



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

单频和随机光纤激光器的单通倍频技术研究

作者姓名: 钱佳萍

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: 工学硕士

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

2019 年 6 月

**Research on single-pass frequency doubling for single-frequency
and random fiber lasers**

**A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of Engineering
in Optical Engineering**

By

Jiaping Qian

Supervisor: Professor Yan Feng

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

June 2019

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士学位论文

论文题目 单频和随机光纤激光器的单通倍频技术研究

专 业 光学工程

研究生姓名 钱佳萍

导师姓名 冯衍 研究员

研究生入学时间 2016 年 9 月

2019 年 5 月 27 日

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：所呈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：钱佳萍
日期：2019年5月27日

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内容，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：钱佳萍	导师签名：马永江
日期：2019年5月27日	日期：2019年5月27日

摘要

小型化、高效率的可见光激光器在基础研究、天文、医疗、工业加工等领域都有重要应用。光纤激光器与常规的固体激光器相比,具有输出光束质量好、宽调谐、可靠性高、免维护、易于实现小型化和集成化等一系列优点。将光纤激光技术与非线性频率转换技术相结合,是实现高效率小型化可见光激光器的一个重要技术途径,已成为激光技术领域的研究热点之一。本文围绕光纤激光倍频技术开展了一系列研究工作,对光纤激光器单通倍频、谐振倍频展开理论和实验研究,主要工作如下:

1、采用基于二极管种子源的主振荡功率光纤放大结构,获得 10 W 高性能单频 1018 nm 连续光输出。采用准相匹配的 MgO:PPLN 晶体,对光纤激光进行了腔外单通倍频实验,最终获得了 2.03 W 的连续绿光输出,倍频转换效率为 20.2%。同时,对倍频效率饱和的原因进行了分析,并就 509 nm 激光器的线宽、温度调谐特性、相对强度噪声、功率稳定性等输出特性进行了详细的讨论。这是目前报道的最高功率的连续波单频 509 nm 激光,并就后续的功率提升以及激光器性能的提升提出了展望。

2、搭建随机拉曼光纤激光器单通倍频实验装置,首次实现了瓦量级随机拉曼光纤激光器倍频输出。对随机激光倍频进行了相关特性研究,为随机激光倍频效率的优化提供了支持与指导:探究泵浦方式对倍频的影响,实验表明后向泵浦方式可以抑制光谱展宽从而提高倍频效率;探究光栅宽度对倍频的影响,实验表明光栅带宽越小,输出随机激光带宽越小,倍频效率越高。最后介绍了基于周期极化钽酸锂(PPSLT)晶体的后向泵浦随机拉曼光纤激光器单通倍频的实验结果,当基频光功率为 10.1 W 时,获得了 1.09 W 的 589 nm 的黄光输出,倍频效率约为 10.79%。

3、首次将多纵模拉曼光纤激光器与谐振倍频技术相结合,以 I 类三硼酸锂晶体(LBO)晶体作为倍频晶体,采用温度相位匹配搭建多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频装置。从 ABCD 传输矩阵以及高斯光束倍频理论出发,详细介绍了谐振倍频腔设计的理论依据及其搭建、调节方法。分别介绍了多纵模拉曼光纤激光器部

分耦合倍频及内腔倍频实验结果。

关键词：光纤激光器；随机激光；倍频；周期性极化晶体

Abstract

Miniaturized, high-efficiency visible light lasers are widely used in basic research, astronomy, medical, industrial processing and other fields. Compared with conventional solid-state lasers, fiber lasers have a series of advantages such as high beam quality, wide tuning, high reliability, maintenance-free, and easy to miniaturize. Combining advantages of fibers laser with nonlinear frequency conversion technology can produce visible light lasers with high quality and high power, which has become a hot issue in the field of laser technology. The article focus on the fiber laser frequency doubling technology, and conducts theoretical and experimental research on single-pass frequency doubling and resonant frequency doubling. The main research contents include:

1. A 10 W continuous-wave(CW), single-frequency laser output is obtained by the main oscillation power amplifier structure based on a seed source. An external single-pass nonlinear frequency conversion in the quasi-phase-matched MgO:PPLN crystal is performed, and an up to 2.03 W, 509 nm laser has been achieved with an optical conversion efficiency of 20.2% from 1018 nm. The reasons for the saturation of the frequency doubling efficiency are analyzed, and the output characteristics of 509 nm such as linewidth, temperature tuning characteristics, relative intensity noise and power stability are discussed in detail. As far as we know, it is the highest CW single-frequency power at 509 nm and further power scaling and improvement in the laser performance will be available in the future.

2. A single-pass frequency-doubling setup of the random Raman fiber laser was built, and the watt-level second harmonic generation from a random Raman fiber laser was realized for the first time. The characteristics of random laser frequency doubling are studied, which provides support and guidance for the optimization of random laser frequency doubling efficiency. Exploring the effect of pumping mode on frequency

doubling results, experiments show that the backward pumping mode can suppress spectral broadening and improve frequency doubling efficiency; exploring the effect of grating bandwidth on frequency doubling results, experiments show that the smaller the grating bandwidth, the smaller the output random laser spectral width, and the higher the frequency doubling efficiency. The single-pass frequency doubling result of the backward-pumped random Raman fiber laser in a periodic polarization lithium niobate (PPSLT) crystal is also shown. A yellow light output of 1.09 W at 589 nm is obtained from a 10.1 W incident fundamental light with a conversion efficiency of 10.79%.

3. Combining multi-longitudinal mode Raman fiber lasers with resonant frequency doubling for the first time, and a temperature phase-matched lithium triborate (LBO) crystal was used as a frequency doubling crystal. Starting from the ABCD matrix, the theoretical basis of the resonance frequency doubling cavity design and its construction and adjustment methods are introduced in detail. The results of partial coupling frequency doubling and intracavity frequency doubling experiments are presented respectively.

Key Words: Fiber Laser, Random Laser, Frequency Doubling, Periodically Polarized Crystal

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 光纤激光器	1
1.2.1 光纤激光器发展概述	1
1.2.2 光纤激光器的特点	4
1.3 光纤倍频技术	5
1.3.1 腔内谐振倍频	5
1.3.2 腔外谐振倍频	6
1.3.3 腔外单通倍频	7
1.4 绿光、黄光激光器的应用	8
1.4.1 绿光激光器的应用	8
1.4.2 黄光激光器的应用	9
1.5 本文的研究内容及结构安排	10
第 2 章 倍频理论及非线性倍频晶体	13
2.1 二次谐波产生理论基础	13
2.2 相位匹配技术	18
2.2.1 双折射相位匹配	18
2.2.2 准相位匹配	20
2.3 聚焦高斯光束倍频理论	21
2.4 常见非线性倍频晶体	23
2.4.1 双折射相位匹配晶体	23
2.4.2 准相位匹配晶体	24
2.5 本章小结	25
第 3 章 1018 nm 光纤激光倍频的单频低噪声绿光激光器研究	27
3.1 509 nm 激光器的应用	27
3.2 509 nm 激光器研究现状	28
3.3 倍频实验	29
3.3.1 实验装置	29

3.3.2 实验结果和讨论.....	30
3.4 本章小结.....	35
第4章 基于 PPSLT 晶体的随机拉曼光纤激光器单通倍频研究 ..	37
4.1 随机拉曼光纤激光器.....	37
4.1.1 随机拉曼光纤激光器工作原理.....	37
4.1.2 随机拉曼光纤激光器的结构.....	39
4.1.3 随机拉曼激光器的优势.....	40
4.2 随机激光泵浦方式及光栅带宽对倍频的影响.....	41
4.2.1 实验装置.....	41
4.2.2 探究泵浦方式（前向、后向）对实验的影响.....	42
4.2.3 探究光栅带宽的对实验的影响.....	44
4.3 倍频实验结果及分析.....	47
4.4 本章小结.....	49
第5章 多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频特性研究	51
5.1 多纵模光纤激光器谐振倍频理论.....	52
5.1.1 多纵模光纤激光器谐振倍频原理.....	52
5.1.2 谐振腔的 ABCD 矩阵计算.....	53
5.2 多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频实验.....	55
5.2.1 实验结构.....	55
5.2.2 谐振倍频腔的设计、搭建及调节.....	56
5.2.3 多纵模拉曼光纤激光器部分耦合谐振倍频实验结果及分析....	58
5.2.4 多纵模拉曼光纤激光器内腔谐振倍频实验结果及分析.....	62
5.3 本章小结.....	64
第6章 总结与展望.....	67
6.1 总结.....	67
6.2 展望.....	68
参考文献.....	69
致谢.....	77

作者在攻读硕士学位期间公开发表的论文	79
作者个人简历	81

第1章 绪论

1.1 引言

1963年 Koester 等人^[1]在光纤中发现了激光脉冲放大现象,随后光纤激光器受到了国内外研究员的广泛关注,成为了激光器领域的研究热点之一。光纤激光器具有激光输出光束质量好,易于获得单模输出;转换效率高,易于实现高功率输出;散热效果好,便于进行热管理;输出波长范围广;结构紧凑成本低廉等优点,具有广泛的应用前景。

近年来,随着一些高、精、尖领域例如钠激光导星、激光显示、水下探测和通信、精密光谱测量以及钛蓝宝石泵浦等的发展,对于可见光波段的连续波激光器的需求也越发迫切。由于缺乏全固态增益介质可以直接输出可见光波段的激光,其主要获取方式是利用近红外波段的激光进行非线性频率转换。其中最常见、最成熟的方法是通过激光与非线性倍频晶体的相互作用实现二次谐波产生。相比传统的激光器,光纤激光器具有输出光束质量好、宽调谐、可靠性高、免维护、易于集成等优点,逐渐成为新一代理想的高效倍频光源。

1.2 光纤激光器

1.2.1 光纤激光器发展概述

光纤激光器与传统激光器的不同之处在于它是以掺杂稀土离子的光纤作为增益介质。1963年, Koester 等人^[1]首次提出光纤激光器以及光纤放大器的概念,但是由于当时泵浦光源(半导体激光器)无法在室温下工作,输出功率较低,同时光纤损耗极大,因此光纤激光器进展相对缓慢。1966年,高锟指出光纤损耗主要来自于其材料中的杂质,只要解决玻璃纯度和成分的问题就能显著降低光纤损耗。一直到1970年,美国康宁公司研制出衰减低于20 dB/km的光纤,为光通信、光纤激光器等应用奠定了基础。到了20世纪80年代,随着光纤制造工艺的进步,掺杂稀土离子的光纤制作技术日益成熟^[2],掺杂光纤可以用作光纤激光器的增益介质。在光纤损耗问题得到解决的同时,其泵浦光源(半导体激光器)

也在逐步发展：1963 年，出现了砷化镓半导体激光器；20 世纪 70 年代，半导体激光器无法在室温下连续运转的难题被攻克^[2]，使得半导体激光器的功率有了大幅度提升，可以为光纤激光器提供高效泵浦。

1987 年，英国南安普顿大学以及美国贝尔实验室在实验中验证了掺铒光纤放大器的可行性^[3]，至此关于单模光纤放大器、光纤激光器的研究工作逐渐开展。对于传统的单模光纤激光器，泵浦光以及信号光均在纤芯内传播，泵浦耦合效率较低，因此限制了光纤放大器、光纤激光器的输出功率。1988 年，随着双包层光纤的问世，光纤激光器的输出功率有了质的飞跃^[4]。如图 1.1 所示，双包层光纤有三个组成部分：纤芯、内包层、外包层。光纤纤芯内只有激光被传输放大，泵浦光则在内包层中传输，在传播过程被纤芯吸收转化成激光，因为内包层的横向尺寸和数值孔径比纤芯大得多，因此其耦合效率更高。外包层的折射率小于内包层，可以将泵浦光束束缚在内包层中，同时还起到保护作用。双包层光纤的出现使得光纤激光从原来的毫瓦量级提升到瓦量级水平^[5]。

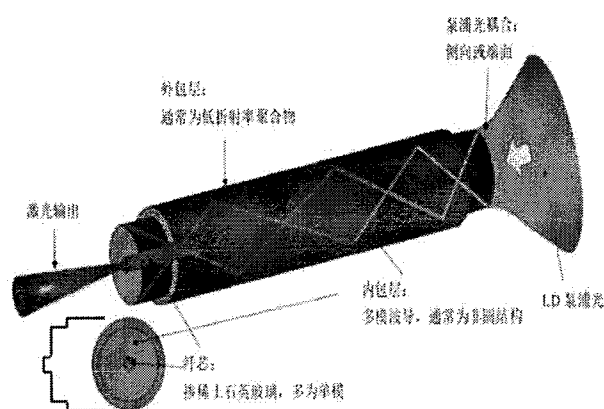


图 1.1 双包层光纤示意图

除了双包层光纤外，光纤激光器功率的提升也离不开泵浦源输出功率与亮度的提升。利用如图 1.2 所示的空间整形技术可以将多个半导体泵浦激光器耦合进传统的多模光纤，有利于提高泵浦功率，同时降低了对掺杂光纤横向面积及数值孔径的要求。在相同的输出功率下，泵浦功率的提升使得光纤放大器所需的增益光纤长度缩短，有益于抑制非线性效应。

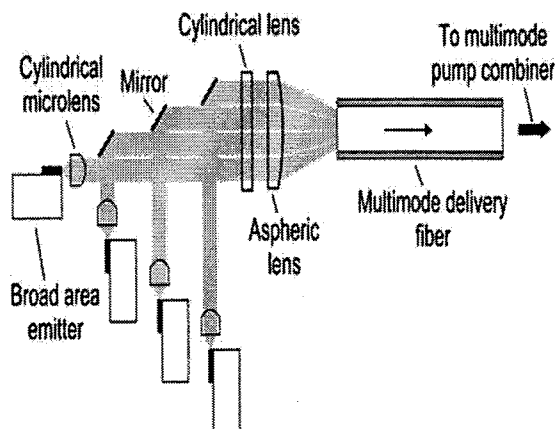


图 1.2 半导体泵浦源的空间整形技术示意图

掺镱 (Yb^{3+}) 光纤因为具有高量子效率、高转换效率、易于散热等特点, 成为高功率光纤激光器的理想选择, 近十几年来, 其输出功率不断增长。1999 年, Dominic 等人^[6]采用双端泵浦方式首次将光纤激光器的输出功率提高到百瓦量级。2004 年, 英国南安普顿大学 Jeong 等人^[7]首次实现了千瓦量级的光纤激光输出, 采用双端泵浦方式, 在泵浦功率为 1.2 kW 时获得了 1 kW 的激光输出, 转换效率达到了 80%。紧接着, 该课题组在相同结构下增加了泵浦功率, 将输出激光功率提高到 1.36 kW, 转换效率达到了 83%, 光束质量因子 $M^2=1.4$, 激光输出接近衍射极限^[8]。2009 年, 美国 IPG 公司采用同带泵浦技术和主振荡功率放大结构实现了首个十千瓦量级的光纤激光器^[9], 图 1.3 为其激光器结构示意图。该公司在之后又相继推出了 100 kW 的商用多模光纤激光器以及 20 kW 的单模光纤激光器, 这也是目前为止光纤激光器的最高功率。后续国际上很多激光器制造商也推出了自己的产品, 例如 Triumph 集团的 TruFiber 系列, Nufern 公司的 NuQ 系列, nLight 公司的 helix 系列, Rofin 公司的 StarFiber 系列等。国内多家科研院所如清华大学、中科院上海光机所、国防科技大学等也实现了千瓦以上的光纤激光输出。

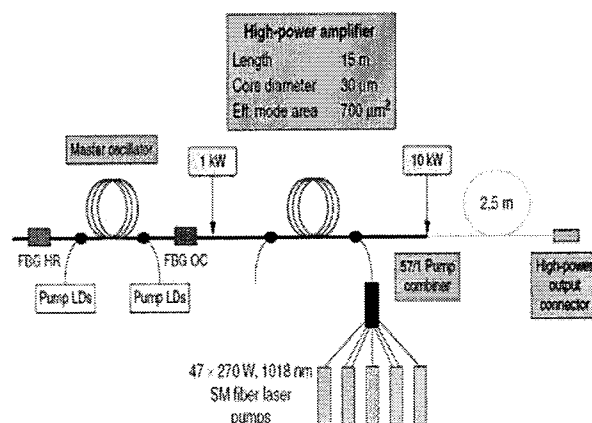


图 1.3 IPG 十千瓦光纤结构

1.2.2 光纤激光器的特点

与传统激光器相比，光纤激光器具有很多突出的优势：

(1) 激光输出光束质量好，易于获得单模输出。光纤激光器光束质量主要由光纤中掺杂有源离子的纤芯的波导特性决定，因此可以很方便的获得近衍射极限的单模激光输出。

(2) 转换效率高，易于实现高功率输出。掺杂光纤既作为光的传输介质，又为激光器提供增益。随着双包层泵浦技术的问世，极大的提高了光纤对泵浦光的吸收，为高功率激光输出提供基础；光纤熔接损耗较小，耦合效率高，激光被束缚在直径极小的光纤内，易于得到高功率密度输出。

(3) 散热效果好，便于进行热管理。得益于光纤独特的几何结构，其表面积与体积之比极高，易于散热，通过风冷、水冷等冷却方式可以对光纤进行有效的热管理。

(4) 输出波长范围广。光纤激光器输出的波长范围由所掺杂的离子决定。通过不同的掺杂离子（例如镱离子、铒离子、钪离子等）以及不同的基质材料（例如氟化物玻璃、石英玻璃等）可以覆盖 380 nm-3.9 μm 波段。同时相比固体增益介质，稀土离子的发射光谱很宽，因此光纤激光器易于实现调谐输出。

(5) 结构简单紧凑。随着光纤光栅、光纤合束器、波分复用器等无源光纤器件的发展，可以实现全光纤结构。光纤柔绕性较强，使得全光纤的激光器结构更加紧凑，体积小易于集成，使用时灵活方便。同时光纤还具有耐高温、耐冲击、耐灰尘、抗震以及电磁屏蔽等特点，可以在相对恶劣的环境在工作。相比其他激光器，还具有免维护、免调节、高可靠性、寿命长等优点。

(6) 成本低廉。随着制造工艺的进步,石英基质的光纤以及其相应的泵浦二极管价格低廉,相比其它类型的激光器,光纤激光器的造价更低。

1.3 光纤倍频技术

激光倍频技术是指通过激光与倍频晶体相互作用实现二次谐波输出,是目前最常用的非线性频率变换技术。按结构分类,可以将光纤激光倍频技术分为三类:腔内谐振倍频、腔外谐振倍频以及腔外单通倍频。腔内谐振倍频是指将倍频晶体放置在激光谐振腔内,基频光多次往返经过倍频晶体;腔外谐振倍频指将倍频晶体放置在激光谐振腔外,基频光多次往返经过倍频晶体;腔外单通倍频是指将倍频晶体放置在激光谐振腔外,基频光单次通过倍频晶体。

1.3.1 腔内谐振倍频

腔内倍频结构其二次谐波产生由主激光谐振器本身实现。倍频效率与基波功率密度正相关,因此可以利用腔内高功率的特点获得较高的倍频效率,同时其整体结构小巧紧凑因此被广泛的运用于固体激光器倍频中^[10, 11]。在光纤激光器中实现腔内倍频需要在光纤腔内加入额外的倍频晶体以及与之对应的空间耦合透镜组,使得谐振腔损耗较高^[12],同时不利于激光器的调节及优化。因此通过光纤激光器腔内倍频实现高功率、高效率的二次谐波产生还存在着许多难题。

2011年,南安普顿大学 R. Cieslak 等人^[13]通过多纵模光纤激光器腔内倍频实现了较高的倍频效率,图 1.4 为其实验结构图,吸引了国内外研究员的广泛关注,使得光纤激光器腔内倍频又出现了新的希望。使用 90 W 975 nm 的二极管泵浦,获得了 19 W 的 540 nm 线偏振连续波绿光输出,相应的转换效率(二极管泵浦-绿光)约为 21.1%。2018年,同课题组 S.K. Vassilev 等人^[14]在前人的基础上,将光纤线性振荡腔改为环形腔结构,如图 1.5 所示,使得基频反馈光只需单次经过光纤振荡器,以此来提高反馈光功率,从而提高二次谐波转换效率,最终从 98 W 的 975 nm 泵浦中获得了 17.4 W 的 540 nm 激光输出。2018年, Baptiste 等人^[15]将光纤激光器腔内倍频输出波长拓展到了蓝光波段,通过掺铈光纤激光器腔内倍频实现了 7.5 W 的线偏振 452 nm “纯蓝”激光输出,对应的光光转换效率为 17%,光束质量因子 $M^2 < 1.5$,这也是目前为止功率最高的“纯蓝”激光输出。该结构不仅可以实现高效倍频而且无需对谐振腔长度进行主动控制,在高

效连续波光纤激光倍频应用上具有很大的潜力。

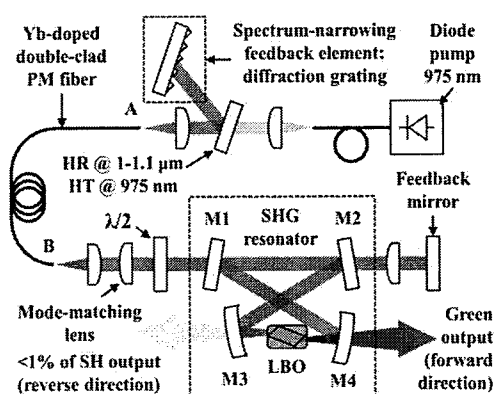


图 1.4 多纵模光纤激光器腔内倍频

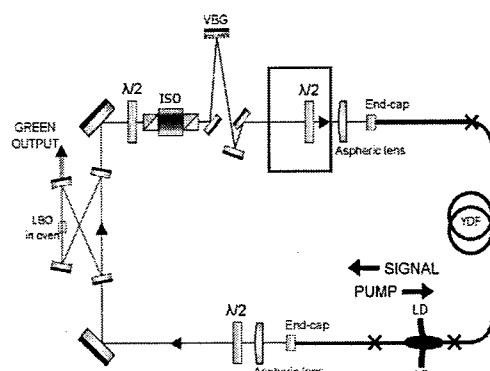


图 1.5 多纵模光纤环形腔激光器腔内倍频

1.3.2 腔外谐振倍频

早在1966年，A. Ashkin等人^[16]就提出了腔外谐振倍频结构，与腔内倍频相同，外腔谐振倍频腔也可以利用腔内高功率来获得较高的转换效率。同时它还具有便于调节的优势，因为这个结构使得基频光与倍频模块相分离，更利于谐振腔的调节及优化。这个结构提出后吸引了国内外研究员的广泛关注，关于外腔谐振倍频的报道层出不穷。2008年，Thomas等人^[17]通过两个级联的腔外谐振倍频结构实现了四倍频输出，结构图如图1.6所示。最大输出功率为24 W的单频连续波1064 nm光纤放大器耦合入外部谐振腔，通过Pound-Drever-Hall方法主动调节谐振腔的长度使得谐振倍频腔的模式与输入基频光频率相匹配，获得了超过20 W的532 nm激光，倍频转换效率约为88%，绿光输出光束质量因子 $M^2 < 1.05$ 。获得的二次谐波再次经过一个内置偏硼酸钡（BBO）晶体的外部谐振腔，最终获得了12.2 W的266 nm紫外激光输出。2015年，上海光机所张磊等人^[18]实现了用于钠激光导星的589 nm光纤激光器，基频光源为拉曼光纤激光器，倍频部分由外部谐振腔实现，图1.7为其结构示意图。该激光器即能在连续模式下工作也能在脉冲模式下工作，在连续波输出时，可获得53 W的二次谐波输出，转换效率约为82%，黄光光束质量因子 $M^2 < 1.1$ 。2017年，山西大学李刚等人^[19]通过环形谐振腔从1.58 W基频光中获得1.12 W的倍频光输出，倍频效率为71.5%，其通过一套基于Hänsch-Couillaud技术的主动伺服系统将激光器的输出功率一小时浮动控制在 $\pm 0.5\%$ 以内。

以上实验结果表明光纤激光器外腔谐振倍频具有倍频效率高、输出形式多样

化以及易于获得高稳定性等优点,但是它也具有一些不可忽视的缺点,例如必须对谐振腔的长度进行主动控制以确保其始终满足谐振条件,随之而来的是复杂的结构和高昂的成本。同时,光纤激光器谐振倍频的基频光源一般是单频主振荡功率放大器,其输出功率受到受激布里渊效应的限制,使得进一步的功率增长成为一个挑战。

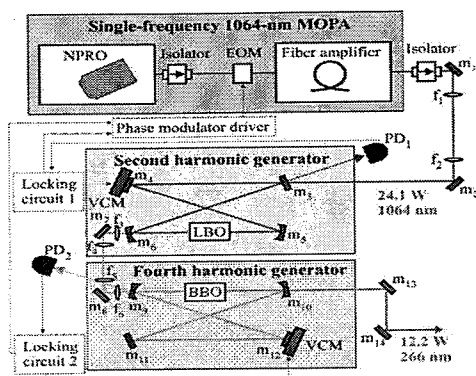


图 1.6 四倍频结构示意图

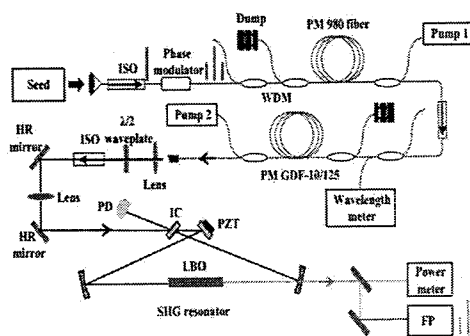


图 1.7 拉曼光纤激光器外腔倍频结构图

1.3.3 腔外单通倍频

外腔单通倍频也是将基频光和倍频模块分离,通过基频光单次通过倍频晶体获得二次谐波产生,其结构简单紧凑且成本低廉,非常适用于高峰值功率脉冲输出。

2005年,A. Liu 等人^[20]采用平均功率为110 W的线偏振光纤放大器作为基频光源,图1.8为其实验装置图,基频光源为脉冲输出,重复频率为10 MHz,脉冲宽度为5 ns,单次通过两块级联的LBO(三硼酸锂)晶体,最终获得了平均功率60 W的绿光输出,相应的倍频效率约为54.5%,绿光输出光束质量因子 $M^2 < 1.33$ 。2006年,A. Babushkin 等人^[21]采用平均功率为46 W的1064 nm全光纤保偏脉冲激光器作为基频光源,脉冲重复频率为1.8 MHz,脉冲宽度为1.3 ns,单次通过20 mm长的LBO晶体最终获得平均功率为30 W的532 nm输出,对应的倍频效率高达68%,这也是目前为止光纤激光器单通倍频的最高效率。

单通倍频方式也是中低功率连续光倍频的理想选择,结合周期极化倍频晶体可以获得几十瓦量级的倍频输出,但是受限于周期极化晶体的损伤阈值很难获得更高功率的输出。2009年,Samanta 等人^[22]使用周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体对线偏振连续30 W单频掺镱光纤激光器进行单通倍频,在532 nm处产生

6.2 W 的二次谐波输出,对应的倍频效率为 20.8 %。但是随着基频光功率的升高,倍频晶体内的热效应使得倍频效率下降,在其他文献中也观察到了类似的现象^[23-25],通过多块短晶体的级联可以使得热量分配在不同的晶体上从而补偿热弛豫。2012 年,Chiew 等人^[26]通过两个光纤放大器的组合获得了 65 W 的基频光,实验结构如图 1.9 所示。基频光单次通过周期极化铌酸锂 (PPLN) 晶体在 780 nm 处获得了 34 W 倍频输出,对应的转换效率为效率为 52 %;基频光通过两块级联的 PPLN 晶体最终获得了 43 W 二次谐波输出,对应的转换效率为 66 %。多块短晶体的级联不仅可以改善晶体内的热效应,还可以保持较高的转换效率和光束质量,优于单块长晶体的倍频效果。虽然周期极化晶体的损伤阈值较低,但是单通倍频紧凑的结构、低廉的价格以及方便的操作仍然使其在中低功率连续波倍频、高功率脉冲倍频上拥有广阔的运用前景。

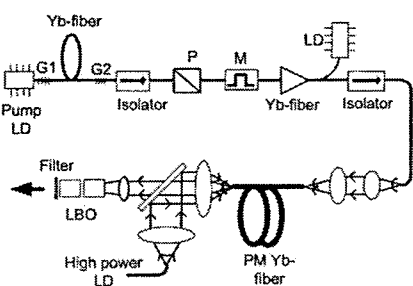


图 1.8 110 W 光纤放大器单通倍频

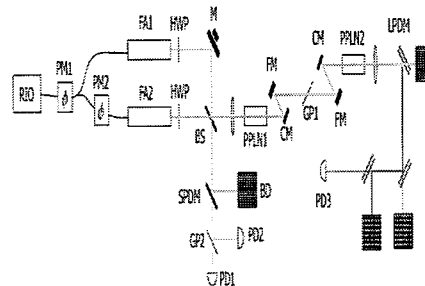


图 1.9 级联单通倍频结构示意图

1.4 绿光、黄光激光器的应用

1.4.1 绿光激光器的应用

(1) 激光显示领域

激光显示是以红、绿、蓝作为三基色,因此激光显示技术的进步离不开绿光激光器的发展。与其他显示技术相比,激光显示具有使用寿命长、能耗低、显示面积灵活可控等优点,近年来,激光显示技术一直是显示领域的研究热点。激光显示的优越性使其被广泛运用在露天表演、灯光秀、激光影院、广告投影等方面。而且,激光显示的颜色纯度更高,整体画面更鲜艳更接近事物原本的颜色^[27],还可以合成自然界中不存在的颜色。

(2) 医疗领域

绿光激光器在医疗领域也有很多运用。人眼对绿光较为敏感,因此绿光可以用于治疗眼部病变,例如通过切割晶状体矫正近视、治疗视网膜脱落等;绿光激光器还可以用于激光美容、激光祛痣、激光祛痘等美容项目^[28],该类激光器目前已经十分成熟,在市面上比较常见;绿光容易被血管吸收,因此可以用于治疗血管类病变,例如其对于大面积毛细血管瘤有较好的治疗效果^[29]。

(3) 海洋探测领域

绿色激光正好位于海水的透射窗口,可以在水中实现长距离传播,因此其在海洋探测等领域也具有重要运用。同时,激光发散角较小,方向性好,是海洋测绘和探测的理想选择。光纤绿光激光器具有免维护、免调节、抗震等优点使其可以在船舰和机载等恶劣环境中稳定运行^[30]。

(4) 科研领域

绿光激光器在科研方面也有很多重要运用,例如 509 nm 的绿光激光器正好对应铯原子的超精细跃迁谱线,可以用于制备铯原子里德堡态,在量子信息和精密测量中具有潜在的应用价值^[31, 32];绿光激光器例如 532nm 还可以泵浦钛宝石激光器,该项技术目前已经实现了商品化;绿光激光器倍频后还可以产生紫外激光,具有广阔的运用前景。

1.4.2 黄光激光器的应用

(1) 天文学领域

黄光激光器在天文观测领域具有重要运用。望远镜的出现赋予了人类仰望星空的能力,但是由于大气湍流的存在,大型地基望远镜获得的图像并不清晰,如图 1.10 所示。为了解决这一难题,自适应光学应运而生。通过自适应光学技术可以实时修正大气湍流带来的影响从而获得清晰的图片,其工作原理图如图 1.11 所示。自适应光学需要一个信标源,钠信标以其优良的特性使其成为自适应光学的理想选择^[33]。钠信标利用距离地面 90-110 千米处的钠原子层,吸收 589 nm 的激光后产生的共振荧光作为激光信标,钠原子层海拔较高可以达到较好的校正效果。

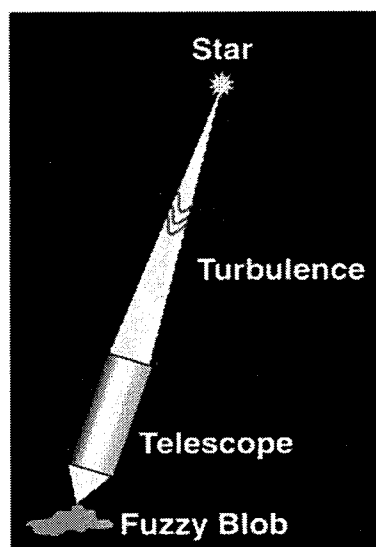


图 1.10 大气湍流对望远镜成像的影响

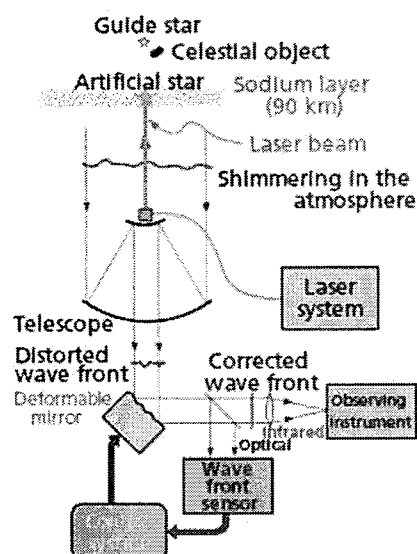


图 1.11 自适应光学系统工作原理图

(2) 医疗领域

黄光波段正好位于血红蛋白的吸收带上，血色素对该波段的光吸收较强，因此黄光激光器可用于激光手术中。在手术中使用黄光激光器对人体组织进行精准切割、汽化、烧灼和凝血等操作。黄光激光器的安全性以及精准性使其非常适合在神经和血管比较密集的病灶部位进行外科手术。

1.5 本文的研究内容及结构安排

本论文对光纤激光倍频技术进行了理论和实验研究。近年来，随着科技的发展，对于可见光波段连续波激光器的需求也越发迫切，可见光波段的激光器在工业、医疗、科研等领域都有广泛的应用前景。激光倍频的方案是获得可见光波段激光最为有效的方式。光纤激光器在光频特性、光束质量方面具有独特的优势，因此光纤激光倍频技术逐渐引起人们的兴趣。

全文共六章，各章内容概括如下：

本文第一章首先回顾了光纤激光器的发展历史并阐述了光纤激光器的优势，接着介绍了各类光纤激光倍频技术的研究进展以及各自优缺点，同时展望了绿光、黄光激光器的应用前景。

第二章主要介绍了倍频理论以及非线性倍频晶体。介绍了激光倍频技术的基本原理和常用的相位匹配方式，阐述了聚焦高斯光束倍频的理论模型，对各类非线性倍频晶体的特性进行了介绍。

第三章介绍了可用于铯原子里德堡态研究的 509 nm 单通倍频激光器。采用基于 MgO:PPLN 晶体的单通倍频技术获得了 2.03 W 单频、低噪声 509 nm 激光。通过理论拟合分析了倍频效率饱和的原因；详细描述了 509 nm 绿光激光器的线宽以及相对强度噪声；并对后续的功率提升以及激光器性能的改善提出了展望。

第四章主要介绍了瓦量级随机拉曼光纤激光器单通倍频研究。首先介绍了随机拉曼光纤激光器的工作原理及其优势。然后探究了泵浦方式以及光栅宽带对倍频实验的影响。最后展示了基于 PPSLT 晶体的后向泵浦随机拉曼光纤激光器单通倍频结果，当基频光功率为 10.1 W 时，获得了 1.09 W 的 589 nm 的黄光输出，倍频效率约为 10.79%。

第五章主要介绍了多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频的探究性实验，首次将多纵模拉曼光纤激光器与谐振倍频相结合。详细介绍了多纵模谐振倍频原理、谐振腔设计的理论依据及搭建方法。然后分别展示了多纵模拉曼光纤激光器部分耦合倍频及内腔倍频实验结果。

第六章对本文进行总结，指出不足，并对下一步工作进行展望。

第2章 倍频理论及非线性倍频晶体

可见光波段的激光难以直接从增益介质中获得，这些波长的激光可以通过倍频或多个波长的和频等非线性过程得到，其中，激光倍频技术是实现激光波长从红外向可见光波段扩展中最常用、最典型的手段。本章主要介绍了激光倍频技术的基本原理以及倍频晶体的性质。

2.1 二次谐波产生理论基础

第一次观察到倍频效应是在1961年，Franken等人将694.3 nm的红宝石激光束入射到石英片上，发现在出射光束中除了694.3 nm波长的光外，还存在着347.2 nm波长的光，正好是入射光束波长的一半^[34]。线性光学已经无法解释这个现象了，这个实验预示着非线性光学研究的开始。非线性光学现象是指对外界电磁场响应并不是外界电磁场振幅的线性函数的光学现象。

当一束强度很高的光束入射到特定的电介质上时，介质中的电极化强度表达式中需要加入非线性项，可写为^[35]：

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL} \quad (2.1)$$

其中 ε_0 为介电常数； $\chi^{(1)}$ 、 $\chi^{(n)}$ 分别为介质的线性极化率和n阶非线性极化率。

光在介质中传播时遵循麦克斯韦方程组：

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.5)$$

其中， $\vec{D}$ 为电位移矢量， $\vec{B}$ 为磁感应强度， $\vec{E}$ 是电场强度， $\vec{H}$ 是磁场强度。

对于理想的非磁电介质，相关的物质方程可写为：

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.7)$$

$$\rho = 0 \quad (2.8)$$

$$\vec{j} = \sigma E = 0 \quad (2.9)$$

其中 μ_0 是磁导率, ρ 是自由电荷密度, $\vec{j}$ 是自由电流密度。

对公式 (2.4) 左右两均取旋度, 并将公式 (2.5) - (2.7) 代入可得:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

利用变换法则 $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$, 波为平面波且为横电场时 $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, 将

公式 (2.10) 变换为

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

根据 (2.1) 式, 我们将电极化强度 $\vec{P}$ 表达成 $\vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL}$, 并用介质介电常数 $\epsilon^{(1)}$

代替 $1 + \chi^{(1)}$, 代入公式 (2.11) 就可以得到非线性波动方程:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon^{(1)} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

假定所有的光波均沿着 z 方向传播, 那么介质的总电场以及相应的电极化强度可以表示为:

$$\vec{E}(z, t) = \sum_n \vec{E}_n(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n (\vec{E}_n(z) e^{ik_n z - i\omega_n t} + c.c) \quad (2.13)$$

$$\vec{P}^{NL}(z, t) = \sum_n \vec{P}^{NL}(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n (\vec{P}^{NL}(z) e^{ik_n z - i\omega_n t} + c.c) \quad (2.14)$$

利用慢变振幅近似, 并将公式 (2.13)、(2.14) 代入 (2.12) 可将非线性波动方程简化为如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{E}_n = \frac{i\omega_n}{2\epsilon_0 c n} \vec{P}^{NL} e^{i\Delta k z} \quad (2.15)$$

其中 $\Delta k = k'_n - k_n$ 。

下面考虑三光波相互作用时电极化强度的表达式, 假设这三个光波均沿 z 轴

传播并且是单色平面波，垂直入射到介质上，其频率分别为 ω_1 , ω_2 , ω_3 ，且满足 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 。忽略三阶及三阶以上的非线性效应，根据式 (2.1) 可将 $\overrightarrow{p^{NL}}$ 写成如下形式：

$$\begin{aligned}\overrightarrow{p^{(2)}(\omega_1)} &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(-\omega_1:\omega_2,-\omega_2):\overrightarrow{E_3}\overrightarrow{E_2^*} \\ \overrightarrow{p^{(2)}(\omega_2)} &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(-\omega_2:\omega_3,-\omega_1):\overrightarrow{E_3}\overrightarrow{E_1^*} \\ \overrightarrow{p^{(2)}(\omega_3)} &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(-\omega_3:\omega_1,\omega_2):\overrightarrow{E_1}\overrightarrow{E_2}\end{aligned}\quad (2.16)$$

将公式 (2.16) 代入 (2.15) 且不考虑吸收可得：

$$\begin{aligned}\frac{d\overrightarrow{E_1(z)}}{dz} &= \frac{i\omega_1}{cn_1}\chi^{(2)}(-\omega_1:\omega_3,-\omega_2):\overrightarrow{E_3(z)}\overrightarrow{E_2^*(z)}e^{i\Delta kz} \\ \frac{d\overrightarrow{E_2(z)}}{dz} &= \frac{i\omega_2}{cn_2}\chi^{(2)}(-\omega_1:\omega_2,-\omega_2):\overrightarrow{E_3(z)}\overrightarrow{E_1^*(z)}e^{i\Delta kz} \\ \frac{d\overrightarrow{E_3(z)}}{dz} &= \frac{i\omega_3}{cn_3}\chi^{(2)}(-\omega_3:\omega_1,\omega_2):\overrightarrow{E_1(z)}\overrightarrow{E_2(z)}e^{-i\Delta kz}\end{aligned}\quad (2.17)$$

其中简并因子 $D = \frac{n!}{n_1!n_2!}$ 为 2，式 (2.17) 展示了三光波耦合时，这三个波光各自的光电场随传播距离的变化关系。因为三个光波均沿着 z 方向传播，相位失配因子 Δk 可表示为 $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ 。引入电场偏振方向的单位矢量可将式 (2.17) 改写为标量形式：

$$\begin{aligned}\frac{dE_1(z)}{dz} &= \frac{i\omega_1}{cn_1}\chi^{(2)}(-\omega_2:\omega_3,-\omega_1):E_3(z)E_2^*(z)e^{i\Delta kz} \\ \frac{dE_2(z)}{dz} &= \frac{i\omega_2}{cn_2}\chi^{(2)}(-\omega_2:\omega_3,-\omega_1):E_3(z)E_1^*(z)e^{i\Delta kz} \\ \frac{dE_3(z)}{dz} &= \frac{i\omega_3}{cn_3}\chi^{(2)}(-\omega_3:\omega_1,\omega_2):E_1(z)E_2(z)e^{-i\Delta kz}\end{aligned}\quad (2.18)$$

图 2.1 为二次谐波产生示意图，倍频是三光波相互作用的特殊情况：即 $\omega_1 = \omega_2$ ，其过程可以描述为：当频率为 ω_1 的光波入射到非线性介质上时，产生频率为 $2\omega_1$ 的二次谐波。具体可分为两种情况，一种是基频光消耗可忽略即小信号近似，一

种是基频光消耗需考虑即大信号情况。

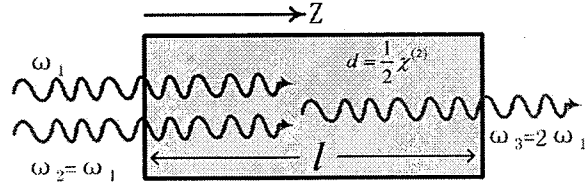


图 2.1 二次谐波产生示意图

首先考虑小信号近似时的情况，根据式 (2.18) 写出耦合波方程：

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = \frac{i\omega_3}{cn_3} \chi^{(2)} E_1^2 e^{-i\Delta kz} \quad (2.20)$$

其中 $\Delta k = k_3 - 2k_1$ ， $\omega_3 = 2\omega_1$ 。假设作用长度为 l ，利用初始条件为 $E_3(0) = 0$ 将式

(2.20) 积分可得倍频光光强 I_3 表达式：

$$I_3 = \frac{8\omega_1^2 (\chi^{(2)})^2 I_1^2 l^2}{c^3 n_1^2 n_3 \epsilon_0} \cdot \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2} \quad (2.21)$$

引入倍频系数 $d = \frac{1}{2} \chi^{(2)}$ ，将式 (2.21) 改写为：

$$I_3 = \frac{8\omega_1^2 d^2 I_1^2 l^2}{c^3 n_1^2 n_3 \epsilon_0} \cdot \sin^2(\Delta k l / 2) \quad (2.22)$$

转换效率 η 可写为：

$$\eta = \frac{P_3}{P_1} = \frac{8\omega_1^2 d^2 l^2}{c^3 n_1^2 n_3 \epsilon_0} \cdot \frac{P_1}{A} \cdot \sin^2(\Delta k l / 2) \quad (2.23)$$

其中 A 为基频光束的横截面积。从式 (2.22) (2.23) 中可知：

- (1) 倍频光光强 I_3 与基频光光强 I_1 成正比；
- (2) 转换效率 η 与基频光功率密度 P_1 / A 成正比；
- (3) 转换效率 η 与倍频系数 d 有关，可以选择不同的偏振来优化转换效率；
- (4) 当相位失配因子 $\Delta k \neq 0$ 时，转换效率 η 并不是随着作用长度 l 的增加而一直

增加，而是呈周期性变化，当 $L_c \cdot \Delta k = \pi$ 时取得极大值，将 L_c 称为相干长度。只有满足相位匹配条件即 $\Delta k=0$ 时，转换效率 η 才与作用长度 l 成正比。

当相位匹配条件满足时，倍频效率很高，此时基频光的消耗无法忽略，我们定义新的场变量 A_i ：

$$A_i = \sqrt{\frac{n_i}{\omega_i}} E_i, i=1,2,3 \quad (2.24)$$

假设满足相位匹配条件，并引入耦合参量 $K = d \sqrt{\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right) \frac{\omega_1^2 \omega_3}{n_1^2 n_3}}$ ，此时的耦合波方程可写为：

$$\begin{aligned} \frac{dA_1(z)}{dz} &= 2iK'A_3(z)A_1^*(z) \\ \frac{dA_3(z)}{dz} &= iK'A_1^2(z) \end{aligned} \quad (2.25)$$

利用初始条件 $A_3(0)=0, A_1(0) \neq 0$ ，可得基频光与倍频光的场变量如下：

$$\begin{aligned} |A_1(z)| &= |A_1(0)| \operatorname{sech}(z/L_{SHG}) \\ |A_3(z)| &= \frac{|A_1(0)|}{\sqrt{2}} \tanh(z/L_{SHG}) \end{aligned} \quad (2.26)$$

其中 z 为晶体长度， $L_{SHG} = [\sqrt{2}K|A_1(0)|]^{-1}$ 为有效倍频长度。

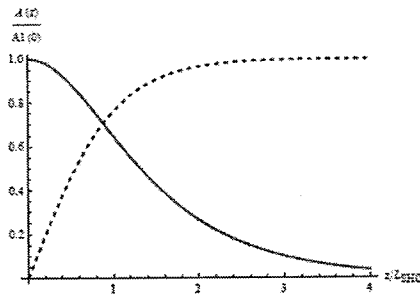


图 2.2 相位匹配条件下，场变量 $|A_1(z)|$ （红色线）和 $|A_3(z)|$ （蓝色线）的变化情况

图 2.2 展示了相位匹配条件满足时场变量 $|A_1(z)|$ 和 $|A_3(z)|$ 的变化情况，理论上，当 z/L_{SHG} 趋近于无穷大时， $|A_3(z)|$ 趋近于 $|A_1(0)|/\sqrt{2}$ ，即基频光全部转换

成倍频光。从图 2.2 中可以看出倍频光 $|A_3(z)|$ 存在一个饱和的现象，当晶体长度达到有效倍频长度的两倍时， $|A_3(z)|$ 已经趋近于 $|A_1(0)|/\sqrt{2}$ ，所以在实际运用时只要选取适当长度的倍频晶体就可以获得相当高的转换效率了。

2.2 相位匹配技术

从公式 (2.23) 中可知，如果不满足相位匹配条件，倍频效率会显著下降，在倍频过程中满足相位匹配条件也就是满足：

$$\Delta k = k_3 - 2k_1 = \frac{2\omega_1}{c}(n_3 - n_1) = 0 \quad (2.27)$$

相匹配条件要求 $n_1(\omega) = n_3(2\omega)$ ，因此材料中存在色散效应，使得 $n_1 \neq n_3$ 。因此要采取一些特殊的技术才能满足相位匹配条件，目前常用的方法是双折射相配匹配和准相位匹配，其中双折射相配匹配包括角度相位匹配和温度相位匹配。

2.2.1 双折射相位匹配

绝大多数的单轴或双轴晶体都存在双折射现象（除立方晶系）。我们可以利用晶体的双折射特性来补偿其色散特性从而满足相位匹配条件^[36, 37]。晶体光轴与入射光波矢组成的平面称为主平面，偏振垂直于主平面的光称为寻常光（o 光），对应的折射率为 n_o ；偏振在主平面内的光称为非常光（e 光），对应的折射率满足以下公式

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (2.28)$$

其中 n_e 为 θ 为 90° 时的折射率。

以负单轴晶体（ $n_o > n_e$ ）为例解释角度相位匹配：负单轴晶体可以实现 I 类角度相位匹配 $o + o \rightarrow e$ ，此时的折射率满足 $n_o(\omega) = n_e(\theta_m, 2\omega)$ ，图 2.3 (a) 是负单轴晶体 I 类角度相位匹配示意图；也可以实现 II 类角度相位匹配 $o + e \rightarrow e$ ，此时的折射率满足 $\frac{1}{2}(n_o(\omega) + n_e(\theta_m, \omega)) = n_e(\theta_m, 2\omega)$ ，图 2.3 (b) 是负单轴晶体 II 类角度相位匹配示意图，其中 θ_m 为相位匹配角。分别将 I 类、II 类相位匹配折射

率条件代入公式 (2.28) 分别可以求得 I 类、II 类的相位匹配角:

$$\sin^2 \theta_m^I = \frac{n_o^2(\omega) - n_o^2(2\omega)}{n_e^2(2\omega) - n_o^2(2\omega)} \quad (2.29)$$

$$\left[\frac{\cos^2 \theta_m^{II}}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2 \theta_m^{II}}{n_e^2(2\omega)} \right]^{-1/2} = \left\{ n_o(\omega) + \left[\frac{\cos^2 \theta_m^{II}}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2 \theta_m^{II}}{n_e^2(\omega)} \right]^{-1/2} \right\} \quad (2.30)$$

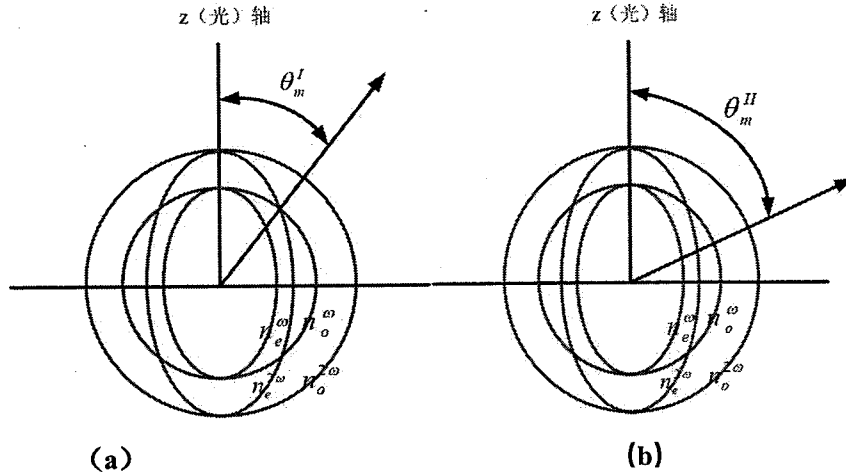


图 2.3 (a) 负单轴晶体 I 类角度相位匹配示意图 (b) 负单轴晶体 II 类角度相位匹配示意图

只有光在双折射晶体中沿着光轴或是垂直光轴传播时, e 光的波矢才与能流方向相同。除了以上两种情况, e 光的波矢和能流方向不在同一方向。也就是说, 在传播过程中, o 光和 e 光会逐渐分开, 如图 2.4 所示。在负单轴晶体 I 类角度相位匹配中, 基频光为 o 光, 倍频光为 e 光, 随着光束的传播, 两束光会在空间上由重叠变为分散, 大大降低倍频效率。o 光和 e 光分开的角度被称为走离角 α , 其表达式为^[35]:

$$\tan \alpha = 1/2n_o^2(\omega) \left[1/n_e^2(2\omega) - 1/n_o^2(2\omega) \right] \sin^2 2\theta_m^I \quad (2.31)$$

为了消除走离角 α 对倍频效率的影响, 从式 (2.31) 可知, 只有当相位匹配角为 90° 时, 走离角才为 0。我们可以采取温度相位匹配使得一些晶体满足上述条件。对于具有正色散特性的负单轴晶体, 如果它恰好具备负双折射温度特性, 即:

$$\frac{\partial [n_o(2\omega) - n_o(\omega)]}{\partial T} > 0$$

$$\frac{\partial [n_o(2\omega) - n_e(\omega)]}{\partial T} < 0 \quad (2.32)$$

那么我们可以调节晶体温度使得基频光折射率曲面与倍频光折射率曲面相切，在 90° 时满足相位匹配条件 ($n_e(2\omega) = n_o(\omega)$)，图 2.5 就是负单轴晶体温度相位匹配示意图。温度相位匹配也被称为临界相位匹配，相应的上文所说的角度相位匹配也称非临界相位匹配。温度相位匹配不受走离角的限制，但是受限于其对晶体性能的特殊要求，只有少数晶体可以实现温度相位匹配。

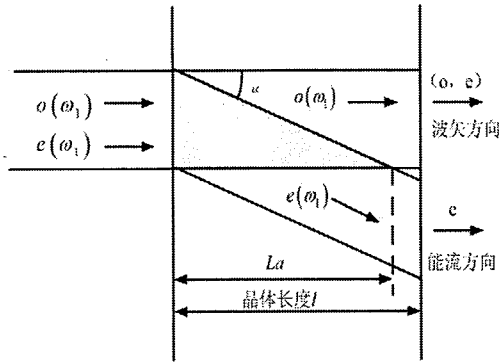


图 2.4 o 光和 e 光走离示意图

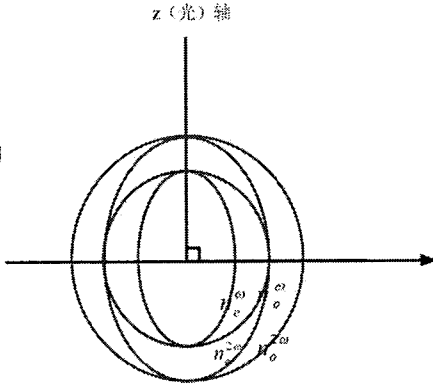


图 2.5 负单轴晶体温度相位匹配示意图

2.2.2 准相位匹配

在双折射相位匹配中，还存在着很多缺点：可以实现匹配的波长范围有限；可以实现匹配的晶体种类有限；角度相位匹配中因走离效应的存在使得能利用的晶体有效长度有限；不能利用非线性张量元中的较大者。早在 1962 年，N.Bloembergen 等人^[38]就提出了准相位匹配的概念 (QPM)：利用非线性极化率的周期性改变来提高转换效率。

从公式 (2.23) 中可知转换效率 η 与 $\sin^2(\Delta k l/2)$ 成正比。当相位匹配条件满足即 $\Delta k=0$ 时，转换效率 η 与作用长度 l 成正比，如图 2.6(a) 曲线所示。当 $\Delta k \neq 0$ 时，转换效率随 η 作用长度 l 呈周期性变化，在第一个相干长度 L_c 内，基频光能量流向倍频光，在第二个相干长度 L_c 内，倍频光能量流向基频光，如此循环，如图 2.6 (b) 曲线所示。如果可以在 A 点、B 点增加一个负的相位，就可以在每个相干长度内都使得能量从基频光流向倍频光，如图 2.6 (c) 曲线所示，就实现最大功率倍频光输出，这就是准相位匹配。

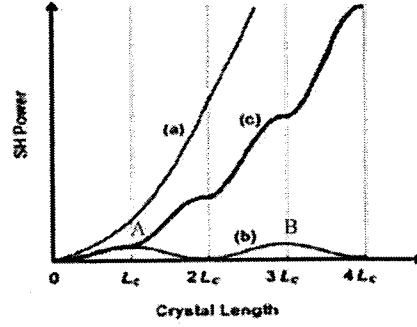


图 2.6 相位匹配 (a)、相位失配 (b)、准相位匹配 (c) 原理示意图

准相位匹配允许存在一定的相配失配量，即 $\Delta k = k_3 - 2k_1 \neq 0$ ，这个相位失配由晶体的倒格矢 $2\pi/\Lambda$ 来补偿，即 $\Delta kQ = k_3 - 2k_1 - 2\pi/\Lambda = 0$ 。晶体倒格矢通过周期性的调制晶体铁电畴的自发极化方向来实现，如图 2.7 所示，通过这种方式就可以在 A 点、B 点增加一个负的相位。



图 2.7 QPM 极化示意图

准相位匹配具有双折射相位匹配无法比拟的优点，它可以实现任意波长的匹配；可以实现同偏振的相位匹配，利用非线性张量元的最大者，例如 LN 晶体，其非线性张量 $d_{33} > d_{31}$ ，双折射相位匹配只能用到 d_{31} ，但是准相位匹配可以实现 $e+e \rightarrow e$ 的匹配，利用其非线性张量元的最大者 d_{33} 来实现更效率的倍频输出。

2.3 聚焦高斯光束倍频理论

在之前的推导中，我们把光束都当成平面波来处理。但是激光束是高斯光束，为了提高倍频效率，一般需要将光束聚焦后再入射到倍频晶体上。1968 年，Boyd 和 Kleinman 等人^[39]就引入了倍频效率因子定量的考虑聚焦对倍频效率的影响。倍频光功率 P_3 可以由归一化转换效率 E_{nl} 与基频光功率平方 P_1^2 的乘积来表示：

$$P_3 = E_{nl} P_1^2 \quad (2.33)$$

$$E_{nl} = \frac{16\pi^2 d_{eff}^2 l}{\epsilon_0 c \lambda_1^3 n_1 n_3} e^{-\alpha l} h(\kappa, \sigma, \xi, B, \mu) \quad (2.34)$$

其中 d_{eff} 为有效倍频系数, l 为晶体长度, α' 为吸收系数, $h(\kappa, \sigma, \xi, B, \mu)$ 为倍频效率因子, 可以表示为:

$$h(\kappa, \sigma, \xi, B, \mu) = \frac{e^{u\alpha l}}{4\xi} \iint_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1-\mu)} d\tau d\tau' \frac{\exp\left[-\kappa(\tau+\tau') + i\sigma(\tau-\tau') - (B^2/\xi)(\tau-\tau')^2\right]}{(1+i\tau)(1-i\tau')} \quad (2.35)$$

倍频效率因子 $h(\kappa, \sigma, \xi, B, \mu)$ 的引入是为了考虑聚焦对倍频效率的影响。其中, κ 为吸收因子, 为了简化, 在实际中忽略晶体对基频光及倍频光的吸收, 即取 $\kappa=0$; σ 为相位失配量, 可以通过一定的方式满足相位匹配条件使得 $\sigma=0$; μ 是 高斯光束束腰在晶体中的位置, 一般将束腰放置在晶体中心, 因此 μ 也可以取 0; 聚焦参量 ξ 可以表示为 $\xi=l/b$, 其中 b 为高斯光束共焦参数, 为高斯光束束腰半径 w_0^2 与基频光波矢 k_1 的乘积; $B=\rho(n_1\pi l/2\lambda_1)^{1/2}$ 是与走离角 ρ 有关的走离参数。倍频效率因子经过以上简化后仅与聚焦参量 ξ 、共焦参数 b 有关, 即 $h_m(\xi, B)$ 。当双折射走离参数 B 不同时, 相应的存在不同的聚焦参量 ξ 使得倍频效率因子取得极大值 $h_{mm}(B)$ 。

图 2.8 是不同双折射参数 B 情况下, 最佳聚焦参量 $\xi_m(B)$ 的情况, 从图中可知, 随着 B 值的增加, 最佳聚焦参量 $\xi_m(B)$ 成下降趋势, 其取值固定在 1.392-2.84 范围内。因此只要知道了晶体的双折射走离角, 就可以计算出其最佳聚焦参量 $\xi_m(B)$, 从而得出晶体内的最佳光斑半径。

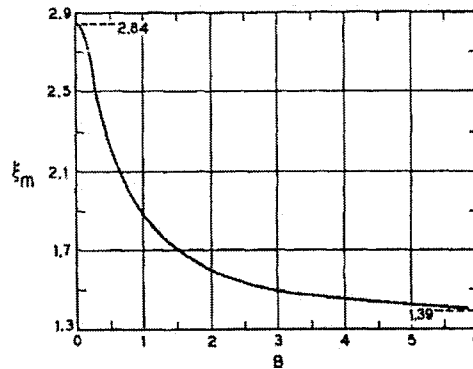


图 2.8 最佳聚焦参量 $\xi_m(B)$ 随双折射参数 B 的变化曲线

2.4 常见非线性倍频晶体

按相位匹配方式可以将非线性倍频晶体分为两类：双折射匹配晶体以及准相位匹配晶体。下面就这两类晶体做一个简单的介绍。

2.4.1 双折射相位匹配晶体

大部分单轴晶体和双轴晶体都具有双折射特性（立方晶系除外），我们可以将晶体的双折射特性和色散特性相结合来实现相位匹配，从而实现频率转换。目前被广泛使用的该类晶体有三硼酸钡 LiB_3O_5 (LBO)、偏硼酸钡 $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO)、磷酸钛氧钾 KTiOPO_4 (KTP) 晶体等等,其主要参数如表 1.1 所示^[40, 41]。

LBO 是由中国科学院福建物质结构研究所 (FIRSM, CAS) 研发的性能优良的非线性光学晶体。LBO 晶体的通光透明范围为 160 nm 至 2600 nm，相位匹配范围为 551 nm-2600 nm；光学均匀性高 ($\delta n \approx 10^{-6}/\text{cm}$)；非线性系数较低，约为 0.9 pm/V；具有较高的损伤阈值 $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ （该值对应 10 ns 脉冲宽度、10 Hz 重复频率的 1064 nm 的脉冲光）；接收角度可达 $6.54 \text{ mrad}\cdot\text{cm}$ 且走离角仅有 0.60° 。LBO 晶体的以上优点使其成为高功率近红外倍频的理想选择。

BBO 晶体同样也是福建物构所研发的一款非线性晶体。其通光透明范围为 190 nm 至 3500 nm，可以实现 409.6 nm 到 3500 nm 范围内的相位匹配，是目前最常用的输出紫外激光的非线性晶体。LBO 晶体相比，BBO 晶体的非线性系数约为前者的 2 倍，但是其损伤阈值约为前者的一半，接受角度较小且走离角较大，因此在使用时不建议对基频光过分聚焦，以免造成倍频效率的下降。

KTP 晶体通光透明范围为 350 nm 至 4500 nm，可以实现 497 nm 到 1800 nm 范围内的相位匹配。相比 LBO、BBO 晶体，KTP 晶体的非线性系数 (3.3 pm/V) 最高，接收角度以及走离角与 LBO 晶体相当，其损伤阈值 ($0.5 \text{ GW}/\text{cm}^2$) 约为 LBO 晶体的一半。而且，KTP 晶体的化学性能、机械性能稳定，在空气中不宜潮解。

表 1.1 常见双折射相位匹配晶体性能参数

名称	通光范围 (nm)	非线性系数 (pm/V)	损伤阈值 (10ns)	接收角度 (mrad·cm)	走离角	潮解性
LBO	160-2600	$d_{\text{eff}}=0.9$	1 GW/cm ²	6.54	0.6	轻微潮解
BBO	190-3500	$d_{\text{eff}}=1.94$	0.5 GW/cm ²	0.8	2.7	轻微潮解
KTP	350-4500	$d_{24}=3.3$	0.5 GW/cm ²	14.2	0.55	不宜潮解

2.4.2 准相位匹配晶体

周期极化晶体可实现准相位匹配,目前常见的用于制作周期极化晶体的材料有:铌酸锂(LiNbO₃)、磷酸钛氧钾(KTP)、钽酸锂(LiTaO₃)等等。下面分别介绍几种被广泛使用的周期极化晶体的性能,其各自性能参数如表 1.2 所示^[42]:

PPLN 晶体是目前制作工艺最成熟、市面上最常见的周期极化晶体。它具有很多其他晶体无法比拟的优点。PPLN 晶体有效非线性系数(d_{eff})约为 16 pm/V,因此它的倍频转换效率很高。PPLN 晶体透射光谱范围很宽,在 400 nm - 4500 nm 范围内高度透明,对于 400 nm 以下和 4500 nm 以上的范围,只要能克服材料损失,PPLN 晶体仍然可以用于倍频或光学参量产生过程^[43, 44]。同时,PPLN 晶体化学性能稳定,在空气中不易潮解。然而 PPLN 晶体具有抗损伤阈值低、对热效应敏感、矫顽电场过高等缺点,限制了其在室温下实现高功率输出。人们通过在铌酸锂晶体中添加 5%的氧化镁(MgO:PPLN)来提高其性能。MgO:PPLN 晶体可以在保持有效非线性系数不变的情况下,显著提高晶体的光折变损伤阈值。与 PPLN 晶体相比,它可以在更低的温度下工作。因此 MgO:PPLN 晶体在中低功率近红外激光倍频领域具有巨大的应用前景。

PPKTP 晶体通光光谱范围约为 350 nm - 4300 nm,化学性质稳定,在空气中不易潮解。同时具有较高的损伤阈值^[45],其折射率变化对温度不敏感且在室温下没有明显的光折变效应,因此非常适用于在室温下工作。相比 PPLN 晶体,其矫顽电场相对较小,所以非常容易实现大孔径、大厚度的 PPKTP 晶体的制备,适用于高功率光学参量产生过程。但是 PPKTP 晶体也存在着一些不容忽视的缺点:其室温下长期稳定性较差,长时间高功率工作后会出现灰迹现象,不仅影响转换效率还会损伤晶体。PPKTP 晶体长期工作在 150°以上可以避免灰迹现象,但是实现如此高温度的精准温控也是一大难题。

相较于 PPLN 晶体, PPLT 晶体损伤阈值较高, 同时 PPLT 晶体折射率变化对温度不敏感, 热稳定性好。同 PPLN 晶体类似, 其矫顽电场高, 在制作时需要很高的极化电压, 因此难以获得大块的 PPLT 晶体, 而且其有效倍频系数相对较低, 因此难以获得高功率输出。

相比普通的钽酸锂晶体, 化学计量比钽酸锂 (PPSLT) 晶体在透光范围、矫顽电场、非线性转换系数、热导率等方面都更具优势: 透光光谱范围下限扩大到了 260 nm; 矫顽电场不到前者的 1/10, 在极化时所需电压较小, 因此更获得大尺寸 PPSLT 晶体; 其非线性转换系数是 PPLT 晶体的 1.3 倍^[46]; 其损伤阈值比前者高一倍。这些优势都使得 PPSLT 晶体在高功率输出时更具优势。

表 1.2 常见周期极化晶体性能参数

名称	通光范围 (nm)	d_{eff} (pm/V)	损伤阈值 (GW/cm^2)	矫顽电场 kV/mm
PPLN	400-5500	16	0.27	21
PPKTP	350-4500	10.7	0.5	2
PPLT	280-4500	~ 9	0.58	21
PPSLT	260-4500	~ 9	1.1	1.4

2.5 本章小结

本章主要介绍了倍频理论以及非线性倍频晶体。从耦合波方程出发, 从理论上分别解释了小信号、大信号情况下的倍频过程; 介绍了常用的相位匹配方式; 阐述了聚焦高斯光束倍频的理论模型; 并对各类非线性倍频晶体的特性进行了介绍。

第3章 1018 nm 光纤激光倍频的单频低噪声绿光激光器研究

研制了一台可用于铯原子里德堡态研究的单频、低噪声单通倍频 509 nm 激光器,基频光源为基于外腔半导体种子源的保偏掺镱光纤放大器(YDFA),其在 1018 nm 处产生 10.8 W 的激光,光学转换效率约为 21%。使用 25 mm 长 MgO:PPLN 晶体实现了 2.03 W 的 509 nm 绿光输出,光光转换效率约为 20.2%。下文详细描述了 509 nm 绿光激光器的各项性能包括激光线宽和相对强度噪声(RIN)等。据我们所知,这是迄今为止文献报道中最高功率的连续波单频 509 nm 激光器。

3.1 509 nm 激光器的应用

509 nm 正好对应铯原子 $6P_{3/2}(F'=5) \rightarrow nD (n=39-55)$ 的超精细跃迁,可以用于制备铯原子的里德堡态^[31,32]。里德堡原子是指原子的一种状态,其原子中的一个电子被激发到主量子数较高的轨道上。里德堡原子的很多特性使其在众多领域都有应用:里德堡原子相互作用强的特点使其在光与原子相互作用、原子与原子相互作用等领域大放异彩,在量子信息^[47]和精密测量领域中也具有潜在应用;里德堡原子具有较大的电偶极矩以及较大的态间跃迁偶极矩,使其对外界电场的微小变化很敏感,可以用于静电场及微波电场的测量^[48-50];里德堡原子较长的辐射寿命可以实现精密光谱测量^[51]。

早期主要通过电子碰撞和电荷交换方法来制备里德堡原子,随着激光器的问世,光激发逐渐取代电子碰撞和电荷交换技术成为里德堡态原子制备的主流方法。利用 509 nm 以及 852 nm 双光子激发可以得到铯原子的里德堡态,如图 3.1 所示。相应的,除了制备铯原子里德堡态,509 nm 激光器也可以通过电磁诱导透明(EIT)效应无损探测铯原子里德堡态^[32]。

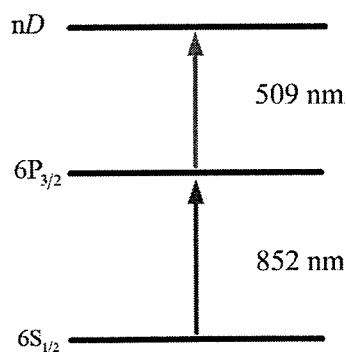


图 3.1 双光子激发铯原子里德堡态

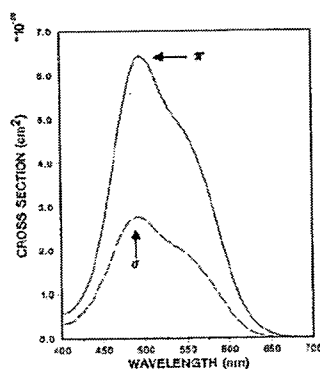


图 3.2 钛宝石晶体的吸收光谱

509 nm 激光器的另一个重要应用是泵浦钛宝石激光器^[52], 钛宝石激光器可以输出 600 nm 至 1100 nm 光谱范围内的激光。宽发射带能够产生非常短的脉冲, 因此钛宝石激光器在生物光子学成像^[53], 光谱学^[54]或材料加工^[55]等领域均有运用。图 3.2 为钛宝石晶体的吸收谱线图, 钛宝石晶体跃迁产生宽约 250 nm 吸收光谱, 在 490 nm 和 560 nm 处各有一个吸收峰。目前大多使用 532 nm 的绿光来泵浦钛宝石激光器, 因为 532 nm 的激光更容易获得。但是, 509 nm 激光比 532 nm 更接近钛宝石的吸收峰, 因此可以获得更高的泵浦效率。

因此, 瓦量级的 509 nm 激光在基础研究中许多重要运用, 开展对单频 509 nm 激光器的研究是十分有必要的。

3.2 509 nm 激光器研究现状

由于缺乏固态增益介质可以直接输出 509 nm 的激光, 一般通过近红外波段激光进行非线性频率转换来弥补这一空白。在连续波方案中, 最常见的方法是在固态激光器腔内倍频实现二次谐波输出。这种方法可以利用激光腔内的高功率来获得数十瓦量级的 532 nm 绿光^[56], 但是固体增益介质的窄发射带宽限制了它的

输出波长范围。幸运的是,光纤激光器可以在近红外波段内实现大范围的调谐,同时还具有高功率、高光束质量等优点^[5],因此它逐渐取代固体激光器成为新一代的高效倍频光源。在光纤激光器中实现腔内倍频需要在光纤腔内加入额外的倍频晶体以及与之对应的空间耦合透镜组,使得谐振腔损耗较高,所以腔内倍频方案不再适用于光纤激光器^[12]。在光纤激光器中一般使用外部谐振增强腔来获得高功率倍频输出^[17]。2017年,山西大学李刚等人^[19]通过环形谐振腔从1.58 W 1018 nm 激光中获得1.12 W 的倍频光输出,光光转化效率为71.5%,并通过主动伺服系统将激光器的一小时功率稳定性控制在 $\pm 0.5\%$ 以内。然而谐振倍频具有一些不可避免的缺点,比如必须对谐振腔的长度进行主动控制以确保其始终满足谐振条件,随之而来的是复杂的结构和高昂的成本。

除了外腔谐振倍频以外,腔外单次通过周期极化非线性晶体也可以实现非线性频率转换,其结构简单紧凑且成本低廉。周期极化晶体采用的是准相位匹配,相较于双折射相位匹配,它可以实现任意波长输出,同时可以利用晶体中最大的非线性张量元,从而获得高转换效率^[57]。而且其制造技术十分成熟、成本低廉,是低功率可见光波段激光器的理想选择。2015年,Tawfieg 等人^[52]利用978 nm 以及1063 nm 的分布布拉格反射(DBR)半导体激光器通过双波长混合单通和频在MgO:PPLN晶体中实现了1.73 W 的509 nm 绿光输出,相应的光光转换效率为12.1%,二次谐波光束质量因子为1.1。

3.3 倍频实验

3.3.1 实验装置

实验装置如图3.3所示,由单频种子源、光纤放大器和单通倍频模块组成。单频种子源是littrow结构^[58]的外腔半导体激光器,最大输出功率为20 mW,线宽为5 kHz。种子源接入自制的保偏光纤放大器后^[59]最终获得了10.8 W 的1018 nm 输出,增益光纤为掺镱双包层保偏光纤,其纤芯直径为10 μm ($\text{NA}=0.075$),包层直径为125 μm 。得益于其全保偏结构,输出光为线偏振,测得的偏振消光比为18 dB。

1018 nm 光纤放大器输出依此经准直头(Collimator)、隔离器(Isolator)后垂直入射到倍频晶体上。倍频晶体是由HC Photonics公司制造的MgO:PPLN晶

体,晶体长度为 25 mm,其端面镀有 509 nm、1018 nm 的增透膜(反射率 $R < 0.2\%$)。倍频晶体放在自制的控温炉中,该控温炉的控制精度为 0.01°C ,使得晶体温度始终保持在最佳相位匹配温度,以此来获得稳定的倍频输出。采用半波片(HWP)使得入射光偏振方向平行于晶体的极化方向。采用分光镜(dichroic mirror)分离入射光和产生的倍频绿光,分光镜在 509 nm 处高透($T > 95\%$)并且在 1018 nm 处高反($R > 99.9\%$)。根据 Boyd 和 Kleinman^[39]所描述的最佳聚焦条件,共焦参数 b 约为晶体长度 L_c 的三分之一,具体而言:

$$b \approx L_c/2.84 = 2n_l\pi\omega_0^2/\lambda_l \quad (3.1)$$

其中 n_l , λ_l , ω_0 分别为倍频晶体折射率,基频光波长以及倍频晶体中的光斑半径。根据计算,25 mm 长 MgO:PPLN 晶体中心的最佳光斑半径为 $25.76\ \mu\text{m}$ 。为了避免因光功率密度太大导致的 MgO:PPLN 晶体损伤,我们适度的放宽了晶体的聚焦条件,实际实验中晶体内部的光斑半径被扩大到了 $40\ \mu\text{m}$,对应的共焦参数为 1.36。L1 为焦距为 60 mm 的平凸透镜,通过 L1 聚焦使得基频光满足上述聚焦条件。

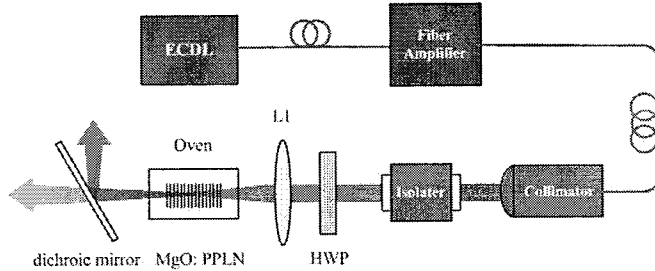


图 3.3 实验装置示意图

3.3.2 实验结果和讨论

首先测量了 1018 nm 光纤放大器的性能。图 3.4 为输出 1018 nm 功率随二极管泵浦功率的变化情况。当二极管泵浦功率达到 51.4 W 时,输出 1018 nm 功率为 10.8 W,光光转换效率约为 21%。该转换效率低于普通的掺镱光纤放大器,因为我们使用了尽可能短的增益光纤来防止自发辐射现象的出现。对于工作在镜增益谱线末端的光纤放大器而言,1030 nm-1060 nm 的自发辐射现象是限制其功率的主要因素^[60]。

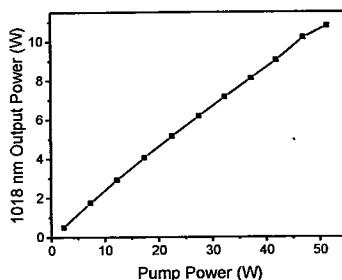


图 3.4 1018 nm 功率随二极管泵浦功率变化图

基频光的线宽是影响倍频效率的重要因素，同时它也决定了倍频光的线宽。图 3.5 展示了光纤放大器的瞬时频率波动功率谱密度（PSD）以及不同积分带宽下的线宽。该测量是通过基于 3×3 耦合器的非平衡迈克耳孙干涉仪的延时自外差技术完成的^[61]。频率波动 PSD 可以完整的表现光纤放大器噪声的频域分布特性。在图 3.5 中，频率波动 PSD 被 β -separation 线分为两个部分，因为这两部分的主导噪声对激光线型有截然不同的影响^[62]。在左侧区域，频率波动 PSD 高于 β -separation 线，这部分的噪声会影响激光线型的中心部分，从而直接影响激光的线宽。通过频率波动 PSD，可以计算不同积分时间下的线宽值。图 3.5 中的绿点表明线宽随着积分带宽下限的减小而增加，主要是因为该区域中闪烁噪声占主导优势。在右侧区域，频率波动 PSD 低于 β -separation 线，这一区域的主导噪声是白噪声，它只影响激光线型的两翼，所以对激光器线宽几乎没有影响。光纤激光器的最小洛伦兹线宽可以通过公式 πh_0 计算，其中 h_0 表示白噪声水平下的频率波动 PSD，从图 3.5 可知， h_0 约为 $6200 \text{ Hz}^2 / \text{Hz}$ ，因此光纤放大器线宽约为 20 kHz，从而我们推测倍频光线宽约为 40 kHz。

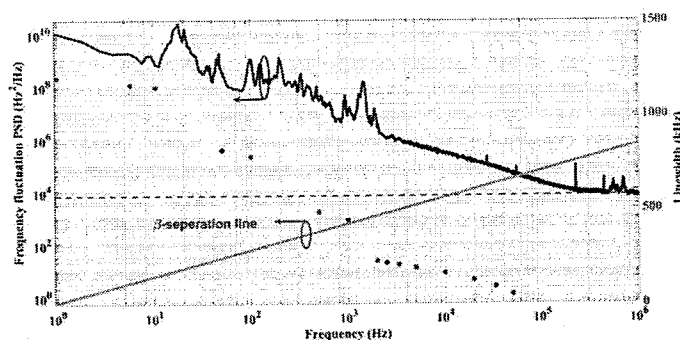


图 3.5 光纤放大器的瞬时频率波动功率谱密度（PSD）以及不同积分带宽下的线宽

基频光经聚焦后入射到 MgO:PPLN 晶体上, 晶体的温度以及聚焦透镜 L1 的位置都经过了仔细的调节使得输出的倍频光功率最高。图 3.6 是输出 509 nm 功率以及倍频效率随基频光功率变化情况。当基频光功率达到 10.04 W 时, 输出倍频功率为 2.03 W, 光光转换效率为 20.2 %。实际入射基频光功率略小于上文提到的 10.8 W, 这里的光损耗来自于光路中的隔离器、半波片以及透镜。图 3.6 中的两条实线是考虑了泵浦耗尽情况下倍频输出的功率、效率拟合曲线。假设基频光为平面波, 对于单通连续波倍频, 可以从耦合波方程出发定量求解二次谐波功率, 倍频功率 P_{SHG} 可由下面的公式给出^[63]:

$$P_{SHG} = P_{laser} \tanh^2 \left(\sqrt{\eta_{SHG} P_{laser}} \right) \quad (3.2)$$

其中 P_{laser} , η_{SHG} 分别表示入射基频光功率以及单通非线性转换效率。通过拟合可得单通非线性转换效率为 2.89 %/W。当基频光功率较低时, 509 nm 功率随基频光功率增长呈非线性变化, 理论计算与实验数据非常吻合。但是, 当基频光功率超过 8 W 后, 509 nm 输出功率和转换效率与理论预期相比都有一个显著下降, 509 nm 输出功率随基频光功率增长呈线性变化, 转换效率也开始出现饱和趋势, 这个情况可以用光子吸收来解释^[25, 64, 65]。由于晶体对基频光、倍频光的线性吸收以及双光子吸收, 使得晶体中出现不均匀的温度分布, 相位匹配条件劣化从而影响倍频效率。后续可以通过优化控温炉的设计来改善晶体的热管理, 从而获得更高的倍频功率。

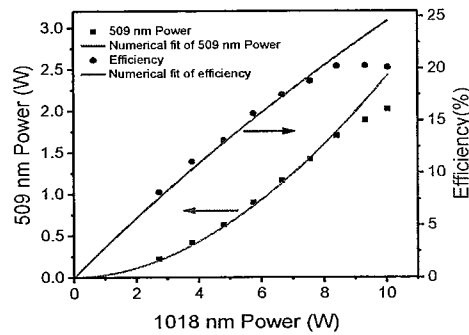


图 3.6 509 nm 倍频功率、效率随基频光变化情况

单通倍频温度调谐曲线如图 3.7 所示, 当入射基频光功率为 10.04 W 时, 在最佳相位匹配温度 (26.47°C) 下, 温度调谐曲线高斯拟合的半高全宽 (FWHM) 线宽为 $\Delta T=0.85^{\circ}\text{C}$ 。通过理论计算可得最佳相位匹配温度为 29.12°C ^[66], 高于实

验所得的结果 (26.47°C)，这主要是因为晶体吸收了少量的基频光和倍频光，从而在其内部积聚热量使得实际所需温度较低。同时，晶体内的光斑半径、掺杂浓度、入射光角度都会影响晶体的最佳匹配温度。

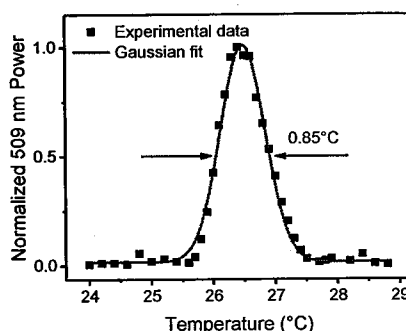


图 3.7 当基频光功率为 10.04 W 时，MgO:PPLN 晶体的温度调谐曲线

噪声是评价单频激光器的重要指标。图 3.8 分别展示了背景、种子源以及 509 nm 倍频输出的相对强度噪声 (RIN)。该测量由两台不同测量范围的频谱分析仪完成，因此在 100 kHz 前后的 RIN 值略有差异。图 3.8 中黑色实线是在光电探测器、频谱分析仪通电且无光入射时测得的背景噪声，这部分噪声是光电探头和频谱分析仪自身引入的。在低频段，509 nm 倍频光 RIN 值表现出 $1/f$ 噪声的特性。当频率小于 100 kHz 时，RIN 值小于 -94 dB/Hz，这部分的噪声主要来自于二极管泵浦源的功率波动、机械震动以及周围环境温度变化。从 100 kHz 到 1 MHz 范围内，RIN 值从 -131 dB/Hz 下降到 -150 dB/Hz。在高频段 (大于 1 MHz)，509 nm 倍频光 RIN 值表现出白噪声特性，且在 2 MHz 以上其 RIN 值接近背景噪声。均方根 RIN 值可以用来表征特定频段内激光的噪声情况，通过对特定频段范围内激光器的 RIN 值积分再计算其平方根获得。509 nm 倍频光在 10 Hz-10 MHz 光谱范围内均方根 RIN 值极低，仅为 0.038%。特定的应用需要在特定频谱范围内具有相对较低的噪声水平。表 3.1 分别显示了 509 nm 倍频光、种子源在不同频谱范围内的均方根 RIN 值。从表中可知 509 nm 倍频光噪声主要集中在 100 kHz - 1 MHz 范围内，这是因为在 433 kHz 处存在一个尖峰，这个尖峰来自于光纤放大器的控制电路，可以通过优化电路参数来消除。

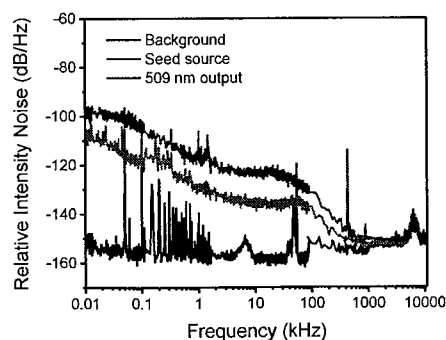


图 3.8 509nm 倍频光、种子源在不同频谱范围内的 RIN 值

表 3.1 509nm 倍频光、种子源在不同频谱范围内的均方根 RIN 值

Frequency range	10 Hz-1 kHz	1 kHz-10 kHz	10 kHz-100 kHz	100 kHz-1 MHz	1 MHz-10 MHz
509 nm output [% rms]	0.0116	0.0084	0.0149	0.0267	0.0126
Seed source [% rms]	0.0037	0.0021	0.0048	0.0034	0.0113

由于缺乏相应的实验条件，我们没有测量 509 nm 倍频光的光束质量因子。单频、单模的基频光以及单通倍频的结构让我们有充分的理由相信 509 nm 倍频光是接近衍射极限的。图 3.9 是 509 nm 倍频光的远场光斑，它具有完美的高斯强度分布。图 3.10 是 509 nm 绿光的功率稳定性测试结果，当基频光功率为 9 W 时，最大输出功率 1.513 W，最低功率 1.416 W，平均功率 1.463 W，90 分钟功率稳定度为 6.6%。图 3.11 是 1018 nm 基频光功率稳定性测试结果，基频光两小时稳定度 3.28%。从功率稳定性数据可知，倍频功率的抖动主要来自于基频光功率的抖动。同时，倍频晶体温度的抖动也会导致倍频功率出现波动。

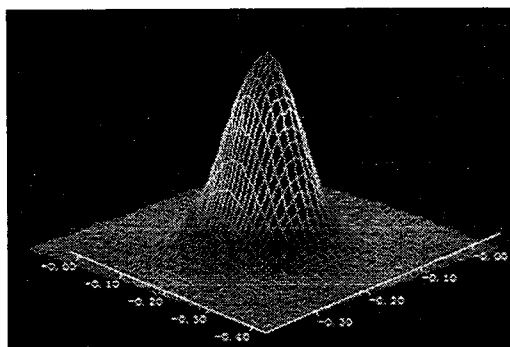


图 3.9 509 nm 倍频光的远场光斑图

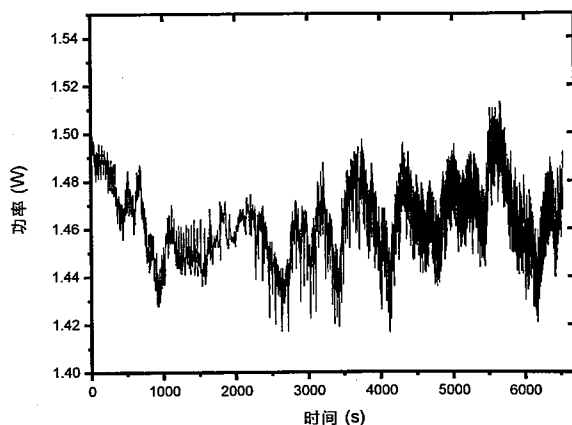


图 3.10 509 nm 倍频光功率稳定性测试

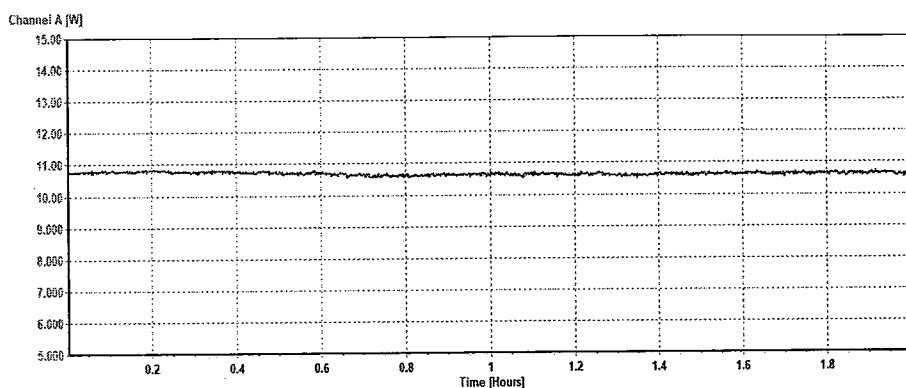


图 3.11 1018 nm 倍频光功率稳定性测试

3.4 本章小结

本章报导了一台 2 W 的单频, 低噪声单通倍频 509 nm 激光器。首先介绍了 509 nm 激光器的两类重要应用: 产生铯原子的里德堡态以及泵浦钛宝石激光器。然后介绍了几种常见的获取 509 nm 激光的方法以及 509 nm 研究进展。接着详细描述了基于 1018 nm 光纤主振功率放大器的单通倍频实验结果: 倍频输出洛伦兹线宽约为 40 kHz; 从 10.04 W 基频光中获得了 2.03 W 509 nm 倍频输出, 光学转换效率为 20.2%; 倍频光在 10 Hz -10 MHz 光谱范围内均方根 RIN 值仅为 0.038%。在实验中也发现了不足: 当基频光功率大于 8 W 时, 会出现热失相从而导致倍频效率下降, 可以通过优化控温炉设计改善晶体的热管理, 从而实现更

高功率的倍频输出。后续功率提升以及激光器性能的提升可以通过更高功率的基频光源配合高损伤阈值的倍频晶体来实现，比如周期极化钽酸锂晶体（PPMgSLT）晶体^[23, 25]以及 PPLGBO 晶体^[67]。

第4章 基于 PPSLT 晶体的随机拉曼光纤激光器单通倍频研究

拉曼光纤激光器 (RFL) 可以在很宽的光谱范围内工作。其产生波长由泵浦激光波长和拉曼增益带宽决定, 在普通二氧化硅光纤中其增益谱宽度高达 10 THz, 这使得拉曼光纤激光器可以在近红外波段 (1.1-1.7 μm) 内调谐。通过倍频等非线性频率转换过程, 可以将近红外范围内的激光转换到可见光范围, 用于激光引导星, 激光显示器或生物医学应用。

但是拉曼光纤激光器倍频转换效率会受到光谱展宽的限制^[68], 随着输出功率的增加, 拉曼光纤激光器的线宽可以增加到几纳米, 远远超过了倍频晶体的频率匹配带宽。在随机拉曼光纤激光器中, 我们只要选择合适的选频器件就可以使其光谱宽度控制在晶体频率匹配带宽内。同时, 随机拉曼光纤激光器的输出并不是单频光, 由于和频作用的存在, 非单频光的倍频效率几乎是单频光倍频效率的两倍^[69]。以上两个特点使得随机拉曼光纤激光器非常适合用于单通倍频。2016 年 Dontsova 等人^[70]率先提出将随机拉曼光纤激光器与单通倍频技术相结合来提高倍频效率, 将随机拉曼光纤激光器作为基频光源, 在 MgO: PPLN 晶体中获得了 110 mW 的 654 nm 输出。2018 年, Rota-Rodrigo 等人^[71]实现了基于 1064 nm 随机分布式反馈光纤激光器的瓦量级单通倍频输出, 一小时内倍频光稳定度小于 1%, 光信噪比大于 70 dB, 光束质量优异。

本实验以随机拉曼光纤激光器为基频光源, 以周期极化钽酸锂晶体 (PPSLT) 为倍频晶体, 探究了随机激光泵浦方式、光栅带宽这两方面对单通倍频效率的影响。采用温度相位匹配, 在基频光功率为 10.1 W 时, 获得了 1.09 W 的 589 nm 的黄光输出, 光光转换效率约为 10.79%。

4.1 随机拉曼光纤激光器

4.1.1 随机拉曼光纤激光器工作原理

随机激光是目前快速发展的一种光源, 其特点是由无序增益介质中的多次散射反馈代替常规的光学腔。随机激光可以从冷蒸汽原子^[72]、特殊成分生物组织^[73], 甚至单个细胞中^[74]获得。基于光纤的随机激光器比其他类型的随机激光器更具

优势^[75], 因为光纤的波导结构几乎是一维的, 所以可以在所需方向上形成高质量的单模输出。

随机分布式反馈 (DFB) 光纤激光器的结构非常简单, 仅有泵浦激光器和无源光纤构成, 其中无源光纤起到增益介质和腔体的作用。对于随机拉曼光纤激光器而言, 其增益机制是受激拉曼散射 (SRS), 它的反馈是由光纤中的瑞利散射提供的。下面从增益机制和反馈两方面来介绍随机拉曼光纤激光器的原理。随机拉曼光纤激光器的增益机制是受激拉曼散射。受激拉曼散射是介质在强大的电磁场作用下所呈现的非线性作用, 其过程可描述为: 一个频率为 ν_p 的光子入射到介质上, 其与介质中的热振动声子碰撞并损失自身的一小部分能量, 然后散射出一个比入射光子频率低的斯托克斯光子并增加一个受激声子。当入射光再次与这个受激声子碰撞时, 再次产生一个斯托克斯光子并增加一个受激声子, 如此循环。泵浦光和斯托克斯光之间的频率差称为斯托克斯频移, 斯托克斯频移量由介质的分子结构确定。受激拉曼散射产生的斯托克斯光功率可表示为:

$$\frac{dP_S}{dz} = g_R P_P P_S \quad (4.1)$$

其中 P_P 为泵浦光功率, g_R 为与频率相关的拉曼增益系数, 其值与所用的光纤纤芯成分密切相关。普通石英光纤在 13 THz 附近具有对应于二氧化硅振动带的宽峰, 掺磷石英光纤除了在 13 THz 附近的宽峰外, 在 40 THz 附近还有一个峰, 如图 4.1 所示。

在长度为 L 的光纤中, 由式(4.1)可知斯托克斯光功率为: $P_S = \exp(g_R P_P L)$, 这表明斯托克斯光功率随光纤长度呈指数增长。然而, 在实际中泵浦光功率会随传播距离而衰减, $P_P(z) \sim \exp(-\alpha_p z)$, 因此斯托克斯光功率的增长也会受到限制。我们通常将其功率表示为 $P_S = \exp(g_R P_P L_{eff})$, 其中 $L_{eff} = 1/\alpha_p$ 是光纤有效长度的近似表达式, α_p 为泵浦光损耗系数。

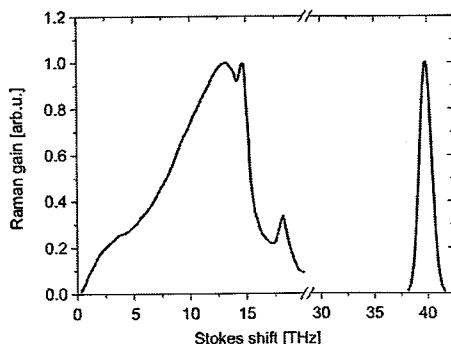


图 4.1 普通石英光纤（左峰）以及掺磷石英光纤（两个峰）的增益谱

在随机分布式反馈激光器中起反馈作用的是瑞利散射（RS）。斯托克斯光在折射率不均匀的光纤纤芯中传播时会发生瑞利散射，其中一小部分散射角度接近 180° 的散射光被光纤重新捕获并沿与入射光方向相反的方向传播，从而提供反馈。这种折射率波动来自于光纤制造过程中熔石英材料的随机密度涨落。瑞利后向反射系数极小，仅为 $\varepsilon = \alpha_s \cdot Q \sim 5 \times 10^{-5} \text{ km}^{-1}$ ，其中 α_s 为光纤的线性损耗， Q 为几何因子，其值取决于光纤数值孔径以及几何尺寸^[76]，约为 0.001。

尽管瑞利背向散射非常小，但早在 20 世纪 70 年代，就可以检测到这种反向散射信号，并将其用于光时域反射计中^[77]。20 世纪 90 年代，人们发现在布里渊光纤激光器中加入瑞利反馈可以改善激光器的性能，使其输出线宽度缩小三个数量级^[78]。2009 年，Turitsyn 等人^[79]首次提出可以用随机瑞利散射作为超长“腔”光纤激光器的反馈（270 km）。在这种长度的腔中，与传统的基于光纤布拉格光（FBG）的线性腔相比，基于随机瑞利散射反馈的光纤激光器具有更低的阈值。自此之后，国内外很多研究员都投入到了随机分布式反馈光纤激光器的研究中。

4.1.2 随机拉曼光纤激光器的结构

随机拉曼光纤激光器有两种基本结构。第一种是前向泵浦，如图 4.2（a）所示，在这种结构中，激光器输出的随机激光与泵浦光同向传播。泵浦光以及反射器（例如光纤环形镜或光纤布拉格光栅）放置在 L_0 处，光纤另一端斜角输出构成半开腔结构。泵浦光也可以从光纤末端耦合即 L_{MAX} 处耦合，如图 4.2（b）所示，在这种结构中，输出随机激光与泵浦光传播方向相反，所以被称为后向泵浦。还存在第三种结构，泵浦光在 L_0 处耦合，没有任何额外的反射器，激光器中仅存在随机分布式反馈，这种结构的功率水平与后向泵浦结构相仿，但具有更高的阈值，

所以并不常见。

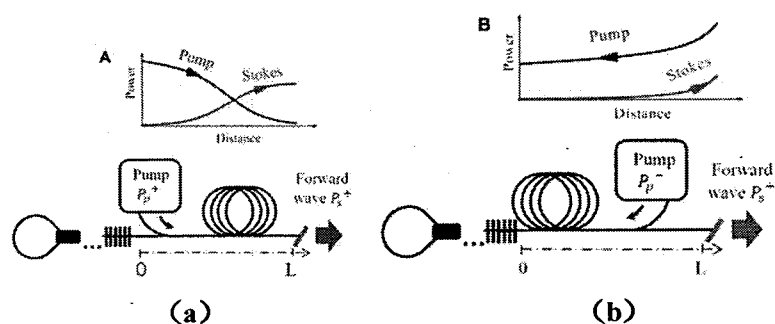


图 4.2 (a) 前向泵浦随机分布反馈光纤激光器; (b) 后向泵浦随机分布反馈光纤激光器

4.1.3 随机拉曼激光器的优势

随机拉曼光纤激光器的独特性能为其在先进技术领域打开了大门,在许多方面相当于甚至优于传统的拉曼光纤激光器:

(1) 基于线偏光泵浦的保偏随机拉曼光纤激光器可以获得很高的偏振消光比^[80],不仅对于一阶斯托克斯光是这样,对于更高阶的斯托克斯光也是一样。

(2) 基于短光纤(小于 500m)的随机拉曼光纤激光器可以实现高效率的随机激光输出,2015 年 Zlobina 等人^[81]基于随机拉曼结构使用 500 m 保偏拉曼光纤实现了 87%的光光(泵浦光-斯托克斯光)转换效率,对应于约 95%的量子效率。

(3) 随机拉曼光纤激光器可以实现稳定的脉冲输出。对于常规拉曼光纤激光器而言,一般是通过脉冲泵浦来实现脉冲输出^[82],也可以利用瑞利散射及受激布里渊散射的组合效应来实现光纤激光器中的无源自调 Q^[83],但其输出的脉冲十分不稳定。但是在无腔随机拉曼光纤激光器中,可以方便的通过内部调制来获得稳定的脉冲输出,其调制频率可以根据需求定制而且不会出现失真的现象^[84]。

(4) 随机激光输出不仅可以在具有拉曼增益的无源光纤中实现,还可以在有源光纤中实现^[85]。2016 年, Lobach 等人^[86]使用 150 m 的掺铒有源光纤,获得了 2W 的窄线宽(0.4 nm)随机激光输出。

(5) 随机拉曼光纤激光器的输出光谱是无模式准连续的,可以在其低功率部分插入光纤滤波器,从而实现整个拉曼增益光谱范围内的调谐(>35 nm)。此外,随机拉曼光纤激光器还可以在保证转换效率不变的前提下实现宽波长范围的调谐^[87, 88],这一特性也优于传统的拉曼光纤激光器。

(6) 随机拉曼光纤激光器的窄线宽特性使其更适用于单通倍频,当其他条件均

相同时,其输出激光线宽小于传统拉曼光纤激光器^[70],因此其具有更高的倍频转换效率。

4.2 随机激光泵浦方式及光栅带宽对倍频的影响

4.2.1 实验装置

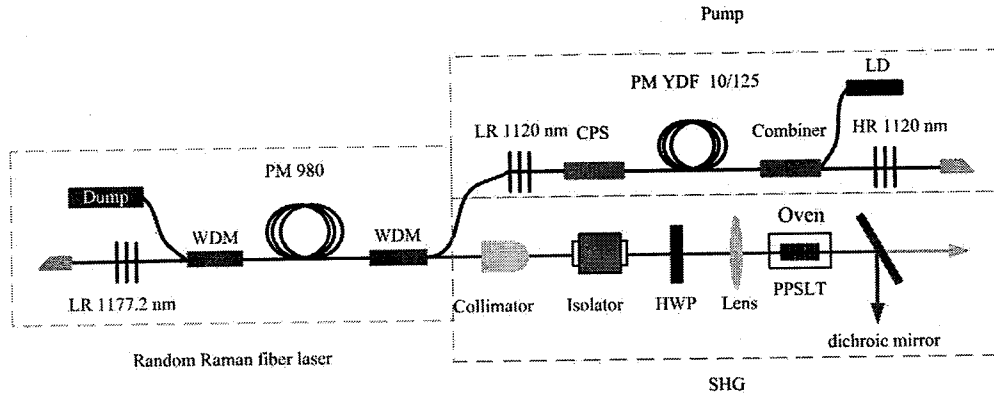


图 4.3 随机拉曼单通倍频实验装置图

实验装置如图 4.3 所示,可分为泵浦光源、“半开腔”随机拉曼光纤激光器以及倍频模块三部分。泵浦光源为快慢轴交叉对准的线偏振 1120 nm 激光振荡器,由 976 nm 的二极管泵浦源、一对保偏光栅以及 6 米的保偏掺镜光纤组成,输出波长约为 1120.3 nm,最大输出功率为 19.1 W。“半开腔”随机拉曼光纤激光器采用后向泵浦方式,其一端反射由保偏光栅提供,光栅中心波长为 1177.266 nm,带宽为 0.045 nm,反射率为 35%,另一端反馈由拉曼光纤中的随机分布瑞利散射提供,在该实验中所使用的拉曼光纤 (PM 980) 长度为 420 米,最终输出 7.86 W 1178 nm 随机激光,转换效率约为 41.15 %。倍频部分采用单通倍频结构,包括隔离器 (Isolator)、半波片 (HWP)、聚焦透镜 (Lens)、PPSLT 倍频晶体、分光镜 (dichroic mirror)。1178 nm 的随机激光经准直头准直后入射到隔离器上,通过隔离器最大限度的减少后向反射。采用半波片使得入射光偏振方向平行于晶体的极化方向,以获得最大倍频输出。聚焦透镜为 50 mm 的平凸透镜,经透镜聚焦后其在晶体中心的光斑半径约为 33 μm ,略大于最佳聚焦半径 30 μm ,在不影响倍频效率的情况下可以适当的放宽聚焦条件以防止光功率密度过大导致的晶体损伤。倍频晶体是由日本 OXIDE 公司制造的 PPSLT 晶体,晶体长宽高为 30 mm $\times$ 2 mm $\times$ 0.8 mm,极化周期为 10.73 μm ,其端面涂覆 589 nm、1178 nm 的增透

膜（反射率 $R < 0.2\%$ ）。倍频晶体放在自制的控温炉中，控温炉的温度控制精度为 0.01°C ，使得晶体温度始终保持在最佳相位匹配温度。采用分光镜分离剩余的基频光和产生的二次谐波，此分光镜在 589 nm 处高透（ $T > 99\%$ ）并且在 1178 nm 处高反（ $R > 99.9\%$ ）。

4.2.2 探究泵浦方式（前向、后向）对实验的影响

为了探究泵浦方式（前向、后向）对倍频实验的影响，使用了两种不同的泵浦方式（前向、后向）分别进行了随机激光倍频实验，结构简化示意图如图 4.2 所示。在这两种泵浦方式中使用的反射光栅中心波长为 1177.24 nm ，带宽为 0.124 nm ，反射率 99% 。图 4.4 显示了不同泵浦方式下随机激光功率随泵浦光功率变化情况。当泵浦功率均为 19.1 W 时，后向泵浦方式输出 1177 nm 功率为 9.34 W ，相应的转换效率 48.9% ；前向泵浦方式输出 1177 nm 功率为 13.98 W ，相应的转换效率为 72.1% 。

我们还研究了不同泵浦方式下整个放大过程中激光线宽的展宽情况，如图 4.5、图 4.6 所示。因为非线性效应例如自相位调制和四波混频效应的存在，使得不论何种泵浦方式，随着激光功率的增长，输出的激光线宽均逐渐增加。当泵浦功率为 19.1 W 时，后向泵浦方式 3 dB 激光线宽展宽至 0.18 nm ，前向泵浦方式 3 dB 线宽展宽至 1.18 nm ，可以看出前向泵浦方式下激光光谱展宽更严重。在拉曼激光器中，泵浦中的噪声会传递到信号光中，对于前向泵浦方式，噪声调制传递函数表现为全通滤波过程，泵浦噪声中的全部分量被传递到信号光中，导致能量向光谱边带转移，这在放大期间引起光谱展宽。对于后向泵浦结构，泵浦光与信号光传输方向不同，泵浦光与信号光的“走离效应”使得噪声在传播过程中被平均，其噪声调制传递函数表现为低通滤波过程，过滤掉了泵浦噪声的傅里叶高频分量，削弱了噪声的传递过程，使得光谱展宽被抑制^[89, 90]。

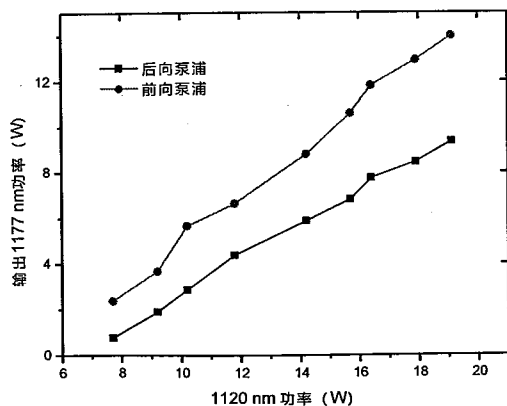


图 4.4 随机激光功率随泵浦光功率变化图

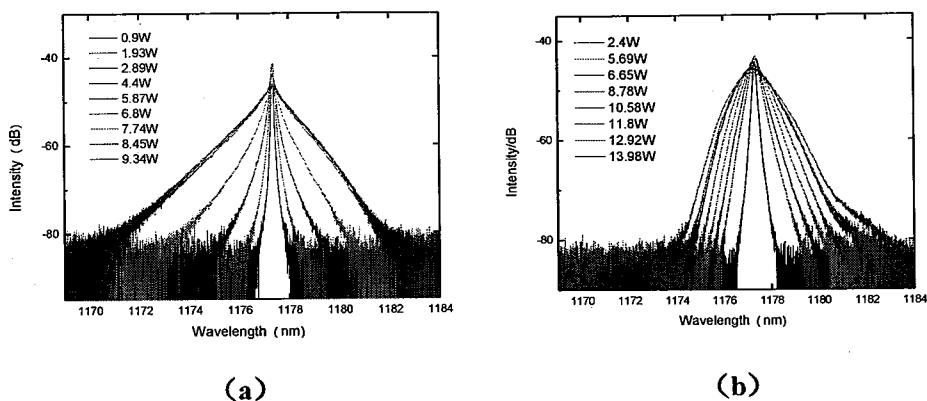


图 4.5 随机激光输出光谱随输出功率变化情况 (a) 后向泵浦 (b) 前向泵浦

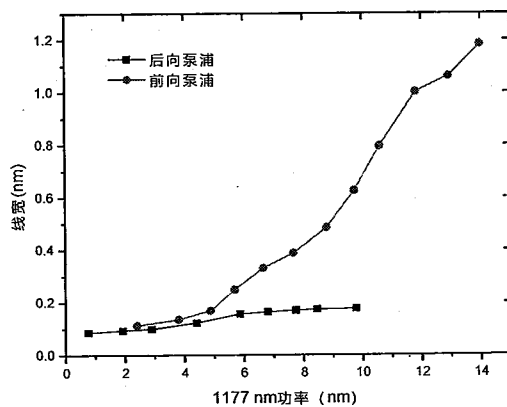


图 4.6 随机激光 3 dB 线宽随输出功率变化情况

倍频的效率与基频光的光谱宽度密切相关, 图 4.7 为输出倍频光功率、效率随基频光功率变化情况。当采用后向泵浦方式时, 基频光功率最大为 9.34 W, 输出倍频光功率为 575 mW, 相应的转换效率为 6.16 %; 当采用前向泵浦方式时, 基频光最大功率为 13.98 W, 输出倍频光功率仅为 303 mW, 相应的转换效率为 2.17%。在前向泵浦结构中, 当基频光功率大于 8 W 后, 虽然随机激光输出功率

持续增加且没有出现二阶拉曼,但是倍频功率却没有增加,这意味着光谱展宽使得增加的激光功率更多的向边频转移,中心带宽内的光功率基本不变。尽管前向泵浦方式的输出基频光功率大于后向泵浦,但是其光谱展宽严重导致倍频输出明显小于后向泵浦方式,所以本实验最终采用了后向泵浦方式。

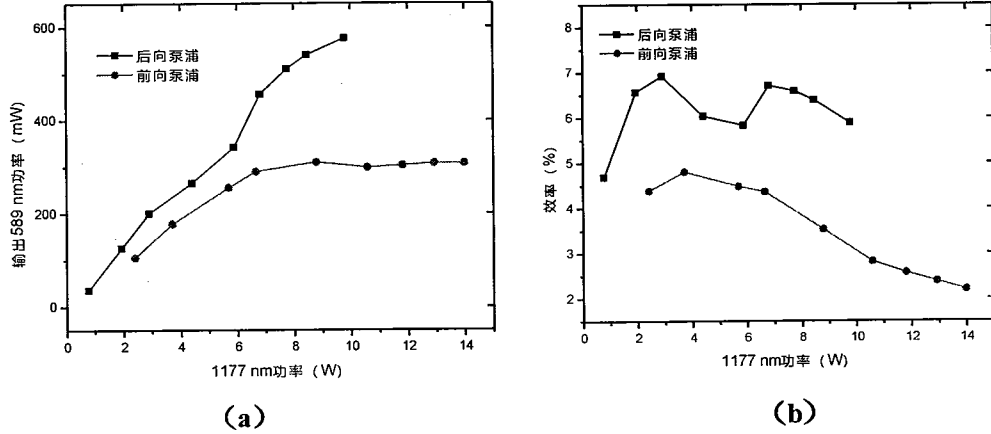


图 4.7 (a) 输出倍频光功率随基频光功率变化图; (b) 倍频效率随基频光功率变化图

4.2.3 探究光栅带宽的对实验的影响

为了探究光栅带宽对倍频实验的影响,我们分别使用了两种不同带宽的光栅分别进行了倍频实验,光栅 1 中心波长为 1177.245 nm,带宽为 0.124 nm,反射率为 99%;光栅 2 中心波长为 1177.266 nm,带宽为 0.045 nm,反射率为 35%。图 4.8 显示了不同带宽光栅对于随机激光输出功率的影响,虽然光栅 2 的反射率仅为 35%,但是从图 4.8 中可以看出光栅反射率对随机激光功率的影响并不大。因为“半开腔”随机拉曼结构中,一端反馈由光栅提供,另一端由瑞利后向散射提供反馈,实验中所用的光纤长度较短(420 m),累计的瑞利后向散射系数极小,约为 1.5×10^{-4} ,即使构成半开腔的反射器的反射率低至 0.01,大部分激光功率还是会向光纤腔的远端重新分布,所以光栅反射率对随机激光功率影响并不大^[91]。

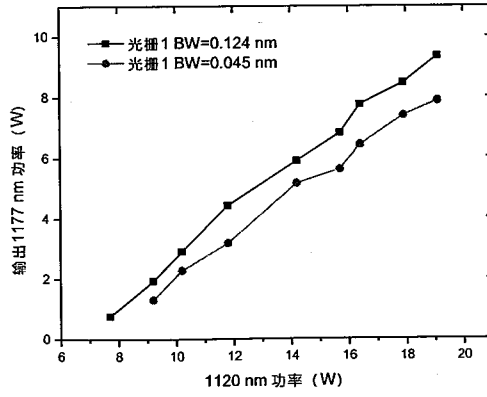


图 4.8 随机激光功率随泵浦光功率变化图

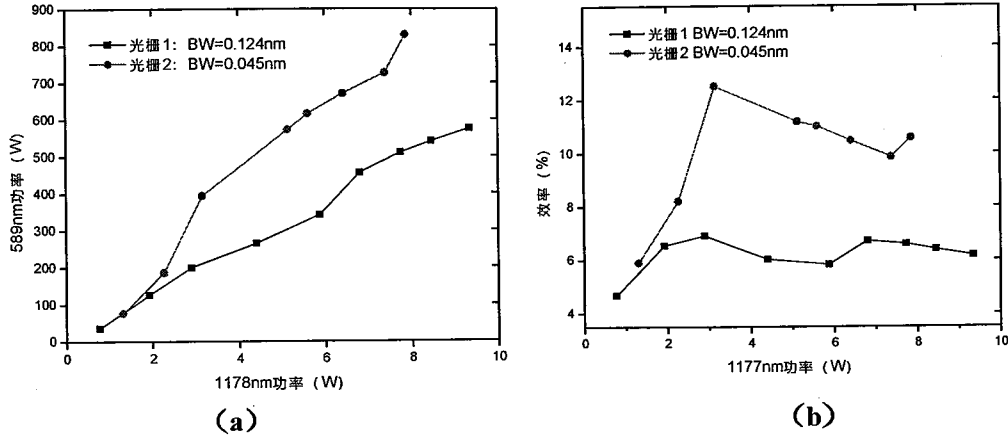


图 4.9 (a) 输出倍频光功率随基频光功率变化图; (b) 倍频效率随基频光功率变化图

图 4.9 分别显示了不同光栅带宽情况下倍频光功率、效率随基频光功率变化情况。当基频光功率相同时，光栅 2 所得的倍频功率、效率明显高于光栅 1，我们可以从随机激光光谱宽度着手来解释光栅带宽的对倍频实验的影响。我们研究了随机激光产生过程中的激光展宽情况，随机激光各个功率下的光谱如图 4.10 所示，可以看出不论使用何种光栅，随着激光功率的增加，输出的激光线宽均随之增加。图 4.11 分别显示了不同光栅、不同功率情况下 3 dB、10 dB 以及 20 dB 激光线宽。当随机激光输出功率相同时，使用光栅 2 所得的随机激光光谱宽度明显小于光栅 1。可以由以下公式简单说明基频光线宽对倍频效率的影响^[24]：

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{2\omega,ideal}} = \sin^2 \left[0.8858\pi \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{crystal}} \right) \right] \quad (4.1)$$

其中 $P_{2\omega}$ 为基频光存在一定偏离（即基频光波长为 λ ）时的倍频功率， $P_{2\omega,ideal}$ 为理想情况下（即基频光波长为 λ_0 ）时的倍频光功率， $\Delta\lambda_{crystal}$ 是由晶体所决定的频率匹配带宽。从公式中我们可以知道：基频光光谱宽度越小，其倍频效率约接近

理想情况。正因为相同输出功率下，使用光栅 2 所得的随机激光光谱宽度明显小于光栅 1，所以光栅 2 所得的随机激光倍频效率明显高于光栅 1。

从倍频效率图中我们还发现倍频光的效率比经验值偏低，且随着基频光功率增加倍频效率没有一个明显的增长的趋势。从图 4.11 中可以看到随着激光功率的增加，20 dB 线宽展宽速度明显大于 3 dB 线宽展宽速度，这意味着激光功率开始更多的向边频转移，中心带宽内有效的光功率增长缓慢。这一点也可以从图 4.10 中体现，随着输出功率的增加，随机激光的光谱上有一个很尖锐的峰，这个峰几乎不随基频光功率增长而展宽，而线形两翼却随着功率增长展宽明显。在我们的实验中，使用的倍频晶体为 30 mm 长 PPSLT 晶体，其频率匹配带宽为 0.25 nm，尽管使用上述两种光栅获得的基频光 3 dB 光谱宽度均在该晶体的频率匹配带宽范围内，但是随着输出功率的增长，激光功率更多的向对倍频没有贡献的边频转移，因此出现倍频效率不随基频光功率增加而上升甚至还会出现下降的情况。通过本次对比实验结果，光栅 2 倍频效果更好，因此最终选择了带宽为 0.045 nm 的光栅。

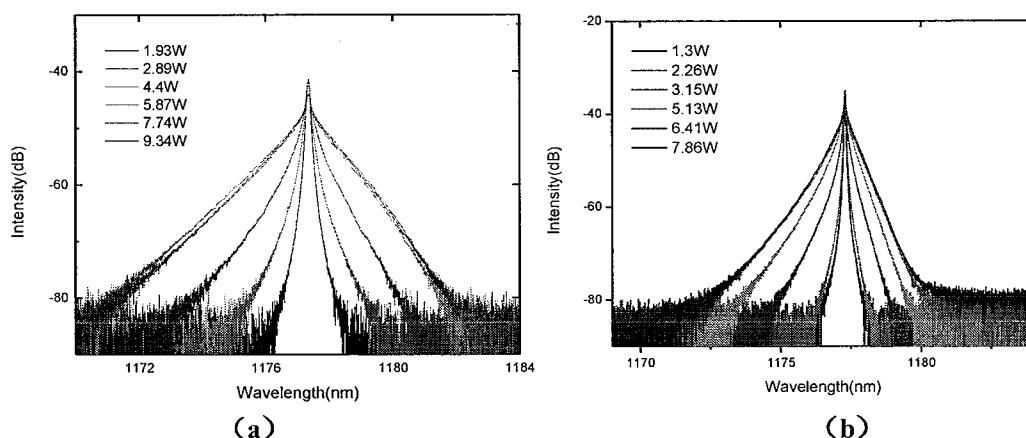


图 4.10 随机激光输出光谱随功率变化情况 (a) 光栅带宽为 0.124 nm; (b) 光栅带宽为 0.045 nm

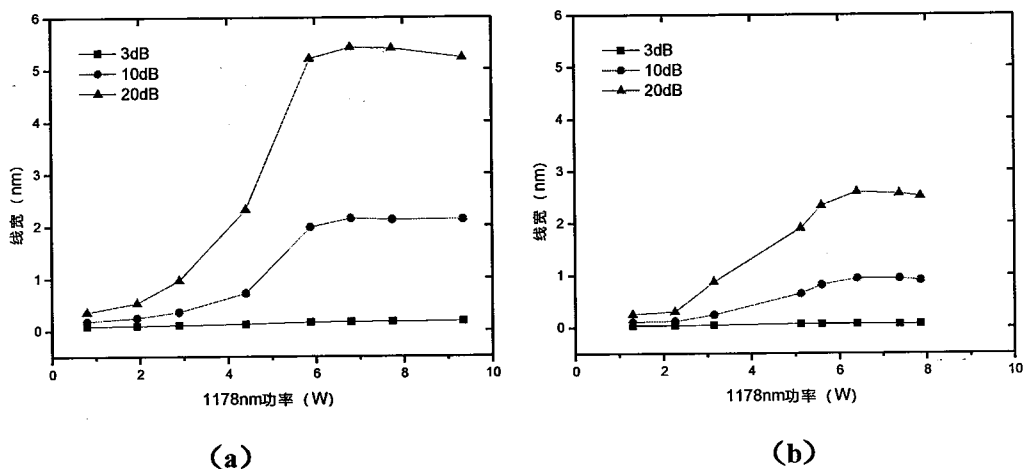


图 4.11 随机激光 3 dB、10 dB、20 dB 线宽随功率变化情况 (a) 光栅带宽为 0.124 nm;
(b) 光栅带宽为 0.045 nm

4.3 倍频实验结果及分析

基频光经聚焦后入射到 PPSLT 晶体上, 微调晶体的温度以及聚焦透镜的位置使得输出的倍频光功率更高。图 4.12 是输出 589 nm 功率以及倍频效率随基频光功率变化情况。当基频光功率达到 10.1 W 时, 输出倍频功率为 1.09 W, 光光转换效率约为 10.79 %, 倍频效率主要受限于随机激光放大过程中的线宽展宽。插图为最高功率时 589 nm 光斑图, 从光斑图可以看出其光束质量较好, 符合高斯分布, 是近衍射极限输出。

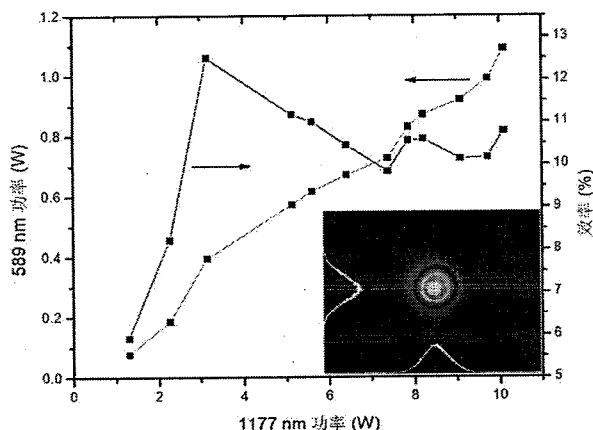


图 4.12 倍频光功率、效率随基频光功率的变化情况 (插图为输出功率为 1.09W 时 589nm 光斑图)

图 4.13 分别展示了基频光功率为 10.1 W 基频光及倍频光光谱图, 基频光 3 dB 光谱宽度为 0.1035 nm, 倍频光 3 dB 光谱宽度为 0.0691 nm。一般来说, 倍频

光光谱宽度为基频光谱宽的一半,但是在实验中发现倍频光光谱宽度大于理想值,这可能与基频光特殊的谱线线形有关。从图 4.10、图 4.13 可以看到,基频光谱线线形有一个尖锐的峰,这使得其 3 dB 带宽很小,但是超过 3 dB 谱线宽度且在 PPSLT 晶体频率匹配带宽内的那一部分光也对倍频有贡献,使得实际参与倍频的光谱宽度大于 0.1035 nm,所以出现了倍频光光谱宽度大于基频光光谱宽度一半的情况。

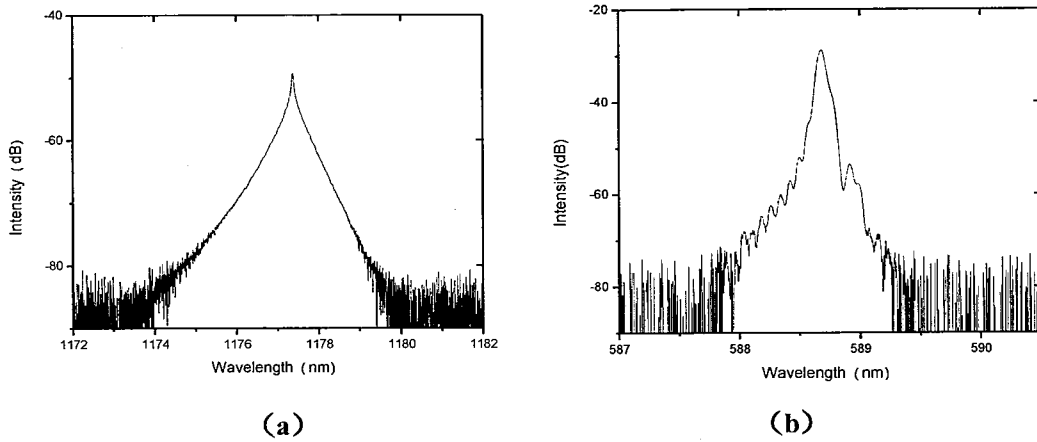


图 4.13 (a) 基频光功率为 10.1 W 时 1177 nm 倍频光光谱; (b) 基频光功率为 10.1 W 时 589 nm 倍频光光谱

单通倍频温度调谐曲线如图 4.14 所示,当基频光功率为 5.8 W 时,测得最佳相位匹配温度 33.69°C,略低于理论计算的最佳相位匹配温度 (36.6°C),因为在倍频过程中晶体内部会积累热量,使得实际所需温度低于理论值。同时入射光角度、晶体内部聚焦情况等都会对晶体最佳匹配温度造成影响。洛伦兹拟合的半高全宽 (FWHM) 为 $\Delta T = 7.35^\circ\text{C}$,大于文献报道中 PPSLT 单通倍频温度调谐带宽,在文献报道中其温度调谐带宽一般不超过 2°C ^[92, 93],这是因为文献报道中所用的基频光线宽较窄 (MHz 量级),而在我们的实验中基频光实际光谱很宽,包含的频率成分更多,使其对温度调谐不太敏感。

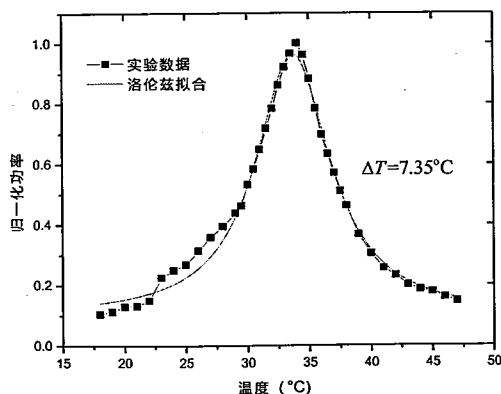


图 4.14 温度调谐曲线

4.4 本章小结

本章主要介绍了基于 PPSLT 晶体的随机拉曼光纤激光器单通倍频研究。首先从工作原理、结构分类以及优点这三个方面出发对随机拉曼光纤激光器做了一个简单的介绍。然后对随机激光倍频进行了相关特性研究：(1) 探究泵浦方式对倍频的影响，分别使用了两种不同的泵浦方式（前向、后向）进行了随机激光倍频实验，尽管前向泵浦方式转换效率大于后向泵浦，但是其光谱展宽严重导致倍频较低，因此在倍频中更适合用后向泵浦方式；(2) 探究光栅宽度对倍频的影响，实验表明光栅带宽越小，输出随机激光带宽越小，倍频效率更高，因此我们可以选择合适的选频器件来优化倍频效果。最后展示了基于周期极化钽酸锂 (PPSLT) 晶体的后向泵浦随机拉曼光纤激光器单通倍频结果，当基频光功率为 10.1 W 时，获得了 1.09 W 的 589 nm 的黄光输出，倍频效率约为 10.79%。

第5章 多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频特性研究

对于光纤激光器而言,要得到中低功率连续波可见光输出,可以通过基于周期极化晶体的单通倍频方案来实现,但是其连续波输出功率受限于周期极化晶体的损伤阈值^[94]。对于高功率连续波可见光输出,最常用的方法是谐振倍频。光纤激光器的输出被耦合到一个低损的谐振腔中,通过谐振腔实现高效倍频。在光纤激光器倍频时需要使得谐振倍频腔的模式与输入基频光频率(或脉冲重复频率)相匹配,可以通过 Hänsch-Couillaud 和 Pound-Drever-Hall 等方法主动调节谐振腔的长度以满足上述条件,但是随之而来的是高昂的成本和复杂的结构。此外光纤激光器谐振倍频的基频光源一般是光纤主振功率放大器(MOPA),其输出功率受到受激布里渊效应的限制,使得进一步的功率增长成为一个挑战。

近年来,有一些关于多纵模掺镱(钕)光纤激光器谐振倍频的报道,其突出优势是不用对谐振腔长度进行主动控制,这一特点大大简化了谐振倍频的结构,吸引了国内外研究员的广泛关注。2011年,R. Cieslak 等人^[13]首次提出并实现了多纵模光纤激光器腔内倍频,使用 90 W 975 nm 的二极管泵浦,获得了 19 W 的 540 nm 线偏振连续波绿光输出,相应的转换效率(二极管泵浦-绿光)约为 21.1%。2012年, Kim. J. W.等人^[95]实现了多纵模掺镱光纤激光器外腔谐振倍频,多纵模光纤激光器与外腔之间形成强耦合,当二极管泵浦功率为 43 W 时,在 535 nm 处产生了 9.1 W 的绿光输出,对应的光光(二极管泵浦-绿光)转换效率为 21%。2014年, Sergey Khripunov 等人^[96]提出一种新型连续波多纵模光纤激光器的倍频方法:将高 Q 谐振器部分耦合到光纤激光腔中。当二极管泵浦功率为 6.2 W 时,获得了 880 mW 的 536 nm 激光输出,他们提出的配置还允许在连续波输出和脉冲输出之间进行转换。2018年,同课题组 S.K. Vassilev 等人^[14]在前人的基础上,将光纤线性振荡腔改为环形行波腔结构,使得基频反馈光只需单次经过光纤振荡器,以此来提高反馈光功率,从而提高二次谐波转换效率,最终从 98 W 的 975 nm 泵浦中获得了 17.4 W 的 540 nm 激光输出。2018年, Baptiste 等人^[15]将光纤激光器腔内倍频输出波长拓展到了蓝光波段,通过掺钕光纤激光器腔内倍频实现了 7.5 W 的线偏振 452 nm “纯蓝”激光输出,对应的光光(二极管泵浦-蓝光)转换效率为 17%,光束质量因子 $M^2 < 1.5$,这也是目前为止功率最高的“纯蓝”

激光输出。2018 年,上海光机所崔淑珍等人^[97]实现了基于被动锁定增强腔的连续波掺镱光纤激光器的高效倍频,其倍频效率的提高是通过一种特殊的调节方式使得光纤和倍频腔之间的横向模式匹配达到最佳状态。最终从 76 W 二极管泵浦中获得了 24.5 W 的 532 nm 连续绿光,对应的光光(二极管泵浦-绿光)转换效率为 36.8%。

本章介绍了多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频的探究性实验。首次将多纵模拉曼光纤激光器与谐振倍频相结合,相比其他文献中所用的掺镱(钕)光纤激光器,拉曼光纤激光器不会因自激振荡而产生巨脉冲,在实际操作过程中安全性更高。

5.1 多纵模光纤激光器谐振倍频理论

5.1.1 多纵模光纤激光器谐振倍频原理

图 5.1 是多纵模光纤激光器谐振倍频的三种基本结构。图 5.1 (a) 是外腔谐振倍频示意图,谐振腔位于光纤振荡器的外部,振荡器输出镜位于谐振腔之前;图 5.1 (b) 是腔内谐振倍频示意图,谐振腔位于光纤振荡器的内部,振荡器输出镜位于谐振腔之后;图 5.1 (c) 是部分耦合谐振倍频示意图,其中谐振腔既不在光纤振荡器的内部也不在光纤振荡器外部,而是部分耦合到光纤振荡器中,在这种结构中,振荡器的输出镜位于谐振腔内部。

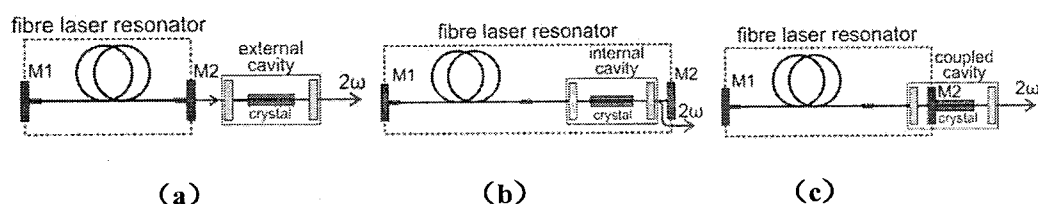


图 5.1 多纵模光纤激光器谐振倍频的三种基本结构图: (a) 腔外谐振倍频 (b) 腔内谐振倍频 (c) 部分耦合谐振倍频

以部分耦合谐振倍频为例,介绍多纵模光纤激光器谐振倍频的原理^[13]。光纤振荡器一端的反馈由窄带反射元件 M1 (比如光纤布拉格光栅) 提供,另一端反馈由谐振腔中的倍频晶体端面提供。光纤激光器仅在特定的轴向模式上发射激光,其纵模间隔取决于光纤振荡腔腔长,光纤振荡器纵模分布如图 5.2 蓝色线所示。窄带反射元件选择激光发射波长并减小发射带宽,使其小于非线性晶体的频率匹配带宽,只有该发射带内的纵模才能被反射回增益光纤中(图 5.2 中的黑色线)。光纤振荡器的另一端为斜角输出,入射到自由空间光路上的谐振腔中。只有满足

谐振腔起振条件的纵模（图 5.2 中红色线）才可能被反射回增益光纤中，使得光纤振荡器在这些模式上优先起振（图 5.2 中绿色线），无法在谐振腔内起振的纵模会因为高损耗而无法起振。也就是说，最终起振的纵模是那些既能在谐振腔内起振又在反射元件带宽内的纵模。不需要主动控制谐振腔长度是因为光纤振荡器的腔长可以设计得很长使得其纵模间隔非常小，保证在谐振腔的透射峰内总是有多个纵模可以起振。即使外界环境温度有变化或者是存在微小的机械振动，也可以始终保证有很多纵模满足起振条件使得这个系统可以稳定输出。只要在谐振腔内放入合适的非线性晶体，这种方法也可以用于其他的非线性转换过程，例如和频、光参量产生等等。

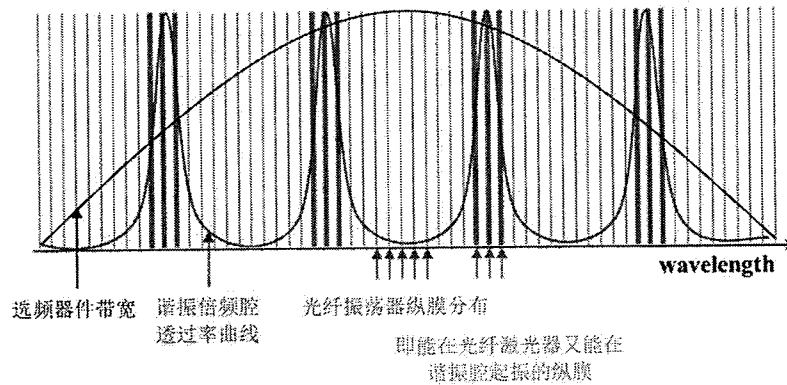


图 5.2 多纵模光纤激光器谐振倍频的原理示意图

5.1.2 谐振腔的 ABCD 矩阵计算

本小节主要介绍了谐振腔设计的理论依据，设计谐振倍频腔时可以遵循以下步骤：

- (1) 根据基频光以及倍频光波长选择合适的倍频晶体；
- (2) 根据 Boyd 和 Kleinman 给出的最佳聚焦条件^[39]计算出晶体中心的光斑半径；
- (3) 利用 ABCD 传输矩阵求解腔内稳定的本征模从而确定具体的腔参数。

在选定晶体后，晶体中的光斑半径由 B-K 最佳聚焦条件给出，即共焦参数 b 约为晶体长度 L_c 的三分之一：

$$b \approx L_c / 2.84 = 2n_l \pi \omega_0^2 / \lambda_l \quad (5.1)$$

其中 n_l ， λ_l ， ω_0 分别为倍频晶体折射率，基频光波长以及倍频晶体中的光斑半径。

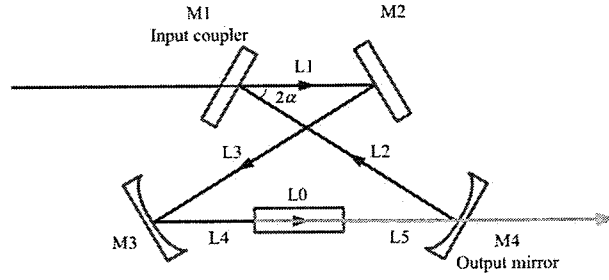


图 5.3 四镜谐振腔结构示意图

图 5.3 是四镜谐振腔的结构示意图，以晶体中心为参考面，弧矢面和子午面 ABCD 传输矩阵可写为：

$$M_{\text{弧矢}} = \begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_0/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\alpha/R4 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\alpha/R3 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_0/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

$$M_{\text{子午}} = \begin{bmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_0/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/\cos\alpha \cdot R4 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/\cos\alpha \cdot R3 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_0/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

其中 $l_x = L1 + L2 + L3$ ； α 为入射角度，为了减少像散对实验的影响^[98]，入射角度 α 一般设置为 12° ； $R3=R4$ 为凹面镜曲率半径； l_0 为晶体长度。谐振腔不仅需要满足稳腔条件 $|A+D|/2 < 1$ ，还需要满足自再现条件才能稳定运转^[99]：

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (5.4)$$

其中， q 是高斯光束的复曲率半径，可以表示为 $\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi n \omega^2(z)}$ ， $R(z)$ 为

高斯光束的曲率半径， $\omega(z)$ 为高斯光束的束腰半径。根据自再现条件可以写出

$R(z)$ 和 $\omega(z)$ 的表达式：

$$R(z) = \frac{2B}{D-A} \quad (5.5)$$

$$\omega(z) = \left(\frac{\lambda}{n\pi} \right)^{1/2} \frac{|B|^{1/2}}{\left[1 - (A+D)^2/4 \right]^{1/4}} \quad (5.6)$$

以晶体中心为参考面, 计算 ABCD 矩阵后可得 $A=D$, 即在参考点 (晶体中心) 处高斯光束曲率半径为 ∞ , 也就是说高斯光束束腰位于晶体中心, z 位置处曲率半径可简化为:

$$\omega(z) = \left(\frac{\lambda}{n\pi} \right)^{1/2} \frac{|B|^{1/2}}{[1-A^2]^{1/4}} \quad (5.7)$$

通过合理的选择谐振腔各臂长度以及凹面镜曲率半径使得晶体中心 (即高斯光束束腰) 满足最佳聚焦条件。

另外, 如果以两平面镜 (M1、M2) 中心为参考点, 其弧矢面、子午面 ABCD 传输矩阵可表示为:

$$M_{\text{弧矢}} = \begin{bmatrix} A'_s & B'_s \\ C'_s & D'_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_x/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\alpha/R3 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_0/n_l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\cos\alpha/R4 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_x/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

$$M_{\text{子午}} = \begin{bmatrix} A'_t & B'_t \\ C'_t & D'_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_x/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/\cos\alpha \cdot R3 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_0/n_l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/\cos\alpha \cdot R4 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & l_x/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

同样的, 也可以得到 $A=D$, 即谐振腔的另一个束腰位于两平面镜中心。在设计谐振腔时不仅要使得晶体中心光斑半径满足最佳聚焦条件, 还需要合理选择两平面镜中心的束腰半径, 该值与谐振腔模式匹配度有关, 最好使其接近 $200 \mu\text{m}$ 。

5.2 多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频实验

5.2.1 实验结构

图 5.4 为实验装置示意图, 实验装置可分为泵浦光源、拉曼光纤振荡器以及谐振倍频模块三部分。泵浦光源为快慢轴交叉对准的线偏振 1120 nm 激光振荡器, 由 976 nm 的二极管泵浦源、一对保偏光纤光栅以及 6 m 的保偏掺镱光纤组成, 输出波长约为 1120.3 nm , 最大输出功率为 26 W , 光谱宽度为 0.085 nm 。拉曼光纤振荡腔的一端用保偏布拉格光栅作为反射器, 光栅中心波长为 1177.245 nm , 带宽 0.124 nm , 反射率大于 99% 。在该实验中所使用的拉曼光纤 (PM 980) 长度

为 190 米。光纤振荡器的另一端为斜角输出以减少跳线头的宽带反射，否则光纤端面的反射会和腔反射竞争，使得端面与光栅产生激光。跳线头输出的光准直后依次入射到用于偏振匹配的偏振元件、用于匹配模式的聚焦元件、两面 1178 nm 高反镜以及内置 I 型非线性 LBO 晶体的高 Q 四镜谐振腔。采用半波片 (HWP) 调整入射光偏振以获得最大倍频输出。聚焦透镜 (Lens) 为 400 mm 的平凸透镜，使得谐振腔两平面镜中间位置处光斑半径与该处的高斯光束束腰半径相匹配，符合模式匹配条件以获得最大倍频效率。高 Q 四镜谐振腔由两面平面镜 (M1、M2) 以及两面曲率半径为 50 mm 的凹面镜 (M3、M4) 组成，这四面镜子的镀膜要求如下：第一面镜子 (M1) 对 1178 nm 部分透过，其透过率需要满足阻抗匹配要求，即透过率等于谐振腔的往返损失 (包括入射镜的透射损耗以及非线性频率转化的损耗)，满足阻抗匹配条件可以使得更多的光耦合进谐振腔内。第二、三面镜子 (M2、M3) 对 1178 nm 全反。第四面镜子 (M4) 对 1178 nm 全反，对 589 nm 高透。倍频晶体是由福晶 (Castech) 公司制造的 LBO 晶体，晶体长宽高为 3 mm×3 mm×20 mm，其端面镀有 589 nm (反射率 $R < 0.5\%$) 以及 1178 nm (反射率 $R < 0.2\%$) 的增透膜。倍频晶体放在自制的控温炉中，控温炉的温度控制精度为 0.01°C ，使得晶体温度始终保持在最佳相位匹配温度。

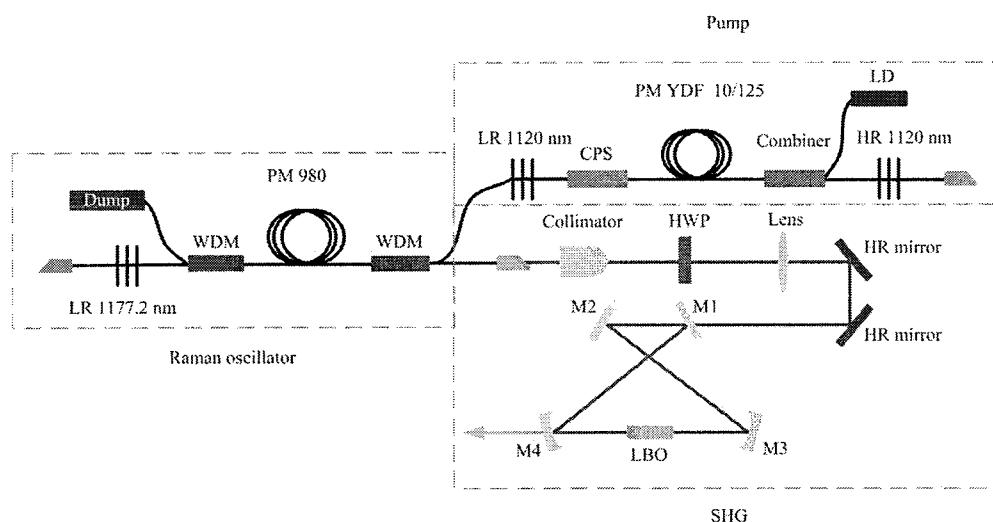


图 5.4 实验结构图

5.2.2 谐振倍频腔的设计、搭建及调节

在我们的实验中，需要通过 1178 nm 的光来获得 589 nm 的倍频光，因此选用 LBO 晶体作为倍频晶体，LBO 晶体非线性系数相对较高，同时其通光范围较

宽 (160 nm~2600 nm), 可以满足实验需求。在实验中采用的是温度相位匹配, 根据 B-K 描述的最佳聚焦条件, 20 mm 长 LBO 晶体($n_t=1.61$)的最佳光斑半径为 28.69 μm 。在实际实验中我们适度的放宽了晶体的聚焦条件, 避免因光功率密度过大导致的晶体损伤。

实验室中现有的符合镀膜条件的凹面镜曲率半径为 50 mm, 根据 ABCD 矩阵计算可知只有当谐振腔总光学腔长 (L) ≥ 140 mm 时, 才开始满足稳腔条件。在实际谐振腔的搭建过程中难免会存在误差, 所以谐振腔腔长需略大于 140 mm, 避免因搭建时存在的误差使其不满足稳腔条件。最终将谐振腔光学腔长定为 169 mm。当腔长固定时, 将两凹面镜之间的几何距离 (即图 5.3 中 $L_4+L_5+L_0$) 设置为变量, 理论模拟稳腔条件下晶体中心以及两平面镜中心的束腰半径, 如图 5.5 所示。在选择该长度时不仅需满足上文所说的对晶体中心以及两平面镜中心的束腰半径的要求, 还要使得光斑尽量接近圆形, 最终选择两凹面镜间距离为 66 mm, 即 $L_4=L_5=23$ mm。根据几何关系可以得出谐振腔其他各臂的长度: $L_1=9$ mm, $L_2=L_3=41$ mm, $L_0=20$ mm。此时在晶体中心处子午 (弧矢) 面上光斑半径为 63.17 (62.32) μm , 在平面镜中心处子午 (弧矢) 面上光斑半径为 132.2 (144.9) μm 。在这种配置下, 我们模拟了以两凹面镜中心为起点, 谐振腔内各处的光斑情况, 如图 5.6 所示。

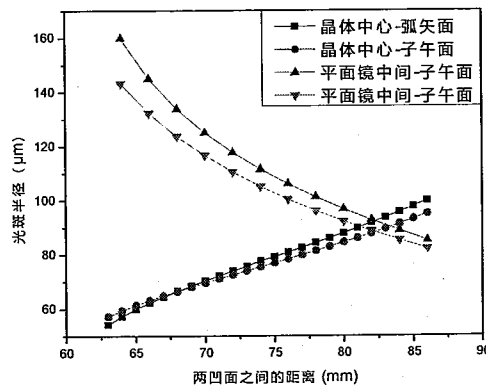


图 5.5 晶体中心以及两平面镜中心的束腰半径随两凹面镜间距离变化情况

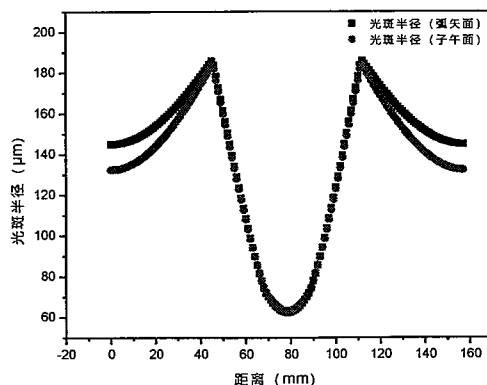


图 5.6 腔内各点处光斑半径随距离变化示意图

谐振腔的搭建以及调节步骤总结如下：

(1) 为了方便谐振腔的调节，通过法兰盘从图 5.4 左侧的跳线头处接入 1178 nm 的种子源。然后在光路中依次加入半波片，1178nm 折返镜、模式匹配透镜并将光路调平调直；

(2) 在搭建谐振腔时，因为输入镜 M1 的透过率较低，所以 M1 先不用放置在光路中，按照之前设计的谐振腔各臂长度以及入射角度，从 M2 开始依此放入 M3、M4、LBO 晶体；

(3) 最后安装输入镜 M1，微调输入镜 M1 以及输出镜 M4 的俯仰及角度使得从 M1 反射的光束以及透射的光束重合。给 1178 nm 种子施加三角波信号扫描其波长，并在凹面镜 M3 后放置光电探测器，通过示波器观察其透射峰信号。仔细调节输入镜 M1、输出镜 M4、1178nm 折返镜以及模式匹配透镜使得其透射峰信号最优（如图 5.7 所示）。

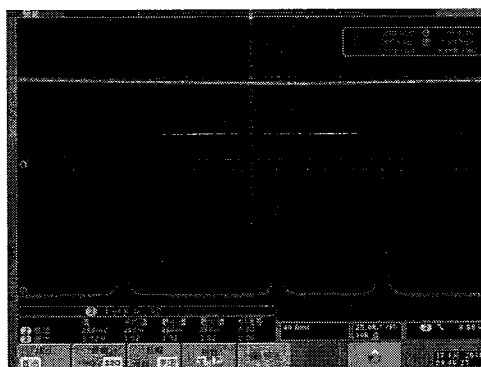


图 5.7 谐振腔透射峰信号

5.2.3 多纵模拉曼光纤激光器部分耦合谐振倍频实验结果及分析

为了使得输入耦合镜 M1 更符合阻抗匹配要求,即透过率等于谐振腔的往返损失,我们就实验室现有的透过率为 17%、8%、5%的镜子分别进行了外腔倍频实验,探究输入镜的透过率对倍频结果的影响。图 5.8(a)是不同透过率(17%、8%、5%)的输入镜 M1 对基频光 1178 nm 输出功率的影响。图 5.8(a)中黑线是拉曼振荡器一端不接谐振腔直接斜角输出时的功率情况,当泵浦光功率为 26 W 时,输出 1178 nm 功率为 1.49 W;图中绿色、蓝色、红色线分别是拉曼振荡器一端接谐振腔且 M1 透过率分别为 17%、8%、5%时,输出 1178 nm 功率随泵浦光功率变化情况,当泵浦光功率为 26 W 时,输出 1178nm 功率分别为 8.09W、7.56W、8.08W(此时所得功率值为输入镜 M1 反射的功率)。从图 5.8(a)中可以看出经谐振腔反馈后 1178 nm 输出功率明显增加,可知谐振腔确实对基频光存在反馈,且输入镜 M1 的透过率变化对 1178 nm 输出功率影响并不大。图 5.8(b)为泵浦功率 26 W 时,输入耦合镜透过率分别为 17%、8%、5%时,输出 1178 nm 基频光光谱情况,其 3 dB 谱线均在 0.17 nm 左右,远小于理论计算的所用 LBO 晶体的相位匹配带宽 (2.34 nm)。当泵浦功率为 26 W 时,使用透过率为 17%、8%、5%的输入镜 M1 时黄光功率依次为 23 mW、15.3 mW、6.4 mW。当输入耦合 M1 透射率为 17%时,输出的倍频光功率最高,所以后续的探究实验中输入镜 M1 透过率均为 17%。尽管基频光线宽远小于晶体频率匹配带宽,但黄光倍频效率(泵浦光-倍频黄光)仅为万分之几,远小于文献中获得的转换效率。我们从基频光时域及频域两方面着手,进行了一些分析及验证工作试图找出倍频效率低下的原因。

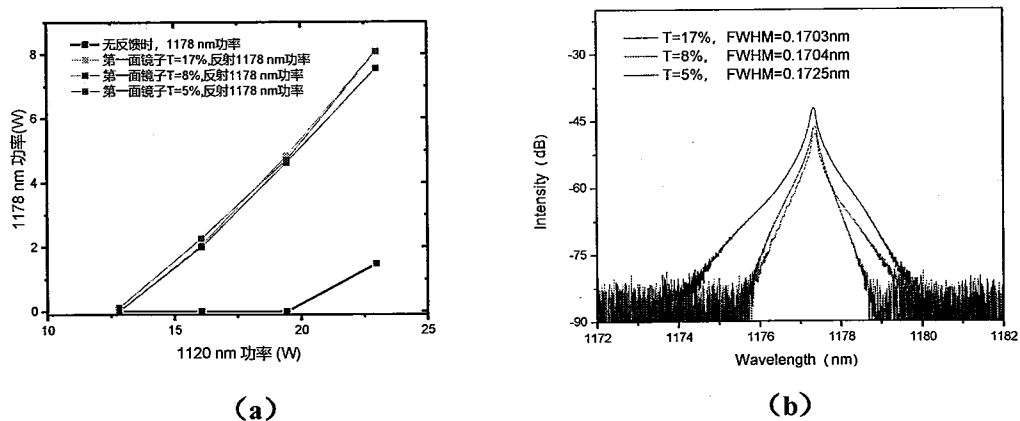


图 5.8 (a) 使用不同透过率 (17%、8%、5%) 输入镜, 基频光 1178 nm 功率随泵浦光变化情况; (b) 使用不同透过率 (17%、8%、5%) 输入镜, 基频光 1178 nm 光谱图

使用光电探测器 (PD) 测量谐振腔透射峰时域 (PD 放置在凹面镜 M3 后), 图 5.9 为不同基频光功率下谐振腔透射峰时域, 随着 1178 nm 输出功率的增加, 透射峰时域并不是一条平稳的直线, 而是出现了周期性变化的尖峰。图 5.10 为 1120 nm 泵浦光时域图, 其时域中并没有发现呈周期性变化的尖峰, 即基频光中出现的周期性变化的尖峰是由拉曼振荡器引起的。此外, 在图 5.10 中泵浦光时域上观察到了一些随机尖峰, 尖峰密集程度与输出 1178 nm 功率呈正相关。

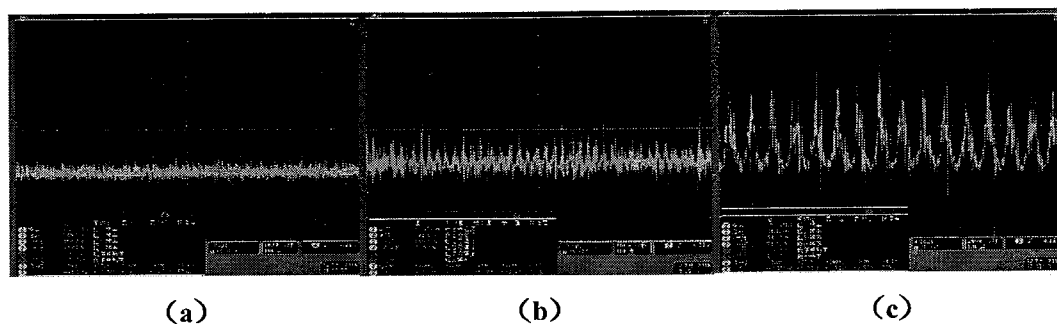


图 5.9 不同基频光功率下谐振腔透射峰时域图 (a) 基频光功率为 2.06 W; (b) 基频光功率为 4.83 W; (c) 基频光功率为 8.09 W

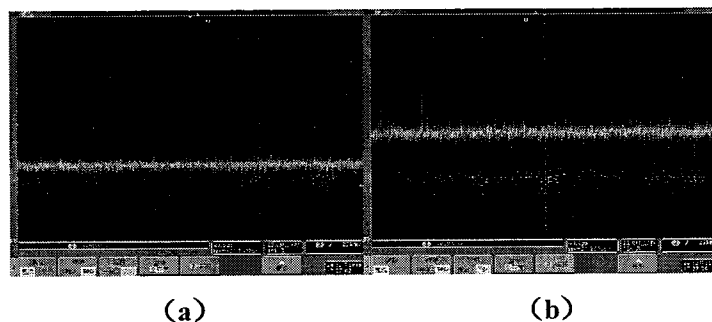


图 5.10 不同基频光功率下泵浦光时域图 (a) 基频光功率为 4.83 W; (b) 基频光功率为 8.09 W

除了在时域上观察到的上述异常现象, 我们在频域上也观察了异常的现象。随着基频光输出功率的增长, 其频域上的峰会变得尖锐且对应的频率值在不断的减小 (图 5.11 (a))。如果形成稳定的腔结构, 频域上峰对应的频率值是一个与振荡器腔长相关的固定值, 不会随着输出功率的增加而变化。

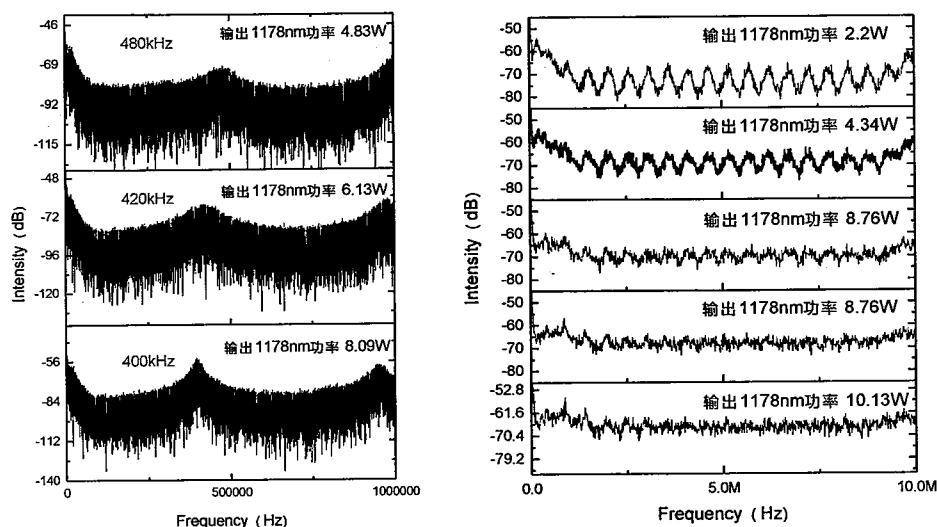


图 5.11 (a) 斜头输出接谐振腔时, 1178 nm 基频光频域变化情况; (b) 直角直接输出时, 1178 nm 基频光频域变化情况

我们将拉曼振荡器一端改为直角输出, 由直角提供 4% 的反射, 通过这个实验来探究拉曼振荡器一端反馈大小对其时域及频域的影响。图 5.12、5.13 分别为不同基频光功率情况下, 1178 nm 基频光以及 1120 nm 泵浦光时域图。当拉曼振荡腔一端是直角输出时, 随着功率的增加 1178 nm 基频光时域中并没有出现周期性变化的尖峰, 同时 1120 nm 的时域中也没有出现随机尖峰。图 5.11 (b) 是直角输出时, 随着 1178 nm 输出功率增长其频域变化情况, 随着输出功率的增加, 频域上的峰会慢慢变得不明显, 但是频域上峰所对应的频率值仍然不是固定的。虽然频域上的异常情况没有改善, 但是通过上述实验可知时域上的异常现象来自于拉曼振荡器一端反馈过小。

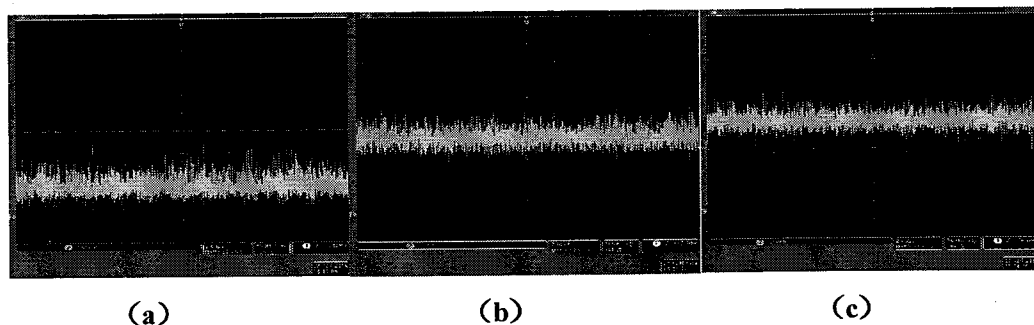


图 5.12 不同 1178 nm 输出功率情况下, 基频光 1178 nm 时域图 (a) 基频光功率为 2.2 W; (b) 基频光功率为 4.34 W; (c) 基频光功率为 10.13 W

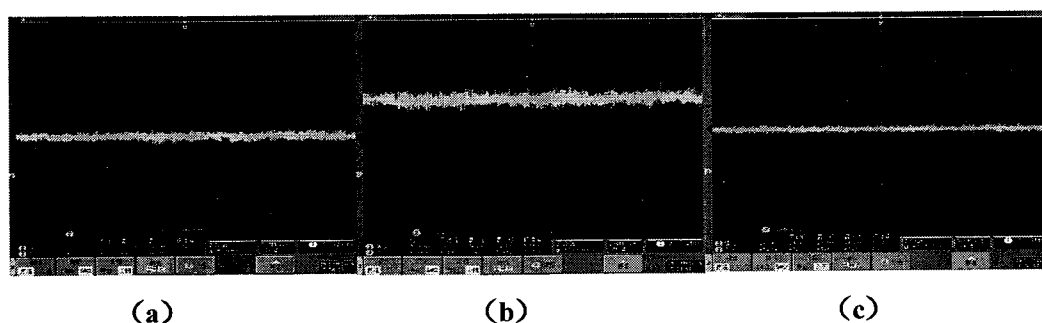


图 5.13 不同 1178 nm 输出功率情况下, 泵浦光 1120 nm 时域图 (a) 基频光功率为 2.2 W; (b) 基频光功率为 4.34 W; (c) 基频光功率为 10.13 W

5.2.4 多纵模拉曼光纤激光器内腔谐振倍频实验结果及分析

为了提高谐振腔对拉曼振荡器的反馈, 我们将倍频结构从部分耦合倍频改为腔内倍频, 即在 M2 右侧加入 1178 nm 全反镜 M5 来增加反馈 (光路图如图 5.14 所示), 并将输入镜 M1 对 1178 nm 反射率由 83% 改为 92%, 平面镜 M2 对 1178 nm 的反射率从 99% 改为 95%。为使反射镜 M5 反射的光能被耦合回拉曼振荡器中, 在 M2 和 M5 之间加入耦合透镜 Lens 2。在 GAUSSIAN BEAM 软件中仿真耦合透镜的焦距及其位置, 根据仿真结果最终选用的耦合透镜焦距为 125 mm, 仔细调整耦合透镜的位置使得输出 1178 nm 功率最高。

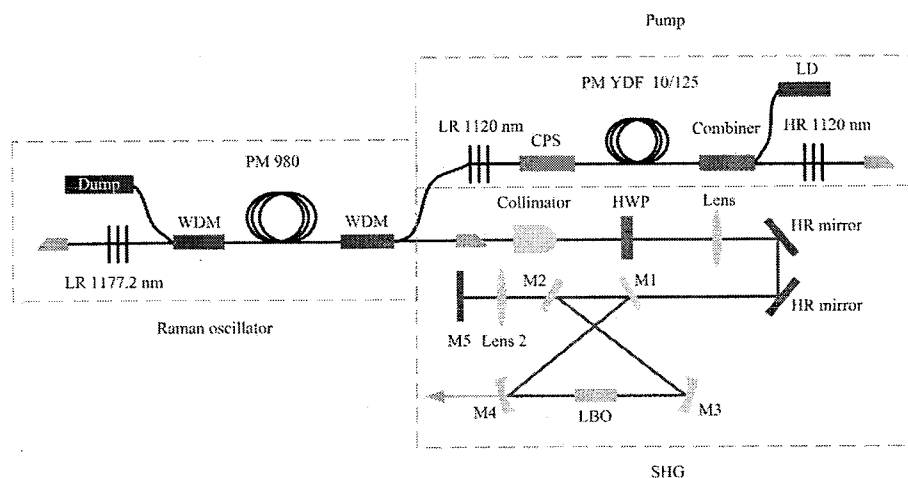


图 5.14 腔内倍频实验结构图

图 5.15 为有无反射镜 M5 时, 1178 nm 输出功率以及二次谐波功率随泵浦光功率变化情况。加入反射镜 M5 后, 通过功率数据比较可以看出相比部分耦合结构, 腔内倍频结构的反馈更强, 但是谐振腔透射峰时域上仍然出现与之前一样的周期性 (图 5.16)。当泵浦光为 26 W 时, 输入镜 M1 反射的基频光功率为 8.89 W, 倍频光输出功率仅为 8 mW。改为腔内倍频后, 谐振腔对拉曼振荡器的反馈

仍然过小, 如果可以找到更好的增强反馈的方法, 可能可以获得更高功率的倍频输出。

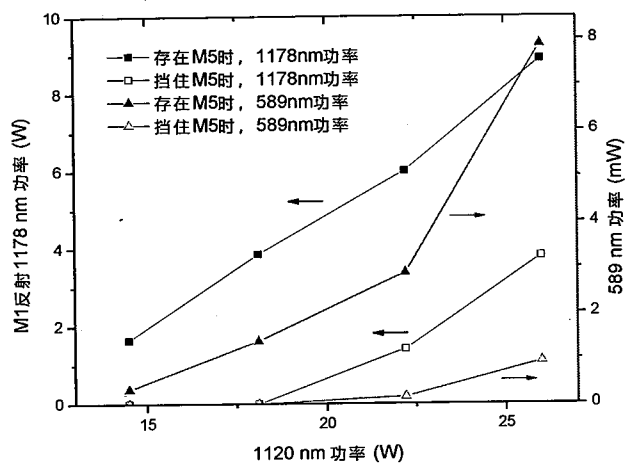


图 5.15 有无反射镜 M5 时, 1178 nm 输出功率以及二次谐波功率随泵浦光功率变化图

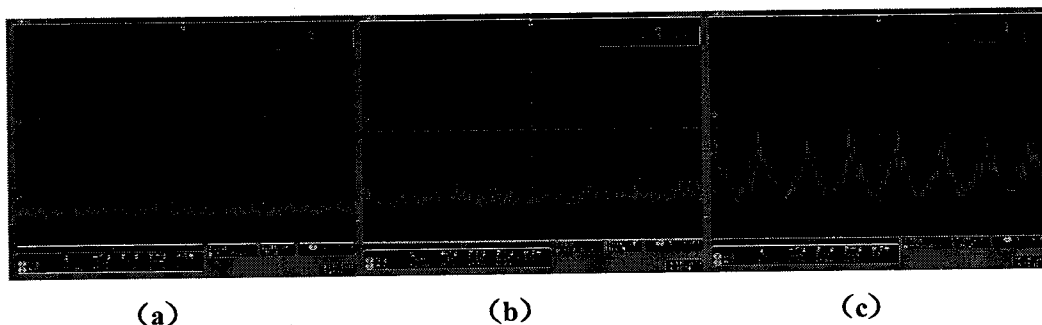


图 5.16 存在反射镜 M5 时, 不同基频光功率下谐振腔透射峰时域图 (a) 基频光功率为 3.87 W; (b) 基频光功率为 6.02 W; (c) 基频光功率为 8.9 W

当基频光功率为 8.89 W 时, 倍频光输出最高功率仅为 8 mW, 除了拉曼振荡器时域及频域的问题, 我们还猜想可能是因为所用拉曼光纤过长, 其强非线性效应使得单个纵模被展宽, 从而无法耦合进谐振倍频腔。改变拉曼光纤长度探究其长度对倍频效率的影响。将 190 m 的 PM 980 光纤更换为 150 m、125 m、100 m, 分别进行倍频实验。图 5.17 为 589 nm 倍频光输出功率效率随光纤长度变化情况, 589 nm 输出功率随着光纤长度减小而下降, 倍频效率虽然随着光纤长度减小而上升, 但是其效率仍然在万分之几的量级, 可见拉曼光纤长度对倍频效率影响并不大。

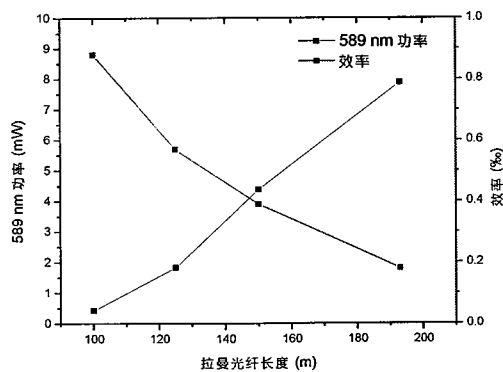


图 5.17 589 nm 输出功率效率随着光纤长度的变化情况

虽然减短拉曼光纤长度对倍频效率的影响并不大,但是减短光纤长度后 1178 nm 基频光频域得到了改善。如图 5.18 分别展示了使用 150 m, 125 m 以及 100 m 光纤时, 1178 nm 基频光频域变化情况, 频域上的峰所对应的频率值不随着输出功率的增加而变化。由此可知之前频域上出现的异常现象来自于过长拉曼光纤中的强非线性效应, 可以通过减短光纤长度来解决。

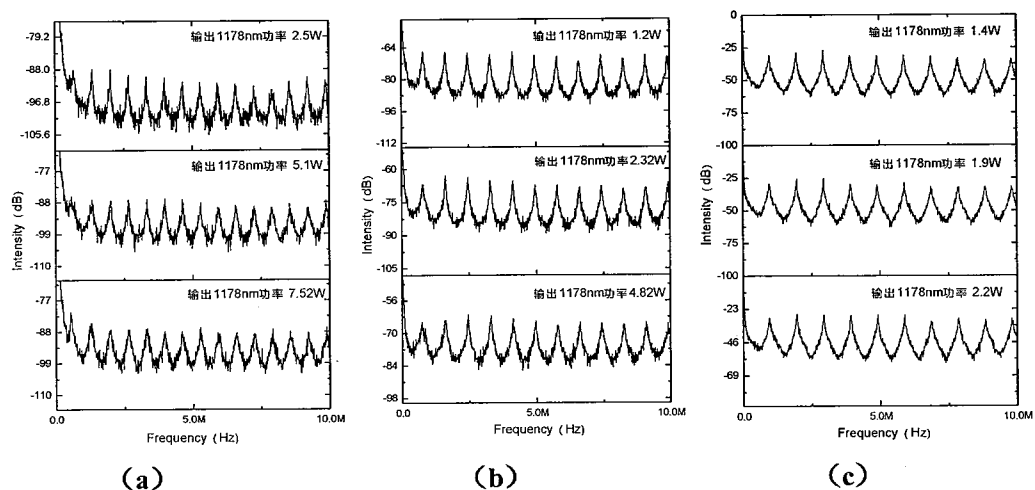


图 5.18 不同 1178 nm 输出功率下其频域变化情况 (a) 使用 150 m 拉曼光纤 (b) 使用 125 m 拉曼光纤 (c) 使用 100 m 拉曼光纤

5.3 本章小结

本章首先介绍了多纵模光纤激光器谐振倍频研究进展, 接着简单介绍了多纵模光纤激光器倍频理论包括多纵模谐振倍频原理以及谐振腔设计的理论依据。然后分别展示了多纵模拉曼光纤激光器部分耦合谐振倍频及内腔谐振倍频实验结果。不论使用的是部分耦合倍频结构还是腔内倍频结构, 倍频转换效率(泵浦光-倍频黄光)均只有万分之几, 远小于文献中获得的转换效率。除倍频效率低以

外,在实验过程中还观察到拉曼振荡器时域及频域上出现的异常情况:随着基频光输出功率的增加,其时域上会出现周期性变化的尖峰;随着基频光输出功率的增加,其频域上峰所对应的频率值不是一个固定值。针对上述异常现象,我们通过验证实验找到了其原因并提出了解决方案:可以通过增加拉曼振荡器一端的反馈来改善其时域;可以通过减短拉曼光纤长度来解决其频域问题。目前倍频效率低下的原因仍未找到,可以进行其他的尝试找到其真正的原因。

第6章 总结与展望

6.1 总结

光纤激光器在体积、效率、结构、散热特性及光束质量等方面均具有优良的特性。采用倍频的方式获得可见光波段激光是光纤激光器的重要应用之一。经倍频后获得的激光,在医疗、科研、天文、军事及工业加工等领域均具有极高的研究价值和巨大的应用前景。本文对光纤激光倍频技术进行了理论和实验上的研究。主要取得了以下成果:

(1) 采用主振荡功率放大(MOPA)结构,实现了10 W单频连续光纤激光放大输出,利用MgO:PPLN晶体,对光纤激光进行了腔外单通倍频实验,在基频光功率为10.04 W时,获得了2.03 W的连续绿光输出,倍频转换效率为20.2%,这是目前为止文献报道中最高功率的连续光单频509 nm激光器。该激光器的洛伦兹线宽仅为40 kHz,在10 Hz-10 MHz光谱范围内均方根RIN值仅为0.038%,单频、低噪声特性使其在铯原子里德堡态研究中具有广泛的运用前景。同时,509 nm的激光还可以用于泵浦钛宝石激光器。

(2) 首次实现了瓦量级随机拉曼光纤激光器倍频输出。相较于传统拉曼光纤激光器,随机激光输出激光线宽更小,因此更适用于产生二次谐波。将后向泵浦随机拉曼光纤激光器作为基频光源,采用基于PPSLT晶体的单通倍频技术,获得了1.09 W高光束质量589 nm的黄光输出,倍频效率约为10.79%。

(3) 以I类LBO晶体作为倍频晶体,采用温度相位匹配搭建多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频装置。从ABCD矩阵以及高斯光束倍频理论出发,详细介绍谐振倍频腔设计的理论依据及其搭建、调节方法。在实验过程中观察到拉曼振荡器时域及频域上的异常情况:随着基频光输出功率的增加,其时域上会出现周期性变化的尖峰;随着基频光输出功率的增加,其频域上峰所对应的频率值不是一个固定的数值。针对上述异常现象,通过验证实验找到了其原因并提出了解决方案:可以通过增加拉曼振荡器一端的反馈来改善其时域;可以通过减短拉曼光纤长度来解决其频域问题。

6.2 展望

本文对不同类型的基频光源均进行了倍频实验,分别是基于 MOPA 结构的光纤放大器单通倍频、随机拉曼光纤激光器单通倍频以及多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频,对光纤激光倍频技术有了初步的理解,但是还有很多不足之处和可以改进的地方。后续的工作包括:

(1) 在基于 MOPA 结构的光纤放大器单通倍频实验中发现,当基频光功率大于 8 W 时,会出现热失相使得倍频效率低于理论值,可以通过优化控温炉设计改善晶体的热管理,从而实现更高功率的倍频输出。后续功率提升还可以通过更高功率的基频光源配合高损伤阈值的倍频晶体来实现,比如周期极化钽酸锂晶体 (PPMgSLT) 晶体以及 PPLGBO 晶体。同时,在实验中发现二次谐波功率抖动较大,90 分钟功率稳定度为 6.6%,功率的抖动一方面来自基频光功率的抖动以及其偏振的变化;另一方面来自于晶体温度的变化。因此在后续的实验中,不仅要改进基频光的功率稳定性、偏振稳定性,还需要优化控温炉设计改善晶体的热管理。还可以借助反馈伺服系统来改善其功率稳定性:用分光镜分出一部分倍频光,将其转换为电信号,送入 PID 控制器,通过 PID 控制器反馈到泵浦二极管电流上来获得稳定倍频输出。

(2) 在随机拉曼光纤激光器单通倍频实验中,我们发现尽管随机拉曼光纤激光器输出线宽明显小于传统拉曼光纤激光器,但是其倍频功率仍然受限于放大过程中的光谱展宽。后续可以对随机拉曼光纤激光器线宽展宽机制进行研究,找出抑制其线宽展宽的方法,进一步提高倍频效率。

(3) 在多纵模拉曼光纤激光器谐振倍频实验中发现拉曼振荡器一端反馈过小会导致其时域出现周期性尖峰,后续需要增强谐振倍频腔对基频光的反馈,从而改善基频光时域。在目前的实验中,倍频效率仍然在万分之几的量级,后续可以进行其他的尝试性实验找出倍频效率低下的原因。