



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

# 博士学位论文

超宽调谐拉曼光纤激光技术研究

作者姓名: 董金岩

指导教师: 冯衍 研究员

中国科学院上海光学精密机械研究所

学位类别: 工学博士

学科专业: 光学工程

培养单位: 中国科学院上海光学精密机械研究所

2020年6月



**Studies on ultrawide wavelength-tunable Raman fiber lasers**

**A dissertation submitted to  
University of Chinese Academy of Sciences  
in partial fulfillment of the requirement  
for the degree of  
Doctor of Philosophy  
in Optical engineering**

**By**

**Dong Jinyan**

**Supervisor: Professor Feng Yan**

**Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Science**

**June 2020**



中国科学院上海光学精密机械研究所

## 博士学位论文

论文题目 超宽调谐拉曼光纤激光技术研究

专    业 光学工程

研究生姓名 董金岩

导师姓名 冯衍 研究员

研究生入学时间 2015.09

2020年6月



## 中国科学院大学

### 研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：董金岩

日期：2020.5.29

## 中国科学院大学

### 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分內容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：董金岩

日期：2020.5.29

导师签名：冯绍江

日期：2020.5.29



## 摘 要

拉曼光纤激光器由于波长丰富,在基础科研和产业应用中扮演着越来越重要的角色。可调谐拉曼光纤激光器由于波长可调谐的特性,在科学研究中有独特的应用。传统可调谐拉曼光纤激光器受限于光纤布拉格光栅的可调范围,只能实现相对窄带的调谐。随机拉曼光纤激光器是利用随机分布的瑞利散射作为正向反馈,受激拉曼散射提供增益的一种新型激光光源。由于瑞利散射和拉曼散射对任何激光波长都有效,因此这种光源具有实现超宽带调谐激光输出的潜力。

本论文的研究重点是高阶、高功率、高光谱纯度随机拉曼激光的产生,及其应用的探索。

本论文针对以上的研究内容和方向展开,取得了以下研究成果:

- (1) 首先研究了泵浦激光的时域特性对随机激光光谱纯度的影响。首次提出并验证了利用窄线宽自发辐射光放大(ASE)光源泵浦随机激光可以提升光谱纯度。实验对比了传统的光纤布拉格光栅振荡产生的 1064 nm 激光和窄线宽 ASE 源分别泵浦的随机激光的光谱纯度。1064 nm 振荡器泵浦的随机激光,第 8 阶斯托克斯激光的光谱纯度为 47%。得益于窄线宽 ASE 源优异稳定的时域特性,窄线宽 ASE 源泵浦的随机激光,首次实验实现了 1-8 阶斯托克斯激光光谱纯度大于 90%的激光输出。
- (2) 由于高功率窄线宽 ASE 源的获得有一定的难度,我们进一步研究了高时域稳定特性的传统 1064 nm 光纤激光振荡器。通过优化激光器腔长,优化 1064 nm 激光的时域特性,利用主振功率放大(MOPA)结构,将高稳定的种子激光放大至 400 W 量级。整个系统为全单模光纤结构,输出近衍射极限的光束,与后端拉曼过程可以很好的模式匹配,为高阶高功率随机激光提供了高性能泵浦源。进一步,为了实现高功率 1-2  $\mu\text{m}$  全波段连续可调谐激光器,我们研究了高性能的 1  $\mu\text{m}$  可调谐激光,受限于可调谐滤波器,调谐范围在 1030-1099 nm,光谱信噪比良好,时域稳定性优异。
- (3) 研究了高阶高功率随机激光。首先利用 200 m OFS 光纤,通过随机拉曼过程实现了 9 阶斯托克斯激光,功率高达 100 W;进一步优化光纤长度,优

化泵浦激光功率，首次实现了 10 阶随机激光的产生，充分展现了随机激光波长灵活的特性，波长为 1.95  $\mu\text{m}$ ，功率高达 110 W，性能可以媲美传统的掺铥光纤激光器；进一步，我们探索了 2  $\mu\text{m}$  以上的随机激光，由于 2  $\mu\text{m}$  以上，传统石英有着巨大的传输损耗，我们在 OFS 光纤后级联了合适的高掺铈石英光纤，实现 18 W 2.13  $\mu\text{m}$  随机激光，第一次实现了由 1  $\mu\text{m}$  泵浦源激发的 2  $\mu\text{m}$  以上随机激光。

- (4) 探究了基于磷光纤（掺磷石英光纤）的拉曼光纤激光器和随机激光器。传统石英光纤的拉曼频移量峰值在 13-14 THz 左右，磷光纤的拉曼频移量可以在 40 THz 左右，因此磷光纤可以大大简化拉曼过程。我们由 1064 nm 激光泵浦，通过一阶拉曼实现了 220 W 1238 nm 激光的输出，通过传统石英光纤需要三阶级联拉曼过程。基于传统磷光纤在拉曼光纤激光器的结构上验证之后，我们又实现了 200 W 的 1238 nm 随机激光。第一次将磷光纤的随机激光功率提升一个数量级。
- (5) 探索了随机拉曼光纤激光器的应用。通过随机拉曼光纤激光器结构，利用 640 m 通信光纤，实现了 1200 nm 带宽的超连续谱产生，波长覆盖了 850-2050 nm，光光转换效率高达 42.7%；通过 1480 nm 拉曼光纤激光器的泵浦，实现了 50 W 单频 1560 nm 激光的输出，进一步倍频，实现了 20 W 单频 780 nm 激光的输出，这为随机 1480 nm 的应用进行了前期验证。进一步可以预期的是，随机拉曼光纤激光器由于其灵活的波长，必将在高性能泵浦源，如同带泵浦掺铈光纤激光器、同带泵浦掺铥光纤激光器、超宽带光源产生等方面大有作为。

**关键词：** 光纤激光器，随机激光，拉曼效应，光谱纯度，同带泵浦，超连续谱

## Abstract

Raman fiber lasers are playing an increasingly important role in basic scientific research and industrial applications due to their flexible wavelength. Tunable Raman fiber laser has its unique application in scientific research because of its tunable wavelength. Limited by adjustable range of fiber Bragg grating, traditional tunable Raman fiber lasers can only achieve relatively narrow band tuning. Random Raman fiber laser (RRFL), as a new laser source, whose positive feedback is based on random distribute Rayleigh scattering and the gain is from stimulated Raman scattering. Both the Rayleigh scattering and Raman scattering are available for all laser wavelength, therefore, the RRFL can achieve ultra-wide tuning output.

The research focus on the generation of random Raman laser with high order, high power and high spectral purity, and the exploration of random laser application. This thesis aims at the above research contents and has achieved a series of important results:

- (1) Firstly, the influence of time-domain characteristics of pump laser on the spectral purity of random laser is studied. It is first proposed and verified that the RRFL pumped by narrow linewidth spontaneous emission amplification (ASE) source can improve the spectral purity. The experiment compares the spectral purity of the RRFL pumped by the traditional 1064 nm fiber oscillator and the narrow linewidth ASE source. The spectral purity of 8th order Stokes laser is only 47% pumped by 1064 nm oscillator. The spectral purity of 1-8th order Stokes pumped by narrow linewidth ASE source is over 90% due to the stable pump laser.
- (2) We studied the traditional 1064 nm fiber laser oscillator with high time-domain stability due to that it's difficult to obtain high-power narrow linewidth ASE source. By optimizing the laser cavity length and the time-domain characteristics of 1064 nm laser, the highly stable seed laser was boosted to 400 W by main oscillator power amplifier (MOPA) structure. The entire system is all based on single-mode optical fiber with near the diffraction limit output beam, which can be well matched with Raman converter. This laser system can provide a high-performance pump source for high-order and high-power random laser. In order to realize high power 1-2  $\mu\text{m}$  super wide band tunable laser, we studied a 1  $\mu\text{m}$  high performance tunable laser with excellent time-

domain stability and spectral signal-to-noise ratio. Limited by tunable filter, the tuning range is from 1030 to 1099 nm.

- (3) High-order and high-power random lasers are studied. First of all, the 9th order Stokes laser is produced by the random Raman fiber laser based on 200 m OFS fiber, whose power is up to 100 W. We realized 10th order random Raman laser for the first time by optimizing the fiber length and pump laser, which fully show the flexible wavelength characteristics of random laser. The laser wavelength is 1.95  $\mu\text{m}$  and output power is up to 110 W. The performance of this laser system is comparable to conventional thulium doped fiber lasers. Furthermore, we have also explored a random laser over 2  $\mu\text{m}$ . We have cascaded high doped germanium optical fiber after OFS fiber due to the greater transmission loss of conventional optical fiber. The random fiber laser at 2.13 $\mu\text{m}$  is realized and the power is up to 18 W. This is the first demonstration of 2  $\mu\text{m}$  random laser pumped by 1 $\mu\text{m}$  fiber laser.
- (4) Raman fiber lasers and random lasers based on phosphorus doped fiber are studied. The Raman frequency shift peak of traditional fiber is about 13-14 THz and this value can be up to 40 THz for phosphorus doped fiber. So, phosphorus doped fiber can greatly simplify the Raman process. We achieved 1238 nm laser with the output power of 220 W pumped by 1064 nm laser based on first order Raman process. At the same time, this 1238 nm laser need to third order Raman process based on traditional Raman fiber. After that, we have achieved 200 W 1238 nm random laser based on phosphorus doped fiber. The output power of random Raman fiber laser based on phosphorus fiber is increased by an order of magnitude.
- (5) The applications of random Raman fiber lasers are explored. Through the random Raman fiber laser structure, the supercontinuum generation is realized by using 640 m communication fiber, which covering 850-2050 nm with bandwidth of 1200 nm and optical conversion efficiency of 42.7%. The output power of 50 W single frequency 1560 nm laser is realized pumped by the 1480 nm Raman fiber laser. 20 W single frequency 780 nm laser is realized by second harmonic generation and the application of random 1480 nm has been verified in advance. It can be expected that the random Raman fiber laser will certainly make a great difference in high-performance pumping source because of its

flexible wavelength, such as inband pump erbium-doped fiber laser and thulium-doped fiber laser, supercontinuum generation and so on.

**Key Words:** Fiber laser, Random laser, Raman effect, Spectrum purity, inband pump, Supercontinuum



## 目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 拉曼光纤激光器 .....	2
1.2.1 拉曼散射 .....	2
1.2.2 拉曼光纤激光器的特性 .....	3
1.2.3 拉曼光纤激光器的研究进展与展望 .....	4
1.3 随机分布反馈拉曼光纤激光器 .....	7
1.3.1 随机分布反馈拉曼光纤激光器概述 .....	7
1.3.2 随机光纤激光器研究进展 .....	10
1.4 本文的研究内容及结构安排 .....	14
第 2 章 高阶随机拉曼光纤激光器及其光谱纯度提升 .....	17
2.1 随机拉曼光纤激光器理论模型 .....	17
2.2 高光谱纯度随机激光研究现状 .....	21
2.3 窄线宽 ASE 源泵浦的随机拉曼光纤激光器 .....	25
2.3.1 实验方案 .....	25
2.3.2 实验结果与讨论 .....	26
2.4 本章小结 .....	31
第 3 章 高稳定性高功率泵浦激光 .....	33
3.1 1064 nm 掺镜光纤激光器的优化.....	33
3.1.1 掺镜光纤振荡器 .....	34
3.1.2 掺镜光纤放大器 .....	37
3.2 线型腔可调谐光纤激光器 .....	39
3.2.1 实验方案 .....	39
3.2.2 结果与讨论 .....	40
3.3 本章小结 .....	42

第 4 章 高阶高功率随机拉曼光纤激光器 .....	43
4.1 高阶高功率随机拉曼光纤激光器研究背景 .....	43
4.2 百瓦 1.8 微米随机拉曼光纤激光器 .....	45
4.2.1 实验方案 .....	45
4.2.2 结果分析 .....	46
4.3 百瓦 1.95 微米随机拉曼光纤激光器 .....	50
4.3.1 实验方案 .....	51
4.3.2 结果分析 .....	51
4.4 2 微米随机拉曼光纤激光器探索 .....	56
4.4.1 光纤模场直径计算 .....	56
4.4.2 光纤损耗的测试 .....	58
4.4.3 2 $\mu\text{m}$ 随机激光的实现 .....	60
4.5 本章小结 .....	62
第 5 章 基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器 .....	63
5.1 磷光纤拉曼光纤激光器研究背景 .....	63
5.2 220 W 1238 nm 拉曼光纤激光器 .....	66
5.2.1 实验方案 .....	67
5.2.2 结果与讨论 .....	68
5.3 磷光纤的随机拉曼光纤激光器研究背景 .....	71
5.4 200 W 1238 nm 随机拉曼光纤激光器 .....	73
5.4.1 实验方案 .....	74
5.4.2 结果与讨论 .....	75
5.5 1238 nm 拉曼激光与随机激光的光学特性比较 .....	79
5.6 1480 nm 随机拉曼光纤激光器的探索 .....	80
5.7 本章小结 .....	82
第 6 章 随机拉曼光纤激光器应用 .....	85
6.1 随机拉曼光纤激光器产生超连续谱 .....	85
6.1.1 研究背景 .....	86

6.1.2	实验方案 .....	92
6.1.3	结果与讨论 .....	92
6.2	1480 nm 拉曼光纤激光器泵浦的掺铒光纤放大器.....	95
6.2.1	研究背景 .....	96
6.2.2	实验方案 .....	99
6.2.3	结果与讨论 .....	100
6.3	本章小结 .....	102
<b>第 7 章 总结与展望.....</b>		<b>105</b>
7.1	本文工作总结 .....	105
7.2	展望 .....	107
参考文献 .....		109
致谢 .....		119
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果 .....		121



## 图表目录

图 1.1 (a) 光纤中拉曼效应的量子力学描述; (b) 石英光纤拉曼增益谱 .....	3
图 1.2 拉曼光纤激光器的功率演变 .....	5
图 1.3 1178 nm 拉曼光纤激光器.....	5
图 1.4 150 W 1120 nm 拉曼光纤激光器.....	6
图 1.5 301 W 1480 nm 拉曼光纤激光器.....	6
图 1.6 千瓦拉曼光纤激光器 .....	7
图 1.7 (a) 传统激光谐振腔 (b) 随机激光的非相干反馈(红色)和相干反馈(绿色箭头).....	8
图 1.8 实验装置侧视图 .....	9
图 1.9 随机分布反馈光纤激光器原理 .....	10
图 1.10 低阈值二阶随机激光实验装置图 .....	11
图 1.11 基于半开放腔的功率曲线.....	11
图 1.12 200 W 1173 nm 随机拉曼激光机构图.....	12
图 1.13 超宽调谐随机拉曼光纤激光器示意图 .....	13
图 1.14 可调谐光纤激光器示意图 .....	14
图 1.15 从 1 到 1.9 $\mu\text{m}$ 的输出光谱 .....	14
图 2.1 NSLE 模型仿真光谱、时域结果 .....	18
图 2.2 随机激光典型结构 .....	19
图 2.3 不同结构的随机激光的阈值特性 .....	20
图 2.4 不同结构的随机激光的输出功率 .....	21
图 2.5 1064 nm 激光振荡器时域特性 .....	22
图 2.6 高光谱纯度宽调谐随机拉曼光纤激光器 .....	23
图 2.7 不同波长的光谱纯度 .....	23
图 2.8 高光谱纯度随机拉曼光纤激光器 .....	24
图 2.9 (a) 三种光纤同种弯曲半径和圈数下的透射谱 (b) 不同弯曲参数下的透射谱 .....	24
图 2.10 窄线宽 ASE 源泵浦的随机激光实验装置图.....	25
图 2.11 1064 nm 振荡器泵浦的随机激光实验装置图.....	26
图 2.12 ASE 种子源和放大后的 ASE 源输出光谱.....	26

图 2.13 同等功率水平下 ASE 和振荡器的时域测量.....	27
图 2.14 (a) 窄线宽 ASE 源 (b) 1064 nm 光纤激光振荡器泵浦的随机激光光谱 .....	28
图 2.15 (a) 斯托克斯光的光谱纯度和 (b) 斯托克斯光的输出功率随泵浦功率变化趋势 .....	29
图 2.16 窄线宽 ASE 源和光纤振荡器泵浦的随机激光功率比例和输出功率对比 .....	29
图 2.17 窄线宽 ASE 源和光纤振荡器泵浦的随机激光时域对比.....	30
图 2.18 窄线宽 ASE 源泵浦的随机激光光谱宽度变化.....	30
图 3.1 1064 nm 掺镜光纤振荡器 .....	34
图 3.2 1064 nm 掺镜光纤振荡器输出功率 .....	34
图 3.3 1064 nm 掺镜光纤振荡器输出光谱 .....	35
图 3.4 1064 nm 掺镜光纤振荡器输出时域 .....	36
图 3.5 1064 nm 掺镜光纤振荡器 .....	36
图 3.6 1064 nm 插入无源光纤后的掺镜光纤振荡器输出时域 .....	36
图 3.7 1064 nm MOPA 结构图 .....	37
图 3.8 1064 nm 掺镜光纤放大器输出功率 .....	37
图 3.9 438W 1064 nm 掺镜光纤放大器输出光谱.....	38
图 3.10 1064 nm 掺镜光纤放大器输出归一化时域 .....	38
图 3.11 1 $\mu\text{m}$ 可调谐掺镜光纤激光器 .....	39
图 3.12 1 $\mu\text{m}$ 可调谐掺镜光纤激光器输出光谱 .....	40
图 3.13 1 $\mu\text{m}$ 可调谐掺镜光纤激光器输出功率 .....	40
图 3.14 1 $\mu\text{m}$ 可调谐掺镜光纤激光器输出时域 .....	41
图 3.15 1 $\mu\text{m}$ 可调谐掺镜光纤激光器输出时域 .....	41
图 4.1 6 阶斯托克斯光光谱纯度随泵浦功率的变化 .....	44
图 4.2 6 阶斯托克斯光光谱 .....	44
图 4.3 不同阶斯托克斯光输出功率 .....	45
图 4.4 高功率随机拉曼光纤装置图 .....	45
图 4.5 1064 nm 泵浦激光 (a) 输出功率 (b) 时域特性。插图是满功率下的光谱。 .....	46
图 4.6 1-9 阶随机拉曼激光级联产生的光谱 .....	47
图 4.7 1-9 随机激光的输出功率；插图是 9 阶随机激光满功率下的 1806 nm	

光谱 .....	48
图 4.8 不同阶斯托克斯光 (a) 输出功率和 (b) 激光转换效率变化曲线 ....	48
图 4.9 泵浦光和斯托克斯光输出 (a) 时域 (b) 频谱 .....	50
图 4.10 高功率 10 阶随机激光实验装置图 .....	51
图 4.11 高功率 1064 nm 泵浦激光输出性能 (a) 1064nm 激光随 976 nm 泵浦 变化曲线 (b) 370 W 功率下的时域特性。插图是 370 W 下的光谱 ....	52
图 4.12 不同长度拉曼光纤输出功率 .....	52
图 4.13 (a) 1 到 9 阶 (b) 10 阶斯托克斯光光谱 (c) 总输出功率随泵浦光变化 .....	54
图 4.14 不同阶斯托克斯光的 (a) 输出功率 (b) 功率比例 (c) 光学效率随 1064 nm 激光功率的变化 (d) 10 阶斯托克斯光的时域.....	55
图 4.15 不同光纤的模场直径变化趋势 .....	58
图 4.16 光纤损耗测试 .....	58
图 4.17 光源输出功率 .....	59
图 4.18 测试 B 光纤的损耗.....	59
图 4.19 测试 A, B, C 光纤的损耗 .....	60
图 4.20 高功率 11 阶随机激光实验装置图.....	60
图 4.21 11 阶随机激光总输出功率.....	61
图 4.22 高功率 11 阶随机激光 (a) 输出功率及 (b) 光谱.....	61
图 5.1 (a) 1.24 $\mu\text{m}$ 和 (b) 1.48 $\mu\text{m}$ 拉曼光纤激光器.....	64
图 5.2 1.24 $\mu\text{m}$ 拉曼光纤激光器 .....	64
图 5.3 1484 nm 拉曼光纤激光器 .....	65
图 5.4 1539 nm 拉曼光纤激光器 .....	65
图 5.5 高功率磷光纤拉曼激光器结构图 .....	67
图 5.6 (a) 对数坐标下的 1238 nm 光谱, 插图是线性坐标下的光谱 (b) 1238nm 激光的光谱宽度 .....	68
图 5.7 (a) 输出功率 (b) 1238 nm 功率比例随泵浦光的变化趋势 .....	69
图 5.8 1238 nm 斯托克斯光相对于泵浦光的转化效率 .....	70
图 5.9 1238 nm 拉曼光纤激光器光时域特性 .....	70
图 5.10 基于 1.65 km 磷光纤的随机拉曼光纤激光器的结构图 .....	72
图 5.11 基于 700 m 磷光纤的随机拉曼光纤激光器的结构图.....	72
图 5.12 (a) 复合腔反射率 (b) 不同泵浦功率下的拉曼激光光谱 .....	73

图 5.13 1238 nm 磷光纤随机拉曼激光器实验结构 .....	74
图 5.14 1238 nm 不同输出功率下的光谱(插图为最大功率下的线性坐标下的光谱).....	75
图 5.15 磷光纤典型拉曼增益谱 .....	76
图 5.16 不同斯托克斯光 (a) 输出功率 (b) 输出功率比例随泵浦激光的变化 .....	77
图 5.17 (a) 斯托克斯光效率随泵浦激光变化曲线 (b) 1238 nm 斯托克斯光光谱宽度 .....	77
图 5.18 最大功率下的 (a) 随机拉曼激光 (b) 泵浦激光的时域特性 .....	78
图 5.19 1480 nm 磷光纤随机拉曼激光器结构 .....	80
图 5.20 1480 nm 随机拉曼激光器输出光谱 .....	81
图 6.1 实验装置 .....	86
图 6.2 通过加压加热和堵住光子晶体光纤气孔的方式实现 PCF 芯径扩张 .....	87
图 6.3 单模光纤和光子晶体光纤 20 次熔接损耗直方图 .....	87
图 6.4 连续波拉曼光纤激光器泵浦高非线性光纤产生超连续谱实验装置 .....	88
图 6.5 35 W 超连续谱实验装置.....	88
图 6.6 测量的超连续谱光谱 .....	89
图 6.7 随机激光激励的超连续产生实验装置 .....	89
图 6.8 超连续产生实验装置 .....	90
图 6.9 不同泵浦波长的超连续谱 .....	90
图 6.10 功率合束超连续产生实验结构 .....	91
图 6.11 70 W 输出功率下的超连续谱.....	91
图 6.12 高功率超连续光源系统的装置图 .....	92
图 6.13 (a) 最大功率下的输出光谱 (b) 输出功率随 1064 nm 泵浦激光的变化 .....	93
图 6.14 (a) (b)超连续谱光源的光谱演变 (c) SMF28 光纤的色散曲线.....	94
图 6.15 (a)130 W 连续波超连续谱源时域特性 (b) 超连续谱源随时间的光谱稳定性 .....	95
图 6.16 实验装置原理图 .....	96
图 6.17 二次谐波功率随基频光功率变化曲线, 插图是输出的空间模式 ...	97
图 6.18 1560 nm 激光器实验结构。PM HISO 是保偏高功率隔离器 .....	98
图 6.19 高功率 780 nm 激光系统的装置图 .....	99

图 6.20 (a) 1480 nm 拉曼振荡器输出功率随 1064 nm 泵浦激光变化曲线 (b) 最大功率下的 1480 nm 振荡器的输出光谱 .....	100
图 6.21 (a) 1560 nm 输出功率随泵浦功率变化曲线 (b) 最大功率下的 1560 nm 输出光谱 .....	100
图 6.22 780 nm 激光 (a) 输出功率 (b) 光光转化效率随 1560 nm 功率变化曲线 .....	101
图 6.23 780 nm 激光精细光谱 .....	102



## 第1章 绪论

### 1.1 引言

光是人类必不可少的生存条件之一，不同于自然光，激光具有单色性好、方向性好、相干性好和亮度高的特点。这些固有特点使得激光成为和原子能、半导体、计算机并列的二十世纪的四大发明。自从1960年梅曼等科研人员研制了世界上第一台红宝石激光器以来[1]，激光器在日常生活、国防军事、生物医疗、高端制造、航空航天等领域起到越来越重要的作用。

光纤激光器由于其独特的优点，逐渐成为激光领域的研究热点[2]。光纤表面积体积比非常大，因此光纤激光器热管理方便；光纤激光器的各种器件之间可以实现低损耗的熔接在一起，因此光纤激光器结构更紧凑，后期免维护；对于单横模光纤激光器，输出激光限制在芯径数十微米以内的光纤内，因此光纤激光器可以输出近衍射极限的激光。

通常光纤激光器的增益介质为稀土掺杂增益光纤，这种激光器实现受激辐射的光谱特性取决于稀土离子的能级结构。例如，目前发展最为成熟的掺镱光纤激光器，其辐射波长范围一般为 $1.0\sim 1.1\ \mu\text{m}$ ，进行一些特殊的优化，波长范围还可以再扩展，但是效率会大大下降[3]；广泛运用于光通信波段的掺铒光纤激光器，其辐射波长范围一般为 $1.53\sim 1.60\ \mu\text{m}$ ；在生物医疗和中红外产生等方向起到重要作用的掺铥/铽光纤激光器，典型辐射波长在 $1.8\sim 2.1\ \mu\text{m}$ 附近。由于稀土粒子实现受激辐射的跃迁能级间隔固定，因此不同类型的稀土掺杂光纤激光器之间存在着很大的波长空白区。现实中的很多特殊应用，例如稀土激光器的同带泵浦、大气探测、激光钠导星、生物医学、冷原子物理等方面需要一些特殊波长的光纤激光器[4-8]，传统稀土掺杂光纤激光器无法满足这些特殊的需求。

同稀土掺杂光纤激光器中稀土离子的作用类似，受激拉曼散射，作为非线性效应的一种，也可以在激光产生中提供增益。利用这种非线性效应可以产生灵活丰富的激光。只要有合适波长的泵浦激光，光纤内拉曼增益大于光纤的损耗，拉曼激光器就可以产生任意波长激光。然而，受限于光纤布拉格的反射带宽，对于一个确定的拉曼光纤激光器，其输出的波长是有限的。最近新兴的一种激光光源，

随机拉曼光纤激光器，是以受激拉曼散射效应为增益，以光纤中后向的瑞利散射为反馈，可以实现无光栅化输出，现在科学研究人员已经实现了随机激光 1-2  $\mu\text{m}$  任意波长超宽调谐输出[9]。这种随机激光结构简单，输出性能可以与传统光纤激光器比肩，而且在长距离放大技术，遥感，生物医学成像所需的低相干中红外和可见光光源等特殊场景有广泛的应用。然而在提升高阶随机激光的功率、光谱纯度，探索随机激光的实际应用方面还缺乏理论和实验上的深入研究。本研究课题将针对以上研究内容展开。

## 1.2 拉曼光纤激光器

拉曼光纤激光器是一种特殊的光纤激光器，不同于稀土掺杂光纤激光器的增益来自于稀土掺杂离子，拉曼激光器的增益来自于受激拉曼散射。正是得益于拉曼散射对任何入射波长都可以产生增益，拉曼光纤激光器才有丰富的波长输出。

### 1.2.1 拉曼散射

拉曼散射是光纤众多非线性效应之一。

1928年，著名印度物理学家钱德拉塞卡拉·拉曼（Chandrasekhara Raman）首次发现拉曼效应。他发现当光穿过一个透明的物体，相对于入射光而言，部分反射光的波长发生了改变。这是一种光子的非弹性散射现象，称为拉曼效应。基于这一伟大成就，他获得了1930年诺贝尔物理学奖[10]。

用量子力学可以描述拉曼效应，即能量为 $\hbar\omega_p$ 的泵浦光子将介质分子激发到一个虚能级上，然后再自发产生一个能量为 $\hbar\omega_s$ 的低频光子的过程，具体过程如图1(a)所示[11]。入射光称为泵浦光(Pump)，产生的低频光称为斯托克斯光(Stokes)。

在连续或准连续条件下，斯托克斯光的初始增长可以描述为[12]：

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S \quad (1.1)$$

式中， $I_S$ 定义为斯托克斯光强， $I_P$ 定义为泵浦光光强， $g_R$ 定义为拉曼增益系数。在拉曼光纤激光器中， $g_R$ 取决于光纤纤芯组分，纤芯直径和泵浦光与斯托克斯光的偏振相关性等因素。图1.1(a)是熔融石英的拉曼增益谱。横坐标为拉曼频移量，定义为泵浦光频率与斯托克斯光频率差值，纵坐标为归一化的拉曼增益系数。由图可知，在同一频移量下，泵浦光与斯托克斯光偏振同向，拉曼增益系数

较高；泵浦光与斯托克斯光偏振垂直时拉曼增益较低。由于石英是非晶体，分子振动不是单一独立的振动频率，而是有一定带宽，这些频带相互交叠，最终形成相对连续的振动谱，因此拉曼增益谱宽达 40 THz。拉曼增益谱的峰值在 13~14 THz 附近。得益于拉曼宽增益特性，拉曼光纤激光器输出波长非常灵活。

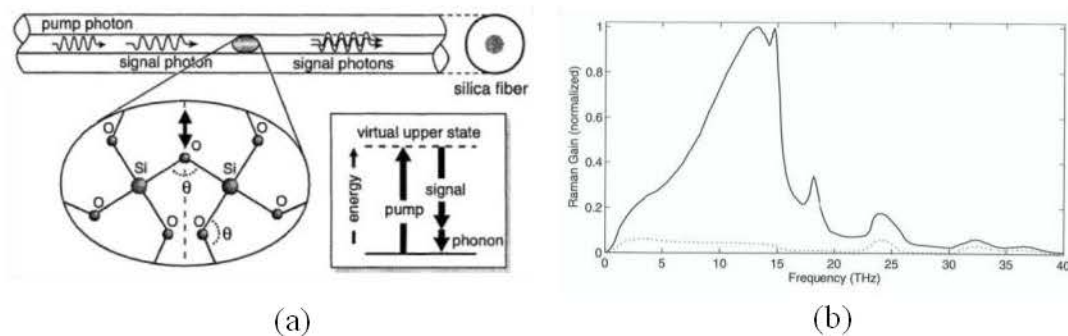


图 1.1 (a) 光纤中拉曼效应的量子力学描述[11]； (b) 石英光纤拉曼增益谱（实线为泵浦光斯托克斯光偏振同向；虚线为泵浦光斯托克斯光偏振垂直）[12]

Figure 1.1 (a) The quantum mechanical description of the Raman effect in fiber; (b) Raman gain in silica fiber. (Solid line and dashed line describe pump and Stokes light are uniformly polarized and vertically polarized, respectively.)

### 1.2.2 拉曼光纤激光器的特性

拉曼散射是一种非弹性散射，当入射泵浦激光足够强，入射光和物质分子发生强烈的相互作用，散射光会有受激发射的性质，这一种非线性光学效应称为受激拉曼散射，在这一过程中受激拉曼散射表现出阈值特性。受激拉曼散射是拉曼光纤激光器的原理基础，基于此，拉曼光纤激光器有以下特性：

- (1) 波长灵活。得益于拉曼增益谱宽带特性，拉曼光纤激光器可以输出丰富的波长。
- (2) 响应高速。不同于稀土掺杂光纤激光器，在泵浦光作用下，增益粒子由基态激发到激发态会有储能过程。拉曼增益没有储能过程，响应时间在飞秒量级，有利于获得高重复频率的脉冲运转斯托克斯激光；而且可以较好的保持泵浦激光的时域特性，方便的通过泵浦激光的调制实现斯托克斯光的调制。
- (3) 阈值特性。与稀土掺杂光纤激光器类似，拉曼光纤激光器有一定阈值特性，泵浦光达到一定程度才会激发斯托克斯激光。

- (4) 高效运转。由于受激拉曼散射过程量子效率高，拉曼光纤激光器可以实现高效率运转，而且拉曼增益光纤一般为无源光纤，光纤本身的损耗较低，拉曼光纤激光器的光光转换效率通常比稀土掺杂的激光器要高。例如，1070 nm 泵浦的 1120 nm 拉曼光纤激光器可以很容易实现 85% 以上光光效率，最成熟的掺镜光纤激光器普遍效率在 70% 左右。
- (5) 偏振净化。拉曼增益谱是偏振相关的，当泵浦光同信号光偏振同向时，才会有拉曼增益。因此可以实现斯托克斯激光的高偏振度输出。
- (6) 光束清理。采用大芯径多模的拉曼光纤，泵浦激光的光束质量会通过拉曼过程变好，这一特点可以提升激光亮度[13]。
- (7) 级联运转。新产生的斯托克斯激光可以作为新的泵浦激光，激发高阶斯托克斯激光的产生，合理控制拉曼光纤和光栅的参数，可以实现高阶斯托克斯光的输出[14]。
- (8) 功率高。拉曼增益没有饱和的现象，因此拉曼光纤激光器的上限理论上是受限于泵浦光强度和器件承受能力。在实际应用的驱动下，拉曼光纤激光器已经实现了由瓦量级到千瓦量级的发展[15, 16]。

### 1.2.3 拉曼光纤激光器的研究进展与展望

近年来，受科学研究和工业产业等实际应用驱动，拉曼光纤激光器发展迅速，输出波长可以实现从可见光到中外的覆盖，功率也实现了千瓦量级的输出。本小节主要集中回顾了连续运转的拉曼光纤激光器的发展。

在 20 世纪 70 年代，Stolen 等科研人员首次发现了光纤中的拉曼放大过程[17]，引起了研究人员的兴趣。稀土掺杂光纤激光器的快速发展加速了拉曼光纤激光器的进步，拉曼光纤激光器在科学研究、国防军事等方面起到越来越重要的作用。21 世纪以来，得益于稀土掺杂光纤激光器的功率提升，拉曼光纤激光器功率也快速提升。图 1.2 展示了拉曼光纤激光器近十几年来的功率演化趋势，得益于掺镜光纤激光器的高速发展，拉曼光纤激光器功率呈指数增加。

拉曼光纤激光器的结构包括拉曼激光振荡器和拉曼激光放大器。

与传统稀土掺杂激光器的组成三要素一样（泵源，增益，反馈），典型的拉曼激光振荡器包括泵浦激光（通常为稀土掺杂光纤激光），拉曼增益光纤（提供增益的无源光纤）和光纤布拉格光栅对（提供反馈）。

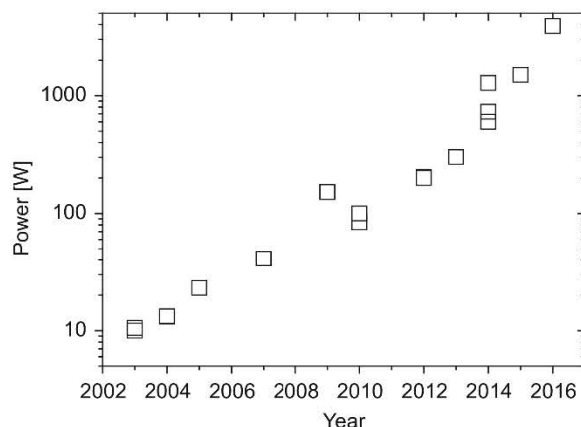


图 1.2 拉曼光纤激光器的功率演变

Figure 1.2 Power evolution of Raman fiber laser

如图 1.3 是典型的拉曼激光振荡器结构[18]。该激光器由 1100 nm 单模掺镱光纤激光器泵浦，拉曼增益介质选择为磷掺杂石英光纤。2003 年，Shenghong Huang, Yan Feng 等人通过优化光纤长度和输出光栅的反射率，最终实现了 10.5 W 1178 nm 激光输出，泵浦光功率为 19.2 W，光光效率达到 54.7%。这是当时基于磷掺杂石英光纤的最高功率的 1178 nm 拉曼光纤激光器。

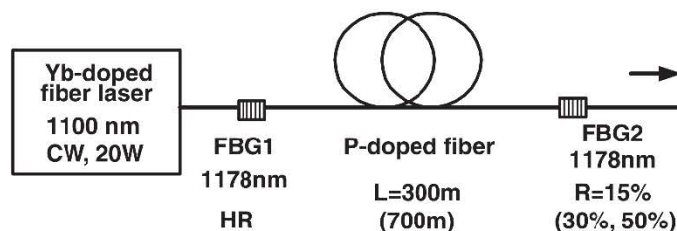


图 1.3 1178 nm 拉曼光纤激光器[18]

Figure 1.3 1178nm Raman fiber laser

对于更高的泵浦光功率，输出的斯托克斯激光会展宽严重，拉曼激光振荡器会存在后向光漏光等问题。2009 年，Yan Feng 等研究人员通过优化光栅的带宽并且在泵浦光和拉曼振荡器之间加入隔离器的办法，实现了高达 150 W 的 1120 nm 拉曼光纤激光器[15]。FBG1 是 1120 nm 高反射率光栅，带宽为 1.05 nm，反射率为 99.7%；FBG2 是 1120 nm 低反射率光栅，带宽为 0.55 nm，反射率为 8.9%。这种高反射率光栅的带宽比低反射率光栅带宽更宽的非对称结构可以减少后向漏光情况。WDM1 和 WDM2 为 1070/1120 nm WDM（波分复用器）相当于两个腔隔离器，可以将后向传输的 1120 nm 激光导出，从而保护泵浦激光的安全。WDM3 为输出 WDM，可以把残余的泵浦激光滤除，获得光谱纯度高达 99% 以上的 1120 nm 激光。

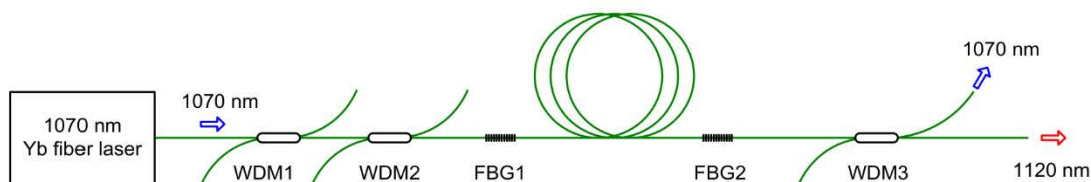


图 1.4 150W 1120 nm 拉曼光纤激光器[15]

Figure 1.4 150W 1120nm Raman fiber laser

拉曼激光振荡器结构简单紧凑,但是功率提升受限于光栅的承受能力等因素,研究人员逐渐用主振功率放大(MOPA)结构来进一步提升拉曼激光器的输出功率。2013年, OFS 实验室 V.R. Supradeepa 等人通过拉曼 MOPA 结构实现了 301 W 1480 nm 激光输出[14], 如图 1.5 为 MOPA 结构示意图。信号光为低功率的 1480 nm 激光, 泵浦激光为高功率的 1117 nm 激光, 两者在 1117/1480 nm WDM 中合束并入射到拉曼增益光纤中, 实现了 301 W 1480 nm 激光输出。

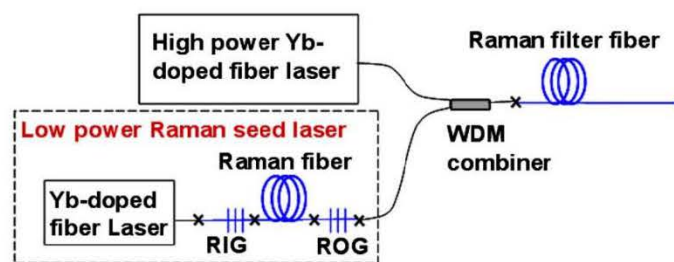


图 1.5 301W 1480 nm 拉曼光纤激光器[14]

Figure 1.5 301W 1480nm Raman fiber laser

MOPA 结构避免了拉曼振荡器过高的功率导致光栅漏光的问题,将拉曼激光器功率提升到几百瓦量级。然而, 目前商用 WDM 长期稳定运转功率在百瓦量级, 过高的泵浦激光功率可能会损坏 WDM, 因此拉曼光纤激光器进一步到千瓦量级的功率提升需要另一种方案。2014年, 冯衍课题组提出掺镜-拉曼混合放大器, 通过将拉曼信号光与泵浦激光在同一链路中传输, 避免使用合束 WDM, 开辟了拉曼光纤激光器千瓦量级输出的新局面。同一年, 冯衍课题组通过将 1120 nm 线偏振拉曼信号种子光注入到 1080 nm 掺镜光纤放大器中, 1120 nm 激光同时在掺镜光纤和拉曼光纤中获得增益, 最终实现 1.28 kw 1120 nm 激光的输出, 光光效率达 70%以上[16]。这种方案, 避免了 WDM 的使用, 大大提高了拉曼光纤激光器的功率扩展能力, 第一次实现了千瓦量级拉曼激光的输出。

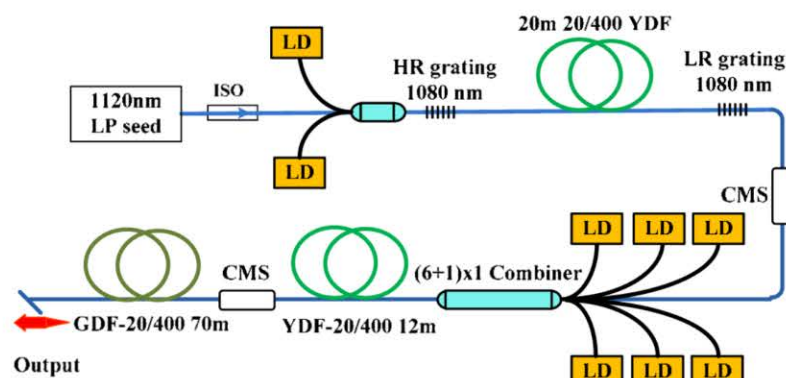


图 1.6 千瓦拉曼光纤激光器[16]

Figure 1.6 Kilowatt Raman fiber laser

除了更高的输出功率，窄线宽输出，包层泵浦，二极管直接泵浦等都是拉曼光纤激光器的热门研究方向。由于实际的应用，如倍频等，需要实现单频拉曼激光的输出，例如高功率 1178 nm 激光倍频产生 589 nm 激光用于钠信标[6]，单频 1178 nm 的输出功率已经超过 86 W，功率提升受限于受激布里渊散射[19]；由于拉曼散射的光束自清理效应，包层泵浦可以实现泵浦光到拉曼激光亮度的提升[20]；二极管直接泵浦的拉曼光纤激光器则会大大简化现在的结构，拉曼光纤激光器的输出功率不再受限于稀土掺杂光纤激光器的功率和亮度[21]。

拉曼光纤激光器发展迅速，在实际应用中有广泛的应用，相信在未来会大有作为。

### 1.3 随机分布反馈拉曼光纤激光器

与传统激光类似，随机分布反馈光纤激光器三要素也是泵浦，增益和反馈。泵浦源通常为稀土掺杂/拉曼光纤激光器，增益是由拉曼散射提供增益，相对于传统的光学谐振腔而言，随机分布反馈光纤激光器的反馈来自于光纤中的瑞利散射。虽然瑞利散射很弱，只要有足够的泵浦功率和足够长的光纤，就可以获得充足的反馈，从而产生随机激光。随机拉曼光纤激光器独一无二的特性使其在很多方面得到应用，例如长距离放大技术，遥感，生物医学成像所需的低相干中红外和可见光光源等。

#### 1.3.1 随机分布反馈拉曼光纤激光器概述

随机激光是一种新发展的激光光源。与传统意义的激光器不同，随机激光没有固定的谐振腔，其反馈是靠介质中的随机分布的瑞利散射提供的。早在 20 世

纪 60 年代, Letokhov 就提出了在无腔增益介质中产生随机激光的概念[22]。自从随机激光概念的提出, 研究人员利用多种材料来研究随机激光, 如固体粉末、半导体粉末材料、塑料聚合物、生物组织等[23-26]。

如图 1.7, 随机激光没有固定的腔长结构, 因此随机激光的输出光频率成分中没有与腔长对应的纵模[27]。根据反馈机制不同, 随机激光分为相干随机激光和非相干随机激光[28, 29]。实际上, 非相干反馈随机激光器是一种自发辐射光放大 (ASE) 的现象[30], 这会使输出光谱平滑; 相干反馈会存在干涉效应, 导致输出光谱形成劈裂。

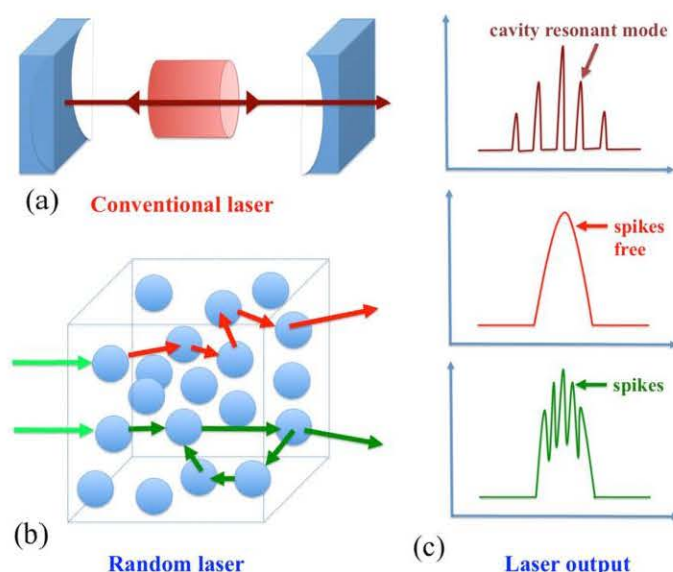


图 1.7(a) 传统激光谐振腔 (b) 随机激光的非相干反馈(红色)和相干反馈(绿色箭头)[27]

Figure 1.7(a) conventional laser cavity; (b) random laser cavity illustrating the incoherent feedback (red arrows) and coherent feedback (green arrows)

作为一种相对简单的激光装置, 随机激光引起了人们的广泛关注。科研人员发展了众多理论模型, 研究了随机激光的产生机理、输出光强模式分布等[31-33]。科研人员对随机激光的广泛兴趣也源于随机激光与其他研究领域的一些跨学科联系, 如无序系统理论、材料科学、激光成像、激光传感、光谱学、激光物理、医学光子学等。

早期对随机激光的研究多是三维随机激光, 激光辐射缺少方向性, 而且阈值较高, 输出随机激光的功率密度较低, 这些因素限制了随机激光进一步的应用, 为了克服三维随机激光的这些缺点, 低维随机激光的研究势在必行。2007 年, Matos 研究小组报道了准一维随机激光[34]。散射增益介质由罗丹明 6G 乙二醇溶液中混入直径为 250 nm 的金红石( $\text{TiO}_2$ )颗粒组成。这些溶液注入到光子晶体

光纤的纤芯中，包层的微观结构中充满空气。这种低维随机激光方向性好，而且效率比之前类似结构的三维随机激光提升了两个数量级。通过本次实验的演示，低维随机激光展现出巨大的潜力和吸引力。然而这种低维随机激光仍需要光子晶体光纤配合填充物质，结构仍然复杂，而且与传统光纤激光器的熔接匹配度不高。

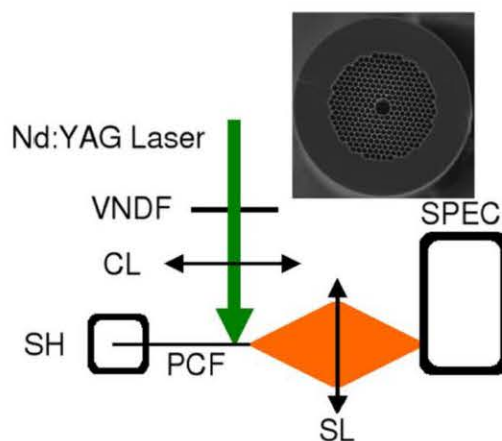


图 1.8 实验装置侧视图[34]

Figure 1.8 Side view of the experimental setup (VNDF: Variable neutral density filter; CL: cylindrical lens; SH: Sample holder; SL: spherical lens; SPEC: Spectrometer)

2010年，阿斯顿大学 Turitsyn 课题组报道了一种基于全单模光纤的一维随机激光[35]，图 1.9 展示了随机光纤激光器的原理。由于光纤纤芯不是绝对均匀的，纤芯内的瑞利散射可以为随机激光的激发提供分布的反馈。斯托克斯光的瑞利散射是各个方向都有的，但是只有背向散射光可以提供有效的反馈，这个背向散射非常弱，散射系数仅为  $\varepsilon = \alpha_s \cdot Q \sim 5 \cdot 10^{-5} \text{km}^{-1}$ ，其中  $\alpha_s$  为光纤的线性损耗， $Q$  ( $\sim 0.001$ ) 值定义为几何因子，取决于光纤的数值孔径和几何尺寸[36]。因此，即使在 100 公里的无源光纤内，背向散射系数也是微不足道的[37]。由于石英光纤中存在拉曼散射效应，普通无源光纤就可以作为拉曼增益介质，因此随机激光产生过程中受激拉曼散射过程可以提供足够的增益。即使是非常小的随机反馈，在高的往返拉曼增益的情况下，只要增益大于损耗，就可以激发随机激光。这种基于拉曼增益的随机激光一般称为随机分布反馈拉曼光纤激光器，后文简称随机拉曼光纤激光器。与三维随机激光相比，单模光纤将泵浦激光和斯托克斯激光都限制在一维的波导结构内，一方面可以提升泵浦激光的功率密度，降低随机激光激发阈值；另一方面，确保了随机激光优异的光束质量。与传统稀土掺杂光纤激光器相比，由于随机拉曼光纤激光器也是基于受激拉曼散射原理，因此很好的继

承了拉曼光纤激光器波长灵活、响应高速、高效运转、偏振净化、光束清理、高功率扩展性、级联运转等特性，除此之外，还有自己独特的光学特性，如简单紧凑，低相干输出，无纵模结构等特点。这种基于单模光纤结构的随机激光是真正能实现高功率、高效率、低阈值运转的一大突破，开辟了随机激光发展的新道路，促进了随机激光在中红外泵浦源、生物医药、光纤传感、超连续光源产生等基础科研和工业中的应用[37-42]。

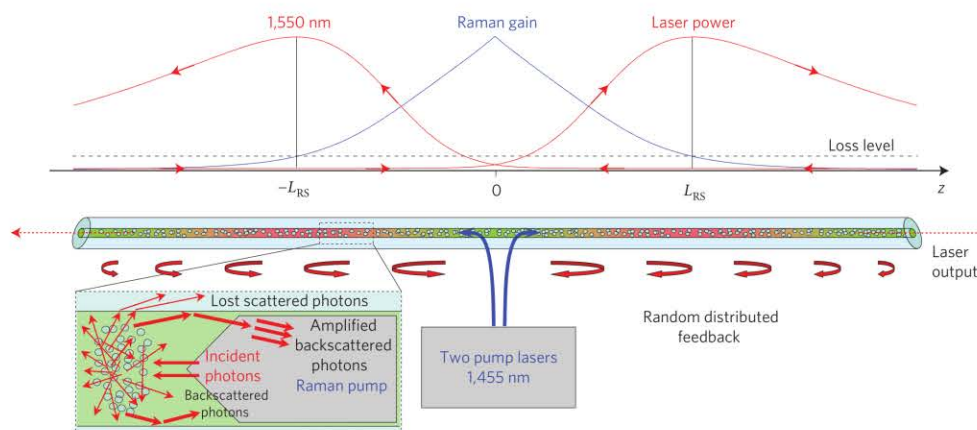


图 1.9 随机分布反馈光纤激光器原理[35]

Figure 1.9 Principle of random distributed feedback fiber laser

### 1.3.2 随机光纤激光器研究进展

Turitsyn 等研究人员于 2010 年提出随机光纤激光器的概念以来，基于随机激光的研究工作越来越丰富。随机光纤激光器根据增益来源可以分为随机拉曼光纤激光器，随机布里渊光纤激光器，稀土离子掺杂随机光纤激光器等。不同增益类型的随机激光器由于有各自的优势，研究方向也不同。对随机拉曼光纤激光器，由于拉曼效应波长灵活，因此高功率、特殊波长、宽调谐的随机拉曼光纤激光器的研究有重要意义[43, 44]；光纤中的布里渊增益谱非常窄(10 MHz 量级)，而且阈值较低，可以实现多波长输出，因此窄线宽、多波长、低阈值的随机布里渊光纤激光器成为研究热点[45, 46]；稀土掺杂光纤激光器可以提供很高的增益，结合 MOPA 结构可以大大提升功率扩展性[47]，基于稀土掺杂增益实现随机激光的结构已经在掺镱[48]、掺铒[49]、掺钕[50]随机激光中被广泛验证。本小结主要集中于高功率、高效率、级联运转和宽调谐的随机拉曼光纤激光器。

在高功率、高效率随机光纤激光器的研究中，基于拉曼增益的随机光纤激光器和基于稀土掺杂的随机光纤激光器走在研究前沿。随机拉曼光纤激光器的最初

研究热点是降低随机激光的阈值,因此,早期研究多集中于超长光纤的随机激光。2012 年,成都电子科技大学的课题组报道了低阈值二阶斯托克斯随机激光 [51], 得益于超长的无源光纤提供反馈, 使得二阶斯托克斯光的阈值为 2 W, 一阶斯托克斯光阈值为 0.7 W, 实验结构如图 1.10, 图中 OSA 是光谱分析仪, OPM 是光功率计, WDM 是波分复用器。虽然长光纤可以降低斯托克斯光阈值, 但是过长的光纤也会带来更大的损耗, 导致斯托克斯光的效率不高, 如图 1.11 显示, 斯托克斯光的效率在 5% 以内。

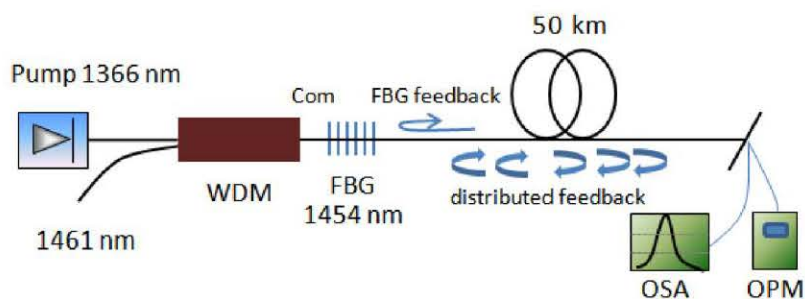


图 1.10 低阈值二阶随机激光实验装置图[51]

Figure 1.10 The schematic setup of the low threshold 2<sup>nd</sup> random fiber laser

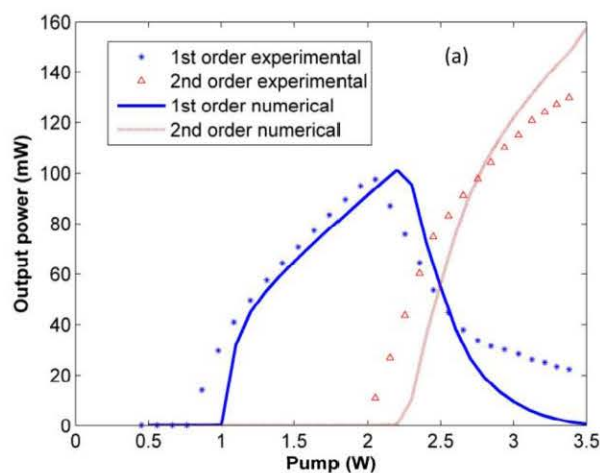


图 1.11 基于半开放腔随机激光的功率曲线[51]

Figure 1.12 Output power as a function of the pump power with a half-opened cavity

随着掺镜光纤激光器功率水平突飞猛进, 高泵浦功率、高阈值的短腔随机激光研究越来越引起人们的兴趣。2014 年, 俄罗斯的 Babin 课题组用 850 m 的磷光纤实现了 7.3 W 随机激光的输出。泵浦激光为 11 W, 波长为 1115 nm, 斯托克斯激光波长为 1308 nm, 输出功率为 7.3 W, 光光效率高达 66%。同年, 国防科学技术大学的周朴课题组报道了一种中心波长为 1184 nm 的高功率随机拉曼光

纤激光器，总输出功率为 73.7 W，光学效率为 74.7%，用来提供瑞利散射的无源光纤只有 300 m[52]。从此，基于半开放腔的短腔高效随机拉曼光纤激光的输出功率和效率记录不断被刷新。2016 年，国防科学技术大学报道了 200 W 的 1173 nm 随机拉曼光纤激光器[53]。

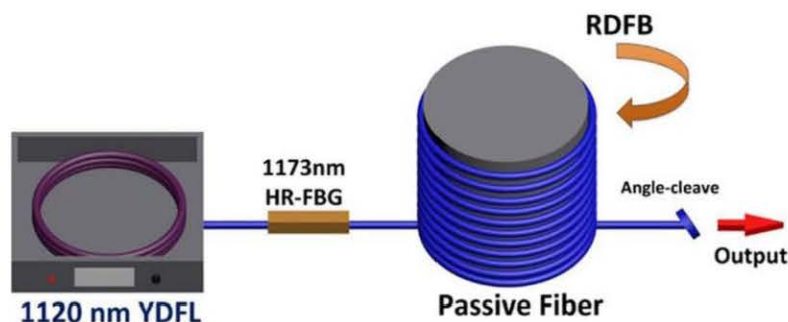


图 1.12 200 W 1173 nm 随机拉曼激光机构图[53]

Figure 1.12 Experimental setup for the 200W 1173nm random Raman fiber laser

实验采用 1120 nm 掺镱光纤激光器泵浦半开放腔结构的随机拉曼光纤激光器，泵源输出功率超过 200 W。无源光纤类型为 G.652。无源光纤采用 320 m 时，输出斯托克斯光功率为 112 W，光光效率为 84.8%；无源光纤为 120 m 时，输出功率为 193.5 W，光光效率为 89%。

进一步提升斯托克斯光输出功率面临着高阶斯托克斯光起振的矛盾，2017 年，国防科学技术大学通过选用 130 m 长，纤芯直径为 20  $\mu\text{m}$  的大模场光纤，大大提高了高阶斯托克斯光的阈值，实现了 418 W 1120 nm 斯托克斯光的输出，并保持了优异的光束质量[54]。2019 年，国防科学技术大学跟成都电子科大合作，报道了一个千瓦级半开放腔随机拉曼光纤激光器。通过优化光纤长度为 90 m，在正向输出端实现了 919 W 1150 nm 激光输出，后向随机激光输出 66 w，这是第一次千瓦随机拉曼光纤激光器的报道[55]。

由于拉曼效应波长灵活，因此随机拉曼光纤激光器输出的波长丰富，可以实现级联运转。2011 年，Vatnik 等人实现了激光在一阶斯托克斯激光(1175 nm)处产生约 3.8 W 的准连续光输出，其光谱谱宽为 1 nm，转换效率达 60%；在第二阶斯托克斯激光(1242 nm)处产生最多 1 w 光输出，这是随机拉曼光纤激光器首次实现级联运转[56]。2013 年，成都电子科大首先报道了 1670 nm 的三阶随机激光，通过 G.652 光纤和光纤环形镜组成半开放腔结构。G.652 光纤提供拉曼增益和瑞利散射，光纤环形镜提供点反馈，并利用功率平衡模型仿真了输出功率[57]。

2016 年, 俄罗斯 Babin 小组验证了保偏三阶随机拉曼光纤激光器, 三阶效率分别为 79%(1.11  $\mu\text{m}$ ), 83%(1.17  $\mu\text{m}$ ), 77%(1.23  $\mu\text{m}$ ), 而且每一阶斯托克斯光都保持了相对窄的光谱带宽[58]。2018 年, 上海光机所冯衍课题组报道了 8 阶随机拉曼光纤激光器, 最高输出功率为 6.9 W, 每阶光谱纯度都达到 90%以上[59]。接着, 为了提升随机激光的实用性, 冯衍课题组对高阶随机激光功率进行扩展, 通过优化拉曼光纤的长度和类型, 改用更高功率的泵浦源, 实现了 9 阶斯托克斯激光的输出。最高输出功率在 1676 nm 和 1806 nm 处达到 66.9 W 和 100.1 W 以上, 对应的光学效率为 42.4 和 38.4%, 这在高阶高功率随机拉曼光纤激光器方面刷新了记录[60]。

拉曼增益有很宽的带宽, 而且拉曼过程可以实现级联运转, 半开放腔结构的随机拉曼光纤激光器配合可调谐泵浦源可以实现超宽调谐输出。2011 年, Sarmani 等人报告了一种基于超长光纤的随机拉曼激光器, 其光纤长度为 46 km, 通过插入一个光栅滤波器, 泵浦光功率最大为 1.5 W, 激光可以在 1550 nm 到 1571 nm 之间进行调谐[61]。同年, Babin 等研究人员首次将可调谐滤波器插入腔中, 实现了可调谐随机拉曼光纤激光器, 泵浦光最大功率为 7 W, 斯托克斯激光波长调谐范围为 1535-1560 nm[62]。2016 年, 冯衍课题组演示了超宽带波长可调随机拉曼光纤激光器[63]。通过不断调整泵浦激光的波长, 增加泵浦激光的功率, 实现了从 1070 nm 到 1370 nm 宽达 300 nm 的调谐范围, 最高输出功率在 1360 nm 为 1.8 W, 对应的光学效率为 15%。结合可调谐的泵浦源, 利用级联拉曼的波长灵活性, 这为实现超宽调谐光纤激光器提供了新思路。

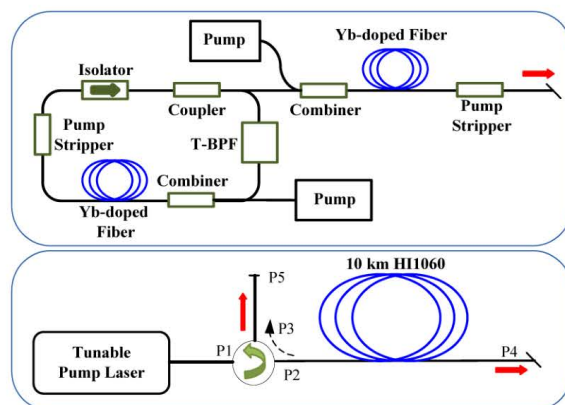


图 1.13 超宽调谐随机拉曼光纤激光器示意图[63]

Figure 1.13 Experimental setup of ultra-broadband tunable random Raman fiber laser

更进一步, 2017 年冯衍课题组报道了一个从 1  $\mu\text{m}$  可以调谐到 1.9  $\mu\text{m}$  的随

机拉曼光纤激光器[9]。与之前报道的 300 nm 调谐原理类似，这次的增益光纤换为零色散波长更长的特种拉曼光纤，其试验结构和输出结果如下图所示。

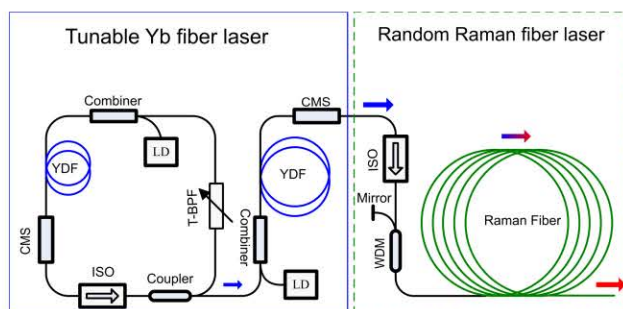


图 1.14 可调谐光纤激光器示意图[9]

Figure 1.14 Experimental setup of tunable fiber laser

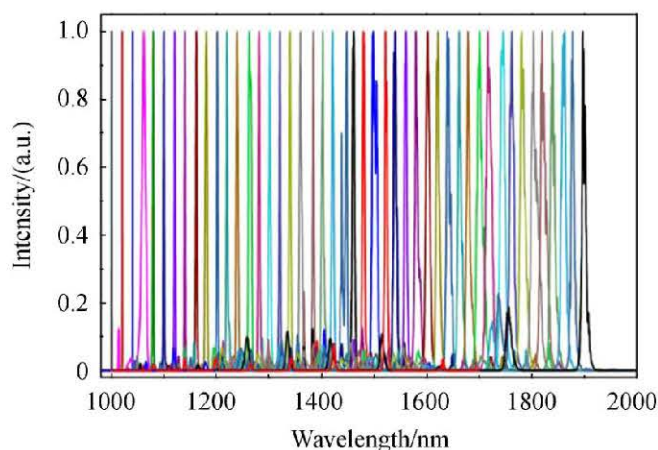


图 1.15 从 1 到 1.9  $\mu\text{m}$  的输出光谱[9]

Figure 1.15 Output spectra from 1 to 1.9  $\mu\text{m}$

近十年来，随机拉曼光纤激光器的发展越来越完善，其研究方向已经从最开始的物理特性和结构探索逐渐上升到高功率、高效率、窄线宽、宽调谐等更深层次的研究。未来，随机激光必然会在基础科学研究和工业领域起到更为重要的作用。

#### 1.4 本文的研究内容及结构安排

本论文对超宽调谐拉曼光纤激光技术进行了理论和实验上的研究，具体研究了实现高阶、高功率、高光谱纯度随机拉曼光纤激光器的方法，通过 ASE 源泵浦实现高阶随机激光的输出；指出了时域经过优化的传统掺镱光纤激光振荡器，通过 MOPA 结构获得高功率输出作为随机激光泵浦源的优越性，并在此基础上首次获得高达 110 w 的 10 阶斯托克斯激光，通过创新性的级联 2  $\mu\text{m}$  低损耗光纤

的方式,探索了由  $1\ \mu\text{m}$  激光泵浦的  $2\ \mu\text{m}$  随机激光;扩展了随机拉曼光纤激光器作为高亮度泵浦源的应用,包括同带泵浦掺铒光纤放大器和超连续产生,实验证明了随机激光作为一种高性能泵浦源在同带泵浦、拉曼激光产生和超连续产生中的巨大潜力。

本章作为绪论,首先简述了光纤激光器的发展和在科研工业中的重要应用,再介绍了稀土掺杂光纤激光器的局限性,然后通过介绍拉曼散射引出了拉曼光纤激光器,在此基础上介绍了拉曼光纤激光器的优点和高功率拉曼光纤激光器的研究脉络,最后介绍了随机拉曼光纤激光器的基本原理和研究进程。

第二章主要介绍了高阶高光谱纯度的随机激光的实现。通过理论分析探讨了泵浦激光的时域对于高阶斯托克斯光谱纯度的重要性,窄线宽 ASE 源时域稳定,用来泵浦随机激光可以高效的实现高阶高光谱纯度的斯托克斯激光。实验对比了传统的光纤布拉格光栅振荡产生的  $1064\ \text{nm}$  激光和窄线宽 ASE 源分别作为随机激光泵浦源泵浦的随机激光的光谱纯度。窄线宽 ASE 源泵浦的随机激光,首次实现 1-8 阶斯托克斯激光光谱纯度 90%以上的激光输出。

第三章我们展开了对高性能随机激光泵浦源的研究。窄线宽 ASE 源可以作为随机激光的泵浦源,然而高功率 ASE 源的实现方案比较复杂,我们通过时域优化得到了稳定性可以与 ASE 源比肩的  $1064\ \text{nm}$  激光振荡器,通过 MOPA 结构实现了全单模功率高达  $400\ \text{W}$  的  $1064\ \text{nm}$  输出。最后,我们又实现了  $1030\text{-}1099\ \text{nm}$  可调谐的  $1\ \mu\text{m}$  线型腔激光种子源,为实现  $1\text{-}2\ \mu\text{m}$  全波段高功率输出做了前期准备。

第四章在第三章内容的基础上进行,第三章我们获得了高性能泵浦源,接下来进行高阶随机激光的验证,并进行功率扩展。通过优化泵浦激光和增益光纤的长度,先后通过随机拉曼过程产生了 9 阶和 10 阶斯托克斯激光,功率高达  $100\ \text{W}$  以上;进一步,我们探索了  $2\ \mu\text{m}$  以上的随机激光,我们在 OFS 光纤后创新性的级联了合适的高掺铈拉曼增强石英光纤,实现  $18\ \text{W}\ 2.13\ \mu\text{m}$  随机激光,这是第一次由  $1\ \mu\text{m}$  泵浦激光泵浦的  $2\ \mu\text{m}$  以上随机激光。

第五章我们提出并实现了基于磷光纤的高功率随机拉曼光纤激光器。第四章我们获得 10 阶级联斯托克斯光,中间过程光的存在会降低整体效率,由于磷光纤的拉曼频移量是普通石英光纤的三倍,为了简化级联过程,我们实现了基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。我们由  $1064\ \text{nm}$  激光泵浦,通过一阶拉曼实现了

220 W 1238 nm 激光的输出，通过传统石英光纤需要三阶级联拉曼过程。基于传统磷光纤在拉曼光纤激光器的结构上验证之后，我们又实现了 200 W 的 1238 nm 随机激光，第一次将磷光纤的随机激光功率提升一个数量级。我们进一步探索了磷光纤的高阶随机拉曼光纤激光器，分析了 1480 nm 随机激光实现的难点，指出了下一步的优化方向。

第六章我们探索了随机拉曼光纤激光器在宽带光源产生、同带泵浦方面的应用。通过随机拉曼光纤激光器结构，利用 640 m 通信光纤，实现了 1200 nm 带宽的超连续谱产生，范围覆盖了 850-2050 nm，光光转换效率高达 42.7%；通过 1480 nm 拉曼光纤激光器的泵浦，实现了 50 W 单频 1560 nm 激光的输出，进一步倍频，实现了 20 W 单频 780 nm 激光的输出，这为随机 1480 nm 的应用进行了前期验证。进一步可以预期的是，随机拉曼光纤激光器由于其灵活的波长，必将在高性能泵浦源，如同带泵浦掺铒光纤激光器、同带泵浦掺铊光纤激光器等方面大有作为。

第七章是对本论文的全面总结以及对可能进一步的工作展望。

## 第2章 高阶随机拉曼光纤激光器及其光谱纯度提升

### 2.1 随机拉曼光纤激光器理论模型

近年来,人们对于随机拉曼光纤激光器的物理机制的研究日益深入。主要通过数学模型研究随机激光的光谱特性、时域特性、阈值特性、功率分布等问题。基于非线性薛定谔方程(NLSE)的动态模型和基于稳态方程的功率平衡模型是目前研究人员用的最多的研究随机拉曼光纤激光器的理论模型。

非线性薛定谔方程模型可以考虑激光光场随时间的变化,因此可以很好的描述随机激光的时域统计特性。2013年,俄罗斯的科研人员 Sergey V. Smirnov 等人首次利用广义非线性薛定谔方程对基于瑞利散射的随机光纤激光器进行了完整的数值模拟,方程如式(2.1), (2.2)。通过散射平均强度考虑了背向瑞利散射的影响,较好地描述了随机光纤激光器的功率和光谱特性,研究了色散和非线性对光谱和统计特性的影响[64]。

式子中 $A$ 是复振幅包络, $s$ 代表斯托克斯光即随机拉曼激光, $P$ 代表泵浦激光, $\pm$ 代表光传输的相对于 $z$ 坐标轴的方向, $t$ 为时间参数, $v_{gs}$ 代表泵浦光与斯托克斯光群速度差值,模型中所用光纤的色散系数、拉曼增益系数、损耗系数、克尔非线性系数和后向散射系数分别用 $\beta_2$ 、 $g$ 、 $\alpha$ 、 $\gamma$ 、 $\varepsilon$ 表示。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_P^\pm}{\partial z} - \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_P^\pm}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_P^\pm}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_P^\pm \\ & = i\gamma_p |A_P^\pm|^2 A_P^\pm - \frac{g_p(\omega)}{2} \left( \langle |A_s^\pm|^2 \rangle + \langle |A_s^\mp|^2 \rangle \right) A_P^\pm \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_s^\pm}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s^\pm}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s^\pm - \frac{\varepsilon(\omega)}{2} A_s^\mp \\ & = i\gamma_s |A_s^\pm|^2 A_s^\pm + \frac{g_s(\omega)}{2} \left( \langle |A_P^\pm|^2 \rangle + \langle |A_P^\mp|^2 \rangle \right) A_s^\pm \end{aligned} \quad (2.2)$$

利用该模型进行仿真,文献[64]报道了关于随机激光光谱特性和时域特性,很好的预测了随机激光的阈值。模拟结果中,泵浦功率越高,在拉曼增益包络内(灰色曲线为拉曼增益线型),光谱越宽;时域上,随机激光在皮秒量级会有一些脉冲,但是由于示波器的带宽(GHz量级)问题,这些无规则的脉冲难以被探测到。

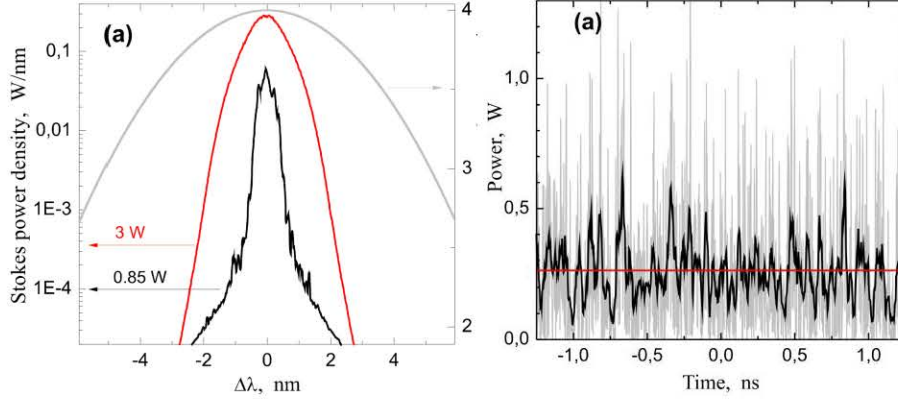


图 2.1 NSLE 模型仿真光谱、时域结果[64]

Figure 2.1 The simulation results of spectral and time domain via NSLE modeling

如果不考虑光功率随时间的波动特性，稳态功率平衡模型也可以很好的描述随机激光输出功率、光学效率、功率分布等物理特性。根据文献[37]报道，拉曼光纤激光器的稳态功率平衡模型可以描述为：

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_v^\pm}{dz} = & -\alpha_v P_v^\pm + P_v^\pm \sum_{\mu>v} g_{\mu v} (P_\mu^+ + P_\mu^-) - P_v^\pm \sum_{\mu<v} \frac{v}{\mu} g_{v\mu} (P_\mu^+ + P_\mu^-) + \varepsilon_v P_v^\mp \\ & + 2h\nu \sum_{\mu>v} g_{\mu v} (P_\mu^+ + P_\mu^-) - 4h\nu P_v^\pm \sum_{\mu<v} g_{v\mu} \end{aligned} \quad (2.3)$$

公式(2.3)中，两种激光频率分别用 $\mu$ 和 $\nu$ 表示； $P$ 为平均功率，其中+表示相对于参考坐标 $z$ 的正向传播激光，-为反向传播激光； $\alpha_v$ 为激光衰减系数； $g_{v\mu}$ 代表拉曼增益系数， $\mu$ 为泵浦光， $\nu$ 为斯托克斯光； $h$ 代表普朗克常数。

以二阶随机激光为例，根据功率平衡模型，参考文献[51, 65]，可得如下关系式：

$$\frac{dP_0^\pm}{dz} = \mp \alpha_0 P_0^\pm \mp g_1 \frac{f_0}{f_1} P_0^\pm (P_1^+ + P_1^- + \Gamma_1) \pm \varepsilon_0 P_0^\mp \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_1^\pm}{dz} = & \mp \alpha_1 P_1^\pm \pm g_1 (P_1^\pm + 0.5\Gamma_1) (P_0^+ + P_0^-) \\ & \mp g_2 \frac{f_1}{f_2} P_1^\pm (P_2^+ + P_2^- + \Gamma_2) \pm \varepsilon_0 P_0^\mp \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\frac{dP_2^\pm}{dz} = \mp \alpha_2 P_2^\pm \pm g_2 (P_2^\pm + 0.5\Gamma_2) (P_1^+ + P_1^-) \pm \varepsilon_2 P_2^\mp \quad (2.6)$$

$$\Gamma_i = 4hf_i\Delta f_i \left\{ 1 + \frac{1}{\exp[h(f_{i-1} - f_i)/(K_B T)] - 1} \right\} \quad (2.7)$$

泵浦光，1阶斯托克斯光和2阶斯托克斯光分别用0, 1, 2表示； $P$ 表示光

功率， $f$ 表示光频率；+表示相对于参考坐标 $z$ 的正向传播激光，-为反向传播激光； $\alpha$ 为光纤损耗； $g$ 为拉曼增益系数； $T$ ， $K_B$ 和 $h$ 分别表示绝对温度，玻尔兹曼常数和普朗克常数； $\Delta f_i$ 为 $i$ 阶斯托克斯光带宽； $\Gamma_i$ 表示 $i$ 阶斯托克斯光光子数。

上述功率平衡模型需要合适的边界条件才能有合适的解。由于随机激光的结构不同[37]，边界条件也分三种情况。

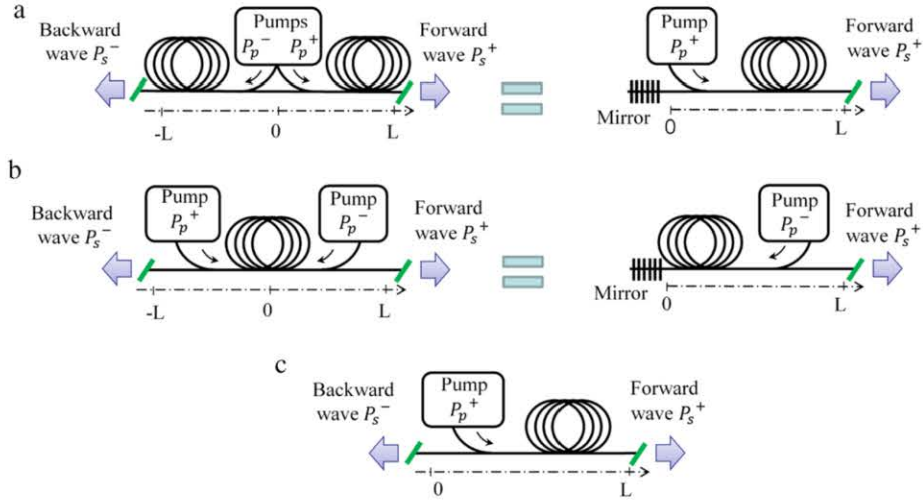


图 2.2 随机激光典型结构[37]

Figure:2.2 Random distributed feedback fiber laser classical configurations

图 2.2(a)是半开放腔前向泵浦的随机激光结构，泵浦光方向与斯托克斯光方向相同。对于全开放腔的中间泵浦结构，可以等效为前向泵浦。前向泵浦中，在 $z = 0$ 处有反射率为 $R$ 的反射镜，在 $z = L$ 处没有反射镜，输出光纤切 $8^\circ$ 角处理，忽略端面反馈， $P_0$ 为泵浦激光功率，边界条件为：

$$\begin{cases} P_s^-(L) = 0 \\ R \cdot P_s^-(0) = P_s^+(0) \\ P_p^+(0) = P_0 \end{cases} \quad (2.8)$$

后向泵浦中，在 $z = 0$ 处有反射镜，在 $z = L$ 处没有反射率为 $R$ 的反射镜，输出光纤切 $8^\circ$ 角处理，忽略端面反馈， $P_0$ 为泵浦激光功率，边界条件为：

$$\begin{cases} P_s^-(L) = 0 \\ R \cdot P_s^-(0) = P_s^+(0) \\ P_p^-(L) = P_0 \end{cases} \quad (2.9)$$

在全开放腔泵浦结构中，没有反射镜，输出光纤切 $8^\circ$ 角处理，忽略端面反馈， $P_0$ 为泵浦激光功率，边界条件为：

$$\begin{cases} P_s^+(0) = 0 \\ P_s^-(L) = 0 \\ P_p^+(0) = P_0 \end{cases} \quad (2.10)$$

根据不同的边界条件，结合稳态功率模型可以计算出随机激光的阈值特性、功率分布、效率曲线等物理量。下图为根据此模型仿真的不同结构的随机激光阈值随光纤长度的变化情况[37]。

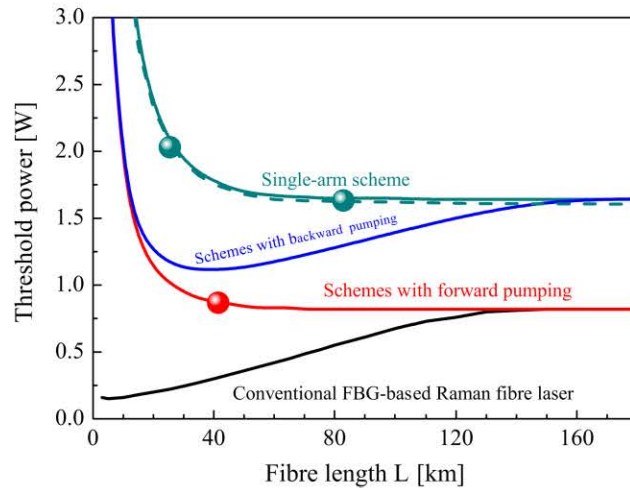


图 2.3 不同结构的随机激光的阈值特性[37]

Figure 2.3 Generation threshold for random fibre lasers of different configurations

图 2.3 中，绿色曲线、蓝色曲线和红色曲线分别表示全开放腔、后向泵浦半开放腔和前向泵浦半开放腔随机激光阈值特性，黑色曲线表示传统拉曼光纤振荡器的阈值特性。模拟中，采用 1455 nm 激光泵浦，斯托克斯光为 1550 nm，采用的增益光纤为 SMF-28 光纤。由图可见，光纤长度越短，激发斯托克斯光的阈值功率越高。对于前向泵浦，当光纤长度为 40 km 时，有最佳阈值 0.8 W，当继续增加光纤长度，虽然可以累积更多的随机分布反馈，但是过长的增益光纤会导致损耗增加，因此激光阈值趋于不变；后向泵浦时，在光纤长度较短（<15 km）时，正向与后向泵浦阈值相差无几，当光纤长度很长时，由于泵浦光在长光纤里损耗，因此泵浦光无法到达光纤的另一端，所以阈值会高于前向泵浦。后向泵浦的最佳光纤长度在 30 km 左右，阈值 1.1 W；对于全开放腔结构，斯托克斯光阈值在 1.6 W 左右。通过模拟不同结构下的阈值特性，为随机拉曼光纤激光器的结构设计、阈值预测给出了理论依据。

图 2.4 模拟了前向泵浦(a)、后向泵浦(b)和全开放腔泵浦(c)的随机激光的输出功率特性[37]。

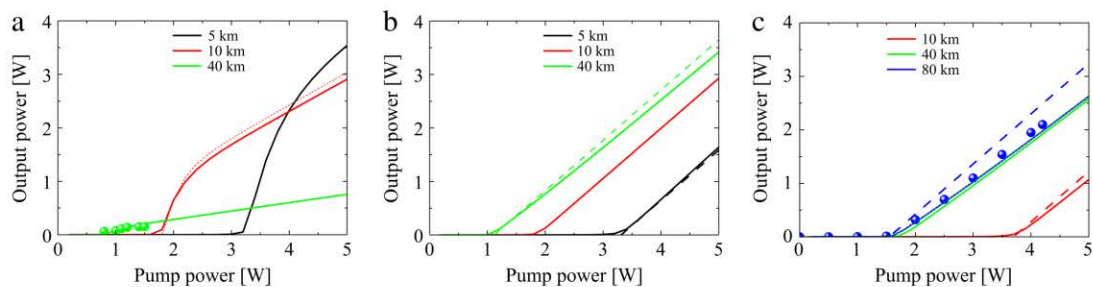


图 2.4 不同结构的随机激光的输出功率[37]

Figure 2.4 Output power for random fibre lasers of different configurations

在前向泵浦中，增益光纤较短时，激光阈值更高，但可以带来更高的输出功率和转换效率。这是因为较长的光纤斯托克斯光阈值较低，因此斯托克斯激光很容易起振，然后在较长的光纤中由于传输损耗而衰减；对于后向泵浦结构，斯托克斯激光的传输方向与泵浦激光相反，在高于阈值以后，斯托克斯激光与泵浦光成线性关系；全开放腔结构，有着更高的阈值，根据文献报道，这种结构对于端面反馈非常敏感，反馈可能会影响正向和后向的功率分布[52]，稳定性不如前两种结构。

稳态功率模型是一种简单实用的随机拉曼光纤激光器的模拟工具，可以为高功率、高效率随机拉曼光纤激光器的设计提供理论依据，在光纤类型、光纤长度、腔型结构等方面提供优化方向。

## 2.2 高光谱纯度随机激光研究现状

前文论述了随机拉曼光纤激光器的结构、理论基础和特点。自 2010 年以来，随机拉曼光纤激光器受到了极大的关注。与传统光纤激光器的点反馈相比，随机拉曼光纤的必要反馈是基于光纤内部的分布式瑞利散射。因此，随机拉曼光纤激光器具有低相干性、无纵模结构和结构简单等独特的特点。随机拉曼光纤激光器的研究也获得了很多的进步，然而，在级联的随机拉曼激光器中，残留的低阶拉曼激光会降低输出的光谱纯度。这里，光谱纯度可以定义为所需斯托克斯激光功率占所输出激光总功率的比值。实验上可以通过测试输出激光光谱，通过光谱积分来计算光谱纯度。可以通过激光输出打入漫反射介质，通过光纤跳线收集漫反射回光耦合到光谱分析仪进行收集数据，因为激光漫反射可以看作均匀分布的，因此在某一接收界面上可以相同概率的接收到不同光谱成分的出射激光；或者激

光输出直接通过透镜耦合入光纤跳线进行光谱分析。收集到光谱数据，通过光谱积分的方式可以获得光谱纯度。光谱纯度是级联随机拉曼光纤激光器的一个关键指标。光谱纯度越高，反应的是随机拉曼光纤激光器在拉曼转换过程越充分，转换效率越高。然而，在以往的研究中，没有关于提高随机拉曼光纤激光器的光谱纯度的相关分析报道。

根据上一小节理论分析可以知道随机拉曼光纤激光器的阈值跟腔型结构、光纤长度、拉曼增益系数、光纤损耗系数等参数息息相关，对于确定的随机拉曼光纤激光器，想要提升光谱纯度，就要抑制高阶斯托克斯激光的产生，提升高阶斯托克斯激光的激发阈值。稳定的泵浦激光可以保证输出激光的光谱纯度高。理想情况下，对于连续运转的激光器，输出功率应该是恒定值，示波器观察时域应该是一条直线，然而，实际上激光器的时域情况如图 2.5 所示：

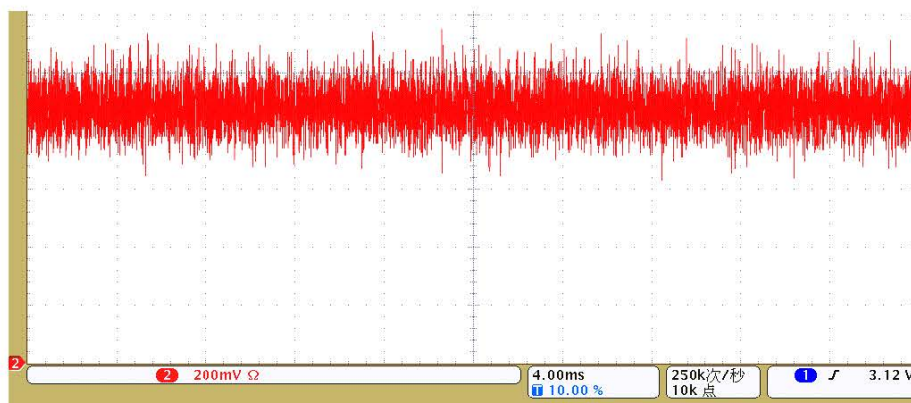


图 2.5 1064 nm 激光振荡器时域特性

Figure 2.5 The time domain of 1064 nm oscillator

可见激光功率在微小的时间尺度上在快速的抖动，这些脉冲不仅会使激光器稳定性下降，而且由于这些脉冲存在，导致激光的峰值功率较高，很容易达到高阶斯托克斯激光的阈值，导致高阶斯托克斯光起振，引起光谱纯度下降。下一小节的对比试验也验证了这一分析。

以稀土掺杂光纤为增益介质的 ASE 源，不需要传统的谐振腔，具有较高的时域稳定性。2017 年，国防科学技术大学报道了 ASE 泵浦的 1178 nm 随机拉曼光纤激光器，激光输出功率超过 100 W。由于宽带 ASE 源具有良好的稳定性，随机激光具有较高的时间稳定性[66, 67]。但是文献中没有讨论 ASE 抽运对随机激光光谱纯度的影响。即使在最大的泵浦功率下，仍然存在一些未完全转化的 ASE 泵浦激光，我们认为这是由于 ASE 泵浦源的宽谱线宽造成的，实验中用到

的 3 dB 的谱线宽为 9.1 nm。宽带泵浦源的拉曼增益较低，降低了从泵浦源到拉曼斯托克斯光的转换。

时域稳定的激光泵浦源可以提升随机激光的光谱纯度，此外，增加高阶斯托克斯光的损耗，从而增加其阈值也是提升光谱纯度的方法。

2019 年 1 月，印度的 Balaswamy 研究小组基于滤波反馈，通过加入空间滤波器，成功实现了高光谱纯度斯托克斯激光的输出[68]。该小组提出了一种新的带滤波的分布式反馈机制，通过调整空间滤波器，可以在任何期望的波长终止拉曼级联过程，从而实现高光谱纯度斯托克斯光的输出，实现超过 85% 的光谱纯度和 1118 到 1535 nm 超过 400 nm 的调谐范围。图 2.6 为实验装置图。通过图 2.7 可知，加入滤波装置可以有效提升斯托克斯光的光谱纯度。

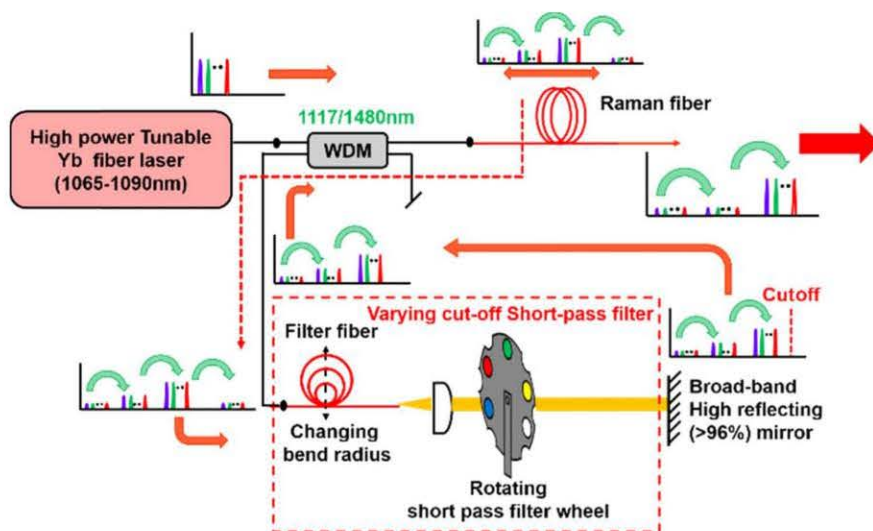


图 2.6 高光谱纯度宽调谐随机拉曼光纤激光器[68]

Figure 2.6 Tunable random Raman fiber laser with high spectral purity

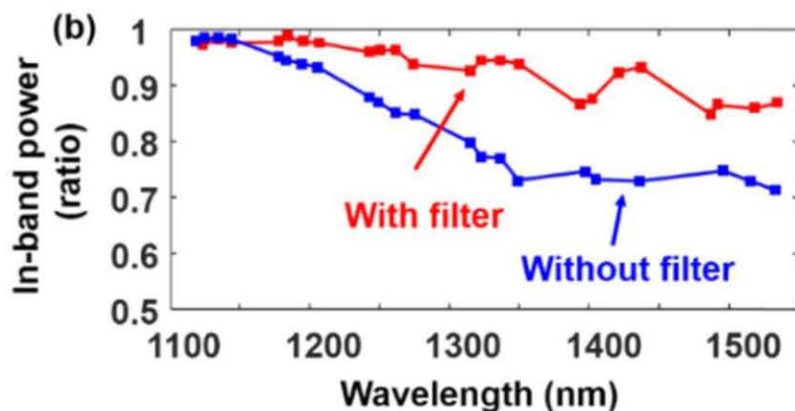


图 2.7 不同波长的光谱纯度[68]

Figure 2.7 in-band power ratio versus wavelength characteristics

2019年12月,国防科学技术大学报道了基于滤波反馈,通过弯曲光纤实现低通滤波[69],如图2.8。实验尝试了不同光纤的滤波特性(图2.9(a)),研究了同种光纤不同的弯曲半径和环绕圈数的滤波特性(图2.9(b)),实现前4阶斯托克斯光光谱纯度达到92%以上输出,第4阶斯托克斯光的最大输出功率为15W。

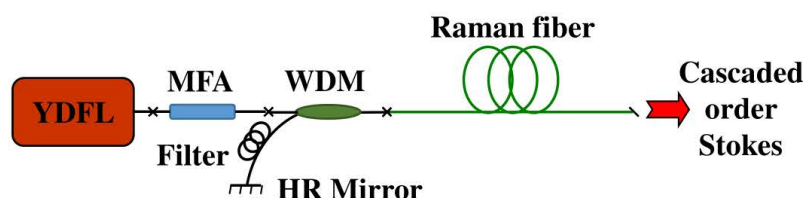


图 2.8 高光谱纯度随机拉曼光纤激光器

Figure 2.8 Random Raman fiber laser with high spectral purity

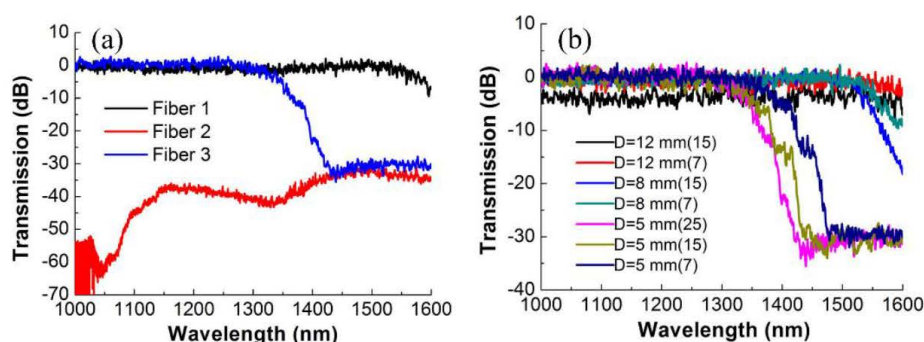


图 2.9 (a) 三种光纤同种弯曲半径和圈数下的透射谱 (b) 不同弯曲参数下的透射谱

Figure 2.9 (a) Transmitted spectra of three kinds of SM fibers with the Same bending diameters and circle numbers. (b) Transmission spectra for fiber-bending filters with various bending parameters.

基于滤波反馈的方式提高高阶斯托克斯光的损耗,从而抑制高阶斯托克斯光的激发,提升了所需斯托克斯光的光谱纯度,这对于中低功率随机光纤激光器无疑是一种简单有效的提升光谱纯度的方法。然而,此类方法都会引入额外损耗,会影响整体效率;对于弯曲的光纤长期小直径弯曲还能不能保持良好的光学特性、机械特性这还有待于验证;对于空间滤波装置又违背了随机激光结构简单紧凑的初衷,不利于提升整机系统的稳定性、鲁棒性;对于高功率运转的随机激光滤波装置能否长期稳定运转还有待于实验验证。

上文理论上分析了时域稳定的 ASE 光源可以作为随机激光的泵浦源,我们设计了一组对比试验,分别用传统掺镜光纤振荡器和 ASE 源泵浦随机激光,从对比实验出发,验证窄线宽 ASE 源可以有效提升高阶随机拉曼光纤激光器的光

谱纯度。

## 2.3 窄线宽 ASE 源泵浦的随机拉曼光纤激光器

### 2.3.1 实验方案

如图 2.10, 窄线宽 ASE 源泵浦的随机拉曼光纤激光器实验装置由两个基本部分组成, 一个用作泵浦激光器的 ASE 源和一个级联的随机拉曼光纤激光器。泵浦激光有一个标准的 MOPA 结构, 所有光纤均为保偏光纤。增益光纤和无源光纤的模场直径为  $10\ \mu\text{m}$ , 数值孔径为 0.075。ASE 源种子和放大结构均由  $976\ \text{nm}$  激光二极管泵浦, 该二极管在增益光纤中标称具有  $4.8\ \text{dB/m}$  的包层吸收系数。对于 ASE 种子源, 在两端熔接光纤隔离器避免端面反馈导致自激振荡, 确保整个 ASE 种子源是一个全开放的“腔”。在 ASE 种子源之后依次熔接一个中心波长为  $1062.0\ \text{nm}$  的  $10\ \text{nm}$  带宽的滤波器和  $1\ \text{nm}$  带宽的可调滤波器,  $10\ \text{nm}$  带通滤波器边带抑制比高达  $50\ \text{dB}$  以上,  $1\ \text{nm}$  可调滤波器的边带抑制能力较低, 只有约  $20\ \text{dB}$ , 两个滤波器足以抑制放大过程中的自激振荡, 而且可以将 ASE 种子源光谱宽度通过滤波的方式压窄至  $1\ \text{nm}$  以下。然后采用相同结构的保偏掺镱光纤放大器对 ASE 种子源进行功率放大。经波分复用器(WDM)后, 从 ASE 源输出的光被注入到  $2000\ \text{m}$  长的拉曼光纤(OFS 拉曼光纤)中。在波分复用器的后端的自由臂熔接一个宽带金属全反镜。全反镜采用封装机构, 带光纤尾纤输出, 与  $2000\ \text{m}$  拉曼光纤形成一个前向泵浦的半开放腔结构的随机激光腔。这种结构可以大大降低随机激光的阈值[70]。拉曼光纤的激光输出端为  $8^\circ$  斜角输出, 可以减小端面反馈。这种半开放腔的随机激光, 金属镜提供了点反馈,  $2000\ \text{m}$  长的拉曼光纤提供拉曼增益和分布的瑞利散射积累的反馈。为了进行对比实验, 我们还搭建了一个  $1064\ \text{nm}$  的传统光纤振荡器来泵浦随机拉曼光纤激光器。

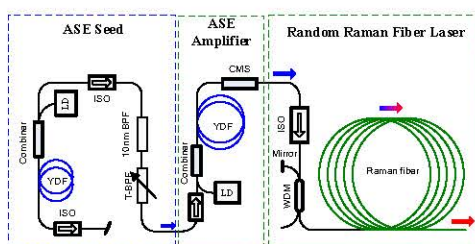


图 2.10 窄线宽 ASE 源泵浦的随机激光实验装置图

Figure 2.10 Schematic diagram of random fiber laser pumped by the narrow linewidth ASE source

作为对比实验,传统 1064 nm 振荡器泵浦的随机拉曼光纤激光器试验结构如图 2.11。只有泵浦源的种子源做了替换。1064 nm HR 和 1064 nm LR 分别为波长为 1064 nm 的光纤布拉格高反射率光栅和低反射率光栅。1064 nm 低反射率光栅输出的激光由于会残余泵浦激光,因此用包层模滤除器(CMS)将泵浦光滤除,通过隔离器,进入放大器,隔离器可以防止放大器在放大过程中影响种子激光的稳定性,后面的结构与前述的随机激光的结构完全一样。

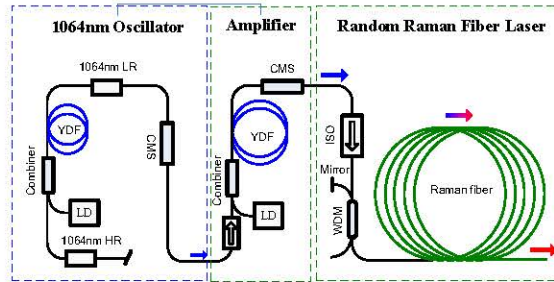


图 2.11 1064 nm 振荡器泵浦的随机激光实验装置图

Figure 2.11 Schematic diagram of random fiber laser pumped by the 1064 nm oscillator

### 2.3.2 实验结果与讨论

图 2.12 展示了滤波后的 ASE 种子源和放大后 ASE 源的光谱。对于种子源直接从隔离器输出的光谱,3 dB 的线宽约为 15 nm。经过带通滤波器和可调滤波器后,线宽减小到 0.85 nm。然后在掺镱光纤放大器中进行放大。最大输出功率高达 34 W,线宽为 0.9 nm,边带抑制为 37 dB。传统的基于光纤布拉格光栅对的 1064 nm 光纤振荡器具有同等数量级的线宽,0.7 nm 左右,输出功率跟 ASE 源同等水平。

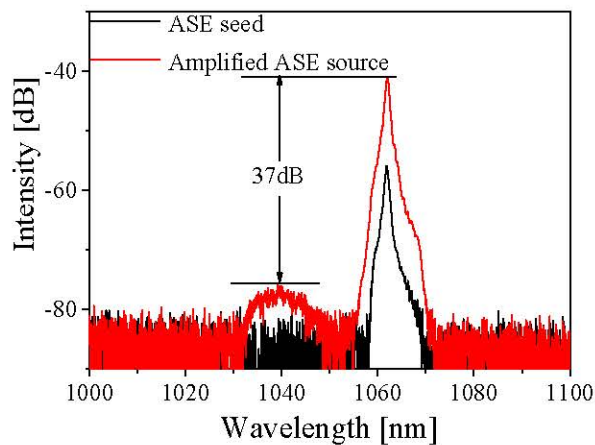


图 2.12 ASE 种子源和放大后的 ASE 源输出光谱

Figure 2.12 Output spectra of the ASE seed and the amplified ASE source

在同等输出功率下，我们用 1 GHz 带宽的示波器分别测试了 ASE 源和传统 1064 nm 光纤振荡器的时域特性。图 2.13 显示了归一化的时域测试结果，时间尺度在 200  $\mu\text{s}$  量级。其中为了方便对比，ASE 源的时域归一化的测试结果做了乘以 2 的处理，这种处理并不会改变测试结果。由图中可以看出，ASE 源时域稳定。经过统计分析，可以计算出 ASE 源的时域峰值波动为 9%，标准差为 1.05%。峰值波动可以看出时域的稳定性的，标准差可以看出在 200  $\mu\text{s}$  量级功率的集中离散程度，结果都是越小越好。相比之下，1064 nm 光纤振荡器的峰间波动为 119%，标准差为 13.85%。由于纵模拍频和光纤内非线性的影响，光纤振荡器的强度波动较大。

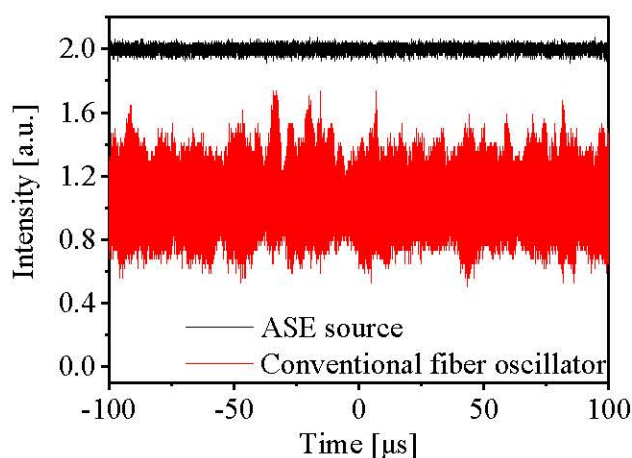


图 2.13 同等功率水平下 ASE 和振荡器的时域测量

Figure 2.13 Temporal behavior of the ASE source and the conventional fiber laser at the same power

当泵浦功率增大，拉曼增益达到半开放腔的往返损耗时，斯托克斯光开始起振。如图 2.14(a)所示，随着 ASE 源泵浦功率的增加，第一阶(1114.5 nm)到第八阶(1691.6 nm)的斯托克斯光依次级联产生。由于 ASE 泵浦源的高稳定性，实现了低阶斯托克斯激光向高阶斯托克斯激光的充分转换。通过控制泵浦功率可以实现每一阶斯托克斯光谱纯度达到最大。高阶斯托克斯光转化充分后，中间阶斯托克斯激光几乎可以忽略。图 2.14(b)为 1064 nm 振荡器泵浦的随机激光的光谱图。同样，每一阶斯托克斯激光都是功率经过优化，使得斯托克斯光的光谱纯度达到最高。在图 2.14(b)中，可以明显观察到低阶斯托克斯光的存在，这些光并没有完全充分的转化为高阶斯托克斯光。与 ASE 源泵浦的随机激光相比，其光谱纯度要低得多，而且光谱纯度也随着斯托克斯阶数的增加而降低。

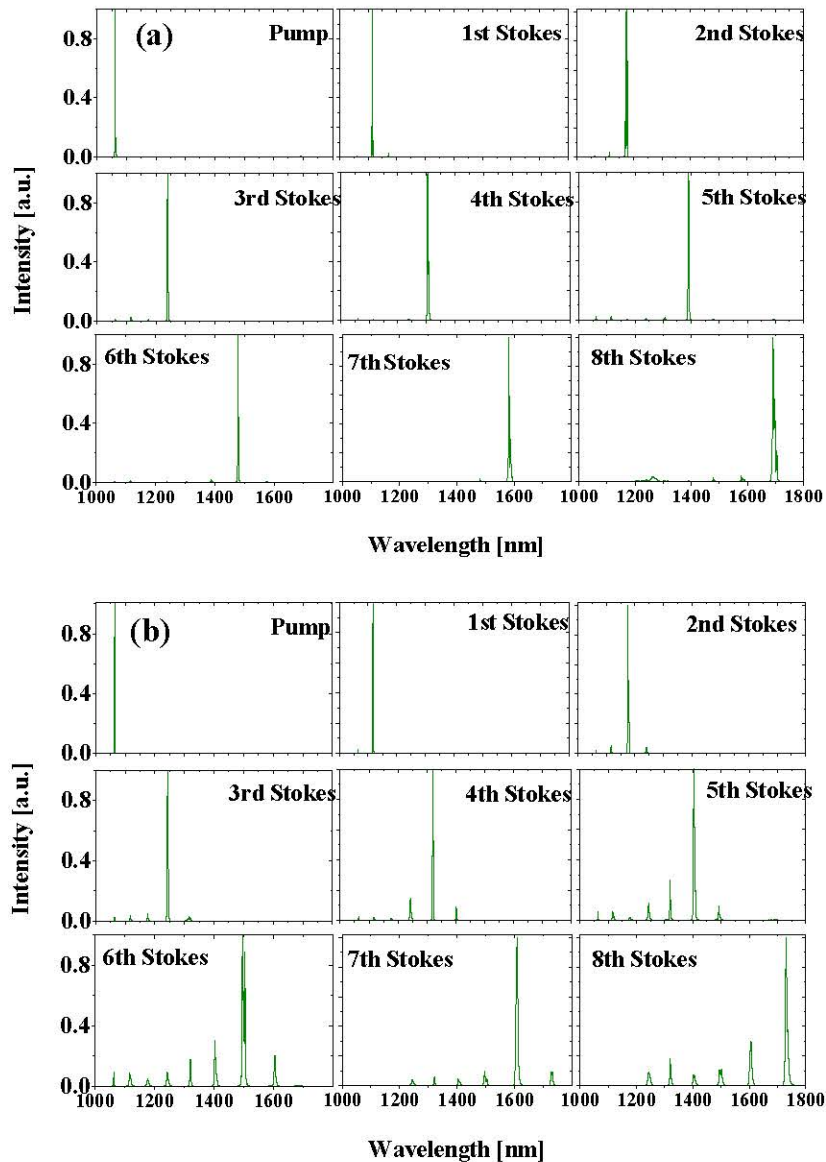


图 2.14 (a)窄线宽 ASE 源 (b)1064 nm 光纤激光振荡器泵浦的随机激光光谱

Figure 2.14 Output spectra of the random fiber laser pumped by (a)the narrow linewidth ASE source and (b) the 1064nm oscillator.

图 2.15 (a)和(b)描绘了不同斯托克斯光的发展和演变趋势。泵浦光的功率受到隔离器的限制。随着泵浦功率的增大，一阶斯托克斯功率开始增大，泵浦功率逐渐耗尽，转化为斯托克斯光。斯托克斯光作为泵浦光会激发下一阶斯托克斯光，重复这个过程直到 8 阶随机激光。从图中可以观察到斯托克斯光的起振有明显的阈值特性，斯托克斯光在泵浦功率达到阈值后迅速增加。在高阶斯托克斯光刚开始起振的时候，前一阶斯托克斯光达到最高的输出功率和光谱纯度。图 2.15 (b)显示了不同斯托克斯光的功率演化，可以看出，最大输出功率随着拉曼阶数的增大而增大。这很好理解，这是因为更高阶的拉曼激光是在更高的泵浦功率下产生

的。

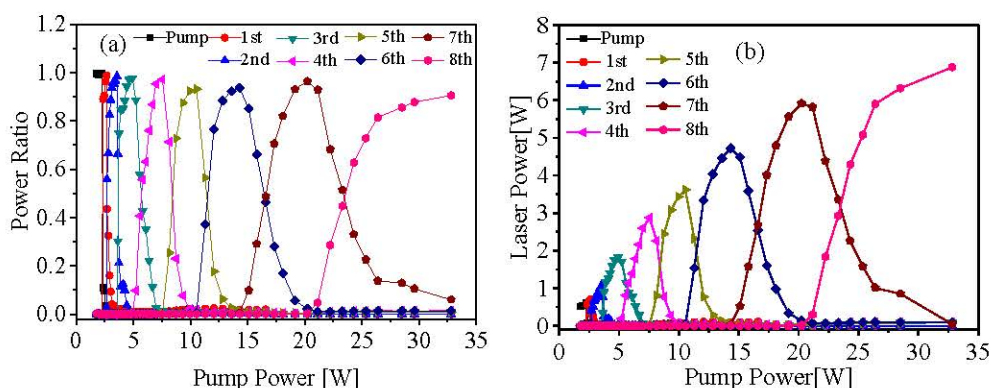


图 2.15 (a)斯托克斯光的光谱纯度和(b)斯托克斯光的输出功率随泵浦功率变化趋势

Figure 2.15(a) The power ratio of different Raman Stokes light and (b) Output power of different Raman Stokes light with respect to the pump power.

图 2.16 为 ASE 源和 1064 nm 振荡器分别泵浦的随机激光的光谱纯度(功率比例)对比。结果表明,当用 ASE 源泵浦时,1~3 阶斯托克斯光功率比超过 97.7%, 4~7 阶斯托克斯光功率比超过 93.1%。对于 8 阶斯托克斯光,由于泵浦功率的限制和光纤损耗的增加,功率比降低到 90.8%。对于高阶(>3)级联随机激光而言,对比之前的研究工作,这是明显的进步。最高输出功率在 1691.6 nm 处达到 6.9 W,对应 1062 nm 处的光效率为 21.0%。当采用 1064 nm 光纤振荡器泵浦时,从 1 阶斯托克斯光逐渐到 8 阶的过程,功率比从 98.5%急剧下降到 47.0%。在 1731.6 nm 处的最高输出功率只有 3.7 W,在 1064 nm 处的光光效率只有 11.2%。从低阶到高阶斯托克斯的功率未转换彻底,这降低了光谱纯度和光光转换效率。两种泵浦情形下 8 阶斯托克斯光的精确波长是有差异的,这是拉曼增益谱的双峰结构造成的复杂增益竞争的结果,这已在[71]中进行了详细的研究。

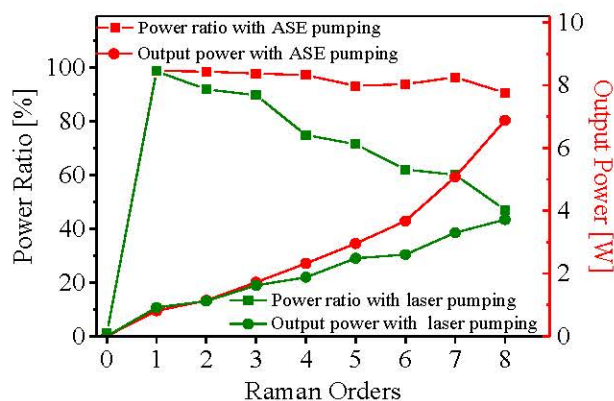


图 2.16 窄线宽 ASE 源和光纤振荡器泵浦的随机激光功率比例和输出功率对比

Figure 2.16 Power ratio and output power of each Stokes order when the pump laser is the

**narrow linewidth ASE and 1064 nm oscillator, respectively.**

除了光谱纯度外，泵浦激光的时域特性也影响随机激光输出的时域稳定性。图 2.17 分别显示了 ASE 源泵浦和光纤振荡器泵浦的 8 阶斯托克斯光的归一化时域测试结果。在 ASE 源泵浦的情况下，在输出中有一些很小的调制，时域峰峰值波动为 9%，标准差为 1.18%。相比之下，当光纤振荡器泵浦时，斯托克斯光的峰峰值波动达到 113%，标准差为 16.27%。这些观测结果证实了泵浦激光的功率波动可以直接传递到斯托克斯激光。

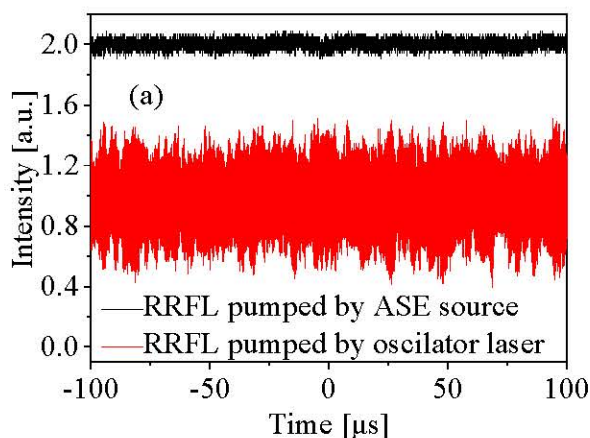


图 2.17 窄线宽 ASE 源和光纤振荡器泵浦的随机激光时域对比

Figure 2.17 The normalized oscilloscope traces of the random laser output pumped by narrow linewidth ASE and fiber oscillator, respectively.

最后研究了各阶斯托克斯光的光谱宽度。图 2.18 显示了每阶斯托克斯光在其最大功率时的 3 dB 线宽。随着拉曼阶数的增加，斯托克斯光的谱线宽度从 0.61 nm 增加到 4.76 nm。激光线宽相对于输出功率的总体趋势是增大的，这种光谱展宽是由于 2000 m 长的拉曼光纤中的四波混频、交叉相位调制等非线性效应引起的。

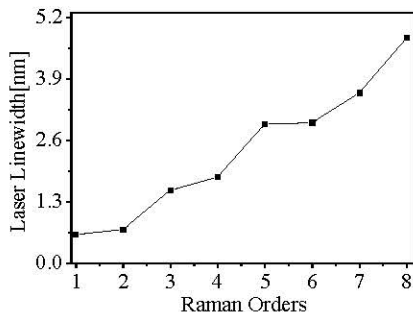


图 2.18 窄线宽 ASE 源泵浦的随机激光光谱宽度变化

Figure 2.18 The linewidth of the random laser pumped by narrow linewidth ASE.

## 2.4 本章小结

本章中，我们对高光谱纯度的随机拉曼光纤激光器进行了研究。首先回顾了高光谱纯度随机激光的发展，简要介绍了实现高光谱纯度随机激光的方法，提出了窄线宽 ASE 源泵浦可以提升随机激光的方案，并且设计了对比实验进行验证。

对比实验通过窄线宽 ASE 源和传统的光纤激光振荡器分别泵浦完全相同的半开放腔随机激光进行展开。实验实现了 8 阶斯托克斯激光，当用窄线宽 ASE 源泵浦时，1~3 阶斯托克斯光功率比超过 97.7%，4~7 阶斯托克斯光功率比超过 93.1%，第 8 阶斯托克斯光功率比为 90.8%。这对于高阶(>3)级联随机激光而言，是明显的进步。最高输出功率在 1691.6 nm 处达到 6.9 W，对应 1062 nm 处的光效率为 21.0%。而对于光纤激光振荡器泵浦的随机激光，从 1 阶斯托克斯光逐渐到 8 阶的过程，功率比从 98.5%急剧下降到 47.0%。通过时域测试，我们证明了窄线宽 ASE 源的时域稳定性要强于光纤激光振荡器的时域，上述结果证明了窄线宽 ASE 源泵浦是一种可行的提升高阶随机激光光谱纯度的方法。最后我们通过对比随机激光的输出时域发现，泵浦激光的时域特性通过拉曼过程传递到斯托克斯光的时域特性上，ASE 源时域稳定性优异，这也确保了斯托克斯光的时域稳定性。

更进一步，由于高功率 ASE 源的获得有一定难度，因此我们接下来要研究高时域稳定性、高功率的泵浦激光。



## 第3章 高稳定性高功率泵浦激光

在前一章里, 无论从理论分析还是实验验证, 都已经说明泵浦激光的时域特性对随机拉曼光纤激光器的光谱纯度有决定性作用, 时域特性高度稳定的泵浦激光可以有效提升随机激光的光谱纯度, 这可以大大提升光学转化效率。窄线宽 ASE 源是一种可选的高度稳定的激光泵浦源。然而高功率 ASE 源结构复杂, 对反馈非常敏感, 为了抑制端面反馈, 可能要做一些特殊处理或用特种光纤[72-74]。为进一步实现高阶高功率的随机激光, 探索更为简单鲁棒的时域高度稳定的激光泵浦源尤为重要。

### 3.1 1064nm 掺镱光纤激光器的优化

掺镱光纤激光器是发展最迅速、最成熟的光纤激光器, 传统掺镱光纤激光器结构简单, 早已在基础科研和工业中有广泛的应用[2]。早在 1961 年, Snitzer 就提出了掺铒光纤可以作为光纤激光器的增益介质[75], 然而此时光纤传输、熔接损耗大, 泵浦光接收效率低, 直到 1988 年, 双包层泵浦的理念提出来[76], 光纤激光器再次引起很多研究人员的兴趣。在光纤激光器的初始发展阶段, 由于铒离子激光器阈值低、效率较高等优点, 掺铒光纤得到了大量的应用。但是铒离子光纤激光器的吸收谱较窄, 输出功率、效率对泵浦光波长要求比较高, 镱离子逐渐进入了科研工作者的视野。镱离子有 915 nm 和 976 nm 两个吸收峰, 而且吸收峰的范围比较宽, 对泵浦激光的吸收效率比较高。镱离子能级结构简单, 是三能级结构, 可以作为理想的光纤激光器的增益介质。1994 年, Pask 等研究人员在英国成功搭建了双包层泵浦的掺镱光纤激光器, 实现了 500 mW 1040 nm 激光的输出, 斜率效率高达 80%[77]。虽然输出功率不是很高, 但这足以证明双包层掺镱光纤激光器的高效率特性和强大的功率提升潜力。1997 年, M. Muende 等人通过 915 nm 泵浦源泵浦, 实现了 35.5 W 1.1  $\mu\text{m}$  激光的输出[78], 仅 2 年后, V. Dominic 研究小组通过掺镱光纤激光器实现了超过 100 W 激光的输出[79]。进入 2000 年后, 掺镱光纤激光器发展更为迅速, 快速进入千瓦时代, 并且成为高功率光纤激光器的代名词。2005 年德国 IPG 公司实现了光纤激光器输出 2000 W 的水平, 一年后, 将功率水平刷新到 3000 W, 通过激光合束, IPG 于 2013 年实现了 100 kW

激光的输出。目前，基于各种新光纤、新结构、新泵浦机制等特殊条件或是窄线宽、无非线性效应、高光束质量等特殊光学性质的千瓦以上的双包层掺镱光纤激光器无论是理论还是实验研究被大量报道[47, 80-88]。

掺镱光纤激光器作为最成熟的光纤激光器，有着高功率、高效率、高光束质量的输出，而且结构紧凑，简单鲁棒，可以作为随机拉曼光纤激光器泵浦源。我们首先研究了传统的 1064 nm 掺镱光纤振荡器。

### 3.1.1 掺镱光纤振荡器

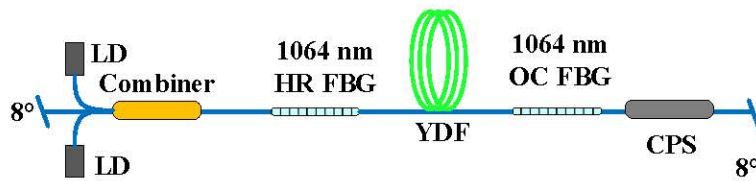


图 3.1 1064 nm 掺镱光纤振荡器

Figure 3.1 The 1064 nm Yb-doped fiber oscillator

实验结构比较简单，合束器(combiner)将半导体激光器(LD)发射的 976 nm 泵浦激光合束，经过 1064 nm 高反射率布拉格光纤光栅 (HR FBG) 注入掺镱双包层光纤 (YDF)。输出耦合布拉格光纤光栅(OC FBG)输出 1064 nm 激光。包层光滤除器(CPS)可以把剩余的泵浦包层光滤除。所有的光纤都是 10/125 光纤，即光纤纤芯直径为 10  $\mu\text{m}$ ，光纤包层直径为 125  $\mu\text{m}$ 。掺镱光纤对 976 nm 泵浦光的标称吸收系数为 4.8 dB/m，增益光纤长度为 4 m，以达到较好的效率。光纤输出尾端切 8°角，防止端面反馈引起寄生振荡。

实验获得的数据如下：

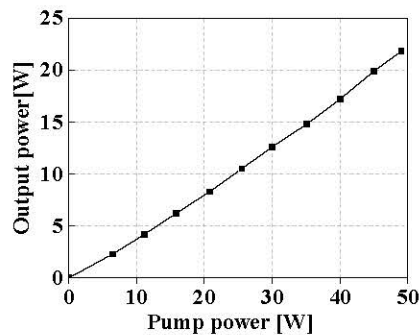


图 3.2 1064nm 掺镱光纤振荡器输出功率

Figure 3.2 The output power of 1064nm Yb-doped fiber oscillator

泵浦光的最大输入功率 49 W，输出 1064 nm 激光功率为 21.8 W，光光转换效率 45%，效率比预计偏低一点，分析来源可能两方面。一方面由于采用 2 个 60 W 的大族非锁定波长的半导体激光器，半导体在中低功率下运行可能中心波长没有锁定在 976nm，导致泵浦吸收下降；另一方面，由于实验室条件，CPS 与输出光栅的光纤类型不太匹配，造成熔接损耗偏大。

输出光谱如图 3.3。最低功率下的中心波长 1063.4nm，3 dB 线宽 0.4 nm；最高功率下的中心波长 1063.8 nm，3 dB 线宽 1.7 nm。可以看出中心波长有往长波漂的趋势，可能是由于光栅发热造成的，由于高功率下的非线性效应，会使 3 dB 光谱宽度略微加宽。

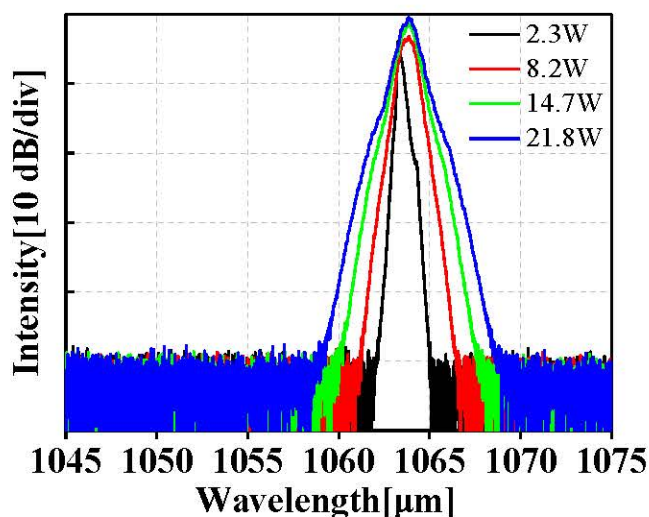


图 3.3 1064 nm 掺镱光纤振荡器输出光谱

Figure 3.3 The output spectrum of 1064 nm Yb-doped fiber oscillator

我们用 1 GHz 带宽的示波器测试了激光器的归一化时域特性，如图 3.4，测试了种子激光在 8.2 W 时的时域情况。通过峰峰值波动和标准差来表征时域的稳定性和波动。在 8.2 W 时，峰峰值波动 46.6%，标准差为 6.7%，更高输出功率下，时域特性有劣化的趋势，是因为高功率下纵模拍频和光纤内非线性效应更强，光纤振荡器的强度波动较大。这样的时域特性显然与前面介绍的 ASE 源的时域特性还有差距。2009 年，W. Guan 等人演示了一种抑制光纤激光器中自脉冲的新技术 [89]，通过分析激光场与增益的动态相互作用，实验中采用增加无源光纤的方法，延长光子在激光腔的往返时间，改变了腔内的弛豫振荡动力学，有效地抑制了腔内的自脉冲。重要的是，他们证明了如果有足够长的光纤，自脉冲现象可以完全消除。受此启发，我们在原来的实验基础上加入了无源光纤。

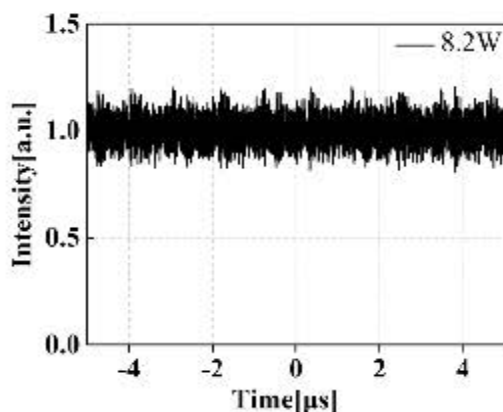


图 3.4 1064nm 掺镱光纤振荡器输出时域

Figure 3.4 The time domain of 1064 nm Yb-doped fiber oscillator

加入无源光纤新的结构图如图 3.5。我们加入了~220m 双包层无源光纤来延长腔长，从而抑制自脉冲现象，由于所选无源光纤与掺镱双包层光纤和输出耦合光栅匹配很好，因此熔接损耗几乎可以忽略。

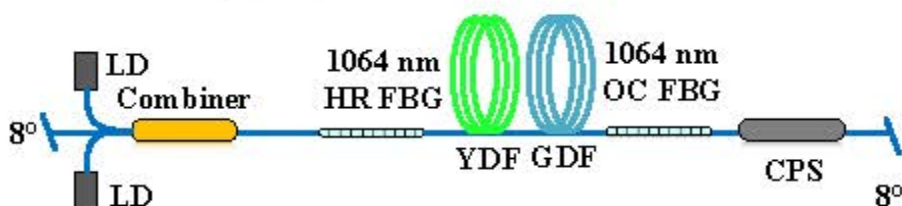


图 3.5 1064nm 掺镱光纤振荡器

Figure 3.5 The 1064nm Yb-doped fiber oscillator

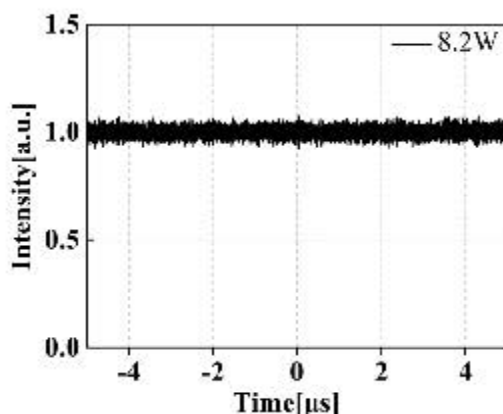


图 3.6 1064 nm 插入无源光纤后的掺镱光纤振荡器输出时域

Figure 3.6 The time domain of 1064nm Yb-doped fiber oscillator with passive fiber

图 3.6 是插入无源光纤后的时域。与图 3.4 对比可知，时域特性有了明显的改善，自脉冲现象不再明显，而且调制特性也减弱。通过计算时域的峰峰值和标准差可以得到分别为 15.1%和 1.8%，实验结果证明~220 m 无源光纤的插入大大

增加了时域稳定性，而且峰峰值抖动跟标准差的数据也可以说明，稳定性可以与之前的 ASE 源媲美。

### 3.1.2 掺镜光纤放大器

我们得到了一个 8 W 的高度稳定的 1064 nm 光纤振荡器，然而这个功率水平来产生高阶高功率随机激光还不够，接下来我们通过 MOPA 结构将种子激光的功率进行放大。

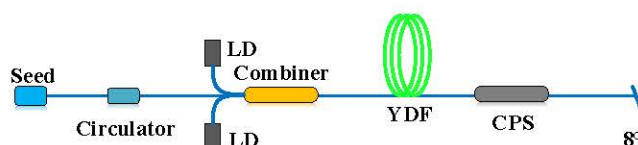


图 3.7 1064nm MOPA 结构图

Figure 3.7 The diagram of 1064nm Yb-doped fiber MOPA

MOPA 结构如图 3.7 所示。种子(seed)为上述时域优化的种子激光，环形器(circulator)可以把放大器的后向回光导出，从而避免了回光对种子激光稳定性产生影响。LD 是 6 个 100 W 的 976 nm 激光二极管，激光合束器(combiner)可以把信号光和泵浦光耦合入双包层掺镜光纤(YDF)中，信号光在 YDF 的纤芯中传输，泵浦光在 YDF 的包层中传输，合束器单臂最大泵浦功率标称 100 W。跟种子激光一样，放大器的 YDF 也是 10/125 光纤，标称包层吸收系数为 4.8 dB/m，为了充分吸收泵浦光，选用 6 m 长 YDF 进行放大。泵浦光滤除器(CPS)标称滤除功率 100 W，可以把残余泵浦激光滤掉，输出尾端切 8°斜角，防止菲涅耳反射。

实验结果如下：

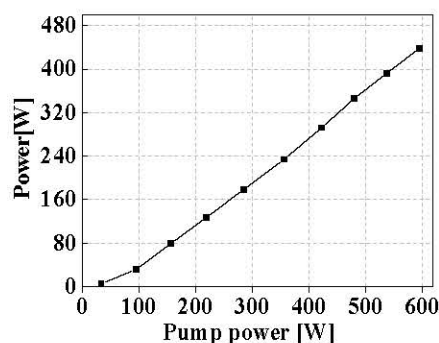


图 3.8 1064nm 掺镜光纤放大器输出功率

Figure 3.8 The output power of 1064 nm Yb-doped amplifier

泵浦光功率达到 538 W，输出 1064 nm 激光 438.5 W，放大效率为 80.6%。

本放大器为全单模光纤结构,可以方便的与后面随机拉曼光纤激光器低损耗匹配,如此高的功率足以为随机拉曼过程提供充足的泵浦光,为了测试激光的其他性能,我们又测试了输出的光谱情况和时域情况。

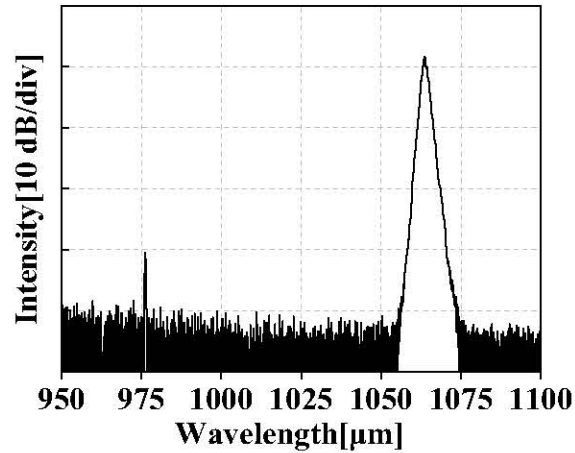


图 3.9 438 W 1064 nm 掺镱光纤放大器输出光谱

Figure 3.9 The output spectrum of 1064 nm Yb-doped amplifier at 438 W

种子经放大后输出光谱由一台分辨率为 0.1 nm 的光谱分析仪 (Yokogawa AQ6370D)测量。由图 3.7 可知,976 nm 处的泵浦剩余功率可以忽略不计,比 1064 nm 光谱线低 32 dB。种子激光器中心波长为 1063.8 nm, 3 dB 的光谱带宽为 0.97 nm, 最大功率下 3 dB 的光谱带宽为 1.7 nm。线宽展宽是四波混频等高功率作用下的强非线性效应导致的。

由 1GHz 带宽的示波器测试了放大器的时域,将数据归一化处理如下图所示:

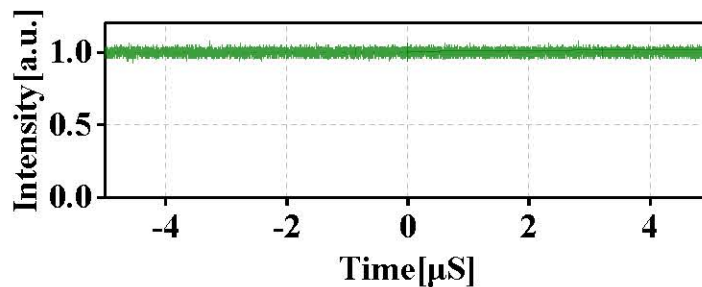


图 3.10 1064 nm 掺镱光纤放大器输出归一化时域

Figure 3.10 The normalized oscilloscope trace of 1064 nm Yb-doped amplifier

图 3.10 展示了最大功率下的归一化的时域测试结果,时间尺度在 10  $\mu$ s。438 W 1064 nm 光纤激光器的标准偏差和峰峰波动值分别为 1.725%和 14.8%。没有看到明显的自脉冲现象,说明时域稳定性非常好。

通过与种子激光的特性对比,放大会使光谱略微展宽,但是对于作为泵浦激光而言,这一点没有影响;时域情况与种子激光保持一致,基本达到了 ASE 源的水准;功率大大提升,最高输出 438 W。这次高功率、高时域稳定的 1064 nm 掺镜光纤激光器可以作为随机激光的理想泵浦源。

### 3.2 线型腔可调谐光纤激光器

窄线宽 ASE 源泵浦的随机拉曼光纤激光器实现了 8 阶斯托克斯光,展现了随机拉曼光纤激光器波长灵活的特性,但是泵浦源波长固定,这就限制了输出激光的波长只能在分立的阶的斯托克斯调谐,探索可调谐的泵浦源可以实现输出激光波长的连续调谐。我们通过线型腔方案,实现了 1 μm 可调谐激光的输出,调谐波长为 1030-1100 nm,这受限于可调谐滤波器的范围。输出功率 3 W 以上,这受限于可调谐滤波器的功率承受能力。

#### 3.2.1 实验方案

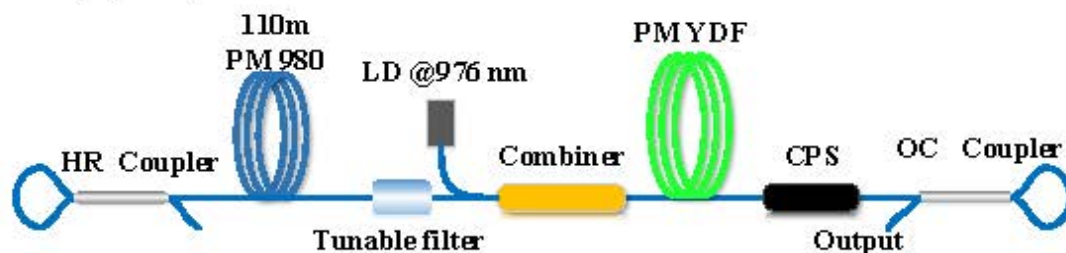


图 3.11 1 μm 可调谐掺镜光纤激光器

Figure 3.11 The tunable Yb-doped fiber laser at 1 μm

如图 3.11 为线型腔可调谐光纤激光器示意图。高反耦合器(HR coupler)的分光比为 1: 1,在不考虑光纤耦合器损耗的情况下,根据光纤环路耦合器的反射率计算公式[90],可以计算耦合器的等效反射率。

$$R = 4K(1 - K) \quad (3.1)$$

这里 $K$ 为耦合比, $R$ 为反射率。高反射率耦合器的分光比为 1:1,耦合比为 0.5,代入计算可得 $R=1$ ,理想情况下等效为全波段高反射率光栅。输出耦合器(OC coupler)分别采用分光比为 2: 8 和 1: 99,等效反射率分别为 64%和 3.96%进行实验。可调谐滤波器(Tunable filter)可调范围为 1030-1099 nm,所有试验器件和光纤均为全保偏结构。

### 3.2.2 结果与讨论

当采用 2: 8 coupler 时, 输出光谱用光谱分析仪 (Yokogawa AQ6370D) 测量, 分辨率为 0.2 nm。数据如图 3.12。受限于可调谐滤波器范围, 输出光谱范围为 1030-1099 nm。其中 1030, 1060, 1090 nm 的光谱信噪比分别为 56.8, 67, 61 dB, 均为最大功率下的数据。图 3.13 为可调谐光纤激光器的输出功率。由于腔损耗比较大, 整体效率并不高。由于实验用到的可调谐滤波器承受的功率仅为数瓦量级, 因此泵浦光功率没有再加, 通过热像仪可以看到滤波器光纤耦合头有发热迹象。

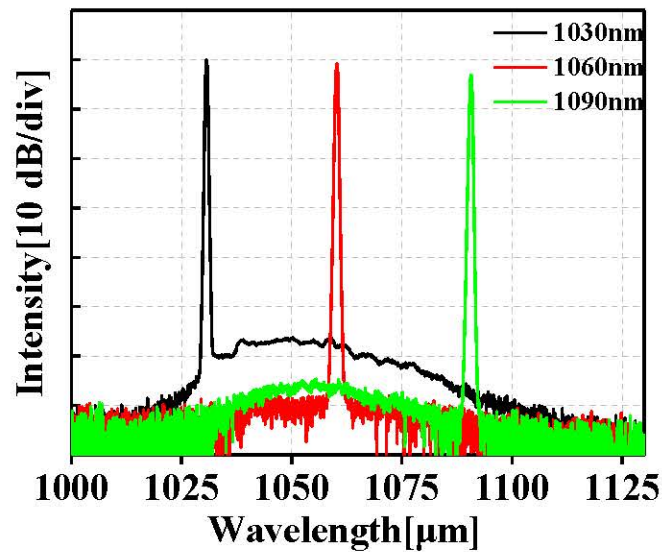


图 3.12 1  $\mu\text{m}$  可调谐掺镱光纤激光器输出光谱

Figure 3.12 The output spectrum of tunable Yb-doped fiber laser at 1  $\mu\text{m}$

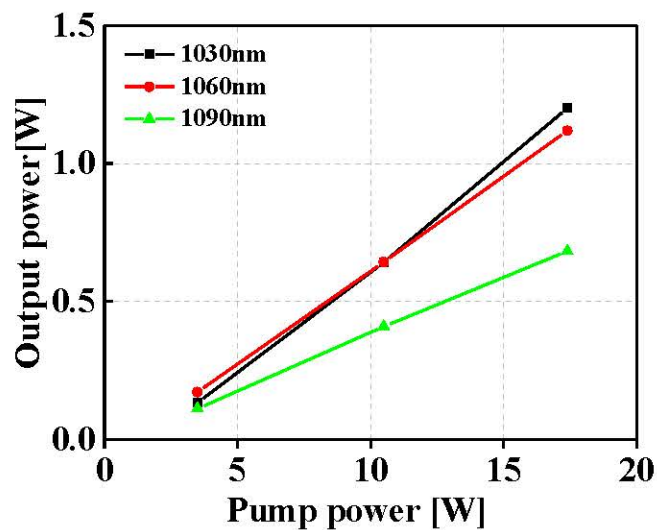


图 3.13 1  $\mu\text{m}$  可调谐掺镱光纤激光器输出功率

Figure 3.13 The output power of tunable Yb-doped fiber laser at 1  $\mu\text{m}$

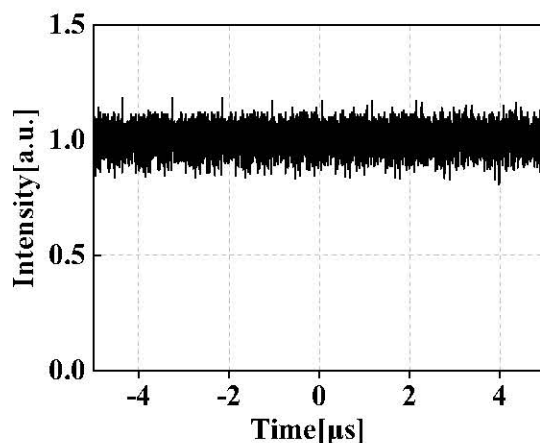


图 3.14 1 μm 可调谐掺镱光纤激光器输出时域

Figure 3.14 The time domain of tunable Yb-doped fiber laser at 1 μm

图 3.14 为 1060 nm 在 1.1 W 情况下输出时域，经计算标准差为 5.2%，峰值抖动为 37%。这个时域情况有可见的自脉冲，比没有优化过的时域稳定，但是比 ASE 源的时域还会差一点。不同波长下，输出功率一样，时域特性相差不大。

当采用 1:99 coupler 时候，输出光谱、功率、时域情况如下。

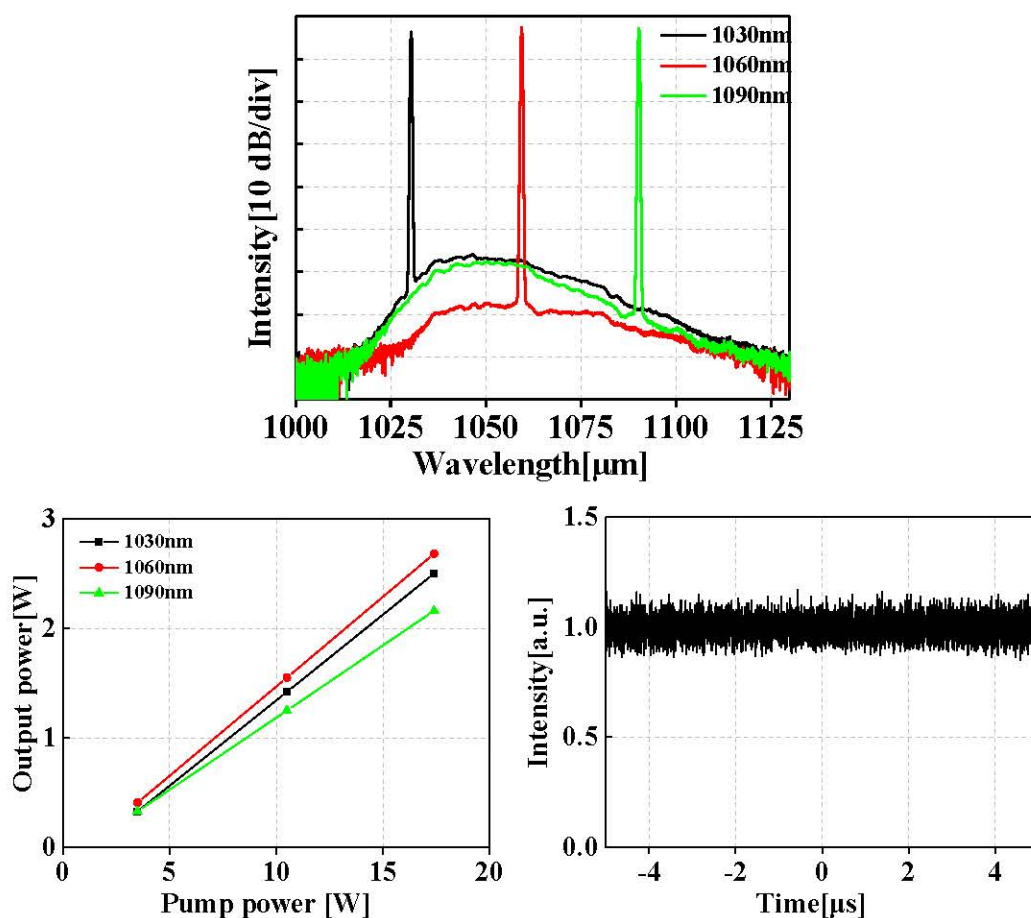


图 3.15 1 μm 可调谐掺镱光纤激光器输出时域

Figure 3.15 The time domain of tunable Yb-doped fiber laser at 1 μm

当采用 1:99 coupler 时，由于输出反射率下降，激光效率变大，输出功率变大，虽然 ASE 抑制变差，光谱信噪比没有之前好，但是全波段信噪比都在 50 dB 以上，相同功率下，1060 nm 处的时域上，峰峰值抖动 38.3%，标准差 4.5%。

### 3.3 本章小结

由于高功率 ASE 源结构复杂，本章主要在探究结构简单的高度稳定的随机拉曼光纤激光器的泵浦源。通过腔内增加无源光纤的方法，大大抑制了 1064 nm 光纤激光振荡器的自脉冲，这种方法简单实用，而又不影响激光器的其他光谱、功率特性，最终使其时域特性基本达到 ASE 的水准；然后通过 MOPA 结构，将高性能的种子激光通过一级放大到超过 400 W 的输出，全光纤均为 10/125 单模光纤，这保证了输出激光的高光束质量和高亮度；光谱时域特性基本保持了种子激光的特性，这种高亮度泵浦源为实现高阶、高功率、高光谱纯度随机激光提供了保障。

另一方面，为了发挥随机拉曼光纤激光器波长灵活这一特性，我们又探索了时域相对稳定的线型腔可调谐光纤激光器。通过优化腔内光纤和输出耦合器的耦合比，研究了合适的可调谐激光的种子，为高功率可调谐的泵浦源打下了基础，做了初步的探索。

## 第 4 章 高阶高功率随机拉曼光纤激光器

前一章介绍了高功率、高时域稳定性的 1064 nm 光纤激光器, 这为本章的进一步实验开展打下了前期基础。本章通过半开放腔的随机拉曼光纤激光器结构先后实现了 9 阶和 10 阶斯托克斯光百瓦以上的输出, 这是随机激光在接近 2  $\mu\text{m}$  波段第一次实现如此高功率输出, 实验结果展现出随机激光功率和波长扩展的强大潜力, 引起人们极大的研究兴趣; 进一步我们通过级联合适的高非线性拉曼增强光纤实现了 11 阶斯托克斯光的输出, 这是由 1  $\mu\text{m}$  激光器泵浦实现 2  $\mu\text{m}$  以上随机激光的第一次成功探索。

### 4.1 高阶高功率随机拉曼光纤激光器研究背景

随机拉曼光纤激光器自 2010 年首次报道以来[35], 在科研和光通信领域引起了广泛的关注。与传统的基于点反馈的光纤激光器相比, 随机激光所需要的反馈是由光纤内部的瑞利散射提供的, 这使得这些激光器系统具有独特的特性, 如低相干性、无纵模结构和结构简单等。因此, 随机拉曼光纤激光器在抽运中红外光源、医疗应用、长距离光纤遥感、超连续谱生成等诸多领域具有广泛的应用前景。

随机拉曼光纤激光器的发展令人印象深刻, 目前已经产生了大量令人兴奋的结果。对于随机拉曼光纤激光器的光学效率, Du 等人报道了约 89% 的泵浦光-斯托克斯光转换效率[53], 这个数据接近量子极限, 是随机拉曼光纤激光器效率的最高记录; 关于随机拉曼光纤激光器的功率特性, 国防科学技术大学 Zhang 等人演示了基于一个半开放腔 919 W 随机激光器[55], 采用了 90 m 超短无源光纤, 输出激光波长为 1150 nm, 这充分体现了随机激光的功率扩展潜力; 对于随机拉曼光纤激光器的偏振特性, Zlobina 等人在 10 W 功率水平下获得高达 25 dB 偏振消光比的斯托克斯光输出[91], 这种高偏振度的随机激光在基础研究、通信和传感等方面有着巨大的应用潜力。此外, 在以往的研究工作中已经实现窄线宽输出[92, 93]、级联运转[57, 60]、脉冲运转[50, 94]等, 这都充分说明随机拉曼光纤激光器的性能已经接近传统的拉曼光纤激光器。由于光纤内部的瑞利散射反馈和受激拉曼散射增益在任何波长上都是有效的, 因此宽波长可调谐是其固有的也是最

引人注目的优点之一。但上述研究多集中在低阶(<3)斯托克斯光和较窄的波长范围，不能完全突出随机激光的波长灵活性。2016年，冯衍课题组报道了6阶斯托克斯光的输出，并且基于可调谐的泵浦源实现了超过300 nm可调谐激光的输出[63]。这是随机激光第一次实现6阶斯托克斯光的输出，输出光谱纯度和各阶斯托克斯光光谱如下图4.1和4.2。

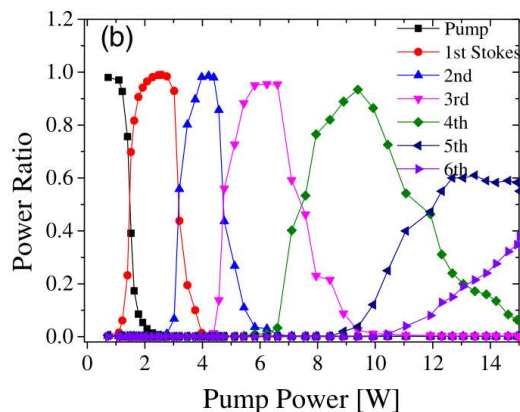


图 4.1 6 阶斯托克斯光光谱纯度随泵浦功率的变化[63]

Figure 4.1 The spectrum purity of 6 order Stokes wave as a function of the pump power.

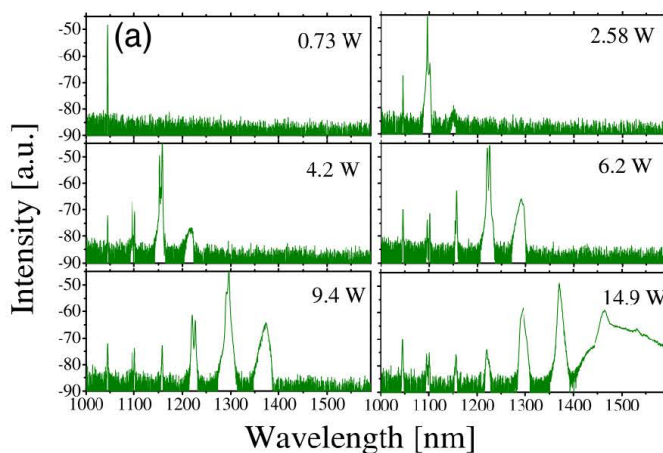


图 4.2 6 阶斯托克斯光光谱[63]

Figure 4.2 The spectrum of 6 order Stokes wave

实验用了 10 km 的 Hi1060 光纤，由于超长的光纤，拉曼过程中泵浦光转化比较充分，前 5 阶光谱纯度都实现了 80% 以上的输出，然而可以看到第 6 阶斯托克斯光，当泵浦功率达到第 6 阶斯托克斯光阈值并继续提升的时候，其光谱迅速展宽，这是因为到达了这种光纤的零色散点，由于复杂的非线性作用，继续增加泵浦光可能会出现宽带的超连续谱源，更高阶的斯托克斯激光难以实现，因此如果探索更高阶的斯托克斯光，这种光纤是明显不合适的。2017 年，基于相同的半

开放腔随机激光结构,冯衍课题组实现了 10 阶随机激光的输出[9]。这次采用 OFS 专用拉曼光纤,光纤的零色散点在 2  $\mu\text{m}$  以上,因此可以从 1 阶拉曼过程逐渐级联产生一直到 10 阶斯托克斯光,这是令人兴奋的结果,证明了掺镱光纤激光器泵浦的随机拉曼光纤激光器的输出波段可以完全实现 1-2  $\mu\text{m}$  覆盖的可行性,然而最高输出功率仅在 10W 以下,这种相对较低的输出功率大大降低了随机激光的实用性。

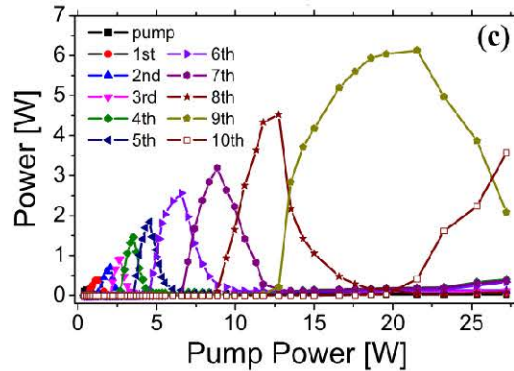


图 4.3 不同阶斯托克斯光输出功率[9]

Figure 4.3 The output powers for different order Raman Stokes lights with respect to pump power

#### 4.2 百瓦 1.8 微米随机拉曼光纤激光器

在时域非常稳定的 1064 nm 激光泵浦下,我们研究了高达 9 阶的 1806 nm 随机拉曼光纤激光器。在 1676 nm 和 1806 nm 处,斯托克斯激光最高输出功率分别超过 66.9 W 和 100.1 W,对应的光学效率分别为 42.4%和 38.4%,这是在 2017 年之前,1.67  $\mu\text{m}$  和 1.8  $\mu\text{m}$  波段,随机拉曼光纤激光器输出功率的新记录。

##### 4.2.1 实验方案

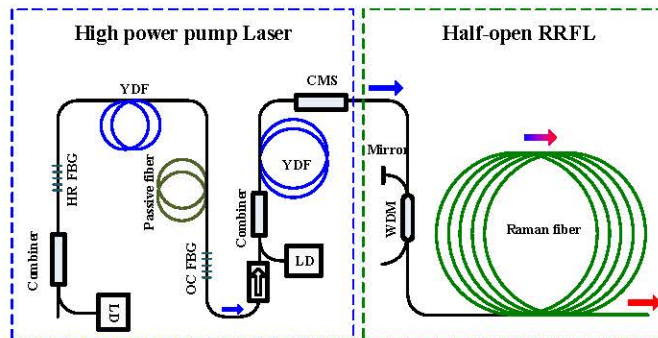


图 4.4 高功率随机拉曼光纤激光器装置图

Figure 4.4 Schematic diagram of the high-power random Raman fiber laser

实验装置主要分为两部分。高功率泵浦激光和半开放腔的随机拉曼光纤激光结构。泵浦激光是高功率的 MOPA 结构的 1064 nm 掺镱光纤激光器，种子激光是第三章提到的时域经过优化过的传统掺镱光纤振荡器。一个(6+1)×1 的合束器 (combiner)，其 6 个多模输入端熔接到到 6 个 70 w 的 915 nm 激光二极管(LD)上，信号端熔接到 1064 nm 的种子激光上。种子光和泵浦激光通过泵浦合束器耦合到掺镱光纤(YDF)中进行功率放大，我们用了 12 m YDF 作为增益光纤，其光纤参数与使用振荡器中的光纤参数相同。从合束器的输出端测量的可用泵浦功率高达 350 W，在 YDF 后再接一个包层模滤除器(CMS)，以去除包层中残留的泵浦激光。

波分复用器(WDM)加~200 m 的 OFS 拉曼光纤组成了半开放腔结构。由于基于单模光纤的隔离器无法承受数百瓦的激光，这里在泵浦光和半开放腔结构之间没有加入隔离器，高功率泵浦激光直接通过波分复用器耦合入拉曼光纤。由于我们采用的 Yb 光纤放大器的种子功率很大，拉曼光纤在 1064 nm 处的瑞利散射后向反馈对泵浦激光性能的影响可以忽略不计。选用 1064/1120 nm 下运转的高功率波分复用器，可以将泵浦激光(1064 nm)与一阶拉曼激光(1120 nm)进行光学隔离，后向的 1120 nm 斯托克斯光会在后向传输时经波分复用器分离出系统，不会对种子激光产生影响，更高阶的拉曼光由于在 Yb 发射光谱之外，对系统没有影响。在波分复用器的后端熔接一个宽带光纤金属镜，用来提供适当的点反馈，这种半开放结构大大降低了随机激光阈值。

#### 4.2.2 结果分析

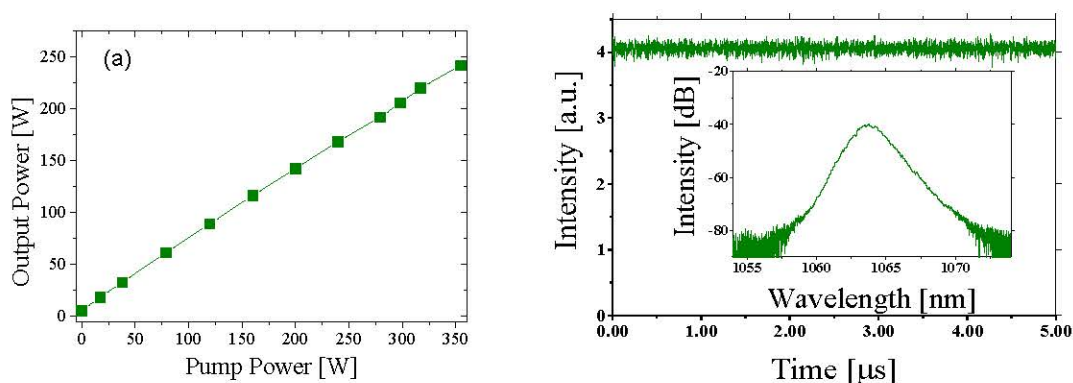


图 4.5 1064 nm 泵浦激光 (a) 输出功率 (b) 时域特性，插图是满功率下的光谱

Figure 4.5 (a) The output power and (b) the temporal characteristics of the 1064 nm pump laser. Inset is the output spectrum at full power.

如图 4.5 所示, 1064 nm 泵浦激光器输出功率可达 250 W 左右, 相应的光学效率为 70%, 由于种子激光时域优化过, 放大后的时域特性非常好, 没有观察到自脉冲现象, 泵浦激光器的中心波长和带宽分别为 1063.74 nm 和 1.6 nm。比起种子激光, 中心波长基本稳定, 线宽略微展宽, 但是对本次高阶高功率随机激光基本没有影响。

当增加泵浦功率时, 拉曼增益大于激光腔内损耗时, 一阶斯托克斯光达到阈值并起振, 随着泵浦功率继续增加, 一阶斯托克斯光达到最大功率, 此时刚好达到二阶斯托克斯光的阈值。这个时候的光谱就是最优泵浦功率下的光谱, 当继续增加泵浦功率时, 拉曼斯托克斯激光由 1 阶到 10 阶依次级联产生, 在 1806 nm 处可获得 9 阶的拉曼激光。当泵浦功率最大时, 第 10 阶斯托克斯光开始出现在光谱中, 波长为 1955 nm, 但是所占的光谱比例很低。光谱演变如图 4.6 所示, 每个光谱图都是最优泵浦功率下的光谱。

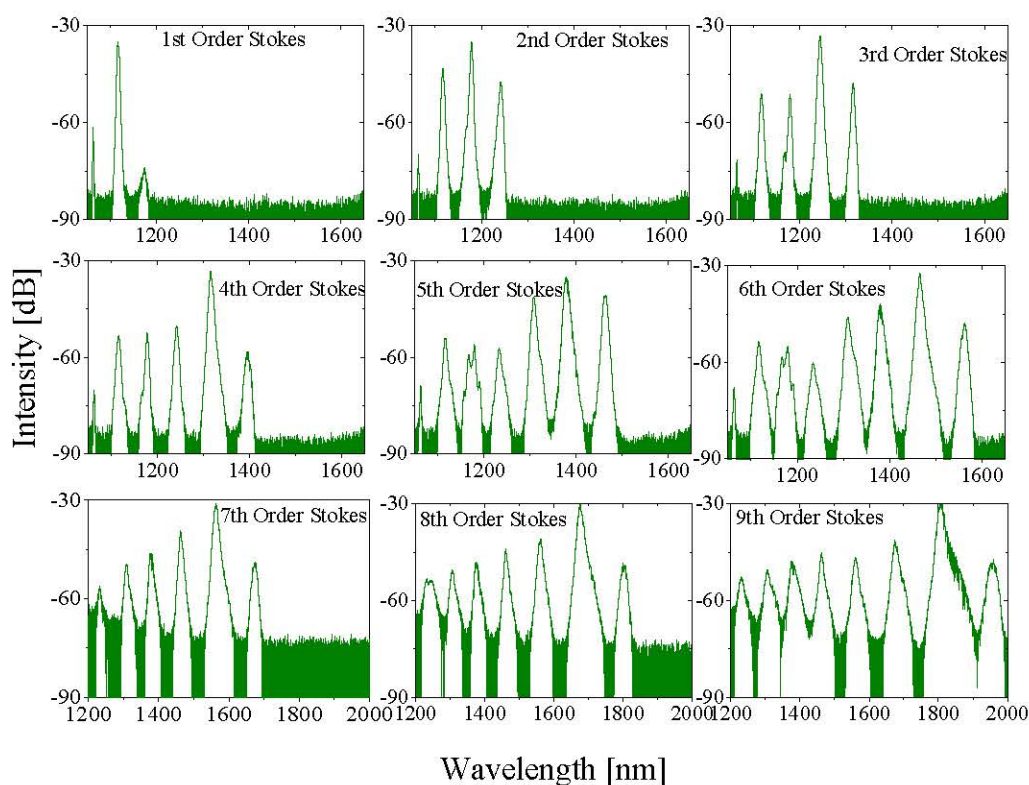


图 4.6 1-9 阶随机拉曼激光级联产生的光谱

Figure 4.6 Spectra of the cascaded generation of the 1st to 9th order random Raman fiber laser

总输出功率的变化曲线如图 4.7 所示, 最大输出功率为 115.6 W。图 4.7 的插图是在线性坐标下, 输出功率最高的光谱, 1806 nm 激光谱线占了绝大部分,

3 dB 的线宽是 13 nm。可以看到 1806 nm 光谱附近不是特别平滑，有一些锯齿或是毛刺，我们认为这个波长附近是水吸收线[95]，强烈地吸收导致光谱出现毛刺。

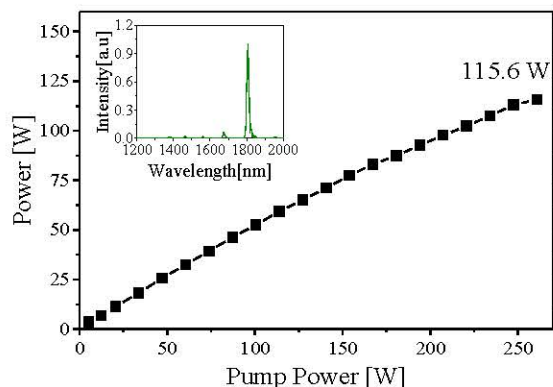


图 4.7 1-9 随机激光的输出功率；插图是 9 阶随机激光满功率下的 1806 nm 光谱

Figure 4.7 Output power of the random Raman fiber laser. Inset is the output spectrum of the 9th order RRFL at 1806 nm at full power.

图 4.8 (a)和(b)总结了斯托克斯光在不同泵浦功率下的输出功率和激光转换效率。斯托克斯光由低阶到高阶逐渐产生时，可以明显地观察到阈值行为。当达到一阶斯托克斯光阈值，一阶斯托克斯激光开始增长，泵浦激光耗尽，直到几乎所有泵浦激光都转化为拉曼激光。然后，二阶拉曼激光重复同样的过程，以此类推，一直到高阶拉曼激光器相继产生。由于更高阶拉曼激光是在更高功率泵浦光下产生的，所以每一阶斯托克斯光的输出功率随着阶数的增加而增加。1676 nm (8 阶斯托克斯光)和 1806 nm (9 阶斯托克斯光)的输出功率分别为 69.9 W 和 100.1 W，对应于泵浦激光 1064 nm，光光效率分别为 42.4%和 38.4%。无论是输出功率还是激光转换效率，都是在 1.3  $\mu\text{m}$  以上随机激光的新纪录。

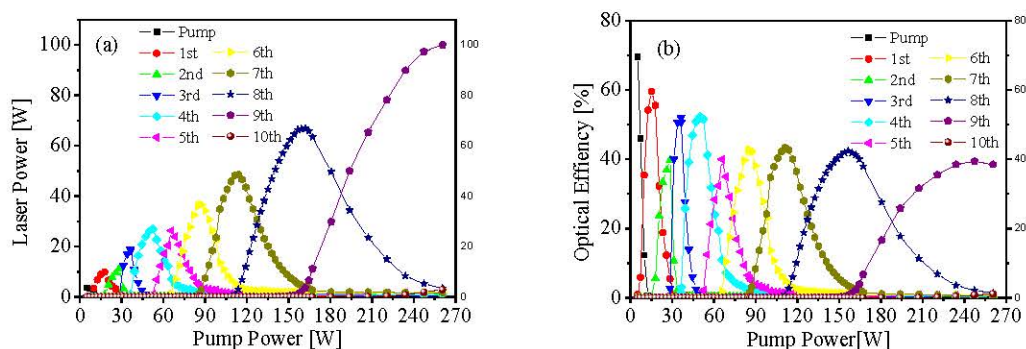


图 4.8 不同阶斯托克斯光 (a) 输出功率和 (b) 激光转换效率变化曲线

Figure 4.8 (a) The output powers and (b) optical efficiencies for different order Raman Stokes lights with respect to pump power.

表 4.1 总结了各阶斯托克斯光的光谱纯度和功率。由于泵浦激光器具有良好的时域稳定性，其光谱纯度在第 8 阶时高达 84.3%，在 9 阶时高达 86.6%。令人意外的是，第 2 阶和第 5 阶斯托克斯光光谱纯度仅为 82.8%和 74.5%，远低于相邻阶斯托克斯光。对于第 2 阶斯托克斯激光，较低的光谱纯度与其时域特性有关，这将在下一段详细介绍，由于功率的变化导致带内平均功率低。对于第 5 阶斯托克斯光，较低的光谱纯度可能是由于光纤损耗峰值在 1378 nm 左右造成的，光纤损耗最小在第 7 阶斯托克斯光附近。有趣的是，虽然光纤损耗在第 8 阶和第 9 阶斯托克斯光增大，但光谱纯度却上升，这实际上因为波长越长，激光传输损耗快速增加。高阶拉曼激光由于更高衰减而受到抑制，这就使这种拉曼光纤成为一种滤波光纤，抑制更高阶斯托克斯光增长，提升 1.8  $\mu\text{m}$  附近的光谱纯度。

表 4.1 不同阶斯托克斯光的输出特性

Table 4.1 Output characteristics of different orders of Stokes light

斯托克斯	1 <sup>st</sup>	2 <sup>nd</sup>	3 <sup>rd</sup>	4 <sup>th</sup>	5 <sup>th</sup>	6 <sup>th</sup>	7 <sup>th</sup>	8 <sup>th</sup>	9 <sup>th</sup>
中心波长(nm)	1118	1179	1245	1317	1378	1467	1563	1676	1806
光谱纯度(%)	99.9	82.8	94.3	95.5	74.5	80.6	83.2	84.3	86.6
带内功率(W)	9.9	11.3	18.8	27.0	26.0	36.7	48.6	66.9	100.1
光学效率(%)	59.6	39.6	52.0	52.3	39.9	42.7	43.4	42.4	38.4

图 4.9 (a)和(b)分别显示了泵浦激光和各阶斯托克斯光的归一化时域和频域特性。泵浦激光器由于延长腔长改善时域特性，具有良好的稳定性。对于第 2 阶斯托克斯光，输出有明显的周期性波动，我们认为这是随机激光和掺镱光纤激光放大器之间发生耦合的结果。实验装置中，使用的波分复用器工作波长在 1064/1120 nm，一个波分复用器通常有一个周期性的透射谱，这意味着，对于波长为 1179 nm 的第 2 阶斯托克斯光，很大一部分后向反馈光通过波分复用器注入到掺镱光纤放大器中。1179 nm 仍然在掺镱光纤的增益带宽范围内，这就造成泵浦激光功率不稳定的现象。这种耦合的现象也存在于高阶斯托克斯光中，从频谱中能明显看到。随着拉曼过程的阶数增加时，强度噪声没有明显的增加，但是对于 8 阶和 9 阶斯托克斯光，强度噪声看起来变得更差。这是因为这些波段超过了我们 1.7

$\mu\text{m}$  探头的探测范围, 我们更换了一个  $2\ \mu\text{m}$  的探头, 然而这个探头的背景噪声更大。在频谱中, 我们没有发现与随机激光腔长相关的频率成分, 这说明随机拉曼光纤激光不存在常规的纵模结构。

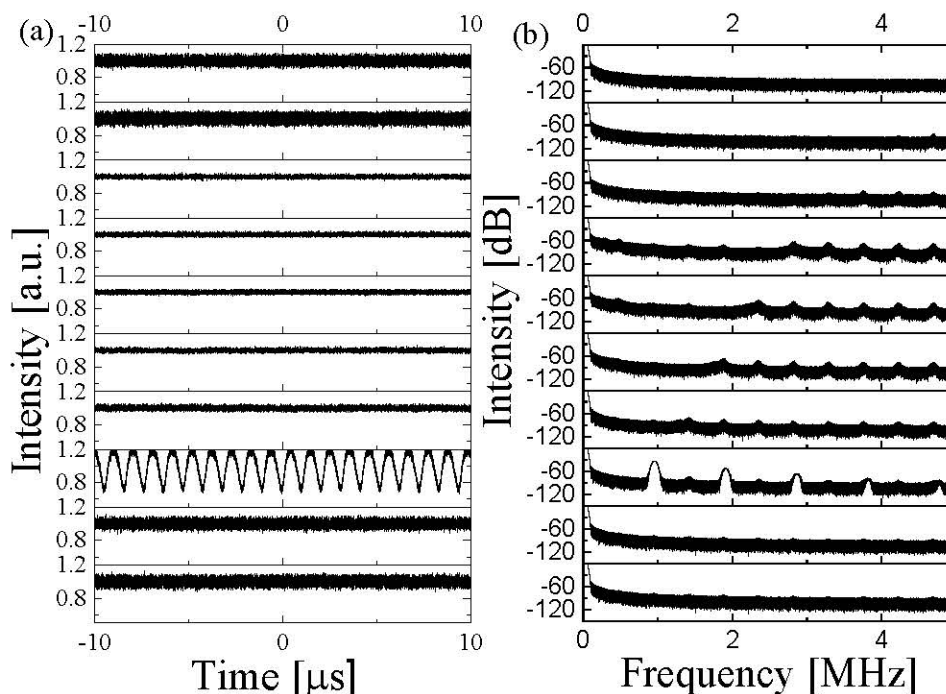


图 4.9 泵浦光和斯托克斯光输出(a)时域 (b) 频谱

Figure 4.9 (a) The time and (b) frequency domain measurements of the pump and Stokes light

本次实验通过半开放腔随机激光结构实现了从 1 阶一直到 9 阶斯托克斯线的宽调谐输出, 充分展示了随机拉曼光纤激光器的波长灵活性和功率提升潜力, 为高功率随机激光更为深远的应用奠定了基础。

### 4.3 百瓦 1.95 微米随机拉曼光纤激光器

前一小节研究了百瓦 1.8 微米随机拉曼光纤激光器, 实验结果令人印象深刻, 我们看到了高阶高功率随机拉曼光纤激光器的功率提升潜力, 接下来, 我们更进一步, 基于 10/125 单模光纤, 全面升级了泵浦激光。我们将泵浦激光输出功率提升到了 400 W 量级, 如此高亮度的泵浦源, 将实现 10 阶随机激光的输出, 波长对应  $1.95\ \mu\text{m}$ 。随机激光的输出功率高达 110.9 W,  $1.95\ \mu\text{m}$  光谱纯度为 88.7%, 对应 1064 nm 的光光效率为 29.9%, 对应 976 nm 的光光效率为 23.9%。这次试验刷新了  $2\ \mu\text{m}$  随机激光的新记录, 第一次实现百瓦量级准  $2\ \mu\text{m}$  随机激光的输

出，它的性能已经接近传统的掺铥光纤激光器。实验结果证明掺铥光纤激光器泵浦的随机拉曼光纤激光器是除掺铥光纤激光器以外，实现  $2\ \mu\text{m}$  激光的另一重要途径。

### 4.3.1 实验方案

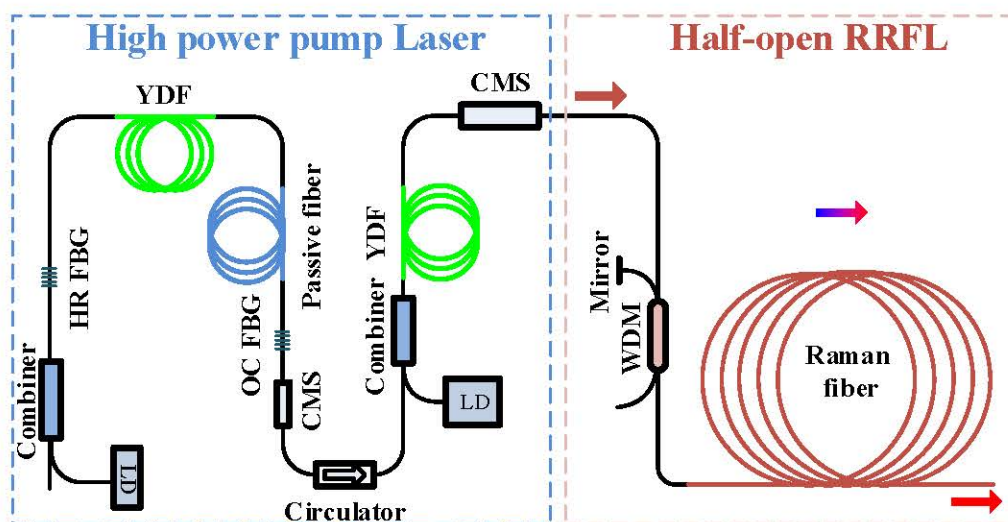


图 4.10 高功率 10 阶随机激光实验装置图

Figure 4.10 Schematic diagram of the 10th high power random Raman fiber laser

实验装置如图 4.10 所示，与百瓦 1.8 微米实验结构类似，主要包含两部分，泵浦激光和半开放腔的随机激光。泵浦激光器是一个  $1064\ \text{nm}$  的高功率光纤激光放大器。这个泵浦激光是百瓦 1.8 微米实验中的升级版，将 6 个  $70\ \text{W}\ 915\ \text{nm}$  半导体激光器换成 6 个  $100\ \text{W}\ 976\ \text{nm}$  的半导体激光器，具体结构前文第三章已经讲到，经过放大后可以输出超过  $400\ \text{W}$  的  $1064\ \text{nm}$  激光。

本次实验，增益光纤采用 OFS 拉曼光纤，长度约  $250\ \text{m}$ 。其标称峰值拉曼增益系数为  $2.5 \cdot (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ 。这  $250\ \text{m}$  OFS 光纤不仅作为拉曼增益介质，而且光纤纤芯的随机分布的瑞利散射为激光的起振提供了必要的反馈。由于从  $1064\ \text{nm}$  到  $1950\ \text{nm}$  存在巨大的量子亏损，拉曼光纤将产生大量的热量。因此，将整个拉曼光纤缠绕在金属筒上，并将金属筒放在水冷板上，这可以保证激光系统的安全稳定运行。该光纤的输出尾端切  $8^\circ$  斜角，防止端面反馈。

### 4.3.2 结果分析

第三章已经详细描述了泵浦激光的输出特性，输出功率最高可达  $400\ \text{W}$ ，这里  $976\ \text{nm}$  激光到  $1064\ \text{nm}$  的光光转换效率为  $\sim 80\%$ ，这里用的泵浦功率最大  $370$

W。归一化时域测试结果显示，1064 nm 激光在全功率下具有稳定的时域特性，在 370 W 功率下峰值波动为 14.0%，标准偏差为 1.6%，中心波长 1063.8 nm，3dB 带宽 1.7 nm。

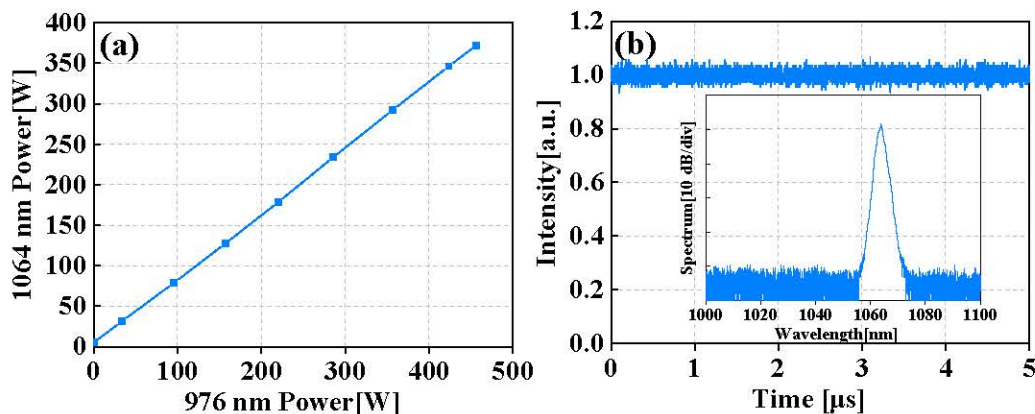


图 4.11 高功率 1064nm 泵浦激光输出性能 (a) 1064nm 激光随 976nm 泵浦变化曲线 (b) 370W 功率下的时域特性，插图是 370W 下的光谱

Figure 4.11 The performance of the high-power pump laser (a) Output power at 1064 nm versus 976 nm laser diode power (b) The temporal behavior of 1064 nm at 370 W. Insert is the output spectrum at 370 W.

如图 4.12，我们进行了拉曼光纤长度的优化工作。在百瓦 1.8 微米的实验基础上，我们先后尝试了 400 m 光纤，300 m 光纤和 250 m 光纤。更长的光纤可以降低随机激光的阈值，更容易激发高阶斯托克斯激光，但是光纤过长会引入额外的损耗。

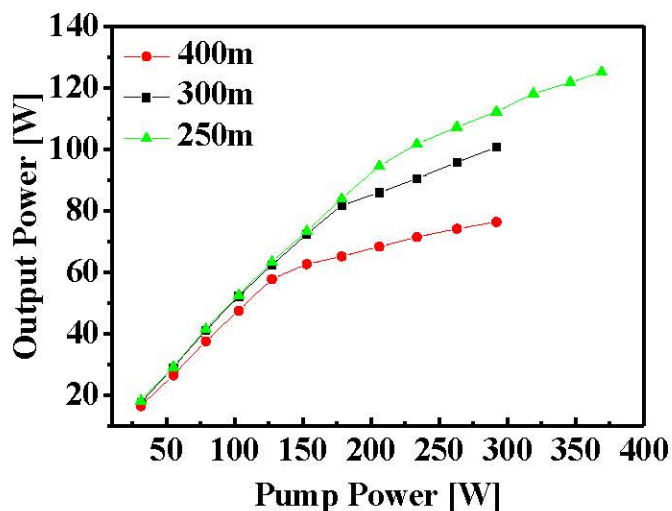


图 4.12 不同长度拉曼光纤输出功率

Figure 4.12 The output power with different length Raman fiber

图中功率会先线性增加,然后会出现拐点,功率曲线的斜率会变小(激光转化效率变低),而且光纤越长这种现象越明显。这一现象容易理解,拐点就是  $1.95\ \mu\text{m}$  斯托克斯光起振的阈值。在 OFS 光纤中,  $1.95\ \mu\text{m}$  斯托克斯光损耗巨大。当  $1.95\ \mu\text{m}$  激光起振后,由于损耗明显加大,因此激光增长效率开始变低,也就是功率曲线斜率会变小。由于  $400\ \text{m}$  光纤最长,因此阈值最低,拐点最先出现;由于  $400\ \text{m}$  光纤损耗最大,所以拐点出现后,增长效率变得最低。实验证明,  $250\ \text{m}$  光纤长度比较合适,对于更短的光纤则需要更高功率的泵浦激光。

图 4.13 展示了随机激光的输出光谱和功率。受光谱仪测量范围的限制,随机激光的输出光谱分别由 OSA Yokogawa AQ6370D 和 AQ6375 进行测试,测量分辨率为  $0.2\ \text{nm}$ 。输出功率用  $400\ \text{W}$  功率计测试,型号为 FL400A-BB-50。随着  $1064\ \text{nm}$  激光功率的增加,1 阶斯托克斯光( $1117\ \text{nm}$ )到 10 阶斯托克斯光( $1950.1\ \text{nm}$ )依次起振。图 4.13(a)和图 4.13(b)总结了级联过程的演化过程。随着  $1064\ \text{nm}$  激光功率的增加,拉曼增益达到了半开腔的传输损耗,1 阶随机激光开始起振。当增加泵浦功率达到  $370\ \text{W}$ ,10 阶拉曼激光开始出现并达到比例最大。对第 10 阶斯托克斯光进行优化后的激光输出光谱如图 4.10(b)所示,此时 11 阶斯托克斯光( $2.12\ \mu\text{m}$ )达到阈值并开始增加。然而, $2\ \mu\text{m}$  以上的激光在光纤中传输损耗巨大, $2.12\ \mu\text{m}$  激光很难继续增长,光谱比例和实际功率可以忽略不计。这种损耗滤波效应可以提高第十阶斯托克斯光的光谱纯度。经过光谱积分,我们发现第十阶斯托克斯光光谱纯度为  $88.7\%$ 。如图 4.13(b)所示,大多数斯托克斯光的光谱宽度都比较宽,第 10 阶斯托克斯光的  $3\ \text{dB}$  线宽为  $13.8\ \text{nm}$ 。这可能源于两个方面。一方面,四波混频、自相位调制、交叉相位调制等混合的非线性效应大大加宽了激光谱宽,而且所用的光纤长度长、非线性系数大,这些都加强了非线性效应;另一方面,半开放腔的点反馈是由宽带光纤束尾金属镜提供的,这样的宽带反射器不能起到滤波和窄化光谱的作用。随机激光的总输出功率随  $1064\ \text{nm}$  泵浦功率的变化曲线如图 4.13(c)所示。当泵浦功率在  $220\ \text{W}$  以下时,功率呈线性增加,但是功率高于  $220\ \text{W}$  能明显的看到功率曲线的斜率在变小,这正如前面所解释的,这是因为波长为  $1.95\ \mu\text{m}$  的 10 阶随机拉曼激光开始产生,这个波长的传输损耗明显开始增加,所以激光效率会下降。这些功率损耗导致 OFS 拉曼光纤产生了大量热量,OFS 拉曼光纤缠绕在一个金属筒上,这个筒子放在了水冷板上,这些有效措施保证了随机激光系统的安全稳定运行。虽然泵浦激光总输出可以达

400 W 以上，但是当加到 370 w，由于巨大的损耗，功率增长越来越缓慢，相当一部分由于损耗转化为热量，考虑到激光器的安全，没有继续增加泵浦激光。

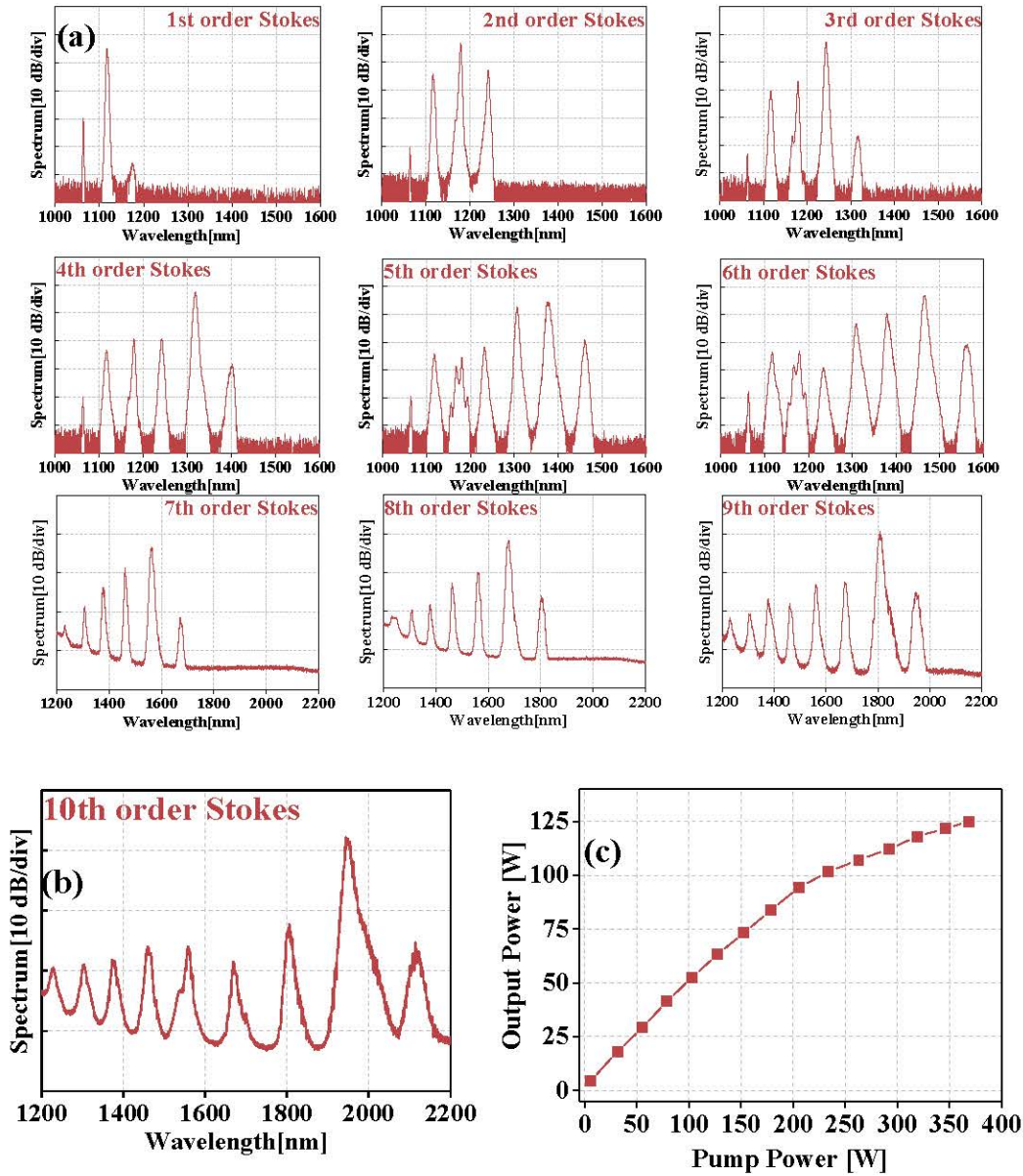


图 4.13 (a)1 到 9 阶(b)10 阶斯托克斯光光谱 (c)总输出功率随泵浦光变化

Figure 4.13 (a) Spectra of the cascaded Stokes emission of the 1st to 9th (b) 10th (c) Total output power versus pump power.

图 4.14(a)、(b)和(c)分别给出了不同拉曼斯托克斯光输出功率、功率比和激光转化效率的变化曲线。输出功率采用 FL400A-BB-50 测量。功率比，又称光谱纯度，是通过光谱积分来计算的。光学效率是指泵浦光到斯托克斯光的转化比例。从图 4.14(a)可以看出，随着 1064 nm 激光功率的增加，1117 nm 处的 1 阶斯托克斯光开始激发并增加，1 阶斯托克斯光泵浦阈值相对较低，约为 4.3 W。这种低

阈值由两方面原因，一是较长的拉曼光纤和较高的拉曼增益系数导致腔内拉曼增益比较大；另一方面，与全开放腔相比，基于点反馈的半开放腔结构可以降低随机激光的阈值。随着泵浦功率的进一步增大，泵浦功率逐渐耗竭并转化为拉曼斯托克斯光，1 阶斯托克斯激光逐渐成为主要成分。从光谱积分可以计算，1 阶斯托克斯光的光谱纯度可以达到 99%，光学效率可以达到 82%。此时已经达到 2 阶斯托克斯光的阈值，继续增加泵浦功率，重复相同的过程，一直到第 10 阶斯托克斯光成为主要部分。1.95  $\mu\text{m}$  激光的泵浦阈值在 210 W 左右，这一点验证了前面 1.95  $\mu\text{m}$  斯托克斯光的阈值就是功率增长拐点这一结论。在泵浦功率超过阈值泵浦功率以上，1.95  $\mu\text{m}$  斯托克斯光迅速增加，同时，上一阶斯托克斯光的功率迅速下降，如图 4.14(a)和(b)所示。在最大泵浦功率时，10 阶斯托克斯激光器达到 110.9 W，功率比为 88.7%。从图 4.14 (a)可以看出，斯托克斯光的最大输出功率随着拉曼阶数的增大而增大，这是因为更高阶的斯托克斯光需要更高的泵浦功率才能激发。

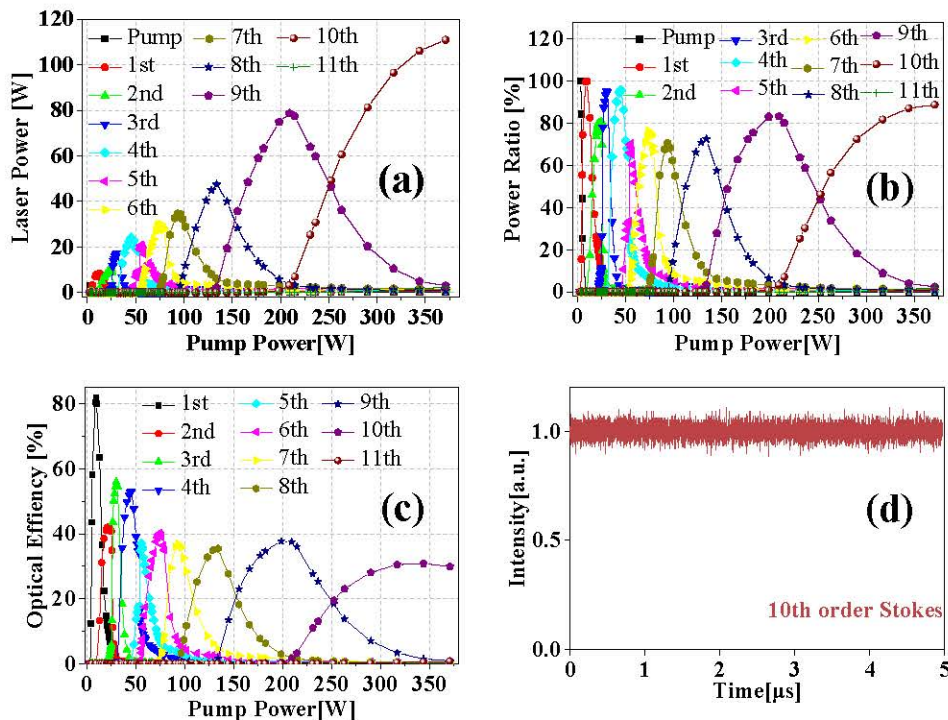


图 4.14 不同阶斯托克斯光的(a)输出功率(b)功率比例(c) 光学效率随 1064 nm 激光功率的变化 (d) 10 阶斯托克斯光的时域

Figure 4.14 (a) The output power (b) power ratio and (c) optical efficiency of different Raman Stokes light with respect to 1064 nm power. (d) The temporal behavior of 10th Stokes light.

从图 4.14(c)可以看出,不同斯托克斯波的光学效率相对于拉曼阶数整体呈下降趋势,一方面这是因为量子亏损相对于长波长的增加而增大,另一方面,接近  $2\ \mu\text{m}$ ,光纤的损耗也会明显增加。图 4.14(d)为归一化的时域测试结果,根据之前的结论,斯托克斯激光的时域特性应该与泵浦激光时域特性相差无几。但是我们实验用的探测器是专为  $1.7\ \mu\text{m}$  以下激光设计的,超过这个范围就会有较大的背景噪声。即便如此,  $1.95\ \mu\text{m}$  斯托克斯光表现出稳定的时域特性,峰峰值波动  $22.7\%$ ,标准偏差为  $2.6\%$ 。由于拉曼过程快速响应的机制,稳定的泵浦激光对随机激光的稳定性起着至关重要的作用。

我们在百瓦  $1.8\ \mu\text{m}$  随机激光的基础上再进一步,已经基于半开放腔的随机激光结构实现了百瓦  $1.95\ \mu\text{m}$  的输出。该激光系统基于全单模光纤结构,可获得近衍射限制的单模横输出,可实现 1 阶一直到 10 阶斯托克斯线调谐输出,最高输出功率可达  $110.9\ \text{W}$ ,功率比为  $88.7\%$ ,相对于  $1064\ \text{nm}$  时的光光效率为  $29.9\%$ ,相对于  $976\ \text{nm}$  的光光效率为  $23.9\%$ 。这一激动人心的结果充分展示了随机激光的波长灵活性和功率提升潜力。这种基于  $1\ \mu\text{m}$  掺镱光纤激光器泵浦的随机激光的性能可以与传统掺铒光纤激光器相媲美,是另外一种获得  $2\ \mu\text{m}$  激光的方案,可以预见的是,配合第三章提到的高性能可调谐泵浦源,实现  $1\text{-}2\ \mu\text{m}$  全波段高功率输出是可以实现的。

#### 4.4 2 微米随机拉曼光纤激光器探索

前期我们通过实验分别首次实现了百瓦  $1.8\ \mu\text{m}$  和百瓦  $1.95\ \mu\text{m}$  随机激光的输出,在接近  $2\ \mu\text{m}$  波段,光纤的损耗变得非常大,我们接下来通过选择合适的光纤来探索随机拉曼光纤激光器的极限波段,本次实验第一次通过  $1\ \mu\text{m}$  掺镱光纤激光器泵浦的随机激光,首次实现了  $10\ \text{W}$  量级波长大于  $2\ \mu\text{m}$  的随机拉曼光纤激光器。

##### 4.4.1 光纤模场直径计算

我们首先进行光纤的选择,由于巨大的损耗,我们打算在 OFS 光纤后面级联一定长度其他高非线性光纤,以期能降低  $2\ \mu\text{m}$  处的损耗,实现  $2\ \mu\text{m}$  随机激光的输出。

模场直径与光纤纤芯直径、数值孔径和激光的波长等物理量有关。激光在光

纤中传输时，有一小部分光会在包层中传输，大部分光会由于波导作用被束缚在光纤纤芯中。对高斯型分布的光场而言，模场直径被定义为激光功率衰减到中心功率  $1/e^2$  处对应的直径。因此不同波长的激光在不同类型的光纤中传输时，模场直径也不同。对于级联运转的随机拉曼光纤激光在光纤中传输时，波长会变的越来越长，模场直径也在不断扩张。对于不同的光纤，模场直径扩张程度也不同。模场面积越大，泵浦激光的功率密度越低，受激拉曼散射过程就难以激发。因此我们需要找模场直径尽可能小的光纤，可以用更短的光纤实现更高阶斯托克斯激光的输出，从而减小光纤整体的损耗。

目前常用的模场直径测试方法有多种，比较成熟常用的包括近场扫描法、远场可变孔径法等方法[96, 97]。文献[98]介绍了远场可变孔径法的测试方法，提出了一种基于此方法的多次函数拟合法，减小了测试的偶然误差。通过实验的方法测试相对准确，然而实验过程复杂。在本次实验中，我们只需要比较不同光纤的模场直径扩张趋势就可以，没必要精确的测试模场直径，因此理论计算不同光纤的模场直径足以说明问题，足以指导我们下一步的实验。

根据阶跃折射率光纤模场直径的经验公式[99]：

$$D_M \approx 2a * \left( 0.65 + \frac{1.619}{V^3} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (4.1)$$

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} aNA \quad (4.2)$$

式中， $V$ 是归一化频率， $NA$ 为光纤数值孔径， $a$ 为光纤纤芯半径， $D_M$ 是模场直径。根据以上公式，我们分别计算了A, B, C, D四种高掺铒拉曼光纤的模场直径，高掺铒可以提高拉曼增益系数，可以看作增强型拉曼光纤。

A 光纤,  $NA=0.410$ ,  $a=1.2 \mu\text{m}$ , 对于  $1550 \text{ nm}$  波段, 代入(4.2)公式, 得  $V=1.99$ ,  $D_M=3.05$ , 查看产品标称数据  $D_M=3.2 \pm 0.3 \mu\text{m}$ , 根据经验公式计算的模场直径误差在可接受范围, 依次计算其他波长模场直径。

B 光纤,  $NA=0.350$ ,  $a=1.1 \mu\text{m}$ , 对于  $1550 \text{ nm}$  波段, 代入(4.2)公式, 得  $V=1.56$ ,  $D_M=3.70$ , 查看产品标称数据  $D_M=4.0 \pm 0.3 \mu\text{m}$ , 根据经验公式计算的模场直径误差在可接受范围, 依次计算其他波长模场直径。

C 光纤, 产品标称数据只给了  $1450 \text{ nm}$  和  $1550 \text{ nm}$  处的模场面积, 在  $1450 \text{ nm}$  处的模场面积为  $16.1 \pm 1.5 \mu\text{m}^2$ ; 在  $1550 \text{ nm}$  处的模场面积为  $18.7 \pm 1.5 \mu\text{m}^2$ 。根

据(4.1)和(4.2)公式,可以推导得,  $NA=0.258$ ,  $a=1.611\ \mu\text{m}$ ,再由上述公式计算其他波长模场直径。

D 光纤,产品标称数据为  $NA=0.35$ ,在  $1550\ \text{nm}$  处的模场直径为  $3.86\ \mu\text{m}$ ,根据公式(4.1)和(4.2),可以推导得,  $a=1.865\ \mu\text{m}$ ,再由上述公式计算其他波长模场直径。

通过以上理论计算,可以计算出 A、B、C、D 四种光纤在不同波长处的模场直径,将这些数据处理后,可得图 4.12。

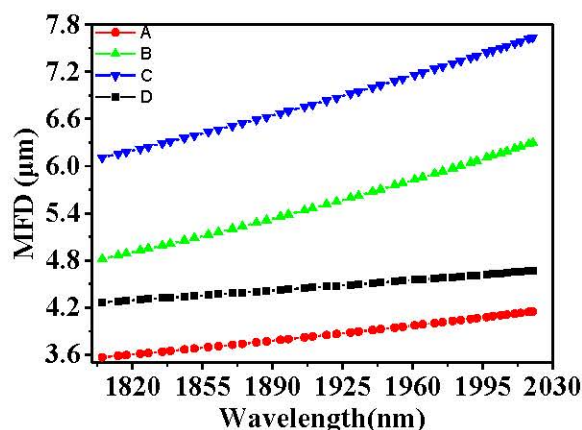


图 4.15 不同光纤的模场直径变化趋势

Figure 4.15 The mode field diameter variation trend of different optical fibers

可见随着波长增加,四种光纤的模场直径都有不同程度的变大趋势。但是 A 光纤的模场直径在长波长是最小的,这种用经验公式理论计算的数据会跟实际测试结果有一定误差,但是却大大简化了工作量,在实际试验中有一定指导意义。

#### 4.4.2 光纤损耗的测试

A 光纤具有最小的模场直径,如果在  $2\ \mu\text{m}$  处兼具最小的损耗,或是几种光纤损耗相当,那么 A 光纤可以作为级联的拉曼光纤。由于实验室没有 D 光纤样品,我们测试了 A、B、C 三种光纤的损耗。

如图 4.16,我们通过截断法测试了三种光纤的损耗。

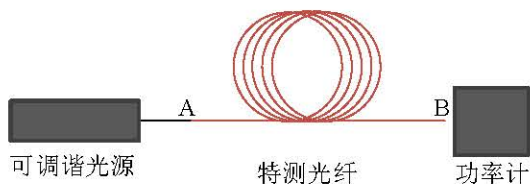


图 4.16 光纤损耗测试

Figure 4.16 Optical fiber loss test

其中 A 点为可调谐光源与待测光纤的熔接点，首先测试不同波长下 B 点输出功率，然后 A 点之后的 0.5 m 处截断光纤，测试不同波长的输出功率，这种方法可以排除熔接损耗等因素，称为截断法测试损耗。通过这两组数据可以计算光纤的损耗，基于实验室现有的条件，分别选取了 A, B, C 三种光纤的长度分别为 150 m, 200 m 和 400 m，下面是测试结果。

首先测试了三组不同波长下的功率，测试结果如图 4.14。三组实验结果基本重合，说明光源的稳定性满足测试要求。

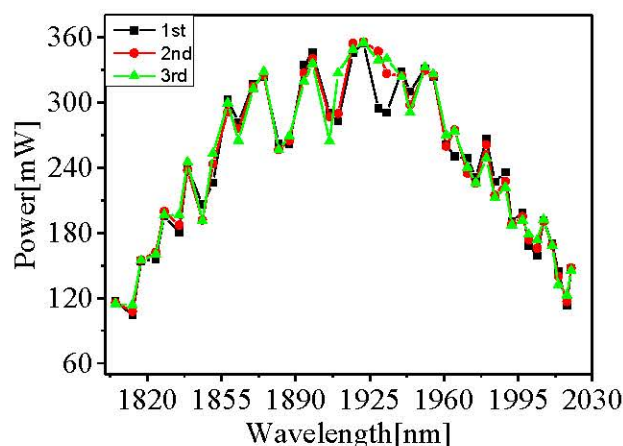


图 4.17 光源输出功率

Figure 4.17 Output power of the fiber laser

我们进行了两组 B 光纤的损耗测试。测试数据基本重合，趋势完全一致。数据没有完全重合误差来自于光源的抖动，功率计测试误差等因素，测试结果说明测试方案没有问题，在误差范围内可以接受，对于定性比较三种光纤的损耗差异，这个测试方案是可行的。

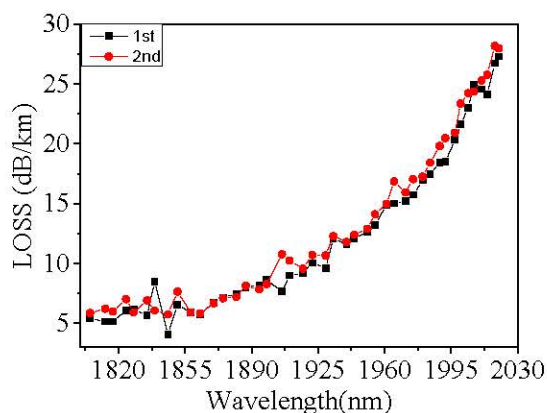


图 4.18 测试 B 光纤的损耗

Figure 4.18 The loss test of optical fiber B

图 4.19 总结了三种光纤的损耗谱。整体上，光纤损耗随着波长增加而增加，当激光波长大于 1995 nm 以后，三种光纤损耗急剧增加；A 光纤与 B、C 两种光纤表现还不太一样，光纤 A 在 1995 nm 之前的损耗还是比较平稳的，而 B、C 两种光纤波长大于 1890 nm 以后，光纤损耗就增加的比较快。由于我们光源的限制，更长波长的损耗谱没有测到，但是这个测试结果对我们光纤的选择仍然是有很强的指导意义。在 2  $\mu\text{m}$  左右，3 种光纤的损耗相当，然而 A 光纤有最小的模场面积，无疑 A 光纤是最佳选择。

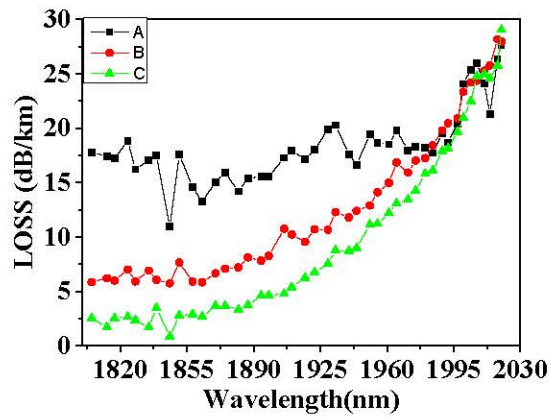


图 4.19 测试 A, B, C 光纤的损耗

Figure 4.19 The loss test of optical fiber A, B, C

#### 4.4.3 2 $\mu\text{m}$ 随机激光的实现

通过模场面积的计算和光纤损耗的测试，我们选取 A 光纤作为级联光纤。由损耗谱可以得知，A 光纤对于传输波长小于 1960 nm 的激光没有优势，因此我们的方案是在之前百瓦 1.95 微米随机激光后面级联 A 光纤，这样用于产生 2  $\mu\text{m}$  以上斯托克斯激光。

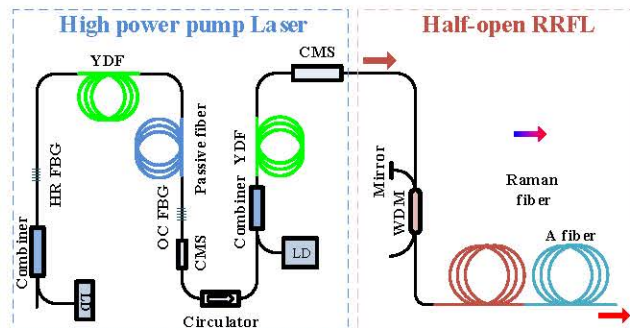


图 4.20 高功率 11 阶随机激光实验装置图

Figure 4.20 Schematic diagram of the 11th high power random Raman fiber laser

我们分别选取了 20 m, 25 m, 31.5 m 和 38 m 的 A 光纤进行实验。图 4.21 为不同长度的 A 光纤总的输出功率跟 1064 nm 泵浦功率的曲线,可见光纤越长,损耗越大,总的输出功率越低,最终输出功率趋于稳定值,虽然总的泵浦功率在增加,但是总输出功率却不长,说明增加的泵浦激光由拉曼过程转化为 11 阶斯托克斯光(2.13  $\mu\text{m}$ ),但是由于巨大的损耗,相当一部分的泵浦光和斯托克斯光都被损耗,转化为热量,通过热像仪能明显看到当拐点出现之后,光纤发热明显增加。

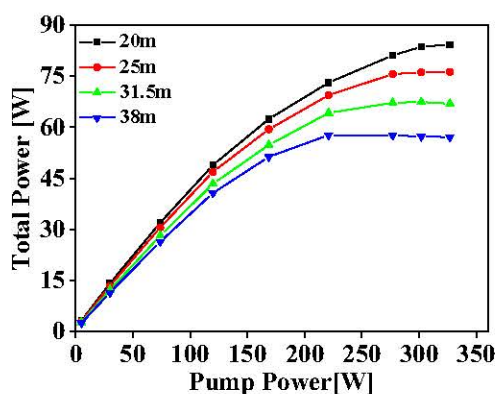


图 4.21 11 阶随机激光总输出功率

Figure 4.21 Total output power of the 11th random Raman fiber laser

图 4.22(a)为不同长度的 A 光纤 2.13  $\mu\text{m}$  的净输出功率,这可以通过总输出功率和光谱积分计算得到。可见,随着泵浦功率的增长,2.13  $\mu\text{m}$  的净输出功率是呈增加趋势,光纤长度 31.5 m 为最佳长度,这个长度很好的平衡了拉曼增益和激光的损耗的关系,可以最高的到 17.8 W 的 2.13  $\mu\text{m}$  随机激光的输出。光纤长度过短会导致拉曼增益不够,光纤长度过长会导致损耗过大,效率下降。

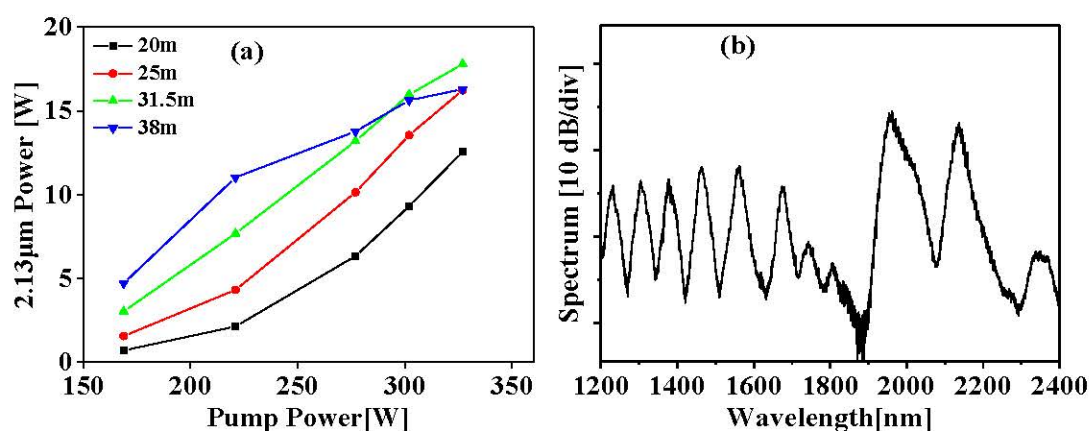


图 4.22 高功率 11 阶随机激光(a)输出功率及(b)光谱

Figure 4.22 (a)Output power and (b)spectrum of the 11th random Raman fiber laser

图 4.22(b)为光纤长度 31.5m 情况下的光谱图。光谱中的主要成分为 1.95  $\mu\text{m}$  和 2.13 $\mu\text{m}$  的激光。其中 2.13 $\mu\text{m}$  的光谱纯度在 26.7%左右。

通过合适长度的 A 光纤，我们实现了 17.8 W 11 阶随机激光的输出，这是第一次实现由 1  $\mu\text{m}$  掺镱光纤激光器泵浦的 2  $\mu\text{m}$  以上随机激光，实现了 11 阶斯托克斯线的调谐输出。

#### 4.5 本章小结

本章承接上章，高性能掺镱光纤激光器作为基于半开放腔结构的随机拉曼光纤激光器的泵浦激光，实现高阶高功率高光谱纯度斯托克斯光输出。

首先利用~200 m 的 OFS 拉曼光纤，1064 nm 泵浦激光的功率为 250 W，通过随机拉曼过程产生了 9 阶斯托克斯激光，实现 9 阶斯托克斯线的调谐输出。在 1676 和 1806 nm 处，斯托克斯激光最高输出功率分别超过 66.9 W 和 100.1 W，对应的光学效率分别为 42.4%和 38.4%，这是在 2017 年之前，1.67  $\mu\text{m}$  和 1.8  $\mu\text{m}$  波段，随机拉曼光纤激光器输出功率的新记录。

进一步通过全面升级泵浦激光，将单模光纤的 1064 nm 激光输出功率由 250 W 提升到 400 W 以上；优化光纤长度，将 OFS 拉曼光纤的长度优化到 250 m。首次实现了 110.9 W 的 10 阶随机激光的产生，波长对应 1.95  $\mu\text{m}$ ，1.95  $\mu\text{m}$  光谱纯度为 88.7%，对应 1064 nm 的光光效率为 29.9%，对应 976 nm 的光光效率为 23.9%。这次实验演示刷新了 2  $\mu\text{m}$  随机激光的新记录，第一次实现百瓦量级准 2  $\mu\text{m}$  随机激光的输出，它的性能已经接近传统的掺镱光纤激光器。实验结果证明掺镱光纤激光器泵浦的随机拉曼光纤激光器是除掺镱光纤激光器以外，实现 2  $\mu\text{m}$  激光的另一重要途径。

更进一步，我们探索了掺镱光纤激光器泵浦的随机拉曼光纤激光器的波长极限。我们通过数值计算四种高掺镱拉曼增强光纤的模场直径，通过实验测试其中三种光纤的损耗，最终选定级联光纤的方案。通过优化拉曼增强光纤的长度，实现了 18 W 2.13  $\mu\text{m}$  随机激光，这是第一次由 1  $\mu\text{m}$  泵浦激光泵浦的 2  $\mu\text{m}$  以上随机激光，实现了 11 阶斯托克斯激光线的调谐输出。

本章研究了高达 11 阶的随机拉曼光纤激光器，拉曼阶数越多，中间斯托克斯光越多，会导致最终斯托克斯光的光谱纯度下降，从而引起光学效率下降，下一步研究基于特殊拉曼光纤的随机激光，从而简化拉曼过程势在必行。

## 第 5 章 基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器

前一章研究了基于锗硅光纤的高达 11 阶的高阶高功率随机拉曼光纤激光器, 石英光纤的频移量峰值大概在 13-14 THz, 实现更长的激光波长往往需要很高的拉曼阶数, 这种复杂的拉曼过程往往会导致中间阶的斯托克斯光不能完全消耗, 从而降低最终输出激光的光谱纯度, 降低光学效率。磷光纤的拉曼频移量是普通石英光纤的三倍, 为了简化拉曼过程, 本章研究了基于磷光纤(掺磷石英光纤)的拉曼光纤激光器和随机拉曼光纤激光器。

### 5.1 磷光纤拉曼光纤激光器研究背景

拉曼光纤激光器由于其波长的灵活性, 近年来受到越来越多的关注。只要有合适波长的泵浦激光, 通过受激拉曼散射过程, 就可以在光纤透射窗口内产生任意波长的激光。

在过去的十年里, 拉曼光纤激光器的功率提升取得了令人激动的新成果。2009 年报道了第一个输出功率超过 100 W 的拉曼光纤激光器[15], 2014 年及以后, 基于掺镱-拉曼混合增益的拉曼光纤激光器被广泛报道[100, 101], 2016 年, Xiao 等人报道了输出功率为 3.89 kW 的 1123 nm 拉曼光纤激光器[102], 这是目前报道的功率最高的拉曼光纤激光器。对于波长覆盖范围更宽的级联拉曼光纤激光器, 2013 年, V. R. Supradeepa 等研究人员报道了一种输出功率为 301 W 的高效级联拉曼光纤放大器[14], 这是从 1117 nm 到 1480 nm 五阶级联拉曼光纤放大器。我们前面也展示了 9 阶 100.1 W 级联运转的随机激光[60]。在这些级联拉曼光纤激光器中, 由于总会存在未被消耗的中间阶的斯托克斯激光, 这会降低最终斯托克斯光的光谱纯度, 从而限制了激光的输出效率。对于普通石英光纤而言, 拉曼频移量为  $440\text{ cm}^{-1}$  左右, 为了获得更大的频移量从而尽可能减少拉曼级联过程, 通常选择具有更大的频移量的光纤, 这可以使拉曼光纤激光器更高效、更紧凑、更经济。

磷光纤的拉曼频移峰值在  $1330\text{ cm}^{-1}$  附近[103], 它是普通石英光纤频移量的三倍。由于斯托克斯频移较大, 级联过程可以大大简化。例如, 为了产生高功率 1480 nm 拉曼斯托克斯光, 用来泵浦掺铒光纤激光器, 在 1117 nm 处泵浦掺锗石

英光纤时，需要五阶级联拉曼过程，这就需要五对匹配的拉曼光纤布拉格光栅 [104-106]。相比之下，使用 1064 nm 激光泵浦的磷光纤，只需要两个级联的拉曼腔。早在 1997 年，Dianov 等人就证明了磷光纤拉曼激光器，一阶斯托克斯波长和二阶斯托克斯波长分别为 1.24  $\mu\text{m}$  和 1.48  $\mu\text{m}$  [107]。图 5.1 为实验结构图。采用 1064 nm 掺钕 YAG 激光器泵浦，所用磷光纤的长度为 500 m，通过一阶拉曼过程最高输出超过 2 W 的 1.24  $\mu\text{m}$  激光和超过 1 W 的 1.48  $\mu\text{m}$  激光，1.24  $\mu\text{m}$  激光可以为激光通信常用波段 1.31  $\mu\text{m}$  作为泵浦激光，1.48  $\mu\text{m}$  可以作为掺铒光纤放大器的泵浦激光。为了进一步提升效率，减少光栅和磷光纤的损耗，Dianov 还在文献中提出直接将光栅刻写在拉曼增益纤上的想法。

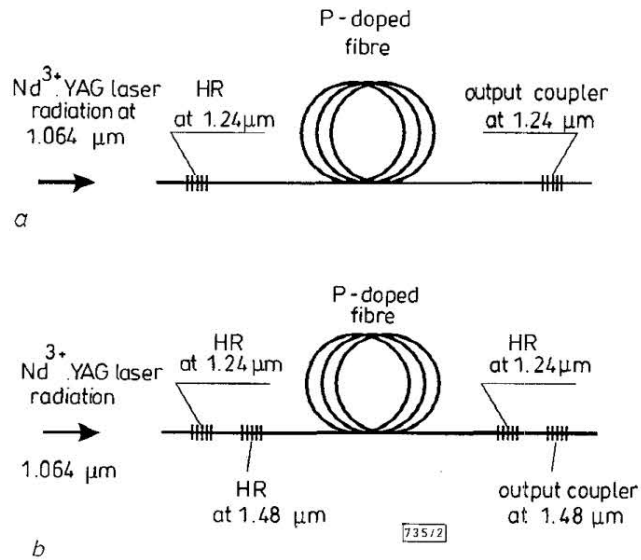


图 5.1 (a) 1.24  $\mu\text{m}$  和 (b) 1.48  $\mu\text{m}$  拉曼光纤激光器 [107]

Figure 5.1 (a) 1.24  $\mu\text{m}$  and (b) 1.48  $\mu\text{m}$  Raman fiber laser

在 1999 年，Dianov 等研究人员首次实现了直接在磷光纤上刻写光栅的设想 [108]。图 5.2 为实验装置。

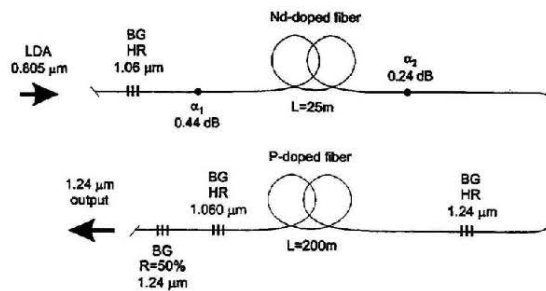


图 5.2 1.24  $\mu\text{m}$  拉曼光纤激光器

Figure 5.2 1.24  $\mu\text{m}$  Raman fiber laser [108]

实验采用 1064 nm 的掺钕光纤激光器泵浦，由于 1064 nm 激光可以在两个高反光栅之间来回震荡，所以采用的拉曼增益光纤仅为 200 m。通过在磷光纤上刻写光栅，避免了光栅和拉曼光纤的熔接损耗，实现了 2.3 W 的 1.24  $\mu\text{m}$  激光的输出，斜率效率高达 80%。

基于类似的拉曼振荡器结构，Kim 等人于 2000 年研究了拉曼光纤激光器的输出反射率和光纤长度对输出性能的影响，最大实现了 2.11 W 1484 nm 激光的输出[109]。一阶斯托克斯光的一对拉曼光栅都用的高反光栅结构，第二斯托克斯光的输出反射率实验了 15%和 50%，磷光纤分别实验了 300 m，700 m 和 1000 m。实验结果为当输出光栅反射率为 15%，配合 700 m 长的磷光纤，可以得到最高功率的二阶斯托克斯激光，功率为 2.1 W，对应的斜率效率为 33.2%。

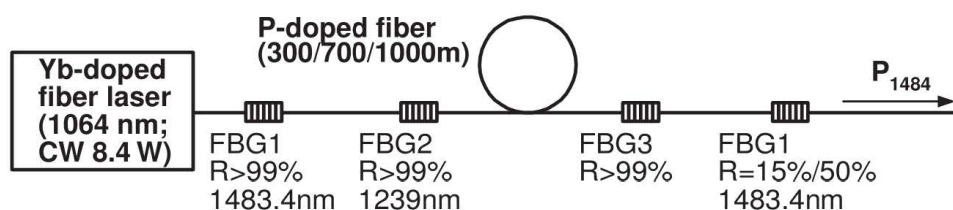


图 5.3 1484 nm 拉曼光纤激光器[109]

Figure 5.3 1484 nm Raman fiber laser

2004 年，Sim 等研究人员通过磷光纤拉曼激光器实现了 13.2 W 的 1539 nm 激光输出[110]。图 5.4 为实验结构图。

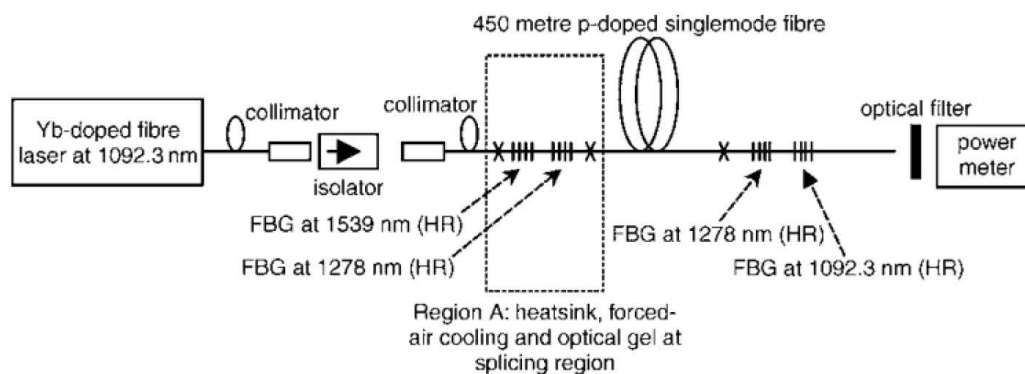


图 5.4 1539 nm 拉曼光纤激光器[110]

Figure 5.4 1539 nm Raman fiber laser

采用 1092.3nm 的掺镱光纤激光器泵浦，磷光纤的长度为 450 m，一级斯托克斯波长为 1278 nm，二级斯托克斯激光波长为 1539 nm，输出功率为 13.2 W，

激光转化效率为 32.5%，泵浦输入功率为 40 W，在当时是功率最高的 1539 nm 的拉曼光纤激光器。

基于磷光纤的拉曼光纤激光器还有很多研究人员报道了相关工作。2000 年，Dianov 报道了超过 1 W 的 3 阶斯托克斯光输出的磷光纤拉曼激光器，拉曼激光斜率效率 35%[111]。2003 年，Huang 等研究人员通过 300 m 磷光纤实现了 10.5 W 的 1178 nm 激光的输出[18]，光学效率达到 54.7%。这是当时基于磷光纤实现的最高功率的 1178 nm 激光输出，可以倍频产生 589 nm 激光用于钠导星激光，激光医疗等。同一年，基于磷光纤，Xiong 等研究人员研究了光栅反射率和光纤长度对输出激光性能的影响，实现了 10 W 的 1248 nm 激光的输出[112]。2011 年，厦门大学 Wang 等人从理论上分析和实验上研究了 O 波段的混合级联磷光纤拉曼光纤激光器，并且从激光输出耦合比和光纤长度进行了优化，实现了 1.3 W 的 O 波段激光的输出[113]。

之前已经提到过，掺镱光纤激光器的输出功率已经超过千瓦，基于 10  $\mu\text{m}$  的单模光纤的输出功率已经超过百瓦，基于普通石英光纤的拉曼光纤激光器也已经超过千瓦的输出。然而，基于磷光纤拉曼激光器只实现了几十瓦的输出。近年来，基于磷光纤的高功率拉曼光纤激光器的研究报道较少。

接下来，我们研究了高功率磷光纤拉曼激光器，通过优化光纤熔接损耗，成功实现了百瓦以上的输出。

## 5.2 220 W 1238 nm 拉曼光纤激光器

在实验中，通过简单高效的振荡腔结构，在 1238 nm 处获得了超过 220 W 的高功率激光。考虑到 1063.8 nm 泵浦功率为 346.1 W，光-光转换效率高达 64%，斜率效率高达 71.4%，最大输出功率是的光谱宽度为 5.6 nm，实验中我们仅用了 30 m 磷光纤作为拉曼增益介质，这种短腔长高泵浦功率的拉曼光纤激光器结构有较高的转化效率。

对于掺磷石英拉曼光纤激光器，在功率提升方面面临很多问题，比如光栅功率承受能力，与磷光纤熔接点损耗，泵浦激光功率等，我们逐一解决了这些问题，首次将磷光纤拉曼激光器的功率提高到百瓦量级，对比之前的研究结果，我们成果将这一输出功率提升了一个数量级。这促进了拉曼光纤激光器的发展，将大大丰富高功率拉曼光纤激光器的应用。

## 5.2.1 实验方案

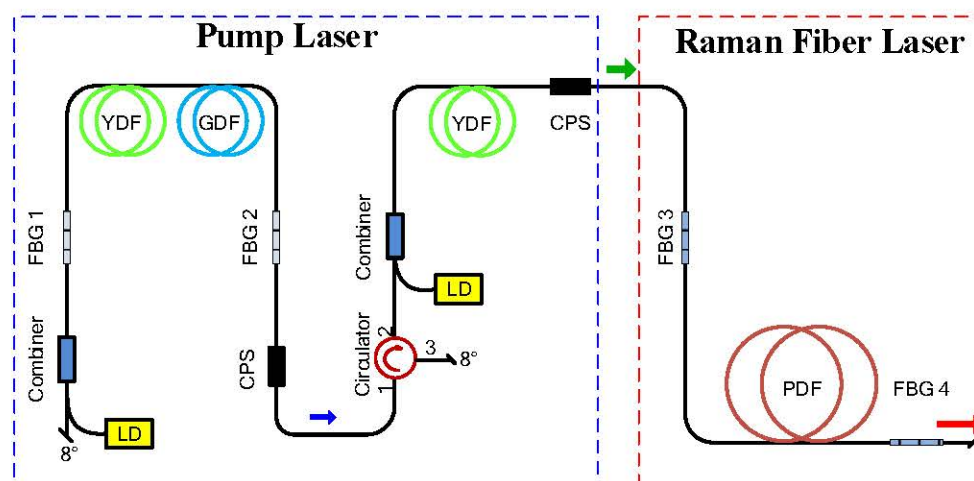


图 5.5 高功率磷光纤拉曼激光器结构图

Figure 5.5 Schematic diagram of the high power phosphosilicate fiber Raman laser

如图 5.5 所示，激光装置由两部分组成，传统的 1064 nm 大功率掺镱光纤激光器作为泵浦激光，还有一个拉曼光纤振荡器。泵浦激光是自主搭建的高达 400 W 的单模掺镱光纤激光器，这个泵浦激光为 MOPA 结构，一个时域特性经过优化的种子激光，然后经过隔离器注入放大器，最终可以实现 400 W 以上 1064 nm 激光输出。

1238 nm 激光是在一个紧凑的拉曼光纤振荡器中产生的。拉曼光纤振荡器包括拉曼光栅对和一定长度的拉曼光纤。高反射率光纤布拉格光栅 (FBG3) 中心波长为 1237.99 nm，反射率大于 99%，光栅反射带宽(FWHM)为 1.91 nm，而输出耦合光纤布拉格光栅 (FBG4) 中心波长为 1238.04 nm，反射率为 10%，反射带宽较窄，为 0.22 nm。在反射带宽方面，高反射率光栅带宽更宽，输出耦合光栅带宽更窄，这样的光谱非对称结构可以减小激光后向泄漏的功率。

拉曼增益介质是 30 m 长的磷光纤。这种光纤是一种特殊的拉曼光纤，光纤的纤芯直径为 5  $\mu\text{m}$ ，包层直径为 125  $\mu\text{m}$ ，NA 为 0.18，是一种小芯径的单模光纤。由于较小的纤芯直径，泵浦激光的功率密度很高，因此这种光纤的非线性效应非常强，拉曼增益系数超过 6 dB/(km·W)。激光器的泵浦波长为 1060 nm，在这个波长下光纤的损耗为 1.65 dB/km，激光器的输出波长为 1238 nm，在这个波长下光纤的损耗为 1.05 dB/km。磷光纤的纤芯直径较小，泵浦激光为标准单模光纤输出，纤芯直径为 9  $\mu\text{m}$ ，这两者之间的熔接损耗较高，经过我们优化，将熔接损耗降低到 0.4 dB 以内。

### 5.2.2 结果与讨论

在磷光纤的拉曼增益谱中，有两个拉曼增益峰：一个是频移量为  $440\text{ cm}^{-1}$  的宽峰，另一个是频移量为  $1320\text{ cm}^{-1}$  的窄峰。我们利用  $1320\text{ cm}^{-1}$  的拉曼频移量实现从泵浦波长  $1063.8\text{ nm}$  到一阶斯托克斯光的拉曼转换，波长为  $1238\text{ nm}$ 。图 5.6(a)所示为  $1238\text{ nm}$  满功率下的输出光谱，主图为对数坐标，插图为线性坐标。

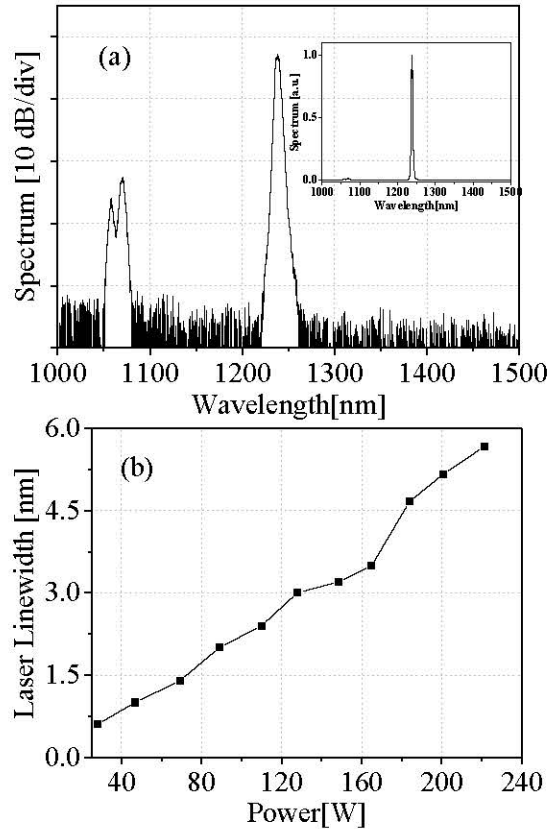


图 5.6 (a)对数坐标下的  $1238\text{ nm}$  光谱，插图是线性坐标下的光谱 (b) $1238\text{ nm}$  激光的光谱宽度

Figure 5.6 (a) Output spectrum of the  $1238\text{ nm}$  laser on a decibel scale, which is plotted on a linear scale in the inset. (b) The linewidth of the  $1238\text{ nm}$  laser.

在光谱数据中可以看到，残余泵浦光( $1063.8\text{ nm}$  线)比斯托克斯光( $1238\text{ nm}$  线)峰值强度低约  $20\text{ dB}$ ，在线性坐标上几乎看不见残余泵浦激光。另外，在我们的实验过程中，我们没有观察到其他的斯托克斯线。由于在磷光纤中，既有  $1320\text{ cm}^{-1}$  频移量对应的拉曼增益，也有  $440\text{ cm}^{-1}$  对应的拉曼增益，因此泵浦激光足够强的时候，可能会出现其他的斯托克斯谱线。其他斯托克斯光的出现，则会导致一阶斯托克斯光的功率降低。

值得注意的是，在剩余泵浦激光的光谱上有一个小的凹陷。我们认为这种现

象可能归结为以下原因。如上面所述,在频移量  $1320\text{ cm}^{-1}$  处的拉曼增益谱较窄,这就导致仅在非常接近峰值增益的波长处才会导致泵浦功率的过度消耗,在远离中心波长的地方,由于增益会迅速下降,泵浦光不能进行拉曼转换,或转换的没有中心波长更充分,这就在泵浦激光的光谱上形成了一定程度凹陷,凹陷的中心波长则对应了此拉曼光纤激光器的最佳泵浦波长。图 5.6(b)总结了  $1238\text{ nm}$  激光的  $3\text{ dB}$  线宽变化趋势。随着输出功率的增加,线宽从  $0.4\text{ nm}$  左右增加到  $5.6\text{ nm}$  左右,磷光纤有着非常高的非线性系数,在如此高功率的泵浦激光下,四波混频等大功率泵浦激光的非线性效应引起强烈地光谱展宽。

拉曼激光的输出功率特性和  $1238\text{ nm}$  的光谱比例分别如图 5.7(a)和 5.7(b)所示。产生  $1238\text{ nm}$  激光的泵浦阈值功率约为  $33.5\text{ W}$ ,这取决于拉曼光栅对的反射率和磷光纤的长度。当泵浦功率在阈值( $33.5\text{ W}$ )以下时,仅能观察到泵浦光的透射,此时可以计算由拉曼光栅对、熔接点和磷光纤造成的  $1064\text{ nm}$  泵浦光的总透射损耗约为  $20.8\%$ 。随着泵浦功率增加到  $33.5\text{ W}$  以上, $1064\text{ nm}$  激光开始转变为  $1238\text{ nm}$  斯托克斯光。 $1238\text{ nm}$  激光器的功率几乎随泵浦功率的增加而线性增长。同时,剩余泵浦功率急剧下降。在最大的泵浦功率下, $1238\text{ nm}$  激光器的输出功率达到  $221.3\text{ W}$ ,占总输出功率的  $98.3\%$ ,这意味着大多数泵浦激光转化为拉曼激光,拉曼转化过程非常充分。同时,剩余泵浦功率仅为  $3.6\text{ W}$ ,占总功率的  $1.7\%$ 。

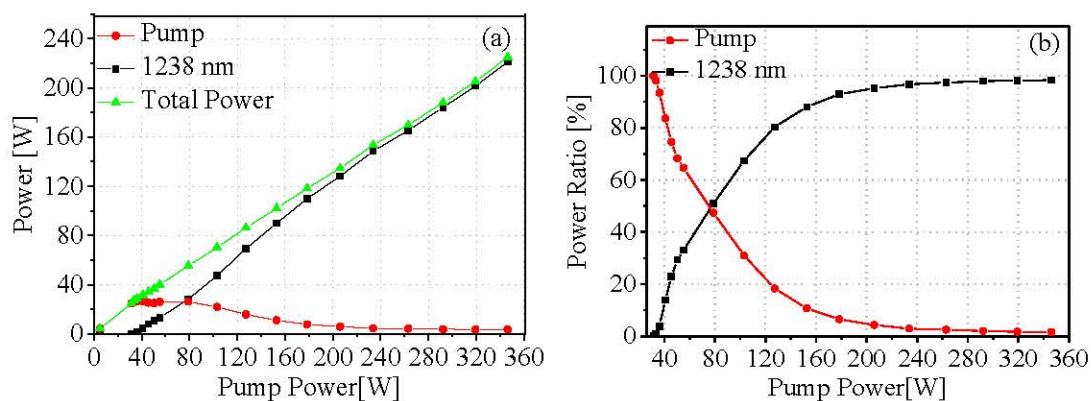


图 5.7 (a)输出功率(b) $1238\text{ nm}$  功率比例随泵浦光的变化趋势

Figure 5.7 The (a) output power and (b) power ratio of the  $1238\text{ nm}$  laser in the total output as a function of the pump power.

$1238\text{ nm}$  拉曼激光器的泵浦光到斯托克斯光的转化效率与泵浦功率的关系如图 5.8 所示。当泵浦功率达到受激拉曼散射的阈值时,光学效率会急剧上升。从

1063.8 nm 到 1238 nm 的光学效率最高达到 63.9%，与此对应，拉曼转换的量子效率为 85.9%。与量子效率相比，光效率要低得多，我们分析了效率不及预期很大的一部分来源是熔接损耗。掺磷石英光纤的纤芯直径是 5  $\mu\text{m}$ ，泵浦激光是标准单模光纤，纤芯直径是 10  $\mu\text{m}$  左右，激光从大芯径进入小芯径的光纤时，会有部分光无法进入小芯径的光纤中，这些光就会入射到光纤的包层中，导致光纤发热，限制了更多泵浦光的注入。我们通过熔点拉锥熔接的工艺，对放电参数进行了多次优化，最终可以实现熔点的损耗小于 0.4 dB。我们认为进一步减小熔点的熔接损耗是进一步提升激光效率的关键，此外，拉曼光栅对和磷光纤对激光的损耗也是不可忽略的。

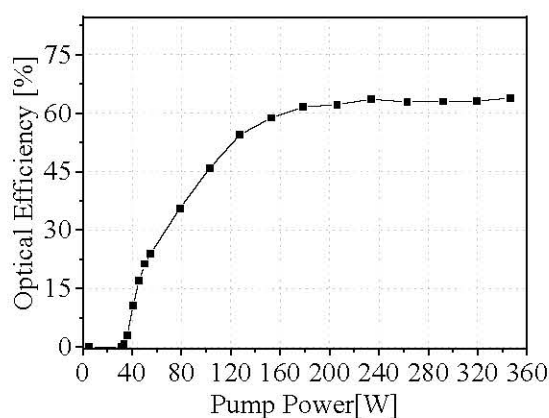


图 5.8 1238 nm 斯托克斯光相对于泵浦光的转化效率

Figure 5.8 Optical efficiency for 1238 nm Raman Stokes light with respect to pump power.

我们从时域特性分析了 1238 nm 拉曼光纤激光器的瞬时功率稳定性。图 5.9 显示了 1GHz 带宽示波器测量的 1238 nm 最大功率下的时域情况。由于受激拉曼散射过程不像稀土掺杂粒子，有上能级储能的过程，因此，受激拉曼散射的响应很快，响应时间在百飞秒量级，拉曼斯托克斯光的时域特性很好的继承了泵浦激光的高时域稳定性。

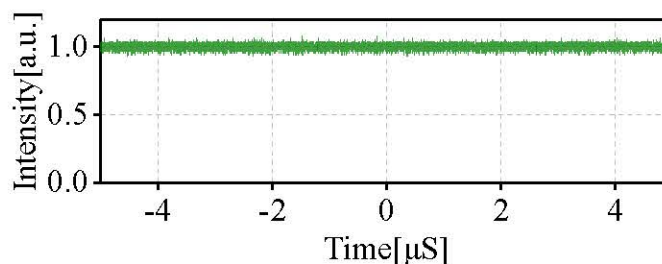


图 5.9 1238 nm 拉曼光纤激光器光时域特性

Figure 5.9 The normalized oscilloscope trace of the 1238 nm Raman laser.

### 5.3 磷光纤的随机拉曼光纤激光器研究背景

自从 Turitsyn 等科研人员在 2010 年首次演示了随机光纤激光技术以来, 基于光纤的随机激光就受到了极大的关注。基于光纤的随机激光是光纤激光器和随机激光器交叉融合发展的结果, 他结合了两者的各自的特点。与传统随机激光器相比, 基于光纤的随机激光光束质量优异, 功率高, 阈值低, 实用性更强; 与传统的光纤激光器相比, 基于光纤的随机激光其反馈来源于光纤纤芯中的分布的瑞利散射, 因此会有一些特殊性质, 在分布式光纤传感、通信、紧凑型光源等领域具有巨大的应用潜力。随机光纤激光器中, 基于拉曼增益的随机拉曼光纤激光器由于拉曼效应的波长灵活等特性发展迅速。

基于普通石英光纤的随机拉曼光纤激光器已经被广泛研究和报道。早期的随机激光研究由于缺乏高效高功率的泵浦激光, 因此超长腔长、低阈值随机激光的研究被广泛报道[51]; 得益于掺镱光纤激光器的迅速成熟, 超短腔长、高效率的随机激光逐渐变得热门[53, 114, 115]。

大多数报道的随机拉曼光纤激光器的研究都是利用相对较短的石英光纤作为拉曼增益介质产生高功率的随机激光。然而, 常用的石英光纤的拉曼频移量在  $440\text{ cm}^{-1}$  附近, 这导致需要多个级联受激拉曼散射过程才能获得更长的波长产生。在这种情况下, 中间残余的斯托克斯光会降低光谱质量, 影响光谱纯度、光学效率的进一步提升。前面已经讨论了磷光纤由于三倍于普通石英光纤的拉曼频移量, 已经在拉曼光纤激光器上取得了巨大成功, 接下来, 把磷光纤应用到随机光纤激光器上也是顺理成章的。近年来, 研究人员已经相继报道了一些基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。

2014 年 Babin 等人在一卷长 1.65 km 的磷光纤中演示了级联随机拉曼光纤激光器[116]。如图 5.10, 泵浦激光是一个 1115 nm 的单模掺镱光纤激光器, 1115/1310 nm 波分复用器将泵浦激光耦合入磷光纤。波分复用器的一个端口熔接一个 1:1 的光纤耦合器作为全反镜, 这种半开放腔的结构已经广泛运用在随机激光的结构中, 与全开放腔的随机激光相比, 这种结构更稳定, 而且可以降低激光的阈值。通过拉曼过程, 由 1115 nm 激光直接产生 1308 nm 一阶斯托克斯光, 泵浦阈值为 3 W, 这部分光是与  $1330\text{ cm}^{-1}$  频移量对应的斯托克斯激光, 是与  $\text{P}_2\text{O}_5$  相关的斯托克斯线; 第二条斯托克斯线是 1398 nm, 这个是与二氧化硅相关的斯托克斯线。泵浦激光为 11 W 时, 二阶斯托克斯光的最大输出功率为 5W。

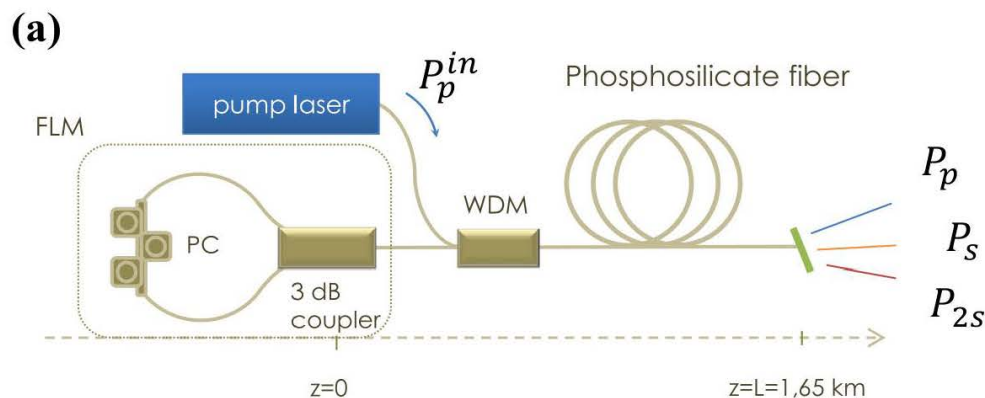


图 5.10 基于 1.65 km 磷光纤的随机拉曼光纤激光器的结构图[116]

Figure 5.10 A scheme of the random Raman fiber laser based on 1.65-km phosphosilicate fiber

通过类似图 5.10 的结构，2014 年，Vatnik 利用 850 m 磷光纤演示了高效率随机激光[118]，该激光器在 1308 nm 的斯托克斯光处最大输出功率为 7.3 W。

在 2017 年，Lobach 等人报道了一种基于 700 m 磷光纤的随机激光[118]。

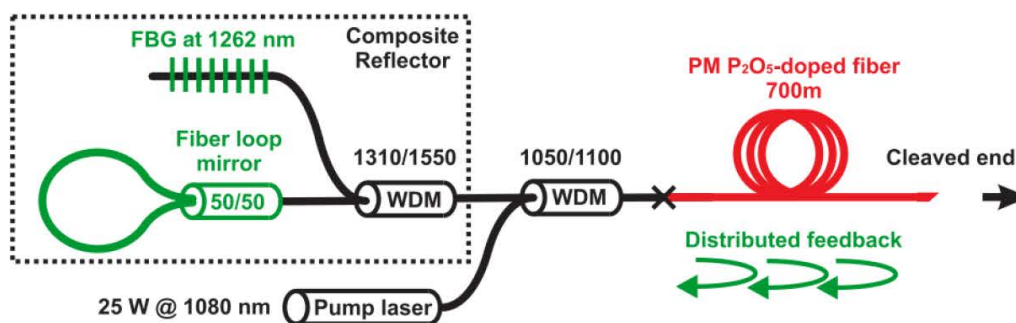


图 5.11 基于 700 m 磷光纤的随机拉曼光纤激光器的结构图[118]

Figure 5.11 Schematics of the random fiber laser based on 700 m  $P_2O_5$ -doped fiber.

如图 5.11，与之前简单的 1:1 光纤环形镜不同，这种随机激光的反馈是个宽带反射镜和光纤光栅的复合镜。这种复合镜的结构可以实现在 1262 nm 处和在 1.5  $\mu\text{m}$  以上有较强的反馈。实验测试结果为 1262 nm 和 1515 nm 波长处，反射系数分别为 65%和 80%。光纤光栅的波长为 1262 nm，对应于磷光纤的 1080 nm 的一阶斯托克斯激光，值得注意的是，复合反射镜在波长为 1080-1250 nm 和 1270-1380 nm 处对应上具有高的透射率，这些波段对应了跟普通石英相关的拉曼波长，如图 5.12。这种复合反射镜的结构可以抑制  $440\text{ cm}^{-1}$  相关的斯托克斯光，这给我们提供了提升与  $1320\text{ cm}^{-1}$  相关斯托克斯光的光谱纯度的思路与解决方案。实验

最终在 1262 nm 时获得了 8 W 的斯托克斯光，在 1515 nm 时获得了 9 W 的斯托克斯光，偏振消光比高达 27 dB。

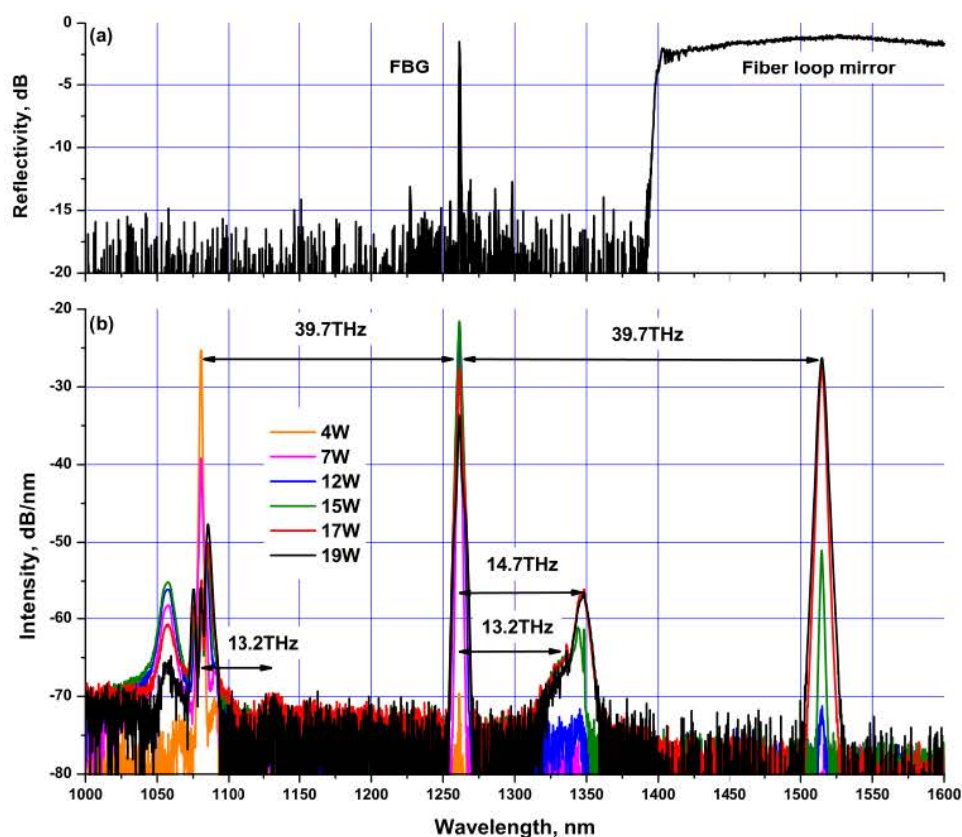


图 5.12(a)复合腔反射率(b)不同泵浦功率下的拉曼激光光谱[118]

Figure 5.12 (a) Reflectivity of the composite reflector and (b) Raman lasing spectra at different levels of pump power.

正如前面提到，基于普通单模石英光纤的随机拉曼光纤激光器的输出功率已经实现了几百瓦，然而基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器的高功率特性却鲜有研究，我们认为基于磷光纤的随机激光还有很大的功率扩展潜力。

#### 5.4 200 W 1238 nm 随机拉曼光纤激光器

提升磷光纤的随机激光的输出功率，我们解决了两个问题。一个是泵浦激光和磷光纤的高熔接损耗，一个是抑制与锗硅相关的斯托克斯频移( $440\text{cm}^{-1}$ )。之前我们通过拉曼振荡器的结构，通过 1064 nm 激光的泵浦，直接实现了 220 W 1238 nm 斯托克斯光的输出。本次实验。我们演示了一个半开放腔的随机拉曼光纤激光器，腔长为 30 m，输出波长为 1238 nm。短腔长会提高激光转化效率，但是也会明显的增加斯托克斯光的阈值。我们 1238 nm 激光的阈值泵浦功率是 168 W，

最大输出功率为 206.7 W，对应于 1064 nm 的激光转化效率为 59.7%，最高转化效率为 61.3%，本次实验实现了基于磷光纤的最高功率的随机拉曼光纤激光器。

#### 5.4.1 实验方案

图 5.13 显示了 1238 nm 随机激光的原理图。实验结果主要包含两部分，一个是高功率的 1064 nm 泵浦激光。1064 nm 泵浦激光是 MOPA 结构，输出功率可以高达 400 W 以上，具体特性可以参考第二章。

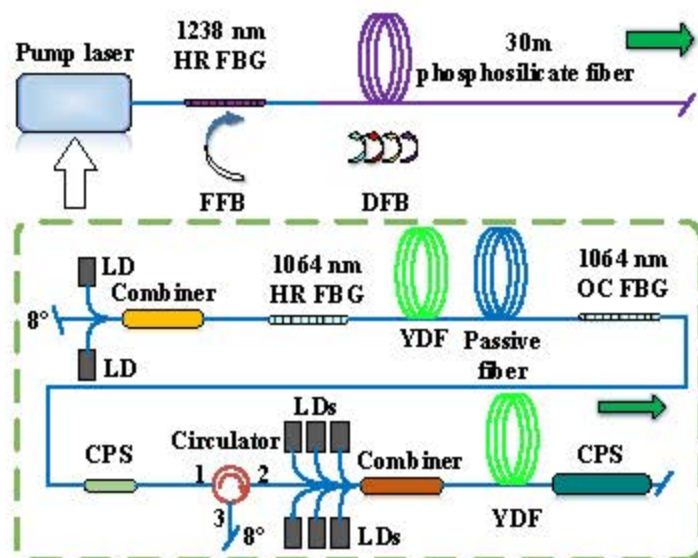


图 5.13 1238nm 磷光纤随机拉曼激光器实验结构

Figure 5.13 Schematic diagram of the 1238 nm random Raman fiber laser based on phosphosilicate fiber.

随机激光部分是半开放腔结构，由以下部分组成：1238 nm 高反射率光纤光栅，30 m 长磷光纤。1238 nm 高反光栅刻写在 SMF28 光纤上，反射率超过 99%，3dB 反射带宽为 1.91 nm，可以给随机激光提供点反馈(FFB)，这种半开放腔的结构可以降低随机激光的阈值；30 m 长的磷光纤提供了足够的拉曼增益，随机分布的瑞利散射提供了充足的分布反馈(DFB)，光纤缠绕在散热良好的金属筒上，可以实现高效的冷却。磷光纤的纤芯直径为 5  $\mu\text{m}$ ，包层直径为 125  $\mu\text{m}$ 。得益于较小的纤芯直径，拉曼增益系数，高达 6 dB /km · W。磷光纤的光学损耗在 1060 nm 处为 1.65 dB/km，在 1240 nm 处为 1.05 dB/km。我们的泵浦激光为全 10/125 光纤结构，因此泵浦激光和随机激光的高效熔接也是非常关键的地方。尽管两者有一定的模场失配，但是通过优化熔接，我们把熔接损耗减小到 0.4 dB 以内。

## 5.4.2 结果与讨论

光谱由 Yokogawa AQ6370D 型光谱分析仪测试，分辨率为 0.02 nm。不同输出功率水平下的实测光谱如图 5.14 所示(图 5.14 插图 of 满功率下的光谱线性坐标显示)。斯托克斯光的中心波长为 1238 nm，相对于泵浦激光的斯托克斯频移为 39.7 THz，对应于磷光纤的拉曼位移峰。同时，1115 nm 处的随机激光也开始激射，相对于泵浦激光的斯托克斯位移为 13.2 THz，对应于普通石英光纤的斯托克斯峰。随着泵浦功率的增加，在 1115 nm 激光慢慢在增加，这部分激光是不希望出现的，因为他的出现导致 1238 nm 光学效率的下降。在最大泵浦功率下，1238 nm 光谱线比 1115 nm 光谱线高 12.3 dB，比泵浦光光谱线高 10.9 dB。

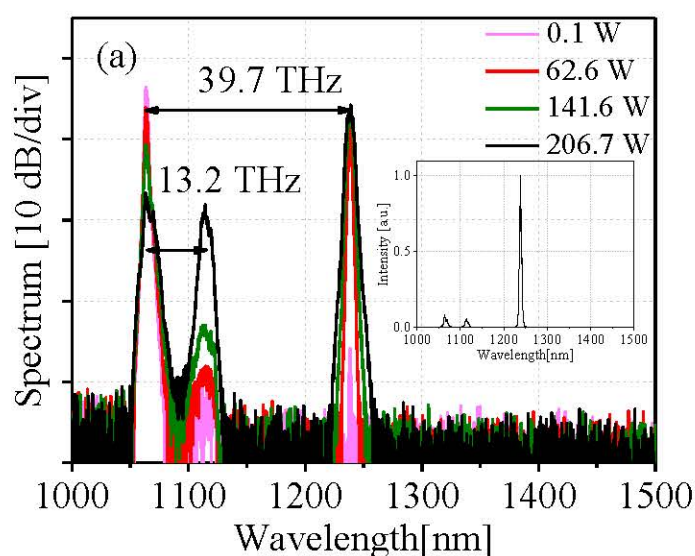


图 5.14 1238nm 不同输出功率下的光谱(插图 of 最高功率下的线性坐标下的光谱)

Figure 5.14 Raman laser spectra at different output power (Inset is spectrum at maximum pump power on a linear scale)

图 5.15 为用于随机激光器中磷光纤的拉曼增益谱[120]。在磷光纤中，我们能明显看到拉曼频移为 13.2 THz( $440\text{cm}^{-1}$ )的拉曼增益强度要高于拉曼频移为 39.7 THz( $1320\text{cm}^{-1}$ )处的拉曼增益强度。同时，这款磷光纤在 1115 nm 处的损耗较小，为 1.4 dB/km。因此对应于频移量 13.2 THz 的斯托克斯光波长，一方面有着较高的拉曼增益强度，另一方面传输损耗小。所以当泵浦激光功率足够强的时候，即使没有 1115 nm 的光栅提供反馈，仅靠瑞利散射提供反馈，1115 nm 激光仍然可以起振。在我们以前的工作中，有一种带尾纤的封装好的宽带金属反射镜可以提供点反馈，形成半开放腔随机激光，这种简单的装置可以降低随机激光的阈值，但是在这里我们要抑制 1115 nm 激光，就不能用这种宽带反射镜。1238 nm 的光

纤光栅代替宽带反射镜可以提高 1115 nm 激光的阈值，抑制他的激射。

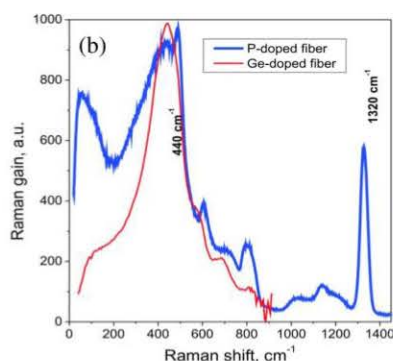


图 5.15 磷光纤典型拉曼增益谱[119]

Figure 5.15 Typical Raman gain spectrum of phosphosilicate fiber

1238 nm 和 1115 nm 输出功率随 1064 nm 激光的变化趋势如图 5.16(a)，可以看到 1238 nm 激光有明显的阈值特性。在激光阈值以下，只有 1064 nm 泵浦激光，通过测试 1064 nm 激光过系统的功率可以计算系统的透过率为 83%，17%的损耗来源于磷光纤的传输损耗，普通单模石英光纤和磷光纤的熔接损耗。当泵浦激光高达 168 W 时，1238 nm 随机激光开始激射。30 m 磷光纤提供的瑞利散射极弱，因此会有如此高的激射阈值，在阈值以上，1238 nm 激光的功率迅速增长。

随着 1064 nm 泵浦功率的增加，1238 nm 的功率比例迅速提升，如图 5.16(b) 所示。功率比例也可以称为光谱比例或光谱纯度，根据光谱数据进行积分可以得到。随着斯托克斯功率的增加，泵浦光的功率逐渐耗尽。当泵浦激光达到 320 W 时，1115 nm 激光开始明显的产生。与此同时，1238 nm 斯托克斯光的功率比例有一个缓缓下降的趋势，在功率曲线上看，1238 nm 激光的功率几乎停止增加。这种现象可以通过 1238 nm 斯托克斯光和 1115 nm 斯托克斯光的拉曼增益竞争来解释。当泵浦光达到 346 W，总的输出功率为 245 W，通过光谱积分，可以计算光谱成分包含 15 W 的 1115 nm 斯托克斯光，206.7 W 的 1238 nm 斯托克斯光，残余泵浦光为 23.3 W，1238 nm 光谱纯度为 85%。事实上，在最大泵浦功率下，1238 nm 随机激光可以实现 208.1 W 输出。然而，1115 nm 的斯托克斯光迅速增加到 30 W。由于瑞利散射和后向放大，存在一定功率后向传输的 1115 nm 激光，考虑到没有器件来分离这些激光，大功率的 1115 nm 激光后向传输可能会烧坏泵浦激光器。系统在这种泵浦水平下长期运转可能会出现一些风险，因此我们只是短时间观察了实验现象。因此，1238 nm 激光功率的进一步提升受限于 1115 nm 斯托克斯光的起振。我们相信通过一定手段抑制 1115 nm 激光的产生，可以进一

步提升 1238 nm 斯托克斯光的功率。具体方法如降低端面反射，减小由于端面引起的反馈；在泵浦激光和随机激光之间插入 1064/1115 nm 波分复用器，将后向传输的 1115 nm 激光导出系统。

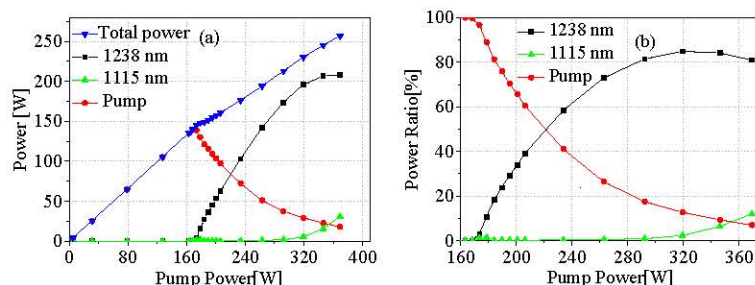


图 5.16 不同斯托克斯光 (a) 输出功率 (b) 输出功率比例随泵浦激光的变化

Figure 5.16 (a) The output powers and (b) output power ratios for different Raman Stokes components with respect to pump power.

光学效率定义为斯托克斯光的输出功率与输入泵浦激光功率的比值。如图 5.17 分别画出了 1238 nm 和 1115 nm 的光学效率变化曲线。1238 nm 最高效率可以达到 61.3%，但是我们认为这个效率仍然有很大的提升空间。1064 nm 到 1238 nm 的量子效率大概是 85.9%，实际的激光转化效率偏低，原因可以归结为以下几点。首先，传统的单模光纤跟磷光纤之间由于模场不匹配，即使我们通过一些技术手段，尽量减小模场失配，但是熔接损耗还是不可以忽略的；此外，磷光纤的传输损耗要比普通石英光纤大。因此 1238 nm 激光的效率要比量子效率低一些。1115 nm 激光的效率最高为 10% 左右，而且还有加速增长的趋势，我们不希望 1115 nm 激光起振，因此受限于 1115 nm 激光的起振，泵浦激光没有继续增加。

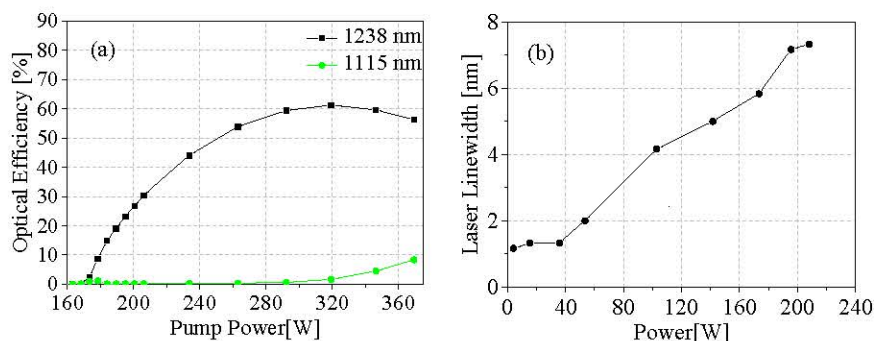


图 5.17 (a) 斯托克斯光效率随泵浦激光变化曲线 (b) 1238 nm 斯托克斯光光谱宽度

Figure 5.17 (a) Optical efficiencies for Raman Stokes lights with respect to pump power. (b) The linewidth of the 1238 nm random Raman fiber laser

如图 5.17(a)所示,当泵浦激光的功率在 319 W 之前,光学效率呈上升趋势,此时总输出功率为 195 W。当泵浦激光超过 395 W,激光的转化效率开始呈缓慢下降趋势。效率下降的这种直观解释是由 1115 nm 随机激光的起振导致的。其深层次的原因是由于在高功率泵浦激光的作用下,光纤中的四波混频,交叉相位调制等非线性效应导致 1238 nm 激光光谱展宽严重。1238 nm 的输出激光 3 dB 线宽变化趋势画在图 5.17(b)中。1238 nm 的 3 dB 线宽随着泵浦激光功率的增加,从 1.1 nm 增加到 7.3 nm。在泵浦功率 319 W 时,1238 nm 的 3 dB 谱宽达到了 7.17 nm。值得注意的是,1238 nm 高反光栅的光谱反射带宽为 1.91 nm。我们没有监测后向传输的 1238 nm 激光的带宽,但是由于瑞利散射,我们认为后向传输的激光带宽与正向激光带宽应该相差无几。1238 nm 激光的带宽超过了高反的反射带宽,那些远离光栅反射中心波长的激光由于得不到充分的反馈就会损耗掉,因此,1238 nm 激光效率会开始下降,1115 nm 激光效率开始快速上升。

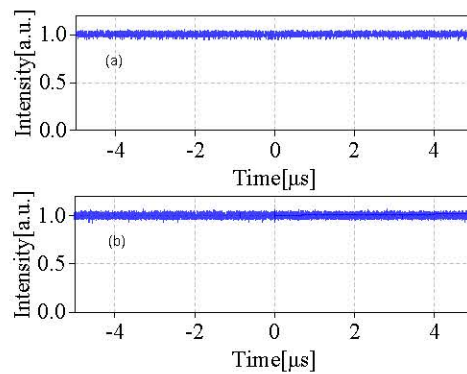


图 5.18 最大功率下的 (a) 随机拉曼激光 (b) 泵浦激光的时域特性

Figure 5.18 Temporal behavior of the (a) random Raman fiber laser and (b) pump at the maximum pump power.

最后,我们对比了 1238 nm 随机激光和泵浦激光的时域特性。图 5.18 显示了最大功率下的归一化时域测试数据。为了进一步分析数据,我们计算了随机激光和泵浦激光时域的标准差和峰峰值波动。随机激光的峰值波动为 16.6%,标准差为 1.738%;与此相比,泵浦激光的峰值波动为 14.8%,标准差为 1.725%。得益于泵浦激光的时域特性和受激拉曼散射过程的快速响应特性,随机拉曼激光输出时域稳定。

在本次实验中,我们演示了一种基于 30 m 超短磷光纤的随机拉曼光纤激光器,得到了高达 206.7 W 的 1238 nm 随机激光的输出,对应于 1064 nm 的泵浦激

光, 光学效率为 59.7%, 最高效率为 61.3%。这是目前实现的基于磷光纤最高功率的随机激光, 系统结构简单, 应用潜力很大。可以用于泵浦 1480 nm 高功率拉曼光纤激光器, 1480 nm 激光可以进一步用于同带泵浦掺铒光纤激光器。进一步的工作可以从抑制相对于 13.2 THz 拉曼频移的斯托克斯光, 减小熔接损耗等方面推进, 进一步提升光学效率。

### 5.5 1238 nm 拉曼激光与随机激光的光学特性比较

**激发阈值。**由于拉曼光纤激光器有完整的振荡器结构, 随机激光器是基于半开放腔, 点反馈加瑞利散射提供反馈, 因此, 拉曼光纤激光器的反馈更强, 更容易起振, 阈值更低。基于振荡腔结构的 1238 nm 激光阈值为 33.5 W, 基于半开放结构的 1238 nm 激光阈值为 168 W。

**光学效率。**由于振荡腔结构可以实现更充分的拉曼转换, 因此光学效率更高一点, 为 63.9%; 随机激光的激光效率最高为 61.3%。

**光谱纯度。**振荡器结构可以提供更强的反馈, 在拉曼增益竞争中完全处于优势, 以致于只有 1238 nm 一条斯托克斯谱线, 完全抑制了与 13.2 THz 相关的拉曼激光, 光谱纯度高达 98%; 随机激光半开放腔的结构, 弱化了 1238 nm 的竞争能力, 导致 1115 nm 激光起振, 影响了光谱纯度, 光谱纯度为 85%。

**光谱宽度。**两者的光谱宽度都随泵浦激光的增加展宽严重, 最大功率下随机激光的谱宽要更严重一点, 为 7.3 nm; 拉曼振荡器输出的 1238 nm 激光光谱最宽为 5.7 nm 左右。拉曼振荡器的光栅有选纵模和窄化光谱的作用, 因此输出谱宽会略窄一点, 如果进一步压窄拉曼振荡器的输出光谱宽度, 可以通过优化光栅反射带宽和反射率。

**功率特性。**两者都有高功率输出的潜力, 都输出 200 W 以上的 1238 nm 激光, 其中 1238 nm 拉曼振荡器输出功率为 220 W, 随机激光 1238 nm 输出功率为 206.7 W, 由于随机激光的光谱纯度较低, 导致净 1238 nm 激光功率略低; 另一方面, 当泵浦激光功率都达到最大 350 W 左右时, 拉曼光纤激光器输出总功率为 225 W, 随机激光输出激光总功率为 245 W。这种现象可以解释为, 拉曼振荡器是有一定的腔损耗, 导致总输出功率低于随机激光的功率。

**纵模特性。**基于振荡器结构的 1238 nm 激光会存在与激光腔长相关的频率成分, 存在纵模结构, 基于随机激光的 1238 nm 激光不会存在纵模结构。

时域特性。由于两种结构的激光器增益机制都是基于受激拉曼散射，不像稀土掺杂光纤有上能级储能过程，拉曼过程只有虚能级，因此拉曼响应不会受能级寿命的影响，这一过程可以快到百飞秒量级。所以泵浦激光的时域特性决定了两者的时域特性都非常稳定。

综上，随机拉曼光纤激光器的输出性能已经可以与传统拉曼光纤激光器媲美，随机激光由于没有光栅对的制约，可以实现更灵活的波长变换，多阶斯托克斯光的调谐输出，在未来的科研和工业应用必会大放异彩。

### 5.6 1480 nm 随机拉曼光纤激光器的探索

磷光纤由于频移量三倍于普通石英光纤，因此可以大大简化拉曼过程。由 1064 nm 泵浦的拉曼光纤激光器，要通过 6 阶拉曼过程，需要 6 对拉曼光栅才可以实现 1480 nm 斯托克斯光，而通过磷光纤，则需要 2 对光栅对。前面我们深入研究了 1238 nm 随机拉曼光纤激光器，这是 1064 nm 激光泵浦的一阶斯托克斯光，1480 nm 激光是二阶斯托克斯光。

由于在磷光纤中， $440\text{ cm}^{-1}$  处的拉曼增益要强于  $1320\text{ cm}^{-1}$  处的拉曼增益，因此在磷光纤中基于  $1320\text{ cm}^{-1}$  频移量的高阶斯托克斯光会比较难以实现，我们从实验上探索基于磷光纤的二阶斯托克斯光，这为基于磷光纤的高阶斯托克斯光下一步的优化提供了经验和指导。

实验装置如图 5.19，与 1238 nm 随机激光结构类似，增加 1480 nm 高反光栅作为点反馈，以降低 1480 nm 激光的阈值。没有采用之前高级联随机激光的宽带反射镜结构来作为点反馈，是为了更好的抑制与  $440\text{ cm}^{-1}$  频移量相关的斯托克斯激光。

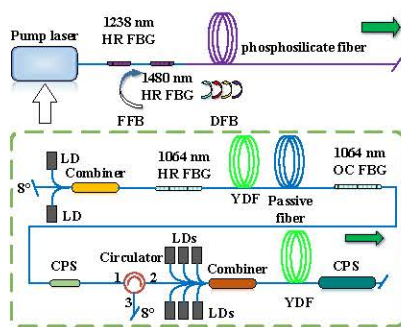


图 5.19 1480 nm 磷光纤随机拉曼激光器结构

Figure 5.19 Schematic diagram of the 1480 nm random Raman fiber laser based on phosphosilicate fiber.

实验中我们优化光纤长度，尝试了 30m, 50m 磷光纤，在最大功率下均没有看到 1480 nm 的斯托克斯谱线。拉曼增益光纤加到 100 m 时，可以看到光谱随泵浦功率变化如图 5.20。

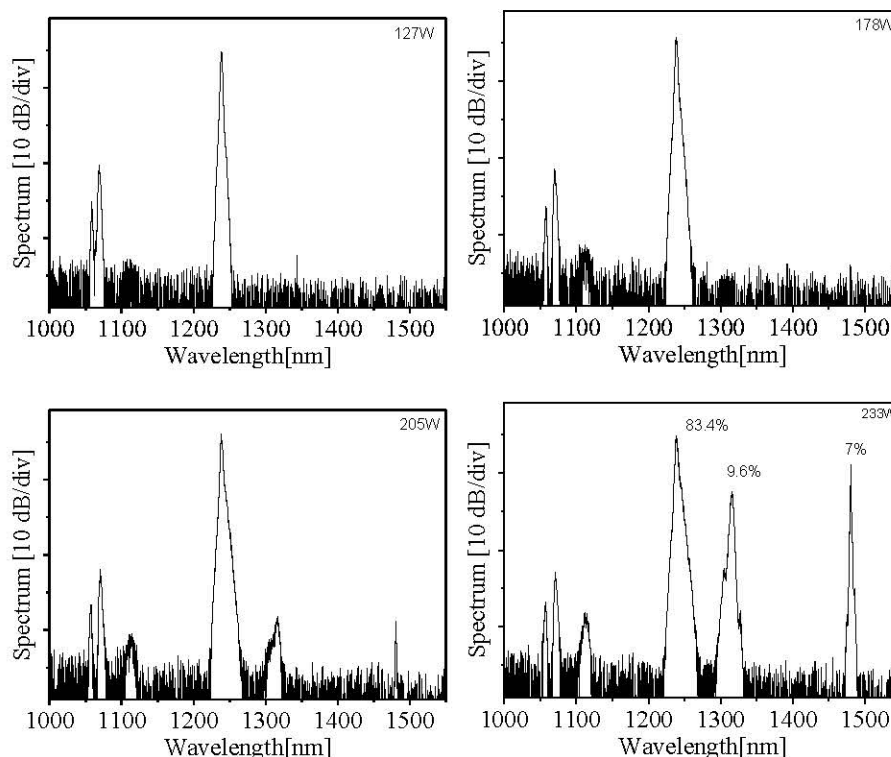


图 5.20 1480nm 随机拉曼激光器输出光谱

Figure 5.20 Output spectrum of the 1480 nm random Raman fiber laser

在 100 m 长的磷光纤下，1238 nm 随机激光的阈值降到 100 W 以内。随着泵浦光功率增加到 205 W 时，1480 nm 斯托克斯光开始起振。但是可以观察到 1238nm 与  $440\text{cm}^{-1}$  频移量有关的斯托克斯光也达到阈值并起振，波长在 1317 nm 附近。达到阈值后，1317 nm 激光功率迅速增加，当泵浦激光功率增加到 233 W 时候，其光谱比例已经增加到 9.6%，进一步增加功率，1317 nm 的比例无疑会进一步增长。这种情况下就会引入一个矛盾，过短的拉曼增益光纤，1480 nm 激光就达不到阈值，无法起振；过长的拉曼增益光纤，与  $440\text{cm}^{-1}$  相关的斯托克斯线就会迅速达到阈值，快速增长。解决这一矛盾的根本手段是提升  $1320\text{cm}^{-1}$  的拉曼增益强度。

最终光谱上，光谱成分比较复杂，包含了 1064 nm 泵浦激光，相对于 1064 nm 频移量为  $440\text{cm}^{-1}$ ，波长为 1118 nm 的斯托克斯光；相对于 1064 nm 频移量为  $1320\text{cm}^{-1}$ ，波长为 1238 nm 的斯托克斯光；相对于 1238 nm，频移  $440\text{cm}^{-1}$ ，

波长为 1317 nm 的斯托克斯光；相对于 1238 nm 频移量为  $1320\text{ cm}^{-1}$ ，波长为 1480 nm 的斯托克斯光。最终实现 1480 nm 斯托克斯光功率为 11.5 W。

进一步优化，可以改变泵浦激光结构，通过 1238 nm 拉曼光纤激光器泵浦，这样可以抑制 1118 nm 的斯托克斯光，而且 1238 nm 激光可以来回震荡，反向传输的 1238 nm 也可以对 1480 nm 斯托克斯光产生放大作用；进一步优化光纤长度，抑制与  $440\text{ cm}^{-1}$  相关的斯托克斯光；选用  $1320\text{ cm}^{-1}$  处拉曼增益强度更高的磷光纤。

## 5.7 本章小结

在随机激光产生更长波长的斯托克斯光的时候，基于普通光纤的级联拉曼过程会比较复杂。从简化拉曼过程，提升光学效率的角度出发，我们实验设计了基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。

首先，验证了 220 W 基于磷光纤的拉曼光纤激光器。通过高功率 1064 nm 掺镜光纤激光器泵浦，基于拉曼振荡器结构，利用 30 m 超短拉曼光纤，实现了 220 W 1238 nm 激光的输出。光谱上只有泵浦光和 1238 nm 斯托克斯线，没有看到其他的斯托克斯线。得益于拉曼振荡器的强增益竞争能力，与  $440\text{ cm}^{-1}$  有关的斯托克斯光完全没有起振。这次实验演示第一次将磷光纤拉曼光纤激光器的输出功率提升到百瓦量级，为进一步研究磷光纤的随机拉曼光纤激光器进行了可行性验证。

然后，验证了 206.7 W 基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。通过高功率 1064 nm 掺镜光纤激光器泵浦，基于随机激光半开放腔的结构，利用 30 m 超短拉曼光纤，实现了 206.7 W 的 1238 nm 随机激光输出。光谱上除了泵浦光和 1238 nm 激光外，我们还观察到了 1115 nm 斯托克斯光。这是 1064 nm 通过  $440\text{ cm}^{-1}$  的拉曼频移产生的斯托克斯激光。这次实验演示第一次将磷光纤随机拉曼光纤激光器的功率提升到百瓦量级，为研究基于磷光纤的高阶斯托克斯光积累了经验。

接下来我们从激发阈值、光学效率、光谱纯度、光谱宽度、功率特性、纵模特性、时域特性等方面比较了随机拉曼光纤激光器与传统光纤激光器的区别，表明了随机拉曼光纤激光器虽然还是一个新兴尚待完善发展的领域，但是其性能已经可以与传统光纤激光器相提并论，加上随机激光器的独特性能，未来的发展空间充满想象。

最后我们进一步基于 1238 nm 随机拉曼光纤激光器探索了高阶随机激光，

1480 nm 斯托克斯光。实现了 10 W 量级 1480 nm 斯托克斯光的输出。对高功率高光谱纯度 1480 nm 随机拉曼光纤激光器的实现难点进行了分析,并提出了优化方向。



## 第6章 随机拉曼光纤激光器应用

随机光纤激光器因其独特的结构,在光纤传感,泵浦中红外产生,超连续谱产生,非线性频率变换等领域有广泛的作用。

最初随机光纤激光器的研究集中于超长增益光纤的低阈值随机激光,因此随机激光最早在长距离传感中得到广泛应用,在2012年,成都中国电子科技大学的研究人员利用随机拉曼光纤激光器输出的光谱特性与光纤布拉格光栅温度特性的依赖关系,实现了光纤传感的功能[40]。在关于随机激光在光纤点式传感方面的应用,关于提高传感信号的信噪比,延伸点式传感的距离,提高传感系统的分辨率等方面有很多报道[120-122]。在分布式传感中,随机光纤激光器也发挥了重要的作用[122]。

随机拉曼光纤激光器作为简单紧凑的光源,输出波长灵活丰富,是一种高性能的泵浦激光。在泵浦中红外产生方面,2015年国防科大研究人员获得了112 W 1150 nm 随机拉曼激光,光学效率为84.8%,进一步用于泵浦掺铽光纤激光器,实现了22 W 输出的2050 nm 激光,这种结构紧凑稳定,这是首次报道随机激光泵浦掺铽光纤激光器[38]。随机激光作为高性能的泵浦激光,被研究人员广泛应用在中红外激光的产生、宽谱光源产生等实际应用中[123-126]。

本章中,我们主要利用了随机拉曼光纤激光器波长灵活丰富的特点,研究了随机拉曼光纤激光器在超连续谱产生、同带泵浦掺铽光纤激光器的应用。

### 6.1 随机拉曼光纤激光器产生超连续谱

我们证明了一个随机拉曼光纤激光器激发的130 W 超连续谱光源。超连续谱源的光谱覆盖从850 nm 到2050 nm,20 dB 光谱带宽约为1200 nm,平均功率密度超过108 mw/nm。从976 nm 和1064 nm 到超连续谱的效率为34.2%和42.7%。激光系统由分布式反馈拉曼转换模块和大功率泵浦模块组成。拉曼变换和频谱展宽过程在同一光纤中产生,光纤长度为640 m,光纤类型为成熟常见的SMF28 通讯光纤,激光系统基于全光纤结构,简单、鲁棒、高效、成本低。这是由随机光纤激光器激发的连续波运转的超连续谱光源的最高输出功率,本次实验研究丰富了随机拉曼光纤激光器的应用,对大功率宽带光源的发展具有重要意义。

### 6.1.1 研究背景

近年来, 大功率全光纤超连续光源越来越受到人们的关注。基于标准单模光纤或光子晶体光纤, 可以实现高功率单模或准单模输出的超连续谱具有很高的亮度, 这使得它们在许多领域有重要的应用, 如光学相干断层扫描[127-129], 光学传感[130], 光谱光学[131], 密集波分复用[132], 激光激光雷达[133]等等。

一般情况下, 超连续谱源的产生需要高功率密度的泵浦激光和高非线性介质。光子晶体光纤可以设计成高非线性光纤, 而且零色散点灵活, 因此高功率连续波或高峰值功率超短脉冲光纤激光器泵浦光子晶体光纤是实现超连续谱的最常见结构。光子晶体光纤的出现极大促进了超连续谱源的发展和研究。在以往的研究中, 许多研究者通过理论模拟和实验揭示了光纤中超连续的产生机制[134-137]。

2005年, Vanholsbeeck 等研究人员利用广义非线性薛定谔方程模型, 考虑到泵浦激光的部分相干性, 首次完整地解释超连续产生过程中的光谱展宽机制[136]。

2008年, Travers 等研究人员通过泵浦光子晶体光纤, 证明了可见光连续波超连续谱[137], 如图 6.1 为实验装置。

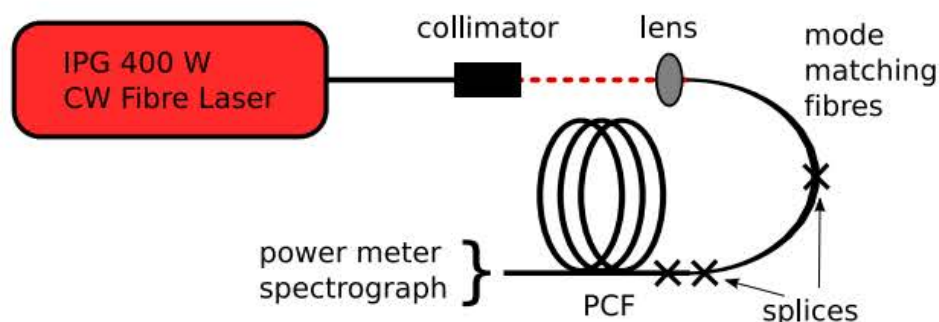


图 6.1 实验装置[137]

Figure 6.1 Experimental setup

泵浦激光为 IPG 提供的连续运转的光纤激光器。激光器可以输出的最大功率为 432 W, 波长为  $1.07 \mu\text{m}$ , 随机偏振, 3 dB 谱线宽度为 3.6 nm。激光器为准直器(Collimator)输出, 通过透镜(lens)将泵浦激光耦合入模场匹配光纤中。模场匹配光纤的作用是可以减小模场直径, 便于把泵浦激光耦合入光子晶体光纤(PCF)中。作者选择了三款光子晶体光纤进行实验, 分别为 17 m HFDBL 光纤, 20 m HF840 光纤和 50 m HF1050 光纤。通过前两种光纤产生超连续谱并没有出现可见光, 第三种光纤出现可见光成分。通过高功率泵浦激光, 最终实现了输出功率

50 W, 光谱功率密度超过 50 mW/nm, 光谱范围超过 1300 nm 的超连续谱。

然而, 由于标准单模光纤与光子晶体光纤的模场面积不匹配, 导致了相当大的熔接损耗, 阻碍了基于光子晶体光纤的超连续谱的功率扩展。Chen 等人已经实现了光子晶体光纤和单模光纤的低损耗熔接[138]。如图 6.2, 通过加热控制光子晶体光纤的坍塌, 从而实现模场面积的扩张, 减小与单模光纤熔接的模场失配。

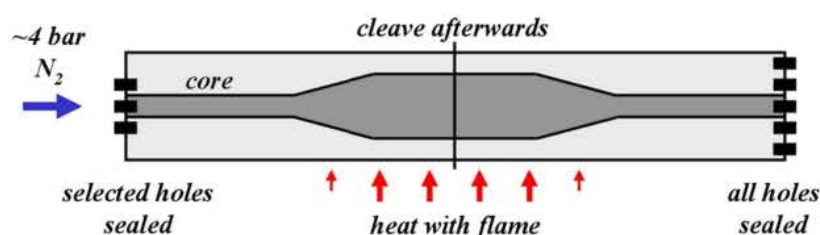


图 6.2 通过加压加热和堵住光子晶体光纤气孔的方式实现 PCF 芯径扩张[138]

Figure 6.2 Expanding a PCF core by collapsing selected holes when the fiber is pressurized from one end and heated

如图 6.3 为 20 次熔接的实验结果, 坍塌的两个环孔的直径大约是纤芯直径的三倍, 这样更加匹配单模光纤的纤芯, 熔接用的单模光纤的模场直径标称为 5.9  $\mu\text{m}$ , 光子晶体光纤的模场直径标称为 1.8  $\mu\text{m}$ 。

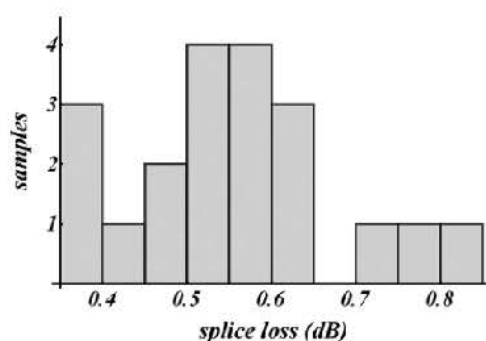


图 6.3 单模光纤和光子晶体光纤 20 次熔接损耗直方图[138]

Figure 6.3 Loss histogram of 20 splices between SMF and PCF

这种芯径扩张的熔接工艺的确减小了熔接损耗, 然而, 光子晶体光纤的处理工艺比较复杂, 在大功率运行时仍需特别注意熔接点的安全。

传统的拉曼光纤激光器泵浦高非线性光纤(HNLF)产生超连续谱也是一种有吸引力的解决方案, 因为它具有较低的熔接损耗和简单的结构, 使得超连续谱源成本低、鲁棒性强、结构紧凑。基于 HNLF 的大功率连续波超连续激光器的研制已取得了一定的进展[139-142]。

2004 年, Abeeluck 等人演示了用连续波拉曼光纤激光器泵浦的高非线性色

散位移光纤产生的超连续谱[139]。实验装置如图 6.4。1117 nm 掺镱光纤激光器通过五对光纤布拉格光栅对，实现五级级联拉曼频移，实现 1486 nm 斯托克斯光输出，经过隔离器滤波器注入高非线性光纤中，滤波器的作用是抑制高阶斯托克斯光 1590 nm 的产生。最终实验实现输出功率为 3.2 W，带宽大于 544 nm。实验观察到了调制不稳定性在低泵浦功率下引起光谱展宽的现象，在高泵浦功率下调制不稳定性与受激拉曼散射之间的相互作用对超连续谱的继续扩展有重要作用。

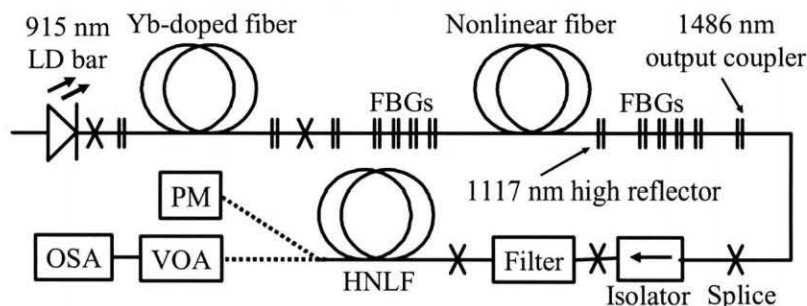


图 6.4 连续波拉曼光纤激光器泵浦高非线性光纤产生超连续谱实验装置[139]

Figure 6.4 Experimental setup for SC generation in a HNLF by use of a CW RFL

这种拉曼光纤激光器泵浦高非线性光纤产生超连续谱的方案实现了数十瓦的输出功率，Choudhury 等人使用级联拉曼光纤激光器泵浦的 100 m 高非线性光纤，实现了一个光谱带宽为 400 nm 的 35w 全光纤超连续谱源[143]。

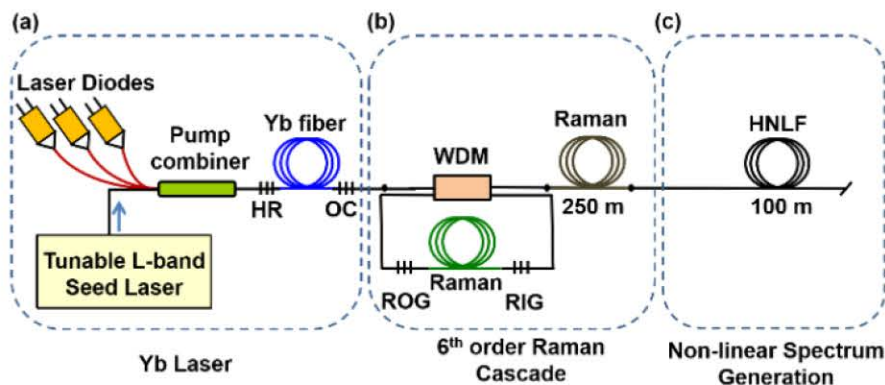


图 6.5 35 W 超连续谱实验装置[143]

Figure 6.5 Experimental setup of 35 W SC source

如图 6.5 为 35W 超连续谱源实验装置图。(a)部分是一个传统的 1117nm 掺镱光纤激光器，最大输出功率可达 90 W。(b)部分是一个 6 阶级联拉曼放大器。1117 nm 泵浦激光过 1117/1480 nm 波分复用器(WDM)后，会有一小部分 1117 nm 进入拉曼振荡器，通过阶级联拉曼过程产生 1480 nm 种子激光，进入拉曼光纤中放

大，同时(a)部分注入的可调谐 L 波段种子激光会被 1480 nm 激光放大，最终经过 250 m 拉曼光纤后输出高功率的 L 波段激光，具体波长取决于可调谐激光器的种子激光波长。高功率 L 波段激光泵浦 100 m 高非线性光纤(HNLF)，产生超连续谱，通过改变可调谐激光器的输出波长，可以探究泵浦激光波长对超连续谱特性的影响。图 6.6 为种子激光在 1570 nm 时得到的光谱结果，受限于光谱仪的测量范围，作者仅测到长波端为 1700 nm，作者预计光谱展宽到 1980 nm，总输出功率达到 35 W，得益于拉曼光纤放大器的高效结构，1117 nm 到超连续谱的光学效率高达 40%。

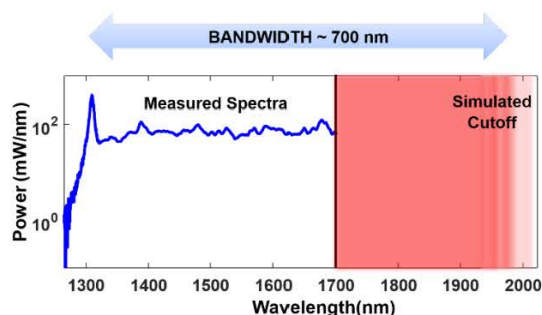


图 6.6 测量的超连续谱光谱[143]

Figure 6.6 The measured SC spectra.

拉曼光纤激光器波长灵活、简单高效，是一种泵浦超连续谱的成熟的技术方案。基于受激拉曼散射效应的随机拉曼光纤激光器近几年得到广泛关注，由于没有光栅对的结构，整体简单高效，而且还具有独特的特性，如低相干性、无纵模结构、结构紧凑等。因此，随机拉曼光纤激光器可以作为一种高效的泵源，简化传统超连续光源系统的结构。

2018 年，中国电子科技大学 Ma 等人首次提出并演示了由随机激光激励的低噪声后向超连续产生[41]。

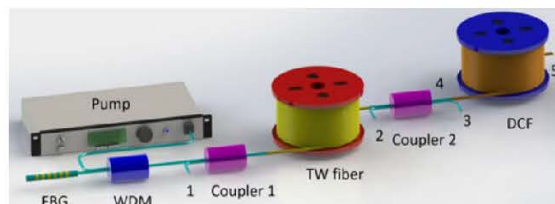


图 6.7 随机激光激励的超连续产生实验装置[41]

Figure 6.7 Experimental setup of supercontinuum generation seeded by RFL

泵浦光为 1365 nm 拉曼光纤激光器，1461 nm 高反布拉格光栅和 TW(True

Wave)光纤加色散补偿光纤构成半开放腔的随机激光,两个光耦合器(coupler)用于监控光谱、功率。作者发现了后向传输的超连续谱有更低的相对强度噪声,这项工作极大地丰富了随机拉曼光纤激光器在稳定的宽带光源方面的应用。

2018年,印度 Arun 研究小组提出了一种简单高效、全标准单模光纤模块,可以将任何大功率掺镜激光器转换成超连续谱输出,这种方案基于随机拉曼光纤激光器的结构,可以输出功率约为 34 W,转换效率为 44%,频谱范围超过 1000 nm (880 ~ 1900 nm)[42]。实验装置如图 6.8。

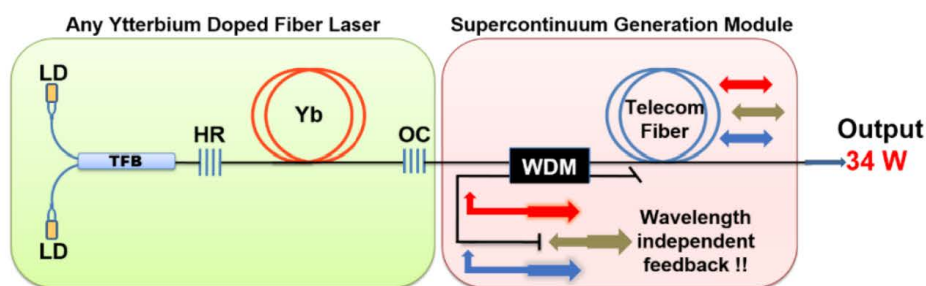


图 6.8 超连续产生实验装置[42]

Figure 6.8 Architecture for supercontinuum laser generation

实验结构为掺镜光纤振荡器泵浦的半开放腔随机激光结构,利用普通的通讯光纤,当随机激光级联运转,产生 1.3  $\mu\text{m}$  附近的激光波长,达到光纤的零色散点,由于非线性效应导致光谱迅速展宽,产生超连续输出。如图 6.9,作者还验证了不同的泵浦激光波长可以产生光学性能类似的超连续谱。

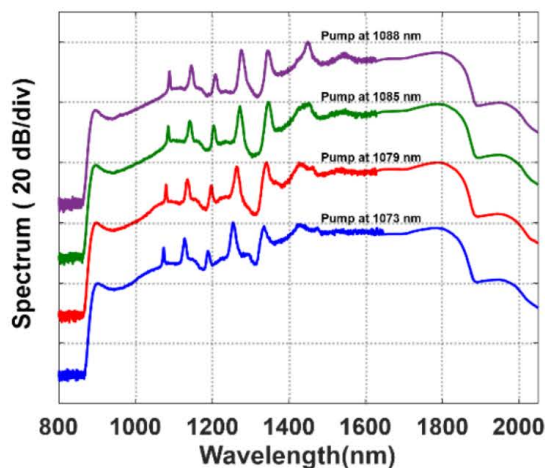


图 6.9 不同泵浦波长的超连续谱[42]

Figure 6.9 Supercontinuum spectra for different pump wavelength

更进一步,该小组于 2020 年,通过优化泵浦激光功率和加入光纤环形镜的

方式优化随机拉曼光纤激光器的反馈方案,再一次刷新了随机拉曼光纤激光器泵浦的超连续谱功率,实现了 72 W 超连续输出,光谱宽度为 1050 nm,光学效率为 44%,从 850 nm 到 1350 nm 的光谱功率密度为 3 mW/nm,从 1350 nm 到 1900 nm 的光谱功率密度超过 100 mW/nm[144]。图 6.10 为实验结构图,图 6.11 为 70 W 输出功率下的超连续谱图。

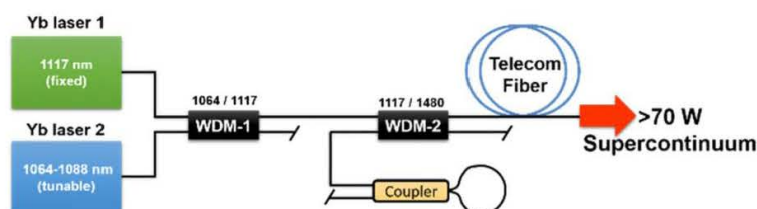


图 6.10 功率合束超连续产生实验结构[144]

Figure 6.10 Architecture for power-combined supercontinuum generation

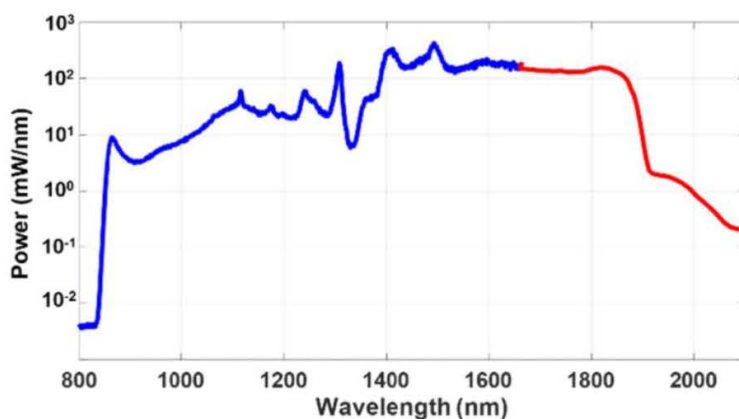


图 6.11 70 W 输出功率下的超连续谱[144]

Figure 6.11 Supercontinuum spectrum at 70 W of output power

超连续的产生从传统掺镱光纤激光器泵浦光子晶体光纤到拉曼光纤激光器泵浦高非线性光纤,发展到现在研究人员用最新的随机拉曼光纤激光器泵浦普通的通讯光纤,结构越来越简单,效率越来越高,输出功率越来越高,光谱平坦度越来越好,光束质量越来越好。

这种随机激光泵浦的超连续谱,泵浦激光和超连续光在同一光纤中产生,避免了传统泵浦激光和高非线性光纤之间的熔接损耗,我们认为是一种非常有潜力的稳定的宽带光源产生方案。同时,我们认为该方案可以从从泵浦激光和随机激光的反馈机制进一步优化,获得更高的效率、更高的功率、更宽的光谱范围。

### 6.1.2 实验方案

如图 6.12 为本次随机激光泵浦的超连续谱的实验方案。我们的激光系统主要分为两个部分:一个是 1064 nm 大功率泵浦激光器,另一个是半开放结构的超连续产生模块。

泵浦激光器有一个标准的主振荡器功率放大器(MOPA)结构,具体结构可以参考第二章。放大后的 1064 nm 大功率泵浦激光器输出功率可达 400 W。高功率 1064 nm 光纤激光器的输出经 1064/1120 nm 波分复用器(WDM)注入到 640 m 长的 SMF28 光纤中。在波分复用器的后端连接有光纤输出的宽带高反射镜,与 SMF28 光纤构成半开放腔的随机激光结构,这种结构大大降低了随机激光阈值,提高了拉曼转换效率。SMF28 光纤纤芯随机分布的瑞利散射为随机激光发射提供了必要的反馈。在 WDM 的另一端是一个垃圾桶,它可以收集一小部分被浪费的泵浦激光。在我们的激光配置中,拉曼转换和光谱展宽过程发生在同一段 SMF28 光纤中,使得激光系统简单、鲁棒、低成本、高效率。

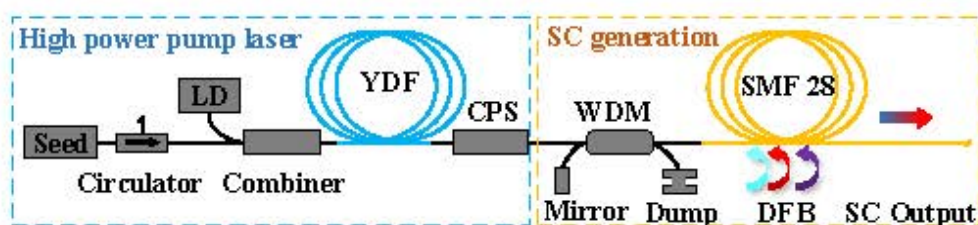


图 6.12 大功率超连续光源系统的装置图

Figure 6.12 Architecture diagram of the high-power SC laser system.

### 6.1.3 结果与讨论

图 6.13 (a)显示了超连续谱源最大功率下的输出光谱, 6.13 (b)为输出功率随泵浦激光的注入功率的关系。受到光谱仪扫描检测范围的限制,我们用一台分辨率为 0.2 nm 的 Yokogawa AQ6370D 光谱分析仪对 800 nm 至 1700 nm 的光谱进行监测,另外一台为 2  $\mu\text{m}$  设计的光谱仪 AQ6375 用来检测大于 1700 nm 的光谱。超连续谱的光谱范围从 850 nm 一直延伸到 2050 nm, 20 dB 的光谱带宽可达到 1200 nm。考虑到最大输出功率为 130 W, 整个光谱范围的平均光谱功率密度为 108 mW/nm, 这种高光谱功率密度的超连续谱光源大大增加了它的实用性。从图 6.13(b)可以看出, 当输出功率达到 98.4 W 之前, 超连续谱光源的输出功率几乎呈线性增长, 对应的 1064 nm 泵浦激光器的输出功率为 186 W。光学效率超过

52.9%。随着泵功率的进一步增大，输出功率的斜率变小。这是因为光谱扩展到  $1.9 \mu\text{m}$  以后，SMF28 光纤的传输损耗逐渐增加(超过  $10 \text{ dB/km}$ )。这些功率损耗会导致 SMF28 产生大量热量，由于 SMF28 是缠绕在金属筒上以实现快速散热，所以光纤的最高温度低于  $40^\circ\text{C}$ ，并随时间基本保持稳定。超连续谱源的波长最长可以达到  $2050 \text{ nm}$ ，谱线在近  $2000 \text{ nm}$  左右陡然下降，这是因为硅光纤传输损耗在  $2 \mu\text{m}$  附近陡然增加。这样的传输损耗比  $1.5 \mu\text{m}$  附近的传输损耗要高出两个数量级。SMF28 光纤的零色散波长和长波端的截止决定了四波混频后短波边的截止，因此，在短波波长光谱也是很快截止。

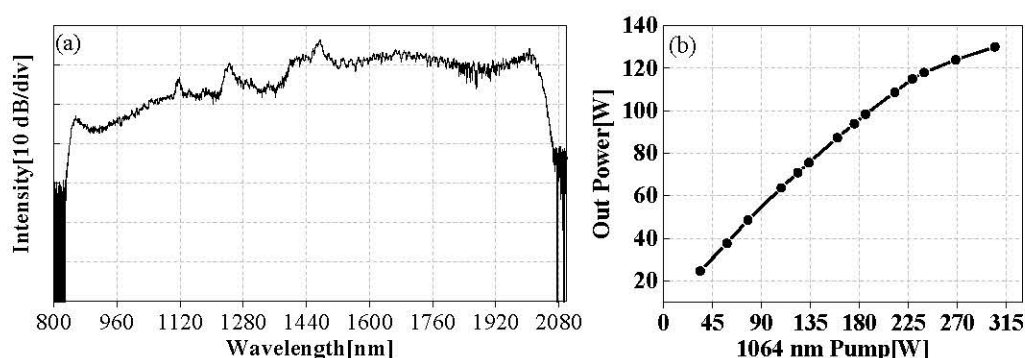


图 6.13 (a) 最大功率下的输出光谱 (b) 输出功率随 1064nm 泵浦激光的变化

Figure 6.13 (a) SC source output spectrum at maximum output power level. (b) SC source output power versus the 1064 nm pump laser power.

图 6.14(a)给出了不同拉曼斯托克斯激光的发展和演化趋势。随着泵浦功率的增加， $1120 \text{ nm}$  处的一阶斯托克斯光开始产生。在泵浦激光超过阈值以后，斯托克斯光迅速增加。随着泵浦激光逐渐转化为斯托克斯光，泵浦功率消耗，斯托克斯光增长。斯托克斯光作为新的泵浦激光产生高阶斯托克斯光，一直到 3 阶斯托克斯光。当输出功率增加到  $40 \text{ W}$ ，波长为  $1.32 \mu\text{m}$ ，第 4 阶斯托克斯光开始激射。如图 6.14(c)所示，该斯托克斯光波长位于 SMF28 光纤的零色散点附近，该图通过数值模拟的方法画出了 SMF28 光纤的色散曲线图。 $1064 \text{ nm}$  的泵浦激光位于光纤的正常色散区，随机激光的结构通过拉曼过程将泵浦激光的波长转化为超过  $1.3 \mu\text{m}$  的斯托克斯光，这个波长位于光纤的反常色散区内。第 4 阶斯托克斯光的泵浦阈值约为  $63.6 \text{ W}$ ，当  $1064 \text{ nm}$  激光器的注入功率进一步增加时，第 4 阶斯托克斯光的光谱迅速展宽。在连续波泵浦方案中，当泵浦波长达到光纤的零色散点时，由于调制不稳定的出现，连续波光场会被分解成脉冲，从而引起光谱展宽。

调制不稳定导致产生一阶孤子，孤子自频移产生长波拉曼孤子连续谱[145]。随着泵浦光功率的增加，由于四波混频、受激拉曼散射、孤子自频移等非线性效应导致光谱向长波和短波方向迅速展宽，这致使一些斯托克斯峰被淹没在超连续谱线中，光谱变得更平坦。这种光谱展宽过程如图 6.14 (b)所示，光谱向短波长的扩展主要是由四波混频和色散波的产生引起的，短波的截止波长是由 SMF28 光纤的零色散点和长波端的截止波长决定的。因此，选用零色散点更小的光纤可以得到更短的截止波长，由于  $2\ \mu\text{m}$  以上巨大的传输损耗，超连续谱的长波端在  $2\ \mu\text{m}$  左右迅速截止。

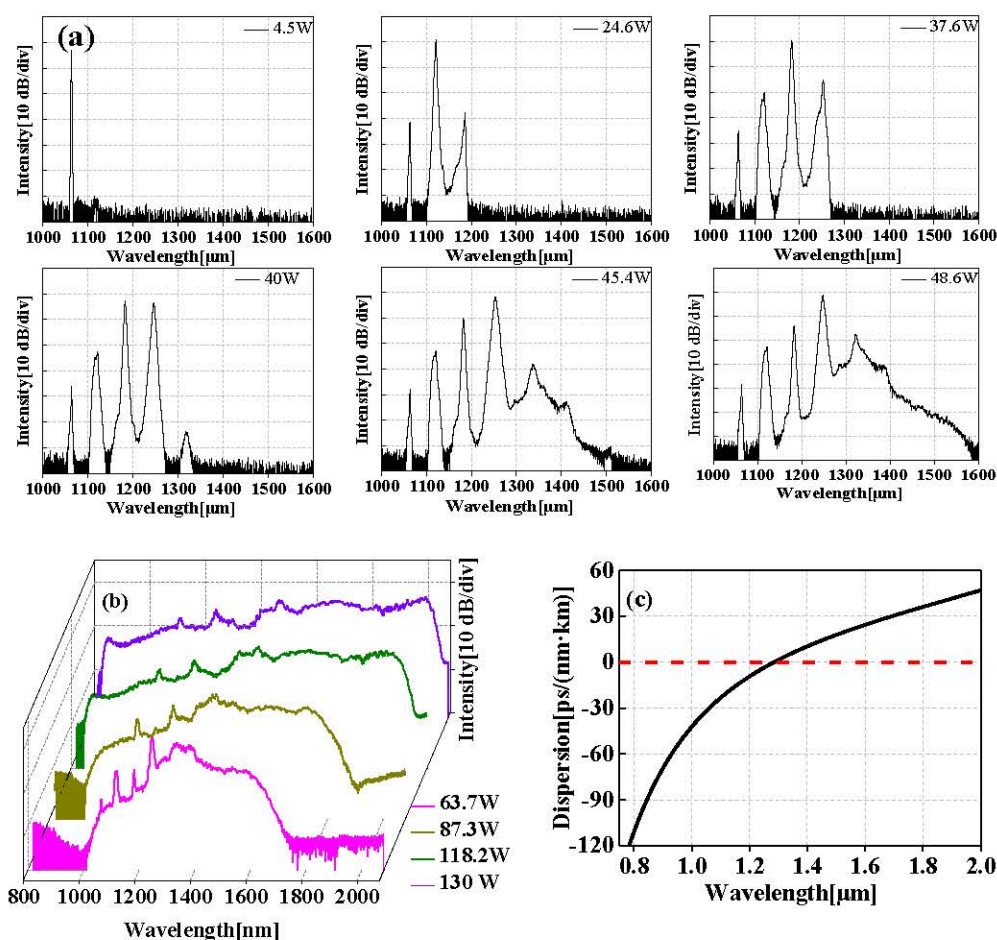


图 6.14 (a)(b) 超连续谱光源的光谱演变 (c) SMF28 光纤的色散曲线

Figure 6.14 (a) and (b) The spectra and output power evolution of the SC laser source. (c) The dispersion profile of SMF28 fiber.

我们研究了这种随机拉曼光纤激光器泵浦的高功率、连续运转的超连续光源的稳定性，包括光谱稳定性和时间稳定性。用 1 GHz 带宽的示波器测量了超连续谱源的时域特性。归一化时域测量结果如图 6.15(a)所示，得益于稳定的泵浦激光，

超连续谱光源的时域十分稳定, 峰值间波动为 8.2%, 标准差为 0.76%。我们分别测试了  $t=0$  分钟、3 分钟和 6 分钟时的输出光谱。如图 6.15(b)所示, 可以看出随时间变化, 光谱基本保持稳定。由于 SMF28 是缠绕在一个可以快速散热的金属筒上, 光纤的温度在激光器运行一段时间后就稳定下来, 并保持在安全温度以下。稳定的温度对光谱稳定性起着至关重要的作用。

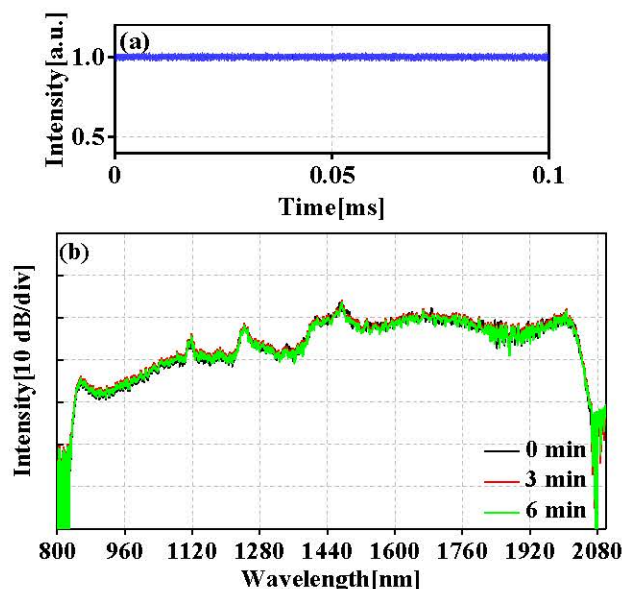


图 6.15 (a)130 W 连续波超连续谱源时域特性(b)超连续谱源随时间的光谱稳定性

Figure 6.15 (a) Temporal behavior of the 130 W CW SC laser source (b) SC spectral stability over time

## 6.2 1480 nm 拉曼光纤激光器泵浦的掺铒光纤放大器

第五章, 我们探索了 1480 nm 的随机拉曼光纤激光器, 由于没有实现高功率的随机激光, 本小结我们通过拉曼振荡器的结构实现了高达 60 W 的 1480 nm 斯托克斯光, 用于泵浦掺铒光纤激光器, 验证随机激光在同带泵浦中的作用。进一步, 受实际应用驱动, 我们对放大后的激光进行倍频, 获得了高功率的 780 nm 激光的输出。我们在周期性极化的铌酸锂晶体(MgO:PPLN)中, 利用 49.8 W 的单纵模 1560 nm 激光进行单通倍频, 演示了一个 21.2 W 的连续运转单频 780 nm 激光器。倍频的光-光转换效率高达 42.6%。当入射 1480 nm 激光为 60.6 W 时, 最大输出功率为 49.8 W, 放大效率为 79.7%。实现了目前报道的最高功率的连续运转单频 780 nm 激光器, 这种高性能的 780nm 光源满足了先进的量子技术和 Rb 原子冷却等场景中对高功率 780 nm 激光的迫切需求。

### 6.2.1 研究背景

高功率、近衍射极限和连续波运转的单频 780 nm 激光器由于在原子物理和量子光学中发挥着越来越重要的作用而受到广泛的关注。这样的 780 nm 激光器可以用于冷却和操纵铷原子[146]、原子频率标定[147]等，这样的应用场景对大功率输出、窄线宽的 780 nm 激光器提出了更高的要求。

为了研制高功率、窄线宽、高光束质量的连续波 780 nm 激光光源，科研人员做了大量的工作。带有锥形放大器的 GaAs 二极管激光器和钛宝石激光器常被用于窄线宽、频率稳定的 780nm 激光器[148, 149]。现有的 GaAs 二极管激光器和钛宝石激光器可以在 780 nm 处提供合适的输出功率。然而，二极管激光器的输出光束质量很差，而且基于钛蓝宝石的激光系统通常成本高昂，而且后期维护成本也很高。1560 nm 掺铒光纤放大器通过 PPLN 晶体进行外腔单通倍频的方法是产生 780 nm 激光的另一种技术方案，该技术方案被认为简单、紧凑、鲁棒、高效。与 780 nm 的 GaAs 二极管激光器相比，光纤放大器单通倍频的性能和功率提升潜力要大得多；与钛宝石激光器相比，光纤倍频方案更紧凑、更经济。

2012 年，Mugnier 等人在 780 nm 处获得了高达 1.8 W 的 780 nm 激光输出，单通二次谐波产生(SHG)效率为 15%[150]。一般来说，由于在低基频光功率下 SHG 晶体的非线性增益较低，单通倍频的转换效率较差。为了提高转化效率，一些研究者采用了级联晶体结构或腔增强结构。

2003 年，Thompson 等研究人员通过在两个 PPLN 晶体的级联中进行单通倍频，实现了高效率的 780 nm 激光输出[152]。

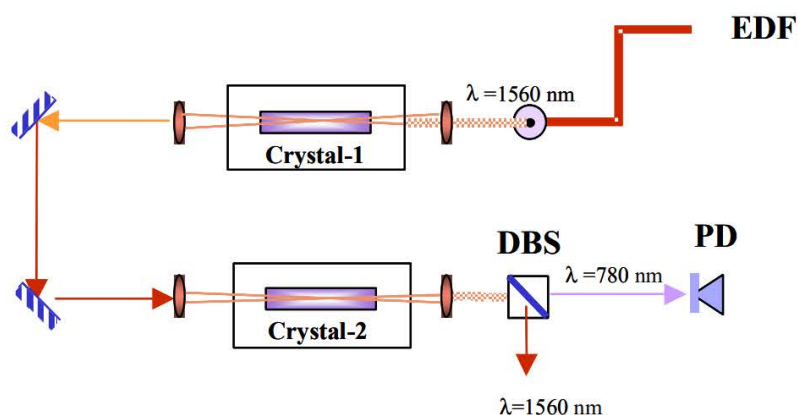


图 6.16 实验装置原理图[152]

Figure 6.16 Schematic diagram of experimental apparatus

实验超过 900 mw 780 nm 的激光的产生，其中单块晶体和双块晶体级联的效

率分别为  $4.6 \text{ mW/W}^2\text{-cm}$  和  $5.6 \text{ mW/W}^2\text{-cm}$ 。

2007 年, Feng 等研究人员利用掺铒光纤放大器的外腔增强倍频实现了一个  $670 \text{ mW}$  连续波  $780 \text{ nm}$  激光系统, 其最大二次谐波转换效率为  $58\%$ [152]。2015 年, Ge 等人通过环形腔增强的掺铒光纤放大器倍频器实现了输出功率为  $1.5 \text{ W}$  的连续波  $780 \text{ nm}$  激光器, 倍频效率为  $73\%$ [153]。腔增强倍频技术可以大大提高转换效率, 在掺铒光纤放大器不能实现高功率输出时, 可以获得相对高功率的  $780 \text{ nm}$  激光, 但精确的腔长控制和特殊的模式匹配使得腔设计相当复杂, 而且腔的稳定性没有单通倍频的稳定性好。

另一种提高 SHG 转换效率的方法是提高基频光  $1560 \text{ nm}$  的输出功率, 高的基频光泵浦功率可以高效率的产生  $780 \text{ nm}$  激光。2012 年, Sane 已经实验演示了一种  $11 \text{ W}$   $780 \text{ nm}$  激光器, 如图 6.17, 基频光  $1560 \text{ nm}$  的功率为  $30 \text{ W}$ , 基频光到倍频光的转换效率为  $36\%$ [154], 这是当时最高功率的  $780 \text{ nm}$  连续波运转的激光系统。由此可见, 提升基频光功率, 通过单通倍频的方案产生  $780 \text{ nm}$  激光有很高的功率提升潜力。

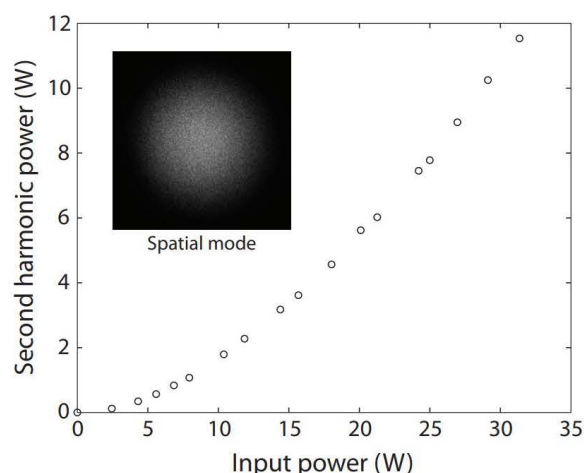


图 6.17 二次谐波功率随基频光功率变化曲线, 插图是输出的空间模式[154]

**Figure 6.17 Measured second harmonic power as a function of input power. The inset shows the spatial mode of the output**

2012 年, Chiow 等研究人员通过两个级联 PPLN 晶体实现了脉冲  $780 \text{ nm}$  激光输出, 脉冲峰值功率为  $43 \text{ W}$ , 效率为  $66\%$ 。然而, 激光在连续波条件下不能工作。

提升  $1560 \text{ nm}$  激光的功率, 从而提升倍频效率, 这样单通倍频的方案也可以获得不错的效率, 从而有取代腔增强倍频或级联晶体的方案的潜力。这种提高基

频光功率进行单通倍频带来的好处是显而易见的：结构简单紧凑，系统长期稳定，成本控制得当，系统鲁棒可靠。对于高功率的 1560 nm 掺铒光纤放大器，包层泵浦铒镱共掺杂光纤是最常见的方案。通过这种方案，2013 年，Yang 等研究人员通过 MOPA 结构，获得了输出功率为 10.9W 单频 1560 nm 激光输出[155]。如图 6.18 为实现方案。单频种子激光经过隔离器注入放大器正向传输，915 nm 泵浦激光后向泵浦，信号光放大后经隔离器输出。1064/1550 nm 的波分复用器是为了滤掉 1  $\mu\text{m}$  附近的 ASE，避免引起寄生振荡，30 dB PMC 是保偏的耦合器，分光比为 0.1:99.9，可以用来监控光谱和功率。

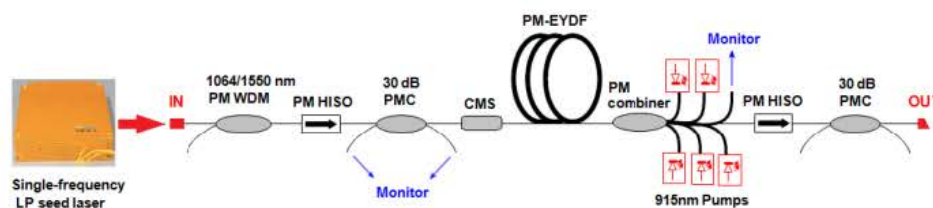


图 6.18 1560 nm 激光器实验结构，PM HISO 是保偏高功率隔离器[155]

Figure 6.18 Experimental setup of the 1560nm laser. PM HISO – polarization-maintaining high-power isolator.

在单掺铒离子的增益光纤中，可以提高铒离子的掺杂浓度来提高泵浦激光的吸收效率从而提高输出功率，但是过高浓度的铒离子掺杂会出现淬灭现象。在铒离子中掺入镱离子，使得铒离子被镱离子包围，这样就避免了铒离子浓度过高导致的淬灭现象，而且镱离子的吸收带更宽，镱离子吸收泵浦激光后可以激发铒离子，使得铒离子产生粒子数反转。因此，半导体激光器泵浦的铒镱共掺光纤是实现中低功率掺铒光纤放大器的方案。但是镱离子吸收泵浦激光会引起 1  $\mu\text{m}$  附近的自发辐射，高功率的泵浦激光会引起 ASE 导致自激振荡，烧坏放大器；而且采用 976/915 nm 等半导体激光器泵浦的掺铒光纤放大器会导致巨大的量子亏损，产生的热量对放大器会造成扰动，对放大器的长期稳定性运行产生影响。与 976 nm 包层泵浦的掺铒光纤放大器相比，采用 1480 nm 激光光源纤芯同带泵浦的掺铒光纤放大器有更高的放大效率和功率可扩展性。级联拉曼光纤激光器或拉曼光纤放大器可以提供足够的功率的 1480 nm 激光输出。

第五章，我们实现了 10W 量级的 1480nm 随机激光的探索，更高功率、低成本、结构简单的随机 1480 nm 激光是可以预期的，本章我们通过拉曼振荡器的结构实现了高功率 1480 nm 激光的输出，验证 1480 nm 激光在同带泵浦掺铒光

纤放大器中的作用。

## 6.2.2 实验方案

我们的 780 nm 激光方案的实验设置如图 6.19 所示，其中包含两个模块：一个是由高功率 1480 nm 拉曼光纤激光器泵浦的掺铒光纤激光器模块，另一个是倍频模块。高功率 1064 nm 光纤激光器有一个标准的 MOPA 结构，结构可以参考第二章，放大后的 1064 nm 光纤激光器功率高达 170 W。1480 nm 激光是通过 1064 nm 掺铒光纤激光器泵浦级联拉曼光纤激光器实现的。1560 nm 种子激光经过预放大，和 1480 nm 泵浦激光通过 1480/1560 nm 波分复用器(WDM)耦合入增益光纤进行放大。增益光纤的尾端通过准直器耦合入倍频器。

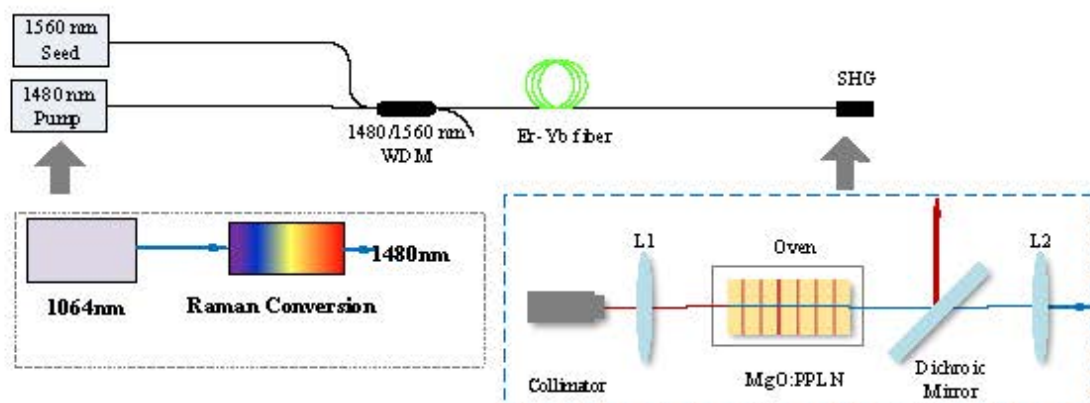


图 6.19 高功率 780 nm 激光系统的装置图

Figure 6.19 Schematic diagram of the high power 780 nm laser system

倍频晶体为 MgO:PPLN 晶体，晶体周期为  $19.5\mu\text{m}$ ，经过镀膜后他们的表面反射率很低，在 780 nm 和 1560 nm 反射率低于 0.2%。该晶体被放置在自制的晶体炉中，并保持在  $74.5^\circ\text{C}$  的最佳相位匹配温度，温度稳定性优于  $\pm 0.01^\circ\text{C}$ ，稳定的温度可以保证稳定的 780 nm 输出。我们采用了一种二向色镜(Dichroic Mirror)来把 780 nm 激光和剩余的 1560 nm 激光分开，在 780 nm 处为高透射率( $T > 99\%$ )，在 1560 nm 处为高反射率( $R > 99\%$ )。透镜 L1 和 L2 为两个聚焦透镜，可以实现基频光聚焦打入晶体，准直光从倍频器出射。在 MgO:PPLN 晶体中的最优光束腰半径  $\omega$  可以根据以下公式计算[156]:

$$2.84 = \frac{L}{b}, b = k\omega^2, k = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad (6.1)$$

$$\omega = \left( \frac{L\lambda}{5.68\pi n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.2)$$

根据参考文献[157],  $L$ ,  $b$ ,  $\omega$ ,  $n$  和  $\lambda$  分别是晶体长度, 共焦参数, 束腰半径,

基频光折射率和基频光波长。计算的最优光束腰半径约为  $40.38 \mu\text{m}$ ，这可以通过透镜 L1 来实现，经过二向色镜后，倍频光经过 L2 透镜，成为准直光。

### 6.2.3 结果与讨论

图 6.20(a)显示了  $1480 \text{ nm}$  振荡器的输出功率与输入  $1064 \text{ nm}$  激光功率的关系， $1064 \text{ nm}$  泵浦激光最大注入功率为  $170 \text{ W}$ 。在最大泵浦时， $1480 \text{ nm}$  的拉曼光纤激光器可以实现超过  $60 \text{ W}$  的输出，光光转换效率达到  $35.2\%$ 。图 6.20(b)为输出功率最大时的光谱。在我们之前关于随机拉曼光纤激光器的工作中，我们观察到在磷光纤中，相对于泵浦激光频移量为  $440 \text{ cm}^{-1}$  的拉曼斯托克斯光起振，在本实验中，由于合适参数的  $1238$  和  $1480 \text{ nm}$  输出光栅设计，提供了足够的拉曼增益竞争，从而抑制了  $440 \text{ cm}^{-1}$  频移量对应的斯托克斯波，因此没有观察到其他的斯托克斯线， $1480 \text{ nm}$  的光谱纯度达到  $85.2\%$ 。

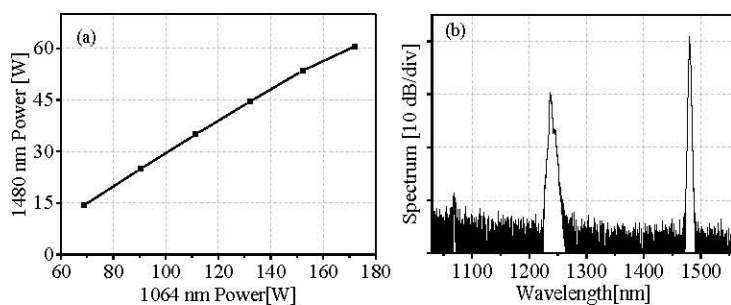


图 6.20 (a)  $1480 \text{ nm}$  拉曼振荡器输出功率随  $1064 \text{ nm}$  泵浦激光变化曲线 (b) 最大功率下的  $1480 \text{ nm}$  振荡器的输出光谱

Figure 6.20 (a) Output power of the  $1480 \text{ nm}$  oscillator as a function of the  $1064 \text{ nm}$  pump laser power. (b) Output spectrum of the  $1480 \text{ nm}$  oscillator at maximum output power level.

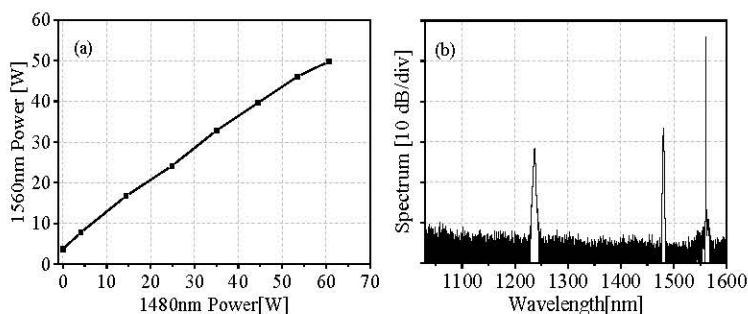


图 6.21 (a)  $1560 \text{ nm}$  输出功率随泵浦功率变化曲线 (b) 最大功率下的  $1560 \text{ nm}$  输出光谱  
Figure 6.21 The output power of  $1560 \text{ nm}$  laser versus pump power. (b) The output spectrum of  $1560 \text{ nm}$  at maximum output power level.

图 6.21(a)显示了  $1560 \text{ nm}$  激光功率和  $1480 \text{ nm}$  泵浦功率的变化曲线。 $1560$

nm 放大器的最大输出功率为 49.8 W，偏振消光比为 18 dB，在入射 1480 nm 激光 60.6 W 下，放大器放大效率为 79.7%。没有观察到受激布里渊散射的迹象。我们认为输出功率受泵浦激光的可用功率限制。从图 6.21(b)可以看出，1560 nm 激光的光谱纯度在 89.5%以上。实验中，我们观察到 1560 nm 精细光谱具有超窄带单频特性，ASE 抑制超比超过 45 dB。

780 nm 激光的输出功率和转换效率分别如图 6.22(a)和图 6.22(b)所示。获得了输出功率最大为 21.2 W 的 780 nm 激光器。考虑到入射 1560 nm 功率为 49.8 W，光-光转换效率可达 42.6%。在考虑聚焦条件下，780 nm 激光输出功率和转换效率的实验结果与理论拟合曲线吻合的比较好。对于单通连续激光倍频，倍频光功率  $P_{SHG}$  与基频光功率  $P_0$  之间的关系可由下式描述[156]:

$$\eta = \frac{P_{SHG}}{P_0} = \eta_{SHG} P_0 \quad (6.3)$$

在这个等式 $\eta_{SHG}$ ,和 $\eta$ 分别被定义为非线性转换效率和功率转换效率或光-光转换效率。在非线性晶体中可能存在不可忽视的热效应，因此我们把功率拟合数据限制在 25 W 以内。在输出功率拟合过程中，我们得到一个非线性转换效率 $\eta_{SHG}=1.262\%/W$ 。在低功率的基频光注入时，780 nm 功率和光-光转换效率随 1560 nm 功率的增大呈非线性增加，实验结果与理论计算吻合较好。当基频光功率增大到 35 W 以上时，转换效率趋于饱和。然后输出功率随着入射基频光功率线性增加，根据以往的研究[157, 158]，基于 PPLN 晶体的二次谐波效率的饱和现象很可能是由于热致相位失配引起的。

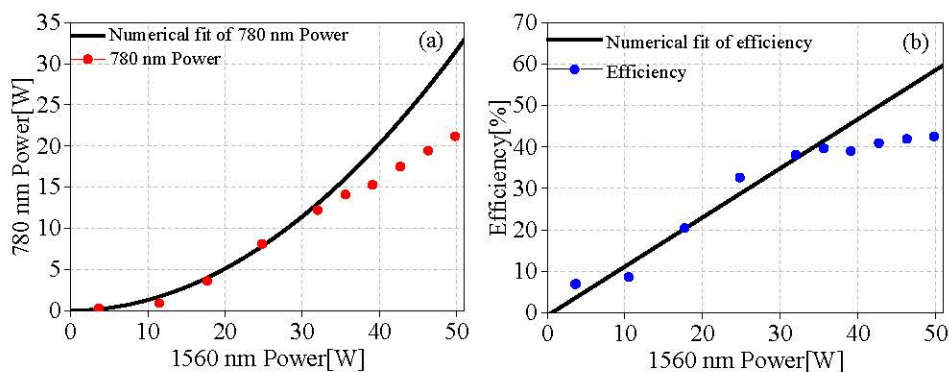


图 6.22 780nm 激光 (a) 输出功率 (b) 光光转化效率随 1560 nm 功率变化曲线

Figure 6.22 The (a) output power and (b) optical-optical conversion efficiency of 780 nm with the scaling of 1560 nm power.

图 6.23 显示了 780 nm 激光的精细光谱，测试分辨率为 0.02nm，光谱表现出

超窄带的单频特性，通过监控更宽范围的光谱并进行光谱积分，计算出 780 nm 的光谱纯度达到 99.9%以上。

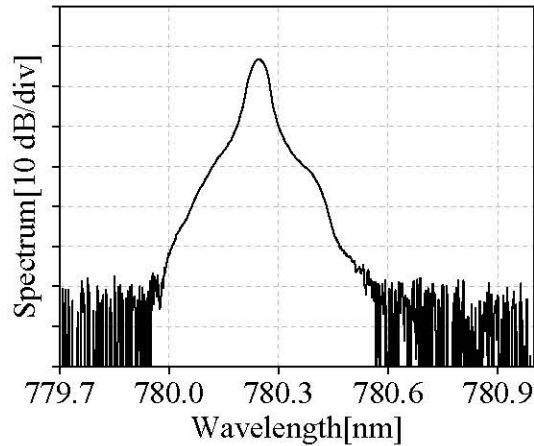


图 6.23 780nm 激光精细光谱

Figure 6.23 The fine spectrum of 780 nm

由于缺乏实验条件，780 nm 线宽尚未测量，1560 nm 单频种子激光器是一种成熟商用的种子激光器，其标称线宽小于 0.1 kHz。基于单通倍频的特性，我们认为 780 nm 的输出线宽在同一量级[156]。

这种高功率的 780 nm 激光器可以广泛的应用在大型原子干涉仪等先进量子技术领域。通过 1480 nm 激光同带泵浦的方案进一步对单频 1560 nm 掺铒光纤放大器进行功率提升是容易预见的。780 nm 激光进一步的功率提升受限于 PPLN 晶体的损伤阈值。

### 6.3 本章小结

基于见面几章对高性能随机拉曼光纤激光器的研究，本章主要研究了随机激光的应用，包含在超连续产生和同带泵浦中的应用。

首先研究了随机拉曼光纤激光器在超连续谱中的应用。回顾了超连续谱的发展，认识到各种方案的不足，通过半开放腔随机激光的结构，利用完全常用的标准单模光纤，实现了功率高达 130 W 超连续谱的产生，刷新了连续波超连续谱的记录，光谱范围从 850 nm 扩展到 2050 nm，20 dB 谱宽超过 1200 nm，为实现低成本、高性能、高效率、高功率和稳定可靠的宽带光源提供了新方案，建立了随机拉曼光纤激光器与超连续谱的关系，丰富了随机激光的应用，促进了全光纤大功率宽带激光光源的发展。

然后,验证了随机激光在同带泵浦中的应用。由于没有获得高功率 1480 nm 随机激光输出,我们通过传统拉曼激光器实现了 60 W 的 1480 nm 激光输出,验证随机激光同带泵浦的掺铒光纤激光器可以实现高功率连续波运转,基于实际应用需求,我们通过倍频实现了 20 W 量级单频 780 nm 激光的输出,用于原子冷却、大型原子干涉仪等领域,刷新了连续波运转的 780 nm 激光的新纪录。

随机拉曼光纤激光器由于其独特的结构,在很多领域有独特的作用,我们利用其波长丰富灵活的特点,实验研究了其在超连续产生和同带泵浦中的作用。随着随机激光在性能上可以与传统激光器相提并论,甚至在某些方面超越了传统激光器,未来,随机激光必将会应用在更多领域中。



## 第7章 总结与展望

### 7.1 本文工作总结

随机拉曼光纤激光器的反馈来源于随机分布的瑞利散射,增益来自于光纤中的受激拉曼散射。因此这种激光器具有随机激光的一些特殊性质,像无纵模结构,结构简单紧凑;也有拉曼光纤激光器的一些特性,如波长灵活,高效运转,级联运转等。得益于瑞利散射对任何波长都是可用的,所以随机拉曼光纤激光器的反馈不再受限于光纤布拉格光栅的反射带宽,因此随机拉曼光纤激光器的输出波长可以不再受光栅限制。本文的研究正是基于此,从而实现高功率、高光谱纯度、高阶斯托克斯光的输出,实现了多阶斯托克斯线的超宽调谐。更进一步,我们追求效率的提升,拉曼过程的简化,我们实现并优化了基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。最后,基于前面研究的高性能随机激光,我们在超宽带光源和同带泵浦两个方面研究了其应用。

本论文的主要研究成果如下:

- (1) 提出窄线宽 ASE 源泵浦可以提升随机激光光谱纯度的想法,设计了对比实验进行验证。对比实验通过窄线宽 ASE 源和传统的光纤激光振荡器分别泵浦完全相同的半开放腔随机激光进行展开。实验实现了 8 阶斯托克斯激光。当用窄线宽 ASE 源泵浦时,1~3 阶斯托克斯光功率比超过 97.7%,4~7 阶斯托克斯光功率比超过 93.1%,第 8 阶斯托克斯光功率比为 90.8%。最高输出功率在 1691.6 nm 处达到 6.9 W,对应 1062 nm 处的光效率为 21.0%;而对于光纤激光振荡器泵浦的随机激光,从 1 阶斯托克斯光到 8 阶的过程,功率比从 98.5%急剧下降到 47.0%。我们通过时域测试观察到窄线宽 ASE 源的时域稳定性要强于光纤激光振荡器的时域。上述结果证明窄线宽 ASE 源泵浦是一种可行的提升高阶随机激光光谱纯度的方法。
- (2) 由于高功率 ASE 源的获得比较复杂,通过优化传统光纤振荡器的结构,可以得到时域稳定性堪比 ASE 源的种子激光输出,这样就大大简化了泵浦激光的结构,结合成熟的 MOPA 结构,可以进一步进行功率提升。将高性能的种子激光通过一级放大,得到了超过 400 W 激光的输出,光谱

特性基本保持了种子激光的特性,时域稳定性跟种子激光保持一样的水准。全光纤均为 10/125 单模光纤,一方面确保了输出激光的高光束质量和高亮度,另一方面确保了兼容后端的随机激光结构。这种高亮度泵浦源为实现高阶、高功率、高光谱纯度随机激光提供了保障。除了单一波长的光纤振荡器,我们还实现了 1  $\mu\text{m}$  可调谐激光种子源,并从输出耦合比和时域等方面进行了优化,为实现 1-2  $\mu\text{m}$  连续调谐做了准备。

- (3) 基于高性能泵浦激光,全面研究了高功率、高光谱纯度、高阶随机拉曼光纤激光器的输出特性。首先利用~200 m 的 OFS 拉曼光纤,在 1064 nm 激光器泵浦下,实现了 9 阶斯托克斯激光线的调谐输出,在 1806 nm 处,斯托克斯激光最高输出功率达到 100.1 W;进一步通过全面升级泵浦激光,优化拉曼光纤长度,实现了 110.9 W 的 10 阶斯托克斯光的产生,波长对应 1.95  $\mu\text{m}$ ,这次实验演示刷新了 2  $\mu\text{m}$  随机激光的新记录,实验结果证明,掺铋光纤激光器泵浦的随机拉曼光纤激光器是除掺铊光纤激光器以外,实现 2  $\mu\text{m}$  激光的另一重要途径;更进一步我们通过数值计算四种高掺铈拉曼增强光纤的模场直径,通过实验实测其中三种光纤的损耗,最终创新性的采用级联光纤的方案,实现了 18 W 11 阶斯托克斯光的输出,对应波长 2.13  $\mu\text{m}$ ,这是第一次由 1  $\mu\text{m}$  泵浦激光泵浦的 2  $\mu\text{m}$  以上随机激光,实现了 11 阶斯托克斯激光线的调谐输出。
- (4) 从简化拉曼过程,提升光学效率的角度出发,我们实验演示了基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。首先,验证了 220 W 基于磷光纤的拉曼光纤激光器。然后,验证了 206.7 W 基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器。接下来我们从激发阈值、光学效率、光谱纯度、光谱宽度、功率特性、纵模特性、时域特性等方面比较了随机拉曼光纤激光器与传统光纤激光器的区别,基于以上对比,我们认为随机拉曼光纤激光器虽然还是一个新兴尚待完善发展的领域,但是其性能已经可以与传统光纤激光器相提并论,加上随机激光器的独特性能,未来的发展空间充满想象。最后,我们进一步基于 1238 nm 随机拉曼光纤激光器探索了 1480 nm 斯托克斯光。实现了 10 W 量级 1480 nm 斯托克斯光的输出。对高功率高光谱纯度 1480 nm 随机拉曼光纤激光器的实现难点进行了分析,并提出了优化方向。

- (5) 基于前面对高性能随机激光的研究,我们从超连续产生和同带泵浦掺铒光纤激光器两个方面实验研究了随机拉曼光纤激光器的应用。随机激光泵浦的超连续谱为实现低成本、高性能、高效率、高功率和稳定可靠的宽带光源提供了新方案;由于实验尚未获得高功率 1480 nm 随机激光输出,我们通过传统拉曼激光器实现了 60W 1480nm 激光输出,受实际应用需求驱动,我们实现了 50 W 单频 1560 nm 激光输出,通过倍频实现了 20 W 量级单频 780 nm 激光的输出,用于原子冷却、大型原子干涉仪等领域,刷新了连续波运转的 780 nm 激光的新纪录。

## 7.2 展望

得益于掺铒光纤激光器和拉曼光纤激光器的成熟发展和大规模商业化应用,随机拉曼光纤激光器自第一次被演示以来就迅速发展,快速实现了高功率、超宽调谐、窄线宽、偏振输出、脉冲输出等光学特性。

本文的研究以获得高阶、高功率、高光谱纯度的随机拉曼光纤激光器,并实现不同斯托克斯线的调谐为目标,对随机拉曼光纤激光器展开实验和理论的研究,最后探索了随机拉曼光纤激光器的应用,但是仍然有很多未完成或有待于改进的工作:

- (1) 目前研究了高功率固定波长的 1064 nm 泵浦激光,虽然对可调谐种子激光进行了时域的优化,但是没有进一步通过 MOPA 结构进行放大,有些极限的波段放大到 400 W 量级还应该考虑光谱信噪比可能会劣化,进一步实现 400 W 量级可调谐泵浦激光,就可以实现 1-2  $\mu\text{m}$  全波段高功率连续调谐。
- (2) 在高阶随机激光的研究中,在实验上实现了 18 W 的 2.13  $\mu\text{m}$  随机激光的输出,这主要是受限于光纤的超高损耗。更进一步的优化方向是,可以通过理论模拟斯托克斯光在拉曼增益光纤中的传输,进一步考虑不同光纤的损耗系数和模场面积,精确的优化级联光纤的长度,优化前段光纤和后段光纤的长度比,进一步提升 2.13  $\mu\text{m}$  激光的功率。
- (3) 在基于磷光纤的随机拉曼光纤激光器中,光光转化效率不是很理想。进一步改进熔接工艺,优化模场匹配,减小普通单模光纤和磷光纤的熔接损耗。
- (4) 随机激光的应用我们探索了基于通讯光纤的超连续产生,研究了随机超连

续谱的特性。更进一步可以通过理论模拟超连续产生的特性，从而深入研究超连续产生的机制，进行普通拉曼光纤激光器泵浦的超连续产生和随机激光泵浦的超连续产生对比；我们探索了随机激光在泵浦掺铒光纤激光器的应用，更进一步，对于同带泵浦掺铽/掺镱光纤激光器，也是可以预期的。

## 参考文献

1. Maiman TH. Stimulated Optical Radiation in Ruby[J]. Nature: 1960, 187: 493-494 .
2. Richardson D J , Nilsson J , Clarkson W A . High Power Fiber Lasers: Current Status and Future Perspectives[J]. Journal of the Optical Society of America B: 2010, 27(11):B63-B92.
3. Jacquemet M , Mugnier A , Le Corre G , et al. CW PM Multiwatts Yb-Doped Fiber Laser Directly Emitting at Long Wavelength[J]. IEEE journal of selected topics in quantum electronics: 2009, 15(1): 120-128.
4. Jinyan Dong, Xin Zeng, Shuzhen Cui, et al. More than 20 W fiber-based continuous-wave single frequency laser at 780 nm[J]. Optics Express: 2019, 27: 35362-35367.
5. X. Wang, P. Zhou, H. Zhang, et al. 100 W-level Tm-doped fiber laser pumped by 1173 nm Raman fiber lasers[J]. Optics Letters: 2014, 39: 4329-4332.
6. L. R. Taylor, Y. Feng, and D. B. Calia. 50W CW visible laser source at 589 nm obtained via frequency doubling of three coherently combined narrow-band Raman fibre amplifiers[J]. Optics Express: 2010, 18: 8540-8555.
7. Y. Feng, L. R. Taylor, and D. B. Calia. 25 W Raman-fiber-amplifier-based 589 nm laser for laser guide star[J]. Optics Express: 2009, 17: 19021-19026.
8. L. Zhang, H. Jiang, X. Yang, et al. High-Power Single-Frequency 1336 nm Raman Fiber Amplifier[J]. Journal of Lightwave Technology:2016, 34: 4907-4911.
9. L. Zhang, H. Jiang, X. Yang, et al. Nearly-octave wavelength tuning of a continuous wave fiber laser[J]. Scientific Reports: 2017, 7: 42611.
10. R. Singh. C. V. Raman and the Discovery of the Raman Effect[J]. Physics in Perspective: 2002, 4: 399-420.
11. J. Bromage. Raman Amplification for Fiber Communications Systems[J]. Journal of Lightwave Technology: 2004, 22: 79-93.
12. G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics[M]: 1997.
13. H. Jiang, L. Zhang, and Y. Feng. Cascaded-cladding-pumped cascaded Raman fiber amplifier[J]. Optics Express: 2015, 23: 13947-13952.
14. V. R. Supradeepa and J. W. Nicholson. Power scaling of high-efficiency 1.5  $\mu\text{m}$  cascaded Raman fiber lasers[J]. Optics Letters: 2013, 23: 2538-2541.
15. Y. Feng, L. R. Taylor, and D. B. Calia. 150 W highly-efficient Raman fiber laser[J]. Optics Express: 2009, 17: 23678-23683.
16. L. Zhang, C. Liu, H. Jiang, et al. Kilowatt Ytterbium-Raman fiber laser[J]. Optics Express: 2014, 22: 18483-18489.
17. R. H. Stolen and E. P. Ippen. Raman gain in glass optical waveguides[J]. Applied Physics Letters: 1973, 22: 276-278.
18. S. Huang, Y. Feng, A. Shirakawa, et al. Generation of 10.5 W, 1178 nm Laser Based on

- Phosphosilicate Raman Fiber Laser[J]. Japanese Journal of Applied Physics: 2003, 42: L1439-L1441.
19. L. Zhang, H. Jiang, S. Cui, et al. Over 50 W 589 nm single frequency laser by frequency doubling of single Raman fiber amplifier[C]// Cleo: Science & Innovations. IEEE, 2014
  20. J. Ji, C. A. Codemard, M. Ibsen, et al. Analysis of the Conversion to the First Stokes in Cladding-Pumped Fiber Raman Amplifiers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics: 2009, 15: 129-139.
  21. Y. Glick, V. Fromzel, J. Zhang, et al. High power, high efficiency diode pumped Raman fiber laser[J]. Laser Physics Letters: 2016, 13: 065101.
  22. V. S. Letokhov, Stimulated Emission of an Ensemble of Scattering Particles with Negative Absorption[J], ZhETF Pisma Redaktsiiu: 1967, 5: 262-265.
  23. H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, et al. Random Laser Action in Semiconductor Powder[J]. Physical Review Letters: 1999, 82: 2278-2281.
  24. Q. Song, S. Xiao, Z. Xu, et al. Random lasing in bone tissue[J]. Optics Letters: 2010, 35: 1425-1427.
  25. R. C. Polson and Z. V. Vardeny. Random lasing in human tissues[J]. Applied Physics Letters: 2004, 85: 1289.
  26. Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, et al. A cold-atom random laser[J]. Nature Physics: 2013, 9: 357-360.
  27. F. Luan, B. Gu, A. S. L. Gomes, et al. Lasing in nanocomposite random media[J]. Nano Today: 2015, 10: 168-192.
  28. R. Ambartsumyan, N. Basov, P. Kryukov, et al. 5A10(b) - A laser with a nonresonant feedBack[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics: 1966, 2: 442-446.
  29. H. Cao. Review on latest developments in random lasers with coherent feedBack[J]. Journal of Physics A: Mathematical and General: 2005, 38: 10497-10535.
  30. D. S. Wiersma, M. P. van Albada, and A. Lagendijk. Random laser?[J]. Nature: 1995, 373: 203-204.
  31. H. E. Türeci, L. Ge, S. Rotter, et al. Strong Interactions in Multimode Random Lasers[J]. Science: 2008, 320: 643-646.
  32. S. Gottardo, R. Sapienza, P. D. García, et al. Resonance-driven random lasing[J]. Nature Photonics: 2008, 2: 429-432.
  33. J. Andreasen, A. A. Asatryan, L. C. Botten, et al. Modes of random lasers[J]. Advances in Optics and Photonics: 2011, 3: 88-127.
  34. C. J. S. de Matos, L. de S. Menezes, A. M. Brito-Silva, et al. Random Fiber Laser[J]. Physical Review Letters: 2007, 99: 153903.
  35. S. K. Turitsyn, S. A. Babin, A. E. El-Taher, et al. Random distributed feedBack fibre laser[J]. Nature Photonics: 2010, 4: 231-235.
  36. M. Nakazawa. Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers. Journal of the

- Optical Society of America: 1983, 73: 1175-1180.
37. S. K. Turitsyn, S. A. Babin, D. V. Churkin, et al. Random distributed feedBack fibre lasers[J]. *Physics Reports*: 2014, 542: 133-193.
  38. H. Zhang, P. Zhou, X. Wang, et al. Hundred-watt-level high power random distributed feedBack Raman fiber laser at 1150 nm and its application in mid-infrared laser generation[J]. *Optics Express*: 2015, 23: 17138-17144.
  39. H. Wu, J. Xu, J. Song, et al. High power tunable mid-infrared optical parametric oscillator enabled by random fiber laser[J]. *Optics Express*: 2018, 26: 6446-6455.
  40. Z. N. Wang, Y. J. Rao, H. Wu, et al. Long-distance fiber-optic point-sensing systems based on random fiber lasers. *Optics Express*: 2012, 20: 17695-17700.
  41. R. Ma, Y. J. Rao, W. L. Zhang, et al. Backward Supercontinuum Generation Excited By Random Lasing[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*: 2018, 24: 5.
  42. S. Arun, V. Choudhury, V. Balaswamy, et al. High Power, High Efficiency, Continuous-Wave Supercontinuum Generation using Standard Telecom Fibers[J]. *Optics Express*: 2018, 26: 7979-7984.
  43. S. A. Babin, A. E. El-Taher, P. Harper, et al. Broadly tunable high-power random fibre laser[C]//*Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications*, 2012.
  44. R. Teng, Y. Ding, and L. Chen. Random fiber laser operating at 1115 nm[J]. *Applied Physics B*: 2013, 111: 169-172.
  45. M. Pang, X. Bao, and L. Chen. Observation of narrow linewidth spikes in the coherent Brillouin random fiber laser[J]. *Optics Letters*: 2013, 38: 1866-1868.
  46. M. Pang, S. Xie, X. Bao, et al. Rayleigh scattering-assisted narrow linewidth Brillouin lasing in cascaded fiber[J]. *Optics Letters*: 2012, 37: 3129-3131.
  47. Y. Li, T. Li, W. Peng, et al. Narrow Spectrum Kilowatt-Level MOPA Seeded By Yb-Doped Random Fiber Laser[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*: 2017, 29: 1844-1847.
  48. X. Du, H. Zhang, X. Wang, et al. Tunable random distributed feedBack fiber laser operating at 1  $\mu\text{m}$ [J]. *Applied Optics*: 2015, 54: 908-911.
  49. L. Wang, X. Dong, P. P. Shum, et al. Erbium-doped fiber laser with distributed Rayleigh output mirror[J]. *Laser Physics*: 2014, 24: 115101.
  50. Y. Tang and J. Xu. A random Q-switched fiber laser[J]. *Scientific Reports*: 2015, 5: 9338.
  51. W. L. Zhang, Y. J. Rao, J. M. Zhu, et al. Low threshold 2nd-order random lasing of a fiber laser with a half-opened cavity[J]. *Optics Express*: 2012, 20: 14400-14405.
  52. H. Zhang, P. Zhou, H. Xiao, et al. Efficient Raman fiber laser based on random Rayleigh distributed feedBack with record high power[J]. *Laser Physics Letters*: 2014, 11: 075104.
  53. X. Du, H. Zhang, X. Wang, et al. Short cavity-length random fiber laser with record power and ultrahigh efficiency[J]. *Optics Letters*: 2016, 41: 571-574.
  54. H. Zhang, L. Huang, P. Zhou, et al. More than 400 W random fiber laser with excellent beam quality[J]. *Optics Letters*: 2017, 42: 3347-3350.

55. H. Zhang, L. Huang, J. Song, et al. Quasi-kilowatt random fiber laser[J]. *Optics Letters*: 2019, 44: 2613-2616.
56. I. D. Vatnik, D. V. Churkin, S. A. Babin, et al. Cascaded random distributed feedBack Raman fiber laser operating at 1.2  $\mu\text{m}$ [J]. *Optics Express*: 2011, 19: 18486-18494.
57. Z. Wang, H. Wu, M. Fan, et al. Third-order random lasing via Raman gain and Rayleigh feedBack within a half-open cavity[J]. *Optics Express*: 2013, 21: 20090-20095.
58. S. A. Babin, E. A. Zlobina, S. I. Kablukov, et al. High-order random Raman lasing in a PM fiber with ultimate efficiency and narrow bandwidth[J]. *Scientific Reports*: 2016, 6: 22625.
59. Jinyan Dong, Lei Zhang, Huawei Jiang, et al. High order cascaded Raman random fiber laser with high spectral purity[J]. *Optics Express*: 2018, 26: 5275-5280.
60. L. Zhang, J. Dong, and Y. Feng. High-Power and High-Order Random Raman Fiber Lasers[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*: 2018, 24: 1-6.
61. A. R. Sarmani, R. Zamiri, M. H. A. Bakar, et al. Tunable Raman fiber laser induced by Rayleigh back-scattering in an ultra-long cavity[J]. *Journal of the European Optical Society Rapid Publications*: 2011, 6: 11043.
62. S. A. Babin, A. E. El-Taher, P. Harper, et al. Tunable random fiber laser[J]. *Physical Review A*: 2011, 84:021805.
63. L. Zhang, H. Jiang, X. Yang, et al. Ultra-wide wavelength tuning of a cascaded Raman random fiber laser. *Optics Letters*: 2016, 41: 215-218.
64. S. V. Smirnov and D. V. Churkin. Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedBack fiber laser. *Optics Express*: 2013, 21: 21236-21241.
65. D. V. Churkin, A. E. El-Taher, I. D. Vatnik, et al. Experimental and theoretical study of longitudinal power distribution in a random DFB fiber laser[J]. *Optics Express*: 2012, 20: 11178-11188.
66. J. Xu, P. Zhou, J. Leng, et al. Powerful linearly-polarized high-order random fiber laser pumped by broadBand amplified spontaneous emission source[J]. *Scientific Reports*: 2016, 6: 35213.
67. J. Xu, Z. Lou, J. Ye, et al. Incoherently pumped high-power linearly-polarized single-mode random fiber laser: experimental investigations and theoretical prospects[J]. *Optics Express*: 2017, 25: 5609-5617.
68. V. Balaswamy, S. Aparanji, S. Arun. High-power, widely wavelength tunable, grating-free Raman fiber laser based on filtered feedBack[J]. *Optics Letters*: 2019, 44: 279-282.
69. T. Yao, Y. Chen, Y. Zhang, et al. All-fiberized cascaded random Raman fiber laser with high spectral purity based on filtering feedBack[J]. *Applied Optics*: 2019, 58: 9728-9733.
70. D. V. Churkin, S. A. Babin, A. E. El-Taher, et al. Raman fiber lasers with a random distributed feedBack based on Rayleigh scattering[J]. *Physical Review A*: 2010, 82: 033828.
71. I. D. Vatnik, E. A. Zlobina, S. I. Kablukov, et al. Multi-peak structure of generation spectrum of random distributed feedBack fiber Raman lasers[J]. *Optics Express*: 2017, 25:

- 2703-2708.
72. P. Wang, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson. 110 W double-ended ytterbium-doped fiber superfluorescent source with  $M^2=1.6$ [J]. Optics Letters: 2006, 31: 3116-3118.
  73. Q. Xiao, P. Yan, Y. Wang, et al. High-power all-fiber superfluorescent source with fused angle-polished side-pumping configuration[J]. Applied Optics: 2011, 50: 1164-1169.
  74. P. Wang and W. A. Clarkson. High-power, single-mode, linearly polarized, ytterbium-doped fiber superfluorescent source[J]. Optics Letters: 2007, 32: 2605-2607.
  75. E. Snitzer. Optical Maser Action of  $Nd^{+3}$  in a Barium Crown Glass[J]. Physical Review Letters: 1961, 7: 444-446.
  76. Snitzer E , Po H , Hakimi F , et al. Double-clad, offset core Nd fiber laser[C]// Optical Fiber Sensors. 1988.
  77. H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna, et al. Operation of cladding-pumped  $Yb^{3+}$ -doped silica fibre lasers in 1  $\mu m$  region[J]. Electronics Letters: 1994, 30: 863.
  78. Muendel M , Engstrom B , Kea D , et al. 35-watt cw single-mode ytterbium fiber laser at 1.1  $\mu m$ [J]. Optics & Photonics News: 1997, 8(10):51-52.
  79. V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, et al. 110 W fibre laser[J]. Electronics Letters: 1999, 35: 1158.
  80. Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power[J]. Optics Express: 2004, 12: 6088-6092.
  81. A. Liem, T. Limpert, H. Zellmer, et al. 1.3 kW Yb-doped fiber laser with excellent beam quality[C] // Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO).
  82. Jeong Y , Sahu J K , Payne D N , et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1 kW continuous-wave output power[C]// Advanced Solid-State Photonics (ASSP 2004). 2004.
  83. H. Yu, D. A. Kliner, K.-H. Liao, et al. 1.2-kW single-mode fiber laser based on 100-W high-brightness pump diodes[C] //SPIE LASE, 2012.
  84. X. Du, H. Zhang, P. Ma, et al. Kilowatt-level fiber amplifier with spectral-broadening-free property, seeded by a random fiber laser[J]. Optics Letters: 2015, 40: 5311-5314.
  85. C. X. Yu, O. Shatrovov, T. Y. Fan, et al. Diode-pumped narrow linewidth multi-kilowatt metalized Yb fiber amplifier[J]. Optics Letters: 2016, 41: 5202-5205.
  86. F. Beier, C. Hupel, S. Kuhn, et al. Single mode 4.3 kW output power from a diode-pumped Yb-doped fiber amplifier[J]. Optics Express: 2017, 25: 14892-14899.
  87. K. Shima, S. Ikoma, K. Uchiyama, et al. 5-kW single stage all-fiber Yb-doped single-mode fiber laser for materials processing[C]// SPIE LASE 2018.
  88. Y. Huang, P. Yan, Z. Wang, et al. 2.19 kW narrow linewidth FBG-based MOPA configuration fiber laser[J]. Optics Express: 2019, 27: 3136-3145.
  89. W. Guan, and J. R. Marciante. Complete elimination of self-pulsations in dual-clad ytterbium-doped fiber lasers at all pumping levels[J]. Optics Letters:2009, 34: 815-817.
  90. 冯素娟, 尚亮, 毛庆和. 利用偏振控制器连续调节光纤环境的反射率[J]. 物理学报:

- 2007, 370-378.
91. E. A. Zlobina, S. I. Kablukov, and S. A. Babin. Linearly polarized random fiber laser with ultimate efficiency[J]. *Optics Letters*: 2015, 40: 4074-4077.
  92. J. Ye, J. Xu, H. Zhang, et al. Powerful narrow linewidth random fiber laser[J]. *Photonic Sensors*: 2016, 7: 82-87.
  93. D. Leandro, S. Rota-Rodrigo, D. Ardanaz, et al. Narrow-Linewidth Multi-Wavelength Random Distributed FeedBack Laser[J]. *Journal of Lightwave Technology*: 2015, 33: 3591-3596.
  94. J. Xu, J. Ye, H. Xiao, et al. Narrow-linewidth Q-switched random distributed feedBack fiber laser[J]. *Optics Express*: 2016, 24: 19203-19210.
  95. Grzegorz Soboń, Tadeusz Martynkien, Karol Tarnowski, et al. Generation of sub-100 fs pulses tunable from 1700 to 2100 nm from a compact frequency-shifted Er-fiber laser[J]. *Photonics Research*: 2017, 5: 151-155.
  96. K. Miyagi, Y. Namihira, S. M. A. Razzak, et al. Measurements of mode field diameter and effective area of photonic crystal fibers by far-field scanning technique[J]. *Optical Review*: 2010, 17: 388-392.
  97. 程淑玲, 尹红兵. 用可变孔径法测试研究单模光纤的有效面积[J]. *光通信研究*: 2000, 55-59.
  98. 黄伟俊, 涂建坤, 杨晖, 等. 多次函数拟合法计算光纤模场直径[J]. *光学仪器*: 2018, 40: 40-45.
  99. 欧攀. 高等光学仿真 (MATLAB 版):光波导, 激光[M], 2011.
  100. L. Zhang, H. Jiang, S. Cui, et al. Integrated ytterbium-Raman fiber amplifier[J]. *Optics Letters*: 2014, 39: 1933-1936.
  101. H. Zhang, R. Tao, P. Zhou, et al. 1.5-kW Yb-Raman Combined Nonlinear Fiber Amplifier at 1120 nm[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*: 2015, 27: 628-630.
  102. Q. Xiao, P. Yan, D. Li, et al. Bidirectional pumped high power Raman fiber laser[J]. *Optics Express*: 2016, 24: 6758-6768.
  103. Grigoryants, V.V., Davydov, et al. Spectra of stimulated Raman scattering in silica-fibre waveguides[J]. *Optics and quantum electronics*: 2017, 9: 351-352.
  104. Y. Emori, K. Tanaka, C. Headley, et al. High-power Cascaded Raman Fiber Laser with 41-W output power at 1480-nm band[C]// *Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2007.
  105. J. W. Nicholson, M. F. Yan, P. Wisk, et al. Raman fiber laser with 81 W output power at 1480 nm[J]. *Optics Letters*: 2010, 35: 3069-3071.
  106. V. R. Supradeepa, J. W. Nicholson, C. Headley. Cascaded Raman fiber laser at 1480 nm with output power of 104 W[C]// *Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications*, 2012.
  107. Dianov E M, Grekov M V, Bufetov I A, et al. CW high power 1.24 $\mu$ m and 1.48 $\mu$ m Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre[J]. *Electronics Letters*: 1997, 33(18):1542-

- 1544.
108. E. M. Dianov, I. A. Bufetov, M. M. Bubnov, et al. CW highly efficient 1.24  $\mu\text{m}$  Raman laser based on low-loss phosphosilicate fiber[C]// Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, 1999).
109. N. S. Kim, M. Prabhu, C. Li, J. Song, et al. Output Characteristics of P-doped Raman Fiber Laser at 1484 nm with 2.11 W Maximum Output Power Pumped by CW 1064 nm Yb-doped Double-Clad Fiber Laser[J]. Japanese Journal of Applied Physics: 2000, 39: 6264-6267.
110. S. K. Sim, H. C. Lim, L. W. Lee, et al. High-power cascaded Raman fibre laser using phosphosilicate fibre. Electronics Letters: 2004, 40: 738-739.
111. E. M. Dianov, I. A. Bufetov, M. M. Bubnov, et al. Three-cascaded 1407nm Raman laser based on phosphorus-doped silica fiber[J]. Optics Letters: 2000, 25: 402-404.
112. Z. Xiong, N. Moore, Z. G. Li, et al. 10-W raman fiber lasers at 1248 nm using phosphosilicate fibers. Journal of Lightwave Technology: 2003, 21: 2377-2381.
113. J. Z. Wang, Z. Q. Luo, Z. P. Cai, et al. Theoretical and Experimental Optimization of O-Band Multiwavelength Mixed-Cascaded Phosphosilicate Raman Fiber Lasers[J]. IEEE Photonics Journal: 2011, 3: 633-643.
114. Hanwei Zhang, Long Huang, Pu Zhou, et al. More than 400 W random fiber laser with excellent beam quality[J]. Optics Letters: 2017, 42: 3347-3350.
115. Z. Lou, J. Xu, L. Huang, et al. Linearly-polarized random distributed feedBack Raman fiber laser with record power[J]. Laser Physics Letters: 2017,14(5):055102.
116. S. A. Babin, I. D. Vatnik, A. Y. Laptev, et al. High-efficiency cascaded Raman fiber laser with random distributed feedBack[J]. Optics Express: 2014, 22: 24929-24934.
117. I. D. Vatnik, D. V. Churkin, E. V. Podivilov, et al. High-efficiency generation in a short random fiber laser[J]. Laser Physics Letters: 2014, 11(7):075101.
118. I. A. Lobach, S. I. Kablukov, and S. A. Babin. Linearly polarized cascaded Raman fiber laser with random distributed feedBack operating beyond 1.5  $\mu\text{m}$ [J]. Optics Letters: 2017, 42: 3526-3529.
119. Institution of the Russian Academy of Sciences, phosphorus doped fibers. [2020-04-10]. [http://forc-photonics.ru/data/files/P-SM-5\(1\).pdf](http://forc-photonics.ru/data/files/P-SM-5(1).pdf).
120. D. Leandro, V. Demiguel-Soto, R. A. Perez-Herrera, et al. Random DFB fiber laser for remote (200 km) sensor monitoring using hybrid WDM/TDM[J]. Journal of Lightwave Technology: 2016, 34: 4430-4436.
121. D. Leandro, V. deMiguel-Soto, and M. Lopez-Amo. High-Resolution Sensor System Using a Random Distributed FeedBack Fiber Laser[J]. Journal of Lightwave Technology: 2016, 34: 4596-4602.
122. X. H. Jia, Y.-J. Rao, F. Peng, et al. Random-lasing-based distributed fiber-optic amplification[J]. Optics Express: 2013, 21: 6572-6577.

123. X. Jin, X. Du, X. Wang, et al. High-power ultralong-wavelength Tm-doped silica fiber laser cladding-pumped with a random distributed feedBack fiber laser[J]. *Scientific Reports*: 2016, 6(1):30052.
124. Shang Y, Shen M, Wang P, et al. Amplified random fiber laser-pumped mid-infrared optical parametric oscillator[J]. *Chinese Optics Letters*: 2016, 14: 99-102.
125. Y. Tang, L. Feng, and J. Xu. Watt-level supercontinuum generation in As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> fibers pumped by a 2-micron random fiber laser[J]. *Laser Physics*: 2016, 26: 055402.
126. R. Ma, Y. J. Rao, W. L. Zhang, et al. Backward Supercontinuum Generation Excited By Random Lasing[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*: 2018, 24: 1-5.
127. M. Bashkansky, M. D. Duncan, L. Goldberg, et al. Characteristics of a Yb-doped superfluorescent fiber source for use in optical coherence tomography[J]. *Optics Express*: 1998, 3: 305-310.
128. Hartl I, Li XD, Chudoba C, et al. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber[J]. *Optics Letters*: 2001, 26(9):608-610.
129. H. Pei-Lin, C. Yu, K. Tony, F. James, et al. Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, Raman continuum light source[J]. *Optics Express*: 2004, 12: 5287-5295.
130. P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet, B. Y. Kim, et al. Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications[J]. *Journal of Lightwave Technology*: 1994, 12: 550-567.
131. D. M. Owen, E. Auksorius, H. B. Manning, et al. Excitation-resolved hyperspectral fluorescence lifetime imaging using a UV-extended supercontinuum source[J]. *Optics Letters*: 2007, 32: 3408-3410.
132. H. Takara, T. Ohara, and K. Sato. Over 1000 km DWDM transmission with supercontinuum multi-carrier source[J]. *Electronics Letters*: 2003, 39: 1078-1079.
133. Y. Chen, W. Li, J. Hyypä, et al. A 10-nm Spectral Resolution Hyperspectral LiDAR System Based on an Acousto-Optic Tunable Filter[J]. *Sensors*: 2019, 19:1620.
134. G. Genty, S. Coen, and J. M. Dudley. Fiber supercontinuum sources (Invited)[J]. *Journal of the Optical Society of America B*: 2007, 24: 1771-1785.
135. John M. Dudley. Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber Fundamentals to Applications[C]// *Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*, 2008.
136. F. Vanholsbeeck, S. Martinlopez, M. Gonzálezherráez, et al. The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation[J]. *Optics Express*: 2005, 13: 6615-6625.
137. J. C. Travers, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, et al. Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400 W continuous wave fiber laser[J]. *Optics Express*: 2008,

- 16: 14435-14447.
138. Z. Chen, C. Xiong, L. M. Xiao, et al. More than threefold expansion of highly nonlinear photonic crystal fiber cores for low-loss fusion splicing[J]. *Optics Letters*: 2009, 34: 2240-2242.
139. Abeeluck A K , Headley C , Carsten G Jørgensen. High-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers by use of a continuous-wave Raman fiber laser[J]. *Optics Letters*: 2004, 29(18): 2163-2165.
140. A. K. Abeeluck and H. Clifford. Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation[J]. *Optics Letters*: 2005, 30: 61-63.
141. B. H. Chapman, S. V. Popov, and R. Taylor. Continuous Wave Supercontinuum Generation Through Pumping in the Normal Dispersion Region for Spectral Flatness[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*: 2012, 24: 1325-1327.
142. Nicholson J W, Abeeluck A K, Headley C, et al. Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers[J]. *Applied Physics B*: 2003, 77(2):211-218.
143. V. Choudhury, S. Arun, R. Prakash, et al. High-power continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear fibers pumped with high-order cascaded Raman fiber amplifiers. *Applied Optics*: 2018, 57: 5978-5982.
144. S. Arun, V. Choudhury, V. Balaswamy, et al. Octave-spanning, continuous-wave supercontinuum generation with record power using standard telecom fibers pumped with power-combined fiber lasers[J]. *Optics Letters*: 2020, 45: 1172-1175.
145. B. A. Cumberland, J. C. Travers, S. V. Popov, et al. Toward visible cw-pumped supercontinua[J]. *Optics Letters*: 2008, 33: 2122-2124.
146. F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, et al. Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm[J]. *Applied Physics B*: 2007, 89: 177-180.
147. Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, et al. Cold collision frequency shifts in a 87Rb atomic fountain[J]. *Physical Review Letters*: 2000, 85: 3117-3120.
148. Schmidt M , Prevedelli M , Giorgini A , et al. A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments[J]. *Applied Physics B*: 2011, 102(1): 11-18.
149. D. J. Maas, C. W. Rella, P. Antoine, et al. Population transfer via adiabatic passage in the rubidium quantum ladder system[J]. *Physical Review A*: 1999, 59: 1374-1381.
150. A. Mugnier, M. Jacquemet, E. L. Mercier, et al. High power single-frequency 780-nm fiber laser source for Rb trapping and cooling applications[C]// *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2012.
151. R. J. Thompson, M. Tu, D. C. Aveline, et al. High power single frequency 780 nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN

- crystals[J]. Optics Express: 2003, 11:1709-1713.
152. J. Feng, Y. Li, Q. Liu, et al. High-efficiency generation of a continuous-wave single-frequency 780 nm laser by external-cavity frequency doubling[J]. Applied Optics: 2007, 46: 3593-3596.
153. Y. Ge, S. Guo, Y. Han, et al. Realization of 1.5W 780 nm single-frequency laser by using cavity-enhanced frequency doubling of an EDFA boosted 1560 nm diode laser[J]. Optics Communications: 2015, 334: 74-78.
154. S. S. Sané, S. Bennetts, J. E. Debs, et al. 11 W narrow linewidth laser source at 780 nm for laser cooling and manipulation of Rubidium[J]. Optics Express: 2012, 20: 8915-8919.
155. C. Yang, S. Xu, S. Mo, et al. 10.9 W kHz-linewidth one-stage all-fiber linearly-polarized MOPA laser at 1560 nm[J]. Optics Express: 2013, 21: 12546-12551.
156. Boyd G D , Kleinman D A . Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams[J]. Journal of Applied Physics: 1968, 39(8): 353-353.
157. O. A. Louchev, E. Y. Nan, S. Kurimura, et al. Thermal inhibition of high-power second-harmonic generation in periodically poled LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub> crystals[J]. Applied Physics Letters: 2005, 87: 131101.
158. S. V. Tovstonog, S. Kurimura, I. Suzuki, et al. Thermal effects in high-power CW second harmonic generation in Mg-doped stoichiometric lithium tantalate[J]. Optics Express: 2008, 16: 11294-11299.

## 致 谢

时光荏苒，白驹过隙，五年光阴，转瞬即逝。现在还记得作为推免生参加面试的日子，那是我第一次来上海光机所，仿佛就像昨天发生的事情一样。在这五年的光阴里，承蒙各位老师的指导和同学的帮助，向各位老师同学表示真挚的感谢！

首先特别感谢我的导师，冯衍研究员。冯老师治学严谨，博学多识。在我的实验遇到问题时，总能提出解决问题的思路，在我写文章进行发表时，总能给予非常仔细的修改和建设性的宝贵意见。冯老师为人谦卑，性格和善，这使得我跟冯老师交流时没有心理压力，我会及时的汇报实验结果，并总能得到积极的回复。在此，向我敬爱的冯老师致谢！感谢冯老师在学习上的培养和指导，感谢冯老师在生活中的关心和帮助！

感谢本课题组的崔淑珍老师。感谢崔师姐为课题组的付出，感谢崔师姐在实验上的帮助和指导。

感谢本课题组的周佳琦老师。周老师在英文写作方面给了我很大的帮助，在实验上也经常能得到周老师的指导和帮助，周老师为人乐观，言语幽默，让我们的实验室生活充满乐趣。

感谢本课题组的潘伟巍博士。刚来上海光机所的时候，很多事情都不懂、不会，我都会去问潘师兄，我总能得到潘师兄耐心的解答，感谢潘师兄。

感谢张磊博士(毕业)。张磊师兄善于发现问题，解决问题，提出新的想法，在实验上给了我很多的帮助和指导，督促我不断的进步。感谢姜华卫博士(毕业)，姜师兄为人和善，我经常请教姜师兄一些问题，总能得到师兄的积极回复。感谢杨学宗博士(毕业)。我第一次做实验就是跟着大宗师兄，他吃苦耐劳，做事认真，我学到了很多实验技能和解决问题的方法。

感谢本课题组的赵晴硕士（毕业）、钱佳萍硕士（毕业）。做拉曼光纤激光器需要定量缠很多光纤，没少麻烦你们，感谢你们在实验上的帮助。

感谢本课题组的曾鑫博士、程鑫博士和祁伟骜硕士。感谢你们在科研上的帮助，除此之外，感谢师弟们一起运动、打游戏，大大丰富了我的课余生活。

感谢光纤组各位老师。感谢周军研究员、叶锡生研究员、何兵研究员、漆云

凤研究员的支持与帮助。感谢余婷老师课题组，感谢你们无私的借我光谱仪、探测器，感谢你们在实验上的支持。感谢杨依枫老师、刘恺老师、陈晓龙老师、沈辉老师、全昭老师、何宇老师，感谢你们实验仪器的支持和帮助。

感谢实验室宋珏老师、陶强老师和王燕老师在工作中的帮助和支持。

感谢办公室的各位同窗。感谢已经毕业的郑也博士、赵翔博士、柏刚博士、董守增硕士，感谢你们的帮助和支持。感谢尚未毕业的张璟璞博士、牛夏夏博士、刘美忠博士、邹星星硕士、刘奕利硕士、苏梦琪硕士、咸昱桥硕士、李炳霖博士、王汉斌博士和尤阳博士，感谢你们营造了办公室轻松、愉快的氛围。

感谢季云浩，我们的季师傅。感谢季师傅设计、修改我的机械件，感谢季师傅的帮助和支持。

感谢研究生部的丁虹老师、金黎慧老师、李冰欧老师，感谢你们的支持和帮助。

感谢我的女友张余珂。做实验总会遇到不顺，激光器烧坏也是家常便饭，感谢你在我情绪低落时的安慰和鼓励；学习科研繁忙，能陪伴的日子屈指可数，感谢你的支持和理解。

感谢我的父母，感谢你们对我读博的支持和认可，感谢你们的养育和教诲。

再次向各位帮助我的人表示衷心的感谢，谢谢你们！

2020年6月

## 作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

### 作者简历:

2011.9~2015.6	长春理工大学	工学学士
2015.9~2016.6	中国科学技术大学	研究生代培
2016.9~2020.6	中科院上海光机所	工学博士

### 获奖情况:

#### 2016-2017

中国科学院大学三好学生, 中科院上海光机所优秀学生奖学金二等奖。

#### 2018-2019

中国科学院大学三好学生标兵, 中科院上海光机所闽能优秀学生奖学金一等奖, 中国科学院大恒光学奖学金优秀奖, 中国科学院大学国家奖学金, 唐立新奖学金。

### 已发表(或正式接受)的学术论文:

1. **Jinyan Dong**, Lei Zhang, Jiaqi Zhou, Weiwei Pan, Xijia Gu, and Yan Feng, "More than 200 W random Raman fiber laser with ultra-short cavity length based on phosphosilicate fiber," *Opt. Lett.* 44, 1801-1804 (2019).
2. **Jinyan Dong**, Lei Zhang, Huawei Jiang, Xuezhong Yang, Weiwei Pan, Shuzhen Cui, Xijia Gu, and Yan Feng, "High order cascaded Raman random fiber laser with high spectral purity," *Opt. Express* 26, 5275-5280 (2018).
3. **Jinyan Dong**, Xin Zeng, Shuzhen Cui, Jiaqi Zhou, and Yan Feng, "More than 20 W fiber-based continuous-wave single frequency laser at 780 nm," *Optics. Express* 27, 35362-35367 (2019).
4. **Jinyan Dong**, Lei Zhang, Huawei Jiang, and Yan Feng, "20W fiber-based continuous-wave single frequency laser at 780 nm," in *Frontiers in Optics + Laser Science APS/DLS, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019)*, paper FW1B.2.
5. **Jinyan Dong**, Lei Zhang, Huawei Jiang, and Yan Feng "Hundred watt 10th order random Raman fiber laser," in *Laser Congress 2018 (ASSL), OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018)*, paper AW1A.6.
6. Lei Zhang, **Jinyan Dong**, and Yan Feng, "High-Power and High-Order Random Raman Fiber Lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24, 1-6 (2018).

7. X. Cheng, W. Pan, X. Zeng, **J. Dong**, S. Cui, and Y. Feng, “Relative intensity noise comparison of fiber laser and amplified spontaneous emission sources,” *Optics. Fiber Technol.* 54, 102119 (2020).
8. T. Fan, X. Yang, **J. Dong**, L. Zhang, S. Cui, J. Qian, R. Dong, K. Deng, T. Zhou, K. Wei, Y. Feng, and W. Chen, “Remote Magnetometry With Mesospheric Sodium Based on Gated Photon Counting,” *J. Geophys. Res. Sp. Phys.* 124(9), 7505–7512 (2019).
9. S. Z. Cui, **J. Y. Dong**, X. Zeng, X. Cheng, and Y. Feng “Development of fiber-based yellow laser for dermatological applications”, *Proc. SPIE 11181, High-Power Lasers and Applications X*, 1118110 (19 November 2019).
10. X. Cheng, W. Pan, **J. Dong**, X. Fu and Y. Feng, “Relative Intensity Noise Measurement of a Fiber Laser,” *ICOON 2019, Huangshan, China*.
11. Xuezhong Yang, Lei Zhang, Shuzhen Cui, Tingwei Fan, **Jinyan Dong**, and Yan Feng, “Sodium guide star laser pulsed at Larmor frequency,” *Optics Letters* 42, 4351-4354 (2017)
12. Xuezhong Yang, Lei Zhang, Shuzhen Cui, Tingwei Fan, Huawei Jiang, **Jinyan Dong**, Yan Feng, “Sodium Guide Star Laser Pulsed At Larmor Frequency,” *CLEO PR 2017, Oral 3-3M-3, Singapore*.