



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

超短脉冲激光放大及中红外
飞秒激光产生的研究

作者姓名: _____ 何会军

指导教师: _____ 魏志义研究员

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 光学

培养单位: _____ 中国科学院物理研究所

2018 年 11 月

**Amplification of Ultrashort Pulse Laser and Generation of
Mid-Infrared Femtosecond Pulses**

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

By

He Huijun

Supervisor: Professor Wei Zhiyi

**Institute of Physics
Chinese Academy of Sciences**

November 2018

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：

日 期：

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：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

超短脉冲激光以其脉宽短、峰值功率高的特点,被广泛应用于瞬态过程研究、强场物理实验、微纳光子学和精密微加工等领域。近年来,由于强场物理及阿秒科学等研究的需要,发展中红外波段的飞秒激光成为超快研究领域的热点内容之一。本论文围绕着超短脉冲激光放大及中红外飞秒激光的产生展开研究工作,进行了包括全固态皮秒激光放大、高功率飞秒钛宝石激光放大、中红外飞秒激光的产生和宽带超连续白光激光的产生等方面的实验研究,并开展了全固态超快激光的设备化研究,取得的主要创新性成果有:

1、设计并搭建了高功率皮秒激光振荡器,在 15 W 的泵浦下,输出 6 W、72.6 MHz、23 ps 的皮秒锁模脉冲序列,光光效率达 40%;使用再生放大和行波放大的方式,分别获得了 6 W 和 20 W 的百千赫兹皮秒激光输出。结合再生放大与行波放大的方式,实现了 1 kHz、9 mJ 的高能量皮秒脉冲输出。

2、采用全啁啾镜补偿色散的方式,实现了 510 mW、8.2 fs 的宽带钛宝石激光脉冲产生;使用皮秒激光泵浦钛宝石激光振荡器,实现了自启动锁模输出亚 10 fs 激光脉冲的结果。基于啁啾脉冲放大技术,通过对再生放大和多通放大的优化,获得了单脉冲能量为 25 mJ、重复频率为 1 kHz、脉宽为 27.1 fs,对应峰值功率达 0.92 TW 的高平均功率钛宝石激光放大结果。

3、针对宽光谱飞秒激光参与的参量过程,开展了宽带非线性耦合波理论的研究,并结合飞秒激光倍频实验对所得结论进行了验证。所取得的结果为中红外飞秒激光系统的非共线光参量放大研究提供了设计依据。

4、使用高平均功率飞秒钛宝石激光放大器作为泵浦源,基于四级非共线光参量放大,在合计 12 mJ 的泵浦能量下(1 kHz),实现了 1.8 mJ 的 1.1 μm 信号光输出和 521 μJ 的 2.86 μm 闲频光输出,使用互相关的方法测量得到中红外飞秒激光的脉宽为 95 fs 左右。并实现了从 2.86 μm 到 3.6 μm 可调谐的中红外飞秒激光输出。

5、利用所研制的中红外飞秒激光作为基波光源,通过聚焦到 20 mm 长的啁啾周期极化的掺氧化镁铌酸锂晶体(MgO-doped Chirped Periodical Poled Lithium

Niobate, MgO:CPPLN), 产生了对应二次到七次谐波、光谱范围覆盖 400 nm 至 2400 nm 的超连续白光激光产生, 输出总功率为 16.5mW, 转换效率为 36.7%。所使用的掺氧化镁铌酸锂晶体采用了宽带的倒格矢空间设计, 从而补偿了各次谐波产生过程中的相位失配。

6、开展了全固态超快激光的设备化研究。根据不同需求, 设计并研制了飞秒钛宝石激光振荡器、高功率皮秒振荡器、皮秒绿光激光器、皮秒行波放大器等一体化工程样机, 并配合用户开展了应用实验。

关键词: 皮秒激光放大, 飞秒钛宝石激光放大, 光参量放大, 中红外飞秒激光

Abstract

Ultrafast laser has been widely applied in scientific and industrial researches due to its ultrashort pulse duration and ultra high peak power, such as transient process analysis, high-field physics, nano-optics and precise micro-machining. In recent years, mid-infrared femtosecond laser supplies great opportunities as wide requirements in the studies on high-field physics, attosecond sciend, etc. This dissertation focuses on amplification of ultrashort pulse laser and generation of mid-infrared femtosecond pulses. It covers amplifications of all solid-state picosecond laser, amplification of high-power Ti:sapphire femtosecond laser, generation of mid-infrared femtosecond pulses, generation of ultra-broadband super-continuum white-light laser and related instrumental development. The main innovative results are summarized as follow:

1, We designed and built a high-power picosecond oscillator and realized 6-W 72.6-MHz 23-ps picosecond mode-locking output under 15- W 808-nm pumping with optical-optical conversion efficiency of 40%. Based on regenerative and travelling-wave amplification, we realized 6-W and 20-W output respectively working at a few hundreds of kilohertz. And 1-kHz 9-mJ high-energy picosecond pulses were realized based on the combination of regenerative and travelling-wave amplification.

2, We obtained 510-mW 8.2-fs broadband femtosecond pulses from a Ti:sapphire oscillator based on all-chirped-mirror dispersion compensation. By using picosecond green laser as pump source, we realized self-initiating Kerr-lens modelocking in Ti:sapphire oscillator with output pulse duration of 9.4 fs. Based on chirped pulse amplification, we realized 25-mJ 27.1-fs pulses output with repetition rate of 1 kHz, reaching to 0.92 TW.

3, To do theoretical calculation on broadband parametric amplification, we developed broadband nonlinear coupled-wave theory. The calculated results facilitate non-collinear optical parametric amplification to generate broadband mid-infrared femtosecond laser pulses.

4, We built an optical parametric amplifier (OPA) containing four stages of non-collinear OPA which is pumped by our home-made high power Ti:sapphire femtosecond amplifier. With 12-mJ pump energy being applied in our experiment, we realized signal pulse amplification with output pulse energy of 1.8 mJ and central wavelength at 1.1 μm . Meanwhile 521- μJ broadband idler pulse generation was realized with central wavelength at 2.86 μm and spectral bandwidth of 525 nm. The pulse duration of mid-infrared laser was measured to be around 95 fs by means of cross-correlation measurement. Besides, the central wavelength of the mid-infrared laser can be tuned from 2.86 μm to 3.6 μm .

5, Based on our home-made mid-infrared femtosecond laser system, we realized several individual orders of harmonics generation from one 20-mm MgO-doped chirped periodical poled lithium niobate (MgO:CPPLN) by focusing the mid-infrared femtosecond pulses into it. The white-light laser spectrum ranges from 400 nm to 2400 nm. The output power of the white-light laser was 16.5 mW, corresponding to an up-conversion efficiency of 36.7%. The poled period was designed to offer a broadband reciprocal vector to compensate the phase mis-matching of different orders of harmonics generation.

6, We've done instrumental research and development on ultrafast lasers. Targeting on different applications, we designed and developed femtosecond Ti:sapphire oscillator, high-power picosecond laser, picosecond green laser, picosecond travelling-wave amplifier, etc.

Key Words: Picosecond Laser Amplification, Ti:sapphire Femtosecond Laser Amplification, Optical Parametric Amplification, Mid-Infrared Femtosecond Laser

目 录

| | |
|---------------------------------|------|
| 摘 要 | I |
| Abstract | III |
| 目 录 | V |
| 插图索引 | IX |
| 表格索引 | XIII |
| 第 1 章 绪论 | 1 |
| 1.1 超短脉冲激光放大的发展概述 | 2 |
| 1.1.1 全固态皮秒激光放大技术的发展 | 2 |
| 1.1.2 钛宝石激光放大技术的发展 | 5 |
| 1.2 中红外飞秒激光产生的研究进展 | 7 |
| 1.2.1 中红外飞秒激光的产生方式 | 8 |
| 1.2.2 光参量放大产生中红外飞秒激光的研究进展 | 11 |
| 1.3 本论文的研究内容 | 16 |
| 第 2 章 全固态皮秒激光产生和放大的研究 | 19 |
| 2.1 引言 | 19 |
| 2.2 高功率被动锁模皮秒振荡器的设计和实现 | 19 |
| 2.2.1 理论计算 | 20 |
| 2.2.2 腔型设计 | 22 |
| 2.2.3 实验结果 | 24 |
| 2.3 百千赫兹皮秒再生放大实验 | 26 |
| 2.3.1 百千赫兹皮秒再生放大原理 | 26 |
| 2.3.2 百千赫兹皮秒再生放大实验结果 | 27 |
| 2.4 百千赫兹皮秒行波放大实验 | 29 |
| 2.4.1 百千赫兹皮秒行波放大原理 | 29 |
| 2.4.2 百千赫兹皮秒行波放大实验结果 | 31 |
| 2.5 千赫兹皮秒激光放大实验 | 34 |
| 2.5.1 皮秒脉冲激光放大的理论计算 | 34 |
| 2.5.2 千赫兹皮秒激光放大实验原理 | 35 |

| | |
|-----------------------------------|-----------|
| 2.5.3 千赫兹皮秒激光放大实验结果..... | 36 |
| 2.6 小结 | 40 |
| 第 3 章 飞秒钛宝石激光产生和放大的研究..... | 41 |
| 3.1 引言 | 41 |
| 3.2 飞秒激光产生及放大的原理 | 41 |
| 3.2.1 啁啾镜补偿色散原理..... | 41 |
| 3.2.2 啁啾脉冲放大原理..... | 43 |
| 3.2.3 脉宽测量原理..... | 44 |
| 3.3 飞秒钛宝石激光振荡器的研究 | 45 |
| 3.3.1 高功率亚 10 fs 钛宝石激光振荡器..... | 45 |
| 3.3.2 皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的实验研究..... | 48 |
| 3.4 钛宝石激光再生放大器的研究 | 51 |
| 3.4.1 展宽器和压缩器设计..... | 51 |
| 3.4.2 再生放大器的设计..... | 54 |
| 3.5 千赫兹 TW 量级高功率钛宝石激光放大器 | 61 |
| 3.5.1 系统结构..... | 61 |
| 3.5.2 光束传播过程模拟..... | 63 |
| 3.5.3 时域对比度..... | 66 |
| 3.5.4 脉冲压缩结果..... | 68 |
| 3.6 小结 | 70 |
| 第 4 章 宽带飞秒激光频率转换的理论分析..... | 73 |
| 4.1 引言 | 73 |
| 4.2 飞秒激光频率变换的理论基础 | 73 |
| 4.2.1 耦合波方程..... | 73 |
| 4.2.2 相位匹配条件..... | 75 |
| 4.2.3 走离效应..... | 76 |
| 4.2.4 非共线相位匹配..... | 77 |
| 4.3 宽带非线性耦合波理论分析 | 79 |
| 4.4 宽带非线性耦合波理论实验验证 | 80 |
| 4.5 小结 | 82 |
| 第 5 章 中红外飞秒激光产生的实验研究..... | 83 |

| | | |
|-------------|------------------------|-----|
| 5.1 | 引言 | 83 |
| 5.2 | 理论计算 | 83 |
| 5.3 | 实验方案 | 85 |
| 5.4 | 信号光的产生 | 86 |
| 5.5 | 信号光的放大和中红外激光的产生 | 87 |
| 5.6 | 中红外激光参数的测量 | 90 |
| 5.6.1 | 光谱测量 | 90 |
| 5.6.2 | 脉宽的测量 | 93 |
| 5.7 | 小结 | 97 |
| 第 6 章 | 基于中红外飞秒激光的白光激光产生 | 98 |
| 6.1 | 引言 | 98 |
| 6.2 | 准相位匹配的原理 | 98 |
| 6.3 | 晶体设计 | 100 |
| 6.4 | 实验设计 | 101 |
| 6.5 | 实验结果 | 103 |
| 6.6 | 小结 | 105 |
| 第 7 章 | 全固态超快激光的设备化研究 | 107 |
| 7.1 | 引言 | 107 |
| 7.2 | 钛宝石激光振荡器的设备化研究 | 107 |
| 7.3 | 皮秒激光振荡器的工程化设计 | 111 |
| 7.4 | 皮秒绿光激光产生的研究 | 112 |
| 7.5 | 皮秒激光放大器的工程化设计 | 116 |
| 7.5.1 | 皮秒激光放大器的设计 | 116 |
| 7.5.2 | 输出结果 | 118 |
| 7.5.3 | 倍频产生 532 nm 皮秒激光 | 119 |
| 7.5.4 | 和频产生 355 nm 皮秒激光 | 120 |
| 7.6 | 小结 | 122 |
| 第 8 章 | 总结和展望 | 124 |
| 参考文献 | | 127 |
| 个人简历及发表文章目录 | | 137 |
| 致 谢 | | 139 |

插图索引

| | |
|---|----|
| 图 1.1 Lumera 公司的 RAPID 激光器原理示意图 | 4 |
| 图 1.2 维尔纽斯大学为 ELI 研制的 1 kHz、5.5 TW 少周期 OPCPA 系统示意图 | 5 |
| 图 1.3 F. Krausz 课题组建立的中心波长为 2.1 μm 周期量级飞秒激光系统示意图 | 12 |
| 图 1.4 常增虎课题组建立的中心波长为 1.8 μm 周期量级飞秒激光系统示意图 | 13 |
| 图 1.5 钱列加课题组建立的 120 GW 中红外飞秒激光系统示意图 | 13 |
| 图 1.6 A. Baltuska 课题组建立的 3.9 μm 波段、峰值功率 90 GW 中红外飞秒激光系统示意图 | 14 |
| 图 1.7 M.M. Murnane 课题组基于中红外飞秒激光驱动的 1.6 keV 高次谐波产生的实验示意图 | 15 |
| 图 1.8 L. Grafenstein 等搭建的 5 μm 毫焦量级少周期中红外激光的系统示意图 | 16 |
| 图 2.1 皮秒振荡器结构示意图 | 23 |
| 图 2.2 皮秒振荡器腔内光斑模式分布 | 23 |
| 图 2.3 皮秒振荡器输出功率随着施加泵浦光功率变化的曲线 | 24 |
| 图 2.4 皮秒振荡器输出的光束 M^2 因子曲线和光斑形貌 (左上角插图) | 25 |
| 图 2.5 皮秒振荡器输出的锁模序列 | 25 |
| 图 2.6 使用强度自相关仪测量得到的皮秒振荡器输出的脉冲宽度 | 26 |
| 图 2.7 百千赫兹皮秒激光再生放大实验装置示意图 | 26 |
| 图 2.8 Gooch & Housego 生产的 BBO 普克尔盒 | 27 |
| 图 2.9 再生腔输出连续光的功率随着泵浦功率的变化曲线 | 28 |
| 图 2.10 再生腔工作在调 Q 状态 (左图蓝色实线) 和注入皮秒种子光后的示波器波形 (右图蓝色实线) | 28 |
| 图 2.11 再生腔在不同重复频率下, 最佳的普克尔盒门宽和输出功率曲线 | 29 |
| 图 2.12 百千赫兹皮秒激光行波放大实验装置示意图 | 30 |
| 图 2.13 行波放大中将振荡器输出脉冲序列选单后的脉冲输出 | 30 |
| 图 2.14 第一级放大过程中, 第一通和第二通输出功率随泵浦功率的变化 | 31 |
| 图 2.15 将 25 W 的泵浦光聚焦到晶体表面, 光斑直径为 400 μm 时两种不同形状的晶体内的温度分布 | 32 |
| 图 2.16 使用不同掺杂浓度的晶体得到的放大结果对比。 | 33 |
| 图 2.17 使用强度自相关仪测量得到的皮秒行波放大器输出激光的脉冲宽度 | 34 |
| 图 2.18 1 kHz 皮秒激光放大实验装置示意图 | 35 |

| | |
|---|----|
| 图 2.19 不同的泵浦光斑大小下, 信号光提取能量与提取效率随着注入信号光脉冲能量变化的关系 | 36 |
| 图 2.20 在 1.5 mJ 的信号光注入时, 输出激光脉冲能量和提取效率随着泵浦光脉冲能量的不同的变化 | 37 |
| 图 2.21 泵浦脉冲为 20 mJ 时, 输出脉冲能量和提取效率随输入信号光脉冲能量的变化 | 38 |
| 图 2.22 输入信号光能量为 4 mJ 时, 输出脉冲能量和提取效率随着泵浦光脉冲能量的变化 | 39 |
| 图 2.23 使用陶瓷片观察到的 1 kHz 皮秒激光放大器输出脉冲的光斑形貌 | 39 |
| 图 3.1 啁啾镜产生色散控制的原理图示..... | 42 |
| 图 3.2 双啁啾镜补偿色散效果图示..... | 42 |
| 图 3.3 啁啾脉冲放大原理示意图..... | 43 |
| 图 3.4 自相关仪原理示意图..... | 44 |
| 图 3.5 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器光路图..... | 45 |
| 图 3.6 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器腔内啁啾镜和材料色散曲线..... | 46 |
| 图 3.7 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器输出光谱..... | 47 |
| 图 3.8 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器输出脉冲的测量结果..... | 48 |
| 图 3.9 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器实验场景照片..... | 48 |
| 图 3.10 皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的实验光路示意图..... | 49 |
| 图 3.11 皮秒绿光激光泵浦的飞秒钛宝石激光振荡器的输出光谱..... | 50 |
| 图 3.12 皮秒绿光激光泵浦的飞秒钛宝石激光振荡器的输出脉冲宽度..... | 51 |
| 图 3.13 Martinez 展宽器原理示意图..... | 52 |
| 图 3.14 Martinez 展宽器光路展开图示..... | 52 |
| 图 3.15 Martinez 展宽器的实物照片..... | 54 |
| 图 3.16 z 形腔钛宝石激光再生放大器光路图..... | 55 |
| 图 3.17 再生放大器腔内模式分布..... | 55 |
| 图 3.18 再生放大器钛宝石晶体处光斑模式大小随着热透镜焦距变化的改变..... | 56 |
| 图 3.19 钛宝石激光再生放大器腔内脉冲建立的包络..... | 56 |
| 图 3.20 钛宝石激光放大器中各部分输出光谱的对比..... | 57 |
| 图 3.21 压缩器的实物照片..... | 57 |
| 图 3.22 压缩后的飞秒激光聚焦在空气中击穿空气成丝的效果..... | 58 |
| 图 3.23 钛宝石激光再生放大器输出脉宽的测量结果..... | 59 |
| 图 3.24 线形腔再生放大器光路图..... | 60 |
| 图 3.25 线形腔再生腔模式随着透镜位置的变化..... | 60 |

| | |
|--|----|
| 图 3.26 抑制增益窄化前后再生腔输出光谱的变化..... | 61 |
| 图 3.27 后级多通放大器光路图..... | 62 |
| 图 3.28 随着初始入射光斑大小的不同, 多通放大器中激光传输情况变化..... | 64 |
| 图 3.29 多通放大器中激光脉冲每次经过晶体得到的放大的理论计算结果..... | 65 |
| 图 3.30 多通放大器输出的光斑形貌和 M^2 因子测量结果..... | 66 |
| 图 3.31 再生腔腔内脉冲振荡及输出脉冲的示波器波形..... | 67 |
| 图 3.32 脉冲对比度测量结果 (30 ps 的尺度内)..... | 67 |
| 图 3.33 脉冲对比度测量结果 (250 ps 的尺度内)..... | 68 |
| 图 3.34 经过主放大后输出的光谱及其相位情况..... | 69 |
| 图 3.35 钛宝石激光多通放大器输出脉冲的脉冲宽度..... | 69 |
| 图 4.1 相位匹配过程示意图..... | 75 |
| 图 4.2 时间走离效应示意图..... | 76 |
| 图 4.3 空间走离效应示意图..... | 77 |
| 图 4.4 非共线相位匹配过程示意图..... | 78 |
| 图 4.5 飞秒激光倍频实验的装置图..... | 80 |
| 图 4.6 飞秒激光倍频实验输出的倍频光功率随着晶体角度转动的改变..... | 81 |
| 图 4.7 飞秒激光倍频实验输出的倍频光的光谱..... | 81 |
| 图 5.1 共线 OPA 和非共线 OPA 产生的中红外激光的参量带宽对比..... | 84 |
| 图 5.2 中红外飞秒激光产生的实验的光路示意图..... | 85 |
| 图 5.3 各种块材料产生单丝超连续的情况..... | 87 |
| 图 5.4 单丝超连续信号光的产生..... | 87 |
| 图 5.5 第一级 OPA 放大过程中信号光的调谐输出..... | 88 |
| 图 5.6 第二级 OPA 放大过程中不同非共线角下非共线方式放大的信号光的输出光谱对比..... | 89 |
| 图 5.7 信号光在各级 OPA 放大后的输出光谱..... | 90 |
| 图 5.8 测量中红外激光光谱使用的仪器..... | 91 |
| 图 5.9 VIGO System 公司的 PCI-3TE 系列探头对于红外波段的响应..... | 91 |
| 图 5.10 提取碲镉汞探头探测的微弱信号使用的锁相放大器..... | 92 |
| 图 5.11 中红外激光光谱的实验结果和理论计算结果对比..... | 92 |
| 图 5.12 中红外激光输出光谱的中心波长可从 2.86 μm 调谐到 3.6 μm | 93 |
| 图 5.13 互相关法测量中红外激光脉宽的装置示意图..... | 94 |
| 图 5.14 实验中产生的和频信号的光谱及其光斑..... | 94 |
| 图 5.15 互相关法测量中红外激光脉宽的理论计算与实验结果..... | 95 |
| 图 5.16 中红外飞秒激光产生的实验装置照片..... | 96 |

| | |
|--|-----|
| 图 5.17 中红外飞秒激光输出功率稳定性..... | 96 |
| 图 6.1 随着在晶体中的传播二次谐波强度的变化..... | 99 |
| 图 6.2 MgO:CPPLN 结构的有效非线性系数谱..... | 100 |
| 图 6.3 基频光的光谱..... | 102 |
| 图 6.4 MgO:CPPLN 晶体的实物照片..... | 102 |
| 图 6.5 基频光经过未进行周期极化设计的晶体后的输出光谱..... | 103 |
| 图 6.6 中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体产生白光激光的实验照片..... | 104 |
| 图 6.7 中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体产生超宽带激光的输出光谱（线性坐标） | 104 |
| 图 6.8 中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体产生超宽带激光的输出光谱（对数坐标） | 105 |
| 图 7.1 钛宝石激光振荡器的输出脉冲序列..... | 108 |
| 图 7.2 钛宝石激光振荡器的输出光谱..... | 109 |
| 图 7.3 钛宝石激光振荡器输出脉宽的测量结果..... | 109 |
| 图 7.4 钛宝石激光振荡器的内部结构（左图）和整体外观（右图）..... | 110 |
| 图 7.5 钛宝石激光振荡器的工程化设计细节..... | 110 |
| 图 7.6 皮秒激光振荡器的机械设计图示..... | 111 |
| 图 7.7 皮秒激光振荡器的输出功率曲线..... | 111 |
| 图 7.8 皮秒激光振荡器的实物图示..... | 112 |
| 图 7.9 皮秒绿光激光的 solidworks 示意图..... | 113 |
| 图 7.10 皮秒绿光激光的基频输出功率和倍频输出功率..... | 113 |
| 图 7.11 皮秒绿光激光的基频（上图）和倍频（下图）输出功率稳定性曲线..... | 114 |
| 图 7.12 皮秒绿光激光的输出光斑形貌和 M^2 因子测量曲线..... | 115 |
| 图 7.13 皮秒绿光激光的内部结构和整个系统的实物照片..... | 115 |
| 图 7.14 皮秒绿光激光泵浦飞秒钛宝石激光振荡器的实验场景照片..... | 116 |
| 图 7.15 皮秒激光放大器的机械设计图..... | 117 |
| 图 7.16 第三级放大输出功率随着泵浦功率的变化曲线..... | 118 |
| 图 7.17 皮秒激光实物照片..... | 119 |
| 图 7.18 输出倍频激光功率及倍频效率随着第三级泵浦光功率的变化..... | 120 |
| 图 7.19 输出紫外激光功率及转换效率随着重复频率的变化..... | 121 |
| 图 7.20 皮秒紫外激光的机械设计图..... | 122 |

表格索引

| | |
|--|-----|
| 表 1.1 增益介质 Nd:YAG、Nd:YLF 和 Nd:YVO ₄ 晶体的光学性质 | 3 |
| 表 1.2 钛宝石的光学参数..... | 6 |
| 表 1.3 用于中红外激光产生的各种非线性晶体光学参数..... | 11 |
| 表 3.1 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器腔内元件色散分析 (800 nm 处) | 46 |
| 表 3.2 钛宝石激光再生放大器中各部件对脉冲引入的色散量汇总 (800 nm 处) | 58 |
| 表 3.3 不同冷却温度下钛宝石晶体的热透镜对比..... | 62 |
| 表 3.4 高功率钛宝石激光放大器中各部件对脉冲引入的色散量汇总 (800 nm 处) | 68 |
| 表 6.1 准相位匹配过程中的各非线性过程的相位失配情况以及与其对应的用于补偿相位失配的倒格矢带 | 101 |
| 表 7.1 钛宝石激光振荡器腔内元件色散分析 (800 nm 处) | 108 |
| 表 7.2 皮秒激光放大器的输出参数..... | 117 |
| 表 7.3 倍频晶体的参数对比..... | 119 |

第 1 章 绪论

自 1960 年激光器的发明开始, 研究人员便致力于产生脉宽更短、峰值功率更强的超快激光。作为标志性的成果, 目前科研人员已经实现了阿秒脉冲 (10^{-18} s) 的产生[1-3]和 PW 激光 (10^{15} W) 的产生[4-6]。前者使得探测电子在原子尺度的运动成为可能; 后者则已经应用于实验室天体物理[7, 8]、激光电子加速和质子加速等强场物理实验中[9, 10]。超快激光的发展使得人们对于小至原子、大至天体的物理现象有了更深刻的认识。

超快激光脉冲的产生和放大的发展主要分为三个阶段:

20 世纪 70 至 80 年代, 基于染料的可饱和吸收体效应是产生超短脉冲激光的主要方式, 染料激光器可以产生亚皮秒的脉冲[11-13]。后来基于对撞脉冲锁模的方式, 染料激光器可以输出 27 fs 的脉冲[14]。在一段时间内, 染料激光器成为物理与化学领域超快激光光谱学发展的主要推动力。但是染料是有毒物质, 且寿命短、需要频繁更换, 这使得染料激光器使用起来并不便捷。

20 世纪 90 年代以来, 在钛宝石激光器中发现的克尔透镜锁模效应 (Kerr lens mode-locking, KLM) [15]使得飞秒激光器能够直接输出亚 10 fs 乃至周期量级的飞秒脉冲, 钛宝石激光器迅速地取代了染料激光器的地位。钛宝石晶体的损伤阈值高、发射光谱宽, 适合作为激光放大的增益介质。结合啁啾脉冲放大技术, 可以将钛宝石激光脉冲能量提升到焦耳量级, 产生 10^{22} W/cm² 的聚焦峰值功率密度。但是, 在高功率泵浦下, 钛宝石晶体的热效应和增益窄化效应[16]都变得严重, 使得钛宝石激光器不能够输出高重频的大能量激光脉冲。且钛宝石激光器使用的泵浦源多为调 Q 激光器; 调 Q 激光器不容易实现高重频、大能量的输出, 且成本较高, 往往飞秒强激光系统的大部分成本都在泵浦光系统的建立上, 这使得开展钛宝石激光放大技术的研究成本整体上升。

近年来, 随着半导体激光器封装工艺和耦合技术的进步, 基于二极管泵浦的全固态超快激光器得到了迅猛的发展。基于全固态超快激光器的光参量放大 (optical parametric amplification, OPA) 技术以其参量过程无热效应、增益带宽

大且无增益窄化效应、以及成本较低等特点，成为产生超快超强激光的新一代技术[17]。

1.1 超短脉冲激光放大的发展概述

1.1.1 全固态皮秒激光放大技术的发展

1962年，Newman等提出了使用GaAs激光二极管(laser diode, LD)发射的880 nm激光泵浦Nd:CaWO₄产生1.06 μm荧光[18]。1964年，Keyes等第一次实现了二极管泵浦的固态激光器[19]。但是受限于当时的生产工艺，LD的使用寿命很短，输出功率也不高。直到19世纪80年代，LD制备工艺的提升使得长寿命、高功率的激光二极管已经可以作为稳定的泵浦源，取代闪光灯的地位。如今，随着LD制备和封装工艺的提升，直接输出千瓦量级的二极管阵列已经很成熟[20-22]。

由于LD的发射面积较大，输出激光的光束质量较差，因而聚焦功率密度较低，在激光应用领域受到了很大的限制。但是由于LD的电光效率高(高达50%)，且发射光谱较窄，能够完全落在特定的激光增益介质的吸收光谱范围内，适用于作为增益介质的泵浦源。通过LD泵浦固态激光增益介质，可以改善效率、寿命、尺寸和其他重要激光参数。比如，使用二极管泵浦的Nd:YAG和Nd:YLF激光器，通过主动锁模可以实现7-12 ps的脉冲输出；而使用闪光灯泵浦的Nd:YAG激光器和Nd:YLF激光器通常输出脉宽为100 ps和30 ps左右[23, 24]。

在1992年之前，所有通过被动锁模方式对二极管泵浦的固态激光器进行锁模的尝试得到的最好结果是调Q锁模，即锁模脉冲序列有大的调Q脉冲包络。直到1992年半导体可饱和吸收镜(semiconductor saturable absorber mirror, SESAM)提出[25]，才使得二极管泵浦的固态激光器能够输出稳定的连续被动锁模脉冲序列。相比于KLM的方式，使用SESAM进行被动锁模不需要对腔型进行精细的调整，且锁模能够自启动，因而被广泛应用于皮秒激光振荡器中。

皮秒激光的常用增益介质为Nd:YAG、Nd:YLF和Nd:YVO₄等，三种增益介质的光学性质对比如下表所示。由于Nd:YVO₄的发射截面大，有利于提高系统

的增益, 进而实现振荡器的高光光转换效率和放大器的高提取效率。因而实验中我们使用 Nd:YVO₄ 进行皮秒激光的产生和放大实验。

表 1.1 增益介质 Nd:YAG、Nd:YLF 和 Nd:YVO₄ 晶体的光学性质
Table 1.1 Optical parameters of Nd:YAG, Nd:YLF and Nd:YVO₄

| 参数项 | Nd:YAG | Nd:YLF | Nd:YVO ₄ |
|---|----------------------------------|---|---|
| 发射波长 | 1064.1 nm | 1053 nm (σ) 1047 nm (π) | 1064.3 nm |
| 折射率 (1 μm 处) | 1.82 | $n_o = 1.4481$ $n_e = 1.4704$ (1064 nm 处) | $n_o = 1.9500$ $n_e = 2.1554$ (1.3 μm 处) |
| 发射截面 (cm^2) | 2.8×10^{-19} | 1.2×10^{-19} (σ) 1.8×10^{-19} (π) | 15.6×10^{-19} (π) |
| 上能级寿命 | 230 μs | 480 μs | 90 μs |
| 热膨胀系数 (K^{-1}) | 7.8×10^{-6} / 111 晶向 | a 轴: 13×10^{-6} c 轴: 8×10^{-6} | a 轴: 4.4×10^{-6} c 轴: 11.4×10^{-6} |
| 热导率 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) | 14 | 6 | //C: 5.23 \perp C: 5.10 |

皮秒振荡器输出脉冲能量仅为纳焦量级, 而一般的微加工以及实验应用需要百微焦以上的脉冲能量。这样便需要对皮秒振荡器的输出脉冲进行功率或能量的放大。皮秒脉冲能量放大的实现方式通常有再生放大和行波放大两种:

一、再生放大。再生放大器的核心部件是一个高压脉冲门宽可控的电光开关, 通过调节该门宽, 可以控制皮秒脉冲在再生腔内走几十个来回, 从而实现高增益。在 1 kHz 的再生放大器中, 皮秒种子脉冲的能量可以从纳焦量级放大到毫焦量级, 提供 10^6 的增益。在百千赫兹的再生放大器中, 由于脉冲的周期 ($\sim 10 \mu\text{s}$) 接近 Nd:YVO₄ 的上能级寿命 ($\sim 90 \mu\text{s}$), 容易引起倍周期分叉的现象[26], 尽管输出功率稳定, 但是输出的脉冲之间能量差异很大, 没有任何规律可循。

二、行波放大。行波放大是指激光在晶体中通过有限次数的放大方式, 放大级本身不构成谐振腔。相比于再生放大而言, 行波放大调节起来较为简单。且由于 Nd:YVO₄ 的发射截面比较大, 使用该种方式能得到很高的功率输出 (提取效率可达 30%)。一般在再生放大之后, 可以加多级行波放大, 实现高功率的激光

输出。此处将行波放大与再生放大分开考虑，是因为该方式可以通过在振荡器后进行选单而后直接进行 MOPA（master oscillator power amplifier）形式的放大。如图 1.1 所示为 Lumerica 公司的 RAPID 系列激光器的原理示意图[27]，该种 MOPA 结构支持输出任意重复频率的激光序列，但是缺陷在于该种放大方式对于泵浦功率的提取效率取决于注入激光功率。如果注入的功率过低，则需要多级行波放大才能达到一级再生放大器所能实现的功率输出。

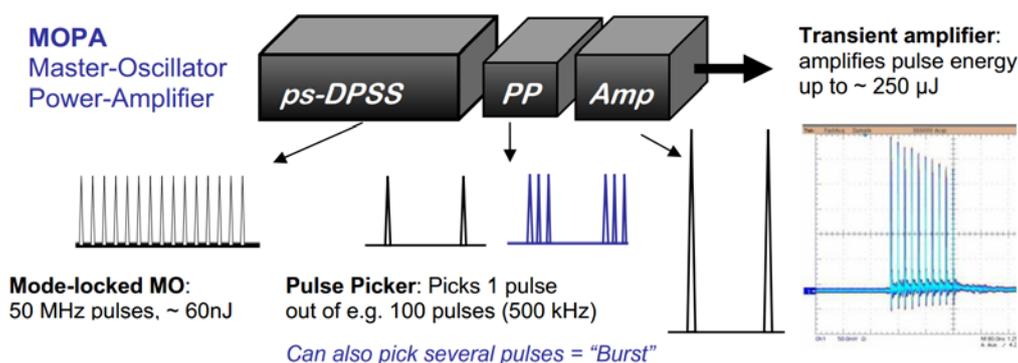


图 1.1 Lumerica 公司的 RAPID 激光器原理示意图 [27]

Fig. 1.1 Illustration of Lumerica's picosecond laser "Rapid" [27]

随着激光微加工产业的蓬勃发展，近两年市场对皮秒激光器有很大的需求量。在科研方面，基于全固态超快激光泵浦的光参量啁啾脉冲放大(Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, OPCPA)系统也对皮秒激光器提出了需求。2017年维尔纽斯大学激光研究中心为欧洲极端光学设施(Extreme Light Infrastructure, ELI)研制了1 kHz、5.5 TW的少周期OPCPA系统，系统的泵浦光部分便是大能量皮秒激光，如下图所示[28]。

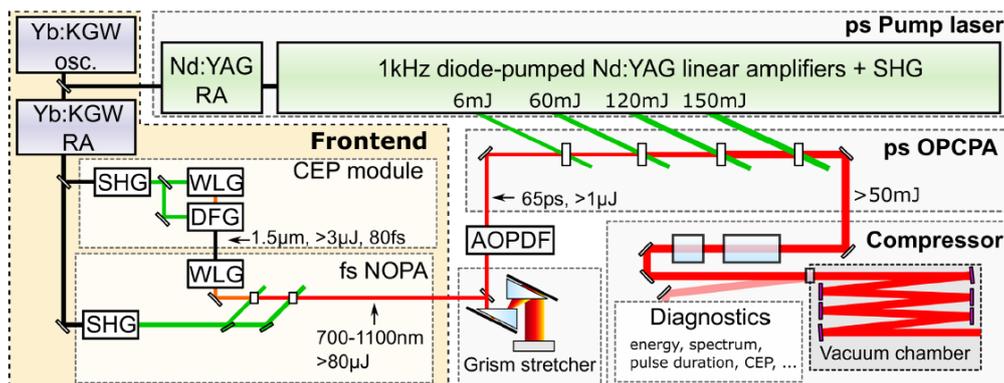


图 1.2 维尔纽斯大学为 ELI 研制的 1 kHz、5.5 TW 少周期 OPCPA 系统示意图 [28]
 Fig. 1.2 System layout of 1-kHz 5.5-TW few-cycle OPCPA invented by Vilnius University for ELI [28]

目前的皮秒激光市场主要由几家国外公司占据，有德国的 Trumpf 公司和 Edge Wave 公司、立陶宛的 Ekspla 公司、美国的 Coherent 公司和 Spectral Physics 公司。Trumpf 公司的皮秒激光技术主要是基于薄片激光放大技术，可以实现 200 W 的激光输出，由于薄片的结构特征非常利于增益介质散热，其输出激光的光束质量接近衍射极限；该公司将这种超快激光光源集成到机床中，占据了激光微加工方面很大的市场。Edge Wave 公司则主要是基于 Innoslab 的放大技术，激光在一级放大中往返多次经过增益介质，实现很高的增益；缺陷是输出激光需要经过较为复杂的光学整形，输出光斑被整形为平顶光束，不适用于需要进行紧聚焦微加工的场所。Ekspla 公司则专长于基于 Nd:YAG 的侧泵放大，图 1.2 中的高重复频、大能量皮秒激光系统即是该公司所研制。Coherent 公司和 Spectral Physics 公司的产品则是基于 MOPA 的多级行波放大方式，都能够实现大于 50 W 的皮秒激光输出。

1.1.2 钛宝石激光放大技术的发展

钛宝石（掺钛的蓝宝石， $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ）具有宽带吸收光谱（400~600 nm）和荧光发射光谱（600~1200 nm）、热导率高、机械性能好和损伤阈值高等优势，一经问世[29]便引起了广泛的关注，如表 1.1 所示为钛宝石的参数[29]。不同于染料激光器纳秒尺度的上能级寿命，钛宝石晶体的上能级寿命为 3.2 μs 左右，以往用于染料激光器的锁模方式不再适用于钛宝石激光器。1991 年，D.E.Spence 等发现了克尔透镜效应[15]，为连续锁模产生飞秒激光脉冲的发展揭开了新篇章。

表 1.2 钛宝石的光学参数
Table 1.2 Optical parameters of Ti:sapphire crystal

| 参数 | 参数值 |
|---|------------------------------------|
| 折射率 (800 nm) | $n_e=1.76$ |
| 上能级寿命 | 3.2 μs |
| 吸收波长范围 | 400-600 nm |
| 荧光发射波长范围 | 600-1200 nm |
| 峰值发射波长 | ~ 780 nm |
| 峰值受激发射截面 | |
| 平行于 c 轴时 | $4.1 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ |
| 垂直于 c 轴时 | $2.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ |
| 795 nm 处受激发射截面 | $2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ |
| 795 nm 处饱和通量 | $E_s=0.9 \text{ J/cm}^2$ |
| 损伤阈值 (10 ns, 1064 nm) | 10 J/cm^2 |
| 热导率 ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) | 0.33 (300 K) |
| 折射率对温度导数 (K^{-1}) | 1.28×10^{-5} (300 K) |

在克尔透镜效应的作用下,不需要腔外压缩便可以直接从激光谐振腔输出小于 6 fs 的脉冲[30-32]。通过使用级联空芯光纤进行腔外压缩,则可以实现亚 4 fs 的脉冲输出[33]。由于钛宝石的输出光谱可以支持几个光学周期的脉冲产生,多种腔外压缩方式都可以将脉冲压缩到少周期的量级[34],例如腔倒空的飞秒脉冲在石英光纤中进行压缩[35]和空芯光纤脉冲压缩[36]等等。在飞秒钛宝石激光产生伊始,便有多家国外公司开展此方面的研究。目前 Spectral Physics、Laser Quantum 和 Thorlabs 等公司已经拥有 200 mW 量级少周期(2 到 3 个光学周期)的钛宝石激光振荡器和 1 W 量级、脉宽小于 10 fs 的钛宝石激光振荡器等标准产品。

钛宝石激光振荡器输出的飞秒脉冲能量通常在纳焦量级,限制了飞秒激光的应用。而啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)技术的发明[37],使得飞秒激光脉冲能量能够从纳焦量级放大到焦耳量级[4]。实际中,毫焦量级的

飞秒激光能量对于飞秒激光微加工、泵浦探测实验以及双光子成像等实验已经足够使用。Coherent 公司和 Spectral Physics 公司已经拥有 1-5 kHz 的重复频率、功率为 4-13 W、脉宽为 30-150 fs 的钛宝石激光放大器，该种放大器每年在中国便有价值上亿的销量。

然而，目前输出脉冲能量在 13 mJ 以上的 1 kHz 商用飞秒钛宝石激光放大器尚为鲜有。而高次谐波产生、强场物理实验等科学研究对这种激光器有很大的需求。实现高平均功率放大的主要困难在于晶体热效应的处理。由于再生腔热稳定性的限制，单级再生腔很难输出 7 mJ 以上的脉冲能量。为了实现高平均功率输出，一般需要使用两级或三级放大级。在主放大级中，晶体上的泵浦光功率往往高达 50 W 以上，此时钛宝石晶体上的热效应严重，不但会引入热透镜影响光束的传输，还会引入热致应变等效应给放大激光的波前引入严重的畸变，影响最终输出激光的可聚焦性，限制其终端应用。为了减轻热效应的影响，通常做法是使用液氦或液氮对钛宝石晶体进行制冷，钛宝石晶体在低温下热导率大大提升，热透镜效应也被显著减弱。

为了促进钛宝石激光器的国产化，本课题组在飞秒钛宝石激光振荡器和放大器方面进行了一系列的技术研究[38-41]，并开展了高平均功率飞秒钛宝石激光放大器的研制。

1.2 中红外飞秒激光产生的研究进展

中红外激光覆盖的光谱范围是 $2\ \mu\text{m}$ - $20\ \mu\text{m}$ (500 - 5000cm^{-1})，由于中红外激光在军事对抗、光谱学、生物医学和强场物理等方面的广泛应用，其发展吸引了很多科学领域的研究兴趣。

在军事对抗领域，由于飞机、坦克等军事武器的红外辐射波长处在中红外波段，针对这些目标的精确制导导弹多数是依赖于红外探测制导。使用红外激光照射制导导弹的探测器阵列，便能够致盲乃至烧毁导弹的制导光学系统。此外，由于中红外激光是处在大气吸收较少的窗口[42]，将其应用在激光雷达方面，可扩大激光雷达的侦测范围，为军事行动提供更多的信息。

在光谱学领域， H_2O 、 CO_2 、 CO 、 CH_4 等很多重要分子在中红外波段都有较强的振动和转动能级跃迁，因此中红外激光可以用于重要分子的特征指纹识别 [43]。使用中红外激光做痕量检测可大大提高测量的灵敏度。

在医疗领域，激光用于人体组织的精细切除时，水对激光的吸收决定了手术的精度和激光的穿透深度。水分子对 $2.9 \mu\text{m}$ 处的中红外激光吸收强烈，使用中红外激光与人体组织相互作用时，受到激光辐射处的水分子能够瞬间吸收大量的热，使组织剥离，产生定向切割的效果，提高医疗的精度。

在我们关注的强场物理实验中，高次谐波产生过程中激发的自由振荡的电子的势能满足 $U_p \propto \lambda^2$ [44, 45]。这意味着激发波长增长，自由振荡的电子势能会增加，产生高次谐波的截止能量也会增加，高次谐波产生的极紫外光乃至软 X 射线光的波长也会越短。然而，随着激发波长的增长，高次谐波的产量正比于 $\lambda^{-6.5}$ [46]，于是便需要使用具有更高光子通量的中红外泵浦光来激发。

1.2.1 中红外飞秒激光的产生方式

产生中红外飞秒激光的方式主要有两类：掺杂离子直接发射的方式和光参量放大 (OPA) 方式。前者是基于增益介质储能而后受激发射的过程，辐射波长取决于增益介质的能级结构，且该过程在晶体上有热积累，放大过程中增益窄化效应使得输出激光光谱变窄，限制了最终输出脉冲的脉宽；后者是基于参量晶体的非线性效应，过程中无热积累，通过非共线相位匹配的方式能够保持宽带激光放大，支持周期量级的中红外激光脉冲产生。

1.2.1.1 掺杂离子直接发射

能够直接发射中红外波段激光的增益介质主要有稀土离子掺杂的增益介质和过渡金属离子掺杂的硫系化合物。稀土离子主要包括 Tm^{3+} 和 Ho^{3+} ；过渡金属离子掺杂的硫系化合物则主要包含 $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ 和 $\text{Fe}:\text{ZnSe}$ 。

Tm^{3+} 离子的吸收峰位于 790 nm ，这个波长处在 GaAlAs 激光二极管的发射范围内，适合使用 LD 进行泵浦。但是由于 Tm^{3+} 离子发射峰位于 $2 \mu\text{m}$ 附近，对应的量子效率为 40%，这样便导致使用 LD 进行泵浦会产生很大的热负载。然而，由于该离子的能级结构特征，通过交叉弛豫效应使得一个 790 nm 光子能够激发

两个粒子[47], 这样量子效率便可以提升到 80%。有效地产生交叉弛豫效应要求增益介质的掺杂浓度很高, 而在一般的晶体结构中很难做到高掺杂。由于玻璃基质是无晶格结构的, 可以做到高掺杂, 因而 Tm^{3+} 离子掺杂被广泛地应用到光纤激光器中, 并实现了 72% 的转换效率[48]。此外, 相比于 Tm^{3+} 离子掺杂的晶体材质[49], Tm^{3+} 离子掺杂的光纤激光器的发射光谱更宽且更加平滑[50], 适合通过锁模方式输出皮秒及百飞秒的激光脉冲[51, 52]。

在早期的研究中, 掺 Ho^{3+} 离子的激光晶体中需要添加 Er^{3+} 和 Tm^{3+} 等离子作为敏化剂[53, 54], 通过这些离子将泵浦能量传递给 Ho^{3+} 离子, 对其进行激发。后来, 随着半导体激光器的巨大进步, 可以使用输出 $1.9 \mu\text{m}$ 的掺 Tm^{3+} 离子的激光器对不添加敏化剂的掺 Ho^{3+} 离子激光晶体直接进行泵浦, 输出中心波长为 $2.1 \mu\text{m}$ 附近的激光。在产生超快激光方面, Malevich 等报道了基于 Ho:YAG 晶体的 CPA 系统, 该系统工作在 5 kHz , 输出脉冲能量 3 mJ , 脉宽可以压缩到 530 fs [55]。结合再生放大器和单通放大器, Hemmer 等搭建基于 Ho:YLF 晶体的 13 mJ 、 100 Hz 、 10 ps 的 CPA 激光系统[56, 57]。最近, J.W. Zhang 等使用掺 Tm^{3+} 离子的光纤激光器对 Ho:YAG 薄片激光器进行泵浦, 从振荡器直接得到了 18.7 W 的功率输出, 脉冲可以压缩到 260 fs [58]。将该激光注入单模光纤通过 SPM 效应展宽光谱, 压缩后聚焦进 GaSe 晶体, 通过差频过程产生了光谱范围覆盖 $500 \sim 2250 \text{ cm}^{-1}$ (-30 dB) 的宽谱相干中红外激光, 展示了该种激光器极大的应用前景。

ZnSe 晶体属于 II-VI 族硫化物晶体, 对 $500 \text{ nm} \sim 2200 \text{ nm}$ 波段的激光透射率较高, 是常用的红外窗口材料。直到 1996 年, 研究人员对掺杂二价过渡金属元素的 II-VI 族硫化物晶体进行了细致的研究, 才证实了该种晶体在产生中红外激光方面的价值。2000 年, 科研人员通过主动锁模的方式, 在 Cr:ZnSe 激光器中实现了 $2.5 \mu\text{m}$ 波段的超快激光产生, 输出功率 82 mW 、脉宽 4.4 ps 。2006 年, 基于可饱和吸收体的被动锁模方式, 在 Cr:ZnSe 激光器中实现了 $2.5 \mu\text{m}$ 波段、脉宽为 100 fs 的锁模脉冲激光输出。而后将激光脉冲注入非线性光纤中, 可以展宽到光谱覆盖 $2 \sim 2.8 \mu\text{m}$ 的波段[59]。而后在 2009 年, 在这种增益介质中又实现了克尔透镜锁模[60, 61]。尽管该晶体的热效应严重、非线性折射率很高 (Ti:sapphire 的非线性折射率 n_2 为 $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, Cr:ZnSe 晶体的为 180×10^{-20}

m^2/W)，基于 Cr:ZnSe 晶体的 CPA 系统已经实现了 1 kHz、350 μJ 、346 fs 的超快激光输出[62]。

相比之下，Fe:ZnSe 晶体的带隙较小，容易产生多声子淬灭效应，在室温下很难输出激光。1999 年，Adams 等首次实现了 Fe:ZnSe 晶体输出 4 μm 附近的可调谐激光，但是晶体是置于 180 K 的温度下[63]；Kernal 等于 2005 年实现了该晶体在室温下产生激光[64]。2009 年，基于该晶体实现了调 Q 运转，输出 0.58 mJ 的中红外激光脉冲，光谱范围为 3.5~5 μm [65]。2017 年，Velikanov 等基于 Fe:ZnSe 晶体实现了 130 mJ 激光输出[66]。

1.2.1.2 光参量放大

在发明激光后的第二年，由激光驱动产生二次谐波的现象作为第一个实验观测到的非线性效应被提出，由此而引出越来越多的非线性光学现象的发现和应用。目前，非线性效应成为了拓展激光光谱的重要手段，基于该效应已经能够实现深紫外激光到中红外激光乃至太赫兹激光的产生。

在各种非线性效应中，最常使用且最重要的是二阶非线性效应。由二阶非线性效应引入的三波混频过程，是二次谐波产生 (Second Harmonics Generation, SHG)、光参量差频产生 (Difference Frequency Generation, DFG)、光参量放大 (Optical Parametric Amplification, OPA) 和光参量振荡 (Optical Parametric Oscillation, OPO) 的基础。DFG 和 OPA 的方式也是目前产生宽带中红外激光脉冲的主要方式。

常用于中红外波段激光产生的非线性晶体主要有：磷酸氧钛钾晶体 (KTiOPO_4 , KTP)、砷酸氧钛钾晶体 (KTiOAsO_4 , KTA) 和铌酸锂晶体 (LiNbO_3 , LNO) 等氧化物晶体；磷锗锌晶体 (ZnGeP_2 , ZGP)、硫镓银晶体 (AgGaS_2 , AGS) 和硒化镓晶体 (GaSe) 等非氧化物晶体。一般而言，氧化物晶体的损伤阈值较高，机械硬度高，但是其透光范围一般被限制到 5 μm 以下，不利于中远红外激光的产生；非氧化物晶体的有效非线性系数较高，透光范围一般可以达到 10 μm 以上，常用于中远红外激光的产生，但是该种晶体损伤阈值一般比较低，机械强度较差，而且多种晶体对于 800 nm 的钛宝石激光有双光子吸收效应，一般需要使用波长在 1 μm 以上的激光作为泵浦源。

除了使用以上晶体进行双折射相位匹配外,还可以使用周期极化晶体进行准相位匹配,提高转换效率。其中,周期极化的铌酸锂晶体(Periodic-Poled LiNbO₃, PPLN)有效非线性极化系数较大、物理化学性质稳定,且不易潮解,是最常用的准相位匹配晶体。但是由于该晶体矫顽电场强度较大,制备过程需要的极化电压很高,不利于制备较大厚度的晶体器件,且损伤阈值较低,进而限制了该晶体在较高能量的飞秒激光 OPA 过程中的使用。

对各种非线性晶体的透光范围、有效非线性极化系数和损伤阈值进行对比,如下表所示。基于各种非线性晶体的 OPA 过程产生中红外飞秒激光的进展见 1.2.2 节阐述。

表 1.3 用于中红外激光产生的各种非线性晶体光学参数

Table 1.3 Optical parameters of different kinds of nonlinear crystal used for generation of mid-infrared laser

| 非线性晶体 | 透光范围(μm) | 有效非线性极化系数* (pm/V) | 损伤阈值** (GW/cm^2) |
|-------|-----------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| KTP | 0.35~4.5 | 2.25 | 2~3 |
| KTA | 0.35~5.2 | 2.04 | 1.2 |
| LNO | 0.33~5.5 | 4.25 | 0.25 |
| PPLN | 0.4~5.5 | 16 | 0.25 |
| ZGP | 0.74~12 | $d_{36}=68.9$ | 0.003 |
| AGS | 0.5~13 | $d_{36}=23.6$ | 0.035 |
| GaSe | 0.65~18 | $d_{22}=54$ | 0.03 |

*该处的有效非线性极化系数是针对 800 nm 与 1100 nm 差频的情况计算得到的。ZGP、AGS 和 GaSe 晶体不支持这种情况下的相位匹配,故而将其非线性极化系数填入表中,作为参考。

**此处的损伤阈值是在 1.06 μm 、~10 ns 激光条件下测试得到的。

1.2.2 光参量放大产生中红外飞秒激光的研究进展

目前中心波长在 2 μm 附近、能量为毫焦量级、重复频率为 kHz、输出脉宽为周期量级的光源已经在很多课题组实现。基于这种激光器,研究人员已经实现了软 X 射线的产生[67][68]和阿秒脉冲的产生[2]。产生的 50-150 eV 能量的阿秒

脉冲是研究电子运动的时间尺度和纳米量级的空间尺度下的动力学的理想工具 [69]。

F. Krausz 教授的课题组采用宽带钛宝石激光振荡器同时作为信号光和泵浦光的种子源[70]，将钛宝石激光振荡器输出宽带光谱的 1030 nm 成分提取出来注入 Yb:YAG 碟片放大器，得到与信号光同源的泵浦光。在两级 PPLN 晶体和最后一级 LNO 晶体中进行 NOPA 放大，最终得到了中心波长为 2.1 μm 、重复频率为 3 kHz、能量为 1.2 mJ、脉宽为 10.5 fs 的周期量级脉冲输出。

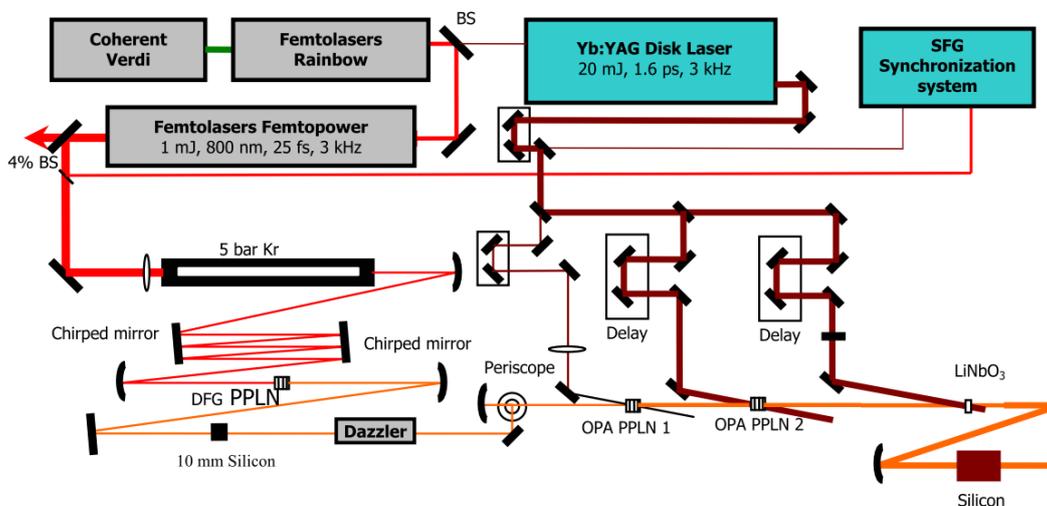
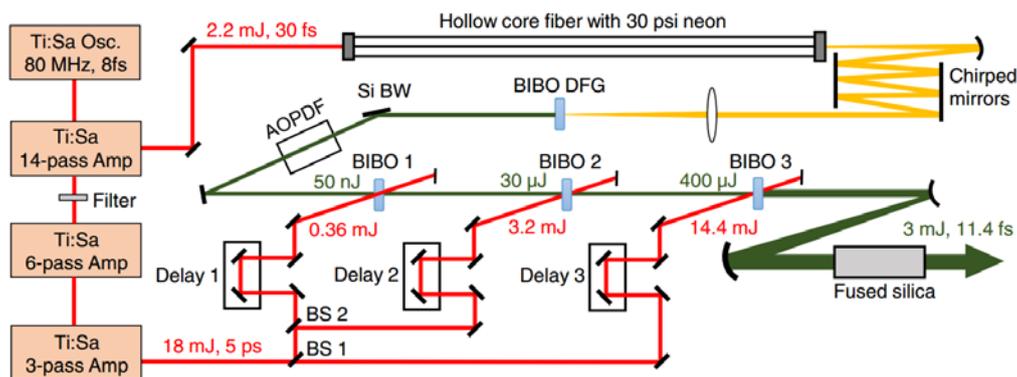
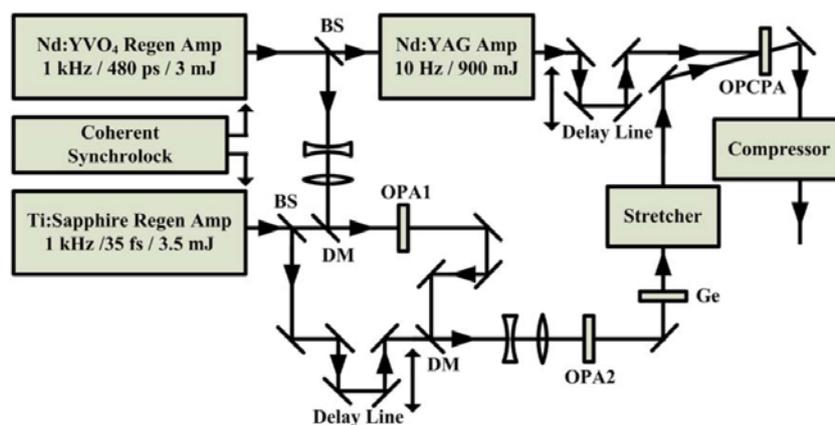


图 1.3 F. Krausz 课题组建立的中心波长为 2.1 μm 周期量级飞秒激光系统示意图 [70]
Fig. 1.3 Illustration of 2.1- μm few-cycle laser system built by F. Krausz' s group [70]

不同于 F. Krausz 课题组采用的方式，中佛罗里达大学的常增虎教授的课题组使用钛宝石激光作为系统的泵浦源，将压缩后脉宽为 30 fs 的 2.2 mJ 激光注入空芯光纤中进行光谱展宽，经过压缩后聚焦进 BIBO 晶体通过光谱内短波与长波成分的 DFG 过程产生能量为 1 μJ 、覆盖 1.2 μm ~2.2 μm 的宽带信号光[71]。而后将该信号光经过 AOPDF 展宽到 4.4 ps，剩余的 50 nJ 信号光能量在后续三级非共线 OPA（Non-collinear OPA, NOPA）中保持宽带放大，输出 3 mJ 能量的脉冲。最后经过 150 mm 的熔石英材料进行压缩，得到了 11.4 fs 的输出结果。基于此光源，他们实现了 53 as 的单阿秒脉冲产生结果，光子能量达到了碳原子的 K 线吸收边（284 eV） [2, 72]。

图 1.4 常增虎课题组建立的中心波长为 $1.8 \mu\text{m}$ 周期量级飞秒激光系统示意图 [71]Fig. 1.4 Illustration of $1.8\text{-}\mu\text{m}$ few-cycle laser system built by Zenghu Chang' s group [71]

在 $3 \mu\text{m}$ 波段, 上海交通大学的钱列加教授的课题组于 2013 年实现了 13.3 mJ 、脉宽为 111 fs 、重复频率为 10 Hz 的可调谐中红外飞秒激光输出, 峰值功率达到了 120 GW , 调谐范围为 $3.3 \mu\text{m}$ - $3.95 \mu\text{m}$ [73]。他们使用电学同步的方式, 将飞秒钛宝石激光放大器与皮秒 Nd:YVO_4 放大器同步起来, 同步精度抖动 jitter 值小于 10 ps 。使用飞秒钛宝石激光放大器泵浦两级 OPA 系统, 产生可调谐的中红外飞秒激光种子源, 而后经过一级 OPA 放大后, 将中红外激光经过 Offner 展宽器把脉宽展宽到 430 ps , 能量剩余 $7 \mu\text{J}$, 而后经过基于 LNO 晶体的 OPCPA 放大, 将脉冲放大到了 29.5 mJ , 经过压缩, 得到了 13.3 mJ 、 111 fs 的脉冲输出。

图 1.5 钱列加课题组建立的 120 GW 中红外飞秒激光系统示意图 [73]Fig. 1.5 Illustration of 120-GW mid-infrared femtosecond laser system built by Liejia Qian' s group [73]

在 $4\ \mu\text{m}$ 波段, 维也纳大学的 A. Baltuska 领导研究团队实现了中心波长为 $3.9\ \mu\text{m}$ 、脉冲能量 $8\ \text{mJ}$ 、脉冲宽度 $83\ \text{fs}$ 、重复频率为 $20\ \text{Hz}$ 的中红外激光输出[74]。他们使用 Yb:KGW 克尔透镜锁模振荡器作为种子源, 一方面注入基于 Yb:CaF₂ 晶体的 CPA 系统进行放大, 分出少部分能量聚焦进块材料产生白光超连续 (White Light Continuum, WLC), 而后对白光超连续进行后续的基于 KTP 晶体的三级 OPA 放大, 得到了能量为 $65\ \mu\text{J}$ 、中心波长为 $1460\ \text{nm}$ 的信号光; 另一方面, 将振荡器输出光谱的 $1064\ \text{nm}$ 成分提取出来, 经过 Nd:YAG 激光器将其放大为 $70\ \text{ps}$ 、 $250\ \text{mJ}$ 的脉冲, 作为后续 OPCPA 系统的泵浦光。将 $1460\ \text{nm}$ 的信号光展宽后, 对其进行两级 OPCPA 放大, 最终得到了 $22\ \text{mJ}$ 的 $1.46\ \mu\text{m}$ 信号光和 $13\ \text{mJ}$ 的 $3.9\ \mu\text{m}$ 闲频光。对闲频光进行压缩后, 得到了 $8\ \text{mJ}$ 、 $\sim 80\ \text{fs}$ 的脉冲输出。

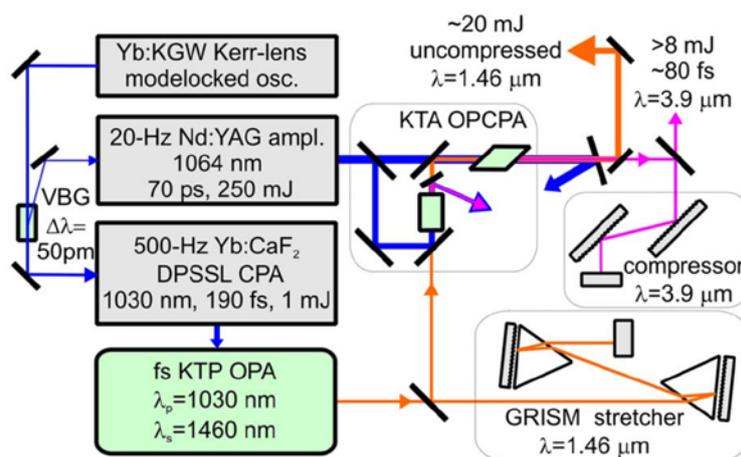


图 1.6 A. Baltuska 课题组建立的 $3.9\ \mu\text{m}$ 波段、峰值功率 $90\ \text{GW}$ 中红外飞秒激光系统示意图 [74]

Fig. 1.6 Illustration of $3.9\text{-}\mu\text{m}$ 90-GW mid-infrared femtosecond laser system built by A. Baltuska's group [74]

后来 A. Baltuska 团队联合科罗拉多大学的 M.M. Murnane 教授的研究团队, 实现了桌面化的 X 射线产生, X 射线的光子能量高达 $1.6\ \text{keV}$, 具有高空间相干性, 相关成果于 2012 年被发表在 Science 上[75]。

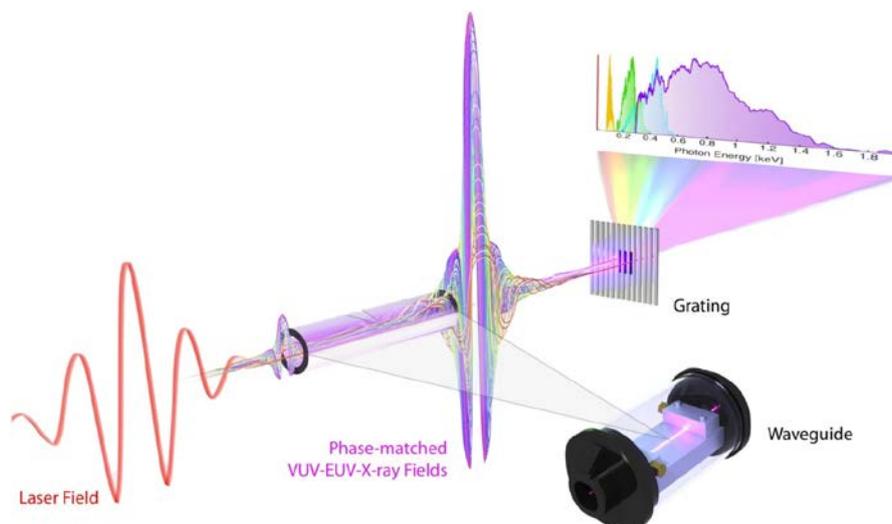


图 1.7 M.M. Murnane 课题组基于中红外飞秒激光驱动的 1.6 keV 高次谐波产生的实验示意图 [75]

Fig. 1.7 Schematic diagram of generation of 1.6-keV high-order harmonics driven by mid-infrared femtosecond laser performed by M.M. Murnane' s group [75]

在 $5\ \mu\text{m}$ 波段的飞秒激光产生方面，研究人员做了很多尝试[76, 77]；直到最近，L. Grafenstein 等实现了中心波长为 $5.1\ \mu\text{m}$ 、脉冲能量为 $1.3\ \text{mJ}$ 、脉冲宽度为 $75\ \text{fs}$ 、重复频率为 $1\ \text{kHz}$ 的中红外少周期飞秒脉冲产生[78]。他们使用掺钕的飞秒激光器作为系统的种子源，产生的 $1.5\ \mu\text{m}$ 飞秒激光一部分注入高非线性光纤产生 $1\ \mu\text{m}$ 的成分，二者差频产生 $3.4\ \mu\text{m}$ 中红外激光，作为系统的信号光；另一部分注入高非线性光纤产生 $2\ \mu\text{m}$ 的成分，作为基于 Ho:YLF 晶体的 CPA 系统的种子源。由于输出波长已经到达 $5.1\ \mu\text{m}$ ，一般的氧化物非线性晶体不再适用，在 OPA 放大中使用的参量晶体是 ZGP 晶体。

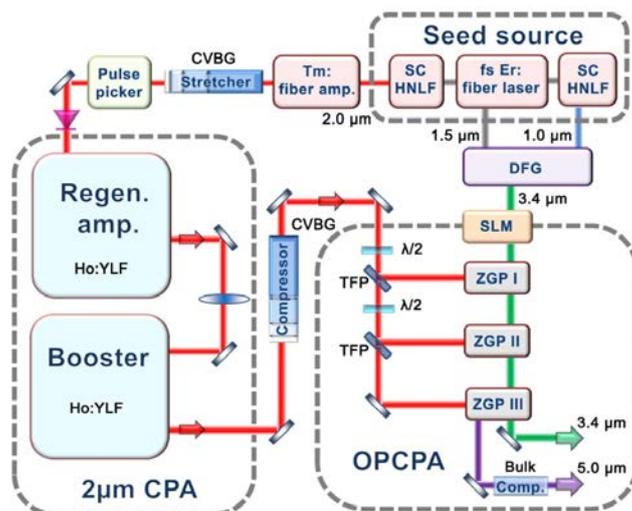


图 1.8 L. Grafenstein 等搭建的 5 μm 毫焦量级少周期中红外激光的系统示意图 [78]
 Fig. 1.8 Illustration of 5- μm mille-Joule-level few-cycle mid-infrared laser system built by L. Grafenstein *et. al.* [78]

由上文介绍可以看到，2 μm 波段的中红外飞秒激光系统的发展已经较为成熟，这些系统能够工作在 kHz 的重复频率，基于这些系统已经开展了阿秒脉冲产生的实验。对于 3 μm 波段及以上的中红外飞秒激光系统而言，这些光源的重复频率一般为 10-20 Hz，这样的低重频不利于进行阿秒脉冲的诊断以及时间分辨的光谱学研究。尽管已经有了千赫兹重频的 5 μm 波段毫焦量级中红外飞秒激光的报道，但是这样的系统往往需要使用 2 μm 波段的超快激光作为泵浦，这种泵浦光的实现本身便有一定的技术门槛。

为此，使用课题组自建的高功率钛宝石激光器作为泵浦源，我们开展了 3 μm 波段、重复频率为 1 kHz 的飞秒 OPA 实验，并实现了 521 μJ 、95 fs 的中红外激光的产生。

1.3 本论文的研究内容

课题组长期致力于超快激光放大技术的研究，本论文结合课题组的研究，开展了超快激光放大和中红外飞秒激光产生的研究，主要内容概括如下：

第一章介绍了本论文的研究方向——超快激光放大及中红外飞秒激光产生方面的背景知识和研究进展情况。

第二章介绍了全固态皮秒激光产生和放大的工作。设计并搭建了高功率皮秒激光振荡器，振荡器在 15 W 的泵浦功率下输出 6 W、脉宽为 23 ps 的皮秒脉冲序列，光光转换效率达到 40%，光束质量优异， $M^2 < 1.05$ 。使用再生放大方式实现 200 kHz、6 W 的脉冲序列输出；使用行波放大的方式，实现了 500 kHz、20 W 的输出，重复频率从 100 kHz 到 500 kHz 任意可调，并且支持“burst 模式”。此外，进行了毫焦量级皮秒激光放大的实验研究，对高能量脉冲放大进行了理论计算和分析，最终实现了 1 kHz、9 mJ 的皮秒脉冲输出。

第三章介绍了飞秒钛宝石激光的产生和放大的工作。使用全啁啾镜的方式补偿色散，通过在腔内插入熔石英 BaF_2 平片和尖劈精确补偿色散，实现了 510 mW 的宽带飞秒激光输出，经过腔外压缩可以得到 8.2 fs 的脉宽测量结果。开展了皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的研究，实现了钛宝石激光振荡器自触发克尔透镜锁模输出亚十飞秒激光脉冲的结果。还介绍了自建的再生放大器，使用光栅对压缩器对展宽器提供的色散和放大过程中引入的材料色散进行精确补偿。在线形再生腔的基础上开展了高功率飞秒钛宝石激光放大器的实验研究，得到了输出能量 25 mJ、重复频率 1 kHz、脉冲宽度 27.1 fs 的高能量钛宝石激光放大系统，该系统为后续开展中红外飞秒激光产生的实验奠定了基础。

第四章介绍了宽带非线性耦合波的理论计算和实验验证。一般而言，对三波混频的参量过程进行计算时会假设泵浦光是单色光，但该假设在宽带飞秒钛宝石激光参与的非线性过程中并不成立。针对基于飞秒钛宝石激光的 OPA 产生中红外飞秒激光的实验研究，我们使用宽带非线性耦合波理论进行了计算。并设计了飞秒钛宝石激光的倍频实验对该理论进行了验证。该理论为飞秒 OPA 系统中通过差频产生宽带中红外飞秒激光脉冲的设计提供了指导。

第五章介绍了基于飞秒 OPA 的方式产生中红外飞秒激光的实验。使用 KTA 晶体作为参量晶体，经过四级 OPA 放大级，最终实现了 1 kHz 的重频下，输出 1.8 mJ 的 1.1 μm 信号光和 521 μJ 的 2.86 μm 闲频光的输出，使用互相关的方式测量得到中红外激光的脉宽为 95 fs，输出激光的中心波长可从 2.86 μm 调谐到 3.6 μm 。该中红外激光系统为开展白光激光产生的实验做好了准备。

第六章介绍了基于中红外飞秒激光的白光激光产生的实验研究。使用啁啾周期极化的掺氧化镁的铌酸锂晶体作为参量晶体，以中红外飞秒激光作为基频光，

基于二阶非线性效应，在一块晶体中同时产生了基频光的二次到七次谐波，产生的宽带超连续白光激光覆盖两个倍频程。

第七章介绍了全固态超快激光设备的研制工作。对钛宝石激光振荡器进行了一体化的设计，研制了四台输出功率大于 400 mW、光谱半高宽大于 50 nm、脉宽小于 20 fs 的钛宝石激光振荡器，用于泵浦探测实验或作为再生放大器的种子源。在皮秒激光器方面，研制了两台高功率皮秒激光振荡器，一台皮秒绿光激光器样机和一台皮秒行波放大器样机。研制的皮秒绿光激光能够实现 72.6 MHz、7 W 的皮秒绿光激光输出，光束因子 $M^2 \sim 1.1$ 。研制的皮秒行波放大器输出功率为 10 W，重复频率从 100 kHz-500 kHz 可调，支持“burst”模式输出；并在此基础上实现了 5 W 的 532 nm 和 3.6 W 的 355 nm 皮秒激光输出，该种激光器可以应用于微加工实验。

第八章对论文内容进行了总结和展望。

第 2 章 全固态皮秒激光产生和放大的研究

2.1 引言

近年来随着半导体激光技术的不断进步,二极管泵浦的全固态激光器的发展日新月异。该种激光器电光转换效率高,结构紧凑、稳定,制造成本低,成为超快激光领域的新兴力量。

二极管泵浦的全固态皮秒激光器在非线性光学频率转换、激光光谱学、超快成像和工业微加工领域扮演着重要角色。使用皮秒激光泵浦光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)系统成为产生大能量、高功率、少周期激光脉冲的主要方式。

本章开始时先介绍高功率被动锁模皮秒激光振荡器的设计和实现,一个高功率、具有优异光束质量的种子源对于后级放大至关重要。为了实现百千赫兹、百微焦的皮秒脉冲输出,我们开展了百千赫兹皮秒再生放大和行波放大的实验研究。实际中,卫星定位与测距等方面的应用对毫焦量级的皮秒激光提出了很大的需求,于是我们也开展了 1 kHz 毫焦量级皮秒激光放大的实验研究。

2.2 高功率被动锁模皮秒振荡器的设计和实现

振荡器作为皮秒系统的种子源,地位至关重要。提高皮秒振荡器的输出功率,对于后续的有效放大具有重要意义:对于行波放大而言,提高振荡器的输出功率可以提高后续放大的提取效率;对于高重频再生放大而言,提高注入种子脉冲的能量有利于避免脉冲不稳定现象的出现,得到稳定的放大脉冲序列。对于两种放大方式而言,振荡器能够输出瓦量级的激光已经足够使用。

对于一个激光振荡器而言,衡量其性能的重要参数有两个:出光的阈值和斜效率。前者表示使得振荡器刚好能输出激光时所施加的泵浦功率;后者表示振荡器输出激光功率随着施加泵浦功率变化的斜效率。实验中为了降低出光阈值、提高斜效率,我们使用端面泵浦方式。该方式可以保证振荡器内的振荡激光与泵浦光在晶体上有很好的空间重合及模式匹配,有利于激光在增益介质中有效地提取泵光功率。

2.2.1 理论计算

对于一个理想的四能级激光系统而言，Laporta 等建立了基于基横模激光输出的空间依赖的速率方程[79]。

$$\frac{dN(x, y, z)}{dt} = R(x, y, z) - \sigma_e c_0 \frac{S(x, y, z)}{h\nu_l} N(x, y, z) - \frac{N(x, y, z)}{\tau} \quad 2.1$$

$$\frac{dq}{dt} = -\sigma_e c_0 \iiint \frac{S(x, y, z)}{h\nu_l} N(x, y, z) dV - \frac{q}{\tau_c} \quad 2.2$$

式中， z 是传输方向， N 是上能级反转粒子数密度， R 是单位时间内被泵浦到上能级的粒子密度（泵浦速率）， S 是腔内模式能量密度， σ_e 是激射跃迁的发射截面， c_0 是真空中光速， h 是普朗克常量， ν_l 是激光光子的频率， q 是整个腔内的所有光子数， τ 是上能级寿命， τ_c 是光子寿命。在方程 2.1 中，积分是对整个增益介质的体积内进行的。光子寿命 $\tau_c = 2l_e / \delta c_0$ ，其中 $l_e = l_{ca} + (n-1)l$ 是谐振腔的有效长度， n 是增益介质的折射率， l_{ca} 和 l 分别是谐振腔和增益介质的几何长度。 $\delta = 2\alpha l - \ln(R_1 R_2) + \delta_c + \delta_d \approx 2\delta_i + T + \delta_c + \delta_d$ 是对数坐标下激光光强在腔内的往返损耗， T 是输出镜的透过率， δ_i 表示每次通过晶体由于晶体不纯引起的吸收和散射导致的正比于晶体长度的损耗， δ_c 是由于表面散射和菲涅尔反射引起的非衍射损耗， δ_d 是由于热致球差引入的衍射损耗。在 T 值很小时约等号成立。

在书写公式 2.2 时假设了增益和对数损耗之间差别较小，即腔内密度随着 z 变化很小。因而该方程只适用于低增益二极管泵浦激光器，不适用于增益开关或 Q 开关激光器。

泵浦速率与输入泵浦功率 P_{in} 的关系为

$$\iiint R(x, y, z) dV = \eta_p \frac{P_{in}}{h\nu_l} \quad 2.3$$

其中， $\eta_p = \eta_t \eta_a (\nu_l / \nu_p)$ 是泵浦效率， η_t 是光传输效率（传输到晶体上的功率与泵光输出功率的比）。 $\eta_a \approx 1 - \exp(-\alpha l)$ ，是吸收效率， α 为晶体在泵浦波长处的吸收系数， l 是晶体长度， ν_p 是泵浦光光子的频率，积分是在整个增益介质的体积内进行的。在静态条件下很容易可以得到腔内能量密度和泵浦速率之间的关系。定义在增益介质内的归一化泵浦分布为

$$r_p(x, y, z) = \frac{R(x, y, z)}{R_0} \quad 2.4$$

其中, $\iiint r_p(x, y, z)dV = 1$, R_0 代表在增益介质中单位时间内被吸收的总的光子数。此处定义腔内归一化腔模能量分布为

$$s_l(x, y, z) = \frac{S(x, y, z)}{S_0} \quad 2.5$$

其中, S_0 为腔模总能量。

将方程 2.1 代入 2.2 中, 考虑到方程 2.3-2.5, 在静态条件下, 我们得到

$$P_{in} = \frac{\delta h\nu_l}{2\eta_{pl}e\sigma_e\tau} \left[\iiint \frac{s_l(x, y, z)r_p(x, y, z)}{c_0S_0s_l(x, y, z) / I_{sat} + 1} \right]^{-1} \quad 2.6$$

在这里, 饱和能流密度 $I_{sat} = h\nu_l / \sigma_e\tau$ 。在谐振腔刚刚出光的阈值处 ($S_0 \approx 0$), 可以得到需要的阈值泵浦功率为

$$P_{th} = \frac{\delta h\nu_l}{2\eta_{pl}e\sigma_e\tau} V_{eff} \quad 2.7$$

$$V_{eff} = \left[\iiint s_l(x, y, z)r_p(x, y, z)dV \right]^{-1} \quad 2.8$$

此处引入了泵浦光和腔内激光模式的有效空间重合。

在腔内光强远小于饱和光强时, 将公式 2.6 中的积分项在 0 附近进行泰勒展开, 并保留第一项, 可以得到

$$\frac{S_l r_p}{c_0 S_0 s_l / I_{sat} + 1} \cong (1 - c_0 S_0 s_l / I_{sat}) S_l r_p \quad 2.9$$

将方程 2.9 代入 2.6 中, 在平面波的假设下, $c_0 S_0 / l_e = 2P$, $P = P_{out} / T$ 表示腔内功率, 由此可以得出:

$$P_{out} = \eta_s [P_{in} - P_{th}] \quad 2.10$$

其中输出的斜效率

$$\eta_s = \frac{T}{\delta} \eta_p V_{slope} \quad 2.11$$

$$V_{slope} = \frac{(\iiint s_l(x, y, z)r_p(x, y, z)dV)^2}{\iiint s_l^2(x, y, z)r_p(x, y, z)dV} \quad 2.12$$

表示模式匹配效率。

假设在激光晶体处激光的模式尺寸不变，其腰斑尺寸 $\omega_l(z) = \omega_l_0$ ， ω_l_0 为高斯光束腰斑半径。由光纤耦合的激光二极管输出的光强分布可以由圆高斯方程描述 [80, 81]，泵光聚焦后的光斑尺寸可以由下式描述：

$$\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 \left[1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R} \right)^2 \right] \quad 2.13$$

此处 ω_{p0} 为泵光的腰斑尺寸， z_0 为 0 处表示晶体表面， z_R 是瑞利长度，

$$z_R = \frac{n\pi\omega_{p0}^2}{\lambda_p M^2} \quad 2.14$$

其中 λ_p 为泵浦光的波长， M^2 为衍射极限因子倍数，表示激光与 TEM₀₀ 模式的接近程度。

将方程 2.13、2.14 代入到方程 2.12 中，进行求极值运算，最终可以得到优化后的泵浦光聚焦焦点位置和光斑大小分别为[82]：

$$z_{o,opt} = \frac{\ln(2)}{\alpha} \quad 2.15$$

$$\omega_{p0,opt} = \sqrt{\frac{C\alpha}{n \ln(2)}} \quad 2.16$$

$z_{o,opt}$ 为泵浦光焦点在晶体中的最佳位置， $\omega_{p0,opt}$ 为最佳的泵浦光聚焦光斑大小。常数 $C = n\theta\omega$ ，表征经过光纤耦合输出的泵浦光的光束质量（ ω 为激光腰斑大小， θ 激光的远场发散角）。

由此可以计算出泵浦光的聚焦参数，同时为了使得模式匹配效率越高，需要使腔模与泵光模式大小尽可能接近。

2.2.2 腔型设计

我们搭建的振荡器结构示意图如图 2.1 所示。其中 Xtal 为 Nd:YVO₄ 晶体，M1—M3 为凹面镜，OC 为 10% 透过率的输出镜，SESAM 为可饱和吸收体反射镜（semiconductor saturable absorber mirror）。

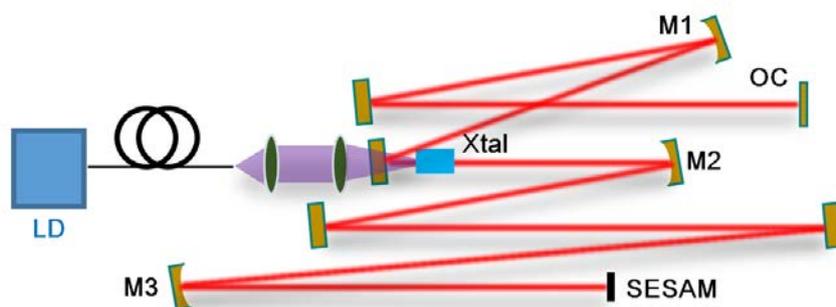


图 2.1 皮秒振荡器结构示意图 LD: 二极管泵浦光; Xtal: Nd:YVO₄ 晶体; M1-3: 凹面镜; OC: 输出镜; SESAM: 可饱和吸收体反射镜

Fig. 2.1 Layout of picosecond oscillator. LD: laser diode; Xtal: Nd:YVO₄ crystal; M1-3: concave mirrors; OC: output coupler; SESAM: semiconductor saturable absorber mirror

实验中使用的泵浦光为 808 nm 的 LD, 耦合光纤芯径为 200 μm , 数值孔径 NA 为 0.22。根据方程 2.15 和 2.16 可以计算得到, 最佳的泵浦光聚焦光斑大小为 192 μm , 最佳聚焦焦点位置在晶体内距离晶体表面距离为 0.8 mm 处。实验中, 将泵浦光经过 1:2 的耦合透镜聚焦到晶体上, 焦点位置距离晶体表面为 1 mm 左右。通过移动腔内的凹面镜位置优化腔内激光模式, 实现最优化的耦合效果。

施加在晶体上的泵浦功率为 12 W 左右, 根据计算可知, 晶体的热透镜为 180 mm 左右。把晶体的热透镜考虑进去后, 使用 ABCD 矩阵计算可以得到腔内光斑模式分布如图 2.2 所示。

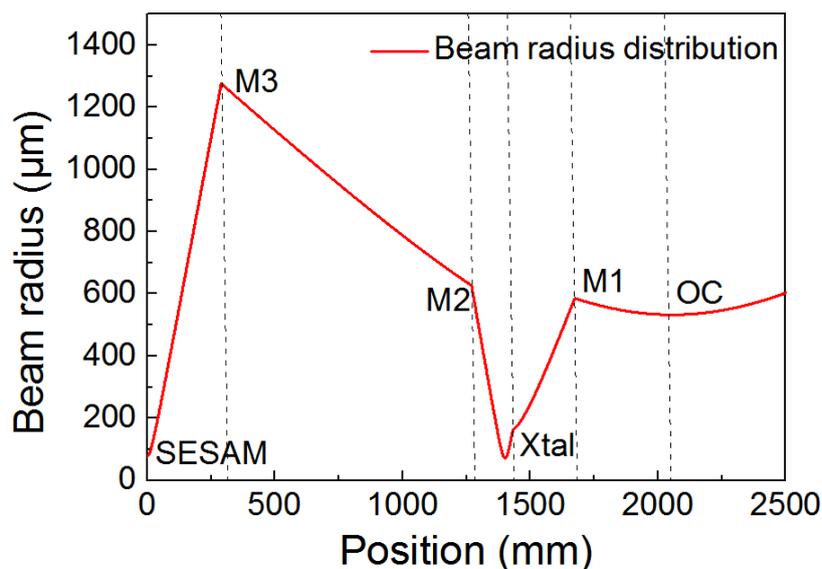


图 2.2 皮秒振荡器腔内光斑模式分布

Fig. 2.2 Cavity mode distribution of the picosecond oscillator

在晶体处激光腰斑半径为 $180\ \mu\text{m}$ ，在 SESAM 处腰斑半径为 $77\ \mu\text{m}$ 。在泵浦光为 $12\ \text{W}$ 时，按照 30% 的光光转换效率，振荡器能够输出 $3.6\ \text{W}$ 。实验中选择 SESAM 的饱和能量密度为 $70\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ，损伤阈值为 $3\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ 。振荡器重复频率为 $73\ \text{MHz}$ ，输出镜透射率为 10%，则可以计算得到 SESAM 处的能量密度为 $2.65\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ ，足以驱动 SESAM 饱和（在 SESAM 上的光斑能量密度需要大于饱和能量密度的三倍），输出锁模脉冲序列。

2.2.3 实验结果

振荡器输出功率随着施加到晶体上的泵光功率变化的曲线如下图所示。实验中，在 $15\ \text{W}$ 的泵浦功率下，可以输出 $6\ \text{W}$ 的皮秒激光序列，光光转换效率为 40%。

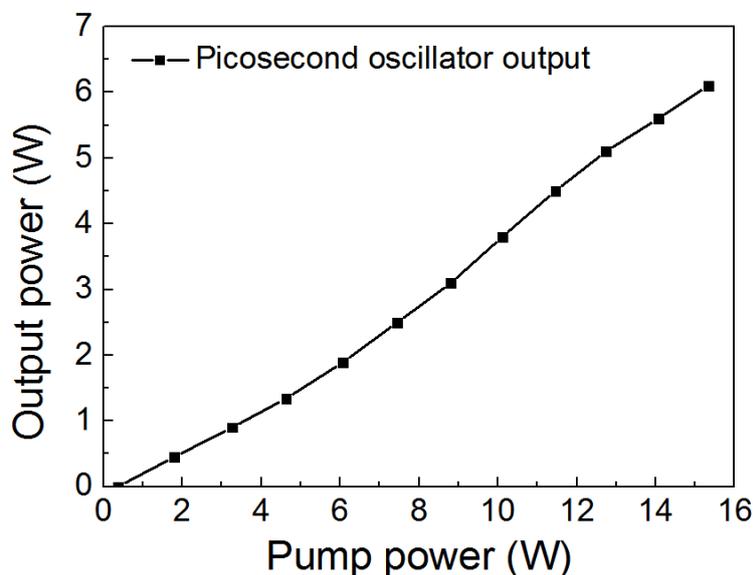


图 2.3 皮秒振荡器输出功率随着施加泵浦光功率变化的曲线
Fig. 2.3 Output power of the picosecond oscillator

使用 Spiricon M^2 -200s 测量输出光束的 M^2 因子，如下图所示。可以看出，输出的光束 M^2 因子在 x 和 y 方向的数值分别为 1.042 和 1.032，接近衍射极限。

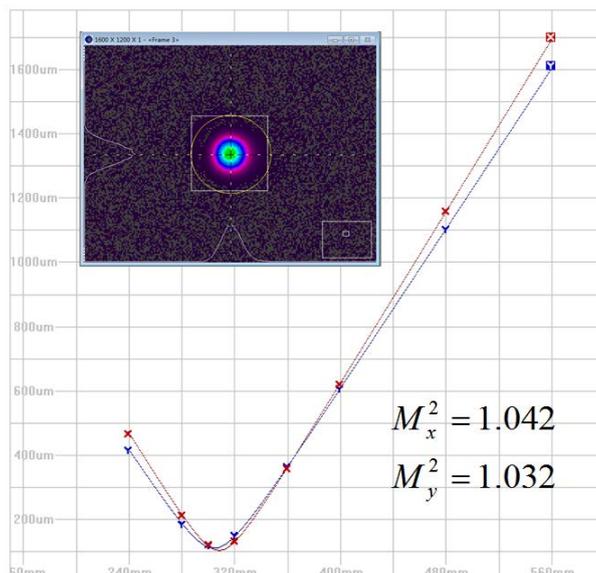


图 2.4 皮秒振荡器输出的光束 M^2 因子曲线和光斑形貌（左上角插图）

Fig. 2.4 M^2 measurement result and beam profile (inset) of the picosecond oscillator

实验中，由于 SESAM 上的能量密度接近损伤阈值，不利于 SESAM 长期稳定运行。为了解决此问题，我们将振荡器的输出镜换为 20% 的输出率，在相同的输出功率下，腔内功率密度降低为原来的 1/2，有效地降低 SESAM 上面的能量密度，同时也能保证振荡器稳定地输出锁模脉冲。

实验中得到的脉冲输出序列如图 2.5 所示，可以看到振荡器输出稳定的锁模脉冲序列。

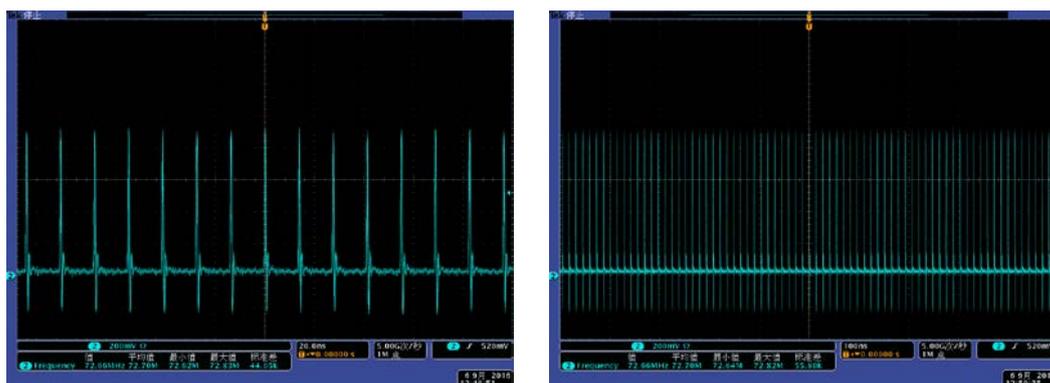


图 2.5 皮秒振荡器输出的锁模序列（左图和右图分别为 20 ns/格和 100 ns/格的时间尺度）

Fig. 2.5 Mode-locking sequence of the picosecond oscillator (left: 20 ns/div; right: 100 ns/div)

使用强度自相关仪测量输出脉冲的脉宽，得到如下图所示的测量结果。自相关曲线的半高宽为 35.6 ps，使用 sech^2 型脉冲进行拟合，得到输出脉冲的脉宽为 23 ps。

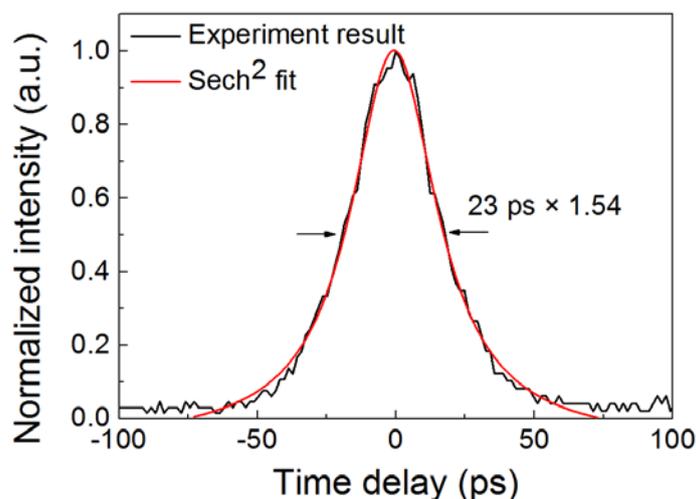


图 2.6 使用强度自相关仪测量得到的皮秒振荡器输出的脉冲宽度

Fig. 2.6 Self-correlation measurement of the picosecond oscillator's output pulses

2.3 百千赫兹皮秒再生放大实验

百千赫兹皮秒再生放大器可以将振荡器输出的纳焦量级的脉冲能量直接放大到几十微焦。但是由于存在倍周期分叉现象，再生腔工作在不同的重复频率及不同的高压门宽下，输出脉冲不稳定的情形都不同。除非使用复杂的电学控制手段，否则一般使再生腔工作在某一固定重复频率。

2.3.1 百千赫兹皮秒再生放大原理

基于我们自建的皮秒种子源，我们搭建了再生放大器，光路图如下图所示。

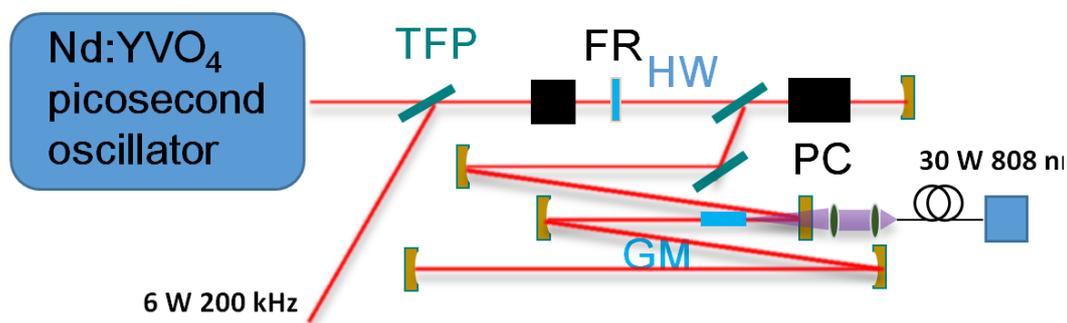


图 2.7 百千赫兹皮秒激光再生放大实验装置示意图 TFP:薄膜偏振片; FR:法拉第旋光器; HW:半波片; PC:普克尔盒; GM: Nd:YVO₄ 晶体。

Fig 2.7 Experiment layout of hundreds-of-kilohertz picosecond regenerative amplifier TFP: thin-film polarizer; FR: Faraday rotator; HW: half-wave plate; PC: Pockels cell; GM: Nd:YVO₄

将振荡器输出的脉冲经过光隔离系统，透过一片 TFP 进入再生腔中。普克尔盒在静态时产生四分之一波片的效果，种子脉冲在经过它时由水平偏振变为圆偏振态，而后经过端镜反射再次通过普克尔盒时偏振态变成垂直偏振，被 TFP 反射进入再生腔。在晶体内走过一个来回再次回到普克尔盒处时，此时普克尔盒上施加了高压信号，普克尔盒的状态变为二分之一波片的效果。往返通过普克尔盒，脉冲的偏振态不变，都为垂直偏振，这样便实现了种子脉冲被锁定在再生腔内，可以放大任意次数（一般为几十次）。在种子脉冲放大到一定程度时，将普克尔盒上的高压撤去，此时普克尔盒又恢复四分之一波片的效果。种子脉冲往返经过普克尔盒，偏振态由垂直偏振转变为水平偏振，由再生腔的 TFP 透过输出，在经过光隔离系统后，在 TFP 处反射，输出百千赫兹皮秒脉冲序列。

实验中使用的普克尔盒晶体是 BBO 晶体，该种晶体具有高消光比、高损伤阈值等特点。由于 BBO 晶体有微潮解的特点，需要将其封装在一个晶体室中，如图 2.8 所示是 Gooch & Housego 公司生产的 BBO 普克尔盒。实验中使用的普克尔盒晶体口径是 3.5 mm，对应的四分之一波电压是 2.3 kV。



图 2.8 Gooch & Housego 生产的 BBO 普克尔盒
Fig 2.8 BBO Pockels cell produced by Gooch & Housego

2.3.2 百千赫兹皮秒再生放大实验结果

实验中使用的泵浦光为光纤耦合输出的激光二极管，其输出的中心波长为 808 nm，功率为 30 W，经过 1:2 的耦合系统聚焦到晶体中。

使用种子光将再生腔调好后，挡掉种子光，给再生腔施加泵浦光，调节普克尔盒的姿态，使其工作在连续出光的状态（并使输出激光功率最大），观察出光效率。实验中测试得到输出光功率随着泵浦光功率的变化如下图所示：

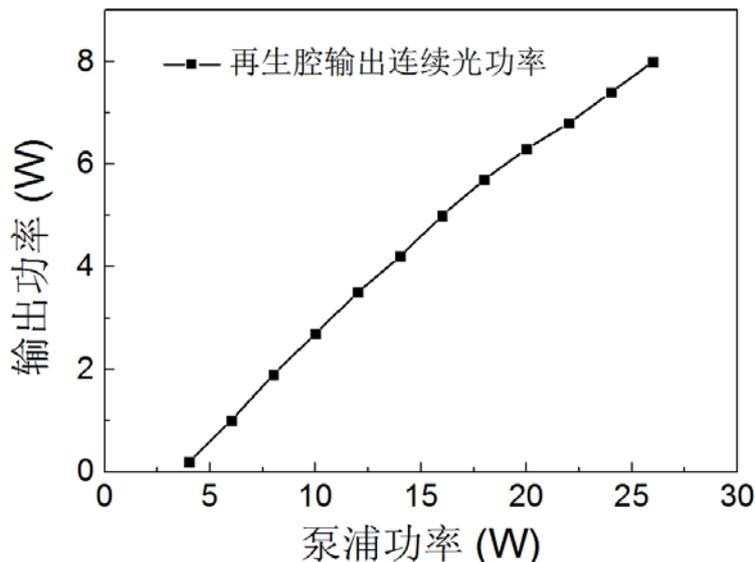


图 2.9 再生腔输出连续光的功率随着泵浦功率的变化曲线

Fig. 2.9 CW output power of the regenerative amplifier

而后我们设定泵浦光功率为 25 W，使再生腔工作在 230 kHz 重频的调 Q 状态，使用光电二极管在一个镜片后探测漏光来监测腔内脉冲建立情况，其示波器显示如图 2.10 左图所示。可以看到调 Q 输出是双值的，即建立起的包络是一个状态，包络下的实线是另一个状态。而后把振荡器输出的皮秒脉冲注入再生腔，调节普克尔盒门宽，可以得到腔内建立稳定脉冲的状态（如图 2.10 右图所示）。调节普克尔盒门宽使脉冲建立到最大强度导出，可以得到 6 W、230 kHz 的脉冲输出。

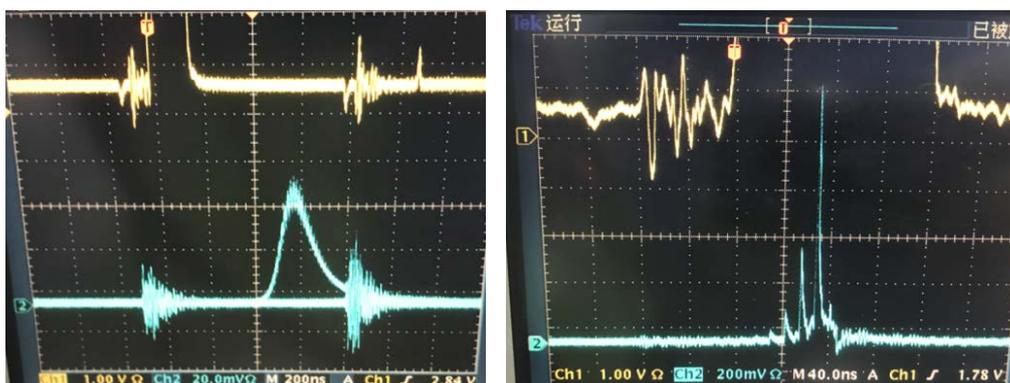


图 2.10 再生腔工作在调 Q 状态（左图蓝色实线）和注入皮秒种子光后的示波器波形（右图蓝色实线）

Fig. 2.10 Pulse building-up profile on an oscilloscope when the regenerative amplifier was working at Q-switching mode (left) and with seeding in (right)

调节普克尔盒工作重复频率的同时需要调节普克尔盒的门宽作为配合, 才能实现稳定的脉冲序列输出。在不同的重复频率下, 最佳的普克尔盒门宽和输出功率如图 2.11 所示:

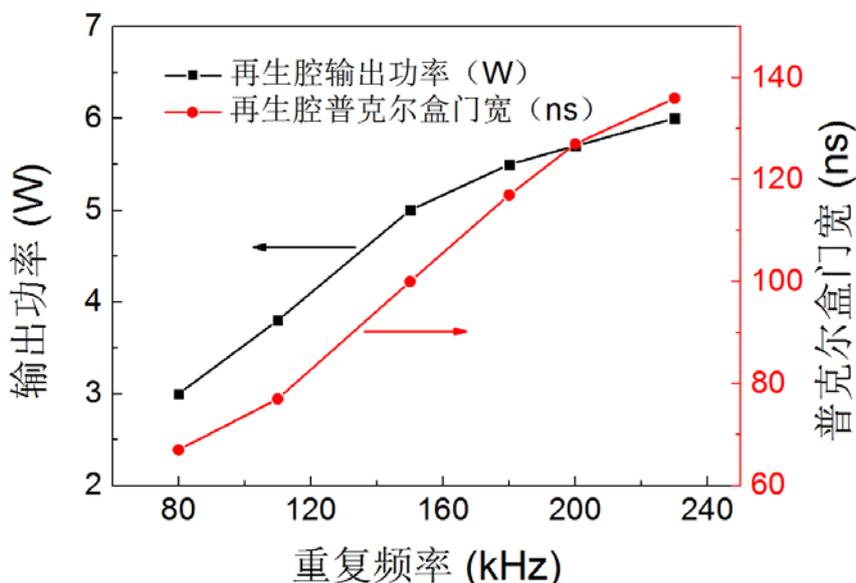


图 2.11 再生腔在不同重复频率下, 最佳的普克尔盒门宽和输出功率曲线

Fig. 2.11 The optimum output power and gate length of Pockels cell's HV pulse of the regenerative amplifier when working at different repetition rate

值得注意的是, 尽管再生腔在多个重复频率下都能输出稳定的脉冲序列, 但是其对普克尔盒的门宽是有要求的。例如, 再生腔工作在 200kHz 时, 其最佳的普克尔盒门宽是 127 ns, 此时将工作重频改为 150 kHz 而保持普克尔盒门宽不变, 则输出脉冲序列便不稳定。即再生腔的工作重频和门宽需要同时调整, 才能实现在不同重频下的稳定工作, 避免倍周期分叉现象的出现。为了快捷调节重复频率, 避免复杂机电控制元件的使用, 我们开展了百千赫兹皮秒行波放大的实验研究。

2.4 百千赫兹皮秒行波放大实验

2.4.1 百千赫兹皮秒行波放大原理

基于行波放大方式, 我们进行了皮秒激光放大的实验, 实验光路如下图所示。

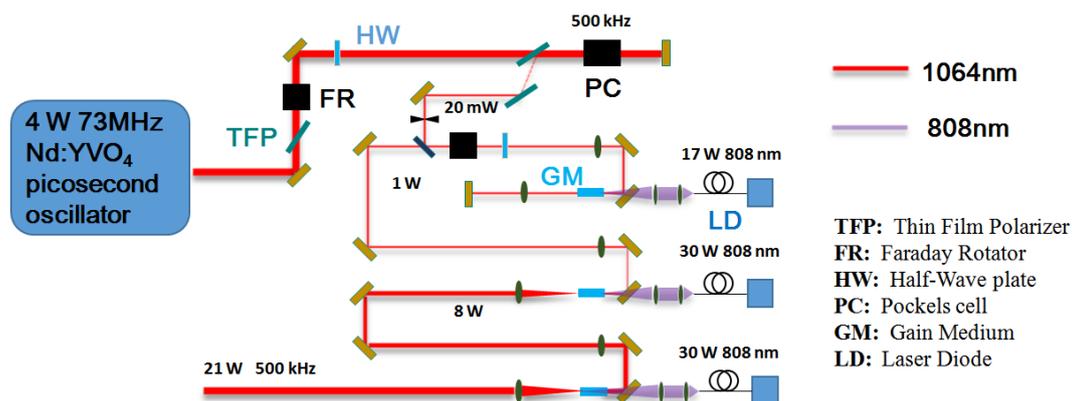


图 2.12 百千赫兹皮秒激光行波放大实验装置示意图 TFP:薄膜偏振片; FR:法拉第旋光器; HW:半波片; PC:普克尔盒; GM: Nd:YVO₄ 晶体; LD:激光二极管。

Fig 2.12 Experiment layout of hundreds-of-kilohertz picosecond travelling-wave amplifier

实验中在振荡器之后进行选单，选单使用的普克尔盒同样是 BBO 晶体。我们使用两次通过普克尔盒的方式实现选单输出。选单过程中需要微调普克尔盒的姿态，以保证得到高消光比的脉冲序列输出。选单到 500 kHz 之后的脉冲序列如图 2.13 中左图所示。实验中增加普克尔盒门宽，即可实现“burst”模式输出，如图 2.13 中右图所示（图中红色和绿色分别为普克尔盒开门和关门的电平，蓝色为选单后的脉冲）。

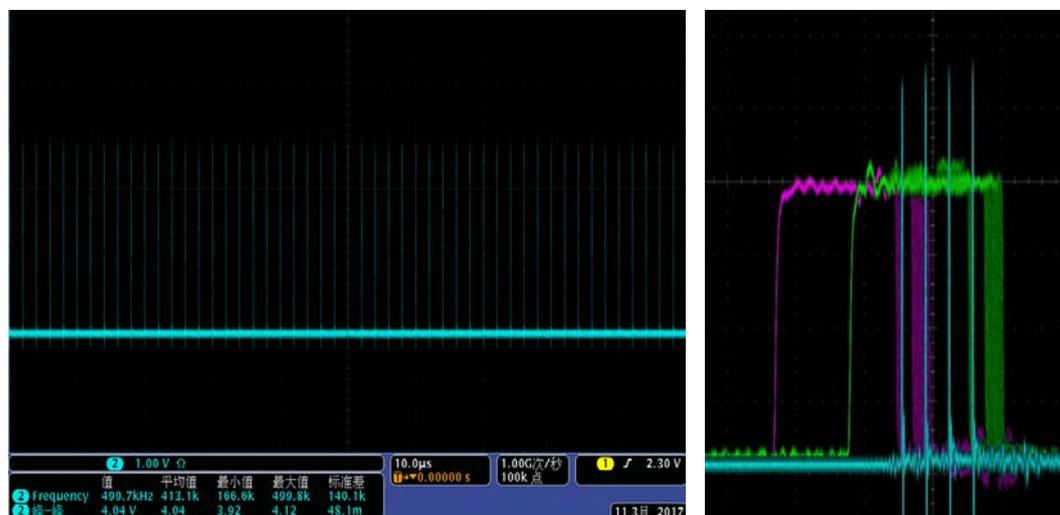


图 2.13 行波放大中将振荡器输出脉冲序列选单后的脉冲输出 左图：选单到 500 kHz 的序列图示；右图：“burst”模式下每次输出 4 个脉冲的图示

Fig. 2.13 Output pulse trains after pulse picking

选单后的脉冲经过后续多级放大，实现高功率输出。理论上讲，可以在选单之后加上很多级放大，实现高功率输出。但实际中，由于每一级泵浦功率都比较

高，晶体的热透镜和热致应力效应会使输出激光的光斑变得越来越差，因而实际中要控制放大级数，并在每一级都要保证激光输出模式尽可能好，为后级放大减轻压力。

2.4.2 百千赫兹皮秒行波放大实验结果

在三级放大中，前两级使用的泵浦光是 200 μm 口径的光纤耦合输出的，第三级使用的是 400 μm 口径的光纤耦合输出的。三级泵浦光的中心波长都是 808 nm，输出功率为 30 W。

将振荡器输出的脉冲序列选单到 500 kHz 后，脉冲序列的功率为 20 mW。在第一级放大中，由于注入功率较低，为了提高提取效率，我们采用了双通的结构。并且将泵浦光使用 1:1 的耦合比例聚焦到晶体中(3 \times 3 \times 10 mm, 0.3 % atm)。实验中，在不同的泵浦功率下，第一通和第二通的输出功率曲线如图 2.14 所示：

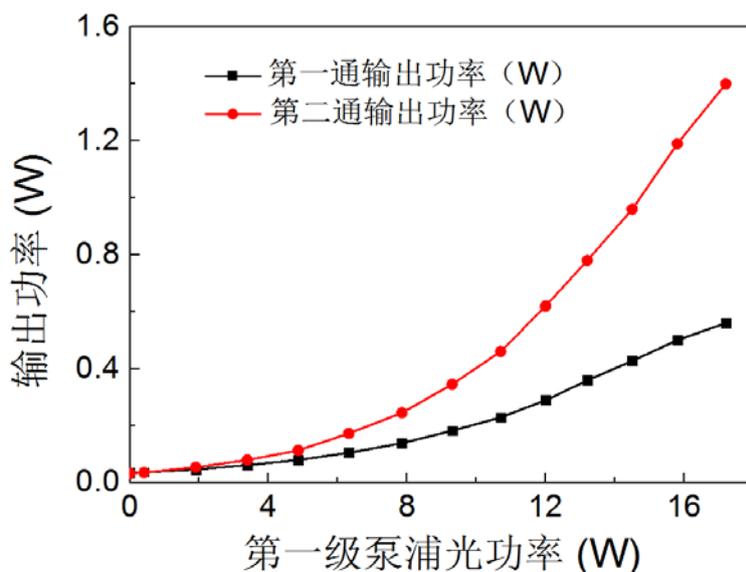


图 2.14 第一级放大过程中，第一通和第二通输出功率随泵浦功率的变化

Fig. 2.14 Output power after the 1st pass and 2nd pass in the first stage of amplification

在 17 W 的泵浦下，第一通只能输出 560 mW，而经过第二通，则被放大到 1.4 W，可以看出双通结构在小信号放大中的重要作用。由于第一级放大中，泵浦光在晶体上的聚焦光斑为 200 μm 左右，较小的泵浦光斑不利于继续增加泵浦功率，由此引入的热致形变很容易引起晶体开裂。并且第一级放大中只需要保证信号光得到适度放大即可，最重要的是保证输出激光较好的光束质量，功率放大

的工作交由后两级来实现。因而第一级使用 15 W 的泵浦功率，将 500 kHz 脉冲序列放大到 1 W，而后注入第二级进行放大。

在第二级中，将泵浦光使用 1:2 的耦合比例聚焦到晶体中($3\times 3\times 10$ mm, 0.3 % atm)，泵浦光的焦点大小约为 $400\ \mu\text{m}$ ，而信号光被聚焦到约 $300\ \mu\text{m}$ 的光斑大小。在该级放大中，施加的泵浦光功率大于 25 W 时，发现输出光斑明显变差。我们判断是热效应导致的光斑变差，由于晶体尺寸比光斑尺寸大很多，不利于晶体中心向四周的散热，于是我们考虑采用板条型的晶体 ($2\times 5\times 10$ mm, 0.3 % atm)。对两种晶体的热效应进行对比，如图 2.15 所示：在 25 W 的泵浦光聚焦到晶体表面，光斑直径为 $400\ \mu\text{m}$ 时， $3\times 3\times 10$ mm 和 $2\times 5\times 10$ mm 的晶体中心温度分别为 147°C 和 110°C 。后者的热效应明显弱于前者，利于施加更高功率的泵浦光。最终我们使用 $2\times 5\times 10$ mm、0.3 % atm 掺杂的晶体，在 30 W 的泵浦功率下，把信号光放大到 8 W。

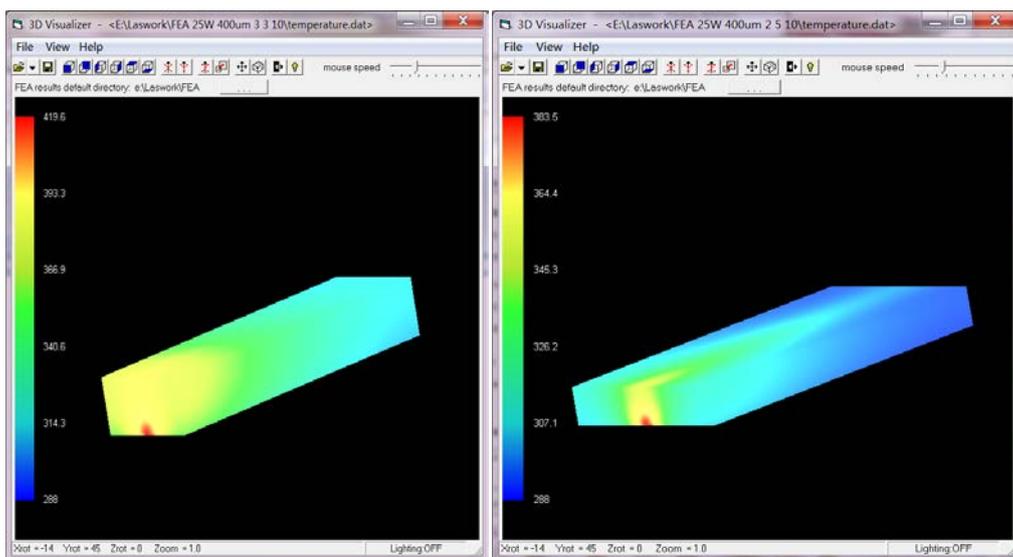


图 2.15 将 25 W 的泵浦光聚焦到晶体表面，光斑直径为 $400\ \mu\text{m}$ 时两种不同形状的晶体内的温度分布 左图：晶体尺寸为 $3\times 3\times 10$ mm, 0.3 % atm 掺杂，晶体中心温度为 147°C ；右图：晶体尺寸为 $2\times 5\times 10$ mm, 0.3 % atm 掺杂，晶体中心温度为 110°C 。

Fig. 2.15 Temperature distribution comparison between crystals with different shape under 25-W pumping with focused beam radius on the crystals of $400\ \mu\text{m}$

在第三级中，由于注入的信号光功率比较高，为防止晶体被激光打坏，需要把泵浦光和激光在晶体中的尺寸都增大。第三级使用的泵浦光由 $400\ \mu\text{m}$ 的光纤耦合输出，经过 1:2 的耦合比例聚焦到晶体中。信号光则被聚焦到 $600\ \mu\text{m}$ 的光斑

大小，为了避免晶体损坏，将聚焦焦点移至晶体之后 2 mm 左右。开始时使用 $3 \times 3 \times 10$ mm, 0.3 % atm 掺杂浓度的晶体，发现在泵浦光施加到 15 W 以上时提取效率逐渐下降。该问题是掺杂浓度较高，导致晶体前端泵浦光吸收较多，引起的热透镜效应较强，使得信号光很快地被聚焦，在晶体后端与泵光的尺寸不匹配导致提取效率较低。我们换用 0.15% atm 掺杂的晶体（长度 20 mm），在 15 W-30 W 的泵浦功率下都能保证相同的提取效率。使用两种晶体得到的信号光输出与施加的泵浦光功率的变化曲线如图 2.16 所示。

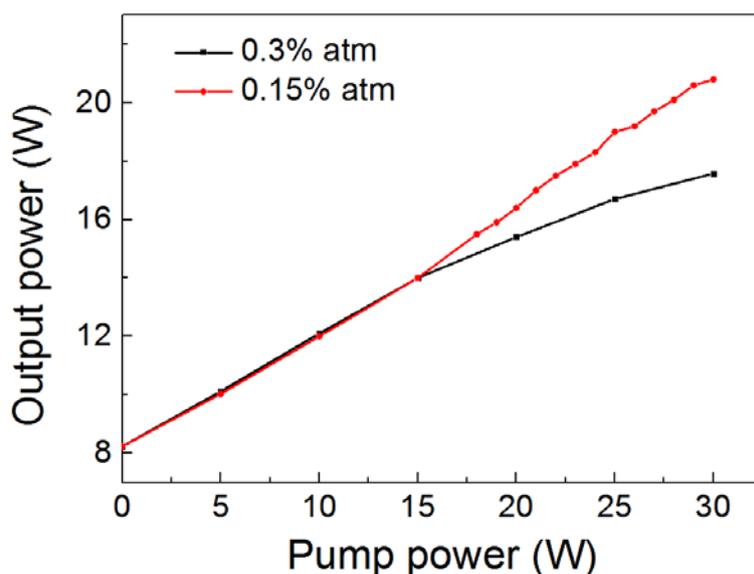


图 2.16 使用不同掺杂浓度的晶体得到的放大结果对比。黑色实线为使用 $3 \times 3 \times 10$ mm, 0.3 % atm 掺杂浓度晶体的放大情况；红色实线为使用 $3 \times 3 \times 20$ mm, 0.15 % atm 掺杂浓度晶体的放大情况。

Fig. 2.16 Comparison of amplification results between crystals with different doping rate

使用强度自相关仪测量放大后的脉冲宽度，得到如下图所示的测量结果。自相关曲线的半高宽为 69 ps，使用高斯型脉冲进行拟合，得到输出脉冲的实际脉宽为 49 ps。

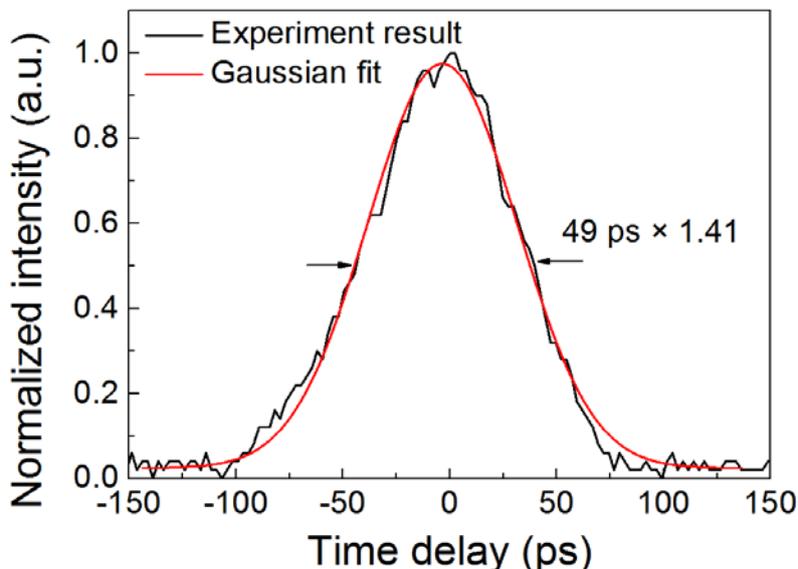


图 2.17 使用强度自相关仪测量得到的皮秒行波放大器输出激光的脉冲宽度

Fig. 2.17 Self-correlation measurement of the output pulses of picosecond travelling-wave amplifier

2.5 千赫兹皮秒激光放大实验

上文所述为百千赫兹的皮秒激光放大实验，这种百千赫兹、百微焦的激光系统主要应用于工业微加工的领域。在科研方面，对于重复频率为 1 kHz 的大能量皮秒激光系统也有很大的需求，该种 1 kHz 毫焦量级的皮秒激光可以用于卫星定位与探测、泵浦 OPCPA 系统产生大能量少周期飞秒脉冲以及太赫兹激光产生[83]等方面。于是我们对此类激光系统也开展了实验研究。

2.5.1 皮秒脉冲激光放大的理论计算

根据 Frantz 和 Nodvick 的饱和放大理论[84]，考虑到损耗、增益饱和效应、基础增益和饱和方程，假设泵浦光和信号光在空间上都是均匀的，则脉冲输出光通量和小信号增益满足

$$J_{\text{out}} = J_{\text{sat}} \ln \left(1 + G_0 \left\{ \exp \left[\frac{J_{\text{in}}}{J_{\text{sat}}} \right] - 1 \right\} \right) \quad 2.17$$

其中， J_{in} 和 J_{out} 分别表示输入光的能量密度和输出光的能量密度， J_{sat} 表示增益介质的饱和能量密度，

$$J_{\text{sat}} = h\nu_l / \sigma_e \quad 2.18$$

$$G_0 \text{ 表示小信号增益, } G_0 = \exp[J_{\text{sto}}/J_{\text{sat}}] \quad 2.19$$

$$J_{\text{sto}} \text{ 为晶体的储能密度, } J_{\text{sto}} = \eta J_{\text{abs}} \times (\lambda_p / \lambda_s) \quad 2.20$$

J_{abs} 为吸收泵浦光的能量密度, η 为耦合系数, λ_p 和 λ_s 分别是泵浦光和信号光的波长。

对于 Nd:YVO₄ 而言, 其发射截面为 $15.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, 可以计算得到其饱和能量密度 J_{sat} 是 119.8 mJ/cm^2 。根据实验中泵浦光和信号光的聚焦参数, 可以计算得到输入光的能量密度 J_{in} 和增益介质的小信号增益 G_0 , 由此即可计算得到输出光的能量密度 J_{out} 。

2.5.2 千赫兹皮秒激光放大实验原理

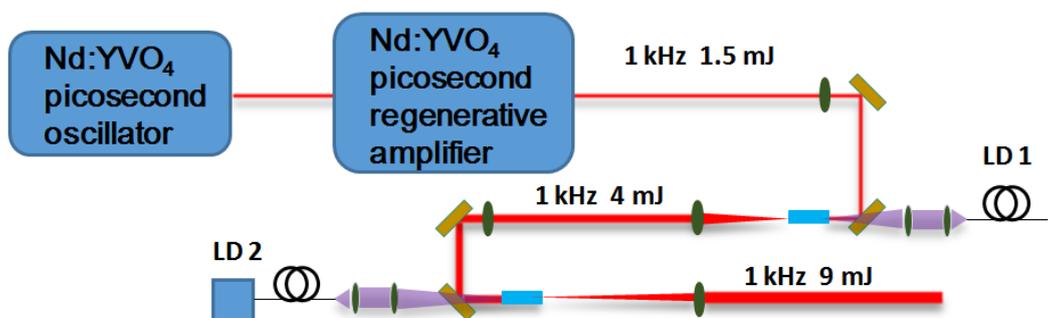


图 2.18 1 kHz 皮秒激光放大实验装置示意图

Fig. 2.18 Experiment layout of 1-kHz picosecond laser amplifier

使用自建的皮秒振荡器和再生放大器, 产生 1 kHz、1.5 mJ 的皮秒脉冲, 而后经过两级单通放大, 将皮秒脉冲能量提升到 9 mJ, 实验装置示意图如图 2.18 所示。实验中使用的泵浦光 LD1 和 LD2 分别是 400 μm 和 800 μm 芯径光纤耦合输出的二极管靶条激光器, LD1 能够输出 200 W 的连续光, LD2 能够输出 500 W 的连续光。两个激光器都能工作在准连续的模式。实验中, 我们使用 Nd:YVO₄ 作为放大级晶体, 其上能级寿命为 90 μs 左右, 因而在 1 kHz 的重复频率下, 我们将两个 LD 的工作占空比都设置为 1/10, 即泵浦光的工作频率为 1 kHz, 每个周期输出激光时间为 100 μs , 这样能够减少晶体的热效应。

由 2.5.1 部分的理论知识可知, 为了提高激光在晶体中提取泵浦光能量的效率, 我们需要设置合适的泵浦光和激光的光斑大小。二者的光斑太小, 则产生的高能皮秒脉冲可能会引起较强的非线性效应或导致元件损伤; 二者的光斑太大,

则会导致泵浦光储能密度太小而致使激光脉冲的增益降低，同样降低提取效率。为此我们做了相关的实验尝试，以期实现高提取效率的放大结果。

2.5.3 千赫兹皮秒激光放大实验结果

对于毫焦量级皮秒脉冲放大而言，由于 Nd:YVO₄ 饱和能流密度比较小，需要把握好增益与脉冲饱和放大之间的关系。这其中的关键在于根据入射信号光脉冲能量调整泵浦光和信号光在晶体上的光斑尺寸。

根据脉冲放大的理论分析，我们计算了在使用 20 mJ 的泵浦脉冲能量时，不同的泵浦光斑大小下（此处假设信号光与泵浦光在晶体上的光斑尺寸相同），信号光提取能量与提取效率随着注入的脉冲能量变化的关系，如图 1.1 下图所示。

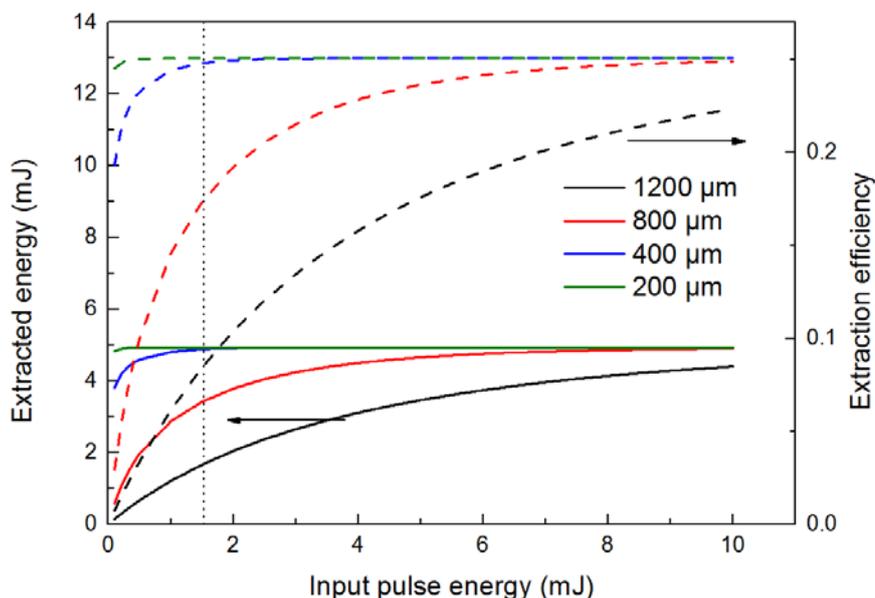


图 2.19 不同的泵浦光斑大小下，信号光提取能量与提取效率随着注入信号光脉冲能量变化的关系 图中黑色、红色、蓝色和绿色分别表示泵浦光斑在晶体上的半径为 1200 μm、800 μm、400 μm 和 200 μm；实线表示脉冲提取能量，虚线表示脉冲提取效率。

Fig. 2.19 The pulse energy extracted by the signal pulse and the extraction efficiency against the input pulse energy of the signal with different beam radius of the pump laser

实验中，再生腔输出脉冲能量为 1.5 mJ，在不同泵浦光斑尺寸的条件下进行放大时，其脉冲提取能量和提取效率在上图中以竖直的点画线与各条曲线的交点示意。可以看到，在泵浦光半径为 200 μm 和 400 μm 时，脉冲的提取效率比较接近，都为 25% 左右。而在泵浦光半径为 800 μm 和 1200 μm 时，脉冲的提取效率仅为 17.4% 和 8.4%。同时，为了晶体能够安全工作，我们将 LD1 输出的泵浦

光经过 1:2 的耦合装置聚焦到晶体中，晶体上泵光聚焦焦点半径大小为 $400\ \mu\text{m}$ 左右，信号光经过透镜聚焦到晶体中，其聚焦光斑大小为 $380\ \mu\text{m}$ 左右。在不同的泵光脉冲能量下，输出激光脉冲能量和提取效率的变化曲线如下图所示。其中实线为输出脉冲能量，虚线为脉冲提取效率；黑色为理论计算结果，红色为实验结果，可以看出二者符合得很好。为了保证晶体的安全，我们将第一级的泵光能量控制在 $13\ \text{mJ}$ ，此时放大的信号光脉冲能量为 $4.2\ \text{mJ}$ ，注入第二级进行再次放大。

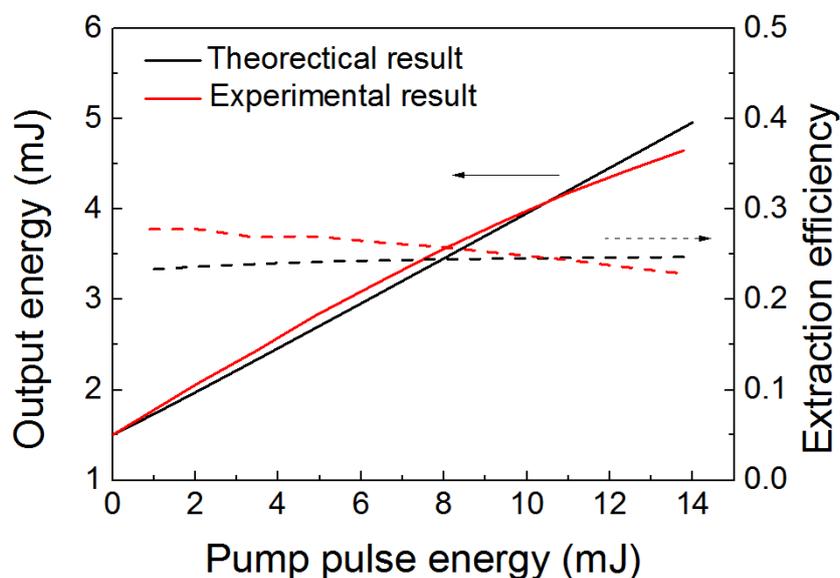


图 2.20 在 $1.5\ \text{mJ}$ 的信号光注入时，输出激光脉冲能量和提取效率随着泵光脉冲能量的不同变化 图中黑色线为理论计算结果，红色线为实验结果；实线为放大后的脉冲能量，虚线为脉冲的提取效率。

Fig. 2.20 The output pulse energy and extraction efficiency against pump pulse energy with 1.5-mJ signal pulse input

根据图 2.19 可知，在泵浦光为 $20\ \text{mJ}$ 泵浦、光斑半径为 $400\ \mu\text{m}$ 的条件下，入射脉冲能量为 $4\ \text{mJ}$ 时，放大后可以提取出 $5\ \text{mJ}$ 的能量，脉冲被放大到 $9.5\ \text{mJ}$ 。但实际中，由于此时脉冲的功率密度较高，且 YVO_4 晶体的非线性折射率系数较大 ($0.5 \times 10^{-15}\ \text{cm}^2/\text{W}$)，致使此时在晶体中的 B 积分较大，影响输出光斑的形貌和能量集中度；此外，由于脉冲功率密度较高，经过晶体的热透镜进一步聚焦后，输出脉冲聚焦在空气中遇到灰尘会电离成丝，给系统带来不稳定性。因而第二级放大时，我们将 LD2 输出的泵浦光经过 1:3 的耦合系统聚焦到晶

体上，聚焦光斑半径为 $1200\ \mu\text{m}$ ，以牺牲提取效率的方式换取输出光斑的均匀度，并避免在空气中的成丝。

在第二级泵浦光脉冲能量为 $20\ \text{mJ}$ 时，输出脉冲能量和提取效率随着输入脉冲能量的变化如下图所示。图中黑色线为理论计算结果，红色线为实验结果，二者符合得很好。

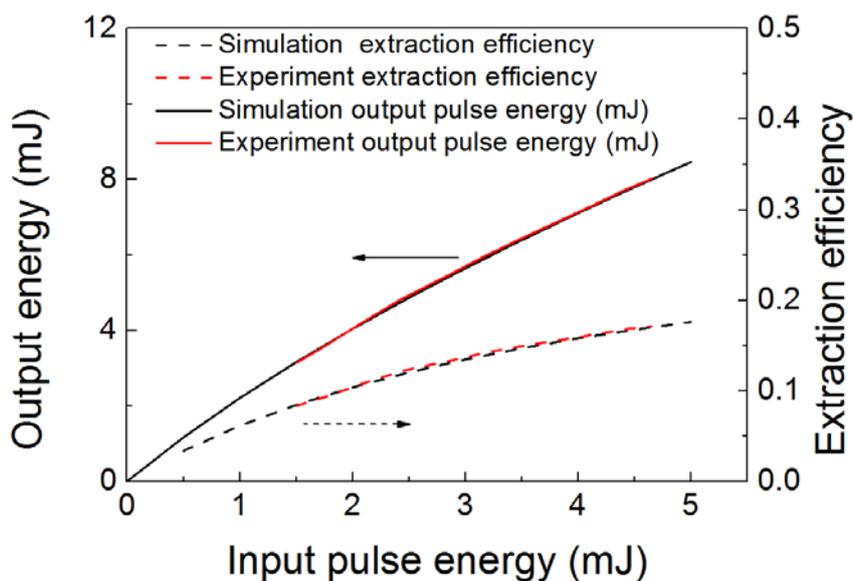


图 2.21 泵浦脉冲为 $20\ \text{mJ}$ 时，输出脉冲能量和提取效率随输入信号光脉冲能量的变化
图中黑色线为理论计算结果，红色线为实验结果。

Fig 2.21 The output pulse energy and extraction efficiency against input pulse energy under 20-mJ pumping energy

在输入的信号光能量为 $4\ \text{mJ}$ 时，改变泵浦光脉冲的能量，放大后的脉冲能量和提取效率的变化如下图所示。在 $35\ \text{mJ}$ 的泵浦能量下，脉冲最终被放大到 $9\ \text{mJ}$ 。此时再提高泵浦功率，会引起输出光斑均匀度变差，不利于皮秒激光的应用和后续放大过程。

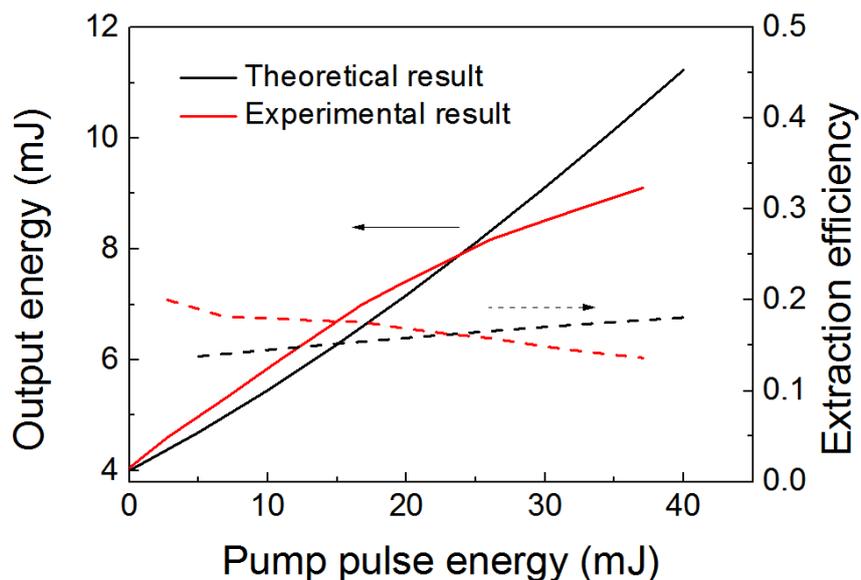


图 2.22 输入信号光能量为 4 mJ 时, 输出脉冲能量和提取效率随着泵浦光脉冲能量的变化 图中黑色线为理论计算结果, 红色线为实验结果; 实线为放大后的脉冲能量, 虚线为脉冲的提取效率。

Fig. 2.22 The output pulse energy and extraction efficiency against pump pulse energy with 4-mJ signal input

使用凹透镜对输出激光扩束后, 使用陶瓷片观察输出光斑的形貌, 如下图所示。

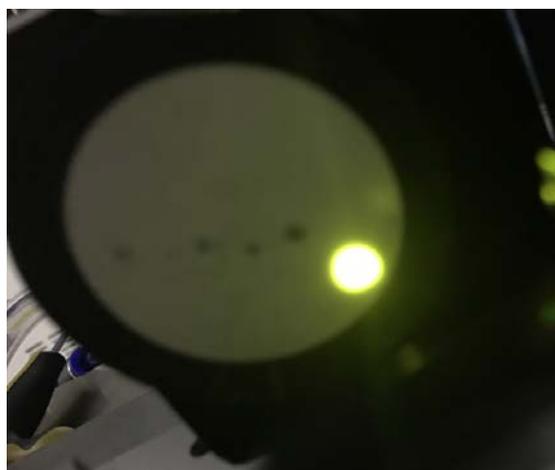


图 2.23 使用陶瓷片观察到的 1 kHz 皮秒激光放大器输出脉冲的光斑形貌

Fig. 2.23 The beam profile of the 1-kHz picosecond pulses

2.6 小结

本章内容主要包括四部分：高功率皮秒振荡器的设计和实现、百千赫兹皮秒再生放大实验、百千赫兹皮秒行波放大实验和千赫兹皮秒激光放大实验。

在高功率皮秒振荡器部分，介绍了提高谐振腔斜效率的主要方式——提高泵浦光斑和腔内激光光斑的有效空间耦合，最终实现了在 15 W 的泵浦功率下，输出 6 W、72 MHz 的皮秒脉冲序列，光光效率达到 40%，脉冲宽度为 23 ps， M^2 因子小于 1.05，为后续进行皮秒激光放大打好了基础。

在百千赫兹皮秒激光放大实验部分，我们使用再生放大的方案，在 25 W 的泵浦功率下，实现了 230 kHz、6 W 的皮秒激光输出；使用行波放大的方案，在三级放大总泵浦功率为 77 W 下，实现了 20 W、500 kHz 的皮秒激光输出，脉宽为 49 ps。使用再生放大的方案，单级增益高，可以把脉冲能量从纳焦直接放大到几十微焦，且输出激光光束质量直接由再生腔决定，与种子光的光斑形貌关系不大，减轻了振荡器部分的压力，缺陷是重复频率的调节需要配合普克尔盒门宽的调节，倍周期分叉现象的出现较难解决；使用行波放大的方式，可以实现重复频率任意可调，且支持“burst”模式，对于加工一些特殊材料很有利，但缺陷是在选单后的信号光低功率注入时，需要多级放大才能把脉冲能量放大到几十微焦，放大后的输出对前级光路的失调较敏感，输出光斑受放大过程中泵浦光和信号光的耦合状况影响较大，随着放大级数的增加，激光的光束质量也越来越差。两种放大方式各有利弊，需要结合实际需求来选择合适的方案。

在 1 kHz 皮秒激光放大实验部分，首先介绍了计算脉冲能量放大的理论计算基础，而后针对我们的实际情况，使用合适的泵浦光和激光的耦合比例，将再生腔输出的 1.5 mJ 的皮秒脉冲能量放大到了 9 mJ，输出光斑均匀，理论计算与实验结果符合得较好，为后续进行脉冲能量放大做好了铺垫。

第 3 章 飞秒钛宝石激光产生和放大的研究

3.1 引言

飞秒钛宝石激光的产生和放大在超快激光发展过程中具有里程碑意义。在钛宝石中发现克尔透镜效应后的 15 年间, 超快超强激光的产生、阿秒物理学、光学频率梳、超连续激光产生等方面的研究多数是依赖于飞秒钛宝石激光开展的。

本课题组在实现飞秒钛宝石激光器的国产化方面做出了持续的努力, 结合课题组的工作, 本章开展了飞秒钛宝石激光产生和放大方面的研究。首先对飞秒激光产生和放大进行了原理介绍; 而后介绍了在飞秒钛宝石激光振荡器方面的研究, 包括高功率亚 10 fs 钛宝石激光振荡器的搭建和皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的研究; 最后介绍了钛宝石激光再生放大器的搭建和高功率钛宝石激光放大的实验研究。

3.2 飞秒激光产生及放大的原理

3.2.1 啁啾镜补偿色散原理

为了使振荡器输出脉冲的光谱更宽, 便需要增强晶体自相位调制效应。为此, 我们需要对振荡器内的色散进行补偿, 进而使振荡器工作在孤子锁模状态[85-87], 输出宽带窄脉宽飞秒脉冲。

最初研究人员使用棱镜对进行色散补偿, 实现了 11 fs 的脉冲输出[88]。棱镜对补偿色散的优势在于其可以同时补偿二阶和三阶色散, 具有很大的可调节性; 缺陷在于棱镜对占用空间较大, 不但系统不能做到紧凑, 而且也限制了振荡器工作在 GHz 重复频率的可能。后来研究人员提出了使用啁啾镜补偿色散的技术[89], 基于该技术可以直接从钛宝石激光振荡器获得少周期飞秒脉冲序列, 并实现 GHz 的飞秒激光输出[90, 91]。

啁啾镜的原理是基于多膜系多层介质膜的反射, 不同的波长成分在啁啾镜膜层中的穿透深度不一样, 进而实现其对于不同波长提供不同色散量的, 原理图如图 3.1 所示[92]。介质膜层由高低折射率材料交替堆积而成, 且膜层的共振波长

需要连续地改变,这样才能对不同波长提供连续变化的延迟,目前啁啾镜的反射带宽已经可以达到倍频程范围。

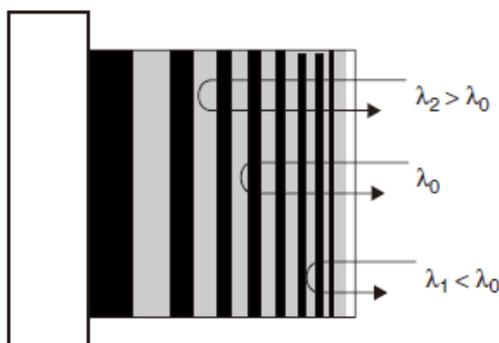


图 3.1 啁啾镜产生色散控制的原理图示 [92]

Fig 3.1 Dispersion compensation diagram of chirped mirrors [92]

由于 Gire-Tournois 干涉现象的存在（即穿透较深的长波部分反射时与膜层表面反射的部分产生干涉），啁啾镜在长波部分补偿的色散有较强烈的振荡。后来研究人员提出了双啁啾镜的设计理念[93]，解决了普通啁啾镜色散曲线振荡的问题。如下图所示，即为双啁啾镜补偿色散的效果示意图。图中红色和黑色曲线分别是两个啁啾镜的色散补偿曲线，两个啁啾镜配合使用便能在宽带光谱范围内得到较为平坦的色散补偿效果。

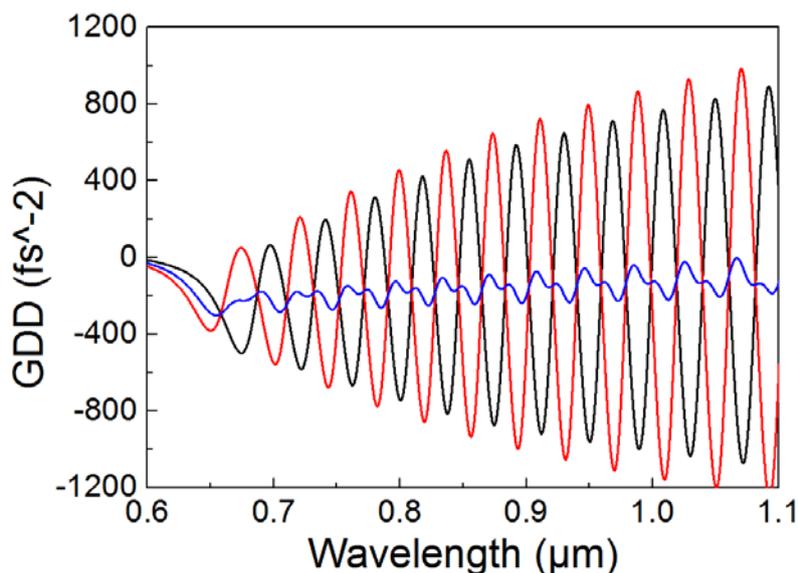


图 3.2 双啁啾镜补偿色散效果图示

Fig. 3.2 Dispersion compensation effect of double-chirped mirrors

一般而言，啁啾镜只对二阶色散进行补偿，如果需要对三阶色散进行补偿则需要特殊设计。此外，啁啾镜还可以配合棱镜对使用，对二阶色散和三阶色散同时进行补偿，基于此方式研究人员实现了 5 fs 的脉冲输出[94]。

由于啁啾镜的设计很精细，一般是针对特殊入射角进行设计的。使用时在啁啾镜上入射角的偏差会极大地影响啁啾镜的色散补偿效果，因而在使用时要严格按照其设计的入射角度摆放，实现设计的色散补偿结果。

3.2.2 啁啾脉冲放大原理

对飞秒脉冲进行放大时，由于其脉宽很窄，脉冲的峰值功率密度很高，在飞秒脉冲经过激光增益介质时，高功率密度会引入较大的 B 积分，使得脉冲在增益介质内产生自聚焦，容易造成器件损坏。且较大的 B 积分会极大地影响脉冲的斯特利尔比（Strehl ratio），影响飞秒激光的最终应用。

啁啾，原是象声词，形容鸟鸣声。该名词本是通信领域的一个术语，指的是对脉冲编码时，脉冲上的载波频率随着时间线性地变化。在 1985 年，G. Mourou 和他的学生 D. Strickland 提出将啁啾脉冲应用于超短脉冲激光放大的过程[37]。原理如下图[95]所示：通过给超短脉冲施加色散，使得脉冲宽度进行展宽，即引入啁啾；而后对展宽后的脉冲进行放大，最后再给脉冲施加反号的色散量，使脉冲又压缩回超短的脉宽，进而实现高能量超短脉冲输出。

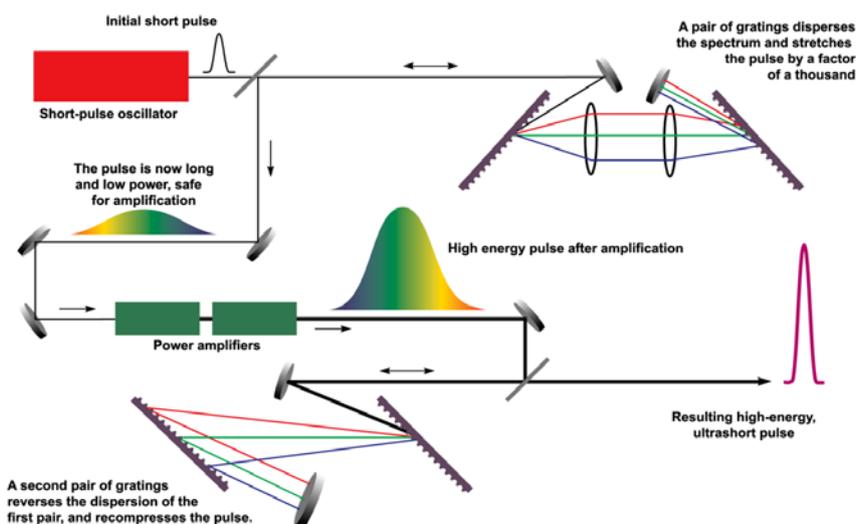


图 3.3 啁啾脉冲放大原理示意图 [95]

Fig. 3.3 Scheme of chirped pulse amplification [95]

实验中,通常将振荡器输出的飞秒脉冲激光经过块材料或光栅对组成的脉冲展宽器,将飞秒脉冲展宽到 10 ps 到百 ps 量级,而后再将脉冲经过多通放大器或再生放大器进行能量放大,最后再使用棱镜对或光栅对将脉冲压缩回几十飞秒的脉宽,完成飞秒脉冲的放大过程。目前基于啁啾脉冲放大技术(Chirped pulse amplification, CPA)已经实现聚焦峰值功率密度超过 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ 的结果[96]。

3.2.3 脉宽测量原理

对于飞秒激光脉冲而言,由于其脉宽远小于电学元件的响应时间(目前超快光电二极管的上升沿时间一般为几十皮秒的量级),因而不能使用常规的电学手段直接测量飞秒激光的脉宽。

测量超短脉冲的常用手段是自相关法。把超短脉冲分为两部分,使其中一部分经过延时线后,与另一部分进行和频产生的实验。通过扫描延时线,可以将飞秒脉冲时域的特征体现到空间上,得到的和频信号强度与延时之间的关系便是脉冲的自相关信号。使用干涉自相关仪可以测量到短至 10 fs 的脉冲,干涉自相关仪常用于测量几十 MHz 的振荡器输出脉冲宽度以及 kHz 的放大器输出激光脉宽。该仪器的原理图如下图所示[97]:

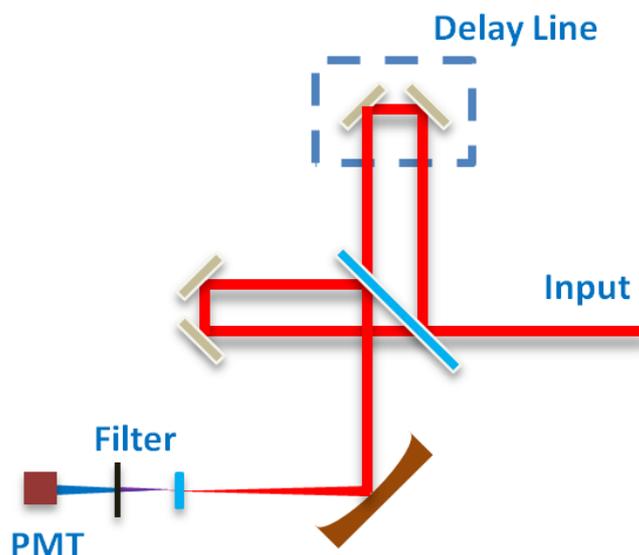


图 3.4 自相关仪原理示意图

Fig. 3.4 Scheme of self-correlation measurement

实验中,将飞秒脉冲激光入射到自相关仪中。激光先通过一个 1:1 的分束片,分为强度相等的两部分光。其中一束光经过定臂,另一束光经过动臂,而后两束光经过半透半反镜片之后合束,被聚焦到倍频晶体中。使用滤光片将产生的倍频信号滤出,入射到光电倍增管上,探测倍频信号随着延时变动的强度变化,进而推算出入射激光的脉冲宽度。

3.3 飞秒钛宝石激光振荡器的研究

3.3.1 高功率亚 10 fs 钛宝石激光振荡器

除了作为钛宝石激光放大器的种子源,钛宝石激光振荡器还可以直接应用于双光子显微镜成像和生物医学等领域。在一些实验中,常常需要振荡器输出脉冲能量尽量高,脉宽尽量窄,这样更有利于产生非线性效应。为此,我们研发了高功率亚 10 fs 钛宝石激光振荡器。

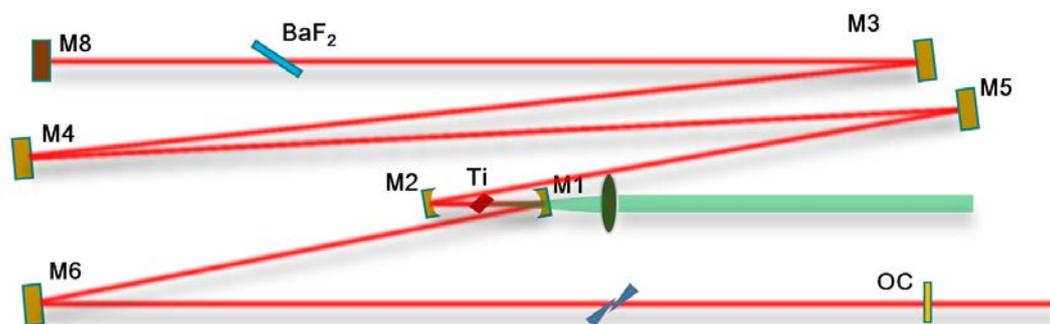


图 3.5 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器光路图

Fig. 3.5 Experiment layout of sub-10-fs Ti:sapphire oscillator

实验光路图如上图所示,为了使振荡器输出超宽带光谱,我们需要使晶体处的自相位调制效应很强,我们使用的凹面镜 M1 和 M2 的曲率半径是 75 mm。腔内使用全啁啾镜的方式补偿色散,同时使用一对尖劈精细地调节色散量,且插入了一片 BaF₂ 平片补偿色散,腔内不同元件引入的色散量如表 3.1 所示。实验中通过选择合适的啁啾镜,将啁啾镜补偿的总色散量控制在 -410 fs² 左右,整个腔内色散量为 -30 fs² 左右。由于负色散和克尔透镜效应引入的自相位调制相互作用,产生孤子传输的机制,决定了振荡器输出脉宽[98]。实验和理论研究都表明,振荡器腔内色散总量为少量负色散时才能输出最短的脉宽[99]。考虑到各材料的色

散曲线以及啁啾镜的补偿效果后,腔内元件对不同波段光谱成分的色散曲线如图 3.6 所示。

表 3.1 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器腔内元件色散分析 (800 nm 处)

Table 3.1 Dispersion analysis of elements inside the cavity of the sub-10-fs Ti:sapphire oscillator

| 光学元件 | 材质 | 厚度 (mm) | 二阶色散 (fs^2/mm) |
|------|------------------|---------|-------------------------------------|
| 增益介质 | 钛宝石 | 2 | 58 |
| 输出镜 | 熔石英 | 1 | 36 |
| 色散平片 | BaF ₂ | 4 | 39 |
| 尖劈对 | 熔石英 | 1 | 36 |
| 谐振腔 | 空气 | ~1.7 m | 0.0213 |
| 啁啾镜 | | | -410 fs^2 |
| 总色散量 | | | -30 fs^2 |

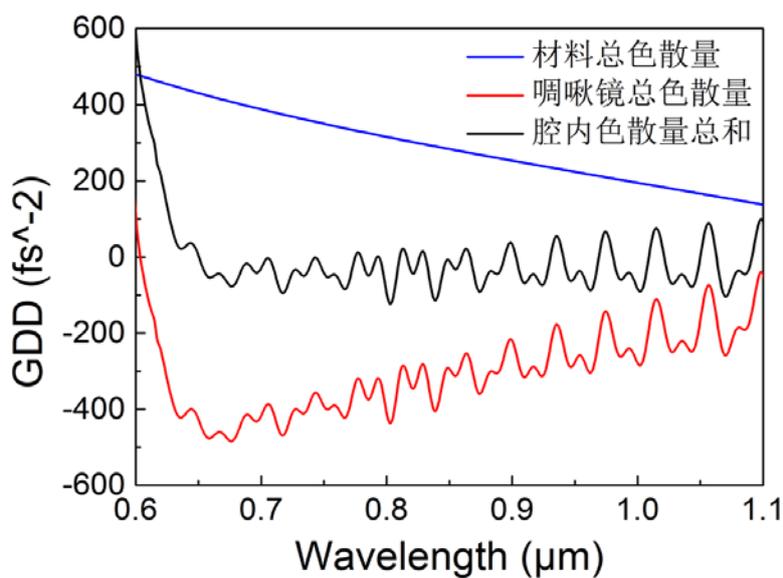


图 3.6 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器腔内啁啾镜和材料色散曲线
Fig. 3.6 Dispersion curve about the sub-10-fs Ti:sapphire oscillator

实验中, 将泵浦光聚焦到钛宝石晶体内部, 调节振荡器的端镜和输出镜的姿态, 使得输出直流功率最大。在 5 W 的泵浦功率下, 输出直流功率为 1.2 W。移动凹面镜 M2 使振荡器工作在稳区边缘, 此时振荡器输出的光斑为竖纺锤体 [100]。而后推动钛宝石激光振荡器的腔镜 M4, 便会触发克尔透镜锁模, 产生飞秒脉冲序列。振荡器输出锁模脉冲序列的功率为 510 mW, 输出光谱如下图所示。对输出光谱进行傅立叶变换, 可知该光谱对应的傅立叶转换极限脉宽为 6 fs。

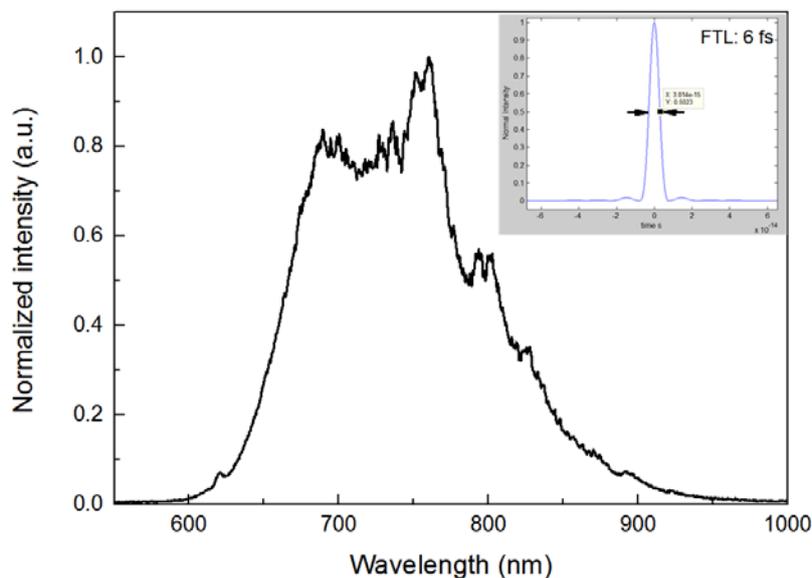


图 3.7 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器输出光谱 插图: 该光谱对应的傅立叶转换极限脉宽为 6 fs

Fig 3.7 Output spectrum of the sub-10-fs Ti:sapphire oscillator

在腔外压缩脉冲的脉宽时, 我们使用了两片色散量为 -40 fs^2 的啁啾镜, 振荡器输出的激光在其上往返反射合计四次后进入干涉自相关仪, 测量得到了 8.2 fs 的脉宽结果, 接近其光谱对应的傅立叶转换极限脉宽。

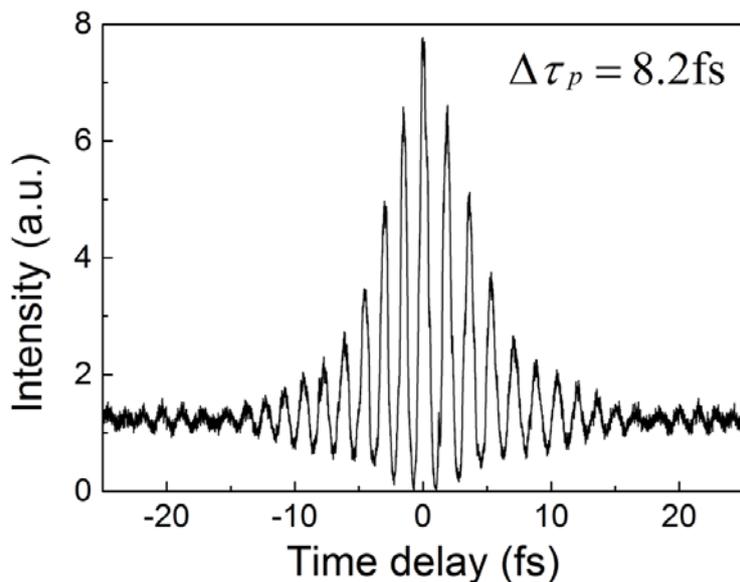


图 3.8 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器输出脉冲的测量结果

Fig 3.8 Pulse duration measurement of the sub-10-fs Ti:sapphire oscillator

我们将泵浦源和光路集成到一块面包板上，实现振荡器的稳定运行。实验场景照片如图 3.9 所示。

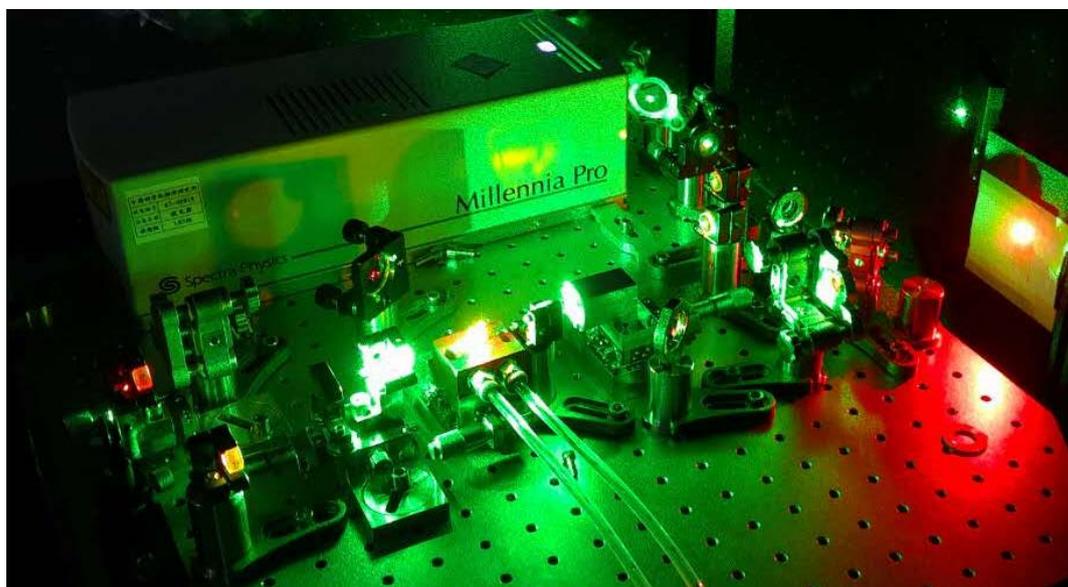


图 3.9 亚 10 fs 钛宝石激光振荡器实验场景照片

Fig. 3.9 Experiment of generation of sub-10-fs pulses

3.3.2 皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的实验研究

飞秒钛宝石激光振荡器的泵浦源通常都是采用二极管泵浦的 Nd:YVO₄ 激光器腔内倍频后输出的 532 nm 连续激光，该种激光器稳定性好，光束质量优异

($M^2 < 1.1$)。目前只有少数几家国外公司能制造此类激光器，价格不菲，限制了飞秒钛宝石激光振荡器的应用。而锁模激光容易实现高稳定性、高功率和优良的光束质量，使用该种激光作为钛宝石激光的泵浦也能够实现倍频程的飞秒激光输出。

我们将高功率皮秒振荡器的输出激光经过一级放大后进行倍频，得到了 7 W 的皮秒绿光激光输出，基于此开展了皮秒激光泵浦钛宝石激光振荡器的研究。实验光路示意图如下图所示，通过半波片和 TFP 控制注入钛宝石激光振荡器的皮秒绿光功率，钛宝石激光振荡器采用全啁啾镜的设计，M1 和 M2 的曲率半径为 100 mm。使用的钛宝石晶体厚度为 2 mm，腔内插入 3.5 mm 的熔石英平片补偿色散。

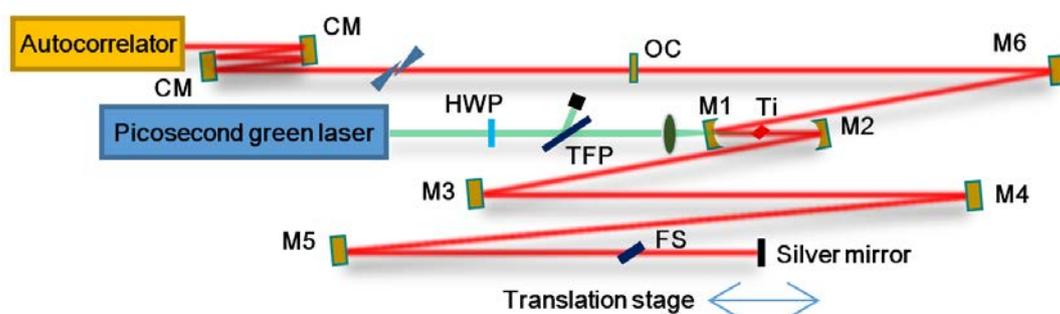


图 3.10 皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的实验光路示意图 HWP: 半波片; TFP: 薄膜偏振片; OC: 输出镜; M1,M2: 凹面啁啾镜; M3-M6, CM: 平面啁啾镜, FS: 熔石英平片

Fig. 3.10 Experiment layout of Ti:sapphire oscillator pumped by picosecond green laser

开始时，使用透射率为 10% 的输出镜，在 4 W 的泵浦功率下，调节振荡器的端镜和输出镜的姿态，可以输出 1 W 的连续激光。而后调节腔内的 M2 和 M1 相对于钛宝石晶体的位置，使钛宝石激光振荡器工作在锁模区，通过推动腔内的银镜，实现克尔透镜锁模，输出 410 mW 的锁模脉冲序列。此时钛宝石激光振荡器的腔长与皮秒振荡器的腔长不一致，如果打掉锁模序列，则振荡器输出连续激光；只能通过推动平移台来触发克尔透镜锁模，这与连续绿光泵浦钛宝石激光振荡器的情形相同。

调节钛宝石激光振荡器的腔长与皮秒振荡器的腔长一致（腔长差别为 $\pm 10 \mu\text{m}$ ），则可以实现自动触发克尔透镜锁模的效果。此时打掉锁模序列或遮挡泵

浦光，再次撤去遮挡物时，钛宝石激光振荡器能够自动触发克尔透镜锁模，输出飞秒脉冲序列。

其输出光谱的半高宽为 60 nm。为了得到更宽的光谱输出，将输出镜换为透射率为 3% 的镜片，在 4 W 的泵浦功率下，输出 150 mW 的锁模脉冲序列，输出光谱的半高宽为 190 nm，对应的傅立叶极限脉宽为 8.4 fs。不同透射率的输出镜下输出飞秒激光的光谱如下图所示。

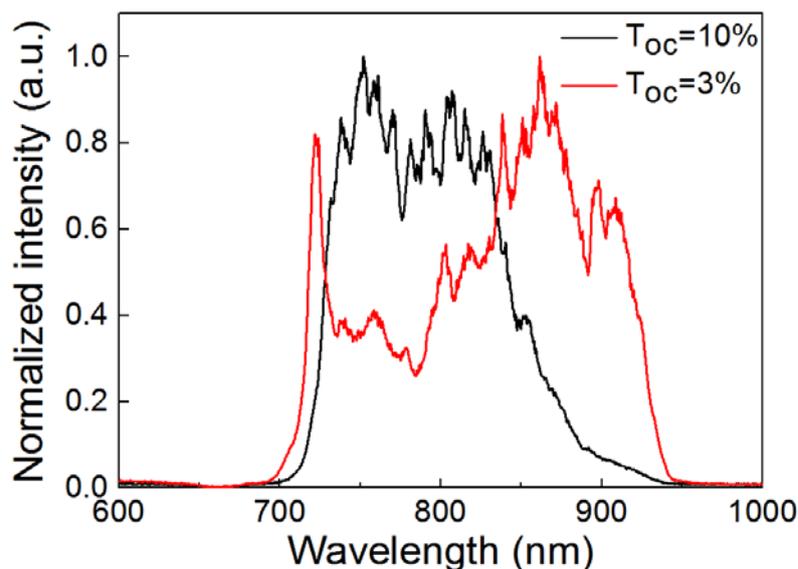


图 3.11 皮秒绿光激光泵浦的飞秒钛宝石激光振荡器的输出光谱

Fig. 3.11 Output spectrum of the Ti:sapphire oscillator pumped by picosecond green laser

对使用 3% 的输出镜下输出的飞秒激光进行腔外压缩。使输出激光在一对提供 -40 fs^2 色散量的啁啾镜上往返反射两次后，注入干涉自相关仪，并在光路上插入一对尖劈，微调色散量。经过补偿后，测量得到的脉冲宽度为 9.4 fs，其干涉自相关曲线如下图所示：

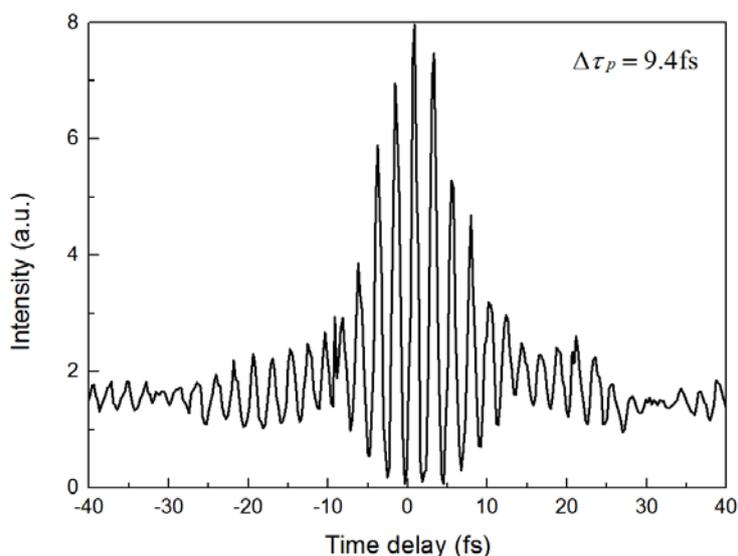


图 3.12 皮秒绿光激光泵浦的飞秒钛宝石激光振荡器的输出脉冲宽度

Fig. 3.12 Pulse duration measurement of the Ti:sapphire oscillator pumped by picosecond green laser

使用连续绿光作为飞秒钛宝石激光振荡器的泵浦源时，往往需要使用推锁模或者使用声光调制器触发锁模。而使用皮秒锁模激光泵浦钛宝石激光振荡器时，可以实现自触发克尔透镜锁模，使得系统更加稳定，操作更加便捷，减少后期维护频率。

3.4 钛宝石激光再生放大器的研究

3.4.1 展宽器和压缩器设计

飞秒脉冲的展宽器一般有基于材料色散的块材料展宽器和基于衍射效应的光栅对展宽器。

基于材料色散的展宽器一般选用 SF57 等高折射率玻璃对脉冲进行展宽，一般可以将脉冲展宽至 10 ps 量级，该种展宽器结构紧凑，稳定，可以作为需要载波包络相位锁定的 CPA 系统的展宽器；但是由于材料色散量有限，不能将脉冲宽度展宽到更宽的范围，只适用于低能量的 CPA 系统。

基于光栅的展宽器因其能提供大的色散量，可以将脉冲展宽至百皮秒乃至纳秒量级，适用于高能量激光脉冲放大，此种展宽器最常用的是马丁内兹型（Martinez）展宽器[101]。该种展宽器广泛应用于商用 CPA 系统，典型结构为下图所示的 4f 结构展宽器。入射光经过光栅 G1 后衍射分光，不同波长的光谱成

分的衍射角不同。4f 系统的作用是 1:1 成像，经过该系统后，衍射光入射到光栅 G2 被准直。经过 M 的反射，衍射光再次经过该系统，最后在 G1 处输出与入射光共线反向传播的激光。在该系统中，不同光谱成分经历的光程不同，在系统中往返一次后，不同光谱成分在时域上分开，脉冲宽度增大，实现脉冲展宽。

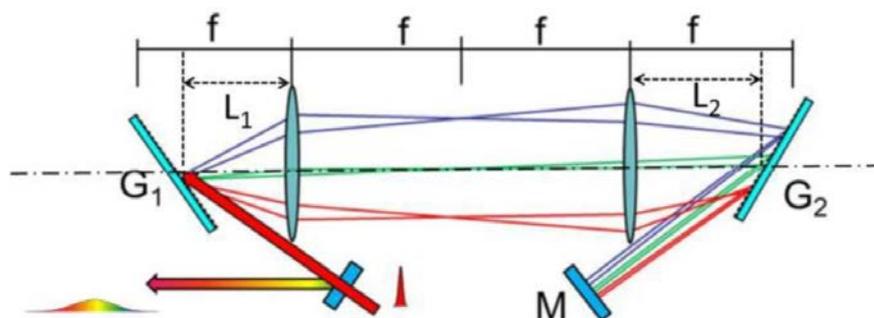


图 3.13 Martinez 展宽器原理示意图

Fig 3.13 Scheme of Martinez stretcher

在计算此种展宽器引入的色散量时，最常使用的方法是光线追迹法[102, 103]。为了避免透镜引入色散，将透镜换为反射式的球面镜。将 Martinez 展宽器的光路展开，便可得到如下图所示的光路图。图中左侧 M2 是曲率为 R 的凹面镜，G 为光栅常数为 d 的光栅，M1 为平面反射镜。右侧的 G' 和 M2' 为光栅 G 和球面镜 M2 经平面镜所成的像。光线以入射角 γ 由 A 点入射进展宽器，而后分别经过 B、C、D 点，最后经过光栅的像 G' 上的 E 点导出。

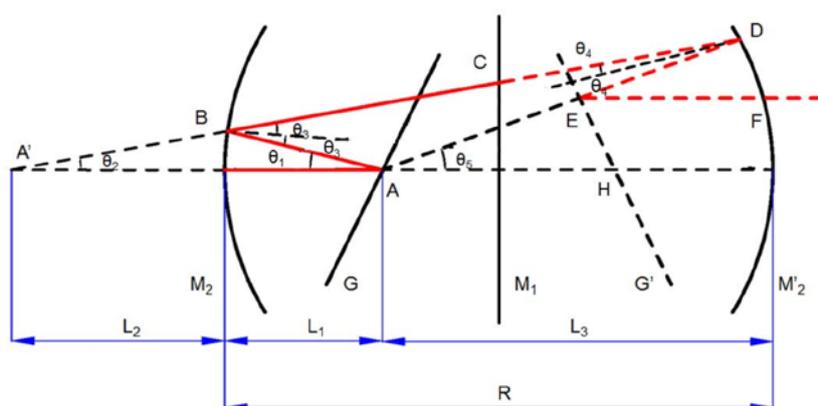


图 3.14 Martinez 展宽器光路展开图示

Fig 3.14 Ray-tracing of Martinez stretcher

可知光程 P 的表达式为:

$$P = AB + BCD + DE + EF \quad 3.1$$

光程 P 引入的相位为 $\Phi_P = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot P$ ，由光栅衍射引起的相位修正量

$\Phi_G = \frac{2\pi}{d} \cdot EH$ ，故而出射光相对于入射光的相位变化为:

$$\Phi = \Phi_P - \Phi_G \quad 3.2$$

该相位对应的二阶色散（群延迟色散，group delay dispersion, GDD）和三阶色散（third order dispersion, TOD）分别为:

$$GDD = \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} \quad 3.3$$

$$TOD = \frac{d^3\Phi}{d\omega^3} \quad 3.4$$

根据光线追迹，可以得出如下公式:

$$GDD = \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \frac{L'\lambda^3}{\pi c^2 d^2} \cdot \frac{1}{\cos^3 \theta} \quad 3.5$$

$$TOD = \frac{d^3\Phi}{d\omega^3} = -\frac{3L'\lambda^4}{2\pi^2 c^3 d^2} \cdot \frac{1 + \sin \theta \sin \gamma}{\cos^5 \theta} \quad 3.6$$

其中， θ 为光栅的衍射角； $L' = (R - 2L_1) \cdot \cos \theta$ ，为光栅 G 和 G' 的等效光栅间距。

由上式可知，在光栅常数、凹面镜曲率半径和入射波长确定的情况下，可以通过调整光栅的角度以及光栅与凹面镜之间的间距来同时改变展宽器提供的二阶色散和三阶色散。

对于压缩器而言，为了与展宽器相匹配，一般采用 Treacy 型光栅对压缩器。假设激光的入射角为 γ ，光栅的衍射角为 θ ，光栅常数为 d ，光栅对间距为 L ，则通过光线追迹同样可得光栅对压缩器引入的二阶色散（ GDD' ）和三阶色散（ TOD' ）为

$$GDD' = \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = \frac{L\lambda^3}{\pi c^2 d^2} \cdot \frac{1}{\cos^3 \theta} \quad 3.7$$

$$TOD' = \frac{d^3\Phi}{d\omega^3} = -\frac{3L\lambda^4}{2\pi^2 c^3 d^2} \cdot \frac{1 + \sin \theta \sin \gamma}{\cos^5 \theta} \quad 3.8$$

由此可见，压缩器提供的二阶色散量和三阶色散量的符号与展宽器提供的正好相反，可以实现较好的压缩。

3.4.2 再生放大器的设计

3.4.2.1 Z形腔再生放大器

实验中，我们的展宽器如下图所示，我们使用的凹面镜为曲率半径 $R = +1206$ mm 的镀金反射镜，使用的光栅的刻线密度为每毫米 1200 条刻线，激光的入射角为 20° ，光栅与凹面镜的间距为 405 mm。该展宽器提供的色散量能将飞秒振荡器的种子光展宽到 200 ps 左右。



图 3.15 Martinez 展宽器的实物照片

Fig. 3.15 Experiment setup of Martinez stretcher

我们搭建了 z 形腔再生放大器，其实验光路图如下图所示，光路中四个镜片的参数分别为：M1 和 M3 是曲率半径 $R = +900$ mm 的凹面镜；M2 和 M4 是曲率半径 $R = -1000$ mm 的凸面镜。在实验中使用的泵浦光功率为 15 W，聚焦光斑半径为 $500 \mu\text{m}$ 。

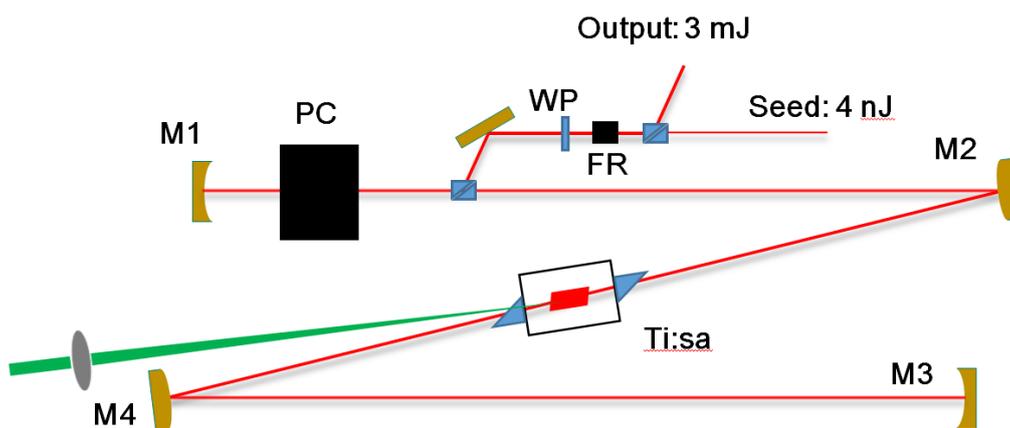


图 3.16 z 形腔钛宝石激光再生放大器光路图 FR: 法拉第旋光器; WP: 半波片; PC: 普克尔盒; Ti:sa: 钛宝石晶体

Fig. 3.16 Experiment layout of zig-zag Ti:sapphire regenerative amplifier

将钛宝石晶体的热透镜效果考虑在内，计算了腔内激光模式分布，如下图所示。需要注意的是，再生腔内最容易损坏的透射性元件是 KD^*P 晶体普克尔盒，因而需要将其放在腔内激光光斑较大的位置。根据计算，在钛宝石晶体处的光斑半径是 $480 \mu\text{m}$ ，与泵浦光的光斑尺寸匹配得比较好，有利于腔内振荡的激光充分地提取泵浦光的能量。

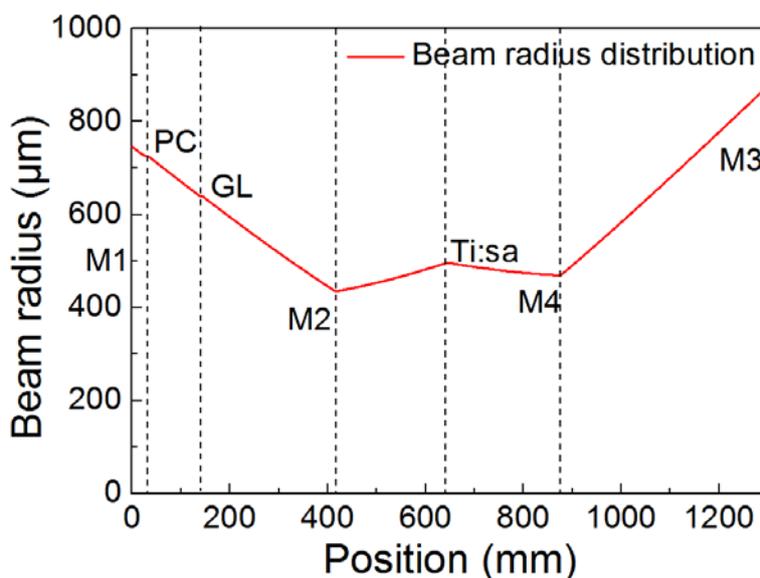


图 3.17 再生放大器腔内模式分布 PC: 普克尔盒; GL: 格兰棱镜; Ti:sa: 钛宝石晶体

Fig. 3.17 Cavity mode distribution of the regenerative amplifier

分析不同热透镜下晶体处光斑大小的变化。可见在热透镜从 600 mm 到 1200 mm 变化的过程中，晶体上的光斑大小基本不变，能与泵浦光很好地匹配。再生腔内光斑模式对热透镜的变化不敏感是判断这个腔型好坏的一个重要标准。

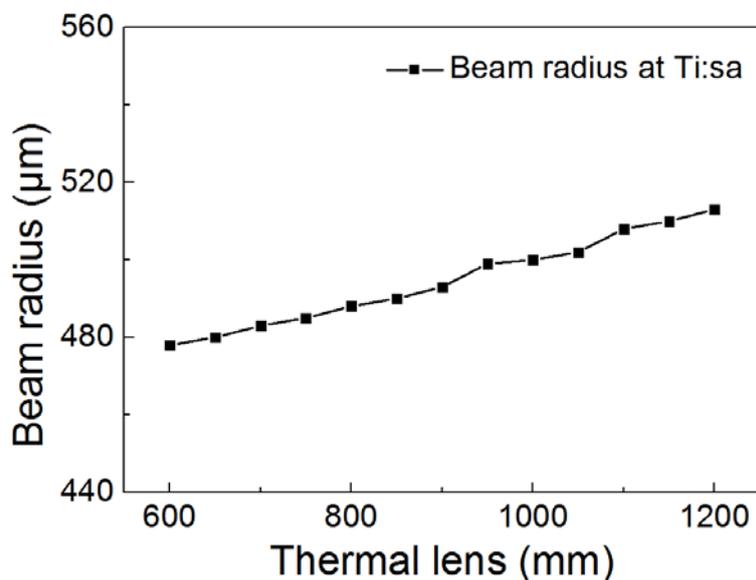


图 3.18 再生放大器钛宝石晶体处光斑模式大小随着热透镜焦距变化的改变
Fig. 3.18 Variation of beam radius at Ti:sapphire crystal against thermal lens

使用种子光将再生腔调好后，把种子光挡掉，打开普克尔盒后可以看到再生腔内调 Q 脉冲的建立，如下图左图所示。将振荡器的种子光注入再生腔后，可以看到脉冲建立时间前移，如下图中右图所示，由此可以监测再生腔内种子光往返振荡得到放大的情况。



图 3.19 钛宝石激光再生放大器腔内脉冲建立的包络 左图：种子未注入时的调 Q 脉冲包络；右图：种子注入后的脉冲放大包络

Fig. 3.19 Pulse building-up profile of the Ti:sapphire regenerative amplifier

放大过程引入的增益窄化效应使得放大器输出的脉冲光谱变窄，下图所示为振荡器输出光谱、经过展宽器后的输出光谱和经过压缩器后的输出光谱的对比。放大后输出的光谱半高宽为 34 nm，对应的傅立叶转换极限脉宽为 28 fs。

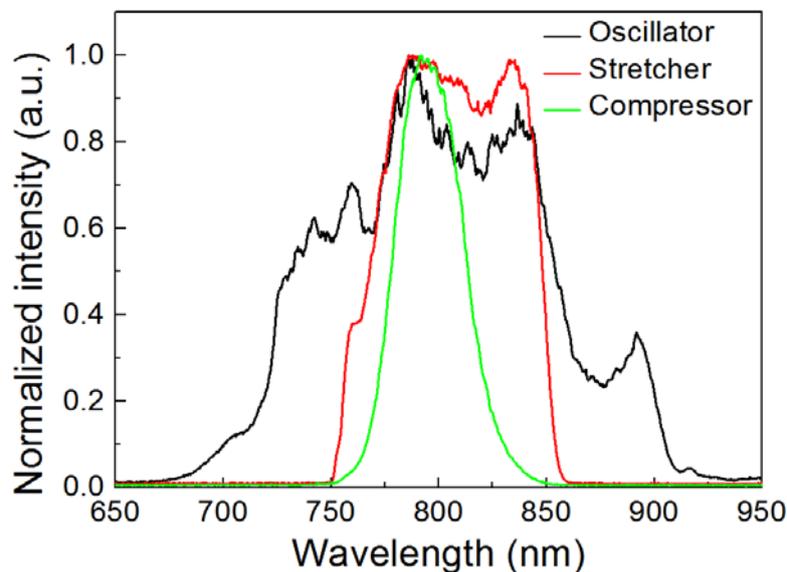


图 3.20 钛宝石激光放大器中各部分输出光谱的对比

Fig. 3.20 Comparison of the output spectrum of different parts of the regenerative amplifier

将再生腔内振荡激光导出后，注入后级压缩器。使用光栅对压缩器对脉宽进行压缩，其实物照片如下图所示：



图 3.21 压缩器的实物照片

Fig. 3.21 Experiment setup of the compressor

我们将展宽器对脉冲引入的色散和再生放大过程中对脉冲引入的材料色散进行了汇总，而后通过调整光栅对压缩器的入射角度和光栅间距，寻找合适的参数对脉冲进行压缩。下表列出放大过程中各部件对脉冲引入的二阶色散和三阶色

散。根据计算，当压缩器的入射角为 42.4 度、光栅对间距为 273 mm 时，能够将二阶色散补偿至 0，剩余的三阶色散总量为 2592 fs³。

表 3.2 钛宝石激光再生放大器中各部件对脉冲引入的色散量汇总（800 nm 处）

Table 3.2 The dispersion analysis of the Ti:sapphire regenerative amplifier

| 部件 | 入射角 | 间距 (mm) | 二阶色散 (fs ²) | 三阶色散 (fs ³) |
|------|-------|------------|----------------------------|----------------------------|
| 展宽器 | 20° | 405 | 1739040 | -4351900 |
| 材料色散 | -- | -- | 68241 | 47397 |
| 压缩器 | 42.4° | 273 | -1807281 | 4307096 |
| 总色散量 | | | 0 | 2592 |

实验中，根据设计的角度摆放压缩器的光栅，按照计算间距大致摆放好光栅的间距。而后将放大后的激光导入光栅对压缩器，通过微调光栅对的间距对脉冲的压缩情况进行优化。在压缩器中四次经过光栅衍射，衍射效率接近 70%，压缩后输出的脉冲能量为 2 mJ。在输出激光的光路上放置 f=+100 mm 的凸透镜，可以根据飞秒激光在空气中的成丝效果来判断脉冲压缩情况的好坏，据此初步调整光栅对间距。如下图所示，为飞秒钛宝石激光聚焦在空气中击穿空气成丝的效果。脉宽越短，在空气中成丝效果越显著，成丝后的光斑越亮。



图 3.22 压缩后的飞秒激光聚焦在空气中击穿空气成丝的效果

Fig 3.22 Filamentation into the air induced by compressed femtosecond pulses

使用尖劈将压缩后的激光分出一部分导入 wizzler 中，测量得到的脉宽结果与其傅立叶转换极限的对比如下图所示，测量得到的脉冲宽度为 36 fs。

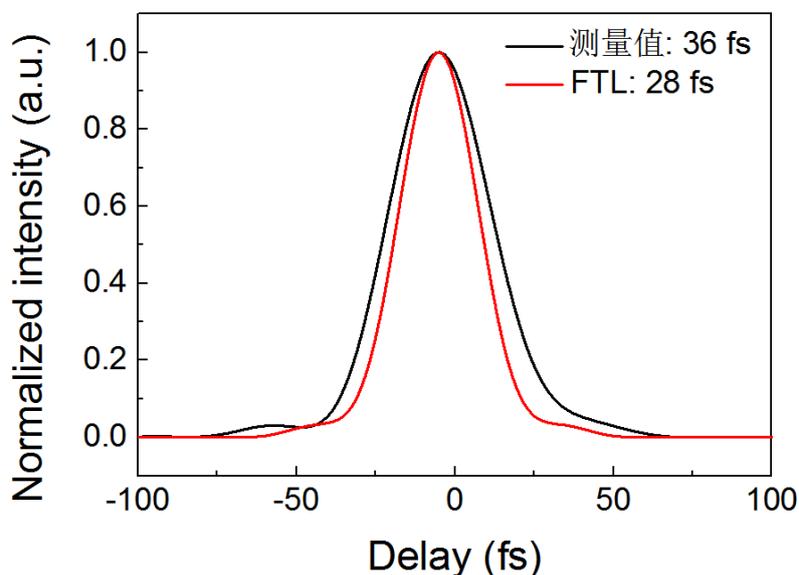


图 3.23 钛宝石激光再生放大器输出脉宽的测量结果

Fig. 3.23 Compressed pulse duration measurement of the Ti:sapphire regenerative amplifier

3.4.2.2 线形腔再生放大器

由于 z 形腔再生放大器的输出激光为会聚光，在与后级多通放大器进行模式匹配时不容易进行控制。因而我们设计搭建了线形腔再生放大器[40]。

该再生放大器的光路结构示意图如下图所示。腔内的元件 M1 为凹面镜（曲率半径为 900 mm）、M2 为平面镜，L1 为焦距为 800 mm 的正透镜，晶体由 TEC 制冷至 -30 摄氏度。L1 安装在一个导轨上，调节其位置可以调节腔内光斑的模式分布，补偿热透镜效应。种子光经过法拉第旋光器（FR）后转变为 s 偏振，导入再生腔内。在其往返经过普克尔盒两次后，偏振态转变为 p 偏振，透过腔内的格兰棱镜。此时给普克尔盒施加高电压，种子光便被锁定在腔内持续振荡、放大。当种子光在腔内放大到一定程度时，撤去普克尔盒的高电压，脉冲往返经过普克尔盒两次后变为 s 偏振光，由腔内的格兰棱镜导出。而后再次经过法拉第旋光器后，偏振态不变，由第二块格兰棱镜导出。

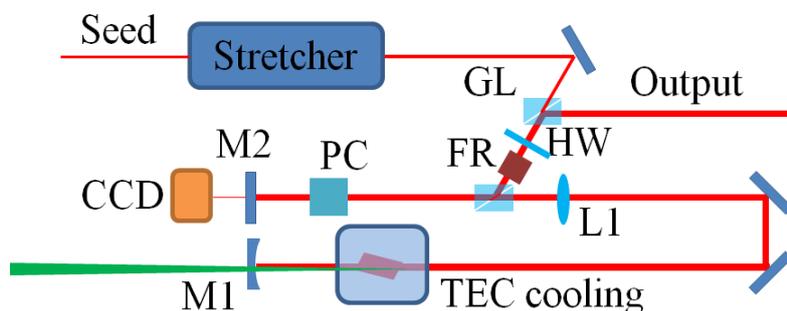


图 3.24 线形腔再生放大器光路图

Fig. 3.24 Schematic of the linear regenerative amplifier

该腔型设计一方面可以补偿晶体的热透镜效应；另一方面可以改变 M2 处的光斑大小。其意义在于：再生腔输出激光的光束特性完全由再生腔型决定，由于 M2 是平面镜，可以认为再生腔输出激光的腰斑位置便在 M2 处，腔模可调便意味着该再生腔的输出光束发散特性可以通过调节 L1 的位置改变，继而便于与后级放大进行模式匹配。通过调节 L1 的位置，可以观察到腔内光斑模式发生较为明显的变化（见下图所示），同时在钛宝石晶体处的光斑尺寸基本不变，即调节 L1 的位置对于脉冲的建立以及后续的压缩不会产生影响。

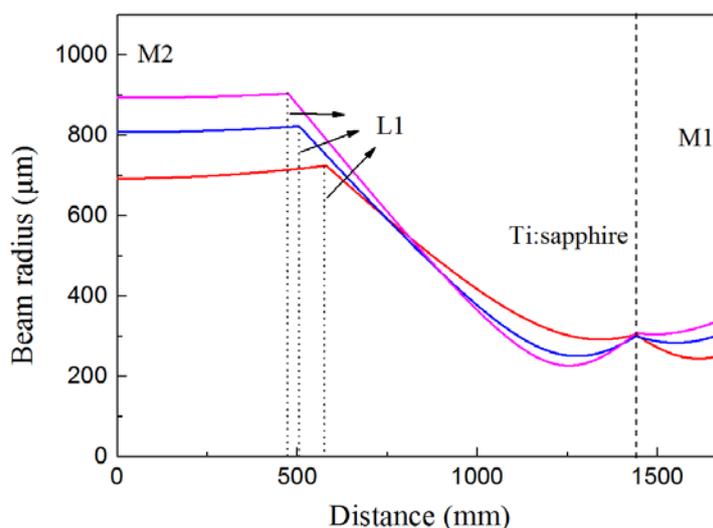


图 3.25 线形腔再生腔模式随着透镜位置的变化

Fig. 3.25 Variation of the mode distribution of the regenerative cavity by adjusting the position of the lens L1

为了使得最终放大后的激光支持更短的脉宽输出,我们通过给注入的种子光谱引入一个光谱凹陷,抑制增益窄化效果。最终实现了再生腔输出光谱从 36 nm 展宽到 60 nm。引入光谱凹陷前后的光谱对比如下图所示。图中黑色实线为再生腔注入种子前的输出光谱,其中心波长为 780 nm 左右。注入种子后,输出光谱如下图所示红色实线所示,中心波长为 800 nm。对种子光中心波长处光谱引入光谱凹陷后,再生腔输出的光谱如下图所示蓝色实线所示。表明该措施对于抑制增益窄化、加宽输出光谱有明显效果。

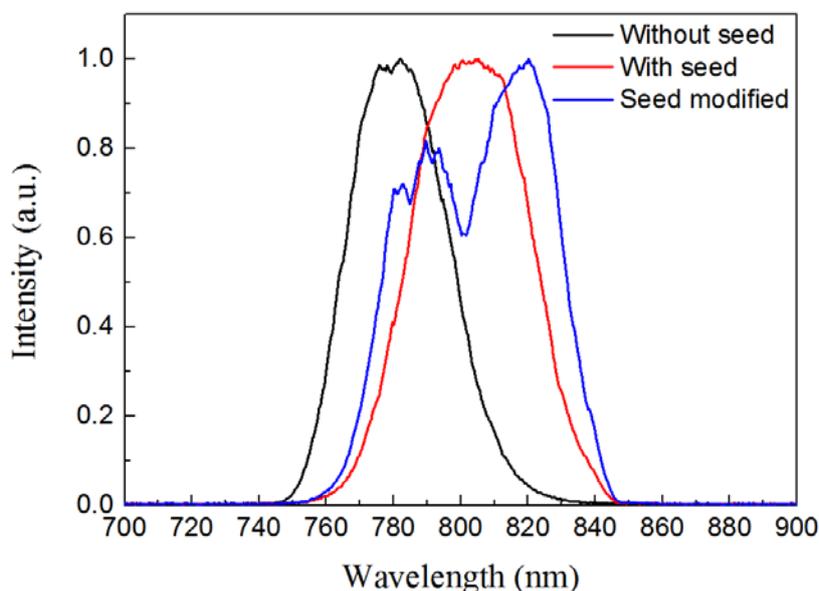


图 3.26 抑制增益窄化前后再生腔输出光谱的变化

Fig. 3.26 Variation of the output spectrum of the regenerative cavity by compensating gain narrowing effect

3.5 千赫兹 TW 量级高功率钛宝石激光放大器

3.5.1 系统结构

为了得到更大能量的飞秒激光脉冲输出,我们将线形再生腔输出的未压缩的激光脉冲注入到后级多通放大器中,进行进一步的功率放大。后级多通放大的光路图如下图所示:

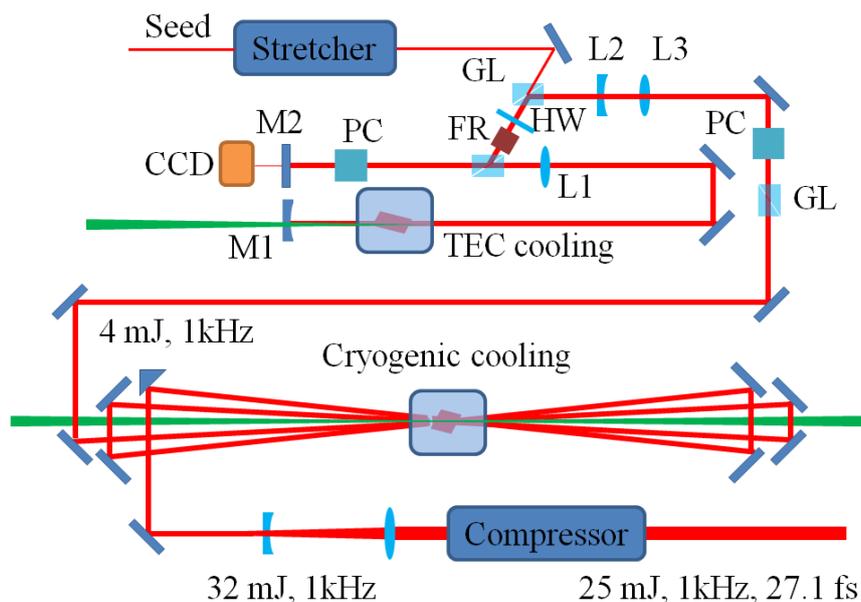


图 3.27 多级多通放大器光路图

Fig. 3.27 Experiment layout of the multi-pass power amplifier

实验中，从钛宝石晶体两侧分别注入 55 W 的泵浦功率，即合计 110 W 的泵浦功率，泵浦光聚焦到晶体上的光斑半径大小约为 1 mm，采用双端泵浦的方式使得晶体内部的增益分布更加均匀。在高功率泵浦下，晶体的热透镜效应严重，下表分析了将晶体冷却至不同的温度下，晶体的热透镜大小。

表 3.3 不同冷却温度下钛宝石晶体的热透镜对比

Table 3.3 Thermal lensing effect comparison with Ti:sapphire crystal working at different temperature

| 绝对温度 | 300 K | 270 K | 250 K | 125 K | 77 K |
|---|-------|-------|-------|-------|------|
| 热导率 ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) | 33 | 50 | 60 | 200 | 980 |
| 折射率对温度的 导数($\times 10^{-5} \text{K}^{-1}$) | 1.28 | 1.2 | 1.0 | 0.3 | 0.19 |
| 热透镜焦距(m) | 0.3 | 0.49 | 0.71 | 7.89 | 64.4 |

为了降低钛宝石热透镜效应的影响，我们使用液氮对晶体进行制冷，在稳定工作时，晶体架的温度为 -195°C 。而实际中，由于热导率不是无限大，所以在晶

体中心的泵浦区域的温度高于 -195°C 。为此，我们使用准直光对晶体的热透镜进行了测量，发现在 110 W 的泵浦下，热透镜约为在 3-5 m 之间。因而需要对再生腔输出光进行光束变换，使得光束在后续的热透镜作用下与泵浦光有较好的模式匹配。于是，我们在再生放大与多通放大之间加入了一对透镜 L2 和 L3（L2 焦距为-300 mm，L3 焦距为 300 mm）。

3.5.2 光束传播过程模拟

如 3.4.2.2 小节中所述，通过调节线形再生腔腔内透镜的位置，可以调节 M2 镜上的光斑尺寸，进而改进光束在后续主放大传播过程中与泵浦光的匹配情形。如图 3.28 所示，(a)、(b)和(c)分别为入射光斑半径为 $700\ \mu\text{m}$ 、 $800\ \mu\text{m}$ 和 $900\ \mu\text{m}$ 时，光束在多通放大器中光束传播情况。图中的绿色虚线为泵浦光的光斑半径，在不同的热透镜下，通过调整透镜 L2 与 L3 之间的间距，可以优化被放大激光与泵浦光之间的匹配情形。

图(a)中，在热透镜焦距为 5 米或 6 米时，传输的激光在第三、四通中在晶体上的光斑尺寸大于泵浦光的尺寸。超出泵浦区域的激光会经历波前畸变，在后续长距离的传输中与主光斑在发散情形有很大差异，会降低最终放大输出的能量，影响输出激光的光束质量。

图(b)中，在热透镜焦距为 6 米时，传输激光的光斑尺寸在最后两通放大时超出泵浦区域。热透镜焦距为 5 米时，传输激光在最后两通中与泵浦光光斑接近。

图(c)中，在热透镜为 3 米至 5 米的变化过程中，通过调节透镜间距，总能使多通放大中放大激光的光斑尺寸小于泵浦光的尺寸。并且在热透镜焦距为 3 米或 4 米时，激光在传输过程中光斑最小的位置位于第二通晶体附近。此时激光能量并未放大至最高，较小的光斑尺寸不会对晶体以及导光镜片引入损伤。在第三通及第四通脉冲能量放大至最大时，光斑尺寸较大并且光束传播呈发散的状态，减小了后续导光镜片损伤的几率。

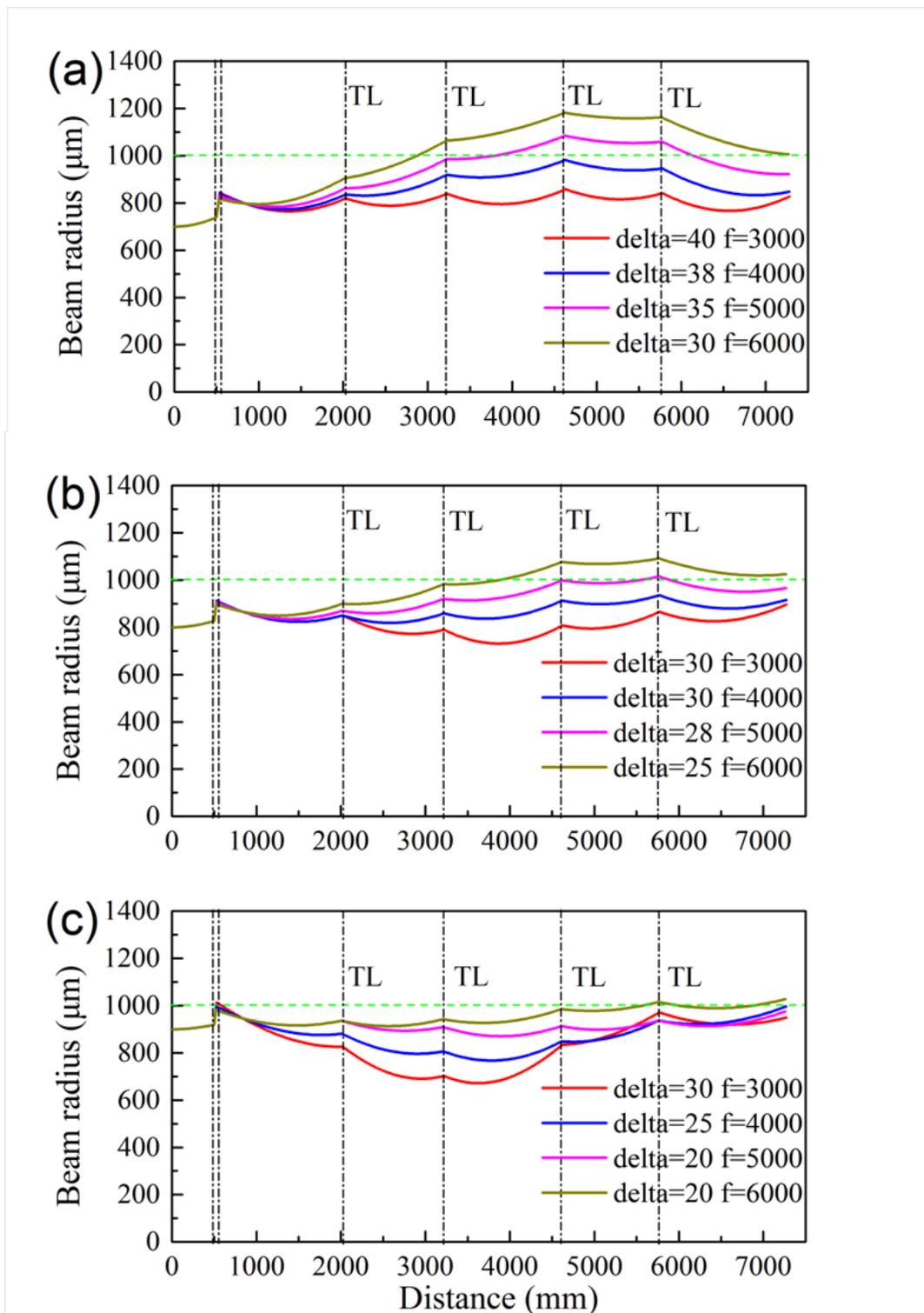


图 3.28 随着初始入射光斑大小的不同，多通放大器中激光传输情况变化 (δ 为透镜 L2 与透镜 L3 的间距，以毫米为单位；TL 为热透镜，焦距单位为 mm)

Fig. 3.28 Difference of the propagation situation in multipass amplifier with different input beam radius. (δ : the separation distance between lens L2 and L3, unit: mm; TL: thermal lens, unit: mm)

利用第二章中关于脉冲能量放大的知识，可以计算得到在该泵浦条件下，在放大过程中钛宝石激光脉冲能量的变化，如下图中黑色实线所示，可以观察到在第四通之后，脉冲能量达到饱和，再次通过晶体不能得到明显放大；图中红色实线所示为该能量对应的脉冲能量密度，可以看到在第三通放大时，脉冲即达到饱和和能量密度，此情形有利于提升后续放大过程的能量提取。经过第四通放大，晶体中储能密度提供的脉冲放大不足以克服损耗，因而脉冲能量逐渐减小。因而我们实验中只用了四通放大。经过四通放大，脉冲能量被放大到 32 mJ。将输出的激光经过扩束系统把光斑扩大至 10 mm 的直径大小，注入后级压缩器中。

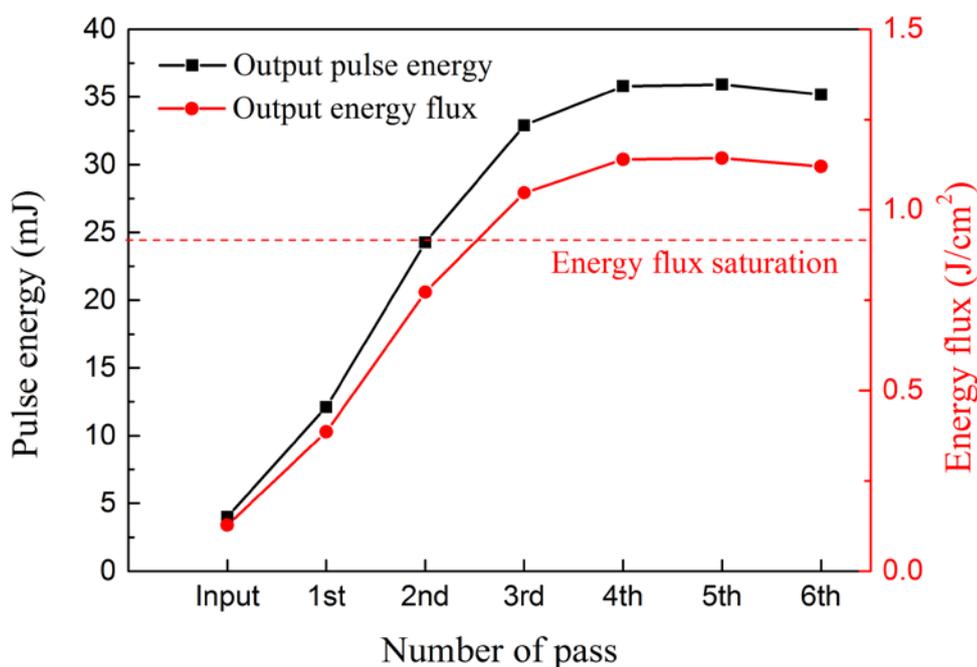


图 3.29 多通放大器中激光脉冲每次经过晶体得到的放大的理论计算结果（黑色实线为理论计算的脉冲能量，红色实线为其对应的脉冲能量密度）

Fig. 3.29 Calculated pulse amplification results of the multi-pass amplifier

较好的模式匹配保证了最终输出的光束质量。使用 M^2 因子仪测量得到最终输出激光的 M^2 因子为 1.35 左右，如下图所示。

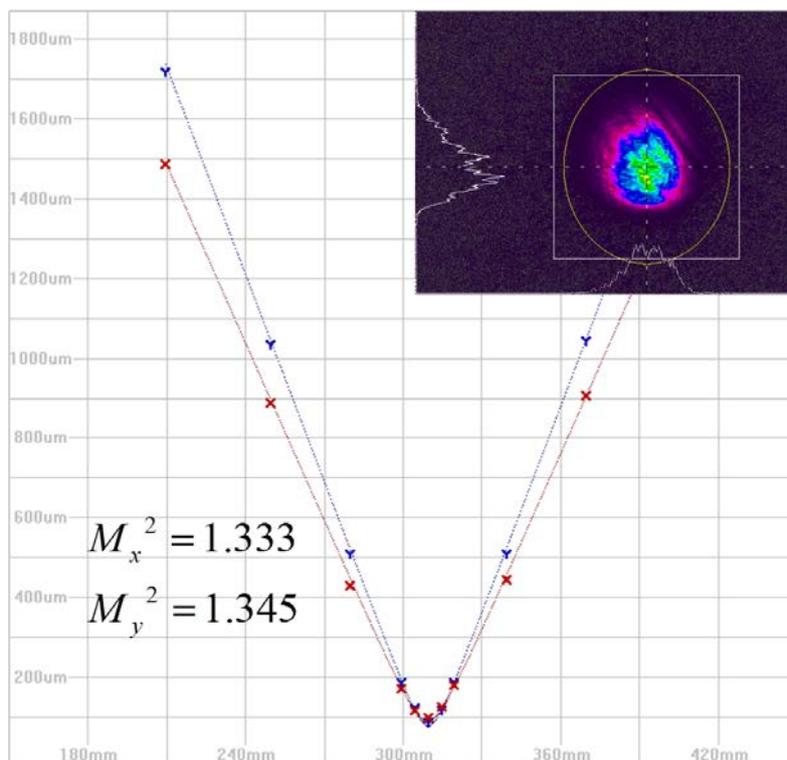


图 3.30 多通放大器输出的光斑形貌和 M^2 因子测量结果

Fig. 3.30 Output beam profile and M^2 measurement result of the multi-pass amplifier

3.5.3 时域对比度

该套激光系统将应用于强场物理实验，因而需要对其输出脉冲的时域对比度进行诊断。

一方面，我们在再生腔和多通放大之间加了一个普克尔盒进行选单，使用门宽为 11 ns 的高压门信号将主脉冲选出，将其前沿的预脉冲消除掉。下图所示即为消除纳秒量级预脉冲的效果示意图。图中浅蓝色线为再生腔内脉冲振荡的情形，红色线为再生腔导出的脉冲情况。左图为添加普克尔盒之前的情形，可以看到此时主脉冲前的小脉冲强度较大；右图为添加普克尔盒之后的情况，可以看到主脉冲前的小脉冲被消除得很干净。

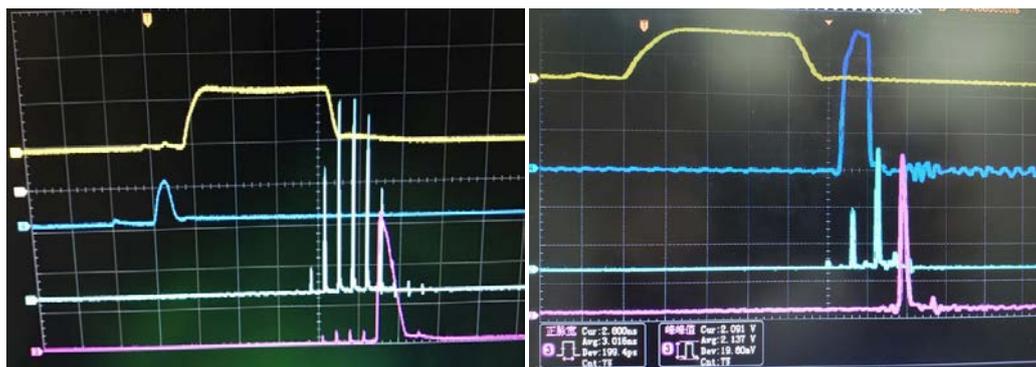


图 3.31 再生腔腔内脉冲振荡及输出脉冲的示波器波形（左侧为插入普克尔盒之前的输出，右侧为插入普克尔盒之后的输出）

Fig. 3.31 Pulse temporal profile of the intra-cavity pulse sequence and the output pulse

另一方面，我们使用三阶自相关仪测量了输出脉冲皮秒量级的对比度情形。下图所示为主脉冲前 30 ps 及脉冲后 25 ps 的对比度测量结果：

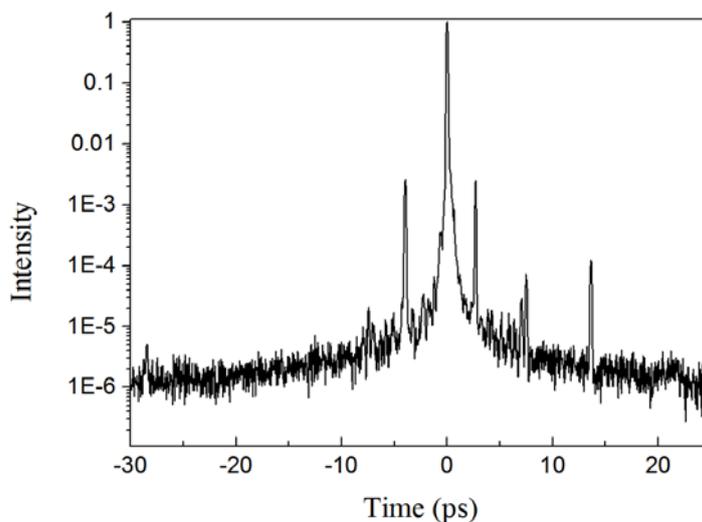


图 3.32 脉冲对比度测量结果（30 ps 的尺度内）

Fig. 3.32 Pulse temporal contrast ratio measurement of the output pulse (30-ps scale)

主脉冲前 250 ps 时间尺度内的对比度情况如下图所示。在主脉冲前 220 ps 处的预脉冲是由再生腔与振荡器的腔长不匹配引入的。通过调节再生腔长，可以调节该脉冲在时间尺度的前后移动。

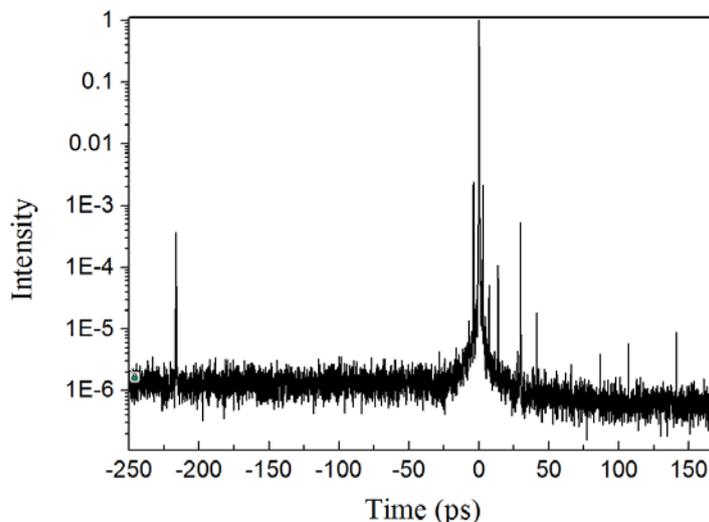


图 3.33 脉冲对比度测量结果（250 ps 的尺度内）

Fig. 3.33 Pulse temporal contrast ratio measurement of the output pulse (250-ps scale)

3.5.4 脉冲压缩结果

由于主放大过程对脉冲进一步引入了色散，我们对展宽器和压缩器的配合情况做了进一步的调整，色散分析如下表所示。

表 3.4 高功率钛宝石激光放大器中各部件对脉冲引入的色散量汇总（800 nm 处）

Table 3.4 Dispersion analysis of the high-power Ti:sapphire amplifier

| 部件 | 入射角 | 间距 (mm) | 二阶色散 (fs ²) | 三阶色散 (fs ³) |
|------|-------|------------|----------------------------|----------------------------|
| 展宽器 | 20° | 435 | 1484050 | -3713510 |
| 材料色散 | -- | -- | 79515 | 53668 |
| 压缩器 | 43.3° | 242 | -1563565 | 3660611 |
| 总色散量 | | | 0 | 769 |

对放大脉冲进行压缩后，输出的光谱如下图所示。按照设计得到的光谱相位如下图中红色虚线所示，设计的光谱相位在整个光谱范围内都小于 0.5 rad。使用 wizzler 测量其光谱相位信息，如下图中蓝色虚线所示。由于实际中展宽器和压缩器调节与理论设计有差异，实际测量得到的相位与理论上的有一定的出入。

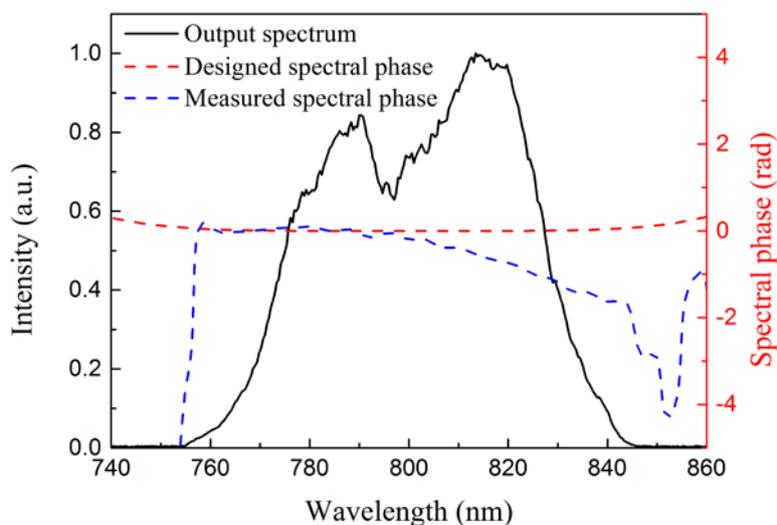


图 3.34 经过主放大后输出的光谱及其相位情况（黑色实线为输出光谱，红色虚线为设计的各光谱成分相位，蓝色虚线为测量得到的各光谱成分相位）

Fig. 3.34 Output spectrum and spectral phase of the amplified pulses after the main amplifier

使用 wizzler 测量得到，压缩后的脉冲宽度为 27.1 fs，对应的脉冲峰值功率达到 0.92 TW。

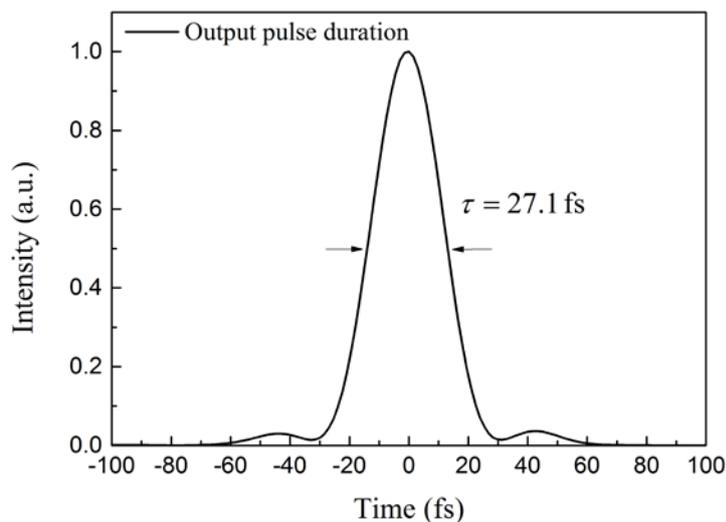


图 3.35 钛宝石激光多通放大器输出脉冲的脉冲宽度

Fig. 3.35 Pulse duration measurement of the pulses delivered by the multi-pass amplifier

3.6 小结

本章开始时介绍了飞秒激光产生和放大的部分原理,包括啁啾镜补偿色散原理、啁啾脉冲放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)原理和飞秒脉冲脉宽的测量原理。

使用全啁啾镜补偿钛宝石激光振荡器腔内色散实现飞秒激光输出已经成为当前克尔透镜锁模的钛宝石激光振荡器采用的主流方式,使用双啁啾镜的设计,可以对很宽光谱范围内的色散量进行补偿,使钛宝石激光振荡器能够直接输出覆盖倍频程光谱的少周期飞秒脉冲。

CPA 技术是实现超短脉冲放大的重要方式,通过展宽超短脉冲的脉宽可以降低放大过程中的 B 积分并降低元件损伤的风险,最终可以实现能量为焦耳量级的脉冲输出。结合光参量放大(Optical Parametric Amplification, OPA)产生的光参量啁啾脉冲放大(Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, OPCPA)技术更是当前超快激光放大领域的前沿内容。

脉宽测量部分,由于飞秒脉冲的脉宽已经远远小于电学元件的响应速度,因而需要使用类似干涉仪的装置将时域的测量转换到空间距离的测量。

而后介绍了在钛宝石激光振荡器方面的实验研究。使用全啁啾镜的方式补偿腔内色散,通过插入 BaF₂ 平片和尖劈精细调节腔内色散,腔内的负色散与自相位调制效应相互作用,形成孤子传输的机制,最终产生了 510 mW 的锁模脉冲序列输出。经过腔外补偿色散,得到了 8.2 fs 的脉冲产生结果。

还介绍了使用皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器的实验研究。将我们设计的高功率皮秒激光振荡器的输出经过一级放大而后倍频,得到了皮秒绿光锁模激光输出。使用该激光泵浦钛宝石激光振荡器,同样可以实现亚 10 fs 脉冲产生的结果。在二者腔长一致时,皮秒激光泵浦的方式可以使钛宝石激光振荡器自动触发克尔透镜锁模、输出飞秒脉冲序列,这样可以免去使用连续绿光泵浦时推锁模给系统带来的不稳定因素。

在钛宝石激光放大器方面,介绍了展宽器和压缩器参数设计的计算方法。将飞秒种子脉冲展宽到 200 ps 左右,注入 z 形腔再生放大器,在 15 瓦的泵浦功率下,输出 3 瓦的激光,将激光导入压缩器对脉宽进行压缩。经过压缩器对脉冲二阶色散和三阶色散的补偿,最终实现了 2 mJ、脉宽 36 fs 的输出。同时,

为了实现高功率钛宝石激光输出，设计了线形腔再生放大器，实现其输出激光与后级主放大的泵浦光模式匹配。通过给种子脉冲引入光谱调制，抑制了再生腔的增益窄化效应，使得再生腔输出光谱的半高宽由 36 nm 加宽到 60 nm，为后级放大后将脉冲压缩到更短的脉宽提供了必要条件。

将再生放大输出的激光不经过压缩，注入后级四通放大中对激光脉冲能量进一步放大。后级放大中泵浦光总功率为 110 W，在该功率下钛宝石热效应严重。使用液氮制冷，大大减轻了晶体的热透镜效应。经过四通放大，将脉冲能量提升到 32 mJ。脉冲经过扩束后注入光栅对压缩器进行压缩，最终得到了 25 mJ、27.1 fs 的脉冲输出结果，对应的峰值功率为 0.92 TW。该激光放大器在后续的中红外飞秒激光产生中作为泵浦光使用，并将用于高通量高次谐波产生的实验中。

第 4 章 宽带飞秒激光频率转换的理论分析

4.1 引言

基于二阶非线性效应的频率转换是扩展激光光谱的主要方式。相位匹配的理论于 1962 年便被提出[104]，此后在此方面的理论工作层出不穷。目前，使用非线性耦合波方程组描述光在非线性材料中的参量过程是公认的研究方法。

在三波混频过程中，相位匹配条件是参量过程能否有效发生的重要依据。而相位匹配中伴随着的时间走离和空间走离问题，又是参量过程有效发生的限制因素。泵浦光、信号光和闲频光的群速度失配则又限制着宽带参量过程的发生。

本章从耦合波方程开始，介绍了相位匹配条件和走离效应，又介绍了通过非共线匹配解决参量过程带宽受限的问题。以往的理论工作中，多数是将泵浦光作为单色光处理，这与飞秒激光带宽较大的现实并不相符。这里我们提出了宽带非线性耦合波方程，将参与参量过程的光都视作宽光谱激光，做离散处理，并将每部分频率成分对参量过程的贡献都考虑在内。

最后，通过飞秒激光倍频的实验结果与理论计算的对比，验证了宽带非线性耦合波理论的有效性。

4.2 飞秒激光频率变换的理论基础

4.2.1 耦合波方程

我们将非线性晶体视为理想的非磁电介质（磁导率 $\mu=1$ ，电导率 $\sigma=0$ ），在理想的非磁电介质中，麦克斯韦方程可以写为：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad 4.1$$

其中， \mathbf{E} 为光电场强度， \mathbf{P} 为介质的极化强度二者都是矢量。 ε_0 和 μ_0 分别是真空的介电常数和磁导率。

考虑到可以近似地认为 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ ，于是得到，

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad 4.2$$

将极化强度 \mathbf{P} 写为线性和非线性的两部分，得到 $\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}}$ ，引入介电常数 $\varepsilon^{(1)} = 1 + \chi^{(1)}$ ，则可以得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon^{(1)} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad 4.3$$

该式即为不考虑损耗的非线性波动方程。

将电场 \mathbf{E} 视作沿 z 方向传播的单色平面波，则可以写作

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{E}(z) e^{ikz - i\omega t} + \text{c.c.}) \quad 4.4$$

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = \frac{1}{2} (\mathbf{P}^{\text{NL}}(z) e^{ik'z - i\omega t} + \text{c.c.}) \quad 4.5$$

其中， k 、 ω 是光电场的波矢和频率， k' 为极化波的波矢在 z 方向的分量。于是，容易得到

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial \mathbf{E}(z)}{\partial z} = -\mu_0 \varepsilon_0 \omega_n^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}(z) e^{i\Delta k z} \quad 4.6$$

其中， $\Delta k = k' - k$ 。

考虑慢变振幅近似和振幅的时间慢变化近似，则可以得到

$$\frac{\partial \mathbf{E}(z)}{\partial z} = \frac{i\omega}{2\varepsilon_0 c n} \mathbf{P}^{\text{NL}}(z) e^{i\Delta k z} \quad 4.7$$

其中，利用了 $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ 和 $n = \sqrt{\varepsilon^{(1)}}$ 。

考虑三个光频分别为 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 的单色平面波在介质中的相互作用，其电场为 \mathbf{E}_1 、 \mathbf{E}_2 和 \mathbf{E}_3 ，其中 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ，并且三个光频都远离介质的跃迁频率。只考虑二阶非线性效应，则可以得到

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega_1) &= \mathbf{P}^{(2)}(\omega_1) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}_3 \mathbf{E}_2^* \\ \mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega_2) &= \mathbf{P}^{(2)}(\omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}_3 \mathbf{E}_1^* \\ \mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega_3) &= \mathbf{P}^{(2)}(\omega_3) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \end{aligned} \quad 4.8$$

其中， $\chi^{(2)}$ 为非线性极化率。由公式 4.7 可以得到

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E_1(z)}{\partial z} &= \frac{i\omega_1}{2cn_1} \chi^{(2)} E_3(z) E_2^*(z) e^{i\Delta kz} \\
 \frac{\partial E_2(z)}{\partial z} &= \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3(z) E_1^*(z) e^{i\Delta kz} \\
 \frac{\partial E_3(z)}{\partial z} &= \frac{i\omega_3}{2cn_3} \chi^{(2)} E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta kz}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

其中, $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, 称为相位失配因子。方程组 4.9 即为二阶非线性作用下, 三个光电场相互作用的耦合波方程。

4.2.2 相位匹配条件

考虑光频分别为 ω_3 和 ω_1 的光波 E_3 与 E_1 进行差频产生光频为 ω_2 的光波 E_2 , 即差频过程 $\omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2$, 其耦合波方程为

$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} E_3(z) E_1^*(z) e^{i\Delta kz} \tag{4.10}$$

假设在差频过程中, E_3 和 E_1 强度变化不大, 则对公式 4.10 进行积分可以计算得到, 经过长度为 L 的非线性晶体, E_2 的强度变为

$$E_2(L) = \frac{i\omega_2}{cn_2} \chi^{(2)} E_3(z) E_1^*(z) \left(\frac{e^{i\Delta kL} - 1}{i\Delta k} \right) \tag{4.11}$$

当 $\Delta k \rightarrow 0$ 时, $E_2(L) \propto L$, 其光强 $I_2(L) \propto L^2$, 此时称为完全相位匹配。当相位失配量 $\Delta k \neq 0$ 时, 可以得到 $I_2(L) \propto \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)$, 由该函数特征可知, 当 Δk 由 0 变为 $2\pi/L$ 的过程中, 函数值单调递减到 0, 此时称为相位完全失配。

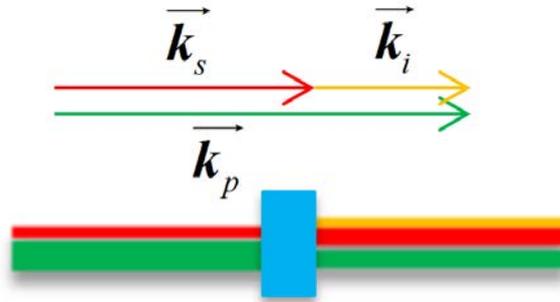


图 4.1 相位匹配过程示意图
Fig. 4.1 Scheme of phase matching process

如要实现相位匹配，需要同时满足能量守恒和动量守恒条件。对于差频过程而言，我们定义三个相互作用的波长成分分别为泵浦光、信号光和闲频光，其光频分别为 ω_p 、 ω_s 和 ω_i ，波矢分别为 \vec{k}_p 、 \vec{k}_s 和 \vec{k}_i 。则相位匹配条件为

$$\begin{aligned}\hbar\omega_p &= \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \\ \hbar\vec{k}_p &= \hbar\vec{k}_s + \hbar\vec{k}_i\end{aligned}\quad 4.12$$

方程组 4.12 的第一个方程表示能量守恒，第二个方程表示动量守恒。满足能量守恒的条件下，如要满足动量守恒，则需要使用非线性晶体的双折射效应，使得不同波长、不同偏振态的激光在晶体中的折射率不同，从而满足动量守恒条件。

4.2.3 走离效应

4.2.3.1 时间走离效应

由于不同波长的激光在晶体中的群速度不同，导致参与参量过程的两束超短脉冲激光在经过非线性晶体后在时域上分开的现象，称为时间走离效应。

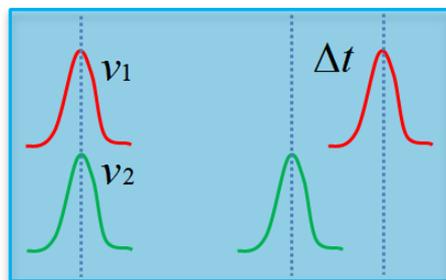


图 4.2 时间走离效应示意图

Fig. 4.2 Scheme of temporal walk-off effect

如上图所示，两个脉宽都为 τ 的超短脉冲激光在进入非线性晶体时，在时间上是重合的。二者在晶体中分别以群速度 v_1 和 v_2 传播，在经过长度为 l_c 的非线性晶体后，两个脉冲在时域上分开，间隔为 Δt 。

为了保证两个脉冲有效地参与到参量过程中，需要使两个脉冲经过晶体后在时域上不会完全分开，即需要满足 $\Delta t < \tau$ ，由此可以推导出晶体的长度需要满足

$$l_c < \left| \frac{\tau v_1 v_2}{v_1 - v_2} \right| \quad 4.13$$

4.2.3.2 空间走离效应

对于晶体中产生的双折射效应而言，寻常光（o 光）入射时，其在晶体中传播的能流密度方向 \vec{S}_o 与其波矢方向 \vec{k}_o 一致；对于非寻常光（e 光）而言，其在晶体中的能流密度方向 \vec{S}_e 与波矢方向 \vec{k}_e 不一致（入射方向与光轴同向时除外），如下图所示。

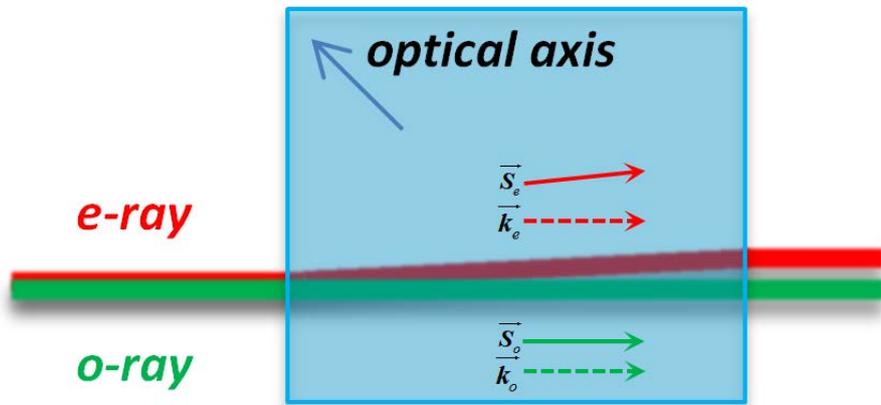


图 4.3 空间走离效应示意图
Fig. 4.3 Scheme of spatial walk-off effect

在参量过程中，泵浦光与信号光共线传播入射到晶体后，由于其偏振态不同，在晶体中的传播方向会分开，导致二者在空间上的走离，导致参量转换的效率下降。当走离的尺度大于光斑的直径时，两束光在空间上会完全分开，不再发生参量作用。假设两束光都是直径为 D 的准直光，入射到晶体上，二者的走离角为 $\Delta\theta$ ，则晶体的长度应该满足下式才能保证参量过程有效地发生

$$l_c < \frac{D}{\Delta\theta} \quad 4.14$$

4.2.4 非共线相位匹配

在 4.2.3.1 小节中提到的群速度失配问题，一方面会因时间走离影响转换效率，但是通过加长参量作用脉冲的脉宽，可以从一定程度上解决该问题；另一方

面，群速度失配会对宽带光谱的参量作用产生限制，通过使用非共线的方式，给泵浦光和信号光引入一个非共线角，能有效地解决该问题。

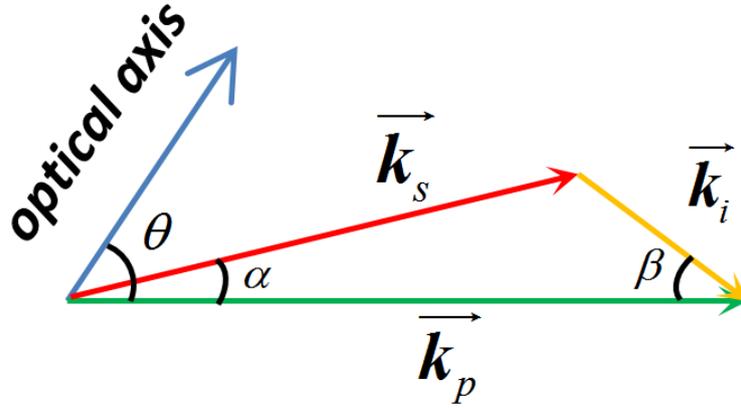


图 4.4 非共线相位匹配过程示意图

Fig. 4.4 Scheme of non-collinear phase matching process

上图所示为非共线参量过程， \vec{k}_p 、 \vec{k}_s 和 \vec{k}_i 分别为泵浦光、信号光和闲频光的波矢， θ 为相位匹配角， α 为信号光和泵浦光的夹角，被称为非共线角， β 为闲频光和泵浦光的夹角。为了满足相位匹配条件，则需要满足如下条件，

$$\Delta k = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta = 0 \quad 4.15$$

$$k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta \quad 4.16$$

对相位失配量 Δk 在以微量 $\Delta\omega$ 在 Δk_0 处展开，得到

$$\Delta k = \Delta k_0 + A\Delta\omega + B\Delta\omega^2 + \dots \quad 4.17$$

其中， $A = \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega}$ ， $B = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega^2}$ 。满足相位匹配条件时， $\Delta k_0 = 0$ ；并考虑泵浦光为

单色光的情况，即 $\frac{\partial k_p}{\partial \omega} = 0$ ，则展开式的一阶小量的系数为

$$A = \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} = -\frac{\partial k_s}{\partial \omega} \cos \alpha + k_i \sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial \omega} - \frac{\partial k_i}{\partial \omega} \cos \beta \quad 4.18$$

考虑到公式 4.16，可以得到

$$A = \frac{1}{\cos \beta} \left[\frac{1}{v_i} - \frac{1}{v_s} \cos(\alpha + \beta) \right] \quad 4.19$$

式中， $v_s = \left(\frac{\partial k_s}{\partial \omega}\right)^{-1}$ 和 $v_i = \left(\frac{\partial k_i}{\partial \omega}\right)^{-1}$ 分别表示信号光和闲频光的群速度。

由上式可以看出，通过设置非共线角 α 可以使得 $A=0$ ，即消除相位失配的一阶小量对宽带光谱参量作用的限制。此时，非共线角为：

$$\alpha = \arcsin \left(\sqrt{\frac{1-M^2}{1+2MN+N^2}} \right) \quad 4.20$$

其中， $M = \cos(\alpha + \beta)$ ， $N = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}$ 。

4.3 宽带非线性耦合波理论分析

以往计算二阶非线性过程的理论工作多数会将泵浦光视为单色光处理。而在飞秒 OPA 的过程中则与此假设差距较大，以飞秒钛宝石激光放大器输出的脉冲为例，其光谱宽度一般为 30 nm 左右。为此，我们使用宽带非线性耦合波的理论进行分析，在宽光谱脉冲的参量作用过程中，通过引入傅立叶变换将超短脉冲的光谱离散化处理，并充分考虑泵浦光和信号光的各部分成分的参量作用。

我们将宽光谱脉冲的光谱以 $\Delta\omega$ 为间隔离散处理，则光电场强度 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 可以写为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} \Delta\omega = \sum \mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad 4.21$$

其中，有效电场 $\mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega, \mathbf{r}) = \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) \Delta\omega$ ，表示每个频率带的中心频率的场强与频率带宽的乘积。在和频过程中，将非线性极化强度也做离散化处理，得到

$$\mathbf{P}_{NL}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \sum_{\omega_1} \sum_{\omega_2} \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega_1, \mathbf{r}) \mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega_2, \mathbf{r}) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \quad 4.22$$

将其代入方程 4.7 后，得到

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega_3, z)}{\partial z} = \frac{i\mu_0 \varepsilon_0 \omega_3^2}{2k(\omega_3)} \sum_{\omega_1} \sum_{\omega_2} \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega_1, \mathbf{r}) \mathbf{E}_{\text{eff}}(\omega_2, \mathbf{r}) \delta_{\omega, \omega_1 + \omega_2} e^{-ik(\omega_3)z} \quad 4.23$$

其中， $\delta_{\omega, \omega_1 + \omega_2} = \begin{cases} 1, \omega = \omega_1 + \omega_2 \\ 0, \omega \neq \omega_1 + \omega_2 \end{cases}$ ，该项表示只有满足相位匹配条件的参量过程才能

发生。此式将 $\mathbf{E}_1(\omega_1, \mathbf{r})$ 和 $\mathbf{E}_2(\omega_2, \mathbf{r})$ 的不同光频成分 ω_1 和 ω_2 分别进行参量作用，将所有的参量过程的效果进行加和，得到最终和频输出的 $\mathbf{E}_3(\omega_3, \mathbf{r})$ 的演化情况。

4.4 宽带非线性耦合波理论的实验验证

为了验证宽带耦合波理论，我们使用宽带飞秒激光进行了倍频实验。使用宽带耦合波理论可以计算出倍频过程中的输出光谱及倍频效率，将其与实验结果做对比。

我们对钛宝石激光再生放大器输出的飞秒激光脉冲进行倍频实验，实验装置如下图所示。使用的钛宝石激光器输出的脉冲中心波长为 786 nm，能量为 1 mJ，脉宽为 40 fs，重复频率为 1 kHz。钛宝石激光的直径为 8 mm 左右，将其直接入射到厚度为 1 mm 的 BBO 晶体上，使用 800 nm 高透、400 nm 高反的双色镜将倍频输出的激光导入功率计中。通过转动晶体角度，测量输出的倍频光功率。

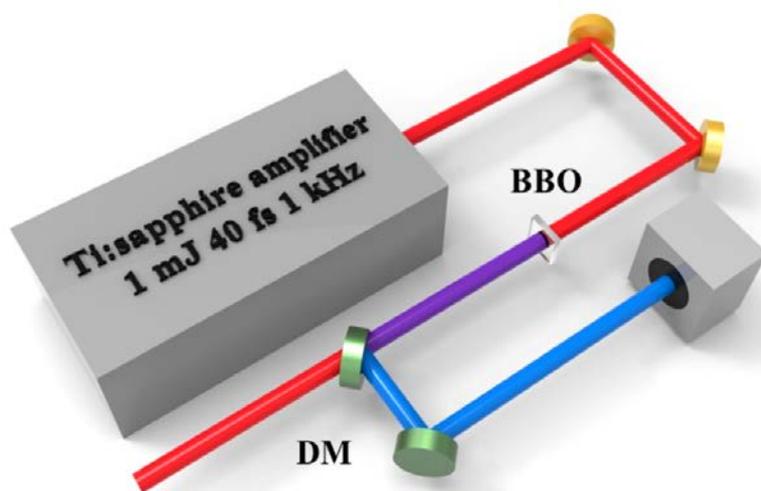


图 4.5 飞秒激光倍频实验的装置图

Fig. 4.5 Experiment layout of second harmonics generation of femtosecond pulses

旋转晶体角度的过程中，倍频输出功率的变化如下图红色圆点所示。在角度为 29.9° 时倍频效率最高，达到 28%。根据宽带非线性耦合波理论计算得到的该条件下输出倍频光的效率随着晶体角度的转动的变化如下图黑色实线所示。可以看到，理论计算与实验结果比较一致。二者的差异与实验中泵浦光的准直性以及 BBO 晶体的质量有关。

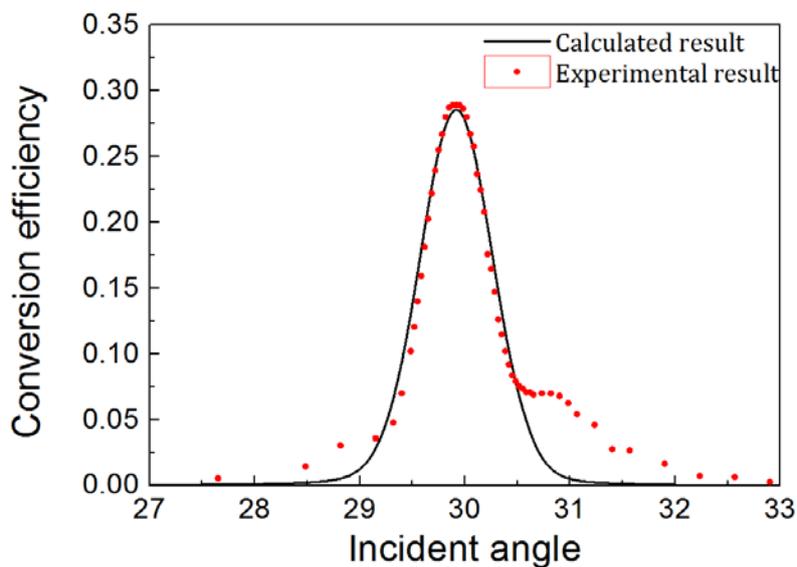


图 4.6 飞秒激光倍频实验输出的倍频光功率随着晶体角度转动的改变

Fig. 4.6 Output power of the second harmonics against the angle rotation of the crystal

通过宽带非线性耦合波理论还可以计算出输出倍频光的光谱形貌, 在角度为 29.9° 时, 计算出的输出光谱如下图中黑色实线所示。实验中测量结果为图中红色实线所示, 二者符合得也比较好。证明了宽带非线性耦合波理论用于计算宽带飞秒激光参量过程的可行性。

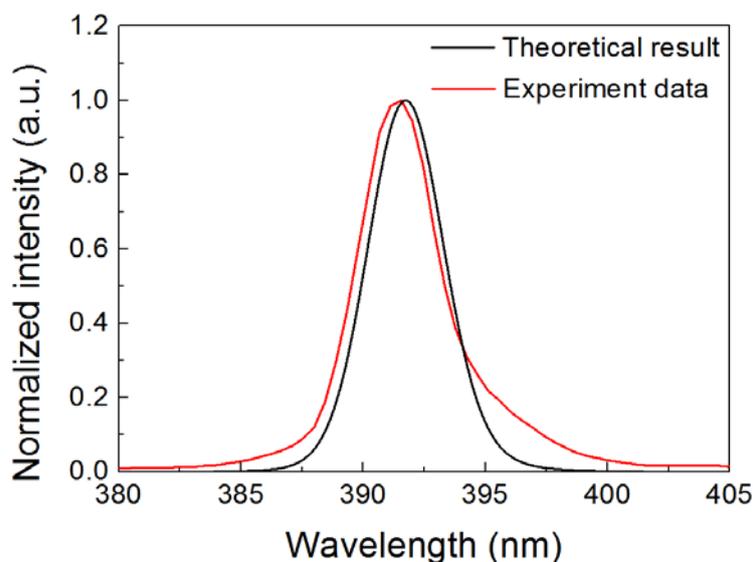


图 4.7 飞秒激光倍频实验输出的倍频光的光谱

Fig. 4.7 Output spectrum of the second harmonics

4.5 小结

本章主要介绍了宽带飞秒激光频率变换过程的一些理论知识,包括耦合波方程、相位匹配条件、走离效应和非共线相位匹配等概念。

针对以往理论工作中将泵浦光作为单色光处理与飞秒激光脉冲宽光谱的不符,提出了宽带非线性耦合波理论。将该理论用于飞秒激光的倍频实验,从理论上预测了倍频效率和输出光谱形貌,与实验结果吻合得很好。验证了宽带耦合波理论的有效性。

我们将宽带非线性耦合波理论应用在了差频产生中红外飞秒激光的过程分析中,对实验的开展有着重要的指导意义。

第 5 章 中红外飞秒激光产生的实验研究

5.1 引言

基于自建的高功率飞秒钛宝石激光放大器，我们开展了中红外飞秒激光产生的研究。本章开始时介绍了宽带非线性耦合波理论应用在飞秒激光差频产生宽带中红外激光方面的理论计算，而后介绍了基于四级非共线光参量放大（non-collinear optical parametric amplification, NOPA）的实验方案。在实验部分，从信号光的产生和放大、中红外飞秒激光的产生和测量等方面展开介绍。

5.2 理论计算

我们将宽带非线性耦合波理论应用在差频过程中，涉及到的泵浦光、信号光和闲频光满足的耦合波方程组为：

$$\begin{aligned}
 \frac{dE_{eff,o}^{pump}(\omega_o)}{dz} &= \frac{i\omega_o}{n_{\omega_o}^o(\theta_{pump})c} d_{eff} \sum_{p=1}^{N_2} \sum_{q=1}^{N_3} E_{eff,p}^{sig}(\omega_p) E_{eff,q}^{idler}(\omega_q) e^{-i\Delta kz} \delta_{\omega_o, \omega_p + \omega_q} \\
 \frac{dE_{eff,p}^{sig}(\omega_p)}{dz} &= \frac{i\omega_p}{n_{\omega_p}^e(\theta_{sig})c} d_{eff} \sum_{o=1}^{N_1} \sum_{q=1}^{N_3} E_{eff,o}^{pump}(\omega_o) [E_{eff,q}^{idler}(\omega_q)]^* e^{i\Delta kz} \delta_{\omega_o, \omega_p + \omega_q} \\
 \frac{dE_{eff,q}^{idler}(\omega_q)}{dz} &= \frac{i\omega_q}{n_{\omega_q}^q(\theta_{idler})c} d_{eff} \sum_{o=1}^{N_1} \sum_{p=1}^{N_2} E_{eff,o}^{pump}(\omega_o) [E_{eff,p}^{sig}(\omega_p)]^* e^{i\Delta kz} \delta_{\omega_o, \omega_p + \omega_q}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

其中， E_{eff} 表示有效电场， d_{eff} 表示有效非线性系数，

$$\Delta k = k_o(\theta_{pump}) - k_p(\theta_{sig}) - k_q(\theta_{idler}) \text{ 表示相位失配量， } \delta_{\omega_o, \omega_p + \omega_q} = \begin{cases} 1, & \omega_o = \omega_p + \omega_q \\ 0, & \omega_o \neq \omega_p + \omega_q \end{cases}$$

非共线角 $\alpha = \theta_{sig} - \theta_{pump}$ 。下标 o 、 p 和 q 分别表示泵浦光、信号光和闲频光的不同频率成分。

为了实现宽光谱参量作用，我们采用了非共线 OPA 的方式。将 $\text{sinc}^2(\frac{\Delta kL}{2})$ 作为相位匹配的效率，我们计算了使用共线的方式和使用非共线的方式产生的中红外激光的参量带宽，并进行了对比，如下图所示。(a)是采用共线的方式产生的参量带宽；(b)、(c)和(d)分别是采用非共线的方式、非共线角分别为 3° 、 4° 和 5° 时产生的参量带宽。图中黄色高亮区域表示相位匹配条件的满足情况，颜色

越亮表示匹配得越好,参量增益越大。实验中泵浦光和信号光都是宽带光谱激光,二者差频产生的中红外激光由彩色实线表征,不同颜色代表着不同的波长。穿过高亮区域的中红外波长成分越多,表示该过程支持越多中红外光谱成分的产生。

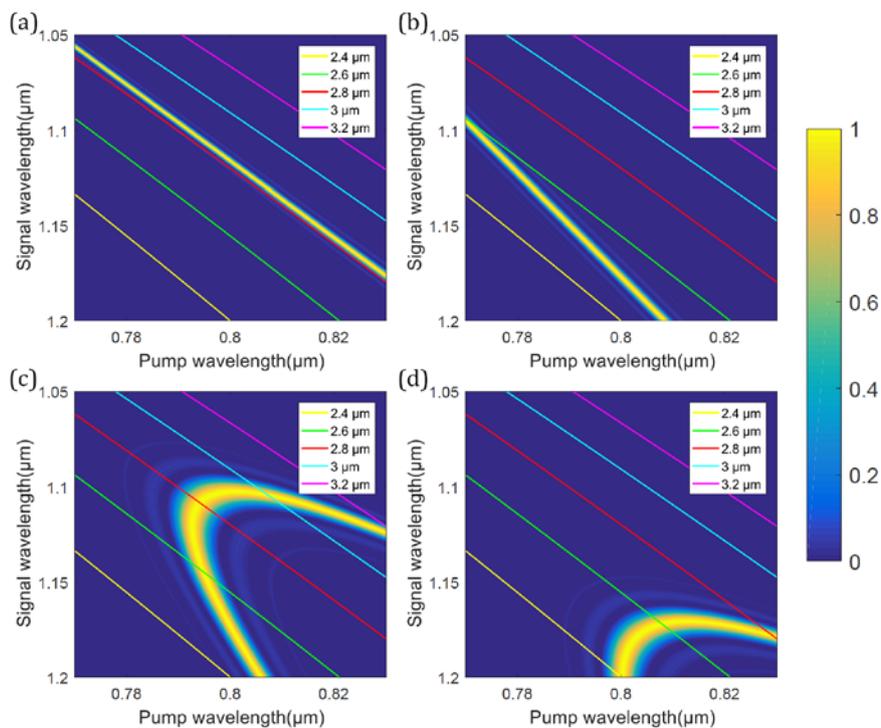


图 5.1 共线 OPA 和非共线 OPA 产生的中红外激光的参量带宽对比

Fig. 5.2 Comparison of parametric gain bandwidth between collinear OPA and non-collinear OPA

对比(a)和(b),可以明显看到引入非共线角会有效地改善相位匹配条件,有利于宽带光谱的参量作用。对比(b)、(c)和(d),可以看到在 4° 的非共线角的条件下,相位匹配过程能够支持最宽的光谱成分之间的参量作用(实验中使用的泵浦光的能量主要集中与 780 nm 到 820 nm 之间),产生宽带中红外激光。以此作为参考,我们使用宽带非线性耦合波理论进行了计算,发现在非共线角为 4.2° 时,输出光谱最宽。于是我们实验中的非共线 OPA 都采用 4.2° 作为非共线角。

5.3 实验方案

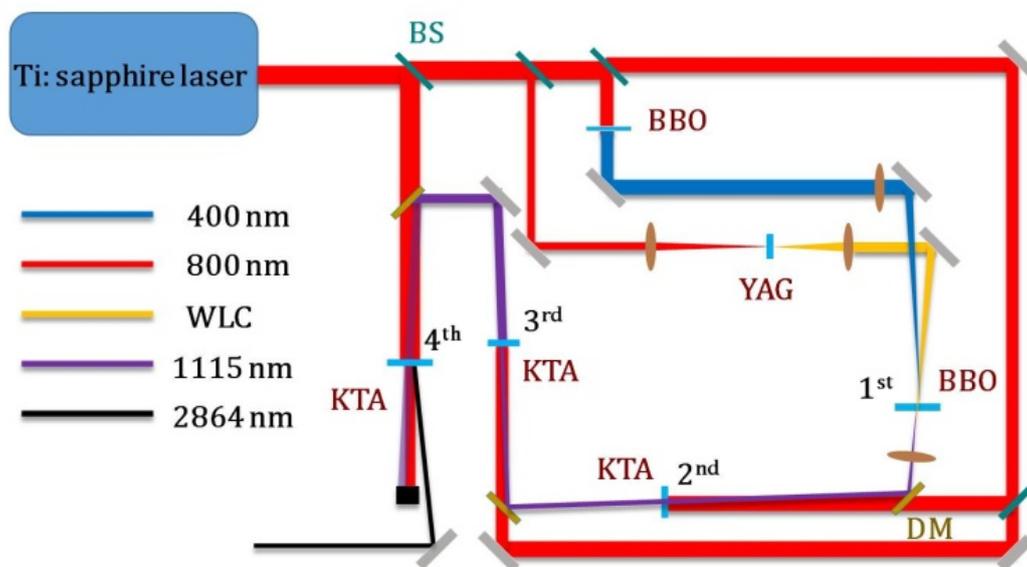


图 5.2 中红外飞秒激光产生的实验的光路示意图

Fig. 5.2 Experiment layout of generation of mid-infrared femtosecond laser

我们设计了包含四级 OPA 放大的系统，信号光由泵浦光聚焦到 YAG 晶体中产生的白光超连续提供；第一级用于放大白光超连续中的 $1\ \mu\text{m}$ 信号光；后面三级用于放大信号光，在最后一级放大信号光的同时能够产生中红外飞秒激光。实验光路图如上图所示，使用我们自建的高功率飞秒钛宝石激光放大器作为泵浦源，将其分为两路，一路作为信号光产生和放大的泵浦光，另一路作为最后一级主放大的泵浦光。

信号光产生和放大部分：该部分使用的泵浦光能量为 $2\ \text{mJ}$ ，分出极少的一部分（几个微焦耳）聚焦到 YAG 晶体上产生单丝超连续作为信号光；信号光经过前三级 OPA 放大后，输出能量为 $150\ \mu\text{J}$ 。

主放大部分：该部分使用的泵浦光能量为 $10\ \text{mJ}$ ，将信号光能量放大到 $1.8\ \text{mJ}$ ，同时产生 $521\ \mu\text{J}$ 的中红外激光，中心波长为 $2.86\ \mu\text{m}$ 。而后使用单色仪测量输出光谱，使用互相关的方式测量输出脉宽。

后三级 OPA 放大中使用的晶体是 KTA 晶体。该晶体在 $350\text{-}4000\ \text{nm}$ 波段透过率较高，且拥有较高的非线性系数和较大的损伤阈值，被广泛应用在中红外激光的参量产生和放大实验中[105, 106]。实验中使用的 KTA 晶体都是满足 II 类相

位匹配的设计 ($\theta=40^\circ$, $\varphi=90^\circ$), 厚度为 3 mm。根据理论计算, 我们在三级放大中都采用非共线的方式, 并设置非共线角为 4.2° 。

5.4 信号光的产生

为了产生 $3\ \mu\text{m}$ 波段的中红外飞秒激光, 我们需要产生一个 $1.1\ \mu\text{m}$ 附近的信号光, 使用 $800\ \text{nm}$ 激光与 $1.1\ \mu\text{m}$ 信号光进行差频, 产生中红外飞秒激光。

为了产生与 $800\ \text{nm}$ 泵浦光精确同步的信号光, 通常可以采用的方案有:

(1) 从超宽带钛宝石激光振荡器提取出 $1\ \mu\text{m}$ 的信号光, 将其注入基于掺 Nd 或 Yb 晶体的激光器进行放大, 得到与钛宝石激光同步的 $1\ \mu\text{m}$ 信号光输出, 二者进行差频可产生中红外激光。

(2) 超短脉冲经过空芯光纤实现光谱展宽, 产生的宽带光谱带内 DFG 产生中红外种子, 作为 OPA 系统的信号光进行后续放大[71]。

(3) 将飞秒激光聚焦到晶体中形成白光超连续, 产生 $1\ \mu\text{m}$ 附近平滑的信号光, 该信号光与 $800\ \text{nm}$ 严格同步, 作为 OPA 系统的信号光进行放大, 通过泵浦光与信号光的差频能够产生中红外激光。

目前, 超短激光脉冲聚焦到光学透明介质中产生白光超连续在固体、液体、气体和光纤等介质都可以实现[107]。其中, 基于光学透明的晶体产生的超连续光拥有结构紧凑、光谱平滑且可压缩和长期稳定性等优点[108], 被广泛应用于 OPA 过程的信号光产生中。

M. Bradler 等对各种晶体产生白光超连续的特征做了较为详尽的研究, 探索了不同晶体产生超连续所需要的泵浦光脉冲能量阈值和产生的光谱特性(泵浦源: Clark MXR, CPA 2001, $775\ \text{nm}$, $150\ \text{fs}$) [109], 如下图所示。

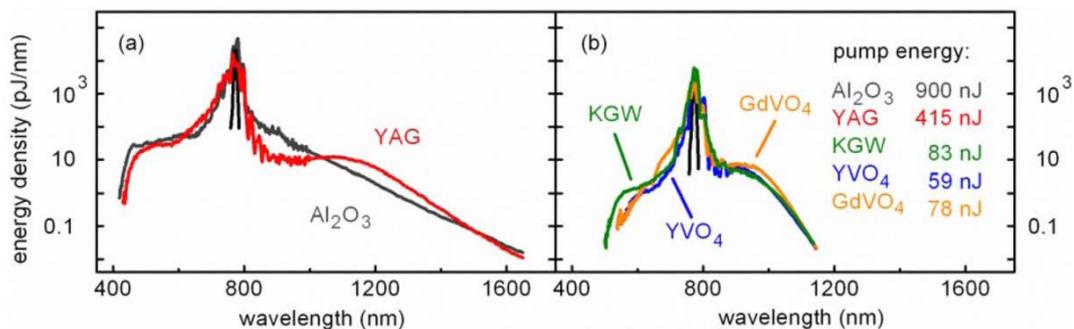


图 5.3 各种块材料产生单丝超连续的情况 [109]

Fig. 5.3 Single filamentation generation in different crystals [109]

可以看到 YAG 晶体和 Al₂O₃ 晶体可以在 1 μm 到 1.6 μm 的范围内产生平坦的光谱成分，非常适合用作产生中红外 OPA 的信号光。我们使用 3 mm 的 YAG 晶体作为产生白光超连续的晶体，实验装置示意图如下图所示。将 800 nm 的泵浦光分出很少的一部分（几个微焦耳）聚焦到 YAG 晶体上，使用中性密度衰减片和光阑控制注入的泵浦光能量，使泵浦光在 YAG 晶体中产生单丝超连续，如下图所示右侧的光斑图示。由于产生的白光超连续中，800 nm 的泵浦光成分占据绝大部分能量，为了避免其对后续 OPA 过程的影响，我们使用两个双色镜把 900 nm 以下的光谱成分滤去，将 900 nm 以上的成分注入后级 OPA 放大中。

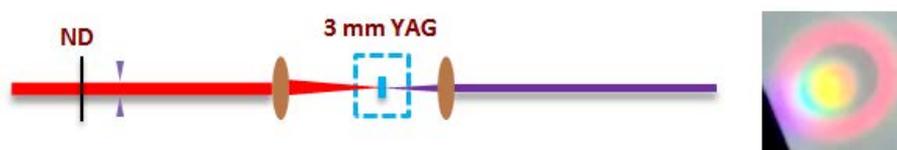


图 5.4 单丝超连续信号光的产生 ND: neutral density filter, 中性密度衰减片。

Fig. 5.4 Single filamentation signal generation

5.5 信号光的放大和中红外激光的产生

泵浦光聚焦到 YAG 晶体中产生的白光超连续经过长通滤波片后，注入第一级 OPA。第一级 OPA 使用的参量晶体是 BBO 晶体（Type I, $\theta=28.5^\circ$ ）。将 800 nm 的钛宝石激光分出 600 μJ 注入 1 mm 厚的 BBO 晶体，倍频得到 120 μJ 的 400 nm 激光。在 BBO 晶体中，泵浦光和信号光的相位匹配条件为：1100.0(o)+ 628.6(o)

→400.0(e)。将信号光和泵浦光分别使用焦距为 500 mm 和 600 mm 的透镜聚焦到 BBO 晶体中，通过调节延时来优化二者的时间耦合程度，最终信号光被放大到 1.3 μJ 。而后信号光被准直，注入第二级放大。

在该级放大中，400 nm 与 1.1 μm 差频产生的 628 nm 激光呈橙红色，该信号的产生标识着差频过程的发生，这是判断两束激光在时间上同步的重要标志。通过调整 BBO 晶体的相位匹配角，能够实现放大的信号光的调谐输出。如下图所示，通过旋转 BBO 的角度，可以实现信号光的中心波长的调谐输出。

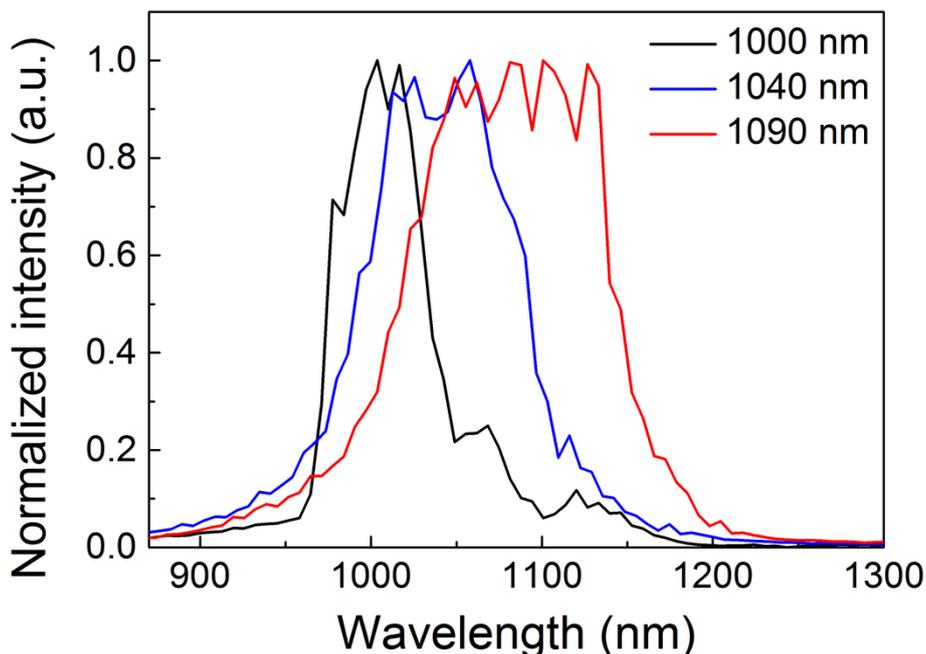


图 5.5 第一级 OPA 放大过程中信号光的调谐输出

Fig. 5.5 Tunable wavelength output of the signal during the 1st stage of the OPA

第二级放大中，将 350 μJ 的泵浦光准直为 2 mm 直径的光束，注入到 KTA 晶体中。在 KTA 晶体中，泵浦光和信号光满足的相位匹配条件为：2864.5(o) + 1110.0(e) → 800.0(o)。调节泵浦光的延时，使其与信号光同步到达 KTA 晶体。在二者同步时，信号光被显著放大，其在 KTA 晶体中会经过倍频产生绿光，通过观察绿光信号的强弱能粗略判断泵浦光与信号光的时间和空间耦合程度。我们对不同非共线角下 (2° 和 4.2°) 的非共线放大方式的输出光谱进行了对比，如下图所示。可见非共线角的选择对于保持宽光谱的放大有着很重要的作用。

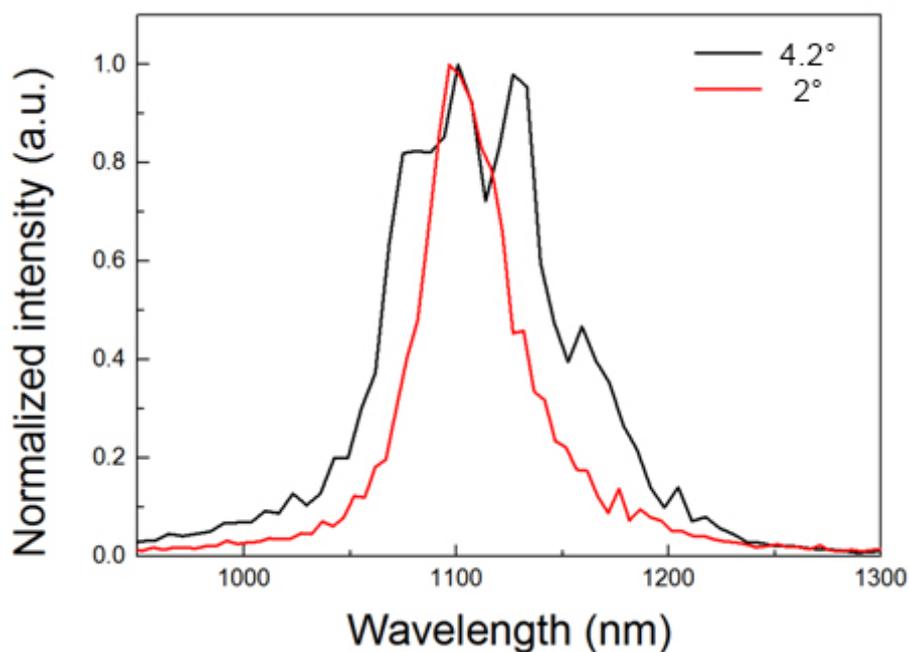


图 5.6 第二级 OPA 放大过程中不同非共线角下非共线方式放大的信号光的输出光谱对比
红色实线是非共线角为 2° 的情况，黑色实线是非共线角为 4.2° 的情况

Fig. 5.6 Comparison of the amplified signal spectrum between NOPA with non-collinear angle of 2 degree and 4.2 degree

经过优化，信号光被放大到 $22 \mu\text{J}$ 。而后信号光经过扩束系统，扩大为 4 mm 直径的光束，注入第三级放大。将剩余的 1 mJ 的泵浦光准直为 4 mm 直径的光束，注入第三级放大。在该级放大中，信号光被放大到 $150 \mu\text{J}$ 。在各级放大中，输出信号光的光谱如下图所示：

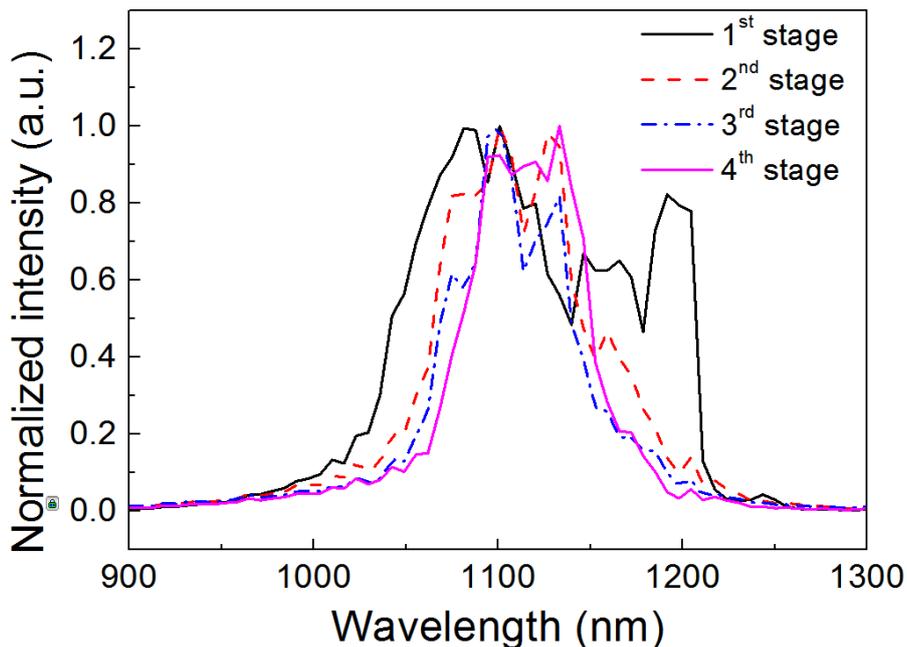


图 5.7 信号光在各级 OPA 放大后的输出光谱

Fig. 5.7 Output spectrum of amplified signal in different stages

在最后一级 OPA 中，将 10 mJ 的泵浦光准直到 8 mm。为了较好地利用泵浦光能量，我们将信号光的光斑准直到 9 mm 左右。将二者以 4.2° 的非共线角入射到 KTA 晶体上。通过优化延时和二者的空间耦合，最终将信号光放大到 1.8 mJ。与此同时，产生了 521 μJ 的中红外激光。

5.6 中红外激光参数的测量

5.6.1 光谱测量

在测量光谱方面，通常测量可见光的光谱仪中使用的是硅基光电探测器，这样的探头对 1000 nm 以上波段的响应非常微弱。为了测量中红外激光光谱，只能使用基于碲镉汞等的对红外波段有较强响应的材料作为探测器进行测量。先将中红外激光导入单色仪（北京卓立汉光仪器有限公司，Omni- λ 150），单色仪中的光栅将不同波长成分衍射分光后，将特定波段的激光输出，打入红外探测器上，采集不同光谱处的信号强度。



图 5.8 测量中红外激光光谱使用的仪器 单色仪（左图）和碲镉汞红外探测器（右图）
Fig. 5.8 Instrument for mid-infrared spectrum measurement: monochrometer (left) and HgCdTe detector (right)

我们使用的红外探测器是 VIGO System 生产的碲镉汞（HgCdTe）探测器，型号为 PCI-3TE-10.6，该探头对于中红外波段激光的响应如下图蓝色实线所示，在很宽的光谱范围内的响应很平坦。

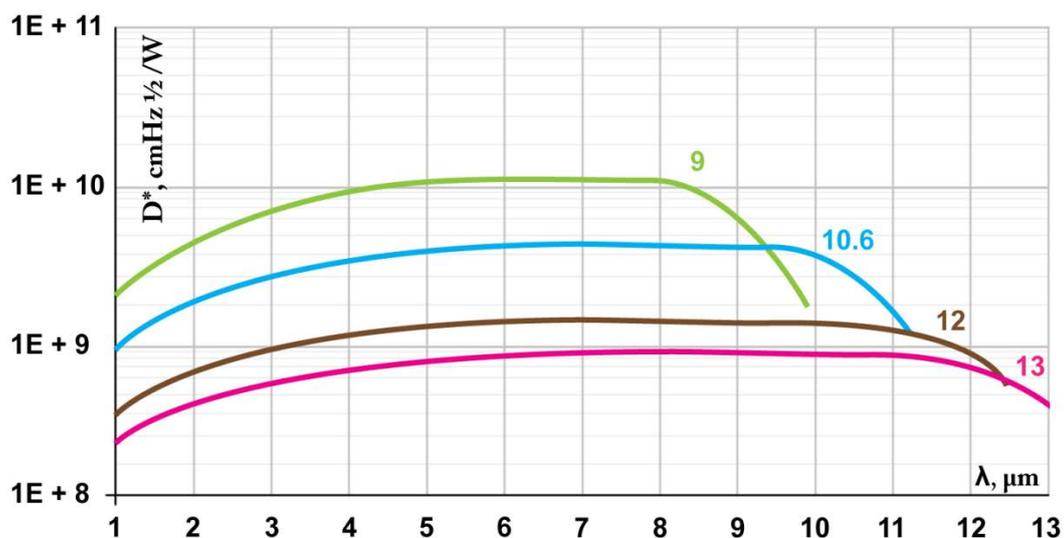


图 5.9 VIGO System 公司的 PCI-3TE 系列探头对于红外波段的响应实验中使用的探头的响应曲线为图中蓝色实线所示

Fig. 5.9 The response curve of PCI-3TE detector produced by VIGO System

该探测器使用风冷的方式进行制冷，从而减少热噪声对探测结果带来的影响。由于输入的中红外激光经过单色仪的狭缝和光栅衍射后，剩余的功率很低，红外探测器响应得到的电压值在毫伏特甚至是微伏特量级，不便直接读取其输出结果。为了将微弱的电信号提取出来，我们将电信号传递给锁相放大器（Stanford

Research Systems, SR830), 使锁相放大器探测与激光重复频率相同频率的信号值, 便能读取出碲镉汞探头探测到的不同波长处的光强数值。



图 5.10 提取碲镉汞探头探测的微弱信号使用的锁相放大器

Fig. 5.10 Lock-in amplifier

实验中, 使用红外激光显示卡协助调整红外激光输入单色仪。使用上述装置测量得到的中红外光谱如下图中黑色实线所示, 中心波长为 $2.86 \mu\text{m}$, 光谱的半高宽为 525 nm , 对应的傅立叶极限脉宽为 27 fs 。

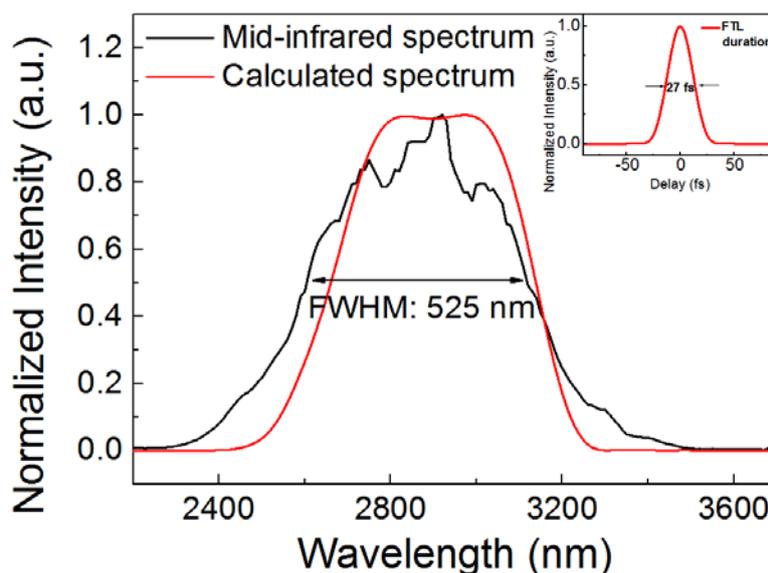


图 5.11 中红外激光光谱的实验结果和理论计算结果对比

Fig. 5.11 Comparison between the theoretical calculation and the experimental result of the output spectrum of mid-infrared laser

图中红色实线是根据宽带耦合波理论计算得到的输出光谱, 可以看到二者相差不大; 根据该理论计算得到的输出能量为 $470 \mu\text{J}$, 与我们的实验结果 $521 \mu\text{J}$ 也很符合。进一步证明了宽带耦合波理论可以应用于宽带 OPA 过程的分析。

此外，进行了波长调谐的实验研究，通过调整第一级 OPA 中晶体的角度，选择信号光被放大的波段，并优化最后一级放大中 KTA 晶体的角度，可以实现中红外飞秒激光从 2.86 μm 到 3.6 μm 的可调谐输出，输出激光的光谱如下图所示。

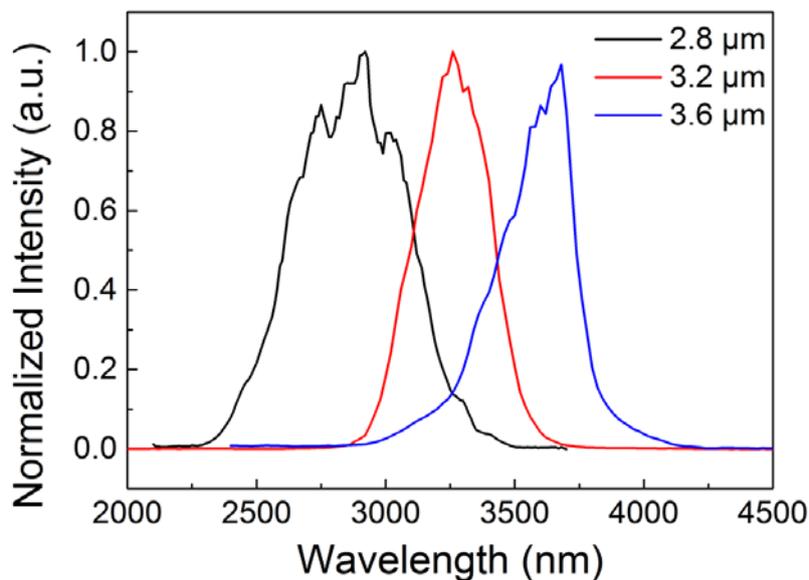


图 5.12 中红外激光输出光谱的中心波长可从 2.86 μm 调谐到 3.6 μm

Fig. 5.12 The output wavelength of the mid-infrared laser can be tuned from 2.86 μm to 3.6 μm

5.6.2 脉宽的测量

为了测量中红外激光的脉冲宽度，我们搭建了互相关法测量中红外激光脉宽的装置。由于采用非共线放大的方式，在最后一级晶体之后，随着光束的传播，钛宝石激光和中红外激光在空间上会分离，我们将透过 KTA 晶体的部分钛宝石泵浦光导入延时光路，而后与中红外激光一起注入到 BBO 晶体中进行和频。而后调整钛宝石激光相对于中红外激光的延时，扫描和频信号的强度变化，便可以倒推得到中红外激光的脉冲宽度。搭建的装置示意图如下图所示。

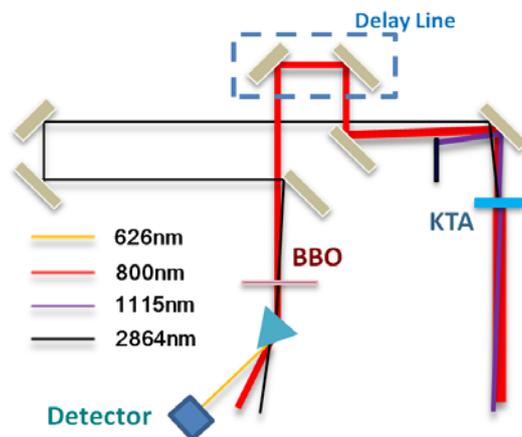


图 5.13 互相关法测量中红外激光脉宽的装置示意图

Fig. 5.13 Experiment layout of cross-correlation measurement

为了减少晶体引入的色散和走离效应，我们使用的 BBO 晶体厚度为 0.141 mm ($\theta=20.7^\circ$)，在其中发生的参量过程为： $2860.0(o)+800.0(o)\rightarrow 625.1(e)$ 。实验中，由于钛宝石激光和中红外激光在 BBO 上为近共线的方式产生和频，我们在光路上放置一块三角棱镜，可以将和频信号光与其他激光分离开来。

当和频过程发生时，会产生明亮的橙色激光，如下图中插图的左侧橙色光斑所示（右侧紫红色光斑为 800 nm 激光）。和频信号的光谱如下图所示。

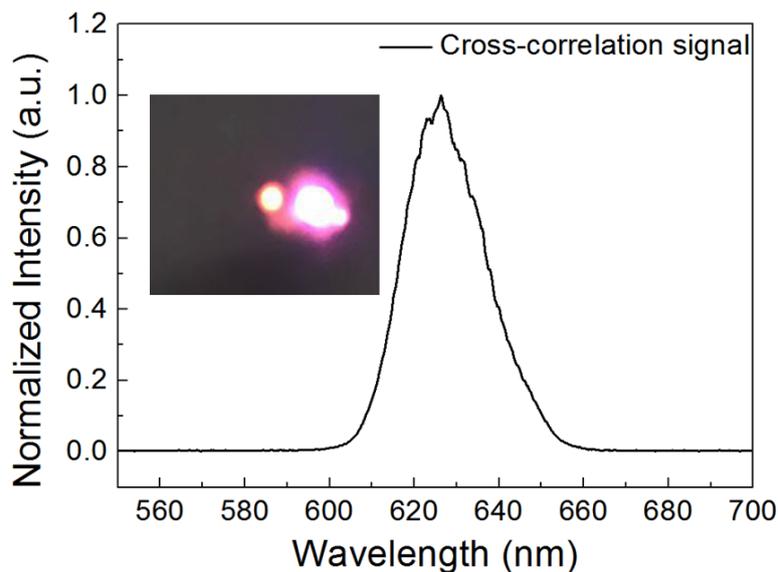


图 5.14 实验中产生的和频信号的光谱及其光斑

Fig. 5.14 Output spectrum and beam profile of the cross-correlation signal

理论上得到的互相关信号强度满足下式

$$I_{625}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_{800}/1.763}\right) \times \left[\operatorname{sech}\left(\frac{t-\tau}{\tau_{2860}/1.763}\right) \otimes \operatorname{sqr}\left(\frac{t}{\Delta(\nu_g^{-1})l_c} + \frac{1}{2}\right) \right] \quad 5.2$$

其中, $\operatorname{sqr}(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1/2 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}$, $\Delta(\nu_g^{-1}) = |\nu_{800}^{-1} - \nu_{2860}^{-1}|$ 为 800 nm 光和 2.86 μm 激光在

BBO 晶体中的群速度倒数之差, 表示群速度失配量; 符号 \otimes 表示卷积。

实验中通过扫描钛宝石激光相对于中红外激光的延时, 测量得到的和频信号强度变化如下图中红色圆点所示。进行互相关法的计算时, 泵浦光的脉宽为 40 fs, 我们假设产生中红外激光的脉宽为 95 fs, 可以计算出二者的互相关曲线如下图蓝色实线所示。而可以看到二者符合得很好, 这说明中红外激光的脉宽为 95 fs 左右。

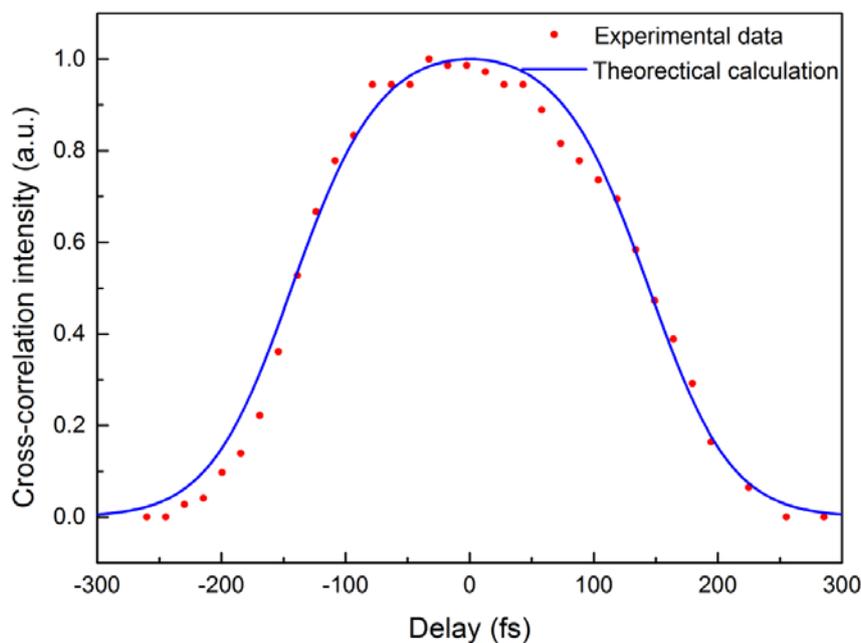


图 5.15 互相关法测量中红外激光脉宽的理论计算与实验结果

Fig. 5.15 Cross-correlation measurement of the pulse duration of the mid-infrared laser

最终, 我们得到了脉冲能量为 521 μJ 、中心波长为 2.8 μm 、脉宽为 95 fs、重复频率为 1 kHz 的中红外飞秒激光, 实验装置的实物照片如下图所示。

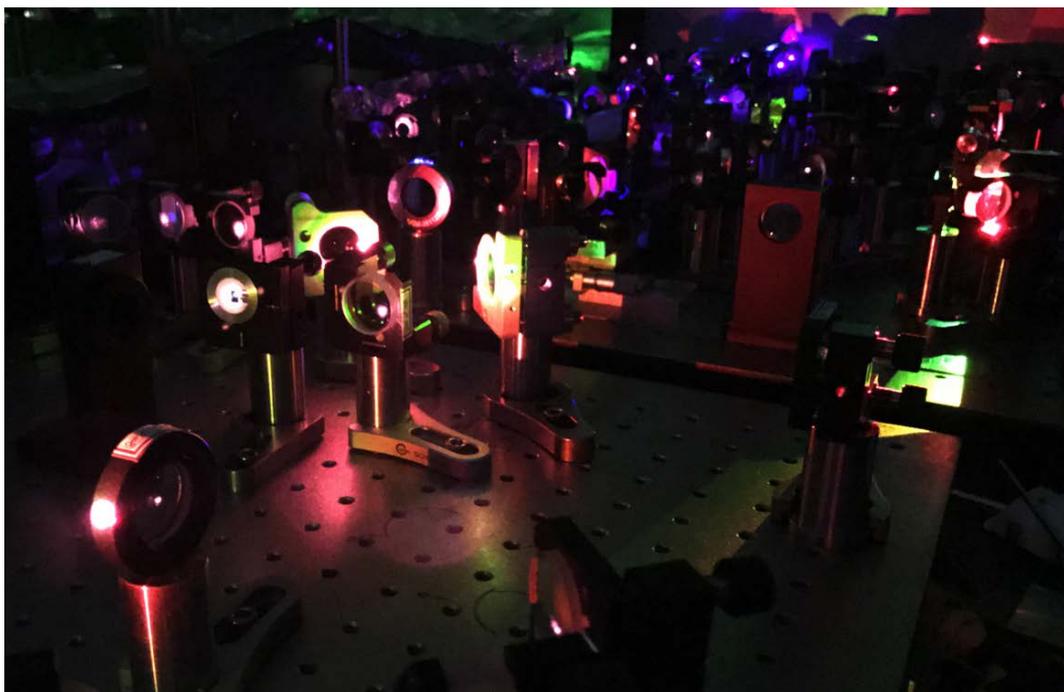


图 5.16 中红外飞秒激光产生的实验装置照片

Fig. 5.16 Experiment setup of generation of mid-infrared femtosecond laser

我们测量了一个小时内输出中红外飞秒激光功率的变化, 其功率稳定性曲线如下图所示。一小时内输出功率的 RMS 相对误差为 1.86%。

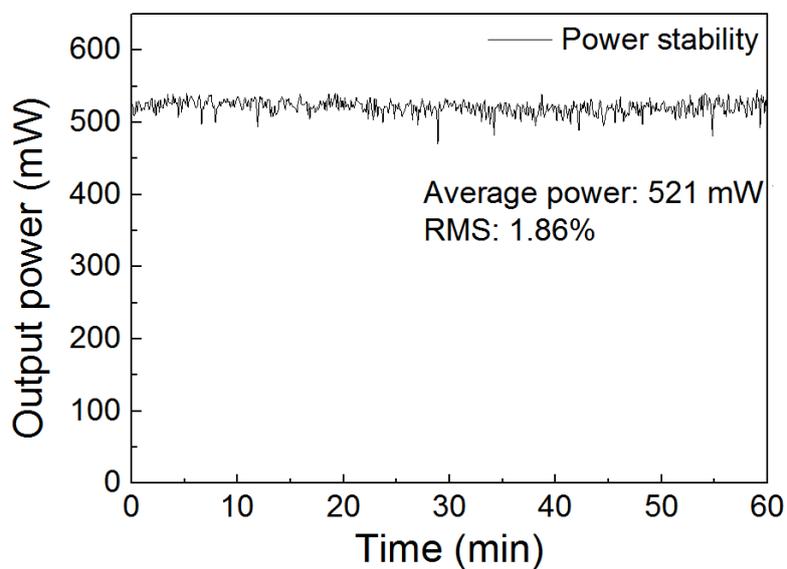


图 5.17 中红外飞秒激光输出功率稳定性

Fig. 5.17 Output power stability of the mid-infrared femtosecond laser

5.7 小结

本章开始时介绍了基于宽带非线性耦合波的理论分析, 该计算为非共线 OPA (Non-collinear Optical Parametric Amplification, NOPA) 的非共线角选择提供了依据, 并计算了最终中红外激光的输出能量和输出光谱, 与实验结果进行了对比。

后来介绍了基于四级 OPA 放大的实验方案。实验基于我们自建的高功率飞秒钛宝石激光放大器开展。分出少部分 800 nm 的飞秒激光聚焦到 YAG 晶体中产生白光超连续, 以此作为信号光。在第一级 OPA 中, 通过调整 BBO 晶体的角度, 实现信号光的调谐; 使用后续三级基于 KTA 晶体的非共线 OPA 对信号光进行放大。在最后一级主放大中, 使用接近 10 mJ 的泵浦光, 将信号光从 150 μJ 放大到了 1.8 mJ, 与此同时产生了 521 μJ 的中红外激光。

使用单色仪、碲镉汞探头和锁相放大器测量中红外激光的光谱, 测量得到了中心波长为 2.86 μm 、光谱半高宽为 525 nm 的光谱输出。使用互相关的方式对中红外激光的脉宽进行了测量, 基于和频互相关曲线倒推得到中红外激光的脉宽为 95 fs 左右。通过转动第一级 BBO 晶体的相位匹配角和最后一级 KTA 晶体的相位匹配角, 能够实现中红外激光的调谐输出, 中心波长可以从 2.86 μm 调谐到 3.6 μm 。

该中红外飞秒激光系统为开展泵浦探测等实验提供了条件, 并为白光激光的产生奠定了基础。

第 6 章 基于中红外飞秒激光的白光激光产生

6.1 引言

通常而言，在二阶非线性的作用下，在一块晶体中通常只能满足一种相位匹配条件，如倍频或和频等，产生二次或三次谐波。如要产生四次乃至六次谐波，则需要使用两块或多块晶体串联才能实现[110-112]。

而基于准相位匹配原理的周期极化的 PPLN 晶体，由于其极化周期可以进行特殊设计，因而可以在单块晶体中同时实现二次到八次谐波的产生[113]。中国科学院物理研究所的李志远课题组在设计和制备 PPLN 晶体方面有着丰富的经验，与他们合作，我们开展了中红外激光驱动的单块晶体中的超连续白光激光产生的实验研究。本章将从准相位匹配的原理、PPLN 晶体的设计、实验设计和结果等方面展开。

6.2 准相位匹配的原理

1962 年，Armstrong 等提出了通过周期性改变晶体的极化方向实现有效的非线性频率变换的方法[104]，被称为准相位匹配法。然而受限于晶体的制备工艺，该概念一直停留在理论层面。直到 19 世纪 80 年代，随着晶体生长和极化工艺的发展进步，该技术才从实验层面得以实现。铌酸锂晶体因其较大的非线性系数 ($d_{33}=27.2 \text{ pm/V}$)，针对这种晶体的外场极化技术发展也很成熟，成为最常用的准相位匹配晶体。通过对铌酸锂晶体掺杂 MgO，可以降低其内部矫顽场，制成厚度更大的晶体；并可以提高整个器件的损伤阈值，有利于更高峰值功率的激光注入。

对非线性频率变换而言，限制其效率的提升的主要因素是相位失配问题。以二次谐波的产生为例，假设基频光的电场振幅为 E_1 ，二次谐波的电场振幅为 E_2 ，则随着在晶体中传播，产生的二次谐波强度随着传播距离 z 的变化满足：

$$\frac{dE_2}{dz} = i\omega E_1^2 / (n_2 c) \chi^{(2)} \exp(-i\Delta kz) \quad 6.1$$

其中， $\chi^{(2)}$ 为二阶非线性极化系数， n_2 为二次谐波在晶体中的折射率， Δk 为基频光与二次谐波的波矢差，表示相位失配项。理论上来说，如果不考虑 $\exp(-i\Delta kz)$ 一项，则计算得到的二次谐波产生的强度随着作用长度的改变如下图中 A 所示。

将相位失配项考虑在内，定义临界长度 $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$ ，则可以计算得到产生的二次谐波的强度随着距离的改变如下图中 C 所示。可以看到，由于相位失配的存在，基频光能量不能有效地转换为倍频光，产生的二次谐波强度随着作用长度周期性变化。

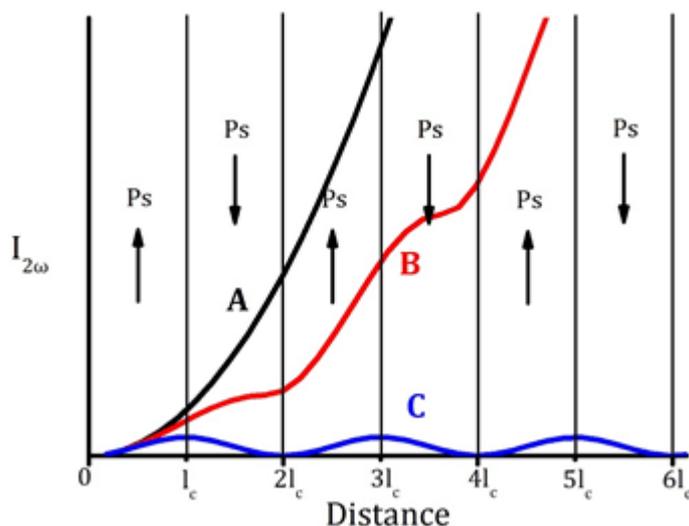


图 6.1 随着在晶体中的传播二次谐波强度的变化 A: 不考虑相位失配的理想情况; B: 准相位匹配情况; C: 存在相位失配的情况

Fig. 6.1 The intensity evolution of the second harmonics generated in nonlinear crystal

假设我们对二阶非线性系数加入空间的调制，对其进行傅立叶级数展开，得到：

$$\chi^{(2)}(z) = \sum \chi_m \exp(iG_m z) \tag{6.2}$$

如果能够满足空间调制周期的倒格矢 $G_m = \Delta k$ ，即实现相位失配的补偿，便可以消除相位失配项 Δk 对非线性转换效率提升的限制，基频光的能量能够源源不断地转换到二次谐波中，如图 6.1 中 B 情况所示。

对于窄带波长的谐波产生而言， Δk 为一个定值。对晶体进行单一周期的极化，做傅立叶变换后可以得到一系列分离的 G_m 值，选择合适的 G_m 可以补偿定值 Δk 。但是，对于宽带激光而言，尤其是对于宽带激光的多次谐波产生而言，相

位失配量是波长的函数 $\Delta k(\omega)$ ，不能使用单一周期的极化晶体对各次谐波的产生过程同时进行相位匹配。此时，需要对极化周期引入啁啾，对应于傅立叶变换后的倒格矢为一个宽带数值，对 $\Delta k(\omega)$ 进行补偿。

6.3 晶体设计

对于准相位匹配过程的分析，中国科学院物理研究所的李志远课题组发展了有效非线性系数模型[114, 115]，为分析非线性过程提供了有效的工具，并为设计准相位匹配晶体提供了有效的解决方案。

实验中使用的掺氧化镁的啁啾周期极化铌酸锂晶体（MgO-doped Chirped Periodical Poled Lithium Niobate, MgO:CPPLN）由李志远课题组的胡晨阳设计和制备。对晶体进行啁啾周期极化后的结构进行傅立叶变换，可以得到该结构对应的倒格矢分布，如下图中黑色实线所示，其强度由左侧的纵坐标“傅立叶系数”表征。可以看到该啁啾周期结构对应的倒格矢带宽较大，利于补偿各次谐波产生过程中的相位失配。

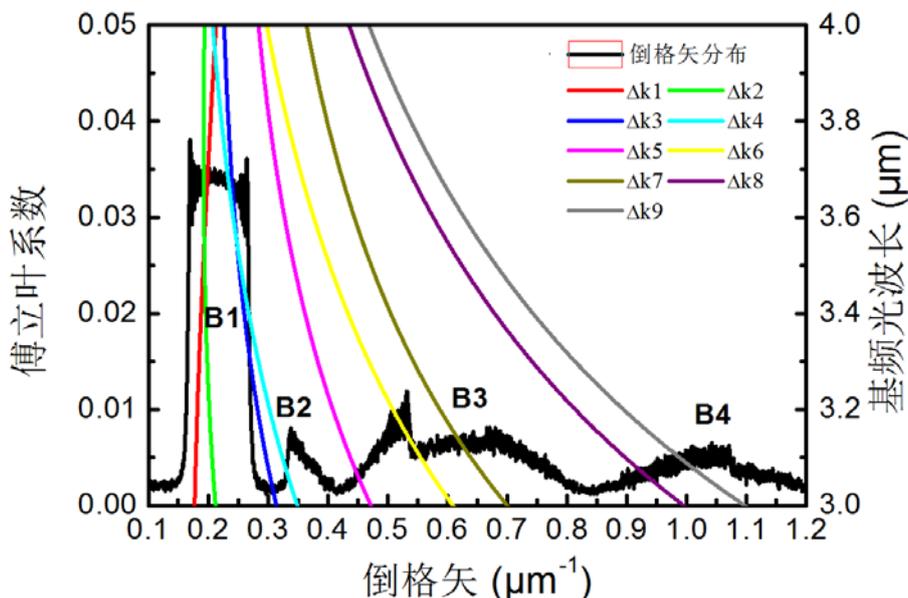


图 6.2 MgO:CPPLN 结构的有效非线性系数谱

Fig. 6.2 The effective nonlinear coefficient spectrum of MgO:CPPLN

图中各条彩色实线表示当基频光范围为 $3\ \mu\text{m}\sim 4\ \mu\text{m}$ 时基于二阶非线性效应在晶体中产生的各次谐波对应的非线性过程的相位失配量的分布，对应的具体过

程如下表所示。由上图可见，各非线性过程对应的相位失配量都落在样品提供的倒格矢范围内，意味着样品能够补偿各非线性过程的相位失配，实现各次谐波的有效产生。

表 6.1 准相位匹配过程中的各非线性过程的相位失配情况以及与其对应的用于补偿相位失配的倒格矢带

Table 6.1 Phase mis-matching condition and the reciprocal vector which could compensate the corresponding phase mis-matching

| 谐波 | 三波混频过程的相位失配 | 倒格矢 |
|--------------------|---|---------------|
| 2 nd HG | $\Delta k1 = k_2 - 2k_1$ | B1 |
| 3 rd HG | $\Delta k2 = k_3 - k_2 - k_1$ | B1 |
| 4 th HG | $\Delta k3 = k_4 - k_3 - k_1, \Delta k4 = k_4 - 2k_2$ | B1, B2 |
| 5 th HG | $\Delta k5 = k_5 - k_4 - k_1, \Delta k6 = k_5 - k_3 - k_2$ | B2, B3 |
| 6 th HG | $\Delta k7 = k_6 - k_5 - k_1, \Delta k8 = k_6 - k_4 - k_2,$ $\Delta k9 = k_6 - 3k_3$ | B2, B3, B4 |

6.4 实验设计

为了匹配晶体的设计，我们将中红外飞秒激光的中心波长调节到 3.6 μm ，中红外激光的输出功率为 150 mW，脉宽为 120 fs 左右。其光谱如下图所示，对其进行高斯拟合后，可见光谱的半高宽为 357 nm。

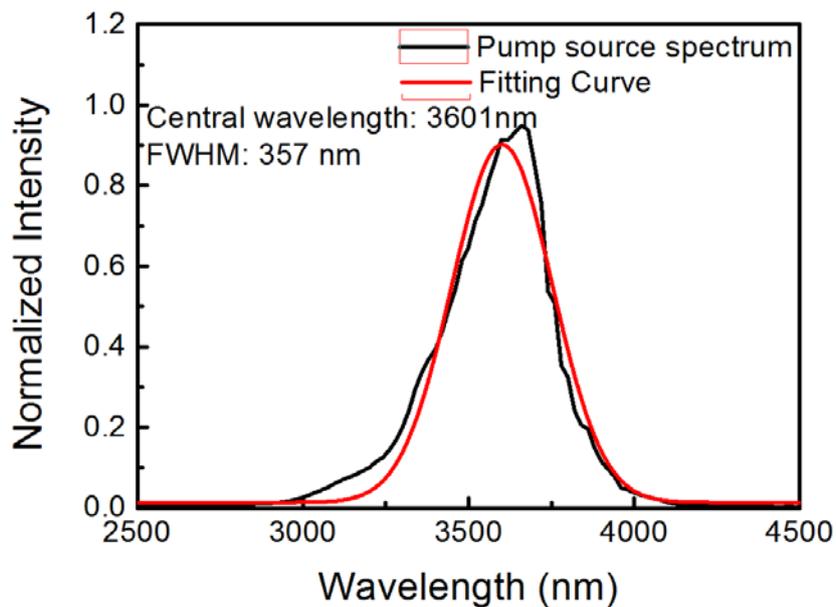


图 6.3 基频光的光谱

Fig. 6.3 Spectrum of the fundamental laser

使用多片银镜对中红外激光反射导光后，使用焦距为 25 mm 的透镜将其聚焦到长度为 20 mm 的 MgO:CPPLN 晶体中。此外，还使用了长度为 20 mm 未进行周期极化设计的掺 MgO 的铌酸锂晶体作为对照实验，观察中红外飞秒激光经过晶体后的输出光谱。

晶体的实物照片如下图所示，由于 MgO:CPPLN 晶体损伤阈值较高，物理性质较好，不需要对其进行封装。



图 6.4 MgO:CPPLN 晶体的实物照片

Fig. 6.4 The MgO:CPPLN crystal used in our experiment

为了测量由中红外激光转换到可见光及近红外激光的功率,我们使用锗片作为长通滤波片,将 $2.4\ \mu\text{m}$ 以下的波长成分都滤出掉。通过对比入射的中红外激光的总功率和经过晶体后透过锗片的中红外激光的功率,可以得到中红外激光的上转换效率。

6.5 实验结果

在使用未进行周期极化设计的晶体进行实验时,我们使用单色仪测量了晶体后输出的激光光谱,从 $1\ \mu\text{m}$ 到 $4.5\ \mu\text{m}$ 的光谱范围内,在近红外波段无光谱成分存在,在基频光波段的输出光谱如下图所示。由下图可见,中红外飞秒激光经过未进行周期极化设计的晶体后,在自相位调制效应的作用下,产生了光谱加宽的效果,对输出光谱进行高斯拟合,得到输出光谱的谱宽加宽到 $423\ \text{nm}$ 。由此可知,在未进行周期极化设计的晶体中,中红外飞秒激光没有引起谐波产生的过程。

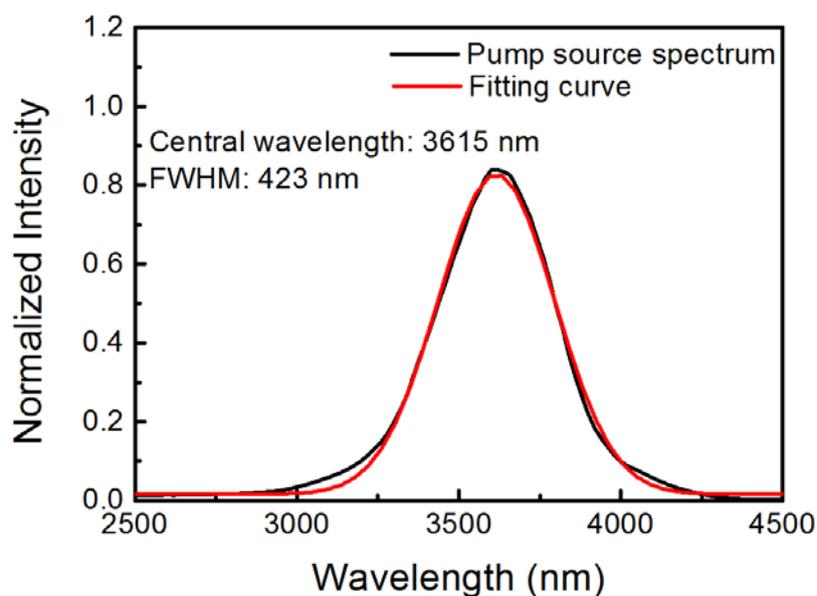


图 6.5 基频光经过未进行周期极化设计的晶体后的输出光谱

Fig. 6.5 Output spectrum when the fundamental laser was focused into the MgO:LNO crystal which doesn't have the chirped periodic poled structure

将激光聚焦到进行了啁啾周期极化设计的 MgO:CPPLN, 可以观察到明亮的白光激光产生, 实验照片如下图所示。



图 6.6 中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体产生白光激光的实验照片
Fig. 6.6 Experiment setup of white-light laser generation in MgO:CPPLN

使用光谱仪 Ocean Optics HR 4000 和 Ocean Optics NIRQuest 分别测量输出激光的可见光谱成分和近红外光谱成分，由两个光谱中同时包含的 950 nm 的光谱成分作为参考，将两个光谱合在一起，其线性坐标如下图所示。由光谱图中各个波峰所处的波长可知，中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体中实现了二次谐波到七次谐波的同时产生。

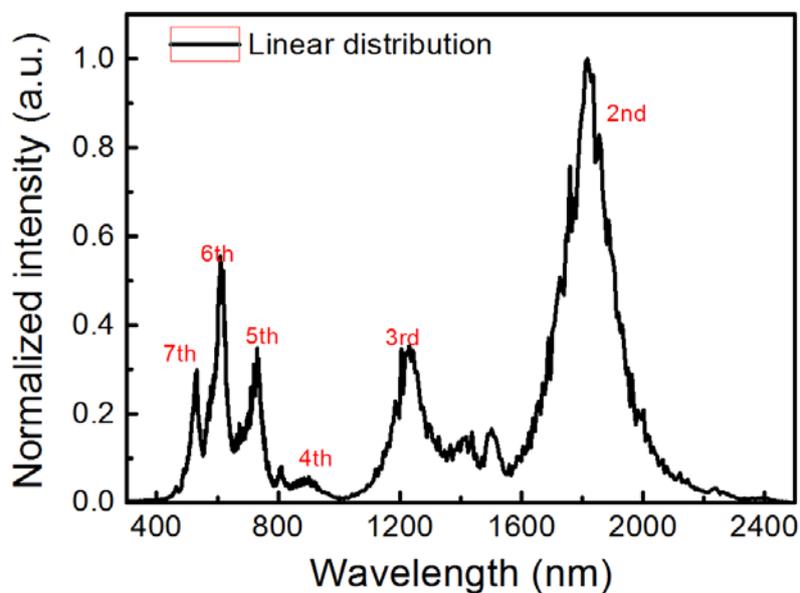


图 6.7 中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体产生超宽带激光的输出光谱（线性坐标）
Fig. 6.7 The output ultra-broadband spectrum when mid-infrared femtosecond laser was focused into MgO:CPPLN crystal (linear distribution)

将其输出光谱置于对数坐标下，可以观察到输出光覆盖 400 nm 至 2400 nm 的光谱范围，达到两个倍频程的宽度。各次谐波之间的光谱成分之所以能够连续起来，主要是由于各次谐波在晶体中引起的自相位调制效应产生的光谱展宽效果所致。

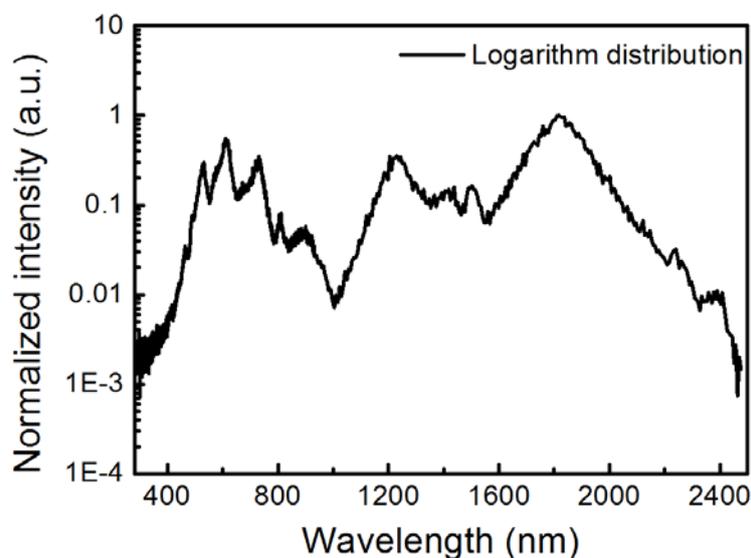


图 6.8 中红外飞秒激光在 MgO:CPPLN 晶体产生超宽带激光的输出光谱（对数坐标）

Fig. 6.8 The output ultra-broadband spectrum when mid-infrared femtosecond laser was focused into MgO:CPPLN crystal (log distribution)

实验中，聚焦到晶体前的中红外激光功率为 45 mW（1 kHz, 45 μ J），在晶体后透射的激光的总功率为 24.5 mW，其中有 8 mW 为中红外激光的功率。因而可以判断，通过非线性过程，中红外飞秒激光产生的可见光及近红外激光的总功率为 16.5 mW 左右，对应的转换效率为 36.7% 左右。

6.6 小结

本章先介绍了准相位匹配的原理；通过对掺氧化镁的铌酸锂晶体进行啁啾周期极化设计，可以补偿中红外激光在 MgO:CPPLN 晶体中各次谐波产生的相位失配。

使用中红外飞秒激光，开展了基于 MgO:CPPLN 晶体的白光激光产生的实验研究。将中红外飞秒激光聚焦到晶体中，可在一块晶体中同时产生二次到七次谐波，覆盖 400 nm~2400 nm 的光谱范围。并使用对照组的实验，说明中红外飞秒

激光在未经过周期极化设计的掺氧化镁的铌酸锂晶体中只会引起自相位调制效应，而不会引起三波混频过程的发生。

在输入的中红外激光功率为 45 mW (1 kHz, 45 μ J) 的情况下，输出的可见光及近红外激光的功率为 16.5 mW，对应的转换效率为 36.7%。

实验表明，中红外飞秒激光可以有效地作为白光激光产生的驱动源，驱动 MgO:CPPLN 晶体产生覆盖两个倍频程光谱的超连续白光激光。

第 7 章 全固态超快激光的设备化研究

7.1 引言

关键的技术革新能带来制造业的革命。由于激光的指向性好、平行度高、功率密度高，自激光的发明起便被应用在工业加工中。使用高功率连续激光进行切割、焊接、打孔等已经成为汽车制造业的标配，配备高功率激光器的工业机器人将会在智能制造领域扮演越来越重要的角色。近几年，超快激光作为精密微加工的重要工具，开始在激光加工领域崭露头角。尤其是透明脆性材料加工领域的巨大需求，给工业皮秒激光的发展带来了一个很大的机遇。

本章介绍了我们在全固态超快激光方面的设备化研究。具体包括：钛宝石激光振荡器、皮秒激光振荡器、皮秒绿光激光器和皮秒激光行波放大器方面的研究，基于皮秒激光放大器，开展了倍频产生 532 nm 皮秒绿光和 355 nm 皮秒紫外激光的研究。设计并搭建了上述激光器的实验样机，这为后续开展皮秒激光微加工实验和皮秒激光泵浦的 OPCPA 实验打好了基础。

7.2 钛宝石激光振荡器的设备化研究

就飞秒钛宝石激光振荡器作为钛宝石激光放大器的种子源的应用而言，由于放大过程中脉冲的光谱受增益窄化效应影响显著[16]，经过再生放大后脉冲的光谱半高宽一般不超过 50 nm，因而我们对振荡器的输出光谱宽度要求在 80 nm 左右，光谱宽度能够支持小于 20 fs 的脉冲产生即可。

钛宝石激光振荡器采用全啁啾镜的方式补偿腔内色散，实现克尔透镜锁模，其腔内元件提供的色散量如下表所示。

表 7.1 钛宝石激光振荡器腔内元件色散分析 (800 nm 处)

| 光学元件 | 材质 | 厚度 (mm) | 二阶色散 (fs ² /mm) |
|------|-----|---------|-------------------------------|
| 增益介质 | 钛宝石 | 4 | 58 |
| 输出镜 | 熔石英 | 2 | 36 |
| 谐振腔 | 空气 | ~1.7 m | 0.0213 |
| 啁啾镜 | | | -440 fs ² |
| 总色散量 | | | -20 fs ² |

在 4 W 的泵浦功率下, 调节振荡器能够输出 1 W 的连续光。调整晶体两侧凹面镜的位置, 使得振荡器工作在稳区边缘。而后通过推动钛宝石激光振荡器的腔镜, 可以实现克尔透镜锁模, 振荡器能够输出 420 mW 的稳定锁模序列, 重复频率为 85 MHz。输出脉冲序列和光谱如下图所示。

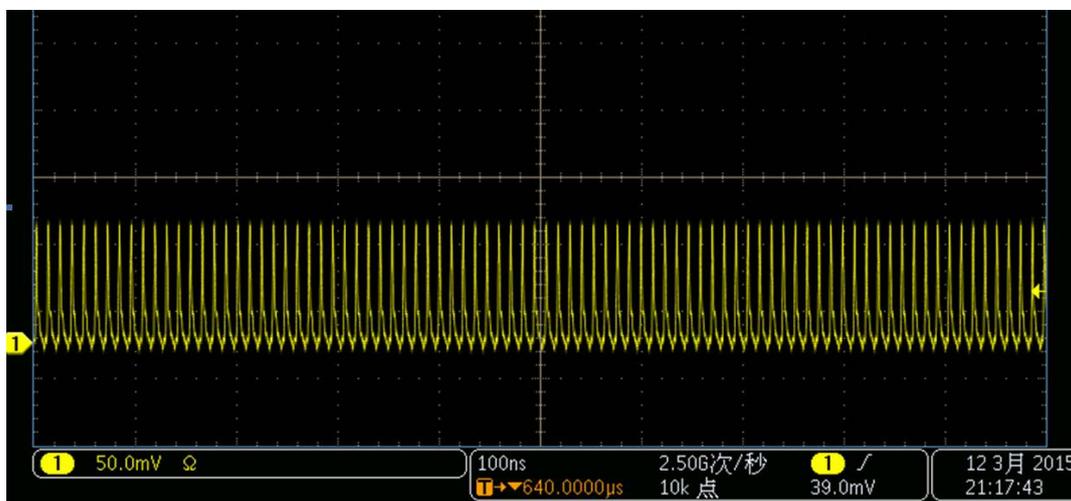


图 7.1 钛宝石激光振荡器的输出脉冲序列

Fig. 7.1 Output pulse sequence of the Ti:sapphire oscillator



图 7.2 钛宝石激光振荡器的输出光谱

Fig. 7.2 Output spectrum of the Ti:sapphire oscillator

使用干涉自相关仪测量振荡器直接输出的脉宽为 17.6 fs, 其干涉自相关曲线如下图所示。经过腔外压缩可以进一步压窄脉宽。由于后级啁啾脉冲放大过程中还要对振荡器输出的脉宽进行展宽, 于是此处便没有对其进行压缩, 该种振荡器已经用于我们自建的钛宝石激光放大器中。

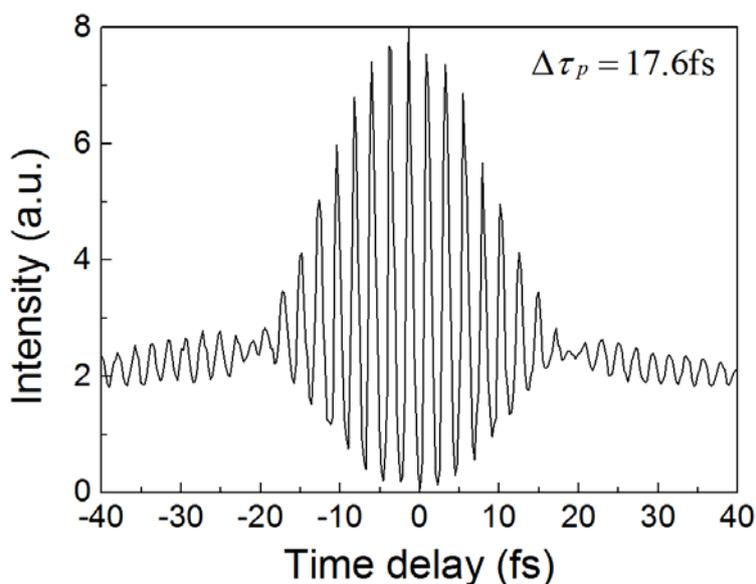


图 7.3 钛宝石激光振荡器输出脉宽的测量结果

Fig. 7.3 Pulse duration measurement result of the Ti:sapphire oscillator

为了使钛宝石激光振荡器输出稳定的飞秒锁模激光, 我们对钛宝石激光振荡器进行了一体化设计, 将泵浦光和振荡器集成到一起, 提高系统的稳定性。



图 7.4 钛宝石激光振荡器的内部结构（左图）和整体外观（右图）
Fig. 7.4 The inside (left) and outside (right) structure of the Ti:sapphire oscillator

我们在泵浦光的导光镜上加装了压电陶瓷镜架，通过监测钛宝石激光振荡器的输出功率，反馈调节泵浦光的注入姿态，进而保证振荡器输出功率稳定。此外，振荡器内部还有监测锁模序列的模块，一旦激光器掉锁模，可以通过该模块反馈给控制电路，控制电路驱动电磁铁推动腔内一个镜片的平移台底座，使振荡器重新启动克尔透镜锁模。

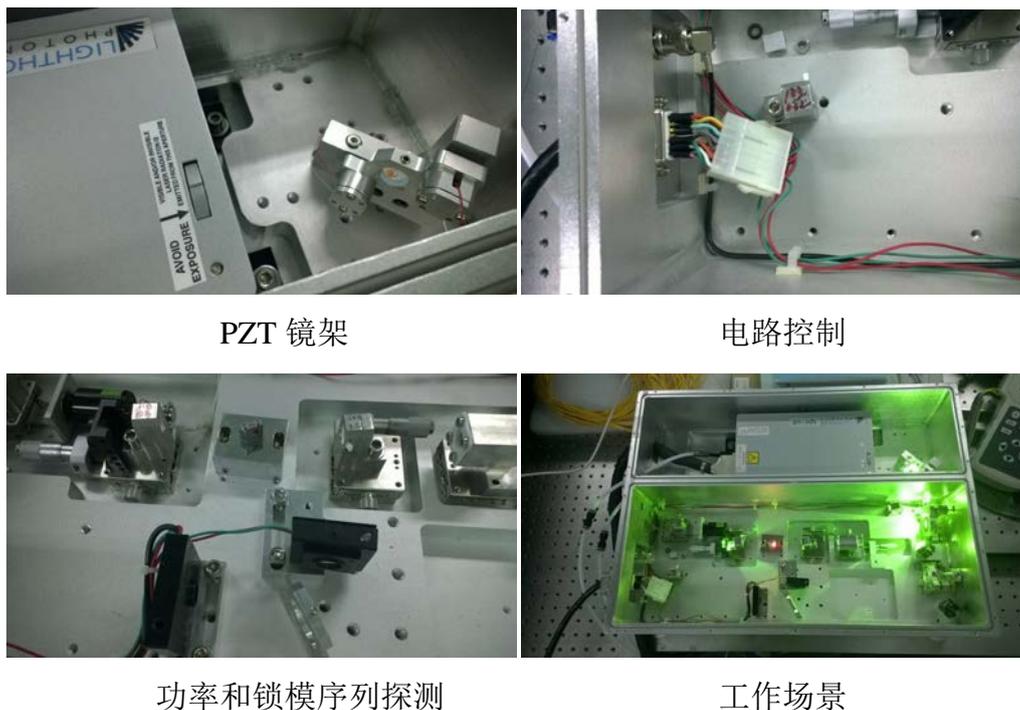


图 7.5 钛宝石激光振荡器的工程化设计细节

Fig. 7.5 Details of the Ti:sapphire oscillator

7.3 皮秒激光振荡器的工程化设计

对于皮秒激光振荡器而言，将装置做得小型化、提升系统稳定性具有重要意义，为此我们对皮秒激光振荡器进行了紧凑的机械设计，将其整体集成到一块小型底板上。皮秒激光振荡器的机械设计图如下图所示。

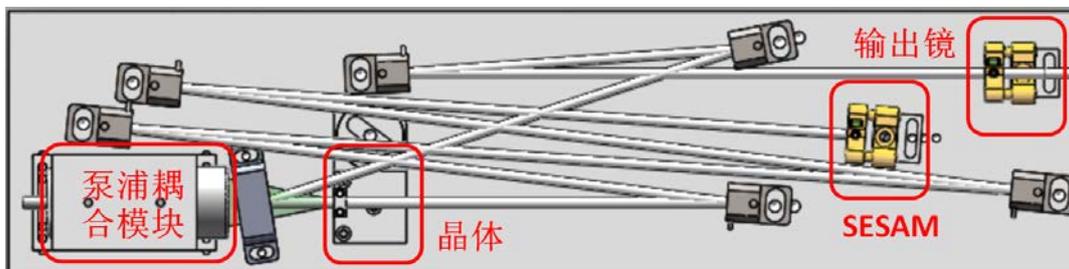


图 7.6 皮秒激光振荡器的机械设计图示

Fig. 7.6 Mechanical design layout of the picosecond oscillator

该振荡器在 12 W 的泵浦功率下，输出 5 W 的皮秒锁模序列。基于一体化的设计，振荡器能够稳定工作，在 72 小时内测量得到功率的均方根误差相对值为 0.28%。

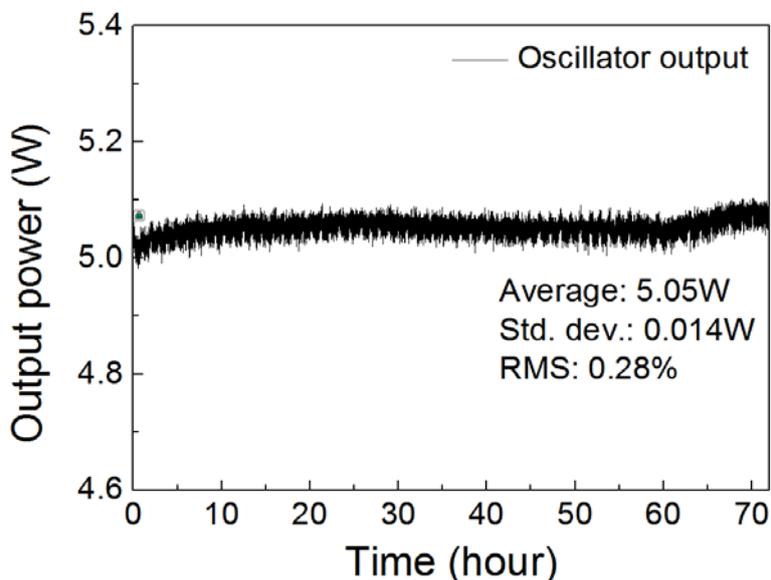


图 7.7 皮秒激光振荡器的输出功率曲线

Fig. 7.7 Output power stability of the picosecond oscillator

实物照片如下所示，整体尺寸为 110 mm × 420 mm，设计为长条状适用于集成在放大器中。目前该种振荡器已经应用于我们设计的多套皮秒激光放大器中。

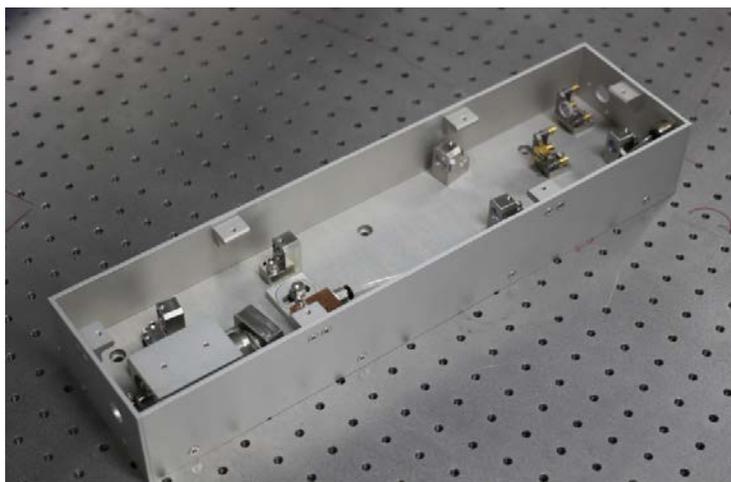


图 7.8 皮秒激光振荡器的实物图示

Fig. 7.8 The home-made picosecond oscillator

7.4 皮秒绿光激光产生的研究

在我们搭建的高功率皮秒激光振荡器的基础上，我们发展了皮秒绿光激光，输出参数为重复频率 72.6 MHz、功率 6 W、波长为 532 nm。该激光器可用于泵浦飞秒钛宝石激光振荡器，由于该种泵浦方式具有自启动锁模的优点，已经被用于研究克尔透镜锁模的建立过程[116]。

我们设计的皮秒绿光激光包含三个模块：振荡器、放大级和倍频部分。振荡器使用我们第 2 章 2.2 节中的皮秒振荡器结构，在 15 W 的泵浦功率下输出 5 W 的皮秒锁模序列；而后将激光聚焦到 Nd:YVO₄ 晶体中进行一次放大，功率可以放大到 14 W；而后聚焦到倍频晶体中，能够产生 7 W 的皮秒绿光输出。我们对该结构进行了一体化的设计，进行机械设计和渲染后的 solidworks 图如下图所示。

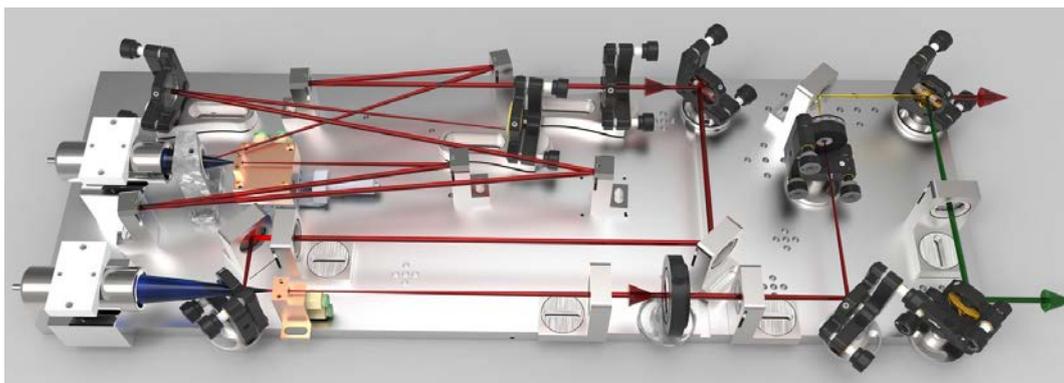


图 7.9 皮秒绿光激光的 solidworks 示意图

Fig. 7.9 Solidworks design layout of the picosecond green laser

放大级的泵浦光最大可以加到 30 W，放大后的基频激光和倍频激光的输出功率随着泵浦光功率的变化曲线如下图所示。

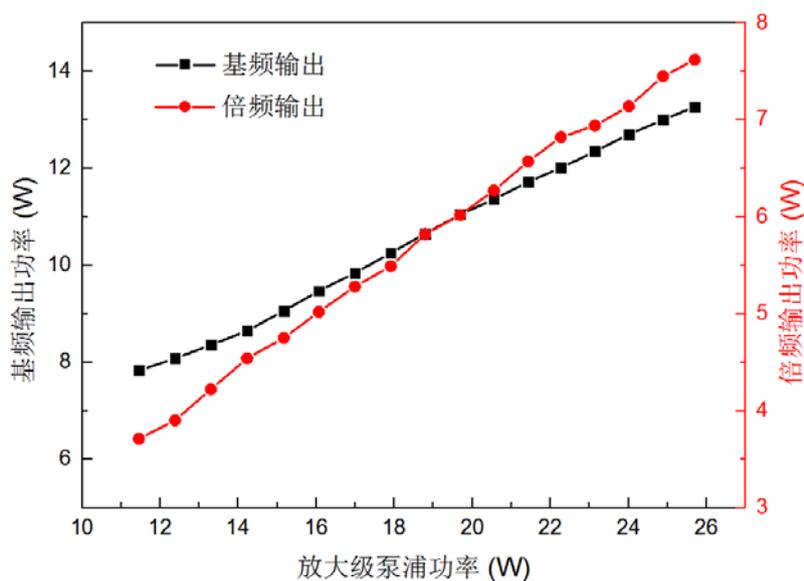


图 7.10 皮秒绿光激光的基频输出功率和倍频输出功率

Fig. 7.10 The fundamental and the second-order harmonics output power of the picosecond

在基频输出 13 W 和倍频输出 6.5 W 时，分别测量其输出功率的稳定性，测量得到的输出功率随时间变化的曲线如下图所示。

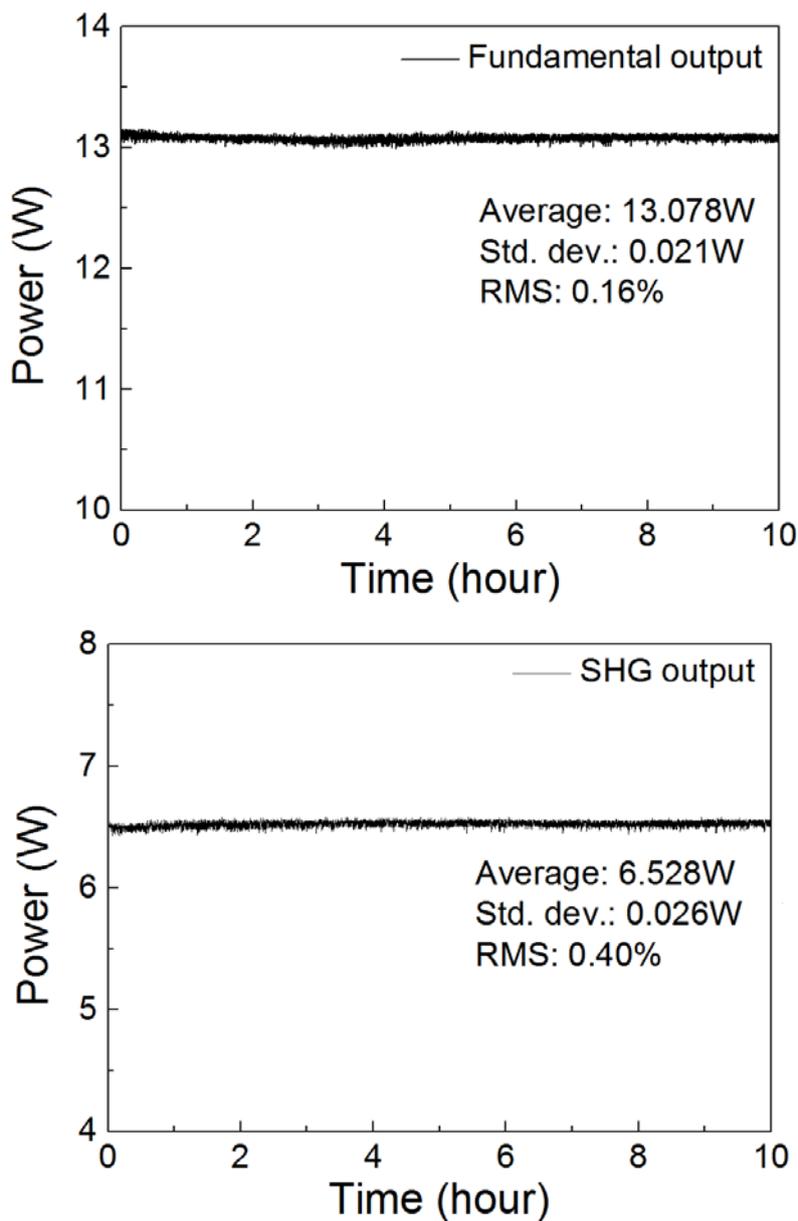
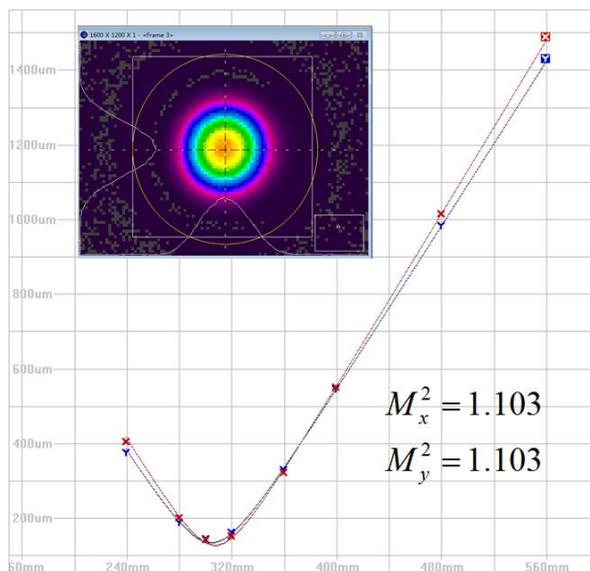


图 7.11 皮秒绿光激光的基频（上图）和倍频（下图）输出功率稳定性曲线

Fig. 7.11 Output power stability of the fundamental and the second-order harmonics output of the picosecond green laser

在皮秒绿光激光器输出功率为 6.5 W 时，使用尖劈将输出激光分出少部分光，经过合适的衰减片后，注入 M^2 因子仪，测量得到皮秒绿光激光的输出光斑和 M^2 因子曲线如下图所示，测量得到的 $M^2 \sim 1.1$ 。高稳定性的输出和优异的光束质量为泵浦钛宝石激光振荡器做好了铺垫。

图 7.12 皮秒绿光激光的输出光斑形貌和 M^2 因子测量曲线Fig. 7.12 Output beam profile and M^2 measurement result of the picosecond green laser

实物照片如下图所示，整个系统由激光头、激光电源和水冷机三部分组成。将激光二极管集成在腔内，避免传输光纤裸露在外，增强系统的稳定性；采用即插式电源，便于搬运。

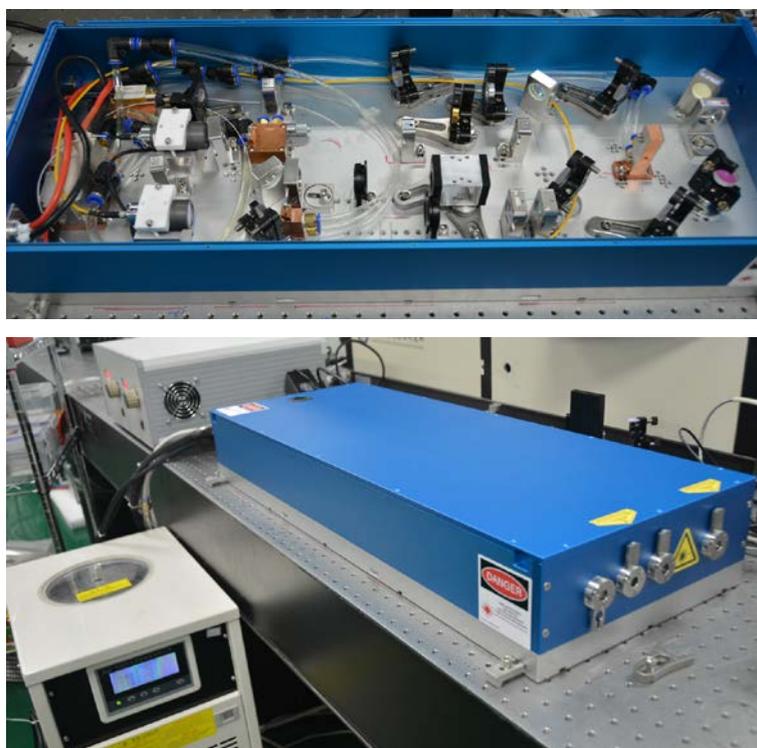


图 7.13 皮秒绿光激光的内部结构和整个系统的实物照片

Fig. 7.13 The inside and outside structure of the picosecond green laser

使用该激光器开展了皮秒激光泵浦钛宝石激光振荡器的研究, 实验场景照片如下图所示:

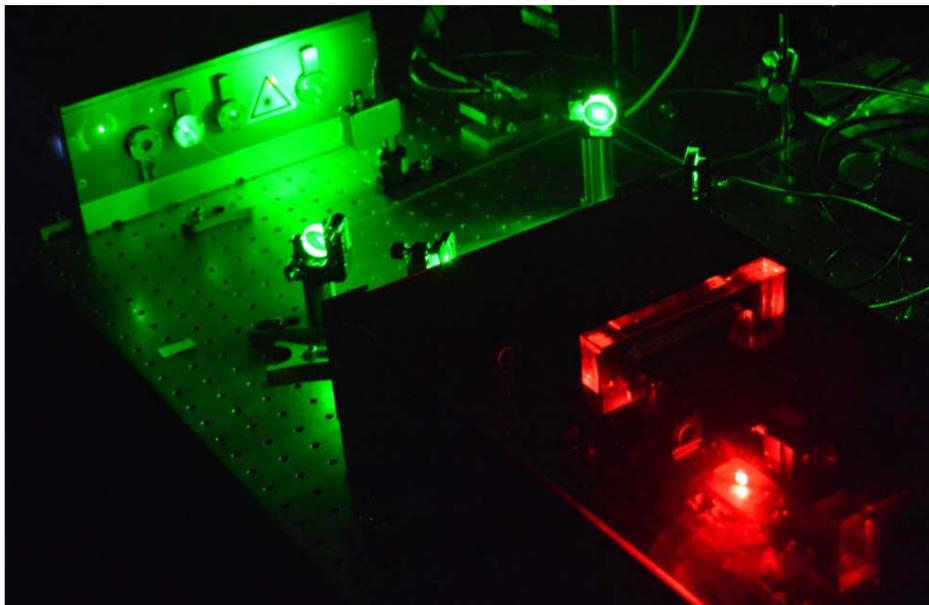


图 7.14 皮秒绿光激光泵浦飞秒钛宝石激光振荡器的实验场景照片

Fig. 7.14 Experiment setup of the Ti:sapphire oscillator pumped by the picosecond green laser

7.5 皮秒激光放大器的工程化设计

7.5.1 皮秒激光放大器的设计

近年来, 皮秒激光被广泛应用于工业微加工领域。由于其激光脉冲宽度窄, 有利于减弱加工过程中热扩散对加工精度的影响, 实现精密加工。一般应用于微加工的激光脉冲能量为百微焦耳量级, 为了提高加工速度, 激光器一般需要工作在百千赫兹的重复频率。在科研方面, 这样的皮秒激光放大器同样可以应用于光参量啁啾脉冲放大的实验中, 作为泵浦源使用。为此, 我们设计了一款皮秒激光放大器, 其输出参数如下表所示。

表 7.2 皮秒激光放大器的输出参数

Table 7.2 Output parameters of the picosecond laser amplifier

| 指标 | 参数值 |
|----------|-------------|
| 波长* | 1064 nm |
| 最大输出功率 | 10 W |
| 输出重复频率** | 100-500 kHz |
| 脉宽 | < 50 ps |

*可选 532 nm/355 nm 的输出

**支持 “burst” 模式输出

我们采用 MOPA 的方案对皮秒激光进行放大，其结构图如下图所示。模块 1 是我们自建的皮秒振荡器；模块 2 是选单模块，使用电光开关将皮秒振荡器输出的脉冲序列选择到重复频率为 100-500 kHz 的脉冲序列，作为后级种子进行放大；模块 3 是第一级放大，由于注入种子光功率太低，不能充分提取泵浦光的能量，于是采用两次通过增益介质的结构进行放大；模块 4 和 5 是第二级和第三级放大；模块 6 是倍频及和频模块，支持 532 nm 或者 355 nm 的激光输出。

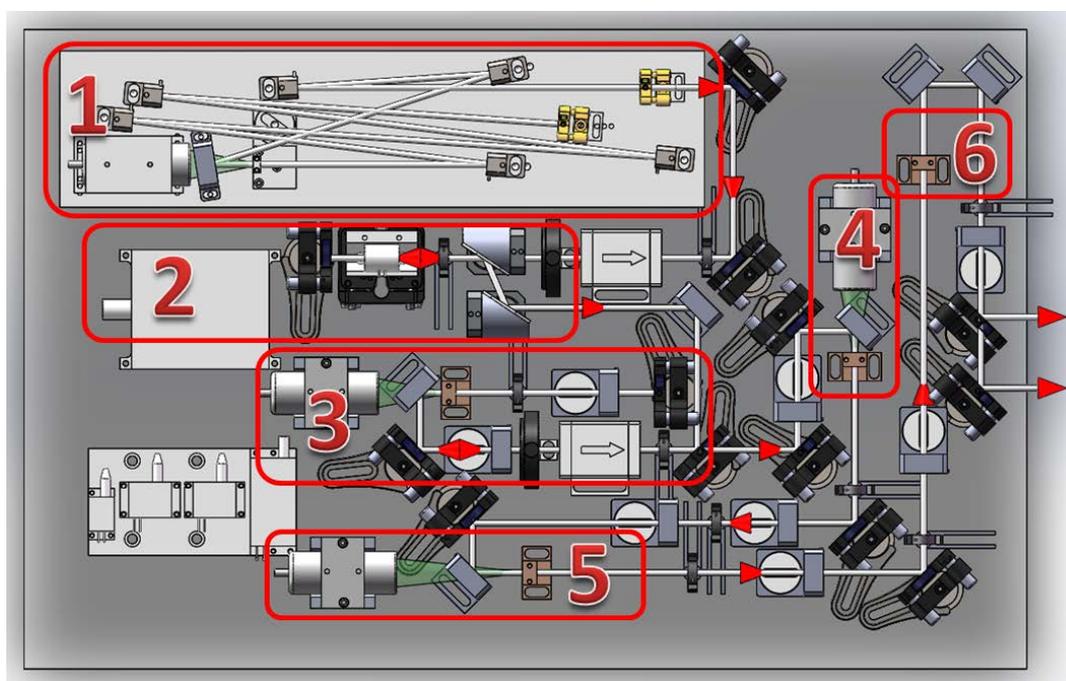


图 7.15 皮秒激光放大器的机械设计图 各部分分别是：1、皮秒振荡器；2、选单模块；3、第一级双通放大；4、第二级放大；5、第三级放大；6、倍频及和频模块

Fig. 7.15 Mechanical design layout of the picosecond laser amplifier

7.5.2 输出结果

皮秒振荡器输出激光的重复频率为 72.6 MHz，功率为 5 W。将脉冲序列选单到 500 kHz 时，脉冲序列的功率为 25 mW。而后输入第一级双通放大，在第一级的 15 W 的泵浦功率下，皮秒激光被放大到 1.1W。

实际中，为了便于用户操作，我们将第一级和第二级的激光二极管串联，使用一路电路同时控制二者的电流值。因而第二级的泵浦光输出功率与第一级一致，也是 15 W。激光经过经过第二级被放大到 2.6 W。而后将激光注入第三级放大，最终输出激光功率随着第三级泵浦光功率变化的曲线如下图所示。在 29 W 的泵浦功率下，输出 10.4 W 的 1064 nm 皮秒激光，重复频率为 500 kHz。

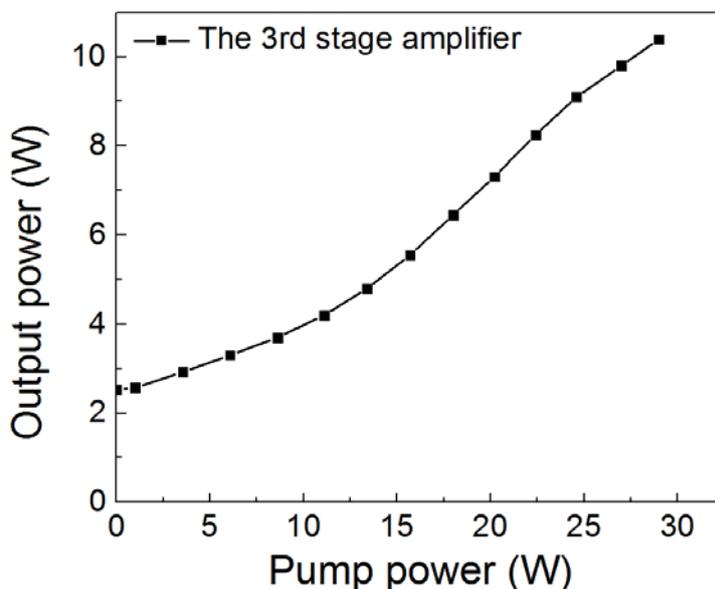


图 7.16 第三级放大输出功率随着泵浦功率的变化曲线

Fig. 7.16 The output power of the third stage of amplification

我们将普克尔盒和激光二极管都集成在一体化的外壳内，激光头与外设之间通过快插接头连接，便于搬运且便于用户使用。最终建成的皮秒激光实物照片如下图所示：

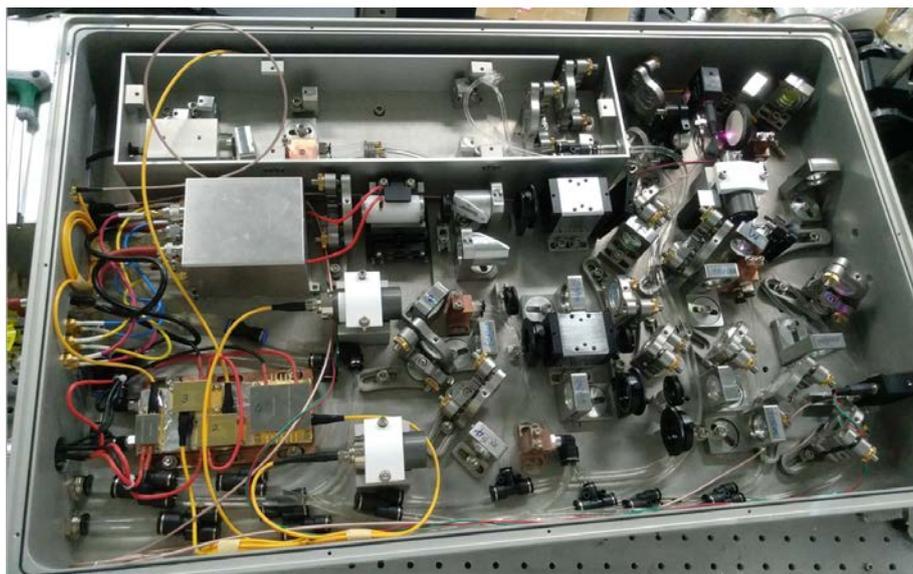


图 7.17 皮秒激光实物照片

Fig. 7.17 The home-made picosecond laser amplifier

7.5.3 倍频产生 532 nm 皮秒激光

在倍频部分，选用何种倍频晶体非常关键。我们对于各种倍频晶体的损伤阈值和倍频特性进行了对比，如下表所示。

表 7.3 倍频晶体的参数对比

Table 7.3 Parameters of nonlinear crystal for SHG

| 晶体 | 透射范围 (nm) | 损伤阈值* (GW/cm ²) | d_{eff}^{**} (pm/V) |
|-----|--------------|--------------------------------|------------------------------|
| KDP | 177-1700 | 5 | 0.26 |
| BBO | 185-2600 | 13.5 | 2.0 |
| KTP | 350-4500 | 4.6 | 3.59 (xy plane) |
| LBO | 160-2600 | 19 | 0.83 (xy plane) |

*测试条件为 1064 nm、~1 ns 的激光

**1064 nm 倍频输出 532 nm 的条件下

KDP 晶体有效非线性系数较小，且易潮解，在商用产品中有较少的应用，其优点是口径能做到很大（400 mm×400 mm），适用于大口径强激光的倍频；BBO 晶体损伤阈值较高，有效非线性系数也较大，但是该晶体空间走离效应严重，不适合用于聚焦倍频的情形；KTP 晶体的有效非线性系数很大，但是损伤

阈值较低，且有灰迹效应，不适用于高功率激光倍频；LBO 晶体损伤阈值很高，走离效应弱，尽管有效非线性系数不高，但通过增长晶体长度可以提高倍频效率，是商用激光器中常用的倍频晶体。

通常使用 LBO 晶体有温度相位匹配和角度相位匹配两种方式。其中，温度相位匹配一般需要一个加热炉对晶体进行控温，该种方式能保证即使在高功率基频光入射的情形下，晶体的温度能保持相对恒定（一般温度起伏为 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ ），保证倍频输出的稳定性。由于我们实验中使用的基频光功率只有 10 W，不会给倍频晶体带来大的温度起伏，因而此处我们使用角度相位匹配的方式，对晶体架通水冷却。

实验中，使用焦距为 200 mm 的透镜将基频光聚焦到厚度为 3 mm 的 LBO 晶体中，通过微调晶体的角度优化倍频输出功率。在 10.5 W 的基频光入射时，输出 532 nm 皮秒激光的功率为 5.5 W，倍频效率为 52.8%。随着第三级泵浦功率的变化，输出倍频激光的功率与基频到倍频的转换效率如下图所示。

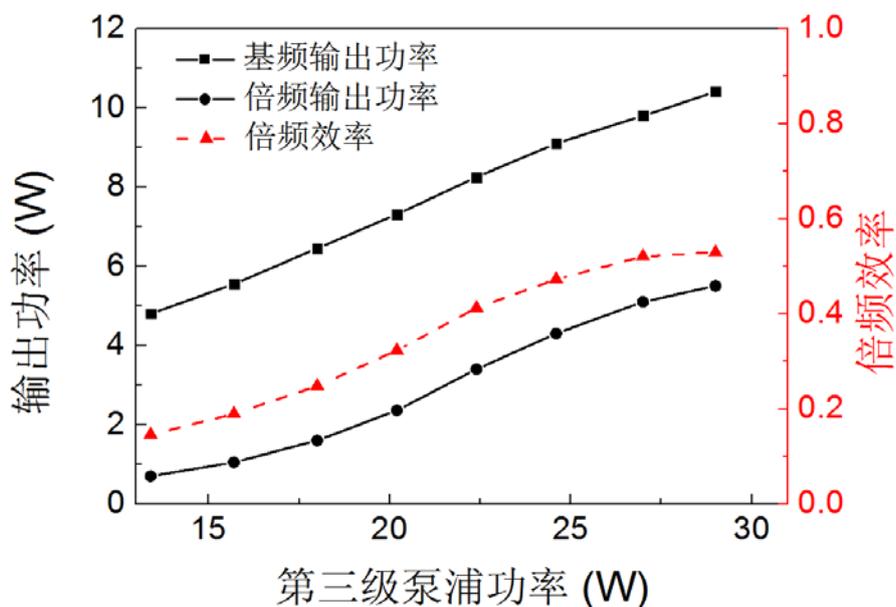


图 7.18 输出倍频激光功率及倍频效率随着第三级泵浦光功率的变化

Fig. 7.18 Output power of the second-order harmonics and conversion efficiency against the pump power used in the third amplifier

7.5.4 和频产生 355 nm 皮秒激光

由于 LBO 晶体的透射范围为 160 nm ~2600 nm，我们同样选择使用 LBO 晶体进行 1064 nm 与 532 nm 激光的和频，最终产生 355 nm 的皮秒激光。实验中，

我们也选用 3 mm 的 LBO 晶体进行和频。将该晶体放置到倍频晶体之后，两个晶体间距为 1 mm 左右。实验中，使用 200 mm 的激光对基频光进行聚焦，将基频光聚焦到腰斑半径为 50 μm 左右，瑞利长度为 6 mm，聚焦的焦点位置在紫外晶体的前表面附近。

实验中，将 1064 nm 调整为垂直偏振，入射到倍频晶体中产生的 532 nm 激光为水平偏振（ $1064.0(o) + 1064.0(o) \rightarrow 532.0(e)$ ）。且根据倍频晶体对基频光和倍频光产生空间走离效应可知，产生的 532 nm 激光会在水平面内与 1064 nm 激光走离开。经过计算可知，经过 3 mm 厚的 LBO 晶体，二者的走离距离为 21 μm 。

在倍频晶体后放置和频晶体，微调晶体角度使得 1064 nm 和 532 nm 激光在晶体内实现二类相位匹配（ $1064.0(o) + 532.0(e) \rightarrow 354.7(e)$ ）。和频晶体对 1064 nm 和 532 nm 激光也会产生空间走离效应，根据计算，经过 3 mm 厚的晶体后，二者的走离距离为 28 μm 。因而将和频晶体进行合适地摆放后，可以补偿倍频晶体中产生的空间走离效应，提高和频的转换效率。

实验中，在 500 kHz、10 W 的基频激光入射下，输出的紫外皮秒激光功率为 3.6 W，转换效率为 36%。在不同重复频率下输出的紫外激光功率及转换效率曲线如下图所示。

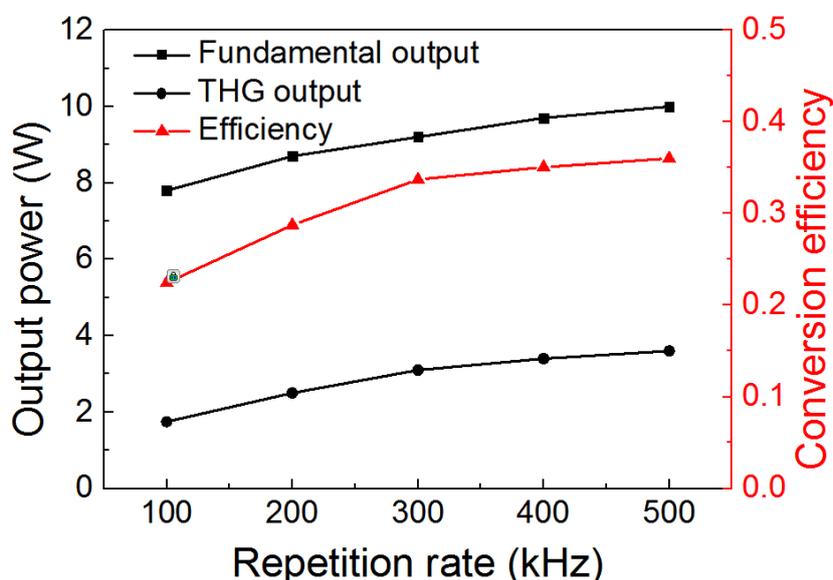


图 7.19 输出紫外激光功率及转换效率随着重复频率的变化

Fig. 7.19 Output power of the third-order harmonics and conversion efficiency against the repetition rate the amplifier was working at

基于此，我们进一步设计了皮秒紫外激光系统，同样使用 MOPA 的结构，在两个放大级下，能够输出基频功率为 2.5 W，经过倍频与和频模块，最终可以输出大于 300 mW 的紫外皮秒激光，可用于极端物性实验中。

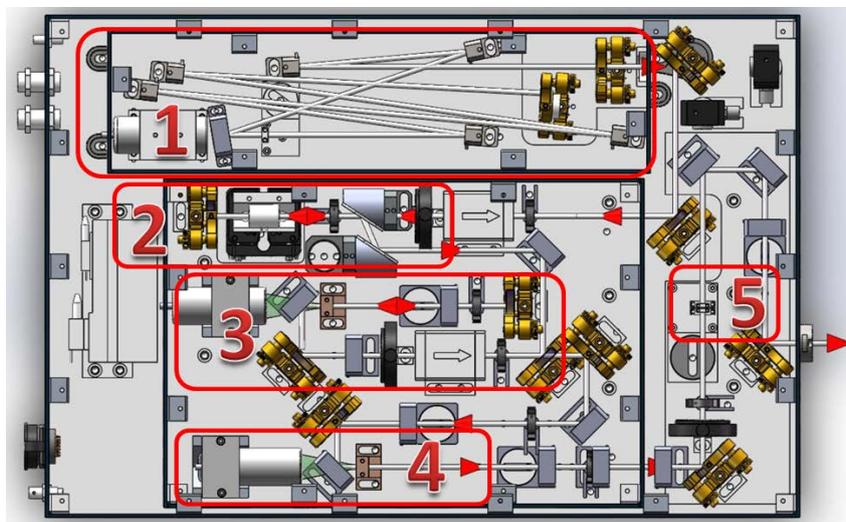


图 7.20 皮秒紫外激光的机械设计图 各部分分别是：1、皮秒振荡器；2、选单模块；3、第一级双通放大；4、第二级放大；5、倍频及和频模块

Fig. 7.20 Mechanical design layout of the picosecond ultra-violet laser

7.6 小结

本章概括了博士期间在全固态超快激光设备化方面所做的工作。主要内容包

括：

对钛宝石激光振荡器进行了一体化设计，最终实现输出功率 420 mW、重复频率 85 MHz、光谱半高宽大于 50 nm、输出脉冲宽度小于 20 fs 的钛宝石激光振荡器。在钛宝石腔内加装功率探测模块和锁模序列探测模块，通过 PZT 镜架保持输出功率稳定，检测到掉锁模时使用电磁铁推动腔内平移台，保证稳定的锁模激光输出。

对高功率皮秒激光振荡器进行了紧凑的机械设计，在 12 W 的泵浦功率下，输出 5 W 的皮秒脉冲序列，测量其输出功率在 72 小时内的稳定性，RMS 相对偏差为 0.28%；并测量到振荡器输出的激光的 M^2 因子小于 1.05。该振荡器非常适合作为皮秒激光放大器的种子源。

对皮秒振荡器的输出进行单级放大后, 得到 14 W 的基频光输出, 对其进行倍频后, 可以得到 7 W 的皮秒绿光激光输出, 重复频率为 72.6 MHz。测量输出的皮秒绿光激光的稳定性, 在 10 小时内其输出功率的 RMS 相对偏差为 0.4%。测量得到输出的绿光激光的 $M^2 \sim 1.1$ 。搭建的皮秒绿光激光样机已经应用于泵浦钛宝石激光振荡器输出亚 10 fs 脉冲的实验研究。

基于我们自建的高稳定性皮秒振荡器种子源, 设计和搭建了皮秒激光放大器样机。使用行波放大的方案, 实现了 100 kHz~500 kHz 重复频率可调的皮秒激光输出。在 500 kHz 时输出功率达到 10 W, 对其进行倍频可以得到 5 W 的皮秒绿光输出, 此时输出的皮秒绿光激光单脉冲能量为 10 μJ 。而后又对其进行了和频实验, 倍频晶体和和频晶体使用的都是 LBO 晶体, 且两块晶体长度相同, 在串接摆放实现和频激光输出时, 两块晶体可以相互补偿空间走离效应, 最终实现高转换效率的皮秒紫外激光产生。在 500 kHz 的重频下, 基频功率为 10 W 时, 可以输出 3.6 W 的紫外激光, 从基频到紫外激光的转换效率达到 36%。

第 8 章 总结和展望

本论文针对超快激光放大和中红外飞秒激光的产生展开了研究,对论文中的工作总结如下:

1、在全固态皮秒激光产生和放大方面,开展了高功率皮秒振荡器、百千赫兹皮秒再生放大器、百千赫兹皮秒行波放大器和 1 kHz 高能量皮秒激光放大的研究。皮秒振荡器实现了 6 W、72.6 MHz、23 ps 的,光束质量 $M^2 < 1.05$,为后续皮秒激光放大打好了基础。使用再生放大的方案实现了 230 kHz、6 W 的皮秒激光输出,由于倍周期分叉效应,输出脉冲的重复频率不能实现任意可调;使用行波放大的方案实现了 500 kHz、20 W 的皮秒激光输出,输出重复频率任意可调。针对短脉冲能量放大进行了理论计算,并在实验上实现了 1 kHz、9 mJ 的高能量皮秒脉冲输出。该方面的研究为开展皮秒激光的设备化研究走通了技术路线。

2、在飞秒钛宝石激光产生方面,使用全啁啾镜补偿色散的方式实现了 510 mW 的宽带飞秒激光输出,输出脉冲经过腔外压缩可以得到 8.2 fs 的脉宽结果;使用皮秒绿光激光泵浦钛宝石激光振荡器,实现了自触发克尔透镜锁模输出亚十飞秒脉冲的结果,相关成果发表在 *光子学报* **47**, 0914002 (2018)。在钛宝石激光放大方面,搭建了 z 形腔再生放大器,实现了 2 mJ、1 kHz、36 fs 的脉冲输出;基于线形腔再生放大器,通过后级液氮制冷的多通放大,将脉冲能量进一步提升,实现了 25 mJ、1 kHz、27.1 fs 的脉冲输出结果,峰值功率达到了 0.92 TW。该放大器作为泵浦源被应用在了中红外飞秒激光产生的研究中。

3、介绍了宽带飞秒激光频率变换过程中的关键概念,引入了宽带非线性耦合波方程解决宽带参量过程的理论计算问题,并使用飞秒激光的倍频实验对该理论进行了验证。实验表明,宽带非线性耦合波理论适用于宽带飞秒激光的参量过程的理论计算。该理论为中红外飞秒激光的非共线 OPA 设计提供了指南。

4、开展了中红外飞秒激光产生的实验研究。使用高功率飞秒钛宝石激光放大器作为泵浦源,基于非共线 OPA 的方式,实现了宽带中红外激光输出。在合计 12 mJ 的泵浦能量下,最终输出 1.8 mJ 的 1.1 μm 信号光和 521 μJ 的 2.86 μm 的闲频光(光谱半高宽为 525 nm)。使用互相关的方式测量得到中红外飞秒激光的脉宽为 95 fs。通过调整参量晶体的角度,可以实现中红外飞秒激光的中心

波长从 2.86 μm 到 3.6 μm 的调谐输出。该套中红外飞秒激光系统为超宽带白光激光的产生奠定了基础。相关成果已经发表在 *Applied Physics B* **124**, 31 (2018)。

5、开展了中红外飞秒激光驱动的白光激光产生的实验研究。介绍了准相位匹配的过程；通过在掺氧化镁的铌酸锂晶体的极化周期中引入啁啾，给晶体引入了宽带连续的倒格矢，用于补偿非线性过程中的相位失配。将中心波长为 3.6 μm 的中红外激光聚集到晶体中，实现了在一块晶体中同时输出二次到七次谐波，产生了覆盖 400 nm 至 2400 nm 的超宽带连续白光激光。中红外激光上转换的效率达到了 36.7%，输出的可见光及近红外激光的功率为 16.5 mW。

6、对全固态超快激光进行了设备化研究，设计并研制了多款皮秒激光器。包括 400 mW、85 MHz、20 fs 的飞秒钛宝石激光振荡器，5 W、72.6 MHz、23 ps 的高功率皮秒振荡器，7 W、72.6 MHz 的皮秒绿光激光器，10 W、500 kHz 的皮秒行波放大器（可倍频产生 5 W 的 532 nm 皮秒绿光，和频产生 3.6 W 的 355nm 皮秒紫外激光）；并对这些激光器进行了一体化机械设计，为开展皮秒激光的应用工作做好了准备。

由于时间有限，本论文还有很多不足的地方，有以下方面有待挖掘和完善：

1、本论文中皮秒振荡器方面的工作不足之处在于其输出脉宽较宽（23 ps），在压窄振荡器输出脉宽方面还需要进行理论和技术研究，以期使皮秒振荡器直接输出的激光脉宽小于 8 ps。目前多家公司能够提供功率高达 60 W 的皮秒激光，基于本论文中有关皮秒行波放大器的研究，可以通过后续多级放大进一步提升功率；并可以发展板条放大的技术，实现高效率的激光放大。在 1 kHz 的高能量皮秒激光放大中，后续可以开展基于侧泵 Nd:YAG 模块的多级放大，将皮秒脉冲能量进一步提升，并将该高能量皮秒激光系统作为泵浦光应用于 OPCPA 实验中。

2、在飞秒激光放大方面，可以进一步优化再生腔的腔型参数，提高再生腔输出能量；在后级多通放大中，需要加入反馈系统，避免由于光路太长引起指向性变差的问题。并考虑使用 dazzler 控制光谱形状，削弱增益窄化效应对宽光谱放大的抑制，实现更短的脉冲输出结果。

3、在白光激光产生的实验中，还需要对超宽带连续光谱的产生进行理论分析，分析各个参量过程对于输出光谱的贡献，以期对该过程有更深入的认识。

4、在全固态超快激光的设备化研究方面，需要在机械稳定性设计、电路设计和软件控制方面做进一步的努力，实现集成度更高、稳定性更好、用户体验更优的目标。

接下来应该开展的工作有：

1、在中红外飞秒激光产生方面，目前基于飞秒 OPA 的设计限制了主放大级能够使用的泵浦能量，进而限制了中红外激光能量的进一步提升。为此，将来需要考虑对泵浦光和信号光进行脉宽展宽，使用 OPCPA 的方式实现毫焦量级的中红外飞秒激光输出。

2、开展基于全固态皮秒激光泵浦的光参量放大实验研究。由于钛宝石激光器的泵浦源是调 Q 的纳秒激光器，泵浦光的功率限制了钛宝石激光最终的输出功率。而全固态皮秒激光的泵浦光是激光二极管，发展已经很成熟；基于二极管泵浦的全固态皮秒激光已经能够达到千瓦量级。因而开展基于全固态皮秒激光放大的研究以及由全固态皮秒激光泵浦的光参量放大的研究，有望进一步地提升最终输出的中红外飞秒激光的脉冲能量及功率。

参考文献

- [1] Z. Min-Jie, Y. Peng, T. Hao, H. Xin-Kui, Z. Wei, Z. Shi-Yang, W. Li-Feng, Y. Chen-Xia, W. Zhi-Yi, Generation and measurement of isolated 160-attosecond XUV laser pulses at 82 eV. *Chinese Physics Letters* **30**, 093201 (2013).
- [2] J. Li, X. Ren, Y. Yin, K. Zhao, A. Chew, Y. Cheng, E. Cunningham, Y. Wang, S. Hu, Y. Wu, 53-attosecond X-ray pulses reach the carbon K-edge. *Nature Communications* **8**, (2017).
- [3] T. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, H. J. Wörner, Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver. *Opt. Express* **25**, 27506-27518 (2017).
- [4] Z. Wang, C. Liu, Z. Shen, Q. Zhang, H. Teng, Z. Wei, High-contrast 1.16 PW Ti: sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier. *Opt. Lett.* **36**, 3194-3196 (2011).
- [5] J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, C. H. Nam, 4.2 PW, 20 fs Ti: sapphire laser at 0.1 Hz. *Opt. Lett.* **42**, 2058-2061 (2017).
- [6] Y. Chu, Z. Gan, X. Liang, L. Yu, X. Lu, C. Wang, X. Wang, L. Xu, H. Lu, D. Yin, High-energy large-aperture Ti: sapphire amplifier for 5 PW laser pulses. *Opt. Lett.* **40**, 5011-5014 (2015).
- [7] S. Fujioka, H. Takabe, N. Yamamoto, D. Salzmann, F. Wang, H. Nishimura, Y. Li, Q. Dong, S. Wang, Y. Zhang, X-ray astronomy in the laboratory with a miniature compact object produced by laser-driven implosion. *Nature Physics* **5**, 821 (2009).
- [8] X. Liu, Y. Li, Y. Zhang, J. Zhong, W. Zheng, Q. Dong, M. Chen, G. Zhao, Y. Sakawa, T. Morita, Collisionless shockwaves formed by counter-streaming laser-produced plasmas. *New Journal of Physics* **13**, 093001 (2011).
- [9] T. Tajima, J. M. Dawson, Laser Electron Accelerator. *Physical Review Letters* **43**, 267-270 (1979).
- [10] V. Y. Bychenkov, P. Singh, H. Ahmed, K. Kakolee, C. Scullion, T. Jeong, P. Hadjisolomou, A. Alejo, S. Kar, M. Borghesi, Ion acceleration in electrostatic field of

charged cavity created by ultra-short laser pulses of 1020–1021 W/cm². *Physics of Plasmas* **24**, 010704 (2017).

[11]C. Shank, E. Ippen, Subpicosecond kilowatt pulses from a mode - locked cw dye laser. *Applied Physics Letters* **24**, 373-375 (1974).

[12]I. Ruddock, D. Bradley, Bandwidth - limited subpicosecond pulse generation in mode - locked cw dye lasers. *Applied Physics Letters* **29**, 296-297 (1976).

[13]J.-C. Diels, E. Van Stryland, G. Benedict, Generation and measurement of 200 femtosecond optical pulses. *Optics Communications* **25**, 93-96 (1978).

[14]J. Valdmanis, R. L. Fork, J. P. Gordon, Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain. *Opt. Lett.* **10**, 131-133 (1985).

[15]D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.* **16**, 42-44 (1991).

[16]C. Le Blanc, P. Curley, F. Salin, Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti: sapphire amplifiers. *Optics Communications* **131**, 391-398 (1996).

[17]H. Fattahi, H. G. Barros, M. Gorjan, T. Nubbemeyer, B. Alsaif, C. Y. Teisset, M. Schultze, S. Prinz, M. Haefner, M. Ueffing, Third-generation femtosecond technology. *Optica* **1**, 45-63 (2014).

[18]R. Newman, Excitation of the Nd³⁺ fluorescence in CaWO₄ by recombination radiation in GaAs. *Journal of Applied Physics* **34**, 437-437 (1963).

[19]R. Keyes, T. Quist, Injection luminescent pumping of CaF₂: U³⁺ with GaAs diode lasers. *Applied Physics Letters* **4**, 50-52 (1964).

[20]P. F. Moulton, in *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2004.(CLEO)*. (2004).

[21]M. D. Rotter, C. B. Dane, S. A. Gonzales, R. D. Merrill, S. C. Mitchell, C. W. Parks, R. M. Yamamoto, in *Advanced Solid-State Photonics*. (Optical Society of America, 2004), pp. 278.

[22]T. Kozeki, M. Sakashita, T. Miura, S. Wada, in *Lasers and Electro-Optics, 2005.(CLEO)*. *Conference on*. (IEEE, 2005), vol. 1, pp. 162-164.

[23]D. Kuizenga, A. Siegman, FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **6**, 694-708 (1970).

[24]U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, J. A. Der Au, Semiconductor saturable absorber

mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers. *IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS* **2**, 435-453 (1996).

[25]U. Keller, D. Miller, G. Boyd, T. Chiu, J. Ferguson, M. Asom, Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd: YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber. *Opt. Lett.* **17**, 505-507 (1992).

[26]J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, D. Kopf, Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers. *Opt. Express* **12**, 1759-1768 (2004).

[27]R. Knappe, H. Haloui, A. Seifert, A. Weis, A. Nebel, in *Laser-based Micro-and Nanopackaging and Assembly IV*. (International Society for Optics and Photonics, 2010), vol. 7585, pp. 75850H.

[28]R. Budriūnas, T. Stanislaukas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, A. Varanavičius, 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate. *Opt. Express* **25**, 5797-5806 (2017).

[29]P. F. Moulton, Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125-133 (1986).

[30]D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, Semiconductor saturable-absorber mirror–assisted Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime. *Opt. Lett.* **24**, 631-633 (1999).

[31]D. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, G. Steinmeyer, U. Keller, Sub-6-fs pulses from a SESAM-assisted Kerr-lens modelocked Ti: sapphire laser: at the frontiers of ultrashort pulse generation. *Applied Physics B* **70**, S5-S12 (2000).

[32]U. Morgner, F. X. Kärtner, S.-H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.* **24**, 411-413 (1999).

[33]B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum. *Opt. Lett.* **28**, 1987-1989 (2003).

- [34]G. Steinmeyer, D. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, U. Keller, Frontiers in ultrashort pulse generation: pushing the limits in linear and nonlinear optics. *Science* **286**, 1507-1512 (1999).
- [35]A. Baltuška, Z. Wei, M. Pshenichnikov, D. Wiersma, R. Szipöcs, All-solid-state cavity-dumped sub-5-fs laser. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **65**, 175-188 (1997).
- [36]M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, C. Spielmann, F. Krausz, A novel-high energy pulse compression system: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **65**, 189-196 (1997).
- [37]D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications* **55**, 447-449 (1985).
- [38]范海涛, 王胭脂, 王兆华, 叶蓬, 胡国行, 秦爽, 何会军, 易葵, 邵建达, 魏志义, 全啁啾镜色散补偿的亚 8 fs 钛宝石激光器. *物理学报* **64**, 144204 (2015).
- [39]沈忠伟, 王兆华, 范海涛, 秦爽, 滕浩, 何鹏, 魏志义, 输出能量 4mJ 的 1kHz 飞秒掺钛蓝宝石激光再生放大研究. *物理学报* **63**, 104211 (2014).
- [40]何鹏, 滕浩, 张宁华, 刘阳阳, 王兆华, 魏志义, 腔模可调的高平均功率飞秒激光再生放大器. *物理学报* **65**, 244201 (2016).
- [41]赵研英, 王鹏, 张炜, 田金荣, 魏志义, 采用啁啾反射镜色散补偿的 7 fs 掺钛蓝宝石激光振荡器. *中国科学*, **37**, 123-128 (2007).
- [42]K. Karstad, A. Stefanov, M. Wegmuller, H. Zbinden, N. Gisin, T. Aellen, M. Beck, J. Faist, Detection of mid-IR radiation by sum frequency generation for free space optical communication. *Optics and lasers in engineering* **43**, 537-544 (2005).
- [43]J. Haas, B. Mizaikoff, Advances in mid-infrared spectroscopy for chemical analysis. *Annual Review of Analytical Chemistry* **9**, 45-68 (2016).
- [44]P. Colosimo, G. Doumy, C. Blaga, J. Wheeler, C. Hauri, F. Catoire, J. Tate, R. Chirla, A. March, G. Paulus, Scaling strong-field interactions towards the classical limit. *Nature Physics* **4**, 386 (2008).
- [45]B. Shan, Z. Chang, Dramatic extension of the high-order harmonic cutoff by using a long-wavelength driving field. *Physical Review A* **65**, 011804 (2001).

- [46] A. Shiner, C. Trallero-Herrero, N. Kajumba, H.-C. Bandulet, D. Comtois, F. Légaré, M. Giguère, J. Kieffer, P. Corkum, D. Villeneuve, Wavelength scaling of high harmonic generation efficiency. *Physical review letters* **103**, 073902 (2009).
- [47] S. D. Jackson, Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm³⁺-doped silica fibre lasers. *Optics Communications* **230**, 197-203 (2004).
- [48] D. Shen, J. Sahu, W. Clarkson, High-power widely tunable Tm: fibre lasers pumped by an Er, Yb co-doped fibre laser at 1.6 μm . *Opt. Express* **14**, 6084-6090 (2006).
- [49] S. D. Jackson, The spectroscopic and energy transfer characteristics of the rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave infrared. *Laser & Photonics Reviews* **3**, 466-482 (2009).
- [50] J. B. Gruber, M. E. Hills, R. M. Macfarlane, C. A. Morrison, G. A. Turner, G. J. Quarles, G. J. Kintz, L. Esterowitz, Spectra and energy levels of Tm 3+: Y₃Al₅O₁₂. *Physical Review B* **40**, 9464 (1989).
- [51] R. A. Sims, P. Kadwani, A. S. L. Shah, M. Richardson, 1 μJ , sub-500 fs chirped pulse amplification in a Tm-doped fiber system. *Opt. Lett.* **38**, 121-123 (2013).
- [52] R. Sims, P. Kadwani, L. Shah, M. Richardson, in *Advanced Solid-State Photonics*. (Optical Society of America, 2011), pp. ATuD4.
- [53] N. P. Barnes, E. D. Filer, C. A. Morrison, C. J. Lee, Ho: Tm lasers. I. Theoretical. *IEEE journal of quantum electronics* **32**, 92-103 (1996).
- [54] B. M. Walsh, N. P. Barnes, M. Petros, J. Yu, U. N. Singh, Spectroscopy and modeling of solid state lanthanide lasers: Application to trivalent Tm 3+ and Ho 3+ in YLiF₄ and LuLiF₄. *Journal of Applied Physics* **95**, 3255-3271 (2004).
- [55] P. Malevich, G. Andriukaitis, T. Flöry, A. Verhoef, A. Fernández, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, L. Tan, C. Chua, High energy and average power femtosecond laser for driving mid-infrared optical parametric amplifiers. *Opt. Lett.* **38**, 2746-2749 (2013).
- [56] M. Hemmer, D. Sanchez, M. Jelínek, H. Jelínková, V. Kubeček, J. Biegert, in *CLEO: Science and Innovations*. (Optical Society of America, 2014), pp. SM1F. 3.
- [57] M. Hemmer, M. Baudisch, J. Biegert, in *CLEO: Science and Innovations*. (Optical Society of America, 2013), pp. CM1N. 4.

- [58]J. Zhang, K. F. Mak, N. Nagl, M. Seidel, D. Bauer, D. Sutter, V. Pervak, F. Krausz, O. Pronin, Multi-mW, few-cycle mid-infrared continuum spanning from 500 to 2250 cm^{-1} . *Light: Science & Applications* **7**, 17180 (2018).
- [59]N. Tolstik, E. Sorokin, V. Kalashnikov, D. Klimentov, V. Dvoyrin, I. T. Sorokina, in *Solid State Lasers XXII: Technology and Devices*. (International Society for Optics and Photonics, 2013), vol. 8599, pp. 85990K.
- [60]E. Sorokin, I. T. Sorokina, in *Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe-EQEC 2009. European Conference on*. (IEEE, 2009), pp. 1-1.
- [61]M. N. Cizmeciyan, H. Cankaya, A. Kurt, A. Sennaroglu, Kerr-lens mode-locked femtosecond Cr^{2+} : ZnSe laser at 2420 nm. *Opt. Lett.* **34**, 3056-3058 (2009).
- [62]E. Slobodtchikov, P. Moulton, in *Advanced Solid-State Photonics*. (Optical Society of America, 2012), pp. AW5A. 4.
- [63]J. Adams, C. Bibeau, R. Page, D. Krol, L. Furu, S. Payne, 4.0–4.5- μm lasing of Fe: ZnSe below 180 K, a new mid-infrared laser material. *Opt. Lett.* **24**, 1720-1722 (1999).
- [64]J. Kernal, V. Fedorov, A. Gallian, S. Mirov, V. Badikov, 3.9–4.8 μm gain-switched lasing of Fe: ZnSe at room temperature. *Opt. Express* **13**, 10608-10615 (2005).
- [65]M. E. Doroshenko, T. T. Basiev, P. Koranda, H. Jelínková, M. Němec, M. Čech, J. Šulc, V. K. Komar, A. S. Gerasimenko, V. V. Badikov, in *Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices*. (International Society for Optics and Photonics, 2009), vol. 7193, pp. 71931K.
- [66]S. D. Velikanov, E. M. Gavrishchuk, N. G. e. Zakharov, V. I. Kozlovsky, Y. V. Korostelin, V. I. Lazarenko, A. A. Maneshkin, Y. P. Podmar'kov, E. V. Saltykov, Y. K. Skasyrsky, Efficient operation of a room-temperature Fe^{2+} : ZnSe laser pumped by a passively Q-switched Er: YAG laser. *Quantum Electronics* **47**, 831 (2017).
- [67]M. C. Chen, P. Arpin, T. Popmintchev, M. Gerrity, B. Zhang, M. Seaberg, D. Popmintchev, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Bright, Coherent, Ultrafast Soft X-Ray Harmonics Spanning the Water Window from a Tabletop Light Source. *Physical Review Letters* **105**, 173901 (2010).

- [68]S. L. Cousin, F. Silva, S. Teichmann, M. Hemmer, B. Buades, J. Biegert, High-flux table-top soft x-ray source driven by sub-2-cycle, CEP stable, 1.85 μm 1-kHz pulses for carbon K-edge spectroscopy. *Opt. Lett.* **39**, 5383-5386 (2014).
- [69]F. Krausz, M. Ivanov, Attosecond physics. *Reviews of Modern Physics* **81**, 163 (2009).
- [70]Y. Deng, A. Schwarz, H. Fattahi, M. Ueffing, X. Gu, M. Ossiander, T. Metzger, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, G. Marcus, F. Krausz, R. Kienberger, N. Karpowicz, Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm . *Opt. Lett.* **37**, 4973-4975 (2012).
- [71]Y. Yin, J. Li, X. Ren, K. Zhao, Y. Wu, E. Cunningham, Z. Chang, High-efficiency optical parametric chirped-pulse amplifier in BiB3O6 for generation of 3 mJ, two-cycle, carrier-envelope-phase-stable pulses at 1.7 μm . *Opt. Lett.* **41**, 1142-1145 (2016).
- [72]J. Li, X. Ren, Y. Yin, Y. Cheng, E. Cunningham, Y. Wu, Z. Chang, Polarization gating of high harmonic generation in the water window. *Applied Physics Letters* **108**, 231102 (2016).
- [73]K. Zhao, H. Zhong, P. Yuan, G. Xie, J. Wang, J. Ma, L. Qian, Generation of 120 GW mid-infrared pulses from a widely tunable noncollinear optical parametric amplifier. *Opt. Lett.* **38**, 2159-2161 (2013).
- [74]G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier. *Opt. Lett.* **36**, 2755-2757 (2011).
- [75]T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Mücke, A. Pugžlys, Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers. *science* **336**, 1287-1291 (2012).
- [76]S. Wandel, G. Xu, Y. Yin, I. Jovanovic, Parametric generation of energetic short mid-infrared pulses for dielectric laser acceleration. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **47**, 234016 (2014).
- [77]S. Wandel, M.-W. Lin, Y. Yin, G. Xu, I. Jovanovic, Parametric generation and characterization of femtosecond mid-infrared pulses in ZnGeP2. *Opt. Express* **24**, 5287-5299 (2016).

- [78]L. von Grafenstein, M. Bock, D. Ueberschaer, K. Zawilski, P. Schunemann, U. Griebner, T. Elsaesser, 5 μm few-cycle pulses with multi-gigawatt peak power at a 1000 kHz repetition rate. *Opt. Lett.* **42**, 3796-3799 (2017).
- [79]P. Laporta, M. Brussard, Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**, 2319-2326 (1991).
- [80]M. Gong, C. Lu, P. Yan, Y. Wang, Investigations on transverse-mode competition and beam quality modeling in end-pumped lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **44**, 1009-1019 (2008).
- [81]P. K. Mukhopadhyay, K. Ranganathan, J. George, S. Sharma, T. Nathan, 1.6 W of TEM₀₀ cw output at 1.06 μm from Nd: CNGG laser end-pumped by a fiber-coupled diode laser array. *Optics & Laser Technology* **35**, 173-180 (2003).
- [82]Y. Chen, C. Kao, S. Wang, Analytical model for the design of fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers. *Optics communications* **133**, 517-524 (1997).
- [83]Z. Yang, Y. Wang, D. Xu, W. Xu, P. Duan, C. Yan, L. Tang, J. Yao, High-energy terahertz wave parametric oscillator with a surface-emitted ring-cavity configuration. *Opt. Lett.* **41**, 2262-2265 (2016).
- [84]L. M. Frantz, J. S. Nodvik, Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *Journal of Applied Physics* **34**, 2346-2349 (1963).
- [85]T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, Mode locking in solitary lasers. *Opt. Lett.* **16**, 1961-1963 (1991).
- [86]T. Brabec, C. Spielmann, F. Krausz, Limits of pulse shortening in solitary lasers. *Opt. Lett.* **17**, 748-750 (1992).
- [87]T. Brabec, P. Curley, C. Spielmann, E. Wintner, A. Schmidt, Hard-aperture Kerr-lens mode locking. *JOSA B* **10**, 1029-1034 (1993).
- [88]M. T. Asaki, C.-P. Huang, D. Garvey, J. Zhou, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.* **18**, 977-979 (1993).
- [89]R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz, K. Ferencz, Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers. *Opt. Lett.* **19**, 201-203 (1994).
- [90]A. Bartels, T. Dekorsy, H. Kurz, Femtosecond Ti: sapphire ring laser with a 2-GHz repetition rate and its application in time-resolved spectroscopy. *Opt. Lett.* **24**, 996-998 (1999).

- [91] L.-J. Chen, A. J. Benedick, J. R. Birge, M. Y. Sander, F. X. Kärtner, Octave-spanning, dual-output 2.166 GHz Ti: sapphire laser. *Opt. Express* **16**, 20699-20705 (2008).
- [92] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. (Springer, 2013), vol. 1.
- [93] F. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, Design and fabrication of double-chirped mirrors. *Opt. Lett.* **22**, 831-833 (1997).
- [94] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.* **26**, 373-375 (2001).
- [95] https://en.wikipedia.org/wiki/Chirped_pulse_amplification.
- [96] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, S. Watanabe, Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Optics Communications* **148**, 70-74 (1998).
- [97] 张志刚, 飞秒激光技术.
- [98] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Wintner, A. Schmidt, Femtosecond solid-state lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2097-2122 (1992).
- [99] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, Structures for additive pulse mode locking. *JOSA B* **8**, 2068-2076 (1991).
- [100] 谢旭东, 天津大学, (2005).
- [101] O. Martinez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region. *Ieee Journal of Quantum Electronics* **23**, 59-64 (1987).
- [102] 王勇, 柴路, 利用光线追迹法计算展宽器结构参数对色散量的影响. *量子电子学报* **17**, 193-198 (2000).
- [103] Z. Zhang, T. Yagi, T. Arisawa, Ray-tracing model for stretcher dispersion calculation. *Applied optics* **36**, 3393-3399 (1997).
- [104] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical review* **127**, 1918 (1962).

- [105] M. Baudisch, M. Hemmer, H. Pires, J. Biegert, Performance of MgO:PPLN, KTA, and KNbO₃ for mid-wave infrared broadband parametric amplification at high average power. *Opt. Lett.* **39**, 5802-5805 (2014).
- [106] Y. Chen, Y. Li, W. Li, X. Guo, Y. Leng, Generation of high beam quality, high-energy and broadband tunable mid-infrared pulse from a KTA optical parametric amplifier. *Optics Communications* **365**, 7-13 (2016).
- [107] R. R. Alfano, *The supercontinuum laser source*. (Springer, 2006).
- [108] M. Bradler, P. Baum, E. Riedle, Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μ J pump pulses. *Applied Physics B* **97**, 561 (2009).
- [109] M. Bradler, C. Homann, E. Riedle, in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*. (Optical Society of America, 2009), pp. CF7_4.
- [110] Y. Yap, M. Inagaki, S. Nakajima, Y. Mori, T. Sasaki, High-power fourth- and fifth-harmonic generation of a Nd: YAG laser by means of a CsLiB₆O₁₀. *Opt. Lett.* **21**, 1348-1350 (1996).
- [111] X. Zhang, Z. Wang, G. Wang, Y. Zhu, Z. Xu, C. Chen, Widely tunable and high-average-power fourth-harmonic generation of a Ti: sapphire laser with a KBe₂BO₃F₂ prism-coupled device. *Opt. Lett.* **34**, 1342-1344 (2009).
- [112] X. Zhang, L. Wang, X. Wang, G. Wang, Y. Zhu, C. Chen, High-power sixth-harmonic generation of an Nd: YAG laser with KBe₂BO₃F₂ prism-coupled devices. *Optics Communications* **285**, 4519-4522 (2012).
- [113] B.-Q. Chen, C. Zhang, C.-Y. Hu, R.-J. Liu, Z.-Y. Li, High-efficiency broadband high-harmonic generation from a single quasi-phase-matching nonlinear crystal. *Physical review letters* **115**, 083902 (2015).
- [114] M.-L. Ren, Z.-Y. Li, An effective susceptibility model for exact solution of second harmonic generation in general quasi-phase-matched structures. *EPL (Europhysics Letters)* **94**, 44003 (2011).
- [115] C.-Y. Hu, Z.-Y. Li, An effective nonlinear susceptibility model for general three-wave mixing in quasi-phase-matching structure. *Journal of Applied Physics* **121**, 123110 (2017).
- [116] R. Ell, G. Angelow, W. Seitz, M. J. Lederer, H. Huber, D. Kopf, J. R. Birge, F. X. Kärtner, Quasi-synchronous pumping of modelocked few-cycle Titanium Sapphire lasers. *Opt. Express* **13**, 9292-9298 (2005).

个人简历及发表文章目录

作者简介:

何会军, 男, 汉族, 生于 1992 年, 中国共产党党员。

教育背景:

2013.9 – 2018.11 中国科学院物理研究所, 固态超快激光放大, 推荐免试直接攻读博士学位

2009.9 – 2013.7 大连理工大学, 物理与光电工程学院, 光信息科学与技术, 理学学士, 排名: 1/53

获奖情况:

博士期间: 中国科学院物理研究所“所长表彰奖”、中国科学院大学优秀学生干部、中国科学院大学三好学生

本科期间: “辽宁省优秀毕业生”、国家奖学金、三菱化学奖学金(二等)、德豪润达奖学金、“校优秀三好学生”、校“学习优秀奖学金(一等)”、“校优秀团员”

已发表(或正式接受)的学术论文:

- [1] **Hui-Jun He**, Zhao-Hua Wang, Chen-Yang Hu, Jian-Wang Jiang, Shuang Qin, Peng He, Ning-Hua Zhang, Pei-Long Yang, Zhi-Yuan Li, and Zhi-Yi Wei, “520- μJ mid-infrared femtosecond laser at 2.8 μm by 1-kHz KTA optical parametric amplifier” *Appl. Phys. B* **124**, 31 (2018).
- [2] 何会军, 蒋建旺, 程梦尧, 宋贾俊, 王兆华, 方少波, 魏志义, “皮秒激光泵浦的亚 10 fs 钛宝石激光器” *光子学报*, **47**, 0914002 (2018).
- [3] Chen-Yang Hu, **Hui-Jun He**, Bao-Qin Chen, Zhi-Yi Wei, and Zhi-Yuan Li, “Theoretical solution to second-harmonic generation of ultrashort laser pulse” *J.*

Appl. Phys. **122**, 243105 (2017).

- [4] 秦爽, 王兆华, 王羨之, 何会军, 沈忠伟, 魏志义, “饱和功率密度下线性啁啾对交叉偏振波输出特性的影响” *物理学报*, **66**, 094206 (2017).
- [5] 范海涛, 王胭脂, 王兆华, 叶蓬, 胡国行, 秦爽, 何会军, 易葵, 邵建达, 魏志义 “全啁啾镜色散补偿的亚 8 fs 钛宝石激光器” *物理学报*, **64**, 144204 (2015).

致 谢

在即将踏上新的征程之际，回首我九年在外求学的历程，有过萎靡困顿，有过斗志激昂；有过顿足捶胸，有过神采飞扬。由衷地感谢一路上帮助过我的老师和同学，感谢一直以来默默陪伴我、永远支持我的家人！

首先要感谢我的导师魏志义研究员。我在大三学习激光原理时便听到任课老师提到魏志义老师是当今国内超快激光领域的领军人物，自此便萌生了要来他这里攻读博士的想法。但内心一直忐忑，担心会面临严酷的竞争。好在当时有机会当面见到魏老师，他和颜悦色地为我分析超快激光领域的发展和机遇，这个场景现在回忆起来依然历历在目。直到顺利地通过了物理所的面试，最终来到魏老师这里读博，心里的一块石头才算落下，自此踏进了超快激光的大门。在读博期间，魏老师给了我高屋建瓴的方向指导和细致入微的经验传授，在我低落时给我鼓励、在我彷徨时催我奋进。他工作认真刻苦，常常工作至凌晨，这让作为后辈的我们汗颜；在科研方面，追求完美，坚韧不拔，攻克一个又一个科学技术难题，立志赶超世界最先进的技术。他身上的优秀品质无时无刻不在感召着我向他学习，拼搏进取，勇攀高峰。感谢魏老师对我一直以来的支持、理解、帮助和信任！在新的征程上，我将取得的成就、达到的高度，都与魏老师的言传身教密不可分！

其次要感谢王兆华副研究员。进入课题组后，我跟着王老师主攻固态激光放大技术。他在超短脉冲特征诊断、超快超强激光放大、强场物理实验、光参量啁啾脉冲放大、全固态皮秒和飞秒激光放大方面都很精通，可谓全才。他能将很复杂的技术概念用很通俗的语言解释清楚，发人深省。感谢王老师一直以来的信任和提点，能跟着王老师学习是如此幸运的一件事。

感谢滕浩副研究员，他在钛宝石激光放大方面经验极其丰富，在工程化设计方面有着独到的经验和体会，给了我很大的帮助。感谢贺新奎副研究员，他理论功底雄厚，总是能一针见血地指出关键问题所在，给我纠正了很多基础概念的理解偏差。感谢赵昆副研究员，他在阿秒脉冲产生、钛宝石激光放大和光参量啁啾脉冲放大等方面有着强大的理论功底和极强的动手能力，感谢他为我实验的顺利开展出谋划策。感谢方少波副研究员，他在光参量放大和脉冲相干合成方面经验

丰富，为我钛宝石激光振荡器的实验和光参量放大的实验提供了很多便利条件，在这些方面取得的成果与他的帮助和支持不可分割。感谢常国庆研究员，他的到来为课题组注入了新鲜血液，极大地提高了大家学习基础理论的主观能动性，他谈吐幽默，让人如沐春风，给了我很大的鼓励和支持。感谢韩海年副研究员，她在光学频率梳和超快激光精密加工方面的分享让我大开眼界。感谢李德华高级工程师，他编写的 ABCD 矩阵计算软件使我能够得心应手地计算腔型。感谢刘文军副教授在可饱和吸收体辅助锁模方面分享的心得，助我对被动锁模过程有了更深的认识。

感谢沈忠伟师兄一直以来的帮助和扶持，从我大四来物理所做毕业设计起，沈忠伟师兄便开始带着我做实验，他在超快超强激光放大及对比度提升方面经验丰富，我对飞秒钛宝石激光放大的理论和实验的初始认知都是他传授的，他待人接物认真负责的态度更是深深影响着我。感谢范海涛师兄在搭建钛宝石激光振荡器和中红外 OPA 系统方面打下的坚实基础，我在这两方面所做的工作都是在他的工作基础上开展的，取得的成果与他传承给我的经验密不可分，他在参量放大的理论计算和实验设计方面有着很深的领悟，帮助我快速地学习和掌握 OPA 放大的关键所在。感谢何鹏师兄在展宽器和压缩器设计以及钛宝石激光放大方面传授的宝贵经验，他在展宽器和压缩器设计、再生腔型设计和高功率钛宝石激光放大方面有着丰富的实战经验，每次和他交流都让我受益匪浅。感谢秦爽师兄在搭建钛宝石激光振荡器、展宽器和压缩器设计方面提供的帮助，感谢他为我前期开展 OPA 实验提供的实验条件，与他一起调节钛宝石激光多通放大器的经历令人难忘；感谢吕志国师兄在我遇到问题停滞不前时给我悉心的指导和帮助，给我必能克服困难的信心，他待人诚恳、与人为善的品格深深打动着我；感谢于子蛟师兄在固态激光器锁模方面传授的经验，尤其感谢他分享的科研体会和职业规划；感谢黄杭东师兄，他在超短脉冲脉宽诊断和测量方面花费了大量精力，为大家建立测试平台，帮助我诊断脉冲压缩情况的好坏；感谢刘阳阳师兄在超连续激光产生理论和实验方面的指导，他在干涉自相关仪的使用方面给了我很大的帮助；感谢孟祥昊同学，他精通光参量作用的理论，为我开展参量变换的工作提供了重要建议，他熟练掌握各类测量仪器，耐心地教我测量光束质量和激光脉宽等激光参数，他定期浏览主流期刊发表的文章，对时代潮流发展有精准的把握，这是我不可企及

的；感谢杨佩龙同学，他在中红外激光的产生和参数测量方面给了我很大的帮助，他精通超快光纤激光放大，并在光纤非线性光学方面有坚实的理论基础和实战经验，每每听他系统地讲解某些问题，便能让人豁然开朗，顿生听君一席话胜读十年书之感；感谢王立娜同学，她与我同时进入课题组学习和工作，在专业课程学习方面给了我很大的帮助；感谢蒋建旺，他在我搭建钛宝石激光振荡器、再生放大器和红外 OPA 系统方面提供了重要的帮助，在他协助我的一年时间里为我做好了各方面的基础工作，使得实验能够顺利开展；感谢程梦尧在机械设计方面给予的强力帮助，他在此方面的努力对我在全固态激光设备化研究方面的工作不可或缺；感谢杨帅、王羨之和宋贾俊，他们在我搭建皮秒激光系统中提供了重要的帮助，他们认真刻苦的科研态度让我十分钦佩；感谢梁玥瑛和刘励强，他们在高功率钛宝石激光系统的维护和升级方面做出了很大的贡献，为我开展白光激光产生的实验奠定了基础；感谢叶蓬师兄和汪礼峰师兄在我遇到困难时给我的鼓励和支持，感谢钟诗阳师兄专门编写 matlab 程序为我答疑解惑，感谢王庆师兄手把手带着我调试皮秒激光振荡器和放大器，感谢刘成师兄教我如何调整光栅的姿态，感谢赵研英师姐和张青师姐在搭建超宽带钛宝石激光振荡器方面提供的经验和调试技巧，感谢王楠师兄在参量放大理论计算方面的指点，感谢玄洪文师兄在固态激光放大方面提供的学习资料和宝贵建议，感谢刘家兴师兄在皮秒激光泵浦钛宝石激光振荡器方面提供的经验指导，感谢张永东师兄在固态激光的市场应用方面分享的宝贵经验，感谢王鹏师兄在调节飞秒 OPA 方面的现场演示和教学，感谢彭英楠师姐在薄片激光产生和放大方面分享的令人耳目一新的概念和方法，感谢中国物理 B 期刊的编辑徐丽雯老师对我英文论文写作的指导。还要感谢运晨霞师姐、张伟师兄、郭淑艳师姐、张龙师兄、王睿师兄、张金伟师兄、侯磊师兄、朱政师兄、卜祥宝师兄、林青峰师兄、魏龙师兄、朱政师兄、庞利辉师姐、田文龙师兄、张宁华师兄、谢阳师兄，谢谢你们对我的关怀和帮助，让我尽快地融入 L07 大家庭；感谢黄沛、江昱佼、张志远、孙芯彤、张子越、贾浩天、胡呈峰、范振凯、汪会波、许思源、于洋、高亦谈、胡忠棋、邢宇鹏、邵晓东、苏亚北、吕仁冲、曹艳芳、王佶、王媛媛、张瑶，与你们并肩作战的日子令人难忘，祝愿你们在科研和工作上越挫越勇、开创新天地。感谢财务王敏佳的帮助，她行事认真可靠、办事效率高，为我们解决了很多问题，在生活上关心关怀每个同学，永

远是大家心中可敬可爱的庆嫂；感谢陈超在电子仪器以及机械设计加工方面提供的鼎力支持，为我们开展产业化设备研究打下了坚实的基础。

感谢 L01 组的胡晨阳同学，与他在研一共同学习非线性光学时结识，他理论功底扎实、科研业务能力强，为人恭谨、谦谦君子，既是乐手，又是画师，与他相处让人充分领会科学与艺术结合之美。感谢我研一的舍友王东飞、杨超、黄海波、李杰民、李琨琨、马建兵、潘伯津、宋晨之、徐航宇和李航，于雁栖湖集中学习的一年与你们在一起收获了太多的欢乐，西 A221 承载了我太多的回忆，与你们的友谊我倍加珍惜！感谢我的舍友赵鑫，他博览群书、雄才大略，纵论古今中外、针砭时政利弊，与他畅聊会让我沉浸于中华上下五千年文明之美；感谢 A. D. 爱乐学社的徐航宇、胡晨阳、冯中沛、邓宏芑、刘帅、胡丹青、毛义元、王洁素、江昱佼、黄沛、宋晨之、张中海、刘欣阳和云昕等小伙伴，与你们一起办演唱会让我充分体味着青春的色彩，为我的求学生涯画上浓墨重彩的一笔。

感谢我的父母和姐姐，我倾尽一生也难以回报你们的养育之恩。你们构建了温暖的港湾，让我顺利地从小嫩懵懂成长为成熟坚强。出外求学至今已近九年，工作越来越忙，回家的次数越来越少，感谢你们一直为我默默地付出、坚定地支持我，愿姐姐青春永驻，祝爸妈福寿安康！而今我已成家，即将立业，不求功成名就，但求不负韶华！感谢我的妻子吴宇，很幸运在 A. D. 爱乐学社期间与你相识、相知、相爱。在这几年里，我们分担寒潮、风雷、霹雳，我们共享雾霭、流岚、虹霓。你的包容和理解是我的阳光和春雨，你的支持和鼓励是我坚定不移、矢志向前的最大动力。我愿一生为你画眉，终身相依！

红日初升，其道大光。河出伏流，一泻汪洋。潜龙腾渊，鳞爪飞扬。乳虎啸谷，百兽震惶。鹰隼试翼，风尘翕张。奇花初胎，矞矞皇皇。干将发硎，有作其芒。天戴其苍，地履其黄。纵有千古，横有八荒。前途似海，来日方长。

美哉我少年中国，与天不老！壮哉我中国少年，与国无疆！

——梁启超《少年中国说》

何会军

2018 年 11 月