤波器透过的光波透射峰达到最大值。再移动三维平移台，同时调节光学调节架使 F-P 腔腔长达到 $10\mu\text{m}$ 左右。

3.2 F-P 滤波器性能的测试

3.2.1 测试仪器和设备

在可调谐滤波器的测试中，用到了很多设备和仪器，主要有如下几种：

(1) 光谱分析仪 (OSA)

测试中必不可少的测试仪器就是光谱分析仪 (OSA)，本实验使用的是 ANDO 公司的光谱分析仪，型号为 AQ6317C。

ANDO 公司的 AQ6317C 光谱分析仪广泛应用于光源测试、波长损耗特性的测量以及 WDM 系统的波形分析。AQ6317C 可以检测的波长范围在 600nm 至 1750nm ，精度可达 $\pm 0.1\text{nm}$ ，在 $1520\text{--}1580\text{nm}$ 范围内，精度更可以达到 $\pm 20\text{pm}$ 。

(2) PZT 驱动电源

由于压电陶瓷微位移器具有蠕动、迟滞等电气特性，所以 PZT 的驱动电源一定要有很好的稳定性。

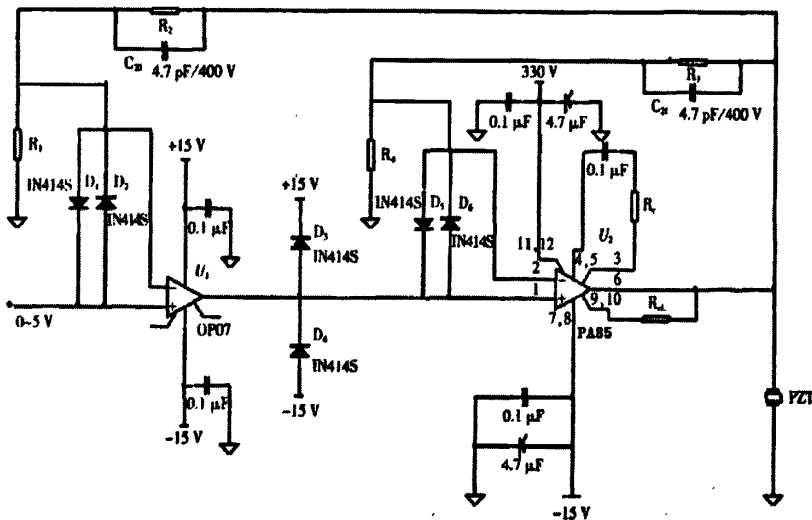


图 3.5 线性放大电路

目前，有两种常用的驱动方法：一是电压驱动，二是电荷驱动。电

压驱动型电源主要应用高压运放技术，可以达到频率响应范围宽、波纹小的效果；电荷控制型驱动电源是基于对电容器充放电原理，它可以有效地改善压电陶瓷的迟滞和蠕变，但压电陶瓷的内阻高，因而充电电流小，响应时间长。

本实验采用的是电压控制型驱动电源^[48]，其主要部分是线性放大电路，实现电压的线性放大和功率放大，输出连续可调的直流电压。放大电路决定着电源输出电压的分辨率和稳定性，是整个电源的关键。其中线性放大电路的电路图如图 3.5 所示。

该电路主要由 PA85 和 OP07 两级运放串联，组成负反馈放大电路。其中 $R1=3k\Omega$, $R2=177k\Omega$, $R3=180k\Omega$, $R4=6k\Omega$ 。运放 OP07 的失调电压非常小，仅为 $75\mu V$ ，假如该放大电路的放大倍数为 60 倍，则 $75\mu V \times 60=4.5mV$ ，对于放大电路来说，已经是很高的分辨率了。PA85 是一个高压、大带宽的 MOSFET 运算放大器，输出电流达 $200mA$ ，双端供电时输出电压可达正负 $215V$ ，单端供电时输出电压高达 $440V$ 。它具有很宽的电源电压范围和很高的电源抑制比，并且其自身的厚膜电阻、陶瓷电容和半导体芯片大大增强了使用的可靠性，减小了尺寸并提高了性能。

实验中使用的 PZT 驱动电压不需要很高，驱动 PA85 的高压稳压电源电压最高也只能到达 $80V$ ，则输入到线性放大电路的电源的电压范围在 $0-1V$ ，只需一个简单的直流稳压源即可实现，并通过电位器来调整输入电压。经过线性放大电路放大之后，可得到 $0-60V$ 的电压输出。

在线性放大电路中，对 PA85 进行相位补偿并且分配合适的放大倍数，可以得到稳定的电压输出，其参数如表 3.3 所示：

表 3.3 PZT 驱动电压的技术指标和参数

测试项目	技术指标
输出电压范围/ V	$0-80V$
分辨率/ mV	$4.5mV$
稳定性 ($8h$) /%	0.1

可见, 基于 PA85 的电压型 PZT 驱动电源输出电压稳定, 分辨率高, 波动小, 并且结构简单, 在实验中具有很高的实用价值。

(3) 其他仪器设备

在测试可调谐 F-P 滤波器的实验中, 还使用了精密调节架、荧光上转换片、980nm 的半导体激光器等等。测试的时候还搭建了一个检测系统, 其结构如图 3.3 所示。

3.2.2 测试过程与结果

当调节各个光学调节架使得两镜片达到完全的平行时, Yb^{3+} 光纤的自发辐射荧光就会透过 F-P 滤波器, 并可在光谱分析仪上检测到结果。

使用 120mW 的 980nm 半导体激光器泵浦 Yb 光纤产生的自发辐射荧光 (如图 3.4 所示) 虽然具有很大的波长范围, 但是却不甚平坦, 因此在光谱仪上看到的透射光光谱的各个峰值功率并不一定会相等。图 3.6 给出了 PZT 未加电压时光谱分析仪上接收到的透射光光谱。图中出现了两个峰, 是 F-P 腔的周期性梳状滤波特性。从图中可以看到, 实验中得到的 FSR 为 49.46nm。根据式(2.5)可以计算得到 F-P 腔的腔长为 11 μm 。

对于 F-P 滤波器而言, 自由光谱范围越大, 意味着腔长越短。但是腔长变短, 两镜片的平行度对精细度影响就越大, 即要调节两镜片平行的难度也越大。而且, 当腔镜的反射率固定时, F-P 腔的精细度是不会改变的, 由式 (2.7) 可以知道, 自由光谱范围越大, 线宽也就会变大, 那么就直接影响到滤波器的滤波特性。所以, 在精细度确定的情况下, 要综合考虑 F-P 腔的腔长, 以获取最佳的自由光谱范围和线宽。

图 3.6 右上角的插入图描述的是透射光的线宽, 其值为 0.368nm。由于环境因素的影响, 没有做到完全隔离外界环境的干扰, 透射光光谱带有许多的毛刺, 不过不会对线宽的测量产生太大的偏差。

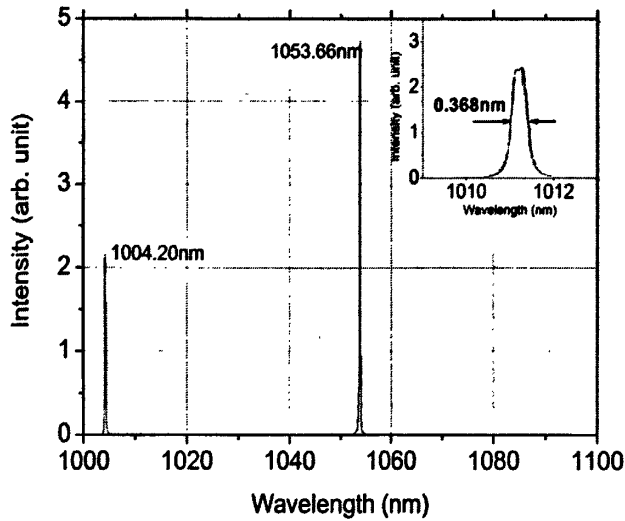


图 3.6 滤波器透射荧光光谱，插入图为透射光的波长半宽度

由测量得到的自由光谱范围和线宽，可以根据式 (2.24) 计算实际的 F-P 腔精细度为 $49.46nm/0.368nm=134$ 。这与理论计算得到的精细度 ($=1045$) 相差甚远，分析其原因主要是腔内损耗比较大，没有将滤波器放置在无尘的环境中，而且外界环境带来的震动、温度等因素的影响未得到消除，使得 F-P 滤波器的精细度大大降低。

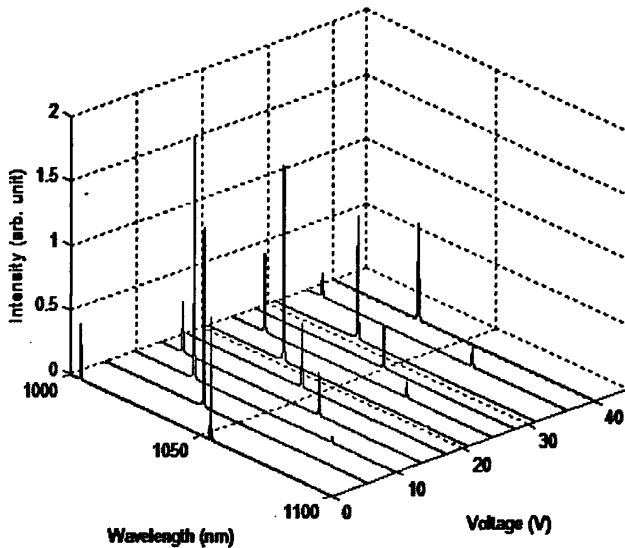


图 3.7 透射光波长和加载在 PZT 上电压的关系

图 3.7 给出了 PZT 加电压时电压与 F-P 滤波器的透射荧光光谱的关系。其中，PZT 的测试电压从 0V 逐渐增加到 40.1V，滤波器透射光波长

与 PZT 的电压呈一一对应关系，二者大致成线性关系，但是 PZT 的蠕动和迟滞在一定程度上影响了线性关系。从图中可以看出，当电压增大的时候，滤波器透射光波长向短波方向移动。这和式 (2.8) 的分析相吻合。

当 PZT 的电压从 0 增大到 40.1V 时，滤波器的透射光波长移动范围大于三个自由光谱范围，由此可以计算透射光波长随 PZT 电压变化为 3.6nm/V 。

3.3 对可调 F-P 滤波器的改进意见

在实验过程中，提出了其它基于同样原理的可调谐 F-P 滤波器的结构方案，但是由于时间所限以及当前实验室条件下难以实现，没有加以验证，现将其列出，以待改进。

由于前面的方案所使用的结构做成的成品，体积会比较大，给使用带来不便，因此，提出改进方案的结构原理图如图 3.8 所示。

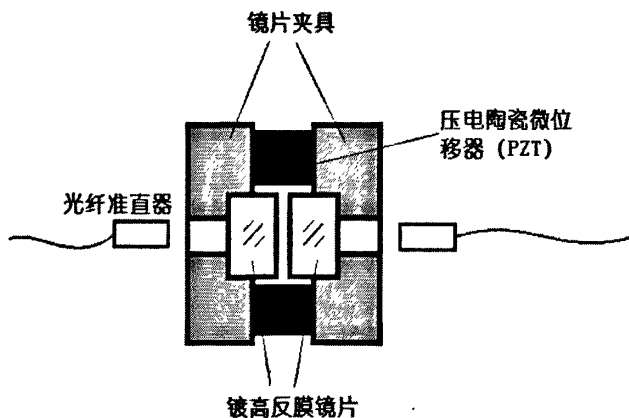


图 3.8 可调谐 F-P 滤波器的改进方案

镀有高反射率膜的镜片用 AB 环氧胶粘到夹具上，然后将压电陶瓷微位移器的两个端面分别与两镜片的夹具端面粘接在一起。用弹性胶将两夹具粘到基座上，当加电压到 PZT 上时，PZT 伸长，两夹具就会向相反的方向移动，使由两镜片组成的 F-P 腔腔长变长。或者固定其中一个夹具到基座上，那么 PZT 会推动另一个夹具来改变腔长。

此方案理论上是可行的，但是在实验操作上具有以下两个较难克服

的问题：

1) 用调节架将两镜片高反面调平行之后，要用胶水粘接各个部分。在胶水固化的时候，会产生应力，是两镜片的平行度受到影响。

2) 即使粘接过程中克服应力的影响，完全保证两镜片的平行度，但是之后使用的稳定度是完全靠 PZT 本身来确保平行度。如果受到一点震动或者挤压，F-P 腔的性能就会受到影响。所以，需要在完成粘接之后，维持系统的稳定性是一个难题。

基于以上原因，该方案在试验中并未得到实现，但是一旦克服之后，将会简化系统结构，让滤波器更方便地使用在实际应用中。

3.4 本章小结

本章介绍了实验中实现新型可调谐 F-P 滤波器的具体工作，包括关键器件的选用、实验设备、器件的制作过程和性能测试，以及器件的改进。首先介绍了所选用的两个关键器件（光纤准直器和 PZT）的技术参数，并且还介绍了自己制作的 PZT 电压驱动电源。随后介绍了器件的测试装置、实验设备，并给出了测试结果。最后对该方案提出了一个改进方案，希望以后对器件的进一步改进有益处。

第四章 可调谐环形 Yb 光纤激光器

近几年, 光纤激光器因其优异的光束质量、非常高的功率和功率密度、易于冷却、高的稳定性等多方面的优点引起了研究人员和应用者日益浓厚的兴趣, 已经并将继续在通信、军事、医疗等领域中发挥重要的作用。

光纤激光器按照谐振腔腔型来分, 可分为环形腔结构和线形腔结构两类。在线形腔的光纤激光器研究中, 应用紫外激光直接写光纤光栅作为反射镜的分布布拉格反射 (DBR) 和分布反馈 (DFB) 结构的光纤激光器, 具有谐振腔结构简单、激光输出稳定等优点, 但是, 宽带调谐较为困难, 对光纤光栅的制作要求较高。环形腔结构的光纤激光器结构稍微复杂, 对振荡的波长较难以控制。如果在腔内使用 F-P 滤波器可以对激光模式进行选择, 可实现稳定的激光输出^[49]。

将来, 光纤激光器的发展趋势主要有以下几个: 1) 单根光纤激光的连续输出高达百瓦量级、千瓦量级甚至万瓦量级的高功率光纤激光器; 2) 在通信领域的光波分复用系统中使用的可调谐光纤激光器; 3) 高平均功率、高峰值功率的脉冲光纤激光器。

采用前文已经介绍的所研制的可调谐 F-P 滤波器, 搭建了环形 Yb 光纤激光器, 实现了宽带调谐的激光输出, 初步演示了 F-P 滤波器在可调谐光纤激光中的适用性。

4.1 可调谐光纤 Yb 激光器的原理及结构

4.1.1 激光的工作原理

激光器由三要素组成: 工作物质、谐振腔和激励源 (泵浦源)^[50]。

(1) 工作物质

光与物质的相互作用包括原子的自发辐射、受激吸收以及受激辐射三种。工作介质中的受激辐射过程成为主导, 激活粒子处于粒子数反转

分布,是形成激光的必要条件之一,选择合适的激光工作物质是构成一台激光器的首要物质前提。为了选择激光工作物质,必须对物质作能谱分析。如果这种物质有合适的跃迁能级,即在某两能级之间可以实现粒子数反转分布,那么在两个能级之间的辐射跃迁被允许的前提下,可以受激辐射出相应于两能级能量差的光子。

(2) 谐振腔

对于大多数工作物质而言,由于单程的受激辐射的放大作用不够强,光波被受激辐射放大的部分往往被介质中的其他损耗因素所抵消,所以受激辐射不能成为介质中占优势的一种辐射。而谐振腔的作用就是让有限长度的工作物质得到充分利用,并且提供正反馈,形成振荡。

(3) 激励源(泵浦源)

要使激光工作物质成为激活,需要有外界的激励源。激励源的作用就是使介质中处于基态能级的粒子不断地被提升到较高能级(即激发态)上,使介质造成粒子数反转分布。激励源的选择取决于工作物质的特性,较常用的激励源有脉冲氙灯、碘钨灯、半导体激光器等。

4.1.2 光纤激光器的工作原理

在光纤激光器中,一般采用掺杂稀土离子(如 Er^{3+} 、 Tm^{3+} 、 Nd^{3+} 等)的光纤作为工作介质,稀土离子掺入到光纤纤芯,当泵浦光通过光纤时,纤芯的稀土离子吸收泵浦光,跃迁到激光上能级,产生粒子数反转。翻转后的粒子在自发辐射光子或者特别注入的光子诱导下产生受激辐射跃迁到激光下能级,同时发射出与诱导光子相同的光子,这样的过程雪崩般发生,于是发射出激光^[51]。这就是光纤激光器的基本原理。

4.1.3 环形光纤激光器的基本结构

本实验搭建了一个环形光纤激光器,工作物质是掺镱(Yb^{3+})光纤,泵浦源为 120mW 的 980nm 半导体激光器,采用的是环形腔结构,如图 4.1 所示。

实验中,所使用 Yb 光纤的长度为 2m, 90/10 耦合器的 10%端口作

为激光的输出端。在该激光器结构中，将自制的可调谐 F-P 滤波器连接在隔离器和光纤耦合器之间，不仅可以起到选择模式使激光输出稳定的作用，还可以将大部分荧光滤掉，大大提高激光输出的信噪比。

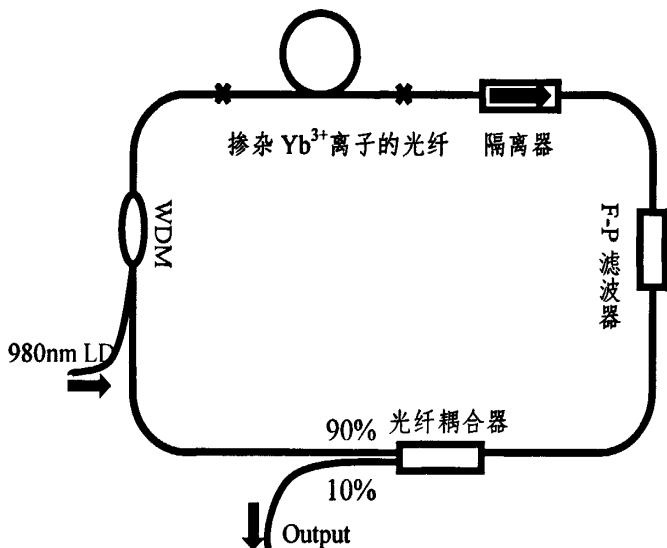


图 4.1 Yb 光纤激光器的结构示意图

4.1.4 镱离子 (Yb³⁺) 的特性

该环形光纤激光器的工作物质是掺镱光纤，Yb³⁺ 稀土离子与其他离子（如 Er³⁺、Tm³⁺、Nd³⁺ 等）相比，能级结构比较简单，如图 4.2 所示，与激光跃迁相关的能级就只有两个简并的多重态能级 $^2F_{5/2}$ 和 $^2F_{7/2}$ [52,53]。

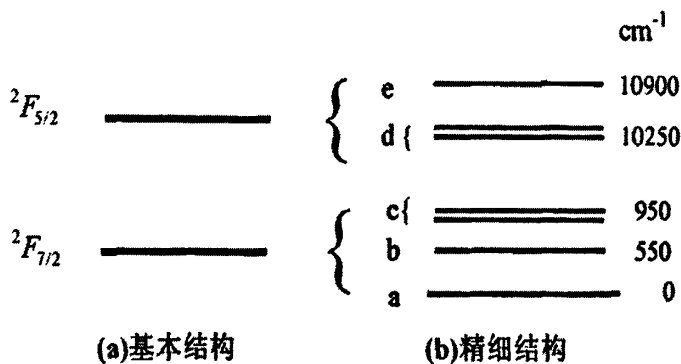


图 4.2 镱离子能级结构图

当镱离子被掺杂如石英光纤中之后，由于石英晶格电场非均与分布的影响，引起镱离子能级的 Stark 分裂，基态 $^2F_{7/2}$ 展成 4 个 stark 能级，

激发态 ${}^2F_{5/2}$ 则展开成 3 个 Stark 能级, 如图 4.2 (b) 所示。常温下, ${}^2F_{5/2}$ 分裂的能级可分辨的为两个, ${}^2F_{7/2}$ 为三个, 如图 4.3 所示。

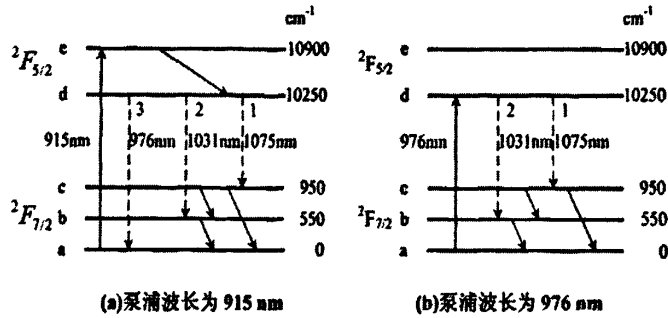


图 4.3 石英中镱离子的跃迁机制

由于镱离子只包含两个多重态, 因此在泵浦波长处和激射波长处都不存在激发态吸收。同时, 基态和激发态之间的能隙很大, 阻碍了光子无辐射跃迁以及淬灭现象的发生, 因此掺镱光纤激光器具有很高的泵浦效率和量子转换效率。

掺镱光纤的吸收和发射谱线都很宽, 如图 4.4 所示的是石英光纤中镱离子典型的吸收和发射截面^[54]。

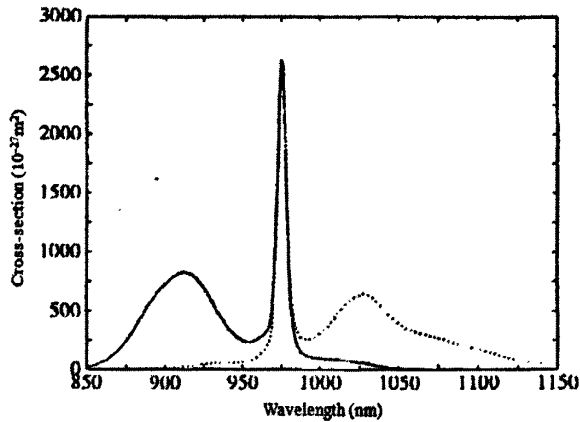


图 4.4 石英光纤中镱离子的吸收 (实线) 截面和发射 (虚线) 截面

虽然镱离子的吸收在 915nm 和 976nm, 但是在现有实验室条件下, 采用 980nm 的半导体激光器作为泵浦源。正是由于镱离子具有极宽的发射谱, 掺镱光纤激光器才可以实现很宽的输出波长范围。选择适当的调谐方法, 就可以在发射谱的带宽内实现输出激光波长的调谐, 这也是为

何选择掺镱光纤作为工作物质的原因之一。

4.2 实验测量结果

可调谐 F-P 滤波器在环形腔内起到了模式选择作用，当给 PZT 加载电压的时候，激光器的激射波长会随着电压的变化而变化。图 4.5 表明了 PZT 驱动电压与激光输出波长之间的关系。从图中可以看出，当电压从 $25.7V$ 上升到 $31.9V$ 时，激光输出的波长从 $1065.32nm$ 变化到 $1032.82nm$ ，调谐范围达到 $32.5nm$ 。在泵浦功率最大的时候，得到的激光输出最大功率为 $2.72mW$ ，波长在 $1056.98nm$ 。图中激光在不同波长上输出的功率大小不一样，是由于掺镱光纤在不同波长的发射截面不同所致。

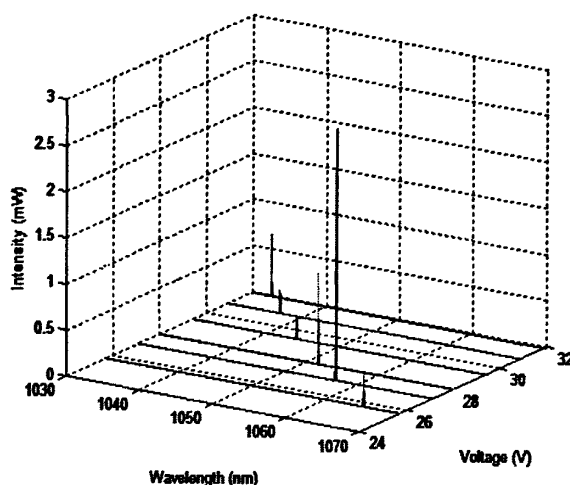


图 4.5 可调谐的激光输出

图 4.6 是光纤激光器的输出光谱，激光的线宽为 $0.078nm$ 。在实验中，激光输出还存在着跳模现象。因为在环形光纤激光器中，环形腔长度越长，激光纵模之间的模式间隔越短，那么激光输出就容易出现跳模现象。如果 F-P 滤波器的线宽小于环形腔的纵模间隔的时候，就可以实现单纵模的激光输出，抑制跳模现象的发生。但是，环形激光器的腔长一般很长，本实验使用的环形腔长约为 $10m$ ，根据行波腔理论可知，纵模间隔在 $20MHz$ ，远远小于 F-P 滤波器的线宽，因此，使用 F-P 腔来获得单纵模激光输出存在一定的困难。F-P 滤波器的线宽为 $0.368nm$ ，也就意味着

激光即使存在着跳模现象，其纵模也不会跳出 F-P 滤波器的线宽范围。

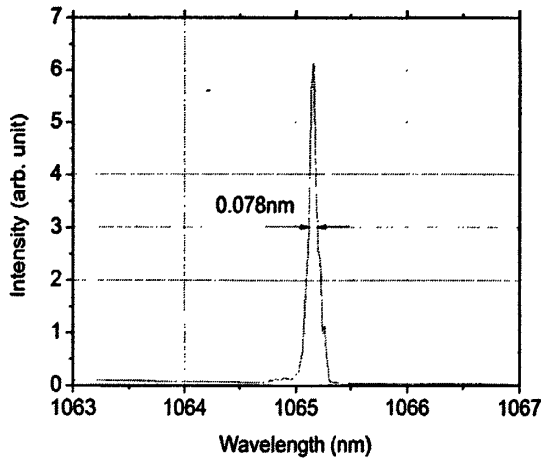


图 4.6 激光光谱的半高全宽（线宽）

由于时间的限制，未对激光器的功率和波长的稳定性进行测量。以上的测量并未在无尘隔震的环境中进行，F-P 滤波器受到环境的影响较大，必然会直接影响光纤激光器的稳定性。

4.3 结果分析及改进意见

可见，利用两个高反射率的镜片制作成的 F-P 滤波器，可以用光纤准直器接入光纤激光器，实现全光纤化。而且，镀膜的镜片具有较高的损伤阈值，可以将其应用于大功率光纤激光器的使用。鉴于研究时间有限，并未将该 F-P 滤波器用于大功率光纤激光器中进行测试，但是在理论上这是完全可行的。

当然，根据实验测得的数据来看，实验所构建的环形光纤激光器还是存在着一些问题，主要有以下几点：

1) 使用该 F-P 滤波器所产生的激光在波长上比较稳定，但是在功率上稳定性不好，主要是由于环境的因素带来的影响。当环境有震动的时候，由于环形腔的纵模间隔很小，很容易产生跳模。

2) 实验使用的掺镱光纤长度为 $2m$ ，还不是最佳的光纤长度。

3) 环形激光器还无法实现单纵模输出，存在跳模现象，而且激光的偏振态无法控制。

根据以上在实验中碰到的问题，提出如下解决方案：

1) 激光功率的稳定在很大程度上受到环境和滤波器性能的影响，所以，提高滤波器工作的性能就可以让激光器的稳定性大大提高。

2) 通过使用不同长度的掺镱光纤寻找到最佳的光纤长度，这样就可以提高输出功率以及斜效率。

3) 该 F-P 滤波器是偏振无关器件，单纵模激光输出总是存在着两个偏振态，在两个偏振态之间会存在跳模。所以，在激光器中必须加入偏振控制器，是激光在某一偏振态上产生激光。

而且，可调谐 F-P 滤波器具有 60nm 的自由光谱范围 (PZT 加电压的情况下)，而本实验中激光输出的带宽只有 32.5nm ，虽然在激光输出波长带宽之外的发射截面较小，但是通过提高泵浦源的功率，激光的输出范围将会更宽。

因此，在进一步的研究中，主要的工作是优化可调谐 F-P 滤波器的性能，通过减少环境因素的影响，来增加激光输出波长和功率的稳定性。而且还要将可调谐 F-P 滤波器应用于高功率可调谐光纤激光器中，检验其在高功率激光器中的性能。

4.4 本章小结

本章主要是将研制成的可调谐 F-P 滤波器应用到环形 Yb 光纤激光器中，并对激光输出进行了测量。首先描述了激光的基本原理，并简单介绍了环形激光器的结构。其次对激光器的各个主要参数进行了测量并进行分析，最后提出了改进意见和今后的研究目标。

第五章 总结

(一) 工作总结

本文涉及了作者攻读硕士学位期间所从事的主要科研工作。首先，成功研制了一种新型的可调谐 Fabry-Perot 滤波器，它由一对光纤准直器、一个压电陶瓷微位移器 (PZT) 以及一个由一对高反射率镜片组成的 F-P 腔构成。其中光纤准直器使得滤波器与其它的光纤系统耦合，PZT 用来调节 F-P 腔的腔长，实现波长调谐。经测量，该滤波器的 FSR 为 $49.46nm$ (PZT 未加电压时)，精细度为 134，透射光波的线宽为 $0.368nm$ 。当 PZT 加电压时， FSR 更是超过 $60nm$ 。然后，将研制完成的 F-P 滤波器用于搭建一个环形 Yb 光纤激光器，实现了在 $1060nm$ 附近波长调谐范围为 $32.5nm$ 的光纤激光输出，激光线宽为 $0.078nm$ 。

(二) 主要创新点

1、镀有高反射率膜的镜片具有较高的损伤阈值，这样的反射镜制作成的 F-P 滤波器适用于高功率激光器中。

2、本文制作成的可调谐 F-P 滤波器具有很宽的调谐范围，其 FSR 接近 $50nm$ (PZT 未加电压)，而在 PZT 的作用下，更可达到 $60nm$ 。

3、带尾纤的光纤准直器使该滤波器可以与光纤系统耦合，实现全光纤化。

(三) 后续工作和展望

针对实验中碰到的问题和不足之处，在今后的研究中，主要有以下几点工作要完成：

首先，提高可调谐 F-P 滤波器的特性，做好滤波器的整体封装，消除环境因素对其带来的各种影响。

其次，在完成滤波器的改进之后，进一步测试由该滤波器搭建的光纤激光器的稳定性，期望取得稳定的激光波长和功率输出。

然后，将可调谐 F-P 滤波器应用于高功率光纤激光器中，测试其在激光器的应用效果和工作性能，实现可调谐高功率激光输出。

除此之外，还可以对可调谐 F-P 滤波器进行结构优化和改进，提高它的稳定性和可靠性；在光纤激光器中，使用偏振控制器件来获得单纵模单偏振态的激光输出；使用功率更高的泵浦源，让激光输出的波长范围更宽。

参考文献

- [1] A. Perot, Ch. Fabry. Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air [J]. Ann. Chim. Phys., 1897, Vol.12: 459~501
- [2] A. L. Shawlow, C. H. Townes. Infrared and Optical Masers [J]. Phys. Rev., 1958, Vol.112:1940~1949
- [3] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby [J]. Nature, 1960, Vol.187: 493~494
- [4] 毕卫红, 潘宇, 刘丰, 于建云. 光纤 F-P 电压传感器[J]. 电力电子技术, 2008, 42 (4) :49-50
- [5] 于清旭, 王晓娜, 宋世德, 赵业卫, 崔士斌. 光纤 F-P 腔压力传感器在高温油井下的应用研究[J]. 光电子·激光, 2007, 18(3):299-302
- [6] 吴宇, 曾旭, 刘晓, 杨国光. 可调腔长全光纤 F-P 腔纳米位移传感器的研究实验[J]. 光电子·激光, 2008, 19 (9) :1196-1199
- [7] 葛益娴, 王鸣, 陈绪兴, 李明. 基于强度调谐的 Fabry-Perot 型光纤 MEMS 压力传感器[J]. 传感技术学报, 2006, 19 (5), 1832-1835
- [8] Michael Han, Zhangyuan Chen, Anshi Xu, Linzhen Xie. Realizing of OADM using FP resonator as both dropping and bypass device [J]. SPIE, Vol. 3420: 265-272
- [9] 郇炬烽, 袁一方, 陶伟, 侯建伟. 用于光纤通信系统的 F-P 可调谐滤波器[J]. 激光与光电子学进展, 2006, 43 (2): 54-57
- [10] 任凯, 王涛. 基于 F-P 腔的波长可调谐光分插复用器[J]. 华中科技大学学报(自然科学版), 2006, 34 (8) :68-70
- [11] Chien-Hung Yeh, Chi-Wai Chow, Fu-Yuan Shih, Chia-Hsuan wang, Yu-Fu Wu, and Sien Chi. Tunable Dual-Wavelength Fiber Laser Using Optical Injection Fabry-Perot Laser [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2008, 2(24): 2093-2095

- [12] 何理, 杨伯君. 波长可调谐光纤激光器[J]. 激光与红外, 2006, 36 (4): 247-249
- [13] R. Ludeke, E. P. Harris. Tunable GaAs laser in an external dispersive cavity [J]. Appl. Phys. Lett., 1972, Vol.20:499~500
- [14] 王军民, 杨炜东, 谢常德, 彭堃堃. 闪耀光栅弱反馈 GaAlAs 单模半导体激光器的频率调谐特性[J]. 光学学报, 1999, Vol.19: 463~467
- [15] Stefan Stell, Rafael Storz, Giuseppe Ruoso, Jurgen Mlynek and Stephan Schiller. Cryogenic Optical Resonator: A New Tool for Laser Frequency Stabilization at the 1Hz Level [J]. P. R. L., 1997, Vol.78(25): 4741~4744
- [16] J. Kitching, A. Yariv, Y. Shevy. Room Temperature Generation of Amplitude Squeezed Light from a Semiconductor Laser with Weak Optical Feedback [J]. Phys. Rev. Lett., 1995, Vol.74(17): 3372~3375
- [17] Carl E. Wieman, Leo Hollberg. Using Diode Lasers for Atomic Physics [J]. Rev. Sci. Instrum., 1991, Vol.62(1): 1~20
- [18] 江毅, 唐才杰. 光纤 Fabry-Perot 干涉仪原理及应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009
- [19] 廖青. 可调谐光纤 Fabry-Perot 光滤波器的研究[D]. 北京: 清华大学电子工程系, 1993, 5~10
- [20] 廖延彪. 光纤光学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2000
- [21] A. A. M. Saleh, J. Stone. Two-Stage Fabry-Perot Filters as Demultiplexers in Optical FDMA LAN's [J]. Journal of Lightwave Technology, 1989, Vol.7(2): 323~335
- [22] J. Stone, L. W. Stulz. Pigtailed High-finesse tunable fiber Fabry-Perot interferometers with large, medium and small free spectral ranges[J]. Electronics Letters, 1987, Vol.23(15): 781~783
- [23] 申溯, 何赛灵. 液晶法布里-珀罗滤波器可调谐特性分析[J]. 光子学报, 2005, 34 (5), 713-717
- [24] Chen P. L., Lin K. C., Chuang W. C., Tzeng Y. C., Lee K. Y., Lee W. Y.

- Analysis of A Liquid Crystal Fabry-Perot Etalon Filter: a Novel Model [J]. *Photonics Technology Letters*, 1997, 9(4): 467~469
- [25] Saito T, et al. The characteristics of a Fabry-Perot Ti-diffused LiNbO₃+ optical waveguide filter [J]. *The 1998 IEICE General Conference*, C-3-179, March 1998: 345
- [26] Irmer S., Daleiden J., Rangelov V., Prott C., Friedhard R., Strassner M., Tarraf A., and Hillmer H. Ultralow biased widely continuously tunable fabry-perot filter [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2003, 15(3): 434~436
- [27] J. Daleiden, N. Chitica, M. Strassner, A. Spisser, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Rondi, E. Goutain, J. Peerlings, J. Pfeiffer, R. Riemenschneider, k. Hjort. Tunable InP/air Fabry-Perot Filter for Wavelength Division Multiplex Fiber Optical Transmission [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1999: 285~287
- [28] Strassner M. Daleiden J. Chitica N. III-V Semiconductor Material for Tunable Fabry-Perot Filters for Coarse and Dense WDM Systems [J]. *Sensor and Actuators*, 2000, 85: 249~255
- [29] Lin W. T., Chiou J. C., Bruce C.S. A Photonic Device Compatible Process in Fabricating Tunable Fabry-Perot Filter [J]. *Optics Communications*, 2002, 210: 149~154
- [30] Tucker R. S., Baney D. M., Sorin W. V., and Flory C. A. Thermal Noise and Radiation Pressure in MEMS Fabry-Perot Tunable Filters and Lasers [J]. *IEEE Journal on Selected Topics on Quantum Electronics*, 2002, 8(1): 88~97
- [31] Town G. E., Sugden K., Williams J. A. R., Bennion I., and Poole S. B. Wide-band Fabry-Perot-like Filters in Optical Fiber [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1995, 7(1): 78~80
- [32] Cho S. H., Yokota I., Obara M. Free Spectral Range Variation of Broadband [J]. *Photonics Technology Letters*, 1997, 437~438

- [33] Slavik R., Doucet S., LaRochelle S. High-performance All-fiber Fabry-Perot with Superimposed Chirped Bragg Gratings [J]. *Lightwave Technology*, 2003, 21(4): 1059~1065
- [34] 蔡治平, 曾丽珠等. 基于角度调谐 F-P 干涉仪的 C 波段可调谐激光器的研究[J]. *光电子·激光*, 2005, 16 (4): 429~432
- [35] 梁铨廷. *物理光学*. 机械工业出版社, 1987: 50~53
- [36] 王素芹, 阮玉, 邓天. 保偏双光纤准直器的研究与设计[J]. *光电子·激光*, 2002, (13): 916~919
- [37] 虞国华, 刘水华, 方罗珍, 江山, 黄德修. 光纤准直器高回波损耗的理论分析与研究[J]. *光学学报*, 1997, (17): 367~372
- [38] 刘广安. 单模光纤准直器耦合的研究与实验[J]. *光纤通讯新产品*, 2002, (9): 29~32
- [39] 柯昌剑. 新型 DWDM 器件的研究与开发[D]. 武汉: 华中科技大学, 2001
- [40] Robert W. Gilsdorf, Joseph C. Palais. Single-mode Fiber Coupling Efficiency with Graded-index Rod Lenses[J]. *Applied Optics*, 1994, 33(16): 3440~3446
- [41] 杨坤涛. *激光测试原理与技术* [M]. 华中科技大学出版社, 1999:38~41
- [42] 张福学, 王丽坤. *现代压电学(上)(中)(下)(M)*. 科学出版社, 2003
- [43] 张涛, 孙立宁, 蔡鹤皋. 压电陶瓷基本特性研究[J]. *光学精密工程*, 1998, 6 (5): 26-32
- [44] Dietrich Marcuse, J. Stone. Coupling Efficiency of Front Surface and Multilayer Mirrors as Fiber-End Reflectors [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1986, LT-4(4): 377~381
- [45] J. Stone, D. Marcuse. Ultrahigh Finesse Fiber Fabry-Perot Interferometers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1986, LT-4(4): 382~385

- [46] 廖青, 彭江得, 周炳琨. 高精度、低损耗光纤滤波器的研制[J]. 光学学报, 1995, 15 (5): 631~635
- [47] H·韦伯. 激光谐振腔[M]. 丘军林, 孙萌才译. 华中工学院出版社, 1983
- [48] 李福良, 张辉. 基于 PA85 的新型压电陶瓷驱动电源[J]. 电子质量, 2004, 26 (1): 64-65
- [49] 郭玉彬, 霍佳雨. 光纤激光器及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 2008
- [50] 王喜山. 激光原理基础[M]. 济南: 山东科学技术出版社, 1979
- [51] 肖鸿飞, 任建华. 环形腔掺铒光纤激光器的理论研究[J]. 中国激光, 2009, 36 (3): 653~657
- [52] 周炳琨, 高以智等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社(第5版), 2005
- [53] 刘东峰, 陈果夫, 王贤华, 阮灵. 掺 Yb^{3+} 光纤激光器及放大器[J]. 激光与红外, 1999, 29 (4): 243~245
- [54] R. Paschota, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(7): 1049~1056

致谢

值此论文完成之际，谨向所有关心、指导、鼓励和帮助过我的老师、同学、朋友和亲人致以衷心的感谢！

书山迷路恩师点，衷心感谢我的导师沈永行教授对我多年的悉心指导。在硕士研究生的学习和工作期间，沈老师一直对我严格要求，鼓励我勇于开拓创新，培养我独立思考的能力。在整个课题的过程中，他不仅对我的课题提出宝贵的意见，而且在论文的写作中给予大力的帮助和指导，使我能够顺利完成硕士论文。同时，导师渊博的知识、严谨的治学态度、充沛的精力以及活跃的思维令人敬佩，使我终身受益。

非常感谢实验室其他老师和同学在课题完成过程中给予的关心和帮助，特别是裘燕青博士在电路设计方面提供了很大的帮助，以及杨丁中博士在实验过程的指导和帮助。几年的学习生活中，与实验室的师兄、师姐、师弟、师妹们结下了深厚的感情，在平时的学习和生活上也给了我很大帮助，在这里对他们的帮助表示感谢。

最后感谢我的父母，近二十载含辛茹苦的养育之恩，言语无法表达，唯有好好奋斗，以求将来尽上孝道。也感谢我的姐姐和弟弟对我的关心，在我低谷的时候，总能给予我安慰。