



Y3728843



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

大能量全固态皮秒激光系统及其非线性效应研究

作者姓名: 黄玉涛

指导教师: 赵天卓 研究员

中国科学院空天信息创新研究院

学位类别: 工学博士

学科专业: 光学工程

研究所: 中国科学院空天信息创新研究院

2020年6月

**Research on High Energy All-Solid Picosecond Laser System
and Its Nonlinear Effect**

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

By

Huang Yutao

Supervisor: Professor Zhao Tianzhuo

**Aerospace Information Research Institute,
Chinese Academy of Sciences**

June 2020

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： 黄玉涛

日期： 2020.06.01

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。

涉密的学位论文在解密后适用本声明。

作者签名： 黄玉涛

日期： 2020.06.01

导师签名：

日期：

赵平
2020.6.1

摘 要

全固态皮秒激光系统具有光谱窄、结构简单、系统稳定的特点,使其能够作为强激光光源应用到超远激光测距、光学参量啁啾脉冲放大等领域。本文针对百毫焦全固态皮秒激光系统进行了深入研究。通过理论模拟和实验,对主振荡器功率放大(MOPA)过程中半导体可饱和吸收反射镜(SESAM)锁模的长期稳定性、放大过程中的信噪比控制、大口径激光二极管侧泵模块中的波前畸变控制及补偿等问题进行了详细研究,研制出1 kHz/65.4 mJ/600 ps 和100 Hz/363 mJ/63 ps 两款大能量、高光束质量的皮秒激光系统。同时针对大能量皮秒激光系统中的受激拉曼效应和克尔效应,进行了深入的理论和实验研究。本文的主要内容与研究成果如下:

1. 研究了固体锁模振荡器 SESAM 的损伤机制,基于 SESAM 锁模理论设计了可长期稳定运转的皮秒锁模振荡器;利用 Loder milk-Murray 放大模型模拟分析出再生放大过程中各工作参数对能量提取及能量稳定性的影响,并在设计的高增益 Nd:YAG 再生放大器中进行验证;建立了多脉冲放大模型,实现了对放大过程中信噪比变化情况的模拟分析,并利用分析结果指导高信噪比皮秒激光系统的设计。首次提出等腔长法消除再生放大过程的伴随脉冲,获得了无伴随脉冲的再生放大激光。

2. 首次分析了高峰值功率放大过程中的受激拉曼效应和晶体热断裂对端面泵浦 Nd:YVO₄ 放大器工作性能的影响。通过理论模拟发现,抑制受激拉曼散射过程和避免晶体热断裂的过程会限制高峰值功率 Nd:YVO₄ 放大器中的端面泵浦功率。研制出了无受激拉曼散射过程的 1 kHz 高峰值功率百皮秒 Nd:YVO₄ 激光系统,该 Nd:YVO₄ 激光系统的最大输出能量为 65.4 mJ,脉冲宽度为 600 ps,脉冲峰值功率为 109 MW。激光脉冲的光束质量 M^2 小于 1.6,信噪比优于 42 dB。采用 LBO 晶体对该 Nd:YVO₄ 激光系统进行了腔外倍频,获得了 40.5 W 的 532 nm 绿光,532nm 绿光的功率稳定性为 0.28% (RMS, 1 hour)。

3. 从非线性传输方程出发,详细研究了克尔效应对高峰值功率皮秒激光的空间光束和光谱的影响,结合实验探究了控制自聚焦效应引起的空间非线性相移 (B 积分) 和自相位调制引起的时间非线性相移 ($|\phi_{spm}|$) 的方法,并在上述理

论和实验的研究结果基础上研制出无啁啾脉冲放大的高脉冲能量皮秒激光系统。该激光系统采用主振荡器功率放大方案,包括 Nd:YVO₄ 锁模振荡器、LD 端面抽运 Nd:YAG 再生放大器、Ø6.35 mm 双程放大器和 Ø15 mm 双程放大器。最终获得了 100 Hz/363 mJ/63 ps 的 1064 nm 激光脉冲,激光脉冲的峰值功率为 5.7 GW。该激光系统利用多维环形激光二极管阵列实现 Ø15 mm Nd:YAG 增益模块的均匀泵浦,采用中继成像望远镜对热致像差进行稳态补偿,获得了光束质量 $M^2 < 2.2$ 的近高斯光束。通过再生放大器中的标准具进行频谱滤波和主放大器中的低峰值功率强度放大降低自相位调制效应,获得了 0.17 nm 的窄光谱脉冲。该高脉冲能量皮秒激光系统具有光束质量好、带宽窄等优点,将有望成为超远距离激光测距的理想光源。

关键词: 皮秒激光器, 非线性效应, 受激拉曼效应, 自聚焦, 自相位调制

Abstract

All-solid-state picosecond laser system has the characteristics of narrow spectral width, simple structure, stable and reliable system. It is used as a high power laser light source for ultra-remote laser ranging and optical parametric chirped pulse amplification. In this paper, picosecond laser system with more than 100 mJ was studied in depth. Through theoretical simulations and experiments, The problems during the main oscillator power amplification (MOPA) process of the long-term stability of SESAM mode-locking, the signal-to-noise ratio control during the amplification process, and the wavefront distortion control and compensation in the large-diameter laser diode-side pump module, etc. are studied in detail. And two high-energy, high-beam-quality picosecond laser systems with 1 kHz / 65.4 mJ / 600 ps and 100 Hz / 363 mJ / 63 ps are developed. At the same time, the Stimulated Raman effect and Kerr effect in picosecond laser were studied theoretically and experimentally. The main content and research results of this article are as follows:

1. The damage mechanism of the solid-state mode-locked oscillator is studied. A picosecond mode-locked oscillator capable of long-term stable operation is designed based on the SESAM mode-locking theory. The Loder milk-Murray amplification model is used to simulate and analyze the influence of the working parameters during the regeneration amplification to energy extraction and energy stability, and it is verified in the designed high-gain Nd:YAG regenerative amplifier. A multi-pulse amplification model is established to realize the simulation analysis of the signal-to-noise ratio change during the amplification process, and the analysis results are used to guide the design of high signal-to-noise ratio picosecond laser system. For the first time, the accompanying pulses of the regeneration amplification process were eliminated by the equal cavity length method, and the regenerative amplifying laser output without the accompanying pulses was obtained.

2. The effects of stimulated Raman effect and crystal thermal fracture on the performance of the end-pumped Nd:YVO₄ amplifier during high peak power amplification are analyzed for the first time. Theoretical simulations show that the process of suppressing stimulated Raman scattering and avoiding thermal fracture of the crystal will be limited to the end-pump power in the high peak power Nd:YVO₄ amplifier. A max output energy of 65.4 mJ without significant stimulated Raman

scattering (SRS) process is obtained with a pulse duration of 600 ps, corresponding to a pulse peak power of 109 MW. Laser pulses from this system have good beam quality, where $M^2 < 1.6$, and the excellent signal to noise ratio is more than 42 dB. By frequency doubling with an LBO crystal, 532 nm green light with an average power of 40.5W and a power stability of 0.28% (RMS) in one hour are achieved.

3. Based on the nonlinear transmission equation, the influence of Kerr effect on the spatial beam and spectrum in the high peak power picosecond laser system is studied in detail. Combined with experiments, the methods to control the spatial nonlinear phase shift (B integral) caused by the self focusing effect and the temporal nonlinear phase shift ($|\phi_{spm}|$) caused by the self phase modulation are explored. Through the above theoretical and experimental research results, a high-pulse-energy and high-beam-quality Nd:YAG laser system was developed based on a master oscillator power amplifier scheme, which contained a Nd:YVO₄ mode-locked oscillator, an LD-end-pumped Nd:YAG regenerative amplifier, a Ø6.35 mm double-pass amplifier and two Ø15 mm double-pass amplifiers. Laser pulses with an energy of 363 mJ and a pulse duration of 63 ps were obtained at a repetition rate of 100 Hz corresponding to peak power about 5.76 GW. The energy stability was 1.67% (RMS, 30 min). By controlling uniform pump in Ø15 mm Nd:YAG gain modules with multiple direction ring laser diode array and stationary compensation of thermally induced aberration with relay imaging telescopes, a near-Gaussian beam with good beam quality of $M^2 < 2.2$ was achieved in this laser system. Further, a narrow bandwidth with 0.17 nm via efficient spectrum filtering in regenerative amplifier and low peak power intensity amplification was achieved. This high-pulse-energy picosecond laser system with good beam quality and narrow bandwidth will be an attractive light source for ultra-remote laser ranging.

Key Words: picosecond laser, nonlinear effect, stimulated Raman effect, self-focusing, self-phase modulation

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 课题研究目的和意义.....	1
1.2 大能量全固态皮秒系统国内外研究进展.....	2
1.3 全固态皮秒系统中非线性效应的研究进展.....	10
1.3.1 受激拉曼效应的国内外进展.....	10
1.3.2 克尔效应的国内外研究进展.....	12
1.4 本论文的研究内容.....	20
第 2 章 全固态皮秒激光器的基本理论.....	23
2.1 SESAM 锁模理论.....	23
2.1.1 SESAM 的时间特性.....	24
2.1.2 SESAM 的工作参数.....	26
2.1.3 SESAM 锁模工作过程.....	29
2.1.4 SESAM 长期稳定运转.....	30
2.2 皮秒脉冲的放大理论.....	31
2.2.1 脉冲放大模型.....	31
2.2.2 多程放大.....	32
2.3 皮秒放大过程中非线性效应.....	33
2.3.1 受激拉曼散射.....	33
2.3.2 克尔效应.....	34
第 3 章 皮秒 MOPA 系统的关键技术.....	39
3.1 SESAM 无损伤运转的皮秒锁模振荡器研究.....	39
3.1.1 SESAM 无损伤运转的皮秒锁模振荡器.....	39
3.1.2 皮秒锁模振荡器的计算模拟.....	40
3.1.3 实验结果与讨论.....	43
3.2 高增益稳定输出再生放大器研究.....	46
3.2.1 高增益稳定输出再生放大器.....	46
3.2.2 再生放大器计算模拟.....	47
3.2.3 实验验证及分析.....	55
3.3 皮秒激光放大过程中信噪比研究.....	59

3.3.1 放大过程中信噪比分析.....	59
3.3.2 放大过程中信噪比实验验证及分析.....	65
第 4 章 皮秒激光系统的受激拉曼效应.....	75
4.1 Nd:YVO ₄ 百皮秒激光系统.....	75
4.2 放大过程中受激拉曼效应研究.....	77
4.3 Nd:YVO ₄ 百皮秒激光系统的性能指标.....	80
第 5 章 大能量皮秒系统的克尔效应.....	85
5.1 百毫焦 Nd:YAG 皮秒系统.....	85
5.2 15mm 侧泵模块热致像差研究.....	87
5.2.1 自聚焦效应对再生腔模的影响分析.....	91
5.2.2 自聚焦效应对行波放大影响的研究分析.....	94
5.3 高峰值功率放大中自相位调制对光谱的研究分析.....	95
5.3.1 自相位调制对光谱的影响.....	95
5.3.2 自相位调制抑制和补偿研究.....	97
5.4 MOPA 激光系统输出特性.....	102
第 6 章 总结与展望.....	107
6.1 论文主要工作.....	107
6.2 论文创新点.....	108
6.3 后续工作展望.....	109
参考文献.....	111
致 谢.....	117
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果.....	119

图目录

图 1.1 皮秒激光系统 MOPA 放大技术路线	2
图 1.2 200 mJ/5 kHz/1.1 ps Yb:YAG 皮秒激光系统	4
图 1.3 500 mJ×2/100 Hz/2 ps Yb:YAG 皮秒激光系统	5
图 1.4 1 J/500 Hz/3.8 ps Yb:YAG 皮秒激光系统	5
图 1.5 0.5 mJ/1 kHz/577 ps Nd:YVO ₄ 激光器	6
图 1.6 0.9 mJ (7 个脉冲) /10 Hz/113 ps Nd:YAG 掠入射板条放大器	7
图 1.7 130 mJ/300 Hz/64 ps Nd:YAG 皮秒激光系统	8
图 1.8 130 mJ×4/1 kHz/95 ps Nd:YAG 皮秒激光系统	9
图 1.9 316.5 mJ/100 Hz/50 ps Nd:YAG 皮秒激光系统	9
图 1.10 430 mJ/200 Hz/100 ps Nd:YAG 皮秒激光系统	10
图 1.11 Nd:YVO ₄ 皮秒板条放大系统及放大前后光谱的变化情况 ^[59]	15
图 1.12 130 mJ/300 Hz/90 ps Nd:YAG 皮秒激光系统及放大后的光斑分布	15
图 1.13 80 mJ/1 kHz/ 50 ps Nd:YAG 皮秒激光系统	16
图 1.14 利用 GaAs 补偿克尔效应的实验光路以及补偿效果	17
图 1.15 级联非线性效应对克尔效应补偿效果对比	18
图 1.16 再生放大腔对自相位调制补偿实验验证以及后续放大效率的对比	19
图 2.1 SESAM 结构示意图	23
图 2.2 半导体可饱和吸收体的时间特性	24
图 2.3 不同驰豫时间下, 吸收函数 $A(t)/A_0$ 随时间的变化情况	25
图 2.4 SESAM 反射率和脉冲通量关系曲线	26
图 2.5 双光子吸收对非饱和损耗 A_{ns} 的影响	27
图 2.6 SESAM 反射率随脉冲通量的变化情况	28
图 2.7 泵浦-探针法测量恢复时间	28
图 2.8 自相位调制对脉冲位相和光谱的影响	35
图 2.9 强光在经过克尔介质时形成自聚焦效应的示意图	35
图 3.1 皮秒锁模振荡器实验装置示意图	40
图 3.2 腔内脉冲能量和输出功率随输出镜透过率变化曲线	41

图 3.3 锁模振荡器腔内模式分布示意图.....	42
图 3.4 增益晶体和 SESAM 上的光斑随热透镜焦距的变化	42
图 3.5 连续锁模时, 振荡器输出功率随泵浦功率的变化.....	44
图 3.6 皮秒脉冲的时间和频谱信号.....	45
图 3.7 皮秒脉冲的时间特性和光谱特性。(a)自相关曲线;(b)光谱图	45
图 3.8 长期稳定性实验前后的 SESAM 表面情况。(a) 实验前;(b) 实验后	46
图 3.9 再生放大器实验装置示意图.....	46
图 3.10 再生腔等效图.....	47
图 3.11 再生腔内光斑分布模式图.....	48
图 3.12 增益晶体上光斑半径随晶体热透镜焦距的变化.....	49
图 3.13 放大过程中放大能量与增益信号随放大次数的变化情况.....	50
图 3.14 不同种子能量对峰值能量及其放大次数的影响.....	51
图 3.15 不同初始小信号增益对峰值能量及其放大次数的影响.....	51
图 3.16 不同单程透过率对峰值能量及其放大次数的影响.....	52
图 3.17 不同增益恢复系数对峰值能量及其放大次数的影响.....	52
图 3.18 注入能量波动对输出能量的影响.....	54
图 3.19 初始小信号增益波动对输出能量的影响.....	54
图 3.20 不同放大程数工作时对初始小信号增益波动引起能量波动的影响.....	55
图 3.21 再生放大器输出能量随放大程数的变化.....	57
图 3.22 优化后多程放大器模型模拟能量与增益信号随放大次数的变化情况... ..	57
图 3.23 不同放大程数下的能量稳定性。	58
图 3.24 再生放大器放大程数为 44 次时, 30 min 烤机过程中能量变化	58
图 3.25 再生放大器放大程数为 54 次时, 30 min 烤机过程中能量变化	58
图 3.26 皮秒系统中噪声脉冲对测距的影响.....	59
图 3.27 信号脉冲、噪声脉冲能量及信噪比随不同放大程数时的变化.....	61
图 3.28 信号、噪声脉冲对多程放大中信噪比的影响.....	61
图 3.29 初始小信号增益对多程放大信噪比的影响.....	62
图 3.30 不同注入脉冲能量时信噪比变化情况.....	63
图 3.31 Nd:YVO ₄ 晶体下不同初始信号对信噪比及峰值能量的影响.....	64

图 3.32 放大后信噪比 R_{out} 随初始小信号增益 G_0 的变化情况	65
图 3.33 再生放大器结构示意图	65
图 3.34 再生放大器输出的噪声脉冲	66
图 3.35 再生放大器输出激光的自相关波形	68
图 3.36 再生放大器不同关门时刻输出激光为自相关波形	69
图 3.37 再生放大腔和锁模振荡器腔长完全相等时, 不同关门时刻再生放大器自相关波形	69
图 3.38 主放大器放大级各放大后信噪比及能量变化情况	71
图 3.39 再生放大器作为预放大器时, 各放大器的信噪比和从脉冲能量变化	72
图 3.40 最大输出能量的时间信噪比	72
图 3.41 100 Hz/363 mJ 大能量皮秒激光系统输出激光的时间信噪比	73
图 4.1 1 kHz/65 mJ 百皮秒激光系统方案示意图	76
图 4.2 高强度激光通过 Nd:YVO ₄ 晶体时产生的 1 阶斯托克斯拉曼光谱	77
图 4.3 端面泵浦 Nd:YVO ₄ 放大器最大泵浦功率随放大激光强度的变化情况	79
图 4.4 百皮秒激光系统输出 65.4 mJ 时的光谱图	80
图 4.5 振荡器和通过放大系统后的激光光谱	81
图 4.6 振荡器激光脉冲宽度和通过放大系统后的激光脉冲宽度	81
图 4.7 各级放大器光斑分布	82
图 4.8 光束质量 M^2 。(a)振荡器, (b)经放大系统后	82
图 4.9 绿光的长时间工作功率测试	83
图 4.10 绿光的光束质量 M^2 因子	83
图 5.1 100 Hz/363 mJ 皮秒激光系统技术方案	85
图 5.2 15 mm 侧泵增益模块的内部结构图	87
图 5.3 $\varnothing 15$ mm 增益模块小信号增益和储能随泵浦电流的变化	88
图 5.4 在 110A 的抽运电流下, 通过 $\varnothing 15$ mm 增益模块后波前畸变	89
图 5.5(a)离焦和热透镜, (b)45°像散和光束质量 M^2 与泵浦电流的关系。	89
图 5.6 $\varnothing 15$ mm 增益模块在 110A 电流下工作时, 热稳态畸变补偿后的分布情况	90
图 5.7 能量放大器中(a) 助推放大器 BA, (b) 主放大器 MA-1, (c) 主放大器	

MA-2 的光斑分布。	91
图 5.8 再生放大器中增益介质和电光晶体上光斑随 γ_k 变化情况.....	92
图 5.9 再生腔端镜处光斑随输出脉冲能量变化情况。	93
图 5.10 放大脉冲的峰值功率对再生腔模的影响.....	94
图 5.11 自聚焦效应对光斑分布的影响.....	95
图 5.12 非线性相移 $ \phi_{spm} $ 对光谱的影响.....	96
图 5.13 经自相位调制后光谱不对称展宽.....	96
图 5.14 不同放大程数下光谱的演变过程.....	97
图 5.15 插入四分之一波片前后, 再生放大器光谱变化.....	98
图 5.16 倍频过程中, 相位失配带来基频光强度和引入附加位相的变化.....	99
图 5.17 LBO 不同控温温度时, 光谱宽度和绿光功率变化情况.....	100
图 5.18 (a) 种子脉冲光谱分布, (b) 能量为 2.5 mJ 时无标准具的再生脉冲光谱分布, (c) 能量为 2.5 mJ 时有标准具的再生脉冲光谱分布	101
图 5.19 (a) 经助推放大器后脉冲 (黑色), (b) 经主放大器第一级放大后脉冲 (蓝色) 和(c) 经主放大器第二级放大后脉冲 (红色) 的光谱分布。	102
图 5.20 MOPA 放大过程输出能量和能流密度	102
图 5.21 Nd:YAG 激光系统最终输出指标	104
图 5.22 百毫焦皮秒激光系统产品样机.....	105
图 5.23 中山大学珠海校区天琴计划激光测距台站.....	105
图 5.24 月球表面 apollo15 反射镜的激光回波信号.....	106

表目录

表 2.1 皮秒系统中常用晶体的非线性折射率系数.....	36
表 3.1 不同型号 SESAM 的非饱和损耗和调制深度	41
表 3.2 不同初始信噪比峰值能量时信噪比变化情况.....	62
表 3.3 不同单程透过率时信噪比变化情况.....	63
表 5.1 激光系统中各放大系统的 B 积分值.....	95
表 5.2 百毫焦皮秒激光系统的关键性能指标.....	104
表 5.3 国际上各激光测月台站激光光源主要参数对比.....	106

第 1 章 绪论

1.1 课题研究目的和意义

利用锁模技术可以获得脉宽为皮秒或飞秒量级的超短激光脉冲。但由于锁模器件及泵浦技术的限制，超短脉冲技术发展及应用进展缓慢。1966年，De Maria 等人首次在固体激光器上实现了被动锁模，直至20世纪90年代后，半导体可饱和吸收镜(Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM)锁模技术^[1]和激光二极管(Laser Diode, LD)泵浦技术^[2]的出现、发展和成熟，才使得超短脉冲技术迅速发展。目前激光二极管泵浦的全固态超短激光器已成为激光技术领域研究的热点之一。

皮秒激光脉冲具有窄的脉冲宽度，高的峰值功率（可达GW），窄的光谱带宽（ $<0.5\text{ nm}$ ），高的重复频率（可到数十MHz）。脉冲能量在毫焦~百毫焦量级的全固态皮秒激光器在科学研究、工业加工、医疗器械、国防军工等领域应用广泛。百毫焦的皮秒激光可实现测距精度为毫米量级的月球激光测距（Lunar Laser Ranging, LLR）^[3]；单脉冲能量为焦耳量级的皮秒激光可作为光参量啁啾脉冲飞秒放大系统（Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, OPCPA）的泵浦光源^[4]；此外，皮秒激光脉冲与材料相互作用后使材料由固体直接气化，不产生热影响区和热迸溅，能够将加工精度提高至 μm 或 nm 量级，使得皮秒激光器在超精细加工方面表现出相当诱人的应用前景^[5]。对以皮秒激光为代表的超短激光加工技术进行深入研究对于我国从制造业大国向制造业强国的转变具有重大意义。

受限于光学元件的损伤阈值等因素，直接从锁模振荡器和调Q振荡器中获得的皮秒脉冲激光的单脉冲能量通常为nJ或数十 μJ 量级。若要提高脉冲能量，获得性能优良的高峰值功率皮秒激光，振荡器+预放大器（再生放大/多程放大）+主放大器（能量放大）的MOPA技术路线是最好的方式，如图 1.1所示。预放大器采用再生放大器或多程放大器等多次放大的方法，通过对皮秒脉冲进行数次或数十次的放大，获得 $10^3\sim 10^7$ 倍的能量增益，放大后的能量通常在毫焦量级。主放大器一般包含多级，每级放大器处于饱和放大状态，信号激光通过单程放大和双程放大便可充分提取增益介质储存的能量。通过主放大器可将脉冲能量提高至

数十mJ~数百mJ，峰值功率可到数GW。



图 1.1 皮秒激光系统 MOPA 放大技术路线

Fig 1.1 Technical route of MOPA amplification in picosecond laser system

但在MOPA放大过程中皮秒脉冲的性能会下降，例如泵浦过程中的热效应和元器件自身的缺陷会引入波前畸变导致激光光束质量的劣化。在提高皮秒激光脉冲能量的过程中，需要着重考虑如何保证激光的光束质量、时间信噪比等性能。同时在皮秒系统中的脉冲峰值功率达到百MW~GW时，各种非线性效应问题随之而来，对激光系统的性能和运行安全都会产生严重影响。因此，本文开展的大能量全固态皮秒激光系统及其非线性效应研究不仅有着重要的学术价值，而且具有非常重要的实用意义。

1.2 大能量全固态皮秒系统国内外研究进展

以钛宝石晶体结合啁啾脉冲放大（Chirped Pulse Amplification, CPA）技术为代表的第二代飞秒激光技术和以OPCPA技术为代表的第三代飞秒激光技术能够实现脉冲能量焦耳量级、峰值功率拍瓦（ 10^{15} 瓦）量级的超强激光输出。这些超强激光光源代表了人类激光技术的最先进水平，但复杂的系统、庞大的体积和昂贵的成本，限制了这些超强激光器的普及和广泛应用。掺杂钕（Nd）、镱（Yb）、铒（Er）、铥（Tm）和铥（Ho）等稀土元素的固体激光材料，其激活离子的吸收光谱与激光二极管（LD）的发射光谱匹配，LD可以直接泵浦该类固体激光材料，减少了能量传递过程，提高了激光转化效率。基于这些固体激光材料的激光系统的复杂度和成本也随之大幅度降低。这类激光器的工作波段一般在1微米左右，可通过非线性过程扩展到紫外波段或中红外波段，在工业加工、科研、医疗等领域具有广泛应用。

在已报道的LD泵浦的皮秒激光系统主要是采用掺镱（Yb）和掺钕（Nd）增益介质来实现的。Yb:YAG晶体由于具有低的量子亏损、高的泵浦效率和优良

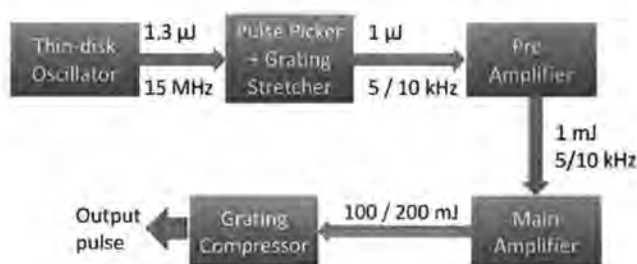
的物理结构，常被用于产生和放大高重复频率、高脉冲能量的激光脉冲。

2005 年，美国雷声公司的 Eric P 等人报道了 LD 泵浦的被动调 Q 微片 Yb:YAG 激光器，输出的激光脉冲宽度为 1 ns，能量为 68 μJ ，重复频率为 10 kHz，平均功率为 700 mW。此微片激光器以 TEM₀₀ 基模运转，峰值功率可达 66 kW^[6]。

2012 年，美国 NASA 的 Anthony 等人报道了一种基于 Yb:YAG 晶体的 MOPA 激光器。主振荡器 (MO) 是二极管泵浦的微片 Yb:YAG 激光器，输出 ~100 μJ /800 ps/10 kHz 的激光脉冲。功率放大器 (PA) 基于平面波导设计，在 1030 nm 的波长下实现 16 W 的平均功率输出，脉冲能量为 1.6 mJ^[7]。

常温下的 Yb:YAG 晶体为准三能级系统，具有较高的激光泵浦阈值，所以常温下的 Yb:YAG 晶体很难获得高脉冲能量的激光。对 Yb:YAG 晶体进行低温制冷可以将其转变为四能级系统从而降低激光泵浦阈值，薄片结构结合低温制冷方式可以有效改善散热，提高可允许的泵浦功率。另外，Yb:YAG 晶体具有宽的增益光谱 (~6 nm)，易于使用啁啾脉冲放大 (CPA) 技术展宽脉冲宽度降低放大过程的激光强度，从而避免元器件的峰值损伤及降低非线性效应带来的影响^[8]。采用上述技术，可使得 Yb:YAG 皮秒激光器系统的能量获得极大突破。

2017 年，德国慕尼黑大学的 Nubbemeyer 报道了一种基于 CPA 放大技术的 Yb:YAG 薄片皮秒激光系统^[9]。其脉冲能量为 200 mJ，重复频率为 5 kHz，满功率下的脉冲宽度为 1.1 ps，光谱带宽为 1.5 nm，其放大链路如图 1.2(a)所示。主放大器为包含两个 Yb:YAG 薄片的再生放大环形腔结构，如图 1.2(b)所示。每个薄片均由二极管激光系统泵浦，在 969 nm 波长下提供高达 3.5 kW 的泵浦功率。激光系统在平均输出功率超过 1 kW 时仍具有极佳的光束质量 ($M^2 \sim 1.1$)。



(a)

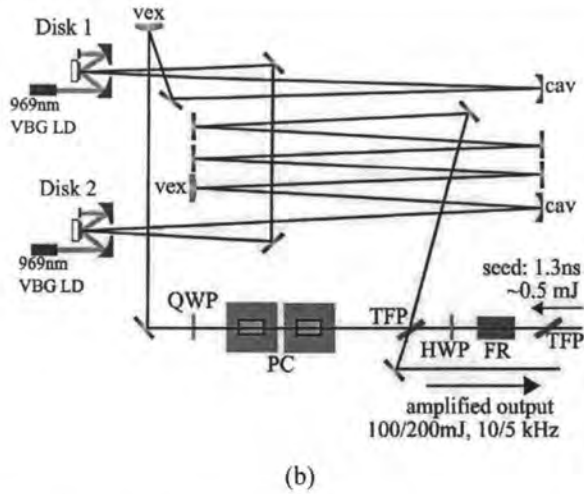
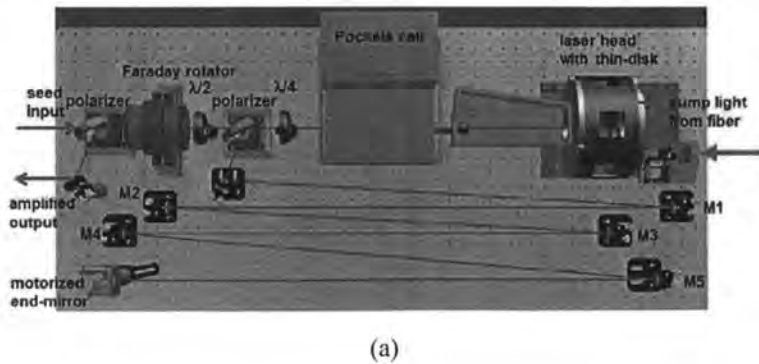


图 1.2 200 mJ/5 kHz/1.1 ps Yb:YAG 皮秒激光系统^[9], (a)放大链路; (b)再生放大环形腔结构
 Fig 1.2 200 mJ / 5 kHz / 1.1 ps Yb: YAG picosecond laser system, (a) amplification link; (b) regeneration amplification ring structure

2016 年, 德国柏林的马克斯·波恩研究所的 Jung 等人报道了一种采用 CPA 技术的 Yb:YAG 薄片再生激光系统^[10], 如图 1.3(a)所示。在 100 Hz 时的脉冲能量为 200 mJ, 脉冲宽度为 1.8 ps, 光谱带宽为 1.1 nm。同年, 该研究组进一步报道了脉冲能量更高的皮秒激光系统^[11], 在图 1.3(a)所示的再生放大器基础上增加了主放大器, 如图 1.3(b)所示。该皮秒激光系统最终可以提供总能量为 1 J 的两束超强激光光束, 每束激光的能量为 500 mJ, 重复频率为 100 Hz, 脉冲宽度为 2 ps、光谱带宽为 0.8 nm。



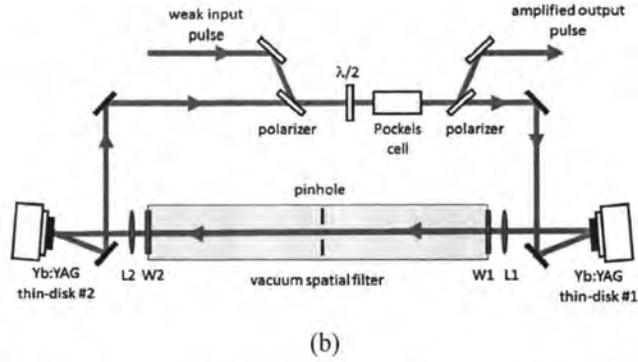


图 1.3 500 mJ×2/100 Hz/2 ps Yb:YAG 皮秒激光系统^[10,11], (a)再生放大器; (b)主放大器
 Fig 1.3 500 mJ × 2 / 100 Hz / 2 ps Yb: YAG picosecond laser system, (a) regenerative amplifier;
 (b) main amplifier

2016 年,美国科罗拉多州立大学的 Baumgaren 等人报道了低温冷却 Yb:YAG 薄片的 CPA 激光系统,如图 1.4 所示。该激光系统在 500 Hz 的高重复频率下输出的激光脉冲的能量为 1 J, 脉冲宽度为 3.8 ps, 光谱带宽为 0.36 nm^[12]。

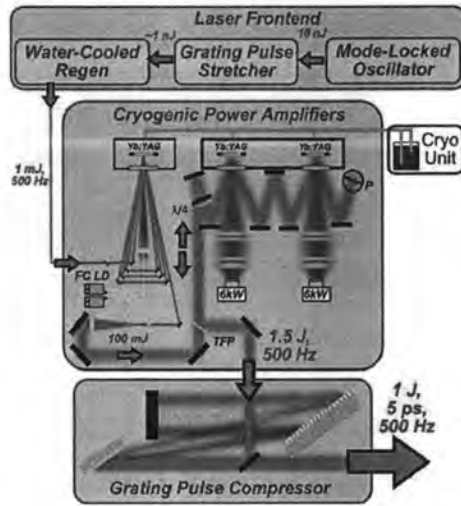


图 1.4 1 J/500 Hz/3.8 ps Yb:YAG 皮秒激光系统^[12]
 Fig 1.4 1 J / 500 Hz / 3.8 PS Yb: YAG picosecond laser system

上述 Yb:YAG 皮秒激光系统采用 CPA 技术后实现了高重复频率下的高脉冲能量输出,但其较宽的光谱带宽限制了其在有窄光谱需求的领域的应用。通常在远程激光测距中会使用窄带宽 (~0.15 nm) 的滤波器抑制背景噪声^[13]。若上述

Yb:YAG 皮秒激光系统被应用于远程测距, 激光脉冲光谱宽度将会超过滤波器的带宽, 使得探测效率被大程度的降低。此外, 这些大能量的 Yb:YAG 皮秒激光系统所使用的低温冷却方式会导致激光系统复杂庞大, 不易维护。另外, CPA 放大技术中大尺寸的光栅压缩器也将增加系统体积并带来额外的光学损耗。

相比之下, 掺 Nd 的增益介质在常温下为四能级系统, 不需要低温冷却。放大过程也无需啁啾展宽和脉冲压缩, 整体系统结构简单紧凑, 可靠性更高, 应用范围也更为广泛。

掠入射板条结构的掺 Nd 激光放大器具有很高的信号增益能力。2010 年, 意大利帕维亚大学的 Agnesi 等人利用单侧抽运 Nd:YVO₄ 掠入射板条放大器, 有效地放大了 LD 泵浦的被动调 Q Nd:YAG 振荡器^[14], 如图 1.5 所示。该系统的重复频率在 1~10 kHz 范围内可调。在 1 kHz 时的脉冲能量为 545 μJ, 脉冲宽度为 577 ps, 峰值功率约 1 MW。在 2011 年, 捷克技术大学的 Jelinek 等人报道了基于 Nd:YAG 掠入射板条结构的百皮秒激光系统^[15], 如图 1.6 所示。其输出脉冲串包含 7 个脉冲, 总能量为 0.9 mJ, 单个脉冲宽度为 113 ps, 峰值功率为 9.35 MW。

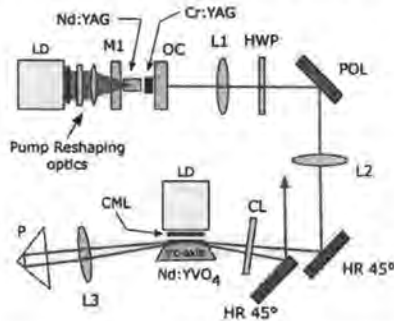


图 1.5 0.5 mJ/1 kHz/577 ps Nd:YVO₄ 激光器^[14]

Fig 1.5 0.5 mJ/1 kHz/577 ps Nd:YVO₄ 激光

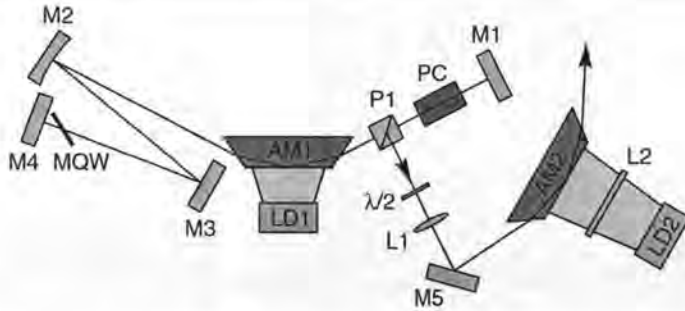


图 1.6 0.9 mJ (7 个脉冲) / 10 Hz / 113 ps Nd:YAG 掠入射板条放大器^[15]

Fig 1.6 0.9 mJ (7 pulses) / 10 Hz / 113 ps Nd:YAG grazing incidence slab amplifier

但由于掠入射板条结构的增益区域较小,使用该结构的放大器获得的脉冲能量很难到达 mJ 量级。基于棒状晶体的掺 Nd 激光器可以获得 mJ 量级以上的高脉冲能量^[16]。Nd:YAG 作为一种成熟的激光材料,具有高的增益和高的提取效率^[17],在广泛应用于皮秒激光系统中。2012 年,保加利亚的 Chumishev 等人报道了采用棒状 Nd:YAG 的百皮秒单频 MOPA 激光系统,该系统工作在 500 Hz,产生的脉冲宽度为 830 ps,能量为 13 mJ,峰值功率为 15.7 MW,光束质量 $M^2 < 1.4$ ^[18]。2007 年,美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 Honig 等人报道了一种基于 MOPA 技术路线的 Nd:YAG 激光系统^[19]。其工作频率为 300 Hz,脉冲在时间上为平顶分布,宽度在 350~600 ps 范围内可调,最终的脉冲能量为 127 mJ,峰值功率为 400 MW。该光束的空间分布为近平顶分布,导致光束质量无法采用 M^2 进行衡量。Nd:YAG 为各向同性晶体,在高功率泵浦下热致双折射会导致光束质量严重劣化^[20]。所以基于 Nd:YAG 棒状晶体的大能量激光系统一般采用脉冲泵浦的方式,工作重复频率限制在数百 Hz 左右。

我们课题组对 Nd:YAG 纳秒激光系统开展了大量深入研究,目前已实现重复频率数百 Hz,脉冲宽度~10 ns 的焦耳量级激光输出^[21-23]。Nd:YAG 的增益光谱宽度~0.6 nm,采用 Nd:YAG 作为工作物质的皮秒激光系统不适合采用 CPA 放大技术。但是可以通过体布拉格光栅 (VBG) 或标准具 (etalon) 限制激光光谱带宽,在不影响应用的前提下将脉冲展宽到~100 ps,能够大幅度提高脉冲能量^[24]。此外,皮秒激光器还可以使用大口径侧面泵浦 Nd:YAG 增益模块来增大光通面积以降低放大过程中的激光强度。

2013 年, 荷兰阿姆斯特丹自由大学的 Noom 等人报道了一种大能量 Nd:YAG 皮秒激光系统^[25]。Nd:YVO₄ 锁模振荡器的脉冲首先被再生放大器放大到毫焦耳级, 然后在准连续 LD 侧面泵浦的 Nd:YAG 模块中进一步放大, 如图 1.7 所示。最终在 1064 nm 波长下产生的激光脉冲的能量为 130 mJ, 脉冲宽度为 64 ps, 重复频率为 300 Hz。通过 BBO 晶体倍频后获得了 75 mJ 的绿光。该激光系统的稳定性优于 1.1%。

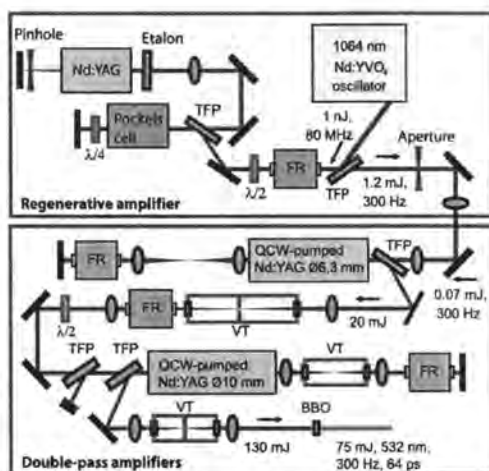


图 1.7 130 mJ/300 Hz/64 ps Nd:YAG 皮秒激光系统^[25]

Fig 1.7 130 mJ / 300 Hz / 64 ps Nd:YAG picosecond laser system

2017 年, 立陶宛维尔纽斯大学激光研究中心的 Budriunas 等人报道了作为 OPCPA 泵浦源的具有多路输出的大能量皮秒系统^[26]。该激光系统基于 Ø6 mm 侧面泵浦 Nd:YAG 增益模块, 在 1 kHz 重复频率下输出脉宽为 95 ps, 能量为 130 mJ 的单路激光, 如图 1.8 所示。

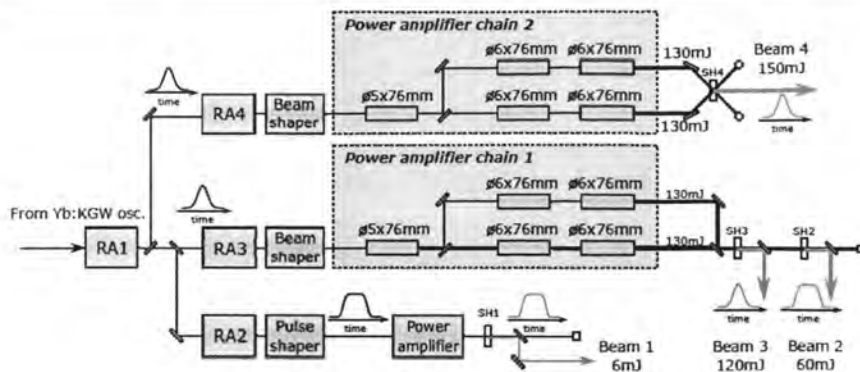
图 1.8 130 mJ×4/1 kHz/95 ps Nd:YAG 皮秒激光系统^[26]

Fig 1.8 130 mJ × 4 / 1 kHz / 95 ps Nd:YAG picosecond laser system

2017 年, 国内上海光机所的苏鸿鹏等人报道了用作 OPCPA 泵浦源的大能量皮秒激光器^[27]。该激光系统采用主振荡功率放大器结构, 包括 Nd:YVO₄ 锁模种子源、LD 泵浦的 Nd:YAG 再生放大器和两个 LD 侧面泵浦的双程放大器, 如图 1.9 所示。在 100 Hz 重复频率下获得了能量为 316.5 mJ、脉冲宽度为 50 ps 的激光脉冲。该系统实现了近平顶光束分布和 0.53% 的能量稳定度 (RMS)。

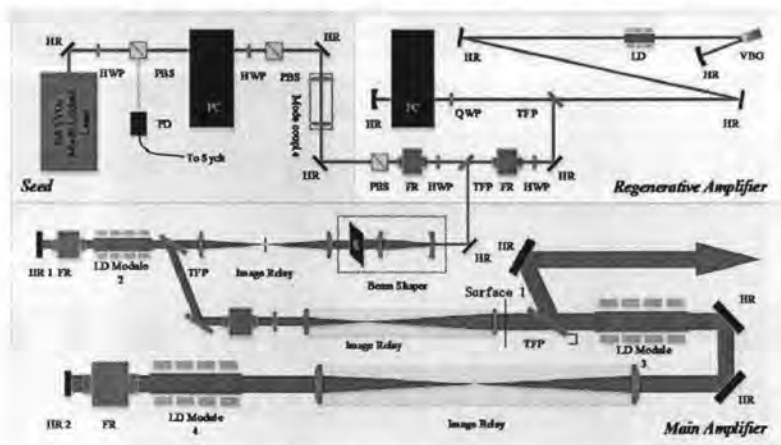
图 1.9 316.5 mJ/100 Hz/50 ps Nd:YAG 皮秒激光系统^[27]

Fig 1.9 316.5 mJ / 100 Hz / 50 ps Nd:YAG picosecond laser system

2018 年, 俄罗斯 ITMO 大学的 Kornev 等人报道了基于 MOPA 结构的 LD 泵浦 Nd:YAG 的百 mJ 皮秒激光器^[28]。该系统中 5 mJ 主振荡器由 100 nJ/100 ps 的

Nd:YVO₄ 微片激光器和端泵 Nd:YAG 再生放大器组成, 如图 1.10 (a)所示。主放大器包括两个 $\varnothing 10\text{mm}\times 140\text{mm}$ 的 Nd:YAG 激光棒, 如图 1.10(b)所示。最终输出能量为 0.43 J、重复频率为 200 Hz、脉冲宽度为 100 ps。具有良好的光束质量, 输出激光近场为近平顶分布, 远场发散角接近 1.5 倍衍射极限。

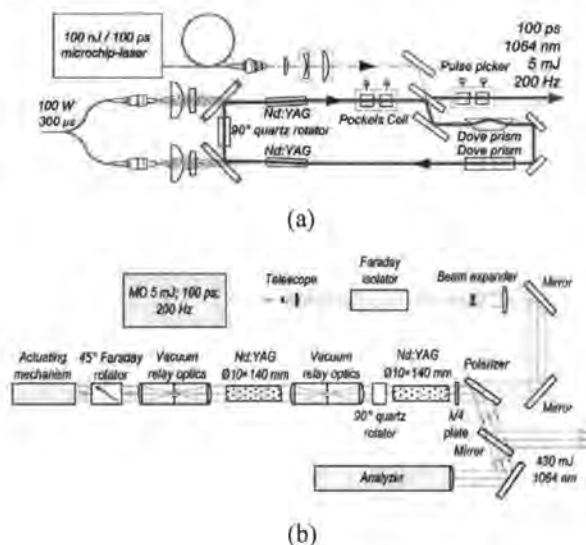


图 1.10 430 mJ/200 Hz/100 ps Nd:YAG 皮秒激光系统, (a)5 mJ 主振荡器; (b)主放大器^[28]
Fig 1.10 430 mJ/200 Hz/100 ps Nd:YAG picosecond laser system, (a) 5 mJ main oscillator, (b) main amplifier

上述基于 Nd:YAG 大能量皮秒激光系统主要作为 OPCPA 系统的泵浦源, 采用光束整形器或过饱和放大的方式获得了近平顶的光束分布。平顶分布的激光束的远场分布类似于艾里斑分布, 其中超过 16% 的脉冲能量会分布在高阶亮环中^[20], 影响远程探测目标的回波光子数。另外, 皮秒激光器的光谱带宽是激光测距的一个重要指标, 但上述大能量皮秒系统并未对放大过程中光谱演化及最终输出的光谱带宽进行研究报道。

1.3 全固态皮秒系统中非线性效应的研究进展

1.3.1 受激拉曼效应的国内外进展

在非线性光学领域中, 受激拉曼散射 (Stimulated Raman Scattering, SRS) 是重要的激光频率变换手段。拉曼激光的波长范围从紫外波段延伸到中红外波段。

与气体和液体拉曼介质相比,晶体拉曼介质具备好的导热特性、高的增益和优秀的机械性能。 Nd:YVO_4 晶体不仅是优秀的激光增益介质而且也是良好的拉曼介质,被称为自拉曼晶体^[29]。这种晶体可以同时作为激光增益介质和拉曼介质而实现自拉曼转换效应。

2004 年,中国台湾交通大学的 chen 报道了一系列基于 Nd:YVO_4 晶体的自拉曼激光器实验。在主动调 Q 纳秒激光器基础上获得了 1064 nm~1176 nm 的拉曼转换^[30]。在基频为 1342 nm 主动调 Q 纳秒激光器基础上,获得了 1525 nm 的拉曼激光输出^[31]。在被动调 Q 亚纳秒 $\text{Nd:YVO}_4/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器上获得了 1178.6 nm/7.2 μJ /710 ps 的拉曼激光输出^[32]。2007 年,利用未掺杂的 YVO_4 晶体作为拉曼发生器,大大提高了主动调 Q 的 1176 nm Nd:YVO_4 拉曼激光器的可靠性和输出性能。当泵浦功率为 18.7 W 重复频率为 80 kHz 时,平均功率大于 2.6 W^[33]。

2006 年,山东大学的贾鹏等人报道了基于声光调 Q 的自拉曼 Nd:YVO_4 激光器,实现了功率为 0.384 W、脉冲宽度为 9 ns 的 1176 nm 拉曼激光输出^[34]。

2013 年,意大利 Di Pisa 大学的 Shayeganrad 报道了采用 c 向切割的 Nd:YVO_4 和未掺杂 YVO_4 晶体的紧凑型二极管端面泵浦主动调 Q 拉曼激光器,同时在 1178.9 nm 和 1199.9 nm 产生双波长的一阶斯托克斯拉曼散射^[35]。

2013 年,英国 Strathclyde 大学的 Li 等人报道了几种基于 YVO_4 一阶和二阶拉曼跃迁的连续波 Nd:YVO_4 自拉曼激光器^[36]。激光输出波长分别为 1109 nm、1158 nm 和 1231 nm,最大输出功率分别为 1.0 W、700 mW 和 540 mW。拉曼输出功率对吸收泵浦功率的转换效率分别为 8.4%、5.4%和 5.4%。

在纳秒或亚纳秒激光系统中,通常将拉曼晶体置于腔内以使得激光强度超过拉曼激光产生阈值。而对于皮秒或飞秒激光,由于峰值功率很容易就满足受激拉曼激光产生阈值,采用腔外单通的方式就可以产生和放大受激拉曼激光。

2001 年,俄罗斯科学院晶体研究所 Kaminskii 等人报道了基于 YVO_4 晶体产生多阶斯托克斯和反斯托克斯皮秒拉曼激光^[37],文中推测了 YVO_4 晶体在近红外区域内拉曼增益不小于 4.5 cm/GW。

2006 年,山东大学的胡大伟等人报道了 YVO_4 晶体在 532 nm、30 ps 脉冲下的高效受激拉曼散射^[38]。采用腔外单通方式测量了不同长度 YVO_4 晶体一阶斯托克斯受激拉曼散射的阈值,并确定该晶体的稳态增益系数为 16.0 ± 0.5 cm/GW。

2008年,中国科学院理化技术研究所许祖彦课题组研究了YVO₄晶体瞬态皮秒脉冲受激拉曼散射(SRS),用阈值法测得532 nm激光泵浦YVO₄晶体的皮秒增益为16.13 cm/GW^[39]。

2014年,北京工业大学的徐洋博士研究了皮秒激光泵浦YVO₄晶体以及外腔产生受激拉曼散射光的过程^[40]。对皮秒单通拉曼散射、YVO₄晶体拉曼放大器、多脉冲同步泵浦外置拉曼腔进行了详细研究^[41-43]。

Nd:YVO₄晶体具有自然双折射结构,可以避免热致双折射,所以基于端面泵浦Nd:YVO₄晶体的激光系统能够在高重频运转时保持好的光束质量^[44,45]。但Nd:YVO₄作为一种自拉曼晶体,在高峰值功率放大中需考虑受激拉曼效应。YVO₄晶体的SRS过程中,高功率1064 nm的基频波将会转换成由不同斯托克斯波组成的拉曼光,如一阶斯托克斯波 $\lambda=1176$ nm。拉曼光的出现对高功率放大器带来许多不利的影响,例如拉曼光会消耗放大的基频波脉冲能量,降低放大效率。另外,拉曼光也具有较高的峰值功率和较好的光束质量,若进入到端面泵浦的激光二极管,将会导致激光二极管的损坏。在高功率Nd:YVO₄放大器中应避免SRS过程,以提高放大效率和光学元件的安全性。

1.3.2 克尔效应的国内外研究进展

下面将分别介绍克尔效应理论分析和定量评价、克尔效应的控制、克尔效应的利用的研究进展。

1.3.2.1 克尔效应的分析和评价

克尔效应(Kerr Effect)是一种强光引起的三阶非线性效应,在该效应的作用下介质的折射率变为与光强相关的函数。具有克尔效应的介质被称为克尔介质。介质的折射率与光强的关系为 $n = n_0 + n_2 I(t, r)$ 。其中, n_0 为介质的线性折射率, n_2 为介质的非线性折射率系数, $I(t, r)$ 为通过介质的光场强度,是时间和空间的函数。固体介质的非线性折射率系数 n_2 一般在 10^{-16} cm²/W量级,因此只有在强光照下才会引起介质折射率的非线性变化。光强 $I(t, r)$ 作为随时间和空间坐标变化的函数,将引起克尔介质折射率随时域和空域上的光场变化而改变,分别表现为自相位调制(Self Phase Modulation, SPM)和自聚焦(Self Focusing, SF)。

针对克尔效应对激光系统的影响, Bespalov和Talanov等人对小尺度自聚焦现象展开了研究, 并提出B-T理论^[46]。该理论假定横截面上的平均光强为常数, 并且在传输过程中不随距离发生变化。以此为基础推导出小尺度扰动谱分量指数增长的表达式, 得出了最快增长频率和最大增长系数 B 积分等著名结果。B-T理论的提出为人们研究激光束的非线性传输特性提供了依据, 有效地推动了高功率激光器的发展。1973年, Campill等人用实验的方法验证了B-T理论。根据B-T理论, 美国科学家开始用 B 积分来衡量小尺度自聚焦效应及其对材料破坏的危险程度。一些研究人员又考虑了增益介质及空气隙、光束分布不均匀等多种情况对小尺度自聚焦的影响对B-T理论进行了完善, 将其推广到更接近实际的情况^[47,48]。在国内, 文双春等研究了非线性小尺度自聚焦介质中光束的非傍轴传输特性, 揭示了光束小尺度成丝的若干新规律^[49,50]。同时, 利用数值模拟的方法首次将B-T理论推广到背景强度不均匀的光束, 针对光束调制及背景光有能量交换的问题, 研究了棒状和片状放大器中的光束质量随小尺度调制增长的变化规律, 研究结果证明在片状放大器中当光束对比度急剧增加, 介质可能因小尺度自聚焦而形成细丝破坏, 研究结果与美国国家点火装置(NIF)的实验结果一致, 具有重要意义。

B 积分最初由B-T理论演化推导出的, 它的定义为

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l n_2 I(x, y, z) dz \quad \dots (1.1)$$

式中 $I(x, y, z)$ 指激光光束的光强。 B 积分是最快增长的调制场的指数增益, 反应了小尺度自聚焦的严重程度, 因此系统所累积的 B 积分可以用于衡量该系统非线性效应的严重程度^[51]。按照B-T理论对 B 积分的定义, 当非线性介质足够小时, B 积分具有可叠加性。可以将非线性介质分成许多足够短的小段, 用各小段上的光强分别计算出最快增长率, 从而得到各小段上的 B 积分值, 整段非线性介质的总 B 积分值是各小段介质的积分值之和, 如式(1.2)所示:

$$\sum B = B_1 + B_2 + \dots + B_n \quad \dots (1.2)$$

通常人们将 B 积分作为设计和评价高功率激光器总体性能的依据之一。NIF装置设计中一般选 $\Delta B < 1.8$ 作为高功率激光能够安全运行设计的依据。

1992年, 美国马里兰大学Li Yan等人理论分析了激光单次通过克尔介质和在再生腔内多次放大过程中时间和空间非线性相移的变化情况^[52]。克尔效应在光

束单次通过克尔介质时, 时间上的非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 和空间上的 B 积分具有相同的表达式, 也就是说克尔效应在时域和空域增加了相同的附加相位。但是当克尔介质位于再生放大腔或具有空间滤波装置的光路中, 非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 与 B 积分不再一致。在再生放大腔中非线性相移可不断累积叠加, 而由于再生腔的波导滤波作用 B 积分增加缓慢, 理论计算和实验证明 B 积分值仅为中非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 的4%。

1996年, 天津大学的王清月等人利用半经典理论建立了CPA放大的速率方程, 分析了再生放大过程中自相位调制对啁啾脉冲时域和频域特性的影响^[53]。研究表明, 由于自相位调制引起附加频率产生, 啁啾脉冲瞬时频率发生变化, 放大特性受到影响。通过对增益饱和状态下自相位调制效应的研究, 提出利用入射脉冲的线性频率啁啾抑制自相位调制影响的方法。

1997年, 赵尚弘等人研究超短脉冲的放大过程中脉冲频谱的增益窄化效应的产生机理, 同时指出增益窄化效应在制约由于自相位调制效应引起的脉冲频谱展宽现象时引起的脉冲整形, 得出决定这种整形效果的种子脉冲参数和对放大器性能的要求^[54]。

针对克尔效应强弱的判定方法主要分为直接测量法和间接测量法。直接测量法主要包括光谱分析测量法^[55]、光谱傅里叶变换法^[53]和脉冲对比度测量法^[56], 该三种方法通过分析非线性相移对光谱以及脉冲对比度的影响可以精确测量自相位调制引入非线性相移的强弱。间接测量法是一种简便的方法, 基本原理是利用迈克尔孙干涉仪将一个相等强度的调制光场叠加到入射光脉冲上, 让调制光经过非线性介质, 通过这种方法(Z扫描法)测量出光学材料的非线性系数 n_2 , 最后根据 B 积分或非线性相移的定义公式计算出自聚焦或自相位调制的非线性增长^[57]。但由于间接测量法中非线性系数测量存在误差且光强度为估算值致使计算值存在一定偏差。

1.3.2.2 克尔效应的控制

针对克尔效应对强激光系统带来的不利影响, 研究者们提出了多种控制克尔效应的方法, 主要从抑制、消除和补偿三个角度来控制克尔效应^[51,58]。一般通过

降低峰值功率密度来抑制克尔效应的措施有：a) 降低能量，b) 展宽脉宽，c) 增大通光面积，d) 圆偏振传输。通过滤波技术可以消除系统产生的克尔效应，常见措施有：a) 空间滤波技术，b) 时间滤波技术，其中空间滤波技术更为常用。另外还可以采用负非线性系数的介质进行克尔效应补偿。

在已报道的大能量皮秒系统中，通常采用抑制和消除相结合的方法来控制克尔效应的强弱。2011年，C. Heese 等在用Nd:YVO₄板条放大器放大皮秒脉冲时，通过控制放大后能量小于0.6 mJ (50 kHz, 12 ps)，如图 1.11所示，使光谱展宽因子小于2^[59]；

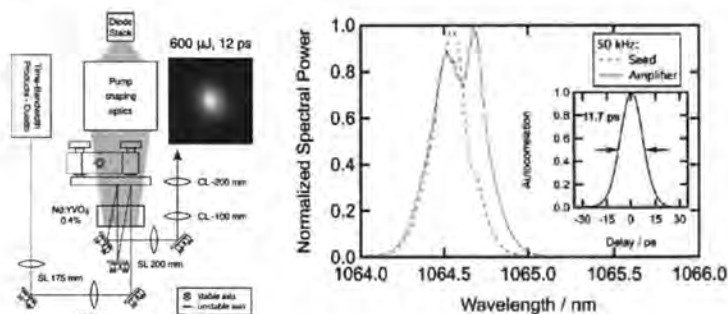


图 1.11 Nd:YVO₄ 皮秒板条放大系统及放大前后光谱的变化情况^[59]

Fig 1.11 Nd:YVO₄ picosecond slab amplification system and the change of spectrum before and after amplification

2013年，荷兰Daniel课题组报道了130 mJ/300 Hz/64 ps的Nd:YAG皮秒激光系统，放大过程中采用平顶光束传输和大口径Nd:YAG来降低峰值功率密度，同时采用空间滤波器来消除级间的B积分^[25]；



图 1.12 130 mJ/300 Hz/90 ps Nd:YAG 皮秒激光系统及放大后的光斑分布^[25]

Fig 1.12 130 mJ / 300 Hz / 90 ps Nd:YAG picosecond laser system and the spot distribution after amplification

2014年，立陶宛的K. Michailovas等人采用Nd:YAG侧泵放大皮秒脉冲，为保

证 B 积分小于3, 每级放大能量在光斑直径分别为3 mm、5 mm和6.3 mm情况下分别限制在12 mJ、38 mJ和60 mJ, 放大过程中同时采用空间滤波器来消除 B 积分^[60];

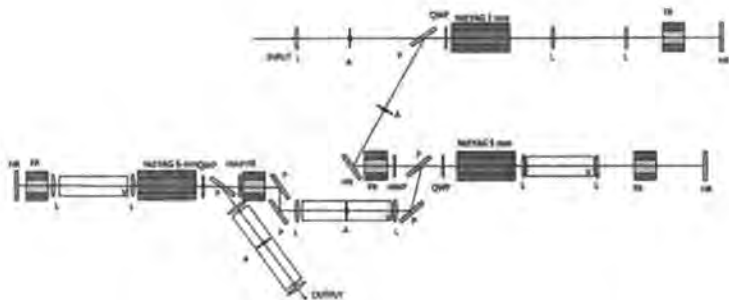


图 1.13 80 mJ/1 kHz/50 ps Nd:YAG 皮秒激光系统^[60]

Fig 1.13 80 mJ / 1 kHz / 50 ps Nd:YAG picosecond laser system

2016年, 俄罗斯的Kornev等人报道的430 mJ/200 Hz/100 ps的Nd:YAG皮秒激光系统中采用圆偏振光束放大、大口径工作物质和空间滤波器像传递等方式将 B 积分值控制在1左右^[28]。

通过控制峰值功率密度和空间滤波的方式无法完全避免克尔效应的产生, 这也限制了每级放大的能量提取, 且无法消除自相位调制的累积。利用具有负非线性系数的介质产生负的 B 积分值可以抵消正克尔介质中的克尔效应。常用的介质为具有负非线性系数的半导体材料和利用级联非线性过程中产生负非线性系数的非线性晶体。

因为半导体材料GaAs具有非常大的负非线性折射率系数, 在已报道的实验中多被用于补偿克尔效应。Roth U等人将GaAs薄片用于消除钛玻璃棒里累积的 B 积分, 如图 1.14所示。入射光的波长为1054 nm, 脉宽为130 ps, 光强为4.5 GW/cm²。通过更改GaAs薄片的厚度来获得最佳消除自聚焦的效果。但由于双光子吸收的存在导致GaAs薄片未能完全消除 B 积分^[61]。

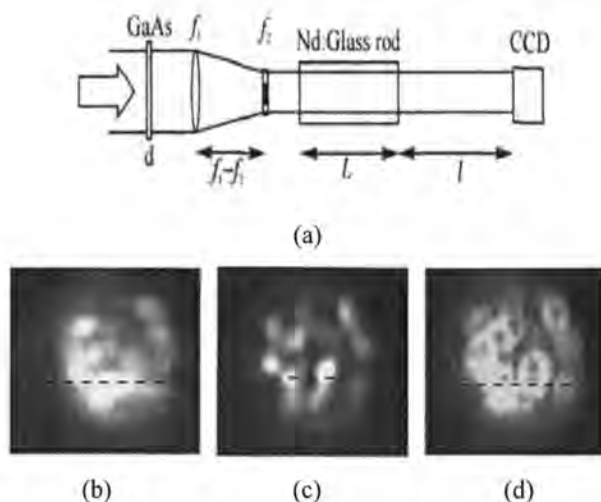


图 1.14 利用 GaAs 补偿克尔效应的实验光路以及补偿效果。(a)实验光路, (b)入射光束, (c)通过钕玻璃棒后光束, (d)最佳补偿后光束^[61]

Fig 1.14 The experimental optical path and compensation effect of Kerr effect by GaAs. (a) Experimental optical path, (b) incident beam, (c) rear beam passing through neodymium glass rod, (d) best compensated rear beam

1998年, 纽约罗彻斯特大学Konoplev等人报道了利用半导体的负非线性折射率系数来补偿啁啾脉冲放大中累积的 B 积分, 讨论了半导体材料参数对补偿 B 积分的影响^[62]。通过这种补偿方法减少了自相位调制对压缩后脉冲宽度展宽的影响。

2005年, 天津大学的刑岐荣等人发现SESAM具有负非线性折射率系数, 该实验室王专等人利用线性和非线性ABCD矩阵以及小信号光斑变化量等参数对克尔透镜锁模激光器的启动特性, 以及SESAM的负克尔效应对激光器锁模启动的影响进行了详细的理论分析^[63]。

在非线性晶体中存在级联二阶非线性过程 (cascade quadratic nonlinearity), 在这种过程中基频波与二次谐波之间存在相位失配。

$$\phi^{NL} \approx -\Gamma^2 L^2 / \Delta k L \quad \dots (1.3)$$

其中, $\Gamma = \omega d_{eff} |E_0| / c \sqrt{n_{2\omega} n_{\omega}}$, d_{eff} 是有效非线性系数, $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ 是相位失配, L 是晶体长度。这样利用非线性晶体中级联非线性过程可以引入负的克

尔相移补偿克尔效应,而且这种通过改变相位失配角来改变负的克尔相移的方式非常灵活。但级联非线性过程会使基频波引入较大损耗,且对基频波光束方向变化敏感。

1992年 美国佛罗里达中央大学R. DeSalvo等人利用Z扫描技术测量了KTP晶体位相匹配附近的级联过程^[64]。当1 mm厚的晶体偏离相位匹配角度 $\pm 5^\circ$ 时,有效非线性折射率系数变化为 $\pm 2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ 。

2001年,美国康奈尔大学的Kale Beckwitt等人报道了利用级联二次非线性效应对自聚焦和自相位调制进行补偿的方法^[65]。将一块长2.5 cm, I类切割的BBO晶体放在熔融石英前,入射光为钛宝石振荡器输出的光强 $23 \text{ GW}/\text{cm}^2$,脉宽150 fs的800 nm的激光。通过转动BBO晶体角度来改变非线性相移,当产生负的相移时会抵消自聚焦带来的不利影响,如图 1.15所示。通过光束分布的对比图可看出级联非线性效应消除B积分的效果显著。当晶体转动到特定角度时,产生的负克尔相移达到最佳的补偿效果,与初始输入的光束分布基本一样。

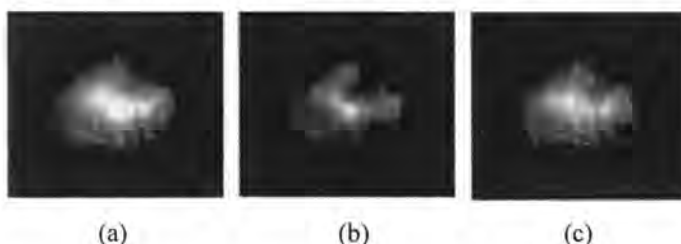


图 1.15 级联非线性效应对克尔效应补偿效果对比。(a)线性传播, (b)自聚焦, (c)最佳补偿^[65]

Fig 1.15 Compensation effect of cascaded nonlinear effect on Kerr effect. (a) linear propagation, (b) self focusing, (c) optimal compensation

2014年,美国纽约罗彻斯特大学的C. Dorrer等人报道了利用BBO晶体的级联二次非线性效应用于补偿Nd:YLF再生放大器中的自相位调制^[66]的方法。理论模拟了级联非线性效应对再生腔内非线性效应的补偿效果并利用Nd:YLF再生放大器进行实验验证,如图 1.16所示,实验结果与理论计算一致,并且对比了补偿前后对后续放大效率的影响。

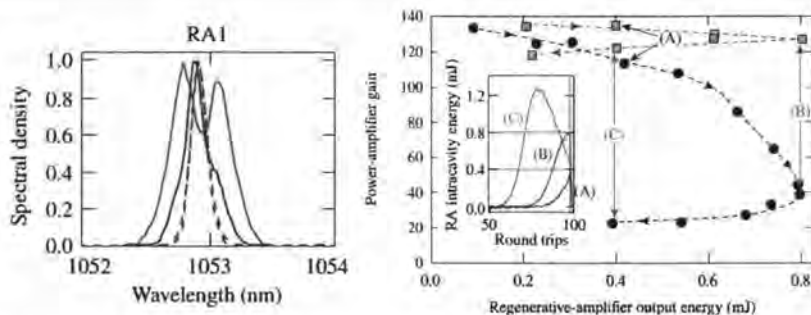


图 1.16 再生放大腔内对自相位调制补偿效果实验验证以及后续放大效率的对比^[66]

Fig 1.16 Experimental verification of compensation effect of self phase modulation in regenerative amplifier and comparison of subsequent amplification efficiency

1.3.2.3 自相位调制效应压缩脉宽

自相位调制可以啁啾展宽脉冲光谱以便于脉冲压缩^[67]。相比于光纤，块状晶体进行自相位调制时可以承载更大的能量，但块状晶体存在作用距离短和光斑分布不均匀的问题，影响自相位调制的累积^[68]。利用再生放大腔的多次放大和空间滤波作用可以解决作用距离短和自相位调制随光斑不均匀等问题。美国马里兰大学课题组对再生放大器中利用自相位调制效应展宽光谱压缩脉冲宽度进行了报道。

1989年，美国马里兰大学的Li Yan等人报道了基于自相位调制展宽光谱以将脉宽压缩至飞秒的Nd:glass激光系统^[69]。该系统中的主动锁模振荡器产生重复频率为100 MHz，脉冲宽度为10 ps的激光。通过再生放大器后，激光脉冲的重复频率降至370 Hz，能量上升为30 μJ ，同时利用自相位调制将光谱展宽至3.5 nm。经光栅压缩后的脉冲宽度为550 fs，能量大于10 μJ 。通过光纤压缩器后脉冲宽度被进一步压缩至30 fs，能量降低至30 nJ。

1992年，该课题组的C. G. Durfee等人报道了一种基于Nd:YAG的皮秒再生放大器^[70]。该再生放大器利用Nd:YAG晶体和KDP晶体作为克尔介质进行自相位调制展宽和啁啾脉冲的光谱，并通过腔型设计及加入腔内光阑来抑制自聚焦效应的产生。Nd:YAG晶体的增益带宽作为光谱滤波器来减少脉冲宽度。将种子脉冲宽度由115 ps压缩至63 ps，此时的脉冲能量14 mJ。为了进一步增强自相位调制效应，在再生腔内加入高非线性折射率系数的CS₂材料，实现了低脉冲能量(4 mJ)

下的脉冲压缩，输出脉冲宽度为23 ps，压缩因子为4。

1994年，Li Yan等人又利用再生放大腔的波导和放大作用，克服了体状克尔效应作用距离过短和光斑分布不均匀引起的非线性相移^[52]。通过理论计算出再生放大腔可以使自相位调制引起的非线性相移累加到40 rad，而空间啁啾（或自聚焦效应）并带来的B积分值仅为1.5 rad。并用Nd:Glass再生放大器进行了实验验证，注入再生放大腔的脉冲宽度为8 ps，再生放大后用光栅实现20倍的压缩，压缩后的脉冲宽度为296 fs。

1997年 Vincent A. Venturo等人报道了产生能量大于6 mJ，脉冲宽度小于20 ps，重复频率20 Hz的脉冲的方法^[71]。利用四程脉冲展宽器将Nd:YAG连续锁模振荡器的脉冲宽度由90 ps展宽至220 ps，再将脉冲导入再生放大器进行放大，并利用光栅对脉冲宽度进行压缩，最终获得了能量为6 mJ，脉冲宽度小于20 ps的超短脉冲。

上述报道中，在再生放大腔中利用 Nd:glass 展宽光谱可以压缩获得飞秒脉冲，但由于增益材料热导性差无法获得高的平均功率。在再生放大腔中 Nd:YAG 晶体可以获得高的平均功率，但受限于增益光谱宽度，无法获得脉宽小于 8.5 ps 的脉冲。

1.4 本论文的研究内容

本文以超远激光测距、OPCPA 等应用领域亟需大能量皮秒激光系统为研究背景，以研制出高重复频率、高光束质量的百 mJ 皮秒系统为主要目标，针对大能量 MOPA 皮秒系统中亟待解决的 SESAM 损伤、高增益再生放大中的能量放大、放大过程中的信噪比劣化、大口径 LD 侧泵模块中波前畸变控制及补偿、高峰值功率放大中的受激拉曼效应及克尔效应等问题，展开了深入的理论和实验研究。论文的主要工作包括：

第一章介绍课题研究背景和意义，围绕大能量、高重复频率皮秒激光系统回顾了国内外的研究现状，分析了无啁啾脉冲放大系统的大能量掺钕皮秒系统的应用优势。介绍了三阶非线性效应受激拉曼效应及克尔效应的国内外研究现状以及对大能量皮秒系统的影响。

第二章介绍大能量皮秒系统中相关理论。主要研究内容包括：对 SESAM 锁

模理论进行介绍,并分析 SESAM 参数对锁模自启动和长期工作稳定性的影响;介绍了用于描述激光脉冲放大过程的 F-N 方程和多程放大过程的 Lowdermilk-Murray 模型;介绍了皮秒放大过程中的非线性效应,通过拉曼散射的理论推导出受激拉曼散射的增益公式。利用非线性传输方程推导出厚克尔介质非线性相移在时间和空间上的求解方程。

第三章针对 SESAM 长期稳定可靠运转、再生放大高增益稳定能量提取以及放大过程中信噪比等问题进行了理论和实验研究。主要包括:介绍了 SESAM 损伤的机理,并基于 SESAM 锁模理论设计了长期可靠运转的皮秒锁模振荡器;利用 Lodermilk-Murray 放大模型对再生放大过程中能量提取及能量稳定性进行计算分析,并在设计的高增益 Nd:YAG 再生放大器中进行验证;建立了多脉冲放大模型对放大过程中信噪比的变化情况及影响因素进行分析,并基于此提出了再生放大过程伴随脉冲消除方法,获得了无伴随脉冲的再生放大激光输出。在 1 kHz/65.4 mJ/600 ps 和 100 Hz/363 mJ/63 ps 两款大能量皮秒系统中分别实现了信噪比大于 42 dB 和 29 dB 的最终激光输出。

第四章主要介绍了基于 Nd:YVO₄ 晶体的百皮秒激光系统。通过精细地抑制放大过程中的受激拉曼效应,该系统获得了 1 kHz/65.4 mJ/600 ps 的 1064 nm 激光输出,光束质量 M^2 小于 1.6。倍频后的 532 nm 绿光的能量为 40.5 mJ。本章也分析了受激拉曼效应对高功率 Nd:YVO₄ 放大器工作参数影响。

第五章主要介绍基于 Nd:YAG 晶体的大能量皮秒激光系统。通过采用大口径侧面泵浦的 Nd:YAG 增益模块作为主放大器来降低峰值功率密度,以避免光学元器件损伤和降低非线性效应。利用望远镜成像系统补偿大口径侧面泵浦的 Nd:YAG 增益模块中的稳态热致波前畸变,提升了放大后的激光脉冲的光束质量。该系统实现了 100 Hz/363 mJ/63 ps 的 1064 nm 激光输出,光束质量 M^2 小于 2.2,光谱宽度仅为 0.17 nm。

第六章全文工作的总结。

第 2 章 全固态皮秒激光器的基本理论

本章将主要介绍大能量皮秒系统中涉及到的相关理论。对 SESAM 性能及工作参数进行介绍，并分析了影响 SESAM 锁模自启动和长期稳定工作的因素；介绍了描述激光脉冲放大的 F-N 方程和用于多程放大的 Lowdermilk-Murray 模型；介绍了皮秒放大过程中的非线性效应，介绍了受激拉曼散射的特点以及稳态受激拉曼散射下的增益公式。利用非线性传输方程推导出用于描述厚克尔介质非线性相移的求解方程。

2.1 SESAM 锁模理论

锁模技术主要经历了主动锁模、被动锁模、主被动锁模、自锁模等发展阶段^[72,73]。在固体激光器中采用半导体可饱和吸收反射镜 (Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM) 锁模技术能够获得稳定可靠的锁模脉冲，已成为获得超短激光脉冲最常用的方法。

SESAM 是一种非线性反射镜，它的反射率随着入射脉冲能量的增加而增加。SESAM 包含砷化镓 (GaAs) 基底、一个饱和吸收体和一个布拉格反射镜，具体结构如图 2.1 所示。

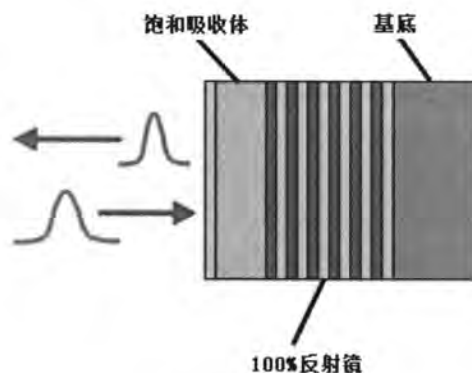


图 2.1 SESAM 结构示意图

Fig 2.1 SESAM structure diagram

2.1.1 SESAM 的时间特性

虽然可根据需求设计不同的 SESAM 工作参数, 但不同工作参数下 SESAM 的吸收时间特性却大致相同。图 2.2 为 SESAM 的工作模型^[74]。SESAM 中的饱和吸收体可被看作是个二能级系统。半导体吸收材料价带中的电子处于基态, 当能量为 $E = h\nu$ 的光子被吸收时, 电子可以被激发到导带中。

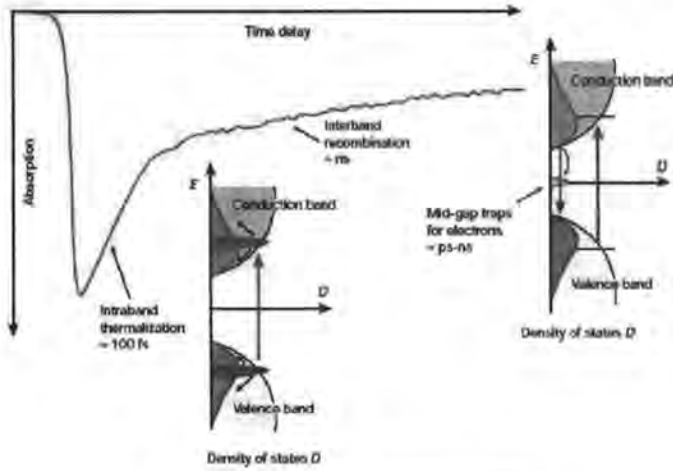


图 2.2 半导体可饱和吸收体的时间特性^[65]

Fig 2.2 Time characteristics of semiconductor saturable absorber

如果价带中的粒子数是 N_v , 导带中的粒子数是 N_c , 那么在吸收体发光期间, 两个状态之间的跃迁速率可以描述为^[75]:

$$\frac{\partial N_v}{\partial t} = -\frac{\partial N_c}{\partial t} = B_{12}\rho(\nu)(N_v - N_c) - \frac{N_v}{\tau} \quad \dots (2.1)$$

其中, $B_{12} = B_{21}$ 为爱因斯坦系数, ρ_ν 为入射光子数密度, τ 为导带中激发电子的弛豫时间。导带中的激发电子通过自发辐射光子的方式进行跃迁。价带和导带中的粒子数之和即为吸收过程中的电子总数 N_f ($N_f = N_v + N_c$)。在没有入射光注入时, 所有电子都处于基态 $N_c = N_f$ 。在入射光子密度很高的情况下, 激发态的最大值接近 $N_c = N_v = N_f / 2$, 吸收体被漂白变为透明。

饱和吸收体的吸收损耗 A 与基态的电子数 N_c 成正比。入射光子密度与随时间变化的光束强度 $I(t)$ 成正比, 可以将粒子数的速率方程改写为饱和吸收 $A(t)$ 的速率方程

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} = \frac{A_0 - A(t)}{\tau} - \frac{A(t)I(t)}{F_{sat}} \quad \dots (2.2)$$

其中, A_0 为低光强时的吸收损耗, $F_{sat} = I(t)/(B_{12}\rho(\nu))$ 为吸收体的饱和通量。饱和吸收速率方程的任意解为:

$$A(t) = A_0 e^{-\int \left(\frac{1}{\tau} + \frac{2I(t)}{F_{sat}} \right) dt} \left(1 + \int \left(\frac{1}{\tau} e^{\int \left(\frac{1}{\tau} + \frac{2I(t)}{F_{sat}} \right) dt} \right) dt \right) \quad \dots (2.3)$$

若脉冲为高斯型, 则光强 $I(t)$ 可写为式(2.4), 其中 $F_0 = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt$ 为激光脉冲通量, t_p 为激光脉冲宽度。

$$I(t) = \frac{2F_0}{\sqrt{\pi}t_p} e^{-\frac{t^2}{t_p^2}} \quad \dots (2.4)$$

将式(2.4)带入式(2.3)进行积分可推导出在 $t \ll -t_p$ 情况下时间相关函数 $A(t)$

$$A(t) = A_0 e^{\left(\frac{t_p - t}{\tau} - \frac{F_0}{F_{sat}} \left(1 + \text{erf} \left(\frac{t}{t_p} \right) \right) \right)} \left[1 + \int_{t_1}^t \frac{1}{\tau} e^{\left(\frac{F_0}{F_{sat}} \left(\text{erf} \left(\frac{t'}{t_p} \right) - \text{erf} \left(\frac{t_1}{t_p} \right) \right) + \frac{t-t_1}{\tau} \right)} dt' \right] \quad \dots (2.5)$$

图 2.3 给出了脉冲通量分别等于和 5 倍于饱和通量时, 不同弛豫时间下时间吸收函数 $A(t)/A_0$ 随时间的变化情况, 其中黑色曲线为激光脉冲在时间上的分布曲线。

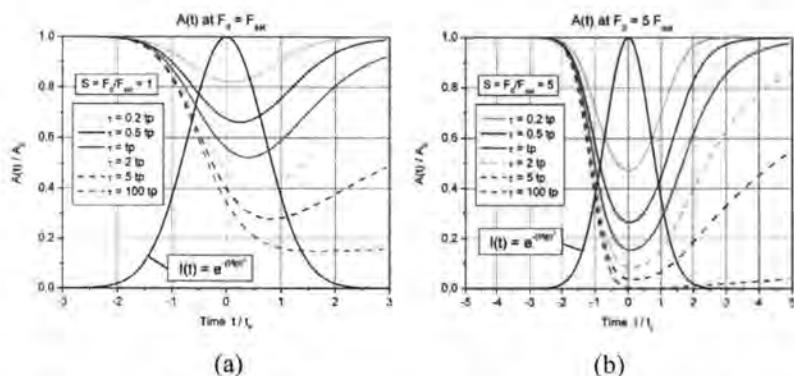


图 2.3 不同弛豫时间下, 吸收函数 $A(t)/A_0$ 随时间的变化情况。(a)脉冲通量 $F_0 = F_{sat}$; (b)脉冲通量 $F_0 = 5F_{sat}$

Fig 2.3 The change of absorption function with time under different relaxation time of time

characteristic of semiconductor saturable absorber. (a) Pulse flux $F_0 = F_{sat}$; (b) pulse flux $F_0 = 5F_{sat}$

2.1.2 SESAM 的工作参数

SESAM 的主要工作参数有：非饱和损耗 ΔA_{ns} ，调制深度 ΔR ，饱和通量 F_{sat} 和饱和恢复时间 τ ，这些工作参数决定了被动锁模激光器的特性，如图 2.4 所示。

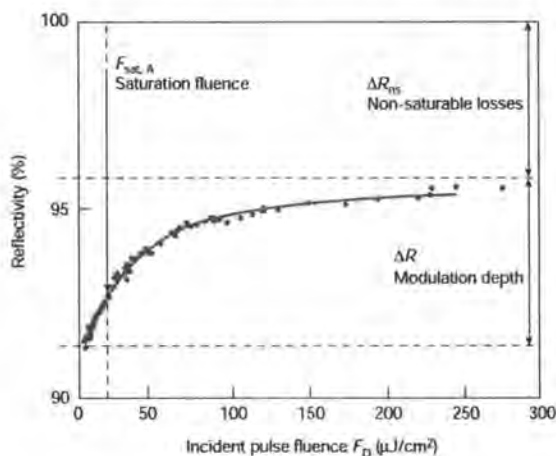


图 2.4 SESAM 反射率和脉冲通量关系曲线^[65]

Fig 2.4 Relationship between reflectivity and flux of Sesam

2.1.2.1 非饱和损耗

双光子吸收是在短脉冲情况下引起非饱和损耗的主要因素。双光子吸收引起的损耗为 $A_{TPA} = \frac{\beta F d}{t_p}$ ，其中 β 为双光子吸收系数，其大小取决于材料并随着半导体材料能隙的减小而增大，由吸收层和布拉格反射镜中的不同材料决定。 d 为饱和吸收层的厚度。与脉冲通量 F 相关的吸收函数 $A(F)$ 可以表达为饱和吸收和双光子吸收之和，如式(2.6)所示^[75]。

$$A(F) = \frac{A_0 F_{sat}}{F} (1 - e^{-F/F_{sat}}) + \frac{\beta F d}{t_p} \quad \dots (2.6)$$

图 2.5 显示了在短脉冲情况下双光子吸收对非饱和损耗的影响。非饱和损耗随脉冲宽度 t_p 的减小而增大。非饱和损耗 A_{ns} 定义为在极窄脉宽情况下过饱和和脉冲通量引起的最大损耗变化 ΔA 后仍然残留的损耗。低强度光入射时，SESAM 的损耗可以表示为 $A_0 = \Delta A + A_{ns}$ 。

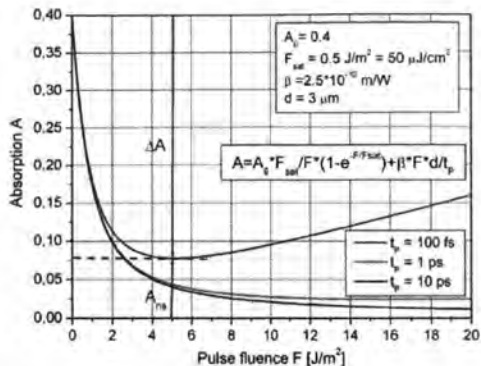


图 2.5 双光子吸收对非饱和损耗 A_{ns} 的影响^[75]

Fig 2.5 Influence of two-photon absorption on unsaturated loss

2.1.2.2 调制深度

SESAM 在布拉格反射镜中没有损耗。因此反射率为 $R = 1 - A$ 。如果考虑双光子吸收，且与脉冲持续时间 t_p 相比吸收体饱和恢复时间 τ 较短，则可通过以下公式计算反射率^[75]。

$$R(F) = 1 - \frac{A_0 F_{sat}}{F} (1 - e^{-F/F_{sat}}) - \frac{\beta F d}{t_p} \quad \dots (2.7)$$

图 2.6 显示了低强度损耗 A_0 为 0.4，饱和通量 F_{sat} 为 $50 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ，吸收体厚度 d 为 $3 \mu\text{m}$ 时，三种不同脉冲宽度 t_p 的反射率随脉冲通量 F 的变化情况。调制深度 ΔR 为在极窄脉宽情况下过饱和脉冲通量引起的最大损耗变化。由于吸收体和布拉格反射镜中的双光子吸收，调制深度 ΔR 小于低强度损耗 A_0 ，并与脉冲宽度 t_p 相关。

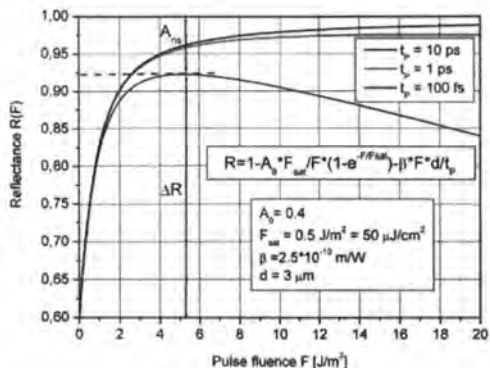


图 2.6 SESAM 反射率随脉冲通量的变化情况^[75]

Fig 2.6 The change of reflectivity of SESAM with pulse flux

2.1.2.3 饱和通量

半导体可饱和吸收镜的饱和通量是脉冲漂白可饱和吸收体的反射率到 $\Delta R/e$ 时，吸收截面单位面积内的光子能量，以 F_{sat} 表示。通常定义为： $F_{sat} = h\nu / 2\sigma_A$ ， $h\nu$ 为光子能量， σ_A 为吸收截面，分母中因子 2 是在考虑了膜中的驻波效应后增加的修正因子。半导体吸收系数 $\alpha = \sigma_A N_D$ ，其中 N_D 是吸收体原子密度。 F_{sat} 大小一般在 $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ，可通过设计半导体可饱和吸收体调节大小。

2.1.2.4 饱和恢复时间

可饱和吸收体的恢复时间 τ 可以用标准的泵浦-探针法实验测定，如图 2.7 所示。SESAM 恢复时间 τ 的典型值在 500 fs 到 30 ps 之间。

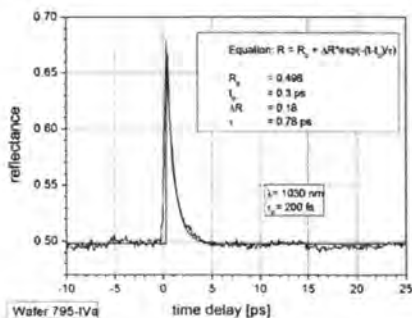


图 2.7 泵浦-探针法测量恢复时间^[75]

Fig 2.7 Measurement of recovery time by pump probe method

2.1.3 SESAM 锁模工作过程

SESAM 使激光器容易运转在调 Q 锁模状态。随着泵浦电流的增加, 激光器一般会经历三个状态: 连续运转、调 Q 锁模和连续锁模^[76]。在大多数应用领域, 需要脉冲功率稳定的锁模脉冲, 因此利用 SESAM 实现被动连续锁模的一个主要问题是如何抑制调 Q 锁模^[77,78]。

C.Hönninger 等人从速率方程出发, 推导出了可简单和直观的抑制调 Q 锁模条件的表达式^[79], 并且经过了众多实验的验证。在皮秒锁模振荡器中, 要抑制自调 Q, 腔内脉冲能量应满足如下关系:

$$E_p^2 > F_{sat,L} A_L F_{sat,A} A_A \Delta R \quad \dots (2.8)$$

其中腔内脉冲能量 $E_p = P_{\text{intra}}/f$, P_{intra} 是腔内的平均功率, f 是激光脉冲重复频率, $F_{sat,L} = hv_L/m\sigma_L$ 是增益介质的饱和通量, m 是脉冲往返一次通过增益介质的次数, $F_{sat,A}$ 是 SESAM 的饱和通量, A_L, A_A 分别是谐振腔内的增益介质和 SESAM 上的光斑面积, ΔR 是 SESAM 的调制深度。由式(2.8)可知, 要抑制调 Q 锁模获得稳定连续锁模输出, 可从以下几方面考虑:

SESAM 要选取合适的饱和通量 $F_{sat,L}$ 和调制深度 ΔR 。小的饱和通量可以减小抑制调 Q 锁模的阈值, 但激光器易于运转在多脉冲状态。小的调制深度减小了 SESAM 上的沉积热量, 但会导致脉冲宽度变宽; 大的调制深度又使抑制调 Q 锁模的阈值升高^[80]。

增益介质受激发射截面 σ_L 越大, 饱和通量 $F_{sat,L}$ 越小, 越容易抑制调 Q 锁模。Nd:YVO₄ 晶体的受激发射截面是 Nd:YAG 晶体的五倍, 因此 Nd:YVO₄ 晶体更容易实现连续锁模运转^[80]。

通过谐振腔设计可以控制在增益介质和 SESAM 上的光斑面积。一般情况下通过减小 A_L 和 A_A 以减少抑制调 Q 锁模的阈值。但是过小的 A_L 又使振荡光和泵浦光不容易实现良好匹配, 泵浦光能量不能被有效利用, 导致激光器光光转换效率下降。另外, 过小的 A_A 也容易导致 SESAM 上的脉冲能量密度过大, 损坏 SESAM。因此要综合考虑锁模谐振腔腔模的设计^[80]。

采用小透过率的耦合输出镜, 可以增大腔内功率和腔内脉冲能量, 从而抑制

调 Q 锁模。

采用增长激光腔长的方式抑制调 Q 锁模。腔长越长，脉冲重复频率 ($f = c/2L$) 越小，腔内的脉冲能量 E_p 越大，越容易抑制调 Q 锁模。

2.1.4 SESAM 长期稳定运转

SESAM 易产生峰值功率损伤和热损伤^[81-83]。为了实现大功率高重复频率皮秒激光器的长期稳定运转，必须解决 SESAM 的损伤问题。

高峰值功率的激光脉冲作用在 SESAM 时，受激载流子(由单光子或多光子吸收或雪崩过程所产生的)密度可以达到等离子体的密度。这个等离子体的形成会导致吸收的增加，并最终产生灾难性的损伤。SESAM 损伤阈值约 300 MW/cm^2 ($\sim 10 \text{ ps}$)^[84]。为了保证 SESAM 器件的安全，工作峰值功率密度应远小于该值。

可饱和吸收体将入射光子的一部分能量转化为热量，这种热量将增加吸收层的温度，然后通过基底传输到基底背面的热沉。GaAs 具有高导热性的衬底，可以忽略热量通过空气对吸收体表面的对流散热。在脉冲激光束的情况下，吸收体温度 T 随脉冲重复频率 f 而周期性地变化。从吸收体层到热沉的连续热流导致吸收体温度恒定上升 ΔT 。这种温度的上升将对 SESAM 的工作波长和吸收率产生影响。例如：100 K 的温升使 SESAM 在 $1 \mu\text{m}$ 处的中心波长移动 7 nm。当吸收体温度增加 83 K 时，SESAM 的吸收率也将增加 50%，这将影响锁模激光器的稳定可靠运转^[75]。

在锁模激光器运转的过程中，假定 SESAM 处于完全饱和状态 ($E_p > 3E_{sat,A}$)，则 SESAM 中累积的热功率可表示为^[85]：

$$P_{dis} \approx fE_{sat,A}\Delta R + fE_p\Delta R_{ns} \quad \dots (2.9)$$

SESAM 上的最高温升 ΔT_{max} 也取决于吸收体上激光光斑的大小。如果激光光斑束腰半径小于 SESAM 的厚度 d_{sesam} ，则可饱和吸收镜表面的最高温升(光斑中心处)可表示为^[85]：

$$\Delta T_{max} \approx \frac{P_{dis}}{\sqrt{2\pi}K\omega_{sesam}} \quad \dots (2.10)$$

其中 ω_{sesam} 是 SESAM 上光斑半径。K 是 SESAM 的热导率，一般取值为 $45 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$ 。

如果激光光斑的束腰半径 ω_{scsam} 大于半导体可饱和吸收反射镜的厚度 d_{scsam} ，则 SESAM 的最高温升可表示为^[85]：

$$\Delta T_{\text{max}} \approx \frac{dP_{\text{d/s}}}{K\pi\omega_{\text{scsam}}^2} \quad \dots (2.11)$$

2.2 皮秒脉冲的放大理论

激光脉冲通过增益介质时将产生放大。根据激光脉冲通过放大器增益介质次数的不同，放大方式可以分为单程放大、双程放大和多程放大。皮秒激光脉冲的宽度（ps~数百ps）远比增益介质的荧光寿命（数十 μs ~数百 μs ）短的多，可以忽略自发辐射及泵浦速率对皮秒放大过程的影响。放大器增益能力取决于激光脉冲达到之前存储于增益介质中的能量。另外大能量皮秒系统的工作频率一般为数十Hz~数kHz，脉冲周期（ms以上）远大于增益介质的荧光寿命，脉冲的放大对下一周期的脉冲放大基本没有影响，可以认为稳态增益。在此将讨论基于四能级的增益介质稳态增益下的皮秒激光放大理论^[86,87]。

2.2.1 脉冲放大模型

Frantz 和 Nodvik 对脉冲激光放大器进行研究，推导出用于描述激光脉冲放大的经典 F-N 方程^[88]。激光脉冲能量随放大距离增大而不断增加。根据该方程，脉冲激光经长度 x 的增益介质后，输出能量密度

$$E(x) = TE_s \ln(G_0(x) \{ \exp[E(0)/E_s] - 1 \} + 1) \quad \dots (2.12)$$

$G_0(x) = \exp \left[\int_0^x g(x,0) dx \right]$ 表示激光从0到传播到 x 点位置时经历的总小信号

增益， $T = \exp(-\alpha x)$ 为损耗因子， g 为小信号增益系数， α 为损耗系数， $E(0)$ 为输入脉冲能量密度， $E_s = h\nu / \sigma$ 为饱和通量。

对于激光放大器，式(2.12)适合从小信号到饱和放大的任意放大情况。通过简化方程式，对小信号放大和饱和放大两种极端情况进行分析。在小信号放大情况下，输入激光脉冲的能量非常小，可以满足条件 $E_m / E_s \ll 1$ 和 $G_0(x)E_m / E_s \ll 1$ ，则式(2.12)可以近似表示为：

$$E(x) = E(0)G_0(x) \quad \dots (2.13)$$

假设上能级粒子在增益介质中均匀分布，小信号增益系数 $g_0 = \sigma N$ 。则

$$E(x) = E(0)\exp(g_0 x) \quad \dots (2.14)$$

在小信号放大情况下，在激光脉冲能量很小，传输距离满足 $G_0(x)E_m / E_s \ll 1$ ，即 $E_m \exp(g_0 x) / E_s \ll 1$ 情况下，放大过程中涉外脉冲能量随增益介质中的传输距离成指数增加。

在饱和放大情况下，注入放大器的激光脉冲能量密度很大， $E_m / E_s \gg 1$ ，式(2.12)可以简化为

$$E(x) = E_m + E_s \ln G_0(x) = E_m + E_s g_0 x \quad \dots (2.15)$$

激光脉冲能量在增益介质中随着传输距离成线性增长。在这种情况下，对于确定小信号增益 G_0 的放大器来说，能够提取出的最大能量为 $E_s \ln G_0$ 。这代表着增益介质中的储能最大限度地转换为激光能量。因此，放大器一般都设计在饱和状态下工作。

2.2.2 多程放大

当激光脉冲能量小到不足以使放大器饱和时，用多程放大的方式可让激光脉冲多次通过增益介质以充分提取能量。多程放大器一般分为两种形式。一种是离轴多程放大器，该类放大器会使用多片镜片重复反射脉冲进入增益介质，每次进入增益介质的路径略微有些差别。这种多程放大器的放大次数是固定的，且放大次数少，一般小于10次。另一种多程放大器的形式是再生放大器。再生放大器是一种同光路放大器，包含一个含有激活介质的谐振腔，激光脉冲被导入腔内循环放大多次之后被导出腔外。再生放大器中的激光脉冲可多次通过增益介质，具有高的增益、高的能量提取效率和好的光束质量，同时放大次数可以灵活控制。虽然两种多程放大器的结构不同，但可采用相同的多程放大理论进行模拟分析。

Lowdermilk和Murray在给出的激光脉冲放大的解析解基础上，考虑了多程放大过程中的增益系数变化，形成了Lowdermilk-Murray多程放大模型，并利用该模型对多程放大的特性进行了数值分析^[86]。其计算过程中主要利用三个的特征参数来表征激光增益介质的性质：小信号增益系数 $G_0 = \exp(g_0 l)$ 、饱和能量密度 E_s 以及增益恢复系数 p 。其中增益恢复系数 p 主要取决于被放大的脉冲两次

经过激光增益介质的时间间隔(T_c)以及增益介质下能级的恢复时间(τ_R)。如果在放大过程中增益介质处于完全的恢复状态,那么有 $\tau_R \ll T_c$,增益恢复系数 p 的值为0.5;如果完全没有达到增益恢复,也就是 $T_c \ll \tau_R$,那么 p 值取1。假设 T 为谐振腔的单程透过率, δ 为单程损耗,它们满足 $T = \exp(-\delta)$ 的关系式。设注入的激光脉冲的能量密度为 E_{in} ,输出激光脉冲的能量强度为 E_{out} ;由于在再生放大过程中,激光脉冲在放大到最大的能量密度时通过调Q器件被导出,因此可以认为输出激光脉冲的能量密度与腔内振荡的激光脉冲的峰值能量密度相同。在激光增益介质和激光脉冲在模式匹配以及空间上完全重合情况下,可以得到以下表示腔内激光在放大过程中的能量强度和增益的表达式:

$$E_{k+1} = TE_s \ln \left\{ G_k \left[\exp\left(\frac{E_k}{E_s}\right) - 1 \right] + 1 \right\} \quad \dots (2.16)$$

$$G_{k+1} = G_k \exp(pE_k / E_s) / \{1 + G_k [\exp(E_k / E_s) - 1]\}^p \quad \dots (2.17)$$

根据式(2.16)和式(2.17),通过多次迭代计算,可以建立一个关于多程放大增益过程的模型。该模型对离轴多程放大器和再生放大器的计算分析都适用。唯一不同点是,离轴多程放大器的放大次数是固定的,再生放大器的放大次数是可灵活控制的。

2.3 皮秒放大过程中非线性效应

2.3.1 受激拉曼散射

与普通的拉曼散射相比,受激拉曼散射有如下特点^[40,89]:

- 1) 明显的阈值性。只有当入射泵浦光的光强超过一定阈值后,受激拉曼散射效应才能出现。
- 2) 良好的方向性。受激拉曼散射光的空间发散角可达到与入射激光发散角相近的程度。
- 3) 良好的单色性。受激拉曼散射光的光谱宽度与入射激光相当。
- 4) 较高的强度。受激拉曼散射光的光强可达到与入射激光相当的程度,而普通拉曼散射光的强度通常仅为入射光的几万分之一或更低。

由上述特点可知,受激拉曼散射可以看作是一种类似受激辐射的散射过程。

而普通的拉曼散射主要是以自发拉曼散射为主,是一种类似于自发辐射的散射过程。

受激拉曼散射过程通常可以被分为两大类:一种是稳态受激拉曼散射过程,另一种是瞬态受激拉曼散射过程。若入射光的脉宽比介质的退相时间 T_2 (dephasing time) 小,即为稳态受激拉曼散射。若入射光的脉宽比介质的退相时间 T_2 短很多,则为瞬态受激拉曼散射。大多数的固体拉曼介质的退相时间为几皮秒量级,而气体拉曼介质的退相时间大多为几十皮秒量级。本论文中百皮秒激光系统中脉冲宽度远大于退相时间,属于稳态受激拉曼散射过程。可得到稳态受激拉曼散射过程中的斯托克斯散射强度为:

$$I_s(z) = I_s(0) \exp(g_R I_i z) \quad \dots (2.18)$$

其中 g_R 为拉曼增益系数, I_i 是入射光强, z 是相互作用区的长度。

2.3.2 克尔效应

克尔效应在时域和空间上分别表现为自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 和自聚焦 (self focusing, SF)。

2.3.2.1 自相位调制

在时域内 $I(t, r)$ 可简化为 $I(t)$ 。激光脉冲经过厚度为 L 的克尔介质后,将产生一个随时间变化的附加位相:

$$\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 L I(t) \quad \dots (2.19)$$

式(2.19)所表示的位相对时间求一阶导数将产生随时间变化的频率,即

$$\Delta\omega(t) = -\frac{d(\Delta\phi(t))}{dt} = -\frac{2\pi n_2 L}{\lambda_0} \frac{dI(t)}{dt} \quad \dots (2.20)$$

$\Delta\omega(t) \neq 0$ 时表示激光光束在频域内有新的频率成份产生,这将会使激光脉冲的光谱获得展宽,称为自相位调制。同时, $\Delta\omega(t)$ 也是时间的函数,将导致频率产生啁啾,在脉冲的不同时间分布处获得不同的频率成分。自相位调制给脉冲带来的位相和频移如图 2.8(a)所示,可以看出自相位调制引起的频移在脉冲中部呈线性正啁啾频率随时间增大而增大。图 2.8(b)给出了脉冲经过自相位调制效应后的光谱,其多峰结构是自相位调制作用的频移过程中相同频率成份相干的结果,

是光谱经过自相位调制后的典型特征。

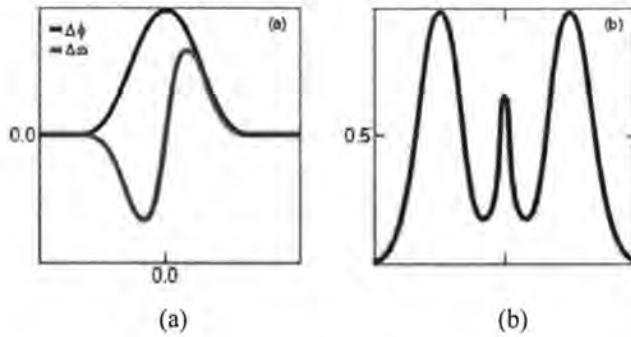


图 2.8 自相位调制对脉冲位相和光谱的影响, (a)脉冲经过自相位调制后的位相和频移变化, (b)自相位调制后的典型光谱

Fig 2.8 The influence of self phase modulation on the phase and spectrum of the pulse, (a) the phase and frequency shift of the pulse after self phase modulation, (b) the typical spectrum after self phase modulation

2.3.2.2 自聚焦

克尔效应在空域也会对空间分布造成影响, 结果是使激光脉冲产生自聚焦。高斯分布的高峰值功率激光脉冲经过克尔介质时, 由于光束中部比边缘光强要强, 克尔效应引起的非线性折射率改变不一样, 光束中部比边缘获得更多的附加位相。这种作用如同光束经过一个薄透镜将发生会聚, 如图 2.9所示。通常将高功率光束经过克尔介质后发生会聚的现象称为自聚焦, 而将克尔效应引起的这一薄透镜称为克尔透镜。

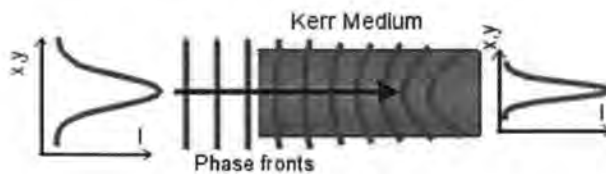


图 2.9 强光在经过克尔介质时形成自聚焦效应的示意图

Fig 2.9 Schematic diagram of self focusing effect of strong light passing through Kerr medium

克尔效应是大能量皮秒系统中必须考虑的非线性效应。皮秒激光系统在再生放大和能量放大过程中峰值功率密度已达到 GW/cm^2 以上。另外, 系统中存在多

种克尔介质，如增益晶体 (Nd:YAG、Nd:YVO₄)，电光晶体 (BBO、KDP)，非线性晶体 (LBO) 等，且这些克尔介质都具有较大的非线性折射率系数，如表 2.1 所示。

表 2.1 皮秒系统中常用晶体的非线性折射率系数

	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	BBO	KDP	LBO
非线性折射率系数 n_2 (cm ² /W)	6.2×10^{-16}	4.7×10^{-14}	3.70×10^{-16}	2×10^{-16}	1.91×10^{-16}

在薄克尔介质中，引入的附加相位有^[52]：

$$\phi_{NL}(t, r) = -\frac{2\pi}{\lambda} n_{21} I L(t, r) \quad \dots (2.21)$$

其中， n_{21} 为克尔介质的非线性折射率系数， L 为克尔介质长度， I 为入射光强。

为了区分时域和空域上的附加位相 ϕ_{NL} ，分别定义非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 和 B 积分表征时域和空域最大的 ϕ_{NL} ，在薄克尔介质如式(2.22)所示，其中 I_p 为脉冲的峰值强度。

$$|\phi_{spm}| = B = \frac{2\pi n_{21}}{\lambda} I_p L \quad \dots (2.22)$$

定义比值 $B/|\phi_{spm}|$ 来衡量空间啁啾程度。在单次通过薄克尔介质时， B 积分和非线性相移 $B/|\phi_{spm}|$ 相同，空间啁啾程度为 100%。但在厚克尔介质中， B 和 $|\phi_{spm}|$ 将不再一致。

在无损耗厚克尔介质中，在傍轴光线具有旋转对称的近似下，场强的复振幅 $a(r, z)$ 满足柱坐标下的非线性传输方程^[52,90]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial a}{\partial r} \right) - 2ik \frac{\partial a}{\partial z} + k^2 \frac{n_2}{n_0} |a|^2 a = 0 \quad \dots (2.23)$$

其中 k 是波矢， r 为径向坐标。

方程式(2.23)的解可以写成以下形式：

$$a(r, z) = \frac{a(z)}{w(z)} \exp \left[- \left(\frac{r^2}{w^2} - \frac{ikr^2}{2R} + i\varphi(z) \right) \right] \quad \dots (2.24)$$

为了求解式(2.24), 电场模的平方可以简化为

$$a(r, z) = \frac{a(z)}{w(z)} \exp \left[- \left(\frac{r^2}{w^2} - \frac{ikr^2}{2R} + i\varphi(z) \right) \right] \quad \dots (2.25)$$

把式(2.24)和式(2.25)代入式(2.23), 可得到四个常微分方程。其中一个能量守恒有关的方程, 其余三个是关于 $w(z)$, $R(z)$ 和 $\varphi(z)$ 的方程, 其解分别为:

$$w^2(r, z) = w_1^2 \left[\left(1 - \frac{z}{R} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 w^2} \right)^2 \left(1 - \frac{P}{P_{cr}} \right) \right] \quad \dots (2.26)$$

$$\frac{1}{R(z)} = \left(\frac{w_1}{w(z)} \right)^2 \left[\frac{1}{R_1} + \frac{z}{R_1^2} + 2 \left(\frac{\lambda}{\pi n_0 w^2} \right)^2 \left(1 - \frac{P}{P_{cr}} \right) \right] \quad \dots (2.27)$$

$$\varphi(z) - \varphi_1 = \frac{1 - 3P/2P_{cr}}{\sqrt{1 - P/P_{cr}}} \left[\tan^{-1} \frac{\pi n_0 w^2(z)}{\lambda R(z) \sqrt{1 - P/P_{cr}}} - \tan^{-1} \frac{\pi n_0 w_1^2}{\lambda R_1 \sqrt{1 - P/P_{cr}}} \right] \quad \dots (2.28)$$

这里 R_1 , w_1 和 φ_1 分别为克尔介质入射表面处的曲率半径、光斑半径和相位, $P = \pi \epsilon_0 n_0 c |a|^2 / 4$ 是光束功率, $P_{cr} = \epsilon_0 c \lambda^2 / (2\pi n_2)$ 是自聚焦临界功率。在 $n_2 \rightarrow 0$, $P_{cr} \rightarrow \infty$ 时, 式(2.26)、式(2.27)和式(2.28)简化为均匀折射率分布的空间传输公式。

Li Yan 等人给出了一般情况下 B 积分和非线性相移 ϕ_{spm} 的定义, 其中

$$B = \frac{\eta k}{4} \left| \frac{w^2}{R(t=0)} - \frac{w^2}{R(t \rightarrow \infty)} \right| \quad \dots (2.29)$$

η 为光束曲率半径的数值修正因子, k 为波矢, $R(t=0)$ 为激光脉冲在峰值功率 ($t=0$) 时的曲率半径, $R(t \rightarrow \infty)$ 为不考虑脉冲功率时的曲率半径。

非线性相移 ϕ_{spm} 定义为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_{\text{spm}}(z, P)}{\partial z} &= \frac{\partial \varphi(z, P)}{\partial z} - \frac{\partial \varphi(z, P)}{\partial z} \\ &= \frac{2}{k} \left[\frac{1}{w^2(z, P)} - \frac{1}{w^2(z, 0)} \right] - \frac{1}{k w^2(z, P) P_{cr}} \end{aligned} \quad \dots (2.30)$$

利用式(2.26)~式(2.30)可以研究分析, 在含有非线性克尔介质放大器的时域和空域的非线性相位的变化情况。

第 3 章 皮秒 MOPA 系统的关键技术

皮秒锁模振荡器是皮秒脉冲的源头。高稳定性的皮秒锁模脉冲是后续能量放大、功率放大的前提，是皮秒激光器设计中的关键点。但锁模的核心器件 SESAM 极易受到热损伤和峰值功率损伤^[73-75]。为了实现皮秒激光器的长期稳定，必须解决 SESAM 的损伤问题。在获得高稳定性的皮秒锁模脉冲后，可以通过再生放大方式以量级级别放大激光脉冲。为了满足激光应用的需求，在激光放大过程中需要保证皮秒激光脉冲的信噪比。

本章针对皮秒 MOPA 系统中锁模长期稳定可靠运转、再生放大高增益稳定能量提取和放大过程中信噪比等问题进行研究。主要研究内容包括：介绍了 SESAM 损伤的机理，并基于 SESAM 锁模理论设计了长期稳定运转的皮秒锁模振荡器；利用 Lodermilk-Murray 放大模型对再生放大过程中的能量提取及能量稳定性进行了理论分析，并通过设计的高增益 Nd:YAG 再生放大器对理论分析结果进行了验证；通过建立多脉冲放大模型，对放大过程中信噪比的变化情况及影响因素进行了分析，并基于分析结果提出了再生放大过程消除伴随脉冲的方法。通过提高注入主放大器激光脉冲的信噪比方式，在大能量皮秒激光系统中获得了高信噪比的激光输出。

3.1 SESAM 无损伤运转的皮秒锁模振荡器研究

本小节主要介绍通过选择合理的 SESAM 参数和合适的腔型，设计实现了 SESAM 长期无损伤运转的皮秒锁模振荡器。

3.1.1 SESAM 无损伤运转的皮秒锁模振荡器

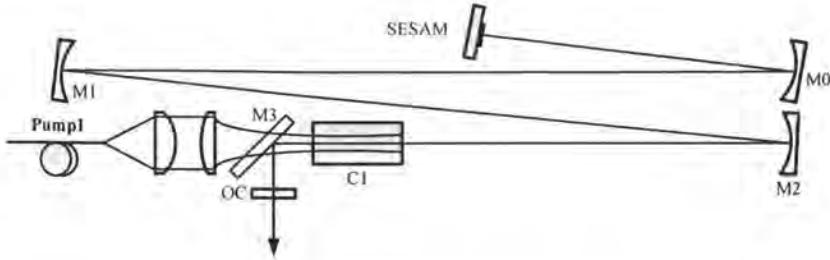


图 3.1 皮秒锁模振荡器实验装置示意图

Fig 3.1 Schematic diagram of the mode-locked oscillator

实验装置如图 3.1 所示,高重复频率皮秒激光系统包括锁模振荡器和功率放大器两部分。锁模振荡器的泵浦源 Pump1 采用 LIMO 公司生产的 30 W 半导体激光二极管(输出波长 808 nm,耦合光纤纤芯直径 400 μm ,数值孔径 N.A.=0.22),泵浦光经放大比例为 1:2 的耦合系统耦合到 C1 晶体(Nd:YVO₄晶体,掺杂浓度 0.3 at.%,体积 $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$,a 向切割,双面镀 1064 nm/808 nm 增透膜)。振荡光经 OC、M3、M2、M1、M0 聚焦到 SESAM 上。其中 M3 为 45°的二向色性反射镜,泵浦光入射面镀有 808 nm 增透膜,另一面镀有 1064 nm 高反膜和 808 nm 增透膜;M2 和 M1 为镀有 1064 nm 全反膜的平凹镜,曲率半径为 2000 mm;M0 为镀有 1064 nm 全反膜的平凹镜,曲率半径为 400 mm;采用 BATOP 公司生产的 SESAM(调制深度 $\Delta R=0.5\%$,非饱和损耗为 0.5%,饱和恢复时间 1 ps,损伤阈值 1 GW/cm^2 ,饱和通量 $90 \mu\text{J/cm}^2$)实现锁模;振荡器激光经输出镜 OC 输出,透过率为 15%。

3.1.2 皮秒锁模振荡器的计算模拟

SESAM 受到损伤的原因主要有两种:一种是由于 SESAM 的温度升高而引起的热损伤,SESAM 中沉积的热功率可表示为

$$P_{dis} \approx fE_{sat,A}\Delta R + fE_p\Delta R_{ns} \quad \dots (3.1)$$

式中 f 为腔内振荡皮秒脉冲的重复频率, $E_{sat,A}$ 为 SESAM 的饱和能量, E_p 为腔内脉冲能量,正常工作情况下 E_p 远大于 $E_{sat,A}$, ΔR_{ns} 为非饱和损耗。由公式(3.1)可看出 SESAM 大部分热量是由非饱和损耗所导致的。为了减少热量积累,可以选择非饱和损耗较小的 SESAM 和降低腔内脉冲能量。表 3.1 为厂家提供常用

SESAM 的非饱和损耗和调制深度。型号为 SAM-1064-0.5 的 SESAM 的非饱和损耗最小，产生的热量积累也最小。由锁模理论^[78]可知锁模脉冲宽度 $\tau_p \propto \frac{1}{\sqrt{\Delta R}}$ 。为了兼顾锁模的脉冲宽度和 SESAM 的热效应，实验中选用型号为 SAM-1064-1 的 SESAM。

表 3.1 不同型号 SESAM 的非饱和损耗和调制深度

Table 3.1 Non-saturable losses and modulation depth of different models of SESAM

Model	Non-saturable losses ΔR_m (%)	Modulation depth ΔR (%)
SAM-1064-0.5	0.2	0.3
SAM-1064-1	0.5	0.5
SAM-1064-2	1.2	0.8

另一种是由于调 Q 锁模产生的高脉冲能量导致的 SESAM 损伤。由锁模理论可知，实现连续锁模的条件如公式(2.8)。由该公式可知，增大腔内脉冲能量 E_p 可以抑制调 Q 锁模实现连续锁模。图 3.2 为模拟的腔内脉冲能量和输出功率随输出镜透过率变化的曲线，减小输出镜的输出率可以提高腔内脉冲能量 E_p ，但是输出率的减小也会使振荡器输出功率变小。为了保证锁模振荡器获得大于 5W 的功率输出并结合已有的实验器材，选用透过率 $T=15\%$ 输出镜。

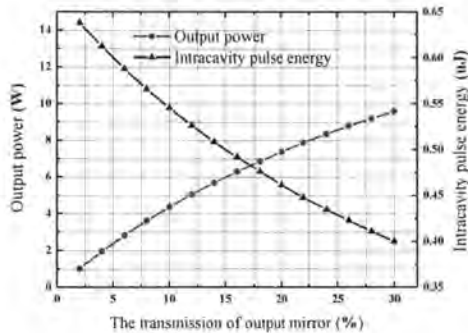


图 3.2 腔内脉冲能量和输出功率随输出镜透过率变化曲线

Fig 3.2 Output power and intracavity pulse energy versus the transmission of output mirror

减小增益晶体和 SESAM 的光斑面积也有利于实现连续锁模，但过小的 A_c

和 A_4 会导致增益晶体和 SESAM 出现损伤。所以在设计锁模振荡器时要合理控制增益介质和 SESAM 上的振荡光斑的面积。为了保证 30 W 高功率泵浦时增益晶体的安全, 增益晶体 Nd:YVO₄ 上的泵浦光斑直径选为 0.8 mm。此时晶体的热透镜焦距约为 600 mm。在此基础上设计了振荡器谐振腔, 计算模拟出的腔内光斑模式分布如图 3.3 所示。可以看出增益晶体 C1 上光斑半径为 350 μm 时, 能够实现泵浦光斑与振荡光斑之间合理的模式匹配。当平凹镜 M0 的曲率半径为 400 mm 时, SESAM 上的光斑半径为 110 μm 。

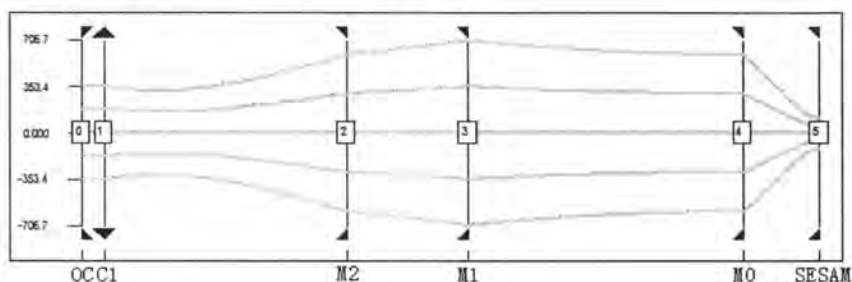


图 3.3 锁模振荡器腔内模式分布示意图

Fig 3.3 Schematic diagram of mode distribution in the mode-locked oscillator

同时还计算模拟了增益晶体和 SESAM 上的振荡光斑随热透镜焦距的变化情况, 如图 3.4 所示。由模拟结果可知, 热透镜焦距在 0.4~0.8 m 范围内, 增益晶体和 SESAM 上振荡光斑半径变化较小, 振荡器具有较长的锁模稳区, 泵浦功率的变化对锁模的稳定性影响较小。

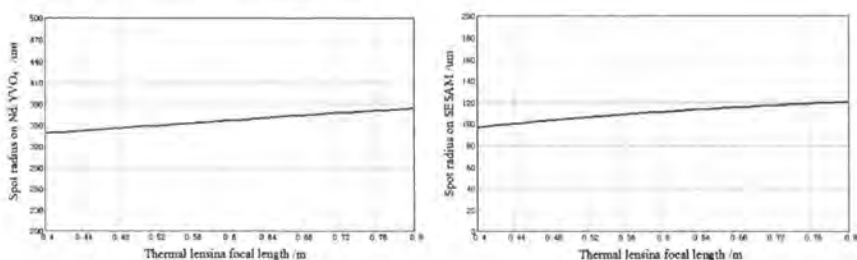


图 3.4 增益晶体和 SESAM 上的光斑随热透镜焦距的变化

Fig 3.4 Variations in mode spot-radius on (a) gain medium and (b) SESAM with thermal focal length

对于 Nd:YVO₄ 增益晶体, 受激发射截面 $\sigma_l = 25 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, 普朗克常数

$h = 6.6 \times 10^{-34} \text{ Js}$, $v_L = c / \lambda$, $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, 脉冲往返一次通过 Nd:YVO₄ 的次数 $m = 2$, 计算可得饱和通量 $F_{sat,L} = 3.72 \times 10^4 \mu\text{J/cm}^2$; SESAM 的饱和通量和调制深度分别为 $F_{sat,A} = 90 \mu\text{J/cm}^2$ 和 $\Delta R = 0.5\%$; 将上述参数代入公式 (2.8) 可算出 $F_{sat,L} A_L F_{sat,A} A_A \Delta R = 0.024 \mu\text{J}^2$; 假设振荡器的输出功率 $P_{out} = 6 \text{ W}$, 腔内振荡的平均功率 $P_{intra} = P_{out} / T \approx 40 \text{ W}$, 输出镜的透过率 $T = 15\%$ 。腔内脉冲能量 $E_p = P_{intra} / f$, 其中脉冲重复频率 $f = 80 \text{ MHz}$, 经计算 $E_p = 0.5 \mu\text{J}$ 。此时振荡器腔内能量 $E_p^2 > F_{sat,L} A_L F_{sat,A} A_A \Delta R$, 因此谐振腔可以实现连续锁模。由公式 (3.1) 估算出此时 SESAM 上积累的热功率非常小约为 $P_{dis} \approx 0.2 \text{ W}$ 。SESAM 表面的最高温度 ΔT_{max} (光斑中心处) 可表示为

$$\Delta T_{max} \approx \frac{P_{dis}}{\sqrt{2\pi K \omega_{sesam}}} \quad \dots (3.2)$$

其 ω_{sesam} 是 SESAM 上光斑半径。K 是 SESAM 的热导率, 一般取值为 $45 \text{ W/(K} \cdot \text{m)}$ 。由公式 (3.2) 计算出 SESAM 上最高温度 $\Delta T_{max} = 16 \text{ }^\circ\text{C}$, 避免 SESAM 因温度过高产生热损伤。同时 SESAM 自身的铜质热沉具有良好的散热特性, 可保证 SESAM 长期处于安全的运转状态。

3.1.3 实验结果与讨论

连续锁模时输出光的功率与泵浦功率间的关系如图 3.5 所示。振荡器实现连续锁模的泵浦阈值为 15.9 W , 实验时泵浦功率在 $15.9 \text{ W} \sim 28.7 \text{ W}$ 范围内都能实现稳定的连续锁模, 最高输出功率为 7.5 W 。为了避免 SESAM 的损伤, 保证激光器长期稳定工作, 最终选择泵浦功率为 22.4 W , 此时锁模振荡器的输出功率为 5.1 W , 光-光转换效率达 22.8% 。

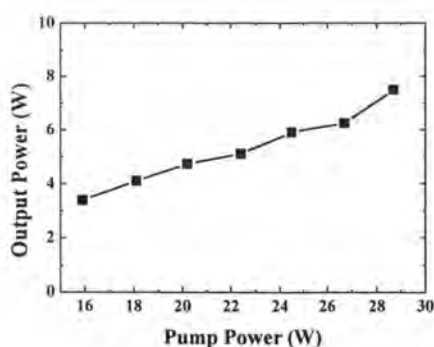
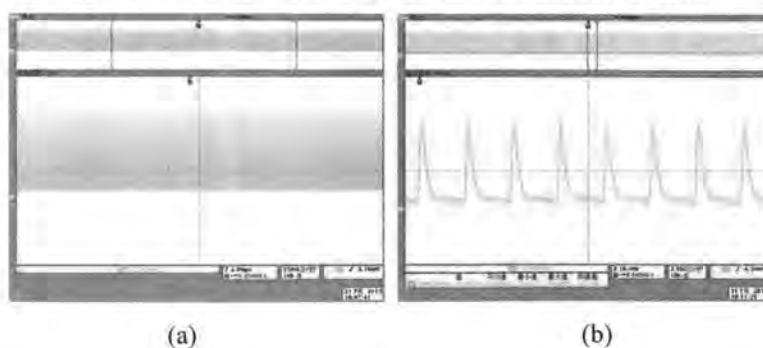


图 3.5 连续锁模时，振荡器输出功率随泵浦功率的变化

Fig 3.5 Output power versus pump power when oscillator works in CW mode-locking

实验时用高速硅光电探头 (DET10A, ThorlabsInc.) 接收脉冲信号并分别连接至数字示波器 (DPO4104, TektronixInc.) 和频谱分析仪 (N9020A, AgilentInc.)。图 3.6 为不同时间尺度和扫描范围下采集到的皮秒脉冲的波形图和频谱图。图 3.6 (a) 为时间间隔为 $2 \mu\text{s}$ 时皮秒脉冲的波形图，可以看出振荡器为稳定的连续锁模，锁模脉冲序列无周期调制现象；图 3.6 (b) 为时间间隔为 10 ns 时皮秒脉冲的波形图，可以看出锁模脉冲的重复频率为 80 MHz 并且具有良好的脉冲稳定性，脉冲稳定性均方根值小于 2% ；图 3.6 (c) 为扫描范围 320 MHz 下皮秒脉冲的频谱图，锁模脉冲的频谱非常稳定，无噪声频率出现；图 3.6 (d) 为扫描范围 85.10 kHz 下皮秒脉冲的频谱图，频谱信噪比大于 60 dB 。通过对锁模振荡器输出皮秒脉冲的时间和频谱信号的分析可以确定锁模振荡器处于良好的锁模状态。



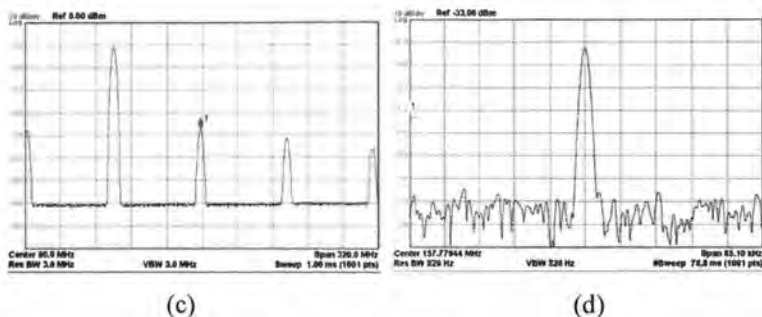


图 3.6 皮秒脉冲的时间和频谱信号。(a)、(b)时间间隔分别为 $2\ \mu\text{s}$ 和 $10\ \text{ns}$ 时皮秒脉冲的波形图；(c)、(d)扫描范围分别为 $320\ \text{MHz}$ 和 $85.10\ \text{kHz}$ 时皮秒脉冲的频谱图

Fig 3.6 Screenshots of time signals and frequency signals of picosecond pulses. Time signals of picosecond pulses in time interval of (a) $2\ \mu\text{s}$ and (b) $10\ \text{ns}$; frequency signals of picosecond pulses in scan span of (c) $320\ \text{MHz}$ and (d) $85.10\ \text{kHz}$

实验时用自相关仪 (FR-103XL, Femtochrome Inc.) 和光谱仪 (AQ6370B, Yokogawa Inc.) 对皮秒脉冲的特性进行了测量, 为皮秒脉冲的时间特性和光谱特性。图 3.7 (a) 为皮秒脉冲的自相关曲线, 可以看出自相关曲线为高斯型, 脉冲宽度为 $\tau_p = 23.7\ \text{ps}$; 图 3.7 (b) 为皮秒脉冲的光谱特性, 可以看出中心波长为 $1064.50\ \text{nm}$, 光谱宽度为 $0.084\ \text{nm}$ 。根据公式 $\Delta\nu = c\Delta\lambda / \lambda^2$ (c 为真空中的光速) 可计算出锁模脉冲的频谱半宽度 $\Delta\nu = 21.9\ \text{GHz}$ 。可计算出脉冲的时间带宽积 $\tau_p \cdot \Delta\nu = 0.52$, 是理论值 0.44 (高斯型) 的 1.18 倍。

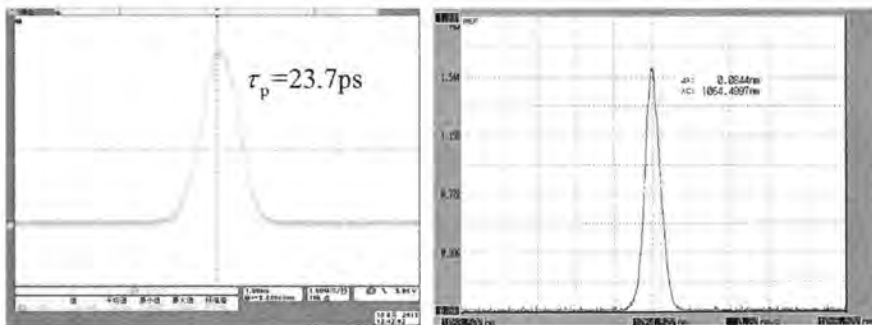


图 3.7 皮秒脉冲的时间特性和光谱特性。(a)自相关曲线；(b)光谱图

Fig 3.7 (a) Intensity autocorrelation trace and (b) optical spectrum of the picosecond pulses

实验过程中, 对锁模振荡器的长时间稳定性进行了研究。在经历 500 小时的

长期稳定性实验后，锁模振荡器锁模稳定，未出现失锁或调 Q 锁模。用高倍显微镜观察实验前后的 SESAM 表面情况如图 3.8 所示。实验后的 SESAM 表面并未出现损伤，说明本节设计的锁模振荡器可实现长期稳定运转。



图 3.8 长期稳定性实验前后的 SESAM 表面情况。(a) 实验前；(b) 实验后
Fig 3.8 SESAM's surfaces (a) before and (b) after long-term stability experiment

3.2 高增益稳定输出再生放大器研究

本小节将介绍采用脉冲泵浦的皮秒再生放大器。选用 LD 端面泵浦的 Nd:YAG 晶体作为增益介质。设计优化了类共焦腔的再生腔腔型，模拟分析了再生放大过程中的能量提取过程。在实验上获得了重复频率在 100 Hz~1 kHz 可调，脉冲能量为 2.5 mJ 的皮秒脉冲。

3.2.1 高增益稳定输出再生放大器

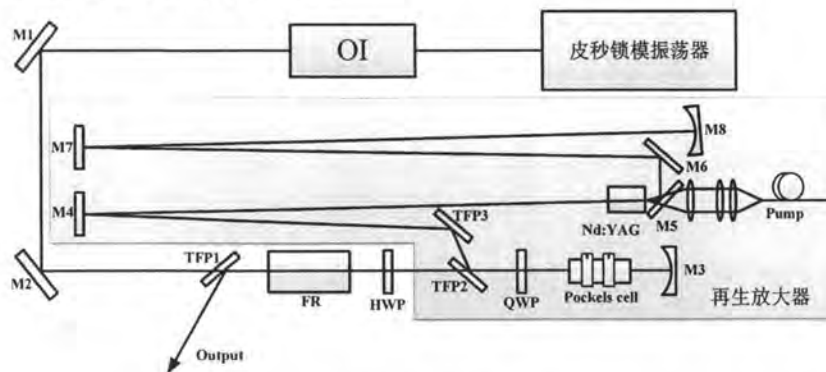


图 3.9 再生放大器实验装置示意图

Fig 3.9 Experimental schematic diagram of regenerated amplifier

技术方案如图 3.9 所示,系统包括皮秒锁模振荡器和再生放大器两部分。振荡器产生的皮秒脉冲进入光隔离系统 OI, OI 的作用是避免后续光路的光进入种子源,影响锁模的稳定性; M1、M2 为镀有 1064 nm 高反膜的 45° 反射镜,将种子导入再生放大腔。由偏振片 TFP1、磁光隔离器 FR、二分之一波片 HWP 组成的光隔离系统用于输出再生放大后的皮秒脉冲;再生放大腔为双凹腔,镜 M3、M8 为镀有 1064 nm 高反膜的平凹镜,曲率半径为 2 m。镜 M4、M7 为 0° 的 1064 nm 高反镜,镜 M6 为 45° 的 1064 nm 高反镜。M5 为 45° 的二向色性反射镜,泵浦光入射面镀 808 nm 增透膜,另一面镀 1064 nm 高反膜和 808 nm 增透膜。QWP 为四分之一波片,TFP2、TFP3 为偏振片。再生腔增益介质采用尺寸为 $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ 掺杂浓度为 1 at.% 的 Nd:YAG 晶体,晶体两面均镀 808 nm 和 1064 nm 增透膜。为减少晶体的热效应,晶体用铝箔包裹放在水冷的紫铜块里;泵浦源采用 500 W 准连续式半导体激光器,泵浦光经 1:2 聚焦耦合系统后,耦合到增益介质中,泵浦源工作重复频率为 100 Hz~1 kHz,泵浦脉宽为 200 μs ; Pockels cell 为普克尔斯盒,普克尔斯盒由电光晶体和电光驱动电源组成。选用 BBO 晶体作为普克尔斯盒的电光晶体。普克尔斯盒、四分之一波片 QWP 和偏振片 TFP2 组成电光开关,控制再生腔的损耗和种子脉冲的注入和导出。

3.2.2 再生放大器计算模拟

3.2.2.1 再生放大腔模式

忽略对激光振荡模式没有影响的偏振片、波片、折转镜片和电光晶体,图 3.9 所示的再生放大腔可以等效为:

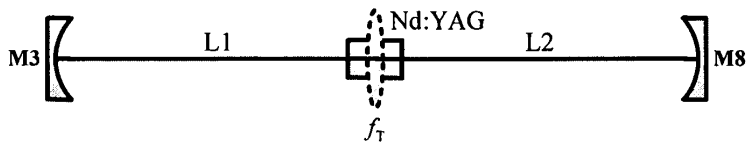


图 3.10 再生腔等效图

Fig 3.10 Equivalent diagram of regenerated amplifier

其中, L1 为镜 M3 和 Nd:YAG 之间距离, L2 为 Nd:YAG 和 M8 之间距离。

采用激光器设计软件 LASCAD 对上述腔型进行模拟。在模拟时，将晶体等效为薄透镜，在脉冲泵浦功率为 20 W 时，晶体热透镜的理论焦距约为 1000 mm。由 LASCAD 模拟的再生腔振荡模式如图 3.11 所示。由模拟结果可以看出，再生腔内最大光斑和最小光斑分别为 580.57 μm 和 519.54 μm ，光斑分布均匀，没有强聚焦点。图中靠近反射镜 0(M3)的未标号黑色竖线为再生腔内电光晶体所在的位置，此处光斑半径为 570 μm ，可以计算出最小光斑处的峰值功率密度为 7.9 GW/cm^2 （脉冲能量为 2.5 mJ，脉冲宽度为 30 ps），小于 BBO 等电光晶体的损伤阈值（10 GW/cm^2 ），且在电光晶体处光束的发散角较小为 0.70 mrad，这对提高电光晶体的消光比是有利的。

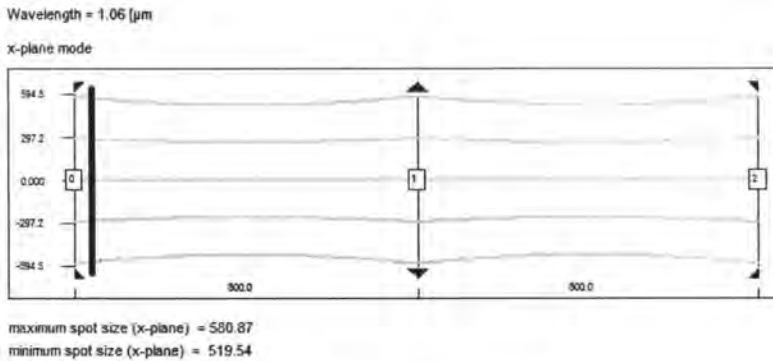


图 3.11 再生腔内光斑分布模式图

Fig 3.11 Pattern of spot distribution in regenerated cavity

利用 mathcad 软件，模拟了增益晶体上振荡光斑半径 W_{YAG} 随热透镜焦距 f_t 的变化情况，如图 3.12 所示。热透镜焦距在 0.8 m~2 m 范围内，增益晶体上振荡光斑维持在 1.2 mm 附近变化很小，可以很好的与泵浦光斑进行模式匹配。晶体上的振荡光斑不会随热透镜焦距的变化发生明显变化，说明再生腔具有热不灵敏特性。当泵浦平均功率随泵浦脉冲频率变化时，再生放大器输出能量能够保持基本不变。

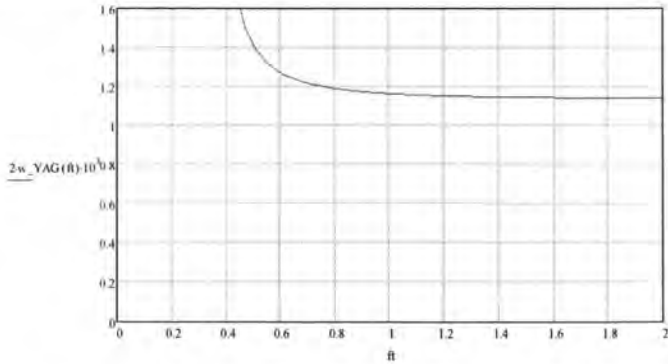


图 3.12 增益晶体上光斑半径随晶体热透镜焦距的变化

Fig 3.12 The change of the spot radius on the gain crystal with the focal length of the thermal lens

3.2.2.2 再生放大过程输出能量分析

一般情况下，注入再生放大器的激光脉冲的能量极低仅为nJ量级。随着放大次数增多，放大器从小信号放大进入到饱和放大状态。小信号放大状态时，脉冲能量随着放大次数成指数增长。但随着脉冲能量的增大，反转粒子数逐渐消耗，放大器单程增益不断减小。当放大程数达到某一值时，放大器的单程增益小于损耗，能量随着放大次数增加而减小。图 3.13给出了利用Lowdermilk-Murray多程放大模型计算出激光脉冲能量、增益系数与放大程数的关系曲线。可以看出增益系数随着放大次数的增加而逐渐减少，最终小于单程损耗。计算模拟条件：初始小信号增益 $G_0=2$ ，注入能量2 nJ，光斑直径1.2 mm，单程透过率 $T=0.95$ ，饱和能量密度 $E_s=3\times 10^3 J/m^2$ ，增益恢复系数0.72。模拟结果显示在放大28次时，获得峰值能量2.37 mJ。

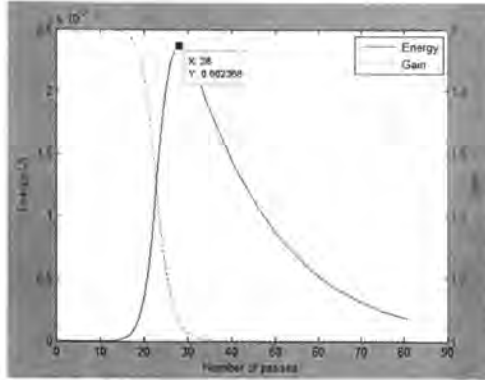


图 3.13 放大过程中放大能量与增益信号随放大次数的变化情况

Fig 3.13 The change of amplification energy and gain signal with amplification times during amplification

1) 峰值能量

当增益系数等于腔内损耗时，即 $G_k T = 1$ ，激光脉冲达到峰值能量。此时，关闭电光Q开关，激光脉冲将被导出腔外，则可以实现再生放大器的峰值能量输出。峰值能量是再生放大器一个重要的考虑因素，它代表了放大器的最大放大能力。峰值能量依赖于再生放大器腔损耗、初始小信号增益。我们基于设计的再生放大器的边界条件数值模拟了注入种子能量、单程透过率（再生腔损耗）、初始小信号增益、增益恢复时间对峰值能量及相应的放大次数的影响。

图 3.14描述了注入种子能量对峰值能量的影响。入射能量在0.01 pJ~10 μJ 范围内变化时，最终获取的峰值能量无变化，为2.37 mJ。但峰值能量对应的放大次数从47次下降到15次。模拟条件为：初始小信号增益 $G_0 = 2$ ，光斑直径1.2 mm，单程透过率0.95，饱和通量密度 $E_s = 3 \times 10^3 J/m^2$ ，增益恢复系数0.72。

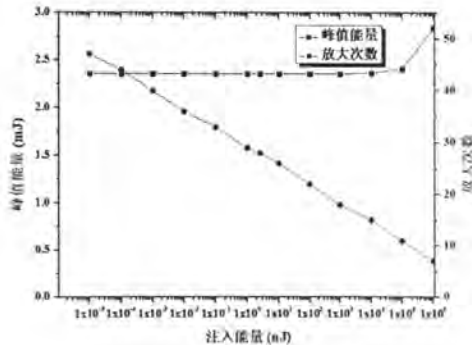


图 3.14 不同种子能量对峰值能量及其放大次数的影响

Fig 3.14 Effect of different seed energy on peak energy and its amplification times

图 3.15描述了初始小信号增益 G_0 对峰值能量的影响。初始小信号增益 G_0 越高,代表增益介质储能也越高,再生放大器能够获得的峰值能量越高,但到达峰值能量所需的放大次数越少。当初始小信号增益为2时,能量为2 nJ的脉冲经过28次放大后能量放大到2.36 mJ。当初始小信号增益为10时,同样的注入脉冲能量只需经过10次放大便可达到9.3 mJ。模拟条件:注入能量2 nJ,光斑直径1.2 mm,单程透过率0.95,饱和通量密度 $E_s = 3 \times 10^3 J/m^2$,增益恢复系数0.72。

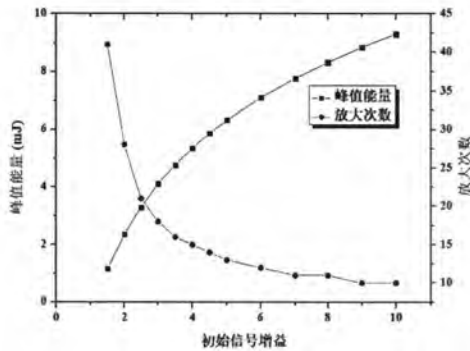


图 3.15 不同初始小信号增益对峰值能量及其放大次数的影响

Fig 3.15 The effect of different initial small signal gain on peak energy and amplification times

图 3.16分析了单程透过率对峰值能量的影响,也就是腔损耗对峰值能量的影响。单程透过率越高,获得的峰值能量越高。单程透过率为0.9时,获得的峰值能量为1.74 mJ。单程透过率增加至0.95后,峰值能量变为2.37 mJ提升了36%。所以在再生放大腔中应尽量减少再生腔损耗,增大单程透过率。模拟条件:初始小信号增益2,注入能量2 nJ,光斑直径1.2 mm,饱和通量密度 $E_s = 3 \times 10^3 J/m^2$,增益恢复系数0.72。

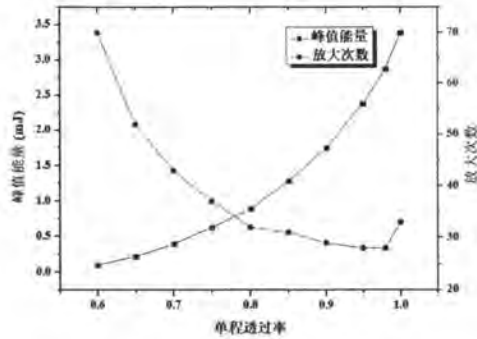


图 3.16 不同单程透过率对峰值能量及其放大次数的影响

Fig 3.16 The influence of different single pass transmittance on peak energy and amplification times

图 3.17描述了增益恢复系数 p 对峰值能量的影响。当增益介质处于完全的恢复状态，增益恢复系数 p 的值为0.5，峰值能量为3.3mJ；当增益介质处于完全没有恢复时 ($T_c \ll \tau_R$)，增益恢复系数 p 的值为1，峰值能量降低至1.74mJ。但增益介质的恢复状态对放大次数影响较小，增益恢复系数 p 在0.5~1变化范围内放大次数基本没有变化。所以为了充分提取增益介质储存能量，应考虑增大两次放大之间的时间间隔 τ_R 。模拟条件：初始小信号增益2，注入能量2 nJ，光斑直径1.2 mm，饱和通量密度 $E_s = 3 \times 10^3 J/m^2$ ，单程透过率0.95。

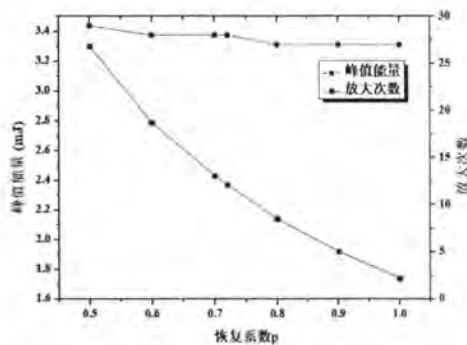


图 3.17 不同增益恢复系数对峰值能量及其放大次数的影响

Fig 3.17 Effect of different gain recovery coefficient on peak energy and amplification times

通过以上注入种子能量、再生腔损耗、初始小信号增益、增益恢复时间对峰值能量影响的分析。为了获得高峰值能量，在设计再生放大器结构时应增大初始

小信号增益（增大增益介质储能）、降低增益恢复系数（增大放大之间的时间间隔 T_c ）和提高单程透过率（降低再生谐振腔损耗），注入再生放大器的初始激光器的脉冲能量只是影响了获得峰值能量时的放大次数，对可获得的峰值能量没有影响。

2) 能量稳定性

再生放大器的输出激光脉冲能量波动 $\Delta E_{out} / E_{out}$ 主要依赖于两个因素：再生放大器注入激光脉冲的能量波动 $\Delta E_{in} / E_{in}$ 和初始小信号增益 G_0 的波动。 Δg_0 反映了初始小信号增益系数的变化范围（ $g_0 = \ln(G_0)$ ， $\Delta G_0 / G_0 = \Delta g_0$ ）。引起初始小信号增益波动的主要原因有：泵浦驱动源电压或者电流的波动，激光二极管 LD 温度波动导致的波长漂移等。通过 Lowdermilk-Murray 多程放大模型计算分析了注入激光脉冲能量波动和初始小信号增益波动对输出能量波动的影响。模拟计算时采用的再生放大器的工作参数为：注入脉冲能量为 2 nJ，初始小信号增益为 $G_0=2$ ，光斑直径 1.2 mm，饱和通量密度 $E_s = 3 \times 10^3 \text{ J/m}^2$ ，单程透过率 0.95。再生放大器放大次数为 28 次时，获得了峰值能量 2.37 mJ。在此基础上分别分析了注入种子能量 $2.5 \text{ nJ} \pm 20\%$ ，初始小信号增益 $G_0=2 \pm 5\%$ 以及不同放大程数对输出能量波动 $\Delta E_{out} / E_{out}$ 的影响。

图 3.18 分析了注入种子能量波动对输出能量的影响。可以看出，当注入能量在 $\pm 20\%$ 以内波动时，输出能量基本没有变化，能量波动最大变化仅为 0.21%。这是因为影响再生放大器输出峰值能量时，已经工作在近饱和状态。所以，注入再生放大器脉冲的能量波动对再生放大器输出能量稳定性影响较小。

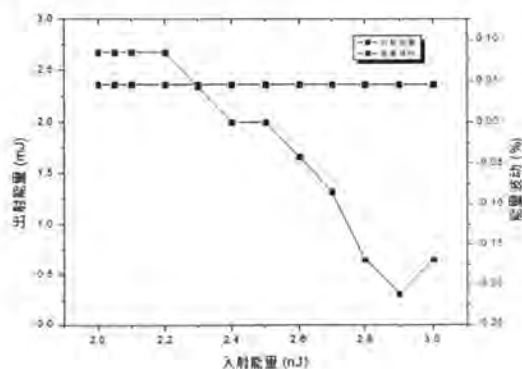


图 3.18 注入能量波动对输出能量的影响

Fig 3.18 Influence of injection energy fluctuation on output energy

图 3.19 示出了初始小信号增益波动对输出能量的影响。当初始小信号增益在 $G_0=2\pm 5\%$ 以内变化时，输出能量产生大幅度变化。与初始小信号增益 2 相比，初始小信号增益减小 5% (1.9) 时，输出能量减少了 12.7%。而且可以看出，初始小信号增益减小带来波动要比初始小信号增益增加带来的输出能量波动更大。所以，对于再生放大器来说，初始小信号增益的稳定性，也就是泵浦过程的稳定性对于输出能量的稳定性具有至关重要的影响。

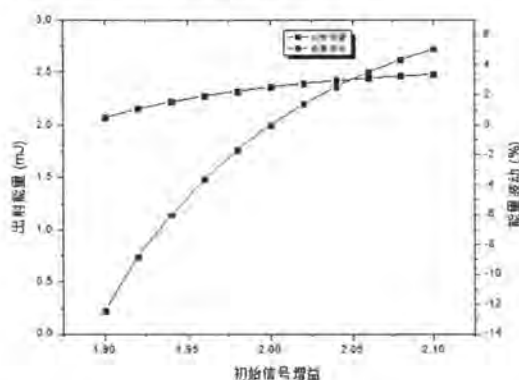


图 3.19 初始小信号增益波动对输出能量的影响

Fig 3.19 Effect of initial small signal gain fluctuation on output energy

图 3.20 示出了再生放大器在不同放大次数下工作时，初始小信号增益波动引起的能量波动。由于常用的再生腔为线性驻波腔，工作时放大次数为 2 的整数倍，所以选择峰值能量放大 (28 次) 次数附近的数值 24、26、28、30、32 进行分析。可以看出激光脉冲的能量波动随着放大程数的增大而减小。在放大程数为 24 次时，相较于初始小信号增益 2，初始小信号增益下降至 1.9 时，能量下降了 43%。这是因为放大次数小于峰值能量放大次数时，还未达到饱和放大状态，能量波动对初始小信号增益的变化敏感。在放大次数 32 次时，相较于初始小信号增益 2，初始小信号增益下降至 1.9 时，能量仅下降了 1.48%。这是因为放大次数大于峰值能量放大次数时，再生放大器已经是过饱和放大状态。初始小信号增益正的增量引起了最优放大次数的减小。减小最优放大次数可以降低激光脉冲的能量。同样地，初始小信号增益负的增量会导致最优放大次数的变大。变大的最优放大次数可以

增加激光脉冲的能量。所以,再生放大器工作在过饱和状态时会减小初始小信号增益的波动对能量波动的影响,改善输出能量的稳定性。但再生放大器工作在过饱和状态时也会带来其他参数的变化。所以,要综合考虑再生放大器的输出指标,选择合适的放大次数。

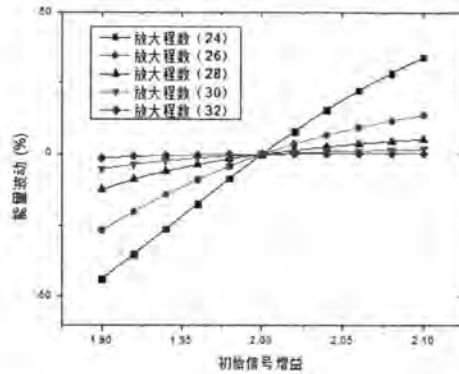


图 3.20 不同放大程数工作时对初始小信号增益波动引起能量波动的影响

Fig 3.20 Effects of different amplification times on energy fluctuation caused by initial small signal gain fluctuation

在实际运行中,影响放大器稳定性的因素除了输入的激光脉冲和初始小信号增益的不稳定外,还包括腔内反射镜的角度的变化、不稳定的电光开关驱动电压和平台震动等引起的增益及腔损耗的波动。可以通过环境控制和激光器工程化设计等措施降低这些因素的影响。

3.2.3 实验验证及分析

再生放大器中的泵浦能量为 12 mJ 时,利用光电探头测量出增益介质的初始小信号增益为 2。实验中测量了放大程数在 30 次~68 次范围内变化时输出的脉冲能量,如图 3.21 所示。再生放大器中的最初脉冲能量呈指数增长,后续逐渐饱和。在放大程数为 50 次时,输出能量达到 2.4 mJ,直到放大程数为 62 次时,输出能量基本不变,之后由于损耗大于增益,脉冲能量逐渐下降。实验中获得峰值能量 2.4 mJ,与模拟分析结果基本一致,增益倍数为 10^6 。但实验中获得峰值能量时的放大程数为 50 次左右,而用 Lowdermilk-Murray 多程放大模型模拟分析时只需要 28 次左右。这是因为在计算分析中未考虑注入皮秒脉冲与再生放大

器空间模式匹配以及光谱匹配等会引起放大程数增加的因素。另外在达到峰值能量后, 计算分析结果显示峰值能量在维持 4 次放大后很快就会下降。而实验中的峰值能量维持了近 12 次后才开始缓慢下降, 这是由于增益介质的下能级粒子数倒空引起增益介质的放大能力缓慢释放, 在达到峰值能量后的继续放大仍能保持增益和损耗平衡。对此我们利用速率方程重新修正了 Lowdermilk-Murray 多程放大模型中关于增益系数描述的式(2.17), 用上下能级的反转粒子数密度 ΔN 变化描述增益系数的变化, 式(2.17)演变为式(3.3)~式(3.5)。式(3.3)描述了多程放大过程中增益介质上能级粒子数密度。式(3.4)描述了多程放大过程中增益介质下能级粒子数密度, 其中 T_c 为放大脉冲两次经过激光增益介质的时间间隔, τ_R 为激光增益介质下能级的恢复时间, 对于增益介质 Nd:YAG, $\tau_R=30 \text{ ns}$ ^[91]。式(3.5)描述了反转粒子数 ΔN 变化引起的增益系数的变化。多程放大过程的初始条件为 $N_{2,0}=\ln(G_0)/\sigma l$, $N_{1,0}=0$ 。

$$N_{2,k+1} = N_{2,k} - (E_{k+1}/T - E_k)/h\nu l \quad \dots (3.3)$$

$$N_{1,k+1} = (N_{1,k} + (E_{k+1}/T - E_k)/h\nu l) \exp(-T_c/\tau_R) \quad \dots (3.4)$$

$$G_{k+1} = \exp(\sigma \Delta N_{k+1} l) = \exp(\sigma(N_{2,k+1} - N_{1,k+1})l) \quad \dots (3.5)$$

将再生放大器的初始小信号增益 $G_0=2$ 以及放大脉冲两次经过激光增益介质的时间间隔 $T_c=6.25 \text{ ns}$ 代入到式(2.16)和式(3.3)~式(3.5)中, 得到多程放大过程中放大能量和增益系数的变化如图 3.22 所示。与 Lowdermilk-Murray 多程放大模型相比, 优化后的多程放大模型维持峰值能量放大次数增加, 与实验结果更为接近。另外, 优化后多程放大模型不需要像 Lowdermilk-Murray 模型中人为选择恢复系数 p , 只需要代入放大脉冲两次经过增益介质时间间隔 T_c 和增益介质下能级的恢复时间 τ_R 便能准确描述多程放大过程中增益系数的变化。

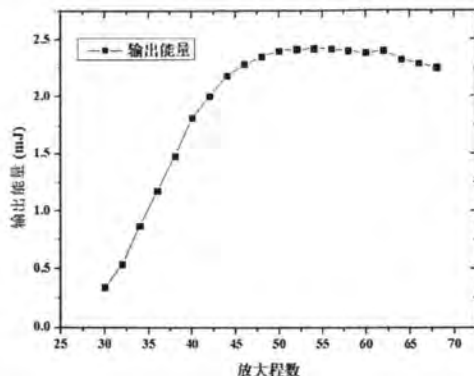


图 3.21 再生放大器输出能量随放大程数的变化

Fig 3.21 Variation of output energy of regenerative amplifier with amplification times

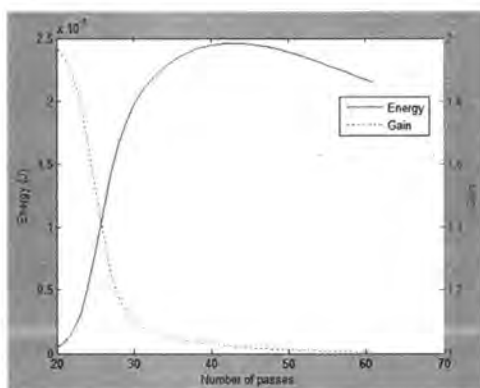


图 3.22 优化后多程放大器模型模拟能量与增益信号随放大次数的变化情况

Fig 3.22 Optimized multipass amplifier model simulates the change of energy and gain signals with the amplification times

实验中测量了不同放大程数的能量稳定性 (RMS 值), 如图 3.23 所示, 每个放大程数下的烤机时间都大于 30 分钟。从图中可以看出, 随着放大程数的增加, 再生放大器的输出能量的稳定性明显变好。在放大程数为 44 次时, 能量稳定性为 0.45%, 如图 3.24 所示。再生放大器输出能量周期性波动, 这是由于水冷机冷却温度周期性变化导致再生放大器 LD 泵浦源中心波长漂移引起的。在放大程数为 50 次时, 再生放大器工作在过饱和状态, 能量稳定性下降为 0.176%。而放大程数为 54 次时, 能量稳定性进一步下降至 0.077%, 如图 3.25 所示。这时水冷机冷却温度周期性变化对输出能量波动影响很小。这与我们前面分析的放

大程数对能量波动的影响结论一致。

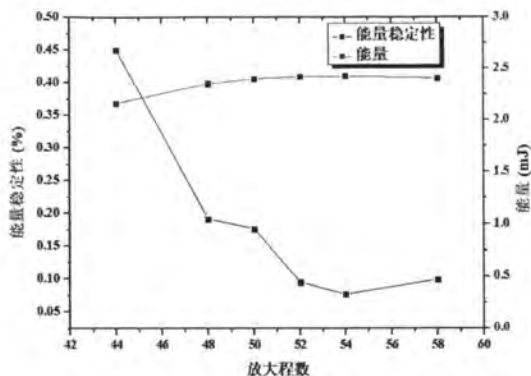


图 3.23 不同放大程数下的能量稳定性

Fig 3.23 Energy stability at different amplification times

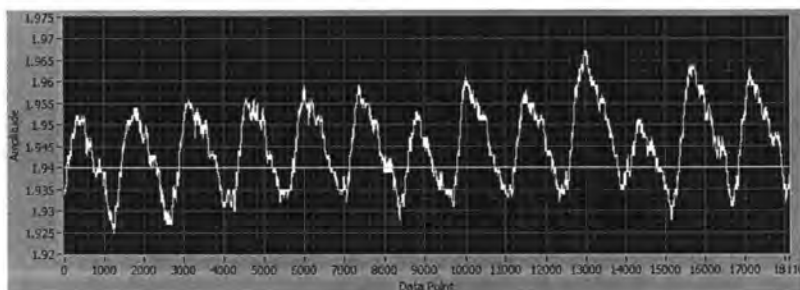


图 3.24 再生放大器放大程数为 44 次时，30 min 烤机过程中能量变化

Fig 3.24 Energy stability during 30 min grilling with 44 amplification times of regenerative amplifier

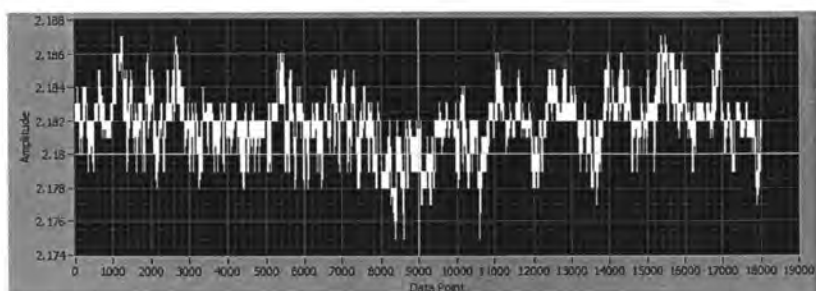


图 3.25 再生放大器放大程数为 54 次时，30 min 烤机过程中能量变化

Fig 3.25 Energy stability during 30 min grilling with 44 amplification times of regenerative amplifier

3.3 皮秒激光放大过程中信噪比研究

激光脉冲的信噪比影响着大能量皮秒激光系统的应用。比如在激光远程精确测距中，皮秒激光系统的噪声脉冲会降低回波信号的辨识度，影响测距精度，如图 3.26 所示。在作为 OPCPA 泵浦源时，皮秒激光系统的噪声脉冲会增大 OPCPA 系统的 ASE，降低 OPCPA 系统脉冲的峰值功率。大能量皮秒激光系统在时域分析和强场应用中要求有好的脉冲信噪比。

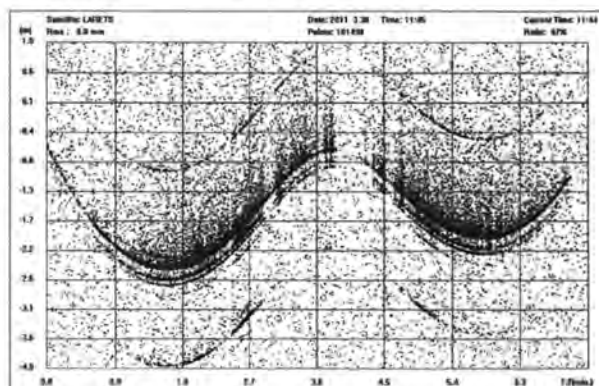


图 3.26 皮秒系统中噪声脉冲对测距的影响

Fig 3.26 Influence on Laser Ranging of Noise Pulse in Picosecond Laser System

通过锁模方式获得的皮秒激光脉冲具有非常好的信噪比，一般高于 50 dB。但在 MOPA 放大过程中会引入额外的噪声脉冲，降低输出脉冲的信噪比。这些噪声脉冲主要的来源：1) 受激自发发射 (ASE)；2) 再生放大多次往返过程中漏出的从脉冲；3) 透射元器件表面寄生反射或电光 Q 开关关门时中引入的伴随脉冲。噪声脉冲会消耗放大器的储能，造成信号脉冲提取能量的下降，同时噪声脉冲的扰动会使信号脉冲稳定性变差。所以大能量皮秒激光系统设计中要考虑影响放大脉冲信噪比因素和提高脉冲信噪比的方法。我们以 Lowdermilk-Murray 脉冲放大理论为基础建立了多脉冲的放大模型，用于分析信噪比在再生放大器 and 能量放大器中的演化过程以及影响信噪比的因素。

3.3.1 放大过程中信噪比分析

若两个脉冲同时导入到再生放大器中进行放大，那么在 k 次放大过程包含了两个脉冲的放大，则式(2.16)和式(2.17)可演化为

$$E_{k+1,1} = TE_s \ln \left\{ G_{k,2} \left[\exp\left(\frac{E_{k,1}}{E_s}\right) - 1 \right] + 1 \right\} \quad \dots (3.6)$$

$$G_{k+1,1} = G_{k,2} \exp(p_1 E_{k,1} / E_s) / \left\{ 1 + G_{k,2} \left[\exp(E_{k,1} / E_s) - 1 \right] \right\}^{p_1} \quad \dots (3.7)$$

$$E_{k+1,2} = TE_s \ln \left\{ G_{k+1,1} \left[\exp\left(\frac{E_{k,2}}{E_s}\right) - 1 \right] + 1 \right\} \quad \dots (3.8)$$

$$G_{k+1,2} = G_{k+1,1} \exp(p_2 E_{k,2} / E_s) / \left\{ 1 + G_{k+1,1} \left[\exp(E_{k,2} / E_s) - 1 \right] \right\}^{p_2} \quad \dots (3.9)$$

其中增益恢复系数 p_1 由第1个脉冲和第2个脉冲之间的时间间隔决定, 增益恢复系数 p_2 由第2个脉冲放大后到下一次放大过程中第1个脉冲到达增益介质放大时之间的时间间隔决定。

以此模型可以研究多程放大器中的各工作参数对信噪比的影响, 也可以研究分析能量放大器中单程放大或双程放大后的信噪比的变化。相应地, 对于单程放大时, k 取值为1。双程放大时, k 取值为2。

3.3.1.1 多程放大过程中信噪比分析

我们以3.2节中的再生放大器为基础, 分析信号噪声脉冲先后顺序、初始小信号增益、信号噪声脉冲时间间隔、不同增益介质对信噪比的影响。图 3.27为不同放大程数下的信号、噪声脉冲能量及信噪比。假定初始信噪比为100:1, 噪声脉冲先于信号脉冲放大, 增益恢复系数 p_1 取值为1, 增益恢复系数 p_2 取值为0.72。同时假定信号、噪声脉冲具有相同的单程透过率。分析结果显示, 当放大程数小于18次时, 多程放大器工作在小信号放大状态, 信噪比基本不变, 保持在100:1。随后随着放大程数的增加, 信号脉冲、噪声脉冲能量迅速放大, 同时信噪比也快速地下降。当放大程数为31次时, 信号脉冲达到峰值能量2.40 mJ, 噪声脉冲也达到了极大值, 能量为38.8 μ J, 此时信噪比也降为63:1。噪声脉冲消耗了增益介质储能, 峰值能量与无噪声脉冲情况下相比下降了38 μ J。之后放大过程中由于信号、噪声脉冲提取能量的不同, 信噪比进一步下降为60:1并保持不变。

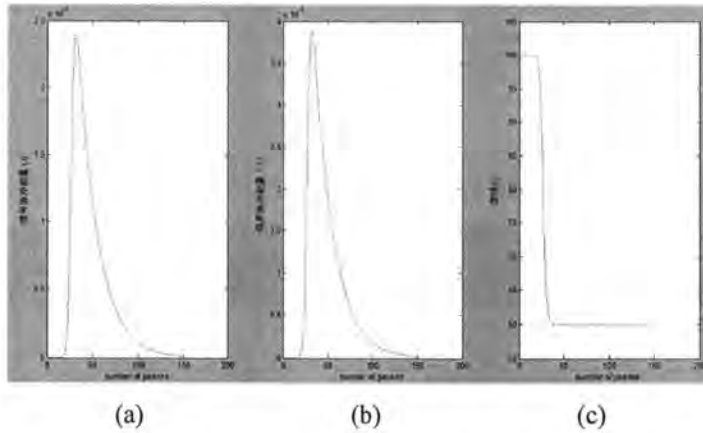


图 3.27 (a)信号脉冲能量、(b)噪声脉冲能量及(c)信噪比随不同放大程数时的变化
 Fig 3.27 Changes of (a) signal pulse energy, (b) noise pulse energy and (c) signal-to-noise ratio with different amplification ranges

图 3.28 分析了信号脉冲、噪声脉冲在时间的上先后顺序对多程放大中信噪比的影响。由图可以看出,若噪声脉冲先于信号脉冲放大会降低信噪比。相反地,信号脉冲先于噪声脉冲放大会提高信噪比,在信号脉冲获得峰值能量时,信噪比提升至 150:1。所以我们在再生放大器中主要分析信号脉冲之前的噪声脉冲对信噪比的影响。

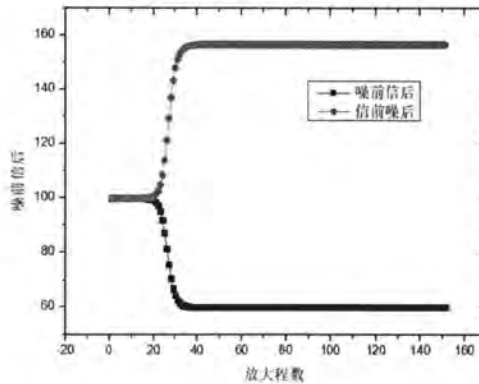


图 3.28 信号、噪声脉冲时域上先后顺序对多程放大中信噪比的影响
 Fig 3.28 Effect of sequence on signal-to-noise ratio in time domain of signal and noise pulse in multipass amplification

表 3.2分析了不同初始信噪比经放大达到峰值能量时信噪比变化情况。数值

分析条件：初始小信号增益2。相比于初始信噪比，峰值能量时信噪比会下降，约为初始信噪比的0.63左右。当初始信噪比大于100:1时，对获取的峰值能量的影响可以忽略。

表 3.2 不同初始信噪比峰值能量时信噪比变化情况

Table 3.2 Variation of SNR at Different Initial SNR Peak Energy

初始信噪比 R_0	峰值能量 (mJ)	峰值能量时信噪比 $R_{\text{峰}}$	$R_{\text{峰}}/R_0$
1000	2.436	626	0.626
800	2.435	500	0.625
500	2.432	313	0.626
200	2.421	123	0.615
100	2.402	63	0.63
50	2.370	31	0.62
25	2.295	15.7	0.628
10	2.107	6.3	0.63

图 3.29分析了初始小信号增益对峰值能量及获得峰值能量时信噪比的影响。初始小信号增益越大，再生放大器可获得的峰值能量越大，但峰值能量时的信噪比下降。初始小信号增益为2时，放大后峰值能量为2.4 mJ，此时的信噪比下降为63:1。初始小信号增益为4.5时，放大后峰值能量为5.8 mJ，此时的信噪比仅为32:1。

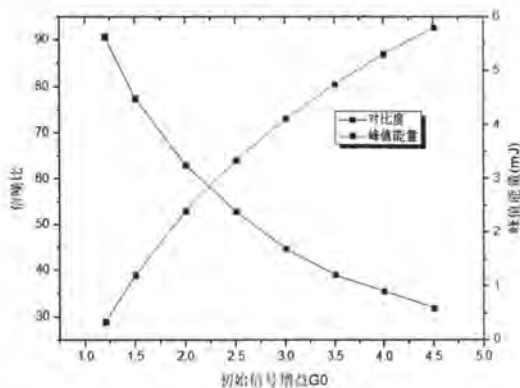


图 3.29 初始小信号增益对多程放大信噪比的影响

Fig 3.29 Effect of initial small signal gain on signal-to-noise ratio of multipass amplification

图 3.30为不同注入脉冲能量时信噪比变化情况。在相同初始信噪比100:1时，不同注入种子脉冲能量放大至峰值能量时信噪比基本不变，约63:1。

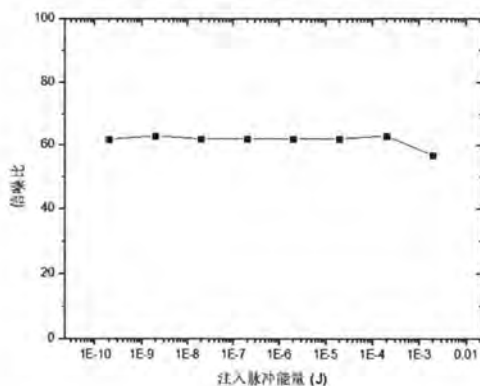


图 3.30 不同注入脉冲能量时信噪比变化情况

Fig 3.30 Variation of signal-to-noise ratio with different injected pulse energy

表 3.3为不同单程透过率时获得峰值能量时信噪比变化情况。假设初始信噪比相同，均为100:1，单程透过率越低，信噪比下降越少，但获得峰值能量也随之降低。

表 3.3 不同单程透过率时信噪比变化情况

Table 3.3 Variation of signal-to-noise ratio with different injected pulse energy

单程透过率	信噪比
1	59.8
0.95	62.2
0.9	66.5
0.85	68.8
0.8	70.7

我们也分析了噪声脉冲和信号脉冲之间的时间间隔，也就是增益恢复系数 p_1 对峰值能量时信噪比的影响情况。在初始信噪比较高（100:1）的情况下，噪声脉冲对增益介质的储能影响有限，所以不同增益恢复系数 p_1 对峰值能量时信噪比的影响可以忽略。

图 3.31分析了Nd:YVO₄晶体下不同初始信号对峰值能量及获得峰值能量时信噪比的影响。与Nd:YAG相比，在相同注入种子脉冲能量和光斑直径情况下，

Nd:YVO₄晶体获得相同的峰值能量2.4 mJ, 需要更高的初始小信号增益($G_0 = 35$), 信噪比下降也更为严重, 峰值能量时信噪比仅为5.5:1。所以, 从信噪比指标来说, 在nJ量级的注入脉冲能量下, Nd:YAG比Nd:YVO₄更适合多程放大器。

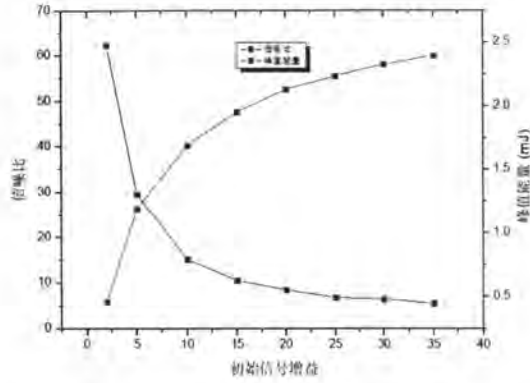


图 3.31 Nd:YVO₄ 晶体下不同初始信号对信噪比及峰值能量的影响

Fig 3.31 Effect of Different Initial Signals on Signal-to-Noise Ratio and Peak Energy in Nd:YVO₄ Crystal

3.3.1.2 单程或双程放大过程中信噪比分析

主放大器已经处于近饱和放大状态, 采用单程或双程放方式就可充分提取放大器中的能量。另外, 输入主放大器的激光脉冲信噪比一般可达到200:1以上。在主放大器前几级的噪声脉冲属于小信号放大, 信号脉冲属于近饱和放大状态, 则满足 $E_{m,噪声} / E_s \ll 1$ 和 $E_{m,信号} / E_s \sim 1$ 。那噪声脉冲放大对增益介质储能影响可以忽略。则单程放大过程中, 式(3.6)~式(3.9)可简化为

$$E_{out,噪声} = TG_0 E_{m,噪声} \quad \dots (3.10)$$

$$E_{out,信号} = TE_s \ln \left\{ G_0 \left[\exp\left(\frac{E_{m,信号}}{E_s}\right) - 1 \right] + 1 \right\} \quad \dots (3.11)$$

$$G'_0 = G_0 \exp(p_2 E_{m,信号} / E_s) / \left\{ 1 + G_0 \left[\exp(E_{m,信号} / E_s) - 1 \right] \right\}^{p_2} \quad \dots (3.12)$$

假设初始信噪比为 $R_{in} = \frac{E_{m,信号}}{E_{m,噪声}} = \frac{E_s}{0.01E_s} = 100$, 则放大后信噪比为

$$R_{out} = \frac{E_{out,信号}}{E_{out,噪声}} = \frac{E_s \ln(1.7G_0 + 1)}{0.01E_s G_0} = \frac{\ln(1.7G_0 + 1)}{G_0} \times 100 \quad \dots (3.13)$$

放大后信噪比 R_{out} 随初始小信号增益 G_0 的变化情况，如图 3.32 所示。可以看出随着初始小信号增益 G_0 的增大，放大后信噪比 R_{out} 不断减小。当初始小信号增益 $G_0=1$ 时，放大后信噪比 $R_{out}=R_{in}=100:1$ 。而初始小信号增益 $G_0=20$ ，放大后信噪比 R_{out} 下降为 17.8:1。

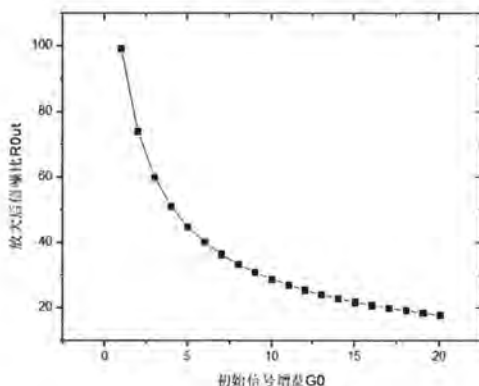


图 3.32 放大后信噪比 R_{out} 随初始小信号增益 G_0 的变化情况

Fig 3.32 The change of signal-to-noise ratio with initial small signal gain after amplification

双程放大时可将式(3.10)~式(3.12)重复迭代一次。若多级放大过程中，噪声脉冲能量上升到影响增益介质储能的程度时，可代入式(3.6)~式(3.9)中进行计算。

3.3.2 放大过程中信噪比实验验证及分析

3.3.2.1 再生放大器中信噪比分析

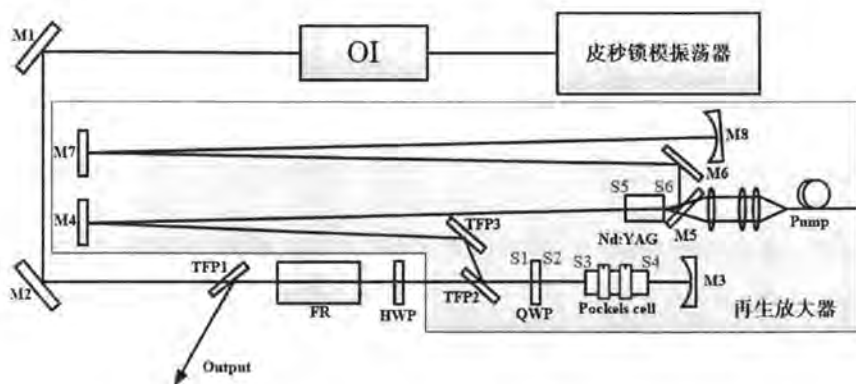


图 3.33 再生放大器结构示意图

Fig 3.33 Structural diagram of regenerative amplifier

1) 噪声脉冲来源

再生放大器产生的噪声脉冲包含两种，一种是每程放大中从偏振片TFP2中漏出的脉冲，即从脉冲。该脉冲是周期性出现的，周期与往返一次再生腔的时间（十几ns左右）相同，且在时域上会先于信号脉冲，可以通过示波器+光电探测器进行观测，如图 3.34(a)所示；另一种噪声脉冲为伴随脉冲，该脉冲在时间上距离信号脉冲非常近，仅为数十ps~数百ps，可通过大量程自相关仪进行观测，如图 3.34(b)所示。伴随脉冲产生的原因有两种，一种是透射元器件表面寄生反射，图 3.33所示的再生放大器结构中，元器件表面S1、S4、S5和S6都会引起寄生反射，比如说S4面寄生反射产生的伴随脉冲，与镜M3反射的信号脉冲，形成数百ps的时间间隔，具体时间间隔由表面S4和镜M3之间的距离决定。另一种产生伴随脉冲的原因是电光Q开关关门时放入锁模振荡器两个皮秒脉冲进行放大。再生放大后两个脉冲之间时间间隔为 $2 \times (L_R - L_S) / c$ ，其中 L_R 为再生腔光学腔长， L_S 为锁模振荡器光学腔长， c 为光速。

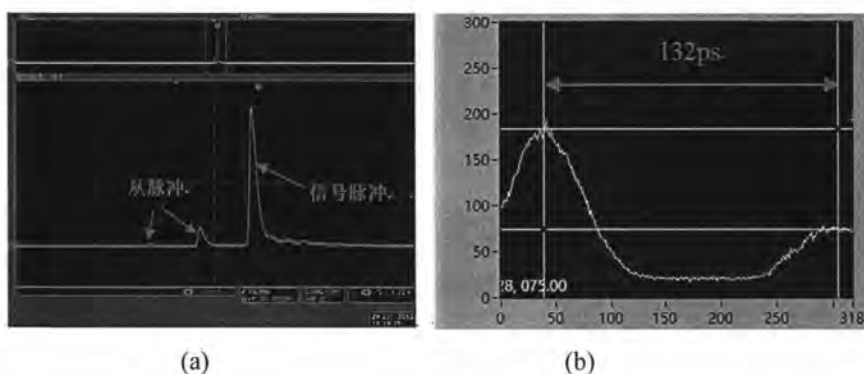


图 3.34 再生放大器输出的噪声脉冲。(a)示波器+光电探测器观测到从脉冲，(b)伴随脉冲引起的自相关波形的双峰现象

Fig 3.34 The noise pulse output by the regenerative amplifier. (a) The oscilloscope and photodetector observed the bimodal phenomenon of the autocorrelation waveform from the pulse, (b) the accompanying pulse

2) 噪声脉冲初始强度分析

再生放大器中的从脉冲强度是由偏振片TFP2、四分之一波片QWP和普克尔盒Pockels cell组成的电光Q开关的综合消光比决定的。电光Q开关消光比与偏振

器件本身消光比和调试状态有关。如果电光Q开关的综合消光比较好，再生放大器输出的信号脉冲与从脉冲的信噪比可达到200:1~500:1。

透射元器件表面寄生反射引起的的伴随脉冲的初始脉冲强度由以下因素决定：1) 透射元器件表面反射率 r ；2) 寄生反射出脉冲与再生腔模的耦合比 Q ，近似认为 $Q=S_2/S_1$ ， S_1 为寄生反射出脉冲传播到增益介质时光斑面积， S_2 为增益介质的腔模面积；3) 透射元器件表面法线与腔内振荡光光轴的夹角 θ 。假设最坏情况时 $\theta=0^\circ$ ，则元器件表面寄生反射光完全按光轴传播，则引起的的伴随脉冲的初始信噪比为 $1:rQ$ 。现有透射光学器件的表面反射率能够做到 $r=0.5\%$ 以下，经计算面 S_1 和面 S_4 的寄生反射脉冲与再生腔模的耦合比 Q 为0.25。假定初始信噪比为800:1，由表 3.2可推算出再生放大器达到峰值能量脉冲时信噪比仍能达到500:1。实际情况中，透射元器件表面法线与腔内振荡光光轴的夹角 θ 很难调整到 0° 。而只要些微夹角，耦合比 Q 降到非常低，所以由透射元器件表面寄生反射引起的的伴随脉冲对放大后信噪比影响有限。

对于电光Q开关关门时放入两个皮秒脉冲产生的伴随脉冲，它的初始信噪比由以下因素决定：a) 电光Q开关选择关门的时刻（与皮秒锁模信号之间相对延时PD）；b) 电光Q开关的综合消光比 $S:1$ 。通过设置电光Q开关关门时刻，可将两个强度近似相等的脉冲锁定到再生放大器进行放大，通过设置电光Q开关关门时刻，理论上只使一个脉冲进入到再生放大器放大，但实际上电光Q开关存在漏光，使信号脉冲和噪声脉冲的初始信噪比为 $S:1$ ，一般情况下电光Q开关可实现200:1以上，所以注入再生放大器脉冲的信噪比在 $1:1\sim S:1$ 范围内变化。由上述分析可得出，电光Q开关关门时锁定到再生腔中多个脉冲是引起放大后信噪比下降的主要因素。

3) 实验验证及分析

图 3.35为改变再生放大腔腔长时输出激光自相关曲线的变化情况。图 3.35 (a)中再生放大器的输出激光含有伴随脉冲，但由于自相关仪的扫描范围有限未扫描到伴随脉冲，自相关曲线显示波峰只有一个；图 3.35 (b)中改变再生腔的腔长，减小信号脉冲和伴随脉冲之间的时间间隔到自相关仪的扫描范围内，所以可以观测出伴随脉冲引起的自相关曲线多峰现象。自相关曲线中主峰与次峰强度约为2:1，由此可推算出信号脉冲和伴随脉冲强度接近1:1。

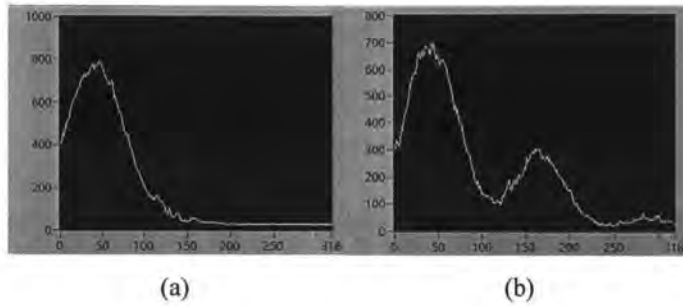


图 3.35 再生放大器输出激光的自相关波形。(a)自相关仪扫描范围有限未扫描到伴随脉冲，(b)伴随脉冲引起的自相关曲线多峰现象

Fig 3.35 The regenerative amplifier outputs the autocorrelation waveform of the laser. (a) The autocorrelator scan range is limited and the accompanying pulse is not scanned, (b) The autocorrelation curve multimodal phenomenon caused by the accompanying pulse

图 3.36为再生放大器电光Q开关不同关门时刻（调节延时PD值）输出激光的自相关波形。延时PD值的调整范围为2 ns~12 ns，与种子锁模周期一致。调整延时PD值可改变锁定到再生放大器两个种子脉冲的幅值，所以自相关曲线双峰的对比度也在改变。在本实验中为了演示电光Q开关综合消光比对信噪比的影响，综合消光比未调整到最优状态。在实际中电光Q开关综合消光比调整至最优状态时，调整PD延时值，可在某一关门时刻实现高对比度（大于200:1）的种子脉冲注入。

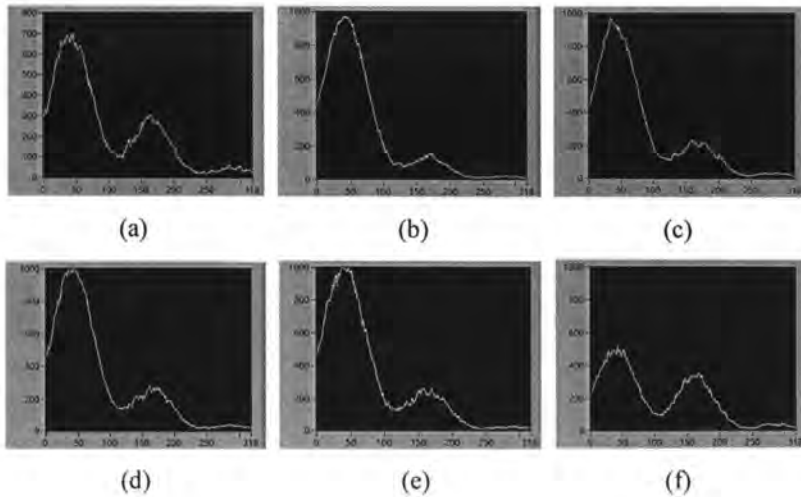


图 3.36 再生放大器不同关门时刻输出激光为自相关波形。(a)PD=2 ns, (b)PD=4 ns, (c)PD=6 ns, (d) PD=8 ns, (e) PD=10 ns, (f) PD=12 ns

Fig 3.36 The output laser of the regeneration amplifier at different closing times is an autocorrelation curve.(a) PD=2 ns, (b) PD=4 ns, (c) PD=6 ns, (d) PD=8 ns, (e) PD=10 ns, (f) PD=12 ns

为了避免电光Q开关关门时引入伴随脉冲, 常采用的方法有: a) 双电光Q开关, 在锁模振荡器和再生放大器之间再插入一个电光Q开关, 对锁模振荡器输出的锁模脉冲提前选单, 保证只有一个皮秒脉冲进入到再生腔中, 但这样会增加系统和调试的复杂性; 2) 增加锁模振荡器腔长, 使振荡器腔长为再生放大腔腔长的两倍以上, 从时域上保证再生放大器关门时只能锁定有一个脉冲在腔内。但电光Q开关综合消光比下降仍有可能将噪声脉冲引入到再生腔内。

我们提出了等腔长法来消除再生放大过程中的伴随脉冲。由伴随脉冲产生机理可知, 伴随脉冲和信号脉冲之间的时间间隔为 $2 \times (L_R - L_S) / c$, 令 $L_R = L_S$, 则锁模振荡器输出两个皮秒脉冲经再生放大腔往返一次后完全重合在一起, 不论如何设置电光 Q 开关的关门时刻, 只相当于一个脉冲引入到再生放大腔中, 如图 3.37 所示。这样完全避免了伴随脉冲的出现, 同时也不会受到电光 Q 开关综合消光比状态变化的影响。

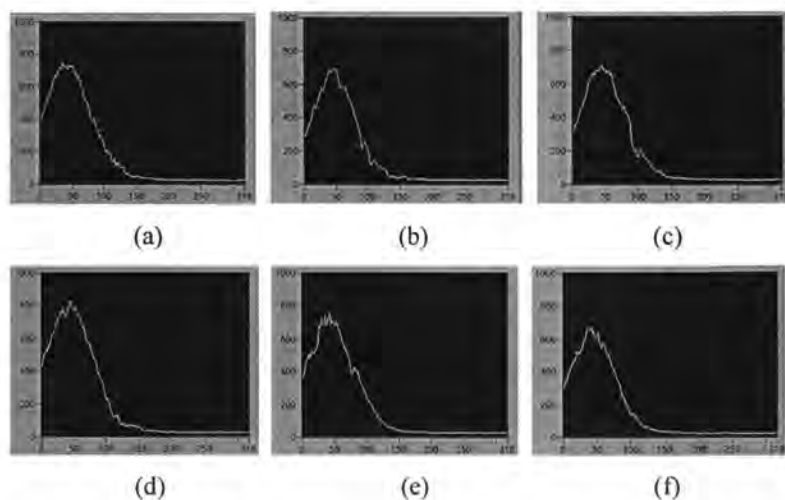


图 3.37 再生放大腔和锁模振荡器腔长完全相等时, 不同关门时刻再生放大器自相关波形。(a)PD=2 ns, (b) PD=4 ns, (c)PD=6 ns, (d)PD=8 ns, (e)PD=10 ns, (f)PD=12 ns

Fig 3.37 When the regeneration amplifier and mode-locked oscillator have identical cavity lengths, the amplifier autocorrelation waveforms are regenerated at different closing times. (a) PD=2 ns, (b) PD=4 ns, (c) PD=6 ns, (d) PD=8 ns, (e) PD=10 ns, (f) PD=12 NS

3.3.2.2 主放大器中信噪比分析

1) 噪声脉冲来源

主放大器中噪声脉冲来源为：1) 前级预放大器输入；2) 主放大器中透射元器件表面产生的寄生反射。

2) 噪声脉冲初始强度分析

由于设计和调试时，主放大器中透射元器件表面法线与光轴都有一定的夹角，所以透射元器件表面产生的寄生反射不会进入到放大光路中进行放大。

前级预放大器输入的噪声脉冲强度由预放大器输出的信噪比决定。在3.3.1.2节中我们已经分析出主放大器的放大会降低信噪比。我们以第5章讨论的100 Hz/363 mJ 大能量皮秒激光系统的主放大器工作条件为基础，分析放大后的信噪比变化情况。假设再生放大器输出脉冲的初始信噪比为150:1。随着助推放大器（BA）和主放大器（MA）的能量放大，信噪比不断下降，最终输出激光的信噪比仅为20:1。而噪声脉冲能量从20 μ J上升至16.7 mJ，已经影响信号脉冲能量的提取，如图 3.38 (a)所示。我们通过节3.3.1.2分析结果可知放大器的小信号增益会影响放大后的信噪比，但通过降低主放大器小信号增益来提高信噪比的方式也将影响信号脉冲的能量提取。所以只能提高输入到主放大器初始信噪比来提高放大后的信噪比。假设初始信噪比提高至40 dB (10000:1)，主放大器放大后信噪比下降8.3倍，降低至30.7 dB (1200:1)。放大后从脉冲能量仅为0.3 mJ，对信号脉冲能量放大的影响可以忽略，如图 3.38 (b)所示。

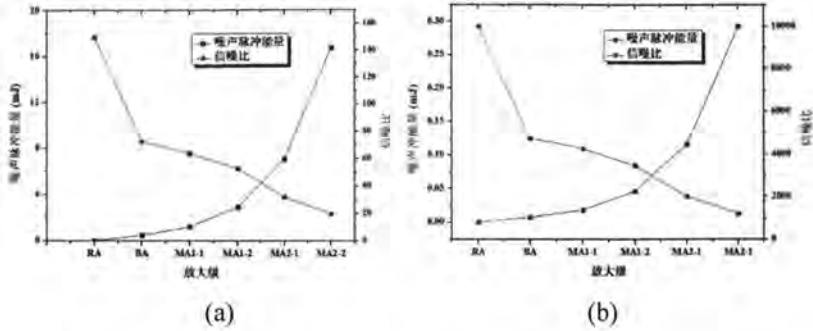


图 3.38 主放大器放大级各放大后信噪比及能量变化情况。(a)初始信噪比 150:1, (b)初始信噪比 10000:1

Fig 3.38 The change of signal-to-noise ratio and energy after each amplification of the main amplifier stage.(a) 150:1 of initial signal-to-noise ratio, (b) 10000:1 of initial signal-to-noise ratio

3) 实验结果及分析

由3.3.1.1节中分析, 消除掉伴随脉冲后的再生放大器的信噪比主要是由电光Q开关漏光形成的从脉冲决定。可通过两种方式来降低从脉冲强度: a) 在再生放大器后增加脉冲选单装置, 利用电光Q开关快速的开关门进行时域净化; b) 将再生放大器的预放大器方式调整为离轴多程放大方式, 避免从脉冲的产生, 但这种方式使用是有条件的, 对振荡器输出能量提出较高要求。

在第 4 章介绍的 1 kHz/65 mJ 百皮秒激光系统中, 以 Nd:YAG 为增益介质的再生放大器可通过控制普克尔斯盒的损耗来抑制 ASE 效应, 并获得约 10 mJ 的脉冲能量。然而, 由于从普克尔斯盒泄漏的从脉冲, 再生放大器之后的信噪比仅为 200:1。经后续主放大器进一步放大后信噪比降至 10:1, 而从脉冲能量被放大至 7.7 mJ, 这可以消耗存储在增益介质中的能量, 如图 3.39 所示。电光开关可以消除前置从脉冲, 并将时间信噪比提高到 40 dB 以上, 但这会增加系统的复杂性。由于调 Q 振荡器输出能量能够达到 50 μ J 以上, 为了提高时间信噪比并降低系统复杂性, 我们设计了高增益的离轴的四程放大器作为预放大器, 可以提供高增益和出色的时间信噪比。将 55 μ J 的种子注入到泵浦能量为 28.6 mJ 的预放大器, 可以在 1 kHz 时获得 4.5 mJ 的脉冲能量输出, 预放大器级的增益倍数为 81。通过后续主放大器后的时间信噪比仍然保持得非常好, 由光电检测器

(DET10A, Thorlabs) 测量的信噪比如图 3.40 所示。为了增加时间信噪比的动态范围, 光电检测器被过度曝光以得到预脉冲幅度 (2 mV), 如图 3.40 (a) 所示。然后用衰减片将主脉冲减小 100 倍。在光电探测器的线性范围内, 主脉冲的幅度为 385 mV。可以计算出时域上信噪比优于 42 dB (19000:1)。

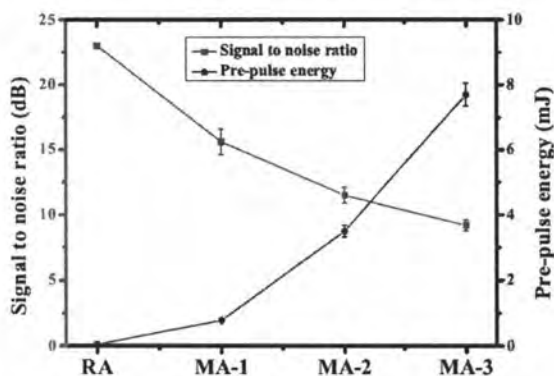


图 3.39 再生放大器作为预放大器时, 各放大器的信噪比和从脉冲能量

Fig 3.39 Signal to noise ratio and pre-pulse energy at different amplifiers when a regenerative amplifier was used as the pre-amplifier.

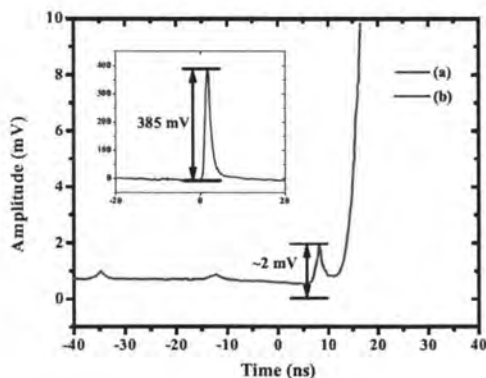


图 3.40 最大输出能量的时间信噪比。(a)光电探测器曝光过度时的预脉冲幅值; (b)光电探测器在线性范围内工作时的主脉冲幅值

Fig 3.40 Time signal to noise ratio of maximum output energy: (a) Pre-pulse amplitude when the photodetector was overexposed; (b) main pulse amplitude when the photodetector was operated in the linear range.

在第 5 章的 100 Hz/363 mJ 的大能量皮秒激光系统中, 我们在再生放大器后

增加脉冲选单装置的方式来提高整个系统的信噪比,如图 5.1所示。通过光电探测器 (DET10A, Thorlabs) 测量的信噪比如图 3.41所示,系统最终输出的脉冲信噪比大于29 dB (800:1),满足超远激光测距对脉冲信噪比的要求。

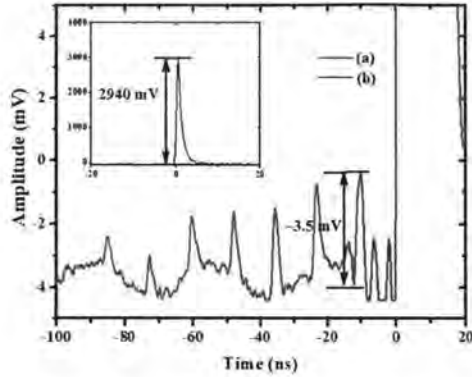


图 3.41 100 Hz/363 mJ 大能量皮秒激光系统输出激光的时间信噪比。(a)预脉冲幅值; (b)主脉冲幅值

Fig 3.41 The signal-to-noise ratio of the output laser from a 100 Hz/363 mJ high-energy picosecond laser system.(a) Pre-pulse amplitude; (b) Main pulse amplitude

第 4 章 皮秒激光系统的受激拉曼效应

由于天然双折射晶体的结构可以避免热致双折射现象,基于 LD 端面泵浦的 Nd:YVO₄ 晶体可以获得较好的光束质量。但是 Nd:YVO₄ 晶体也是自拉曼晶体。通过受激拉曼散射过程,1064 nm 的基频光会转换成不同阶的斯托克斯光(例如一阶斯托克斯光 $\lambda=1176\text{nm}$)。这些拉曼光会消耗基频光的能量,导致放大效率降低,另外拉曼光可能会进入到端面泵浦的激光二极管,引起激光二极管的损伤。因此,在高峰值功率 Nd:YVO₄ 放大器中,为了提高放大效率和保证器件安全应避免受激拉曼效应的产生。

本章主要介绍基于 Nd:YVO₄ 晶体的百皮秒激光系统。通过抑制放大过程中的受激拉曼效应,获得了 1 kHz/65.4 mJ/600 ps/1064 nm 的激光输出,光束质量 M^2 小于 1.6。倍频后 532 nm 绿光的能量为 40.5 mJ。本章还进一步分析了受激拉曼效应对高峰值功率 Nd:YVO₄ 放大器的工作参数的影响。

4.1 Nd:YVO₄ 百皮秒激光系统

1 kHz/65 mJ 的百皮秒激光系统技术方案如图 4.1 所示,系统包含调 Q 主振荡器、高增益四程预放大器和三级主放大器。百皮秒调 Q 振荡器采用 INNOLAS 公司生产的主动调 Q 式 Nd:YVO₄ 振荡器,该振荡器能够产生激光脉冲的宽度为 ~450 ps,能量为 55 μJ ,光束质量 M^2 为 1.2。振荡器输出的激光通过由偏振分光器(PBS)、法拉第旋光器(FR)和二分之一波片(HWP)组成的光隔离系统,该光隔离系统可以阻止返回光进入到振荡器。进入到预放大器前激光束通过扩束透镜组(BE1)扩束至 2.0 mm 以匹配预放大器的泵浦光斑。预放大器采用端面泵浦 Nd:YVO₄ 的离轴四程放大器,Nd:YVO₄ 晶体尺寸为 $4\times 4\times 10\text{mm}^3$,双端面 2° 斜角切割,掺杂浓度为 0.3 at.%, a 向切割,双面镀 1064 nm/808 nm 增透膜。泵浦源 LD-1 采用 DILAS 公司的 500W 准连续半导体激光器(E15F8S22-808.3-500Q-IS39),泵浦光经 800 μm 光纤输出后耦合到增益介质中,在增益介质中光斑直径为 2.4 mm。泵浦源工作重复频率为 1 kHz,泵浦脉宽为 100 μs ,占空比为 10%。Lens1 为平凹透镜,用于匹配晶体热透镜。为了减少离

轴角度提高放大光斑均匀性,三角棱镜(Prism)用于反射激光。由偏振片(TFP)、法拉第旋光器(FR)、二分之一波片(HWP)组成的光隔离系统将预放大器输出的激光导入主放大器部分。主放大器采用三级端面泵浦的单程功率放大技术,主放大器工作在饱和放大状态可以获得高的提取效率。为了抑制增益晶体的 SRS 效应和避免晶体热断裂,每级放大器包含两个相同的子放大器。主放大器中增益晶体 Nd:YVO₄ 掺杂浓度均为 0.2 at.%, 晶体长度为 15 mm, 双端面 2° 斜角切割, 双面镀 1064 nm/808 nm 增透膜。不同放大级的晶体口径不同,一级放大器的口径为 5×5 mm², 二级放大器的口径为 6×6 mm², 三级放大器的口径为 7×7 mm²。各子放大器泵浦源 LD-2~LD-7 均采用 DILAS 公司的 500 W 准连续半导体激光器(E15F8S22-808.3-500Q-IS39)泵浦源工作重复频率为 1 kHz, 泵浦能量为 50 mJ, 泵浦脉宽 100 μs, 占空比 10%。各级泵浦光分别经 1:3.7、1:5、1:5.5 聚焦耦合系统耦合到 Nd:YVO₄ 晶体中。扩束透镜组(BE2~BE4)用于各级之间的激光与泵浦光的光斑匹配。焦距分为 500 mm、800 mm、1000 mm 的透镜(Lens2~Lens4)用于匹配各级放大器中 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜。倍频部分采用尺寸为 9×9×20mm³ 的 I 类相位匹配的 LBO 晶体, 切割角度为 $\theta=90.0^\circ$, $\phi=10.4^\circ$ 。

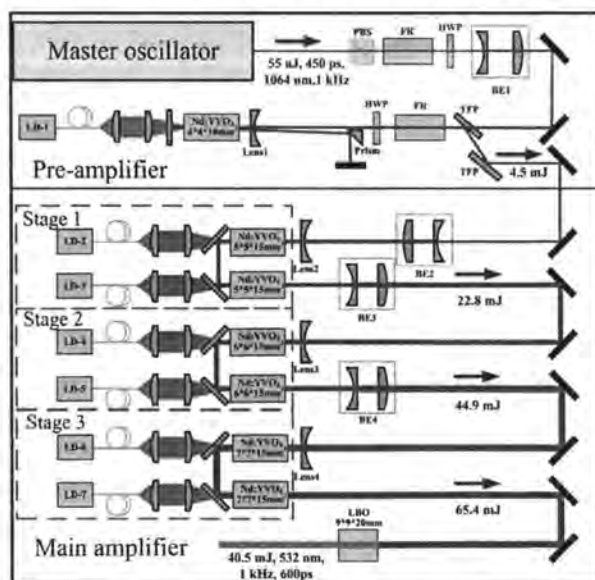


图 4.1 1 kHz/65 mJ 百皮秒激光系统方案示意图

Fig 4.1 Schematic of 1 kHz/65 mJ sub-nanosecond laser system.

4.2 放大过程中受激拉曼效应研究

主放大器的激光脉冲的峰值功率可达100 MW，增益晶体Nd:YVO₄很容易产生受激拉曼散射。在受激拉曼过程中，斯托克斯受激拉曼散射光的功率增益 $\exp(G)$ 。指数因子 G 可以表示为

$$G = g_R IL \quad \dots (4.1)$$

其中， g_R 为拉曼增益系数， I 为放大基频光的强度， L 为非线性拉曼介质的长度。通常当指数因子 G 达到25~30时，受激拉曼散射的第1阶斯托克斯线将会产生^[29]。YVO₄晶体的拉曼增益系数 g_R 为16.13 cm/GW^[39]。所以，当

$$IL \leq 1.55 \text{ GW/cm} \quad \dots (4.2)$$

YVO₄晶体的拉曼增益低于受激拉曼散射阈值，将不会产生斯托克斯光。在我们的实验过程中，将强度为2.65 GW/cm²的激光注入到1.5 cm长的Nd:YVO₄晶体，产生了波长 $\lambda=1175.84\text{nm}$ 的一阶斯托克斯光，如图 4.2所示。Nd:YVO₄晶体的拉曼频移为890 cm⁻¹，这与YVO₄晶体是相同的。通过Nd:YVO₄晶体后，1064 nm基频光的能量损失了20%，因此在激光放大过程中，必须抑制拉曼激光的产生和放大。

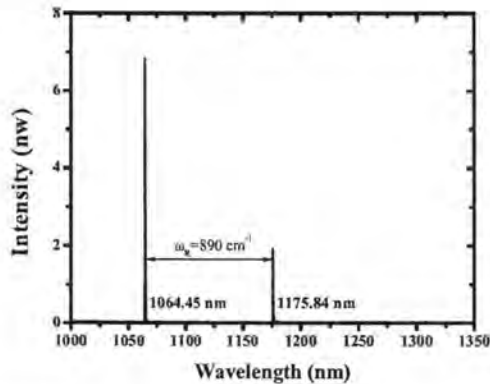


图 4.2 高强度激光通过 Nd:YVO₄ 晶体时产生的 1 阶斯托克斯拉曼光光谱

Fig 4.2 Obtained spectrum of first Stokes wave of Raman light as high intensity laser passing through the Nd:YVO₄ crystal.

在Nd:YVO₄放大器中，激光强度随着放大过程持续增加。在高峰值功率放大器中，为了避免受激拉曼散射产生，公式(4.3)必须得到满足。

$$\int_0^L I(l)dl \leq 1.55 \text{ GW/cm} \quad \dots (4.3)$$

更进一步地, 当满足

$$I_{\max} L \leq 1.55 \text{ GW/cm} \quad \dots (4.4)$$

将不会有明显的拉曼激光产生。 I_{\max} 是放大过程中的最大激光强度。所以为了避免受激拉曼散射的产生, Nd:YVO₄放大器的晶体长度 L 会受限于最大放大激光强度 I_{\max} 。同时, 晶体长度 L 是影响端面泵浦方式下吸收效率的参数。在端面泵浦方式下, 为了获得足够的吸收效率, 晶体吸收系数 α 和长度 L 需要满足公式 (4.5)^[92]。

$$\alpha L = 4 \sim 5 \quad \dots (4.5)$$

另外, 晶体吸收系数 α 也是影响晶体热断裂的重要参数。根据参考文献^[92,93]公开的内容, 热断裂将会限制端面泵浦的Nd:YVO₄晶体的泵浦功率。运转在准连续泵浦模式 (QCW) 下, 为了避免出现晶体热断裂, 需要将泵浦功率控制在热断裂泵浦功率 P_{av} 以下。准连续泵浦模式下的热断裂泵浦功率 P_{av} 低于连续泵浦模式下热断裂泵浦功率 P_{cw} 。在准连续泵浦模式下, 最大泵浦功率可表示为:

$$P_{av} = \eta P_{cw} = \eta \frac{1}{\alpha} \frac{4\pi R}{\xi} \quad \dots (4.6)$$

其中, η 是校准因子, 由准连续泵浦的泵浦周期和重复频率决定。当Nd:YVO₄晶体的泵浦占空比为10%时, $\eta \approx 0.6$ ^[93]。 R 为热冲击参数, 其大小与增益介质的机械和热学特性有关。 ξ 为热转换系数。对于808 nm泵浦的Nd:YVO₄晶体, $\frac{4\pi R}{\xi}$ 约为250 W/cm^[92]。公式(4.6)可以看出, 热断裂泵浦功率 P_{av} 强依赖于晶体吸收系数 α 。降低晶体掺杂浓度可以降低吸收系数进而增加热断裂的泵浦功率。但是在高峰值放大器中, 抑制受激拉曼散射过程和足够的泵浦吸收效率也会限制最小吸收系数。通过公式(4.4)~(4.6)可以推导出, 为了避免受激拉曼散射产生, 准连续泵浦的热断裂泵浦功率 P_{av} 将由激光强度决定:

$$P_{av} \approx 100 \frac{\eta}{I_{\max}} \quad \dots (4.7)$$

通过公式(4.7)可以得出 Nd:YVO₄放大器在 1 kHz 重复频率、占空比 10%的 QCW 泵浦模式下, 最大放大激光强度和最大泵浦功率之间的关系, 如图 4.3 所

示。可以看出放大的激光强度越高, 允许泵浦的最大泵浦功率越低。当放大激光强度为 1 GW/cm^2 时, 最大泵浦功率约为 60 W ; 但当放大激光强度增加到 4 GW/cm^2 时, 最大泵浦功率降至为 15 W 。在高峰值功率放大器中, 激光二极管端面泵浦棒状 Nd:YVO₄ 晶体的功率受限于 SRS 的抑制和晶体的热断裂。因此, 端面泵浦 Nd:YVO₄ 放大器的能力受限于要放大激光的强度。

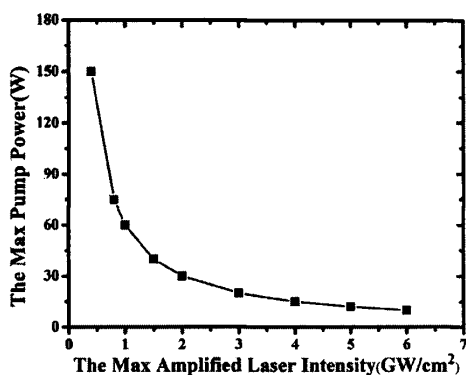


图 4.3 端面泵浦 Nd:YVO₄ 放大器在占空比 10% 的准连续泵浦模式下, 最大泵浦功率随放大激光强度的变化情况

Fig 4.3 The relationship between the maximum pump power and the maximum laser intensity in an end-pumped Nd:YVO₄ amplifier at a QCW pump duty cycle of 10%.

在主放大器中, 掺杂浓度为 0.2 at.%、长度为 1.5 cm 的 Nd:YVO₄ 晶体泵浦吸收效率可到 95%, 相应的吸收系数为 2.5 cm^{-1} 。由公式(4.7)可计算出, 在重复频率 1 kHz、占空比 10% 的 QCW 泵浦模式下允许注入的最大的泵浦平均功率为 60 W。所以每个子放大器在 1 kHz 下注入 50 mJ 的脉冲泵浦光是安全的。表 4.1 显示了百皮秒系统各级放大器的工作参数。主放大器在注入 4.5 mJ 的信号激光和 总共 300 mJ 泵浦脉冲能量的泵浦激光情况下, 最终获得了 65.4 mJ 的放大激光, 光光转换效率为 20.3%。各级放大器的光斑逐渐增大以控制激光强度低于 1 GW/cm^2 以降低拉曼增益。在各级放大器中, $I_{\max} * I_{\text{crystal}}$ 值的最大数值为 1.31 GW/cm , 低于受激拉曼散射的阈值 1.55 GW/cm 。另外在各放大级之间的反射镜镀有拉曼激光的增透膜, 降低拉曼激光放大强度。通过这些措施, 我们采用 Nd:YVO₄ 放大器获得了数十毫焦的百皮秒激光脉冲, 而且没有受激拉曼散射的产生, 如图 4.4 所示。在最大激光 65.4 mJ 输出激光光谱图中, 在 1176 nm 和 1310

nm 附近没有 1 阶斯托克斯拉曼激光和 2 阶斯托克斯拉曼激光的产生。

表 4.1 百皮秒激光系统中各级放大器的工作参数

Table 4.1 Parameters of the sub-ns amplification stages.

	E_{pump} (mJ)	E_{out} (mJ)	D_{out} (mm)	η_{out} (%)	I_{max} (GW/cm ²)	$L_{crystal}$ (cm)	$I_{max} * L_{crystal}$ (GW/cm)
振荡器	-	0.055	-	-	-	-	-
预放大器	28.6	4.5	2.0	16.7	0.32	1.0	0.32
主放大器 1	50*2	22.8	2.6	18.3	0.72	1.5	1.08
主放大器 2	50*2	44.9	3.4	22.1	0.82	1.5	1.23
主放大器 3	50*2	65.4	4.0	20.5	0.87	1.5	1.31

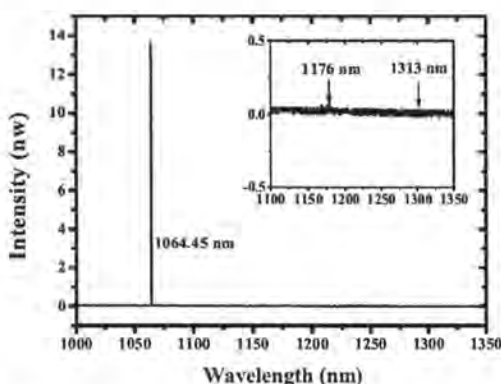


图 4.4 百皮秒激光系统输出 65.4 mJ 时的光谱图

Fig 4.4 Obtained spectrum of the maximum laser output.

4.3 Nd:YVO₄ 百皮秒激光系统的性能指标

图 4.5 显示了振荡器和整个放大系统后的光谱图。百皮秒振荡器包含了多个纵模模式，因此其并不是单纵模激光器。中心纵模模式获得了更高的放大增益，经放大后光谱宽度明显变窄。由于增益窄化导致的光谱窄化将引起脉冲宽度的变宽。采用泰克公司 8 GHz 示波器和 ALPHALAS 公司的快速 InGaAs 光电探测器 (UPD-70-IR2-P) 对振荡器和放大系统后的脉冲宽度进行测量，如图 4.6 所示。振荡器的脉冲宽度为 450 ps，经放大系统后最终输出激光的脉冲宽度展宽至 600 ps，脉冲峰值功率为 109 MW。

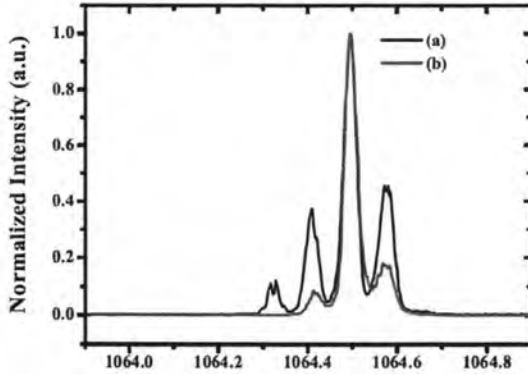


图 4.5 (a)振荡器激光光谱, (b)通过放大系统后激光光谱

Fig 4.5 Pulse spectrum of: (a) the oscillator (b) via the amplifying system.

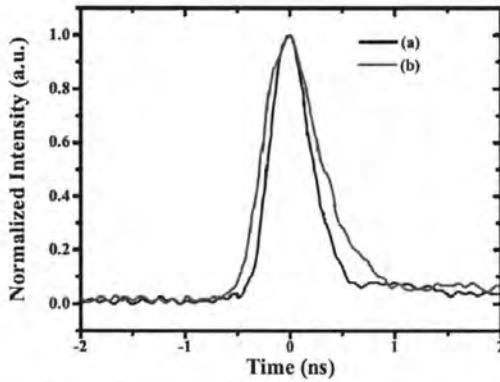


图 4.6 (a)振荡器激光脉冲宽度, (b)通过放大系统后激光脉冲宽度

Fig 4.6 Pulse temporal width of: (a) the oscillator (b) via the amplifying system.

采用相干公司的光斑质量分析仪测量了各级放大系统的激光光斑,如图 4.7 所示。预放大器输出的激光为的高斯分布。随着在主放大器中的脉冲能量的提高,光斑中心的强度逐渐变强。这是由于高峰值功率引起的另一种三阶非线性效应-自聚焦效应引起的。由于自聚焦引起的光斑分布变化导致光束质量产生轻微劣化。从振荡器输出的近衍射极限光斑,光束质量为 $M_x^2 \times M_y^2 = 1.28 \times 1.20$ 。激光脉冲经过整个放大后在水平方向和数值方向的光束质量分别为 1.50 和 1.57。图 4.8 显示利用 LD 端面泵浦的 Nd:YVO₄ 放大器在 1 kHz 的高重复频率下仍具有好的光束质量。

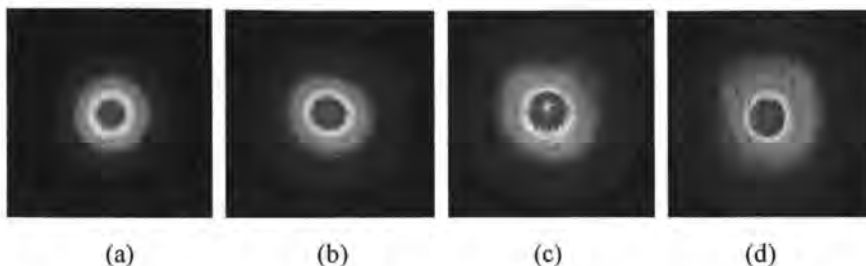


图 4.7 各级放大器光斑分布。(a)预放大器, (b)主放大器 1, (c)主放大器 2, (d)主放大器 3
Fig 4.7 Beam images of each stage. (a) pre-amplifier; (b) stage 1 in main amplifier; (c) stage 2 in main amplifier; (d) stage 3 in main amplifier.

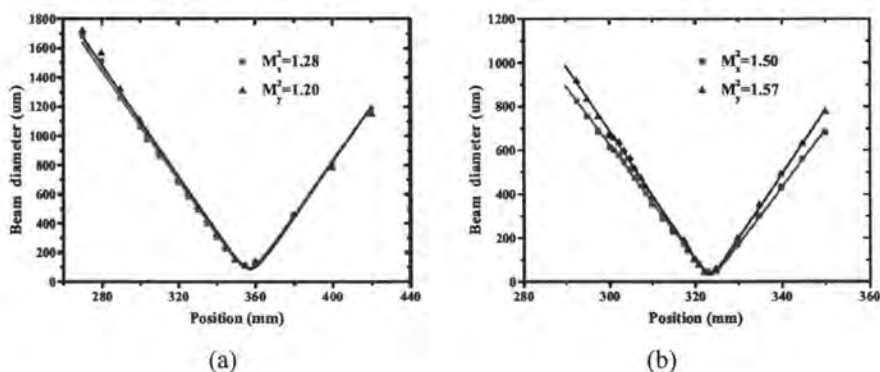


图 4.8 光束质量 M^2 。(a)振荡器, (b)经放大系统后

Fig 4.8 Beam quality factor M^2 of (a) the oscillator (b) via the amplifying system.

采用 I 类相位匹配的 LBO 晶体用于腔外倍频获得的 532 nm 绿光的脉冲能量为 40.5 mJ, 平均功率为 40.5 W, 相应的光-光转换效率为 61.8%。该绿光 1 小时的功率稳定性为 0.28% (RMS), 如图 4.9 所示。绿光光束质量 M^2 在水平和竖直方向分别为 1.26 和 1.25, 其光斑分布见图 4.10 内置彩图。相比于基频光, 绿光具有更好的光束质量。这是因为非线性倍频过程会滤出低峰值功率的杂散光, 有利于提高光束质量。

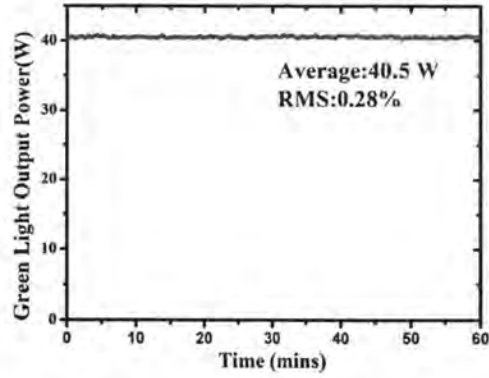


图 4.9 绿光的长时间工作功率测试

Fig 4.9 Power stability of amplified pulses from the whole amplifier.

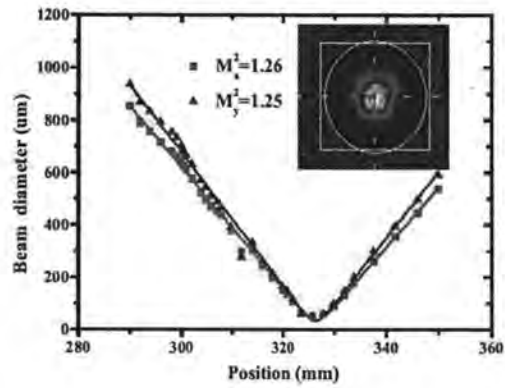


图 4.10 绿光的光束质量 M^2 因子，内置图为绿光的光斑分布

Fig 4.10 Beam quality factor M^2 of green light. The insets show the beam distribution of green light.

第 5 章 大能量皮秒系统的克尔效应

强度为 GW/cm^2 量级的光束在非线性介质中进行传输和放大的过程中会产生克尔效应。克尔效应在空域上表现出的自聚焦效应会影响皮秒激光系统的光束传输,同时也会影响激光光束的分布,劣化光束质量。克尔效应在时域内表现出的自相位调制导致产生新的频率成份,引起激光脉冲的光谱展宽,影响放大效率。克尔效应不仅会严重影响激光脉冲的时空特性,而且还可能会对大能量皮秒激光系统造成损伤。

本章主要介绍基于Nd:YAG晶体的大能量皮秒激光系统。通过采用大口径侧面泵浦的Nd:YAG增益模块作为主放大器降低峰值功率密度,避免了光学元器件的损伤,并减弱了克尔效应。该系统实现 $100\text{ Hz}/363\text{ mJ}/63\text{ ps}$ 的 1064 nm 激光的输出,光束质量 M^2 小于 2.2 、光谱宽度为 0.17 nm 。好的光束质量和窄的光谱使得该大能量皮秒激光系统适合用于超远程激光卫星测距领域。

5.1 百毫焦 Nd:YAG 皮秒系统

$100\text{ Hz}/363\text{ mJ}$ 的皮秒激光系统如图 5.1 所示。该系统采用 MOPA 结构,包含皮秒锁模振荡器、再生放大器、双程助推放大器和两级双程主放大器。

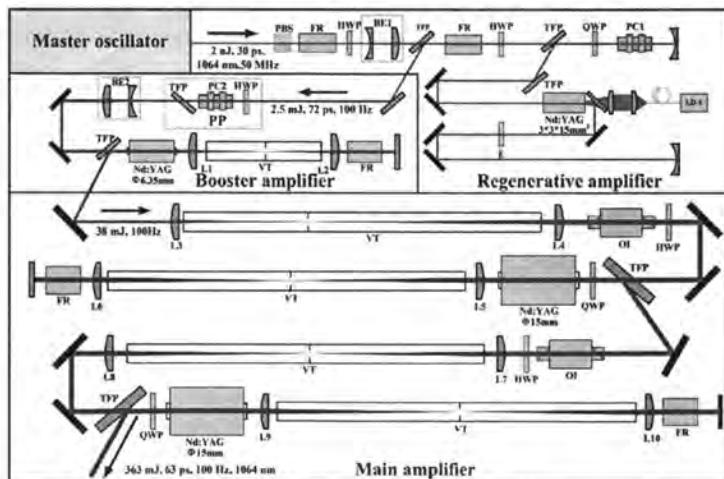


图 5.1 $100\text{ Hz}/363\text{ mJ}$ 皮秒激光系统技术方案

Fig 5.1 Schematic diagram of the $100\text{ Hz}/363\text{ mJ}$ diode-pumped MOPA system.

1) 皮秒锁模振荡器

种子源采用自制的全固态 Nd:YVO₄/SESAM 连续锁模皮秒振荡器。该锁模振荡器输出 2 nJ/80 MHz/30 ps 的激光脉冲。激光脉冲的中心波长和光谱宽度可以通过锁模振荡腔里的 0.4 mm 厚的标准具(etalon)进行调整,以更准确地匹配再生腔中 Nd:YAG 晶体的增益光谱以获得更高的增益。

2) 再生放大器

再生放大器采用 3.2 节所描述的技术方案,并在再生放大腔中插入了 1 mm 厚的标准具用于滤出放大过程中自相位调制产生的新频率成分。

3) 助推放大器

助推放大器采用 LD 侧泵 Nd:YAG 模块双通放大的技术方案。从再生放大器中输出的激光脉冲首先经过由二分之一波片(HWP)、普克尔盒(PC2)和偏振片(TFP)组成的脉冲选单器(PP),以滤出从皮秒锁模振荡器输出的背底脉冲和再生放大器过程产生的从脉冲。脉冲选单后的激光脉冲通过透镜组(BE2)扩束至 4 mm 以匹配增益介质的口径和避免高数值助推放大过程中的器件损伤。LD 侧泵模块包含的 Nd:YAG 晶体的尺寸为 $\varnothing 6.35 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$ 。侧泵模块采用脉冲工作模式,重复频率为 100 Hz。考虑到可控的热效应和充足的放大能力,模块的工作电流为 49 A。经模块放大后的激光脉冲通过成像平凸透镜 L1、L2 和法拉第旋光器 FR 后传递到 0 度反射镜 M1。反射镜 M1 将激光脉冲按原路返回。调整成像平凸透镜之间的间距将激光光束准直成平行光以进行第二次放大。在透镜之间的焦平面上采用小孔光阑滤出高阶空间光。真空管(VT)被放置到成像平凸透镜之间以避免强聚焦引起的空气击穿。激光脉冲两次经过法拉第旋光器(FR)后偏振态发生改变,最终经偏振片导出。

4) 主放大器

助推放大器输出的激光脉冲经过扩束比为 1:2 的透镜组 L3 和 L4 扩束至 10 mm。为了避免聚焦处的空气击穿,将真空管放置在透镜组之间。光隔离器(OI)放置在主放大器和助推放大器之间用于激光隔离,二分之一波片(HWP)用于调整进入主放大器的激光偏振态。主放大器包含两个相同的自制 LD 侧泵模块。侧泵模块中的 Nd:YAG 为棒状晶体,晶体直径为 15 mm,长度为 140 mm,掺杂浓度为 0.6%。通过选择 15 维的环装 LD 叠阵作为泵浦源以实现均匀泵浦,如图 5.2 (a)

所示。在侧泵模块中共有 8 组 15 维叠阵，每组 15 维叠阵的功率为 300 W，侧面泵浦结构设计如图 5.2 (b)所示。侧泵模块工作在 100 Hz 的 QCW 模式下，110 A 工作电流时的小信号增益为 2.5，增益储能为 1.3 J。激光脉冲通过四分之一波片(QWP)、增益模块、成像透镜组(L5 和 L6)和法拉第旋光器(FR)后经 0° 端镜反射后再次通过增益模块进行第二次放大。激光脉冲在四分之一波片(QWP)作用下两次放大过程中为圆偏振光。两次放大过程之间的成像系统除了用于准直放大后的光束还用于补偿增益模块中的稳态热致相位畸变。真空管中包含小孔光阑用于空间滤波。法拉第旋光器(FR)旋转放大激光的偏振态对侧泵模块的热褪偏进行补偿。第一级主放大器输出的激光经过光隔离器(OI)、空间滤波组件(VT)和成像系统(L7 和 L8)后进入第二级主放大器。第二级主放大器和第一级主放大器具有相同的结构，经第二级主放大器后输出重频为 100 Hz，能量为 363 mJ 的高光束质量激光。

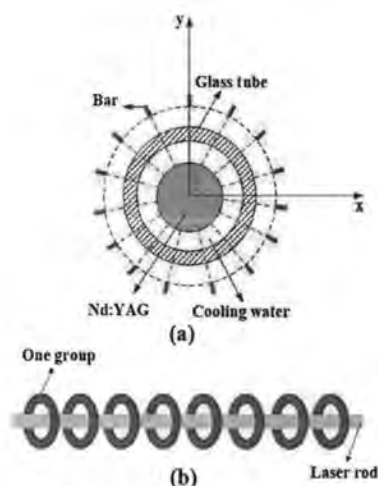


图 5.2 15 mm 侧泵增益模块的内部结构图。(a)15 维环装叠阵侧面泵浦结构图，(b) 8 组 15 维结构泵浦图

Fig 5.2 Internal structure diagram of the 15 mm gain module: (a) side-pumping configuration design of the fifteen-direction ring LD array and (b) simplified graphic of the eight groups of the fifteen-direction side-pumped diode array.

5.2 15mm 侧泵模块热致像差研究

为了降低皮秒脉冲放大过程中的峰值功率密度，主放大器采用 $\text{Ø}15 \text{ mm}$ 的大

口径侧泵模块。大口径侧面泵浦模块设计的关键是保证泵浦光吸收的均匀性。采用多维泵浦结构设计可降低口径为 15mm 的模块上的泵浦光的均匀吸收。侧面泵浦包含 8 个 LD 叠阵，每个叠阵包含 15 个巴条，总峰值功率可达 36 kW。当泵浦周期为 230 μs ，泵浦电流为 150 A 时，小信号增益能够达到 4，最大储能为 2.1 J，相应地光-光转换效率为 44.4%，如图 5.3 所示。通过调整 LD 叠阵的泵浦分布，获得了近平顶的荧光分布，如图 5.3 内置图所示。为了控制放大过程中的通量密度及降低热效应，该侧泵模块在系统中的工作电流为 110 A，此时 $\text{\O}15\text{ mm}$ 侧泵模块的小信号增益为 2.5，储能为 1.3 J。

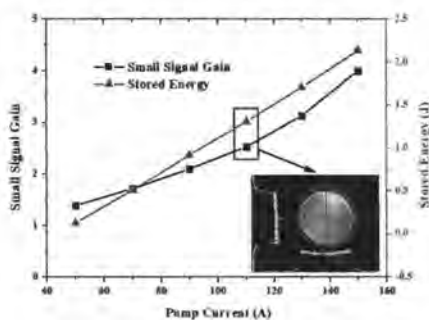


图 5.3 $\text{\O}15\text{ mm}$ 增益模块小信号增益和储能随泵浦电流的变化。内置图为电流运转在 110 A 时荧光分布图

Fig 5.3 Small signal gain and stored energy versus pumping current of the $\text{\O}15\text{-mm}$ gain module. The inset shows the fluorescence distribution when operating at 110 A.

在侧面泵浦的模块中，内部热量的累积和外部散热会导致晶体棒中产生不均匀的温度梯度。这将会导致激光通过晶体棒后产生波前畸变，引起光束质量劣化。我们采用夏克哈德曼波前传感器（SID4-HR, Phasics 公司）测量了注入放大光的波前畸变。夏克哈德曼波前传感器包含 400×300 个像元，其空间分辨率为 29.6 μm ，位相分辨率为 2 nm。为了匹配模块的增益介质和探测器之间的口径，我们采用 5:2 的 4f 成像系统将探测光束进行了缩束。利用该测量系统我们可以在非泵浦条件和泵浦条件下进行波前探测。

在非泵浦条件下利用波前传感器对增益模块的探测光束进行预补偿，这样可以在泵浦条件下测量由于热效应而引起的波前畸变。在 110 A 的抽运电流下，通过 $\text{\O}15\text{ mm}$ 的侧泵模块后探测光束的波前畸变结果如图 5.4 所示。增益介质和

LD 泵浦的非均匀性都会引起非对称的热分布, 产生非对称的热透镜。当侧泵模块启动一段时间达到热平衡后, 波前畸变也趋于稳定。通过 Nd:YAG 侧泵模块后总的波前畸变为 1.336λ (RMS), 主要的波前畸变是由温度场不均匀引起的离焦和像散, 其中离焦为 1.373λ , 45° 像散为 -0.08λ 。图 5.5 (a)所示为在泵浦条件下通过侧泵模块后的离焦与热透镜之间的关系。在 110 A 下工作时由于离焦引起的热透镜焦距为 3.3 m。在该 15 mm 侧泵模块中, 45° 像散是放大过程中光束质量下降的主要原因, 如图 5.7(b)所示。泵浦电流由 40 A 上升到 130 A, M^2 值从 1.42 上升至 2.1, 光束质量逐渐劣化。

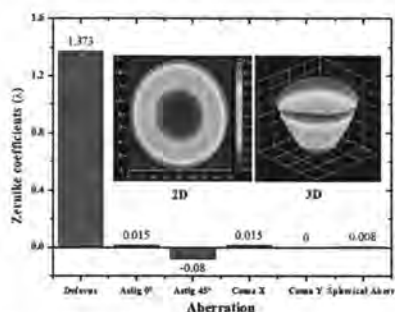


图 5.4 在 110A 的抽运电流下, 通过 $\varnothing 15$ mm 增益模块后测得的探头光束波前畸变。插图显示了 2D 和 3D 相位畸变分布。

Fig 5.4 Measured probe beam wave-front distortion after passing the $\varnothing 15$ -mm gain module at a pump current of 110 A. The insets show 2D and 3D phase distortion distributions.

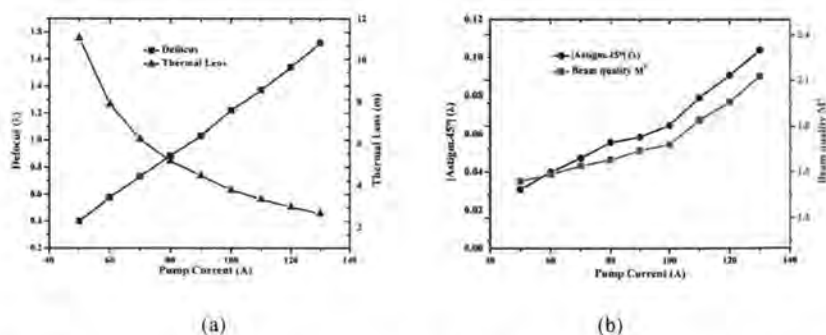


图 5.5 15 mm 侧泵模块电流与(a)离焦和热透镜, (b) 45° 像散和光束质量 M^2 的关系。
Fig 5.5 Relationships between pumping current and (a) defocus and thermal lens, (b) |astigmatism at 45° | and beam quality M^2

激光系统中可采用自适应补偿系统补偿波前畸变^[28,60], 最常用的是采用变形镜和波前传感器相结合的方式, 能够同时校正多种低阶和高阶像差。虽然自适应补偿系统对热透镜和像散具有很好的不错效果, 但采用自适应补偿系统的方式复杂, 降低了激光系统的可靠稳定性。在此我们采用平凸透镜组成的望远镜成像系统来补偿稳态的热致波前畸变。

激光光束离轴经过透镜后具有不同的有效焦距 f_x 和 f_y , 可以用公式 (5.1) 表示, 它们与透镜的实际焦距 f 有关, 其中 θ 是激光束的入射角:

$$\begin{aligned} f_x &= f / \cos \theta \\ f_y &= f \cos \theta \end{aligned} \quad \dots (5.1)$$

激光束离轴穿过透镜将引入像散, 可以用来补偿增益模块稳态的热致像散。Ø15 mm 侧泵模块后的成像透镜安装在五维调整镜架上。通过精确地调整透镜与激光束之间的夹角 θ 来控制引入像散的大小和方向。用望远镜成像系统可以很好地补偿波前畸变, 如图 5.6 所示。总的波前畸变降低到 0.116λ , 仅为补偿之前的 8%。残存的波前畸变主要为离焦和 45° 像散, 分别为 0.101λ 和 -0.028λ 。补偿后光束的发散角仅为 0.14 mrad , 有良好的激光准直性。由于 45° 像散的减小, M^2 值降低到 1.43, 光束质量得到改善。

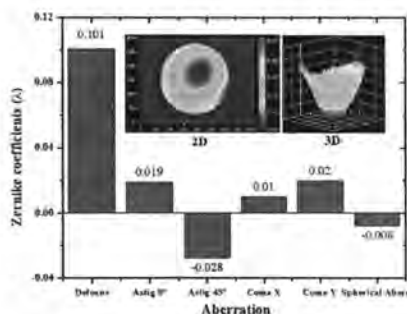


图 5.6 测量了 Ø15mm 增益模块在 110A 抽运电流下工作时, 补偿热稳态畸变后分布情况, 插图显示了二维和三维的相位畸变分布。

Fig 5.6 Measured probe beam wave-front distortions after compensation of thermally stationary induced distortions when Ø15 mm gain module operating at pump current of 110A. The insets show 2D and 3D phase distortion distributions.

通过对双程放大之间光斑的精确控制, 侧泵 Nd:YAG 模块的热褪偏得到了有

效补偿。 $\varnothing 6.35$ mm 的 Nd:YAG 模块双程放大后的热褪偏仅为 1.5%， $\varnothing 15$ mm 的 Nd:YAG 模块双程放大后的热褪偏为 4.4%。另外在各放大级间加入了真空滤波器，滤除放大过程中带来的高频杂散光。通过大口径 Nd:YAG 侧泵模块的均匀泵浦设计和热致像差的静态补偿，具有三级 LD 侧面泵浦增益模块能量放大系统输出激光的光束质量 $M^2 < 2.2$ 。图 5.7 为能量放大器中各级放大激光光斑分布。

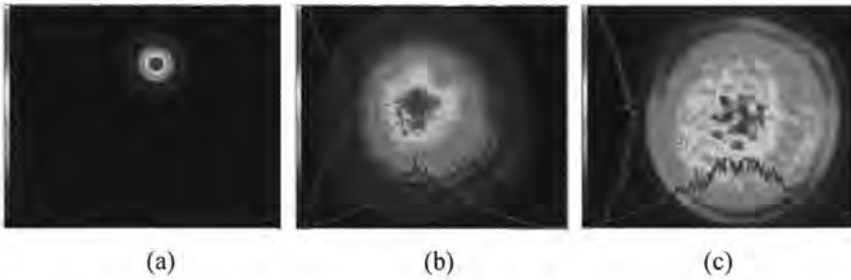


图 5.7 (a) 助推放大器 BA, (b) 主放大器 MA-1, (c) 主放大器 MA-2 的光斑分布。

Fig 5.7 Beam distribution of (a) low energy amplification, (b) high energy amplification, and (c) spatial filtering via VT

5.3 大能量皮秒系统中的自聚焦效应

5.3.1 自聚焦效应对再生腔模的影响分析

在本文提出的再生放大器中，激光脉冲通过普克尔斯盒（BBO 晶体）、Nd:YAG 晶体和空气时会由于自聚焦效应产生空间非线性相位（ B 积分）。 B 积分主要在接近峰值能量的放大过程中产生。在 $2.5 \text{ mJ}/72 \text{ ps}$ 的输出条件下，一个放大周期内脉冲累积了 0.6 rad （普克尔斯盒约 0.22 rad ，Nd:YAG 约 0.35 rad ，空气约 0.03 rad ）的空间相位。此外，再生腔波导结构形成一个空间滤波系统，能够减少放大过程中空间非线性相位的累积。在腔内的多次往返会将光束限制到再生腔本征模而具有平坦的空间相位，腔内的光束会保持近高斯分布。利用再生放大器的波导特性，可以在放大脉冲能量的同时降低空间啁啾的程度，但是自聚焦效应仍会影响再生腔的模式分布。

5.3.1.1 理论分析

长度为 d 的克尔介质的变换矩阵 M

$$M = \sqrt{1-\gamma_k} \begin{bmatrix} 1 & d_e \\ -\gamma_k / [(1-\gamma_k)d_e] & 1 \end{bmatrix} \quad \dots (5.2)$$

其中, $d_e = d/n_0$ 为克尔介质的有效长度

$$\gamma_k = p_k \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi w_c^2}{\lambda d_e} - \frac{\lambda d_e}{2\pi w_0^2} \right) \right]^{-1} = p_k F(p) \quad \dots (5.3)$$

这里 $p_k = P/P_{cr}$, $F(p)$ 是聚焦因子, w_c 和 w_0 分别是在克尔介质中心和 $p_k = 0$ 时的光斑半径。显然, 当 $p_k = 0$ 时, M 退化为均匀介质的变换矩阵

$$M = \begin{bmatrix} 1 & d_e \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots (5.4)$$

我们利用公式(5.4)中的非线性矩阵将非线性自聚焦效应引入到再生放大腔的腔模计算中。图 5.8 为再生放大器中增益介质和电光晶体上的光斑随 γ_k 的变化情况。

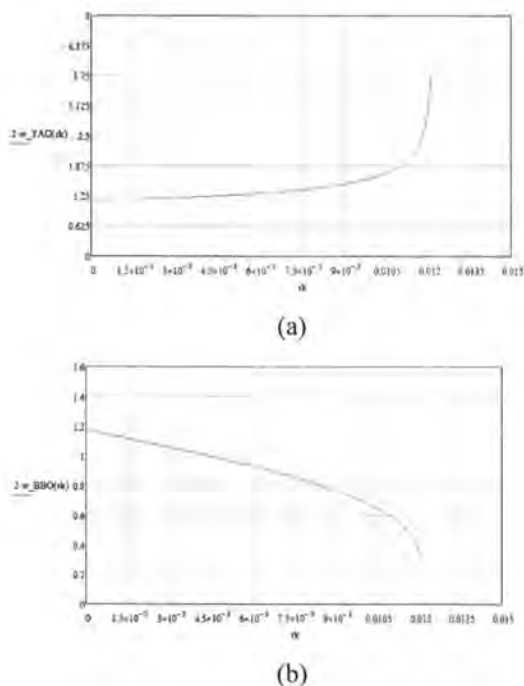


图 5.8 再生放大器中增益介质和电光晶体上光斑随 γ_k 变化情况

Fig 5.8 Variation of spot on gain medium and optical crystal with γ_k in regenerative amplifier.

在实验中验证了放大脉冲的峰值功率变化对再生腔模的影响。将普克尔斯盒上的光斑利用 $4f$ 系统成像到光束质量分析仪上。在没有种子注入时再生放大器工作在腔倒空 (CD) 模式, 输出激光脉冲宽度为纳秒量级。由于峰值功率降低了接近 1000 倍, 再生放大器内非线性效应非常弱 ($\gamma_k=0$), 可以认为自聚焦效应对再生腔腔模没有影响。再生放大器不同输出脉冲能量时, 增益介质热透镜将发生改变引起再生腔腔模变化, 如图 5.10 所示。随着脉冲能量从 0.8 mJ 增加到 2.5 mJ, 电光晶体处的光束直径从 1.47 mm 减小到 1.35 mm。在再生放大 (RA) 模式下, 激光光束在输出能量为 2.5 mJ 时仍为高斯分布。但与腔倒空模式相比光束直径明显减小, 再生放大模式约为 1.25 mm, 腔倒空模式约为 1.35 mm, 如图 5.10 所示。因此, 在设计高峰值功率再生腔时, 除了考虑热效应外还应考虑非线性自聚焦效应对腔模的影响。

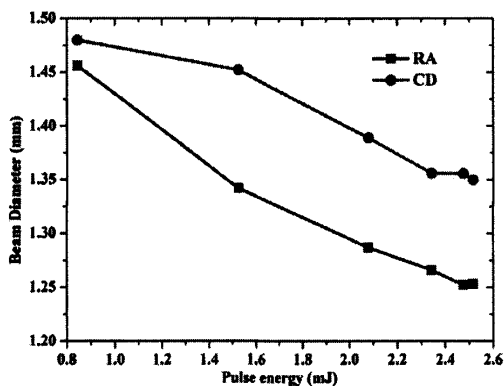


图 5.9 再生腔端镜处光斑随输出脉冲能量变化情况。RA: 再生放大模式; CD: 腔倒空模式
Fig 5.9 Relationship between the pulse energy and the beam diameter at the end cavity mirror. RA: regenerative amplification mode; CD: cavity dumping mode.

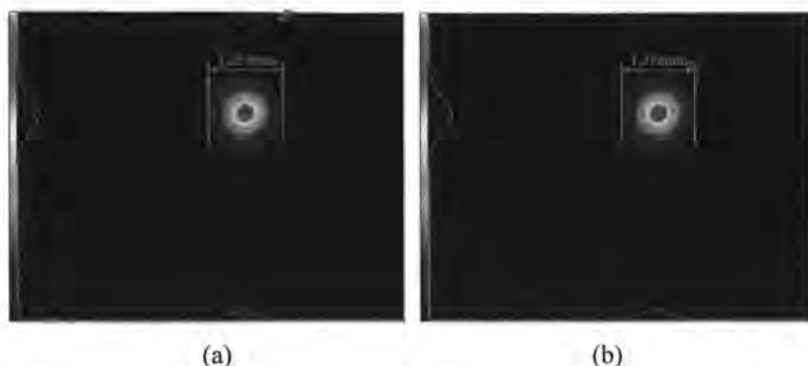


图 5.10 放大脉冲的峰值功率对再生腔模的影响。(a)再生放大器输出皮秒脉冲时激光光斑，(b)再生放大器输出纳秒脉冲时激光光斑。

Fig 5.10 The influence of peak power of amplifying pulse on the mode of regenerating cavity when the gain medium and spot on the optical crystal vary in the regenerating amplifier.(a) the laser spot when the regeneration amplifier outputs a picosecond pulse, (b) the laser spot when the regeneration amplifier outputs a nanosecond pulse.

5.3.2 自聚焦效应对行波放大影响的研究分析

在助推放大器和主放大器中，控制光学元件中的能量密度小于 0.3 J/cm^2 ，以减少光在增益介质或其它光学元件中的非线性相互作用。由于圆偏振光的非线性相互作用比线偏振光弱 1.5 倍，因此在主放大器的激光模块前放置了一个四分之一波片。此外，在传输光路上放置真空滤波管以减少空气中累积的空间相位。在助推放大器和主放大器中各放大级估算的 B 积分值，如表 5.1 所示。各级 B 积分值均小于 1.8，各放大级处于强激光安全工作的范围，但由于高峰值功率密度放大产生的空间非线性相位改变了激光束的分布。图 5.11 为主放大器第一级放大模块单次放大时的光斑分布。通过调整放大级之间的泵浦时间延迟可以在热透镜效应基本不变的调整放大脉冲的能量。低脉冲能量（4 mJ）放大时光束为近高斯分布，但在高能量放大（70 mJ）时高斯分布的光束出现强芯现象，如图 5.11(a)和(b)所示。自聚焦效应引入的空间非线性相位可以通过空间滤波的方式有效滤除。图 5.11(c)显示了高能量放大后激光再次通过真空滤波器后的光束分布，光束中心的强芯通过空间滤波后明显消失。

表 5.1 激光系统中各放大系统的 B 积分值.

Table 5.1 Calculation of the lasersystem's B-integral

放大级	BA-SP	BA-DP	MA-1-SP	MA-1-DP	MA-2-SP	MA-2-DP
增益介质中 B 积分值	0.23	0.83	0.34	0.69	0.85	1.29
传输路径中 B 积分值	0.01	0.03	0.07	0.28	0.01	0.02
累积的 B 积分值	0.24	0.86	0.41	0.97	0.86	1.31

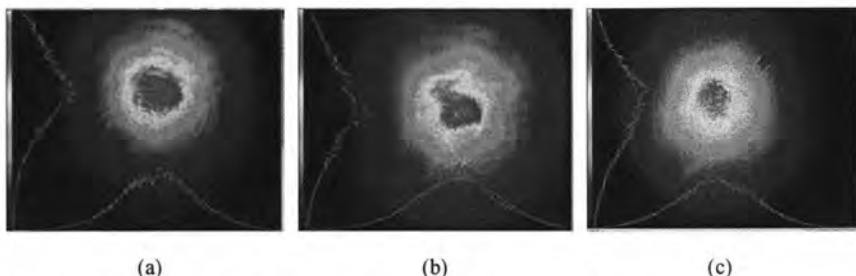


图 5.11 自聚焦效应对光斑分布的影响, (a)低能量 (4 mJ) 放大时, (b)高能量 (70 mJ) 放大时, (c)高能量放大激光进行空间滤波后

Fig 5.11 Beam distribution of (a) low energy amplification, (b) high energy amplification, and (c) spatial filtering via VT after high energy amplification.

5.4 高功率放大中自相位调制对光谱的研究分析

5.4.1 自相位调制对光谱的影响

自相位调制产生的非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 会对光谱产生影响。图 5.12 为我们模拟分析不同非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 下的激光光谱变化。非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 的增大逐步引起频谱的啁啾, 从而导致光谱出现展宽和多峰结构。

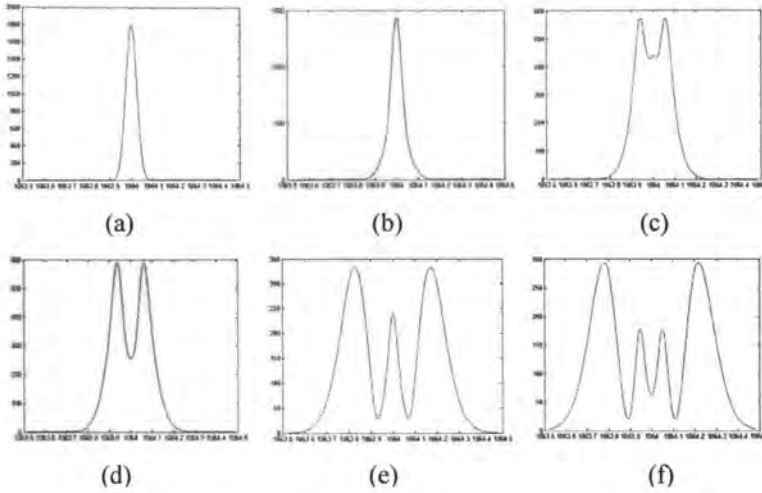


图 5.12 非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 对光谱的影响。(a) $|\phi_{spm}|=0$ rad , (b) $|\phi_{spm}|=1.4$ rad , (c) $|\phi_{spm}|=3.3$ rad , (d) $|\phi_{spm}|=3.7$ rad , (e) $|\phi_{spm}|=8.4$ rad , (f) $|\phi_{spm}|=10.3$ rad

Fig 5.12 The effect of non-linear phase shifting $|\phi_{spm}|$ on the spectrum.

虽然测量出的自相关曲线是对称的,但实际上皮秒脉冲的时间波形分布是非对称的。通过模拟发现时间波形不对称分布激光脉冲由自相位调制引起的频率啁啾也将是非对称的,造成展宽后光谱出现非对称的双峰结构,如图 5.13(a)所示。实验中测量出皮秒脉冲在自相位调制下的光谱也出现了非对称的双峰结构,如图 5.13(b)所示,这与模拟结果一致。

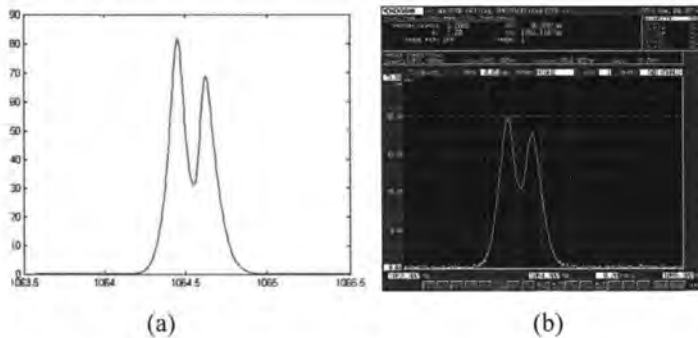


图 5.13 经自相位调制后光谱不对称展宽, (a)模拟结果, (b)实验现象

Fig 5.13 Spectral asymmetric broadening after self-phase modulation, (a) simulation results, (b) experimental phenomena

在皮秒再生放大的过程中, 高功率的激光会多次通过增益晶体和电光晶体等克尔介质, 产生的非线性相移 $|\phi_{spm}|$ 不断累积。我们在 1 kHz/2.5 mJ/30 ps 再生放大器中观测到的不同放大次数下光谱的演变过程, 如图 5.14 所示。皮秒锁模振荡器输出光谱的宽度为 0.096 nm, 如图 5.14(a)所示。放大程数为 40 时, 输出脉冲能量为 1.8 mJ 时光谱出现展宽, 光谱宽度为 0.125 nm, 如图 5.14(b)所示。放大程数为 44 时, 脉冲能量为 2.1 mJ 时, 光谱宽度为 0.201 nm, 如图 5.14(c)所示。放大程数为 50 时, 脉冲能量到达峰值能量 2.40 mJ 时, 光谱出现不对称的双峰结构, 光谱宽度为 0.309 nm, 该结果如图 5.14(d)所示。放大程数为 56 时, 脉冲能量为 2.42 mJ, 光谱出现三峰结构并进一步展宽至 0.407 nm, 如图 5.14(e)所示。放大次数为 68 时, 脉冲能量为 2.25mJ 时光谱已经展宽到 0.740 nm, 如图 5.14(f)所示。

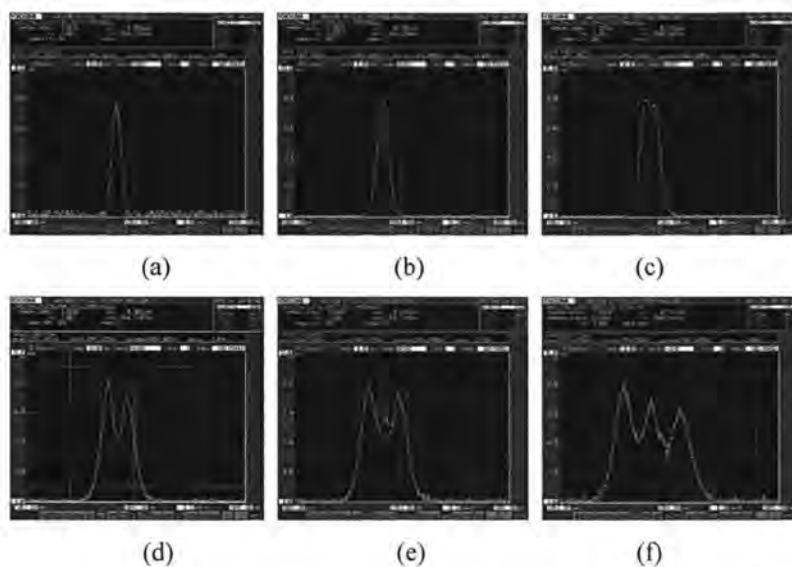


图 5.14 不同放大程数下光谱的演变过程。(a)皮秒锁模振荡器输出光谱,(b)放大程数 40 时,(c)放大程数 44 时,(d)放大程数 50 时,(e)放大程数 56 时,(f)放大程数 68 时

Fig 5.14 The evolution of the spectrum at different amplification times

5.4.2 自相位调制抑制和补偿研究

自相位调制对再生放大后光谱的展宽会影响后续放大的效率。在这里我们主要从抑制和补偿的方式来控制再生放大中的自相位调制效应。

激光处于圆偏振态时光强要弱于线偏振态，所以在再生腔的增益介质 Nd:YAG 前后插入四分之一波片来减弱自相位调制的产生。图 5.15 为插入四分之一波片前后再生放大器的输出光谱的变化。未插入四分之一波片时，光谱宽度为 0.234 nm，输出能量为 2.1 mJ。插入四分之一波片后，多程放大过程中的自相位调制受到明显抑制，输出能量降低至 2.05 mJ，光谱宽度明显变窄至 0.143 nm。

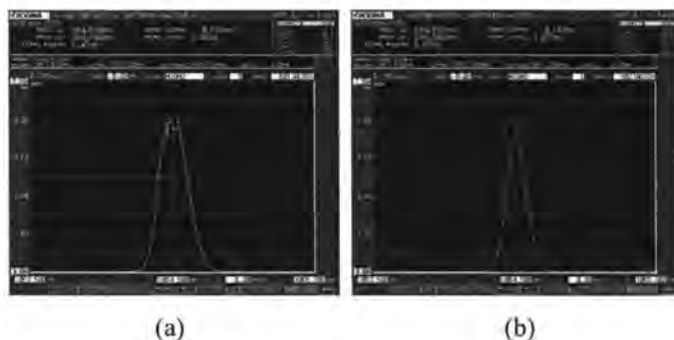


图 5.15 插入四分之一波片前后，再生放大器光谱变化。(a)插入前输出能量 2.1 mJ；(b)插入后输出能量 2.05 mJ

Fig 5.15 The spectrum of the regeneration amplifier changes before and after inserting a quarter-wave plate.(a) before insertion; (b) after insertion

利用脉冲通过一定长度的负非线性系数的介质来抵消介质的正非线性系数所引起的非线性相移。常用的工作介质为具有负非线性系数的半导体材料和利用级联非线性过程中产生负非线性系数的非线性晶体。

在级联二阶非线性效应中，基频波与二次谐波之间的耦合波方程为

$$\frac{d^2 E_1}{dz'^2} + i\Delta k \frac{dE_1}{dz'} - \Gamma^2 (1 - 2|E_1/E_0|^2) E_1 = 0 \quad \dots (5.5)$$

其中， $\Gamma = \omega d_{eff} |E_0| / c \sqrt{n_{2\omega} n_\omega}$ ， d_{eff} 是有效非线性系数， $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega$ 是相位失谐量。当 $\Delta k \neq 0$ 时，我们利用龙格库塔方法求解基频光的强度和失谐过程引入附加位相的数值解，如图 5.16 所示。可以看出在相位失配过程中会引入正的和负的附加位相。这样利用非线性晶体中级联非线性过程中的负的附加位相就可以弥补自相位调制的影响，而且可以通过改变相位失配角来改变负的附件位相的大小，非常灵活。

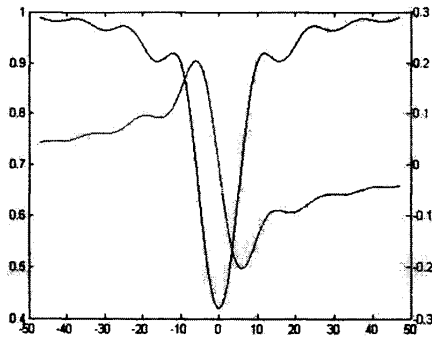


图 5.16 倍频过程中，相位失配带来基频光强度和引入附加位相的变化

Fig 5.16 Phase mismatch results in changes in light intensity at the base frequency and additional phases introduced during frequency doubling

我们在再生放大器后利用非线性晶体LBO晶体来补偿再生放大器的自相位调制。通过调节LBO晶体的控温温度来调整相位失配量，从而改变引入的附加相位的大小。不同LBO控温温度时，红外光光谱宽度和绿光功率变化情况如图 5.17 所示。LBO晶体温度为49.5 °C，倍频功率最高为1.42 mJ。此时红外光的光谱宽度(0.3 nm)明显宽于再生放大器输出激光的光谱宽度(0.22 nm)，这是因为LBO晶体本身就带有正的克尔系数，通过LBO晶体后引入了更多的非线性相移。当通过调低LBO晶体温度，匹配相位开始失谐，引入负的附加相位，自相位调制得到补偿，红外光光谱宽度开始下降。当LBO晶体温度为42 °C时，红外光的光谱宽度最窄为0.0845 nm，与皮秒锁模振荡器输出光谱宽度相当，说明级联非线性过程引入的负附加相位与再生放大器引入正的附加相位刚好抵消，进行了很好的补偿，这时绿光能量为0.4 mJ。1064 nm基频光的能量由2.2 mJ下降至1.8 mJ。

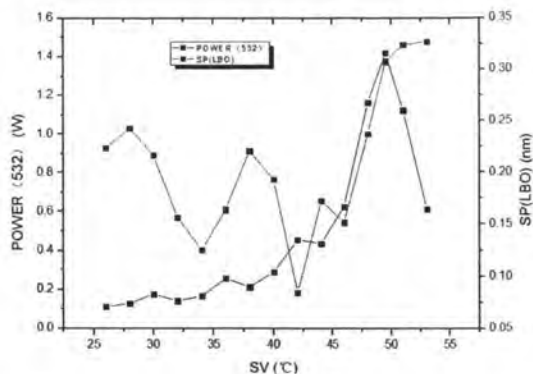


图 5.17 LBO 不同控温温度时, 光谱宽度和绿光功率变化情况

Fig 5.17 Changes of spectral width and green light power at different temperature control temperatures of LBO

由于 GaAs 具有非常大的负非线性系数常用于补偿自相位调制。我们也在实验中尝试在再生腔中插入了 GaAs 片进行补偿效果验证。GaAs 片表面虽镀有 1064nm 高透膜, 但内部仍有较大损耗。随着再生腔脉冲能量提高, GaAs 片很快因为热量积累出现损伤。

虽然级联非线性效应可以很好的补偿再生放大过程中自相位调制带来的非线性相移, 但额外的倍频光路给激光系统带来复杂性和不稳定性。另外还可以采用标准具 (etalon) 作为频谱滤波器滤出非线性相移产生的频率啁啾。图 5.18(b) 显示了在再生放大期间, 由于累积的非线性相移, 峰值脉冲能量处的频谱发生展宽。最大输出能量为 2.5 mJ/30 ps 的光谱带宽 (FWHM) 为 0.31 nm, 是注入种子脉冲光谱宽度的三倍 (~ 0.1 nm)。这将引起后续放大器的增益能力地降低, 并影响远程激光测距的使用。图 5.18 (c)显示了在约 2.5 mJ 的输出脉冲能量下用标准具过滤的累积非线性相移。光谱宽度较种子光谱宽度变窄, 约 0.07 nm, 脉冲持续时间延长至 72 ps, 输出脉冲的时间带宽 (~ 1.34) 小于没有标准具的时间带宽 (~ 2.46)。这说明在再生放大过程中, SPM 引起的非线性相移得到了很好地滤出。

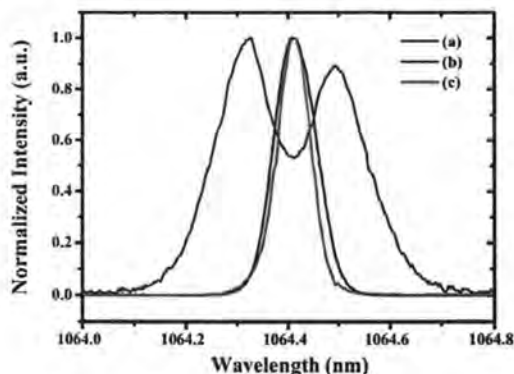


图 5.18 (a) 种子脉冲光谱分布, (b) 能量为 2.5 mJ 时无标准具的再生脉冲光谱分布, (c) 能量为 2.5 mJ 时有标准具的再生脉冲光谱分布

Fig 5.18 Spectrum distribution of (a) seed pulses, (b) amplified pulses at pulse energy of 2.5 mJ without an etalon, and (c) amplified pulses at pulse energy of 2.5 mJ with an etalon.

在后续能量放大阶段主要通过控制放大过程中峰值功率密度来抑制自相位调制的产生。图 5.19 显示了能量放大过程中不同阶段的输出光谱。随着能量的增加, 光谱带宽随着时间非线性相移的积累而逐渐变宽。图 5.19 (a) 显示了助推放大器双程放大后的频谱分布, 放大的脉冲累积了约 1.1 rad 的非线性相移, 光谱带宽略微展宽到 0.078 nm。图 5.19 (b) 出了主放大器第一级双通放大后的频谱分布, 脉冲能量由 37 mJ 放大至 152 mJ 的过程中累积了约 1.4 rad 的非线性相移, 光谱带宽进一步展宽到 0.12 nm。图 5.19(c) 为主放大器第二级双通放大后输出能量为 363 mJ 时的光谱。主放大器第二级双通放大过程中累积了约 1.8 rad 的非线性相移, 光谱带宽展宽到了 0.17 nm。

自相位调制在放大过程中的虽然引起了光谱的展宽, 但光谱宽度远小于 Nd:YAG 的增益带宽 (~ 0.6 nm), 对整个放大系统的放大效率影响可以忽略。在助推放大器和主放大器中没有采用标准具作频谱滤波器, 因为它会带来很大的损耗和引起鬼像产生。后续将考虑采用高反射率的体布拉格光栅 (VBG) 作为助推放大器和主放大器中双通放大的端镜, 产生与标准具类似的频谱滤波作用, 从而得到更窄的光谱带宽 (~ 0.1 nm) 输出, 同时能够避免鬼像的产生保证系统运行安全。

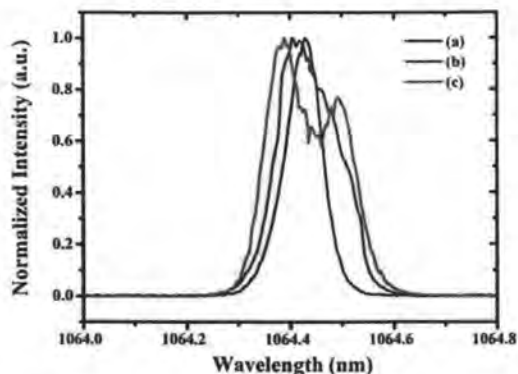


图 5.19 (a)经助推放大器后脉冲(黑色);(b)经主放大器第一级放大后脉冲(蓝色)和(c)经主放大器第二级放大后脉冲(红色)的光谱分布。

Fig 5.19 Spectrum distribution of (a) pulses from booster amplifier (black), (b) pulses from first stage of main amplifier (blue), and (c) pulses from second stage of main amplifier (red).

5.5 MOPA 激光系统输出特性

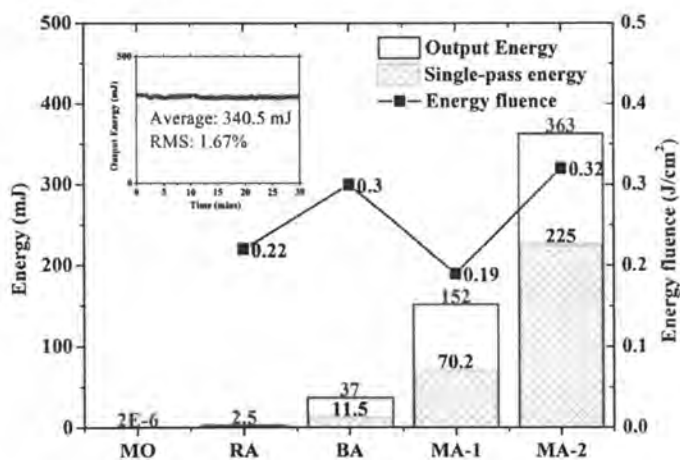


图 5.20 MOPA 放大过程输出能量和能流密度。插图显示了系统产生的最终脉冲的能量稳定性。各级为:主振荡器(MO)、再生放大器(RA)、助推放大器(BA)、主放大器第一级(MA-1)和主放大器第二级(MA-2)。

Fig 5.20 Output energies and energy flux of the MOPA amplification process stages. The insets show the energy stability of the final pulses produced by the system. The stages are: master oscillator (MO), regenerative amplifier (RA), Booster amplifier (BA), first stage of main amplifiers (MA-1), and second stage of main amplifiers (MA-2).

图 5.20 显示了 MOPA 放大过程每个阶段的输出能量。Nd:YVO₄ 振荡器的输出脉冲为 2 nJ/30 ps/0.1 nm/80 MHz。然后用再生放大器将振荡器脉冲多次放大到 2.5 mJ，重复频率为 100 Hz。在再生腔中利用标准具对 SPM 产生的非线性相移引起的高频谱畸变进行滤波，使光谱带宽明显减小到 0.07 nm。窄光谱带宽的脉冲可以在后续放大器中高效地提取能量。再生放大脉冲经小信号增益为 5 的 Ø6.35 mm 增益模块组成的双程助推放大器进一步放大到 37 mJ。助推放大器采用 90° 偏振旋转双折射补偿技术，将双程退偏损耗控制在 1% 以下。从助推放大器输出的脉冲注入到主放大器进行两级放大。主放大器第一级放大器中 Ø15 mm 增益模块小信号增益为 2.5，单通和双通输出能量分别为 70.2 mJ 和 152 mJ。单程热褪偏损耗约为 20%，双通热褪偏补偿后低到 4%。主放大器第二级的单通和双通输出能量分别为 225 mJ 和 363 mJ。通过望远镜系统对通过增益模块后稳态热致波前畸变（离焦和像散）进行补偿，整个系统获得了好的光束质量， $M_x^2=2.13$ 和 $M_y^2=2.06$ 。由于放大过程中的最大能流密度约为 0.3 J/cm²，该值低于 Nd:YAG 晶体的饱和通量 0.4 J/cm²。主放大器中的脉冲放大没有达到饱和放大输出，所以光束的近场和远场分布均为近高斯分布。利用自相关仪测得激光器最终输出的脉冲宽度如图 5.21(d)所示，由于增益窄化效应脉冲宽度由再生放大器的 72 ps 压缩至 63 ps。锁模振荡器输出的光谱宽度为 0.07 nm，助推放大器和主放大器的能量放大过程中的 SPM 引起了光谱展宽，在最大输出能量下光谱展宽到 0.17 nm。最终输出脉冲的时间带宽积约为 2.84。测试了在 340 mJ 的输出能量下能量稳定性为 1.67% (30 min, RMS)，结果如图 5.20 中的插图。通过公式(5.6)可以定义激光光源亮度[94]，其中 P 是激光峰值功率， λ 是激光波长。由于具有高脉冲能量、好的光束质量和窄的脉冲宽度，本激光系统能够实现 105 PW/sr·cm² 的极高亮度输出。表 5.2 总结了百毫焦皮秒激光系统的关键性能指标。

$$L = \frac{P}{(\lambda M^2)^2} \quad \dots (5.6)$$

表 5.2 百毫焦皮秒激光系统的关键性能指标

Table 5.2 MOPA picosecond laser system performance measures

性能参数	指标
脉冲能量	363 mJ
重复频率	100 Hz
平均功率	36.3 W
脉冲宽度	~63 ps
峰值功率	5.76 GW
光谱宽度	0.17 nm
光束质量	$M_x^2=2.13; M_y^2=2.06$
亮度	105 PW/sr·cm ²
能量稳定性	1.67% (30min, RMS)

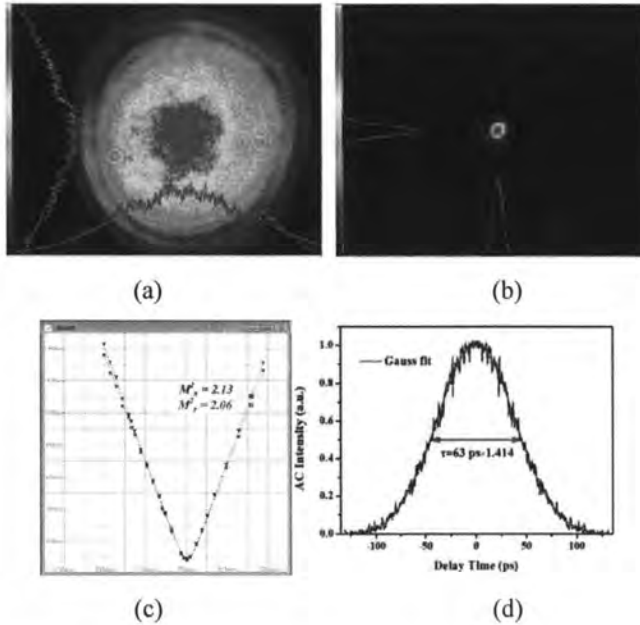


图 5.21 Nd:YAG 激光系统最终输出指标: (a)近场光束分布, (b)远场光束分布, (c)光束质量 M^2 , (d) 脉冲宽度

Fig 5.21 Characteristics of the final output pulses produced by the Nd:YAG laser system: (a) near field beam distributions, (b) far-field beam distributions, (c) beam quality M^2 and (d) pulse duration.

该百毫焦皮秒激光系统形成的产品样机如图 5.22 所示。该系统由于具有好

的光束质量、窄的光谱宽度和高的脉冲能量,已被用于位于中山大学珠海校区“天琴计划”激光测距台站地月测距的激光光源,如图 5.23 所示。



图 5.22 百毫焦皮秒激光系统产品样机

Fig 5.22 Product prototype for hundreds mJ picoseconds laser system



图 5.23 中山大学珠海校区天琴计划激光测距台站

Fig 5.23 Laser Ranging Station of Tianqin Program, Zhuhai Campus, Sun Yat-sen University

表 5.3 列举了全球各激光测月台站所用激光光源的主要参数。本皮秒激光器整体性能指标 $363 \text{ mJ}/100 \text{ Hz}/63 \text{ ps}/0.17 \text{ nm}/M^2 < 2.5$, 具有国际领先水平。2019 年 6 月“天琴计划”激光测距台站利用该激光器首次测得地月距离,测到了月面上所有的五面反射镜的回波信号。目前该台站已得到月球上全部 5 个激光反射镜的回波信号(1969 年以来人类放置在月球上的 5 面激光反射镜,如果在地球上向其发射激光波束,可以接收到其回波)。图 5.24 为该台站测得月球表面 apollo15 反射镜的激光回波信号。中国至此成为世界上第三个成功测得月球表面上全部五

组反射镜的国家。这也标志着我国跻身全球仅有的几个具备用皮秒激光实现超远激光测距能力的国家之列。

表 5.3 国际上各激光测月台站激光光源主要参数对比

Table 5.3 Main parameters of laser sources and accuracy of observation at lunar laser ranging stations

测月台站	脉冲宽度	脉冲能量	重复频率
McDonald	200 ps	1500 mJ	10 Hz
Grasse	150 ps	200 mJ	10 Hz
APOLLO	90 ps	115 mJ	20 Hz
Wetzell	10 ps	130 mJ (双脉冲)	400 Hz
Matera	50 ps	100 mJ	10 Hz
云南天文台	10 ns	3000 mJ	10 Hz



图 5.24 月球表面 apollo15 反射镜的激光回波信号

Fig 5.24 Laser echo signal from apollo15 reflector on the moon surface

第 6 章 总结与展望

6.1 论文主要工作

本文针对大能量皮秒激光系统进行了深入研究。通过理论计算、数值模拟和具体实验,对 MOPA 放大过程中 SESAM 锁模长期稳定性、放大过程中信噪比控制、大口径 LD 侧泵模块中波前畸变控制及补偿等关键问题进行了详细研究分析,并研制出 1 kHz/65.4 mJ/600 ps 和 100 Hz/363 mJ/63 ps 两款大能量高光束质量的皮秒激光系统。同时针对无啁啾脉冲放大皮秒激光系统中受激拉曼效应及克尔效应等问题,展开了深入的理论和实验研究。本文的主要内容与研究成果如下:

1. 研究了固体锁模振荡器的 SESAM 损伤机制,并基于 SESAM 锁模理论设计了长期可靠运转的皮秒锁模振荡器;利用 Loder milk-Murray 放大模型对再生放大过程中能量提取及能量稳定性的影响因素进行计算模拟分析,并在设计的高增益 Nd:YAG 再生放大器中进行验证;建立多脉冲放大模型对放大过程中信噪比变化情况和影响因素进行演化和分析,用于指导高信噪比皮秒激光系统的设计。首次提出等腔长法消除再生放大过程伴随脉冲的方法,获得了无伴随脉冲的再生放大激光输出。

2. 首次分析了高峰值功率放大过程中受激拉曼效应和热断裂问题对端面泵浦 Nd:YVO₄ 放大器工作性能的影响。通过理论计算和数值模拟表明端面泵浦功率在峰值功率放大器中由于抑制 SRS 过程和晶体的热断裂而受到的限制。研制出了一款无受激拉曼散射(SRS)过程的 1 kHz 高峰值功率百皮秒 Nd:YVO₄ 激光器系统,最大输出能量为 65.4 mJ,脉冲宽度为 600 ps,脉冲峰值功率为 109 MW。该系统输出的激光脉冲光束质量 M^2 小于 1.6,信噪比优于 42 dB。采用 LBO 晶体进行了腔外倍频,获得了功率 40.5 W、能量稳定性 0.28% (RMS, 1 hour) 的 532nm 绿光。

3. 从非线性传输方程出发,详细讨论了克尔效应对高峰值功率皮秒激光空间光束和光谱的影响,结合实验验证了自聚焦效应引起的空间非线性相移(B 积分)和自相位调制引起的时间非线性相移($|\phi_{spm}|$)的控制方法,并指导研制出无啁啾脉冲放大的百毫焦皮秒激光系统。该激光系统采用主振荡器功率放大

(MOPA)方案,包括 Nd:YVO₄ 锁模振荡器、LD 端面抽运 Nd:YAG 再生放大器、 $\varnothing 6.35$ mm 双程放大器和 $\varnothing 15$ mm 双程放大器。最终获得了 100 Hz/363 mJ/63 ps/1064 nm 激光输出,输出的峰值功率为 5.7 GW。利用多维环形激光二极管阵列优化 $\varnothing 15$ mm Nd:YAG 增益模块的均匀泵浦,用望远镜成像系统对热致波前畸变进行稳态补偿,获得了光束质量为 $M^2 < 2.2$ 的近高斯光束。通过再生放大器中标准具频谱滤波和主放大器中低峰值功率密度放大降低了自相位调制效应带来的光谱啁啾展宽,获得了 0.17 nm 的窄光谱激光输出。

6.2 论文创新点

1. 研究并解决了 MOPA 皮秒系统中 SESAM 锁模长期稳定性、放大过程中信噪比等关键问题。首次提出等腔长法消除再生放大过程伴随脉冲的方法,获得了无伴随脉冲的再生放大激光输出。

2. 首次分析了高功率放大过程中受激拉曼效应和热断裂问题对端面泵浦 Nd:YVO₄ 放大器工作性能的影响。通过理论计算和数值模拟表明由于抑制 SRS 过程和避免晶体的热断裂导致端面泵浦功率受到限制。并基于此指导研制出了一款无受激拉曼散射(SRS)过程的 1 kHz/65.4 mJ/600 ps/109 MW 的 Nd:YVO₄ 激光器系统,该系统输出的激光脉冲光束质量 M^2 小于 1.6,信噪比优于 42 dB。

3. 研究了克尔效应对高功率皮秒激光空间光束和光谱的影响,结合实验验证了自聚焦效应引起的空间非线性相移(B 积分)和自相位调制引起的时间非线性相移($|\phi_{spm}|$)的控制方法,并指导研制出无啁啾脉冲放大的 100 Hz/363 mJ/63 ps/1064 nm/5.7 GW 皮秒激光系统。利用多维环形激光二极管阵列优化 $\varnothing 15$ mm Nd:YAG 增益模块的均匀泵浦,用中继成像望远镜对热致波前畸变进行稳态补偿,获得了光束质量为 $M^2 < 2.2$ 的近高斯光束输出。通过再生放大器中标准具频谱滤波和主放大器中低峰值功率强度放大降低了自相位调制效应带来的光谱啁啾展宽,获得了 0.17 nm 的窄光谱激光输出。该系统作为远程激光测距的核心光源已成功实现月球激光测距,是国内第一套实现月球激光测距的皮秒激光系统。

6.3 后续工作展望

本文对大能量皮秒激光系统及其非线性效应进行了深入研究。但是,受限于研究条件及研究时间,关于大能量全固态皮秒激光系统的研究工作仍需进一步深入研究,作者认为下一步可展开的研究工作如下:

1. 进一步提高皮秒激光系统的脉冲能量。采用脉冲分隔放大技术 (Divided-Pulse Amplification, DPA),在不增加峰值功率损伤风险和非线性效应情况下,第 5 章所报道的 100 Hz/365 mJ 皮秒激光系统的脉冲能量可增加至 700 mJ 以上。

2. 在大能量皮秒系统的能量放大器中采用体布拉格光栅滤出放大过程中自相位调制引起的频谱展宽,可将系统输出脉冲的光谱宽度进一步压缩至 0.1 nm 左右。

3. 自相位调制展宽光谱压缩脉冲宽度。采用自相位调制的方法将掺钕激光系统的皮秒脉冲光谱可以展宽至数 nm,通过脉冲压缩手段将脉宽压缩至百飞秒。

参考文献

- [1] Keller U, Knox W H, Roskos H. Coupled-cavity resonant passive mode-locked Ti:sapphire laser[J]. Optics letters, 1990, 15(23): 1377-1379.
- [2] 何京良. 大功率全固态 Nd:YVO₄ 激光器[J].
- [3] 华阳, 黄乘利. 月球激光测距观测与研究进展[J]. 天文学进展(3): 114-129.
- [4] Herrmann D, Veisz L, Tautz R, et al. Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification[J]. Optics letters, 2009, 34(16): 2459-2461.
- [5] Purlys V, Maigyte L, Gailevičius D, et al. Spatial filtering by chirped photonic crystals[J]. Physical Review A, 2013, 87(3): 033805.
- [6] Ostby E P, Fukumoto J M, Stultz R D, et al. Short pulse and high repetition rate Q-switched Yb:YAG microchip laser[C]. Solid State Lasers XIV: Technology and Devices, 2005: 72-80.
- [7] Anthony W Y, Betin A, Krainak M A, et al. Highly efficient Yb:YAG master oscillator power amplifier laser transmitter for lidar applications[C]. CLEO: Science and Innovations, 2012: JTh11. 6.
- [8] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Opt. Commun., 1985, 55(6): 447-449
- [9] Nubbemeyer T, Kaumanns M, Ueffing M, et al. 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system[J]. Opt. Lett., 2017, 42(7): 1381-1384
- [10] Jung R, Tümmler J, Will I. Regenerative thin-disk amplifier for 300 mJ pulse energy[J]. Opt. Express, 2016, 24(2): 883-887
- [11] Jung R, Tümmler J, Nubbemeyer T, et al. Thin-disk ring amplifier for high pulse energy[J]. Opt. Express, 2016, 24(5): 4375-4381.
- [12] Baumgarten C, Pedicone M, Bravo H, et al. 1 J, 0.5 kHz repetition rate picosecond laser[J]. Opt. Lett., 2016, 41(14): 3339-3342.
- [13] Murphy Jr T W, Adelberger E G, Battat J B R, et al. The apache point observatory lunar laser-ranging operation: instrument description and first detections[J]. Publ. Astron. Soc. Pac., 2008, 120(863): 20.
- [14] Agnesi A, Dallochio P, Pirzio F, et al. Sub-nanosecond single-frequency 10-kHz diode-pumped MOPA laser[J]. Applied Physics B, 2010, 98(4): 737-741.
- [15] Jelinek M, Kubeček V, Čech M, et al. 0.8 mJ quasi-continuously pumped sub-nanosecond highly doped Nd:YAG oscillator-amplifier laser system in bounce geometry[J]. Laser Physics Letters, 2011, 8(3): 205.
- [16] Oreshkov B, Chuchumishev D, Iliev H, et al. 52-mJ, kHz-Nd:YAG laser with diffraction limited output[C]. 2014 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)-Laser Science to Photonic Applications, 2014: 1-2.
- [17] Liu T, Sui Z, Chen L, et al. 12 J, 10 Hz diode-pumped Nd: YAG distributed active mirror amplifier chain with ASE suppression[J]. Opt. Express, 2017, 25(18): 21981-21992.
- [18] Chuchumishev D, Gaydardzhiev A, Trifonov A, et al. 13-mJ, single frequency, sub-nanosecond Nd:YAG laser at kHz repetition rate with near diffraction limited beam quality[C]. CLEO: Applications and Technology, 2012: JW2A. 37.
- [19] Honig J, Halpin J, Browning D, et al. Diode-pumped Nd: YAG laser with 38 W

- average power and user-selectable, flat-in-time subnanosecond pulses[J]. *Applied optics*, 2007, 46(16): 3269-3275.
- [20] Mahajan V N. Uniform versus Gaussian beams: a comparison of the effects of diffraction, obscuration, and aberrations[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, 3(4): 470-485.
- [21] Kang Z, Fan Z, Huang Y, et al. High-repetition-rate, high-pulse-energy, and high-beam-quality laser system using an ultraclean closed-type SBS-PCM[J]. *Opt. Express*, 2018, 26(6): 6560-6571.
- [22] Qiu J, Tang X, Fan Z, et al. 200 Hz repetition frequency joule-level high beam quality Nd: YAG nanosecond laser[J]. *Opt. Commun.*, 2016, 368: 68-72.
- [23] Qiu J, Tang X, Fan Z, et al. Two-beam combined 3.36 J, 100 Hz diode-pumped high beam quality Nd: YAG laser system[J]. *Appl. Opt.*, 2016, 55(21): 5630-5633.
- [24] Hemmer M, Vaupel A, Wohlmuth M, et al. OPCPA pump laser based on a regenerative amplifier with volume Bragg grating spectral filtering[J]. *Appl. Phys. B*, 2012, 106(3): 599-603.
- [25] Noom D W, Witte S, Morgenweg J, et al. High-energy, high-repetition-rate picosecond pulses from a quasi-CW diode-pumped Nd: YAG system[J]. *Opt. Lett.*, 2013, 38(16): 3021-3023.
- [26] Budriūnas R, Stanislauskas T, Adamonis J, et al. 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate[J]. *Opt. Express*, 2017, 25(5): 5797-5806.
- [27] Su H, Peng Y, Chen J, et al. A High-Energy, 100 Hz, Picosecond Laser for OPCPA Pumping[J]. *Appl. Sci.*, 2017, 7(10): 997.
- [28] Kornev A, Balmashnov R, Kuchma I, et al. 0.43 J/100 ps Nd: YAG laser with adaptive compensation of thermally induced lens[J]. *Opt. Lett.*, 2018, 43(18): 4394-4397.
- [29] Kaminskii A A, Ueda K-I, Eichler H J, et al. Tetragonal vanadates YVO₄ and GdVO₄—new efficient $\chi^{(3)}$ -materials for Raman lasers[J]. *Optics communications*, 2001, 194(1-3): 201-206.
- [30] Chen Y. High-power diode-pumped actively Q-switched Nd:YVO₄ self-Raman laser: influence of dopant concentration[J]. *Optics letters*, 2004, 29(16): 1915-1917.
- [31] Chen Y. Compact efficient all-solid-state eye-safe laser with self-frequency Raman conversion in a Nd:YVO₄ crystal[J]. *Optics letters*, 2004, 29(18): 2172-2174.
- [32] Chen Y. Efficient subnanosecond diode-pumped passively Q-switched Nd:YVO₄ self-stimulated Raman laser[J]. *Optics letters*, 2004, 29(11): 1251-1253.
- [33] Su K, Chang Y, Chen Y. Power scale-up of the diode-pumped actively Q-switched Nd:YVO₄ Raman laser with an undoped YVO₄ crystal as a Raman shifter[J]. *Applied Physics B*, 2007, 88(1): 47-50.
- [34] 贾鹏, 张行愚, 王青圃, et al. 激光二极管抽运的自拉曼 Nd:YVO₄ 激光器[D]. 2006.
- [35] Shayeganrad G. Actively Q-switched Nd:YVO₄ dual-wavelength stimulated Raman laser at 1178.9 nm and 1199.9 nm[J]. *Optics Communications*, 2013, 292: 131-134.
- [36] Li R, Bauer R, Lubeigt W. Continuous-Wave Nd:YVO₄ self-Raman lasers operating at 1109nm, 1158nm and 1231nm[J]. *Optics Express*, 21(15): 17745.

- [37] Kaminskii A A, Ueda K-I, Eichler H J, et al. Tetragonal vanadates YVO₄ and GdVO₄—new efficient χ (3)-materials for Raman lasers[J]. *Optics communications*, 2001, 194(1-3): 201-206.
- [38] 胡大伟, 于浩海, 王正平, et al. YVO₄ 晶体的高效受激拉曼散射[D]. 2006.
- [39] Zong N, Zhang X, Li C, et al. Stimulated Raman scattering of picosecond pulses in a YVO₄ crystal[J]. *Laser physics*, 2008, 18(12): 1544-1545.
- [40] 徐洋. 多波长皮秒受激拉曼激光的研究[D]. 北京工业大学, 2014.
- [41] 徐洋, 陈檬, 李政委, et al. 钒酸钇晶体皮秒拉曼放大器特性的研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(10): 1002005.
- [42] Yang X, Meng C, Zheng-Wei L, et al. Raman Frequency Conversion of Picosecond Pulses in the YVO₄ Crystal[J]. *Chinese Physics Letters*, 2013, 30(8): 084202.
- [43] Xu Y, Chen M, Chen L, et al. Stimulated Raman scattering of picosecond pulses in YVO₄ crystal[J]. *Optik*, 2014, 125(1): 545-547.
- [44] Bai Z A, Zhong-Wei F, Zhen-Xu B, et al. Optical Fiber Pumped High Repetition Rate and High Power Nd:YVO₄ Picosecond Regenerative Amplifier[J]. *Applied Sciences*, 5(3): 359-366.
- [45] Bai, Zhenao, Zhenxu, et al. Non-Pulse-Leakage 100-kHz Level, High Beam Quality Industrial Grade Nd:YVO₄ Picosecond Amplifier[J].
- [46] Bespalov V, Talanov V. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids[J]. *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, 1966, 3: 471.
- [47] Hunt J, Renard P, Simmons W. Improved performance of fusion lasers using the imaging properties of multiple spatial filters[J]. *Applied optics*, 1977, 16(4): 779-782.
- [48] Hunt J, Glaze J, Simmons W, et al. Suppression of self-focusing through low-pass spatial filtering and relay imaging[J]. *Applied optics*, 1978, 17(13): 2053-2057.
- [49] 文双春, 范滇元. 非傍轴光束的小尺度自聚焦研究[J]. *物理学报*, 2000, 49(3): 460-462.
- [50] 文双春, 范滇元. 光束成丝的非线性理论[D]. 2001.
- [51] 陈宝算, 张军勇, 张艳丽, et al. 高功率激光系统中的小尺度自聚焦研究[D]. 2012.
- [52] Yan L, Liu Y-Q, Lee C. Pulse temporal and spatial chirping by a bulk Kerr medium in a regenerative amplifier[J]. *IEEE journal of quantum electronics*, 1994, 30(9): 2194-2202.
- [53] 沈宇震, 王清月, 邢歧荣, et al. 啁啾脉冲激光放大中的自相位调制效应[J]. *物理学报*, 1996, 45(2): 214-221.
- [54] 赵尚弘, 王屹山, 陈国夫, et al. 钛宝石超短脉冲放大过程中的增益窄化效应[J]. *光子学报*, 1997, 26(3): 197-200.
- [55] 余文炎, 郑玉霞, 谢梓铭, et al. 一种直接测定高功率激光系统“B 积分”的方法[D]. 1985.
- [56] Gee S, Mielke M. Direct B-integral measurement, and SPM compensation in fiber optic CPA systems[C]. *Photonics Applications for Aviation, Aerospace, Commercial, and Harsh Environments V*, 2014: 92021K.
- [57] Adolf A, Chatrefou D, Euzenne D, et al. Spatial frequencies generation in an optical nonlinear medium[J]. *Journal of applied physics*, 1984, 55(11): 4116-4119.

- [58] 邵敏, 傅海威, 罗小东, et al. 高功率激光系统中 B 积分的研究[D]. 2007.
- [59] Heese C, Oehler A, Gallmann L, et al. High-energy picosecond Nd:YVO₄ slab amplifier for OPCPA pumping[J]. Applied Physics B, 2011, 103(1): 5.
- [60] Michailovas K, Smilgevičius V, Michailovas A. High average power effective pump source at 1 kHz repetition rate for OPCPA system[J]. Lithuanian Journal of Physics, 2014, 54(3).
- [61] Roth U, Loewenthal F, Tommasini R, et al. Compensation of nonlinear self-focusing in high-power lasers[J]. IEEE journal of quantum electronics, 2000, 36(6): 687-691.
- [62] Konoplev O, Meyerhofer D. Cancellation of B-integral accumulation for CPA lasers[J]. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 1998, 4(2): 459-469.
- [63] 王专, 王清月, 宋有建, et al. 含负克尔效应半导体可饱和吸收镜的五镜腔飞秒钛宝石激光器的理论分析[J]. 物理学报, 2005, 54(11): 5164-5167.
- [64] Desalvo R, Hagan D J, Sheik-Bahae M, et al. Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP[J]. Optics letters, 1992, 17(1): 28-30.
- [65] Beckwitt K, Wise F W, Qian L, et al. Compensation for self-focusing by use of cascade quadratic nonlinearity[J]. Optics letters, 2001, 26(21): 1696-1698.
- [66] Dorrer C, Roides R, Bromage J, et al. Self-phase modulation compensation in a regenerative amplifier using cascaded second-order nonlinearities[J]. Optics letters, 2014, 39(15): 4466-4469.
- [67] Grischkowsky D, Balant A: Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping, Physics of New Laser Sources: Springer, 1982: 109-116.
- [68] Johnson A, Stolen R, Simpson W. 80 × single - stage compression of frequency doubled Nd: yttrium aluminum garnet laser pulses[J]. Applied physics letters, 1984, 44(8): 729-731.
- [69] Yan L, Ho P-T, Lee C H, et al. Generation of ultrashort pulses from a neodymium glass laser system[J]. IEEE journal of quantum electronics, 1989, 25(12): 2431-2440.
- [70] Durfee C, Milchberg H. Pulse compression in a self-filtering Nd:YAG regenerative amplifier[J]. Optics letters, 1992, 17(1): 37-39.
- [71] Vincent A. Venturo A G J, And Douglas Ray. Pulse compression with a high-energy NdYAG regenerative amplifier system[J]. APPLIED OPTICS, 1997, 36(21): 5048-5022.
- [72] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘. 激光原理[M]. Guo fang gong ye chu ban she, 2009.
- [73] 刘士华. LD 泵浦 SESAM 被动连续锁模激光特性研究[D]. 山东师范大学, 2008.
- [74] Keller U. Recent developments in compact ultrafast lasers[J]. Nature, 2003, 424(6950): 831-838.
- [75] SAM construction and application[EB/OL].https://www.batop.de/information/SAM_infos.html.
- [76] 章强. 基于半导体饱和吸收镜的全固态 Nd:YVO₄ 锁模激光器[D]. 北京交通大学, 2010.
- [77] Keller U, Weingarten K J, Kartner F X, et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers[J]. IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS, 1996, 2(3): 435-453.

- [78] Paschotta R, Keller U. Passive mode locking with slow saturable absorbers[J]. *Applied Physics B*, 2001, 73(7): 653-662.
- [79] Hönninger C, Paschotta R, Morier-Genoud F, et al. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking[J]. *JOSA B*, 1999, 16(1): 46-56.
- [80] 黄玉涛. 全固态 Nd:YVO₄ 皮秒激光器的研制[D]. 中国科学院研究生院 中国科学院大学, 2012.
- [81] 张靓, Neuhaus J, Dekorsy T. 半导体可饱和吸收反射镜的损伤机制研究[J]. *长春理工大学学报(自然科学版)*(04): 22-24+28.
- [82] 李建萍, 曹士英, 吴祖斌, et al. 半导体可饱和吸收镜的光损伤阈值测量[J]. *纳米技术与精密工程*, 2005, 3(2): 142-145.
- [83] 付洁, 陈檬, 李港, et al. 半导体可饱和吸收镜实现固体激光器皮秒锁模的机理研究[J]. *量子光学学报*, 2011, 17(2): 150-153.
- [84] saturable-absorber-mirror-1064nm[EB/OL]. <https://www.batop.de/products/saturable-absorber/saturable-absorber-mirror/saturable-absorber-mirror-1064nm.html>.
- [85] Paschotta R, Der Au J A, Spühler G, et al. Diode-pumped passively mode-locked lasers with high average power[J]. *Applied Physics B*, 2000, 70(1): S25-S31.
- [86] Lowdermilk W, Murray J. The multipass amplifier: Theory and numerical analysis[J]. *Journal of Applied Physics*, 1980, 51(5): 2436-2444.
- [87] Murray J, Lowdermilk W. Nd: YAG regenerative amplifier[J]. *Journal of Applied Physics*, 1980, 51(7): 3548-3556.
- [88] Frantz L M, Nodvik J S. Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier[J]. *Journal of Applied Physics*, 1963, 34(8): 2346-2349.
- [89] 刘瑞. 受激布里渊散射过程中的受激拉曼散射及其抑制方法研究[J], 2016.
- [90] 张志刚. 飞秒激光技术[M]. 科学出版社, 2017.
- [91] 田兆硕, 陈卫标, 胡企铨. 考虑激光下能级弛豫过程的调 Q Nd : YAG 速率方程理论分析[J]. *光子学报*, 2005(03): 6-9.
- [92] Chen Y-F. Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers: influence of thermal fracture[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1999, 35(2): 234-239.
- [93] Bernhardt E, Forbes A, Bollig C, et al. Estimation of thermal fracture limits in quasi-continuous-wave end-pumped lasers through a time-dependent analytical model[J]. *Optics express*, 2008, 16(15): 11115-11123.
- [94] Kawasaki T, Yahia V, Taira T. 100 Hz operation in 10 PW/sr·cm² class Nd:YAG Micro-MOPA[J]. *Optics Express*, 2019, 27: 19555.

致 谢

本论文的工作是在导师赵天卓研究员的悉心指导下完成的。赵老师渊博的知识、严谨的科研态度、不知疲倦的工作热情深深影响着我，使我受益匪浅。在此，谨向赵老师表示衷心的感谢和诚挚的敬意！

十分感谢空天信息创新研究院的樊仲维老师。樊老师不仅为我提供了高水平、高配置的科研平台，并且与我交流他科研中积累的经验和迸射的灵感，每次的交流都让我获益良多。犹记得一次与老师交流中启迪我考虑正在研究的皮秒激光技术极限和瓶颈，也是直接引导我博士研究方向与本论文的形成。

感谢张鸿博研究员在科研工作以及论文写作与修改方面给予的指导。感谢余锦研究员在实验和理论计算等专业知识方面给予的指导与帮助。感谢康治军研究员在侧面泵浦放大方面的帮助。感谢半导体泵浦激光工程中心的邱基斯研究员、麻云凤副研究员、孟冬冬副研究员、林蔚然副研究员、葛文琦副研究员、白振岳副研究员、李捷副研究员在科研工作中给予的帮助。

感谢北京国科世纪激光技术有限公司提供的科研生产平台，保障了博士相关研究课题的顺利实施。感谢北京盛镭科技有限科技公司张国新总经理在工作、学习和生活上的帮助，特别是对全固态激光器的认知和见解对我启迪颇多。

感谢半导体泵浦激光工程中心闫晓超、周密，激光器件检测中心的郭广妍、白芳在学习和生活上的帮助。

感谢石朝辉博士、牛岗博士、闫莹博士、张晶博士、刘学松博士、连富强博士、唐熊忻博士在工作和学习上的帮助，得益于他们的帮助与鼓舞，本论文得以顺利完成。

感谢郑玉强老师、梁云淞老师，他们在学业和生活当中给我提供了非常充分的便利条件，为我解决了许多学业当中的后顾之忧。

感谢云南天文台的熊耀恒老师、李语强老师、翟东升博士，中山大学的李明老师、叶贤基老师，上海天文台的张忠萍老师，长春光机所王伟国、韩旭东研究员在激光应用方面给予的热情帮助。

感谢父母多年来对我的培养与支持，感谢爱人翟乃霞女士的支持与帮助，正

是在他们的理解、关心和鼓励下，我才能全身心地投入到工作和科研中，顺利地
完成学业。

2020年6月

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2005年09月-2009年07月,在山东师范大学物理与电子科学学院获得学士学位。

2009年09月-2012年07月,在中国科学院光电研究院获得硕士学位。

2014年09月-2020年07月,在中国科学院空天信息创新研究院攻读博士学位。

工作经历:

2012年07月-2019年07月,在中国科学院光电研究院工作。

已发表(或正式接受)的学术论文:

[1] Huang Y, Zhang H, Yan X, et al. A High Peak Power and High Beam Quality Sub-Nanosecond Nd:YVO₄ Laser System at 1 kHz Repetition Rate without SRS Process[J]. Applied Sciences, 2019, 9(23): 5247.

[2] 黄玉涛, 王璐璐, 石朝辉, 等. SESAM 无损伤运转的大功率高重复频率皮秒激光器[J]. 中国激光, 2015, 42(8).

[3] 樊仲维, 黄玉涛, 闫晓超, 等. 用于高精度超远程激光测距的高光束质量大能量皮秒激光器[J]. 科学通报, 2019, 64: 1761.

[4] 樊仲维, 黄玉涛, 张忠萍, 等. 国产千赫兹皮秒激光器在卫星激光测距领域的新进展[J]. 科学通报, 2018 (31): 2.

[5] Kang Z, Fan Z, Huang Y, et al. High-repetition-rate, high-pulse-energy, and high-beam-quality laser system using an ultraclean closed-type SBS-PCM[J]. Optics express, 2018, 26(6): 6560-6571.

[6] 石朝辉, 樊仲维, 黄玉涛, 等. 千赫兹 40 mJ 亚纳秒绿光全固态激光器[J]. 中国激光, 2015, 42(5): 0519001.

申请或已获得的专利:

- [1] 黄玉涛, 樊仲维, 张鸿博, 等. 一种双电光 Q 开关再生放大装置, 申请专利号: CN201710022523.X, 已授权.
- [2] 黄玉涛, 樊仲维, 张鸿博, 等. 一种脉冲能量和时间间隔可调节的再生放大装置, 申请专利号: CN201710096363.3, 已授权.
- [3] 黄玉涛, 麻云凤, 樊仲维, 等. 一种更换 SESAM 工作点方法及相关设备, 申请专利号: CN201610333769.4.
- [4] 黄玉涛, 石朝辉, 樊仲维, 等. 一种皮秒激光器及抑制皮秒激光器中的首脉冲的方法, 申请专利号: CN201610334280.9.
- [5] 樊仲维, 黄玉涛, 张鸿博, 等. 多束脉冲光同步的调节方法, 申请专利号: CN201710115258.X.

参加的研究项目及获奖情况:

2014 年 08 月至 2016 年 03 月作为项目主承担人完成 XXX-B 型激光器研制、生产项目;

2018 年 05 月至 2019 年 03 月作为项目主承担人完成中山大学测月激光器研制;

2017 年 12 月至 2019 年 07 月作为项目第一完成人完成 kHz 皮秒测距激光器;

2016 年 06 月至 2019 年 07 月作为项目骨干承担人参与光电成像望远镜激光测距激光器研制;