

中国科学技术大学

University of Science and Technology of China

# 博士学位论文



论文题目 光纤法珀微腔激光器及其应用  
的实验研究

作者姓名 高新霞

学科专业 物理学

导师姓名 黄运锋 研究员 崔金明 副研究员

完成时间 二〇二二年五月

# 中国科学技术大学 博士学位论文



## 中国科学技术大学 光纤法珀微腔激光器及其应用 的实验研究

作者姓名： 高新霞

学科专业： 物理学

导师姓名： 黄运锋研究员 崔金明副研究员

完成时间： 二〇二二年五月十六日

University of Science and Technology of China  
A dissertation for doctor's degree



# **Experimental research on fiber Fabry-Pérot microcavity laser and its application**

Author: Gao Xinxia

Speciality: Physics

Supervisors: Prof. Huang Yunfeng, Prof. Cui Jinming

Finished time: May 16, 2022

## 中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名：高新良

签字日期：2022.05.25

## 中国科学技术大学学位论文授权使用声明

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

控阅的学位论文在解密后也遵守此规定。

☒ 公开 ☐ 控阅（\_\_\_\_年）

作者签名：高新良

导师签名：黄运锋

签字日期：2022.05.25

签字日期：2022.05.25

## 摘 要

高精度光纤法布里-珀罗微腔（简称光纤法珀微腔）具有高 Q 值和小模式体积，能有效增强腔内光场与物质的相互作用，近十几年来被广泛研究并应用于原子、离子、NV 色心、量子点等量子系统中。而其高 Q 值和小模式体积也正是低阈值窄线宽激光器所需要的性能。并且，法布里-珀罗腔的选模机制使得输出激光自然地具备单模性质；光纤法珀微腔的短腔长对应较大的自由光谱区，使激光器有较大的单模调谐范围；其通过剪切压电陶瓷改变腔长来调谐激光波长，电调谐的方式比其他微腔的热调谐具有更高的调谐速率。基于以上优势特性，本文利用这种光纤法珀微腔来制备微腔激光器，该激光器在光通信、传感、连续波雷达和高分辨成像等方面具有较大的应用潜力。另外，激光器的短腔长和高 Q 值使其输出激光波长对腔长的变化十分敏感，基于此我们展示了该激光器在有源传感器上的应用。最后，我们研究了该微腔激光器的自脉冲现象并尝试构造偏振动力学模型来进行解释。

本论文取得的主要成果如下：

(1) 搭建了原位检测的激光加工系统，完成大曲率范围光纤端面的制备。该系统采用二氧化碳激光在光纤端面加工精密面型，借助系统集成的轮廓仪可实现待加工样品的原位检测和分析。并且，系统结合纳米位移台实现了多脉冲激光加工，将光纤端面凹面的曲率半径范围扩大到 40-600  $\mu\text{m}$  左右，而大曲率半径的凹面是组建大腔长光纤法珀微腔的必要元件，为需要高精度大腔长光纤法珀微腔的实验研究提供了条件。

(2) 实现了单模光纤热扩芯，使得光纤法珀微腔的输出模式与光纤模式匹配，从而有效地提高了微腔的单模输出效率。光纤法珀微腔与其他量子系统集成时，为保证量子系统的效率，需要将腔场模式与单模光纤的模式进行匹配，大腔长微腔的腔模束腰较大，与普通单模光纤耦合效率低。本工作利用热扩芯方法将单模光纤模场直径扩大 3.5 倍，使紫外波段的双凹腔在腔长 300  $\mu\text{m}$  时的耦合效率保持在 75% 以上；平凹腔在腔长 400  $\mu\text{m}$  时的耦合效率保持在 95% 以上。

(3) 基于光纤法珀微腔和稀土掺杂玻璃片，实现了快速宽调谐的光纤法珀微腔激光器。通过将铒镱共掺增益介质置于光纤法珀微腔中，在 980 nm 光泵浦下实现了 1550 nm 单模激光输出。该微腔激光器实现了单纵模和单横模输出、THz 无跳模调谐范围、频率扫描速率达  $1.6 \times 10^{17}$  Hz/s 等高指标，可进行主动式传感、连续波雷达、高分辨成像等应用。

(4) 研究和展示了基于光纤法珀微腔激光器的有源声传感器。普通相位调制型光纤传感器需要长度变化达到半波长才能测到明显信号，而此微腔腔长变化

pm 量级时即可测到信号,故基于此激光器进行了高灵敏度 (2.6 V/Pa) 的声传感实验。该结构作为有源传感器,不需要额外的激光器,成本低,且由于微腔的自由光谱范围大,利用波分复用器可实现多个传感器的组网。

(5) 光纤法珀微腔激光器自脉冲现象的研究。在光纤腔面不满足几何对称时出现了激光自脉冲现象,考虑不对称腔面会引起腔内偏振模式的劈裂,进而导致输出激光的混沌效应。因此我们采用偏振相关的矢量自脉冲模型来对该现象进行解释。

**关键词:** 高精度度; 光纤法珀微腔; 微腔激光器; 有源传感器; 自脉冲激光

## ABSTRACT

High finesse fiber Fabry-Pérot cavities (FFPC) have high quality factor ( $Q$ ) and small mode volume ( $V$ ), which effectively enhance the interaction between the light field and matter in the cavity. They have been extensively investigated and applied to the quantum systems such as atoms, ions, NV centers and quantum dots in recent decades. The high  $Q$  and small  $V$  are also the desired properties of low threshold and narrow-linewidth lasers. At the same time, the mode selection mechanism of the FFPC makes the output laser have single mode naturally. The short cavity length of the fiber cavity corresponds to the large free spectral range, giving the laser a larger tuning range. The laser wavelength can be tuned using the shear piezo to adjust the length of the cavity. The electrical tuning has a faster tuning rate than the thermal tuning of other microcavities. Based on the above advantages, the FFPC is used to fabricate a microcavity laser in this thesis, which has potential applications in optical communication, sensing, cw radar and high resolution imaging. Furthermore, due to the characteristics of short cavity length and high  $Q$  of the laser, the wavelength of the output laser is extremely sensitive to the change in cavity length. In this case, we demonstrate the application of the laser in active sensors. Finally, we study the self-pulse phenomenon of the microcavity laser and attempt to explain it using a polarization dynamic model.

The main contributions in this thesis is as follows:

(1) The laser processing system of in-situ detection is established to complete the fabrication of fiber end face with large radius of curvature (ROC) range. In this system, carbon dioxide laser is used to fabricate the precise surface shape on the fiber end, and the fiber end can be detected and analyzed in situ by using the profilometer integrated with the system. The ROC of the concave surface of the fiber end is extended to about 40-600  $\mu\text{m}$ , and the concave surface with large ROC is a necessary component for the construction of long FFPC, which provides conditions for the experimental research of high finesse long FFPC.

(2) The hybrid thermal expanded core single-mode fiber is realized, so that the FFPC output mode matches the fiber mode, thus effectively improving the output efficiency of FFPC. When FFPC is integrated with other quantum systems, in order to ensure the efficiency of the quantum system, it is necessary to match the mode of the fiber cavity with that of the single-mode fiber. The long cavity FFPC has a large beam waist and low coupling efficiency with the single-mode fiber. In this work, the mode

field diameter of the fiber is expanded by thermal core expansion method, and eventually expanded by 3.5 times larger.

(3) Based on the FFPC and rare earth ions doped glass, a fast and wide-tuned fiber microcavity laser is realized. A 1550 nm single-mode laser output is achieved by placing an  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  co-doped gain medium in an FFPC with a 980 nm optical pump. The microcavity laser can achieve single longitudinal mode and single transverse mode output, THz-tuning range without mode hopping, frequency scanning rate up to  $1.6 \times 10^{17}$  Hz/s and other high performance, which can be used for active sensing, continuous wave radar, high resolution imaging and other applications.

(4) The active acoustic sensor based on fiber Fabry-Perot microcavity laser is studied and demonstrated. The common phase-modulated fiber sensor needs to change its length to half wavelength to detect obvious signals, while the signal can be detected when the length of the micro-cavity changes by the magnitude of pm. Therefore, a high sensitivity (2.6 V/Pa) acoustic sensor experiment is carried out based on this laser. As an active sensor, the structure does not need additional lasers, resulting low cost. And because of the large FSR of the micro-cavity, the WDM can be used to realize the networking of multiple sensors.

(5) Study on self-pulse phenomenon of the fiber microcavity laser. The phenomenon of laser self-pulse occurs when the optical fiber cavity concave does not meet the geometrical symmetry. Considering that the asymmetric concave surface can cause the splitting of polarization modes in the cavity, which leads to the chaotic effect of the output laser. Therefore, we construct a theoretical model of polarization dynamics to explain this phenomenon.

**Key Words:** High finesse; Fiber Fabry-Pérot Cavity; Microlaser; Active sensor; Self-pulsing

## 目 录

|                            |    |
|----------------------------|----|
| 符号说明                       | XV |
| 第 1 章 绪论                   | 1  |
| 1.1 光纤法珀微腔的研究现状            | 1  |
| 1.1.1 腔量子电动力学              | 1  |
| 1.1.2 腔光力学研究               | 3  |
| 1.1.3 腔增强传感和其他应用           | 4  |
| 1.2 微腔激光器和光纤激光器研究进展        | 5  |
| 1.2.1 回音壁模式微腔激光器           | 5  |
| 1.2.2 光子晶体微腔激光器            | 6  |
| 1.2.3 传统光纤激光器              | 8  |
| 1.3 光纤法珀微腔激光器的特点           | 11 |
| 1.4 本论文的研究内容和基本安排          | 12 |
| 第 2 章 高精度度光纤法珀微腔的基本原理      | 13 |
| 2.1 法布里-珀罗谐振腔              | 13 |
| 2.1.1 腔共振,透射谱,精细度,腔内循环功率   | 13 |
| 2.1.2 模式描述                 | 15 |
| 2.2 高精度度光纤法珀微腔             | 16 |
| 2.2.1 腔的损耗                 | 18 |
| 2.3 模式匹配                   | 19 |
| 2.3.1 模式匹配理论               | 19 |
| 2.3.2 热扩芯光纤提高模式匹配效率        | 21 |
| 2.4 本章小结                   | 27 |
| 第 3 章 光纤法珀微腔的制备与测试         | 29 |
| 3.1 CO <sub>2</sub> 激光加工平台 | 29 |
| 3.2 光纤端面加工程序               | 33 |
| 3.2.1 加工前光纤的处理             | 33 |
| 3.2.2 光纤位置校准               | 34 |
| 3.2.3 自动化控制                | 35 |
| 3.2.4 多个激光脉冲加工光纤端面         | 35 |
| 3.3 腔面的形貌表征                | 40 |
| 3.3.1 白光干涉仪原理              | 41 |

|                                          |    |
|------------------------------------------|----|
| 3.3.2 白光干涉仪的结构                           | 42 |
| 3.3.3 白光干涉仪分析方法                          | 44 |
| 3.3.4 计算曲率半径                             | 46 |
| 3.4 光学镀膜                                 | 47 |
| 3.4.1 离子束溅射原理                            | 47 |
| 3.4.2 光纤镀膜夹具的设计                          | 49 |
| 3.5 光纤法珀微腔的组装                            | 50 |
| 3.6 本章小结                                 | 51 |
| 第4章 光纤微腔激光器的制备与测量                        | 53 |
| 4.1 平凹腔结构                                | 53 |
| 4.2 增益介质的选择和制备                           | 56 |
| 4.2.1 上转换跃迁                              | 58 |
| 4.3 微腔激光器的组装                             | 58 |
| 4.4 激光参数的测量结果                            | 60 |
| 4.4.1 激光阈值和单模激光                          | 60 |
| 4.4.2 无跳模调谐范围和调谐速率                       | 61 |
| 4.4.3 激光线宽和激光稳定性                         | 63 |
| 4.5 本章小结                                 | 67 |
| 第5章 基于光纤微腔激光器的声传感应用                      | 69 |
| 5.1 光纤传感器背景介绍                            | 69 |
| 5.2 传感器设计与测量                             | 70 |
| 5.3 实验装置和原理                              | 72 |
| 5.4 实验结果和讨论                              | 74 |
| 5.5 本章小结                                 | 77 |
| 第6章 光纤微腔激光器中自脉冲现象的研究                     | 79 |
| 6.1 实验现象                                 | 79 |
| 6.1.1 激光器配置和激光现象                         | 79 |
| 6.1.2 自脉冲                                | 81 |
| 6.2 理论研究                                 | 89 |
| 6.2.1 $\text{Er}^{3+}$ 离子激发速率与泵浦偏振态的关系推导 | 89 |
| 6.2.2 偏振动力学建模                            | 91 |
| 6.3 本章小结                                 | 93 |
| 第7章 总结与展望                                | 95 |

## 目 录

---

|                          |     |
|--------------------------|-----|
| 参考文献·····                | 97  |
| 致 谢·····                 | 115 |
| 在读期间发表的学术论文与取得的研究成果····· | 117 |

表 格 清 单

表 1.1 光纤激光器分类表 . . . . . 9

## 插图清单

|        |                                |    |
|--------|--------------------------------|----|
| 图 1.1  | 光子晶体微腔激光器的三种结构                 | 7  |
| 图 2.1  | 法布里-珀罗腔谐振腔光场示意图                | 13 |
| 图 2.2  | 法布里-珀罗谐振腔模式示意图 <sup>[99]</sup> | 16 |
| 图 2.3  | 光纤法珀谐振腔                        | 17 |
| 图 2.4  | 剪波损耗随反射镜腔面半径与反射镜上腔模半径比值的变化曲线   | 19 |
| 图 2.5  | 模式匹配光纤组件                       | 20 |
| 图 2.6  | 不同加热时间下光纤折射率随径向距离的变化           | 22 |
| 图 2.7  | 有限元方法模拟光纤模式                    | 23 |
| 图 2.8  | 光纤热扩芯的装置图                      | 24 |
| 图 2.9  | SM300 与 630-HP 的拼接光纤加热时光斑的变化   | 25 |
| 图 2.10 | 光纤模场与腔模场的模式匹配效率计算              | 26 |
| 图 2.11 | 780-HP 光纤热扩芯效果                 | 27 |
| 图 3.1  | CO <sub>2</sub> 激光加工平台示意图      | 30 |
| 图 3.2  | CO <sub>2</sub> 分子能级           | 31 |
| 图 3.3  | CO <sub>2</sub> 激光隔离器的设计和实物图   | 32 |
| 图 3.4  | 光纤切面图                          | 34 |
| 图 3.5  | 检测光纤腔面与纤芯的重合度                  | 35 |
| 图 3.6  | 待加工光纤在一对垂直显微镜下的定位照片            | 36 |
| 图 3.7  | 程序自动定位光纤位置                     | 37 |
| 图 3.8  | 随激光单脉冲功率增加而烧蚀出的光纤端面的高度剖面图      | 38 |
| 图 3.9  | 逆时针方向的点序和按照点序加工一圈的结果           | 38 |
| 图 3.10 | 交叉点序                           | 39 |
| 图 3.11 | 光纤掺杂对 CO <sub>2</sub> 加工的影响    | 39 |
| 图 3.12 | 不同曲率大小凹面的展示                    | 40 |
| 图 3.13 | 白光干涉图样                         | 41 |
| 图 3.14 | 白光干涉仪的结构图                      | 42 |
| 图 3.15 | Mirau 物镜的原理图                   | 43 |
| 图 3.16 | 白光干涉仪扫面图像序列                    | 43 |
| 图 3.17 | 傅立叶分析法的原理                      | 45 |
| 图 3.18 | 白光干涉仪构造的面型图                    | 45 |
| 图 3.19 | 曲率半径的拟合                        | 46 |

|        |                             |    |
|--------|-----------------------------|----|
| 图 3.20 | 校准用的球腔                      | 47 |
| 图 3.21 | 圆函数拟合腔面                     | 48 |
| 图 3.22 | 介质膜原理: 高折射率和低折射率的多层膜交替组成高反膜 | 48 |
| 图 3.23 | 离子束溅射镀膜原理                   | 49 |
| 图 3.24 | 光纤镀膜夹具                      | 50 |
| 图 3.25 | 组装好的光纤微腔模块                  | 51 |
| 图 4.1  | 用于微腔激光器的光纤平凹腔原理图            | 53 |
| 图 4.2  | 光纤微腔二维透射谱的测量                | 54 |
| 图 4.3  | 空腔与存在增益介质时腔的透射谱和反射谱         | 56 |
| 图 4.4  | 铟镜共掺方案的能级结构图                | 57 |
| 图 4.5  | 组装好的微腔激光器模块                 | 59 |
| 图 4.6  | 光纤微腔激光器原理图                  | 59 |
| 图 4.7  | 光纤微腔激光器激光阈值的测量              | 60 |
| 图 4.8  | 激光可调谐范围的测量                  | 61 |
| 图 4.9  | 微腔激光器输出光谱的瀑布图               | 62 |
| 图 4.10 | 微腔激光器机械带宽的测量                | 62 |
| 图 4.11 | 线宽测量方法的总结                   | 64 |
| 图 4.12 | 激光线宽的测量                     | 66 |
| 图 4.13 | 激光强度稳定性的测量                  | 67 |
| 图 5.1  | 微腔激光器腔长的静态位移响应              | 71 |
| 图 5.2  | 声信号测量原理图                    | 72 |
| 图 5.3  | PGC 解调算法原理图                 | 74 |
| 图 5.4  | 声传感器灵敏度的测量                  | 75 |
| 图 5.5  | 声传感器灵敏度-频率响应曲线的测量           | 76 |
| 图 5.6  | 不同频率的测量信号在时域和频域上的显示结果       | 77 |
| 图 6.1  | 光纤腔面形貌图                     | 79 |
| 图 6.2  | 凹面长轴和短轴的曲率半径拟合结果            | 80 |
| 图 6.3  | 自脉冲现象                       | 81 |
| 图 6.4  | 随机两个时刻进行的 1.4 ms 的长期观测      | 82 |
| 图 6.5  | 不同泵浦功率下的光纤激光器的动力学行为         | 83 |
| 图 6.6  | 非简并腔的模式受入射光的偏振态调控           | 84 |
| 图 6.7  | 自脉冲随泵浦光偏振状态的变化              | 85 |
| 图 6.8  | 相位差演化                       | 87 |

|        |                                        |    |
|--------|----------------------------------------|----|
| 图 6.9  | 动态波形和庞加莱球上的轨迹与泵浦光偏振和腔内双折射的关系           | 88 |
| 图 6.10 | 庞加莱球                                   | 89 |
| 图 6.11 | Er/Yb 离子之间 Forster 共振能量转移的能级图          | 89 |
| 图 6.12 | Er 离子激发速率 $W_p$ 与泵浦光偏振椭圆度 $\delta$ 的函数 | 92 |
| 图 6.13 | 单模微腔激光器的偏振动力学                          | 93 |

## 符号说明

|      |                                          |
|------|------------------------------------------|
| FFPC | 光纤法布里-珀罗谐振腔 (Fiber Fabry-Pérot cavity)   |
| FSR  | 自由光谱区 (Free Spectral Range)              |
| Q    | 品质因子 (Quality Factor)                    |
| IBS  | 离子束溅射 (Ion Beam Sputtering)              |
| cQED | 腔量子电动力学 (Cavity Quantum Electrodynamics) |

## 第1章 绪 论

自1960年物理学家西奥多·哈罗德·梅曼(Theodore H. Maiman)发明了第一台波长为694.3 nm的红宝石激光器<sup>[1]</sup>, 激光技术蓬勃发展至今, 被认为是20世纪继量子物理、无线电技术、原子能技术、半导体技术、电子计算机技术之后的又一重大科学技术新成就。当今社会, 激光技术已经融入了人类工作生活的方方面面, 例如高速宽带的光通信、军事应用中的激光武器和激光测距仪、工业界的超精密机械加工、办公环境中的激光打印机和激光投影、医疗领域中的近视手术和医美治疗等, 激光技术均发挥了极为重要的作用。这其中也包括光纤激光器的成熟应用。光纤激光器的诞生可追溯到1961年, 伊莱亚斯·斯尼策(Elias Snitzer)率先进行了玻璃激光器的演示<sup>[2]</sup>, 由于使用的是具有高折射率中心和低折射率包层的毫米级钕玻璃棒, 故这被认为是光纤激光器的原型, 后随着光纤技术和二极管泵浦技术的发展而不断迭代更新。光纤激光器因其优良的光束质量、高转换效率、高稳定性、高柔韧性和紧凑的结构, 在激光器行业中备受青睐。光纤激光器的最短腔长在厘米量级, 为了提高光放大作用来获得更低阈值和更窄线宽的激光器, 研究人员将目光投向更小尺寸的微腔激光器。近些年来微腔激光器的研究主要是基于回音壁模式微腔<sup>[3]</sup>和光子晶体微腔<sup>[4]</sup>, 均已取得较大进展。随着近几年量子物理实验技术的发展, 高精细度的光纤法珀微腔出现在人们的视野中, 其高品质因子 $Q$ 和小模式体积 $V$ 以及开放式结构保证了腔场与腔内物质的强相互作用, 被广泛应用于与量子系统结合进行腔量子电动力学研究。而这样的微腔无疑能很好地应用到微腔激光器中, 其意味着实现低阈值、窄线宽、和大调谐范围激光器的可能性。

### 1.1 光纤法珀微腔的研究现状

#### 1.1.1 腔量子电动力学

早在1946年, Purcell 提出在光学谐振腔中放置原子可以增强自发辐射<sup>[5]</sup>, 这为腔量子电动力学(cavity quantum electrodynamics, cQED)领域奠定了基础<sup>[6]</sup>。协同因子 $C = g^2/2\kappa\gamma$ 是表征腔内光与原子相互作用的最重要指标之一, 其中 $g$ 是原子与腔场的耦合强度,  $\kappa$ 是腔内光场的衰减速率,  $\gamma$ 是原子激发态的衰减速率。当腔内原子与光场发生强耦合, 即满足 $g \gg (\gamma, \kappa)$ , 该系统可以成为量子研究领域中的一个重要工具<sup>[7]</sup>。耦合强度与腔的模式体积相关 $g \sim \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \sim V^{-1/2}$ , 模式体积为 $V = (\pi/4) \cdot \omega_0^2 \cdot L_{\text{cav}}$ , 由腔模束腰 $\omega_0$ 和腔长 $L_{\text{cav}}$ 决定。由此可知, 协同因子可以通过减小腔的模式体积来增大。

为了减小模式体积,反射镜的曲率半径必须尽可能小,传统的机械抛光技术不能产生百微米范围的曲率半径,并且镜子的体积很难集成进真空腔体中。波恩大学 Dotsenko 等人曾设计了一个由曲率半径 5 cm 的超抛光镜面制成的法珀腔,精细度  $F = 10^6$ ,模式体积  $V = 65900 \mu\text{m}^3$ ,在磁光阱中实现了确定性的原子-腔耦合<sup>[8]</sup>。这需要十分复杂的实验设计和加工要求,如果要加工更小的曲率半径则要以牺牲凹面粗糙度作为代价。直到 2006 年,巴黎高等师范学院的 Reichel 团队第一次提出基于光纤的法珀微腔,他们通过将曲率半径为  $1000 \mu\text{m}$  的凹面反射镜移到光纤端面,实现了精细度  $F \approx 1000$ ,模式体积  $V \approx 600 \mu\text{m}^3$  的光纤法珀微腔,应用在冷原子系统,使单原子探测具备良好的信噪比<sup>[9]</sup>。2007 年,David Hunger 和 Jakob Reichel 教授首次将用  $\text{CO}_2$  激光加工技术应用在光纤端面的凹面加工上,制备出精细度  $F = 37000$ ,模式体积  $V \approx 120 \mu\text{m}^3$  的光纤法珀微腔,在腔内玻色爱因斯坦凝聚中实现了原子与光场的强耦合 ( $C = 145$ )<sup>[10]</sup>。2010 年,Hunger 和 Reichel 教授将  $\text{CO}_2$  激光加工的高精细度光纤法珀微腔的详细参数和技术细节发表在期刊 NJP 上<sup>[11]</sup>,引起了研究者们极大的兴趣,并先后将其应用于原子、离子、分子、量子点等系统<sup>[12-15]</sup>。其中,2015 年马普所的 Rempe 团队制备了目前为止精细度最高的光纤法珀微腔 ( $F = 190000$ ),并研究了其偏振本征模的劈裂<sup>[16]</sup>。

起初,利用光纤法珀微腔进行的 cQED 实验主要集中在中性原子上<sup>[13-14,17]</sup>,后来研究人员考虑向离子阱系统上应用。然而,光纤端面在真空电场中会产生充电效应。因此,用光纤法珀微腔进行的离子阱实验需要使用相对较大的腔长,大腔长意味着需要大腔面尺寸的凹面。为了解决激光单脉冲加工时的腔面尺寸限制,2014 年,苏塞克斯大学的 Keller 团队首先提出了多脉冲加工的方案,他们在相邻脉冲之间绕光纤轴旋转光纤,这种旋转的主要目的是降低腔镜椭圆度,但这种做法也扩大了镜面轮廓,最终制备出一个腔长  $550 \mu\text{m}$  时能同时保证精细度在 50000 以上的光纤法珀微腔<sup>[18]</sup>。随后 2016 年巴黎高等师范学院的 Reichel 组用多脉冲在光子晶体光纤端面上加工出大尺寸凹面并制备出最大腔长 1.5 mm 时精细度不发生显著降低的光纤法珀微腔<sup>[19]</sup>。解决大腔长之后,最近国际上实现了光纤法珀微腔与  $\text{Yb}^+$  离子(波长为 370 nm)的 Purcell 增强<sup>[20]</sup>和  $\text{Ca}^+$  离子(波长为 854 nm)的强耦合<sup>[12]</sup>。值得注意的是, $\text{Yb}^+$  离子的短紫外波长给保持高反膜的稳定性带来了技术挑战<sup>[21]</sup>。目前,类似这类问题的技术研究正在进行中,还有光纤微腔与小型化离子阱的集成、片上光纤微腔的设计等<sup>[12,22-23]</sup>。

真空中的囚禁冷原子和冷离子是高效的量子研究体系,但基于激光或射频电场的束缚阱需要庞大的实验系统。因此,人工原子也是研究人员的重点研究对象。人工原子存在于固体材料中,它在光学方面与原子有类似的能级结构和跃迁行为,典型的例子包括透明材料中的色心缺陷或稀土离子。金刚石中的氮空

位缺陷(NV色心)是使用最广泛的人造原子之一,通过演示单光子源,光纤法珀微腔已被证明可以操控量子水平的NV色心<sup>[24]</sup>,Janitz等人对光纤微腔与NV色心的集成工作进行了综述<sup>[25]</sup>。另一种类型的人造原子是晶体中掺杂的稀土离子,特别是激光晶体中的掺杂稀土离子。不同的掺杂离子提供了不同的辐射波长,与光纤法珀微腔耦合可以改变其辐射特性,为未来通讯波段的量子网络提供光子源奠定了基础<sup>[26]</sup>。

受束缚的半导体纳米结构也是一种人造原子,其中量子阱和量子点表现出类似原子的能级结构,可以在大波长范围内被利用。与色心不同,量子点有望实现简单的电泵浦,且在半导体领域能轻松实现对所有基本光电元件的系统集成。然而,基于量子发射源、腔和波导的共振强耦合系统的实现仍然具有挑战性<sup>[27]</sup>。因此,光纤法珀微腔由于其简单的结构和可调谐性为单光子产生提供了很好的解决方案<sup>[28]</sup>。比如Tomm等人在最近的工作中实现了利用光纤微腔的高亮单光子源<sup>[29]</sup>,其中谐振腔的构成是通过在量子点的衬底直接镀上高反膜作为其中一侧腔镜,另外一侧腔镜由光纤端的凹面提供。高精细度的腔和小模式体积使量子点与腔场实现强耦合,最终实现了光纤输出端产生单光子的概率高达57%,双光子干涉对比度为97.5%。

光纤法珀微腔的另一个重要的应用是量子网络节点上的应用。未来的量子网络需要连结不同的物理平台(单光子源、量子存储器等),来利用它们各自的功能优势。例如中科大的陆朝阳在基于半导体量子点的量子网络构想中就提到光纤法珀微腔在节点上的应用<sup>[30]</sup>。需要关注的是如何匹配不同的波长和控制光子的形态,以实现单光子源与基于离子或原子的量子存储器的高效转换<sup>[17,31]</sup>。光纤法珀微腔可提供Purcell增强,提高收集效率以及与传输光纤直接的耦合输出,为量子网络的实现带来很大的帮助。

### 1.1.2 腔光力学研究

腔光力学实验研究了光学腔模式与机械谐振子运动模式的相互作用。研究系统可以是光学腔内插入机械谐振子,或者是其中一面腔镜处于悬浮状态并能够振动。机械谐振子的位移与光学模式的能量密度是耦合的。一方面,光场会给机械谐振子一个推力;另一方面,机械谐振子的位移 $x$ 会导致光腔的共振频率 $\nu$ 产生失谐。在最简单的情况下,失谐 $\Delta\nu$ 反比于无扰动情况下的腔长 $L$ :  $\Delta\nu \approx \nu \cdot x/L$ <sup>[32]</sup>。

光纤法珀微腔已经被应用于腔光力学实验。得益于这是一个开放式微腔,它们在实现小型化腔的同时仍然能方便地集成一个机械谐振子。因此,光纤法珀微腔的腔光力学实验大多数是薄膜在腔中间(membrane-in-the-middle)的形式——MIM型<sup>[33-35]</sup>,此时薄膜将腔分成两个子腔。腔的小束腰半径允许减小插入的机械谐振子的尺寸,这可以用于增加机械谐振子的谐振频率 $\Omega$ 和减少其有效质量

$m_{\text{eff}}$ 。更高的机械谐振频率可实现边带可分辨 ( $\Omega > \kappa$ )，则腔可用于选择性地增强机械谐振子的放大或衰减。有效质量越小，意味着零点运动  $x_{\text{ZPM}} = \sqrt{\hbar/2m_{\text{eff}}\Omega}$  越大，对应更大的真空光机耦合强度  $g_0/2\pi = x_{\text{ZPM}} \cdot \partial v/\partial x$ ，这表征了单光子水平上的相互作用强度。机械谐振子尺寸的减小促使片上 SiN 微腔<sup>[34]</sup>和纳米谐振子的实现<sup>[36]</sup>。除了经典的 MIM 型实验外，还有在光纤微腔的腔体中填充液氮，利用液氮的声波作为机械模式<sup>[36-37]</sup>。该方案中，分布式机械模式通过声学驻波场中的密度变化对折射率的调制来实现与光学模式相互作用。

对于一般的腔光力学实验，除了用冷原子作为机械振子的情况外，机械振子和光学模式的耦合不能达到单光子强耦合 ( $g_0/\kappa > 1$ )。这使得由光力学相互作用引起的单光子非线性量子效应尚未实现。然而，基于光纤法珀微腔的腔光力学系统由于腔长小、真空耦合强度大以及可达到的高精细度，可获得更好的参数。当实现高 Q 值的机械谐振子，便可以获得更高的单光子协同因子  $C_0 = 4g_0^2/\kappa\Gamma$ 。

### 1.1.3 腔增强传感和其他应用

除了应用在 cQED 和腔光力学之外，光纤法珀微腔还被应用于各种不同类型的传感。比如用于微量气体传感<sup>[38]</sup>，光纤微腔可以大大增强大气气体的拉曼散射，提高气体传感的灵敏度。除了气体介质，还可以是基于吸收测量<sup>[39]</sup>或基于折射率测量方案<sup>[40]</sup>的液体溶液的传感。此外，由于光纤微腔的共振频率对外界的机械扰动很敏感，基于光纤微腔的力传感器<sup>[41]</sup>，以及应变<sup>[42]</sup>和振动<sup>[43]</sup>的光纤传感器均已在实验上被实现。除此之外，光纤法珀微腔还有以下实用型研究：

- 腔扫描显微镜技术<sup>[44]</sup>，将光纤腔镜作为扫描探针置于反射基板之上，可以方便地绘制基板表面<sup>[45]</sup>或位于其上的粒子颗粒<sup>[44]</sup>，有时需要进行腔内高阶模式的测量来增加基模束腰以下的空间分辨率。
- 光学非线性效应的研究。基于高精度光纤微腔提供的强场可增强非线性效应的前提条件，光纤微腔可以用来证明和利用光学非线性。例如光子对的产生<sup>[46-47]</sup>；或者在特殊的几何腔体中，甚至可以实现“光子飞轮”，该结构使用耗散的克尔孤子可能实现基于光纤法珀微腔的频率梳装置<sup>[48]</sup>。
- 可调谐滤波器的研究<sup>[49]</sup>。高精度的光纤法珀腔可制备数十 MHz 的窄带滤波器。比如设计腔长为百微米量级时，对应的自由光谱范围为 THz，精细度可以做到几万量级。此时，滤波带宽仅数十 MHz，且电调谐压电陶瓷能带来 THz 量级的调谐范围。

## 1.2 微腔激光器和光纤激光器研究进展

自1960年激光器被发明以来,各种各样的腔体结构被开发用来减少腔损耗和提高光放大。激光波长、激光线宽和激光阈值是表征激光特性的基本参数,这些参数取决于激光腔的品质因子( $Q$ )和谐振腔的模式体积( $V$ )的比值。前者定义了光子在激光腔中经历的光损耗,后者决定了光场在腔中的限制程度。为了获得更大的 $Q/V$ 值,各种微腔被应用到激光器上。本节分别介绍回音壁模式微腔激光器、光子晶体微腔激光器和传统的光纤激光器。

### 1.2.1 回音壁模式微腔激光器

回音壁模式(Whispering Gallery Mode, WGM)微腔不同于由两片镜子组成的法布里-珀罗光学腔的结构,而是一种特殊的圆形谐振腔,有微球腔、圆盘腔、圆环腔、圆柱体和瓶状腔等各种不同的形态<sup>[50-53]</sup>。在这些谐振腔中,光以全反射的方式沿着内壁边缘传播,这种模式称为回音壁模式。WGM谐振腔的谐振条件近似为 $2\pi nR = m\lambda$ ,其中 $n$ 为谐振腔的有效折射率, $R$ 为谐振腔的半径, $\lambda$ 为光的波长, $m$ 是一个整数,表示光在谐振腔内传播一圈的波长数。

WGM腔内的光场有一个指数衰减的倏逝波,衰减长度通常为几百纳米,会延伸到周围的介质中,故可以通过棱镜<sup>[54]</sup>、波导<sup>[55]</sup>、锥形光纤<sup>[56]</sup>等与倏逝波进行耦合来实现与腔模的耦合。在这些方法中,带状波导和锥形光纤耦合是最常用的方案。二氧化硅由于具有超低吸收损耗和热回流工艺下的超低表面粗糙度等优点,被认为是制造超高 $Q$ 值微腔的理想材料。此外,WGM腔模式体积小,导致微腔能量密度极高,因此被用作微腔激光器的制备。

二氧化硅WGM微腔激光器通常基于无掺杂微腔和掺杂微腔两种情况。无掺杂微腔激光器主要来源于受激拉曼散射<sup>[57-58]</sup>和受激布里渊散射<sup>[56,59]</sup>等光学非线性效应。例如2002年,Vahala组利用二氧化硅微球腔的超高 $Q$ 值,首次实验实现了超低阈值拉曼微腔激光器<sup>[57]</sup>。另一方面,通过多种方法将微腔与增益材料相结合,可以制备有源微腔激光器。一种方法是通过原本就掺杂铒离子等增益材料的软玻璃来制备微腔。例如,用自旋法制备了掺杂铒离子的硝酸盐玻璃微球,实现了L-波段的激光输出<sup>[60]</sup>。除此之外,通过在空心腔中加入增益材料,光流控环形谐振腔也可作为一个微腔激光平台。例如,已经报道了一系列关于光流控微腔激光器及其生物传感应用的工作<sup>[61-63]</sup>。此外,还可以将量子点、稀土离子等增益材料直接掺杂到微腔中,实现激光发射<sup>[64-65]</sup>。其中,稀土离子可以通过离子注入方法<sup>[66]</sup>和溶胶-凝胶法<sup>[64-65]</sup>掺杂到二氧化硅微腔中。采用基于复杂CMOS工艺的离子注入方法在硅片上制作二氧化硅微盘,已经实现了铒离子掺杂的微腔激光器<sup>[66]</sup>。此外,溶胶-凝胶法是一种低成本、相对灵活的将稀土离子注入二氧化硅微腔的方法。Vahala团队首先制作了一种涂有铒离子掺杂的

溶胶凝胶膜的二氧化硅微球腔, 实现了 1550 nm 波段的激光输出<sup>[60]</sup>。然而, 溶胶-凝胶法仍然需要复杂的工艺, 并且在工艺过程中可能会出现裂纹和缺陷, 将会影响微腔的 Q 值<sup>[3]</sup>。

微腔激光器的波长可调谐性是一个非常重要的功能, 掺杂的二氧化硅微腔激光器的波长调谐主要是通过气体静压法<sup>[64]</sup>、流动液体辅助的热调谐法<sup>[67]</sup>和激光辅助的热调谐法等<sup>[68]</sup>。然而, 这些方法可能会引起微腔系统的抖动, 以及只能实现相对有限的调谐范围和调谐速率。优化的全光调控方案仅实现了 4.4 nm 的调谐范围<sup>[68]</sup>。

此外, WGM 微腔由于缺少模式抑制机制, 通常得到的是具有较大谱密度的多模激光信号。若想要得到单模激光, 需要采取一些特殊的手段。比如在一对耦合腔中, 其中一个腔利用游标效应作为另外一个腔的光谱滤波器来滤出单模激光<sup>[69]</sup>; 或使用奇偶对称效应<sup>[70]</sup>和压电效应来产生单模激光; 以及通过钨探针破坏微球腔表面的形状后获得单模激光<sup>[71]</sup>。总之, 需要很高精度的操作和额外的设备才有可能获得单模激光。

### 1.2.2 光子晶体微腔激光器

1987 年, Yablonovitch 和 John 提出了一种人工介电结构, 称为光子晶体 (PhCs)。光子晶体是光子波长尺度上的周期性介电结构, 入射其中的某些波长会发生相消干涉, 从而产生光子带隙, 与半导体中电子波的能带间隙类似。当频率处于光子带隙范围内的光波入射到光子晶体上时, 不同折射率介质的反射光会发生强干涉, 导致光波的传播受到抑制。因此, 周期性光子晶体的缺陷可以实现对光的严格束缚, 形成光子晶体微腔。

光子晶体微腔是低功率激光光源的理想平台, 在模式体积为  $\lambda^3$  量级的腔中品质因子超过  $10^6$ , 可以实现腔内光与物质的强相互作用<sup>[72]</sup>。在这样的腔中, 超高的 Purcell 因子降低了激光阈值, 增加了调制速率, 使光泵浦光子晶体微腔激光器的阈值仅为几纳瓦, 调制速率超过 100 GHz<sup>[73]</sup>。此外, 它们可以在室温下工作在连续波模式, 并且可以有效地耦合到用于光电子集成电路的低损耗波导上。

光子晶体分别有一维、二维和三维结构, 这三种结构也分别应用到了微腔激光器中。图 1.1 (a) 是在硅基上产生的超紧凑的一维光子晶体激光器, 波长尺度的腔区由两侧椭圆空穴组成的锥形光子晶体布拉格镜约束而成, 其中腔区的主晶格常数和空穴尺寸呈线性递减趋势。为了实现单模激光工作, 采用三维时域有限差分方法设计了光子晶体微腔, 使得增益材料基态辐射区域内只存在一个高 Q 因子缺陷模式<sup>[74]</sup>。

图 1.1 (b) 是折射率在平面上呈周期性的二维光子晶体激光器。通过改进的三孔洞缺陷光子晶体腔体设计, 实现了电泵浦量子点光子晶体激光器<sup>[75]</sup>。由于

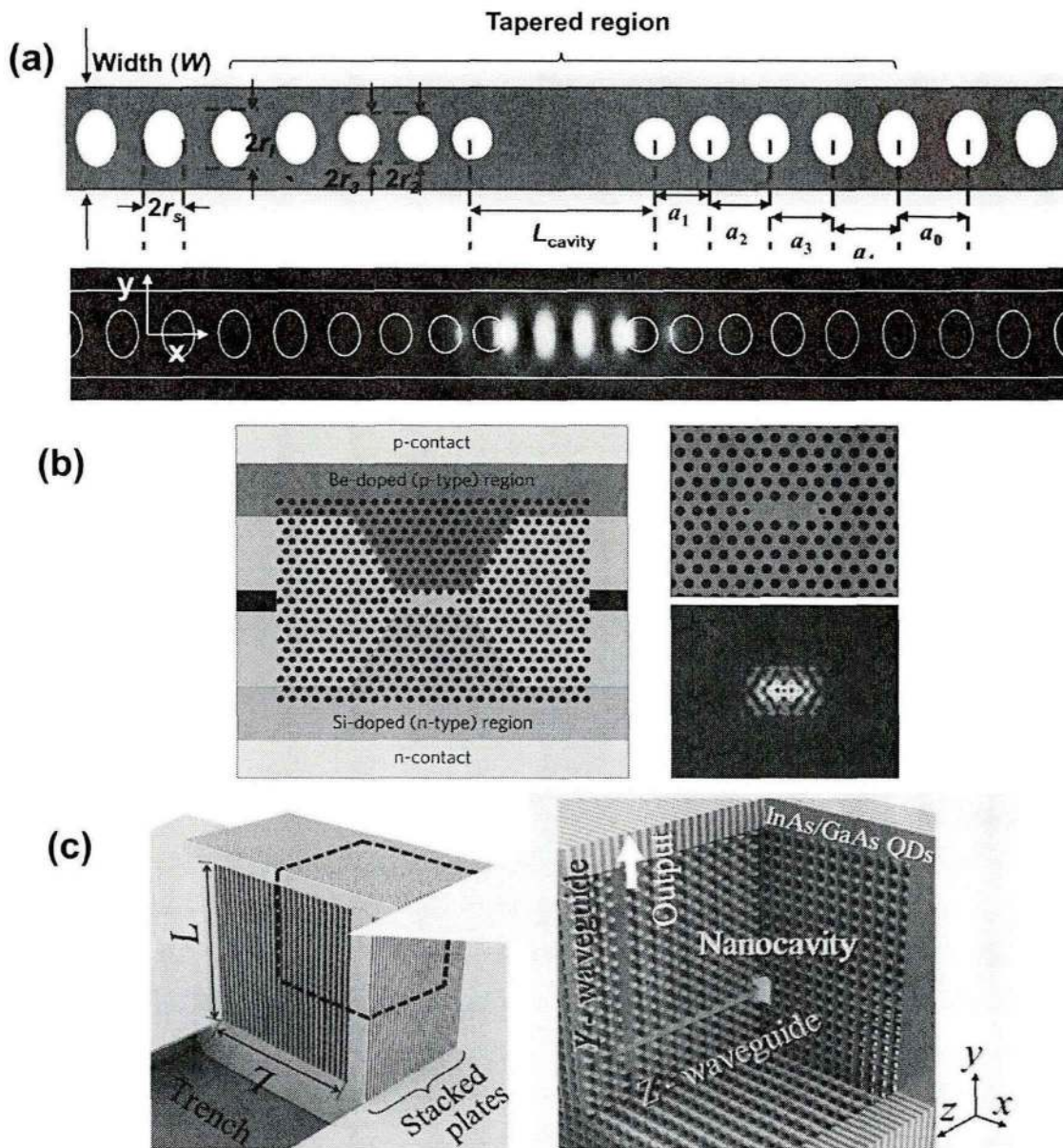


图1.1 光子晶体微腔激光器的三种结构

注：(a) 一维结构光子晶体激光器<sup>[74]</sup>。(b) 二维结构光子晶体激光器<sup>[75]</sup>。(c) 三维结构光子晶体激光器<sup>[76]</sup>。

二维光子晶体比一维结构更容易有完整的光子带隙，比三维结构更容易制造，研究人员对二维结构光子晶体激光器的研究最为广泛，但缺乏沿平面外方向的光子带隙会给二维光子晶体电路的叠加和层间耦合带来困难。

图1.1 (c) 是三维结构的光子晶体激光器。光子器件的三维集成是实现高集成光子电路的最终途径。三维光子晶体由于具有完整的光子带隙，可以实现对光的完全控制，是一个很有前途的三维集成平台。该工作利用微操作技术将微腔激光器和波导同时集成到一个近红外波长的具有完整光子带隙的三维光子晶体中。该工作所提出的嵌板叠加方法可以制造出具有大量层数的三维光子晶体，实现

了有源和无源电路元件的集成。这项作为使用具有完整光子带隙的三维光子晶体的三维光子电路奠定了基础<sup>[76]</sup>。

光子晶体微腔激光器的主要缺点是,其本质上难以实现电泵浦,因为它很难将载流子通过薄膜有效地注入到有源区。因此,绝大多数激光器工作都依赖于光泵浦。Park 等人通过一个垂直的 p-i-n 结和一个电流柱将电流引导到腔体区域,实现了激光效应<sup>[77]</sup>。然而,电流柱限制了微腔的品质因子,限制了腔型设计的选择,并要求复杂的制造工艺。此外,由于电阻和热阻较高,该器件只能在脉冲条件下工作。

### 1.2.3 传统光纤激光器

光纤激光器自诞生后,飞速发展了几十年,下面是光纤激光器发展中的部分里程碑事件<sup>[78]</sup>:

- 1961 年,玻璃激光器的出现代表光纤激光器诞生。
- 1964 年,增益光纤中观察到激光振荡和放大。
- 1970 年,利用化学气相沉积技术光纤制造技术的研制,使光纤的损耗极低。
- 1973 年,二极管激光器泵浦的光纤激光器研制成功。
- 1988 年,双包层泵浦光纤激光器技术,成为制作高功率光纤激光器首选途径。
- 20 世纪九十年代,高功率、高性价比的单频二极管激光器的研制。
- 21 世纪初,低成本的光纤耦合和全光纤光学组件的商业化。

从该里程碑事件的列表中,我们可以看到,光纤激光器作为一个技术领域的成功是固体激光器(特别是二极管泵浦激光器)和光纤技术领域共同成功的结果,光纤激光器采用了这两个领域的技术解决方案。今天,光纤激光器与大多数高功率固体激光器和一些气体激光器百花齐放,并以小巧的优势悄悄地取代一些大块头激光器。目前最先进的光纤激光系统是基于掺杂稀土离子的激光玻璃,其中含有以下稀土离子:  $\text{Yb}^{3+}$ 、 $\text{Er}^{3+}$ 、 $\text{Yb}^{3+}$ 、 $\text{Tm}^{3+}$  和  $\text{Nd}^{3+}$ 。

$\text{Nd}^{3+}$  离子是历史上第一种用于光纤激光器的离子,研究人员曾利用  $\text{Nd}^{3+}$  作为激光活性离子在光纤激光器的研究中做了大量的工作。然而,他们很快将注意力转向  $\text{Yb}^{3+}$  离子和  $\text{Er}^{3+}$  离子。与  $\text{Nd}^{3+}$  离子相比,  $\text{Yb}^{3+}$  离子具有更高的转换效率、更宽的可调谐性(1  $\mu\text{m}$  光谱范围)和更大的储能时间。后来,铟镓砷化物(InGaAs)激光二极管作为  $\text{Yb}^{3+}$  掺杂光纤激光器的泵浦源,其更优的表现也进一步放大了  $\text{Yb}^{3+}$  离子的优势。随着半导体泵浦激光技术和光通信技术的进一步发展,  $\text{Er}^{3+}$  离子以及后来的  $\text{Tm}^{3+}$  离子也受到了研究人员的广泛关注,并最终将基于这些稀土离子的光纤激光器的功率提高到数百瓦,其中  $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$  共掺系统的转换效率超过 30%,  $\text{Er}^{3+}$  掺杂和  $\text{Tm}^{3+}$  掺杂光纤的转换效率超过 50%。

与此同时,研究人员在减少光纤中传输损耗的研究中取得了突破。在这个方向上,最重要的技术突破是改进的化学气相沉积(MCVD)光纤制造技术的实现,最终实现了极低损耗的光纤(在 $1.5\ \mu\text{m}$ 波长处,未掺杂光纤损耗 $<0.2\ \text{dB/km}$ ,稀土掺杂光纤损耗为 $0.01\text{-}0.1\ \text{dB/m}$ )。如今大多数光纤制备工艺都以MCVD技术(或其改进技术)为核心工艺,包括增益光纤的制备。这些技术为光纤激光器的发展提供了必要条件。

表 1.1 光纤激光器分类表

|          |                                                                                                                   |
|----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 按谐振腔结构分类 | DBR光纤激光器、DFB光纤激光器、F-P腔、环形腔                                                                                        |
| 按光纤结构分类  | 单包层光纤激光器、双包层光纤激光器                                                                                                 |
| 按增益介质分类  | 单晶光纤激光器、非线性效应光纤激光器、稀土类掺杂光纤激光器、染料光纤激光器                                                                             |
| 按工作机制分类  | 上转换光纤激光器、下转换光纤激光器                                                                                                 |
| 按输出波长分类  | S-波段( $1280\text{-}1350\ \text{nm}$ )、C-波段( $1528\text{-}1565\ \text{nm}$ )、L-波段( $1561\text{-}1620\ \text{nm}$ ) |
| 按输出激光分类  | 脉冲激光器、连续激光器                                                                                                       |

光纤激光器的种类众多,按照不同分类方法的分类结果如表1.1所示,分布式布拉格反射(DBR)光纤激光器是通过有源光纤两端熔接一段光纤布拉格光栅(FBG)。FBG通过紫外激光照射光敏光纤制成,其折射率呈周期性变化,具有选频特性,只有满足条件的光被反射。DBR激光器则是在有源区域两端写入或熔接FBG,形成谐振腔。另一种比较类似的是分布式反馈(DFB)光纤激光器,通过直接将FBG写在有源区,从中心偏移相位 $\pi$ ,实现光的单向传输。法布里-珀罗腔(F-P腔)是通过光在两端镜面之间来回反射形成驻波场;而环形腔是一种行波腔。通过采用额外的非泵浦有源光纤作为饱和吸收器,当激光与反射光干涉时,产生的干涉图样会引起驻波饱和效应,从而在光纤中形成瞬时带通光栅滤光片。

通常情况下,光纤具有纤芯和包层两层结构,模场直径仅数微米范围,将泵浦光耦合进小模场光纤给高功率光纤激光器的实现带来限制,而双包层光纤的出现有效解决了这个问题。双包层光纤由纤芯、内包层、双包层三层折射率递减的材料制成,用其制备的光纤激光器允许将高功率的二极管激光器作为泵浦光耦合进包层内,光在外包层中以折线的形式反复穿过内包层和纤芯传播,高功率泵浦光的有效利用使双包层光纤激光器可输出高达几千瓦的连续激光功率<sup>[79]</sup>。

激光增益介质大致有以下四种:首先,单晶光纤激光器的增益介质是激光晶体光纤,即具有光纤波导结构的单晶材料。最常见的单晶光纤激光器是红宝石

和  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  (掺钕的钇铝石榴石) 等单晶光纤激光器。光纤中可发生多种非线性效应, 例如拉曼散射、布里渊散射、基于四波混频的参量过程、倍频、参数转换、二次谐波产生等。其中, 由受激拉曼散射 (SRS) 和受激布里渊散射 (SBS) 提供增益的受激拉曼光纤激光器和受激布里渊光纤激光器是最常用的两种非线性效应光纤激光器。稀土类掺杂光纤激光器是通过在光纤中掺入稀土离子来作为增益介质, 常用的几种掺杂离子有铒 ( $\text{Er}^{3+}$ )、钕 ( $\text{Nd}^{3+}$ )、镨 ( $\text{Pr}^{3+}$ )、铥 ( $\text{Tm}^{3+}$ )、镱 ( $\text{Yb}^{3+}$ )、铥 ( $\text{Ho}^{3+}$ ) 等。染料光纤激光器是通过向光纤中掺入激光染料而制成的光纤激光器, 罗丹明 6G 是最常用的激光染料。

大部分激光器都是下转换激光器, 即在波长较短的泵浦光作用下输出波长较长的激光。但这并非是绝对的, 在稀土掺杂材料中, 当活性离子通过多光子吸收或由于激发离子之间的能量转移被激发到更高能级时, 就会发生上转换激光。上转换过程产生的激光发射波长显著短于泵浦波长。光纤激光器特别适合实现上转换激光器, 因为上转换通常发生了相对不易发生的能级跃迁过程, 这需要很强的泵浦光。而在光纤激光器中, 可以在长距离内保持很高的泵浦强度, 因此得到的增益效率很容易工作在增益较低的跃迁过程中。通常石英光纤不适合用于上转换光纤激光器中, 因为上转换机制需要在电子能级的中间态寿命较长, 而石英光纤由于声子能量很高, 导致中间态寿命很短。因此, 通常采用一些重金属氟化物光纤, 例如具有低声子能量的 ZBLAN ( $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ , 一种氟锆酸盐) 来制备上转换光纤激光器。

光纤激光器的输出波长由增益介质决定, 最长的一种是  $2.8\ \mu\text{m}$  附近的光纤激光器, 利用  $\text{Er}^{3+}$  离子的  $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$  和  $\text{Ho}^{3+}$  离子的  $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_7$  能级跃迁发射可得。其次是  $2.0\ \mu\text{m}$  附近的光纤激光器, 利用  $\text{Tm}^{3+}$  离子的  $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$  和  $\text{Ho}^{3+}$  离子的  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$  的跃迁发射, 可分别得到波长为  $2.0\ \mu\text{m}$  和  $2.1\ \mu\text{m}$  附近的激光输出。接着是最常用的  $1.5\ \mu\text{m}$  附近 (掺  $\text{Er}^{3+}$ 、 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ ) 的光纤激光器, 由于该波段位于光通信窗口附近, 对其研制已经非常成熟。目前输出波长最短的是  $1.0\ \mu\text{m}$  附近的光纤激光器。 $\text{Nd}^{3+}$  离子掺杂的激光输出波长的调谐范围为  $900\ \text{nm}\text{-}945\ \text{nm}$ ;  $\text{Yb}^{3+}$  离子掺杂的激光输出波长的调谐范围为  $1.01\ \mu\text{m}\text{-}1.16\ \mu\text{m}$ 。

当需要较高的平均光功率和较高的功率稳定性时, 通常采用连续光纤激光器。连续光纤激光器是工业、军事和科学应用中十分重要一类激光器, 通常功率在瓦至千瓦范围。当需要较高峰值功率时, 则会采用脉冲光纤激光器, 其与普通脉冲激光器一样, 分为调 Q 脉冲激光器和锁模脉冲激光器两种。对于连续和脉冲光纤激光器的发展, 面临着不同的技术挑战。连续光纤激光器需要解决散热问题, 由于其平均功率高, 所以需要考虑激光器持续工作中的热量积累对激光器的影响。而脉冲光纤激光器的平均功率虽然不高, 但其高达几百千瓦至兆瓦范围的峰值功率会影响很多激光参数, 比如光谱线宽、损伤阈值、功率稳定性等。

### 1.3 光纤法珀微腔激光器的特点

上述各类微腔激光器的研究都致力于获得具备低阈值、单模输出、窄线宽、快调谐速率和宽调谐范围等特性的激光器<sup>[80-83]</sup>，对于许多实际应用来说，更是需要同时具备这些特性的激光器。在过去的研究中，基于高  $Q$  值和小模式体积的光学微腔激光器的研究主要是基于 WGM 腔和光子晶体微腔。然而，并未在一台激光器上实现上述所有功能。例如，虽然在 WGM 谐振器中提出了许多可调谐激光器的方案<sup>[64,67-68,84-85]</sup>，但在纳米范围内无跳模的可调谐微腔激光器尚未被报道。并且，由于它们并非是开放式微腔，制备增益介质时的工艺要求高。由于缺乏模式抑制机制，它们直接输出的激光模式并不好，均需要通过特殊的设计才能输出单模激光。而即将展示的具有凹面镜的光纤法珀微腔近年来被广泛地研究<sup>[11]</sup>，除了具备高  $Q$  值和小模式体积外，其开放式结构为其与更多形式的发光材料的结合提供了可能性；光纤法珀微腔的分立结构同时意味着调谐方便，光纤微腔的一侧直接粘在剪切型压电陶瓷上，能进行快速、大量程的电调谐。又由于其腔长很小，使得共振峰之间间距大，在增益谱范围内只会竞争出一个模式，因此无需其它设计自然就是单纵模激光器。这些特性使光纤法珀微腔成为制造微腔激光器的理想平台。

在本文的工作中，我们制备了一个基于光纤法珀微腔的微腔激光器。该激光器件是一个具有单模尾纤输出的紧凑小巧的模块，能够发射大约 1535 nm 的单模（单横向和单纵模）激光。该微腔激光波长可在 10 nm（1.3 THz）范围内进行无跳模调谐。电调谐方式实现了快速调谐速率；激光器牢固的底座设计保证了高机械带宽<sup>[86]</sup>，测试的机械共振频率达 60 kHz，对应频率扫描速率为  $1.6 \times 10^{17}$  Hz。激光的线宽测量为 3.1 MHz，对应的相干长度为 66 m。总之，我们成功制备了无跳模的宽频可调谐激光器，其同时具备调谐速度快、单模输出和窄线宽的优点。

得益于该器件的综合质量，它在光通信、传感、频率可调的连续波雷达 (FMCW)<sup>[87-89]</sup> 和高分辨成像等方面具有较大的应用潜力。FMCW 测量的距离分辨率  $\delta z$  由  $\delta z = c/2B$  给出<sup>[90-91]</sup>，其中  $c$  为光速， $B$  为光源频率的总调谐量。因此，成像系统的空间分辨率与啁啾带宽成反比，测量的最长距离范围受相干长度的限制，而相干长度由激光的线宽决定。此外，高啁啾率的种子光可以显著抑制光纤放大器的受激布里渊散射 (SBS)，这是目前限制窄线宽光纤放大器输出功率的一个重要因素<sup>[92-93]</sup>。它还可以作为连续可调谐太赫兹 (THz) 辐射的拍频源<sup>[94-95]</sup>。传统情况中，分布式反馈激光器 (DFB)、垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 和外腔二极管激光器 (ECDL) 在以上应用中得到了广泛的发展<sup>[93,96-97]</sup>。然而，DFB 激光器的低啁啾为  $10^{14}$  Hz/s，调谐范围限制在 GHz 量级<sup>[97]</sup>，而宽带 ECDL 能达到 5 THz 的调谐范围，却有着更低的啁啾为  $6 \times 10^{12}$  Hz/s<sup>[88]</sup>。普通 VCSELs

的线性啁啾为  $5 \times 10^{15} \text{ Hz/s}$ <sup>[93]</sup>, 尽管通过移动外面的反射镜可以使啁啾提高 100 倍, 但由于线宽为 40 MHz<sup>[92]</sup>, 相干长度被限制在 5 m 范围。与传统的频率可调激光器相比, 本文描述的光纤法珀微腔激光器在 THz 调谐范围内表现出最快的啁啾, 同时有较窄的线宽。

## 1.4 本论文的研究内容和基本安排

本文接下来的研究内容和安排如下:

第二章, 介绍高精度度法布里-珀罗谐振腔的基本原理和光纤法珀微腔的特性和优点, 就模式匹配问题给出了我们的实验方案——光纤热扩芯。第三章, 详细介绍了光纤法珀微腔的制备过程, 包括  $\text{CO}_2$  激光加工平台的搭建、加工程序的设计、端面的形貌表征、光学镀膜、光纤微腔的组装几个部分。第四章, 介绍基于第三章的光纤法珀微腔的微腔激光器, 详细描述了该激光器的制备过程和激光参数的测量。第五章, 利用光纤法珀微腔激光器进行声传感实验, 实现了灵敏度高、频响范围大、体积小且不需要额外配备激光器的有源声传感器。第六章, 研究光纤微腔激光器的自脉冲现象, 建立偏振动力学模型对其进行解释。第七章, 对本论文的工作进行总结与展望, 提出该微腔激光器可以设计得更小巧稳定; 可扩展成多通道微腔激光器; 可进行更多类型的传感以及寻找可以发生稳定脉冲激光的方式, 为后续的研究者提供思路。

## 第2章 高精度光纤法珀微腔的基本原理

本章介绍了法布里-珀罗谐振腔的基本原理和参数性质，以及高精度光纤法珀微腔的特性和优势。在介绍光纤法珀微腔模式匹配问题时描述了采用混合光纤热扩芯方法使单模光纤的模场增大，使之与腔模输出模式更加匹配，从而有效提高大腔长模场的单模输出效率，该工作已发表在《CHINESE OPTICS LETTERS》期刊上，题目为“Thermal expanded core ultraviolet fiber for optical cavity mode matching”。

### 2.1 法布里-珀罗谐振腔

法布里-珀罗谐振腔（简称法珀腔）最简单的形式是由一对平行的镜面组成，注入其中的光场在镜面之间来回多次反射，达到增强光场强度和波长选择的效果。法珀腔广泛应用于各类激光器、通信、传感和高分辨光谱仪等实用领域。本节主要介绍法珀腔的基本原理和参数指标，建立起表征法珀谐振腔的所有参数和公式。

#### 2.1.1 腔共振，透射谱，精细度，腔内循环功率

光线在腔内往返任意多次不会泄露出去的谐振腔称为稳定腔，法珀腔在傍轴近似情况下的稳定腔条件如下<sup>[98]</sup>：

$$0 < (1 - \frac{L}{R_1})(1 - \frac{L}{R_2}) < 1, \quad (2.1)$$

其中  $R_1, R_2$  是两个腔镜的曲率半径， $L$  是腔长。

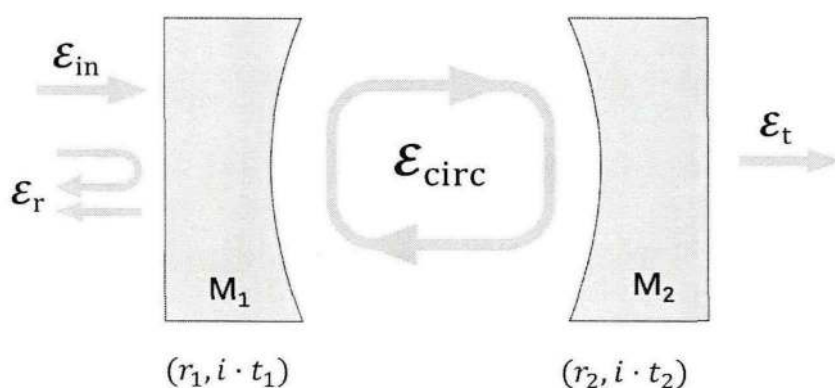


图 2.1 法布里-珀罗腔谐振腔光场示意图

如图2.1所示为一对高反射率镜面（ $M_1$  和  $M_2$ ）组成的法珀腔，入射光场  $\varepsilon_{in}$

在其中来回反射，当输入场的频率满足一定条件，多次反射光会相互干涉，导致腔内循环场  $\mathcal{E}_{\text{circ}}$  大大增强。

此处我们将重点讨论系统稳态解的光谱特性，因此不考虑场的空间或时间依赖性。此外，还忽略了镜面的几何形貌，每个镜面仅由反射率  $r_i$ 、透射率  $t_i$ 、损耗系数  $l_i$  以及相应的振幅  $\mathcal{R}_i = |r_i|^2 = 1 - \mathcal{T}_i - \mathcal{L}_i$  来表征（假定  $\mathcal{T}_i, \mathcal{L}_i \ll 1$ ）。假设透射时会增加一个  $\pi/2$  相位，则通过腔镜  $M_1$  注入腔体的场强为  $i \cdot t_1 \mathcal{E}_{\text{in}}$ ，在腔内经过一次完整的往返后，累积相位  $\phi = k \cdot 2L$ ，其中波矢  $k = 2\pi/\lambda$ 。循环场的稳定态由所有连续反射光的干涉得到：

$$\mathcal{E}_{\text{circ}} = \mathcal{E}_{\text{in}} \left( it_1 + r_1 r_2 e^{i\phi} + (r_1 r_2 e^{i\phi})^2 + \dots \right) = \mathcal{E}_{\text{in}} \frac{i\sqrt{\mathcal{T}_1}}{1 - \sqrt{1 - \mathcal{T}_1 - \mathcal{L}_1} \sqrt{1 - \mathcal{T}_2 - \mathcal{L}_2} e^{i\phi}}, \quad (2.2)$$

由式2.2可知，对于每一个频率满足相移为  $2\pi$  的整数倍时，场强达到最大值。因此，可推导出共振条件为

$$kL = q\pi, \quad q \in \mathbb{N}. \quad (2.3)$$

由式2.3共振条件可得到对于给定腔长的共振频率为

$$\nu_q = q \frac{c}{2L}, \quad (2.4)$$

满足共振频率的光输入腔中时，腔内共振功率谱表现为无数组等间距的纵模。其中相邻的两个纵模的频率差  $\nu_{q+1} - \nu_q$  称为自由光谱范围（Free Spectral Range, FSR）：

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L}. \quad (2.5)$$

腔内梳状功率谱可表示为

$$P_{\text{circ}} = P_{\text{in}} \mathcal{T}_1 \frac{\mathcal{F}^2}{\pi^2} \frac{1}{1 + 4 \frac{\mathcal{F}^2}{\pi^2} \sin^2 \left( 2\pi \frac{\nu}{2\nu_{\text{FSR}}} \right)}, \quad (2.6)$$

此处，精细度  $\mathcal{F}$  满足：

$$\mathcal{F} = 2\pi / (\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2) \approx \pi \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} / (1 - \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}). \quad (2.7)$$

$\mathcal{F}$  是法珀腔非常重要的参数，量化了共振光子在被吸收、散射或传输出腔体之前，在镜子之间来回反射的平均次数。由式2.6可知，在共振情况下，腔内循环功率为

$$P_{\text{circ}} = P_{\text{in}} \mathcal{T}_1 \frac{\mathcal{F}^2}{\pi^2}, \quad (2.8)$$

即输入腔内的光功率  $P_{\text{in}} \mathcal{T}_1$  由于干涉相长，获得了  $\mathcal{F}^2/\pi^2$  倍的放大。透过镜面  $M_2$  的透射谱功率  $P_t = \mathcal{T}_2 \cdot P_{\text{circ}}$ ，共振时透射峰达到最大值：

$$P_{t,\text{max}} = P_{\text{in}} \frac{4\mathcal{T}_1 \mathcal{T}_2}{(\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2)^2}. \quad (2.9)$$

而从镜面  $M_1$  透出的反射光会和入射光经过  $M_1$  直接反射的光发生干涉：

$$\mathcal{E}_r = r_1 \mathcal{E}_{in} + it_1 \mathcal{E}_{circ} r_2 e^{i\phi} \approx \mathcal{E}_{in} \left( 1 - \frac{\tau_1 e^{i\phi}}{1 - \sqrt{1 - \tau_1 - \mathcal{L}_1} \sqrt{1 - \tau_2 - \mathcal{L}_2} e^{i\phi}} \right). \quad (2.10)$$

形成的反射谱是与透射谱对应的等间距洛伦兹线型的凹陷。共振时，由式2.10可知，反射凹陷达到最小值：

$$P_{r,min} = P_{in} \left( \frac{\tau_1 - \tau_2 - \mathcal{L}_1 - \mathcal{L}_2}{\tau_1 + \tau_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2} \right)^2. \quad (2.11)$$

当输入的  $\tau_1 = \tau_2 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2$  时，共振会导致式2.10描述的场发生完全相干相消，反射功率  $P_{r,min} = 0$ ，输入光全部耦合进腔膜，这种情况被称为临界耦合。值得注意的是，式2.11的形式与阻抗匹配公式

$$P_r = P \left( \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \right)^2, \quad (2.12)$$

具有一致的形式（该公式描述能量从 A 传输至 B 系统的反射率，其中  $Z_0$  为 B 系统的特征阻抗、 $Z_1$  为 A 系统的输出阻抗），因此腔的临界耦合条件也是一种阻抗匹配的条件。

此外，由 FSR 分隔的共振峰可以用洛伦兹线型来描述，其半高全宽 (FWHM) 定义了腔的线宽：

$$\delta\nu = \frac{\nu_{FSR}}{F}. \quad (2.13)$$

$Q$  值常用于谐振电路和微波谐振器中，它描述了腔内存储的能量和每个周期能量损耗的比值。对于足够高的  $Q$  值，可用谐振频率和谐振腔线宽表示：

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{FL}{\lambda/2}, \quad (2.14)$$

$Q$  值与谐振腔中的光子寿命  $\tau = 1/(2\pi\delta\nu)$  成正比。

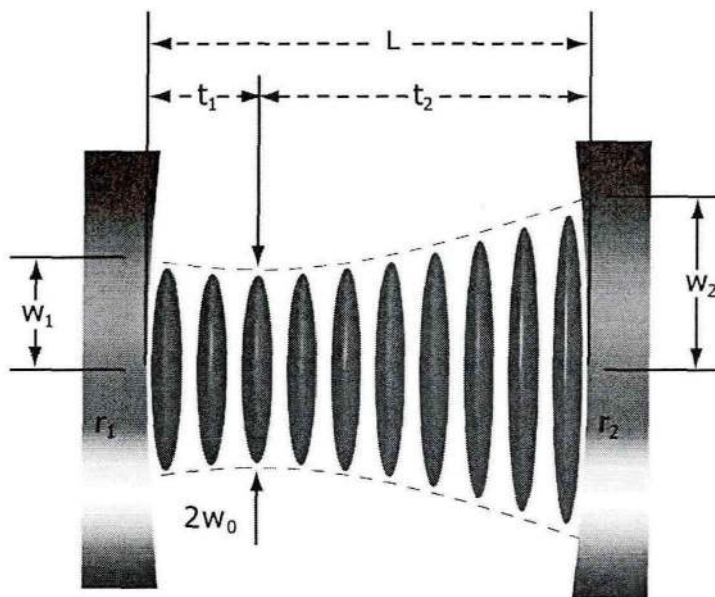
### 2.1.2 模式描述

谐振腔的腔内模式由谐振腔的几何参数决定，为了能够描述更一般的情况，我们选取如图2.2所示的非对称腔，已知谐振腔的腔长为  $L$ 、两侧腔镜曲率半径分别为  $R_1$ 、 $R_2$ ，则谐振腔内的模式束腰半径为

$$\omega_c(L, R_1, R_2) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}}, \quad (2.15)$$

以及束腰到两端反射镜的距离分别为

$$t_{1,2} = \frac{L(R_{2,1} - L)}{R_1 + R_2 - 2L}. \quad (2.16)$$

图 2.2 法布里-珀罗谐振腔模式示意图<sup>[99]</sup>

模式半径沿着腔轴的变化可以用标准高斯光束公式计算<sup>[100]</sup>：

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2} \right)^2}, \quad (2.17)$$

波前曲率半径为

$$R(z) = (z - z_0) \left( 1 + \left( \frac{k\omega_0^2}{2(z - z_0)} \right)^2 \right), \quad (2.18)$$

其中  $z_0$  是束腰的位置。由于反射镜的尺寸有限，故腔模到达镜面时的尺寸也需要特别关注：

$$\omega_{m;1,2}(R_1, R_2, L) = \sqrt{\frac{\lambda R_{1,2}}{\pi}} \sqrt{\frac{R_{2,1} - L}{R_{1,2} - L} \frac{L}{R_1 + R_2 - L}}. \quad (2.19)$$

在计算腔模的模式体积时，由于本文接下来描述的微腔中，腔模的瑞利长度与腔长是同一量级，因此  $\omega_0$  和  $\omega_m$  的值差别不大，这使我们可以近似得到腔模的模式体积为

$$V \approx \frac{\pi}{4} \cdot \omega_0^2 \cdot L_{\text{cav}}. \quad (2.20)$$

正如绪论中描述的，模式体积是腔内光与物质相互作用强度的一个决定性参数。

## 2.2 高精度光纤法珀微腔

光纤法珀微腔早在上个世纪就进行了大量的实验和应用研究<sup>[101-103]</sup>，起初普遍采用光纤的两端面作为腔镜，在没有加工凹面和镀高反膜的情况下，作为超低

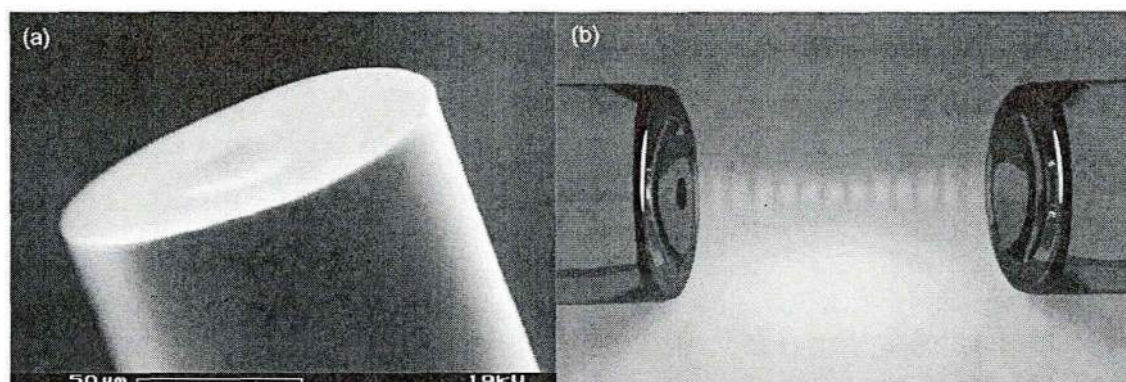


图 2.3 光纤法珀谐振腔

注：(a)  $\text{CO}_2$  激光在光纤端面加工的凹面<sup>[11]</sup>。(b) 光纤法珀谐振腔的组建。

精细度的法珀腔来使用。后来在光纤端面镀上金属膜，可制备精细度为数百的光纤微腔<sup>[104]</sup>。上述低精细度的光纤微腔主要应用于各种类型的传感器上<sup>[102-103]</sup>。此外，将布拉格反射镜直接写入光纤中也能形成光纤法珀微腔，然而这种结构并非开放式腔体。随着在光纤端面加工凹面的技术被开发应用，式2.1的稳定条件得以满足，加之低损耗镀膜技术的成熟，才实现开放式高精度光纤微腔。本文主要探讨采用  $\text{CO}_2$  激光烧蚀技术在光纤端面进行凹面加工（凹面加工部分将在第3章中进行详细描述），如图2.3（a）所示为  $\text{CO}_2$  激光加工的凹面照片。在加工的凹面上镀上高反介质膜，实现低损耗的高反镜（镀膜部分将在第3.4节中讨论）。基于以上两步工艺，如图2.3（b）所示，将两个凹面对准，可组成高精度度的光纤法珀微腔，这样的光纤微腔有以下优点：

- 在光纤端面能加工曲率半径为数十至数百微米的凹面，这是小模式体积的前提条件，如此小曲率半径通过机械抛光方法在宏观玻璃上无法实现。
- 开放式微腔，便于腔中耦合单个原子、离子或者整片增益介质、非线性材料等。
- 尺寸小，普通光纤直径  $125\ \mu\text{m}$ ，方便与其他系统集成并且适用于多种空间受限的场景。
- 直接的光纤耦合传输。腔模和光纤模式之间的模式匹配是由微腔的几何形状决定的，耦合效果较稳定，不受外界影响。

除了上述优点外，还有两个主要问题需要解决：1. 较小的腔面直径会导致谐振腔的额外损耗；2. 谐振腔模式与光纤模式的固定耦合降低了模式匹配效率的可能性。下面分别讨论腔的损耗和模式匹配的问题。

### 2.2.1 腔的损耗

光纤法珀微腔中的损耗包括谐振腔内介质中的损耗和谐振腔反射镜的损耗。此处，我们先讨论空腔的情况，即先集中讨论反射镜的损耗（下一章腔内有增益介质时对腔内介质的损耗有相应描述）。反射镜损耗由反射膜的吸收损耗  $\mathcal{L}_A$ 、反射镜表面的散射损耗  $\mathcal{L}_S$  和反射镜直径不足导致的剪波损耗  $\mathcal{L}_C$  组成。我们将在下文分别讨论这三种损耗机制。

#### 1. 吸收损耗 $\mathcal{L}_A$ :

吸收损耗由反射镜材料决定。对于普通的金属反射镜，至少有几个百分点的吸收损耗，所以金属反射镜不适用于高精度的谐振腔。使用离子束溅射方法镀的分布式布拉格反射镜可降低损耗至几个 ppm 范围内<sup>[105]</sup>。本文中的布拉格反射镜是由两种不同折射率材料的薄层交叠而成（ $\text{Ta}_2\text{O}_5$  和  $\text{SiO}_2$ ），使其折射率高低交替变化，在可见光谱和近红外光谱中表现出超低吸收损耗。

#### 2. 散射损耗 $\mathcal{L}_S$ :

散射损耗与表面粗糙度  $\sigma$  的关系约为<sup>[106]</sup>:

$$\mathcal{L}_S = \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2. \quad (2.21)$$

离子束溅射技术为基片表面镀膜时遵循了基片的原本形态，保留了基片表面的缺陷，这对基片自身的表面质量提出很高的要求。本文工作中考虑的是加工凹面的光纤端面，由于  $\text{CO}_2$  激光加工时的热回流效应，使表面粗糙度  $\sigma \approx 0.2 \text{ nm}$ <sup>[107]</sup>，相应的散射损耗在几个 ppm 范围。这证明了该种加工方法适用于高精度微腔。

#### 3. 剪波损耗 $\mathcal{L}_C$ :

考虑到反射镜腔面的半径  $r_{\text{clip}}$  是有限的，只有入射到反射镜的部分光强  $I(r)$  会被反射回来，当反射镜的直径不够大时，总会有光反射不回来，从而导致了剪波损耗：

$$\mathcal{L}_C = 1 - \frac{\int_0^{r_{\text{clip}}} I(r) r dr}{\int_0^\infty I(r) r dr}. \quad (2.22)$$

对于高斯腔模来说，当在腔面上模式半径为  $\omega_{m,i}$ （参考公式2.19），腔面半径为  $r_i$  时，导致的剪波损耗为

$$\mathcal{L}_C(\omega_i, r_i) = \exp(-2(r_i/\omega_{m,i})^2). \quad (2.23)$$

根据式2.23画出了如图2.4中显示的剪波损耗变化曲线。通过增加反射镜半径和模场半径之比，剪波损耗会逐渐下降。为了进行比较，橙色虚线表示预期的吸收损耗和散射损耗水平 10 ppm。由图2.4可知，反射腔面的半径必须是反射镜上腔模半径的 2.2 倍以上，才能将剪波损耗降低到  $\mathcal{L}_A$  和  $\mathcal{L}_S$  的范围内。

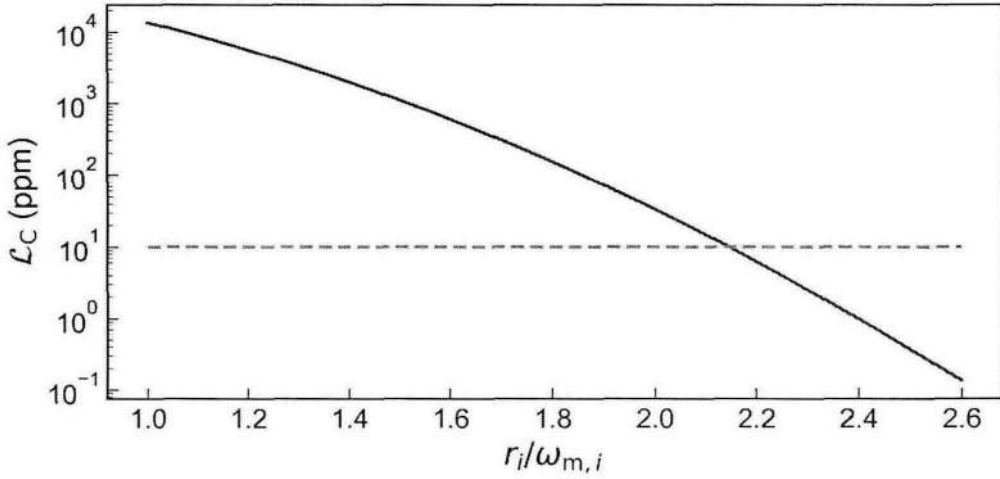


图 2.4 剪波损耗随反射镜腔面半径与反射镜上腔模半径比值的变化曲线

注：通过增加反射镜半径与反射镜上腔模半径的比值，剪波损耗会逐渐减小（蓝线）。为了进行比较，橙色虚线表示预期的吸收损耗和散射损耗水平 10 ppm。

考虑多种损耗之后，式2.7中谐振腔的精细度公式可以具化为：

$$F = \frac{2\pi}{\sum_{i=1}^2 \mathcal{L}_{A,i} + \mathcal{L}_{S,i} + \mathcal{L}_C(\omega_{m,i}, r_i) + \mathcal{T}_i}, \quad (2.24)$$

式中  $\mathcal{L}_{A,i}$  为反射膜中的吸收损耗， $\mathcal{L}_{S,i}$  为散射损耗， $\mathcal{T}_i$  为透射损耗， $\mathcal{L}_{C,i}$  为剪波损耗。在实际应用中，如果反射镜是同一批镀膜，通常可认为镀膜参数一致，即  $\mathcal{L}_{A,1} = \mathcal{L}_{A,2}$ ， $\mathcal{L}_{S,1} = \mathcal{L}_{S,2}$  和  $\mathcal{T}_1 = \mathcal{T}_2$ 。因此，反射镜损耗的不同只是由于反射镜的有效尺寸不同以及反射镜上模场直径的不同，这取决于谐振腔的几何形状。

## 2.3 模式匹配

光纤法珀微腔的优点之一为腔镜是输入、输出光纤的一部分，不需要额外的耦合透镜，即腔模和光纤模式之间直接传输，仅受微腔的几何形状影响，耦合效率相对稳定。本节将介绍光纤微腔模式匹配的理论以及我们在实验中优化模式匹配效率的一种方法。

### 2.3.1 模式匹配理论

具有高斯横模分布的光纤模式与谐振腔模式的耦合效率用两个高斯模式的模式重叠来描述<sup>[108]</sup>：

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{\omega_f}{\omega_c} + \frac{\omega_c}{\omega_f}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi\omega_f\omega_c}\right)^2 s^2}, \quad (2.25)$$

其中  $\omega_f$  为连接腔体的光纤模式束腰半径， $\omega_c$  为腔模束腰半径， $s$  为两个束腰位置之间的距离。此处，凹面镜结构的透镜效应以及腔模波前曲率造成的相位不匹配

均忽略不计（这些效应的处理方法可参考文献<sup>[11]</sup>的附录）。对于对称腔， $s = L/2$ 。方便起见，我们引入无量纲因子：

$$\alpha \equiv \frac{L}{2z_R} = \frac{1}{\sqrt{2\frac{R}{L} - 1}}, \quad (2.26)$$

其中，瑞利距离  $z_R = \pi\omega_c^2/\lambda$ 。此时，共焦腔的  $\alpha = 1$ ，短腔的  $\alpha \rightarrow 0$ ，接近同心圆  $L = 2R$  时的  $\alpha \rightarrow \infty$ 。功率耦合效率可以写成：

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{\omega_f}{\omega_c} + \frac{\omega_c}{\omega_f}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega_f}\right)^2 \alpha^2}. \quad (2.27)$$

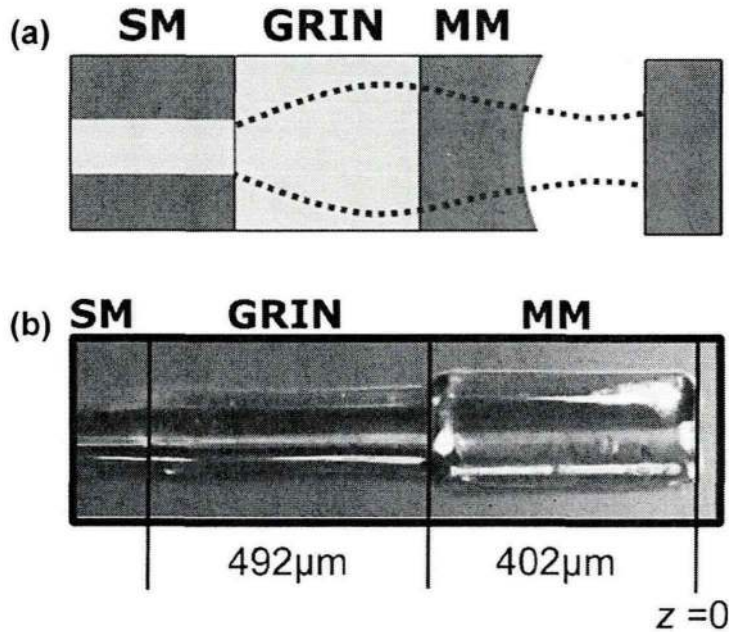


图 2.5 模式匹配光纤组件

注：(a) 模式匹配光纤组件的设计（SM：单模光纤；GRIN：渐变折射率光纤；MM：多模光纤）。(b) 模式匹配光纤组件的实物图<sup>[109]</sup>。

在  $\text{Yb}^+$  离子阱实验中，紫外单模光纤的模场直径为  $2.2 \mu\text{m}$ ，与大腔长的腔模直径差别大，匹配效率低。为避免腔面介质膜的充电效应，离子阱系统中光纤微腔的腔长不能缩短，故只能通过扩大光纤的模场直径来提高匹配效率。在过去的工作中，有直接使用大模场的光子晶体光纤<sup>[19,110]</sup>或者通过锥形光纤绝热地将光纤模场变换为腔场<sup>[111]</sup>；2017年 Matthias Keller 组提出了将三段不同的光纤熔接在一起来提高模式匹配效率的方案<sup>[109]</sup>，如图2.5 (a) 所示为设计图，先后将渐变折射率光纤（GRIN）和大模场的多模光纤（MM）熔接在单模光纤（SM）上，计算好光纤的长度，使光纤模场最终扩大且将束腰移至谐振腔内，图2.5 (b)

是拼接好的实物图, 其中拼接的两段光纤均不足  $500\ \mu\text{m}$ 。这个方法能有效提高耦合效率, 但是操作上要求较高。因为光纤通过熔接机熔接后的拼接点强度很差, 导致下一段光纤的熔接和剪切十分困难, 而我们采取了一种更为简单的热扩芯方法来解决这个问题。

### 2.3.2 热扩芯光纤提高模式匹配效率

在此工作中, 我们证明了一种混合光纤的热扩芯 (TEC) 方法, 该方法通过将两种模场大小不同的光纤熔接在一起, 用 TEC 方法在拼接处加热使模场过渡均匀, 最终得到大模场的单模光纤, 大大提高光纤微腔与光纤之间的模式耦合效率。TEC 技术是通过加热光纤来减小纤芯和包层的折射率之差以达到扩大模场直径 (MFD) 的效果。这项技术已经发展了几十年, 是光通信和光传感领域的一项重要技术。例如, 在降低不同类型光纤 (如掺铒光纤) 与标准单模光纤之间的拼接损耗问题<sup>[112-115]</sup>, 设计无透镜器件等<sup>[116-118]</sup>。

常用的光纤有两种掺杂类型<sup>[115]</sup>: 一种是纤芯掺锗、包层纯二氧化硅; 另一种是纤芯无掺杂、包层掺氟的设计。后者由于不掺氧化锗 ( $\text{GeO}_2$ ), 没有 Ge-O 键相关的电子缺陷和色心, 会显著降低光暗化效应, 使蓝光波段的功率传输水平从几毫瓦增加到几瓦。掺氟包层光纤适用于荧光光谱和其他短可见波长或紫外波长的应用。以往的热扩芯工作只针对掺锗离子的光纤进行, 对于掺氟光纤, 我们提出了一种将两种不同模场的单模光纤组合进行热扩芯实现模场扩大的新方法。由于扩芯得到的模场扩大区域为绝热区, 因此从原纤芯到扩大纤芯部分的模式耦合效率接近 100%。TEC 技术可以应用于几乎任何类型的单模光纤来实现更好的模式匹配, 是一种具有高通用性和实用性的方法。

对于掺氟光纤, 折射率分布的理论计算与掺锗光纤的基本相同<sup>[119-121]</sup>。由于扩芯区域足够长, 可以忽略光纤轴向的扩散。注意 TEC 光纤横截面的掺杂浓度为  $u(r, t)$ , 是径向距离  $r$  和加热时间  $t$  的函数。掺杂氟离子在柱坐标下的扩散方程为

$$D \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{D}{r} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (2.28)$$

其中  $D$  为掺杂离子的扩散系数, 可以表示为

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right), \quad (2.29)$$

式中,  $D_0 = 9 \times 10^{-6}\ \text{m}^2/\text{s}$  为振动常数,  $Q$  为离子活化能, 氟离子的离子活化能  $Q = 3.83 \times 10^5\ \text{J/mol}$ ,  $T$  为热力学温度,  $R = 8.31\ \text{J/(K} \cdot \text{mol)}$  为气体常数。因此,  $D$  是温度的函数<sup>[122-123]</sup>。假设初始掺杂浓度为  $\delta$  函数, 通过数值求解, 可得到掺杂氟离子的浓度分布。

TEC 光纤的折射率由氟离子的掺杂密度决定<sup>[124]</sup>:

$$n^2(r) = n_1^2 + (n_0^2 - n_1^2) u(r, t), \quad (2.30)$$

其中  $n_0$  和  $n_1$  分别为纤芯和包层的初始折射率。因此, 我们可以得到经过不同时间加热后的折射率分布。分布曲线如图2.6所示, 随着加热时间的增加, 纤芯折射率减小, 有效纤芯半径增大。

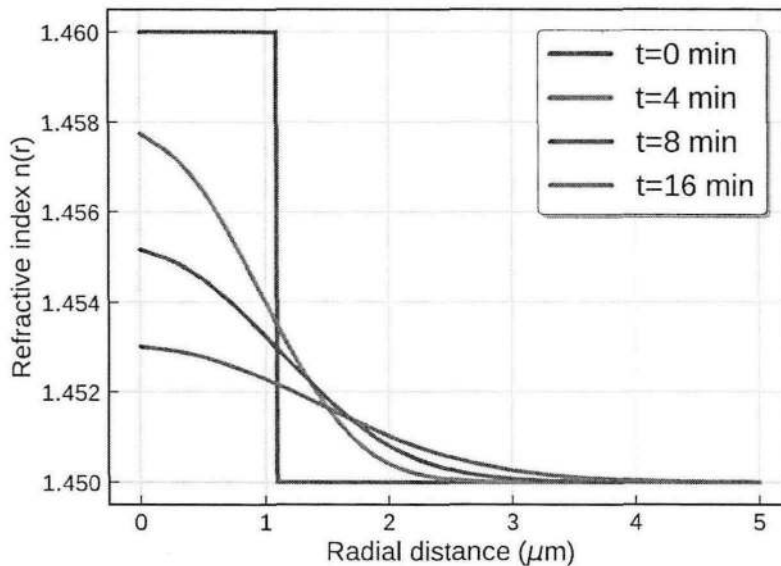


图 2.6 不同加热时间下光纤折射率随径向距离的变化

接下来, 我们利用有限元软件 (COMSOL) 模拟了不同加热时间后光纤的基模。将图2.6的计算数据导入 COMSOL, 设置频率为  $8.11 \times 10^{14}$  Hz, 在  $n = 1.46$  附近搜索模式, 得到模式分析结果。图2.7给出了不同时段对应的模式情况:  $T = 0$ ,  $T = 5$  min,  $T = 15$  min,  $T = 40$  min。由图可知, 随加热时间增大, 模场直径持续增大, 并始终保持单模特性。

通常有多种加热光纤的方法, 比如氢/氧火焰、 $\text{CO}_2$  激光、电炉和光纤熔接机<sup>[125-127]</sup>。火焰加热是最传统和成熟的方法, 氢/氧焰是一种改良的火焰, 不会造成空气污染。 $\text{CO}_2$  激光器可以有效地缩短 TEC 光纤的制备时间, 但较难摸索到合适的激光参数来实现有效加热。电炉是一种加热时间超过 40 h 的大规模制备工艺。本工作中, 由于加工光纤数量少, 故选择了氢/氧火焰作为热源, 如图2.8所示, 将初始模场直径为  $2.2 \mu\text{m}$  的 SM300 裸光纤 (Thorlabs, 掺氟) 通光并将切割过的一端夹在光纤夹具上, 用火焰的外焰加热光纤的端面。用激光光束分析仪 (Newport LBP2) 测量光纤尾端输出的光斑大小。

当单模光纤中的激光到达光纤端面向自由空间辐射时, 会发生衍射, 由此产生的电磁场从光纤端面附近的近场分布演化为更远距离的远场分布。该模场在

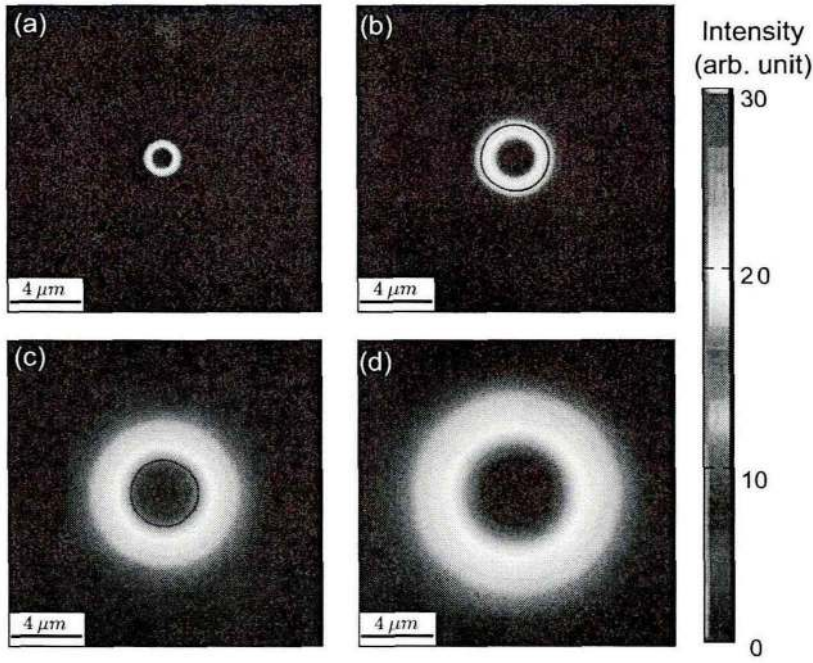


图 2.7 有限元方法模拟光纤模式

注：四幅图分别是加热时间为 (a)  $T = 0 \text{ min}$ ; (b)  $T = 5 \text{ min}$ ; (c)  $T = 15 \text{ min}$ ; (d)  $T = 40 \text{ min}$  的光纤基模。(d) 与 (a) 相比，光斑增加了约 7 倍，且能保持基模传输。

自由空间中表现为高斯光束，束腰位于 TEC 光纤端面<sup>[112]</sup>。因此，当传播长度  $z$  远大于瑞利长度  $z_R$  时，即远场条件下，根据夫琅和费近似，光束半径  $\omega(z)$  随  $z$  线性增大，光束的发散角为

$$\theta \simeq \frac{2\lambda}{\pi\omega_0}, \quad (2.31)$$

其中  $\omega_0$  是束腰半径，是 MFD 的一半。由式 2.31 可知，在远场条件下，发散角  $\theta$  与束腰半径  $\omega_0$  成反比。因此，对于给定的波长  $\lambda$ ，我们可以通过光束发散角的变化来得到模场直径的变化。将激光光束分析仪放置在距离光纤末端  $d$  处，可读出高斯光斑的半径  $\omega(z)$ ，即强度下降到  $1/e^2$  时对应的半宽度值。此时，发散角  $\theta$  近似为：

$$\theta \simeq \frac{\omega(z)}{d}. \quad (2.32)$$

由此，发散角的测量被转换成高斯光斑的半径  $\omega(z)$  的测量。

我们首先直接对 SM300 光纤进行热扩芯操作，SM300 光纤是一种掺氟光纤，在保证基模是高斯模式的前提下，它的模场直径最多可通过加热被放大两倍。在过去的工作中，掺锗光纤可扩大 3.3 倍<sup>[128]</sup>。有两个原因或许可以解释此处发生的热扩芯上限问题：一是掺杂氟离子的不稳定性，二是撤掉火焰时产生的应力影响。

为了进一步扩大紫外光纤的模场直径，我们将另一根模场更大的单模光纤

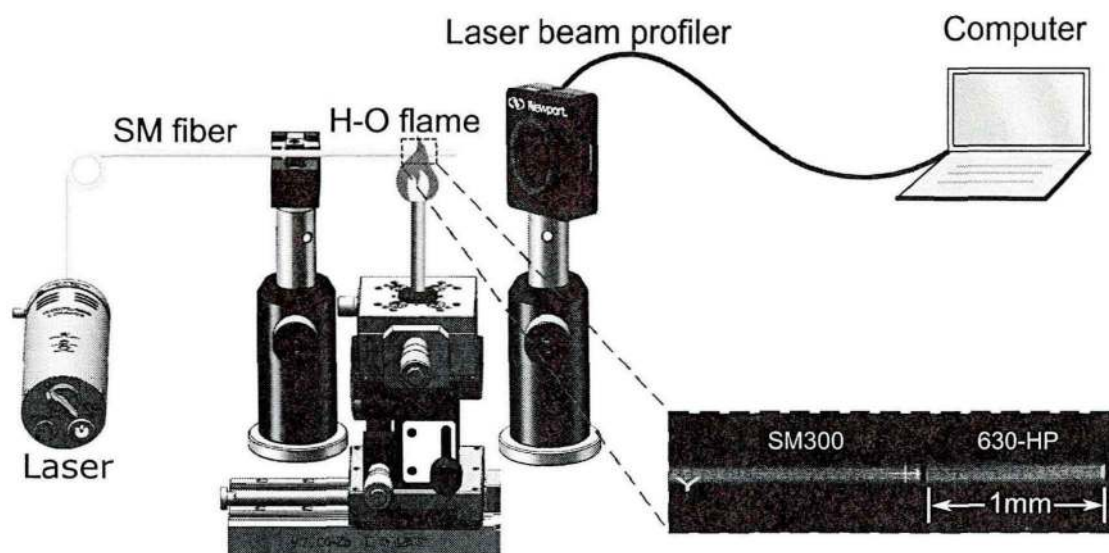


图 2.8 光纤热扩芯的装置图

注：一根通光的单模光纤放置在光纤夹具上用氢氧焰进行加热，并用光束分析仪来监测光斑的大小来确定 TEC 光纤的发散角，从而确定 TEC 光纤末端的模场直径。右下角的放大图是光纤熔接机中目标光纤的照片，它是 SM300 和 630-HP 光纤的拼接组合，630-HP 光纤的长度控制在 1 毫米以内，加热区域集中在拼接点上。

与 SM300 熔接在一起。选择的另一根单模光纤是 630-HP (Nufern, 掺锗)，其模场直径约为  $4\ \mu\text{m}$ ，恰好相当于 TEC 处理之后的 SM300 光纤的模场尺寸，这使得它们可能会以高效率相互耦合。在加热之前，将 630-HP 和 SM300 两根光纤熔接在一起。然后，在显微镜下用蓝宝石刀将多余的 630-HP 切掉，留下 1 毫米长度即可。630-HP 光纤在  $369\ \text{nm}$  处的传输损耗为  $0.26\ \text{dB/cm}$ ，则对于 1 mm 的 630-HP 光纤，传输透过率为 99.4%。首先，由于两种光纤的模场不同，在熔接点会有大量的激光漏出。然后，将组合好的光纤置于外火焰上加热，火焰在一个电控位移台上缓慢移动，确保熔接点能被充分加热。在加热过程中，拼接点处的漏光会变暗，这意味着两种模式发生了更高效的耦合。可以得出，当组合的光纤被加热时，SM300 光纤中的氟离子和 630-HP 光纤中的锗离子均发生扩散。由于氟离子的活化能高于锗离子的活化能，SM300 光纤的模场比 630-HP 光纤的扩大速度更快。最后，加热约 5 分钟后，它们的模场大小趋于一致。

光束分析仪每隔 45 s 记录一张图，记录下了整个加热过程中光斑的变化，如图 2.9 所示。最初，相当一部分激光泄漏到 630-HP 光纤的包层。由于  $369\ \text{nm}$  的激光进入 630-HP 的包层和纤芯会出现多横模，不同的模式相互干涉形成干涉条纹，如图 2.9 (b) 所示。经过 TEC 处理后，两根光纤之间的模场大小变得更接近，更多的激光耦合进 630-HP 的纤芯，干涉条纹逐渐缩小，同时中心区域逐渐变亮。约 5 min 后，95% 以上的激光耦合进基模，光斑变为高斯光斑。最终图像与初始

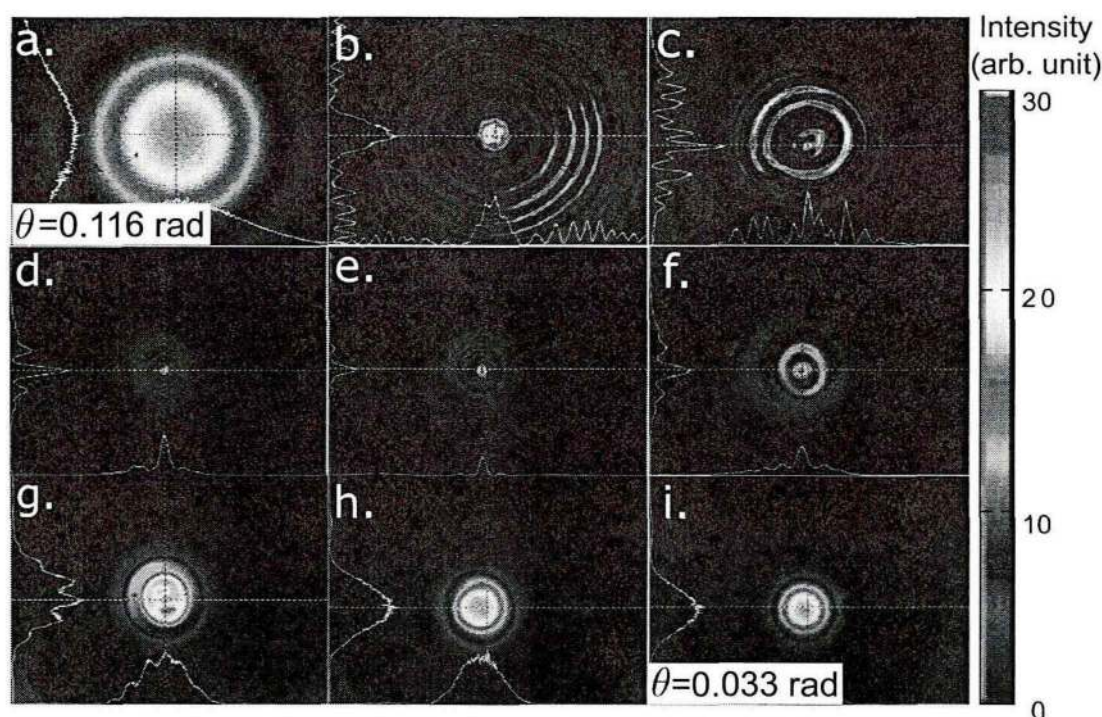


图 2.9 SM300 与 630-HP 的拼接光纤加热时光斑的变化

注：(a) 初始的 SM300 光纤的发散角  $\theta = 0.116 \text{ rad}$ 。(b) - (h) 加热时光斑的变化过程。(i) 最终得到发散角  $\theta = 0.033 \text{ rad}$  的高斯光斑，发散角减小 3.5 倍相当于 TEC 光纤的模场直径增大 3.5 倍。

图像比较，高斯光斑的半径  $\omega(z)$  从 2.6 mm 缩小为 0.74 mm。当激光传播距离  $d$  为 22.5 mm 时，发散角  $\theta$  减小约 3.5 倍，即 TEC 光纤的模场直径扩大了 3.5 倍。

经过 TEC 处理后，TEC 光纤的端面可以用  $\text{CO}_2$  激光脉冲加工出凹面，并在凹面镀上高反膜<sup>[18]</sup>。然后，它们可以用来组建一组光纤法珀微腔。可以选择以下两种配置之一，如图 2.10 所示，对称双凹腔或平凹腔。由于腔镜是输入和输出光纤的组成部分，因此光纤模式与腔模之间的模式匹配效率直接由腔的几何尺寸决定。对于模场半径为  $\omega_f = \text{MFD}/2$  的近高斯横模分布的单模光纤，假设腔模与光纤轴良好对齐，则可以用两个高斯模的模式重叠近似求得光纤与腔的功率耦合效率<sup>[11,129]</sup>。关于对称双凹腔，可由式 2.27 直接计算，其中对称双凹腔的束腰半径  $\omega_c = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi}} [L(2R - L)]^{\frac{1}{4}}$  由式 2.15 化简得到。而关于平凹腔，束腰在平面镜端，若考虑在平面镜端收集光子，则  $s = 0$ ，式 2.25 可简化为

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{\omega_f}{\omega_c} + \frac{\omega_c}{\omega_f}\right)^2}, \quad (2.33)$$

此时，平凹腔束腰半径  $\omega_c = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} [L(R - L)]^{\frac{1}{4}}$ 。由这个表达式，我们知道在  $\omega_c = \omega_f$  附近时耦合效率达到最优。而在与离子阱集成的情况下，为了减小由于腔面介质膜的充电效应导致的势阱畸变，需要的腔长通常在 300  $\mu\text{m}$  以上。特别是紫外光

纤的模式半径  $\omega_f$  很小, 随着  $L$  的增大, 模式耦合效率大大降低。因此, 扩芯的单模光纤是很必要的。

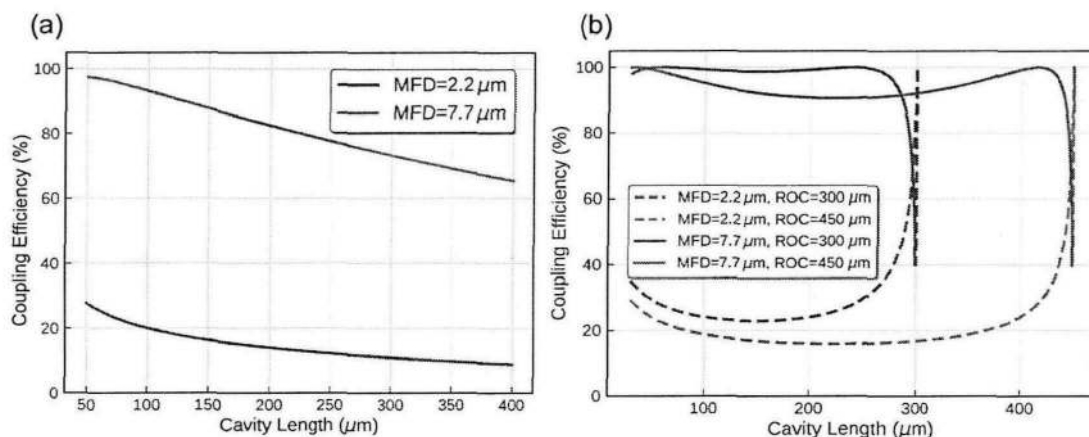


图 2.10 光纤模场与腔模场的模式匹配效率计算

注: (a) 对称双凹腔的模式匹配效率。蓝线为初始 SM300 光纤, 在腔长为 50  $\mu\text{m}$  时, 耦合效率约为 30%; 绿线为 TEC 处理后的结果, 当腔长为 300  $\mu\text{m}$  时, 效率可达 75%。(b) 平凹腔的模式匹配效率。考虑平面端光纤与腔模耦合, 如虚线所示, 初始光纤可以形成稳定的腔体, 耦合效率在 20% 左右; 当 MFD 达到 7.7  $\mu\text{m}$  时, 耦合效率始终保持在 90% 以上。紫色线表明, 当腔长在 400  $\mu\text{m}$  左右时, 耦合效率仍然可达 95% 以上。

利用式 2.27 和 2.33, 我们计算了光纤模场与腔模场之间的最佳耦合效率。对称双凹腔的计算结果如图 2.10 (a) 所示, SM300 的模场直径初始值为 2.2  $\mu\text{m}$ , 当腔长超过 50  $\mu\text{m}$  时, 效率下降到 30% 以下。经过热扩芯之后的模场直径为 7.7  $\mu\text{m}$ , 当腔长拉到 300  $\mu\text{m}$ , 其效率仍能维持在 75% 以上。

平凹镜结构结构时, 在平面镜端收集光子, 光纤模场束腰与腔模场束腰重合, 使其匹配效果更好。图 2.10 (b) 所示为单模光纤与平凹腔的模式匹配计算结果, 由图可知, 初始单模光纤形成微腔的耦合效率约为 20% (虚线); 对于扩芯光纤, 耦合效率始终可以达到 90% 以上 (实线)。紫色实线表明, 当 ROC 加工到 450  $\mu\text{m}$  时, 在大腔长 400  $\mu\text{m}$  左右情况下, 耦合效率可达 95% 以上。

至此, 我们展示了一种将 TEC 技术应用于紫外光纤的方法。可能由于氟离子更活跃, 直接的 TEC 处理仅仅使掺氟纤芯扩大两倍。将 630-HP 光纤与 SM300 光纤进行拼接, 加热 5 min 左右, 即可实现两者的绝热匹配, 最终达到 3.5 倍的扩芯效果, 并保持良好的基模特性。紫外 TEC 光纤可以制作成腔长较大的光纤法珀微腔, 解决了集成到  $\text{Yb}^{3+}$  离子阱中时光纤模场与腔模场匹配的限制。

此外, 考虑到原子系统的需求, 我们对掺锗的 780-HP 光纤同样进行了热扩芯操作。该光纤 MFD = 5  $\mu\text{m}$ , NA = 0.13。本次实验我们在光纤侧面用显微镜收集光纤的瑞利散射光, 能直观的观测到激光在光纤模场中的轮廓, 如图 2.11 (a) 所示, 阶跃折射率区域光束更集中, 亮度更亮, 经过热扩芯之后, 模场边缘平滑

地扩大。图2.11 (b) 是根据图2.11 (a) 数据计算出的模场直径变化，图2.11 (a) 中垂直轴向的每个切面的强度分布都可以用高斯包络进行拟合，在强度降到  $1/e^2$  时获得模场直径 MFD。由图可知，780-HP 的模场直径扩大了 3.5 倍。

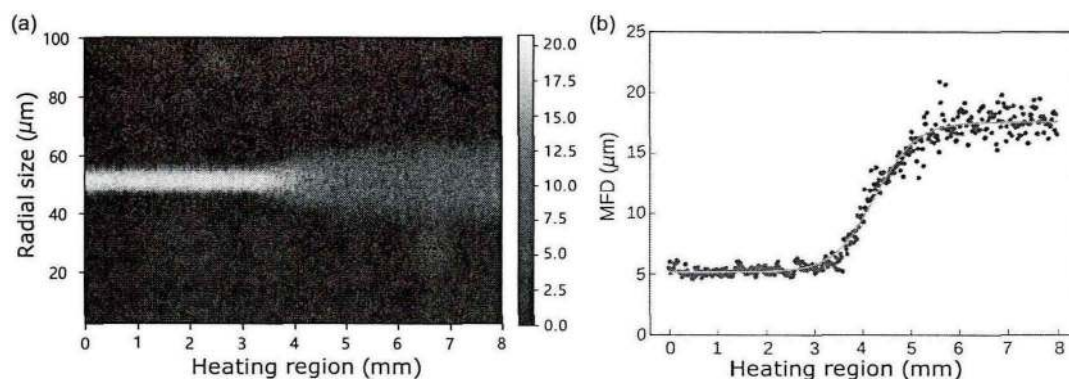


图 2.11 780-HP 光纤热扩芯效果

注：(a) 热扩芯光纤散射光的轮廓。(b) 加热区域模场直径变化曲线。

## 2.4 本章小结

本章首先介绍了法布里-珀罗谐振腔的基本原理和参数性质，进而介绍光纤法珀微腔的特性和优势。对于制备的高精度度光纤法珀微腔，腔膜损耗的控制至关重要，故我们分别介绍了腔的吸收损耗、散射损耗和剪波损耗以及降低这三种损耗的方法。此外，我们介绍了模式匹配理论并在实验上通过混合光纤的热扩芯方法将单模光纤模场扩大 3.5 倍来提高模式耦合效率。



## 第3章 光纤法珀微腔的制备与测试

如上一章介绍,为了获得高精细度的光纤法珀微腔,将光纤端面加工成具有合适曲率半径的凹面是十分必要的手段。由于熔融二氧化硅材料对远红外波长激光的强吸收,我们选择了波长  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  的  $\text{CO}_2$  激光器作为加工光纤端面的工具<sup>[130]</sup>。 $\text{CO}_2$  激光会使二氧化硅材料吸收能量并熔化<sup>[131]</sup>,当能量足够大时,熔化的二氧化硅材料会蒸发形成凹陷,凝固过程中由于表面张力的作用会使熔化的表层形成一个光滑的凹面,粗糙度可达  $0.2 \text{ nm}$  量级<sup>[130,132-133]</sup>,低表面粗糙度是构成高精细度谐振腔的必要条件<sup>[107]</sup>。

除了用  $\text{CO}_2$  激光加工之外,还有以下几种方法可以在微米范围内制造凹形结构。例如聚焦离子束(FIB)铣削<sup>[134-136]</sup>、飞秒激光烧蚀<sup>[137]</sup>以及氢氟酸(HF)化学刻蚀<sup>[138]</sup>等方法。这三种方法加工的表面粗糙度均差于  $\text{CO}_2$  激光加工的水平。其中FIB铣削之后的粗糙度是半波长量级,这无法满足制备高精细度的腔面的要求。而HF化学刻蚀的速度非常慢,纤芯刻蚀速率  $\sim 60 \text{ nm/min}$ ,包层刻蚀速率  $\sim 15 \text{ nm/min}$ <sup>[138]</sup>,即使在摸索到合适的参数后,单根光纤仍需要数小时的时长来完成刻蚀。此外,熔融二氧化硅材料通过超抛光可获得  $0.1 \text{ nm}$  以下的表面粗糙度,比  $\text{CO}_2$  激光加工工艺还要好2倍<sup>[139]</sup>。但是机械抛光只能在宏观基底上实现大曲率的凹面,无法实现我们需要的几十到几百微米的曲率半径。

综上,据我们所知, $\text{CO}_2$  激光加工是一种简单快捷且能在微观基底上实现小曲率半径、低粗糙度凹面的一种方法。该方法是2007年法国巴黎高等师范学院David Hunger和Jakob Reichel首次使用在光纤端面上。2015年马克斯·普朗克研究所的研究人员用这种方法制备了精细度高达190000的光纤微腔<sup>[16]</sup>,这是目前为止光纤法珀微腔实现的最高精细度指标。

本章我们详细介绍了光纤法珀微腔的制备过程,包括  $\text{CO}_2$  激光加工平台的搭建、加工程序的设计、端面的形貌表征、光学镀膜、腔的搭建五部分内容。

### 3.1 $\text{CO}_2$ 激光加工平台

为在光纤端面完成目标凹面的加工,加工平台必须满足以下要求:首先, $\text{CO}_2$  激光光斑尽量满足圆对称,且强度分布接近高斯线型,这样才能满足加工出接近球面凹坑的要求。其次,激光脉冲的脉冲时间和强度必须是稳定且可调的,这样才能找到最佳的脉冲参数来加工出具有理想几何尺寸的凹面。最后,必须能够精确地对光纤和激光束腰进行位置校准,误差控制在几微米以内,这取决于所用的光纤模场的大小。

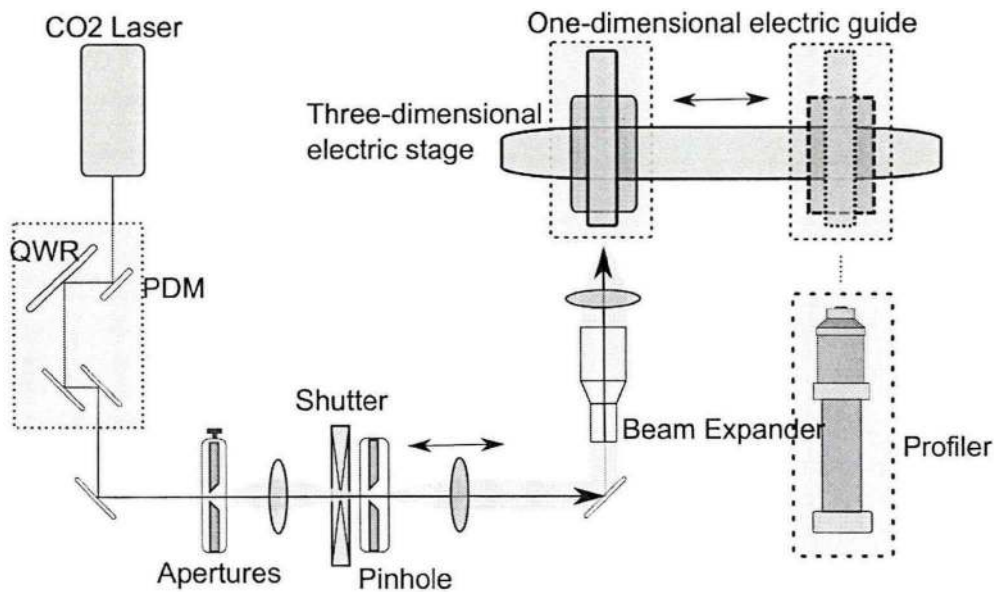


图 3.1 CO<sub>2</sub> 激光加工平台示意图

注：QWR：偏振吸收反射镜；PDM：相位延迟片。

如图3.1所示是 CO<sub>2</sub> 激光加工平台的示意图，从左上方开始，首先是 CO<sub>2</sub> 激光器，紧挨着激光器出口有一个合束镜，用于将侧面打来的参考光合并到激光光路中（图中省略未画），由于 CO<sub>2</sub> 激光不可见且具有烧蚀性，我们用激光烧孔定位的方法将参考光与激光调共轴，后续光路的搭建靠该参考光即可完成。由于激光器没有内置隔离器，故紧接着是搭建的隔离器。隔离器之后经过一个反射镜改变激光传播路径到达一个光阑，该光阑用于粗调透过的激光功率。激光器本身可以通过对泵浦信号进行脉冲宽度调制（PWM）来实现对激光功率的调节，但由于激光器工作在 PWM=10% 以上才会处于相对稳定的状态，因此，在需要较小激光功率时便可通过调节光阑通光孔径的大小来衰减激光功率。通过光阑后的光斑质量会有衍射环，故紧接着是由两个透镜和一个小孔组成的空间滤波系统。紧挨小孔放置的是一个光快门（Thorlabs SH05/M）来产生激光脉冲，该光快门利用旋转电机驱动器实现毫秒级快门的控制。由于我们加工光纤时需要十几至几十毫秒的光脉冲，故希望光快门能以最短的时间斩断激光来提高脉冲时间稳定度。因此，我们将光快门放在小孔旁边的激光束腰处。滤波后的激光通过聚焦透镜聚焦到光纤端面即可进行加工。夹持光纤的光纤夹具固定在一个三维纳米位移台（Attocube ECSx5050）上用于对准激光，三维位移台又固定在一个大量程的一维位移台（PI M-521.DD1）上，当光纤完成加工之后，一维大位移台将样品移到最右侧用白光干涉仪进行形貌观测和表征，白光干涉仪的原理和结构在第3.3节有详细介绍。为保证平台的稳定性，整个系统搭建在气浮隔振的光学平

台上。下面重点介绍一下  $\text{CO}_2$  激光器和隔离器。

### 1. $\text{CO}_2$ 激光器

$\text{CO}_2$  激光器是分子气体激光器， $\text{CO}_2$  分子在其振动-转动能级之间有相应的跃迁，跃迁辐射的波长在红外区域。如图3.2 (a) 所示，上能级为反对称拉伸振动 (001)，10.6  $\mu\text{m}$  和 9.6  $\mu\text{m}$  跃迁的下能级分别为对称拉伸振动 (100) 和弯曲振动 (020)。这些能级劈裂成转动子能级，形成以 10.4  $\mu\text{m}$  和 9.4  $\mu\text{m}$  为中心的发射谱带 (见图3.2 (b))。可以通过使用光栅作为其中一面腔镜，来选择特定的激光波长。 $\text{CO}_2$  分子中通常混有少量氮气和氦气，首先电泵浦将氮分子激发到亚稳态，然后与  $\text{CO}_2$  分子发生碰撞时将能量转移给它，让  $\text{CO}_2$  分子从基态能级转移到长寿命的 (001) 能级。

我们实验中使用的是波长为 10.6  $\mu\text{m}$  的  $\text{CO}_2$  激光器 (Firestar OEM V30)，最大输出功率为 30 W，输出光束直径 2.5 mm 的连续激光。

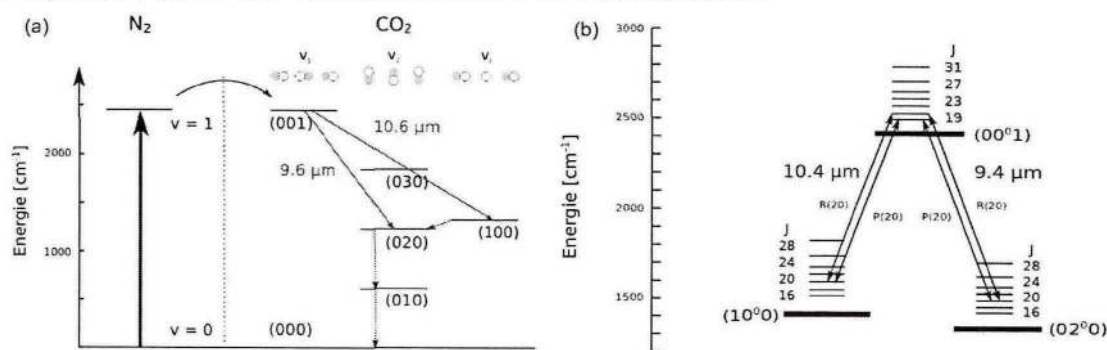


图 3.2  $\text{CO}_2$  分子能级

注：(a) 振动能级<sup>[140]</sup>。(b) 振动能级劈裂为转动能级<sup>[141]</sup>。

### 2. 隔离器

由于购买的  $\text{CO}_2$  激光器没有内置隔离器，当光路中有反射光原路返回进入激光器之后，会导致出射激光不稳定。因此，需要在激光器出口处搭建一个隔离器。我们选取的方案是将一个偏振吸收反射镜和一个反射式相位延迟片组合达到隔离的效果，这两个元件均是表面镀铜的反射式镜片。偏振吸收反射镜在铜基底上镀了偏振敏感的反射膜，该反射膜的特点是吸收 p 偏振光，反射 s 偏振光，这要求入射激光的偏振矢量垂直于入射光和反射光构成的平面。反射式相位延迟片会为反射光引入  $\frac{\pi}{2}$  的相位。当入射的线偏振光的偏振方向与入射面和法线方向都成  $45^\circ$  时，反射光变成圆偏振光。当反射光沿光路返回再次到达偏振吸收反射镜时为 p 偏振光，p 偏振光会被吸收，达到隔离的效果。两个元件的原理图如图3.3 (a) 和3.3 (b) 分别展示。将线偏振光转换成圆偏振光有以下优点：首先，圆偏振光会避免烧蚀过程中由于偏振依赖性而导致加工出椭圆凹面，椭圆凹面会使腔的本征模式产生频率劈裂<sup>[16,142]</sup>。其次，使用圆偏振光可以防止表面等离

子激元形成波纹<sup>[143]</sup>。激光器出射光是平行于光学平台的线偏振光，若要合理利用这两片镜子且保证光路按照原来的高度和方向传播，需要另外两片反射镜用于辅助光路的偏折。为了整个隔离器结构的稳定性，用 Solidworks 设计了一个形状不规则的底座，如图3.3 (c) 所示，几个外侧面留了圆柱形凹槽用于安装镜片，镜片扣进去后再用盖片压住；内部沿着光路传播方向留了直径 1 厘米的孔柱，保证直径 2.5 mm 的激光正常传播。由于购买的相位延迟片和偏振吸收反射镜的直径是 2 英寸，而普通硒化锌反射镜的直径是 1 英寸，故图中显示的圆槽尺寸并不一致。图3.3 (d) 是加工后的实物图，镜片均已嵌入其中，光束穿过隔离器后高度不变，水平方向上平移了 2 厘米左右。测得隔离器的功率透过率为 95%。

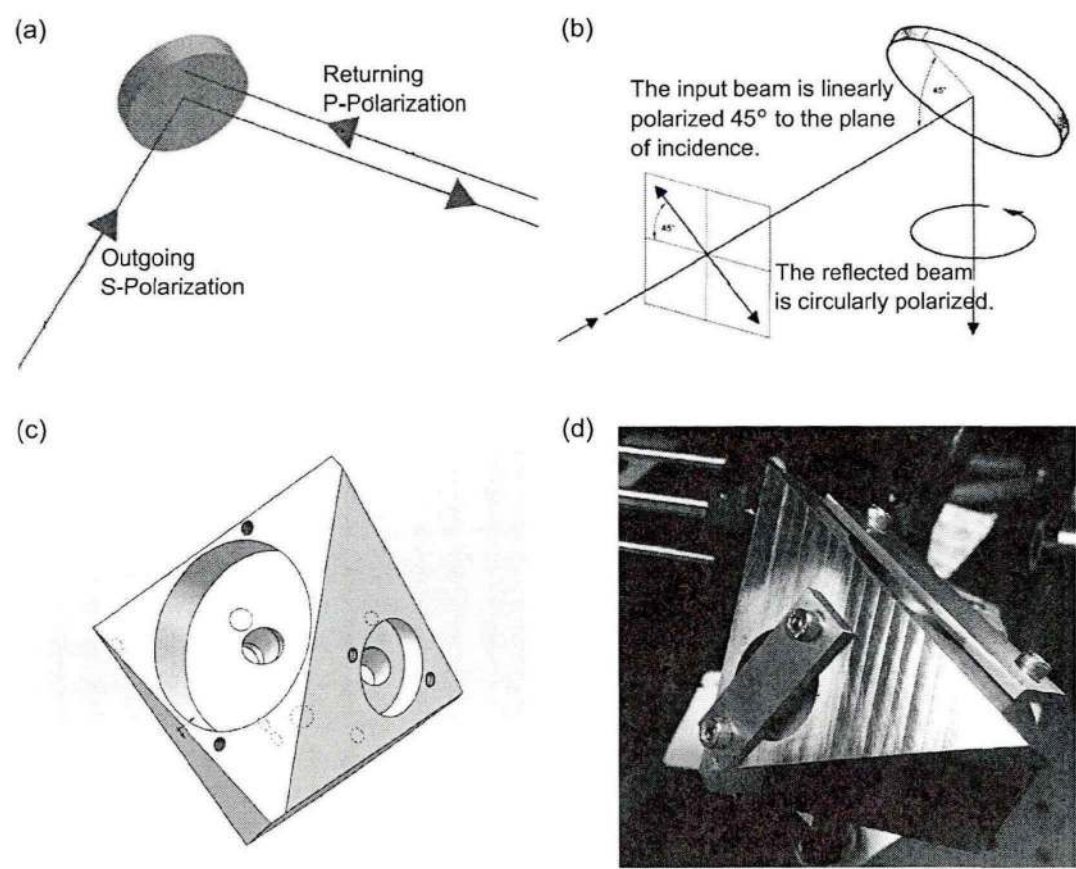


图 3.3 CO<sub>2</sub> 激光隔离器的设计和实物图

注：(a) 偏振吸收反射镜，吸收 p 偏振光，反射 s 偏振光。(b) 相位延迟片，当入射的线偏振光的偏振方向与入射面和法线方向都成 45° 时，反射光变成圆偏振光。(c) Solidworks 设计的整块底座。(d) 隔离器的实物图。

## 3.2 光纤端面加工程序

### 3.2.1 加工前光纤的处理

#### 1. 光纤涂覆层的剥离

若要成功且可重复地加工光纤端面，如下文所述，光纤切割角度要尽可能小。完美的光纤切割意味着端面完全垂直于光纤轴，为了达到这个目标，良好的剥离光纤涂覆层和仔细地清洁光纤是十分必要的。普通光纤的光纤包层直径 125  $\mu\text{m}$ ，涂覆层直径 250  $\mu\text{m}$ ，由标准的光纤剥线钳直接进行剥离即可。但由于我们的光纤腔面加工好之后需要进行离子束溅射（IBS）镀膜，而 IBS 镀膜机工作时内部是高温真空环境，普通树脂型涂覆层不耐高温，会污染镀膜机导致镀膜失败。我们常用的解决方案是用镀铜光纤和聚酰亚胺光纤代替，对于这两种光纤涂覆层的剥离需要采取一定方法。

#### 2. 镀铜光纤

为了剥离镀铜光纤的涂覆层，可采用两种不同的蚀刻方法。第一种方法是使用 1:4 的三氯化铁（ $\text{FeCl}_3$ ）和水的混合物对光纤进行刻蚀。将溶液在超声波浴中加热至 50°C，这一操作会加速反应的过程，光纤会在 20 到 30 分钟内完成刻蚀。这种方法可以让大量的镀铜光纤同时反应，适用于蚀刻较多的光纤。第二种方法是选择用 25% 硝酸（ $\text{HNO}_3$ ）溶液，在两到三分钟内即可完成铜的去除。这种方法更快速，适合刻蚀单根光纤，不过事后需要处理强酸溶液。

在除去铜涂层之后，还有一层碳层存在，如果没有影响可以不予处理。如需处理，比较方便的方法是用打火机燃烧碳层或者放入熔接机中放电除去，只要火焰大小和放电电流控制得好，可以将碳层去除干净且不损伤光纤。

#### 3. 聚酰亚胺光纤

聚酰亚胺也是一种能耐高温的材料，能让光纤在 300°C 的环境下长期使用，同时在高压或真空的环境中保持良好的性能，因此聚酰亚胺涂覆层光纤广泛用于航空、航天领域以及生物医药领域。由于其模量较高，很难使用剥线钳施加外力完成剥离，可以采用火焰烧蚀、烤箱加热、等离子电弧烧蚀、 $\text{CO}_2$  激光器加热烧蚀等方法。

涂覆层剥离后用丙酮浸渍的无尘纸擦拭光纤来获得干净光滑的光纤侧面。如果是化学刻蚀方法剥离的话，还需用甲醇进行二次擦拭以减少化学残留物。光纤端面的平整干净则需要后续的光纤切割。

#### 4. 切割光纤

切割出平整的光纤端面对于  $\text{CO}_2$  激光加工至关重要。我们使用过两种切割刀，一种是压块式光纤切割刀，以住友电工 FC-6S 切割刀为例，光纤不是被刀刃直接切断，而是滑动刀片先从光纤下侧划出一道刀痕，再由上面的盖枕块从刀

痕的反方向压断光纤。这种方法简单快捷，但是刀痕处会留下一个豁口，而且顺着豁口裂开的面也不够平整，通常切出来的端面如图3.4 (a) 所示。此外，若要切不同直径的光纤，需要调节滑动刀片的高度，调节难度较大。另一种更高级的超声波切割刀，以藤仓的 CT-106 为例，光纤靠在千分尺挡块上，利用小功率超声波带动刀头对光纤进行切割，在切割过程中使刀头产生极微小位移的高频振动，将光纤切出微小裂纹，由于夹持光纤两头的夹具同时施加拉力，光纤就会被拉断，从而实现对光纤的雕刻式切割，保证了切割后光纤端面的质量，切割出来的端面如图3.4 (b) 所示。且该切割刀配套不同夹具来匹配不同尺寸直径的光纤，更换夹具操作方便且精确。

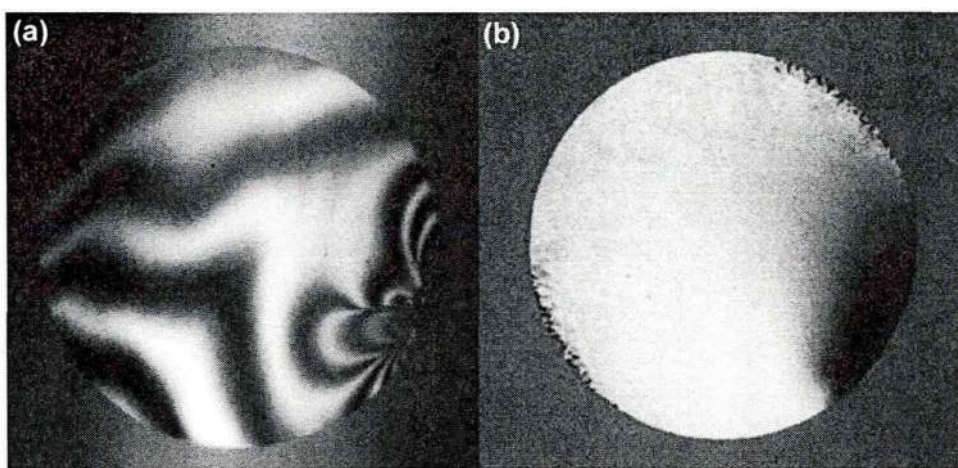


图 3.4 光纤切面图

注：(a) 压块式光纤切割刀切面效果，刀痕处会留下一个明显的豁口，整个面型不平整。(b) 超声波光纤切割刀切面效果，豁口微小，端面平整。

### 3.2.2 光纤位置校准

剥离掉涂覆层的普通光纤直径  $125\ \mu\text{m}$ ，单模光纤的纤芯小于  $10\ \mu\text{m}$ ，激光加工的凹面中心和光纤纤芯的误差必须控制在更小的范围内。初次找激光束腰位置时，在光纤夹具侧面粘上一块玻璃，让激光以脉冲的方式打在玻璃上，一边打一边移动  $z$  方向的位移台，直到激光作用在玻璃上发出最亮的光时即对应激光束腰点。此时玻璃上通常会留下肉眼可见的烧蚀痕迹，通过一维位移台将光纤移到轮廓仪处，调节轮廓仪直到对焦到烧灼图样，此时轮廓仪的位置锁死作为标准。当换上光纤时，通过调节光纤所在的三维位移台直到在轮廓仪中心成清晰的像，再通过长导轨一维位移台移动相同距离回到打腔位置后，便基本在  $\text{CO}_2$  激光束腰处。我们采用从光纤尾端逆向注入参考光的方法确定光纤是否对准，如图3.5所示，通过观察激光加工的凹面中心和参考光的光斑重合情况来判断光纤是否对准。如果有偏差则通过多次微调来最终得到精确的位置对准。

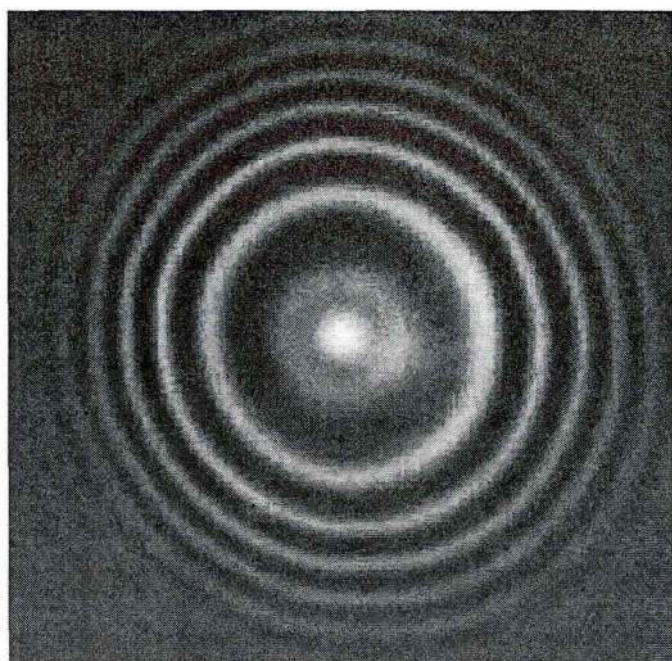


图 3.5 检测光纤腔面与纤芯的重合度

注：通过观察激光加工的凹面中心与逆向注入参考光的光斑重合度来判断光纤位置是否校准。

### 3.2.3 自动化控制

然而以上对准操作并不能具备可重复性，因为大量程的一维位移台在往返时会有十微米左右的误差，这导致轮廓仪端只能做个粗略定位，最终的定位标准应该在激光束腰端。于是我们在激光束腰的上方搭建一对垂视角的显微镜，能记录光纤的两个互相垂直的侧面，如图3.6所示。若要利用这一组图片对光纤进行定位，需要将显微镜同轴光源的亮度调小，直到画面中只出现几根反射最强的线条。如图3.7所示，上面两幅图是暗光环境下光纤的成像画面，下面两幅图是垂直光纤的一条指定切线上的亮度分布。越亮的地方就会出现越高的峰值，可通过对某个峰进行高斯拟合来获得它的精确位置，通过这个方法将光纤的位置精准确定到一个像素以内。当调试出完全对准的光纤时，保存下显微镜中的位置作为标准，之后每一次光纤到达该位置时都可以通过程序自动校准找到目标的位置。

### 3.2.4 多个激光脉冲加工光纤端面

自从  $\text{CO}_2$  激光加工光纤法珀微腔的技术被提出之后，加工出的光纤微腔由于其精细度高，模式体积小，抗电磁干扰等优点，迅速被应用到各类实验系统，比如原子分子、离子阱、固态存储、扫描共振显微镜、微腔传感等<sup>[12-15,45]</sup>。不同系统对光纤法珀微腔的要求会有差异，比如离子阱系统需要足够大的腔长，一方面留有空间允许不同方向的激光传输过来操控离子，另一方面腔面距束缚离子

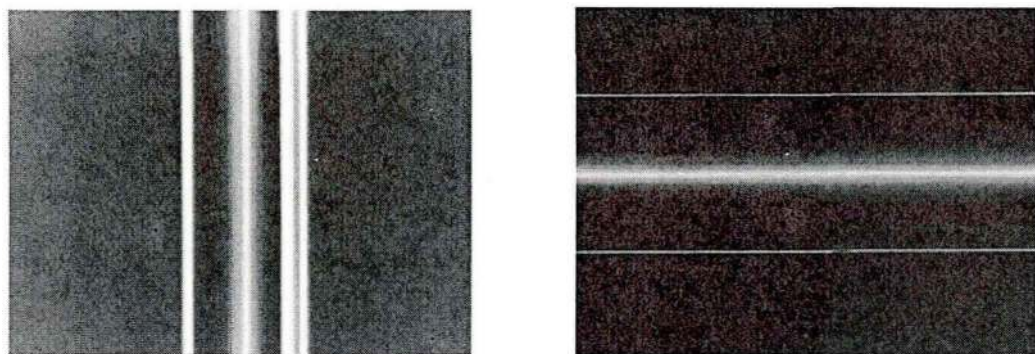


图 3.6 待加工光纤在一对垂直显微镜下的定位照片

太近会累积电荷,影响束缚离子的电场,故通常需要腔长达到  $300\text{ }\mu\text{m}$  以上。大腔长意味着需要加工大的腔面尺寸才能满足稳定腔条件。而单个脉冲加工的是高斯型而非球面型,导致实际有效的腔面尺寸明显小于加工的凹面尺寸。因此单脉冲加工的面型会导致较大的剪波损耗,极大影响光纤微腔的精细度。为了实现足够大的有效腔面尺寸,需要升级技术来满足更高的要求<sup>[11,18,144-145]</sup>。我们平常单个激光脉冲打出来的曲率半径变化如图3.8所示<sup>[146]</sup>,由图可知,凹面曲率并不与激光功率成正相关关系,功率渐大时,光纤边缘会融化甚至变成凸面。实验中,我们在保证足够有效腔镜尺寸的条件下,通过单脉冲能实现的凹面曲率通常在  $50\text{-}120\text{ }\mu\text{m}$  范围,远远不能满足这种情况,因此需要升级技术来满足更高的要求。

接下来描述的  $\text{CO}_2$  激光多脉冲加工技术突破了之前的限制。第一个多脉冲加工平台的应用是在 2014 年由苏塞克斯大学 Keller 组实现的<sup>[18]</sup>,他们使用多脉冲激光加工光纤端面,并在相邻脉冲之间绕光纤轴旋转光纤,他们的主要目的是降低腔镜椭圆度,但这种做法也扩大了腔面尺寸,最终制备出一个腔长为  $550\text{ }\mu\text{m}$  时,同时能保证精细度在 50000 以上的腔。随后 2016 年巴黎高等师范学院的 Jakob Reichel 组实现了用多脉冲加工并制备出最大腔长为  $1.5\text{ mm}$  的光纤法珀微腔<sup>[19]</sup>。而他们新开发了一种  $\text{CO}_2$  激光加工技术,使用多个弱脉冲按照一定位置顺序在基底表面进行精准加工。这种方法可以实现加工形貌的多样化与表面轮廓的精准控制,同时保证优良的表面粗糙度。2018 年我们组采用摆镜设计了多脉冲加工平台,激光脉冲通过摆镜按照一定路径在光纤端面进行加工,实现了偏振非简并的光纤法珀谐振腔<sup>[142]</sup>。

2019 年我们在参考 Jakob Reichel 组方案的基础上,升级了  $\text{CO}_2$  激光加工平台。该方案需要高精度的电控三维位移台辅助,我们采用的是 attocube 的三维位移台,分辨率可达亚纳米级别,同时量程可达到厘米量级。首先设计好点序的位置,然后将位置矩阵输入给三维位移台,配合光快门,位置每移动一下,打一个脉冲,以此方法完成多脉冲的操作。首先,由于激光的烧蚀过程具有强非线性

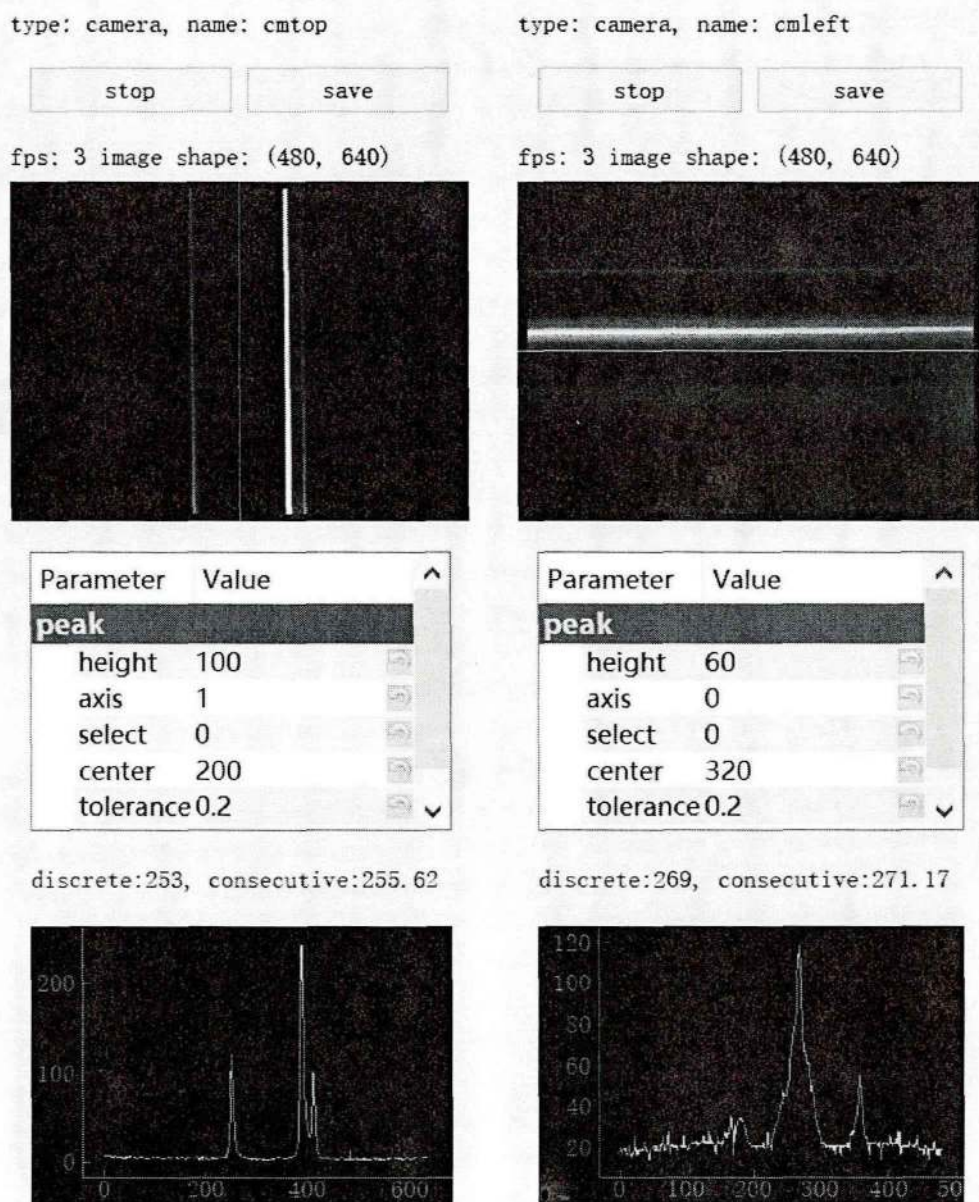


图 3.7 程序自动定位光纤位置

注：上面两幅图是暗光环境下光纤的成像画面，下面两幅图是垂直光纤的某条切线上不同位置的亮度分布。

性<sup>[107]</sup>，即使是单脉冲激光加工，文献<sup>[107]</sup>中模型的预测结果也和实验结果严重偏离。这些年有很多关于  $\text{CO}_2$  激光和熔融石英玻璃相互作用的模型研究<sup>[147-150]</sup>，它们对不同条件参数下加工面型的形态有很好的预测，但这是否能扩展到小尺寸的光纤端面不得而知。没有合适的模型我们只能按照经验方法摸索合适的实验参数。多脉冲序列的一个重要问题是熔融二氧化硅被烧蚀之后，除了部分材料蒸发消失，还有一定量的材料被熔化和移动，这种材料的移动导致最终的结果与脉冲的顺序有很强的相关性。比如，当按照从内圈往外圈的顺序打，会导致最

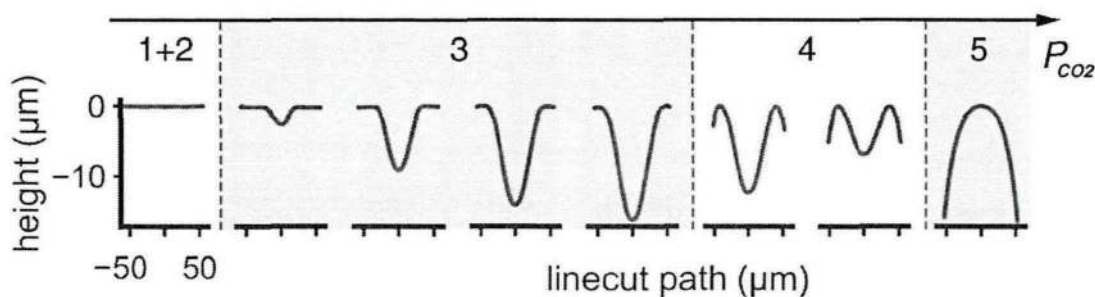


图 3.8 随激光单脉冲功率增加而烧蚀出的光纤端面高度剖面图

注：CO<sub>2</sub> 激光功率从左往右增加，功率分别为 0.3 W、0.9 W、1.0 W、1.2 W、1.3 W、1.4 W、1.6 W 和 0.5 W。光斑尺寸均为 45 μm。除最右边的光纤外，所有光纤的脉冲持续时间均为 30 ms，最右边的脉冲时间为 300 ms<sup>[146]</sup>。

初打的中心凹面边缘被外圈覆盖，最终得到中心凸起的结构。此外，如果按照逆时针顺次加工一圈，由于下一个点会覆盖上一个点，最终会形成不均匀的圆圈轨迹。如图 3.9 (a) 所示为由 20 个点构成的直径为 60 μm 且沿逆时针方向的点序。图 3.9 (b) 是按照左图点序多脉冲加工出来的结果，在交接处会有明显的不连续点。

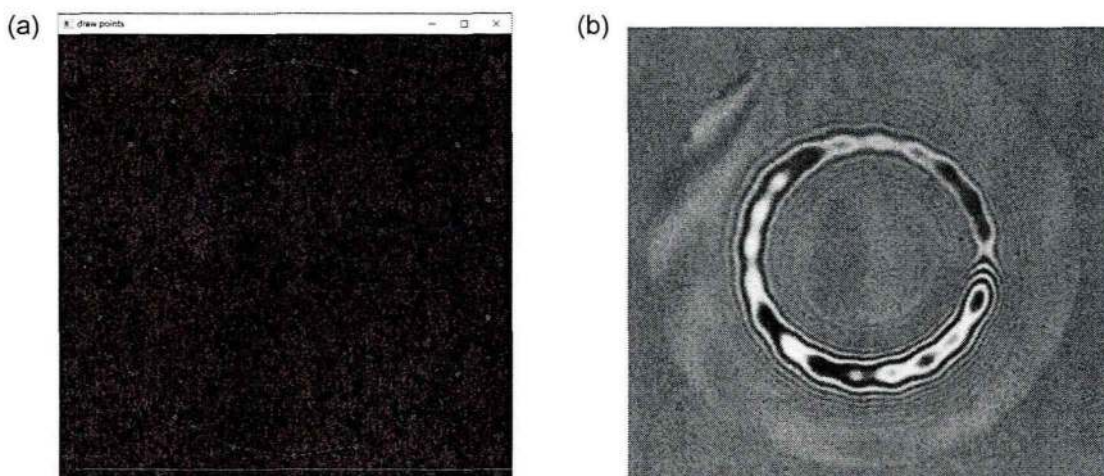


图 3.9 逆时针方向的点序和按照点序加工一圈的结果

注：(a) 生成一张逆时针方向的直径 60 μm 的 20 个点。(b) 按照左图点序多脉冲加工一圈的结果，在交接处会有明显的不连续点。

为了减少脉冲顺序的影响，我们设置相邻脉冲位置不连续发射，交叉点序的圈数和直径是通过实验不断优化得到的，图 3.10 显示了一个典型的脉冲序列。

在采用交叉点序打腔时，得到的腔面依旧不对称，并且内外圈差别较大，故考虑到我们用的单模光纤是阶梯折射率光纤，纤芯和包层的掺杂离子浓度不同，对 CO<sub>2</sub> 能量的吸收也会不同，于是采取一排打五个点的策略来验证这个问题。如图 3.11 (a) 所示是用脉冲时间均为 18 ms 打出来的五个点。可明显看到两侧区域

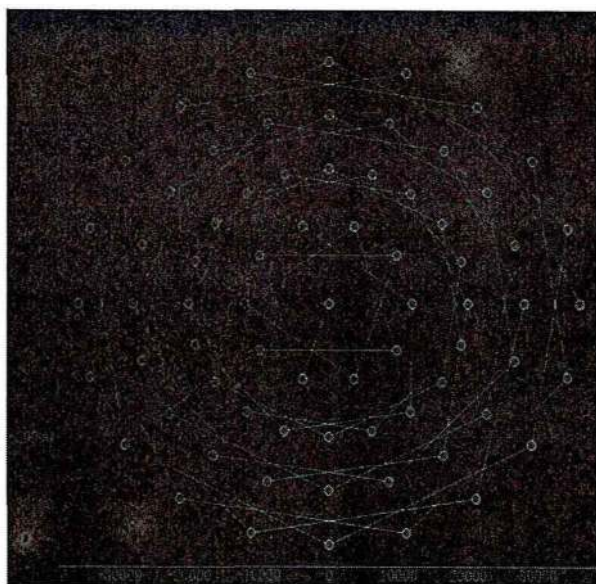
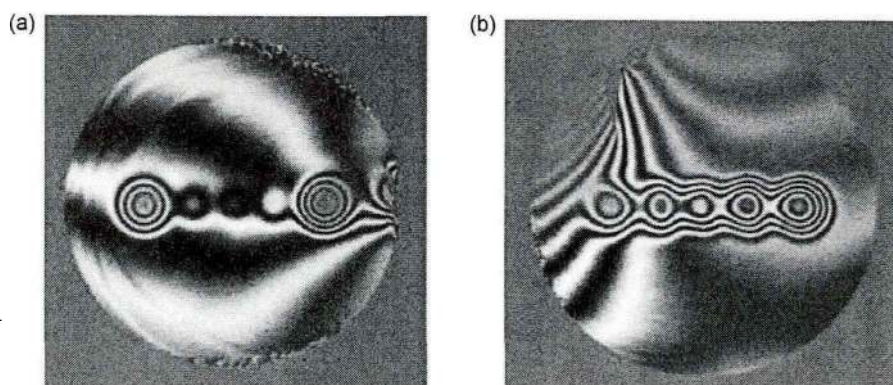


图 3.10 交叉点序

比中间区域对激光能量的吸收能力更强，外侧两个坑比中间凹坑大得多。点的位置没有靠近边缘，故不考虑边缘效应。图3.11 (b) 是一个修正，我们将五个点的脉冲时间分别赋值，外侧的脉冲时间依旧为 18 ms，中间的脉冲时间赋为 21 ms，可以看到打出了一排大小相近的凹坑。因此，我们在进行多圈层脉冲加工时，分区域赋值脉冲时间能很好地提高凹面的均匀性。当整个时序确定下来之后，按照典型的 70 个点序完整地加工一根光纤需要不到 2 分钟。图3.12展示了我们加工的曲率半径从 100-600  $\mu\text{m}$  范围的情况。

图 3.11 光纤掺杂对  $\text{CO}_2$  加工的影响

注：(a) 用脉冲时间均为 18 ms 加工出的五个凹坑；(b) 五个点的脉冲时间分别赋值，外侧的脉冲时间为 18 ms，中间的脉冲时间赋为 21 ms，加工出一排大小相近的凹坑。

实验结果表明， $\text{CO}_2$  激光多脉冲烧蚀法具有良好的可控性，能够制作大范围曲率半径的凹面，这些可以用于制备大腔长、高精细度的光纤法珀微腔。此外，该加工工艺在宏观基片上也是适用的，其优异的表面性质和操作灵活度使其具

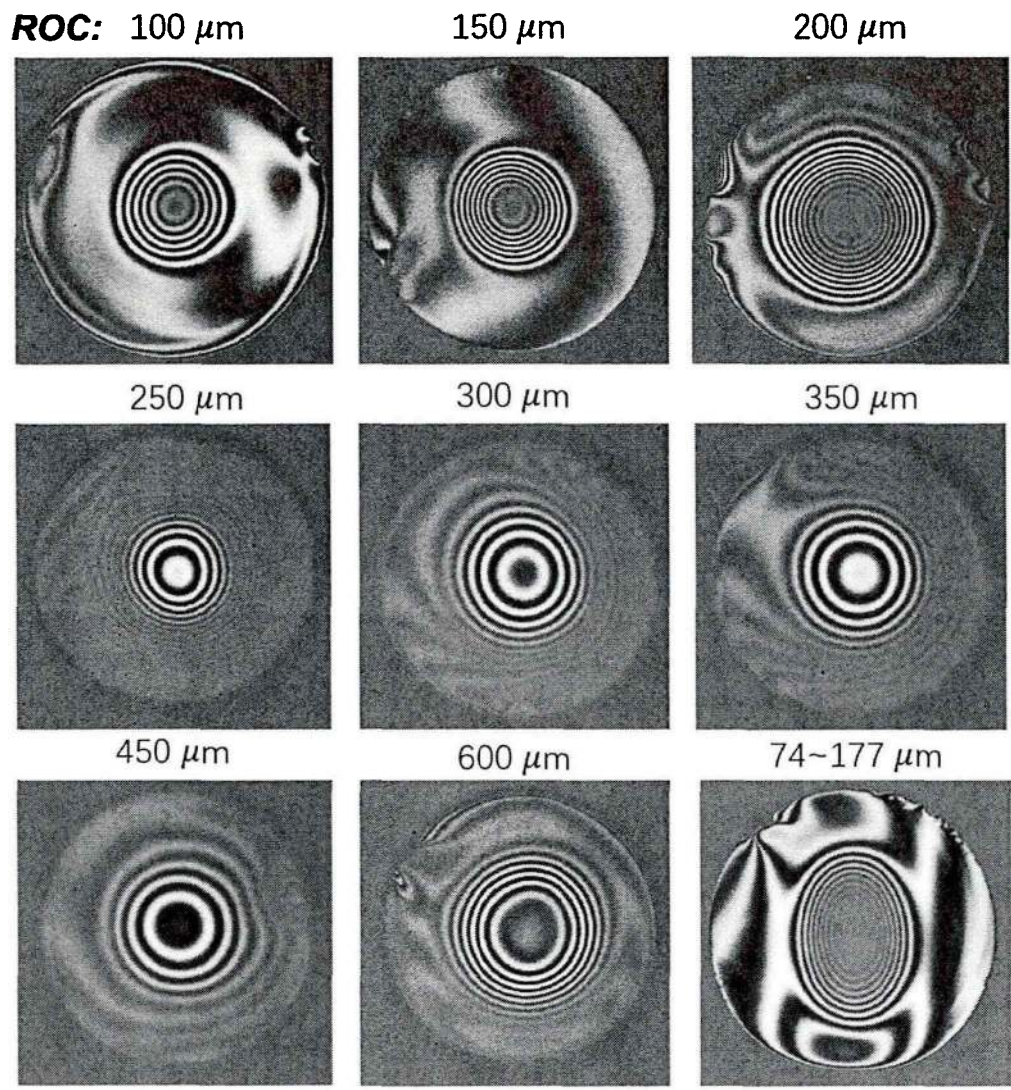


图 3.12 不同曲率大小凹面的展示

有广泛的应用前景。

3.3 腔面的形貌表征

实现光纤端面的面型测量和分析是十分重要的一个环节，这可以让我们确定光纤腔镜的曲率、面型的对称性及畸变等参数。我们在激光加工系统的基础上，自主设计和集成了白光干涉仪，实现对光纤端面的原位测量。这种集成加工和检测的系统方便我们实时确定光纤端面的参数，一边及时调整加工工艺。在本节中，将介绍白光干涉仪的原理，白光干涉仪的结构，并讨论三种不同的分析方法以及曲率半径的计算。

### 3.3.1 白光干涉仪原理

干涉法重构曲面轮廓时,通过光源照亮目标样品,样品的反射光与参考光束重合发生干涉。使样品沿着光束的方向移动,干涉光强作为样品位置的函数记录下来。对于波长为  $\lambda$  的单色光源,样品表面上每个点对应的干涉光强由下式得到:

$$I = I_0 + I_m \cos(\varphi), \quad (3.1)$$

其中,  $I_0$  是背景光强,  $I_m$  是调制光强。相位  $\varphi$  是样品表面上每个点高度  $h$  的函数:

$$h = \frac{\varphi}{4\pi} \lambda. \quad (3.2)$$

然而对于单色光来说,要求相邻两像素点光程差必须小于半波长,否则会出现相邻两个甚至更多个干涉周期的条纹互相混叠,无法确定相对表面高度。而由于反射式显微镜取样点光程差经过样品表面反射被放大一倍,所以实际系统测量的相邻像素点的平面高度差必须小于四分之一波长。

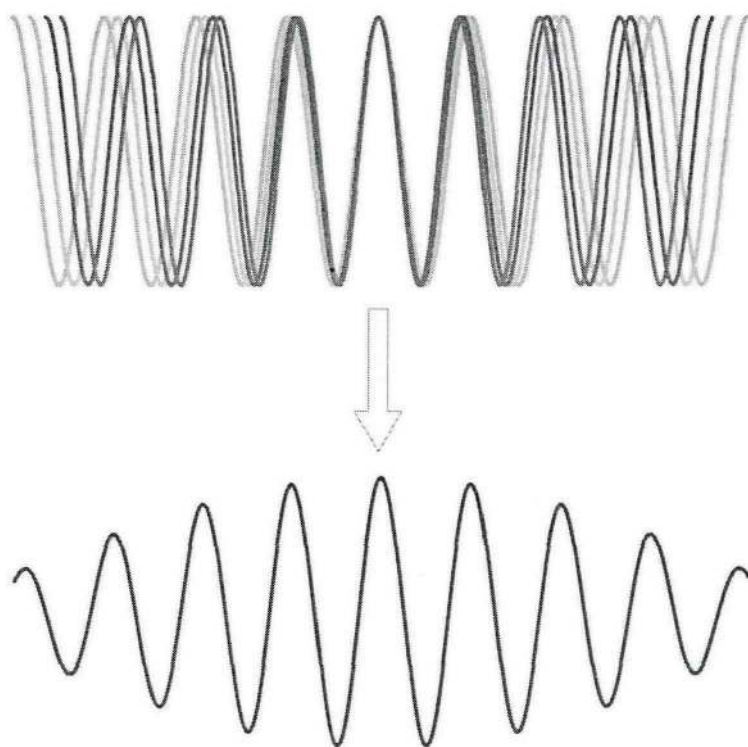


图 3.13 白光干涉图样

为了突破以上限制,通常使用白光作为干涉仪的光源。白光在这里是指较宽频率组分构成的复合光源,视觉上看到的是白色。其相干性较差,产生干涉的范

围通常只有数微米，因此干涉条纹需要样品调到比较精确的位置才能看到。对于白光来说，公式3.1可以用相干包络方程  $V$  来修正为：

$$I = I_0 + I_m V \cos(\varphi). \quad (3.3)$$

该函数表达如图3.13所示的白光干涉结果，若干束不同频率的电磁波发生干涉（上），产生的干涉电磁波会形成一个干涉波包（下）。此处，样品表面高度由这个包络线的最大值对应的位置给出。在这个位置，样品表面反射的光束和参考光束之间的光程差（OPD）正好为零。对于具有高斯谱分布的理想白光光源，相干包络线也是高斯的。将样品表面扫描后每个位置记录的强度作为位置的函数，则为

$$I(z) = I_0 + I_m \exp[-4(\frac{z-z_0}{l_c})^2] \cos(4\pi \frac{z-z_0}{\lambda_0} - \varphi_0), \quad (3.4)$$

其中， $l_c = \frac{c}{\pi \Delta \nu}$  是白光的相干长度， $\lambda_0$  是中心波长。 $z_0$  是零光程差的位置，即样品表面上每个点的相对高度的参考值。因此，使用白光代替单色或窄带光源，并在几个相干长度的距离上扫描表面，找到每个点最大光强对应的相对高度，即可得到一个完整的曲面重建。

### 3.3.2 白光干涉仪的结构

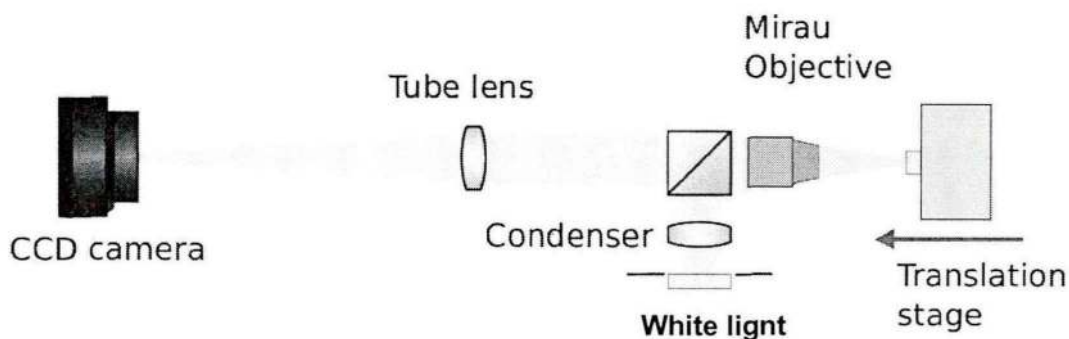


图 3.14 白光干涉仪的结构图

为获得原位检测分析光纤端面形貌的功能，我们搭建一台白光干涉仪并集成在  $\text{CO}_2$  激光加工平台中。白光干涉仪的结构如图3.14所示，首先光源选择 LED 白光光源，光源经过一个光束分束器进入 Mirau 干涉物镜上（详细介绍见1），样品反射回来的光束通过透镜聚焦到 CCD 相机上。以上所有元件都集成在一个显微镜筒中。样品则放置在右端的压电位移台上，每一次测量时，压电位移台完成 200 步左右的移动，每步长为几十 nm 范围，以此对光纤端面进行扫描，每一步记录一幅图像。具体的扫描步数和步长取决于样品表面深度，不同测量的具体参

数可以单独选择。这几百组图像数据组合在一起可以产生每个像素的干涉图包络  $I(z)$ ，对应式3.4。

### 1. Mirau 干涉物镜

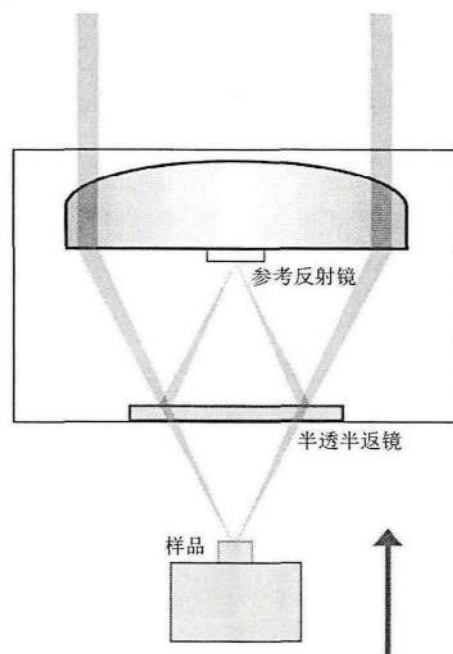


图 3.15 Mirau 物镜的原理图

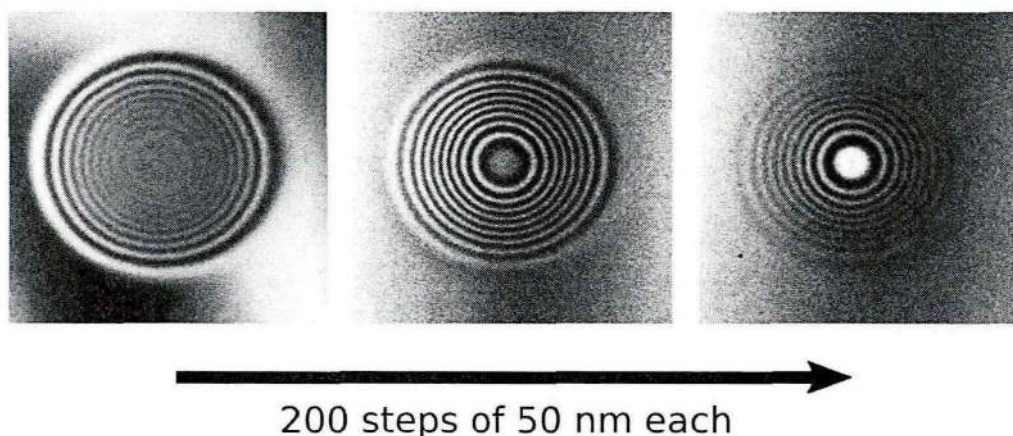


图 3.16 白光干涉仪扫面图像序列

注：一组扫描图像中的三幅，显示出最亮和最大对比度的位置随扫描距离而变化。

Mirau 干涉物镜是白光干涉仪结构中最重要的一個元件。它是一种通过内置参考镜来产生干涉图样的显微物镜，具体结构如图3.15所示，目标光线在经过半透半返镜时，反射光经过参考反射镜反射出去，该路光程固定的光作为参考光；透射光经过待测样品表面反射后与参考光合二为一，该路光程由样品表面与物镜之间的距离决定。当被测样品在干涉物镜焦平面内时，目标光束与参考光束的光程差为零，两光束发生强干涉。对于偏离焦点的位置，会出现典型的干涉

条纹，其干涉对比度随偏离距离的增大而减小，直到物体离开白光的相干范围。图3.16显示了有凹坑的光纤端面距离物镜焦点不同距离时的三幅图。第一幅图中，凹坑的边缘在焦平面上，第二幅图是凹坑侧面在焦平面，第三幅图则是凹坑底面在焦平面上。从第一幅到和最后一幅的相对位置差，已经可以推断出凹坑的深度信息。因此，利用完整的数据变化可以重建整个表面。

### 3.3.3 白光干涉仪分析方法

为了从这种白光干涉仪获得的数据中分析出端面形貌，有三种常用的方法可以采用，下面分别介绍这三种方法并讨论各自的特点。

#### 1. 找最大值法

第3.3.1节中介绍过，待测面在扫描的过程中，只有当测量光与参考光零光程差时获得最强的光强，因此只要找到光强的最大值对应的扫描距离便可以确定出某个像素点的相对高度，这是最快但也是最粗略的方法。首先，分辨率受到获得干涉图时扫描步长的限制。此外，受位置采样的限制，最亮的像素可能不是最接近最大值的像素，而是相邻的一个峰值，此误差产生的不确定度对应两个干涉极大值之间的距离，即  $\lambda_0/2$ ，其中  $\lambda_0$  为有效波长。实验表明，靠近陡坡的位置可能会导致更高的偏差。

由于 PZT 扫描存在最小步阶，获得的并非连续光强变化，则可以通过进一步的拟合运算，将光强与垂直扫描位置的关系拟合成连续的波包光强与垂直位置的函数，通过函数上最强光强值对应的垂直位置来确定该点的相对位置。这种算法有很多种方法，可以用质心算法 centroid algorithm，也可以直接用 MATLAB 直接拟合出波包的强度与位置的函数，总之目的是获得光强最大值及其高度位置信息。通过这样拟合优化，最高精度可达到纳米甚至亚纳米级别。

#### 2. 傅立叶分析法

这种方法是利用傅立叶变换从干涉图中提取出外包络的函数。如图3.17所示，对单像素干涉图傅立叶变换之后进行滤波，只保留对外包络有贡献的正频率分量。然后再经过傅立叶反变换，获得空间域的外包络。相关数学推导可以参考文献<sup>[151]</sup>。之后用高斯拟合确定出外包络的最大值对应的位置，这与上一种方法的优化类似。

#### 3. 相位展开法

与前两种方法不同，这种方法使用相位信息。通过将高斯包络调制的余弦波拟合到干涉条纹的中心部分，可得到相位图。然后，此相位图可用 Costantini 算法展开，以提取表面信息<sup>[152]</sup>。这里，需要再次用高斯谱对外包络分布做近似处理。

我们实际采用的是傅立叶分析法对扫描数据进行分析，如图3.18所示为构造

出的光纤端面图，对应凹面深度约为  $2\ \mu\text{m}$ ，凹面直径约为  $60\ \mu\text{m}$ 。

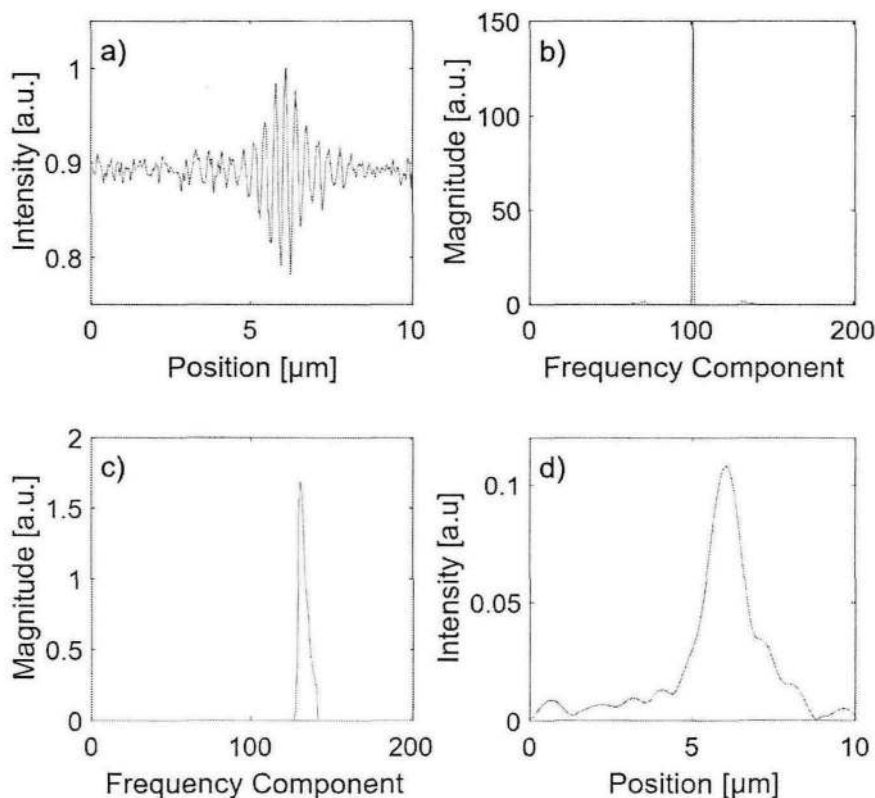


图 3.17 傅立叶分析法的原理

注：(a) 单像素干涉图。(b) 图 (a) 中干涉图的傅立叶谱。(c) 滤波后剩下的包含外包络的频率成分。(d) 傅立叶反变换回空间域的外包络。

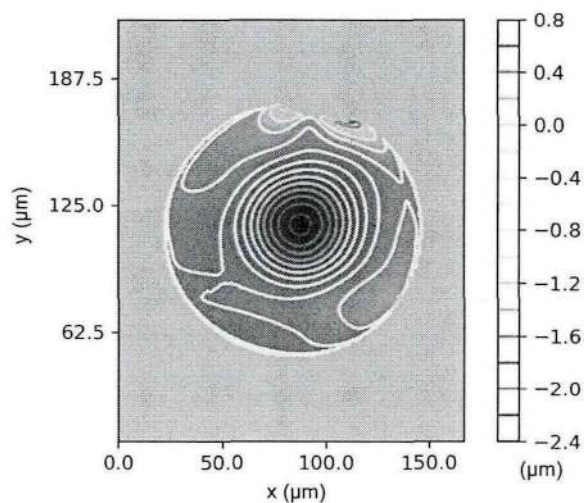


图 3.18 白光干涉仪构造的面型图

注：对应凹面深度约为  $2\ \mu\text{m}$ ，凹面直径约为  $60\ \mu\text{m}$ 。

### 3.3.4 计算曲率半径

如图3.19 (a) 所示, 从白光干涉仪重构的形貌中取一个剖面轮廓线 (红色实线), 可用高斯曲线 (黑点虚线) 对其进行很好地拟合。由于作为腔镜使用的是凹坑的底部中心区域, 因此这块区域的曲率半径  $R$  是最重要的参数。在图3.19的示例中, 由于剖面不是球形, 给出了局部曲率半径  $R$  随横坐标  $r$  的变化。由图3.19 (b) 可知, 在接近轮廓中心的  $[-5, 5] \mu\text{m}$  范围内, 曲率半径的变化是缓慢的, 意味着这块区域的形状近似为一个圆 (图3.19 (c))。因此, 我们取底部小范围数据来拟合获取腔镜的曲率半径。

为了衡量加工凹面的圆度, 通常会拟合出长轴和短轴两个方向上的曲率半径, 进而算出偏心率。偏心率的定义为:

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{R_1}{R_2}}, \quad (3.5)$$

其中  $R_1$  和  $R_2$  分别是长、短轴的曲率半径。

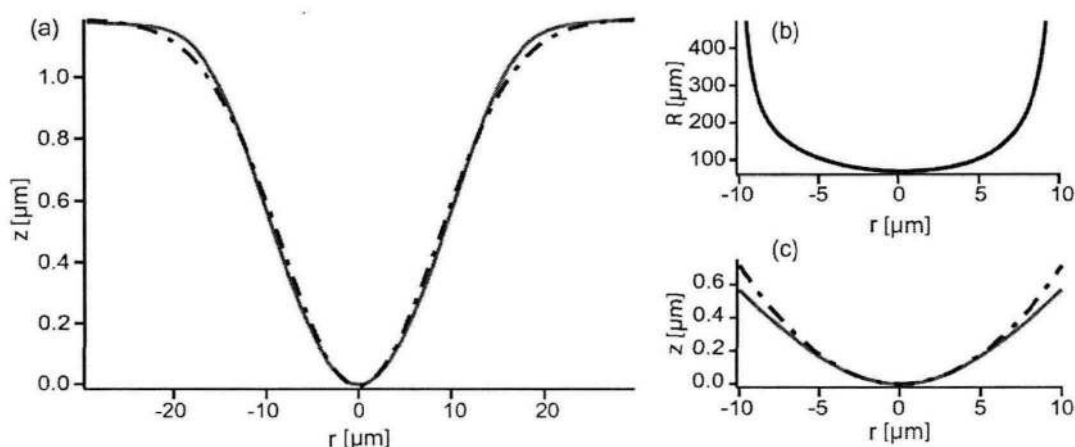


图 3.19 曲率半径的拟合

注: (a) 从白光干涉仪重构的形貌中切取一个剖面轮廓线 (红色实线), 并用高斯曲线 (黑点虚线) 拟合。(b) 局部 ROC 随横坐标  $r$  的变化函数, 通过对 (a) 中的数据进行十阶多项式拟合获得。(c) 将 (a) 中的数据 (红色实线) 和  $R = 70 \mu\text{m}$  的圆截面 (黑点虚线) 进行放大比较<sup>[1]</sup>。

此外, 为了避免扫描拟合过程中出现系统误差, 我们找来一个球腔来作为校准样品。如图3.20所示, 已知是一根普通单模光纤烧成的球腔, 包层直径  $125 \mu\text{m}$ , 则显微镜下对应读出球腔的曲率半径为  $71 \mu\text{m}$ 。再用我们的轮廓仪扫描出形貌, 选取直径  $18 \mu\text{m}$  的范围进行拟合, 得到拟合结果为  $74 \mu\text{m}$ , 有 4% 的误差。这个误差可能是二次拟合导致, 当我们用圆函数重新拟合时, 可得到如图3.21所示的结果,  $R = 71 \mu\text{m}$ , 与实际值相吻合。

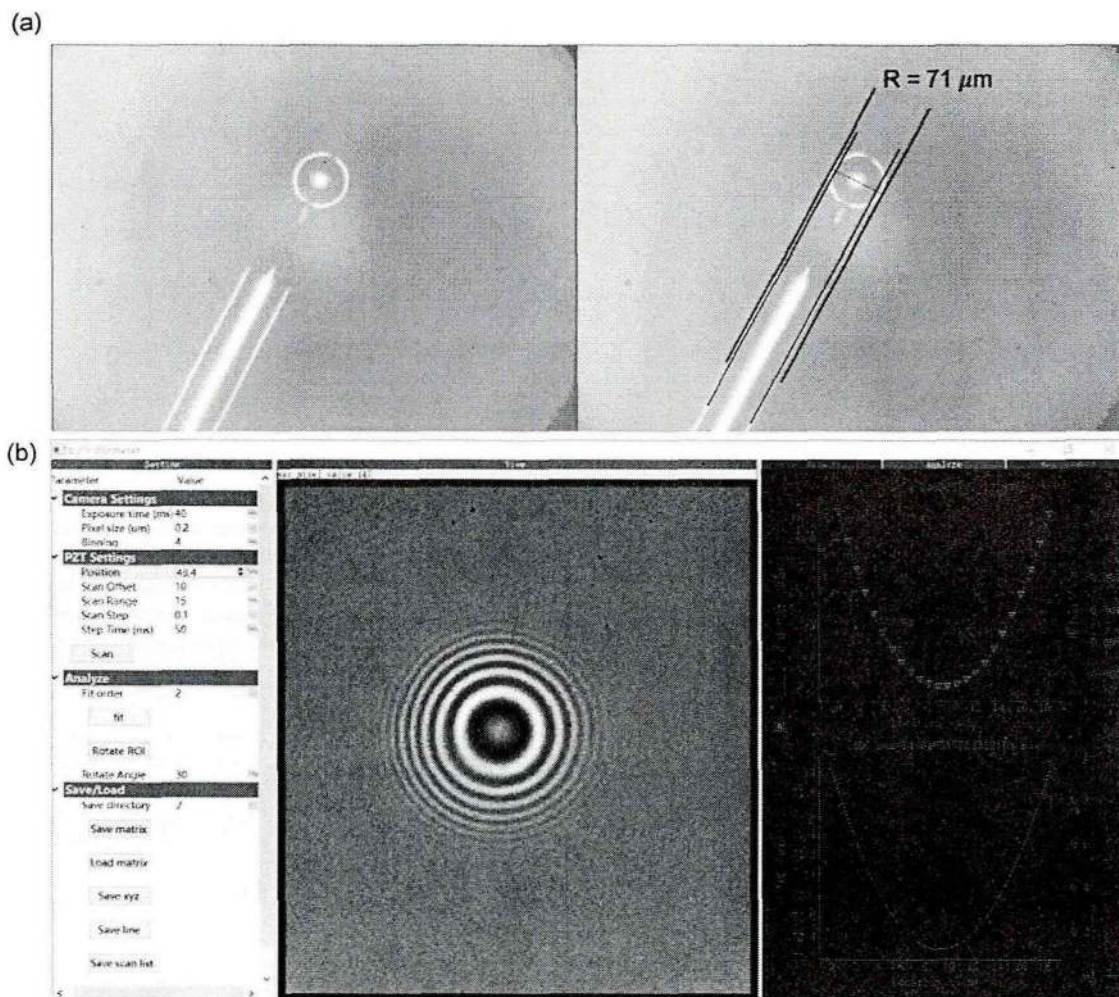


图 3.20 校准用的球腔

注：(a) 标准单模光纤烧制的球腔曲率半径为  $71\ \mu\text{m}$ 。(b) 轮廓仪扫描拟合出该球腔的曲率半径为  $74\ \mu\text{m}$ ，拟合结果有 4% 的误差。

### 3.4 光学镀膜

#### 3.4.1 离子束溅射原理

采用介质膜可使光纤端面原本 4% 的反射率提高到 99.99% 以上。介质膜的原理如图 3.22 所示，膜层由高、低折射率的多层膜  $n_h$  和  $n_l$  交替组成，每层厚度  $t_{hl} = \lambda/(4n_{hl})$ 。入射光在每个界面上发生反射，其中从低折射率到高折射率界面反射时会产生  $180^\circ$  的相移，而与相邻的反射光的光程差恰好是  $2t_l$ ，也对应  $180^\circ$  的相移，故只要多层介质膜的厚度符合要求，各束反射光即能相干相长。离子束溅射 (Ion Beam Sputtering, IBS) 镀膜工艺的表面粗糙度和内应力显著低于其他镀膜技术，由此工艺制作的反射膜在同等条件下具有更低的散射损耗，因此可以获得反射率很高且吸收很小的介质高反膜。我们通常采用 IBS 方法将数十层二氧化硅 ( $\text{SiO}_2$ ,  $n = 1.45$ ) 和五氧化二钽 ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ,  $n = 2.1$ ) 材料交替沉积在光纤

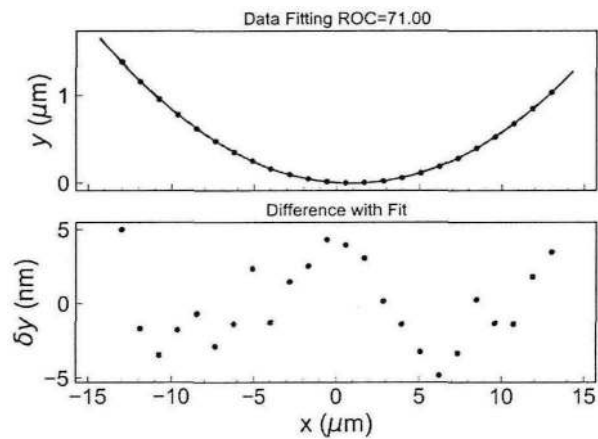


图 3.21 圆函数拟合腔面

端面，由此产生的介质膜可使透射、散射和吸收损耗分别下降到几个 ppm 量级（退火操作后<sup>[153]</sup>）。

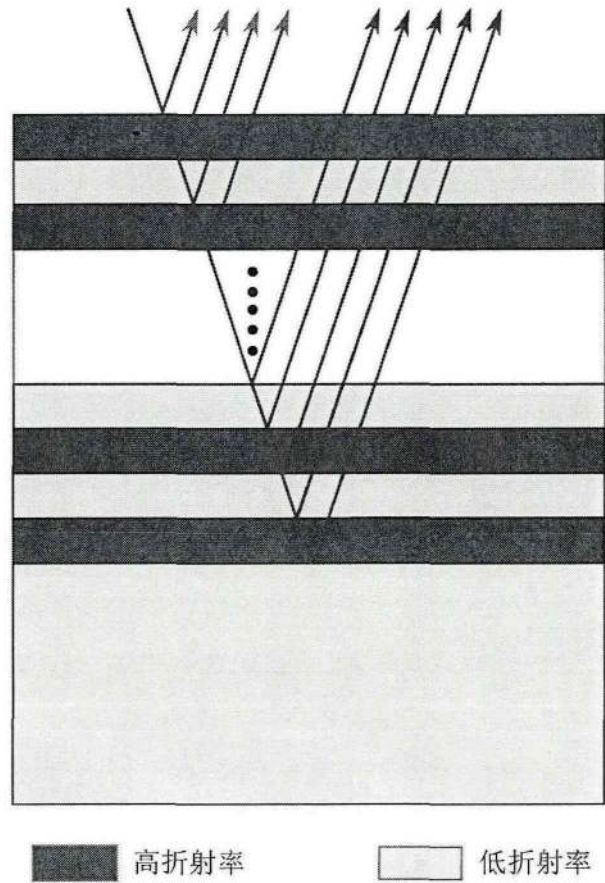


图 3.22 介质膜原理：高折射率和低折射率的多层膜交替组成高反膜

IBS 镀膜机工作在真空环境，如图3.23所示，在真空腔中，高能离子束（氩气）击中固定的固体靶材并溅射出表层原子，靶材原子沉积在基底表面形成致密的薄膜。镀膜材料安装在可旋转的平动轴上，以增加膜层的均匀性。

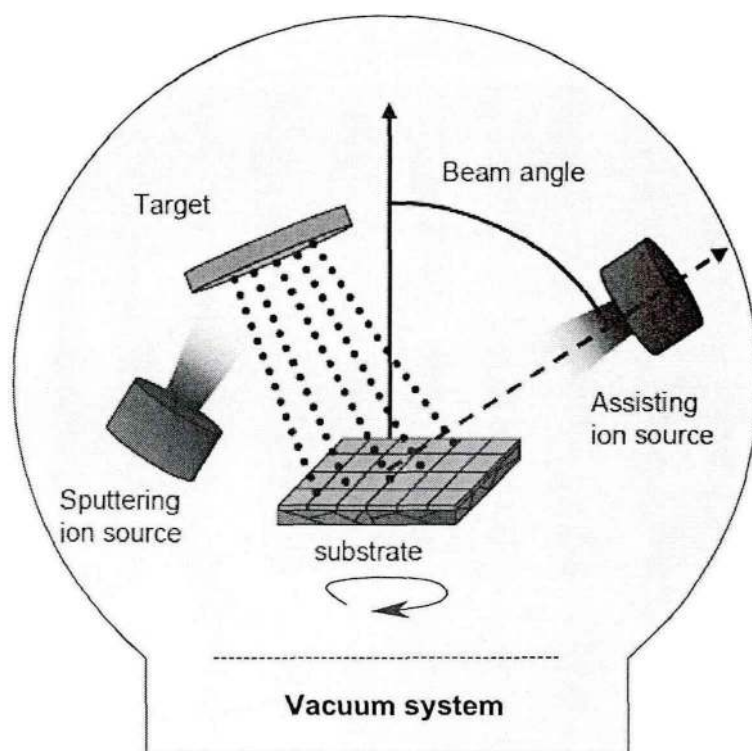


图 3.23 离子束溅射镀膜原理

注：在真空镀膜机中，氩气离子束击中固定的固体靶材，表层原子溅射出来后沉积在需要镀膜的基底表面。

### 3.4.2 光纤镀膜夹具的设计

我们光纤腔面的 IBS 镀膜由国内公司完成。由于镀膜机的真空室中有特殊安装的镀膜盘，我们需要设计特殊的光纤夹具，使光纤放置其中并能与镀膜盘进行装配。如图3.24（a）所示为一块夹具的设计图，每块金属板的槽中镶嵌了12个玻璃V型槽，光纤放进V型槽中之后用不锈钢小压片压住，每个小压片压两根光纤。此装载过程要仔细严谨，确保每根光纤精准放进槽中，才能保证光纤端面能被垂直地溅射上反射膜。图3.24（b）是图3.24（a）的实物图。左右两根立柱可以将四块装满光纤的金属板串在一起，再放进一个保护外壳中，封装成模块之后如图3.24（c）所示，该保护外壳可保证光纤安全地运输到镀膜公司不损伤光纤端面。图3.24（d）是镀膜公司拆开保护壳后将光纤盘模块固定到镀膜盘上的情况。该镀膜盘总共可以固定四个模块，即16小盘，对应192根光纤。

由于 IBS 镀膜机是真空环境，一定要避免光纤和光纤夹具上灰尘等残留物污染镀膜腔体，这会严重影响镀膜表面的粗糙度，所以在镀膜前必须对光纤和光纤夹具进行清洗。将夹具拆成最小的零件依次在水溶液、丙酮、乙醇溶液中各超声3次，超洗完立即用无尘布擦净。装载完光纤之后，将保护壳固定在食品级密封盒中，再用保鲜膜和气泡柱裹好，才能保证运输过程中的完好无污染。

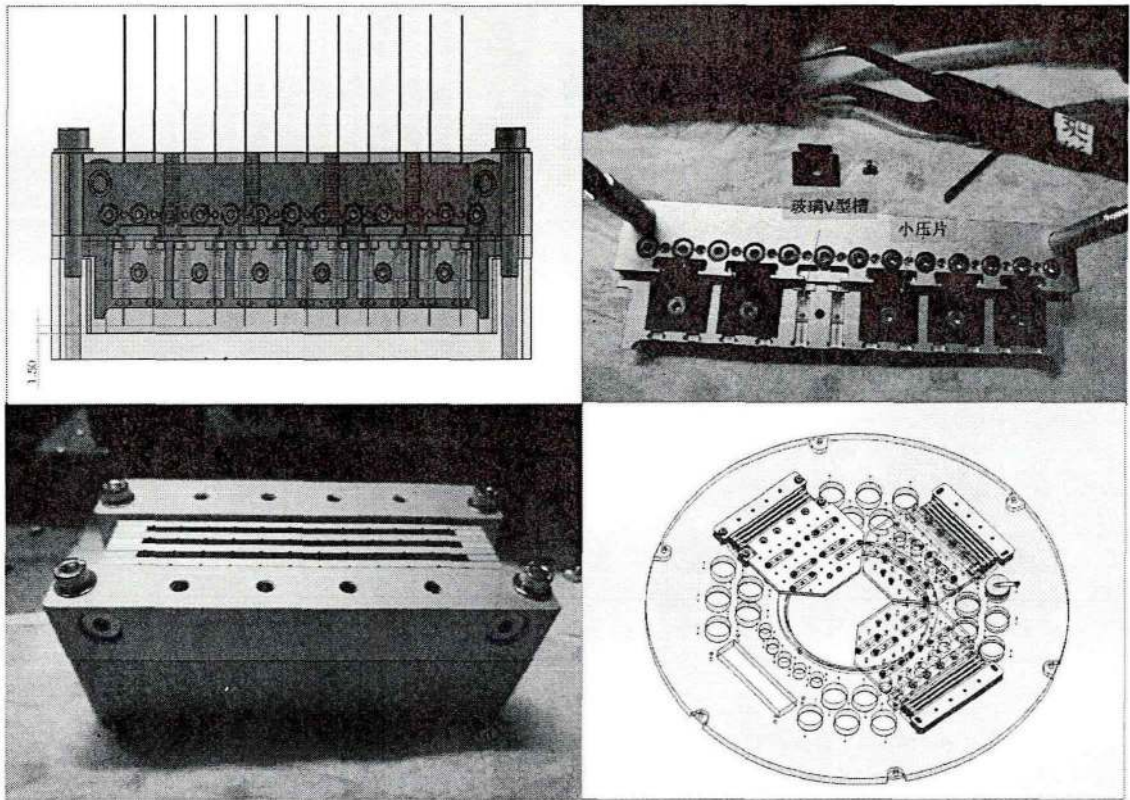


图 3.24 光纤镀膜夹具

注：(a) 光纤夹具设计图。(b) 为图 (a) 的实物图，左右两根立柱可以将四块装满光纤的金属板串在一起。(c) 装载完毕的光纤夹具。(d) 光纤盘装配在镀膜盘上的示意图。

### 3.5 光纤法珀微腔的组装

在完成激光加工、形貌表征、光学镀膜等一系列操作之后，则是光纤法珀微腔的组装阶段。该微腔的组装相对于法珀大腔来说要求更高。由于光纤微腔的腔面小，对位置和角度的对准要求更高。首先，我们将两侧分别按照金属垫片、剪切型压电陶瓷（简称剪切压电）、V型槽、光纤腔镜的顺序粘好，压电的正负极分别焊在剪切压电上表面和金属垫片上（注意剪切压电和金属垫片之间要用导电银胶粘合），金属垫片通过螺丝固定在位移台上，两侧位移台组合起来要求能实现五轴调节的功能。然后，将两边的光纤腔镜在一对显微镜下进行粗略对齐，同时，从一侧光纤打入激光，另一侧光纤收集透射光。由于剪切压电在扫描腔长，故能测到共振透射峰，我们调节位移台直至共振透射峰的强度最大时，认为光纤腔镜得到了最优对准。此时再将上表面涂了环氧树脂胶的陶瓷块底座推到两片金属垫片下方，等待胶水固化。选择陶瓷底座是因为陶瓷材料绝缘且杨氏模量高，不易形变。选用的胶水是 Epotek 301，室温下的固化时间为 24 小时，故

需要保证整个平台稳定。该胶水在  $65^{\circ}\text{C}$  时仅需 1 小时即可固化，但需要一个稳定的热源并创造出稳定的高温空间。我们测出当胶水在常温下完全固化后透射峰强度降低到之前的 80%。如图 3.25 所示，是粘好的光纤法珀微腔模块，右上方是中间区域在显微镜下的成像。

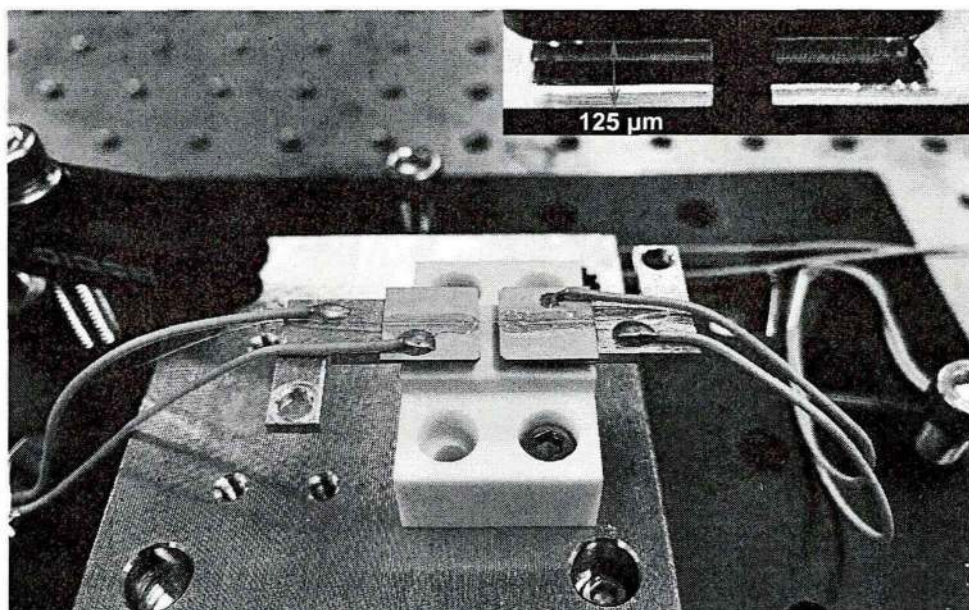


图 3.25 组装好的光纤微腔模块

### 3.6 本章小结

本章详细地介绍了光纤法珀微腔的制备过程。首先是  $\text{CO}_2$  激光加工平台的搭建，平台的难点之一在于精确对准，我们已实现自动化对准，大大提高了实验的精度和效率。另外加工平台集成了白光干涉仪，实现了样品的原位加工和检测。白光干涉仪和原子力显微镜相比较，是一种非接触式测量方式，不会破坏样品表面；垂直方向解析精度可达纳米量级；测量面积大，测量速度快；但没有原子力显微镜测量粗糙度的功能。此外，平台实现了多脉冲加工，通过亚纳米级三维位移台的辅助，可以在光纤端面实现大曲率及多样的形貌加工。

加工好的光纤在完成 IBS 镀膜后，通过检测透射谱来精确对准光纤腔镜，并用胶水完成腔体的模块化。以上从激光加工到最后一步粘腔，每一步操作都要进行严谨细致的操作，任何一个环节的大意，都会使制备出的光纤法珀微腔远远达不到理想指标。后面几章的工作都是基于本章内容。



## 第4章 光纤微腔激光器的制备与测量

激光器是光电产业的基础器件，同时满足低阈值、单纵模、窄线宽、可调谐等多项指标的高性能激光器是众多应用中的关键器件。目前市场上能同时保证这几项指标的激光器不仅体积大、成本高，且调谐范围窄，调谐速度慢。例如，外腔式半导体激光器的无跳模调谐范围仅 10 GHz 量级，调谐速度只能到百赫兹量级；采用光纤光栅结构的光纤激光器，调谐范围在 100 GHz 以下，通常采用温度调谐，调谐速度慢。除此之外，回音壁模式光学微腔，也可以产生窄线宽激光，但是同样面临调谐范围小，调谐速度慢的问题<sup>[68]</sup>。

有鉴于此，我们设计并制作了基于光纤法珀微腔的红外单模微腔激光器，演示了 1.3 THz 的宽带无跳模调谐范围、3.1 MHz 的窄线宽，以及 60 kHz 的机械共振频率。在本章中，我们详细介绍了光纤微腔激光器的制备过程和激光测量结果。这是首次将这种高精度度的光纤法珀微腔应用在微腔激光器上，具有较强的创新性和实用价值。该工作已发表在《Photonics Research》期刊上，题目为“Fast and wide-band tuning single-mode microlaser based on fiber Fabry-Pérot microcavities”。

### 4.1 平凹腔结构

为方便在光纤微腔中放置增益介质，我们选用了平凹腔的结构。这种开放式的平凹腔在近几年得到了广泛的关注和应用，因为它不仅具备双凹光纤微腔的小模式体积和强可调性，单侧的平面镜可以用来放置各种发光材料，成功应用于量子点<sup>[154-156]</sup>、NV 色心<sup>[157-160]</sup>、GaAs 激子<sup>[161-162]</sup>以及二维材料<sup>[163-165]</sup>等。

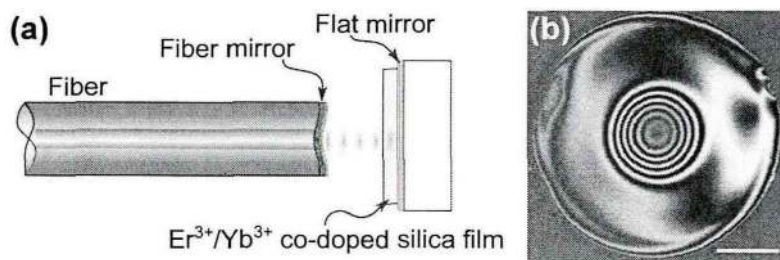


图 4.1 用于微腔激光器的光纤平凹腔原理图

注：(a) 平凹腔由一个凹面光纤镜和一个平面镜组成，中间是键合在平面镜上的增益介质。(b) 光纤凹面镜通过轮廓仪观测到的同心干涉环，由轮廓仪扫描的数据可以拟合出凹面的曲率半径为 100  $\mu\text{m}$ 。

如图4.1 (a) 所示为平凹腔的结构示意图，右侧是一个半英寸的 K9 平面镜（此处选用的是标准尺寸的镜片，如需进一步缩小激光器尺寸，可将平面镜加工成毫米量级），紧贴平面镜的是增益介质，增益介质的选择和制备由下一节详细

介绍；另一侧凹面镜由 1550 nm 单模光纤的端面加工而成。图4.1 (b) 为光纤凹面镜通过轮廓仪观测到的同心干涉环，由轮廓仪扫描的数据可以拟合出凹面的曲率半径为 100  $\mu\text{m}$ 。两端反射镜均采用离子束溅射方法镀的高反膜，反射膜波段为 1400 nm -1650 nm。本实验中平面镜的反射率为 99.94%，光纤腔镜的反射率为 99.8%，后者稍低的反射率用来更有效地收集输出激光，它们对 980 nm 泵浦光的透过率大于 90%。

进行激光器实验之前，先对腔的参数进行测量。将平面镜固定在底座上，光纤端利用 6 轴纳米挠性位移台（Thorlabs MAX603D/M）上的光纤夹具夹持并在显微镜下完成光纤腔镜的对准工作。该六轴挠性位移台提供闭环压电选项，具备最高 1 nm 的分辨率，非常适合用于光纤对准，能精准地实现角度对准和腔长调节。平凹腔不能像双凹腔一样通过观察两侧光纤的同轴情况来判断角度对准，但在实际调节中，当光纤端靠近平面镜时会在平面镜上出现镜面反射，则可以通过垂直的两个视角观察光纤与其镜像的同轴情况来判断角度对准，值得注意的是，镜像与光纤实体之间的距离是实际腔长的两倍。

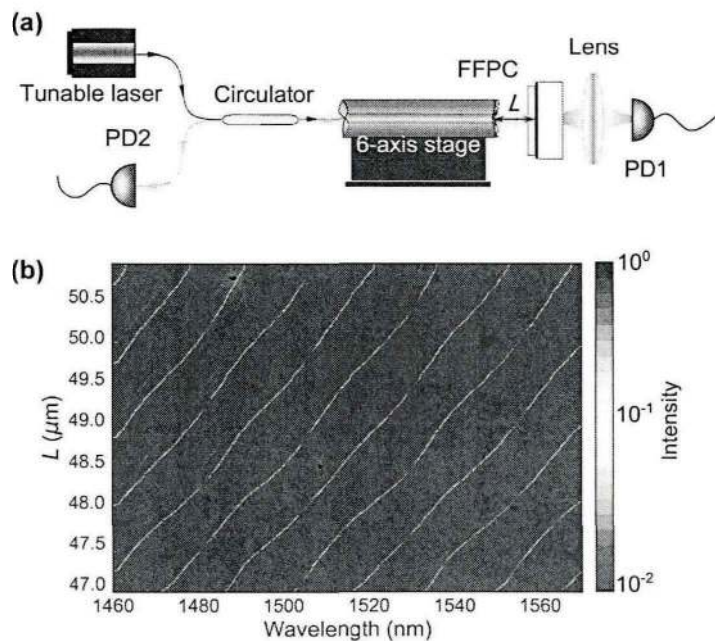


图 4.2 光纤微腔二维透射谱的测量

注：(a) 测量光纤微腔透射谱和反射谱的光路示意图，向光纤微腔中耦合进波长扫描的激光，通过 PD1 和 PD2 分别探测透射谱和反射谱。(b) 通过改变腔长，收集 400 组透射谱数据，得到二维透射谱图。

腔的测量装置如图4.2 (a) 所示，使用一个可调谐激光器（Toptica CTL 1500）和两个光电探测器（PD1, PD2）来测量微腔的透射反射谱，激光器发出的激光通过环形器进入谐振腔，谐振腔的透射光通过物镜聚焦到 PD1 上，反射光通过

环形器到达 PD2 上。首先我们测量腔的二维透射谱, 通过扫描入射波长使其从 1460 nm 到 1570 nm 变化, 在不同腔长下记录谐振腔透射谱。腔长的调节通过纳米位移台控制, 每步移动 10 nm, 每移动一步记录一组透射谱, 总共记录 400 组透射谱数据 (腔长总移动为 4  $\mu\text{m}$ )。通过这 400 组数据整合出如图 4.2 (b) 所示的二维透射谱。

文献<sup>[166]</sup>提供了这种腔内有介质时的计算模型:

$$\nu \approx \frac{c}{2\pi(L - L_d + nL_d)} \left[ \pi m - (-1)^m \arcsin \left( \frac{n-1}{n+1} \sin \theta \right) \right], \quad (4.1)$$

其中  $n$ 、 $L_d$  是掺杂磷酸盐玻璃的折射率和厚度,  $L$  是腔长,  $m$  是整数,  $\theta = \frac{L-L_d-nL_d}{L-L_d+nL_d}m\pi$ 。用式 4.1 拟合测量的二维透射谱, 得到  $L_d = 35.1 \mu\text{m}$ ,  $L = 46 \mu\text{m}$ ,  $n = 1.58$ 。

该二维透射谱可用一种直观的说法来解释: 这个腔可以分成两部分来看, 由空腔和玻璃腔组成, 它们分别有着各自的共振频率: 空腔的共振频率  $\nu_{\text{air}} = mc/2(L - L_d)$ , 与腔长成线性关系; 玻璃腔的共振频率  $\nu_{\text{film}} = mc/2nL_d$  是个常数, 常数意味着在二维透射谱上是条竖直的谱线。然而, 这两种模式实际上是相互耦合的, 所以最终出现了如图 4.2 (b) 所示的弯曲光谱模式。

腔的精细度由  $\mathcal{F} = \text{FSR}/\delta\nu$  可得, 于是我们测量了自由光谱范围 FSR 和线宽  $\delta\nu$ 。测量的透射谱与反射谱如图 4.3 (a-d) 所示, 图 4.3 (a) 和图 4.3 (b) 分别为空腔和有铟铯玻璃时的透射谱和反射谱, 对应的 FSR 分别为 22.07 nm 和 17.6 nm。图 4.3 (c) 和 (d) 分别是图 4.3 (a) 和 (b) 中标记部分对应的放大图。采用洛伦兹线型对放大区域的数据进行拟合, 拟合出的半高全宽为线宽  $\delta\nu$ , 分别为 10 pm 和 17 pm。由测得的数据计算空腔和有铟铯玻璃时的精细度分别为  $\mathcal{F}_{\text{bare}} = 2207$ 、 $\mathcal{F}_{\text{film}} = 1035$ 。最初设计的空腔精细度为 2414, 由公式  $\mathcal{F} = \pi \sqrt[4]{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} / (1 - \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2})$ <sup>[11]</sup> 计算可得, 其中  $\mathcal{R}_1$  和  $\mathcal{R}_2$  分别是光纤腔镜和平面镜的反射率, 这与实测结果近似。腔中存在铟铯玻璃时的精细度明显下降, 这主要由铟铯玻璃在腔内的吸收损耗导致。我们测量了未切割的 8 mm 厚的铟铯玻璃样品在 1535 nm 处的吸收损耗, 并对应到 35.1  $\mu\text{m}$  厚度的实际吸收损耗为 0.3%。而通过精细度  $\mathcal{F}_{\text{bare}} = 2207$  到  $\mathcal{F}_{\text{film}} = 1035$  的变化, 计算出引入的损耗大小为 0.322% 与实际吸收损耗相吻合。

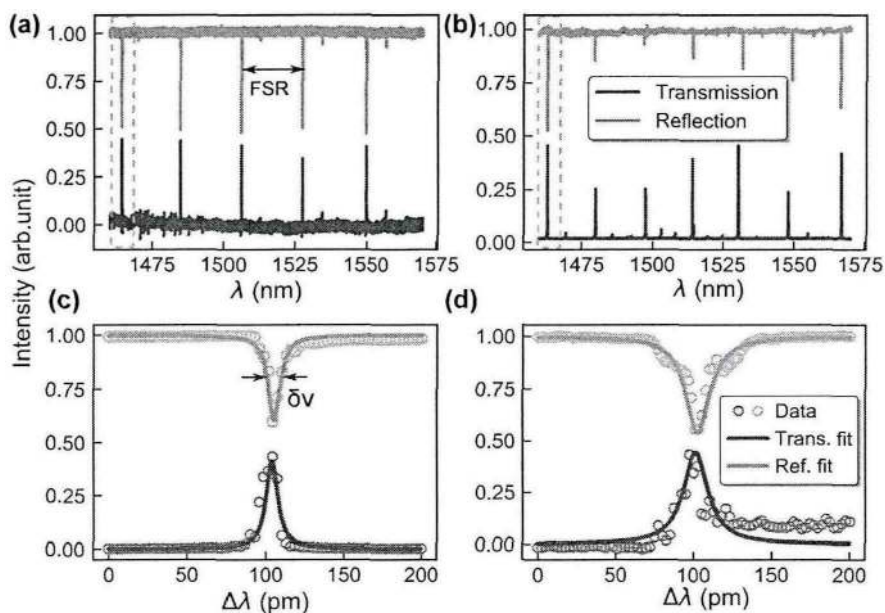


图 4.3 空腔与存在增益介质时腔的透射谱和反射谱

注：(a) 和 (b) 分别测量了空腔和有铒镱玻璃介质时腔的透射谱和反射谱，对应的 FSR 分别为 22.07 nm、17.6 nm。(c) 和 (d) 分别为 (a) 和 (b) 中标记部分对应的放大图。采用洛伦兹线形对放大区域的数据进行拟合，拟合得到线宽  $\delta\nu$  分别为 10 pm 和 17 pm。

## 4.2 增益介质的选择和制备

在不同的增益材料中，稀土离子（如  $\text{Er}^{3+}$ 、 $\text{Yb}^{3+}$ 、 $\text{Nd}^{3+}$  等）由于其高效率、较长的高能级寿命、产生短脉冲的能力和较宽的发射光谱（0.3 到 3  $\mu\text{m}$ ），成为固体激光器中常用的掺杂材料<sup>[167]</sup>。由于我们计划做通信波段的激光器，铒离子（ $\text{Er}^{3+}$ ）的  $^4\text{I}_{13/2}$  能级辐射的波长满足要求，故选择了  $\text{Er}^{3+}$  离子。但由于其吸收跃迁截面较小，掺铒增益介质中要获得高效率的  $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$  泵浦吸收跃迁比较困难。为了避免淬灭效应，一般不会对掺铒增益介质进行高浓度的掺杂，而会同时掺入镱离子（ $\text{Yb}^{3+}$ ）作为敏化剂来解决这一问题。铒镱共掺方案的能级图如图4.4所示， $\text{Yb}^{3+}$  离子可以有效地吸收 980 nm 的泵浦光，然后再将能量转移给处于基态的  $\text{Er}^{3+}$  离子并将其激发到  $^4\text{I}_{11/2}$  能级。处于  $^4\text{I}_{11/2}$  能级的  $\text{Er}^{3+}$  离子会很快地无辐射跃迁到  $^4\text{I}_{13/2}$  能级，由此从  $\text{Er}^{3+}$  离子到  $\text{Yb}^{3+}$  离子的反向能量转换则被抑制。最后  $\text{Er}^{3+}$  离子从  $^4\text{I}_{13/2}$  能级跃迁到基态能级辐射出目标波长的激光。

稀土掺杂增益介质应用比较广泛的材料是硅酸盐和磷酸盐玻璃。这其中的磷酸盐玻璃是发展最为成熟、使用最广泛的 1.5  $\mu\text{m}$  固体激光介质，其最主要的优点是对稀土离子的高兼容性，即在磷酸盐玻璃中可以掺杂高浓度激光活性稀土离子，不会引起团簇导致产生淬灭效应进而影响激光器的性能。此外，磷酸盐

玻璃中的主声子能量约为  $1200\text{ cm}^{-1}$ ，这样高声子能量能提高铒离子从  $^4\text{I}_{11/2}$  态到  $^4\text{I}_{13/2}$  态的无辐射弛豫速率，提高激光输出效率。并且磷酸盐玻璃对紫外线辐射的作用是稳定的，但其机械强度和热稳定性不如硅酸盐玻璃，所以不能用来产生高功率的激光。

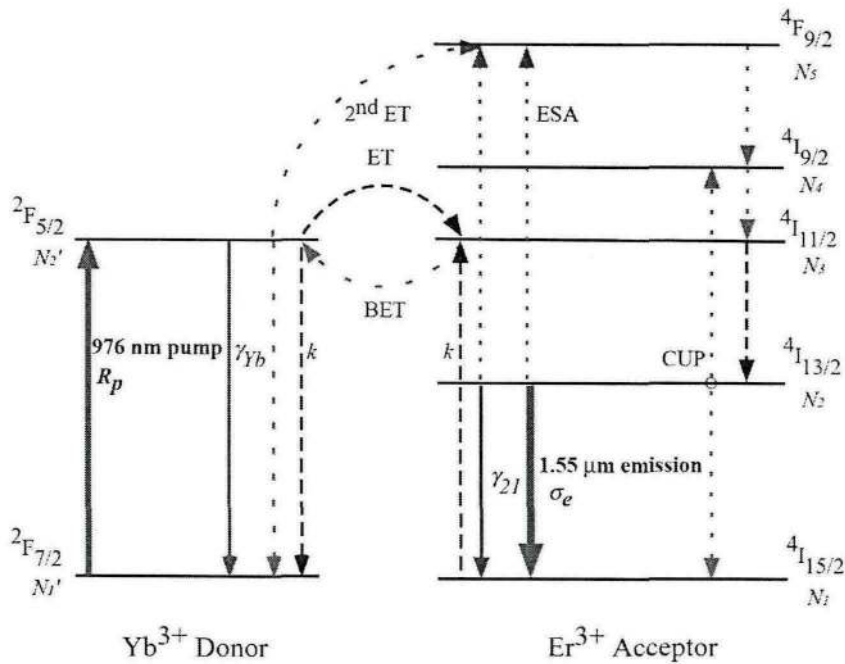


图 4.4 铒镱共掺方案的能级结构图

注:  $\text{Yb}^{3+}$  离子可高效吸收  $980\text{ nm}$  的泵浦光, 再将能量转移给处于基态的  $\text{Er}^{3+}$  离子并将其激发到  $^4\text{I}_{11/2}$  能级, 处于  $^4\text{I}_{11/2}$  能级的  $\text{Er}^{3+}$  离子无辐射跃迁到  $^4\text{I}_{13/2}$  能级, 最后从  $^4\text{I}_{13/2}$  能级跃迁到基态能级辐射出目标波长的激光。

本工作中采用的是铒镱共掺磷酸盐玻璃 (EAT14) 作为增益介质,  $\text{Yb}^{3+}$  离子掺杂浓度为  $19.0\text{ wt}\%$ ,  $\text{Er}^{3+}$  离子掺杂浓度为  $1.0\text{ wt}\%$ , 厚度为  $35.1\text{ }\mu\text{m}$ 。光学公司能给我们提供最薄的切片厚度是  $200\text{ }\mu\text{m}$ , 远大于我们实验所需的厚度, 于是我们在实验室内自主研磨至理想厚度。首先, 将铒镱玻璃键合到半英寸平面镜上。由于介质膜的最外层是  $\text{SiO}_2$  层, 铒镱玻璃的主要成分也是  $\text{SiO}_2$ , 因此我们选用氢氧化物催化  $\text{SiO}_2$  之间的键合来实现铒镱玻璃和平面镜之间的黏合<sup>[168]</sup>。氢氧化物催化键合是一种利用氢氧化物水溶液在氧化物之间形成化学键的精密光学连接技术, 该技术可以用来制造牢固的、超高真空兼容的、光学透明的黏接<sup>[169-170]</sup>。此处, 我们选取的氢氧化物水溶液是由硅酸钠溶液 ( $10.6\%$  的  $\text{NaOH}$  和  $26.5\%$  的  $\text{SiO}_2$  组成的水溶液) 和纯净水混合而成, 混合比例为  $1:6$  时, 可配成  $\text{pH}$  值约为  $12$  的键合溶液。首先, 使用医用注射针头将键合溶液移到平面镜表面, 然后再用镊子将直径  $3\text{ mm}$  的铒镱玻璃小心对准并放置在键合溶液上, 用镊子压实, 目测观察粘接界面有无污染物或者气泡, 确保两个面紧密接触。最后

将键合样品放进高弹性膜盒中压紧放置一个星期左右，若要以更快的速度完成键合，可将其放在高温下烘烤两三天即可。

完成键合的下一步是研磨铟镜玻璃至  $50\ \mu\text{m}$  以内的厚度。我们使用的是徕卡的精研一体机，首先，将平面镜基底片用热熔蜡固定在底座上，再将不同粗糙度的金刚石砂纸贴在研磨转子上，研磨转子通过自身转动和手摇摆动实现对样品表面的研磨，力度传感器实时记录研磨时砂纸与样品之间的力度，确保样品不会被损坏。位置传感器能精确记录研磨的厚度。研磨过程中不断有水滴落在样品表面冲走残余材料以及起到降温的作用。我们先选取粒度为  $30\ \mu\text{m}$  的砂纸对样品进行粗研磨至  $100\ \mu\text{m}$  以内，再依次用粒度为  $15\ \mu\text{m}$ 、 $9\ \mu\text{m}$ 、 $3\ \mu\text{m}$ 、 $1\ \mu\text{m}$  的金刚石砂纸进行研磨，每张砂纸磨掉约 2 倍于粒度的厚度，最后用抛光片进行抛光。本实验中，我们最终将平面镜上的铟镜玻璃研磨至  $35\ \mu\text{m}$  左右。至此，我们完成了激光增益介质的准备。

#### 4.2.1 上转换跃迁

在实验中，当泵浦光照到我们的增益介质上时，会看到很明显的绿光，这是由于上转换跃迁导致的。在稀土掺杂材料中，当活性离子通过激发离子之间的能量转移或多光子吸收将离子激发到更高能级时，即会发生上转换激光。上转换过程产生的激光发射波长显著短于泵浦波长。利用不同的稀土离子，已经实现了从紫外到红外的宽波长范围的上转换激光<sup>[171-173]</sup>。

对于用  $980\ \text{nm}$  波段泵浦的铟镜共掺增益介质，上转换跃迁产生绿光十分常见，这是激发态离子从  $^4\text{S}_{3/2}$  能级直接跃迁到基态  $^4\text{I}_{15/2}$  能级辐射  $550\ \text{nm}$  绿光的结果<sup>[174-175]</sup>。文献<sup>[176]</sup>指出三种发生上转换的机制，协同上转换、激发态吸收和离子对诱导淬灭。当掺杂离子浓度很高时，协同上转换起到主导作用；当掺杂离子浓度降低时，协同上转换效应会随之降低，激发态吸收变得更加明显；离子对诱导淬灭与协同上转换类似，只不过是发生在两种不同种类离子之间，如我们的铟镜离子对。

### 4.3 微腔激光器的组装

在准备好平凹腔和增益介质后，用环氧树脂胶将两者固定在一个不锈钢底座上。为保证激光谐振腔的稳定性，底座可选择热膨胀系数小的材料，例如陶瓷、殷钢、玻璃等材料。对谐振腔的稳定性无过高要求时，底座可以选择其他材质，例如本文中使用的不锈钢底座。组装好后的微腔激光器模块如图4.5所示，右侧直立部分作为平面镜的支架，平面镜被装进半英寸的柱形槽中，同时由一个背部卡环和上方顶丝固定。左半部分是由陶瓷片、剪切压电和 V 型槽组成的堆叠

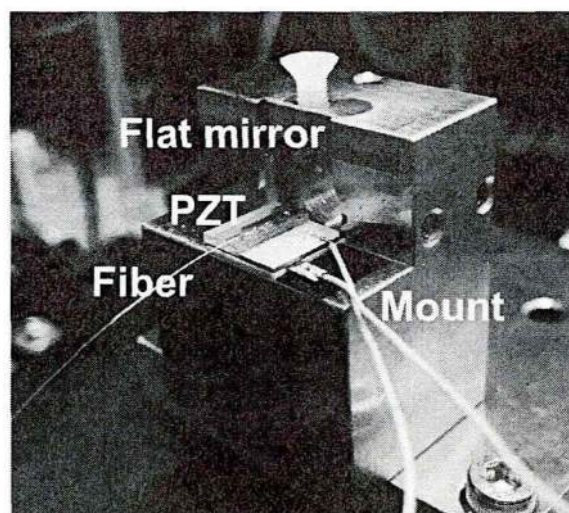


图 4.5 组装好的微腔激光器模块

注：L 型的不锈钢块作为底座，光纤腔镜粘在左侧剪切压电上，平面镜安装在右侧柱形槽中。

底座，其中剪切压电（Noliac CSAP03）用于调节腔长，陶瓷片用于底座和剪切压电之间的绝缘，V 型槽用于给光纤进行预定位，将它们用环氧树脂胶（Epotek 301）固定。上述元件全部准备好后，通过六轴位移台将光纤腔镜与平面镜对准，将系统调到合适的腔长和准确的角度，然后用紫外固化胶（Epotek H20E）将光纤粘在 V 型槽内。紫外胶固化后，最终制成光纤微腔装置，并用于微腔激光器实验。整个微腔谐振腔的尺寸较小，在厘米量级。如果对激光器的稳定性有更高要求，可将整个微腔密封于定制的腔体，并对整个腔体进行温度控制。

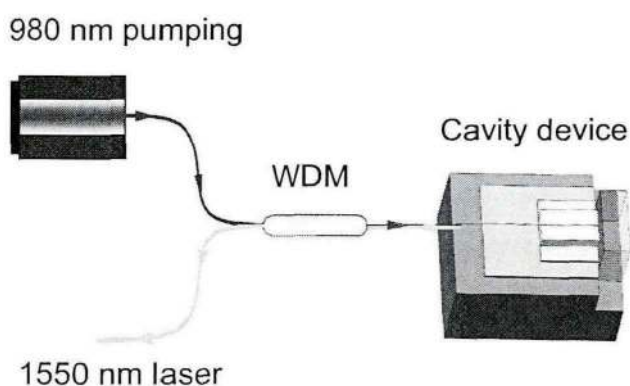


图 4.6 光纤微腔激光器原理图

注：采用 980 nm 半导体二极管作为泵浦光，通过光纤 WDM（980/1550 nm）的 980 nm 端口输入谐振腔中，产生的 1550 nm 激光从 WDM 的 1550 nm 端口输出。

泵浦光选择的是带光纤尾纤输出的 980 nm 半导体二极管。如图 4.6 所示，将

980 nm 泵浦光通过光纤波分复用器 (WDM) 耦合进谐振腔中激发增益介质, 产生的激光波长接近 1535 nm。1535 nm 激光通过光纤耦合后, 从 WDM 的 1550 nm 端口输出。下一节中, 我们将测量光纤微腔激光器的激光特性。

## 4.4 激光参数的测量结果

### 4.4.1 激光阈值和单模激光

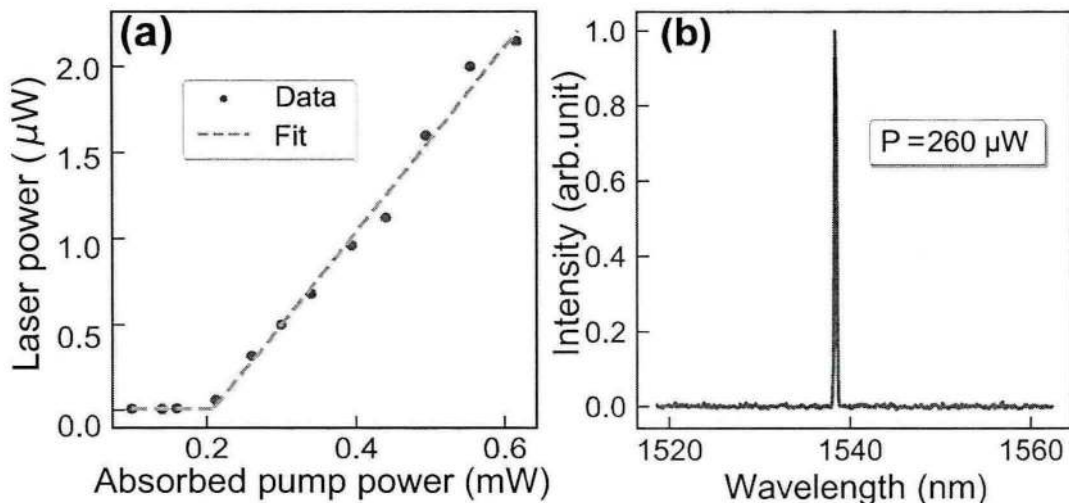


图 4.7 光纤微腔激光器激光阈值的测量

注: (a) 泵浦波长为 980 nm、激光波长为 1538 nm 时的阈值为 210  $\mu\text{W}$ 。(b) 输出激光为单纵模激光。

通过改变 980 nm 泵浦光的光功率, 测量光纤微腔激光器的激光阈值。首先, 通过测量可得  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  共掺磷酸盐玻璃对 980 nm 泵浦光的吸收系数为 4.5%, 该系数用于校准实际的激光阈值。如图 4.7 (a) 所示, 绘制了 1538 nm 处微腔激光器的输出强度随吸收泵浦功率的变化曲线。通过线性拟合, 得出激光阈值为 210  $\mu\text{W}$ 。在该阈值以上, 激光输出功率随吸收的泵浦功率线性增加。低激光阈值使功率较低的半导体激光器即可满足泵浦需求, 降低泵浦源的成本。为验证输出的激光是否为单纵模, 我们用光谱仪 (HORIBA iHR 550) 测量超过阈值的激光, 测量的光谱如图 4.7 (b) 所示。由于输出的激光直接耦合进单模光纤的基模中, 所以它也是单横模。

在实际应用中, 通常有以下几种方案来实现单纵模的目标<sup>[78]</sup>:

- 利用法布里-珀罗标准具作为纵模滤波器, 通过设计特定的透射光谱过滤出激光腔多纵模中的单个模式。
- 使用波长色散的、高选择性激光谐振腔, 在特定频率以外的频率上产生波长依赖的腔损耗。

- 使用短腔长的激光腔，导致的大自由光谱范围意味着相邻纵模之间间隔很大，通常增益谱范围内只会出现一个共振峰。
- 为高功率激光器使用低功率的单频种子光。
- 使用被动调Q，与主动调Q相比，被动调Q激光产生过程中使用了更长的累积时间（较长的累积时间需要光子在腔内有更多的往返，从而使模式竞争效应更明显）。
- 激光增益介质的冷却，因为在冷却过程中增益介质的发光谱带宽变窄，从而减少了参与激光作用的纵模数量。

在我们的系统中，腔长为  $46\ \mu\text{m}$ ，满足短激光腔长的条件，在  $1535\ \text{nm}$  激光附近对应的自由光谱区范围为  $14\ \text{nm}$ ，使得相邻两个纵模处增益谱强度相差较大，确保增益谱范围内最终只有一个模式竞争出来。

#### 4.4.2 无跳模调谐范围和调谐速率

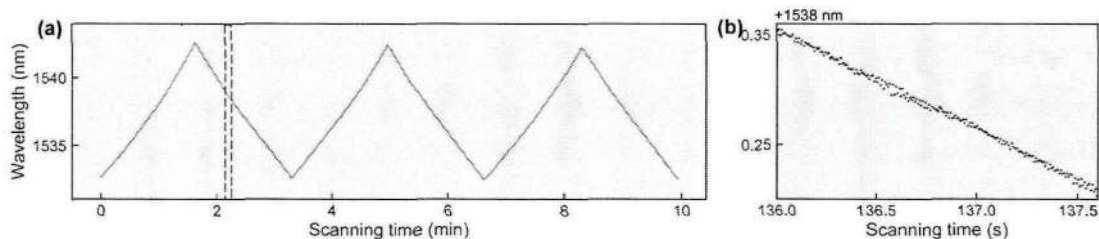


图 4.8 激光可调谐范围的测量

注：(a) 激光波长的调谐范围为  $1532\text{--}1542\ \text{nm}$ 。(b) 为 (a) 中选区区域的放大图，呈现出连续且线性的无跳模调谐过程。

波长可调谐性是激光器的一个非常重要的功能。在本工作中，我们通过控制腔长的调节实现了输出波长从  $1532\ \text{nm}$  到  $1542\ \text{nm}$  的大范围调谐。剪切压电满量程的自由行程为  $1.5\ \mu\text{m}$ ，而微腔的一个 FSR 的调节距离是  $0.77\ \mu\text{m}$ ，因此剪切压电足以支持腔长实现大于一个 FSR 的变化。为测量无跳模可调谐范围，我们将输出的激光耦合到红外波长计中，用  $5\ \text{mHz}$  的锯齿波信号驱动剪切压电，同步记录波长变化。测量结果如图 4.8 (a) 所示，激光波长的变化曲线为锯齿波，与剪切压电的驱动信号一致，锯齿波的峰峰值为  $10\ \text{nm}$ 。图中显示的  $1532\text{--}1542\ \text{nm}$  的波长调谐范围是腔长变化  $0.5\ \mu\text{m}$ （从  $47.7\ \mu\text{m}$  到  $48.2\ \mu\text{m}$ ）的结果。为了进一步确认它是否在无跳模的情况下进行调谐，我们展示了如图 4.8 (a) 阴影部分的放大图。如图 4.8 (b) 所示，该部分截取了  $1.5\ \text{s}$  内的数据用来显示细节，放大图呈现出连续且线性的变化结果。除了用波长计的测量结果来显示激光无跳模调谐的范围外，还有光谱仪记录的数据以瀑布图的形式呈现，如图 4.9 所示。通过每一步改变腔长  $12.5\ \text{nm}$ ，45 组激光光谱展示在瀑布图中，由于增益介质的增益

谱本身不是均匀的, 故最后得到的激光强度随波长的调谐而变化。

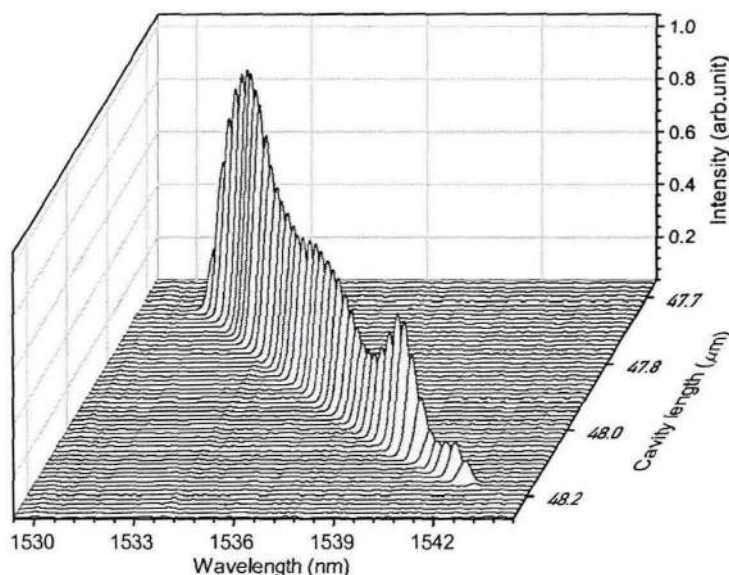


图 4.9 微腔激光器输出光谱的瀑布图

同时, 我们证明了该激光器的可快速调谐性。由于剪切压电的高谐振频率和光纤反射镜的小质量 (剪切压电负载光纤进行腔长扫描), 理论上可以达到的调谐速率的上限是剪切压电的空载谐振频率—1.75 MHz 左右。然而, 激光装置的机械共振频率是一个更严格的限制。

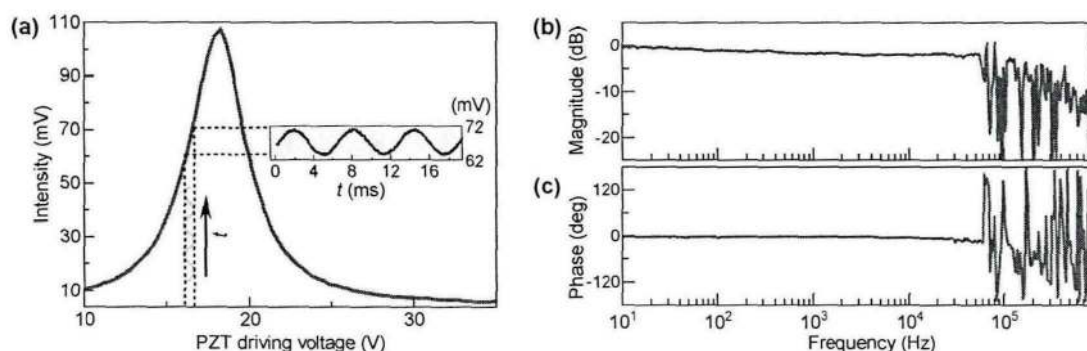


图 4.10 微腔激光器机械带宽的测量

注: (a) 透射谱包络线 (绿色) 和小正弦信号驱动的光谱响应 (紫色)。(b) 和 (c) 为激光器装置的频响曲线, 振幅和相位变化曲线中的第一个共振频率为 60 kHz。

采用频率响应分析仪研究了光纤微腔激光装置的机械共振频率。首先, 我们将 Toptica 1550 nm 激光耦合到谐振腔中, 通过扫描 PZT 来改变腔长, 从而测量谐振腔的透射光谱, 其中一个透射峰的包络线如图 4.10 (a) 所示。然后, 通过在 PZT 电极上施加一定的偏置电压和小幅度正弦调制, 从全光谱中产生一个小信号。在小正弦信号的驱动下, 图中显示了相同频率 (160 Hz) 的光谱响应。基于这个小信号, 我们通过在频域监测响应信号的幅值和相位稳定性来测量机械共振频率。频率响应分析仪记录的结果如图 4.10 (b) 所示。随着正弦驱动频率

的增加,我们在 60 kHz 看到第一次机械共振,导致相位发生  $\pi$  翻转、振幅发生剧烈抖动。因此,测得微腔激光器的机械共振频率为 60 kHz。机械共振频率可以通过减小平面镜尺寸、优化安装底座的几何形状、最小化 PZT 外悬空的光纤长度以及取消 V 型槽的使用来进一步提高<sup>[86]</sup>。1.3 THz 的频率变化范围和 60 kHz 的共振频率,可得到对应的频率调谐速率为  $1.6 \times 10^{17}$  Hz/s。

#### 4.4.3 激光线宽和激光稳定性

早在 1958 年,第一台激光器诞生之前, Schawlow 和 Townes 便计算出了激光线宽的最小极限<sup>[177]</sup>:

$$\Delta\nu_{L\min} = \frac{4\pi h\nu \Delta\nu_{\text{res}}^2}{P}, \quad (4.2)$$

其中  $h\nu$  为光子能量,  $\Delta\nu_{\text{res}}$  为激光谐振腔的空腔线宽,  $P$  为激光输出功率。这就是著名的 Schawlow-Townes 公式,考虑最极限的情况——仅有自发辐射引入的相位噪声(量子噪声),此时瞬时频率的噪声为白噪声,即功率谱密度为常数,发射光谱为洛伦兹线型。注意式 4.2 中的线宽均是光谱的半高半宽(HWHM)。

后来, Melvin Lax 证明激光线宽是 Schawlow-Townes 推导的 1/2 倍<sup>[178]</sup>。如果考虑这个 1/2 修正,并将线宽转换为更常见的半高全宽(FWHM)(包括激光线宽和腔线宽),便得到修正的线宽方程:

$$\Delta\nu_{L\min} = \frac{\pi h\nu \Delta\nu_{\text{res}}^2}{P}. \quad (4.3)$$

在实际应用中,由于存在各种难以抑制的噪声源(如机械振动导致的腔长波动、温度波动和泵功率波动),通常难以达到 Schawlow-Townes 极限。例如,稳定运行的单模固态激光器的典型测量线宽是 kHz 量级,远远高于 Schawlow-Townes 公式的限制。因此,在窄线宽的激光设计中需要存在一定的冗余。

窄线宽激光因其低相位噪声和长相干长度被广泛应用在引力波探测<sup>[180]</sup>、光学原子钟<sup>[181-182]</sup>、激光雷达<sup>[183-184]</sup>、高速相干光通信<sup>[185-186]</sup>、光纤传感器<sup>[187-188]</sup>等领域。线宽是激光器的一个重要参数,直接影响窄线宽激光器的探测精度<sup>[189]</sup>、传感的灵敏度<sup>[190]</sup>和通信中的误码率<sup>[191]</sup>。因此,精确测量线宽值是窄线宽激光器应用中必不可少的一个环节。常见的激光线宽的测量方法有如图 4.11 所示的几种:

首先介绍一下拍频原理。功率谱密度能直接计算激光的线宽,为了测量激光的功率谱密度,需要两束具有洛伦兹线型的非相干光进行拍频处理。拍频信号的功率谱密度仍旧是洛伦兹线型<sup>[192]</sup>:

$$s(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left[ (\nu - \nu_b)^2 + (\Delta\nu/2)^2 \right]}, \quad (4.4)$$

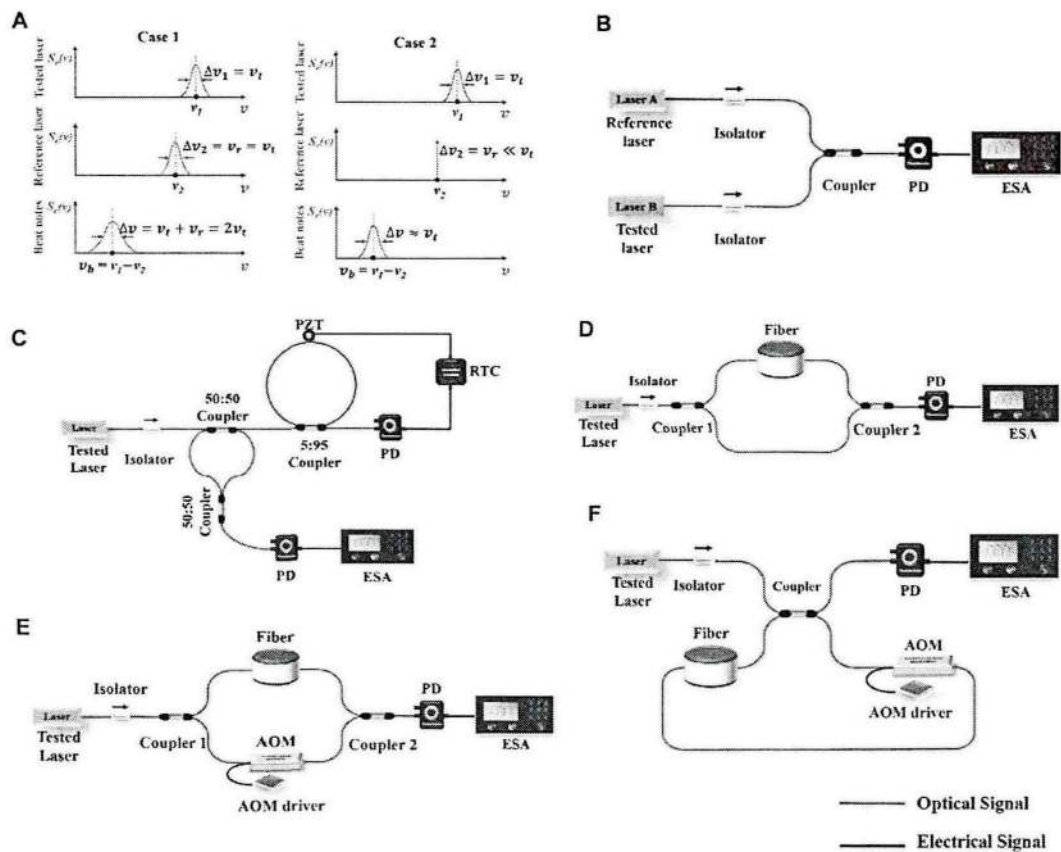


图 4.11 线宽测量方法的总结

注：(a) 拍频的原理。(b) 双光束外差法。(c) 布里渊光纤环形激光器拍频法。(d) 延时零拍自外差法。(e) 延时非零自外差法。(f) 循环延迟自外差法。PD：光电探测器；ESA：频谱分析仪；RTC：共振跟踪电路；PZT：压电；AOM：声光调制器 [179]。

其中， $\Delta\nu = \nu_t + \nu_r$ ， $\nu_t$  是待测激光的线宽， $\nu_r$  是参考光的线宽， $\nu_b$  是待测激光与参考光的频率差。由式4.4可知，拍频信号的频率中心是两束激光的频率差，拍频信号的线宽是两束激光的线宽之和。因此需要参考光的频率与待测激光的相近，便可以将光频转化为探测器能探测到的射频范围。同时线宽有如图4.11 (a) 中所示的两种情况：当  $\nu_t = \nu_r$ ，则测出的拍频线宽为待测线宽的 2 倍 ( $\Delta\nu = 2\nu_t$ ，第一种情况)；当  $\nu_t \gg \nu_r$ ，则测出的拍频线宽与待测线宽相同 ( $\Delta\nu = \nu_t$ ，第二种情况)。基于这两种基本情况，下面罗列了五种测量线宽的具体方法：

1. 双光束外差法：如图4.11 (b) 所示，该方法需要一束频率与待测激光相近、光强与待测激光相同、线宽极窄的参考光，将待测光与参考光合束后用光电探测器测量，再用频谱分析仪进行分析，该方法符合图4.11 (a) 中第二种方法，故拍频的信号中心即是待测光与参考光的频率差，拍频的线型即是待测光的线型，也就是待测线宽等于拍频信号的 FWHM。该方法对参考光的要求较为苛刻，同时需要外界环境稳定才能保证两束光相位差恒定，是一种相对高成本高难

度的测量方法。尽管如此,研究人员还是会用它,因为在分析拍频时,不需要额外的算法设计,能得到更高精度的测量结果。例如,1999年,Young等通过高精细度的法珀腔实现了窄线宽激光输出<sup>[193]</sup>,他们通过在真空、温控、隔振平台上测量两台类似的腔体激光,测量出激光线宽为0.6 Hz。

2. 布里渊光纤环形激光器拍频法:如图4.11(c)所示,这种方法不需要额外的参考激光器,待测激光通过光纤耦合器分成两束。其中一束进入光纤环形腔中形成布里渊激光器,另一束与一阶斯托克斯光在布里渊激光器中反向传输耦合,耦合信号进行拍频。其中,待测激光器用作布里渊激光器的泵浦,布里渊激光器的一阶斯托克斯光束线宽 $\nu_r$ 通常比泵浦线宽要小得多,因此符合图4.11(a)中第二种情况,则拍频的线宽近似于待测激光器的线宽( $\Delta\nu \approx \nu_r$ )。一般情况下,光纤中的布里渊频移为10-20 GHz<sup>[194]</sup>,即拍频的中心频率在这个范围,这需要高带宽的光电探测器和频谱仪才能完成测量。并且当被测激光的线宽非常窄时,该方案会产生较大的误差。

3. 延时零拍自外差法:如图4.11(d)所示,该方法基于马赫-曾德干涉仪,将待测光源一分为二,仅在一臂加上延迟,合束后用光电探测器测两路的拍频,符合图4.11(a)中的第一种情况,因此,拍频的线宽是待测激光线宽的两倍。该方法的优点是无需使用移频器,测量光路更加简单,节约了成本,而且减少了光的传输损耗。缺点是工作频率在零频附近,容易受到环境中的低频噪声的影响。

4. 延时非零自外差法。如图4.11(e)所示,该方法是延时零拍自外差法的升级,除了一臂上加了延迟,另一个臂上加了声光调制器,将拍频的中心频率移到高频位置,这种方法避免了容易受环境中低频噪声影响的缺点,减少了系统误差,提高了测量精度。这个方法相当于将光频变换到光电探测器能测到的射频段。但是这个方法有一个问题,当测量窄线宽时,由于窄线宽激光的相干长度比较长,故需要很长的延迟才能使两束光达到非相关的状态。理论上,如果要测量一个100 Hz的线宽,则需要1590 km的光纤延迟<sup>[195]</sup>,长光纤除了会增加光路传输损耗、增大测量系统体积之外,更会引入 $1/f$ 噪声, $1/f$ 噪声带来的光谱展宽会使测量结果偏大。为了解决这个问题,研究者们又提出了短光纤延迟自外差法,当使用短光纤时,拍频信号的功率谱密度变为

$$S(f) = \frac{P_0^2}{4\pi} \frac{\Delta f}{\Delta f^2 + (f - f_1)^2} \left\{ 1 - \exp(-2\pi\tau_d \Delta f) \times \left[ \cos(2\pi\tau_d(f - f_1)) + \Delta f \frac{\sin(2\pi\tau_d(f - f_1))}{f - f_1} \right] \right\} + \frac{\pi P_0^2}{2} \exp(-2\pi\tau_d \Delta f) \delta(f - f_1), \quad (4.5)$$

其中 $P_0$ 是拍频信号的功率, $\Delta f$ 是激光线宽, $f_1$ 是声光调制器的调制频率, $\tau_d$

是延迟的时间,  $\delta(f)$  是影响函数。2021 年, 报道了一种结合长光纤和短光纤的线宽测量方法<sup>[196]</sup>, 以长延时光纤的测量结果作为初值, 对短光纤自外差测量结果进行解调, 这种方法成功地测量到 151 Hz 的激光线宽。

5. 循环延迟自外差法: 如图4.11 (f) 所示, 光纤环形结构的设计使两束光之间的延迟时间提高好几倍<sup>[197]</sup>。

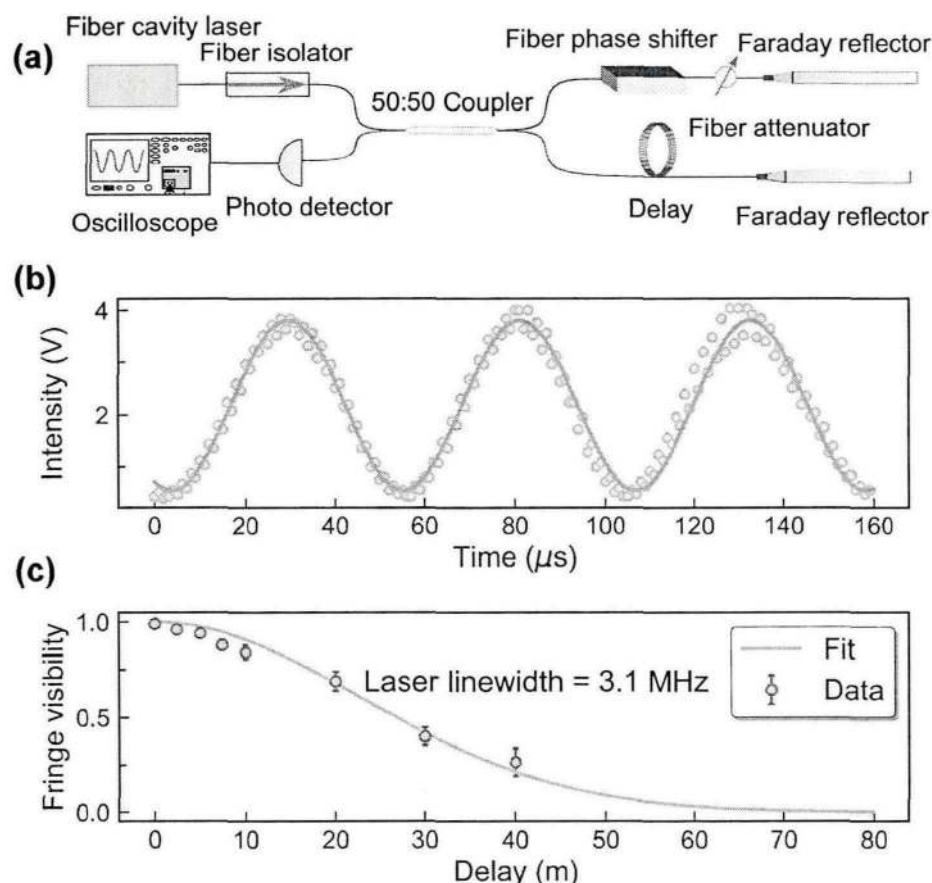


图 4.12 激光线宽的测量

注: (a) 激光线宽测量原理图, 不等臂的迈克尔逊干涉仪: 短臂中使用一个光纤移相器, 长臂中有相对较长的往返时间延迟, 为了抵消延迟导致的光功率损耗, 短臂有一个光纤衰减器来保证两路光强的相同。两臂均由法拉第反射镜反射后再合束, 示波器上显示出两臂合束产生的干涉条纹。(b) 延迟长度为 20 m 时的干涉条纹 (绿色曲线拟合)。(c) 用理论曲线 (橙色) 拟合测量数据 (蓝色), 得到对应的激光线宽为 3.1 MHz。

在我们的实验中, 空腔线宽为 1.3 GHz, 输出功率 0.1 mW 左右, 按照式4.3, 我们得到理论的线宽极限为 10 kHz 以内。由于实验器件的限制, 我们通过测量在不同延迟长度下, 迈克尔逊干涉仪的干涉条纹对比度, 进而计算出激光线宽。图4.12 (a) 为测量的实验原理图。迈克尔逊干涉仪将 1550 nm 激光分成两路: 短臂中使用一个光纤移相器, 长臂中有相对较长的往返时间延迟  $\Delta t$ 。在标准的迈克尔逊结构中, 每个臂由法拉第反射镜反射, 以补偿由非保偏光纤引起的偏振变

化。短臂中还有一个光纤衰减器，以保证两臂的强度相等。两臂合束产生的干涉条纹被光电探测器探测，并显示在示波器上。图4.12 (b) 为延迟长度为 20 m 时的干涉条纹。条纹对比度可以通过下面公式计算：

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.6)$$

其中  $I_{\max}$  和  $I_{\min}$  分别表示干涉条纹的最大和最小强度。

另一方面，考虑到高斯噪声的激光功率谱，条纹对比度  $V$  与光源功率谱的归一化傅里叶变换成正比<sup>[198]</sup>，即：

$$V = |\text{gaus}(\Delta\nu\Delta t)|, \quad (4.7)$$

其中  $\text{gaus}(\nu) = \exp(-\pi\nu^2)$ ， $\Delta\nu$  为激光器的线宽，时间差  $\Delta t$  对应于光程差  $L = c\Delta t$ ，由长臂上的延迟引起。我们设置了不同的光纤延迟，测量了相应的条纹对比度，结果如图4.12 (c) 所示。应用式4.7拟合测量结果，得到激光线宽为  $3.1 \pm 0.2$  MHz。比 Schawlow-Townes 公式估算的大三个量级，出现这种结果与测量环境中的各种噪声源有关。

为了确定输出激光的稳定性，我们在长时间尺度上测量了 1535 nm 固定波长下的激光功率。测量结果用光功率计记录，采样间隔为 1 s，连续记录 4 h。在实验室自然条件下，测量到的输出激光强度如图4.13所示，对应功率波动为 0.85%。如果创造一个温度控制环境，输出功率的稳定性可进一步提高。

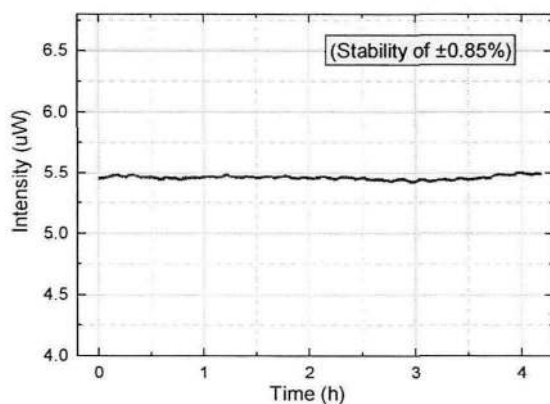


图 4.13 激光强度稳定性的测量

## 4.5 本章小结

本工作的技术关键点是采用高精度度光纤法珀微腔作为激光器的谐振腔，腔长在 10  $\mu\text{m}$  到 1 mm 之间，比传统激光器的腔长小几个量级，因此这种微腔具有很宽的自由光谱区。由于腔的自由光谱区最高可达百纳米量级，大于一般发光材

料的增益谱宽,通过调节微腔的腔长,使之在整个增益谱内只有一个腔模,因此容易实现单纵模输出。并且,本激光器是光纤器件,因此只需采用单模光纤,即可保证耦合出的激光为单横模。借助激光器上的压电陶瓷可以调节光纤微腔的腔长,从而实现激光波长的电控调谐。光纤微腔的短腔长、大FSR的特性同时也保证了宽调谐范围(THz量级)。光纤微腔结构同时保证了压电陶瓷上的负载质量小,整个系统的机械共振频率高(60 kHz),因此激光器具有快速调谐的特征。此外,激光器的泵浦、输出都直接与光纤耦合,激光器的体积小,结构简单,因此成本低,便于大规模生产,适用于多种应用场景。

该激光器指标具有较大提升空间。由于具备凹面的光纤法珀微腔可以实现超过100000的精细度<sup>[11]</sup>,我们激光器所用的微腔精细度可以通过镀更低损耗的反射膜以及减少腔内增益介质的吸收损耗来进一步改善,因此激光的线宽可以做到远小于1 MHz。目前,微腔激光器的整体设计允许高达60 kHz的机械带宽,对应频率扫描速率 $1.6 \times 10^{17}$  Hz/s。共振频率还可以通过减小平面镜尺寸,优化平面镜组装方式和减少剪切压电上的负载来进一步提高。这些综合特性使其能够在光通信、传感、连续波雷达和高分辨成像等领域提高空间分辨率、测量范围和测量速度。

## 第5章 基于光纤微腔激光器的声传感应用

本章介绍了基于上一章微腔激光器进行的声传感实验研究。由于该法珀微腔腔长短,腔长变化半波长时,激光频率即可变化几个 THz。因此,腔长变化 pm 量级,就能测到明显信号,这远优于需要长度变化半波长才能测到信号的普通干涉式传感器。此外,作为有源传感器,不需要配备额外的商用激光器,是一种成本低、实用性强的声传感器。该工作已发表在《SENSORS》期刊上,题目为“An Acoustic Sensor Based on Active Fiber Fabry-Pérot Microcavities”。

### 5.1 光纤传感器背景介绍

在许多实际应用中,声波的检测非常重要,如环境监测、程序控制、光声光谱检测、声源定位等<sup>[199-202]</sup>。声传感器已被广泛应用到日常生活、军事、工业、医疗等方方面面,成为现代技术发展不可或缺的部分。近些年来常用的是基于电容器、压电换能器或可转动线圈的电子式声级计,然而,这在某些条件下并不适用。比如,在监测大功率变压器的运行时<sup>[203]</sup>,需要通过检测变压器内部局部放电产生的声波来判断运行是否正常,由于变压器内部的电磁场较大,所以传统的电子声传感器只能安装在变压器的外部,这间接降低了传感器的检测灵敏度。而光纤传感器在这种情况下可以正常工作。由于其体积紧凑、重量轻、灵敏度高和抗电磁干扰能力强,它们能在各种恶劣环境中表现良好,如深水、高温、高压和狭小空间环境<sup>[201,204-207]</sup>。特别是光纤声传感器的尾纤可以与通信电缆连接,有利于与传输信号的集成。比如光纤声传感器可以与光纤网络、光无线通信网络、无线光通信网络集成,形成远程声信号监测网络。

目前多种类型的光纤声传感器已经被提出<sup>[208-210]</sup>,马赫曾德尔干涉仪(MZI)/迈克尔逊干涉仪(MI)、光纤布拉格光栅(FBGs)和法布里-珀罗干涉仪(FPI)是三种主要的类型<sup>[211-213]</sup>。早期用于声信号检测的光纤传感器主要是基于直接的光纤本征干涉仪,如全光纤 MI 和 MZI<sup>[206,214-215]</sup>。这些本征光纤干涉传感器通常使用单模光纤和相干激光光源,将激光源分成两路具有相同光强的光束,一路光纤放置在声波信号下,另一路光纤屏蔽声波影响,作为参考臂。将两束激光的反射或透射信号重新组合产生干涉信号,利用干涉信息对声波进行解调。本征光纤干涉传感器在传感臂上使用较长光纤时才具有较高的灵敏度,故不能实现单点测量。并且,由于光源波长的漂移和温度引起的光程差的变化,它们并不稳定。此外,基于 FBG 的传感器也被广泛应用<sup>[216-219]</sup>。由于声压引起的变形(光弹效应),光纤光栅的有效折射率发生变化,从而导致谐振波长发生变化。其传

感原理是当传感元件在声场的影响下,通过发射激光光谱的强度变化来反映振动信号。然而,在实际应用中,基于FBG的传感器受限于光纤材料的高杨氏模量(几十 GPa),将施加在光栅上的高压效应转化为微弱变形,导致其灵敏度较低,且对低频声波不敏感<sup>[220]</sup>。近年来,光纤外源性FPI传感器由于其高灵敏度,已被开发应用于声信号检测。FPI由一个切割的光纤端面和一个反射膜片组成,使用较短的光纤就能达到高灵敏度<sup>[207,221-223]</sup>。它是最通用的干涉仪之一,因为它的反射膜可以由多种材料制成,如硅<sup>[224]</sup>,聚合物<sup>[225]</sup>,石墨烯<sup>[226]</sup>,和银<sup>[227]</sup>。这些传感器的灵敏度可以通过设计更薄和更大的膜片来得到显著提高。然而这样的传感器通常需要一个额外的激光系统,这意味着一套又大又昂贵的辅助设备。

在此,我们提出了一种基于上一章光纤微腔激光器的传感器。该传感器是一种有源声学传感器,本质上是一套激光系统,比无源的传感器有更窄的线宽和更高的灵敏度<sup>[228-229]</sup>。与传统传感器相比,它的成本显著降低。因为它不需要窄线宽可调谐激光器,仅需要二极管泵浦源,这使得系统更小巧、更实用。此外,由于该谐振腔具有较大的自由光谱范围,利用波分复用器件可以实现多个传感器的组网。该微腔激光传感器由短光纤微腔和铟镱共掺磷酸盐玻璃片组成,当输入980 nm泵浦光时,输出线宽为3 MHz的单模1550 nm激光,激光波长会随着腔长变化而近似线性地变化。换言之,作用在传感器上的外部声信号会导致波长偏移,我们再采用不等臂迈克尔逊干涉仪将波长变化转化为相位变化。由于窄线宽激光对应长相干长度,长相干长度保证足够大延迟来累积相位差,因此,窄线宽激光能实现更高灵敏度的传感。实验结果表明,本传感装置实现了100 Hz~18 kHz的宽频率测量;在4 kHz频率下,该方法具有2.6 V/Pa的高灵敏度和230  $\mu\text{Pa}/\text{Hz}^{1/2}$ 的等效噪声电平。采用低噪声探测器和略高透过率的输出光纤反射镜可以进一步提高传感器的灵敏度,成为一个有更大应用潜力的声传感平台。

## 5.2 传感器设计与测量

与典型的基于FPI的传感器相比,我们的基于光纤法珀微腔的有源传感器本质上是一个具有增益介质的激光系统,通过980 nm泵浦可以发射出1535 nm附近的波长可调谐的激光。其结构如图4.5所示。

由上一章测量结果知,该光纤微腔激光器的腔长 $L_c = 46 \text{ mm}$ ,铟镱掺杂玻璃的厚度 $L_d = 35.1 \text{ mm}$ ,铟镱共掺玻璃的折射率 $n_d = 1.58$ 。腔的共振波长近似满足<sup>[230]</sup>:

$$L_c + (n_d - 1)L_d = \frac{1}{2}m\lambda, \quad (5.1)$$

其中, $m$ 是一个整数,它代表了谐振腔的不同模式状态。该光纤微腔的腔长对应

的FSR为16.5 nm (2.2 THz)。当腔长改变 $\Delta L_c$ 时,输出激光波长变化 $\Delta\lambda$ ,两者之间的关系可表示为

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta L_c} = \frac{\lambda}{L_c + (n_d - 1)L_d}, \quad (5.2)$$

由式5.2可知,微腔激光器的输出波长与其腔长近似成正比。因此,引起腔长变化的外部振动信号可以通过检测激光波长的变化来获得。声传感器恰好适用于这种场景,因为作用在光纤微腔上的声压会导致腔长发生相应的变化。

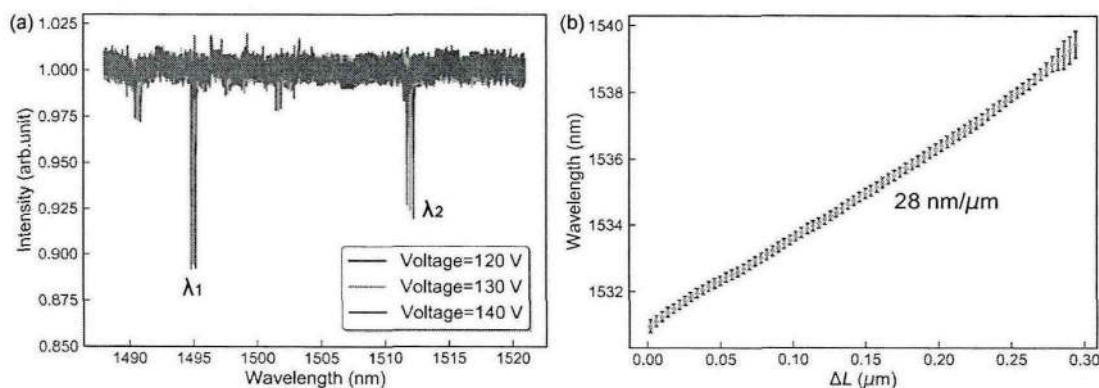


图 5.1 微腔激光器腔长的静态位移响应

注: (a) 光纤微腔的反射谱,用于校准实际腔长。分别测量了压电电压为120 V、130 V和140 V时的三种反射光谱。(b) 输出激光的波长随腔长的变化情况。当腔长变化0.3  $\mu\text{m}$ 时,导致波长从1531 nm移到1540 nm,对应的线性斜率为28 nm/ $\mu\text{m}$ 。

在进行声传感实验之前,我们测量了微腔激光器腔长的静态位移响应。通过给剪切压电施加线性扫描的电压来改变腔长,用光谱仪(HORIBA iHR 550)记录微腔激光器的调谐波长。由于剪切压电具有非线性和迟滞性,腔长将通过测量谐振腔的反射谱来得到。我们将可调谐激光器(Toptica CTL 1500)从1488 nm调谐到1520 nm,并通过光电探测器探测反射光谱。如图5.1(a)所示,测量了压电电压为120 V、130 V和140 V时的三种反射光谱,反射谱的两个谐振波长分别为 $\lambda_1$ 和 $\lambda_2$ 。利用公式 $\text{FSR} = c/\lambda_1 - c/\lambda_2 = c/(2(L_c + (n_d - 1)L_d))$ ,我们可以精确计算出三个腔长分别为46.4425  $\mu\text{m}$ 、46.4243  $\mu\text{m}$ 和46.3925  $\mu\text{m}$ 。图5.1(b)显示了微腔激光器的波长随着腔长的变化情况,图中腔长每一步改变约15 nm,最终腔长总位移0.3  $\mu\text{m}$ 。对应的波长调谐范围为1531~1540 nm,可用线性函数拟合。其变化斜率为28 nm/ $\mu\text{m}$ ,基本符合理论分析结果 $\Delta\lambda/\Delta L_c = 23 \text{ nm}/\mu\text{m}$ 。

此外,微腔激光器的波长可在10 nm (1.3 THz)范围内进行无跳模的电调谐,快速调谐速率为 $1.6 \times 10^{17} \text{ Hz/s}$ 。测量的激光线宽为3.1 MHz,对应的相干长度为66 m,这些结果已经在上一章内容中介绍过。

## 5.3 实验装置和原理

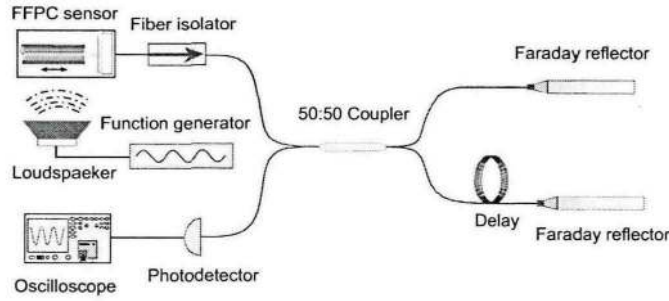


图 5.2 声信号测量原理图

注：用函数发生器驱动的扬声器产生声波，并采用非等臂迈克尔逊干涉仪进行声信号测量，其中一路的延迟使两臂之间存在光程差。两臂信号被法拉第反射镜反射后汇聚在光电探测器上，由此产生的干涉条纹显示在示波器上。

图5.2显示了使用光纤法珀微腔激光器进行声传感的实验系统。通过在传感器旁边放置一个扬声器来产生声学振动，该扬声器由一个函数发生器驱动。通过这种方式，不同频率和振幅的声振动转换成作用在传感器元件上的声压。同时，为了稳定微腔激光器的输出信号，在激光器的输出端插入了一个光纤隔离器。此处，我们可以直接测量波长变化来还原声压的大小，但是由于波长的测量需要光谱仪或波长计，这样的设备昂贵且测量速率慢，因此我们利用不等臂的迈克尔逊干涉仪将波长变化累积成相位变化，通过光电探测器即可完成测量。迈克尔逊干涉仪将输出的激光分成两路，其中一路的往返行程比另一路长了距离  $d$ 。两臂信号由法拉第反射器反射，以补偿由非保偏光纤引起的偏振变化。两臂光信号合束后将产生干涉条纹，可通过光电探测器检测并记录在示波器上以进行数据处理。激光  $I_0$  通过迈克尔逊干涉仪后，干涉信号  $I$  可以表示为<sup>[208]</sup>

$$I = I_0(1 + \eta \cos \Delta\varphi), \quad (5.3)$$

其中  $\eta$  是干涉对比度， $\Delta\varphi = \varphi_s + \varphi_0$  是两臂之间总的相位差， $\varphi_s$  是两路光程差引起的相位差， $\varphi_0$  是初始相位差和低频环境噪声引起的相移。相位差  $\varphi_s$  与延迟  $d$  之间的关系可以表示为  $\varphi_s = 4\pi nd/\lambda$ ，其中  $n$  为光纤折射率。当波长随腔长变化时，相位差可以由下面公式计算：

$$\Delta\varphi_s = \frac{4\pi nd}{\lambda^2} \Delta\lambda. \quad (5.4)$$

这意味着可以通过检测相位变化来获得调制腔长变化的外部信号。此外，由式5.4可知，微弱的声信号对应的相位差可以通过长延迟  $d$  进行放大（本文中  $d = 2 \text{ m}$ ）。由于激光线宽为 3.1 MHz，对应的相干长度为 66 m，允许最大延迟的光程差为数十米，可将外界信号引起的极微弱的频率变化转化为可检测的相位变化。

光纤法珀微腔传感器的干涉信号由光电探测器探测，光电转换后在示波器上的电压信号表示为

$$V = A + B\cos(\varphi_s + \varphi_0), \quad (5.5)$$

其中  $A$  是与微腔激光功率成正比的常数项， $B$  是与激光功率和干涉条纹对比度有关的系数。 $\varphi_s$  是由声振动决定的，如果我们给出一个正弦的声信号，则  $\varphi_s = C\sin\omega_0 t$ ，其中  $\omega_0$  和  $C$  分别是声信号的频率相关值和振幅相关值， $C$  同时表示调制深度。将  $\varphi_s$  的具体形式代入式5.5中，得到：

$$V = A + B\cos(C\sin\omega_0 t + \varphi_0). \quad (5.6)$$

将这个方程展开为一系列贝塞尔函数<sup>[231]</sup>：

$$V = A + BJ_0(C)\cos\varphi_0 + B \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} J_n(C)\cos(n\omega_0 t + \varphi_0). \quad (5.7)$$

如果我们只关注信号的高频分量，则要处理的是  $\omega_0$  与具有贝塞尔系数的  $\omega_0$  高阶项的混合频率。根据贝塞尔函数的性质，当调制深度满足  $C \ll 1$  时，被测信号主要受一阶项  $J_1(C)\cos(\omega_0 t + \varphi_0)$  影响，其中  $J_1(C)$  与声振动振幅成近似线性关系。因此式5.7可简化为

$$V = B' \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (5.8)$$

则测量信号的频率与声音信号的频率  $\omega_0$  相等，另外，示波器上信号的电压幅值  $B'$  与声压  $P$  成正比：

$$B' = kP, \quad (5.9)$$

式中， $k$  为传感器的灵敏度。因此，可以直接从测量到的干涉条纹中得到作用在传感元件上的振动频率和声压大小。

以上是一种快速且粗略地获得振动信号的方法，如果需要进一步解调探测结果以获得更加准确的信号，可使用相位载波解调技术（Phase Generated Carrier, PGC）来进行解调。

PGC 解调算法是光纤干涉仪传感器中应用最广泛的信号解调方法，具有分辨率高、动态范围宽和线性度好等明显优势<sup>[232]</sup>。如图5.3所示为 PGC 解调算法原理图。首先，将光电探测器测量的干涉信号与载波信号  $\cos(\omega_c t)$  和载波的二倍频信号  $\cos(2\omega_c t)$  相乘，然后用两个截止频率为  $\omega_c/2$  的滤波器分别对其进行滤波，将含有  $\omega_c$  项及其高频项均滤去，可得

$$\begin{cases} S_1(t) = -BJ_1(C)\sin(\varphi_s + \varphi_0) \\ S_2(t) = -BJ_2(C)\cos(\varphi_s + \varphi_0), \end{cases} \quad (5.10)$$

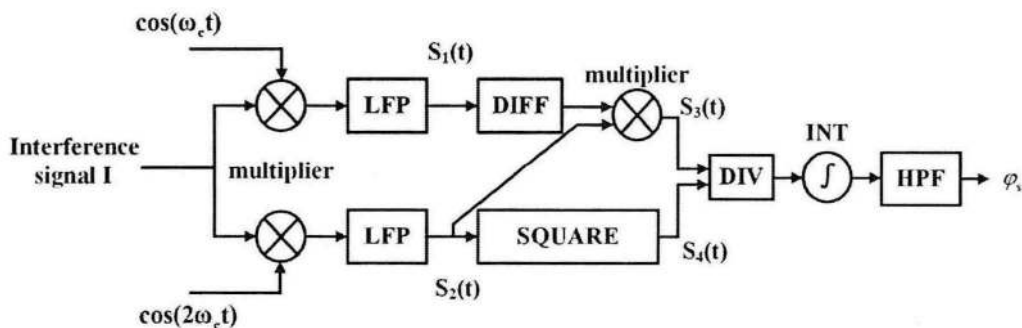


图 5.3 PGC 解调算法原理图

其中  $J_1(C)$  和  $J_2(C)$  分别是一阶和二阶贝塞尔函数。然后对  $S_1(t)$  求导，再乘以  $S_2(t)$ ；同时， $S_2(t)$  与自身相乘，分别得到  $S_3(t)$  和  $S_4(t)$ ：

$$\begin{cases} S_3(t) = B^2 J_1(C) J_2(C) \cos^2(\varphi_s + \varphi_0) (\varphi_s + \varphi_0)' \\ S_4(t) = B^2 J_2^2(C) \cos^2(\varphi_s + \varphi_0). \end{cases} \quad (5.11)$$

将  $S_3(t)$  与  $S_4(t)$  相除，得到：

$$S_D(t) = [J_1(C)/J_2(C)] (\varphi_s + \varphi_0)'. \quad (5.12)$$

再将  $S_D(t)$  经过积分器和高通滤波器，可以得到最终解调结果：

$$S_{PGC}(t) = [J_1(C)/J_2(C)] \varphi_s. \quad (5.13)$$

其中， $J_1(C)/J_2(C)$  通常是一个常数，因此相位调制深度不会对解调结果造成影响。

## 5.4 实验结果和讨论

在本节中，我们进行了一系列测量来评估光纤微腔激光传感器的灵敏度、频率响应和分辨率。

我们分别在 1.5 kHz 和 4 kHz 的频率下用不同声压水平的正弦信号来驱动扬声器。为了确定灵敏度，用分贝计来校准声压。分贝计测量的声强  $I_s$  与声压的关系为  $I_s = 20 \log_{10}(P/P_{\text{ref}})^{[233]}$ ，其中  $P_{\text{ref}} = 20 \mu\text{Pa}$  是人类能听到的最小声压。图5.4为振动频率为 1.5 kHz 和 4 kHz 时，测量信号的电压幅值与不同声压之间的线性关系，灵敏度系数分别为 1.8 V/Pa 和 2.6 V/Pa。

图5.5为灵敏度-频率响应曲线。在多种不同的驱动频率下分别进行了测量，该传感器在 100 Hz 到 18 kHz 的范围内具有良好的频率响应，在 4 kHz 时有最大灵敏度。当频率低于 100 Hz 时，检测到的信号会失真，因为扬声器在如此低的频率下无法提供纯粹的单频声音信号。

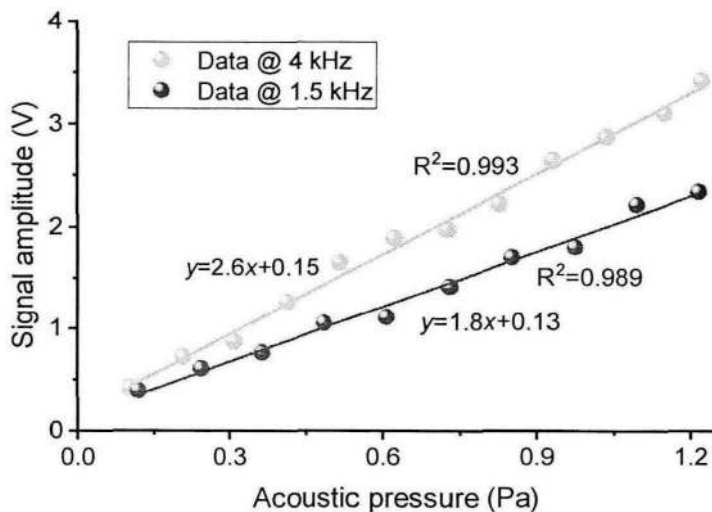


图 5.4 声传感器灵敏度的测量

注：当扬声器的驱动频率为 1.5 kHz 和 4 kHz 时，在不同声压下测量的信号振幅，对应的灵敏度分别为 1.8 V/Pa 和 2.6 V/Pa。

通过在传感器上施加 4 kHz、18 kHz 和 100 Hz 三种不同频率的正弦信号，时域和频域的测量结果如图 5.6 所示。图 5.6 (a-c) 为时域上类正弦波形；图 5.6 (d-f) 为相应的频域谱，其峰值与扬声器的驱动频率一致。频域信号通过频谱分析仪记录，图 5.6 (d) 和 (e) 显示了 14.66 Hz 分辨率带宽 (RBW) 下本底噪声约为 -60 dBm；图 5.6 (f) 显示了在 7.82 Hz RBW 时，本底噪声约为 -40 dBm。测量信号的信噪比 (SNR) 分别为 50 dB、35 dB 和 24 dB。用以下公式计算噪声等效电平 [234]：

$$\delta P = \frac{P_{\text{ref}}}{\sqrt{\text{RBW} \times \text{SNR}}}, \quad (5.14)$$

式中  $P_{\text{ref}} = 288 \text{ mPa}$  为施加在传感器上的参考声压，在 4 kHz 频率下  $\delta P = 230 \mu\text{Pa/Hz}^{1/2}$ ，表示光纤法珀微腔传感系统在 4 kHz 频率下可检测到的最小动态声压值为  $230 \mu\text{Pa}$ ，采用更低噪声探测器和更高透过率的输出腔镜，可显著提高这一指标。

声压变化  $p$  对空气折射率  $\Delta n$  的影响可以表示为 [235]

$$\Delta n \approx p(n_0 - 1)/(\gamma p_0), \quad (5.15)$$

式中  $n_0 = 1.00027$  为静态条件下的空气折射率， $p_0 = 10^5 \text{ Pa}$  为静态大气压， $\gamma = 1.40$  为空气的比热比。当声信号为 1.2 Pa 时，对应的折射率差  $\Delta n = 2.4 \times 10^{-9}$ 。由式 5.1 可知， $\Delta \lambda / \Delta n = 0.255 \mu\text{m}$ ，则 1.2 Pa 的声压引起波长偏移  $\Delta \lambda = 6 \times 10^{-16} \text{ m}$ ；而在实验中，当声压为 1.2 Pa 时，测量信号的幅值为 3.4 V。由于光电探测

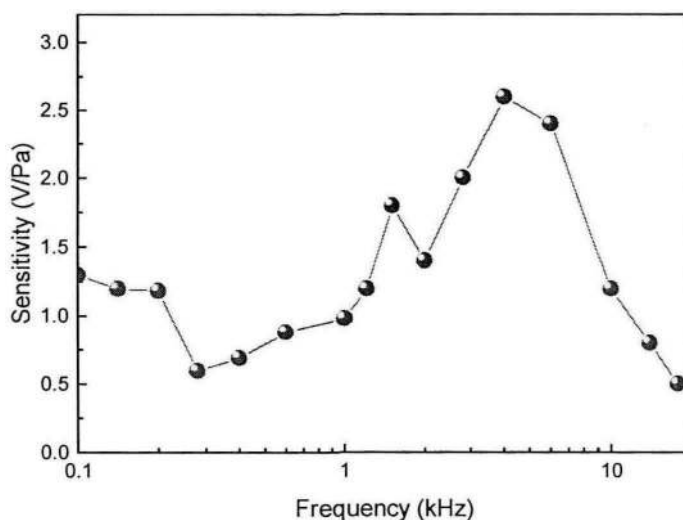


图 5.5 声传感器灵敏度-频率响应曲线的测量

器在 1535 nm 处的响应率为 1.02 A/W，增益系数为  $7.5 \times 10^5$  V/A，因此能将输入  $I_0 = 10 \mu\text{W}$  的激光强度转换为 7.5 V 的电信号。通过式 5.8 计算出约 0.456 rad 的相位变化，对应的波长偏移为  $3 \times 10^{-14}$  m——是空气折射率变化引起的波长变化的 100 倍。因此，主要的作用机制不是空气的折射率变化，而或是裸光纤的振动或是系统机械结构的不稳定，导致空腔长度的变化，这可以在未来的研究中进一步探讨。由于在迈克尔逊干涉仪中相位差  $2\pi/10$  很容易被检测到，我们通过式 5.4 得到对应的波长偏移为  $3.8 \times 10^{-14}$  m，根据上述测量的  $\Delta\lambda/\Delta L_c = 28 \text{ nm}/\mu\text{m}$ ，可以得到腔长变化为 1.4 pm。这意味着该传感器可以检测到腔长在 pm 尺度上的变化，这是由于微腔长度很短，当腔长变化半波长时，激光波长可变化 16.5 nm。在相同的变形情况下，该传感器比普通的 MIZ/MI 传感器敏感得多，因为普通的 MIZ/MI 传感器直接测量光纤长度的变化，这需要半波长的形变才能产生明显的信号，而我们的微腔中可以检测到 pm 量级的腔长变化。对于典型的 FPI 传感器来说，它们的精细度通常在 10 附近<sup>[226]</sup>，这相当于共振谱的线宽大得多，导致没有足够的相干长度将极弱的频率变化转换为可检测的相位变化。因此，本工作中的微腔激光传感器是一种很有前途的声传感器。

在实际应用过程中，环境噪声的影响导致干涉仪臂长差波动，从而产生附加相位噪声。因此，可以对干涉仪部分进行良好的封装，以提高其对环境噪声的抗干扰能力。

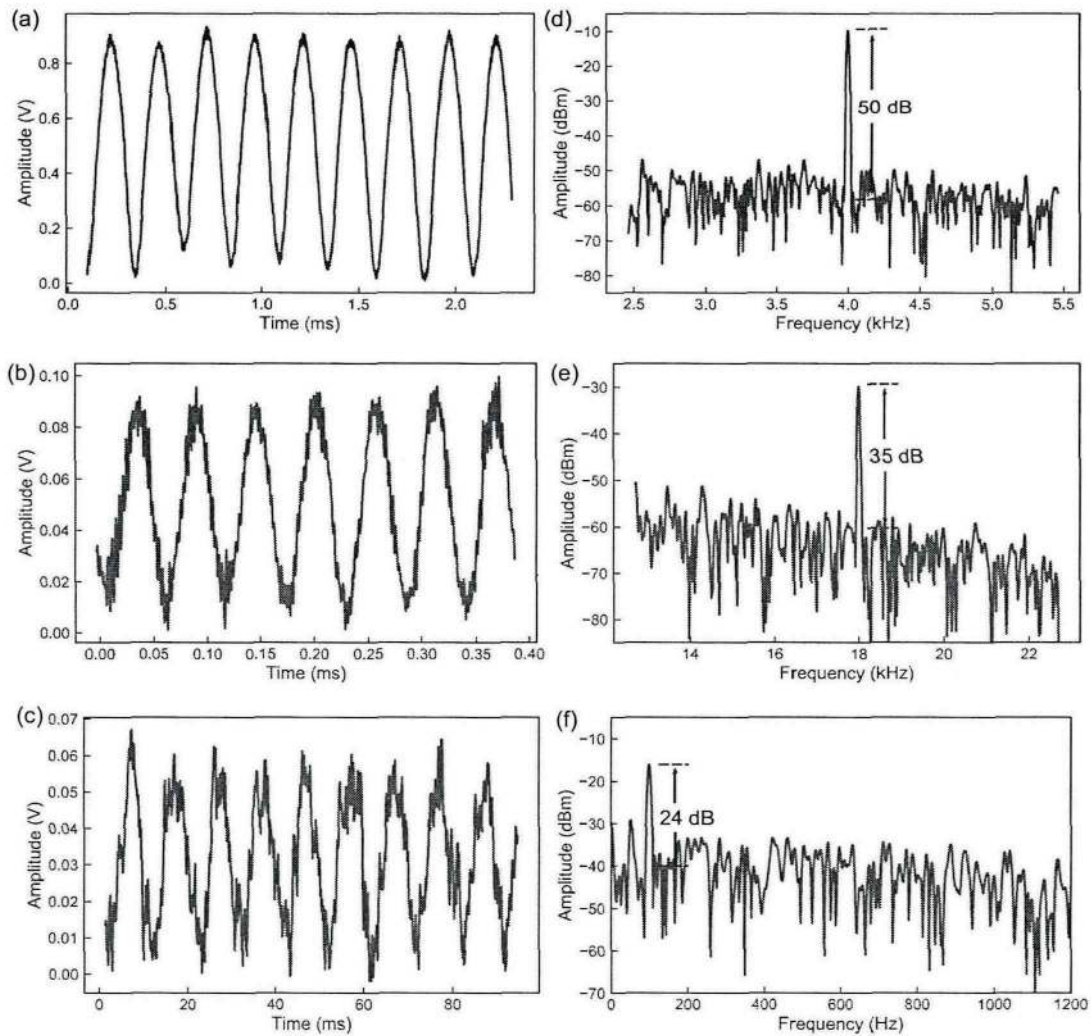


图 5.6 不同频率的测量信号在时域和频域上的显示结果

注：(a-c) 频率为 4 kHz、18 kHz 和 100 Hz 的正弦电信号驱动扬声器时，传感器信号的时域波形；(d-f) 是与 (a-c) 相对应的频域光谱。

5.5 本章小结

综上所述，我们设计并制作了一种基于光纤法珀微腔的有源声传感器。这是一种不需要商用激光器或解调器的低成本的设备，它更容易小型化，实用性更强。该传感设备实现了从 100 Hz 到 18 kHz 的大频率响应范围和 2.6 V/Pa 的高灵敏度，以及在频率为 4 kHz 时  $230 \mu\text{Pa}/\text{Hz}^{1/2}$  的噪声等效电平，使用更低噪声探测器和更高透过率的输出腔镜可使该指标显著提高。此外，由于微腔激光器的可调波长范围大，可以通过与波分复用器件相结合实现多传感器的组网，在远程油气泄漏勘探、光声光谱检测、声源定位等方面具有良好的应用前景。



## 第6章 光纤微腔激光器中自脉冲现象的研究

本章工作是关于微腔激光器中自脉冲现象的研究。自脉冲是导致光纤激光器输出功率不稳定的主要因素之一，它在掺铒光纤激光器或者铒镱共掺激光器中常会发生，该现象亦出现于我们的光纤法珀微腔激光器中。关于此问题的解释模型有很多，但并没有完全覆盖实验观察到的自脉冲的复杂性。在这一章节，我们结合自己的系统特点，对其进行了理论研究和解释。

### 6.1 实验现象

#### 6.1.1 激光器配置和激光现象

本工作中我们重复第四章的内容搭建了光纤法珀微腔激光器。选取的光纤腔面形貌如图6.1所示，腔面直径约为  $47\ \mu\text{m}$ ，深度约为  $2\ \mu\text{m}$ 。腔面上零星的白色区域是腔面损伤导致轮廓仪无法扫描出准确的数据，由于这些损伤区域在凹面以外，所以并不会影响腔的质量。该腔面不同于上一个激光器所用的圆对称凹面，而是具有一定偏心率的椭圆面。图6.2 (a) 和图6.2 (b) 分别为沿腔面长轴和短轴方向的曲率半径拟合图，长轴  $R_1 = 495\ \mu\text{m}$ ，短轴  $R_2 = 280\ \mu\text{m}$ ，并且在拟合曲线下面展示了拟合值与实际值的偏差。偏心率  $\varepsilon = \sqrt{1 - R_2/R_1} = 0.66^{[142]}$ 。

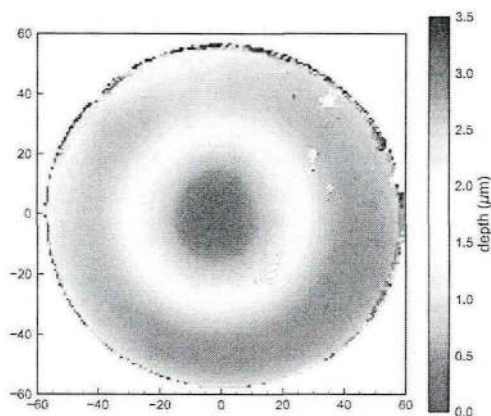


图 6.1 光纤腔面形貌图

利用上述光纤腔镜按照第四章进行了微腔激光器的制备后，输出的  $1550\ \text{nm}$  激光不再是连续激光，而是发生了自脉冲现象。如图6.3所示为示波器上显示的自脉冲，当泵浦功率分别为  $2.4\ \text{mW}$ 、 $1.23\ \text{mW}$  和  $0.28\ \text{mW}$  时，激光自脉冲如图6.3

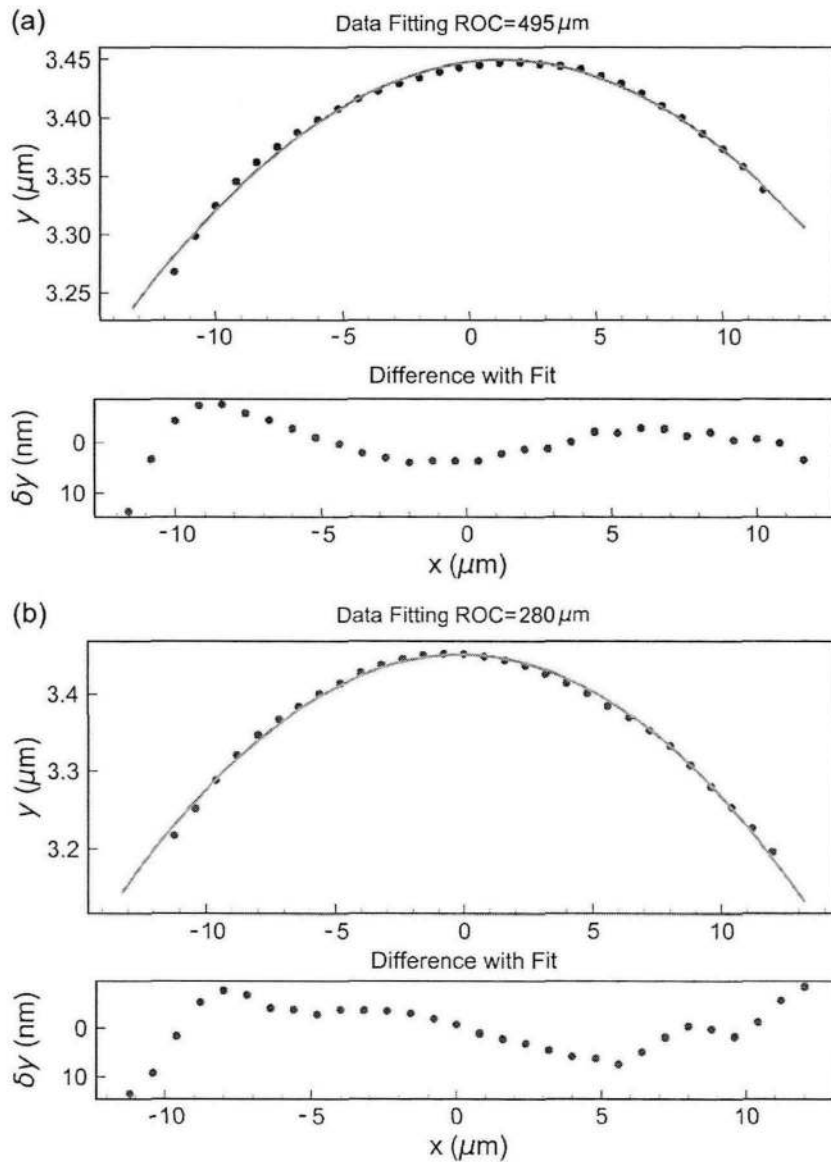


图 6.2 凹面长轴和短轴的曲率半径拟合结果

注：(a) 和 (b) 分别是在  $\pm 12 \mu\text{m}$  范围内对凹面长轴和短轴的曲率半径拟合结果，长轴  $R_1 = 495 \mu\text{m}$ ，短轴  $R_2 = 280 \mu\text{m}$ ，并展示了拟合值与实际值的偏差。

(a)、6.3 (b) 和 6.3 (c) 所示，对应的脉冲重复时间分别为  $0.4 \mu\text{s}$ 、 $0.87 \mu\text{s}$  和  $1.47 \mu\text{s}$ ，对应的脉冲宽度分别为  $0.06 \mu\text{s}$ 、 $0.1 \mu\text{s}$  和  $0.28 \mu\text{s}$ ，这表明脉冲重复时间和脉冲宽度均随着泵浦功率的增大而减小。并且自脉冲周期是微秒量级，这可能是由微腔的 Purcell 效应造成的：微腔与  $\text{Er}^{3+}$  离子具有较强的协同作用（估算出实验中 Purcell 因子约为 18），使  $\text{Er}^{3+}$  离子的寿命大大降低。除此之外，如图 6.4 显示的是持续  $1.4 \text{ ms}$  的长期观测结果，由图可知自脉冲现象并非稳定的，而是变化的、不连续的。

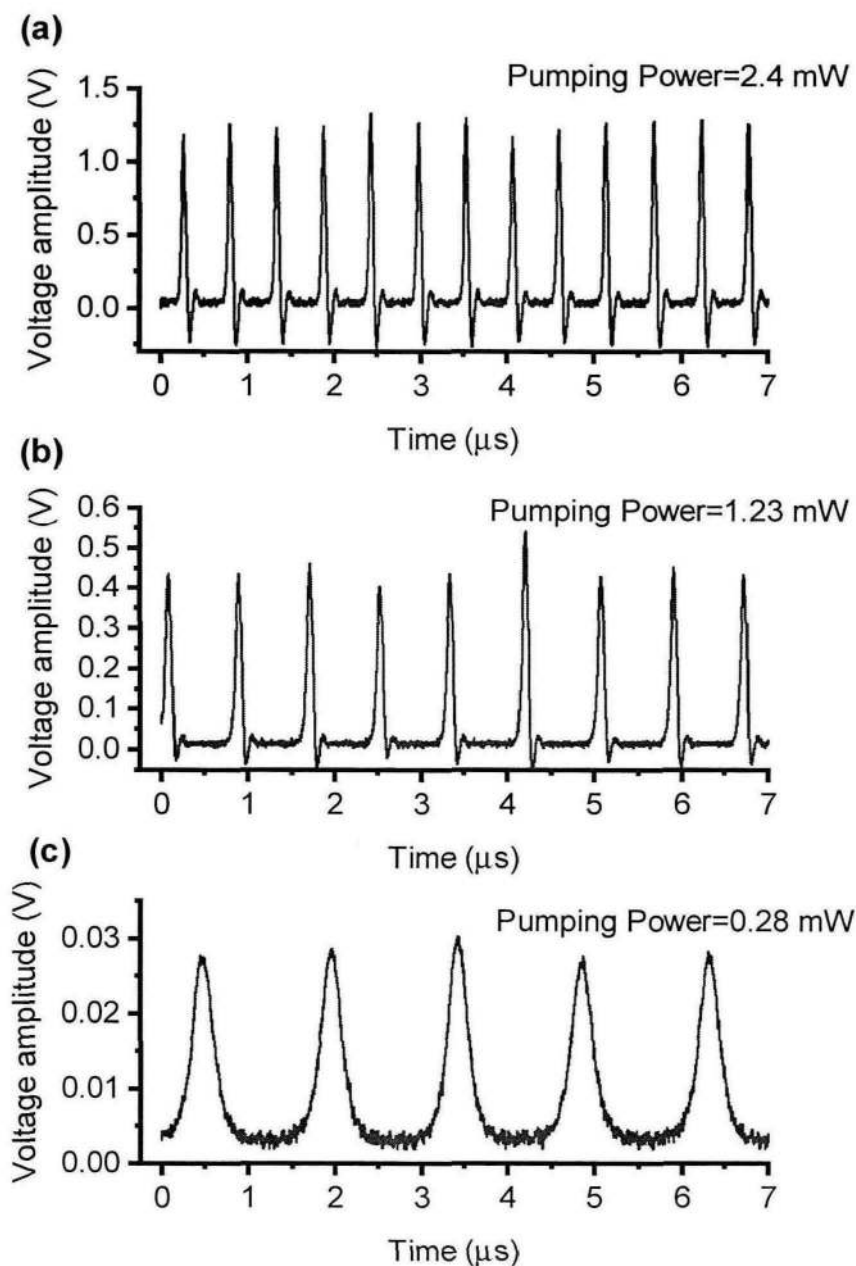


图 6.3 自脉冲现象

注：当泵浦功率分别为 2.4 mW、1.23 mW 和 0.28 mW 时，激光器输出如图 (a)、(b) 和 (c) 所示的脉冲激光，其对应的脉冲重复时间分别为  $0.4 \mu\text{s}$ 、 $0.87 \mu\text{s}$  和  $1.47 \mu\text{s}$ ，对应的脉冲宽度分别为  $0.06 \mu\text{s}$ 、 $0.1 \mu\text{s}$  和  $0.28 \mu\text{s}$ ，表明脉冲重复时间和脉冲宽度随着泵浦功率的增大而减小。

### 6.1.2 自脉冲

在过去的二十多年中，研究人员对掺铒光纤激光器或者铒镜共掺激光器的自脉冲效应进行了持续研究<sup>[236-244]</sup>，各种机制被提出来解释自脉冲的行为。首

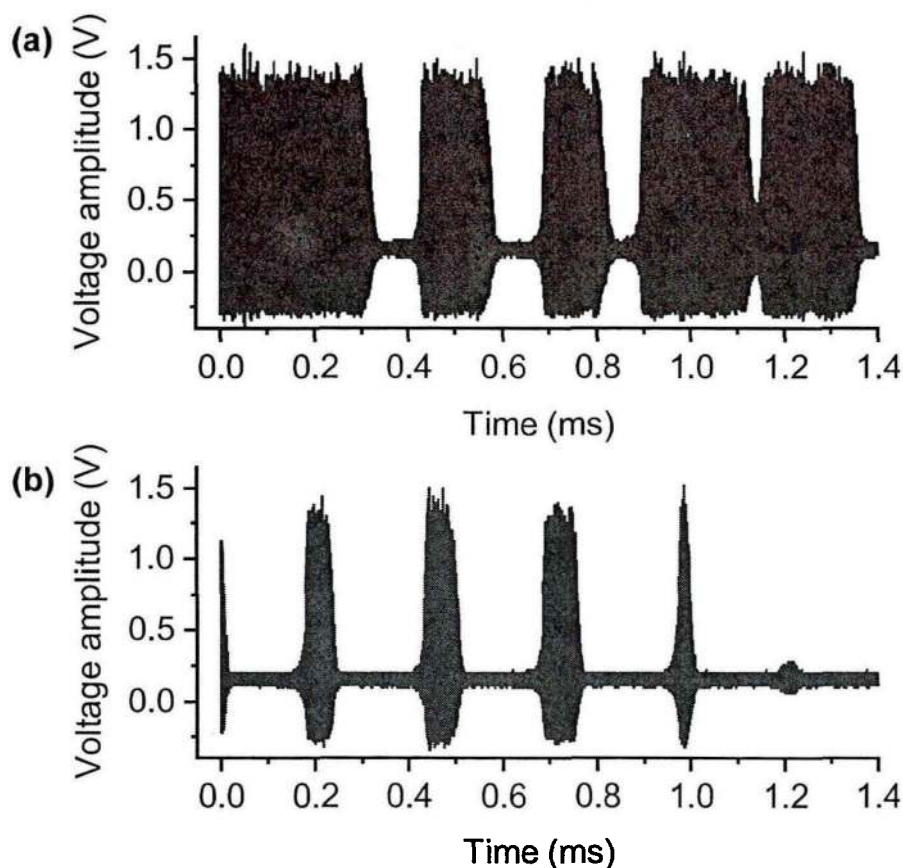


图 6.4 随机两个时刻进行的 1.4 ms 的长期观测

先, 1993 年, Sanchez 等人提出, 自脉冲现象可能与增益介质中离子的掺杂浓度有关<sup>[245]</sup>, 随着离子浓度的增加, 离子之间的平均距离减小, 从而增强了离子与离子之间的相互作用<sup>[246]</sup>。该文章从理论上证明, 与离子对相关的淬灭过程可以极大地改变激光的动力学行为: 没有离子对时, 激光在连续波状态下工作, 而离子对的存在会导致不稳定的自脉冲。他们在实验中通过掺铒光纤激光器的激光表现来验证这个理论, 特别讨论了离子对浓度、光子寿命和泵浦光功率的影响。实验证明, 当离子对浓度  $x \leq 0.06$  时, 对于阈值以上任何大小的泵浦功率, 激光器的输出都是连续激光。当  $x \approx 0.075$  时, 随着泵浦功率增大, 输出激光从自脉冲到连续波连续变化。当离子对浓度较高时 ( $x \geq 0.10$ ), 输出激光总是不稳定的自脉冲。图6.5为  $x = 0.075$  时三种泵浦  $r$  (由阈值功率归一化的泵浦功率) 情况下观察到的典型输出信号, 可以看出随着泵浦功率的增加, 激光从自脉冲输出变为正弦输出, 然后再变为近似连续光输出。

由于我们使用的泵浦功率无法提高到使输出激光变为连续光的水平, 于是我们重新订购一批钇铽共掺磷酸盐玻璃, 掺杂浓度从之前的  $c(\text{Yb}^{3+}) = 19.0 \text{ wt\%}$ ,  $c(\text{Er}^{3+}) = 1.0 \text{ wt\%}$  降低为现在的  $c(\text{Yb}^{3+}) = 22 \text{ wt\%}$ ,  $c(\text{Er}^{3+}) = 0.13 \text{ wt\%}$ 。将其研磨成增益薄膜进行激光器实验, 结果显示, 尽管  $\text{Er}^{3+}$  离子浓度降低到了

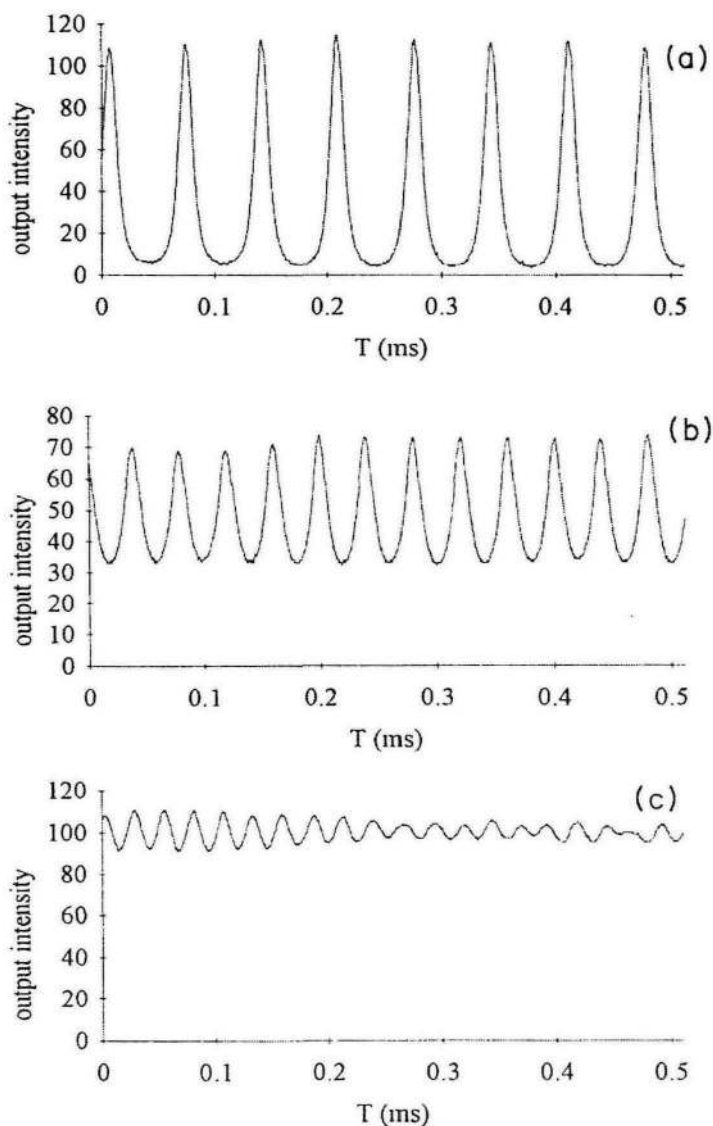


图 6.5 不同泵浦功率下的光纤激光器的动力学行为

注：对于铒离子掺杂浓度  $x = 0.075$  时的光纤激光器的动力学行为：(a)  $r = 2$  时产生明显的自脉冲，(b)  $r = 4$  时产生正弦输出，(c)  $r = 5$  时产生连续光输出<sup>[245]</sup>。

原先的 10%，但依旧会出现自脉冲现象。后来的工作通过 x 射线吸收精细结构光谱研究表明：在玻璃主体包括我们使用的磷酸盐玻璃中，没有发现铒离子近程聚簇的证据<sup>[247]</sup>。其一方面说明高浓度掺杂玻璃中的浓度淬灭是离子长距离相互作用的结果，另一方面表明高浓度 LIEKKI TM 光纤对近程配位的抑制并不能消除自脉冲<sup>[248]</sup>。

除此之外，自脉冲的研究一直持续至今。例如，2002 年发表的一篇论文将自脉冲的起源归因于光谱烧孔现象<sup>[239]</sup>。这种现象在激光器中很常见，当增益谱呈现不均匀展宽时会发生<sup>[240]</sup>。然而，光谱烧孔的发生并不总是依赖于不均匀展宽<sup>[241]</sup>。2004 年，Barmenkov 等人首次观测到泵浦二极管激光器中噪声对全光纤

掺铒激光器中自脉冲产生的影响。二极管激光的振幅噪声是光谱分量的叠加,其中一些与弛豫振荡的谐振频率相匹配,形成扰动。这种扰动是调制效应的来源,使掺铒光纤激光器的输出功率表现为自调制甚至自脉冲<sup>[242]</sup>。在2005年的一项研究中,Brunet等人观察到当布居数反转在几个环形光纤激光腔中往返耗尽时,会发生自脉冲<sup>[243]</sup>。2008年又有实验证据表明,自脉冲的主要机制是双包层光纤中的高散射损耗<sup>[244]</sup>。两年后,Lee等人提出,掺铒双包层光纤激光器中,自脉冲源于弛豫振荡,尽管在没有自相位调制的情况下它们会迅速消失,但当激光功率超过一定值时,自相位调制会恢复这些振荡<sup>[249]</sup>。2014年,自脉冲被证明是由未有效泵浦的有源光纤中存在饱和和吸收效应而产生的<sup>[250]</sup>。2016年,Sergeyev理论上证明了掺铒光纤激光器中不同的矢量自脉冲场景。2021年,Silva等人首次在理论上报道了稳定的自脉冲状态<sup>[251]</sup>,文章求解出布里渊激光腔输出稳定脉冲的理论结果。

考虑到我们的腔面存在偏心率  $\varepsilon = 0.66$ ,而不对称的腔面会使原本简并的偏振腔模发生模式劈裂<sup>[142]</sup>。对于几何非简并腔,当改变入射光偏振时,会测到不同状态的透射谱。如图6.6(a)所示为腔的共振透射谱,图6.6(b-d)是图6.6(a)某个峰的放大图。当入射光偏振沿着腔面长短轴时,透射峰不会出现劈裂(图6.6(b));当调整入射光偏振方向时,非简并的双峰会逐渐显现出来(图6.6(c-d))。

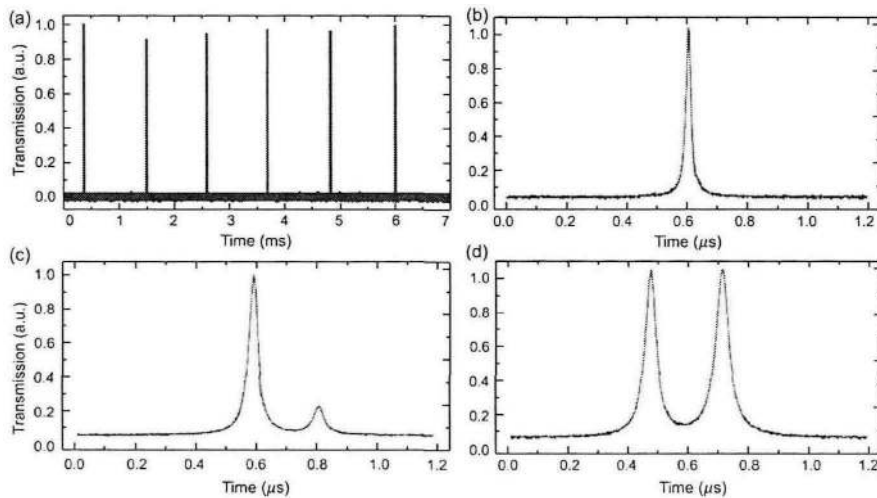


图 6.6 非简并腔的模式受入射光的偏振态调控

注:(a)腔的共振透射谱。(b-d)图(a)中某个峰的放大图,随入射光偏振的变化从单峰逐渐劈裂成两个峰<sup>[252]</sup>。

考虑到泵浦光偏振态的影响,我们在980 nm泵浦光进入谐振腔之前加上光纤三环偏振控制器,并用10:1分束器分出1份光经过光纤PBS测量两个正交偏振态的功率比。输出的1550 nm激光结果如图6.7所示,三排数据分别是  $H:V = 0.03$ 、 $H:V = 1$ 、 $H:V = 2$  的情况。图6.7(d-f)分别是图6.7(a-c)的

局部放大图。可以很直观的看到,在改变泵浦光偏振态时,自脉冲的幅度有低有低,图6.7(c)是近似连续光状态。因此,系统中自脉冲的大小与泵浦光偏振存在一定关系。

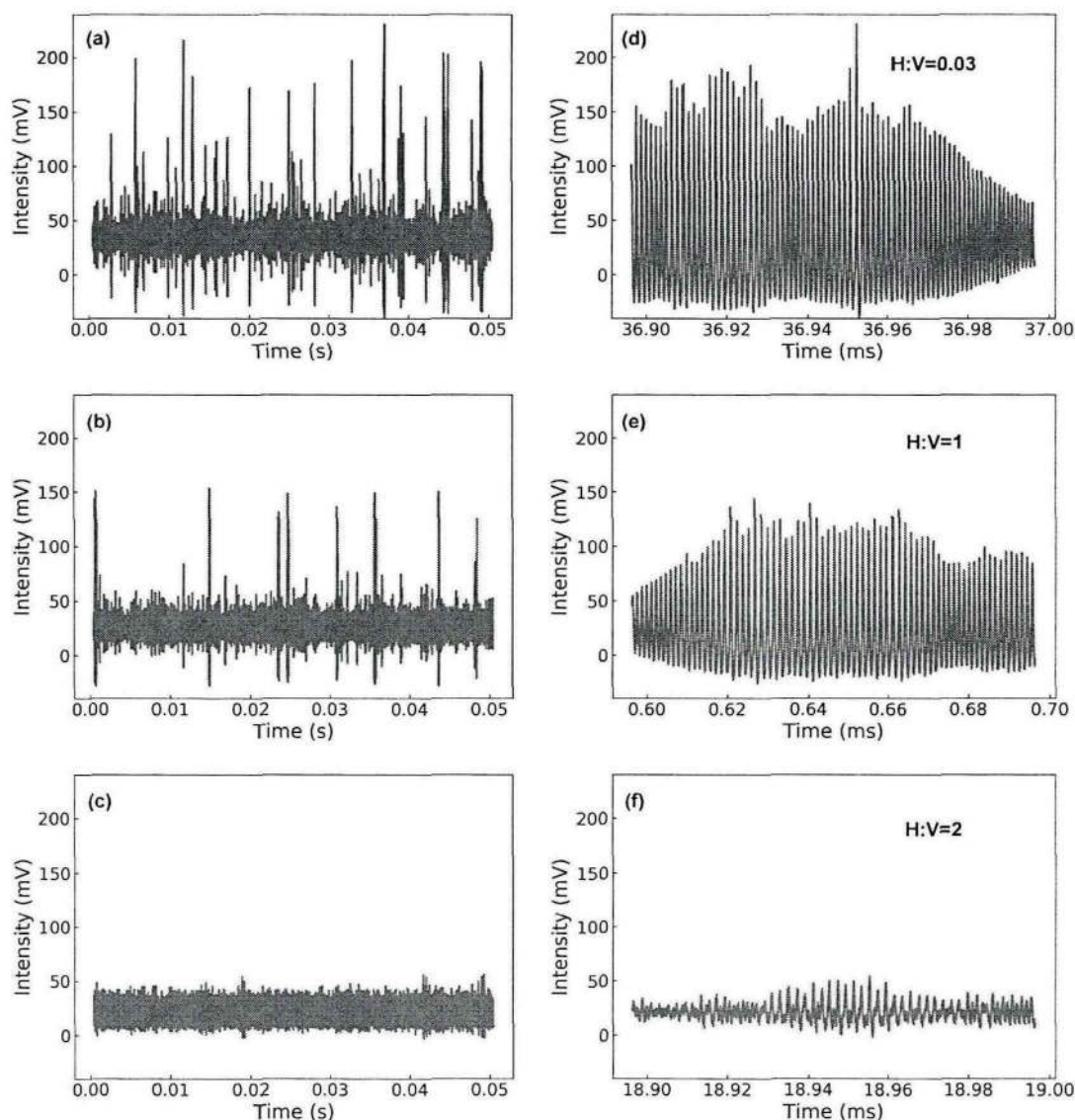


图 6.7 自脉冲随泵浦光偏振状态的变化

注: (a-c) 分别为  $H:V=0.03$ 、 $H:V=1$ 、 $H:V=2$  时的自脉冲强度, (d-f) 分别是 (a-c) 的局部放大图。

在我们的系统中,由于图6.7展示了自脉冲与泵浦光偏振相关,因此我们更倾向于用偏振相关的矢量自脉冲模型来解释。2016年, Sergey Sergeyev 在文献<sup>[253]</sup>中进一步推广了之前掺铒光纤激光器的矢量模型,并首次在庞加莱球上映射复矢量自脉冲的可调激光参数,例如功率、泵浦光椭圆度和腔内双折射。这篇文章提出了一个在掺铒光纤激光器中可调谐矢量自脉冲的概念,在此概念中,

除了泵浦功率 ( $S_0$ ), 其它归一化的 Stokes 参量 ( $S_1, S_2, S_3$ ) 在庞加莱球上以不同的轨迹演化。该模型解释了光场与掺铒活性介质之间相互作用的矢量性质、铒离子的慢弛豫动力学、腔内双折射以及由椭圆偏振泵浦光引起的光诱导各向异性<sup>[254-256]</sup>。并且在描述具有饱和吸收体的环形腔光纤激光器的慢偏振动力学方面, 与实验结果吻合较好<sup>[255-256]</sup>。为了揭示没有可饱和吸收体且频率低于锁模基频的自脉冲, 利用鞍指数分析的线性稳定性<sup>[257]</sup>, 找到了在庞加莱球上出现与激光参数成函数的复向量吸引子的条件, 例如腔双折射、泵浦光的功率和椭圆度, 并通过数值模拟验证了稳定性分析的正确性。这表明, 在没有饱和吸收体的情况下, 由于极化对称的破坏, 双涡旋偏振吸引子可以存在<sup>[254,256]</sup>。而泵浦光椭圆度的增加和腔内双折射导致双涡旋偏振吸引子向混沌吸引子变形, 并进一步限制循环和稳定聚焦。因此, 所得到的理论结果为包括混沌在内的自脉冲实验提供了一个新的分析视角<sup>[258-260]</sup>。

文中对复杂的自脉冲现象用耦合振荡理论来解释<sup>[261-264]</sup>, 其中两个正交线偏振的相位差代表相对相位, 那么可以由文中的复杂公式推导出一个相对简单的公式:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\varphi}{dt} &= \Delta\Omega + K_{NL} \sin^2(\Delta\varphi) + K_s \sin(\Delta\varphi) + K_{as} \cos(\Delta\varphi), \\ \Delta\Omega &= \frac{2\alpha_1 f_2 \Delta}{1 + \Delta^2} - 2\beta, \quad K_{NL} = \frac{\gamma L I_{ss}}{6} (I_y - I_x), \\ K_s &= -\frac{2(I_y + I_x)}{\sqrt{I_x I_y}} \frac{\alpha_1 f_3}{(1 + \Delta^2)}, \quad K_{as} = \frac{2(I_y - I_x)}{\sqrt{I_x I_y}} \frac{\alpha_1 f_3 \Delta}{(1 + \Delta^2)}. \end{aligned} \quad (6.1)$$

这里,  $\Delta\Omega$  是两个正交线偏振的失谐,  $I_x$  和  $I_y$  是分别两个正交线偏振的光功率,  $I_{ss}$  是饱和功率<sup>[256]</sup>。式6.1是在考虑偏振耦合 ( $K_{as}$  系数) 的不对称性和基于克尔效应 ( $K_{NL}$ ) 的偏振耦合的基础上, 对 Adler 方程<sup>[261-264]</sup> 的进一步推广。除此之外,  $I_x$  和  $I_y$  也是时间因变量。

由式6.1可得, 失谐  $\Delta\Omega$  和耦合系数  $K_s, K_{as}, K_{NL}$  取决于激光参数, 因此, 不同同步体制的映射 (锁相、带周期性振荡相位的相位夹带、带混沌振荡相位的相位漂移) 只能进行数值计算。例如, 高泵浦功率时没有自脉冲, 可以解释为极化模式之间的耦合强度增加, 从而实现锁相等稳态解。相位差随泵浦光椭圆度和双折射强度的变化结果如图6.8 (a) 和6.8 (b) 所示。对于  $\beta = 0$ , 可以得出, 与失谐相比耦合增长得更快, 因此相位动力学从相位夹带转变为相位漂移 (图6.8 (a) 中的黑色和绿色曲线), 当将椭圆度从  $\delta = 0.95$  调整到  $\delta = 0.9$ , 便会出现混沌自脉冲。随着椭圆度的进一步降低, 耦合的增长速度更快, 导致相位夹带 (图6.8 (a) 中的蓝色曲线), 周期功率振荡随频率的增加而增加, 最后在  $\delta = 0.8$  时处于锁相 (图6.8 (a) 中的红色曲线) 和稳态区。对于圆偏振泵浦 ( $\delta = 1$ ), 随着双折射强度的增加, 相位差动力学从混沌漂移 ( $\beta = 0.017$ , 图6.8 (b) 中的红色曲

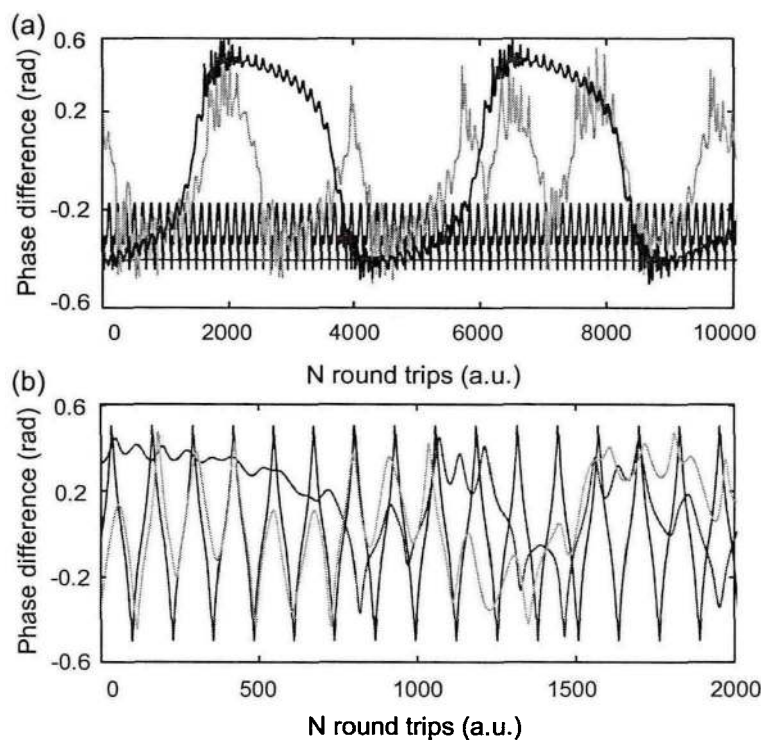


图 6.8 相位差演化

注: (a, b) 相位差演化。(a)  $\beta = 0$  和  $\delta = 0.95$  (黑色曲线),  $\delta = 0.9$  (绿色曲线),  $\delta = 0.85$  (蓝色曲线),  $\delta = 0.8$  (红色曲线)。(b)  $\delta = 1, \beta = 0.017$  (红色曲线);  $\delta = 1, \beta = 0.034$  (蓝色曲线);  $\delta = 0.9, \beta = 0.034$  (绿色曲线)<sup>[253]</sup>。

线)到相位夹带( $\beta = 0.034$ , 图6.8 (b)中的蓝色曲线), 相位差和输出功率随之进行快速周期振荡。上述( $\delta = 0.9$ 和 $\beta = 0.034$ )混沌振荡的共振激发(图6.9 (a)和6.9 (b))导致了混沌相位漂移(图6.8 (b)中的绿色曲线)。这种类型的相位差动力学可能与耦合强度的动力学有关, 因此需要进一步推广式6.1, 这不在该文章讨论范围内。图6.9可以看出自脉冲的动态波形和庞加莱球上的轨迹分别与泵浦光椭圆度  $\delta$  ( $I_p = 20, \beta = 0$ ) 和腔内双折射  $\beta$  ( $I_p = 20$ ) 的关系。

### 1. 斯托克斯参量和庞加莱球

斯托克斯参量是1852年由乔治·加布里埃尔·斯托克斯为偏振给出的一种数学上的方便描述。Stokes参量  $S_0, S_1, S_2, S_3$  与光强和偏振椭圆参数的关系如下式所示:

$$S = \begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \end{cases}, \quad (6.2)$$

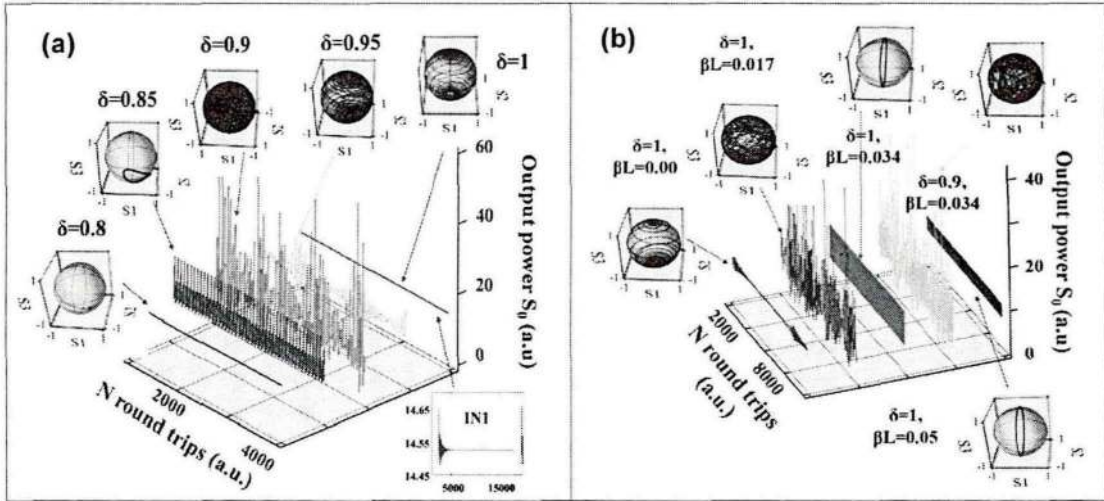


图 6.9 动态波形和庞加莱球上的轨迹与泵浦光偏振和腔内双折射的关系

注：(a) 动态波形和相应的庞加莱球上的轨迹与泵浦光椭圆度  $\delta$  的关系 ( $I_p = 20, \beta = 0$ )。 (b) 动态波形和相应的庞加莱球上的轨迹与腔内双折射  $\beta$  的关系 ( $I_p = 20$ )<sup>[253]</sup>。

其中,  $E_{0x}$ 、 $E_{0y}$  分别是入射光在  $x$ 、 $y$  方向的振幅,  $\delta$  是两个方向振动分量之间的相位差。四个参量的物理意义:  $S_0$  正比于入射光的总光强;  $S_1$  表征了光是更接近于  $x$  方向偏振 ( $S_1 > 0$ ) 还是  $y$  方向偏振 ( $S_1 < 0$ ),  $S_0 = S_1$  代表入射光是  $x$  轴方向振动的线偏振光;  $S_2$  表征了光是更接近于  $+45^\circ$  方向偏振 ( $S_2 > 0$ ) 还是  $-45^\circ$  方向偏振 ( $S_2 < 0$ );  $S_3$  表征了光是更接近于右旋圆偏振光 ( $S_3 > 0$ ) 还是左旋圆偏振光 ( $S_3 < 0$ )。

若将斯托克斯参量对应到庞加莱球上:

$$S = \begin{cases} S_0 = I \\ S_1 = Ip \cos 2\psi \cos 2\chi \\ S_2 = Ip \sin 2\psi \cos 2\chi \\ S_3 = Ip \sin 2\chi \end{cases} \quad (6.3)$$

其中,  $Ip$ 、 $2\psi$ 、 $2\chi$  是笛卡尔坐标系 ( $S_1, S_2, S_3$ ) 中的球坐标。  $I = S_0$  是总光强,  $p$  是光的偏振度:

$$p = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}, 0 \leq p \leq 1. \quad (6.4)$$

$2\psi$  是偏振椭圆长轴方位角:

$$2\psi = \arctan \frac{S_2}{S_1}, \quad (6.5)$$

$2\chi$  是偏振椭圆角:

$$2\chi = \arctan \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}. \quad (6.6)$$

有了斯托克斯参量,便可得到庞加莱球上的球坐标,如图6.10所示,庞加莱球的特征是:两极表征的是左、右旋圆偏光;赤道上各点表征的是振动方向不同的线偏振光;上半球表征的是左旋椭圆偏振光,下半球表征的是右旋椭圆偏振光。

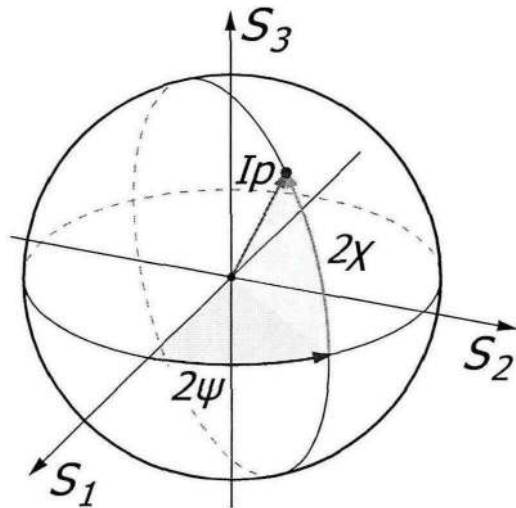


图 6.10 庞加莱球

## 6.2 理论研究

通过以上实验数据的测量与分析,我们与合作者 Sergey Sergeyev 进行了理论研究,初步研究成果如下:

### 6.2.1 $\text{Er}^{3+}$ 离子激发速率与泵浦偏振态的关系推导

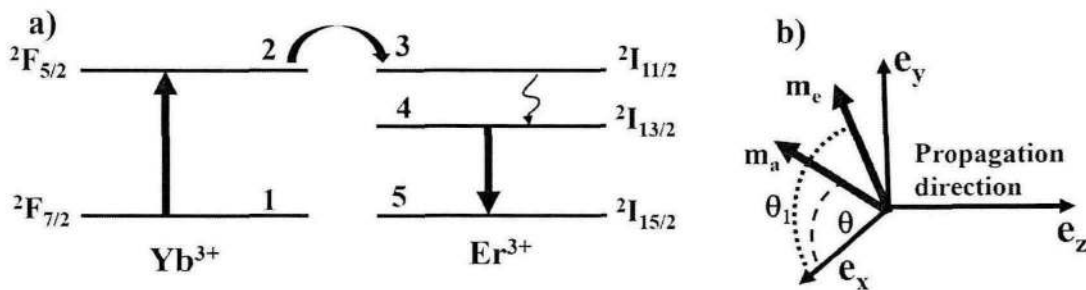


图 6.11  $\text{Er}/\text{Yb}$  离子之间 Forster 共振能量转移的能级图

注: (a)  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  离子之间 Forster 共振能量转移的能级图。(b)  $\text{Er}^{3+}$  和  $\text{Yb}^{3+}$  离子吸收和辐射的跃迁偶极矩模型。

为了描述如图6.11(a)所示的  $\text{Er}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$  之间 Forster 共振能量转移,即 1948

年 T.Forster 提出的两个相邻粒子间可以通过电偶极子相互作用转移能量<sup>[265]</sup>。所以在铒镜共掺增益介质中，为了提高  $\text{Er}^{3+}$  对泵浦光的吸收，掺杂比例更高的  $\text{Yb}^{3+}$  会吸收泵浦光然后转移给  $\text{Er}^{3+}$ ，使  $\text{Er}^{3+}$  处于激发态而使自身淬灭<sup>[266-267]</sup>。我们使用了 Sergeyev 组提出的一种方法来研究高浓度掺  $\text{Er}^{3+}$  光纤中的迁移辅助上转换<sup>[268-269]</sup>。利用其中的近似条件和泵浦光的偏振态 (SOP) 计算，我们可以推导出  $\text{Yb}^{3+}$  粒子束反转又被基态的  $\text{Er}^{3+}$  淬灭的方程如下：

$$\frac{dn_2(g)}{dt} = I_p (m_a e_p)^2 (1 - n_2(g)) - n_2(g) - S_1 (n_2(g) - \langle n_2(g) \rangle_{S_1, S_2, g}) - S_2 n_2(g). \quad (6.7)$$

这里  $I_p$  是由激光阈值功归一化的泵浦功率，时间归一化到  $\tau_2$ —— $^2\text{F}_{5/2}$  能级的弛豫时间； $n_2(g)$  是泵浦光 SOP 使  $^2\text{F}_{5/2}$  能级的  $\text{Yb}^{3+}$  产生的取向分布， $g = (\theta, \varphi, \psi)$  是欧拉角，描述了与  $\text{Yb}^{3+}$  离子偶极矩方向相关的局部参考系 ( $X'$ ,  $Y'$ ,  $Z'$ ) 的方向，相当于实验参考系 ( $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ) 与电场  $e_x$  和  $e_y$  的交叉极化分量方向的关系。因此， $\int \dots dg = (1/8\pi)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \dots \sin \theta d\theta d\varphi d\psi$ ， $m_a$  是沿着吸收跃迁偶极矩的单位矢量， $e_p$  是描述泵浦光偏振态的单位琼斯矢量<sup>[254,256,270]</sup>。变量  $S_1$  和  $S_2$  是描述受激跃迁和淬灭的静态过程的变量，其分布由如下密度函数描述<sup>[268-269]</sup>：

$$f(S_i) = \frac{k_i}{2\sqrt{\pi} S_i^{3/2}} \exp\left(-\frac{k_i^2}{4S_i}\right), \quad (6.8)$$

其中  $k_1 = \sqrt{\pi/2} c_{\text{Yb}}/c_m$ ， $k_2 = \sqrt{\pi} c_{\text{Er}}/c_q$ ， $c_{\text{Yb}}$  和  $c_{\text{Er}}$  分别是  $\text{Yb}^{3+}$  离子和  $\text{Er}^{3+}$  离子的掺杂浓度。 $c_{m(q)} = \left[(4\pi/3)R_{m(q)}^3\right]^{-1}$  是临界浓度， $R_{m(q)}$  是迁移 (m) 和淬灭 (q) 的临界半径， $1/\sqrt{2}$  是考虑偏移可逆性的 Huber 校正<sup>[271]</sup>； $\langle n_2(\theta) \rangle_{S_1, S_2, \theta} = 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty n_2(\theta) f(S_1) f(S_2) d\theta dS_1 dS_2$ 。

对于稳态条件，即  $dn_2(\theta)/dt = 0$ ，激发能量从  $\text{Yb}^{3+}$  离子转移到  $\text{Er}^{3+}$  离子的概率可以从式6.7中得到：

$$W = \langle S_2 n_2(\theta) \rangle_{S_1, S_2, \theta}. \quad (6.9)$$

通过使用文献<sup>[268-269]</sup>中使用的平均化过程，我们得到：

$$W = I_p k_2 \int \frac{(m_a e_p)^2 (1 - F(x))}{k_2 + k_1 F(x)} dg, \quad (6.10)$$

这里，

$$F(x) = 1 - \sqrt{\pi} x \cdot \exp(x^2) \cdot \text{erc}(x), \quad x = \frac{(k_1 + k_2)}{2\sqrt{1 + I_p (m_a e_p)^2}}. \quad (6.11)$$

在掺有  $\text{Yb}^{3+}$  离子和  $\text{Er}^{3+}$  离子的磷酸盐玻璃中， $\text{Yb}^{3+}$  离子的浓度远大于  $\text{Er}^{3+}$  离子的浓度，即  $k_1 \gg k_2$ 。利用  $x \gg 1$  这个近似条件（泵浦速率小于跃迁速率），我

们推导出以下激发概率方程:

$$W = I_p k_1 k_2 \int \frac{(m_a e_p)^2}{1 + I_p (m_a e_p)^2} dg. \quad (6.12)$$

式6.12中, 使用了这个近似条件: 当  $x \gg 1$  时,  $F(x) \approx 1/(2x^2)$ 。

接下来, 我们考虑  $\text{Yb}^{3+}$  离子的吸收跃迁和  $\text{Er}^{3+}$  离子的辐射跃迁的偶极矩  $(m_a, m_e)$  位于由激光场  $E = E_x e_x + E_y e_y$  传播方向的横向分量所定义的平面上<sup>[254,256,270]</sup> (图6.11 (b))。此外, 我们考虑椭圆偏振泵浦光,  $e_p = (e_x + i\delta e_y)/\sqrt{1+\delta^2}$  (这里  $\delta$  是泵浦光的偏振椭圆度)<sup>[254]</sup>, 得到:

$$(m_e e_x) = \cos(\theta_1), (m_e e_y) = \sin(\theta_1), (m_a e_p)^2 = \frac{\cos(\theta)^2 + \delta^2 \sin(\theta)^2}{1 + \delta^2}. \quad (6.13)$$

因此, 角分布现在只依赖于  $\theta$ , 因此式6.12可转化为这种形式:

$$W = \frac{I_p k_1 k_2}{2\pi(1+\delta^2)} \int_0^{2\pi} \frac{\delta^2 + (1-\delta^2)\cos^2(\theta)}{1 + \frac{I_p(\delta^2 + (1-\delta^2)\cos^2(\theta))}{(1+\delta^2)}} d\theta. \quad (6.14)$$

将  $\text{Yb}^{3+}$  离子和  $\text{Er}^{3+}$  离子的布居数反转分别归一化到  $\text{Yb}^{3+}$  离子和  $\text{Er}^{3+}$  离子的总数, 再给出  $\text{Yb}^{3+}$  离子和  $\text{Er}^{3+}$  离子在第一激发态的寿命  $\tau_{\text{Yb}}$  和  $\tau_{\text{Er}}$ , 可以得到  $\text{Er}^{3+}$  离子通过  $\text{Yb}^{3+} - \text{Er}^{3+}$  激发跃迁的激发速率为:

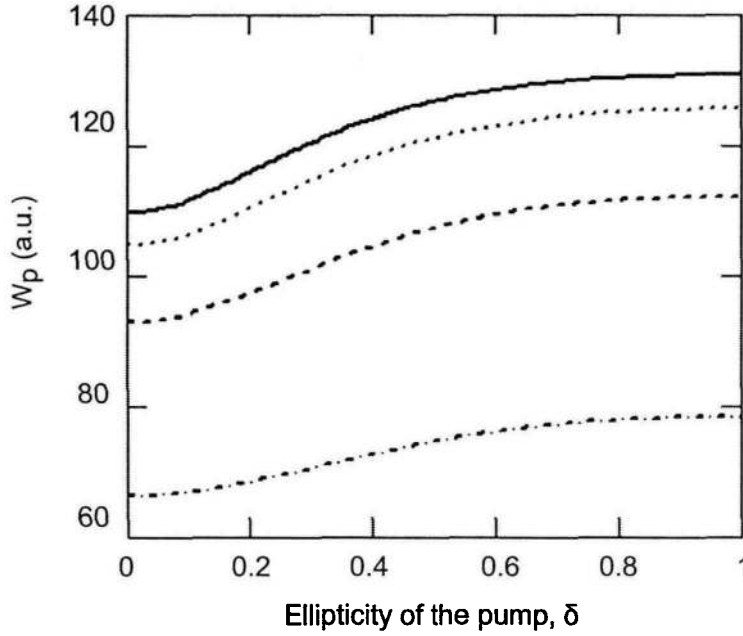
$$W_p = \frac{c_{\text{Yb}} \cdot \tau_{\text{Er}}}{c_{\text{Er}} \cdot \tau_{\text{Yb}}} W. \quad (6.15)$$

$W_p$  对泵浦光椭圆度的依赖关系如图6.12所示。

## 6.2.2 偏振动力学建模

$W_p \left(1 - \int_0^{2\pi} n(\theta_1) d\theta_1 / (2\pi)\right)$  函数考虑了激发态  $\text{Yb}^{3+}$  离子向未激发态  $\text{Er}^{3+}$  离子的能量迁移。用这个函数代替泵浦功率代入  $\text{Er}^{3+}$  离子的布居数反转方程, 将会对文献<sup>[254,256]</sup>中推导出的方程作如下修正:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt_s} &= i\beta u + D_{xx}u + D_{xy}v, \\ \frac{dv}{dt_s} &= -i\beta v + D_{xy}u + D_{yy}v, \\ \frac{dn_0}{dt_s} &= \varepsilon \left[ W_p + 2R_{10} - \left(1 + \frac{W_p}{2} + \chi R_{10}\right) n_0 - \chi R_{11} n_{12} - \chi n_{22} R_{12} \right], \\ \frac{dn_{12}}{dt_s} &= \varepsilon \left[ R_{11} - (1 + \chi R_{10}) n_{12} - (\chi R_{11}) \frac{n_0}{2} \right], \end{aligned}$$


 图 6.12 Er 离子激发速率  $W_p$  与泵浦光偏振椭圆度  $\delta$  的函数

注：拟合参数： $c_{Yb} \cdot \tau_{Er} / (c_{Er} \cdot \tau_{Yb}) = 10$ ,  $c/c_m = 10$ ,  $c/c_q = 1$ ;  $I = 2$ (点划线),  $I_p = 5$ (虚线),  $I_p = 8$ (点线), 以及  $I_p = 10$ (实线)。

$$\frac{dn_{22}}{dt_s} = \varepsilon \left[ R_{12} - (1 + \chi R_{10}) n_{22} - \chi R_{12} \frac{n_0}{2} \right],$$

$$R_{10} = \frac{1}{(1 + \Delta^2)} (|u|^2 + |v|^2), \quad R_{11} = \frac{1}{(1 + \Delta^2)} (|u|^2 - |v|^2), \quad R_{12} = \frac{1}{(1 + \Delta^2)} (uv^* + vu^*). \quad (6.16)$$

系数  $D_{ij}$  的计算公式如下：

$$D_{xx} = \frac{\alpha_1(1 - i\Delta)}{1 + \Delta^2} (f_1 + f_2) - 1, \quad D_{yy} = \frac{\alpha_1(1 - i\Delta)}{1 + \Delta^2} (f_1 - f_2) - 1, \quad D_{xy} = D_{yx} = \frac{\alpha_1(1 - i\Delta)}{1 + \Delta^2} f_3, \quad (6.17)$$

其中，

$$f_1 = \left( \chi \frac{n_0}{2} - 1 \right), \quad f_2 = \chi \frac{n_{12}}{2}, \quad f_3 = \chi \frac{n_{22}}{2}. \quad (6.18)$$

其中， $u, v$  归一化到饱和功率为  $I_{ss}$ ,  $I_p$  归一化到饱和功率为  $I_{ps}$ ;  $\alpha_1$  为铒离子在激光波长处的总吸收， $\delta$  是泵浦光的椭圆度， $\varepsilon = \tau_{ph}/\tau_{Er}$  是光子在腔中的寿命  $\tau_{ph}$  与铒离子第一激发态的寿命  $\tau_{Er}$  之比； $\chi = (\sigma_a + \sigma_e)/\sigma_a$ ，( $\sigma_a$  和  $\sigma_e$  分别为激光波长处的吸收和发射截面)； $\Delta$  为激光波长相对于增益谱最大值的失谐（归一化到增益谱宽度）， $\beta$  为双折射强度 ( $2\beta = 2\pi L_c/L_b$ ,  $L_b$  为拍长， $L_c$  为腔长)。为了求解式 6.16、6.17 和 6.18，将铒离子布居数反转的取向分布扩展为傅立叶级数<sup>[254,256,270]</sup>：

$$n(\theta_1) = \frac{n_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} n_{1k} \cos(k\theta_1) + \sum_{k=1}^{\infty} n_{2k} \sin(k\theta_1), \quad (6.19)$$

由此获得了更一般的有着三维偶极子取向分布的近似<sup>[272-273]</sup>, 这种近似结果在由公式6.16提出的有限维系统中, 只有  $n_0$ 、 $n_{12}$  和  $n_{21}$  组分对激光动力学有贡献。

根据激光腔和  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  共掺磷酸盐玻璃的规格 (ETA14), 对模型参数进行了估算<sup>[274]</sup>:  $\alpha_1 = 1.5$ ,  $\Delta = 0.1$ ,  $\tau_f = 1 \text{ ns}$ ,  $\tau_{Er} = 1 \text{ ms}$ ,  $\varepsilon = 10^{-6}$ ,  $\chi_p = 1$  (980 nm 泵浦波长),  $\chi_s = 2.3$ ,  $I_p = 10$ 。其他参数: (a-c)  $\beta = 10^{-3}$ ; (d-f)  $\beta = 0$ ; (a) 和 (d)  $\delta = 1$ ; (b) 和 (e)  $\delta = 0.9$ ; (c) 和 (f)  $\delta = 0.1$ 。计算结果如图6.13所示。

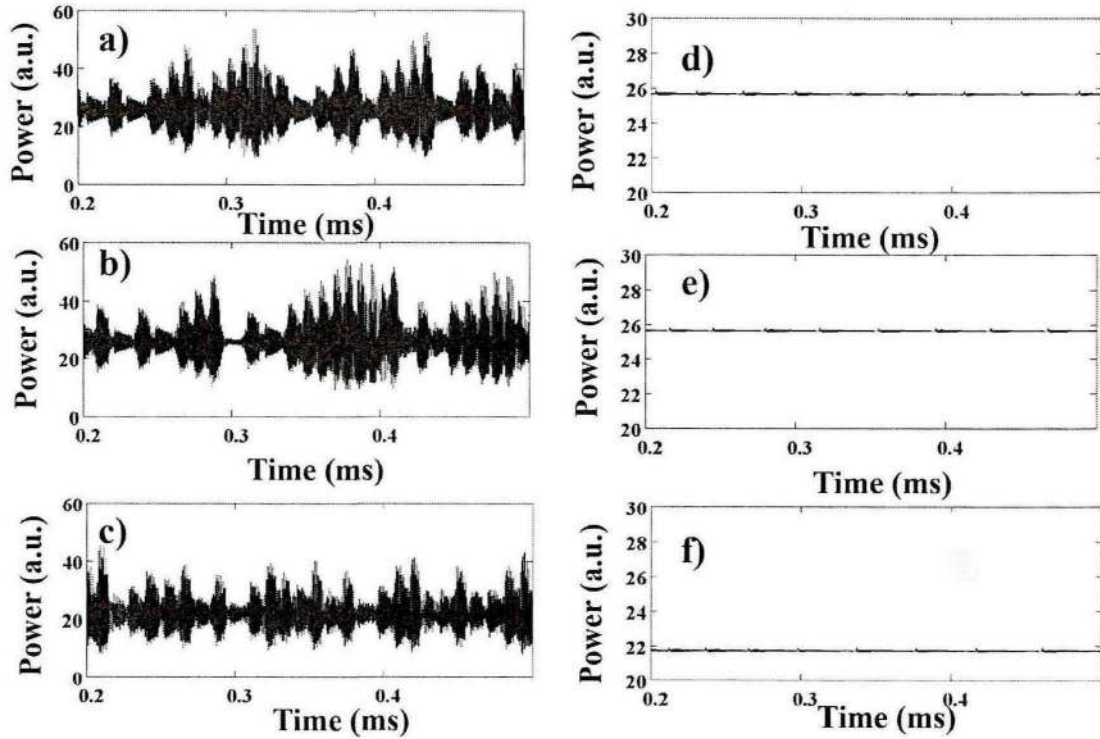


图 6.13 单模微腔激光器的偏振动力学

从图6.13可知, 腔内的小双折射 ( $\beta = 10^{-3}$ ) (例如反射镜的椭率) 导致了混沌动力学, 而无双折射 ( $\beta = 0$ ) 时的动力学接近稳态。这与第四章的圆腔制备的激光器能输出连续激光相吻合。而对于非简并腔, 则需要同时满足泵浦光满足线偏且恰好与腔的偏振轴重合这两个条件, 才会输出连续激光, 而这在实验上是很难控制的。

### 6.3 本章小结

本章从实验现象和理论模型研究两部分对自脉冲现象进行了分析和讨论, 初步结论是腔内的双折射效应导致腔内偏振模式的劈裂, 进而导致了输出激光的混沌效应。关于最终的结论, 有待我们后续与合作者继续探讨得出。

总之, 由于微腔中光场与激光活性离子之间的强相互作用、离子对在高浓度条件下存在的相互作用, 我们认为光纤法珀微腔可能是一个对自脉冲、混沌行

为、非经典光场产生等物理研究进行实验探索的很好的实验平台。

## 第7章 总结与展望

本论文围绕光纤法珀微腔激光器的制备和研究工作进行了详细描述。首先第一章介绍了光纤法珀微腔的研究现状,以及其他种类微腔激光器和传统光纤激光器的研究进展,进而引出本文中利用高精度度光纤法珀微腔制备微腔激光器的特性和优势。

第二章,介绍法布里-珀罗谐振腔的基本原理和参数性质,在此基础上再介绍高精度度光纤法珀微腔的特性和优点,以及腔膜的吸收损耗、散射损耗和剪波损耗的控制方法。就模式匹配问题给出了我们的实验方案——光纤热扩芯,利用该方法在实验上实现了将光纤模场扩大 3.5 倍,有效地提高了光纤法珀微腔的模式匹配效率,使紫外波段的双凹腔在腔长  $300\text{ }\mu\text{m}$  时的耦合效率保持在 75% 以上;平凹腔在腔长  $400\text{ }\mu\text{m}$  时的耦合效率保持在 95% 以上。

第三章,详细介绍了高精度度光纤法珀微腔的制备过程,包括  $\text{CO}_2$  激光加工平台的搭建、加工程序的设计、端面的形貌表征、光学镀膜、腔的组装等部分。关于  $\text{CO}_2$  激光加工平台的搭建,我们实现了平台上光纤样品和激光束腰的自动化精确对准,大大提高了实验的效率。另外加工平台集成了白光干涉仪,实现了样品的原位加工检测。并且平台通过亚纳米级三维位移台的辅助,实现了多脉冲加工功能,可以进行大曲率凹面以及更多样的形貌加工。加工后的光纤通过 IBS 镀膜后,在显微镜下对准,通过共振峰的反馈找到最佳对准角度,并最终用胶水完成腔体的模块化。

第四章,介绍基于上一章的光纤法珀微腔制备微腔激光器。该腔的高  $Q/V$  值决定了其可适用于微腔激光器的应用。并且,开放式的微腔结构使在腔内放置增益介质的操作简单易行。其次,短腔长对应较大的自由光谱区实现了激光达到 THz 量级的单模调谐范围。光纤微腔同时保证了压电陶瓷片上的负载很小,整个系统的机械谐振频率高达  $60\text{ kHz}$ ,对应  $1.6 \times 10^{17}\text{ Hz/s}$  的快速啁啾。此外,激光器的泵浦、输出均通过光纤直接耦合,耦合效率稳定。激光器的体积小,结构简单,因此成本低,便于大规模生产,适用于多种应用场景。

第五章,利用光纤法珀微腔激光器进行声传感实验,主动式传感器实现了从  $100\text{ Hz}$  到  $18\text{ kHz}$  的宽频响范围和  $2.6\text{ V/Pa}$  的高灵敏度,以及在频率为  $4\text{ kHz}$  时  $230\text{ }\mu\text{Pa/Hz}^{1/2}$  的噪声等效电平,使用更低噪声探测器和更高透过率的输出光纤腔镜可使该指标进一步提高。此外,由于微腔激光器的可调波长范围大,可以通过与波分复用器件相结合实现多传感器的组网,在远程油气泄漏勘探、光声光谱检测、声源定位等方面具有良好的应用前景。

第六章,研究光纤微腔激光器的混沌现象,建立偏振动力学模型进行解释。

初步得出对称简并腔会发射连续激光,而对于偏振非简并腔,则需要泵浦光同时满足线偏且恰好与腔的偏振轴重合这两个条件,才能看到连续激光的结论。关于最终的结论,我们后续会与合作者继续探讨。

搭建好的  $\text{CO}_2$  激光加工平台一方面正在为实验室不同量子研究小组提供不同参数的光纤腔镜,用于 cQED 的研究;另一方面,关于本论文中的微腔激光器,可以有更多的优化和发展:

- 该微腔激光器可设计得更加小巧稳定。本次实验为方便起见,使用的是常规购买的半英寸镜片作为平面镜,而实际使用的增益介质薄片直径仅 3 mm,而这其中实际有效利用的区域半径仅百微米量级。故如有需要,完全可以实现与光纤尺寸相当的激光器结构,小尺寸可适用于更狭小的场合。
- 光纤微腔激光器可扩展为多通道微腔激光器。设计一个三维光纤夹具,使光纤微腔紧密排列成阵列结构去对准平面镜,便可实现阵列微腔激光器。由于光纤直径仅  $125\ \mu\text{m}$ ,故  $10\times 10$  的百通道激光器的光纤端面积仅  $1.25\times 1.25\ \text{mm}^2$  水平。并且由于每根光纤的端面形貌和腔长的细微差别,可使各通道的激光模式各不相同。
- 可以进行更多类型的传感。通过增加一些小设计,进行各种类型的传感应用。比如,可将光纤腔镜粘在一块磁致伸缩材料上,那么通过出射激光波长的变化即可测得周围磁场的变化;或者设计成封闭结构即可测量出腔体内气体或液体的折射率变化;将平面镜换成高反薄膜结构,来获得更高灵敏度的压力和振动的传感。
- 对自脉冲现象进行进一步研究,寻找可以发生稳定脉冲激光的方式<sup>[23]</sup>。

## 参考文献

- [1] MAIMAN T H. Stimulated optical radiation in ruby[J]. Nature, 1960, 187: 493-494.
- [2] SNITZER E. Optical maser action of  $\text{Nd}^{+3}$  in a barium crown glass[J]. Physical Review Letters, 1961, 7(12): 444.
- [3] HE L, ÖZDEMİR Ş K, YANG L. Whispering gallery microcavity lasers[J]. Laser & Photonics Reviews, 2013, 7(1): 60-82.
- [4] SALDUTTI M, XIONG M, DIMOPOULOS E, et al. Modal properties of photonic crystal cavities and applications to lasers[J]. Nanomaterials, 2021, 11(11): 3030.
- [5] PURCELL E M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies[J]. Physical Review D, 1995, 69: 839-839.
- [6] HAROCHE S, KLEPPNER D. Cavity quantum electrodynamics[J]. Physics Today, 1989, 42(1): 24-30.
- [7] ZOLLER P, BETH T, BINOSI D, et al. Quantum information processing and communication [J]. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 2005, 36: 203-228.
- [8] DOTSENKO I. Single atoms on demand for cavity QED experiments[D]. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [9] STEINMETZ T, COLOMBE Y, HUNGER D, et al. Stable fiber-based Fabry-Pérot cavity[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(11): 111110.
- [10] COLOMBE Y, STEINMETZ T, DUBOIS G, et al. Strong atom-field coupling for Bose-Einstein condensates in an optical cavity on a chip[J]. Nature, 2007, 450(7167): 272-276.
- [11] HUNGER D, STEINMETZ T, COLOMBE Y, et al. A fiber Fabry-Pérot cavity with high finesse[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(6): 065038.
- [12] TAKAHASHI H, KASSA E, CHRISTOFOROU C, et al. Strong coupling of a single ion to an optical cavity[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(1): 013602.
- [13] BREKENFELD M, NIEMIETZ D, CHRISTESEN J D, et al. A quantum network node with crossed optical fibre cavities[J]. Nature Physics, 2020, 16: 647-651.
- [14] GALLEGO J, ALT W, MACHA T, et al. Strong Purcell effect on a neutral atom trapped in an open fiber cavity[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(17): 173603.
- [15] PSCHERER A, MEIERHOFER M, WANG D, et al. Single-molecule vacuum Rabi splitting: four-wave mixing and optical switching at the single-photon level[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(13): 133603.
- [16] UPHOFF M, BREKENFELD M, REMPE G, et al. Frequency splitting of polarization eigen-

- modes in microscopic Fabry-Pérot cavities[J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17(1): 013053.
- [17] MACHA T, URUÑUELA E, ALT W, et al. Nonadiabatic storage of short light pulses in an atom-cavity system[J]. *Physical Review A*, 2020, 101: 053406.
- [18] TAKAHASHI H, MORPHEW J, ORUČEVIĆ F, et al. Novel laser machining of optical fibers for long cavities with low birefringence[J]. *Optics Express*, 2014, 22(25): 31317-31328.
- [19] OTT K, GARCIA S, KOHLHAAS R, et al. Millimeter-long fiber Fabry-Pérot cavities[J]. *Optics Express*, 2016, 24(9): 9839-9853.
- [20] KOBEL P, BREYER M, KÖHL M. Deterministic spin-photon entanglement from a trapped ion in a fiber Fabry-Pérot cavity[J]. *npj Quantum Information*, 2021, 7(1): 1-7.
- [21] SCHMITZ J, MEYER H M, KÖHL M. Ultraviolet Fabry-Pérot cavity with stable finesse under ultrahigh vacuum conditions[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2019, 90(6): 063102.
- [22] PFISTER A, SALZ M, HETTRICH M, et al. A quantum repeater node with trapped ions: a realistic case example[J]. *Applied Physics B*, 2015, 122: 1-19.
- [23] LEE M, LEE M, HONG S, et al. Microelectromechanical-system-based design of a high-finesse fiber cavity integrated with an ion trap[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(4): 044052.
- [24] ALBRECHT R, BOMMER A, PAULY C, et al. Narrow-band single photon emission at room temperature based on a single nitrogen-vacancy center coupled to an all-fiber-cavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(7): 073113.
- [25] JANITZ E, BHASKAR M K, CHILDRESS L. Cavity quantum electrodynamics with color centers in diamond[J]. *Optica*, 2020, 7(10): 1232-1252.
- [26] CASABONE B, BENEDIKTER J, HÜMMER T, et al. Cavity-enhanced spectroscopy of a few-ion ensemble in  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ [J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20(9): 095006.
- [27] SENELLART P. Semiconductor single-photon sources: progresses and applications[J]. *Photoniques*, 2021(107): 40-43.
- [28] TRIVEDI R, FISCHER K A, VUČKOVIĆ J, et al. Generation of non-classical light using semiconductor quantum dots[J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2020, 3(1): 1900007.
- [29] TOMM N, JAVADI A, ANTONIADIS N O, et al. A bright and fast source of coherent single photons[J]. *Nature Nanotechnology*, 2021, 16(4): 399-403.
- [30] LU C Y, PAN J W. Quantum-dot single-photon sources for the quantum internet[J]. *Nature Nanotechnology*, 2021, 16(12): 1294-1296.
- [31] MEYER H, STOCKILL R, STEINER M, et al. Direct photonic coupling of a semiconductor quantum dot and a trapped ion[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(12): 123001.
- [32] ASPELMEYER M, KIPPENBERG T J, MARQUARDT F. Cavity optomechanics[J]. *Re-*

- views of Modern Physics, 2014, 86(4): 1391.
- [33] SHKARIN A B, FLOWERS-JACOBS N E, HOCH S W, et al. Optically mediated hybridization between two mechanical modes[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(1): 013602.
  - [34] ROCHAU F, ARRIBAS I S, BRIEUSSEL A, et al. Dynamical backaction in an ultrahigh-finesse fiber-based microcavity[J]. Physical Review Applied, 2021, 16(1): 014013.
  - [35] ROHSE P, BUTLEWSKI J, KLEIN F, et al. A cavity optomechanical locking scheme based on the optical spring effect[J]. The Review of Scientific Instruments, 2020, 91(10): 103102.
  - [36] FOGLIANO F, BESGA B, REIGUE A, et al. Mapping the cavity optomechanical interaction with subwavelength-sized ultrasensitive nanomechanical force sensors[J]. Physical Review X, 2021, 11(2): 021009.
  - [37] KASHKANOVA A D, SHKARIN A B, BROWN C D, et al. Superfluid brillouin optomechanics[J]. Nature Physics, 2016, 13(1): 74-79.
  - [38] PETRAK B, DJEU N, MULLER A. Purcell-enhanced raman scattering from atmospheric gases in a high-finesse microcavity[J]. Physical Review A, 2014, 89: 023811.
  - [39] WAECHTER H, LITMAN J, CHEUNG A H, et al. Chemical sensing using fiber cavity ring-down spectroscopy[J]. Sensors, 2010, 10(3): 1716-1742.
  - [40] LI L, XU T, LIU Y, et al. In-fiber closed cavity interferometric high-resolution aqueous solution and alcohol gas refractometer[J]. Sensors, 2019, 19(10): 2319.
  - [41] WAGNER R, GUZMÁN F, CHIJOKE A D, et al. Direct measurement of radiation pressure and circulating power inside a passive optical cavity[J]. Optics Express, 2018, 26(18): 23492-23506.
  - [42] JIANG M, GERHARD E. A simple strain sensor using a thin film as a low-finesse fiber-optic Fabry-Pérot interferometer[J]. Sensors and Actuators A-physical, 2001, 88: 41-46.
  - [43] GARCIA S, FERRI F, OTT K, et al. Dual-wavelength fiber Fabry-Pérot cavities with engineered birefringence[J]. Optics Express, 2018, 26(17): 22249-22263.
  - [44] MADER M, REICHEL J, HÄNSCH T W, et al. A scanning cavity microscope[J]. Nature Communications, 2015, 6(1): 1-7.
  - [45] BENEDIKTER J, MOOSMAYER T, MADER M, et al. Transverse-mode coupling effects in scanning cavity microscopy[J]. New Journal of Physics, 2019, 21(10): 103029.
  - [46] LANGERFELD T F, MEYER H M, KOHL M M. Correlated-photon-pair emission from a cw-pumped Fabry-Pérot microcavity[J]. Physical Review A, 2017, 97: 023822.
  - [47] RÖNCHEN F, LANGERFELD T F, KÖHL M. Correlated photon-pair generation in a liquid-filled microcavity[J]. New Journal of Physics, 2019, 21(12): 123037.
  - [48] JIA K, WANG X, KWON D, et al. Photonic flywheel in a monolithic fiber resonator[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(14): 143902.

- [49] MILLER C M, JANNIELLO F J. Passively temperature-compensated fibre Fabry-Pérot filter and its application in wavelength division multiple access computer network[J]. *Electronics Letters*, 1990, 26: 2122-2123.
- [50] VAHALA K J. Optical microcavities[J]. *Nature*, 2003, 424: 839-846.
- [51] MATSKO A B, ILCHENKO V S. Optical resonators with whispering-gallery modes-part i: basics[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2006, 12(1): 3-14.
- [52] CHIASERA A, DUMEIGE Y, FÉRON P, et al. Spherical whispering-gallery-mode microresonators[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2010, 4(3): 457-482.
- [53] WARD J, BENSON O. Wgm microresonators: sensing, lasing and fundamental optics with microspheres[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2011, 5(4): 553-570.
- [54] GORODETSKY M L, ILCHENKO V S. High-Q optical whispering-gallery microresonators: precession approach for spherical mode analysis and emission patterns with prism couplers [J]. *Optics Communications*, 1994, 113(1-3): 133-143.
- [55] CHIN M, HO S. Design and modeling of waveguide-coupled single-mode microring resonators[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1998, 16(8): 1433.
- [56] KNIGHT J C, CHEUNG G, JACQUES F, et al. Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(15): 1129-1131.
- [57] SPILLANE S, KIPPENBERG T, VAHALA K. Ultralow-threshold raman laser using a spherical dielectric microcavity[J]. *Nature*, 2002, 415(6872): 621-623.
- [58] CHEMBO Y K, GRUDININ I S, YU N. Spatiotemporal dynamics of kerr-raman optical frequency combs[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(4): 043818.
- [59] ASANO M, TAKEUCHI Y, OZDEMIR S K, et al. Stimulated brillouin scattering and brillouin-coupled four-wave-mixing in a silica microbottle resonator[J]. *Optics Express*, 2016, 24(11): 12082-12092.
- [60] YANG L, VAHALA K. Gain functionalization of silica microresonators[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(8): 592-594.
- [61] FAN X, YUN S H. The potential of optofluidic biolasers[J]. *Nature Methods*, 2014, 11(2): 141-147.
- [62] CHEN Y C, CHEN Q, FAN X. Lasing in blood[J]. *Optica*, 2016, 3(8): 809-815.
- [63] SUN Y, SHOPOVA S I, WU C S, et al. Bioinspired optofluidic FRET lasers via DNA scaffolds[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2010, 107: 16039-16042.
- [64] YANG Y, LEI F, KASUMIE S, et al. Tunable erbium-doped microbubble laser fabricated by sol-gel coating[J]. *Optics Express*, 2017, 25(2): 1308-1313.
- [65] DING Y, FAN H, ZHANG X, et al. Ultralow-threshold neodymium-doped microsphere lasers on a silicon chip[J]. *Optics Communications*, 2017, 395: 51-54.

- [66] KIPPENBERG T, KALKMAN J, POLMAN A, et al. Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(5): 051802.
- [67] WARD J M, YANG Y, CHORMAIC S N. Glass-on-glass fabrication of bottle-shaped tunable microlasers and their applications[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25152-25152.
- [68] ZHU S, SHI L, XIAO B, et al. All-optical tunable microlaser based on an ultrahigh-Q erbium-doped hybrid microbottle cavity[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(9): 3794-3800.
- [69] TA V D, CHEN R, SUN H. Lasers: Coupled polymer microfiber lasers for single mode operation and enhanced refractive index sensing[J]. *Advanced Optical Materials*, 2014, 2(3): 200-200.
- [70] FENG L, WONG Z J, MA R, et al. Single-mode laser by parity-time symmetry breaking[J]. *Science*, 2014, 346: 972-975.
- [71] UBAIDS, LIAO F, GUO T, et al. Direct single-mode lasing in polymer microbottle resonators through surface destruction[J]. *Chinese Optics Letters*, 2019, 17(12): 121401.
- [72] TANABE T, NOTOMI M, KURAMOCHI E, et al. Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1: 49-52.
- [73] ALTUG H, ENGLUND D, VUCKOVIĆ J. Ultrafast photonic crystal nanocavity laser[J]. *Nature Physics*, 2006, 2: 484-488.
- [74] ZHOU T, TANG M, LI H, et al. Single-mode photonic crystal nanobeam lasers monolithically grown on Si for dense integration[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2022, 28: 1-6.
- [75] SATO T, TAKEDA K, SHINYA A, et al. Ultralow-threshold electrically driven photonic-crystal nanocavity laser[C]//Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim. Optical Society of America, 2013: ThK3\_1.
- [76] TAJIRI T, TAKAHASHI S, OTA Y, et al. Three-dimensional photonic crystal simultaneously integrating a nanocavity laser and waveguides[J]. *Optica*, 2019, 6(3): 296-299.
- [77] PARK H G, KIM S H, SEO M K, et al. Characteristics of electrically driven two-dimensional photonic crystal lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2005, 41: 1131-1141.
- [78] TER-MIKIRTYCHEV V. Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers: volume 99[M]. Springer, 2014.
- [79] JEONG Y E, SAHU J, PAYNE D, et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power[J]. *Optics Express*, 2004, 12(25): 6088-6092.
- [80] SUN Z, POPA D, HASAN T, et al. A stable, wideband tunable, near transform-limited, graphene-mode-locked, ultrafast laser[J]. *Nano Research*, 2010, 3(9): 653-660.
- [81] WU S, BUCKLEY S, SCHAIBLEY J R, et al. Monolayer semiconductor nanocavity lasers

- with ultralow thresholds[J]. *Nature*, 2015, 520(7545): 69-72.
- [82] SMITH S, ZARINETCHI F, EZEKIEL S. Narrow-linewidth stimulated brillouin fiber laser and applications[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(6): 393-395.
- [83] HUANG M C, ZHOU Y, CHANG-HASNAIN C J. A nanoelectromechanical tunable laser [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(3): 180-184.
- [84] OSTBY E P, YANG L, VAHALA K J. Ultralow-threshold  $\text{Yb}^{3+}$ :  $\text{SiO}_2$  glass laser fabricated by the solgel process[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(18): 2650-2652.
- [85] LIU Y, SHI L, XU X, et al. All-optical tuning of a magnetic-fluid-filled optofluidic ring resonator[J]. *Lab on a Chip*, 2014, 14(16): 3004-3010.
- [86] JANITZ E, RUF M, FONTANA Y, et al. High mechanical bandwidth fiber-coupled Fabry-Pérot cavity[J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20932-20943.
- [87] NUMATA K, CHEN J R, WU S T. Precision and fast wavelength tuning of a dynamically phase-locked widely-tunable laser[J]. *Optics Express*, 2012, 20(13): 14234-14243.
- [88] ROOS P A, REIBEL R R, BERG T, et al. Ultrabroadband optical chirp linearization for precision metrology applications[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(23): 3692-3694.
- [89] ZHANG X, POULS J, WU M C. Laser frequency sweep linearization by iterative learning pre-distortion for fmcw lidar[J]. *Optics Express*, 2019, 27(7): 9965-9974.
- [90] ZHENG J. Analysis of optical frequency-modulated continuous-wave interference[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(21): 4189-4198.
- [91] BURDIC W S. Radar signal analysis[M]. Prentice-Hall, 1968.
- [92] WHITE J O, HARFOUCHE M, EDGE CUMBE J, et al. 1.6 kW Yb fiber amplifier using chirped seed amplification for stimulated brillouin scattering suppression[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(3): B116-B122.
- [93] WHITE J, VASILYEV A, CAHILL J, et al. Suppression of stimulated brillouin scattering in optical fibers using a linearly chirped diode laser[J]. *Optics Express*, 2012, 20(14): 15872-15881.
- [94] JEON M Y, KIM N, HAN S P, et al. Rapidly frequency-swept optical beat source for continuous wave terahertz generation[J]. *Optics Express*, 2011, 19(19): 18364-18371.
- [95] MITTLEMAN D. Terahertz imaging[M]//Sensing with terahertz radiation. Springer, 2003: 117-153.
- [96] SATYAN N, RAKULJIC G, YARIV A. Chirp multiplication by four wave mixing for wide-band swept-frequency sources for high resolution imaging[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(14): 2077-2083.
- [97] SATYAN N, VASILYEV A, RAKULJIC G, et al. Precise control of broadband frequency chirps using optoelectronic feedback[J]. *Optics Express*, 2009, 17(18): 15991-15999.

- [98] SIEGMAN A E. Laser beams and resonators: the 1960s[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(6): 1380-1388.
- [99] STEINMETZ T. Resonator-quantenelektrodynamik auf einem mikrofallenchip[D]. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008.
- [100] SALEH B E A, TEICH M C. Fundamentals of photonics wiley[J]. Spie Org, 2007, 45: 87.
- [101] SANTOS J L, LEITE A P, JACKSON D A. Optical fiber sensing with a low-finesse Fabry-Pérot cavity[J]. Applied Optics, 1992, 31 34: 7361-6.
- [102] YOSHINO T, KUROSAWA K, ITOH K, et al. Fiber-optic Fabry-Pérot interferometer and its sensor applications[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1982, 30(10): 1612-1621.
- [103] PETUCHOWSKI S, GIALLORENZI T, SHEEM S. A sensitive fiber-optic Fabry - Pérot interferometer[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1981, 17(11): 2168-2170.
- [104] STONE J, MARCUSE D. Ultrahigh finesse fiber Fabry-Pérot interferometers[J]. Journal of Lightwave Technology, 1986, 4(4): 382-385.
- [105] BEAUVILLE F, BUSKULIC D, FLAMINIO R, et al. The virgo large mirrors: a challenge for low loss coatings[J]. Classical and Quantum Gravity, 2004, 21(5): S935.
- [106] BENNETT J M. Recent developments in surface roughness characterization[J]. Measurement Science and Technology, 1992, 3: 1119-1127.
- [107] HUNGER D, DEUTSCH C, BARBOUR R J, et al. Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica[J]. Aip Advances, 2012, 2(1): 012119.
- [108] JOYCE W B, DELOACH B C. Alignment of gaussian beams[J]. Applied Optics, 1984, 23 (23): 4187-4196.
- [109] GULATI G K, TAKAHASHI H, PODOLIAK N, et al. Fiber cavities with integrated mode matching optics[J]. Scientific Reports, 2017, 7(1): 5556.
- [110] VILLATORO J, FINAZZI V, COVIELLO G, et al. Photonic-crystal-fiber-enabled micro-Fabry-Pérot interferometer[J]. Optics Letters, 2009, 34(16): 2441-2443.
- [111] BHADKAMKAR A, DWYER M, VAN DER WEIDE D. Analysis of half-tapered fiber coupling for microresonators[J]. Optics Express, 2017, 25: 32841-32852.
- [112] KLIROS G, TSIRONIKOS N. Variational analysis of propagation characteristics in thermally diffused expanded core fibers[J]. Optik-International Journal for Light and Electron Optics, 2005, 116(8): 365-374.
- [113] KOPP C, FULBERT L. Microchip laser—a comparison between gradient-index lens and ball-lens for pump-laser diode coupling[J]. Optics Communications, 2004, 235(1-3): 175-182.
- [114] OH M C, CHO S H, LEE H J. Fabrication of large-core single-mode polymer waveguide connecting to a thermally expanded core fiber for increased alignment tolerance[J]. Optics

- Communications, 2005, 246(4-6): 337-343.
- [115] SHIRAIISHI K, AIZAWA Y, KAWAKAMI S. Beam expanding fiber using thermal diffusion of the dopant[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1990, 8(8): 1151-1161.
- [116] SATO T, KASAHARA R, SUN J, et al. In-line optical isolators integrated into a fiber array without alignment[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1997, 9(7): 943-945.
- [117] SYMS R, ZOU H, STAGG J, et al. Sliding-blade mems iris and variable optical attenuator [J]. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2004, 14(12): 1700.
- [118] ZHENG W, HULTEN O, RYLANDER R. Erbium-doped fiber splicing and splice loss estimation[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1994, 12(3): 430-435.
- [119] DONG F, ZHANG X, SONG F. Thermal expanded core technique applied to high power fiber mode field adapter[J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(3): 030602.
- [120] KIHARA M, MATSUMOTO M, HAIBARA T, et al. Characteristics of thermally expanded core fiber[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, 14(10): 2209-2214.
- [121] ZHOU X, CHEN Z, CHEN H, et al. Mode field adaptation between single-mode fiber and large mode area fiber by thermally expanded core technique[J]. *Optics & Laser Technology*, 2013, 47: 72-75.
- [122] SAVOVIĆ S, DJORDJEVIĆ A. Influence of initial dopant distribution in fiber core on refractive index distribution of thermally expanded core fibers[J]. *Optical Materials*, 2008, 30(9): 1427-1431.
- [123] KIRCHHOF, J., UNGER, et al. Diffusion behaviour of fluorine in silica glass[J]. *Optics Communications*, 1995, 181(3): 266-266.
- [124] OHTERA Y, HANAIZUMI O, KAWAKAMI S. Numerical analysis of eigenmodes and splice losses of thermally diffused expanded core fibers[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(12): 2675.
- [125] KIM S J, KIM J M. Thermally expanded core fiber fabrication method and optical fiber coupling method[M]. Google Patents, 2001.
- [126] INOUE K, SASAKI K, SUZUKI Y, et al. Method for calibrating discharge heat energy of optical fiber splicing device[M]. Google Patents, 2001.
- [127] REGO G, OKHOTNIKOV O, DIANOV E, et al. High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2001, 19(10): 1574.
- [128] HANAIZUMI O, AIZAWA Y, MINAMIDE H, et al. Fabrication of an expanded core fiber having MFD of 40  $\mu\text{m}$  preserving outer diameter[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1994, 6(7): 842-844.
- [129] SHIRAIISHI K, YANAGI T, KAWAKAMI S. Light-propagation characteristics in thermally

- diffused expanded core fibers[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1993, 11(10): 1584-1591.
- [130] KITAMURA R, PILON L, JONASZ M. Optical constants of silica glass from extreme ultra-violet to far infrared at near room temperature[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(33): 8118-8133.
- [131] MENDEZ E, NOWAK K, BAKER H, et al. Localized CO<sub>2</sub> laser damage repair of fused silica optics[J]. *Applied Optics*, 2006, 45(21): 5358-5367.
- [132] NOWAK K M, BAKER H J, HALL D R. Efficient laser polishing of silica micro-optic components[J]. *Applied Optics*, 2006, 45(1): 162-171.
- [133] LAGUARTA F, LUPON N, ARMENGOL J. Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment[J]. *Applied Optics*, 1994, 33(27): 6508-6513.
- [134] SALZ M. Optimierung einer segmentierten paulfalle mit optischer schnittstelle[Z]. 2013.
- [135] KELKAR H, WANG D, MARTÍN-CANO D, et al. Sensing nanoparticles with a cantilever-based scannable optical cavity of low finesse and sub- $\lambda^3$  volume[J]. *Physical Review Applied*, 2015, 4(5): 054010.
- [136] TRICHET A, DOLAN P R, COLES D M, et al. Topographic control of open-access micro-cavities at the nanometer scale[J]. *Optics Express*, 2015, 23(13): 17205-17216.
- [137] SHAHEEN M E, GAGNON J E, FRYER B J. Femtosecond laser ablation behavior of gold, crystalline silicon, and fused silica: a comparative study[J]. *Laser Physics*, 2014, 24(10): 106102.
- [138] QING P, GONG J, LIN X, et al. A simple approach to fiber-based tunable microcavity with high coupling efficiency[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(2): 021106.
- [139] REMPE G, THOMPSON R J, KIMBLE H J, et al. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer[J]. *Optics Letters*, 1992, 17(5): 363-365.
- [140] MESCHEDE D. Navigation bar[M]. Wiley Online Library.
- [141] KUBISTA M. A new fiber mirror production setup[Z]. 2017.
- [142] CUI J M, ZHOU K, ZHAO M S, et al. Polarization nondegenerate fiber Fabry-Pérot cavities with large tunable splittings[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(17): 171105.
- [143] KEILMANN F, BAI Y. Periodic surface structures frozen into CO<sub>2</sub> laser-melted quartz[J]. *Applied Physics A*, 1982, 29(1): 9-18.
- [144] BRANDSTATTER B, MCCLUNG A, SCHUPPERT K, et al. Integrated fiber-mirror ion trap for strong ion-cavity coupling[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(12): 203-554.
- [145] BENEDIKTER J, HÜMMER T, MADER M, et al. Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry-Pérot microcavities[J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17(5): 053051.
- [146] RUELLE T, POGGIO M, BRAAKMAN F. Optimized single-shot laser ablation of concave mirror templates on optical fibers[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(14): 3784-3789.

- [147] NOWAK K M, BAKER H J, HALL D R. Analytical model for CO<sub>2</sub> laser ablation of fused quartz[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(29): 8653-8663.
- [148] TAN C, ZHAO L, CHEN M, et al. Formation mechanism of surface morphology in the process of CO<sub>2</sub> pulsed laser processing of fused silica optics[J]. *Optics & Laser Technology*, 2021, 138: 106838.
- [149] MOMGAUDIS B, KUDRIASOV V, VENGRIS M, et al. Quantitative assessment of nonlinearly absorbed energy in fused silica via time-resolved digital holography[J]. *Optics Express*, 2019, 27(5): 7699-7711.
- [150] DOUALLE T, GALLAIS L, CORMONT P, et al. Thermo-mechanical simulations of CO<sub>2</sub> laser-fused silica interactions[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 119(11): 113106.
- [151] KINO G S, CHIM S S C. Mirau correlation microscope[J]. *Applied Optics*, 1990, 29(26): 3775-3783.
- [152] COSTANTINI M. A novel phase unwrapping method based on network programming[J]. *IEEE Transactions on Geoscience & Remote Sensing*, 1997, 36(3): 813-821.
- [153] ATANASSOVA E, DIMITROVA T, KOPRINAROVA J. Aes and xps study of thin rf-sputtered ta<sub>2</sub>o<sub>5</sub> layers[J]. *Applied Surface Science*, 1995, 84(2): 193-202.
- [154] MULLER A, FLAGG E B, METCALFE M, et al. Coupling an epitaxial quantum dot to a fiber-based external-mirror microcavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(17): 173101-173103.
- [155] MIGUEL-SÁNCHEZ J, REINHARD A, TOGAN E, et al. Cavity quantum electrodynamics with charge-controlled quantum dots coupled to a fiber Fabry-Pérot cavity[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(4): 045002.
- [156] GREUTER L, STAROSIELEC S, KUHLMANN A V, et al. Towards high cooperativity strong coupling of a quantum dot in a tunable microcavity[J]. *Physical Review B*, 2015, 92(4): 45302-45302.
- [157] KAUPP H, DEUTSCH C, CHANG H C, et al. Scaling laws of the cavity enhancement for nitrogen-vacancy centers in diamond[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 53812-53812.
- [158] ALBRECHT R, BOMMER A, DEUTSCH C, et al. Coupling of a single nv-center in diamond to a fiber-based microcavity[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(24): 1-7.
- [159] BENEDIKTER J, KAUPP H, HÜMMER T, et al. Cavity-enhanced single-photon source based on the silicon-vacancy center in diamond[J]. *Physical Review Applied*, 2016, 7(2).
- [160] BOGDANOVIĆ S, LIDDY M S, VAN DAM S B, et al. Robust nano-fabrication of an integrated platform for spin control in a tunable microcavity[J]. *APL Photonics*, 2017, 2(12): 126101.
- [161] BESGA B, VANEPH C, REICHEL J, et al. Polariton boxes in a tunable fiber cavity[J].

- Physical Review Applied, 2015, 3(1): 014008.
- [162] DUFFERWIEL S, FRAS F, TRICHET A, et al. Strong exciton-photon coupling in open semiconductor microcavities[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(19): 3314-295.
- [163] SCHWARZ S, DUFFERWIEL S, WALKER P, et al. Two-dimensional metal-chalcogenide films in tunable optical microcavities[J]. Nano Letters, 2014, 14(12): 7003-7008.
- [164] DUFFERWIEL S, SCHWARZ S, WITHERS F, et al. Exciton-polaritons in van der Waals heterostructures embedded in tunable microcavities[J]. Nature Communications, 2015, 6(1): 1-7.
- [165] SIDLER M, BACK P, COTLET O, et al. Fermi polaron-polaritons in charge-tunable atomically thin semiconductors[J]. Nature Physics, 2017, 13(3): 255-261.
- [166] JANITZ E, RUF M, DIMOCK M, et al. Fabry-Pérot microcavity for diamond-based photonics[J]. Physical Review A, 2015, 92(4): 043844.
- [167] SNITZER E. Glass lasers[J]. Applied Optics, 1966, 5(10): 1487.
- [168] PHELPS M, REID M M, DOUGLAS R, et al. Strength of hydroxide catalysis bonds between sapphire, silicon, and fused silica as a function of time[J]. Physical Review D, 2018, 98(12): 122003.
- [169] TSVETKOVA B, TENCHEVA J, PEIKOV P. Esterification of 7-theophyllineacetic acid with diethylene glycol monomethyl ether[J]. Acta Pharmaceutica, 2006, 56(2): 251-257.
- [170] VAN VEGGEL A M A, KILLOW C J. Hydroxide catalysis bonding for astronomical instruments[J]. Advanced Optical Technologies, 2014, 3(3): 293-307.
- [171] WHITLEY T J, MILLAR C A, WYATT R, et al. Upconversion pumped green lasing in erbium doped fluorozirconate fibre[J]. Electronics Letters, 2002, 27(20): 1785-1786.
- [172] GRUBB S G, BENNETT K W, CANNON R S, et al. Cw room-temperature blue upconversion fibre laser[J]. Electronics Letters, 1992, 28(13): 1243-1244.
- [173] ZHU X, PEYGHAMBARIAN N. High-power ZBLAN glass fiber lasers: review and prospect[J]. Advances in OptoElectronics, 2010, 2010.
- [174] ALLAIN J Y, MONERIE M, POIGNANT H. Tunable green upconversion erbium fibre laser [J]. Electronics Letters, 1992, 28(2): 111-113.
- [175] ARAHIRA S, WATANABE K, SHINOZAKI K, et al. Successive excited-state absorption through a multistep process in highly  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber pumped by a 1.48- $\mu\text{m}$  laser diode[J]. Optics Letters, 1992, 17(23): 1679-81.
- [176] DEN HOVEN V, SNOEKS E, POLMAN A, et al. Upconversion in Er-implanted  $\text{Al}_2\text{O}_3$  waveguides[J]. Journal of Applied Physics, 1996, 79: 1258-1266.
- [177] SCHAWLOW A L, TOWNES C H. Infrared and optical masers[J]. Physical Review, 1958, 112(6): 1940-1949.

- [178] LAX M. Classical noise. v. noise in self-sustained oscillators[J]. Physical Review, 1967, 160 (2): 290-306.
- [179] BAI Z, ZHAO Z, QI Y, et al. Narrow-linewidth laser linewidth measurement technology[J]. Frontiers in Physics, 2021, 9: 684.
- [180] ABRAMOVICI A, ALTHOUSE W E, DREVER R W P, et al. Ligo: The laser interferometer gravitational-wave observatory[J]. Science, 1992, 256(5055): 325-333.
- [181] BLOOM B J, NICHOLSON T L, WILLIAMS J R, et al. An optical lattice clock with accuracy and stability at the  $10^{-18}$  level[J]. Nature, 2014, 506: 71-75.
- [182] LUDLOW A D, BOYD M M, YE J, et al. Optical atomic clocks[J]. Reviews of Modern Physics, 2015, 87(2): 637.
- [183] HOSTETLER C A, BEHRENFELD M J, HU Y, et al. Spaceborne lidar in the study of marine systems[J]. Annual Review of Marine Science, 2018, 10: 121-147.
- [184] YANG F, YE Q, PAN Z, et al. 100-mw linear polarization single-frequency all-fiber seed laser for coherent doppler lidar application[J]. Optics Communications, 2012, 285: 149-152.
- [185] GUAN H, NOVACK A, GALFSKY T, et al. Widely-tunable, narrow-linewidth III-V/silicon hybrid external-cavity laser for coherent communication[J]. Optics Express, 2018, 26(7): 7920-7933.
- [186] ZHOU K, ZHAO Q, HUANG X, et al. kHz-order linewidth controllable 1550 nm single-frequency fiber laser for coherent optical communication[J]. Optics Express, 2017, 25(17): 19752-19759.
- [187] ZHU T, HE Q, XIAO X, et al. Modulated pulses based distributed vibration sensing with high frequency response and spatial resolution[J]. Optics Express, 2013, 21(3): 2953-2963.
- [188] JUAREZ J C, TAYLOR H F. Field test of a distributed fiber-optic intrusion sensor system for long perimeters[J]. Applied Optics, 2007, 46(11): 1968-1971.
- [189] LI C Q, WANG T F, ZHANG H Y, et al. Effect of laser linewidth on the performance of heterodyne detection[C]//2016.
- [190] LEI SHI L, ZHU T, HE Q, et al. Effect of laser linewidth on phase-otdr based distributed vibration sensing regime[C]//Other Conferences. 2014.
- [191] HONJO T, INOUE T, INOUE K. Influence of light source linewidth in differential-phase-shift quantum key distribution systems[J]. Optics Communications, 2011, 284: 5856-5859.
- [192] FANG Z, CAI H, CHEN G, et al. Single frequency semiconductor lasers[C]//2017.
- [193] YOUNG B C, CRUZ F C, ITANO W M, et al. Visible lasers with subhertz linewidths[J]. Physical Review Letters, 1999, 82: 3799-3802.
- [194] YU J, PARK Y, OH K, et al. Brillouin frequency shifts in silica optical fiber with the double cladding structure[J]. Optics Express, 2002, 10(19): 996-1002.

- [195] PENG Y. A novel scheme for hundred-hertz linewidth measurements with the self-heterodyne method[J]. Chinese Physics Letters, 2013, 30: 084208.
- [196] XUE M, ZHAO J. Laser linewidth measurement based on long and short delay fiber combination[J]. Optics Express, 2021, 29(17): 27118-27126.
- [197] TSUCHIDA H. Simple technique for improving the resolution of the delayed self-heterodyne method[J]. Optics Letters, 1990, 15(11): 640.
- [198] SIMON J M, COMASTRI S A. Fringe localization depth[J]. Applied Optics, 1987, 26(23): 5125-5129.
- [199] DALEY T M, FREIFELD B M, AJO-FRANKLIN J, et al. Field testing of fiber-optic distributed acoustic sensing (das) for subsurface seismic monitoring[J]. The Leading Edge, 2013, 32(6): 699-706.
- [200] LENG J, ASUNDI A. Structural health monitoring of smart composite materials by using efp and fbg sensors[J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2003, 103(3): 330-340.
- [201] PARK H W, SOHN H, LAW K H, et al. Time reversal active sensing for health monitoring of a composite plate[J]. Journal of Sound and Vibration, 2007, 302(1-2): 50-66.
- [202] ZHOU G, SIM L. Damage detection and assessment in fibre-reinforced composite structures with embedded fibre optic sensors-review[J]. Smart Materials and Structures, 2002, 11(6): 925.
- [203] YU B, KIM D W, DENG J, et al. Fiber Fabry-Pérot sensors for detection of partial discharges in power transformers[J]. Applied Optics, 2003, 42(16): 3241-3250.
- [204] HOCKER G. Fiber-optic acoustic sensors with increased sensitivity by use of composite structures[J]. Optics Letters, 1979, 4(10): 320-321.
- [205] XU F, SHI J, GONG K, et al. Fiber-optic acoustic pressure sensor based on large-area nanolayer silver diaphragm[J]. Optics Letters, 2014, 39(10): 2838-2840.
- [206] SUN C. Multiplexing of fiber-optic acoustic sensors in a michelson interferometer configuration[J]. Optics Letters, 2003, 28(12): 1001-1003.
- [207] XU J, WANG X, COOPER K L, et al. Miniature all-silica fiber optic pressure and acoustic sensors[J]. Optics Letters, 2005, 30(24): 3269-3271.
- [208] LI Y, WANG X, BAO X. Sensitive acoustic vibration sensor using single-mode fiber tapers [J]. Applied Optics, 2011, 50(13): 1873-1878.
- [209] WU S, WANG L, CHEN X, et al. Flexible optical fiber Fabry-Pérot interferometer based acoustic and mechanical vibration sensor[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(11): 2216-2221.
- [210] GUAN B, TAM H, LAU S, et al. Ultrasonic hydrophone based on distributed bragg reflector fiber laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2005, 17(1): 169-171.

- [211] TEIXEIRA J G, LEITE I T, SILVA S, et al. Advanced fiber-optic acoustic sensors[J]. Photonic sensors, 2014, 4(3): 198-208.
- [212] WILD G, HINCKLEY S. Acousto-ultrasonic optical fiber sensors: Overview and state-of-the-art[J]. IEEE Sensors Journal, 2008, 8(7): 1184-1193.
- [213] GARCIA Y R, CORRES J M, GOICOECHEA J. Vibration detection using optical fiber sensors[J]. Journal of Sensors, 2010, 2010: 1-12.
- [214] DANDRIDGE A. Fiber optic sensors based on the Mach-Zehnder and Michelson interferometers[J]. Fiber Optic Sensors: an Introduction for engineers and scientists, 1991: 271-323.
- [215] LI B, JIANG L, WANG S, et al. Ultra-abrupt tapered fiber Mach-Zehnderinterferometer sensors[J]. Sensors, 2011, 11(6): 5729-5739.
- [216] BETZ D C, THURSBY G, CULSHAW B, et al. Acousto-ultrasonic sensing using fiber bragg gratings[J]. Smart Materials and Structures, 2003, 12(1): 122.
- [217] PEREZ I M, CUI H, UDD E. Acoustic emission detection using fiber bragg gratings[C]// Smart Structures and Materials 2001: Sensory Phenomena and Measurement Instrumentation for Smart Structures and Materials: volume 4328. International Society for Optics and Photonics, 2001: 209-215.
- [218] CAMPOPIANO S, CUTOLO A, CUSANO A, et al. Underwater acoustic sensors based on fiber bragg gratings[J]. Sensors, 2009, 9(6): 4446-4454.
- [219] ZHANG M, WU G, REN D, et al. An optical mems acoustic sensor based on grating interferometer[J]. Sensors, 2019, 19(7): 1503.
- [220] DAVIS C, ROBERTSON D, BROOKS C, et al. Reduced length fibre bragg gratings for high frequency acoustic sensing[J]. Measurement Science and Technology, 2014, 25(12): 125105.
- [221] CHEN L H, CHAN C C, YUAN W, et al. High performance chitosan diaphragm-based fiber-optic acoustic sensor[J]. Sensors and Actuators A-physical, 2010, 163(1): 42-47.
- [222] WANG W, WU N, TIAN Y, et al. Optical pressure/acoustic sensor with precise Fabry-Pérot cavity length control using angle polished fiber[J]. Optics Express, 2009, 17(19): 16613-16618.
- [223] WANG Q, MA Z. Feedback-stabilized interrogation technique for optical Fabry-Pérot acoustic sensor using a tunable fiber laser[J]. Optics and Laser Technology, 2013, 51: 43-46.
- [224] WANG F, SHAO Z, XIE J, et al. Extrinsic Fabry-Pérot underwater acoustic sensor based on micromachined center-embossed diaphragm[J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(23): 4628-4636.
- [225] WANG Q, YU Q. Polymer diaphragm based sensitive fiber optic Fabry-Pérot acoustic sensor [J]. Chinese Optics Letters, 2010, 8(3): 266-269.
- [226] MA J, XUAN H, HO H L, et al. Fiber-optic Fabry - Pérot acoustic sensor with multilayer

- graphene diaphragm[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(10): 932-935.
- [227] XU F, REN D, SHI X, et al. High-sensitivity Fabry-Pérot interferometric pressure sensor based on a nanothick silver diaphragm[J]. Optics Letters, 2012, 37(2): 133-135.
- [228] ÖZDEMİR Ş K, ZHU J, YANG X, et al. Highly sensitive detection of nanoparticles with a self-referenced and self-heterodyned whispering-gallery raman microlaser[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2014, 111(37): E3836-E3844.
- [229] YANG J, GUO L J. Optical sensors based on active microcavities[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2006, 12(1): 143-147.
- [230] HÄUSSLER S, BENEDIKTER J, BRAY K, et al. Diamond photonics platform based on silicon vacancy centers in a single-crystal diamond membrane and a fiber cavity[J]. Physical Review B, 2019, 99(16): 165310.
- [231] HALL T, FIDDY M, NER M. Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry[J]. Optics Letters, 1980, 5(11): 485-487.
- [232] DANDRIDGE A, TVETEN A B, GIALLORENZI T G. Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1982, 30(10): 1635-1641.
- [233] CHEN N, YU D, XIA B, et al. Microstructural topology optimization of structural-acoustic coupled systems for minimizing sound pressure level[J]. Structural and Multidisciplinary Optimization, 2017, 56(6): 1259-1270.
- [234] FORSTNER S, PRAMS S, KNITTEL J, et al. Cavity optomechanical magnetometer[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(12): 120801.
- [235] VERBURG S A, FERNANDEZ-GRANDE E, BARRERA-FIGUEROA S. Acousto-optic sensing of the sound field in a lightly damped room[C]//INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings: volume 259. Institute of Noise Control Engineering, 2019: 7240-7248.
- [236] LE BOUDEC P, FRANCOIS P, DELEVAQUE E, et al. Influence of ion pairs on the dynamical behaviour of  $\text{Er}^{3+}$ -doped fibre lasers[J]. Optical and Quantum Electronics, 1993, 25(8): 501-507.
- [237] RANDOUX S, ZEMMOURI J. Polarization dynamics of a brillouin fiber ring laser[J]. Physical Review A, 1999, 59: 1644-1653.
- [238] CHERNIKOV S V, ZHU Y, TAYLOR J R, et al. Supercontinuum self-q-switched ytterbium fiber laser[J]. Optics Letters, 1997, 22(5): 298-300.
- [239] KOVALEV V I, HARRISON R G. The dynamics of a SBS fibre laser: the nature of periodic spiking at harmonics of the fundamental oscillation frequency[J]. Optics Communications, 2002, 204(1): 349-354.

- [240] SIEGMAN A. Lasers university science books[Z]. 1986.
- [241] STÉPIEN L, RANDOUX S, ZEMMOURI J. Origin of spectral hole burning in Brillouin fiber amplifiers and generators[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(5): 053812.
- [242] BARMENKOV Y O, KIR' YANOV A V. Pump noise as the source of self-modulation and self-pulsing in Erbium fiber laser[J]. *Optics Express*, 2004, 12(14): 3171-3177.
- [243] BRUNET F, TAILLON Y, GALARNEAU P, et al. A simple model describing both self-mode locking and sustained self-pulsing in ytterbium-doped ring fiber lasers[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(6): 2131.
- [244] MARTÍNEZ-RIOS A, TORRES-GÓMEZ I, ANZUETO-SANCHEZ G, et al. Self-pulsing in a double-clad ytterbium fiber laser induced by high scattering loss[J]. *Optics Communications*, 2008, 281(4): 663-667.
- [245] SANCHEZ F, LE BOUDEC P, FRANÇOIS P L, et al. Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers[J]. *Physical Review A*, 1993, 48(3): 2220.
- [246] POLLACK S, CHANG D. Ion-pair upconversion pumped laser emission in  $\text{Er}^{3+}$  ions in YAG, YLF,  $\text{SrF}_2$ , and  $\text{CaF}_2$  crystals[J]. *Journal of Applied Physics*, 1988, 64(6): 2885-2893.
- [247] PETERS P, HOUDE-WALTER S. Local structure of  $\text{Er}^{3+}$  in multicomponent glasses[J]. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1998, 239(1): 162-169.
- [248] SERGEYEV S, KHOPTYAR D. Theoretical and experimental study of migration-assisted upconversion in high-concentration erbium doped silica fibers[C]//USTYUGOV V I. *Laser Optics 2006: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion: volume 6610*. SPIE, 2007: 151-158.
- [249] LEE H, AGRAWAL G P. Impact of self-phase modulation on instabilities in fiber lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2010, 46(12): 1732-1738.
- [250] TORAL-ACOSTA D, MARTINEZ-RIOS A, SELVAS-AGUILAR R, et al. Self-pulsing in a large mode area, end-pumped, double-clad ytterbium-doped fiber laser[J]. *Laser Physics*, 2014, 24(10): 105107.
- [251] SILVA L C, MARQUES C A, SEGATTO M E, et al. Stable self-pulsing regime in a brillouin ring fiber laser cavity[J]. *Laser Physics*, 2021, 31(5): 055103.
- [252] 周坤. 超高精细度光纤法珀微腔的实验制备与应用研究[D]. 中国科学技术大学, 2019.
- [253] SERGEYEV S V. Vector self-pulsing in erbium-doped fiber lasers[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(20): 4700-4703.
- [254] SERGEYEV S V. Fast and slowly evolving vector solitons in mode-locked fibre lasers[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2014, 372(2027): 20140006.
- [255] TSATOURIAN V, SERGEYEV S V, MOU C, et al. Polarisation dynamics of vector soliton

- molecules in mode locked fibre laser.[J]. Scientific Reports, 2013, 3: 3154.
- [256] SERGEYEV S V, MOUC, TURITSYNA E G, et al. Spiral attractor created by vector solitons [J]. Light: Science & Applications, 2014, 3(1): e131-e131.
- [257] TIGAN G, OPRI D. Analysis of a 3D chaotic system[J]. Chaos Solitons & Fractals, 2008, 36(5): 1315-1319.
- [258] SERGEYEV S, O'MAHONEY K, POPOV S, et al. Coherence and anticoherece resonance in high-concentration erbium-doped fiber laser[J]. Optics Letters, 2010, 35(22): 3736-3738.
- [259] BOUDEC P L, JAOUEN C, FRANCOIS P, et al. Antiphase dynamics and chaos in self-pulsing erbium-doped fiber lasers[J]. Optics Letters, 1993, 18(22): 1890.
- [260] SANCHEZ F, STEPHAN G. General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers [J]. Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics, 1996, 53(3): 2110-2122.
- [261] PIKOVSKY A, ROSENBLUM M, KURTHS J. Synchronization: A universal concept in nonlinear sciences[M]. Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences, 2001.
- [262] ARENAS A, DÍAZ-GUILERA A, KURTHS J, et al. Synchronization in complex networks [J]. Physics Reports, 2008, 469(3): 93-153.
- [263] THEVENIN J, ROMANELLI M, VALLET M, et al. Resonance assisted synchronization of coupled oscillators: Frequency locking without phase locking[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(10): 104101.
- [264] ARONSON D G, ERMENTROUT G B, KOPELL N. Amplitude response of coupled oscillators[J]. Physica D Nonlinear Phenomena, 1990, 41(3): 403-449.
- [265] FORSTER T. Intermolecular energy transfer and fluorescence.[J]. Ann. Phys. Leipzig., 1948, 2: 55-75.
- [266] PHILIPPS J F, TPFER T, EBENDORFF-HEIDEPRIEM H, et al. Spectroscopic and lasing properties of  $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ -doped fluoride phosphate glasses[J]. Applied Physics B, 2001, 72 (4): 399-405.
- [267] ZHOU J, MOSHARY F, GROSS B M, et al. Population dynamics of  $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$  co-doped phosphate glass[J]. Journal of Applied Physics, 2004, 96(1): 237-241.
- [268] SERGEYEV S, KHOPTYAR D, JASKORZYNSKA B. Upconversion and migration in erbium-doped silica waveguides in the continuous-wave excitation switch-off regime[J]. Physical Review B, 2002, 65(23): 233104.
- [269] SERGEYEV S, POPOV S, FRIBERG A T. Influence of the short-range coordination order of erbium ions on excitation migration and upconversion in multicomponent glasses[J]. Optics Letters, 2005, 30(11): 1258-1260.
- [270] ZEGHLACHE H, BOULNOIS A. Polarization instability in lasers. I. model and steady states of neodymium-doped fiber lasers[J]. Physical Review A, 1995, 52(5): 4229.

- [271] HUBER D, HAMILTON D, BARNETT B. Time-dependent effects in fluorescent line narrowing[J]. Physical Review B, 1977, 16(10): 4642.
- [272] SERGEYEV S. Spontaneous light-polarization symmetry breaking for an anisotropic ring-cavity dye laser[J]. Physical Review A, 1999, 59(5): 3909.
- [273] GAISENOK V, KRYLOV G, SERGEYEV S. Dynamic operations of a dye laser with a saturable absorber: pumping anisotropy and orientational relaxation[J]. Physica D: Nonlinear Phenomena, 1994, 72(1-2): 161-165.
- [274] WANG F, SONG F, AN S, et al.  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ -codoped phosphate glass for short-length high-gain fiber lasers and amplifiers[J]. Applied Optics, 2015, 54(5): 1198-1205.

## 致 谢

五年的时光飞逝而过，写下“致谢”二字时意味着博士生涯的结束，也意味着与二十多年的学生时代挥手告别。想当初本科期间坚定地从管理学院转专业到物理系，又坚定地来到科大读物理学博士，其中不乏艰辛。十分庆幸自己很好地走完了自己选择的求学路。感恩这些年的经历，尤其感恩在科大的这五年，有高水平的科研环境和纯粹的学术氛围，有和蔼可亲的老师 and 志同道合的同学，这五年的成长时光我会永远珍藏。

首先感谢郭光灿院士，郭老师是中国量子光学和量子信息事业的奠基人，他为我们提供了良好的科研条件，让我们自由地探索自己感兴趣的领域。耄耋之年的郭老师依旧活跃在科研科普的一线，他的学术热情和拼搏精神影响着实验室的每一位学生。其次感谢李传锋老师，李老师知识渊博、眼界敏锐，对科研有着无尽的热情和虔诚。李老师是我们背后的舵手，为各个小组的发展指引方向。

特别感谢我的导师黄运锋老师，黄老师是一位非常好的导师，他科研成就卓越却为人低调，对待学生平易近人，关心我们在科研上和思想上遇到的困难，主动找大家了解问题和分析问题。黄老师注重每一位学生的培养，会想办法革新组会的形式让学生得到更多的锻炼，会鼓励大家参加国内外学习交流机会。非常感谢黄老师在我即将毕业之际给予我在就业上关心和帮助。

特别感谢我的导师崔金明老师，是崔老师手把手带我走上做实验的道路，教会了我很多实验技能和科学研究的方法。崔老师高超的实验技能，敏捷的思维方式，严谨的工作态度，让我敬佩不已。对于每位学生的问题，崔老师总能毫无保留地帮助和教授大家解决方法。崔老师在工作过程中虽然会指责大家，但是他的指责是大家工作强有力的推动剂，每一位学生的进步都离不开崔老师的“负重前行”，由衷地感谢崔老师。

还要感谢我们实验室的周正威老师，董春华老师，张永生老师，项国勇老师，柳必恒老师，许金时老师，以及合作者 Sergeyev 教授，感谢你们对我的帮助。感谢办公室的段开敏老师、王涛老师、吴莉老师、李洪梅和汪玉蝉老师的辛勤付出。特别感谢物理学院张义红老师对我的关心和帮助。

感谢曾经帮助过我的师兄们，感谢王健师兄从研一入学时就不断给我们传道解惑，一方面教育我们稳扎稳打，发展自己的优势技能，在专门方向成为不可替代的角色；一方面教育我们广泛涉猎各领域先进技术，融汇贯通，成为一名合格的科研人。感谢周坤师兄搭建的光纤腔平台，成为我这几年的研究基础，周坤师兄在周末带我们骑车打球的日子是我研究生期间最放松的时光。感谢贺冉师兄最初引荐我进入课题组，在我还没入学时就给我学习资料并远程为我答疑解

感，贺冉师兄扎实的理论基础和实验技能，严谨的科研态度，以及热心的品质，一直是我学习的榜样。感谢艾铭忠和钱忠华师兄不仅给我科研上的帮助，更是在生活和职业选择上给了我很多建议。我还要感谢张超师兄，胡晓敏师兄，侯志博师兄，刘肖师兄，吕为民师兄，胡长康师兄，赵圆圆师姐，刘墨地师兄，袁媛师姐，陈元师姐，牛睿师姐，曹洹师兄，李强师兄，杨天书师兄，俞上师兄，万帅师兄，郭钰师兄，王琴琴师兄，潘维韦师姐，闫飞飞师兄和刘超师兄，感谢他们在读博期间给予我的帮助。

感谢非常优秀又可爱的师弟师妹们，他们是李睿睿，鲍星宇，潘宇豪，周小龙，陈炎，房鼎，王宁宁，李黎，沈泽民，黄冬郁，叶蔚然，王晨旭，陈一龙，陈蔚彬，王焱等，你们聪明勇敢，未来可期。感谢结伴同行的同学们：郑永祥，朱洁，刘航，叶鹏，彭星翔，胡军，殷鹏，以及亲爱的室友们：李雪，佳敏和华杨。感谢这几年的相伴，祝愿大家都有光明的未来。

最后感谢我最亲爱的家人们，感谢我的奶奶、爸爸妈妈、姑姑姑父和弟弟，在求学的二十多年里，你们给了我最珍贵的爱与自由，这份爱与自由是我所有勇气的来源；感谢我的老公王浩东博士，与你在科大相知相爱如四月的樱花般美好，与你携手前行是我最大的幸福；感谢公公婆婆对我们的支持与爱护。我爱你们每一个人。

高新霞

2022年5月16日

## 在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

### 已发表论文:

1. **Gao, Xin-Xia**, Jin-Ming Cui, Zhi Hu, Chunhua Dong, Jian Wang, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "Fast and wide-band tuning single-mode microlaser based on fiber Fabry-Pérot microcavities." *Photonics Research* 8 (2020): 1642-1647.
2. **Gao, Xin-Xia**, Jin-Ming Cui, Ming-Zhong Ai, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "An Acoustic Sensor Based on Active Fiber Fabry-Pérot Microcavities." *Sensors (Basel, Switzerland)* 20 (2020): 5760.
3. **Gao, Xin-Xia**, Jin-Ming Cui, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "Thermal expanded core ultraviolet fiber for optical cavity mode matching." *Chinese Optics Letters* (2019): 090601
4. Zhou, Kun, Ming-Zhong Ai, Zhong-hua Qian, **Xin-Xia Gao**, Zhi Hu, Qiang Li, L. B. Yuan, Zhao Wang, Yun-Feng Huang, Tao Tu, Jin-Ming Cui, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "High-sensitivity strain sensor with an in-fiber air-bubble Fabry-Perot interferometer." *Applied Physics Letters* (2018): 181901
5. Ai, Ming-Zhong, Jin-Ming Cui, Ran He, Zhong-hua Qian, **Xin-Xia Gao**, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li and Guangcan Guo. "Experimental verification of anti-Kibble-Zurek behavior in a quantum system under a noisy control field." *Physical Review A* 103 (2021): 012608.

### 发表专利:

1. 崔金明、高新霞、黄运锋、李传锋, 快速宽调谐的光纤微腔激光器, 专利号: ZL 201910870346.X (发明专利)