

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

飞秒激光脉冲放大过程中对比度

及光束质量提高的研究

刘 成

指导教师 魏志义 研究员 王兆华 副研究员

中国科学院物理研究所

申请学位级别 博 士 学科专业名称 光 学

论文提交日期 2011 年 4 月 论文答辩日期 2011 年 5 月

培养单位 中国科学院物理研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 _____

目录

摘要	I
Abstract.....	III
第一章 绪论	1
1.1 啁啾脉冲放大系统的原理以及最新进展	2
1.1.1 CPA 系统中的色散管理	3
1.1.2 CPA 系统中的放大器	5
1.2 提高超短脉冲放大激光对比度的意义和一般方法	7
1.2.1 纳秒预脉冲的抑制.....	8
1.2.2 高能量高对比度种子注入抑制 ASE	9
1.2.3 利用交叉偏振滤波(XPW)技术提高脉冲对比度	10
1.2.4 利用饱和吸收体以及 XPW 的双 CPA 系统	10
1.2.5 利用短脉冲泵浦的光学参量放大技术提高脉冲对比度.....	11
1.2.6 利用等离子镜技术提高压缩后激光对比度.....	13
1.3 测量超强激光系统中脉冲对比度的方法.....	14
1.3.1 扫描式三阶互相关仪测量脉冲对比度.....	15
1.3.2 单次三阶互相关的方法测量脉冲对比度.....	16
1.4 改善超短脉冲放大激光光束质量的意义和一般技术	19
1.4.1 光束匀滑元件.....	19
1.4.2 空间滤波器.....	20
1.4.3 变形镜.....	21
1.5 本论文的研究背景的和主要内容	22
参考文献.....	23
第二章 交叉偏振滤波技术提高啁啾脉冲放大系统的对比度的研究	28
2.1 交叉偏振滤波技术的原理.....	28
2.2 交叉偏振滤波技术提高脉冲对比度的实验设计	31
2.3 XPW 滤波后输出脉冲的光谱以及脉冲对比度特性	32

2.4 小结.....	34
参考文献.....	34
第三章 高能量长腔环形再生放大器研究	37
3.1 引言	37
3.2 用于啁啾飞秒激光脉冲放大系统的超长腔环形再生放大器的设计	42
3.3 超长腔环形再生放大啁啾飞秒激光脉冲的实验及结果讨论.....	44
3.4 结论	47
参考文献.....	48
第四章 飞秒光学参量放大器提高激光脉冲对比度的实验研究	50
4.1 引言	50
4.2 零同步参量放大提高飞秒激光脉冲对比度的实验设计	56
4.2.1 飞秒 OPA 信号光延时光路	57
4.2.2 飞秒 OPA 光路设计	59
4.3 光学参量放大提高飞秒激光脉冲对比度的实验及结果讨论.....	61
4.4 小结	65
参考文献.....	66
第五章 利用非共线光学参量放大产生高对比度 1053nm 脉冲.....	68
5.1 引言.....	68
5.2 非共线光学参量放大的原理及特点.....	69
5.3 高对比度 1053nm 超短脉冲放大激光的非共线参量放大方案设计	71
5.4 实验结果及讨论.....	73
5.4.1 飞秒光学参量放大器的光谱特性.....	73
5.4.2 飞秒光学参量放大器的空间特性.....	74
5.4.3 飞秒光学参量放大器的时间特性---脉冲对比度的测量.....	75
5.5 小结	76
参考文献.....	76
第六章 超高强度飞秒啁啾脉冲激光放大中优化光束质量的研究.....	78

6.1 飞秒激光 CPA 中改善光束质量的意义.....	78
6.2 衡量激光光束质量的基本参数.....	80
6.2.1 M^2 因子.....	80
6.2.2 斯特列尔比(Strehl Ratio).....	82
6.2.3 环围能量比 (Encircled Energy).....	82
6.3 超强啁啾脉冲激光系统中提高光束质量的技术方法.....	83
6.3.1 使用光束匀滑元件对泵浦光束进行匀滑.....	83
6.3.2 使用变形镜系统修正波前畸变, 提高聚焦强度.....	85
6.3.3 使用空间滤波器, 滤除光束空间分布中的空间高频成分.....	87
6.4 光束质量改善的实验结果及讨论.....	89
6.4.1 10Hz 放大前级的光束 M^2 因子.....	89
6.4.2 利用 DOE 光学匀滑片改善泵浦激光的光斑分布特性.....	90
6.4.3 使用 DOE 光束匀滑片后前后 1Hz 放大光光束质量比较.....	91
6.4.4 光学元件的质量对聚焦特性的影响.....	91
6.4.5 使用空间滤波器滤除空间高频成分以后远场聚焦特性.....	92
6.4.6 使用变形镜改善靶点处的聚焦状况.....	93
6.5 小结.....	95
参考文献.....	96
第七章 高光束质量高对比度前级激光到 PW 峰值功率的研究.....	98
7.1 超高强度飞秒放大激光的研究现状及存在的问题.....	98
7.1.1 能量.....	99
7.1.2 对比度.....	100
7.1.3 光束质量.....	100
7.2 升级“极光 III”装置的总体方案.....	102
7.3 高能量钕玻璃泵浦激光.....	103
7.4 高效率末级主放大系统及实验测量结果.....	107
7.5 高能量压缩系统及实验测量结果.....	109
7.6 小结.....	111

参考文献.....	111
第八章 总结与展望	113
攻读博士期间文章、专利发表以及获奖情况	115
致谢	117

飞秒激光脉冲放大过程中对比度及光束质量提高的研究

摘要

在啁啾脉冲放大系统(CPA)中, 脉冲的时间质量和空间质量是衡量系统总体质量的重要参数。随着 CPA 系统输出激光脉冲的峰值功率的不断提高, 对放大激光脉冲的对比度及空间质量相应地也具有更高的要求, 因此发展新型的提高脉冲对比度及光束质量技术, 是飞秒超强研究的重要内容。本论文围绕时间对比度和空间光束质量这两个核心问题, 针对性的进行了相关的技术研究, 并取得了以下的创新与进展:

1、以“极光-III”超强激光装置为对象系统开展了提高飞秒啁啾放大脉冲激光对比度的研究, 通过设计建造双啁啾脉冲放大系统、交叉偏振滤波(XPW) 系统及超长腔长的环形腔再生放大激光系统等技术方案, 有效地抑制了“极光-III”装置前级输出的预脉冲以及自发辐射 (ASE), 结果显示在皮秒级的时间范围内, 放大激光的对比度从 10^{-5} 提高到了 10^{-7} 。

2、基于飞秒光学参量放大 (OPA) 技术设计建造了高对比度的前级放大系统, 得到了对比度显著提高了的放大结果。在该飞秒OPA中, 信号光的增益达到 3.4×10^4 , 单脉冲能量达到 $26 \mu\text{J}$ 。将该放大后的种子激光脉冲注入到后级CPA放大系统之中, 最终在百皮秒的对比度尺度下得到了 10^{-10} 的对比度。

3、针对 1053nm 波长高能量激光装置的要求, 采用非共线 OPA 方案开展了高对比度 1053nm 波长超短脉冲激光的产生研究。利用白光超连续作为信号光, 通过闲频光和信号光在各级参量放大中的反转, 得到了光谱宽度为 25nm 的高对比度的 1053nm 闲频光脉冲, 为大能量钕玻璃啁啾脉冲放大系统提供了可用的新颖种子源。

4、通过使用光束匀滑片改进泵浦激光的空间分布; 加入光学空间滤波器滤除光斑中的空间高频调制成分; 设计选用高质量的光学元件减小象差及矫正波前畸变等技术, 得到了 $M^2 < 1.2$ 的前级放大结果, 有效地改善了后续放大链中的光束空间质量, 提高了激光脉冲的聚焦强度。

5、结合以上研究结果,通过抑制主放大晶体的寄生振荡并采用100J的527nm玻璃激光作泵浦,得到了单脉冲能量达48.1J的放大结果.压缩后的激光的能量为32.3J,采用FROG装置测得相应的脉冲宽度约27.9fs,对应1.16PW的峰值功率。这是目前国际上完全采用基于掺钛蓝宝石激光的CPA技术所获得的最高峰值功率结果。

关键词：脉冲对比度 交叉偏振滤波 环形长腔再生放大 光参量放大 光束质量 拍瓦

Enhancement of Temporal Contrast and Spatial Quality in Chirped-pulse Amplification System

Abstract

Temporal and spatial qualities are key parameters in chirped-pulse amplification (CPA) system. For laser-matter interaction experiments, the temporal contrast of the pulses becomes much more important to prevent pre-plasma dynamics. Spatial quality of laser beam in CPA system will finally has effect on the peak power intensity. In this thesis, we developed several techniques to improve the temporal and spatial qualities. Developments are achieved in the following fields:

1. A double-CPA (DCPA) system was built in “XL-III” laser facility. An XPW filter was inserted between the two CPA stages. A long ring-cavity regenerative amplifier was also built. The pre-pulses and ASE pedestal were effectively suppressed. The pulse contrast ratio was improved from 10^{-5} to 10^{-7} .
2. The pulse temporal contrast ratio was greatly improved by a femtosecond optical parametric amplifier. A total gain of 3.4×10^4 and the pulse energy of 26 μJ were achieved. With the clean high-energy seeding pulse, the contrast of the main amplified laser pulse to the amplified spontaneous emission (ASE) in the Ti:sapphire CPA laser system was improved to greater than 10^{10} within the time scale of hundreds of picoseconds.
3. Based on noncollinear optical amplification, high-contrast idler pulse is expected to be achieved. Seeded by white-light continuum, the idler spectrum of 25nm (FWHM) was obtained, which could be used as a high-contrast for Nd:glass based CPA laser facility.
4. Beam homogenizers were used to improve the spatial distribution of pump lasers. Spatial filters were used to suppress the spatial high-frequency in laser beam. High-quality optical elements were chosen to reduce the aberration. A large-aperture

deformable mirror system was used to correct the wave-front aberration. Finally, we got excellent beam focal spot.

5. Based on the above achievements, we upgraded the energy of our XL-III" laser facility by index-matched liquid cladding. The final stage was pumped by a 100J Nd:glass green laser. The energy of our facility was 48.1J before compression. After compression, the energy was 32.3J. The pulse duration was 27.9fs, measured by FROG. The corresponding peak power was 1.16PW, which is the highest power laser, based on Ti:sapphire crystal in the world as our best known.

Keywords: Pulse contrast, Cross-polarized wave generation (XPW), long ring-cavity regenerative amplifier, Optical parametric amplifier, spatial quality, petawatt

第一章 绪论

20 世纪六十年代, 激光器[1]的发明为自然科学和工业发展提供了良好的工具, 促进了科学的发展和社会的进步。自从激光发明以来, 科研和技术人员追求高能量、窄脉宽以及优良光束质量的脚步便一刻也没有停止。激光技术发展至 21 世纪的今天, 其能量可以达到了兆焦耳 (MJ) 量级, 其脉冲宽度历经调-Q 技术[2]、锁模技术的发展从纳秒、皮秒(10^{-12} s, ps)、飞秒 (10^{-15} s, fs)到了阿秒 (10^{-18} s, as)量级, 为人们进一步认识物质结构和原子分子的动态过程提供了有力的工具。20 世纪 80 年代啁啾脉冲放大技术 (Chirped-pulse Amplification, CPA) [3]的发明, 极大地促进了高能量超短激光脉冲的发展[4], 目前人们在实验室条件下能够得到的超短激光脉冲的峰值功率密度已经超过 10^{22} W/cm²[5]。小到用于物理、化学、生物以及医学领域的毫焦量级激光系统[6], 大到用于等离子体高能物理实验的几十焦耳量级激光系统, 均已可以实现商品化, 但科研技术人员一直没有停止追求更优质的脉冲时间质量和空间质量的 CPA 系统的努力。

超短激光脉冲的时间质量主要包括脉冲的宽度, 脉冲对比度等, 为了提高峰值功率, 需要压缩后的脉冲宽度接近傅里叶转换极限, 这就需要综合考虑整个放大系统的色散, 使得脉冲的光谱相位接近平坦, 更为关键的问题是, 系统剩余的高阶色散会在时间域上产生尖峰以及基底噪声, 影响脉冲在百飞秒乃至皮秒时间范围内的对比度。因此, 需要合理设计放大系统中的展宽器、放大器以及压缩器的参数, 使得各阶色散 (至少精确到三阶色散) 达到平衡, 如果想得到更高的对比度, 四阶色散就需要严格考虑[7-9]。脉冲对比度分为相干性对比度和非相干性对比度[10], 以上所说的高阶色散引起的噪声为相干性噪声。放大系统中产生的自发辐射、参量荧光等背景噪声为非相干噪声。下文将就影响对比度的具体因素作详细阐述。

超短脉冲的空间质量主要包括其空间强度分布以及空间相位 (波前)。影响空间质量的因素主要有增益介质中的热效应、系统存在的各种象差、系统中光学元器件的表面光洁度以及面型等光学质量。空间质量的恶化会造成光学元件的损伤以及波前的畸变, 将得不到衍射极限的聚焦光斑, 从而影响最终的峰值功率密

度。

本文主要进行了百太瓦 CPA 系统时间质量和空间质量提高的研究。主要内容是提高激光脉冲的时间对比度以及改善空间的强度分布和波前。本章将首先简要介绍 CPA 技术的原理以及最新进展，第二节介绍提高激光脉冲对比度的意义和方法，第三节介绍测量脉冲对比度的技术方法，第四节介绍改善脉冲激光放大系统中光束质量的技术方法，最后介绍本论文的研究内容和意义。

1.1 啁啾脉冲放大系统的原理以及最新进展

基于掺钕激光材料(Nd:glass, YAG, YLF)、掺镱激光晶体(Yb:YAG等)以及掺钛蓝宝石 (Ti:sapphire) 晶体等作为增益介质的锁模激光振荡器的出现，使得单从激光振荡器输出的激光的峰值功率已经达到MW量级(10^6 W)，这样的峰值功率虽然可以用来研究物质内部的超快过程，但却远不能满足绝大多数强场物理实验的要求，因此，需要将振荡器输出的纳焦(10^{-9} nJ)量级的脉冲放大到所需要的能量。在激光脉冲的放大过程中，如果想要得到最佳的转化效率(Extraction Efficiency)，被放大激光的能量密度接近饱和能流密度 J_{sat} ，激光晶体的饱和能流密度为：

$$J_{sat} = h\nu/\sigma \quad (1.1)$$

其中， h 为普朗克常数， ν 为激光频率， σ 为增益介质的增益截面。以掺钛蓝宝石为例，其饱和能流密度为 $0.9\text{J}/\text{cm}^2$ ，要达到这样的能流密度，在 30fs脉冲尺度下，峰值功率密度为 $3 \times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ ，这样的峰值功率密度已经足以损坏某些光学器件，并且肯定会在光学元件中产生自相位调制等非线性效应，造成整个放大系统的不稳定，并且引入很大的B积分，影响脉冲时间和空间质量。

1985 年，G. Mourou和D. Strickland等人发明了CPA技术，其基本的思想就是将激光脉冲能量放大的同时，避免在激光晶体中产生比较强的峰值功率密度(图 1.1)。具体的实施方式可以作如下阐述：由锁模激光振荡器产生的种子脉冲首先经过展宽器进行展宽，其脉冲宽度增大，峰值功率降低。展宽后的脉冲进入放大器进行放大。由于此时峰值功率已经降低，使脉冲可以在不破坏系统元件的情况下提取更多能量。放大后的脉冲经过压缩器进行压缩，其脉冲宽度恢复至展宽前。

由于其携带了更多能量,其峰值功率可以提高几个数量级。在CPA技术的推动下,高峰值功率激光放大系统日趋成熟,所产生的聚焦功率密度最高已达 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$,进入相对论光强领域。

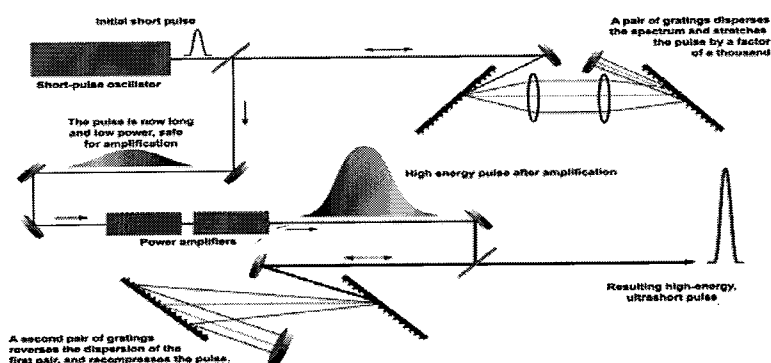


图 1.1 啁啾脉冲放大技术的原理

1.1.1 CPA 系统中的色散管理

从原理上来讲,从超快激光振荡器输出的脉冲可以近似看作傅里叶转换极限的脉冲,任何提供无论是正色散还是负色散的元件和装置都可以作为展宽器。根据能量的不同,展宽器的展宽量也不尽相同,对于mJ量级小能量的CPA系统[6],可以采用块材料(Bulk Material, ZF57 等)作为展宽器,展宽倍数一般在 1000 倍左右,展宽脉宽至十几皮秒,如此小的展宽量为压缩器减小了压力,可以用棱镜对[11]来压缩脉冲。由于棱镜对提供的负色散量比较小(例如SF18, $-45.567\text{fs}^2/\text{cm}$)[4],所以实际实验中需要的空间比较大,图 1.2 为棱镜对补偿色散的示意图。

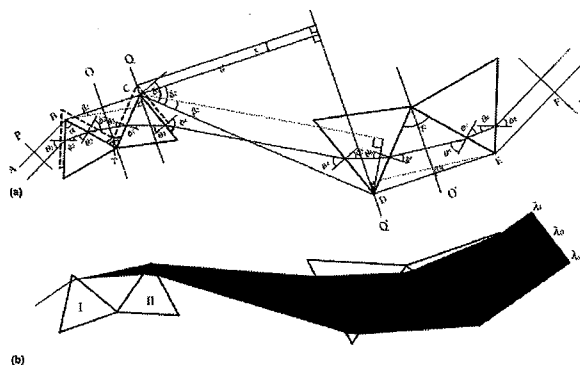


图 1.2 棱镜对补偿色散的原理图

几个 mJ 乃至几十 mJ 的 CPA 放大系统可以使用棱栅对(Grism-pairs)[12-14]作为展宽器, 这种形式的展宽器可以通过灵活的设计, 其三阶色散可正可负, 可以

灵活的选择不同的元件与其配合使用补偿系统的色散。比较常见与棱栅对配合使用的色散介质是光纤或者是块材料，光纤作为展宽器，可以提供正的二阶和三阶色散，如图 1.3(a)所示，由于块材料具有透过率高，调节方便的优点，因此可以作为理想的压缩器，这种色散的补偿方式如图 1.3(b)所示。此时棱栅对提供的负的二阶色散和负的三阶色散，块材料和光纤提供的色散与之相反。

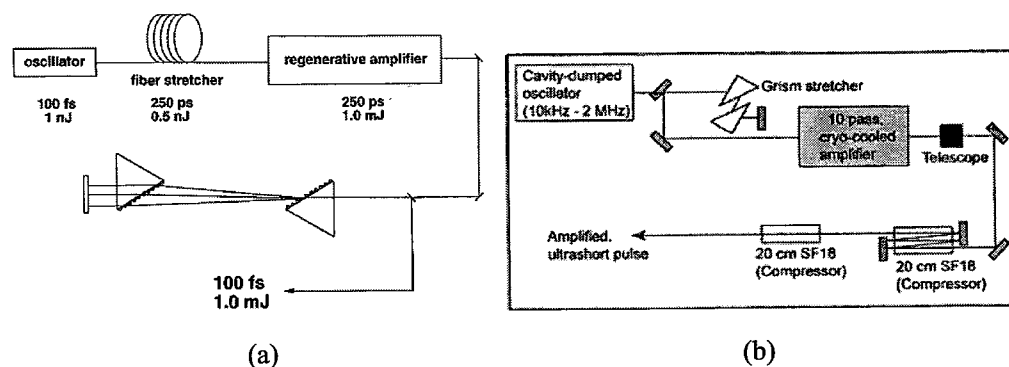


图 1.3 棱栅对和光纤以及块材料组合补偿色散的实例图

(a)光纤展宽，棱栅对压缩(b)棱栅对展宽，块材料压缩

对于更大能量的 CPA 系统，比如几百 mJ 乃至焦耳量级的能量输出，种子脉冲的展宽量就要求比较大，一般需要将振荡器输出的脉冲展宽到百皮秒量级，对于 PW 量级输出的激光系统，需要将脉冲展宽到接近纳秒量级。对于如此大的展宽量，就需要基于光栅的展宽器，如图 1.4(a)(b)所示，一般最常见的光栅展宽器有两类：马丁内兹型(Martinez)展宽器和欧浮纳型(Öffner)展宽器，这两种展宽器能够提供比较大的色散量，并且在一定的近似情况下可以等效为光栅对压缩器，展宽器和光栅对压缩器的色散量的符号相反、大小相等，因此从色散补偿的角度，可以实现完美的压缩。但是，系统中还存在放大器中的材料色散，以及光束在传播过程中透射型的光学元件引入的材料色散，因此需要仔细的设计展宽器和压缩器的参数[7-9]。得到更窄脉冲宽度的同时，也同时需要得到很好的脉冲对比度，因此需要将仔细权衡各阶色散，尽量将系统的高阶色散补偿完全。

总之，在 CPA 系统中，色散的管理是最核心和关键的技术之一，剩余色散不仅会使得脉宽变宽，而且会使得脉冲的对比度恶化，影响峰值功率以及破坏物理实验的条件。

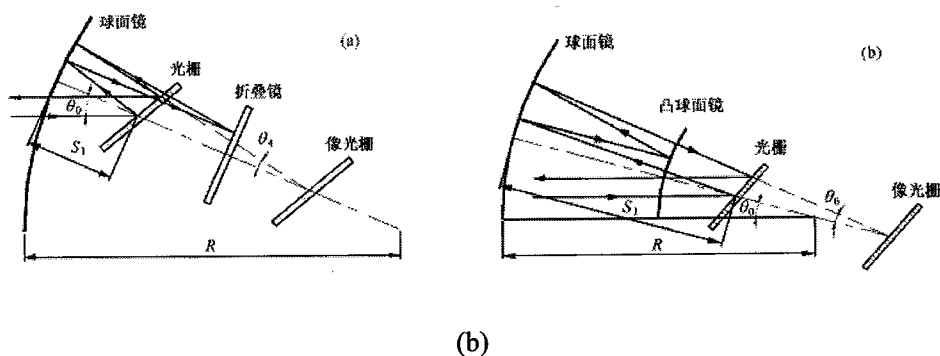


图 1.4 马丁内兹展宽器(a)和欧浮纳展宽器 (b) 的原理图

1.1.2 CPA 系统中的放大器

CPA 系统中的宽带振荡器输出的脉冲经过展宽以后,注入到放大器中进行放大。放大器的基本类型可以分为再生放大、多通放大和光学参量放大。从放大器在 CPA 系统中所处的位置而言,可以分为预放大(Pre-amplifier)级和功率放大级(Power-amplifier)。下文将就各种类型的放大器作简要描述。

再生放大器具有光束质量好,便于调节等优点,在小能量的 CPA 放大系统以及对于对比度要求不高的高能量放大系统中,经常采用再生放大器作为系统的预放大级[15]。当然,随着放大技术的发展,利用再生放大器作为前级,也可以得到很好的对比度,因此,再生放大技术已经是 CPA 放大技术中很重要的一个组成部分。图 1.5 是再生放大器的原理示意图,再生放大器的具体原理将在第三章中作详细的阐述。

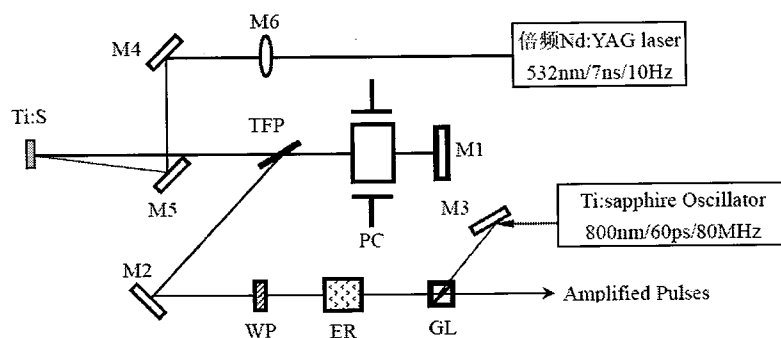


图 1.5 再生放大器原理示意图

图1.6(a)是多通预放大的原理示意图[4],采用多通放大器作为CPA系统的预放大器,可以提高脉冲的对比度,并且由于多通放大相对于再生放大而言,脉冲在晶体中经过的程数较少,因此更有利于系统色散的补偿,可以得到更短的脉冲

宽度。在预放大级中，脉冲由较低的nJ量级能量放大到mJ量级能量，脉冲经历指数量级的增益。在系统的功率放大级中使用多通放大的方式，如图1.6(b)所示，脉冲在功率放大级之中，能量由mJ量级开始放大，经过多级放大到焦耳乃至更高的能量，脉冲在该类型放大器中经过线性增益，被放大脉冲的能量密度需要和饱和能流密度相比拟，才能从泵浦激光中汲取更多的能量，得到最大的提取效率，这是设计功率放大器的重要原则之一。

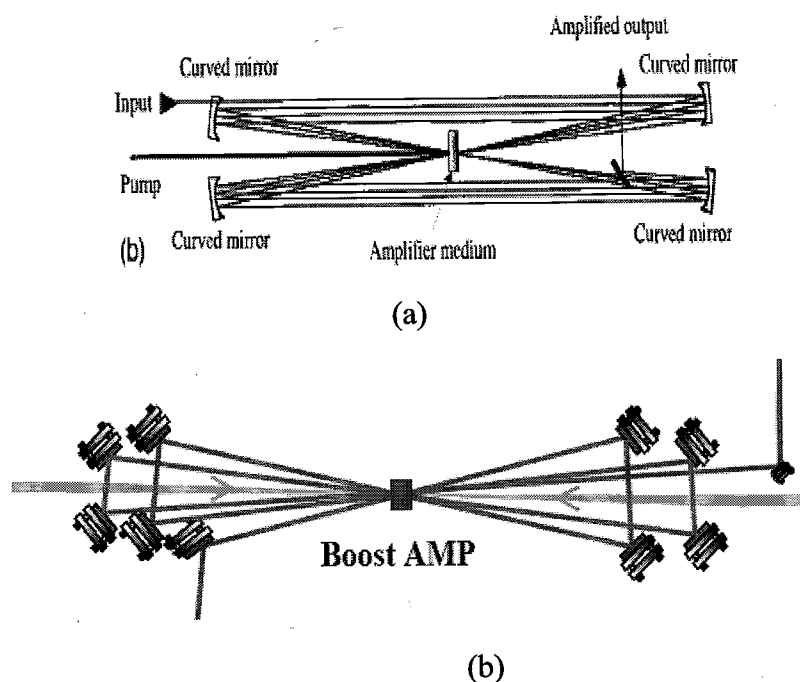


图1.6 多通放大器的原理示意图，多通预放大器(a)和多通功率放大器(b)

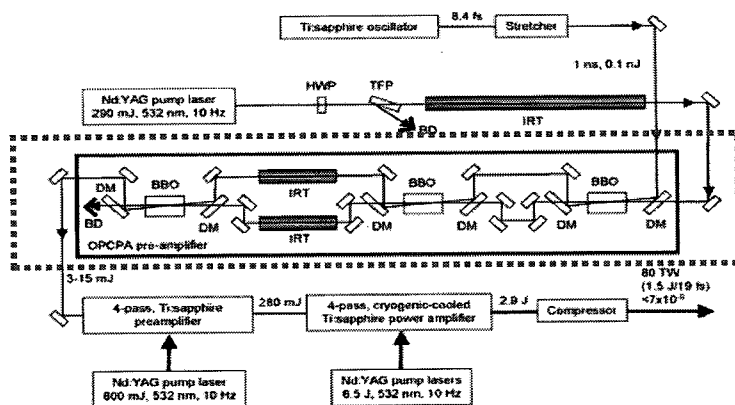


图1.7 使用光学参量放大器作为CPA系统预放大级

图1.7 方框中是另外一种类型的预放大器——光学参量放大器(OPA)。OPA具

有对比度高、单程增益高等优点，并且由于使用非线性光学晶体作为放大介质，没有反转粒子数的弛豫过程，在晶体上没有热积累，热效应较低。经过合理的设计，可以得到非常宽的增益带宽，支持更短的压缩脉冲宽度。在图1.7所示的OPCPA系统中[16]，三级OPA放大器作为系统的预放大前级，将0.1nJ的种子光放大到3-15mJ，这样就为后级的功率放大器提供了一个理想的种子激光，最终可以得到非常好的脉冲对比度。

1.2 提高超短脉冲放大激光对比度的意义和一般方法

近年来，随着超短超强激光研究的快速发展，人们采用CPA技术[17]所能得到的激光峰值功率已经超过了拍瓦（Petawatt, PW）[18]。在这类激光装置中，由于选单元件消光比的限制以及放大过程中的自发辐射效应（Amplified Spontaneous Emission, ASE）等因素，不可避免的存在着背景噪声，而且随着为提高峰值功率而采用的放大级数的不断增多，这种背景噪声也将相应的增大，从而导致激光脉冲对比度的下降。所谓脉冲对比度，是指主脉冲与预脉冲以及各种背景噪声之间强度的比值。目前聚焦近PW峰值功率的钛宝石激光后人们所能得到的激光已经达到了 10^{22} W/cm^2 量级，在如此高的峰值功率密度下，激光脉冲的对比度对于强场物理实验而言就成为一个非常重要的参数。虽然预脉冲和ASE的强度通常比主脉冲要小几个数量级，但经过多级放大之后，其聚焦功率密度也可能达到 10^{14} - 10^{15} W/cm^2 量级，这样强度的背景激光足以影响主激光脉冲与物质的相互作用过程，从而破坏物理实验的条件，阻碍实际研究工作的开展。

在 CPA 技术中，影响脉冲对比度的因素主要是：纳秒预脉冲和 ASE 等背景噪声，对于 OPCPA 系统的话，参量荧光是影响脉冲对比度的重要因素。在激光放大系统中，种子源一般是 MHz 量级的飞秒振荡器，脉冲之间的时间间隔为十几纳秒量级，随着泵浦能量的增大，放大脉冲的重复频率也会相应的降低，因此需要使用电光开关降低重复频率。在实验上，使用普克尔盒和偏振片的组合，通过控制普克尔盒高压控制信号的重复频率来控制放大信号光的重复频率。但是，由于偏振元件有限的消光比，所以在主脉冲之前以及之后会存在预脉冲以及后脉冲，特别是当 CPA 系统采用放大器作为前级时，由于腔内偏振元件的有限消光比，种子光每放大一次便输出腔外一次，考虑到振荡器和再生放大器之间腔长匹

配的问题，还会引入纳秒乃至皮秒量级的预脉冲[19]。这些类型的预脉冲不仅会减少主脉冲能量，更会影响物理实验结果，必须采取必要的方式去除。

在放大系统中，不仅存在预脉冲，还存在ASE、参量荧光等背景噪声。放大系统所采用的种子源的脉冲对比度一般为 10^{-5} 量级，单脉冲能量为 nJ 量级。系统的预放大级将 nJ 量级的脉冲放大到 mJ 量级，总增益为 10^6 以上，在如此高的增益之下，种子光中的自发辐射以及预放大级产生的ASE会被强烈的放大，整个系统的对比度主要取决于预放大级的对比度，因此建立高对比度的预放大前级是保证系统优良对比度的基础。其他放大级产生的背景噪声只能通过优化信号和泵浦之间的时间空间耦合以及控制信号光的能量密度来抑制ASE，以及压缩以后采取后续的处理来降低背景噪声。

放大的自发辐射(ASE)、参量荧光 (Parametric Fluorescence) 以及皮秒量级的预脉冲在光学特性上和主脉冲完全相同，但是与主脉冲时间的间隔不足以用常规的电子学的方法进行分离。为了得到高对比度的激光脉冲，近年来国际上先后提出了许多技术方法，如高能量种子注入技术[20]、交叉偏振波技术 (Cross-polarized Wave, XPW) [21]、可饱和吸收体[22]、非线性偏振旋转技术[23]、光参量 CPA 技术 (OPCPA) [24]、等离子体镜技术[25]等。本节将对在 CPA 系统中脉冲对比度提高的典型技术进行详细的介绍。

1.2.1 纳秒预脉冲的抑制

纳秒量级的预脉冲处理起来相对简单，我们可以利用主脉冲和预脉冲在时间上的分离特性，使用普克尔盒和格兰棱镜的组合，抑制纳秒量级的预脉冲，预脉冲对比度的提高幅度取决于实验装置的消光比，一般而言，普克尔盒和格兰棱镜组合的消光比为 100 左右，因此利用两套这样的装置可以将纳秒预脉冲的对比度提高约 4 个数量级。具体的装置原理可以由图 1.8 表示，MHz 的脉冲序列经过普克尔盒，控制普克尔盒控制电压的时间延时和脉冲宽度，使得电压的时间窗口落在需要的信号脉冲上，这个脉冲的偏振方向发生变化，而其它的脉冲偏振不发生改变，使用格兰棱镜等偏振选择器件便可以把我们所需要的脉冲选择出来。

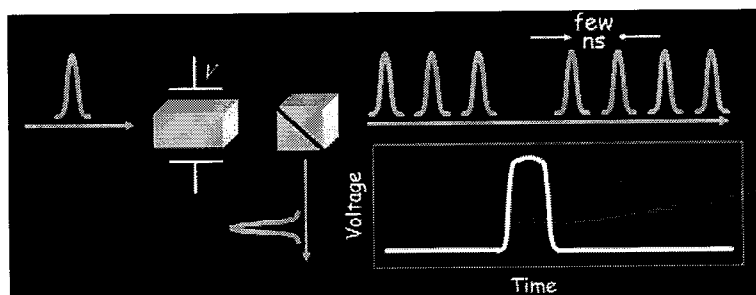


图 1.8 脉冲选单以及预脉冲抑制之原理

1.2.2 高能量高对比度种子注入抑制 ASE

利用高能量干净的种子光注入既可以减少种子光中的自发辐射成份,又可以减少预放大级的增益从而减少预放大级自身产生的ASE,从而可以极大地改善系统的对比度。图 1.9 是利用高能量高对比度的脉冲作为种子提高系统对比度的实验原理图。密歇根大学J.Itatani等人首先进行了这样的实验[20],利用nJ量级种子光注入采用常规的CPA的方式所能得到的放大光对比度为 10^{-5} ,而利用改进后的方式以后得到的对比度为 10^{-7} 。具体的实施方式是:首先将单脉冲能量为 3nJ 的种子光进行飞秒的直接放大,然后利用可饱和吸收体进行滤波,得到干净的 1 μ J 的脉冲,进入到CPA中进行放大,经历 10^4 增益以后,得到 4mJ 的放大光。从结果来看,显然是高能量高对比度的脉冲作为种子得到的对比度要好。

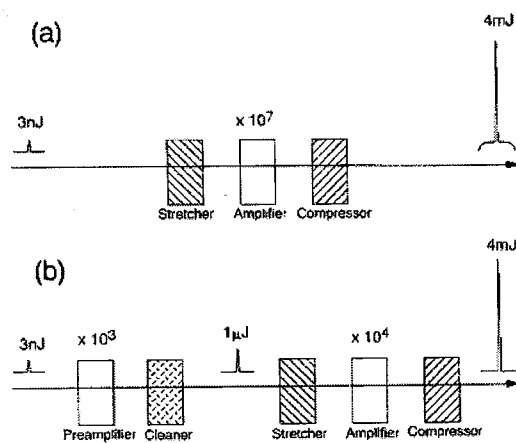


Fig. 1. Schematics of (a) the original CPA laser concept and (b) modified CPA laser concept with injection of clean μ J pulses for the suppression of the ASE.

图 1.9 利用高能量干净脉冲注入提高脉冲对比度的原理示意图

1.2.3 利用交叉偏振滤波(XPW)技术提高脉冲对比度

当激光功率密度达到一定强度时,线偏振激光的波矢沿着特定方向经过非线性晶体后,其偏振方向会发生一定角度的旋转,由此而产生的与原来偏振方向垂直的波称之为交叉偏振波(Cross-polarized Wave, XPW) [21, 26-30]。由于对强度的依赖效应,产生XPW所要求的功率密度一般应大于 10^{12}W/cm^2 [21],这样才能保证有较高的转化效率。如果在光路中放置一对正交的偏振片,主脉冲通过偏振片以后,由于功率密度相对较高,经过 BaF_2 晶体之后偏振方向发生旋转,其正交偏振分量就会透过正交的偏振片,而脉冲中的预脉冲和ASE成分由于峰值功率密度达不到产生XPW的阈值,不能发生此三阶非线性过程,偏振方向不发生偏转,因此不能透过正交的偏振片,从而被过滤掉。基于这样一种原理,XPW技术可以有效地提高超强激光脉冲的对比度。典型的结构如图 1.10 所示,水平偏振的激光脉冲经过聚焦透镜聚焦到 BaF_2 晶体中,偏振发生旋转,水平分量和竖直偏振分量通过检偏器分离开来,ASE和预脉冲不存在于竖直分量之中,所以竖直分量的成分可以作为后续放大的理想种子源。

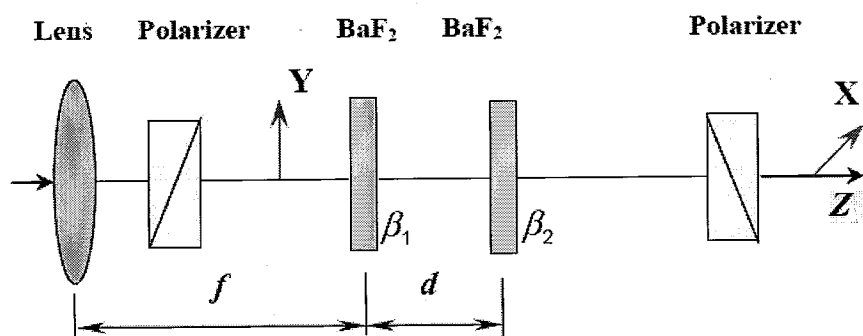


图 1.10 利用交叉偏振滤波(XPW)技术提高脉冲对比度示意图

1.2.4 利用饱和吸收体以及 XPW 的双 CPA 系统

无论是可饱和吸收体还是 XPW 技术[30],都需要高峰值功率的飞秒脉冲作为驱动源,为了得到更高的能量,经常采用双 CPA 的方式。首先建立一级能量在百微焦乃至毫焦量级的 CPA 放大系统,利用吸收体或者 XPW 技术对前一级 CPA 系统输出的脉冲进行滤波得到干净的脉冲。得到的脉冲能量可以达到 $100 \mu\text{J}$ 以上,极大的减少了第二级 CPA 系统的放大压力。图 1.11 为双 CPA 系统的示意

图。对于第二级 CPA 系统来说,其注入的被放大光的能量为几十乃至上百 μJ ,经过第一级的滤波之后,对比度也非常高,根据图 1.9 所阐述的原理,这个高能量高对比度的脉冲,在放大的过程中就会极大的抑制掉 ASE 等背景噪声,放大之后的脉冲对比度就非常高。

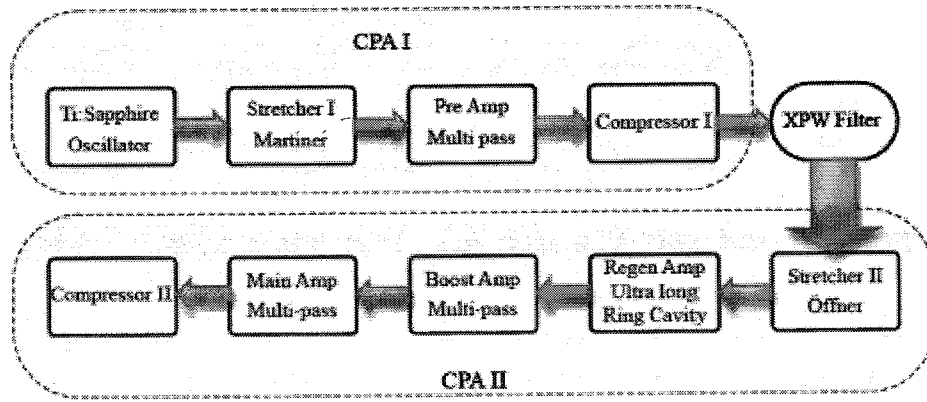


图 1.11 双 CPA 系统的示意图

1.2.5 利用短脉冲泵浦的光学参量放大技术提高脉冲对比度

光学参量放大技术相对于常规的激光介质放大器而言在提高脉冲对比度方面具有很大的优势,因为激光放大介质受到泵浦之后,产生的反转粒子数不能完全被种子激光所吸收,其中一部分以自发辐射的形式辐射出来,并且这部分辐射将会在后续的放大中被放大,积累成为 ASE, ASE 将会影响脉冲的对比度。参量过程所依赖的介质是非线性光学晶体,没有自发辐射的产生。当然,光学参量过程中,非线性光学晶体受到泵浦光的激发,也会产生参量荧光,影响脉冲的对比度,但是可以通过控制泵浦能量来控制参量荧光的产生[16]。目前,基于光学参量放大技术的 CPA 系统已经得到很大的发展,光学参量放大技术和 CPA 技术的组合称为光学参量啁啾脉冲放大,即 OPCPA[31]。OPCPA 系统之中的放大级由基于激光介质的放大器替换为基于非线性光学晶体的参量放大器。OPCPA 固然可以提高脉冲的对比度,但是由于采用的信号光的脉冲宽度为百皮秒量级,泵浦光的脉冲宽度一般为纳秒量级,所以在百皮秒的时间尺度范围内仍然存在参量荧光,影响脉冲的对比度。

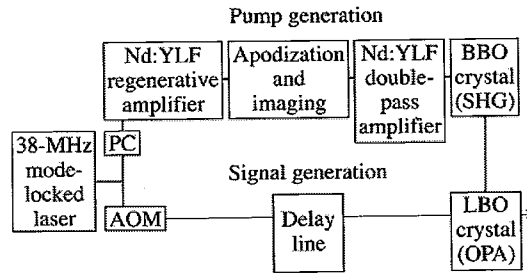


图 1.12 光同步超短脉冲泵浦的 OPA 示意图

基于以上原因，最近发展起来了基于超短脉冲泵浦的光学参量放大器[24, 32, 33]，信号光和泵浦光的脉冲宽度为几皮秒乃至飞秒量级，这样就极大地抑制了在几十乃至百皮秒量级时间尺度范围内的参量荧光，使得该时间尺度内的脉冲对比度得到有效提高。图 1.12 为罗彻斯特大学Dorrer等人开展的基于皮秒OPA的高对比度的前端，整个前端的种子源为一台 38MHz 的锁模激光器，脉冲宽度为 200fs，中心波长为 1053nm.该种子源的输出脉冲一部分经过声光调制器选单以后作为皮秒OPA的信号光，另一部分经过电光开关选单以后注入到Nd: YLF再生放大器之中进行，次级放大进一步将能量提高到 4mJ，该放大光倍频到 526.5nm之后，作为皮秒OPA的泵浦光。泵浦光和信号光的脉冲宽度分别为 6ps 和 2ps，二者通过光学延时线精确控制时间的同步，因此，信号光脉冲中超过泵浦光时间尺度的成分不能被放大。该方法提高脉冲对比度的能力取决于信号光的增益，本实验中，信号光的增益为 1.5×10^5 ，因此放大光比信号光的对比度提高了 5 个量级，如图 1.13 所示。

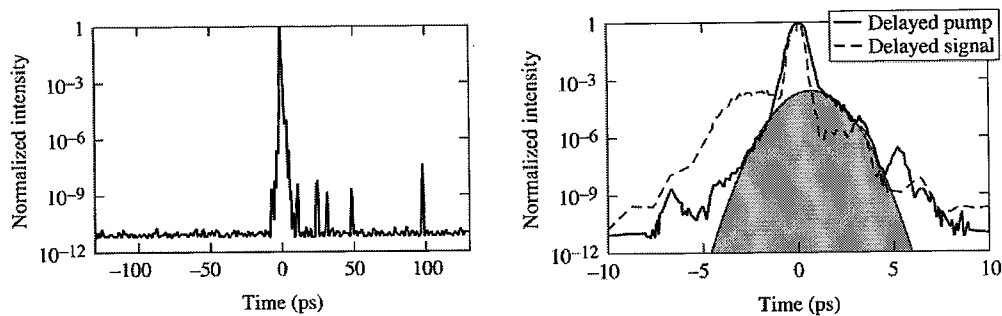


图 1.13 基于皮秒 OPA 的高对比度前端以及得到的放大光的对比度

图 1.14 是美国 Los Alamos 国家实验室 Shah 等人进行的飞秒 OPA 的闲频光提高脉冲对比度的实验[32]。该实验使用的光源为脉冲宽度为 500fs，单脉冲能

量为 $250\mu\text{J}$ 的 1053nm 的放大光, $90/10$ 的分束片将脉冲一分为二, 能量低的部分作为飞秒 OPA 的信号光, 高能量部分经过倍频以后作为飞秒 OPA 的泵浦光, 调节延时线和 BBO 晶体的相位匹配角度, 得到所需要的闲频光。对于低增益的飞秒 OPA 来说, 闲频光的强度与信号光强度的三次方成正比。因此闲频光的对比度与信号光对比度的三次方成正比。从图 1.14 可以看出, 实际测量的闲频光的对比度确实是信号光对比度的三次方。这种方法可以极大地改善脉冲的对比度, 但是为了使得信号光和闲频光分开, 二者之间有一个角度, 这样就引入了闲频光的空间色散, 不利于之后的压缩和聚焦, 好在该实验中使用的是带宽较窄的 1053nm 脉冲, 并且闲频光和信号光工作在简并模式, 二者之间的角度也比较小, 空间色散效应不是很明显。但是如果将这种方法用于带宽较宽的及基于 Ti:sapphire 晶体的 CPA 系统之中的话, 空间色散的问题就必须予以考虑。

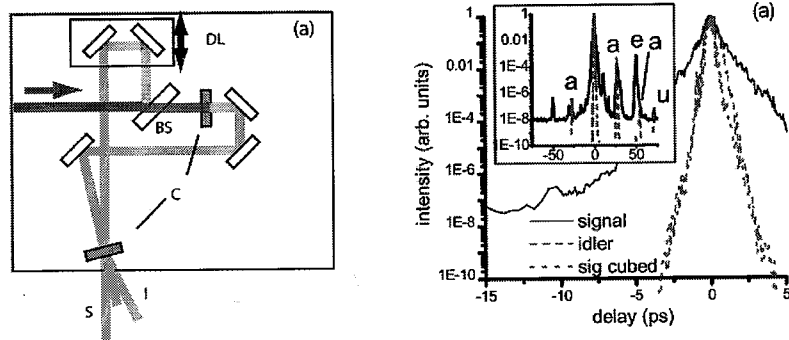


图 1.14 使用闲频光基于飞秒 OPA 的高对比度前端

1.2.6 利用等离子镜技术提高压缩后激光对比度

以上介绍的各种方法的宗旨都是为后级的放大提供一个高能量高对比度的前端, 这样的方式对于提高脉冲对比度而言是十分必要的。此外, 在整个系统能量得到极大的放大之后也可以采取某些方式, 来提高压缩以后脉冲的对比度, 等离子体镜技术[25, 34]就是在系统的终端提高脉冲对比度的方式之一。一般使用镀高透膜的石英晶体作为等离子体镜, 如图 1.15 所示, 其工作原理是: 当脉冲的前沿到达石英晶体的时候, 前沿的预脉冲等背景噪声大部分透过石英晶体, 主脉冲的前沿部分的功率密度足够高, 使得石英晶体表面产生等离子体, 形成一个高反射率的等离子体层, 主脉冲能量的绝大部分得到反射, 因此, 主脉冲和预脉冲在空间上就分开了, 脉冲对比度的提高的幅度正比于主脉冲和背景噪声反射率

的比值,使用两块等离子体镜就可以使得脉冲的对比度得到 4 个量级的提高,如图 1.16 所示。

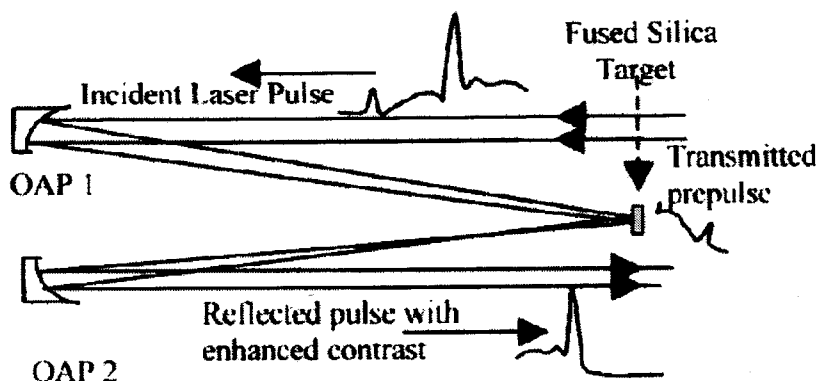


图 1.15 利用等离子体镜提高脉冲对比度示意图

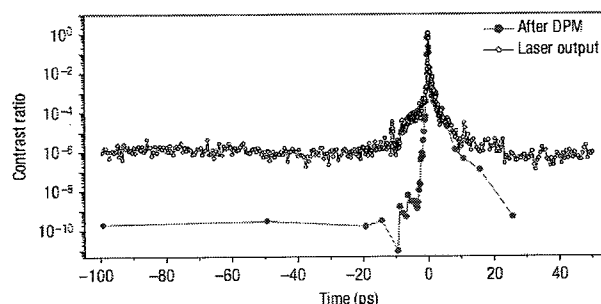


图 1.16 使用等离子体镜前后脉冲对比度比较

1.3 测量超强激光系统中脉冲对比度的方法

脉冲的对比度是 CPA 激光中非常重要的参数之一,在改善脉冲对比度的同时,需要发展相应的测量诊断对比度的技术。针对不同时间尺度的背景噪声以及不同参数的激光,测量脉冲对比度的方法也不相同。例如,纳秒量级的预脉冲直接使用光电管以及示波器来测量,百皮秒乃至几十皮秒量级时间尺度的背景噪声就需要使用三阶互相关的方式来测量。高重复频率(MHz, kHz, 10Hz)的放大激光可以使用扫描式的三阶相关仪进行测量,单发运行的激光脉冲就需要单次三阶相关仪测量其脉冲对比度。

三阶相关的方法测量脉冲对比度可以看作是待测脉冲的三次谐波产生及其时间测量的过程[35]。首先利用非线性光学晶体得到基频光的二次谐波,然后将基频光和二次谐波在时间和空间上分开,最后利用第二块非线性光学晶体将二者和频。调节二者之间的延时,便可以逐点得到基频光的时间分布。三阶相关的原

理可以用式(1.2)来表示,

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I^2(t-\tau)dt \quad (1.2)$$

其中 $I(t)$ 是基频光的光强分布, 倍频光的强度分布是 $I^2(t)$, τ 是基频光和倍频光之间的延时。

1.3.1 扫描式三阶互相关仪测量脉冲对比度

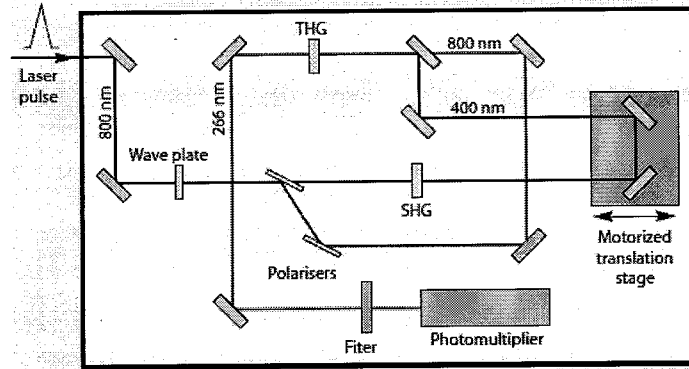


图 1.17 扫描式三阶互相关仪的工作原理示意图

通过扫描基频光和倍频光之间的延时可以得到基频光准确的时间分布信号。图 1.17 是典型的扫描式三阶互相关仪[36-38]测量脉冲对比度的光路结构。在该光路结构中, 由于没有使用聚焦系统, 所以待测的激光只能是毫焦量级的放大光, 如果需要测量更低能量脉冲的对比度, 比如, 振荡器脉冲以及微焦量级的低能量脉冲只能使用图 1.18 所示的聚焦结构的扫描式三阶互相关仪。二者在原理上没有大的区别, 下面将以第一种非聚焦式的三阶互相关仪为例对其原理进行详细阐述。

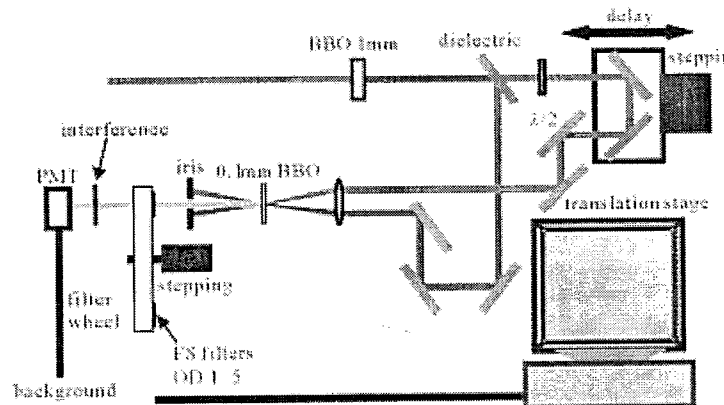


图 1.18 聚焦扫描式三阶互相关仪示意图

中心波长为 800nm 左右的放大待测激光经过半波片和偏振片组成的分束器，能量分为两部分，水平偏振的部分经过一块 I 类相位匹配的非线性光学晶体倍频以后得到 400nm 中心波长的竖直偏振的二倍频脉冲，该脉冲经过延迟线和竖直偏振的基频光在 I 类相位匹配的三倍频晶体中完成和频，产生 266nm 中心波长的三倍频激光，步进电机带动延迟线扫描不同的时间点的相关信号，使用光电倍增管测量不同时间点的三倍频信号。通过延迟线的扫描过程，待测基频脉冲的对比度信息就可以通过三倍频信号在不同时间的强度得到反映。图 1.19 是利用扫描式三阶互相关仪得到的脉冲对比度曲线。脉冲成分中的 ASE、预脉冲、后脉冲以及由于未补偿的高阶色散引起的基底均可以在对比度曲线中体现出来，对比度的数据既可以反映激光放大系统设计中的各个环节存在的问题，也可以有效地指导物理实验。

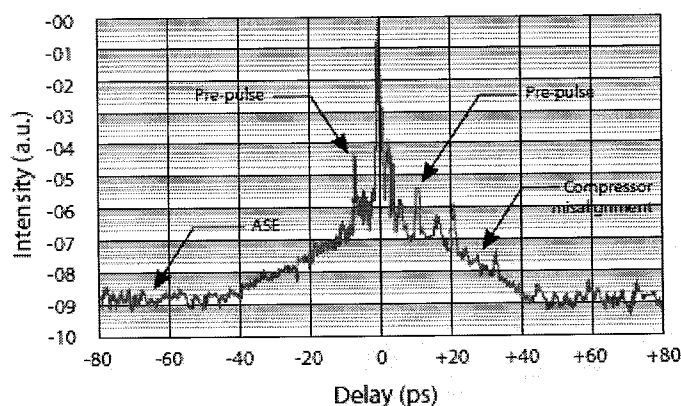


图 1.19 利用扫描式三阶互相关仪测量得到的典型的对比度曲线

1.3.2 单次三阶互相关的方法测量脉冲对比度

在CPA激光放大系统之中，由于泵浦源以及热效应的限制，能量越大重复频率就需要越低。因此，大能量(焦耳量级以上)的激光放大系统中一般都工作在低重复频率甚至是单发 (小于1Hz) 工作条件下，这样就只能使用单次测量的方式来诊断脉冲对比度。

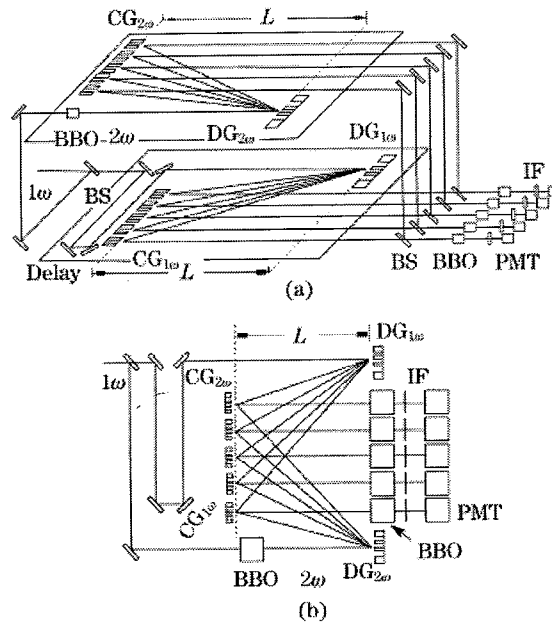


图1.20 使用PMT阵列单次测量脉冲对比度示意图

在单次测量脉冲对比度的过程中，脉冲各个时间点的强度信号需要转化成空间或者是波长的强度信息，通过时间-空间以及时间-光谱的转化的关系就可以通过测量每一个空间或者波长点的强度信息得到脉冲的每个时间点的强度信息，由此可以测量得到脉冲的对比度。下面以时空转化的测量方式为例介绍激光脉冲对比度的单次测量技术。

图1.20是使用光电倍增管阵列测量脉冲对比度的光路示意图[39]，待测激光经过分束片分束以后，一部分经过非线性晶体倍频，倍频光和基频光经过达曼光栅及其补偿光栅以后以后，光束被分为多束，由于达曼光栅对将光束分束以后，每一束光束的光程不同，因此时间上也被分开。基频光和倍频光的多束激光分别在三倍频晶体之内发生和频效应，不同时间点的相关信号体现在不同光束上，测量每一束光束的对应的三倍频的强度信号，就可以得到脉冲中每一个时间点的强度信号，进而得到脉冲的对比度信息，可以通过选择合适的光栅的参数，得到较大的时间测量窗口的宽度。不过由于光栅对会引入色散，所以该测量的方法不适合光谱比较宽的窄脉冲，并且由于使用多的PMT，所以造价较高。

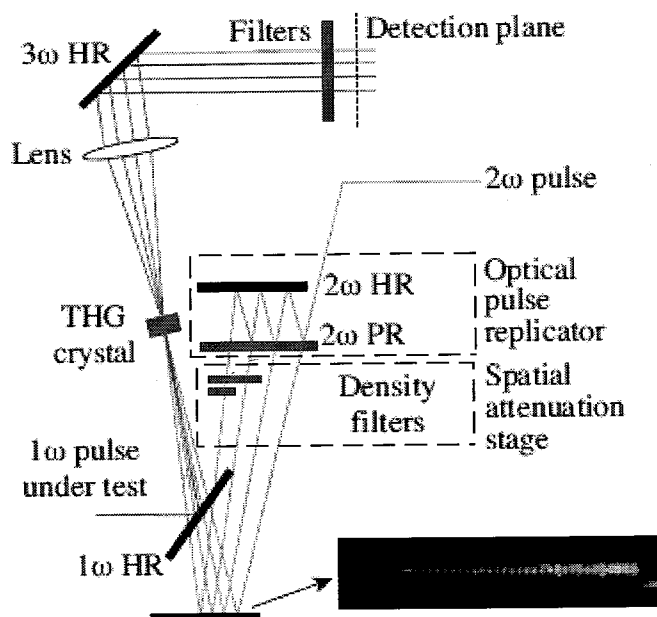


图1.21 利用多个脉冲产生的单次测量脉冲对比度的技术

图1.21是单次测量脉冲对比度的另外一种方法[40]，与上述的方法类似，该方法使用一片全反镜和一片部分反射镜将二倍频光束分成多束，每一束经历的光程不同，通过调节全反镜和部分反射镜之间的夹角可以使得多束光束在某一个点上重合，在此点上放置三倍频晶体。基频光和二倍频光之间发生和频，使用摄像机测量不同空间点上的和频信号，可以得到不同时间点的强度信号，从而反推得到脉冲的对比度信号。

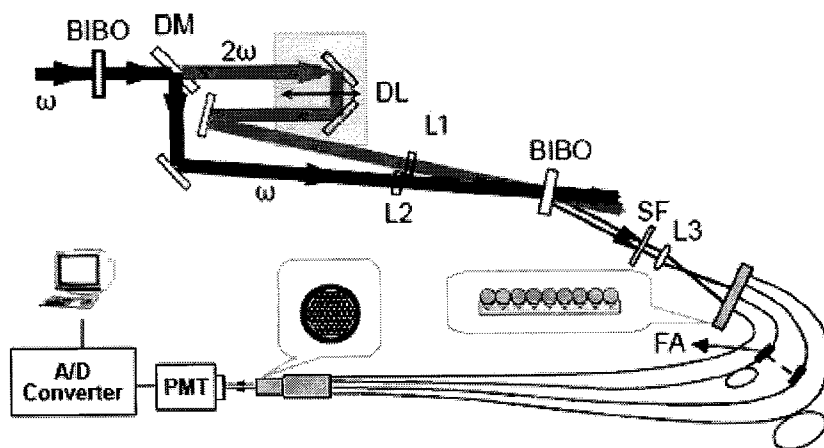


图1.22 使用光纤阵列单次测量脉冲对比度示意图

图1.22是使用光纤阵列单次测量脉冲对比度的示意图[41]。待测基频激光倍频以后，使用双色镜将基频光和倍频光分开以后，在倍频光的光路中引入延迟线，

使得基频光和倍频光在三倍频晶体中进行差频。基频光和倍频光之间有一个非共线的角度,由于二者均为宽光束,所以基频光不同空间位置上的点产生差频的时间也不一样,在非共线的条件下,不同的时间产生的差频信号位于不同的角度。这样相关信号的时间分布就转化成了空间的分布。将得到的差频信号输入到光纤阵列之中,每一根光纤接收到的是不同时间点的信号,合理设置光纤之间的长度差别使得每个信号之间的时间差别能够得到PMT的响应,这样就可以对信号进行串行处理。该方法的不足之处在于,测量窗口范围比较窄,这是因为该方法的测量窗口范围决定于基频光和倍频光的非共线角以及光束的口径。需要通过增大基频光和倍频光之间的夹角、增大光束的口径以及使用色散介质(棱镜或者是光栅)倾斜波前来得到更宽的时间测量范围。该装置造价相对低廉,实用性强,因为光纤的口径很小本身就可以作为一个空间滤波器,可以有效地避免背景噪声的干扰。

1.4 改善超短脉冲放大激光光束质量的意义和一般技术

在CPA放大系统之中,放大激光的空间质量是衡量激光放大系统的重要参数之一。激光光束的空间质量可以分为两类:近场空间分布以及远场聚焦焦斑分布。光束的近场空间强度分布状况主要受激光系统中的热效应、光学元件光学质量等影响,远场的聚焦特性主要受光学系统中的象差引起的波前畸变以及展宽压缩器件中引入的宽带光束的空间角色散等因素影响。多种技术可以改善光束的近远场特性,比如使用光束质量优良的泵浦光,光学质量优良的光学元件,使用光束匀滑器件改善泵浦光空间分布,使用空间滤波器滤除高频空间噪声,使用变形镜设备改善系统的波前等等。本章将就改善激光光束质量的意义以及技术手段作详细阐述。

1.4.1 光束匀滑元件

在CPA放大系统的放大器中,泵浦光的空间分布特性直接决定了输出放大光的光束质量。对于单模的泵浦激光器来说,其空间的分布一般为高斯分布,中心部分强度高,周围强度低,但是为了得到更高的泵浦-放大转化效率以及避免造成对光学元件的损伤,一般要求大能量(焦耳量级)的泵浦源的空间分布为超高斯

的平顶分布。此外，在基于Ti:sapphire晶体的放大系统中，泵浦源一般为半导体侧面泵浦或者更大能量的氙灯侧面泵浦的掺钕激光器，在这些大能量的激光器中热效应非常严重，热畸变使得光斑不可避免存在缺陷。基于二元衍射光学的光束匀滑片[42]可以完成光束空间分布均匀的功能，可以对光斑的空间分布进行改善。

1.4.2 空间滤波器

在激光的放大过程中，泵浦不均匀、衍射效应、折射率的非线性（B-积分）、热效应、激光增益介质的不均匀性以及增益饱和效应等因素影响着激光光束的近场分布质量，在光束分布中存在着各种高频调制的成分，表现为衍射条纹、热斑、切边等形式，这些分布不均匀的特性不仅影响最终光束的远场聚焦特性，还极易造成对光学元件的损伤，因此需要将高频调制的成分抑制掉。

在实际的实验中经常使用空间滤波器[43]进行高频调制噪声的抑制，其基本的结构如下图 1.23 所示，空间滤波器由两片正透镜以及二者之间的小孔光阑组成，所有的元件均放于真空之中。在焦点处，空间高频成分和低频成分在空间上分开，这样就可以通过焦点处的小孔将高频成分滤除掉。

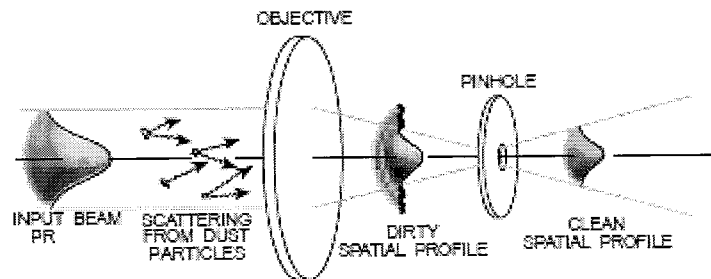


图 1.23 空间滤波器原理示意图

1.4.3 变形镜

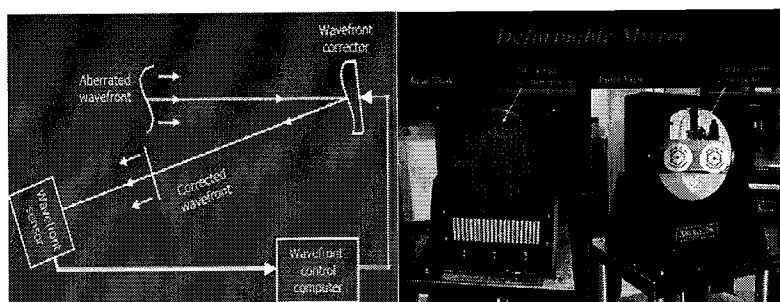


图1.24 变形镜工作原理示意图以及实物照片

激光放大系统一般是一个很复杂的光学系统有很多光学元件。在光学系统之中，为了进行光束的缩束，扩束，聚焦，成像等变化，就会使用很多成像系统。在成像系统之中不免就会使用多种球面镜，引入各种类型的象差。象差的产生是导致波前畸变的主要因素之一，此外，光学元件面型的不完善也会导致波前的畸变。

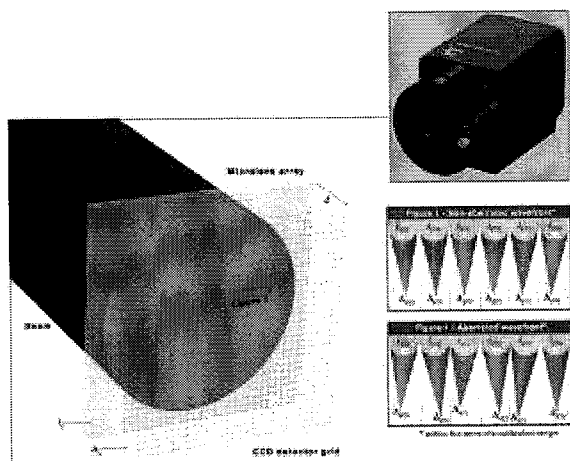


图1.25 测量光束波前的Shack Hartmann传感器

为了消除这些波前畸变，除了仔细设计光学系统、选择优质的光学元件之外，可以使用变形镜[44]对光束的波前进行矫正。变形镜的原理和实物外观如图1.24所示，变形镜一般与Shack Hartmann(S-H)传感器(如图1.25所示)配合使用，S-H传感器测量到光束的波前畸变信息之后，反馈到变形镜，然后变形镜改变其自身的曲率半径来抵消波前的畸变。

1.5 本论文的研究背景的主要内容

本论文主要围绕提高啁啾脉冲放大系统中的时间质量和空间质量展开一系列的研究。“极光-III”激光系统脉冲对比度的改善将在第二章到第五章作详细的介绍，第六章将介绍改善放大激光的空间光束质量所进行的技术研究，第七章将总结性的介绍“极光-III”激光系统升级的总体方案。

第二章将介绍使用XPW技术提高脉冲对比度的研究。在“极光-III”激光系统中建立了双啁啾脉冲放大系统，进行了交叉偏振滤波(XPW)技术提高飞秒放大激光对比度的实验研究，有效地抑制了“极光-III”装置中前级再生放大系统输出激光脉冲的预脉冲以及ASE，结果显示在皮秒级的范围内，放大激光的对比度从 10^{-5} 提高到了 10^{-7} 。

在第三章中，将介绍自行搭建的一套长环形腔再生放大激光系统，在150 mJ泵浦能量下，得到了单脉冲能量为20 mJ的放大激光输出，对应的转化效率为13.3%。输出光谱为30nm，可以支持小于40fs的压缩脉宽。系统中的ASE成分得到了有效地抑制，可以作为高对比度啁啾脉冲放大系统的前级预放大器。第四章将介绍利用飞秒光学参量放大器提高CPA系统的对比度的技术方法。在飞秒OPA中，信号光的增益达到 3.4×10^4 ，单脉冲能量达到26 μ J。利用这个高能量干净的种子脉冲注入到后级CPA放大系统之中，最终脉冲在百皮秒的对比度达到 10^{-10} ，可以满足多数强场物理实验的要求。

第五章将介绍使用非共线飞秒光学参量放大器得到高对比度1053nm脉冲的研究。利用白光超连续作为信号光，得到了1053nm闲频光，闲频光和信号光在各级参量放大器中反转两次，极大提高了对比度。得到了光谱宽度为25nm的1053nm脉冲，该脉冲可以作为大能量钕玻璃啁啾脉冲放大系统的种子源。

第六章介绍了改善“极光-III”激光系统的光束质量所采取的技术方法。使用光束匀滑片改进了泵浦激光的空间分布，使之成为近似平顶的超高斯分布。加入光学空间滤波器，滤除光斑中的空间高频调制成分。改进系统中球面镜的光学质量，减小象差。协助安装变形镜，矫正波前的畸变，得到较好的聚焦光斑，提高脉冲的峰值功率密度。

第七章将介绍结合以上研究结果,建立起的 1.16PW 的峰值功率的“极光-III”超强激光装置。这是目前国际上完全采用基于掺钛蓝宝石激光的 CPA 技术所获得的最高峰值功率结果,为粒子加速、超快 X 射线产生等强场物理实验提供了良好的工具

参考文献

1. T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby, " *Nature* **187**, 493-494 (1960).
2. E. L. Steele, W. C. Davis, and Treuthar.R1, "A Laser Output Coupler Using Frustrated Total Internal Reflection, " *Appl Optics* **5**, 5-& (1966).
3. D. Strickland, and G. Mourou, "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, " *Opt Commun* **56**, 219-221 (1985).
4. S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "High power ultrafast lasers, " *Rev Sci Instrum* **69**, 1207-1223 (1998).
5. V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko, P. Rousseau, T. Planchon, T. Matsuoka, A. Maksimchuk, J. Nees, G. Cheriaux, G. Mourou, and K. Krushelnick, "Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate., " *Opt Express* **16**, 2109-2114 (2008).
6. S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, C. Spielmann, F. Krausz, and K. Ferencz, "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate, " *Optics Letters* **22**, 1562-1564 (1997).
7. S. Kane, and J. Squier, "Fourth-order-dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse amplification systems, " *J Opt Soc Am B* **14**, 1237-1244 (1997).
8. B. E. Lemoff, and C. P. J. Barty, "Quintic-Phase-Limited, Spatially Uniform Expansion and Recompression of Ultrashort Optical Pulses, " *Opt Lett* **18**, 1651-1653 (1993).
9. J. Squier, C. P. J. Barty, F. Salin, C. Le Blanc, and S. Kane, "Use of mismatched grating pairs in chirped-pulse amplification systems, " *Appl Optics* **37**,

1638-1641 (1998).

10. L. Antonucci, J. P. Rousseau, A. Jullien, B. Mercier, V. Laude, and G. Cheriaux, "14-fs high temporal quality injector for ultra-high intensity laser, " *Opt Commun* **282**, 1374-1379 (2009).
11. Z. Cheng, F. Krausz, and C. Spielmann, "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor: analysis and performance, " *Opt Commun* **201**, 145-155 (2002).
12. S. Kane, and J. Squier, "Grism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second- and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification, " *J Opt Soc Am B* **14**, 661-665 (1997).
13. F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, "Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier, " *Opt Lett* **32**, 2227-2229 (2007).
14. T. H. Dou, R. Tautz, X. Gu, G. Marcus, T. Feurer, F. Krausz, and L. Veisz, "Dispersion control with reflection gratings of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave, " *Opt Express* **18**, 27900-27909 (2010).
15. H. Zhao, P. Wang, Z. Y. Wei, J. R. Tian, D. H. Li, Z. H. Wang, and J. Zhang, "Highly efficient and stable ring regenerative amplifier for chirped-pulse amplification at repetition rate 1 kHz, " *Chinese Phys Lett* **24**, 115-118 (2007).
16. H. Kiriya, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Okada, T. Motomura, H. Daido, T. Kimura, and T. Tajima, "High-contrast, high-intensity laser pulse generation using a nonlinear preamplifier in a Ti : sapphire laser system, " *Opt Lett* **33**, 645-647 (2008).
17. D. Strickland, and G. Mourou, "Short Pulse Amplification Using Pulse-Compression Techniques, " *J Opt Soc Am A* **2**, P109-P109 (1985).
18. J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, and J. Lee, "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser, " *Opt Lett* **35**, 3021-3023 (2010).
19. 刘峰, "飞秒激光与团簇相互作用的 X 射线产生实验研究", 中国科学院物理研究所博士学位论文, P17

20. J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, "Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection, " *Opt Commun* **148**, 70-74 (1998).
21. A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, L. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Auge-Rochereau, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Satiel, "10(-10) temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation, " *Opt Lett* **30**, 920-922 (2005).
22. Y. H. Chuang, D. D. Meyerhofer, S. Augst, H. Chen, J. Peatross, and S. Uchida, "Suppression of the Pedestal in a Chirped-Pulse-Amplification Laser, " *J Opt Soc Am B* **8**, 1226-1235 (1991).
23. A. Jullien, F. Auge-Rochereau, G. Cheriaux, J. P. Chambaret, P. d'Oliveira, T. Auguste, and F. Falcoz, "High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence, " *Opt Lett* **29**, 2184-2186 (2004).
24. C. Dorrer, A. V. Okishev, I. A. Begishev, J. D. Zuegel, V. I. Smirnov, and L. B. Glebov, "Optical parametric chirped-pulse-amplification contrast enhancement by regenerative pump spectral filtering, " *Opt Lett* **32**, 2378-2380 (2007).
25. C. Thauray, F. Quere, J. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Reau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. H. Martin, "Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics, " *Nat Phys* **3**, 424-429 (2007).
26. A. Jullien, O. Albert, G. Cheriaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski, and S. M. Satiel, "Two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation, " *Opt Express* **14**, 2760-2769 (2006).
27. G. I. Petrov, O. Albert, J. Etchepare, and S. M. Satiel, "Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction, " *Opt Lett* **26**, 355-357 (2001).
28. N. Minkovski, S. M. Satiel, G. I. Petrov, O. Albert, and J. Etchepare, "Polarization rotation induced by cascaded third-order processes, " *Opt Lett* **27**, 2025-2027 (2002).

-
29. N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saltiel, O. Albert, and J. Etchepare, "Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration, " *J Opt Soc Am B* **21**, 1659-1664 (2004).
30. C. Liu, Z. H. Wang, W. C. Li, F. Liu, and Z. Y. Wei, "Enhancement of contrast ratio in chirped pulse amplified laser system by cross-polarized wave generation, " *Acta Phys Sin-Ch Ed* **59**, 7036-7040 (2010).
31. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful Femtosecond Pulse Generation by Chirped and Stretched Pulse Parametric Amplification in Bbo Crystal, " *Opt Commun* **88**, 437-440 (1992).
32. R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada, K. A. Flippo, J. C. Fernandez, and B. M. Hegelich, "High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification, " *Opt Lett* **34**, 2273-2275 (2009).
33. C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, and J. D. Zuegel, "High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems, " *Opt Lett* **32**, 2143-2145 (2007).
34. B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster, "The plasma mirror - A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers, " *Rev Sci Instrum* **75**, 645-649 (2004).
35. 王兆华, "超短超强激光脉冲测量诊断的研究", 中国科学院物理研究所博士学位论文, P85-86
36. R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada, and B. M. Hegelich, "Large temporal window contrast measurement using optical parametric amplification and low-sensitivity detectors, " *Eur Phys J D* **55**, 305-309 (2009).
37. C. V. Filip, C. Toth, and W. P. Leemans, "Optical cross-correlator based on supercontinuum generation, " *Opt Express* **14**, 2512-2519 (2006).
38. K. H. Hong, B. Hou, J. A. Nees, E. Power, and G. A. Mourou, "Generation and measurement of $> 10(8)$ intensity contrast ratio in a relativistic kHz chirped-pulse amplified laser, " *Appl Phys B-Lasers & Optics* **81**, 447-457 (2005).
39. X. P. Ouyang, X. Y. Li, Y. L. Zhang, Z. Y. Li, G. Xu, T. Wang, B. Q.

- Zhu, and J. Q. Zhu, "A method to obtain pulse contrast on a single shot, " *Chin Opt Lett* **7**, 1001-1003 (2009).
40. C. Dorrer, J. Bromage, and J. D. Zuegel, "High-dynamic-range single-shot cross-correlator based on an optical pulse replicator, " *Opt Express* **16**, 13534-13544 (2008).
41. D. F. Zhang, L. J. Qian, P. Yuan, H. Y. Zhu, S. C. Wen, and C. Xu, "Fiber-array-based detection scheme for single-shot pulse contrast characterization, " *Opt Lett* **33**, 1969-1971 (2008).
42. Q. F. Tan, Y. B. Yan, G. F. Jin, and M. X. Wu, "Design of diffractive optical element for true beam smoothing, " *Opt Commun* **189**, 167-173 (2001).
43. <http://www.newport.com/Spatial-Filters/144910/1033/content.aspx>
44. S. Fourmaux, S. Payeur, A. Alexandrov, C. Serbanescu, F. Martin, T. Ozaki, A. Kudryashov, and J. C. Kieffer, "Laser beam wavefront correction for ultra high intensities with the 200 TW laser system at the Advanced Laser Light Source, " *Opt Express* **16**, 11987-11994 (2008).

第二章 交叉偏振滤波技术提高啁啾脉冲放大系统的对比度的研究

近年来,随着超短超强激光研究的快速发展,人们采用啁啾脉冲放大技术(Chirped-pulse Amplification, CPA)继在钕玻璃激光装置中实现拍瓦(Petawatt, PW)的激光峰值功率后[1, 2],在更为小型化的基于钛宝石激光增益介质的 CPA 放大装置上也取得了峰值功率 PW 量级的输出[3]。在这类激光装置中,由于选单元件消光比的限制以及放大过程中的自发辐射效应(Amplified Spontaneous Emission, ASE)等因素,不可避免的存在着背景噪声,而且随着放大级数的不断增多,这种背景噪声也将相应的增大,从而导致激光脉冲对比度的下降[4]。所谓脉冲对比度,是指主脉冲与预脉冲以及各种背景噪声之间强度的比值。目前聚焦近 PW 峰值功率的激光后人们所能得到的激光功率密度已经达到 10^{22}W/cm^2 量级,在如此高的峰值功率密度下,激光脉冲的对比度对于强场物理实验而言就成为一个非常重要的参数。虽然预脉冲和 ASE 的强度通常比主脉冲要小几个数量级,但经过多级放大之后,其聚焦功率密度也能达到 10^{14} - 10^{15}W/cm^2 量级,这样强度的背景激光足以影响主激光脉冲与物质的相互作用过程,从而破坏物理实验的条件,阻碍了实际研究工作的开展。

为了得到高对比度的激光脉冲,近年来国际上先后提出了许多技术方法,如高能量种子注入技术[5]、光参量啁啾脉冲放大技术(OPCPA)[6, 7][8]、可饱和吸收体、非线性偏振旋转技术、等离子体镜技术[9, 10]、交叉偏振波技术(Cross-polarized Wave, XPW)[11]等。在这些技术中,XPW 结构相对简单,转化效率较高,提高对比度明显,因此我们对这种技术进行了系统研究。

2.1 交叉偏振滤波技术的原理

当激光脉冲经过某些非线性介质的时候,会引起偏振方向的旋转,特别是当激光功率密度达到一定强度时,这种偏振旋转的效应会特别明显。在非线性光学中,这种效应可以用四波混频的理论来解释,对应的是一种三阶的非线性效应,因此这种效应对激光的强度提出了很高的要求。线偏振激光的波矢沿着特定方向经过非线性晶体后,其偏振方向会发生一定角度的旋转,由此而产生的与原来偏

振方向垂直的波称之为交叉偏振波 (Cross-polarized Wave, XPW)。由于对强度的依赖效应, 产生 XPW 所要求的功率密度一般应大于 10^{12}W/cm^2 , 这样才能保证有较高的转化效率。如果在光路中放置一对正交的偏振片, 主脉冲通过偏振片以后, 由于功率密度相对较高, 经过 BaF_2 晶体之后偏振方向发生旋转, 其正交偏振分量就会透过正交的偏振片, 而脉冲中的预脉冲和 ASE 成分由于峰值功率密度达不到产生 XPW 的阈值, 不能发生此三阶非线性过程, 偏振方向不发生偏转, 因此不能透过正交的偏振片, 从而被过滤掉。基于这样一种原理, XPW 技术可以有效地提高超强激光脉冲的对比度。

在 XPW 滤波技术中通常选用 BaF_2 晶体, 因为 BaF_2 晶体的三阶非线性系数较高, 与其它晶体相比可以得到更高的转化效率, 并且没有明显的自相位调制效应。除此之外, 从紫外到红外波段该晶体都有很高的透过率, 并且其禁带能量很高 (9.07 eV), 可以忽略多光子吸收效应, 从可见到近红外波段范围内的三阶非线性系数不发生变化[11]。

在 XPW 过程中, 采用小信号近似, 并且忽略交叉偏振波的自相位调制效应, 由于两波的互相位调制, 基波和交叉偏振波电场振幅的演化方程可以如下表示[12]。

$$\frac{dA}{dz} = -i\gamma_1 |A|^2 A \quad (2.1)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\gamma_2 |A|^2 A \quad (2.2)$$

方程中各个参数可以如下表示:

$$\gamma_1 = \gamma_0 \left[1 - \frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) \right],$$

$$\gamma_2 = -\gamma_0 \frac{\sigma}{4} \sin(4\beta), \quad (2.3)$$

$$\gamma_3 = \gamma_0 \left[\frac{\sigma}{2} \sin^2(2\beta) + \frac{1-\sigma}{3} \right]$$

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= (6\pi/8\lambda n) \chi_{xxxx} \\ \sigma &= [\chi_{xxxx} - 2\chi_{xyyx} - \chi_{xxyy}] / \chi_{xxxx} \end{aligned} \quad (2.4)$$

式中 A、B 分别是基波和垂直偏振波的电场振幅, β 是入射光偏振方向与晶体[100]轴之间的夹角, n 为 BaF_2 晶体折射率, λ 为入射激光中心波长, χ_{xxxx} , χ_{xyyx} , χ_{xxyy} 分别为晶体的三阶非线性系数的各阶分量。在 XPW 过程中, 对于长度为 L 的

BaF₂ 晶体，基波转化为交叉偏振波的效率为：

$$\eta = \frac{|B(L)|^2}{|A(0)|^2} \quad (2.5)$$

对于 BaF₂ 晶体， $\chi_{xxx}=1.59 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ， $\sigma=-1.2$ ， $\lambda=800 \text{ nm}$ ， $n=1.47$ ， $L=1.5 \text{ mm}$ ，按照以上参数，求解常微分方程组 2.1，2.2，并且模拟 XPW 转化效率随着角度 β （图 2.1(a)）以及输入功率密度（图 2.1(b)）的变化，得到结果如图 1 所示，可以看出 XPW 的转化效率随着 β 角周期性的变化，当 β 为 22.5° 的奇数倍时转化效率最高，为此实验中我们选取 $\beta=22.5^\circ$ 。XPW 转化效率在功率密度较小时呈指数增长，随着功率密度的增加，最终趋向饱和。

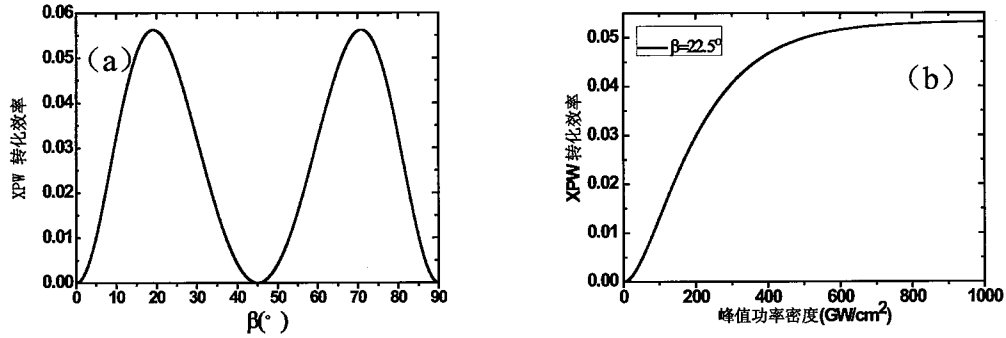


图 2.1 XPW 转化效率随着角度 β (a) 以及入射激光脉冲功率密度 (b) 的变化

2.2 交叉偏振滤波技术提高脉冲对比度的实验设计

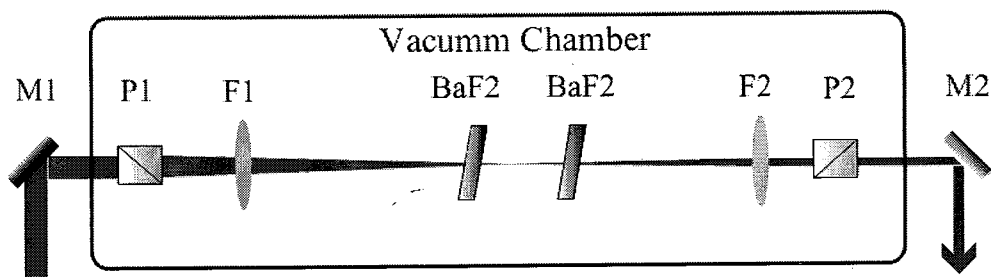


图 2.2 XPW 滤波实验光路图，其中 M_1 、 M_2 是 45° 宽带全反镜， P_1 、 P_2 是一对正交放置的格兰棱镜， F_1 、 F_2 分别是焦距为 800mm 和 200mm 的正透镜。

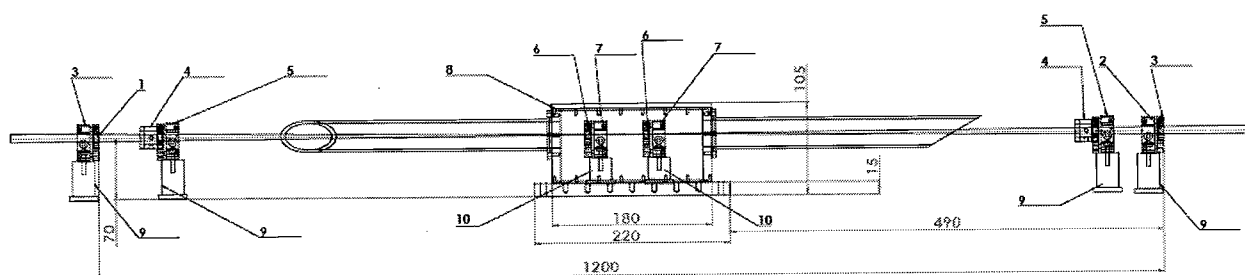


图 2.3 在真空中使用 XPW 滤波技术的实验方案图

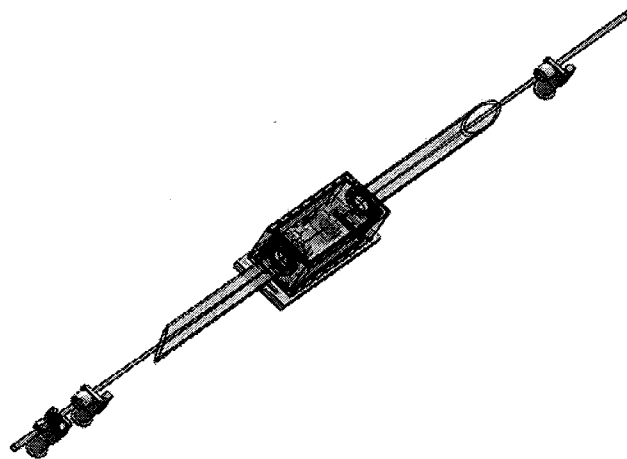


图 2.4 在真空中使用 XPW 滤波技术的立体示意图

实验采用自制的 1 kHz 重复频率的再生钛宝石激光放大器。压缩后的单脉

冲能量为 200 μJ ，脉冲宽度为 50 fs，中心波长为 790 nm，光谱的半高全宽为 27 nm，皮秒量程范围内的对比度为 1×10^{-5} 。图 2.2 所示为 XPW 滤波的实验装置图，如图 2.3 和图 2.4 为 XPW 滤波系统的平面和立体示意图。放大压缩后的飞秒激光首先以水平偏振经过一块格兰棱镜 P1 进入系统中，由石英透镜 F1 聚焦到两块 BaF_2 晶体上，产生的 XPW 脉冲经另一块透镜 F2 准直后，通过第二快偏振正交的格兰棱镜 P2 由系统输出。系统中所用的格兰棱镜消光比 $< 10^{-6}$ ，聚焦透镜 F1 的焦距为 800 mm，准直透镜 F2 的焦距为 200 mm，两块 BaF_2 晶体的直径为 12.7 mm，厚度为 1.5 mm。滤波得到的 XPW 脉冲经第二个展宽器展宽后，进入第二套 CPA 系统中进行放大和再压缩。整体装置构成了双啁啾脉冲放大 (DCPA)。

2.3 XPW 滤波后输出脉冲的光谱以及脉冲对比度特性

我们实验中 XPW 滤波系统所用的 BaF_2 晶体沿其 [001]轴切割，基波波矢沿 [001]方向，激光偏振为水平偏振。为了保证 BaF_2 晶体内较高的功率密度，整个光路构成了一个共焦缩束系统。在系统中设置一对偏振正交的偏振片，XPW 技术对对比度的提高主要取决于偏振元件的消光比，在本实验中我们选用消光比为 10^{-6} 的 $\alpha\text{-BBO}$ 格兰棱镜作为起偏及检偏元件。

随着入射激光功率密度的增加，XPW 输出能量最终达到饱和，为了抑制这种饱和效应，本实验中我们采用了两块 BaF_2 晶体的设计，其间距为 100 mm，关于焦点对称放置。为保证晶体不会被打坏，晶体上的光斑直径控制为 300 μm ，对应的峰值功率密度约为 $5 \times 10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$ 。沿着光轴旋转 BaF_2 晶体，使得 XPW 产生的效率最高。光束经过透镜 F2 缩束准直后，正交的偏振片将干净的主脉冲和预脉冲以及 ASE 分开，干净的脉冲进入下一级 CPA 系统中进行放大。

为了保证放大系统有更窄的脉宽，我们利用光纤光谱仪 (Ocean Optics 公司，型号：HR4000CG-UV-NIR) 分别测量了 XPW 滤波前后的光谱，结果如图 2.6(a)所示。利用 XPW 技术进行滤波之前，我们测得再生放大器输出光谱的半高全宽 (FWHM) 为 27 nm，比较 XPW 滤波之后 30 nm 的 FWHM 光谱宽度，光谱略微有些展宽，这是因为聚焦激光在 BaF_2 晶体内形成的自相位调制等非线性效应所致，这种展宽的光谱有利于最后的脉冲压缩。在 XPW 滤波装置中，输入

光的能量为 200 μJ ，优化压缩器的光栅对距离，并且沿晶体[001]轴旋转 BaF_2 晶体，以得到最佳转化效率。最后测到优化后通过 XPW 的激光能量为 25 μJ ，转化效率大于 10%。如果对 BaF_2 晶体的两面镀以 700-900nm 范围内高损伤阈值的宽带高透膜，将可望进一步提高转化效率。

为了测量 XPW 技术对纳秒预脉冲的抑制，我们分别用上升时间和下降时间小于 175ps 的 GaAs PIN 超快光电二极管 (Electro-Optics Technology, Inc, 型号: ET-4000) 和带宽为 8GHz 的高速示波器 (Tektronix 公司, 型号: DP070804) 测量纳秒时域内的预脉冲，用一台三阶互相关仪 (Amplitude Technologies 公司) 测量皮秒范围内的对比度，并且将测量结果分别与采用 XPW 技术之前的结果作比较。

由于再生放大腔内普克尔盒以及偏振元件有限的消光比，激光脉冲在放大过程中每经过腔内偏振片一次，就会有一部分激光沿着再生腔的输出光路泄露到腔外，这样在主脉冲前后就会有如图 2.5 (a) 所示的预脉冲，预脉冲的间隔对应再生放大腔的腔长。这些预脉冲的幅度通常比主脉冲的幅度低 3~4 个数量级，其峰值功率密度达不到 XPW 要求的阈值，则偏振特性不发生任何改变，如图 3(b) 所示。而主脉冲由于高于 XPW 要求阈值的强度，偏振会发生改变，因此其前后的多个脉冲经过 XPW 作用之后，得到了有效抑制。从图 2.5 (b) 的结果也可以看出，即使在光电管深度饱和的情况下，主脉冲之前也没有预脉冲的存在。

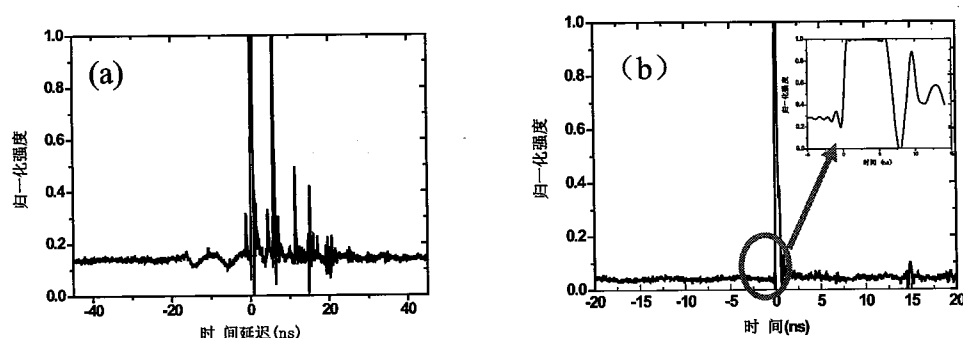


图 2.5 采用 XPW 滤波前后纳秒范围内的预脉冲对比，(a) 为使用 XPW 滤波之前再生放大器输出的 ns 脉冲时间序列，图 (b) 为 XPW 滤波之后纳秒以及百皮秒量程内的脉冲波形

在再生放大器中种子光能量由纳焦放大到毫焦量级，信号增益达到 10^6 ，在如此高的增益之下，也伴随着自发辐射的积累和放大，ASE 在整个脉冲中所占

的比例也会大大提高。对于这样量级的能量放大来说,在百皮秒尺度范围内的对比度一般为 10^{-5} 量级,如图 2.6(b)中的细实线所示。采用 XPW 技术之后,脉冲中的 ASE 成分得到了有效地过滤,过滤后的脉冲经过后续的展宽、放大以及压缩之后,我们测得在 30 ps 的时间量程内,放大激光的对比度由原来的 1×10^{-5} 提高到了 1.6×10^{-7} ,提高了两个多量级。

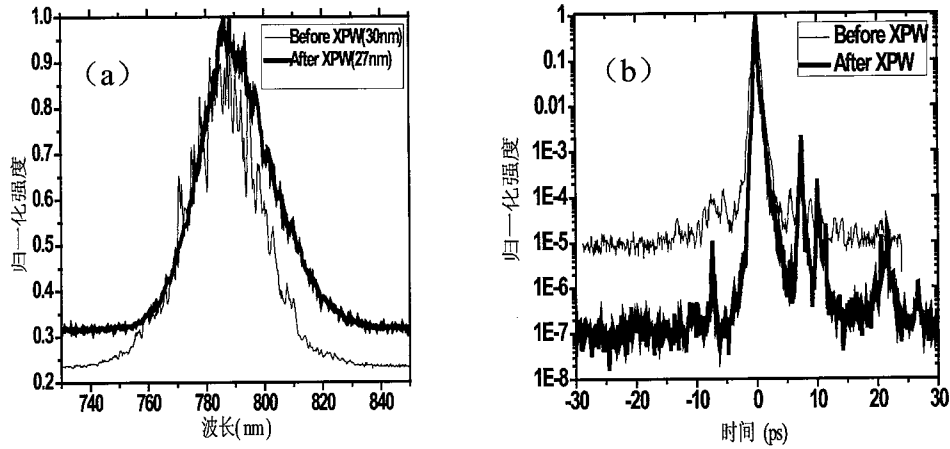


图 2.6 XPW 滤波前后的光谱及皮秒量程内的对比度比较。图(a)、(b)分别为中细、实线为 XPW 滤波之前的光谱,粗实线为 XPW 滤波之后的光谱,图(b)中细实线为 XPW 之前的皮秒对比度,粗实线为 XPW 之后的皮秒对比度

2.4 小结

我们在对 XPW 原理理论分析的基础上,进行了 XPW 滤波提高飞秒放大激光对比度的实验研究,有效地抑制了“极光-III”装置中前级再生放大系统输出激光脉冲的预脉冲以及 ASE,结果显示在皮秒级的范围内,放大激光的对比度从 10^{-5} 提高到了 10^{-7} 。这为进一步在更高峰值功率的飞秒激光放大中获得高对比度的结果提供了基础,在激光与物质相互作用的等离子体物理实验中具有重要的意义。

参考文献

1. M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C.

- Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses, " *Opt Lett* **24**, 160-162 (1999).
2. E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird, C. Ebberts, and T. Ditmire, "Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier, " *Appl Optics* **49**, 1676-1681 (2010).
3. J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, and J. Lee, "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser, " *Opt Lett* **35**, 3021-3023 (2010).
4. V. V. Ivanov, A. Maksimchuk, and G. Mourou, "Amplified spontaneous emission in a Ti : sapphire regenerative amplifier, " *Appl Optics* **42**, 7231-7234 (2003).
5. J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, "Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection, " *Opt Commun* **148**, 70-74 (1998).
6. D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, "Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification, " *Opt Lett* **34**, 2459-2461 (2009).
7. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful Femtosecond Pulse Generation by Chirped and Stretched Pulse Parametric Amplification in Bbo Crystal, " *Opt Commun* **88**, 437-440 (1992).
8. 刘红军、陈国夫、赵卫、王屹山、赵尚弘 2004 物理学报, 50 (9) 1717
9. C. Thaury, F. Quere, J. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Reau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. H. Martin, "Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics, " *Nat Phys* **3**, 424-429 (2007).
10. B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster, "The plasma mirror - A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers, " *Rev Sci Instrum* **75**, 645-649 (2004).

11. A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, L. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Auge-Rochereau, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saitiel, "10(-10) temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation, " *Opt Lett* **30**, 920-922 (2005).
12. N. Minkovski, S. M. Saitiel, G. I. Petrov, O. Albert, and J. Etchepare, "Polarization rotation induced by cascaded third-order processes, " *Opt Lett* **27**, 2025-2027 (2002).

第三章 高能量长腔环形再生放大器研究

啁啾脉冲放大系统 (Chirped-pulse Amplification, CPA) 由振荡器、展宽器、放大器和压缩器组成[1]。在 TW 乃至 PW 系统中, 需要多级放大器将纳焦耳量级的种子光放大到百毫焦乃至几十焦耳量级。一般先使用预放大器将展宽以后的脉冲放大到毫焦量级, 预放大级在整个放大系统中占据举足轻重的地位, 直接影响整个系统的稳定性, 光束质量以及脉冲对比度。一般预放大其可以分为三类: 再生放大器[2]、多通放大[3]和光学参量放大器[4], 三种放大器各有优势, 在本文的绪论部分已经做详细阐述。

3.1 引言

在采用 CPA 技术的超强激光系统中, 由于再生放大器(regenerative amplifier)具有光束质量好、光路稳定、便于维护等特点, 通常会被用作放大系统的前级。如图 3.1 所示, 再生放大器的结构与一般的激光振荡腔类似, 与种子注入振荡器原理相同。再生放大器是利用脉冲的偏振特性使用电光器件进行注入和导出的放大方式。展宽后水平偏振的脉冲, 经过由偏振片、半波片、法拉第旋光器组成的隔离器之后偏振转为竖直偏振, 经过薄膜偏振片后反射到谐振腔内, 普克尔盒预先调节成半波片的姿态并且在该脉冲重新回到普克尔盒之前加上半波电压, 脉冲的偏振方向再次发生偏振, 成为水平偏振, 被注入到再生腔内进行放大。当脉冲放大到饱和状态以后, 半波电压被撤掉, 被放大的脉冲的偏振方向再次发生偏转, 经过隔离器以后被隔离器中的偏振片反射出。此外, 再生放大器需要工作在调-Q 工作模式, 在普克尔盒加载半波电压的时间以外, 谐振腔处于高损耗的状态, 此时增益介质积累大量的反转粒子数, 当种子脉冲到来的时候, 立即消耗反转粒子数, 得到较大的增益, 图 3.1(b)是脉冲在再生腔内放大的演化过程。

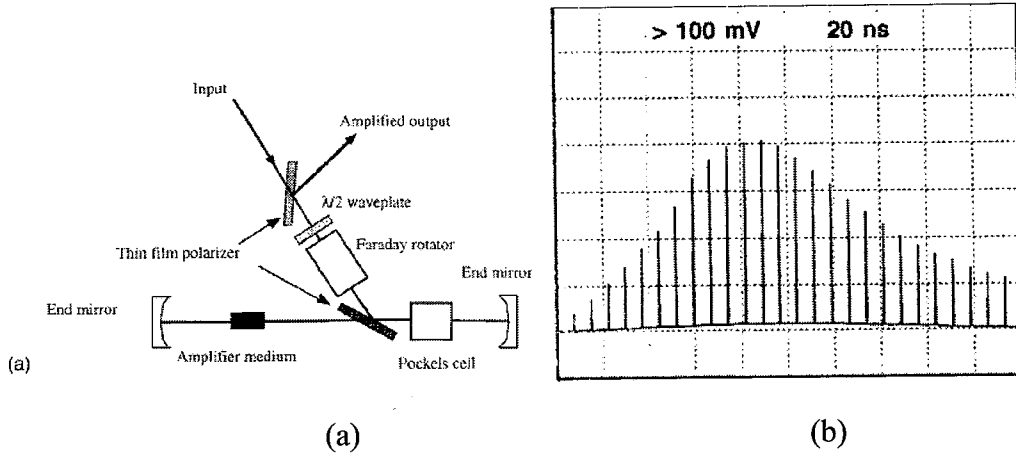


图 3.1 再生放大器的原理示意图(a)以及脉冲在再生腔内放大的演化过程

再生放大器中的理论分析[5]可以按照图 3.2 所示的模型来分析。其中 I_{IN} 表示输入的待放大的脉冲能流密度, I_{OUT} 表示放大输出的能流密度, I_s 表示激光介质的饱和能流密度, G_0 为小信号增益, p 为增益恢复系数, δ 为系统的单程损耗系数。

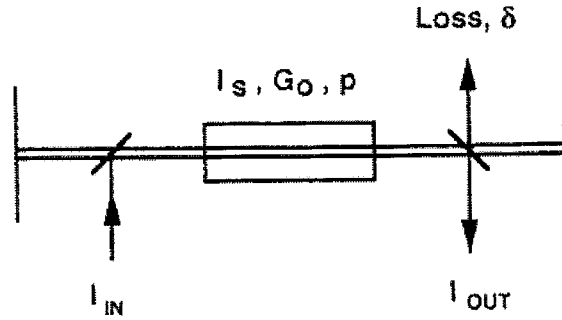


图 3.2 再生放大器的理论分析模型

$$T = \exp(-\delta) \quad (3.1)$$

T 表示放大的每一程能量逸出腔外的能量比例, 随着放大程数的增加, 在增益小于损耗之前, 放大的能流增加可以用公式 3.2 表示。

$$I_{OUT} = (I_s / p) \ln[TG_0(\frac{1-T}{T(G_0-1)})^{1-T}] + I_{IN} \quad (3.2)$$

增益随着程数的增加而降低, 用公式 3.3 来表示。

$$g_{k+1} = g_k - (p / I_s)[(I_{k+1} / T) - I_k] \quad (3.3)$$

以 Nd:YAG 侧泵的再生放大器为例, 饱和能流 I_s 为 $0.66\text{J}/\text{cm}^2$, 增益恢复时间 $p=0.72$, 根据以上公式可以得到不同的腔内损耗条件下, 再生放大器中输出能流随着小信号增益的变化曲线, 如图 3.3 所示, 随着小信号增益系数的增加, 净输出的能流密度逐渐增强。在设计再生放大器的时候需要考虑腔内的损耗以及增益, 从而选择合适尺寸的增益介质以及合适的泵浦能流密度, 得到最高的转化效率。此外, 通过模拟再生放大器之内的增益情况可以得到最佳的放大程数, 从而指导系统的色散设计。

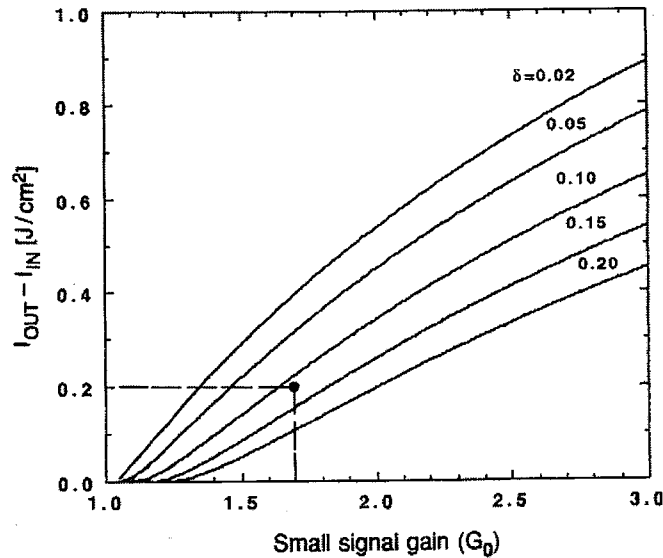


图 3.3 不同的腔内损耗条件下, 再生放大器中输出能流随着小信号增益的变化曲线

常规的再生放大器谐振腔长度一般在 1-2m 左右, 晶体上的光斑直径在 $100\text{-}500\text{ }\mu\text{m}$, 对于掺钛蓝宝石晶体来说, 其饱和能流密度约为 $0.9\text{J}/\text{cm}^2$ [6], 因此线性短腔再生放大器所能输出的最大的单脉冲能量只能限制在 1-5 mJ。百太瓦 CPA 系统中[7], 饱和放大后输出的能量需要在焦耳乃至几十焦耳量级, 将线性短腔输出的脉冲放大到如此大的能量需要 10^3 以上的增益, 单级多通放大并不能引入如此大的增益, 但是多级多通放大会造成光束质量的恶化以及增加整个激光系统的复杂性。因此, 建立一台输出单脉冲能量为几十毫焦耳的再生放大器作为 CPA 系统的前级具有重要的实际意义。

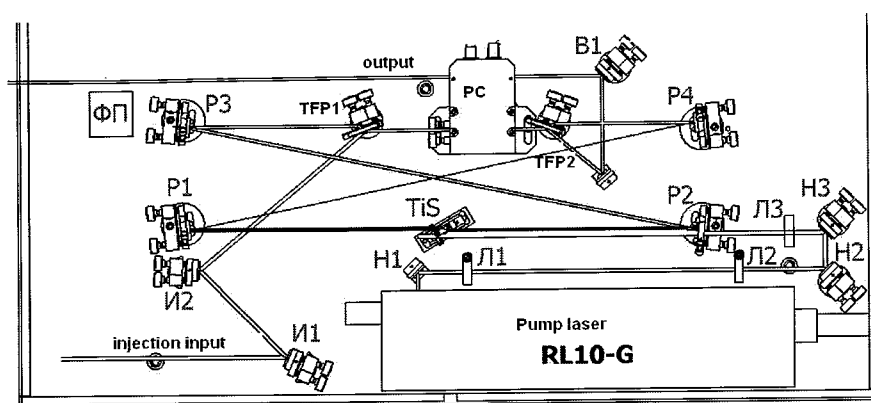


图 3.4 一台商品化环形腔再生放大器光路示意图

根据激光放大器的理论，如果想要得到最佳的放大提取效率，就需要使得被放大光的能流密度与激光晶体的饱和能流密度可以相比拟，在这样的情况下，放大器工作在饱和的状态，不仅稳定输出而且转化效率较高。环形腔与线性腔相比，具有更大的腔内光斑尺寸，并且腔长越长，光斑尺寸越大，因此，在达到饱和放大状态的时候，对应的能量就越大。在同样的饱和能流下，利用长环形腔可以得到更大的能量。图 3.4 是一台商品化的环形腔再生放大器的结构，在光学结构上，长环形腔为安全放置光学元件提供了更大的灵活性，可以方便安全的摆放光学元器件。下面将举例说明短线性腔和长环形腔的区别。

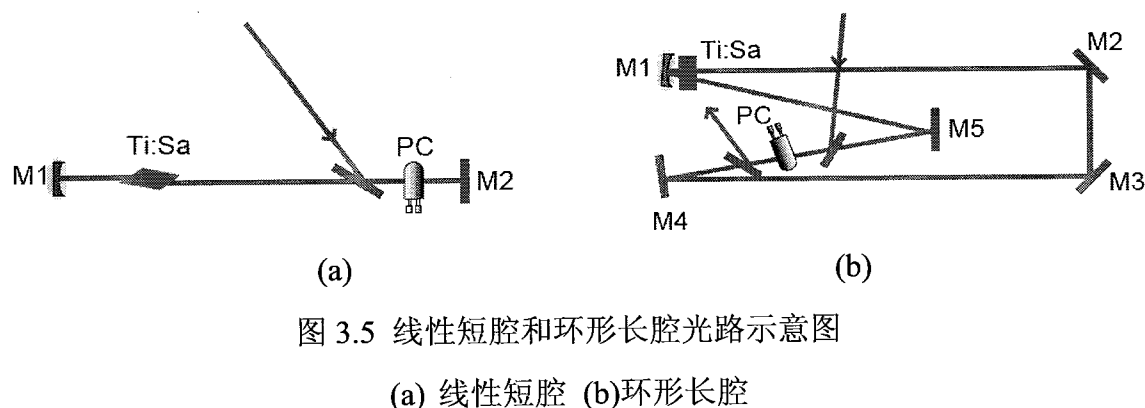


图 3.5 线性短腔和环形长腔光路示意图

(a) 线性短腔 (b) 环形长腔

图 3.5(a)为曲率半径为 4m 的凹面镜和一片平面镜组成的腔长为 2m 左右的再生腔，经过计算，图 3.6(a)所示，激光晶体上的光斑直径为 2mm 左右，并且腔内腰斑的位置位于平面镜上，能量增加时容易造成该镜片的损伤。当腔内的能量达到 20mJ 左右的时候，放大器已经放大到了饱和的状态，继续被放大的潜力已经不大，并且由于镜片损伤阈值的限制，实际能量并不能放大到这么高。图 3.5(b)为一片曲率半径为 4m 的凹面镜以及 4 片平面镜组成的环形腔，腔长为 7.5m。经过计算，如图 3.6(b)所示激光晶体上的光斑直径约为 5mm，能量可以放

大到 100mJ 量级, 更为重要的一点是, 腔内的各个光学元件均可远离腰斑位置, 这样就可以避免光学的损伤。

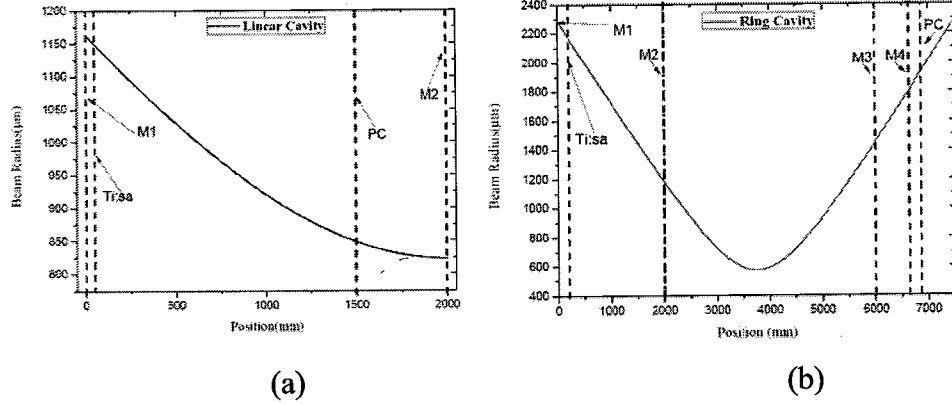


图 3.6 线性短腔与环形长腔腔内光斑尺寸的比较

(a) 线性腔内光斑模式分布 (b) 环形腔内光斑分布模式

在 CPA 放大器的同步电路系统中, 一般使用振荡器输出的 MHz 脉冲信号分频以后的信号触发各个电子仪器, 使它们在时间上同步起来。因此, 振荡器的稳定性影响着整个系统的稳定性。为了防止后端的放大器返回光对前端振荡器的影响, 一般使用光学隔离器阻止返回光。但是, 当返回光能量太大的时候还是会对振荡器产生影响。特别是使用单个普克尔盒的线性腔的时候, 种子的注入和倒出完全在共线的光路上, 隔离器不能完全阻挡放大光, 因此会影响振荡器的工作状态甚至会损伤展宽器中的光栅等光学元件。与此相对的环形腔[6, 8-10]种子的注入和导出在两个不同的方向上, 因此放大以后的脉冲对前端的振荡器状态的影响比线性腔的影响要小得多。

$$I_{ASE} = I_s \frac{\Omega}{4} \frac{G_0}{(\ln G_0)^{1/2}} \quad (3.4)$$

$$\Omega \sim \frac{\omega^2}{L^2} \quad (3.5)$$

$$\omega^2 \sim L \lambda g \quad (3.6)$$

在光学谐振腔中, 放大的自发辐射(ASE)的强度可以用式 3.4 来表示, 根据 3.4, 3.5 和 3.6 式可知, ASE 的强度与腔长 L 成反比, 因此腔长越长, ASE 的强度越弱。此外, 由于环形腔种子的注入极大地抑制了与种子传播方向相反的 ASE, 因此与线性腔相比, 环形腔输出脉冲的对比度比较高, 通常环形腔的对比度要比

线性腔高一个量级。基于以上几个优势,我们选择长环形腔作为系统的预放大级,以期得到高能量(几十 mJ)、高对比度(大于 10^7)、良好光束质量的激光脉冲输出。

我们建立了腔长为 12 m 的长环形腔再生放大器,在 150mJ 的泵浦能量下,得到了单脉冲能量为 20mJ 的放大激光输出,对应的转化效率为 13.3%,再生放大器输出的光谱半高全宽为 30nm, 可以支持小于 40fs 的脉冲宽度。

3.2 用于啁啾飞秒激光脉冲放大系统的超长腔环形再生放大器的设计

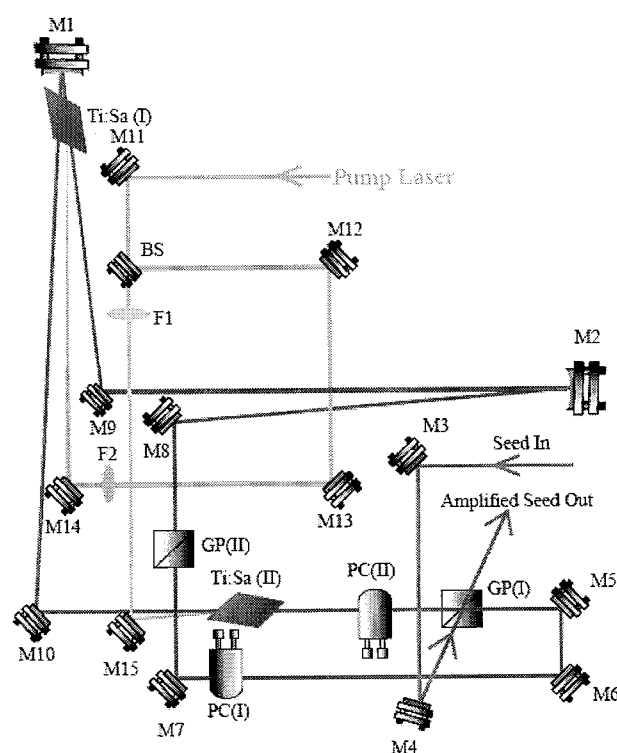


图 3.7 长环形腔再生放大器光路布局图

图中 M1-M2 为曲率半径为 4 m 的 700nm-900nm 宽带凹面镜, M3-M10 为 700nm-900nm 45°全反的宽带平面反射镜, M11-M15 为 45°532nm 全反镜, F1-F2 为焦距为 1000mm 的正透镜, BS 为 532nm 1:1 分束镜, GP(I), GP(II) 为格兰棱镜, PC(I), PC(II) 为普克尔盒, Ti:Sa(I), Ti: Sa(II) 为掺钛蓝宝石晶体

对于再生放大器而言,腔型的设计至关重要。首先,腔内的光学元件应该尽量远离束腰的位置,这样才能避免光学元件受到损伤;其次,为了得到更大的能

量,腔型的设计应该使得在激光增益介质内的光斑尺寸较大,保证种子光在饱和之前从泵浦光中得到更大的增益,从而得到更高的能量。为了使泵浦光和种子光在空间模式上得到更好的重合,应该使增益介质中泵浦光和种子光的光束直径得到匹配。

如图 3.7 为我们所采用的环形长腔再生放大器的光路示意图。我们选用环形共焦腔作为再生放大器的谐振腔,腔长为 12 m,在腔内放置两片曲率半径 $R=4\text{m}$ 的宽带凹面反射镜,二者之间的距离为 4 m,腔内的普克尔盒、格兰棱镜以及 Ti:sapphire 晶体放置在远离腰斑的位置,普克尔盒以及格兰棱镜处的光斑直径约为 2.5 mm,不会造成损伤。经过计算,在 10 Hz、150mJ 的泵浦能量下,晶体的热透镜焦距为 20 m,这样长的热透镜焦距,在计算腔内模式的时候可以忽略不计。利用 ABCD 矩阵计算长环形腔的稳腔条件以及腔内各个位置处的光斑分布,计算得到该谐振腔稳腔条件:

$$\frac{A+D}{2} = -0.62 \quad (3.7)$$

两片凹面镜上的光斑直径 $\omega_1=\omega_2=3\text{mm}$,腔内腰斑直径 $\omega_0=1.2\text{ mm}$ 。由于 Ti:sapphire 晶体靠近凹面镜放置,其上的光斑近似为 3mm,因此能够支持的最大能量为 56mJ。

该再生放大器的泵浦源是一台闪光灯泵浦的腔外倍频 532 nm 绿光激光器 (Quanta-Ray Pro, 光谱物理公司),该激光器最大的输出单脉冲能量为 300 mJ,激光的重复频率为 10 Hz。实际使用的泵浦能量为 150 mJ,泵浦能量通过分束比为 1:1 的绿光分束片分束以后,分别经过焦距为 1000 mm 的正透镜聚焦到布鲁斯特角切割的 Ti:Sapphire 晶体上。Ti:Sapphire 晶体对于水平偏振的泵浦光单程的吸收效率为 90%,泵浦激光在两块 Ti:Sapphire 晶体上的光斑直径均为 3 mm,对应的功率密度为 20 MW/cm^2 。为了增加有效增益长度并降低热效应的影响,在腔内放置两块 Ti:Sapphire 晶体(具体位置如图 3.8 中所示),晶体的尺寸为 $7\times7\times10\text{ mm}$,既能得到更高的转化效率,也可以缓解单块晶体上的热压力。其中一块晶体放在腔内凹面反射镜的附近,这样可以保证种子腔内单程两次通过 Ti:Sapphire 晶体,更有效地利用泵浦光的能量,得到更高的增益。

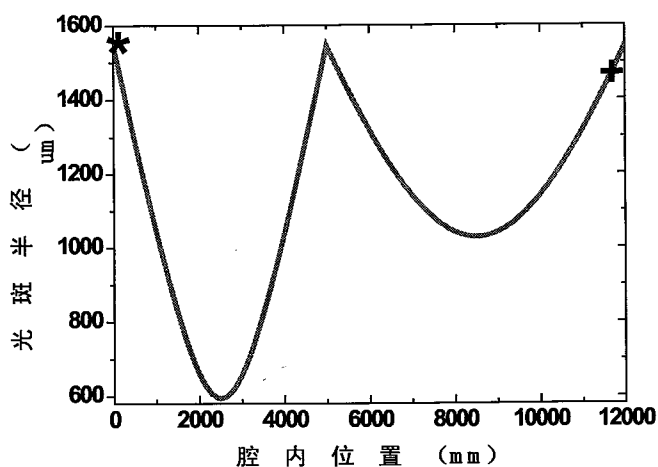


图 3.8 环形再生谐振腔内光斑分布

图中“*”代表贴近凹面镜的 Ti: sapphire 晶体所在的位置，“+”表示靠近普克尔盒的 Ti: sapphire 晶体所在的位置

3.3 超长腔环形再生放大啁啾飞秒激光脉冲的实验及结果讨论

长环形腔再生放大器种子来自于自行搭建的棱镜对补偿色散的 20fs 振荡器 [11], 该振荡器输出功率为 300mW, 重复频率为 80MHz, 光谱的半高全宽为 50nm (图 3.11a), 经过 Öffner 展宽器展宽至 600ps 以后, 注入到再生放大腔内。按照计算得到的再生谐振腔内的光斑分布, 合理设置各个光学元件在腔内的位置, 以免造成对光学元件的损伤。展宽后的水平偏振种子光, 经过选单以后, 经过由半波片和法拉第旋光器组成的隔离器, 偏振方向变成垂直偏振, 经过格兰棱镜反射到腔内, 经过普克尔盒之后偏振转为水平偏振, 进入到 Ti:Sapphire 晶体内进行放大, 当脉冲放大到饱和状态以后, 经过第二个普克尔盒, 偏振方向又变成垂直偏振, 由格兰棱镜导出腔外。再生放大器中, 分别采用两个普克尔盒的电压上升沿来控制种子的注入和导出, 这是因为普克尔盒控制电压的上升时间要短于下降时间, 更有利于去除预脉冲和后脉冲, 提高纳秒量级的对比度。与一般的再生腔相比, 我们没有选择薄膜偏振片作为腔内的偏振元件, 而是使用格兰棱镜, 是因为薄膜偏振片前后两个表面的反射不仅损失能量, 并且还会在主脉冲之前引入皮秒量级预脉冲, 降低系统的对比度。格兰棱镜虽然会引入少量的空间色散, 但不足以影响压缩后放大脉冲的聚焦。利用焦距为 1000mm 的正透镜对泵浦光进行

聚焦,透镜离 Ti:sapphire 晶体的距离为 700mm,经过计算,泵浦激光在 Ti:Sapphire 晶体上的光斑直径为 3.2mm, 与上述计算得到的再生腔内 Ti:sapphire 晶体上的模式匹配,从而可以达到对泵浦光的最大利用率。

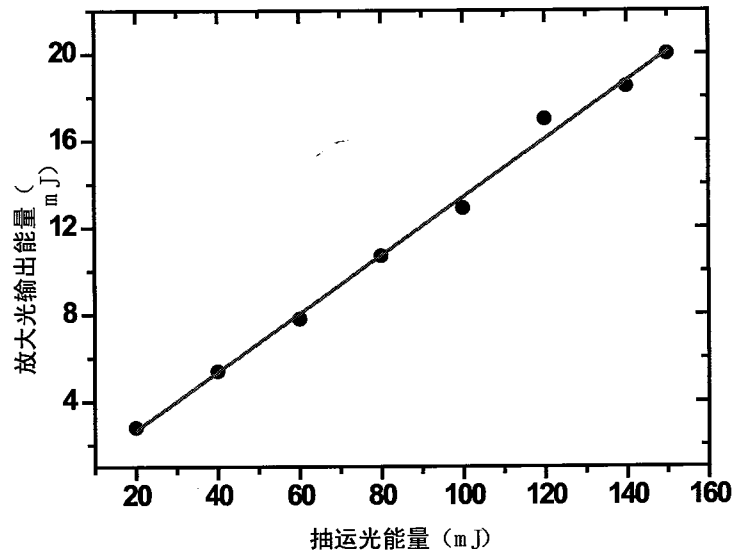


图 3.9 放大激光输出能量随着入射泵浦能量的变化

黑点表示实际测量值, 红线表示线性拟合结果

在 150mJ 泵浦能量下, 得到了 20mJ 的放大能量, 转化效率为 13.3%, 图 3.9 为输出能量随着泵浦能量的变化。考虑到腔内元件的损伤阈值, 并没有继续增加泵浦光的能量, 并且 20 mJ 的放大光能量足以满足后续放大的饱和输出要求。

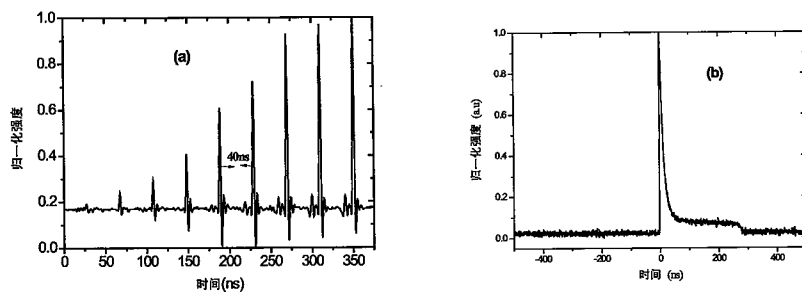


图 3.10 倒空以后长环形腔腔内放大脉冲序列 (a)

与示波器观察到的长环形腔输出的单个放大激光脉冲 (b)

图 3.10 (a) 是长腔再生放大器腔内的脉冲序列, 从图中可以看出, 脉冲之间的间隔为 40ns, 对应的腔长为 12 m。对于放大系统来说, 要适当的选择一个种子进行放大, 避免出现多个种子的情况, 因此要严格监视从放大器冲输出脉冲

的情况；种子倒空后，使用一个光电二极管探测输出激光的情况；图 3.10 (b) 表示放大后倒空输出的放大单脉冲，在饱和的情况下，利用示波器没有观察到预脉冲，经过测量系统的纳秒预脉冲对比度为 1.6×10^5 ，纳秒预脉冲的来源主要是由于选单以及倒空过程中普克尔盒以及格兰棱镜有限的消光比造成的，利用后续的两个普克尔盒进一步对纳秒预脉冲进行抑制，可以提高三个数量级，达到 10^8 以上。

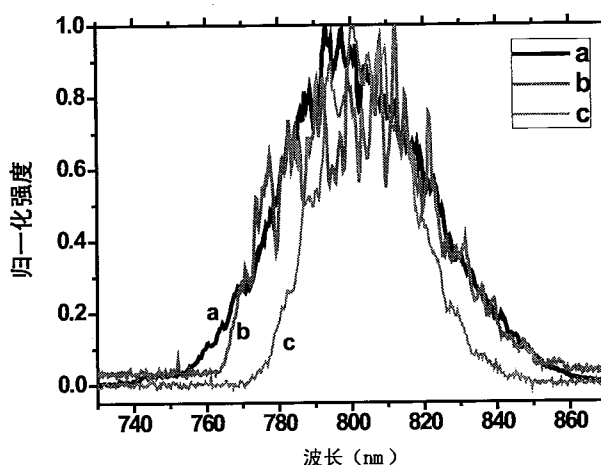


图 3.11 振荡器输出光谱 (a)，未注入种子再生腔自由振荡激光光谱 (b) 以及注入种子后再再生放大输出光谱 (c)

从振荡器输出的脉冲光谱半高全宽为 50nm，如图 3.11(a)所示。未注入种子时，环形再生腔自由振荡的激光光谱底宽为 100nm 左右，如图 3.11(b)所示，可以支持种子光中所有的光谱成分进行放大，注入种子之后，由于增益窄化效应，放大光的光谱变窄，此时的光谱宽度为 30nm，如图 3.11(c)所示，这样的光谱带宽可以支持小于 40fs 的压缩脉冲宽度。在后续的实验中将使用声光调制晶体 (AOPDF) 对种子光的光谱进行调制，抑制增益窄化效应，并且优化整个系统的色散，以得到更窄的压缩脉冲宽度。图 3.12 为使用环形长腔和线性短腔所输出脉冲对比度的比较，可以看出环形长腔具有更好的对比度的优势，皮秒量级的对比度可以达到 10^{-7} ，如果对种子光不进行展宽直接进行放大至微焦量级，然后利用饱和吸收体或者 XPW 技术对 ASE 进行滤波，提高种子激光脉冲的对比度，可以得到更高能量和更高对比度的种子脉冲，注入到长环形腔再生放大器中，将进一步提高放大器输出激光的对比度，可以满足物理实验的要求。

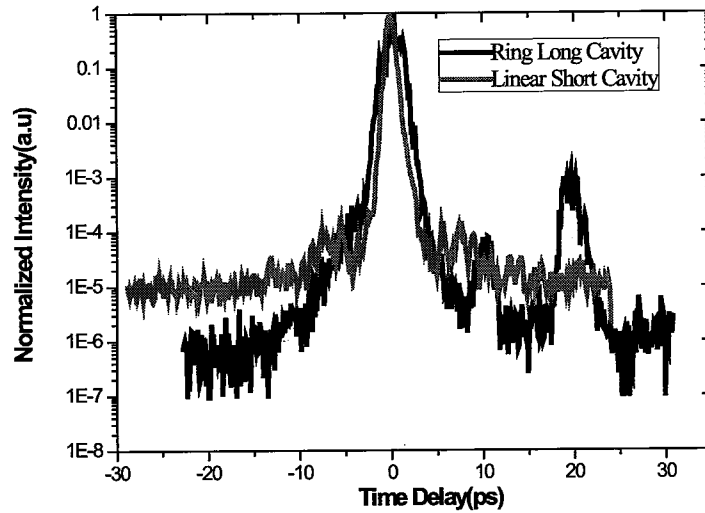


图 3.12 环形长腔再生放大器和线性短腔的输出脉冲对比度比较

3.4 结论

本章介绍了我们搭建的一套长环形腔再生放大激光系统，在 150 mJ 泵浦能量下，得到了单脉冲能量为 20 mJ 的放大激光输出，对应的转化效率为 13.3%。输出光谱为 30nm，可以支持小于 40fs 的压缩脉宽。系统中的 ASE 成分得到了有效地抑制，脉冲对比度达到 10^{-7} ，可以作为高对比度 CPA 系统的前级预放大器，为研制高对比度的几百 TW 量级的超强激光系统打下了良好的基础。

参考文献

1. D. Strickland, and G. Mourou, "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, " *Opt Commun* **56**, 219-221 (1985).
2. H. Zhao, P. Wang, Z. Y. Wei, J. R. Tian, D. H. Li, Z. H. Wang, and J. Zhang, "Highly efficient and stable ring regenerative amplifier for chirped-pulse amplification at repetition rate 1 kHz, " *Chinese Phys Lett* **24**, 115-118 (2007).
3. S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, C. Spielmann, F. Krausz, and K. Ferencz, "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate, " *Opt Lett* **22**, 1562-1564 (1997).
4. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful Femtosecond Pulse Generation by Chirped and Stretched Pulse Parametric Amplification in Bbo Crystal, " *Opt Commun* **88**, 437-440 (1992).
5. Walter Koechner, "Solid-state Laser Engineering", Chapter 4, 2nd Edition, Page195
6. V. Yanovsky, C. Felix, and G. Mourou, "Why ring regenerative amplification (regen)?, " *Appl Phys B-Lasers O* **74**, S181-S183 (2002).
7. M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriya, "0.85-PW, 33-fs Ti : sapphire laser, " *Opt Lett* **28**, 1594-1596 (2003).
8. H. Zhao, P. Wang, Z. H. Wang, H. Teng, D. H. Li, and Z. Y. Wei, "Efficient ring chirped-pulse regenerative amplifier at 1kHz repetition rate, " 2007 Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, Vols 1-4, 762-763 1441 (2007).
9. V. Yanovsky, C. Felix, and G. Mourou, "High-energy broad-band regenerative amplifier for chirped-pulse amplification, " *Ieee J Sel Top Quant* **7**, 539-541 (2001).
10. I. Matsushima, H. Yashiro, and T. Tomie, "10 kHz 40W Ti:sapphire

regenerative ring amplifier, " Opt Lett **31**, 2066-2068 (2006).

11. 赵研英, 韩海年, 滕浩, 魏志义, “采用多通腔望远镜谐振腔结构的 10MHz 重复频率飞秒钛宝石激光器特性研究”2009 物理学报, 58(3) 1709

第四章 飞秒光学参量放大器提高激光脉冲对比度的实验研究

4.1 引言

在基于 Ti:sapphire 晶体的 CPA 系统[1]中,一般采用再生放大[2]和多通放大器[3]作为系统的前级,利用这样的前级放大器可以把振荡器经过展宽以后的 nJ 量级的种子光放大到 mJ 量级,然后再使用后续的放大级次将能量放大到更高。种子光在这样的放大过程中得到了 10^6 左右的增益,种子光增益的同时,ASE 也会被积累,这样就降低了整个系统的对比度。并且,在这样的放大过程中,增益窄化也比较严重,需要额外使用抑制增益窄化效应的器件。为了得到更宽的带宽以及更高的对比度,使用光学参量放大器[4, 5]作为整个系统的前级成为一种有效的选择。

光学参量放大器不同于基于激光介质的放大器,参量过程使用的介质是非线性光学晶体。泵浦光、信号光和闲频光在非线性光学晶体中能量发生耦合,满足能量守恒和动量守恒定律后信号光便可以放大。光学参量放大器中,不存在增益窄化的现象,因此可以实现很宽的增益带宽。在合适的泵浦功率密度下,光学参量放大器的单程增益可以达到 10^4 以上,单程增益远远大于普通激光介质中的单程增益。在提高脉冲对比度方面,光学参量放大器具备固有的优势,因为光学参量放大过程中不产生自发辐射,并且可以通过控制泵浦光的功率密度来控制参量荧光的产生,因此,利用光学参量放大器可以得到带宽较宽,对比度很高的脉冲,是一种理想的放大器。但是,光学参量放大器与激光介质放大器相比较,也有缺点,比如非线性晶体容易受到温度、湿度以及机械振动等因素的影响,造成能量的不稳定。此外,参量过程中的信号光、闲频光和泵浦光在时间上要精确同步,这也就对参量放大器提出了更高的要求。通过精确的控制实验条件以及准确计算参量过程中各种参数的演化,就可得到理想的参量放大器。

将再生放大器或者是多通放大器替换成光学参量放大器的 CPA 系统称为光学参量啁啾脉冲放大器,简称为 OPCPA。在 OPCPA 系统中,OPA 泵浦光的时间尺度一般为百皮秒或者是纳秒量级,因此在这个时间尺度内就可能积累大量的参量荧光,从而影响最终脉冲的对比度。如果使用超短脉冲作为 OPA 的泵浦激

光[4, 6-9]就可以有效抑制参量荧光的产生, 尤其是采用飞秒脉冲作为 OPA 的泵浦激光, 将极大提高放大脉冲在皮秒时间尺度内的对比度。本文将详细阐述使用飞秒非共线 OPA 提高 CPA 系统脉冲对比度的技术方法和实验结果。

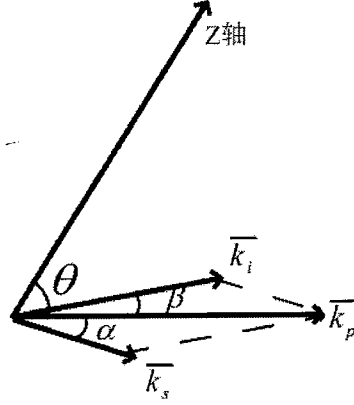


图 4.1 参量过程中三波相互作用示意图

在光学参量放大器中, 能量较小的信号光和能量较大的泵浦光在合适的非线性光学晶体中发生三波耦合作用, 同时产生另外一束激光, 即闲频光, 三波之间满足动量守恒和能量守恒。图 4.1 所示的是 OPA 三波参量相互作用示意图[10]。其中 k_p , k_s 和 k_i 分别代表泵浦光, 信号光和闲频光在非线性晶体中的波矢, 而 α 和 β 分别代表信号光和闲频光与泵浦光之间的非共线角度, θ 表示泵浦光的波矢和光轴之间的夹角, 即相位匹配角。在相位匹配的情形下满足:

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_s + \omega_i \\ \vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \end{cases} \quad (4.1)$$

在群速度失配很小, 可以忽略不计的情形下, OPA 过程能够用一组简化的三波相互作用的耦合波方程来描述:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} E_i(z, t) &= \frac{i\omega_i}{n_i c} d_{\text{eff}} E_p(z, t) E_s^*(z, t) \exp(-iz\Delta k) \\ \frac{d}{dz} E_s(z, t) &= \frac{i\omega_s}{n_s c} d_{\text{eff}} E_p(z, t) E_i^*(z, t) \exp(-iz\Delta k) \\ \frac{d}{dz} E_p(z, t) &= \frac{i\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} E_i(z, t) E_s(z, t) \exp(iz\Delta k) \end{aligned} \quad (4.2)$$

其中, 下标 s , i 和 p 分别代表信号, 闲频和泵浦光, E , ω 和 n 分别代表信号, 闲频和泵浦光的电场强度, 频率和折射率。 d_{eff} 代表的是有效非线性系数。

$\Delta k = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i$ ，代表泵浦光，信号光，闲频光之间的相位失配量。在平面波近似和小信号增益近似情形下，可以得到增益（放大倍数）的解析表达式[11]为：

$$G = 0.25 \exp\{2[\gamma^2 - (\Delta k / 2)^2]^{1/2} L\} \quad (4.3)$$

其中， $\gamma = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{I_p / 2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i \cos(\alpha - \rho) \cos(\beta - \rho)}$ ，称之为增益系数， I_p 为泵浦光强， ρ 参量光束的走离角； L 为非线性晶体的长度。

在宽带参量放大的过程中，信号光具有很宽的带宽。若信号光没有角色散，所有波长成分与泵浦光夹角均为 α ，则在信号光中心波长满足相位匹配情形下，信号光中偏离中心波长的部分，不可避免会出现相位失配 Δk ，当波长远离中心波长足够远的时候，相位失配 Δk 就会足够大，由 4.3 式可知，这些波长成分就不能够获得放大。所以，对于宽带放大的 OPA 而言，一个重要的性能指标便是 OPA 能够支持的最大放大带宽，通常，定义允许的相位失配量范围为：

$$-\pi / L \leq \Delta k \leq \pi / L \quad (4.4)$$

参照图 4.1，并且假设沿垂直于泵浦光波矢方向无相位失配，也就是 $k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta$ ，可以得到相位失配的表达式：

$$\Delta k = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta \quad (4.5)$$

将相位失配 Δk 关于频率 $\Delta \omega_s$ 展开成一个泰勒级数，如下：

$$\Delta k = \Delta K_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \Delta \omega_s^2 + \dots \quad (4.6)$$

$\Delta K_0 = 0$ ，为中心频率的相位失配量。结合 4.4 式与 4.6 式，可以得到允许的信号光波长变化范围 $\Delta \lambda$ ，我们将其称之为参量带宽：

$$\Delta \lambda = \begin{cases} \frac{\lambda_s^2}{c} \cdot \frac{|u_{si}|}{L} & \frac{1}{u_{si}} \neq 0 \\ \frac{0.8 \lambda_s^2}{c} \cdot \sqrt{\frac{1}{L \cdot |g_{si}|}} & \frac{1}{u_{si}} = 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\text{式中} \begin{cases} \frac{1}{u_{si}} = \frac{1}{v_i \cos(\alpha + \beta)} - \frac{1}{v_s} \\ g_{si} = \frac{1}{2\pi v_s^2} \tan(\alpha + \beta) \tan \beta \left[\frac{\lambda_s}{n_s} + \frac{\lambda_i}{n_i} \cos(\alpha + \beta) \right] - (g_s + g_i) \end{cases},$$

其中 L 代表晶体长度, v_s 和 v_i 分别代表信号光和闲频光的群速度, 而 g_s 和 g_i 分别代表信号光和闲频光的群速度色散(GVD)。4.7 式中的第二项成立时候, 会有最大的参量带宽。这个时候 $v_i \cos(\alpha + \beta) = v_s$, 也就是闲频光群速度在信号光传播方向的投影等于信号光群速度。

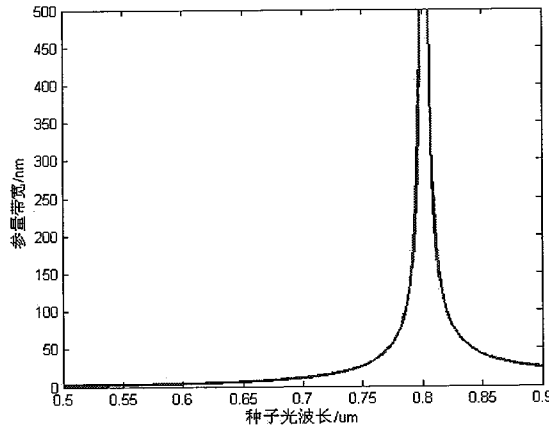


图 4.2 泵浦中心波长为 405 nm, 信号光中心波长为 800nm, 非共线角为 1° , 相位匹配角为 28.95° (对应 800nm 中心波长), 3mm BBO 条件下, 不同种子光波长对应的参量带宽。

由 4.7 式可知, 参量带宽主要取决于两个量, 晶体长度 L 和信号光与泵浦光之间的夹角 α 。在晶体长度 L 确定的时候, 可以通过改变 α 来获得最大的参量带宽。在我们所采用的飞秒光学参量放大器中, 使用的泵浦激光的中心波长为 405nm, 由第一级 CPA 放大器放大脉冲的二倍频得来。非线性光学晶体采用 I 类相位匹配的 BBO 晶体, 晶体的厚度为 3mm, 信号光的中心波长为 800nm, 利用 (4.7) 式可以计算得到信号光和泵浦光之间的夹角为 1° 的时候可以得到最大的参量带宽。图 4.2 表示不同的中心波长变化的条件下, 参量带宽的变化。

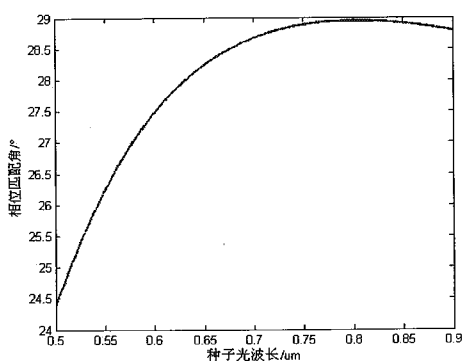


图 4.3 泵浦中心波长为 405 nm，信号光中心波长为 800nm，非共线角为 1° 条件下不同波长对应的相位匹配角

图 4.3 表示当非共线角为 1° 的情况下，相位匹配角随着波长的变化，中心波长为 800nm 的时候，其相位匹配角为 28.95°，这样就可以指导我们订购非线性光学晶体的相应参数。

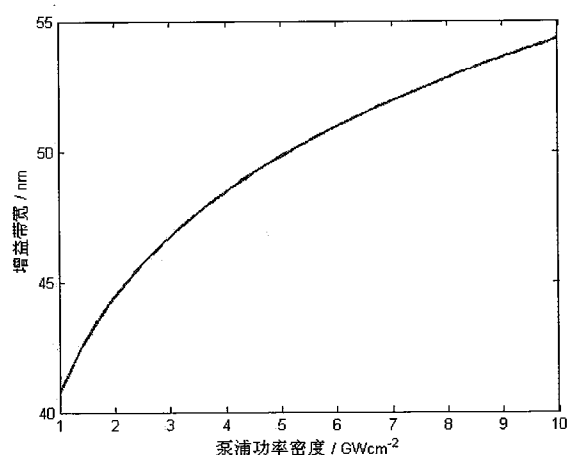


图 4.4 泵浦中心波长为 405 nm，信号光中心波长为 800nm，非共线角为 1°，相位匹配角为 28.95°（对应 800nm 中心波长），3mm BBO 条件下，不同泵浦功率密度条件下所对应的增益带宽

在参量过程中，还有另外一个表征放大带宽的参数—增益带宽。增益带宽的定义如下：满足 $G = \frac{1}{2}G_0(\Delta k=0)$ 的信号光波长范围为增益带宽。由 4.3 式可以知道，增益系数受到泵浦光强 I_p 的影响，所以增益带宽是一个与 I_p 有关的量，增益带宽的具体表达式[12]如下：

$$\Delta\lambda_g = \begin{cases} \frac{0.53\lambda_s^2}{c} \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{L}} \cdot |u_{si}| & \frac{1}{u_{si}} \neq 0 \\ \frac{0.58\lambda_s^2}{c} \cdot \left(\frac{\gamma}{L}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \sqrt{\frac{1}{|g_{si}|}} & \frac{1}{u_{si}} = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

这里用 $\Delta\lambda_g$ 来表示增益带宽，以与参量带宽 $\Delta\lambda$ 区别，表达式中的各个符号的含义，已经在上面定义。由 4.8 式可知，在 $v_i \cos(\alpha + \beta) = v_s$ 时候，增益带宽有最大值，且增益带宽随着泵浦光强的增强（增益系数变大）而不断增大，在泵浦光强达到某一个值的时候，增益带宽 $\Delta\lambda_g$ 便会跟参量带宽 $\Delta\lambda$ 一样大，继续增大光强，还会超过参量带宽。但实际上，参量带宽是 OPA 能够支持的最大增益带宽，因为参量带宽是由允许的相位失配决定的，他给出了增益带宽的最大可能值。实际的放大带宽在光强较小时候，是由增益带宽决定的，且随光强增强而增加，但是当增益带宽被饱和到了参量带宽，这个时候的放大带宽就等于参量带宽而不会继续增加了。图 4.4 表示增益带宽随着不同的泵浦功率密度的变化。

此外，由于不同的信号光对应不同波长的闲频光，并且在非共线的条件下，闲频光的具有一定的角分布，也就是说不同的闲频光的光谱成分分布在不同的角度上，闲频光光束具有空间的角色散，图 4.5 表示闲频光的角分布，通过闲频光的角分布可以选择不同波长成分，如果需要降低闲频光的角色散特性应当尽量减小泵浦光和信号光之间的非共线角。

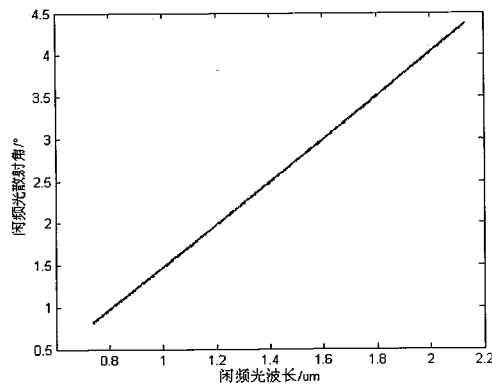


图 4.5 泵浦中心波长为 405 nm，信号光中心波长为 800nm，非共线角为 1°，相位匹配角为 28.95°（对应 800nm 中心波长），3mm BBO 条件下，闲频光不同波长成分的角分布

4.2 零同步参量放大提高飞秒激光脉冲对比度的实验设计

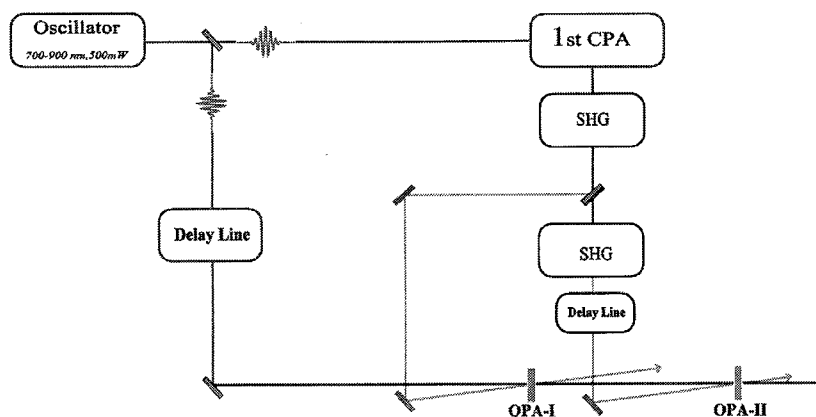


图 4.6 飞秒 OPA 光路设计示意图

基于超短脉冲泵浦的光学参量放大提高脉冲对比度的优势，我们在“极光-III 系统中”建立了基于飞秒光学参量放大器的双 CPA 系统，整个系统的设计示意图如图 4.6 所示。整个系统的种子源是自行搭建的亚十飞秒 Ti:Sapphire 振荡器，该振荡器的光路示意图 4.7 所示，振荡器中所有的镜片均为啁啾镜，通过精确计算色散量，可以保证输出脉冲的宽度保持在亚十飞秒。该振荡器的重复频率为 80MHz，光谱范围为 680-880nm(图 4.8)，利用该宽谱的振荡器可以得到更宽光谱的放大脉冲。

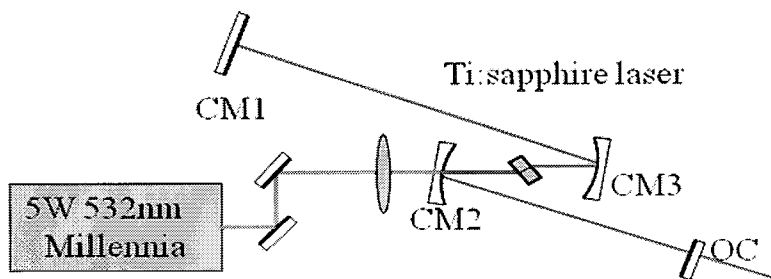


图 4.7 系统中所使用的种子源振荡器示意图

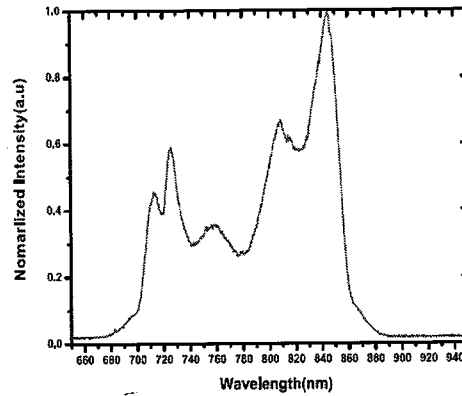


图 4.8 系统种子源振荡器输出的光谱

4.2.1 飞秒 OPA 信号光延时光路

飞秒 OPA 区别于长脉冲 OPA 的一个方面就是, 信号光和泵浦光到达非线性光学晶体的时候需要在飞秒量级之内精确地重合, 这就需要二者在空间上具有微米量级的同步精度。在我们实验中, OPA 的泵浦光经历了第一级 CPA 放大, 其光程达到了 30 m 左右, 因此信号光也要经历相应的光程。一般的方式是利用多个光学镜片将脉冲进行多次反射, 但是这样不仅提高了成本, 而且光束在传播的过程中会发散很严重, 需要进行外加的准直系统进行准直, 使得实验变得复杂。在本实验中, 我们受到长腔振荡器[13]的启发, 设计了新型的光路延时结构, 如图 4.9 所示。

实验中采用的光路延时结构的基本思想就是利用 Herriott 望远镜的原理, 首先利用光学反射镜将光脉冲输入到该延时光路之中, 大口径的凹面反射镜以及平面反射镜使得光脉冲在这个结构之内往返多次, 得到所需要的光程之后, 利用反射镜将光脉冲从该结构中输出。大口径凹面反射镜和平面反射镜之间的距离以及凹面反射镜的曲率半径合理设置使得该望远镜的 q 值保持不变, 输入输出的光斑直径大致相等。该光路延时技术结构简单、对光脉冲的能量损耗小、不产生过多的正色散、输入输出的光斑直径大致相等、成本低廉, 更重要的是可以灵活变换各种参数实现任意光程。

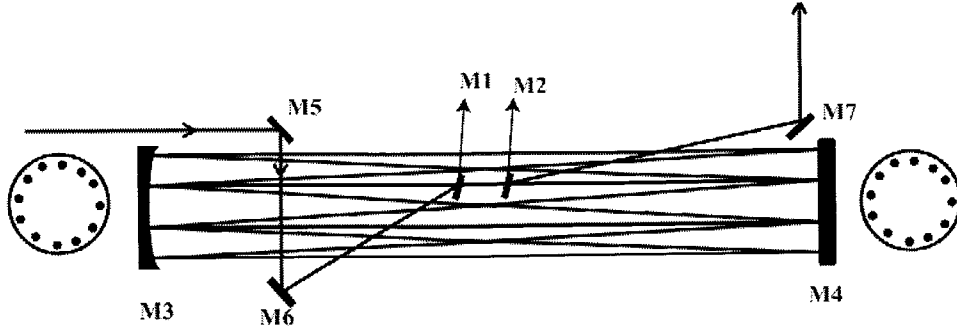


图 4.9 新型的光路延时结构

图 4.9 中构成望远镜长腔延时系统的平面镜的曲率半径 R_1 为无穷大，大口径凹面镜的曲率半径为 R_2 ，两者之间的间距为 L 。当入射光线偏离中心光轴入射，并且大口径平面镜和凹面镜满足一定条件时，腔镜对光线的多次反射使得光线每经过一次镜面反射就有一个旋转角，改变入射光线相对光轴的角度，在每一个镜面上的反射光斑则组成一个椭圆或圆。根据激光的传输特性，光束在望远镜长腔内往返一次的 ABCD 传输矩阵是：

$$M_T = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2L}{R_2} & 2L(1 - \frac{L}{R_2}) \\ -\frac{2}{R_2} & 1 - \frac{2L}{R_2} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

光线在腔内传输 n 次的传输矩阵为

$$M_T^n = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n = \begin{pmatrix} \frac{A-D}{2} \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} + \cos n\theta & B \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} \\ C \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} & \frac{D-A}{2} \frac{\sin n\theta}{\sin \theta} + \cos n\theta \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

其中：

$$\cos \theta = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{2L}{R_2} \quad (4.11)$$

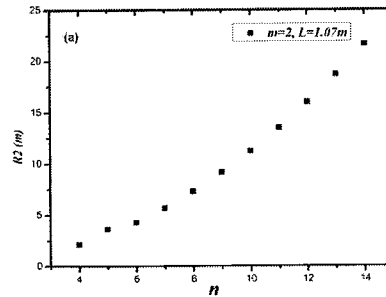
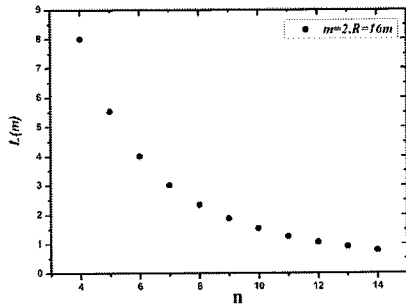


图 4.10 凹面镜和平面镜之间的距离 L 以及凹面镜的曲率半径 R 随着反射次数 n 的变化

要保证高斯光束经过多通长腔后, q 因子保持不变, 则需要满足 $M_T^n = (-1)^m$ 。分析表明: 只要在 $n\theta = m\pi$ 的条件下, 等式 (4.10) 才能满足 $M_T^n = (-1)^m$ 。这里 n 代表光线在腔内往返的次数, 也代表大口径镜片上光斑的个数。 $m\pi$ 代表光线绕光轴旋转的角度, n 、 m 均为整数。根据等式 (4.11) 可以得到凹面镜的曲率半径 R_2 , 凹面镜与平面镜之间的距离 L , 以及光线旋转的角度 θ 之间的关系, 如下:

$$L = \frac{R_2}{2} \left(1 - \cos \frac{m\pi}{n} \right) \quad (4.12)$$

图 4.10 为凹面镜和平面镜之间的距离 L 以及凹面镜的曲率半径 R 随着反射次数 n 的变化, 通过合理设置凹面镜和平面镜之间的距离, 以及凹面镜的曲率半径就可以使得高斯光束通过该延时系统之后保持光束直径不发生变化, q 因子保持不变。在实际实验中, 我们采用的凹面镜的曲率半径为 16 m, 凹面镜与平面镜之间的距离为 1.07m, 脉冲在凹面镜和平面镜上的反射次数均为 12 次, 这样信号光在这个延时装置中就会产生约为 25.7 m 的光程。

4.2.2 飞秒 OPA 光路设计

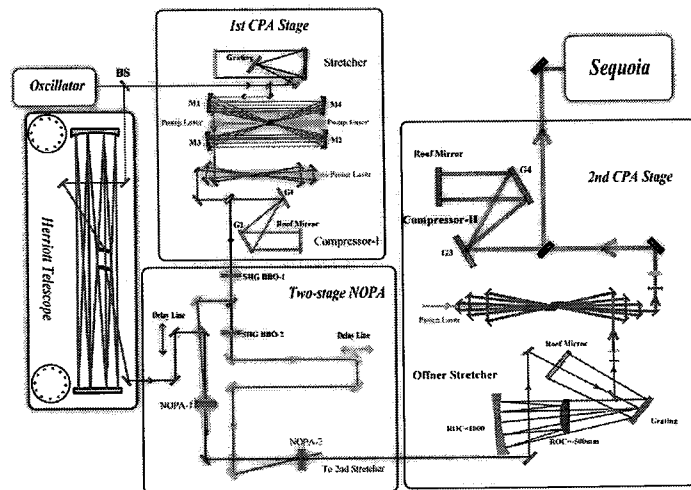


图 4.11 飞秒 OPA 的实验光路设计

图 4.11 为飞秒 OPA 的实验光路设计, 振荡器的输出功率为 500mW, 使用宽带分束片(700-900nm)将输出的脉冲分为两部分, 一部分(70%)进入第一级 CPA

系统之中进行放大，放大后的脉冲倍频以后作为飞秒 OPA 的泵浦光，另外一部分(30%)经过光路延时系统作为飞秒 OPA 的信号光。信号光的光路延时系统在上文已经详细的介绍过，在此将不再赘述。

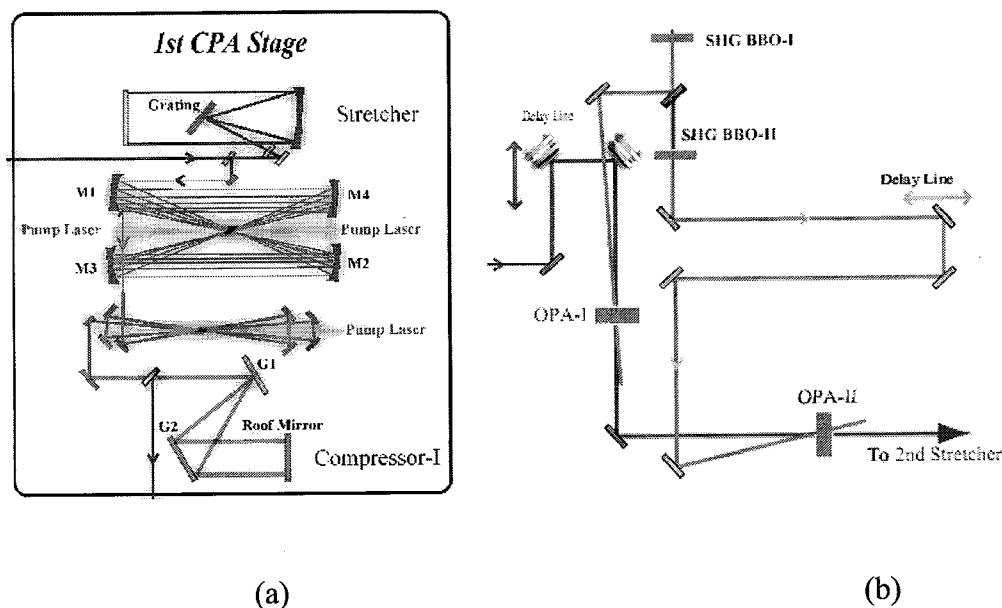


图 4.12 第一级 CPA(a)以及飞秒 OPA 光路结构(b)

第一级 CPA 放大系统如图 4.12(a)所示，由三部分组成：Martinez 型展宽器，两级多通放大器和光栅对压缩器。展宽器为经典的 Martinez 型，其中光束入射到光栅的角度为 21° ，光栅刻线为 1200 l/mm ，利用该展宽器将脉冲展宽到 100ps 左右。展宽后的脉冲的功率约为 50mW ，进入到两级多通放大器中进行放大。第一级多通为 10 通放大，使用 4 片曲率半径为 500mm 的凹面镜构成共焦结构，Ti:sapphire 晶体放置在焦点附近。第一级 10 通放大器将脉冲放大到 1.3mJ ，第二级四通放大器将脉冲进一步放大到 8mJ ，两级多通放大器的泵浦源为氙灯泵浦的腔外倍频 532nm 绿光激光器 (Quanta-Ray, Spectra-Physics)，放大后的脉冲进入到光栅对压缩器进行压缩，压缩器中光栅的刻线数为 1480 l/mm ，光栅对的间距为 380mm ，压缩后的脉冲宽度为 70fs ，能量为 4mJ ，整个传输的效率为 50% 。利用 I 类相位匹配的 BBO 晶体 ($10 \times 10 \times 1 \text{ mm}$ ， $\theta=28.9^\circ$ ， $\phi=0^\circ$) 对放大后的压缩脉冲进行倍频，倍频以后的能量为 $500\mu\text{J}$ ，用来泵浦第一级 OPA 系统，为了进一步提高放大光的能量，需要增加第二级 OPA 进行放大，第二级 OPA 所使用的泵浦光为第一级倍频时所剩余的基频光再次倍频所得。两级 OPA 所使用的晶体均为 I 类相位匹配的 BBO 晶体 ($10 \times 10 \times 3 \text{ mm}$ ， $\theta=28.9^\circ$ ， $\phi=0^\circ$)，经过两次 OPA 放

大得到的最终放大的能量为 $26\mu\text{J}$ ，这样，信号光的总增益为 3.4×10^4 。由于信号光和泵浦光的时间尺度均为飞秒量级，信号光中在这个时间尺度外的背景噪声均不能被放大，所以信号光对比度的提升取决于总增益，因此最终信号光相应的对比度提高四个数量级，图 4.12(b) 为 NOPA 的光路示意图。

4.3 光学参量放大提高飞秒激光脉冲对比度的实验及结果讨论

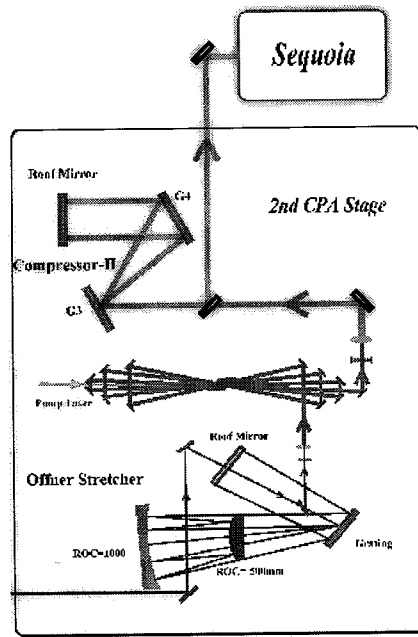


图 4.13 第二级 CPA 光路示意图

利用两级 OPA 将脉冲放大以后，就将脉冲注入到第二级 CPA 系统之中进行放大。第二级 CPA 系统的结构如图 4.13 所示，OPA 放大后的脉冲经过 Öffner 展宽器进行展宽，脉冲被展宽到 600ps 左右，利用一级高增益的多通放大系统将脉冲放大到 10mJ ，同样利用光栅对压缩器将脉冲压缩回飞秒量级。使用商品化的扫描式三阶互相关仪(Sequoia, Amplitude Technologies Inc)测量压缩后脉冲的对比度。一般情况下，直接从振荡器输出的脉冲的对比度为 10^6 - 10^7 ，据此推算从 OPA 输出的脉冲的对比度应该在 10^{10} - 10^{11} 。经过测量脉冲在百皮秒乃至 50 皮秒时间范围内的对比度为 10^{-10} 量级，如图 4.14 所示，在 30ps 和 10ps 时间尺度范围内的对比度仍达到了 10^9 和 10^7 。在时间为 -15ps 的时间段附近有对比度有所下降，原因可能是 ASE 也可能是参量荧光的影响，下一步的实验中将诊断出具体原因并采取相应的措施进行改善(如 XPW 滤波或者饱和吸收体)。

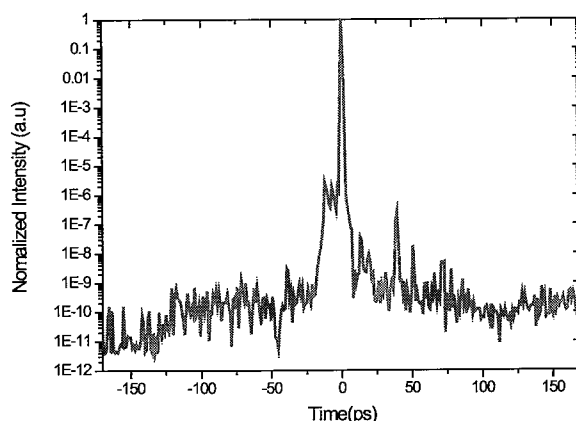


图 4.14 利用商用三阶相关仪测量得到的从-175ps 到 175ps 的脉冲对比度

不仅 ps 范围内的背景噪声信号会对物理实验有很大的影响，在纳秒范围内的预脉冲也直接影响实验的结果，飞秒光学参量放大器对于纳秒量级预脉冲没有放大的效果，本身就具有对比度高的优势。为了进一步提高系统的纳秒对比度，我们在系统中加入了另外一个 PC 来抑制由于选单过程中偏振元件有限消光比所引入的预脉冲。

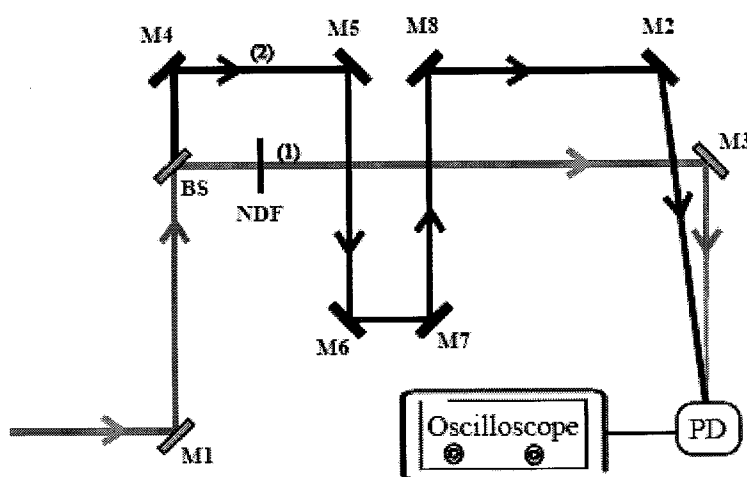


图 4.15 常规纳秒预脉冲测量装置示意图。其中 BS 为分束片，M1~M8 是镀有 800nm 全反射膜的 45 度反射镜；NDF 表示标定好的中性衰减片，PD 代表光电二极管。(1)为主脉冲测量光路，(2)为预脉冲测量光路

传统的测量纳秒预脉冲强度的方式如图 4.15 所示，其测量的原理就是直接将预脉冲以及主脉冲分两路导入光电管，再通过示波器观测，如图 1 所示，(1)路为主脉冲测量光路(这一路中预脉冲被衰减无法观测)，(2)路为预脉冲测量光路

(这一路中主脉冲饱和和无法测量)。测量的方法是首先测量主脉冲脉冲经过光路(1)在示波器上的示数 V_1 ，然后测量经过光路(2)时预脉冲的示数 V_2 ，考虑分束比以及衰减倍数就可以得到纳秒预脉冲的对比度。这种方法的很大一个局限就是，当激光脉冲对比度较高时，为了观测到预脉冲，需要将(2)路中的脉冲功率密度提高，提高到一定的程度以上时，往往就超过了光电管的损伤阈值，因此限制了测量的动态范围。

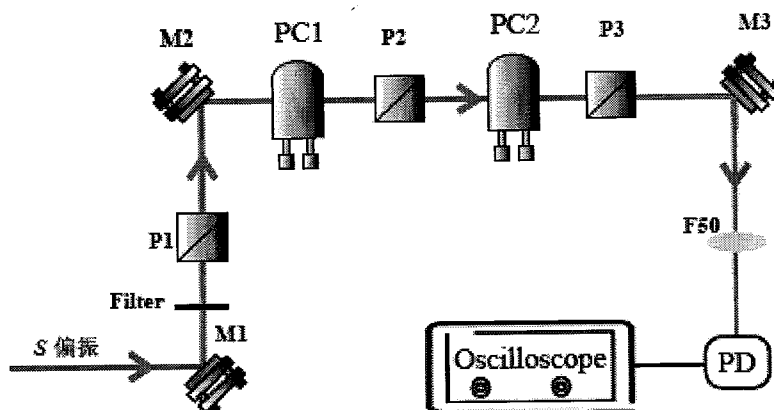


图 4.16 实验装置示意图。其中 M1、M2、M3 是三个镀有 800nm 全反射膜的 45 度反射镜；P1、P2、P3 是三个直径 20mm 的格兰棱镜；PC1、PC2 是两个普克尔盒；PD 代表光电二极管，而 Filter 是实验中加入的衰减片

针对以上测量方法的缺陷，我们发展了新型的测量纳秒预脉冲强度的方法，如图 4.16 所示，普克尔盒（Pockels Cells, PC）与格兰棱镜配合使用，可以使主脉冲强度在 PC 通电时被大大削弱，而不会对预脉冲造成影响，从而提高了 ns 对比度测量的动态范围，因此 PC 的消光比直接决定了 ns 对比度测量动态范围的提高程度。本实验中采用两组 PC 和格兰棱镜来进行实验，使得 ns 对比度测量的动态范围提高了 3 个量级，并且测量得到了 2.95×10^{-8} 的激光脉冲对比度。使用 OPA 的另外一个优点就是可以抑制增益窄化的效应，得到更宽的光谱宽度。首先，我们在实验中采用了超宽带的振荡器作为信号源，这就为得到更窄的脉冲奠定了基础，通过合理的计算非线性晶体的增益带宽可以保证其宽带输出。其次，OPA 本身的性质也可以保证信号光可以在一个很宽的光谱范围内得到增益。最终得到的放大光的光谱半高全宽(FWHM)为 41nm，可以支持小于 30fs 的脉冲宽度。图 4.17 为经过第二级 CPA 放大以后的光谱及其所支持的傅里叶转换极限的

脉冲宽度

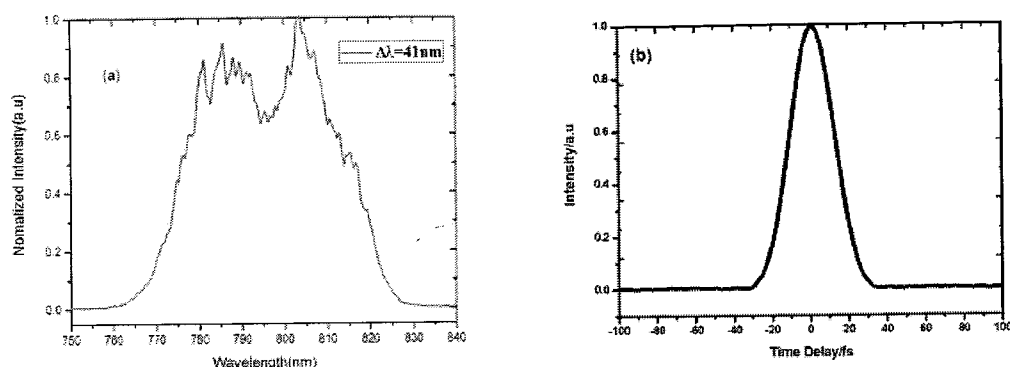


图 4.17 经过第二级 CPA 放大以后的光谱以及支持的傅里叶转换极限的脉冲宽度

在一个激光放大系统之中，光束的空间质量也是很重要的参数。它不仅决定了后级放大器的效率，也决定了光学元件是否会有被损伤的潜在危险。利用商用的光束质量分析仪(Spiricon M^2 -200s)测量了经过第二级 CPA 放大以后的光束的 M^2 因子，如图 4.18 所示，经过测量得到光束的在两个方向上的 M^2 因子分别为 $M_x^2=1.128$ ， $M_y^2=1.105$ ，光束质量非常良好，适合后级的放大器进行高效率的放大。

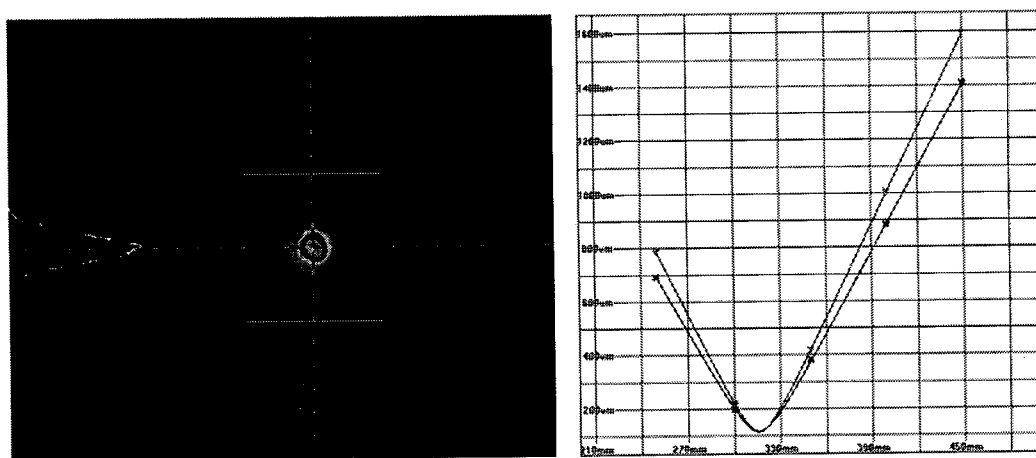


图 4.18 光束的远场分布以及利用商用的光束质量分析仪测量得到的两个方向上的 M^2 因子

4.4 小结

我们在“极光-III”双啁啾脉冲放大装置中，设计建立了新型的飞秒 OPA 系统提高了整个装置的脉冲对比度，在百皮秒的时间尺度内，系统的对比度提高到了 10^{-10} ，并且利用该方法有效地抑制了增益窄化效应，最终得到了半高全宽为 41nm 的光谱带宽，可以支持小于 30fs 的脉冲宽度。光束的在两个方向上的 M^2 因子分别为 $M_x^2=1.13$ ， $M_y^2=1.11$ ，良好的光束质量适合后级的放大器进行高效率的放大。该方法结合其他的提高脉冲对比度的方法，如 XPW、等离子体镜等使用可以使得系统的对比度得到更高的提高。

参考文献

1. D. Strickland, and G. Mourou, "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, " *Opt Commun* **56**, 219-221 (1985).
2. I. Matsushima, H. Yashiro, and T. Tomie, "10 kHz 40 W Ti : sapphire regenerative ring amplifier, " *Opt Lett* **31**, 2066-2068 (2006).
3. S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, C. Spielmann, F. Krausz, and K. Ferencz, "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate, " *Opt Lett* **22**, 1562-1564 (1997).
4. Y. Tang, I. N. Ross, C. Hernandez-Gomez, G. H. C. New, I. Musgrave, O. V. Chekhlov, P. Matousek, and J. L. Collier, "Optical parametric chirped-pulse amplification source suitable for seeding high-energy systems, " *Opt Lett* **33**, 2386-2388 (2008).
5. H. Kiriya, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Okada, T. Motomura, H. Daido, T. Kimura, and T. Tajima, "High-contrast, high-intensity laser pulse generation using a nonlinear preamplifier in a Ti : sapphire laser system, " *Opt Lett* **33**, 645-647 (2008).
6. R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada, K. A. Flippo, J. C. Fernandez, and B. M. Hegelich, "High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification, " *Opt Lett* **34**, 2273-2275 (2009).
7. C. Liu, Z. H. Wang, W. C. Li, Q. Zhang, H. N. Han, H. Teng, and Z. Y. Wei, "Contrast enhancement in a Ti:sapphire chirped-pulse amplification laser system with a noncollinear femtosecond optical-parametric amplifier, " *Opt Lett* **35**, 3096-3098 (2010).
8. H. Kiriya, M. Michiaki, Y. Nakai, T. Shimomura, H. Sasao, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Tanoue, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagisaka, I. Daito, D. Wakai, F. Sasao, M. Suzuki, H. Kotakai, K. Kondo, A. Sugiyama, S.

- Bulanov, P. R. Bolton, H. Daido, S. Kawanishi, J. L. Collier, C. Hernandez-Gomez, C. J. Hooker, K. Ertel, T. Kimura, and T. Tajima, "High-spatiotemporal-quality petawatt-class laser system, " *Appl Optics* **49**, 2105-2115 (2010).
9. C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, and J. D. Zuegel, "High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems, " *Opt Lett* **32**, 2143-2145 (2007).
10. 许长文, "LD 泵浦的新型全固态被动锁模激光及参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的研究", P86, 中国科学院物理研究所博士论文
11. Richard A. Baumgartner, and Robert k. Byer, "Optical Parametric Amplification", *IEEE J. Quantum Elect.* **15**, 432 (1979)
12. 刘红军, 陈国夫, 赵卫, 王屹山, "三波混频光参量放大器中带宽的研究", *中国激光* **29**, 680, (2002)
13. A. Sennaroglu, and J. G. Fujimoto, "Design criteria for Herriott-type multi-pass cavities for ultrashort pulse lasers, " *Opt Express* **11**, 1106-1113 (2003).

第五章 利用非共线光学参量放大产生高对比度 1053nm 脉冲

5.1 引言

在基于快点火技术[1, 2]方案的惯性约束核聚变中, 通常使用皮秒量级的高能量激光作为点火激光。快点火方案中, 高峰值功率密度以及高能量的激光脉冲一般使用增益中心波长为 1053nm 的钕玻璃作为增益介质进行激光的放大。在该激光脉冲与物质相互作用的时候, 同样对于脉冲的对比度提出了很高的要求。在掺钛蓝宝石的啁啾脉冲放大系统中所使用的提高脉冲对比度的方法同样适用于钕玻璃的放大系统之中。为了最终得到大能量的 1053nm 脉冲激光, 首先就需要一个高能量以及高对比度的 1053nm 激光种子源[3]。得到高对比度的 1053nm 种子源的途径有很多, 可以使用 XPW 技术[4, 5]或者饱和吸收体技术对现有的 1053nm 激光脉冲进行滤波, 可以使用等离子体镜[6, 7]提高压缩后的大能量激光的脉冲对比度, 也可以使用 OPCPA 技术[8]进行 1053nm 脉冲激光的放大。如果直接产生高对比度的高能量 1053nm 激光脉冲, 然后利用这个脉冲作为种子源进行放大, 不仅技术方案简单易行, 而且更有利用和现有的大能量 1053nm MOPA 系统进行对接, 得到大能量的脉冲输出。

为了得到尽可能宽的光谱增益带宽, 一般使用非共线 OPA(NOPA)[9]的方式对信号光进行放大。当信号光和闲频光之间的夹角满足一定条件的时候, 不仅可以得到很宽的光谱带宽, 而且可以有效地减少信号光和泵浦光之间的走离, 得到更高的增益[10]。除了能够得到宽谱的放大信号以外, 利用飞秒光学参量放大器还可以实现很方便的波长调谐, 为超快光学以及光谱学提供重要的工具。在飞秒光学参量放大器中, 由于闲频光的产生是瞬时的, 所以闲频光可以看作是理想的高对比度的种子光[11]。产生近红外闲频光的方法有很多, 其中最常见的利用飞秒放大激光作为驱动源, 聚焦到白宝石片上, 产生白光超连续, 白光的光谱可以覆盖可见光到近红外波段, 以白光超连续作为信号光进行参量放大[10, 12, 13], 得到近红外的闲频光。由于在这个过程中, 信号光和泵浦光相互作用的时间是在飞秒量级, 所以在这个时间尺度之外的荧光信号不存在于闲频光之内, 对比度得到很大的提高[11, 14]。

本章将首先对非共线光学参量放大器的原理进行简单的介绍,然后将详细介绍使用飞秒光学参量放大器得到高对比度的 1053nm 脉冲的实验方案和实验结果。

5.2 非共线光学参量放大的原理及特点

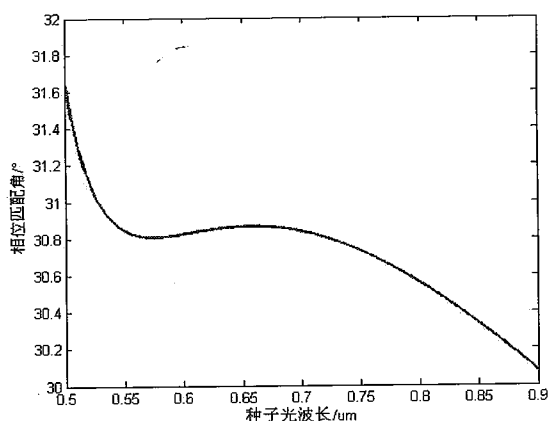


图 5.1 泵浦中心波长为 405 nm, 信号光中心波长为 658nm, 非共线角 $=3.65^\circ$, 3mm BBO 条件下, 不同的信号光波长对应的相位匹配角。

在非共线相位匹配条件下, 假设泵浦光为单色光, 中心波长为 405nm, 使用 I 类相位匹配的 BBO 晶体, 信号光的中心波长为 658nm, 非共线 OPA 所涉及的相关理论在第四章已经详细的给出, 下面结合本实验的具体情况简要介绍相位匹配角、非共线角、增益带宽、参量带宽的变化情况以及闲频光的角分布。

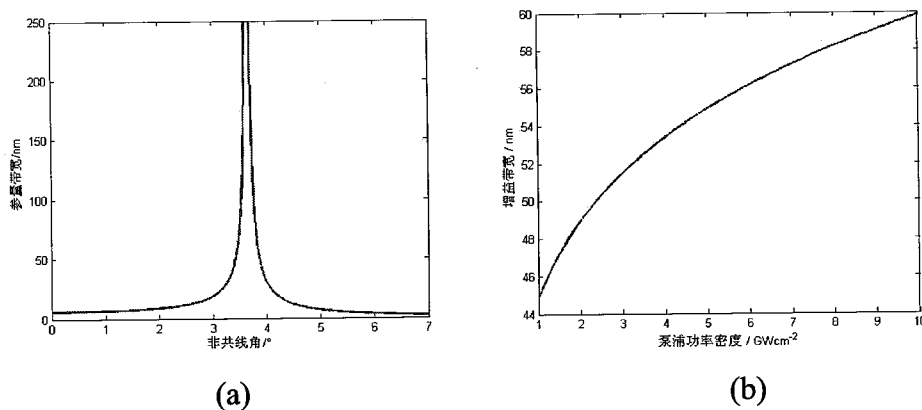


图 5.2 泵浦中心波长为 405 nm, 信号光中心波长为 658nm, 相位匹配角 $=30.87^\circ$, 3mm BBO 条件下, 不同非共线角对应的参量带宽(a)以及不同泵浦功率下增益带宽(b)。

当泵浦光中心波长为 405 nm，信号光中心波长为 658 nm，闲频光中心波长为 1053.32 nm，通过理论计算，最佳非共线角=3.65 °，此时相位匹配角=30.87 °，此时参量带宽=92 nm，此时增益倍数为 15.9 ($I_p=1 \text{ GW/cm}^2$)，增益带宽为 45 nm($I_p=1 \text{ GW/cm}^2$)，如图 5.1 为信号光波长对应的相位匹配角。图 5.2 不同非共线角对应的参量带宽(a)以及不同泵浦功率下增益带宽(b)。图 5.3 为闲频光的角分布。以上的计算数据可以有效的指导我们实验设计以及开展。

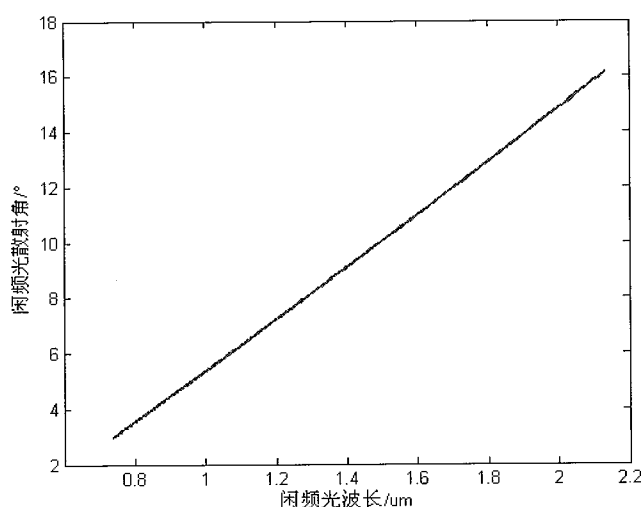


图 5.3 泵浦中心波长为 405 nm，信号光中心波长为 658nm，相位匹配角=30.87°，非共线角=3.65 °，3mm BBO 条件下，闲频光的角分布。

5.3 高对比度 1053nm 超短脉冲放大激光的非共线参量放大方案设计

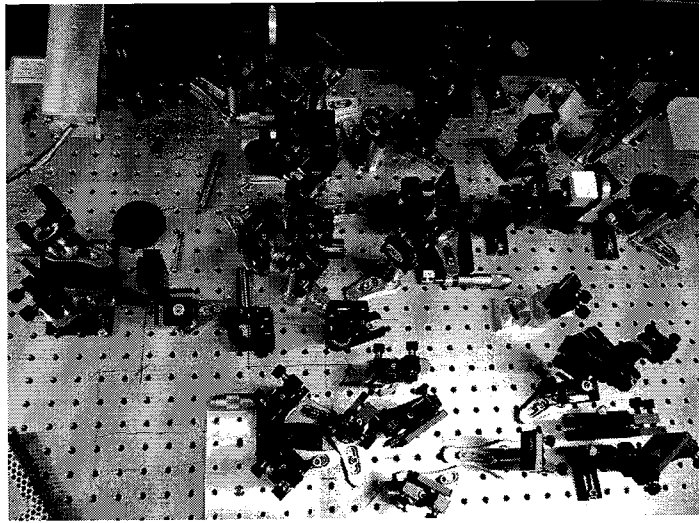


图 5.4 产生高对比度 1053nm 脉冲的非共线实验照片

从第一级 CPA(具体光路设计参见第四章)输出的激光脉冲作为整个 NOPA 的驱动源, 脉冲的基本参数如下:

能量: 3mJ;

中心波长 810nm;

重复频率: 10Hz;

脉冲宽度: 70fs,

图 5.5 是产生高对比度 1053nm 脉冲的实验光路, 驱动激光经过 I 类相位匹配的 BBO 晶体进行倍频, 倍频以后的脉冲作为 NOPA 的泵浦光, 泵浦光的波长为 405nm, 剩余的基频光聚焦到白宝石(Sapphire)片上, 产生白光超连续(WLC), 选取其中心波长为 658nm 成分, 作为 NOPA 的信号光, 首先利用一级 NOPA, 将 658nm 信号光进行放大, 得到 1053nm 的闲频光, 为了进一步提高 1053nm 光的能量以及对比度, 在第二级 NOPA 中, 使用第一级 NOPA 的闲频光作为信号光, 得到中心波长为 658nm 的闲频光。同样的道理, 使用第二级 NOPA 的 658nm 闲频光作为第三级的信号光得到 1053nm 的闲频光。经过两次信号光和闲频光的倒置, 不仅增大了 1053nm 脉冲的能量, 而且脉冲的对比度也到了大大的提高。下

面将详细介绍本实验的具体方案。

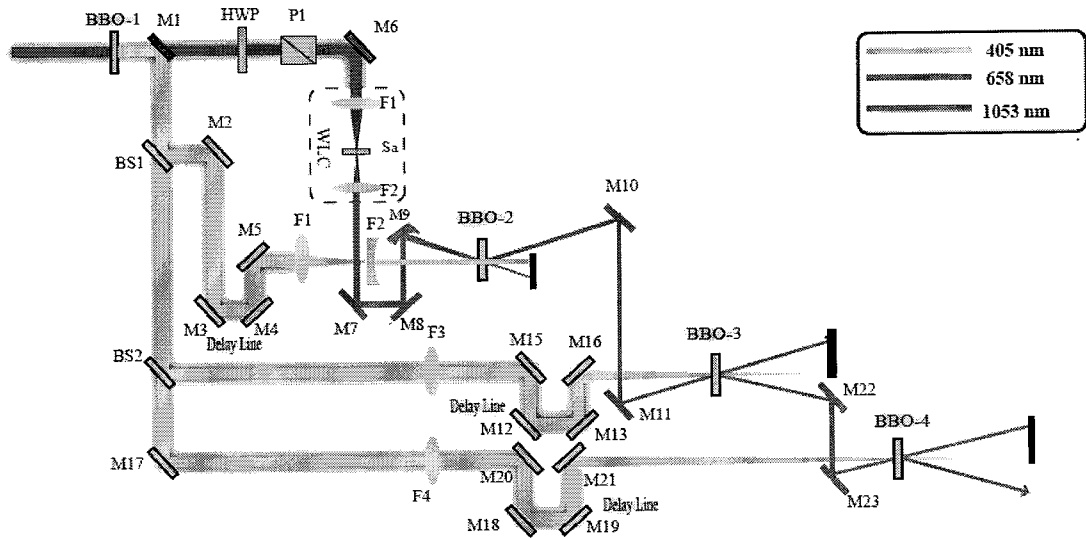


图 5.5 产生高对比度 1053nm 脉冲的飞秒 NOPA 实验光路图

第一级 CPA 放大器输出的激光首先经过 I 类匹配 BBO-I 晶体($\theta=28.9^\circ$, $\phi=0^\circ$)进行倍频, 该 BBO 晶体的厚度为 1mm。入射基频光能量为 3mJ, 缩束两倍, 入射激光的偏振是竖直偏振, 所以应该调节倍频晶体的水平转动使得倍频能量达到最大, 最终得到 1mJ 中心波长为 405nm 的蓝光, 作为 NOPA 泵浦光。利用双色镜 M1 将基频光和倍频光分开, 剩余的基频光聚焦到白宝石(Sapphire)片上, 产生白光超连续(WLC), 在实验中, 我们采用的白宝石的厚度为 2mm。白光超连续的产生是因为飞秒放大激光在白宝石片上成丝所形成的, 成丝的物理机制一般可以认为是自相位调制、四波混频以及自陡峭等效应引起的。在成丝过程中, 如果成多丝, 丝与丝之间的干涉效应会使得 WLC 不稳定。为了得到稳定的单丝, 需要精心控制 Sapphire 上的脉冲峰值功率密度。一般以下两方面来控制单丝形成的条件:

- (1) 利用半波片(HWP)和格兰棱镜(P1), 控制入射到 Sapphire 上的脉冲能量;
- (2) 在 Sapphire 机械固定件下, 放置平移台, 微调聚焦到其上的光斑直径。
- (3) 使用短焦距的正透镜进行聚焦, 在本实验中采用 100mm 焦距的透镜。

使用两片焦距分别为 100mm 和 30mm 的透镜用于驱动光的产生以及超连续的准直, 二者共焦放置, 焦点处放置白宝石片。产生的超连续的光斑为圆环状, 中间为黄色, 从里到外分别有红色、绿色等颜色。利用 658nm 中心波长, 反射带宽

为 $\pm 40\text{nm}$ 的反射镜将超连续反射到NOPA-BBO晶体上。为了实现信号光和泵浦光的空间模式匹配,利用凹面反射镜将信号光聚焦到晶体上,晶体上的光斑为 3mm 左右,比泵浦光的光斑稍小。

调节倍频BBO晶体的角度,使得倍频光的中心波长在 405nm 。采用BS1对泵浦光进行分束,分束片在 405nm 处的分束比为 $30:70$,泵浦光中的 $300\mu\text{J}$ 用于泵浦第一级NOPA,剩余的 $700\mu\text{J}$ 用于泵浦第二级和第三级NOPA。实验中使用三片尺寸为 $6\times 6\times 3\text{mm}$ 的I类相位匹配的BBO晶体($\theta=28.2^\circ$, $\phi=0^\circ$)。为了很好的控制OPA晶体内的空间耦合,对泵浦光进行缩束至 3mm 左右,与信号光实现良好的空间模式匹配。

调节延时、空间重合以及BBO晶体的相位匹配角,将产生波长范围从 $900\text{-}1100\text{nm}$ 的闲频光,微调延迟线以及BBO的相位匹配角,可以得到我们所需要的中心波长为 1053nm 的闲频光信号。利用M1将该闲频光注入到第二级NOPA之中作为信号光,第一级剩余的泵浦光再次经过 $30:70$ 的分束片分束,30%的部分作为第二级NOPA的泵浦光,同样的调节方式使得第二级NOPA工作, 1053nm 的信号光进一步得到放大,与此同时得到中心波长为 658nm 的闲频光。中心波长为 658nm 的闲频光再次作为第三级NOPA的信号光,剩余的最后一部分蓝光作为泵浦光,再次得到 1053nm 的闲频光。使用光电倍增管测量最终得到的 1053nm 闲频光的对比度。

5.4 实验结果及讨论

5.4.1 飞秒光学参量放大器的光谱特性

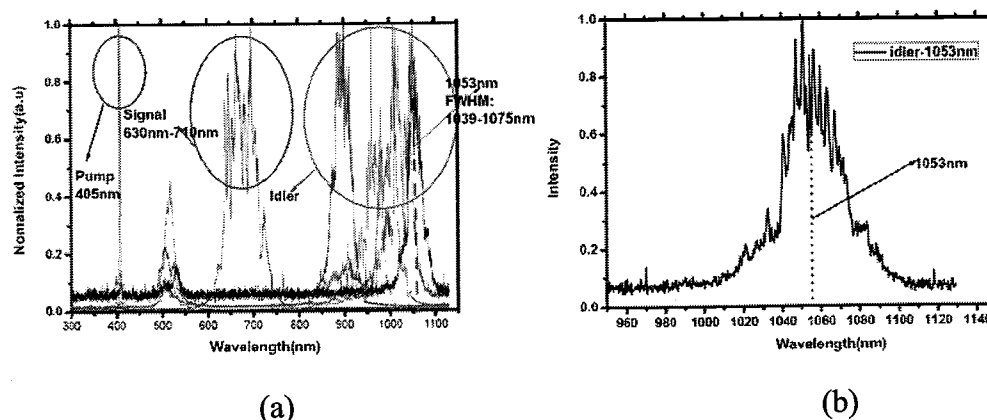


图 5.6 实验的到的泵浦光、信号光和闲频光的光谱

在我们实验方案之中，我们希望得到更宽的光谱带宽，因此需要使用非共线的相位匹配方式，信号光和闲频光之间的夹角为 3.65° 。通过调节相位匹配角可以实现波长的调谐。此外，调节泵浦光和信号光的延时，也可以实现波长的调谐，这是因为在白宝石片中产生的白光光谱非常宽，因此经历各种材料之后产生很强的色散，各个波长的速度不一样，因此在不同的时刻，不同的波长成分得到放大。同时也可以通过调节延时的方法实现波长的调谐。信号光的色散影响最终得到的信号光的光谱带宽。通过补偿信号光的色散可以大大增宽光谱带宽。

实验中最终得到的光谱如下图 5.6(a)所示，泵浦光的波长为 405nm，通过调节倍频 BBO 的晶体可以很方便的调谐泵浦光的中心波长。信号光的波长可以覆盖 450nm-900nm，但是实际中我们使用镀膜镜片将 630-710nm 的成分选择出来作为信号光进行放大。通过调节 NOPA 中的 BBO 晶体以及适当调节信号光和泵浦光之间的延时，最终得到的闲频光的波长范围可以覆盖 850-1100nm。本实验最关心的闲频光的光谱如图 5.6(b)所示，中心波长为 1053nm，波长半高全宽的范围从 1039nm 到 1075nm。

5.4.2 飞秒光学参量放大器的空间特性

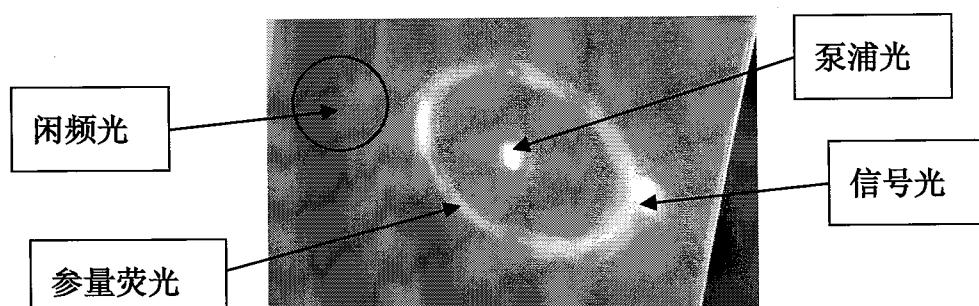


图 5.7 飞秒光学参量放大器光斑分布

在非共线光学参量放大器中，闲频光的光谱成分随着角度变化，因此闲频光具有很强的空间色散性质，如图 5.7 所示，这样就限制了实际上的应用，需要采取措施来减弱角色散。我们采取了几个办法试图改善闲频光的发散特性，将泵浦光准直，而不是聚焦，发现闲频光的发散角并没有发生任何改变。使用透镜准直，效果也不很理想，我们在接下来的实验中将继续尝试不同的焦距参数来准直；将

闲频光注入到第二级 OPA 中,也得到了放大,产生了相应的信号。但是由于闲频光的空间发散性,不能有效地利用泵浦光的能量,因此放大的效率不高。接下来我们使用光纤等元件对闲频光进行整形,减弱闲频光的空间色散特性。

5.4.3 飞秒光学参量放大器的时间特性——脉冲对比度的测量

传统的测量脉冲对比度的方式已经在绪论中做了详细的介绍,通常的方法能量是利用基频光的三次谐波信号作为相关信号,利用光电倍增管进行测量。事实上,参量过程实际是和频过程的逆过程,原理上与差频过程无太大区别,因此我们可以通过测量参量过程中的闲频光,以此作为相关信号,得到被测激光的对比度。

本实验中我们使用光电倍增管测量最终的到的 1053nm 的闲频光强度随着延时的变化。图 5.8 是测量 1053nm 对比度的光路示意图,在第三级 NOPA 中,信号光为第二级产生的 658nm 闲频光,泵浦光为剩余的最后一部分 405nm 蓝光,通过扫描泵浦光和信号光之间的延时,就可以得到二者之间的相关信号,因此通过测量产生的 1053nm 闲频光随着延时变化的强度分布,进而得到信号光的对比度。实验中我们采取单点测量的方式,平移台的步长为 $15\mu\text{m}$,对应时间的步长为 $15\mu\text{m} \times 2 / (3 \times 10^8 \text{m/s}) = 100\text{fs}$ 。使用两片中性衰减片对闲频光进行衰减,单片衰减片的最大衰减倍数是 1000 倍。使用光电倍增管测量每一个延时点处闲频光的强度,绘出强度随着延时的变化,在对数坐标系下,即为信号光的对比度。1053nm 脉冲对比度的测量工作正在进行中。

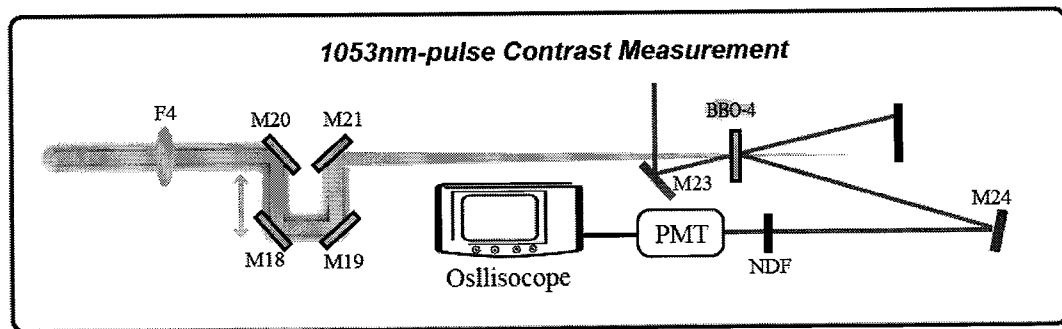


图 5.8 使用光电倍增光测量 1053nm 对比度示意图

5.5 小结

使用非共线飞秒光学参量放大器得到了高对比度 1053nm 脉冲。利用白光超连续作为信号光,得到了 1053nm 波长的闲频光,闲频光和信号光在各级参量放大器中反转多次,理论上极大地提高了脉冲对比度。实验中我们测得 1053nm 放大激光的光谱宽度为 25nm,支持小于 100fs 的压缩结果,可以作为大能量钕玻璃啁啾脉冲放大系统的种子源。接下来的实验中我们拟对 1053nm 脉冲的对比度进行实际测量。由于闲频光存在空间的角色散,因此测量前还需要采用光纤等元件对闲频光的光束进行整形。

参考文献

1. D. J. Strozzi, D. P. Grote, M. Tabak, B. I. Cohen, R. P. J. Town, and A. J. Kemp, "Fast ignition transport simulations for NIF, " J Phys Conf Ser **244**, 740 (2010).
2. K. M. Saito, J. F. Hund, M. Wittman, A. Nikroo, J. W. Crippen, J. S. Jaquez, and E. M. Giraldez, "Improvements to Fill Tube Design for Direct-Drive Nif and Fast Ignition Applications, " Fusion Sci Technol **59**, 271-275 (2011).
3. J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, "Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection, " Opt Commun **148**, 70-74 (1998).
4. A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, L. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Audebert, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Satiel, "10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation, " Opt Lett **30**, 920-922 (2005).
5. C. Liu, Z. H. Wang, W. C. Li, F. Liu, and Z. Y. Wei, "Enhancement of contrast ratio in chirped pulse amplified laser system by cross-polarized wave generation, " Acta Phys Sin-Ch Ed **59**, 7036-7040 (2010).
6. C. Thauray, F. Quere, J. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Reau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. H.

- Martin, "Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics, " *Nat Phys* **3**, 424-429 (2007).
7. B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster, "The plasma mirror - A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers, " *Rev Sci Instrum* **75**, 645-649 (2004).
8. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful Femtosecond Pulse Generation by Chirped and Stretched Pulse Parametric Amplification in Bbo Crystal, " *Opt Commun* **88**, 437-440 (1992).
9. A. Kummrow, M. Wittmann, F. Tschirschwitz, G. Korn, and E. T. J. Nibbering, "Femtosecond ultraviolet pulses generated using noncollinear optical parametric amplification and sum frequency mixing, " *Appl Phys B-Lasers O* **71**, 885-887 (2000).
10. J. Ma, R. B. Zhang, B. Liu, C. Zhu, L. Chai, W. L. Zhang, Z. C. Zhang, and Q. Y. Wang, "Idler second harmonic generation in femtosecond BBO optical parametric amplification, " *Acta Phys Sin-Ch Ed* **54**, 3675-3679 (2005).
11. Y. S. Huang, C. M. Zhang, Y. Xu, D. X. Li, Y. X. Leng, R. X. Li, and Z. Z. Xu, "Ultrashort pulse temporal contrast enhancement based on noncollinear optical-parametric amplification, " *Opt Lett* **36**, 781-783 (2011).
12. V. Krylov, O. Ollikainen, J. Gallus, U. Wild, A. Rebane, and A. Kalintsev, "Efficient noncollinear parametric amplification of weak femtosecond pulses in the visible and near-infrared spectral range, " *Opt Lett* **23**, 100-102 (1998).
13. G. Cerullo, M. Nisoli, S. Stagira, and S. De Silvestri, "Sub-8-fs pulses from an ultrabroadband optical parametric amplifier in the visible, " *Opt Lett* **23**, 1283-1285 (1998).
14. P. Tzankov, J. Zheng, M. Mero, D. Polli, C. Manzoni, and G. Cerullo, "300 μ J noncollinear optical parametric amplifier in the visible at 1 kHz repetition rate, " *Opt Lett* **31**, 3629-3631 (2006).

第六章 超高强度飞秒啁啾脉冲激光放大中优化光束质量的研究

在啁啾脉冲放大(CPA)系统中, 激光的空间光束质量一般包括两个方面: 一是激光光束的空间强度分布, 二是激光光束的空间相位分布, 即波前分布。在整个放大系统之中存在多种因素影响激光的光束质量, 例如, 高峰值功率放大条件下引入的非线性 B 积分, 光学元件的质量缺陷, 激光晶体中的热效应, 光学元件有限的光学尺寸或者光束调节不当引起的边缘衍射效应, 整个光学系统之中存在的象差以及色散元件引入的空间角色散等因素均可以造成光束在强度或者相位上的畸变, 影响最终的光束的质量。

6.1 飞秒激光 CPA 中改善光束质量的意义

在激光放大系统中, 特别是针对超短脉冲放大的 CPA 系统中, 激光的光束质量对最终的应用具有决定性的意义。激光光束质量改善的意义体现在两个方面: 防止对光学元件的损伤以及改善最终光束的聚焦特性。激光光斑在强度上分布的不均匀特性会造成对光学元件的损伤, 例如, 热效应会引起光斑的热斑分布; 衍射效应会引入衍射条纹, 造成强度的强弱分布不均匀, 非线性 B 积分也会引起强度的不均匀分布, 所有强度的不均匀分布会使得光斑中较强的部分超过光学元件的损伤阈值, 造成光学元件的不可恢复性损伤。

CPA系统的最终用途是服务于强场物理的实验, 影响实验结果的要素之一就是脉冲的峰值功率密度。通过增大放大激光的能量以及合理设计系统的色散得到最窄的脉冲宽度可以提高脉冲峰值功率密度, 但是单纯提高能量不仅会大大增加经济上的投入, 而且会引入过多的热效应(比如, 激光晶体中的热透镜效应和热致双折射效应), 最终会引起波前的畸变。此外, 由于激光光学元件损伤阈值的限制, 在高能量放大的过程中大口径光束要求只能使用大尺寸的光学元件, 这样就提高了成本, 而且大口径光学元件不可能做的很完美, 元件的缺陷也会引入波前的畸变。如果能够得到更小的聚焦光斑尺寸, 就可以大大增加峰值功率密度, 由于激光的功率密度反比于激光光斑半径的平方, 因此提高光束质量不仅比提高脉冲能量成本降低得多, 而且对提高聚焦功率密度还有更为显著的效果。因此,

激光光束在空间上的可聚焦性是需要考量的重要因素。脉冲空间的强度分布以及相位分布共同决定了脉冲的聚焦特性,强度和相位的任何畸变均会造成聚焦光斑的弥散,不能得到近似衍射极限的远场聚焦光斑。在实验上,如果对于光束聚焦后的瑞利长度要求不高的话,可以通过使用F数较小的离轴抛物面镜(OAP)来得到更小的光斑,这样的方法虽然直接减小聚焦的光斑尺寸,但是如果空间强度和相位的畸变存在的条件下,不能根本上增加在光斑半高全宽内的能量,影响最终能够得到的峰值功率密度。

CPA 系统与一般的主振荡功率放大系统(MOPA)最大的不同点在于,光谱比较宽,因此光学系统中不可避免就要引入色差。此外,各种色散性光学元件会引入空间角色散,聚焦光斑产生弥散,这样也最终影响光束的聚焦特性,并且空间角色散也会使得最终压缩的脉宽变宽,进一步减小峰值功率密度。在 CPA 系统中产生空间角色散的部分一般为展宽器和压缩器,图 6.1 为 CPA 系统中展宽器和压缩器一般示意图。

在 CPA 系统中,空间角色散是影响激光器性能的很重要的因素,由于不同的光谱成分在空间上分离,首先,在后续的放大过程中不能保证每个光谱成分均可以得到放大,造成光谱成分的缺失,这种现象比增益窄化更为严重。其次,不同光谱成分在空间上的不同分布,在进行聚焦的时候,空间上比较弥散。由于存在空间角色散,在压缩器中,所以不同光谱成分对应的入射角就不一样,这样就打破了预先的色散设计,造成压缩脉冲宽度的增宽。

在展宽器中,有三个因素可能在最终输出脉冲中引入空间色散。首先,展宽器的光栅对必须保持对称才能保证宽带的种子光经过光栅对以后各个波长的波矢互相平行。其次,脉冲经过第二块光栅以后需要严格的沿原路返回,为了使得输入输出的光束在空间上分开,需要使用爬高屋脊镜将光束在竖直方向上分开。爬高镜中的两片镜片需要严格的垂直,这样入射到爬高镜和出射的光束才能严格的平行,再次经过光栅和成像元件的时候保证完全沿原路返回。第三,展宽器中的成像透镜必须严格共焦,这样也才能保证出射的激光光束不存在空间的角色散。

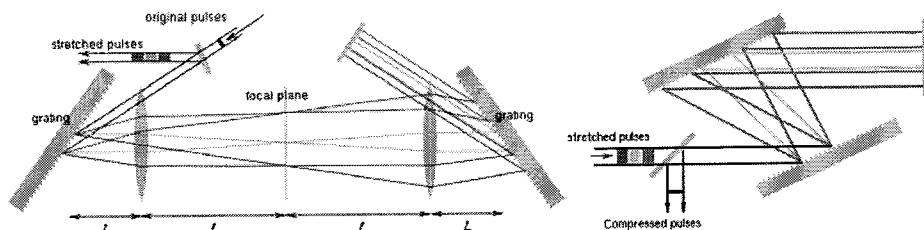


图 6.1 CPA 系统中展宽器和压缩器一般示意图

以 Treacy 型的压缩器为例，和展宽器的情况类似，在压缩器中需要保证压缩器中的光栅对严格的平行，爬高屋脊镜的两片镜片严格垂直，光束严格沿原路返回，才能消除压缩器中的空间角色散[1]。因此，展宽器和压缩器的精确调节对最终得到的峰值功率密度也会产生很大的影响。

6.2 衡量激光光束质量的基本参数

6.2.1 M^2 因子

M^2 因子是由光束束腰宽度和光束远场发散角的乘积(Beam Parameter Product, BPP)[2]导出的，用它可以衡量一个实际光束与理想的高斯光束间的差别。其定义可以表示为：

$M^2 = (\text{实际光束束腰半径} \times \text{远场发散角}) / (\text{基模高斯光束束腰半径} \times \text{远场发散角})$ 。

对于基模高斯光束来说，其束腰半径与远场发散角的乘积为 λ/π ， λ 表示激光波长。若用 D 表示实际光束的束腰宽度， θ 表示实际光束的远场发散角，则 $M^2 = \pi D \theta / \lambda$ 。由于 M^2 同时包含了光束远场和近场特性，而且光束在无像差光学系统中传输时的 M^2 是不变的，因此它能够综合地描述光束质量及光束传输质量。对于理想基模高斯光束来说， M^2 等于 1，此时光束传输质量最好。而任何实际光束 M^2 均大于 1。

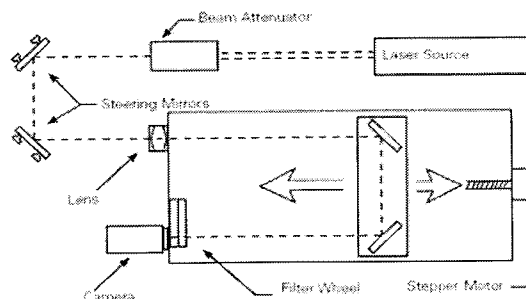
图 6.2 M^2 因子测量仪原理示意图

图 6.2 为 M^2 因子测量仪原理示意图, 在实际测量 M^2 因子的时候, 需要精确得到每一个位置的光斑直径和远场发散角。确定光斑尺寸大小的方法很多, 在确定 M^2 因子的时候, 一般使用 ISO 的 $D4\sigma$ 定义或者“Second Moment”光束宽度定义[3], 在任意的 x 方向光斑的尺寸表示为

$$D4\sigma = 4\sigma = 4 \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y)(x - \bar{x})^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}} \quad (6.1)$$

其中,

$$\bar{x} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y)x dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy} \quad (6.2)$$

$\bar{x}$ 表示光斑在 x 方向上的质心, σ 表示水平或者竖直方向光斑位置的标准方差。同样的方法, 光斑在 y 方向的尺寸也可以利用公式(1)(2)的方法来表示。在得到轴向上不同位置的光斑尺寸以后, 就可以计算得到光束的 M^2 因子, 具体的方法如下:

首先测量腰斑(光束中光斑直径最小的轴向位置)附近的 5 个轴向位置的光斑尺寸 $D4\sigma$, 然后测量远离腰斑位置的 5 个轴向位置的光斑尺寸 $D4\sigma$, 最后根据公式(3)用着 10 个数据拟合出 x 或者是 y 方向的 M^2 因子。

$$\sigma^2(z) = \sigma_0^2 + M^4 \left(\frac{\lambda}{\pi\sigma} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (3)$$

其中, σ_0 表示 $D4\sigma$ 定义下的束腰尺寸, z_0 表示束腰位置。需要注意的是, 计算光束的 M^2 因子需要严格使用光束宽度的 $D4\sigma$ 定义, 这样就可以计算出高斯光束、平顶光束、多模光束以及其他形式的 M^2 因子。其他表征光斑尺寸的表示方式均不可以用来计算 M^2 因子。图 6.2 表示实际测量 M^2 因子所采用的装置示意图, 激光光束经过衰减和透镜聚焦以后, 光斑的强度分布由 CCD 接收。通过扫描不同的轴向位置, 得到不同轴向位置的光斑尺寸(注意: 必须是 $D4\sigma$ 定义的光斑尺寸), 然后计算得到 M^2 因子的值。事实上, M^2 因子并不能完全衡量光斑的光束质量, 比如它不能反映光斑中波前的畸变、光斑中所带有的空间色散信息以及光斑的强度局域分布。因此, 还需要综合其他参数来衡量光斑的光束质量。

6.2.2 斯特列尔比(Strehl Ratio)

斯特列尔比[4]是通过和无象差的理想光学系统比较,用来衡量一个光学成像系统波前畸变状况的参数。其定义可以表示为在有像差情况下的高斯像点(参考球面波的起点就是观察平面上的最大光强点)处的光强除以无像差存在时高斯像点的光强,

$$SR = (\text{存在畸变的波前的峰值衍射功率}) / (\text{完美波前的峰值衍射功率})$$

在数学上可以表达为:

$$S \equiv e^{-(2\pi\sigma/\lambda)^2} \quad (4)$$

其中, σ 表示波前的均方根, λ 表示波长。

一旦系统衍射焦点处的归一化光强确定之后,光学系统的性能就可以通过 Marechal 判据 (Marechal criterion) [5]来评价。Marechal 判据描述的是当一个系统衍射焦点的归一化光强大于等于 0.8 的时候,就可以认为它已经被很好地校正,此时相应的 RMS 波前差为 $\leq \lambda/14$ 。

斯特列尔比这个单一的参数不能完全衡量一个光学系统的质量。在光学系统中,还有其他的因素可以影响光强分布,比如孔障(Pupil Obstruction)和切趾(Pupil Apodization)对光强的影响就不能使用斯特列尔比来衡量。但是,这个参数可以很好的衡量实际的激光系统与完美光学系统的差别,可以指导我们修正整个系统的象差以及其他的波前畸变。

6.2.3 环围能量比 (Encircled Energy)

M^2 因子和斯特列尔比衡量光束质量具有一定的局限性,但是可以使用环围能量比的概念来考量光学系统的聚焦性能。所谓环围能量比[6]就是指在一定的光束尺寸以内的能量所占总能量的比例。图 6.3 为有象差系统和无象差系统的点扩散函数和环围能量比的比较,通过比较可以很明确的得到不同的衍射光斑半径处,能量的分布情况,由此可以考量光学系统所带有的波前的畸变量。

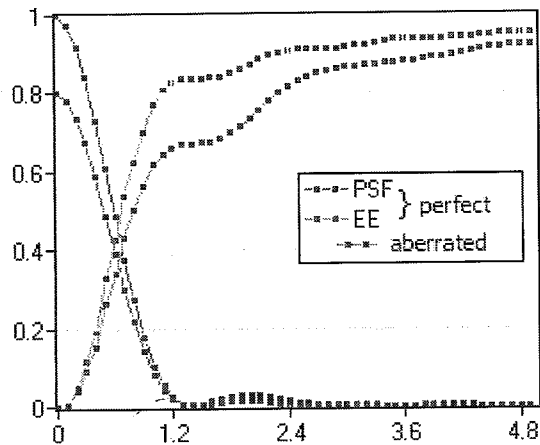


图 6.3 无象差系统和有象差系统环围能量比的比较

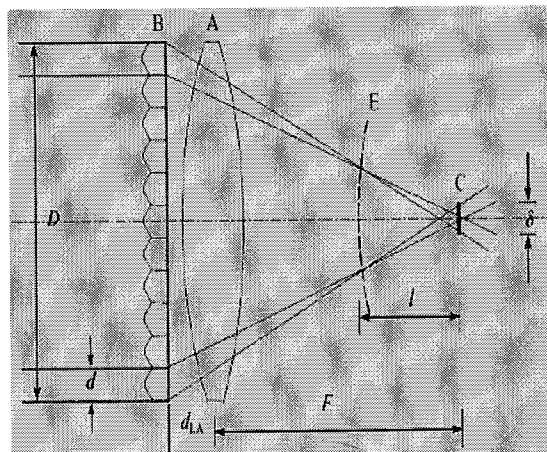
左为系统的点扩散函数比较，其峰值为斯特列尔比，右为环围能量比比较

6.3 超强啁啾脉冲激光系统中提高光束质量的技术方法

6.3.1 使用光束匀滑元件对泵浦光束进行匀滑

(1) 透镜阵列

1985 年，中国上海光机所邓锡铭教授等提出了列阵透镜实现靶面均匀辐照的方法[7]，该技术结构原理如图6.4所示(其中A 为主聚焦透镜，B 为透镜列阵，C为综合焦斑，E为各单元焦点所在球面)。其实质是利用多个微小透镜分割入射光束，每个子束形成一个菲涅耳衍射斑，为消除衍射斑纹，使靶面略离焦，衍射斑纹相互叠加，靶面上得到焦后的准近场光滑分布[8]。



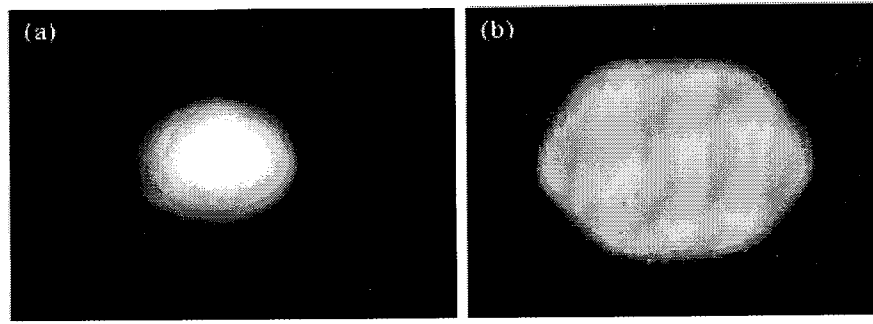


图6.4 透镜阵列匀滑光束示意图

此方法的优点是可获得均匀准近场光斑,在主焦斑外光强度按指数迅速衰减为0,且不要求激光具有的宽频带(如固体玻璃激光器)。该方法最大的缺点是每个子束是相干的,各子束会在靶面上形成多光束干涉花纹,最终光斑是子束菲涅耳衍射斑和多光束干涉花纹二者的卷积。通过靶面略离焦,可以消除衍射斑纹,但干涉条纹却无法消除。

(2) 基于二元衍射光学元件光束匀滑片

1984年,日本大阪工程研究所Yamanaka提出利用相位板把相干波化为随机相位波[9],以改善激光束辐照均匀性,其原理如图6.5所示。无规位相板是由许多按列阵形式排列的小位相单元组成,每个小位相单元随机地被选择对入射的激光光束引入0或 π 的相位延迟,无规位相板上的列阵位相单元把入射光束波面分割为许多大小相同的子光束,经透镜聚焦在同一靶面上(焦平面上),靶面上光强分布由各个子波束的衍射图样随机叠加确定,从而达到平滑靶面的目的。

位相板位相单元的形状确定了透镜焦面焦斑的形状,位相板位相单元的大小确定了焦面焦斑的大小,通过改变位相单元的形状或大小,可以达到控制透镜焦面焦斑形状和大小的目的。

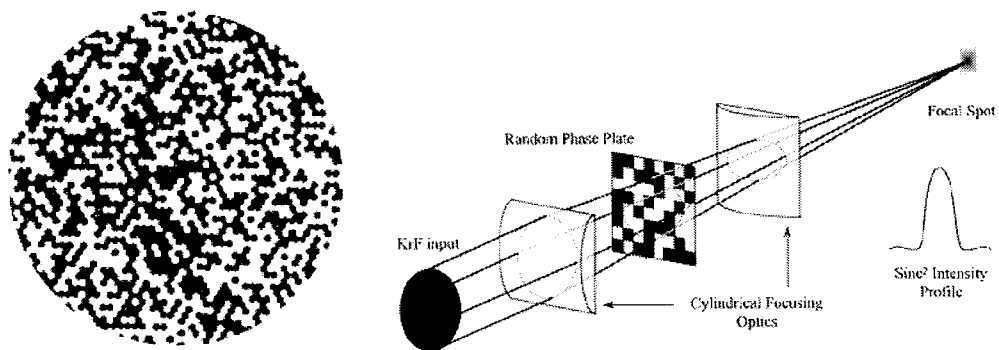


图6.5 随机相位板的工作原理

基于衍射扩散片(Diffractive Diffuser)的衍射光学元件(Diffractive Optical Elements, DOE)的原理和随机相位板的原理类似,入射光束经过扩散片发生干涉和衍射效应,使得光束的相干性完全打乱,达到光学匀化的作用。在基于Ti:sapphire的激光系统中,使用DOE可以匀化绿光泵浦激光的光束近场分布,使得高斯光束变成均匀的平顶分布,从而避免不均匀光束对Ti:sapphire的损伤。这种方法的优势在于匀滑以后的光斑空间分布不会随着入射光斑的强度以及相位的变化发生变化。例如,TEM00和TEM01模式经过DOE以后光斑的平顶分布状况接近,图6.6 为基于二元衍射光学原理的光束匀滑片。

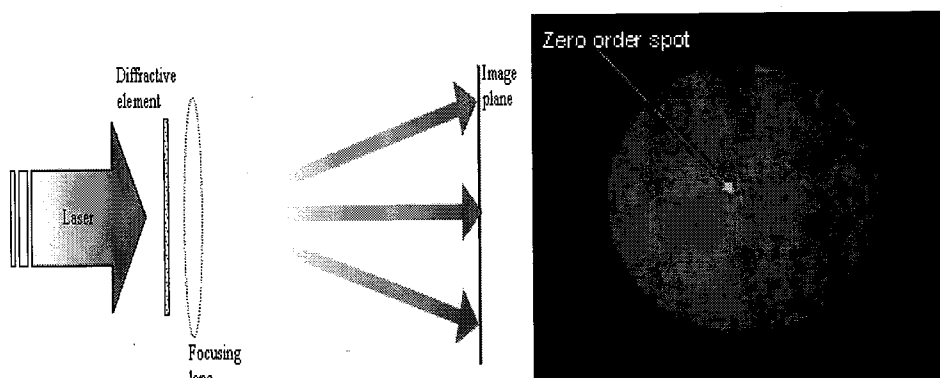
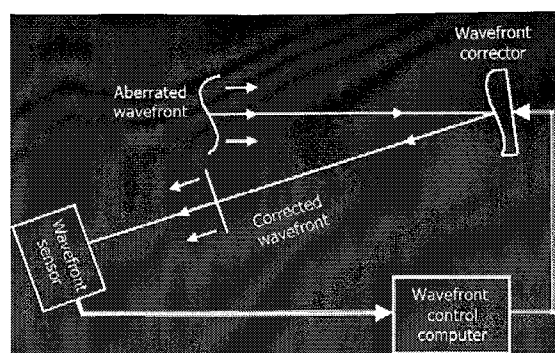


图6.6 基于二元衍射光学原理的光束匀滑片

6.3.2 使用变形镜系统修正波前畸变, 提高聚焦强度

变形镜系统也叫做自适应光学系统, 是控制和修正波前畸变最好的方法之一。变形镜系统[11-14]由变形镜、波前测量传感器、反馈控制系统组成。图 6.7 是变形镜系统修正波前畸变的示意图,入射待修正的激光光束经过变形镜反射到波前测量传感器(例如, Shack-Hartmann 波前传感器),波前传感器测量到光束的实际波前,然后与标准的波前作比对,得到波前的畸变量,将这个波前畸变量经过图像处理软件处理,然后进行数字/模拟的转换,反馈给变形镜,控制变形镜的各个单元,补偿波前畸变,经过几次的校准以后,得到与参考的标准波前一直的光束波前分布。



(1) 变形镜的工作原理

经常使用的变形镜分为两种，Segmented 型(图 6.8a)和 Bimorph 型(6.8b)。Segmented 型变形镜的表面由多个平面镜组成，每一个平面镜后面有一个电极驱动其前后移动，每个平面镜单元前后移动位置的不同序列分布对应不同的波前矫正。该形式的变形镜由于镜片表面不是一个整体，各个单元之间的分界面会对光束产生衍射效应，对光束的分布产生很大的影响，因此应用范围不是很广泛。

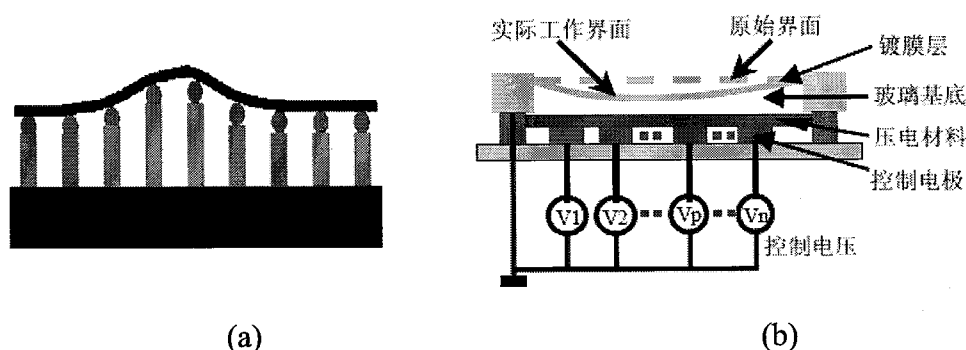


图 6.8 Segmented 型变形镜(a)和 Bimorph 型变形镜(b)的示意图

Bimorph型变形镜的光学表面是一个整体，它主要由反射膜层、玻璃基底、压电材料以及几十个微小电极组成。反射膜层根据需要将金属膜或者介质膜镀在玻璃基底上，玻璃基底与压电材料紧密连接在一起，压电材料后面是一组微小电极；在工作时，将适当的电压加在电极上，压电材料就会伸缩，从而引起玻璃基底的形状改变，这时的反射面将不再是理想的平面，而是根据实际的激光波前形状变得具有一定的曲率半径，当激光被变形镜反射时，不同位置的激光走过的光程就会不一样，进而得到补偿，反射后的激光波前就接近理想的平面波前。

(2) Shack-Hartmann 波前传感器的的工作原理

Shack-Hartmann 波前传感器[15]是测量波前最常用的仪器，它由二维透镜阵列和二维 CCD 阵列组成。图 6.9 Shack-Hartmann 波前传感器原理(a)以及实际测量波前畸变(b)示意图，如果没有波前畸变的光束经过二维的透镜阵列之后，成像点位于透镜的光轴上，但是如果光束波前有畸变，聚焦后的焦点不再在光轴上，与光轴有一平移量，我们可以根据每个微透镜聚焦后焦点的平移量得到波前，得到波前畸变量，获得光束的各种象差等信息。

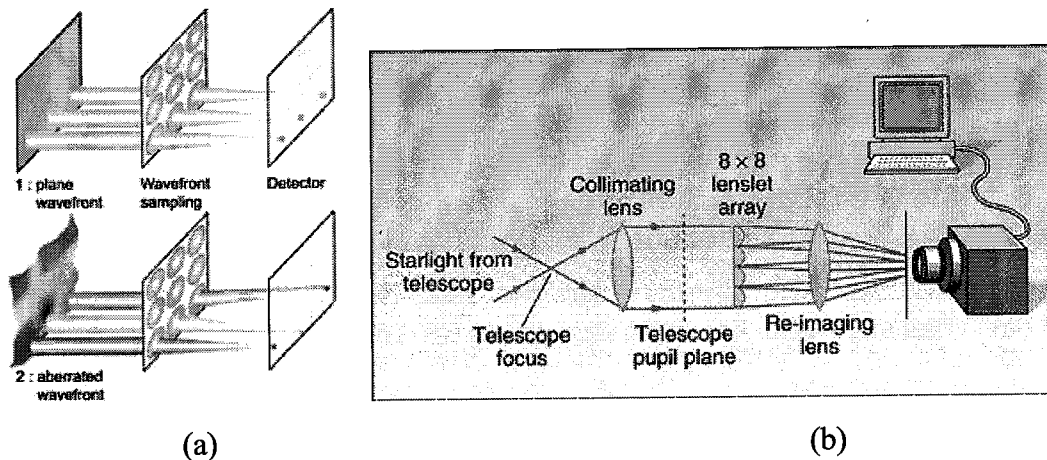


图 6.9 Shack-Hartmann 波前传感器原理(a)以及实际测量波前畸变(b)示意图

6.3.3 使用空间滤波器，滤除光束空间分布中的空间高频成分

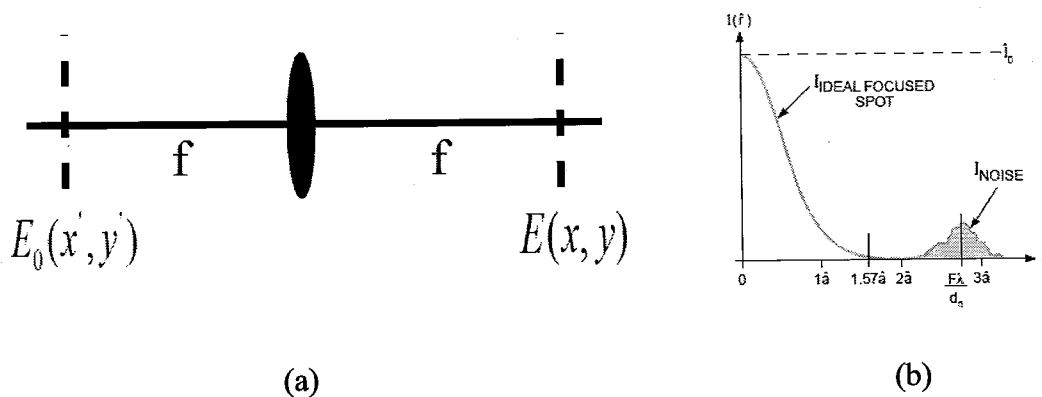


图 6.10 傅里叶光学解释空间滤波器原理示意图

(a)透镜的傅里叶转换作用 (b)不同空间频率成分在空间上的分布

空间滤波器是利用傅里叶光学的原理来改变光束空间结构的光学器件。根据菲涅尔衍射的原理，在 (x', y') 平面的光场 E_0 经过透镜传播到傅里叶平面 (x, y) 上的光场分布为：

$$E(x, y) = \frac{-2\pi i}{\lambda} \frac{e^{2ikf}}{f} \frac{1}{2\pi} \int E_0(x', y') e^{-i(\frac{kx}{f})x'} e^{-i(\frac{ky}{f})y'} dx' dy' \quad (6.5)$$

其中, $\frac{kx}{f}$ 和 $\frac{ky}{f}$ 分别为 x 方向和 y 方向上的空间频率。从公式中可以看出, 不同的空间频率成分对应空间的不同位置。

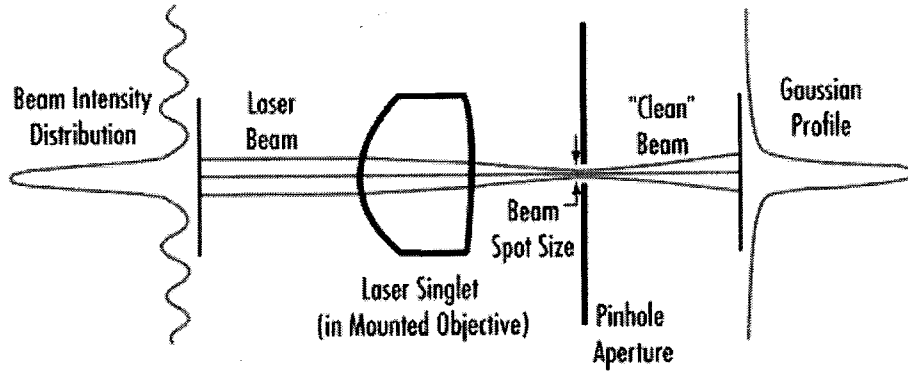


图 6.11 空间滤波器的原理示意图

在光学系统之中, 光学元件的缺陷, 尘埃, 元件的损伤、激光晶体掺杂的不均匀性、热效应均以及光束本身的自聚焦效应均会导致光束强度分布的不均匀特性。

这些光学上的缺陷对应空间高频调制成分, 根据傅里叶光学的原理, 聚焦透镜对光束进行聚焦的过程可以看成空间傅里叶转换的过程, 透镜的焦平面为空间的傅里叶平面, 各种不同空间频率的成分在空间上分隔开来。图 6.11 为空间滤波器原理示意图, 在焦平面上放置小孔光阑, 可以把光束中空间高频的部分滤去, 得到高斯分布的光束。空间滤波器由聚焦透镜、小孔光阑以及准直透镜组成, 特别是在大功率的激光放大系统之中, 空间滤波器的作用尤其明显, 不仅用于抑制高频空间调制成分, 而且用于激光光束的扩束, 使得光束口径满足后续放大器的需要。这种用于大功率放大系统中的空间滤波器还包括真空系统, 真空管道的真空度应该保持在 0.1Pa 以下, 以防止光束焦点处对空气的击穿。在大能量的激光放大系统中, 空间滤波器发挥着极大的作用, 特别是当系统的 B 积分超过 3 的时候, 自聚焦效应非常严重, 这样就需要使用空间滤波器, 使得系统的 B 积分小于 0.3, 这时候系统的波前畸变为 $\lambda/20$, 满足后续放大和聚焦的需要。

空间滤波器中, 小孔光阑的选择很重要, 如果光阑太大不能将所有的高频成分都滤去, 小孔如果太小, 就会损失太多的能量, 因此应该合理设置小孔的大小。

最佳小孔的直径可以由以下公式确定,

$$D_{opt} = \frac{F\lambda}{a} \quad (6.6)$$

其中, D_{opt} 表示最佳小孔直径, F 表示聚焦透镜的焦距, λ 表示激光波长, a 表示高斯光束功率为峰值功率 $\frac{1}{e^2}$ 处的光斑半径。以我们实验中所使用的 800nm 激光为例, 聚焦透镜焦距为 350mm, $\frac{1}{e^2}$ 半径为 10mm, 此时最佳的小孔直径应为 24 μ m。事实上, 由于入射光斑不可能是完美的高斯分布, 实际聚焦的光斑尺寸比理想光斑尺寸要大, 所以, 小孔的直径要略大于理论计算值。

此外, 空间滤波器对 ASE 的具有抑制作用, 由于 ASE 的空间方向性很差, 在信号传播过程中, 它具有较大的发散。所以实验中在接近信号光的焦点处插入针孔空间滤波器, 针孔的最小尺度以信号光无损耗的通过为准, 从而使大部分的 ASE 被阻断[10]。在设计空间滤波器的时候要选光学质量好的聚焦透镜和准直透镜, 因为存在质量缺陷的透镜会使得光束的质量进一步恶化。

6.4 光束质量改善的实验结果及讨论

6.4.1 10Hz 放大前级的光束 M^2 因子

利用商用的测量仪(Spiricon M²-200s)测量 10Hz 放大级的光束质量, 如图 6.12 所示, 测量得到的光束 M^2 值比较理想, $M_x^2=1.13$, $M_y^2=1.11$ 。这样的光束质量满足后续 1Hz 放大的要求, 并且说明光束质量的恶化不是由于 10Hz 放大引起的。

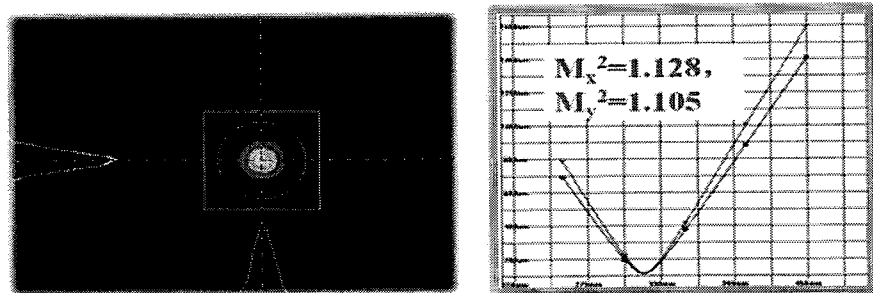


图 6.12 测量得到的 10Hz 放大光的光束质量

6.4.2 利用 DOE 光学匀滑片改善泵浦激光的光斑分布特性

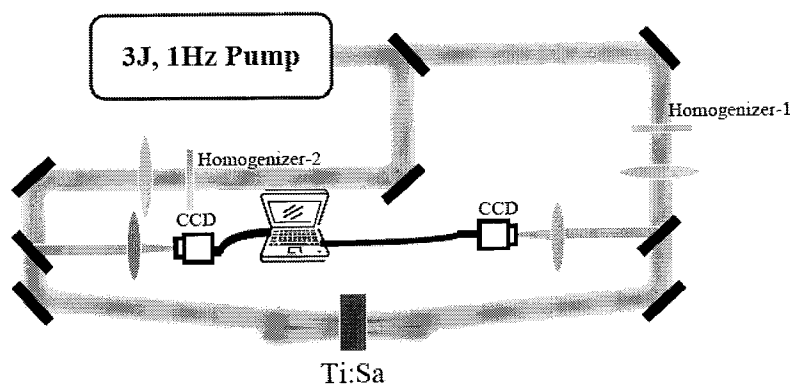


图 6.13 测量 1Hz 泵浦光实验光路

放大激光的光束质量的最大决定因素就是泵浦激光的光束质量，因此我们对 1Hz 泵浦激光进行了诊断。图 6.13 为测量 1Hz 泵浦光实验光路，通过肉眼观察 1Hz, 3J 泵浦光光斑分布，可以看到有明显的衍射环，通过 CCD 测量，如下图 6.14 左图所示，衍射环分布很明显，光斑有明显的热斑，利用这样的光斑放大 800nm 激光，会存在打坏元件的危险。综合得出结论：泵浦源的光束质量较差是造成最终放大光光束质量恶化的重要原因。

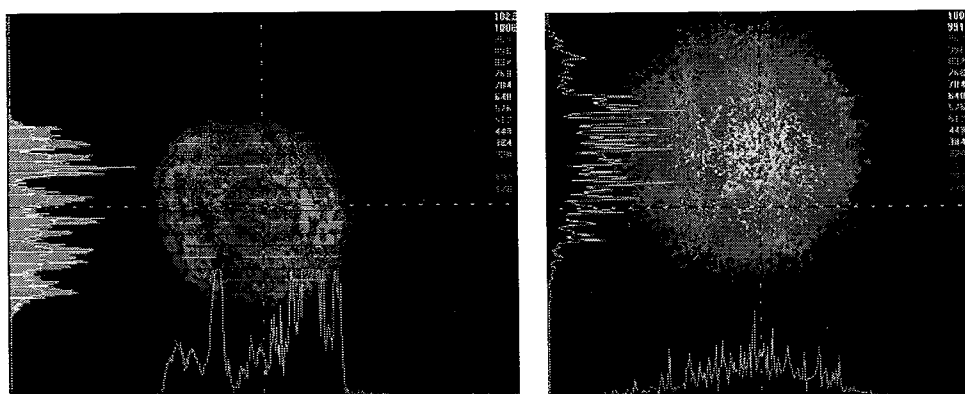


图 6.14 光束匀滑片前后时泵浦光的光斑分布比较

在不更换泵浦源的情况下，采用 DOE 光束匀滑片（双端泵浦各 1 片，共两片）对泵浦光的光束质量进行改善，采用 DOE 以后的光束质量明显变好，图 6.14 所示，由于利用匀滑片之前的光斑分布不是一个很好的高斯光分布，匀滑以后的光斑不是一个超高斯的分布，但是已经比之前的泵浦光有极大的改善。

6.4.3 使用 DOE 光束匀滑片后前后 1Hz 放大光光束质量比较

不对泵浦激光采取任何措施情况下, 利用 CCD 测量放大的激光 (800nm), 如下图 6.15(a)所示(其中的水平和竖直方向上的叉丝是为了成像所加入的)。可以看到在这样的泵浦光斑分布下, 得到的放大光光斑分布不均匀, 存在很多热斑。这样的光斑不适合进入到主放大级进行放大。利用改善以后的泵浦光进行 1Hz 放大以后得到以下分布的光斑, 如下图 6.15(b)示, 图中类似坏点的斑点是因为利用 CCD 测量的时候, 衰减片上的坏点引起的, 不是光斑本身的原因。对比 (a)(b) 两图中的结果, 光束质量得到很大的改善。

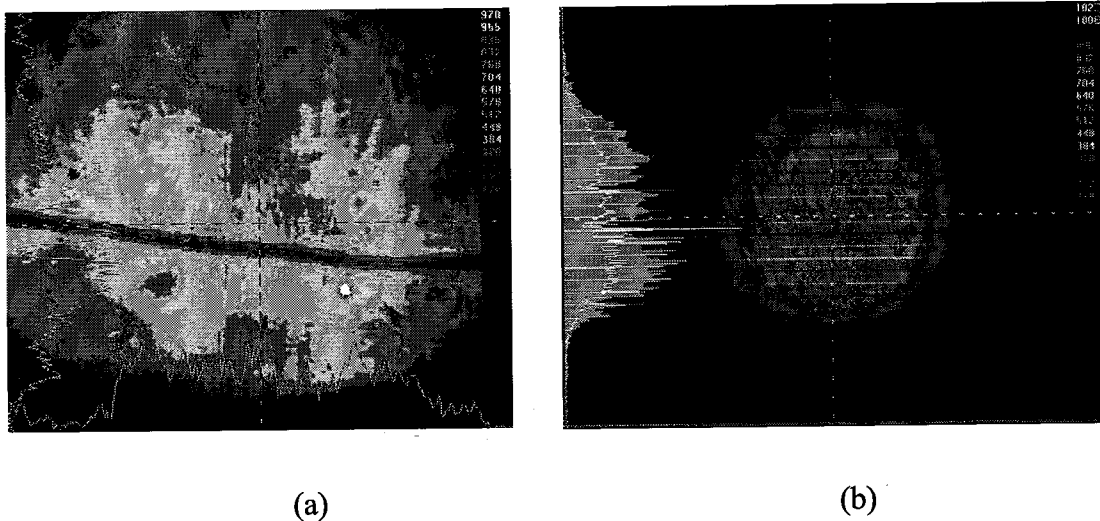


图 6.15 使用光束匀化片前后 1Hz 放大激光 (800nm) 的光斑分布比较

6.4.4 光学元件的质量对聚焦特性的影响

由于整个光学系统比较复杂, 为了诊断每一级光路对最终聚焦特性的影响, 我们需要逐一测量各个位置的光斑聚焦效果, 首先诊断小口径光束的聚焦特性。经过 1Hz 放大级传播后、扩束之前的 10Hz 放大光 (直径 15mm) 的聚焦情况, 如图 6.16(a)所示。聚焦以后, 光斑具有很好的高斯分布。开启 1Hz 泵浦光, 测量经过 1Hz 放大级传播后、扩束之前的 1Hz 放大光 (直径 15mm) 的聚焦情况, 如图 6.16(b)所示。聚焦以后, 光斑也具有很好的高斯分布。

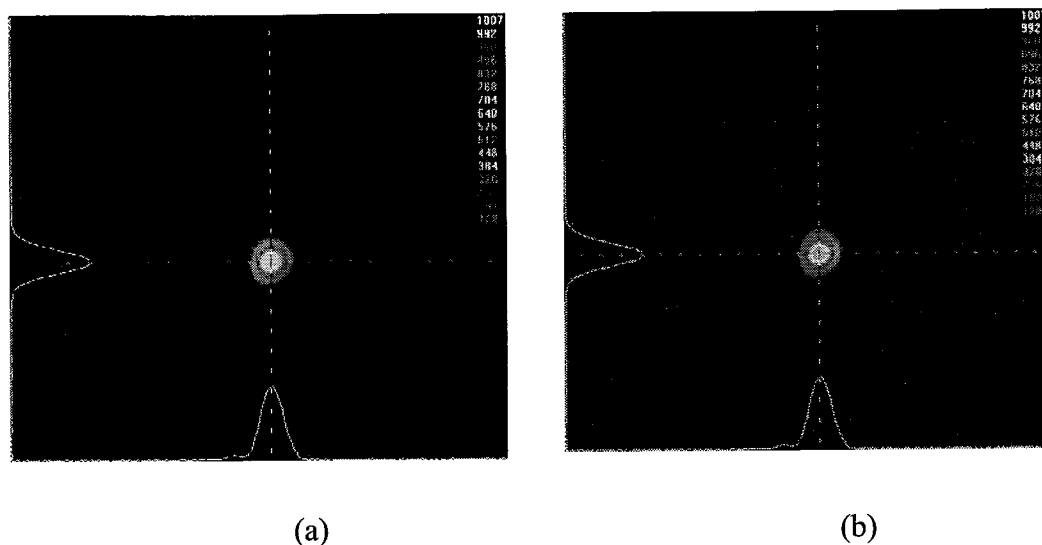


图 6.16 进入主放大之前光束未扩束时的 10Hz 放大光放大前后的聚焦情况比较
(a)10Hz 放大光放大之前的聚焦情况(b) 10Hz 放大光放大之后的聚焦情况

经过 1Hz 放大级传播后、扩束之后的 10 Hz 放大光（直径 75mm）的聚焦情况，如图 6.17 所示，图 6.17 与图 6.18 唯一的区别就是增加了一个扩束系统，光斑的大小不同。聚焦情况的恶化很有可能是因为我们所使用的扩束透镜的面型和表面光洁度等光学质量比较差。此外，光束口径增大以后，透镜本身的象差（球差以及色差）也会影响聚焦的效果。

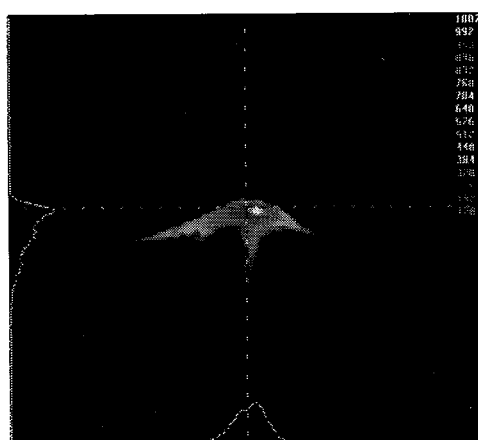


图 6.17 扩束之后的 10 Hz 放大光的聚焦情况

6.4.5 使用空间滤波器滤除空间高频成分以后远场聚焦特性

为了消除透镜的光学质量带来的影响以及消除空间的高频噪声带来的光束

质量的恶化，我们将进入主放大的扩束系统更换为空间滤波器，空间滤波器采用空间滤波器(北京立方达公司)，置于真空管的两端的透镜焦距分别是 $F=350\text{mm}$ 和 $F=1700\text{mm}$ 的高质量正透镜，扩束比为 1: 5。焦点处有小孔，滤除光斑中的高频成分。聚焦以后的光斑如图 6.18 所示，可以看出使用空间滤波器以后聚焦效果明显改善。

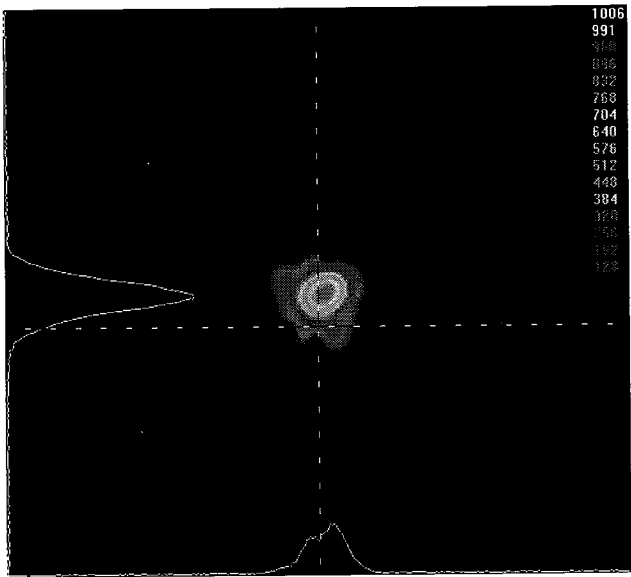


图 6.18 光谱较窄使用空间滤波器聚焦情况（聚焦透镜 $f=1500\text{mm}$ ）

6.4.6 使用变形镜改善靶点处的聚焦状况

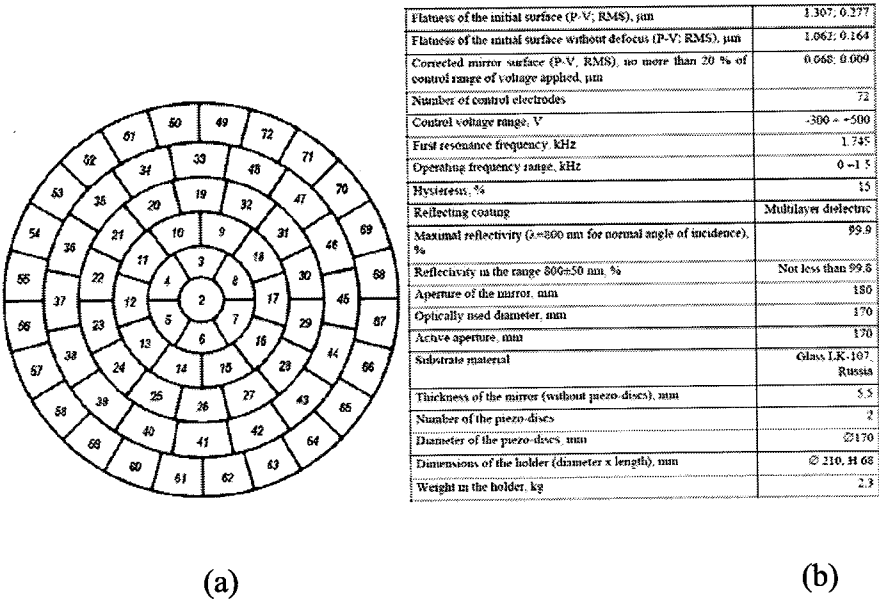


图 6.19 “极光-III”装置所使用变形镜的结构(a)和详细参数(b)

在“极光-III”装置中，我们采用了大口径的 Bimorph 型变形镜(Night N (opt) 公司)修正系统的波前畸变。装置中所使用的变形镜的结构和详细参数如图 6.19 所示，变形镜的直径为 170mm，由 72 个区域单元组成，每一个区域单元由一个控制电极进行控制，具体的参数参见图 6.19(b)。

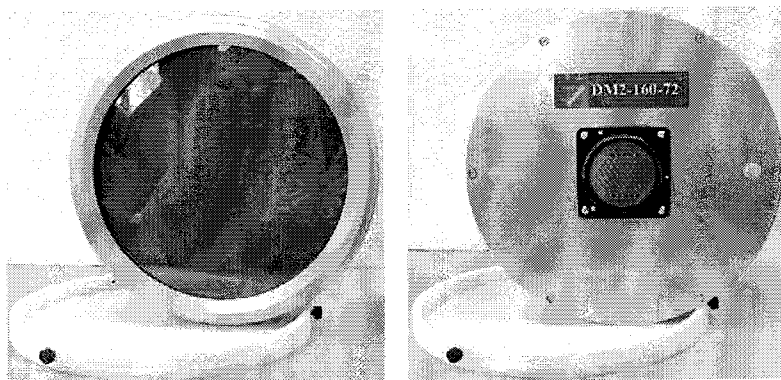


图 6.20 “极光-III”装置所使用变形镜的实物照片

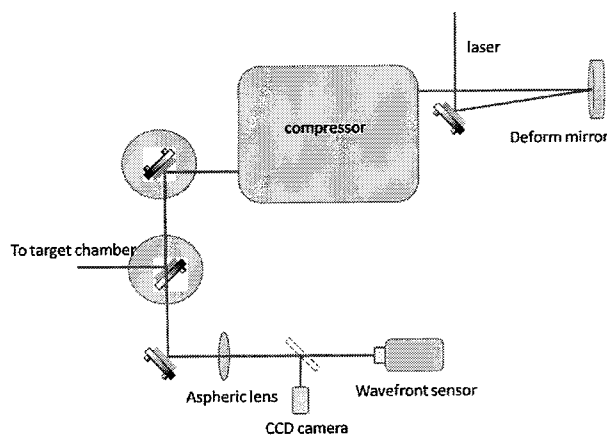


图 6.21 压缩后光束波前畸变的测量示意图

图 6.21 是实际采用的波前测量以及修正的光路示意图，在实际的修正过程中，变形镜放在“极光-III”号装置的压缩器真空室之前，用于波前测量的 Shack-Hartmann 传感器放在压缩器之后，使用分束片将一小部分光分出之后，经过无象差的缩束系统传输到波前传感器进行测量。首先需要建立标准参考波前，在实验中我们使用连续的 808nm 的半导体激光器作为光源，经过变形镜的修正以后得到标准的参考波前。然后，开启放大 1Hz 主激光，测量主激光的波前以后与标准的波前相比对，通过多次的反馈校正以后，得到理想的修正波前。图

6.22(a)是使用变形镜前后波前的比较,以看出系统的波前已经被修正得很平滑。对应的修正前后使用 F 数为 10 的离轴抛物面镜(OAP)聚焦,聚焦光斑尺寸的比较如图 6.22(b)所示,修正之前,波前畸变比较严重,光斑弥散得很严重,能量集中度仅为 19%,修正以后光斑形状变圆,能量集中度得到了极大的改善,达到 32.3%,对应光斑的半高全宽为 $28\mu\text{m}$ 。

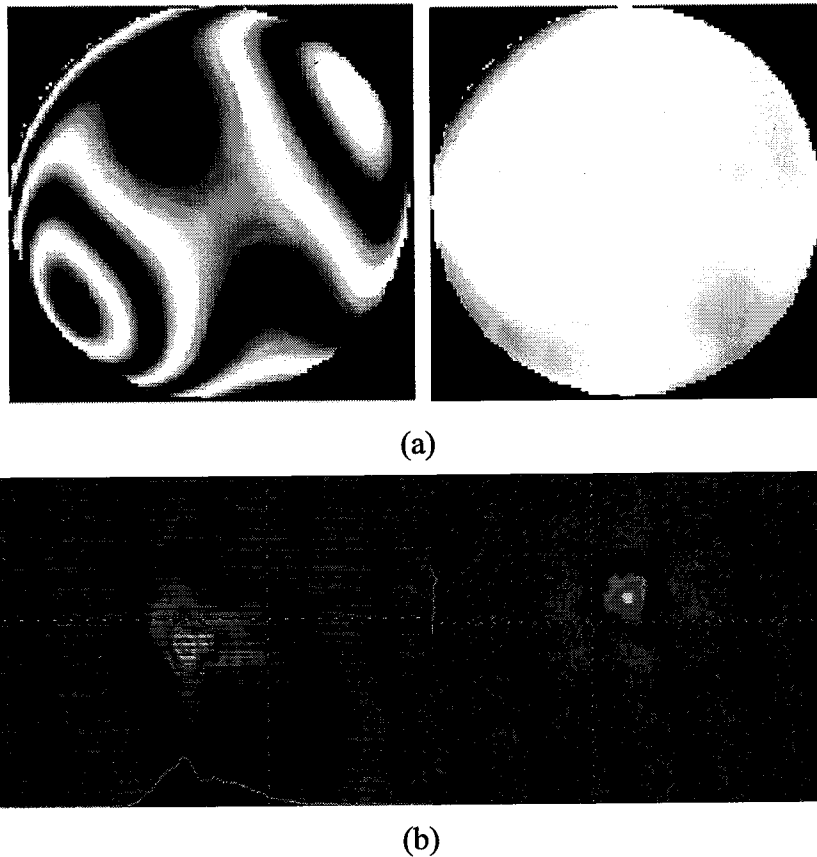


图 6.22 使用变形镜系统前后波前(a)以及聚焦光斑(b)的比较

6.5 小结

在“极光-III”超强激光系统中,使用光束匀滑片改善了泵浦激光的空间分布,使之成为近似平顶的超高斯分布;加入光学空间滤波器,滤除光斑中的空间高频调制成分;改进系统中球面镜的光学质量,减小象差;安装变形镜,矫正波前的畸变,得到较好的聚焦光斑,提高脉冲的峰值功率密度。在接下来的工作中,可以采用光束质量更好的泵浦激光进行放大,光束质量会进一步的得到改善。此外,需要严格排查系统中存在的光学元件的缺陷,更换更优质的光学元件,进一步减

少系统的波前畸变，减小变形镜系统的工作压力，得到更小的聚焦光斑直径。

参考文献

1. 刘峰，“飞秒激光与团簇相互作用的 X 射线产生实验研究”，P32，中国科学院物理研究所博士论文
2. http://www.rp-photonics.com/beam_parameter_product.html
3. A. E. Siegman, "How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality , " Tutorial presentation at the Optical Society of America Annual Meeting, Long Beach, California, October 1997.
4. http://en.wikipedia.org/wiki/Strehl_ratio
5. <http://www.telescope-optics.net/Strehl.htm>
6. http://en.wikipedia.org/wiki/Encircled_energy
7. 邓锡铭，梁向春，陈泽尊，等.用透镜阵列实现大焦斑面的均匀照射[J].中国激光，1985，12(5):257-260.
8. 刘波，“光束匀滑技术在 ICF 激光驱动系统中的应用研究”，四川大学硕士学位论文，2006
9. Y.Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, "Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression, " Phys Rev Lett 53, 1057-1060 (1984).
10. 令维军 博士学位论文 《超短激光脉冲产生与放大的有关物理技术及频率变换研究》
11. G. Vdovin, O. Soloviev, A. Samokhin, and M. Loktev, "Correction of low order aberrations using continuous deformable mirrors, " Opt Express 16, 2859-2866 (2008).
12. R. H. Freeman, and J. E. Pearson, "Deformable Mirrors for All Seasons and Reasons, " Appl Optics 21, 580-588 (1982).
13. S. Fourmaux, S. Payeur, A. Alexandrov, C. Serbanescu, F. Martin, T. Ozaki, A. Kudryashov, and J. C. Kieffer, "Laser beam wavefront correction for

ultra high intensities with the 200 TW laser system at the Advanced Laser Light Source, " Opt Express 16, 11987-11994 (2008).

14. K. Nemoto, T. Nayuki, T. Fujii, N. Goto, and Y. Kanai, "Optimum control of the laser beam intensity profile with a deformable mirror, " Appl Optics 36, 7689-7695 (1997).

15. <http://en.wikipedia.org/wiki/Shack-Hartmann>

第七章 高光束质量高对比度前级激光到 PW 峰值功率的研究

随着啁啾脉冲放大以及相关单元技术的飞速发展, CPA 系统已经朝着高能量、窄脉宽、良好的光束质量以及高脉冲对比度的方向发展。到目前为止, 基于掺钛蓝宝石的百太瓦超短脉冲放大系统已经可以商品化, 比如法国的 Amplitude 和 Thales 公司已经拥有性能优良的 TW 乃至百 TW 啁啾脉冲放大系统的产品。但是, PW 量级的激光放大系统在能量、对比度以及光束质量等方面还存在很多值得研究的课题。

7.1 超高强度飞秒放大激光的研究现状及存在的问题

啁啾脉冲放大领域发展迅猛, 至今国际上已经有多个实验室已经建成或者正在筹建 PW 量级的激光放大系统[1-5], 其中以欧洲的 ELI 装置[6]最为典型。

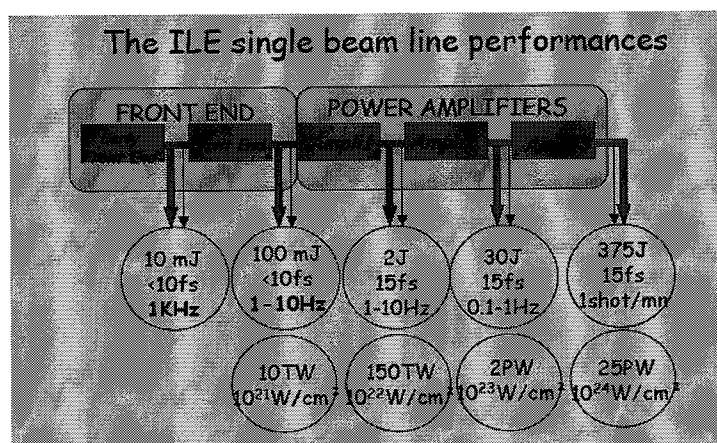


图 7.1 ILE 装置整体规划示意图

图 7.1 为 ELI 装置的原型装置 ILE 的整体规划示意图。欧洲 ELI 装置是由欧盟投资建设的 CPA 超强激光装置, 预期的峰值功率密度为 10^{23} W/cm², 用于超强物理的实验, 服务于强场物理、阿秒科学以及高能粒子束科学。ILE 超强激光系统的前级的种子为 kHz 的 30fs, 800μJ 的钛宝石放大激光脉冲, 这个激光脉冲经过光谱展宽, 对比度优化, 进入到 OPA 放大器中进行放大。与之光同步的半导体激光器泵浦的 Yb:KGW 激光(300fs, 200μJ@1030nm)被放大到 2J, 然后将这个放大的激光脉冲进行压缩并且倍频, 得到 1J 的 515nm 的绿光作为 OPA

放大的泵浦激光。种子光和泵浦光被动同步放大后得到 10fs, 100mJ, 1-10Hz 的放大激光。得到的这个放大激光经过接下来的三级放大, 最终能够得到 25PW(375J/15fs), 峰值功率密度为 $10^{24}\text{W}/\text{cm}^2$ 的激光脉冲。欧洲 ELI 计划预计建造 10 台类似 ILE 的激光系统。ILE 超强激光系统将于 2011 年结束, 整个欧洲 ELI 计划将于 2014 年结束, 届时的峰值功率将 10 倍于 ILE 激光系统, 即 200PW。虽然啁啾脉冲放大技术在迅速的发展, 但是放大系统的各种参数需要仔细考量。

7.1.1 能量

在能量方面, 超高峰值功率的激光放大系统需要压缩后的能量达到几十个焦耳量级, 这就对放大器的整体设计以及光学元器件的选择提出了更高的要求。在主放大过程中, 在大能量的泵浦下产生的高增益会产生横向的自激振荡, 因此需要使用折射率匹配液体抑制自激振荡的产生。图 7.2 是使用折射率匹配液体抑制自激振荡的示意图, 如果不使用匹配液体, 自激振荡会在横向上消耗很多反转粒子数, 加入折射率匹配液体以后, 自激振荡会透过晶体和液体的界面, 被折射率液体吸收, 这样带来的高损耗就抑制了自激振荡的形成。

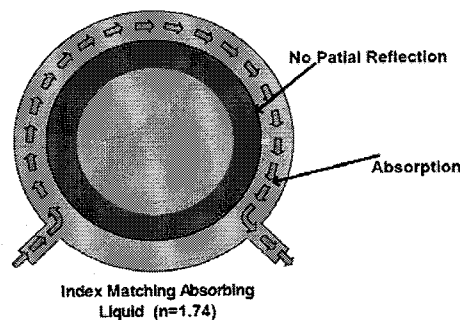


图 7.2 使用折射率匹配液体抑制自激振荡

在高能量的主放大级中, 泵浦能量达到百焦耳量级, 如果泵浦光束的空间分布不均匀, 不但造成放大效率的降低, 还会造成对放大晶体的损伤, 更为严重的是, 不均匀的泵浦光会造成被放大光束的不均匀, 在传输的过程中, 就会造成对光学元件, 例如昂贵的光栅等光学元器件的损伤。在这种情况下需要使用光束匀滑技术使泵浦激光变得均匀, 图 7.3 是使用光束匀滑技术使得泵浦激光的分布变为平顶的均匀分布的示意图。

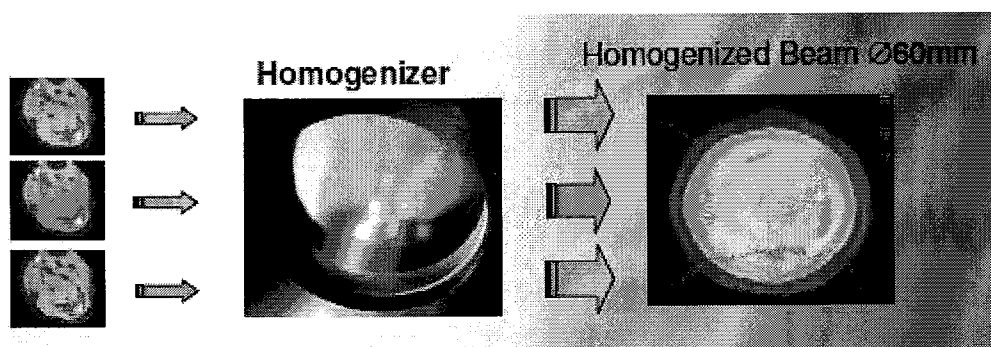


图 7.3 使用光束匀滑技术使得泵浦激光的分布变为平顶的均匀分布

根据激光放大的理论,当被放大激光的能量密度达到饱和能流密度的量级的时候,才能达到最大的能量提取效率,因此需要合理的设计前级放大器泵浦能流、晶体长度、放大次数等参数,使之输出的能流密度达到主放大级次的饱和能流密度的量级。在超强激光装置中,大能量的得到依赖高能量的优良泵浦源,此外,大尺寸光栅、大口径光学镜片等关键性的元器件都是亟待解决的重要组成部分。

7.1.2 对比度

随着峰值功率的持续提高,对脉冲的对比度提出了更高的要求。当脉冲的峰值功率密度达到一定的程度的时候,需要采取多种提高脉冲对比度的措施才能防止背景噪声对实验条件的影响。例如,建立双啁啾脉冲放大系统,在两级 CPA 放大系统之间加入时间滤波器件(例如,饱和吸收体或者 XPW 技术);使用高对比度的多通放大或者是光学参量放大作为两级 CPA 系统的放大方式;大能量激光脉冲经过最终压缩以后可以经过两片等离子体镜进一步提高脉冲的对比度。在目前国际上已经建成的 PW 激光装置中,脉冲的对比度一般为 10^8 - 10^9 量级,不能满足某些物理实验的要求,所以脉冲对比度提升技术的研究是超强激光系统中的重要单元技术之一。

7.1.3 光束质量

在高能量的 CPA 系统之中,首先系统的复杂性决定了需要使用各种不同的光学元件,尤其是大口径的光学元件的表面光洁度和面型会影响最终放大激光光束的近场分布和远场聚焦特性。其次,大能量系统中,无论是泵浦激光,还是被放大的激光的光束质量受热效应的影响,空间分布存在畸变,这样不仅会产生损

伤光学元件的潜在危险,也会一定程度上影响最终光斑的聚焦特性,限制峰值功率的提高。

此外,CPA 系统中激光工作在宽谱模式,系统中的光学元件,比如展宽器,压缩器,非正入射的光学介质等器件的失调会引入脉冲的空间色散。空间色散的存在不仅会限制傅里叶转换极限脉冲的获得,而且也会限制衍射极限聚焦光斑的获得。

在 CPA 系统中首先需要选择光束质量优良的泵浦激光,而且需要尽量保证光学元件的质量。此外,各种改善光束质量的技术常常被应用于大能量的激光系统之中,比如改善泵浦光光束分布的像传递技术和光学匀滑技术,修正系统波前畸变的变形镜技术,抑制光束分布中的高频调制成分的空间滤波器技术,减小激光放大介质热效应的各种冷却技术(水冷、TEC 制冷、液氮制冷等)。

总之,在高能量 CPA 激光系统中提高光束的空间分布特性,不仅可以避免光学元器件的潜在损伤危险,而且对于提高最终的聚焦峰值功率密度具有至关重要的作用。

7.2 升级“极光 III”装置的总体方案

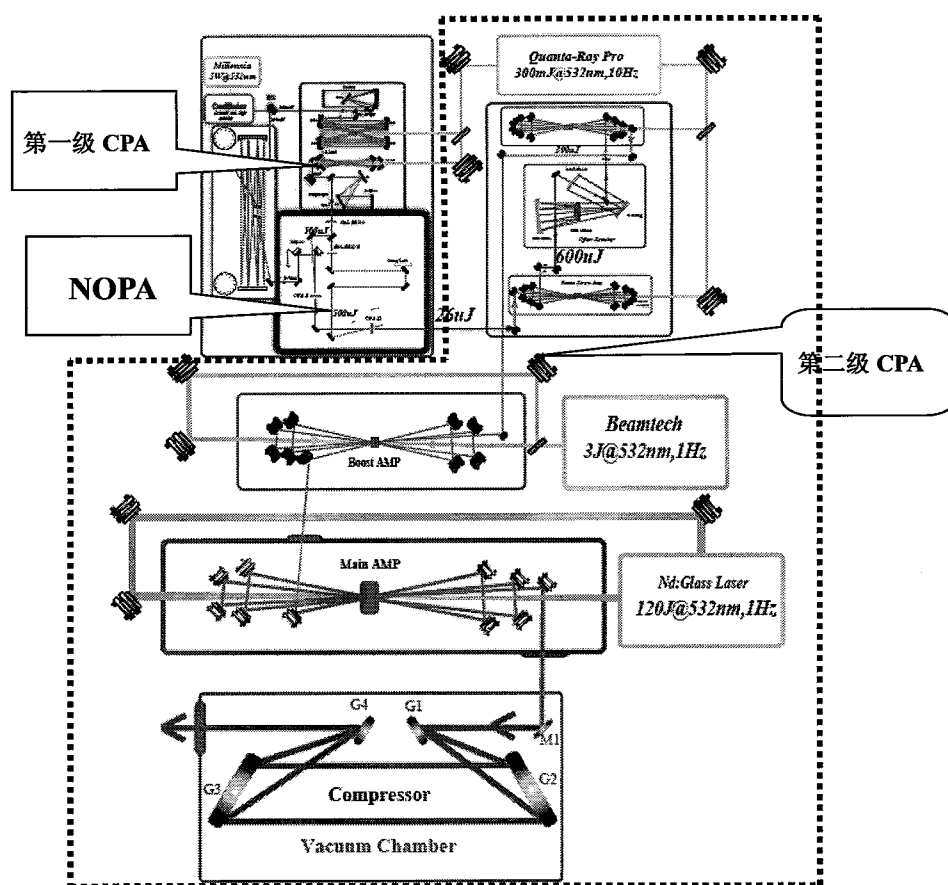


图 7.4 “极光-III”超强激光装置的总体光路示意图

图 7.4 是“极光-III”超强激光装置的总体设计方案。总体来说，该装置是一个双啁啾脉冲放大系统，系统使用自行研制的超宽带啁啾镜补偿色散的振荡器[7]作为系统的种子源和时间基准。种子光的宽带特性保证最终放大激光脉冲的带宽足够支持小于 30fs 的脉冲宽度。为了提高脉冲的对比度，整个系统全部使用多通放大器，取代之前的再生放大器的方案。研发了多种新型的脉冲对比度提高技术，比如 XPW[8]，长环形腔再生放大器，饱和吸收体技术以及光学参量放大技术等。我们在前述几章已系统地介绍了这些技术的研究，经过实验比较，最终采用了在两级 CPA 系统之间使用非共线光学参量放大器[9]的方案，产生数十 μJ 量级的脉冲作为第二级 CPA 的种子源，提高脉冲的对比度(详见第四章的详细叙述)。在光束质量方面，更换此前光学质量较差的光学元件，采用光学匀滑片改善泵浦激光的空间分布特性，使用大口径的变形镜系统修正系统的波前畸变，改善了物理实验中靶点出的聚焦特性，最终提高了系统激光脉冲的峰值功率密度(详见第六章的详细叙述)。在能量方面，通过优化前级放大器和主放大器泵参数，

采用折射率匹配液体抑制自激振荡,优化泵浦激光的能量和光束质量,提高了泵浦激光的提取效率,最终得到更大的主激光放大能量[10]。

7.3 高能钕玻璃泵浦激光

在“极光—III”超强激光装置中,我们使用百焦耳量级的绿光激光器作为系统主放大级的泵浦源。该泵浦源是典型的主振荡功率放大(MOPA)系统,是我们与北京镭宝光电技术公司合作开发的,系统的振荡器是一台氙灯泵浦的电光调-Q Nd:YLF激光器,经过小孔光阑的选模作用以及合理腔型设计,得到良好光束质量的输出。振荡级经过预放大以后,经历空间滤波器的滤波以及扩束之后,再进行一次双通放大,水平偏振光束,经过法拉旋光器偏振方向旋转45°,分束以后分经过两级氙灯泵浦的Nd:glass模块的放大,每一束的能量均被放大到一百焦耳以上,最终利用II类相位匹配的KD*P晶体将1053nm的基频光倍频到527nm,偏振方向为竖直偏振,单束光束能量达到50J以上。由于热效应的影响,该激光系统控制在单发运行状态,每20分钟可以高能量发射一次。该高能泵浦源的具体参数指标如下:

输出波长:	527nm
激光输出束数:	双束
输出能量:	≥50J/束
激光重复频率:	20 分钟/次
激光模式:	准超高斯模分布
能量不稳定性:	±6—8%@527nm
脉宽:	8—15ns
偏振态:	线偏振; 偏振度~100: 1

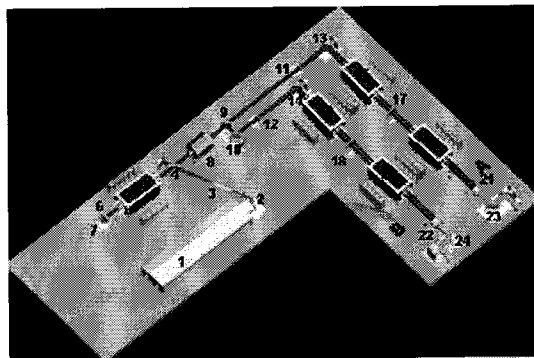


图7.5 主放大100J绿光泵浦激光器光路布局

图7.5是主放大泵浦激光的总体结构设计，下面将就系统的各个组成部分做详细的阐述，

1 系统的前级：一台电光调Q 的灯泵脉冲激光器，它含有一个振荡级，三级预放大级，输出具有高光束质量的1053nm 种子激光。

2 反射镜：两个45 度高反射镜和一个30 度高反射镜，组成一组反射镜，将前级的种子激光反射进空间滤波器。

3 空间滤波器：空间滤波器采用分体式结构，由小孔光阑真空管和目镜、物镜组成，它的作用是滤除高频光，阻挡后面光路中的反馈光，并且将前级种子光的光束直径扩束4 倍。

4 双程放大耦合偏振片：水平偏振片，将前级的种子光（前级光的偏振态为垂直偏振）反射进双程放大级；并使经过双程放大后偏振态为水平的激光透过。

5 双程放大器：双程放大级的工作物质为 $\Phi 40\text{mm}$ 的钕玻璃，聚光腔为镀金的六灯腔，六灯串联，同时放电，放电电压为16.15KV。

6 波片：为1/4 波片，改变激光偏振态

7 双程放大全反射镜： $\Phi 50\text{mm}$ 的 0° 全反射镜，作用是将经过 $\Phi 40\text{mm}$ 钕玻璃放大后的激光再一次反射进 $\Phi 40\text{mm}$ 钕玻璃器，进行双程放大。在系统中，该放大器的编号为“1 号放大器”，它对应的激光电源为“1 号电源”。

8 隔离器： $\Phi 40\text{mm}$ 的隔离器，将激光偏振态旋转 45° ，并在光路中起到隔离作用。

9 分束镜：将一束激光分为相同能量的两束激光， 45° 放置， $T=50\%$ @1053nm， $R=50\%$ @1053nm，透过的光称为A路，反射的光称为B路。

10 45° 全反射镜：B路光路中的全反射镜，转折光路。

11 和17 一组透镜：A 路光路中的一组扩束透镜，将A 路光束直径扩束到62mm。

12 和18 一组透镜：B 路光路中的一组扩束透镜，将B 路光束直径扩束到62mm。A、B 光路中的透镜为相同参数。

13 45° 全反射镜：A路光路中的全反射镜，转折光路。

14 45°全反射镜：B路光路中的全反射镜，转折光路。

15 行波放大器：A 路光路中的 $\Phi 60\text{mm}$ 的钽玻璃放大器，采用八灯的镀金聚光腔，泵浦灯分为两组，每四支灯串联，放电电压为16KV。在系统中，该放大器的编号为“4 号放大器”，它对应的激光电源为“4号电源”。

16 行波放大器：B 路光路中的 $\Phi 60\text{mm}$ 的钽玻璃放大器，采用八灯的镀金聚光腔，泵浦灯分为两组，每四支灯串联，放电电压为15.26KV。在系统中，该放大器的编号为“5 号放大器”，它对应的激光电源为“5号电源”。

19 行波放大器：A 路光路中的 $\Phi 70\text{mm}$ 的钽玻璃放大器，采用八灯的镀金聚光腔，泵浦灯分为两组，每四支灯串联，放电电压为15.5KV。在系统中，该放大器的编号为“2 号放大器”，它对应的激光电源为“2号电源”。

20 行波放大器：B 路光路中的 $\Phi 70\text{mm}$ 的钽玻璃放大器，采用八灯的镀金聚光腔，泵浦灯分为两组，每四支灯串联，放电电压为15.26KV。在系统中，该放大器的编号为“3 号放大器”，它对应的激光电源为“3号电源”。

21 A 路倍频晶体：晶体采用 $\Phi 70\text{mm}$ KDP，II类匹配，垂直一维敏感。它将波长为1053nm 的基频光倍频为527nm 的绿光。

22 B 路倍频晶体：晶体采用 $\Phi 70\text{mm}$ KDP，II类匹配，垂直一维敏感。它将波长为1053nm 的基频光倍频为527nm 的绿光。

23 A路绿光分光镜：将绿光同剩余基频光分开；45°HR@527nm，45°HT@1053nm。

24 B路绿光分光镜：将绿光同剩余基频光分开；45°HR@527nm，45°HT@1053nm。

该激光系统是由高压放电的氙灯进行泵浦，因此整体的良好品质的电源、电子线路以及和CPA系统的控制器进行衔接的部分就显得非常重要。图7.6是100J激光系统控制台实物照片，系统前级电源参数为：

电源输入： 单相220VAC—50Hz—16A

输出电压： 400V—600V连续可调（步进1V），但各电源的注入电压不可超过下面的数值：

本振电压： 415V

一级放大电压： 508V

二级放大电压： 584V

三级放大电压： 586V

尺寸： 1090mm×600mm×520mm

六灯放大电源参数（一台）：

单路充电，单路输出；

储能20KJ，储能电容100μ；

放电电压:10-17KV;最高不超过17KV；

工作重频:15 分钟一次；

充电重复精度 $\leq 2\%$ ；

充电时间:20±3s(以充到17KV 计)；

充电峰值保持时间:120s, 120s 后启动安全回路释放电压；

电源机柜外形尺寸为:440mm(W)×600mm(L)×1400mm(H).

八灯放大电源参数（四台）

一充两放，双路输出；

每路储能20KJ，双路储能2×20KJ；

放电电压:10-17KV;最高不超过17KV；

工作重频:15 分钟一次；

充电重复精度 $\leq 2\%$ ；

充电时间:20±3s(以充到17KV 计)；

充电峰值保持时间:120s, 120s 后启动安全回路释放电压；

电源机柜外形尺寸为: 1060mm(W)×600mm(L)×1400mm(H).

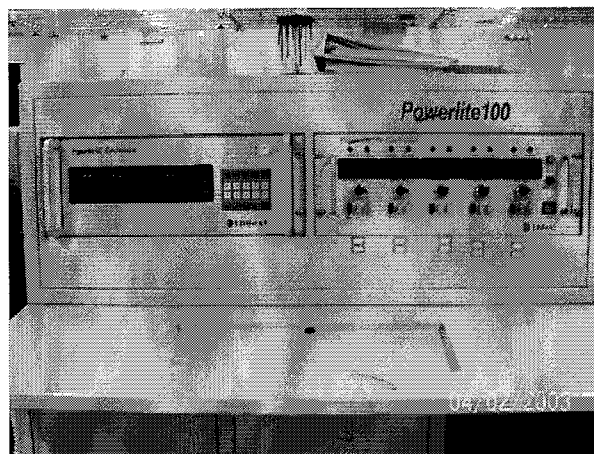


图 7.6 100J 激光系统控制台实物照片

7.4 高效率末级主放大系统及实验测量结果

我们的末级主放大功率放大器[10]是一个 5 通的多通放大器结构, 泵浦源采用上述输出能量 100J 级的钕玻璃绿光激光系统, 双路输出, 由于调试的原因, 两路激光输出的功率并不均衡, 其中一路绿光的能量为 70J, 另一路绿光的能量为 50J, 总的泵浦能量为 120J, 增益介质是一块直径为 80mm、长度为 40mm 的钛宝石激光晶体, 其掺杂浓度为 0.15%, α 系数约为 1.00, 对 527nm 激光的单程吸收约为 98%, FOM 值大于 150。从主多通放大器中输出的激光扩束到 60mm 以后, 经过法拉第隔离器系统进入到功率放大器中, 功率放大器的结构如图 7.7 所示:

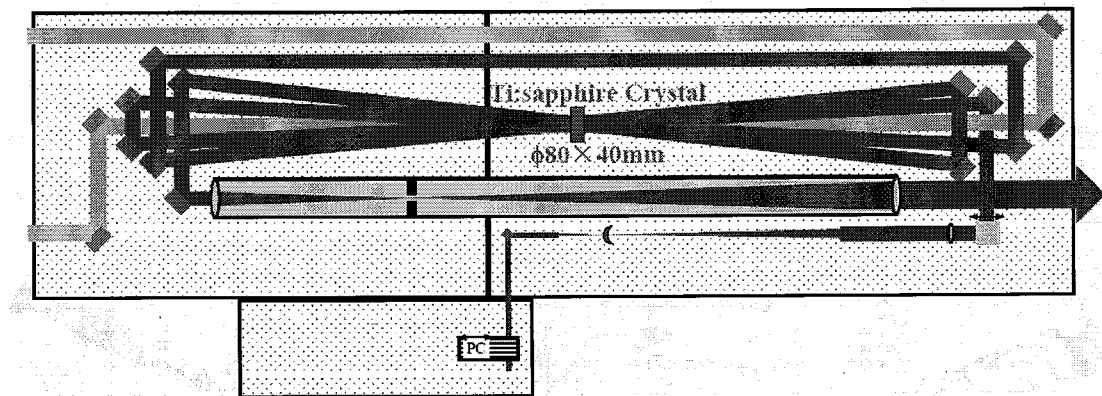


图 7.7 末级功率放大器结构示意图

对于大口径的薄片状激光晶体, 激光在放大过程中会产生严重的寄生振荡 (PL), 也就是在晶体内部形成强的激光辐射, 从而消耗大量的上能级粒子数, 使主激光不能得到有效的放大。寄生振荡的存在对放大器是非常有害的, 如果不对其进行抑制, 主激光还可能会随着泵浦能量的增加而降低, 研究发现, 晶体的横向增益与晶体厚度对直径的比值有关, 对于直径越大, 厚度越薄的晶体, 其横向增益也就越大, 因此就越容易产生寄生振荡。实际上, 考虑到钛宝石晶体 1.76 的高折射率, 其在晶体内表面有大于 7% 的反射率, 因此会形成很强的增益而产生 PL, 为此就必须想办法排除这一不利因素。目前一个有效的办法是增加晶体的厚度并采用折射率与钛宝石相匹配的材料进行包边处理, 由于大尺寸的钛宝石晶体不可能生长的太厚, 厚了也会影响光束质量, 因此我们选用了厚度为 40mm 的晶体, 考虑到实际的光斑尺寸 60-65mm, 直径与厚度的比值在 1.5 左右, 相应

地横向增益就已经很小了，再采用折射率为 1.80 的液体材料进行包边处理，可以有效地降低寄生振荡的影响。

泵浦激光从两端泵浦钛宝石晶体，种子激光在放大器中 5 次通过钛宝石晶体，在约 100-120J 的泵浦能量下，种子激光的能量最大可达到 48J。由于输出能量较大，不能直接进行测量，采用白玻璃尖劈分光测量的办法测量输出激光的能量，测量示意图如图 7.8 所示：

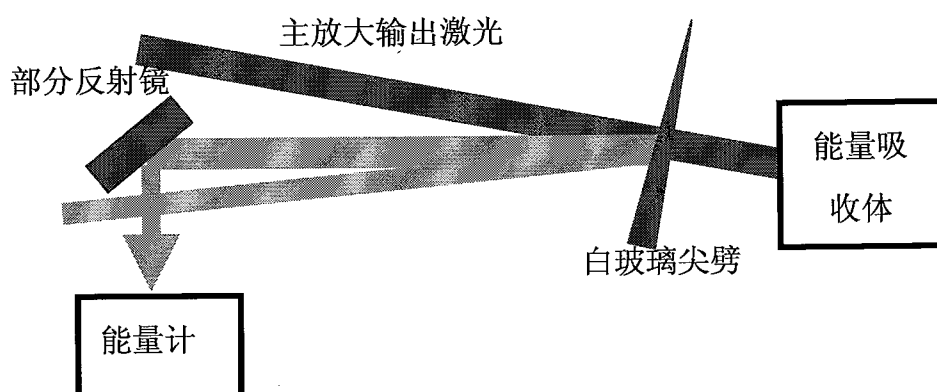


图 7.8 输出能量测量装置示意图

结果显示，经过最后一级放大器后，种子激光的能量被放大到约 45J，最大输出能量可达 48.1J。图 7.9 为功率放大器的实物照片。

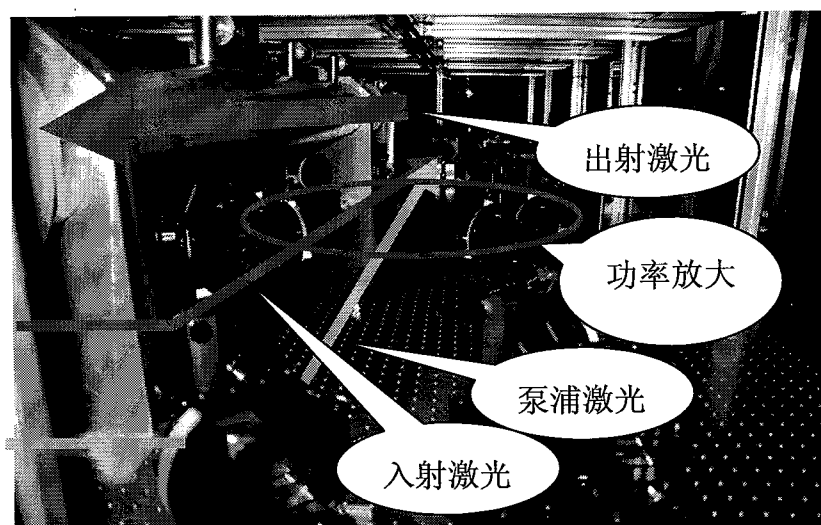


图 7.9 在实验室工作的功率放大器实物照片

7.5 高能压缩系统及实验测量结果

一般的压缩器结构,由两个光栅组成的平行光栅对,通过爬高镜折返实现激光在压缩器内部的四次反射,在极高峰值功率的啁啾脉冲放大系统中,由于输出激光的光束口径太大,一般会在 150mm 左右,如果采用双光栅结构,光栅的尺寸就会很大,既增加了成本,又增加了调节难度,因此在这种超高功率的激光系统中,一般都采用只反射一次的四光栅压缩结构,我们的压缩器结构示意图如图 7.10 所示,采用了两组尺寸分别是 $460\times 210\times 50\text{mm}$ 和 $230\times 180\times 30\text{mm}$ 的光栅组成,光栅刻线为 1480l/mm,放大激光到光栅上的入射角是 20 度,光栅对之间的距离为 450mm,整个系统放置在一个尺寸为 $2.4\times 1.2\times 0.8\text{m}$ 的真空室中。

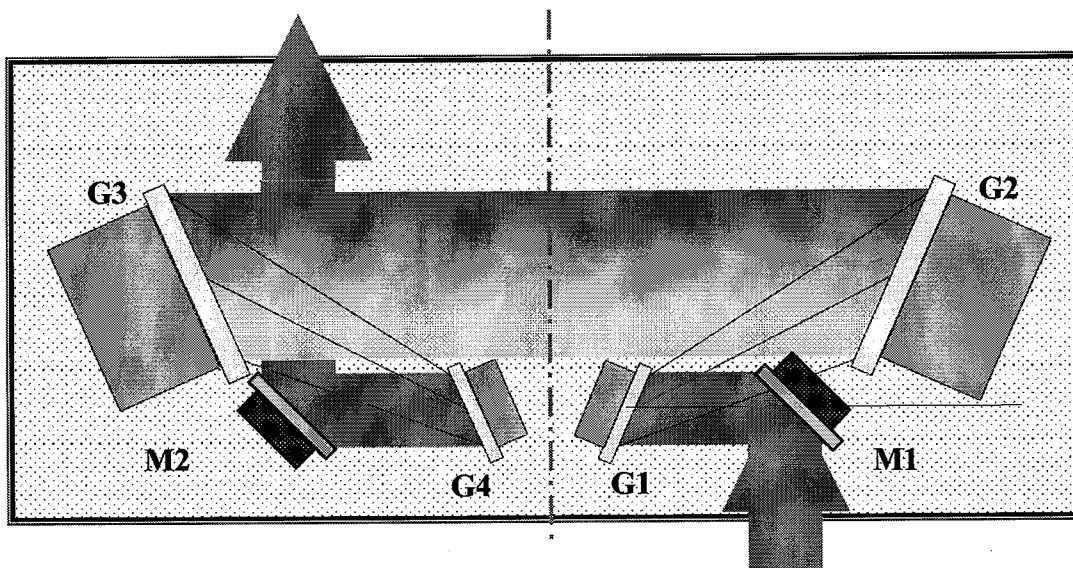


图 7.10 压缩器结构示意图

图中 M1, M2 为宽带反射镜, G1, G2, G3, G4 分别为 1480l/mm 的全息衍射光栅。其实物照片如图 7.11 所示。

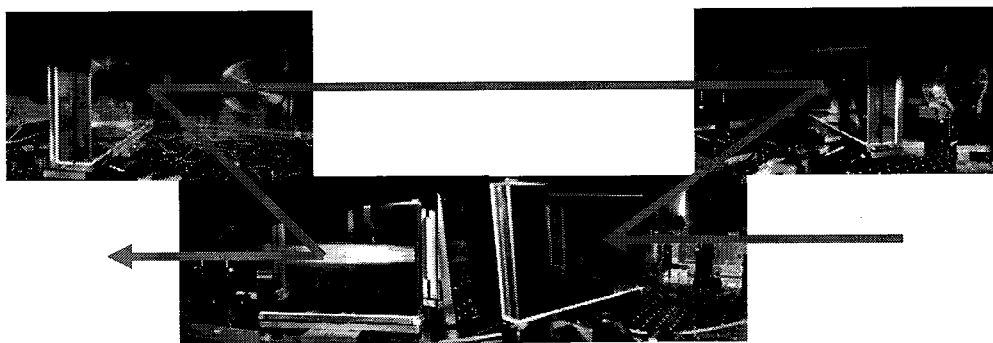


图 7.11 压缩器中光栅的实物照片

放大激光经过一个真空滤波管望远镜系统后,光束口径扩大到 150mm,进

入到压缩器中进行脉冲压缩，压缩后的光谱和脉冲宽度如图 7.12 所示：

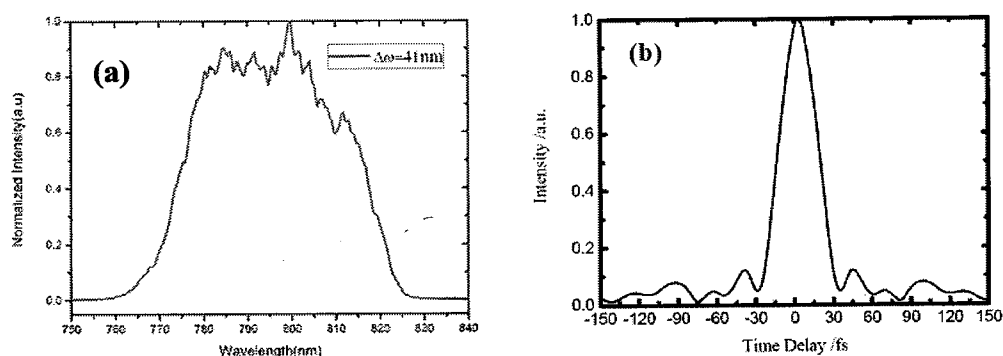


图 7.12 由压缩器输出的激光光谱和用 SPIDER 测量得到的脉冲宽度

结果显示，最终输出激光的光谱宽度约为 41nm，中心波长在 790nm，使用 SPIDER 测量装置（图 7.12 所示）测量脉冲宽度，相应地脉冲宽度约 27.9fs；测量真空滤波管和压缩室的能量传输效率约为 67%，考虑由放大器输出的最大 48.1J 的激光能量，压缩后，放大激光的能量约为 32.3J，对应地输出激光脉冲地峰值功率达到了 1.16PW。使用一台商用的三阶互相关仪 (Sequoia, Amplitude Inc) 测量输出激光地对比度，结果如图 7.13 所示。结果显示，在 15ps 的范围内，激光的对比度在 10^7 ，在 15ps 以外，激光的对比度达到了 10^{10} 。

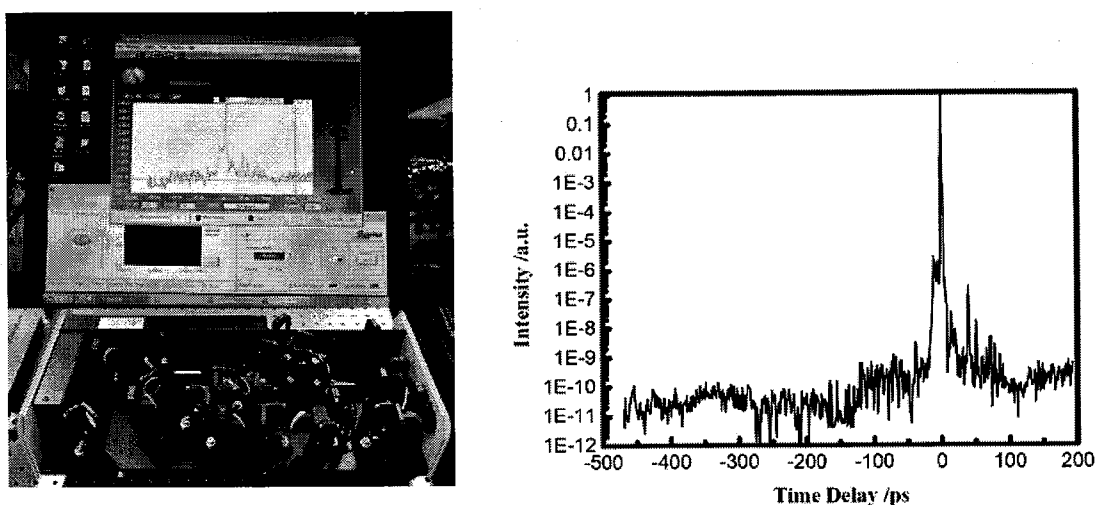


图 7.13 三阶相关仪实物照片以及测量得到的输出激光的对比度曲线

7.6 小结

在“极光-III”超强激光装置中,建立了双啁啾脉冲放大系统,使用第一级 CPA 系统输出的放大脉冲的二次谐波泵浦与之精确同步的宽带种子光,通过新型的非共线光学参量放大技术,得到了高对比度的种子激光。作为第二级 CPA 系统的种子光,经过多级放大,我们最终得到了 10^{10} 的高对比度。使用光学匀滑技术、空间滤波技术以及变形镜系统,修正了光束的空间强度分布和波前分布,得到两良好的光束质量。使用宽带振荡器以及光学参量放大技术,最终得到输出激光的光谱宽度约为 41nm,中心波长在 790nm,相应地脉冲宽度约 27.9fs,压缩后放大激光的能量约为 32.3J,对应输出激光脉冲的峰值功率达到了 1.16PW。根据文献检索,这也是目前国际上完全采用基于掺钛蓝宝石激光的 CPA 技术所获得的最高峰值功率。

参考文献

1. J. H. Sung, S. K. Lee, T. J. Yu, T. M. Jeong, and J. Lee, "0.1 Hz 1.0 PW Ti:sapphire laser, " *Opt Lett* **35**, 3021-3023 (2010).
2. M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses, " *Opt Lett* **24**, 160-162 (1999).
3. E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird, C. Ebberts, and T. Ditmire, "Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier, " *Appl Optics* **49**, 1676-1681 (2010).
4. E. A. Khazanov, and A. M. Sergeev, "Concept study of a 100-PW femtosecond laser based on laser ceramics doped with chromium ions, " *Laser Phys* **17**, 1398-1403 (2007).

5. J. P. Chambaret, F. Canova, R. Lopez-Martens, G. Cheriaux, G. Mourou, A. Cotel, C. Le Blanc, F. Druon, P. Georges, N. Forget, F. Ple, and M. Pittman, "ILE 25PW single laser beamline: the French step for the European Extreme Light Infrastructure (ELI) , " 2007 Conference on Lasers & Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference (Cleo/QELS 2007), Vols 1-5, 2377-2378, 2796 (2007).
6. G. Mourou, "Extreme Light Physics (ELI), " 2009 Lasers & Electro-Optics & the Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, Vols 1 and 2, 103-103 1348 (2009).
7. Y. Y. Zhao, P. Wang, W. Zhang, J. R. Tian, and Z. Y. Wei, "Generation of 7-fs laser pulse directly from a compact Ti : sapphire laser with chirped mirror, " Sci China Ser G **50**, 261-266 (2007).
8. C. Liu, Z. H. Wang, W. C. Li, F. Liu, and Z. Y. Wei, "Enhancement of contrast ratio in chirped pulse amplified laser system by cross-polarized wave generation, " Acta Phys Sin-Ch Ed **59**, 7036-7040 (2010).
9. C. Liu, Z. H. Wang, W. C. Li, Q. Zhang, H. N. Han, H. Teng, and Z. Y. Wei, "Contrast enhancement in a Ti:sapphire chirped-pulse amplification laser system with a noncollinear femtosecond optical-parametric amplifier, " Opt Lett **35**, 3096-3098 (2010).
10. Z. H. Wang, Z. Y. Wei, C. Liu, F. Liu, N. Wang, J. L. Ma, and J. Zhang, "Enhance XL-III Facility to Petawatt with Improved Front-Stage Amplifier and Optimized Output Energy, " Aip Conf Proc **1228**, 212-216 467 (2010).

第八章 总结与展望

本论文工作开始于 2007 年 7 月,至 2011 年 4 月结束,期间以升级“极光-III”号放大系统为主要目的,我们分别进行了交叉偏振波滤波技术的研究、超长腔环形再生放大器的研究、利用非共线光学参量放大器提高脉冲对比度的研究、非共线光学参量放大器产生高对比度 1053nm 脉冲的研究以及改善“极光-III”号放大系统光束质量改善的研究等。下面,我们对这些研究工作做如下总结和展望。

1、在“极光-III”激光系统中进行了交叉偏振滤波(XPW)技术提高飞秒放大激光对比度的实验研究,有效地抑制了“极光-III”装置中前级再生放大系统输出激光脉冲的预脉冲以及 ASE 等背景噪声,在皮秒量级的范围内放大激光的对比度从 10^{-5} 提高到了 10^{-7} ,在接下来的工作之中将采用多通放大器代替再生放大器,得到更高的对比度,还可以采用消光比更高的格兰棱镜,使得对比度提高的幅度更高。此外,还可以通过合适的光学设计,在避免空气被击穿的情况下,不使用真空系统来进行 XPW 滤波的实验。

2、搭建了一套长环形腔再生放大激光系统,在 150 mJ 泵浦能量下,得到了单脉冲能量为 20 mJ 的放大激光输出,对应的转化效率为 13.3%。输出光谱为 30nm,可以支持小于 40fs 的压缩脉宽。系统中的 ASE 成分得到了有效地抑制,可以作为高对比度啁啾脉冲放大系统的前级预放大器。在接下来的工作中,可以在再生放大之前,对种子光的光谱进行整形,对中心波长的成分进行衰减,抑制增益窄化,以期望得到更宽的输出光谱。

3、利用飞秒光学参量放大器提高了 CPA 系统的脉冲对比度。在飞秒 OPA 中,信号光的增益达到 3.4×10^4 ,单脉冲能量达到 26 μ J。利用这个高能量干净的种子脉冲注入到后级 CPA 放大系统之中,最终脉冲在百皮秒的对比度达到 10^{-10} 。由于在光参量放大过程中,信号光和泵浦光需要在飞秒尺度上重合,系统的各种扰动会带来放大光的不稳定性。因此,可以引入反馈系统使得信号光和泵浦光时间的抖动得到补偿。

4、使用非共线飞秒光学参量放大器得到高对比度 1053nm 脉冲的研究。利用白光超连续作为信号光,得到了 1053nm 闲频光,闲频光和信号光在各级参

量放大器中反转多次,可以极大提高脉冲对比度。得到了光谱宽度为 25nm 的 1053nm 脉冲,该脉冲可以作为大能量钕玻璃啁啾脉冲放大系统的种子源,接下来的实验中,要对 1053nm 脉冲的对比度进行精确的测量。由于闲频光存在空间的角色散,因此需要采用光纤等元件对闲频光的光束进行整形。

5、使用光束匀滑片改进了泵浦激光的空间分布,使之成为近似平顶的超高斯分布;加入光学空间滤波器,滤除光斑中的空间高频调制成分;改进系统中球面镜的光学质量,减小象差;安装变形镜,矫正波前的畸变,得到较好的聚焦光斑,提高脉冲的峰值功率密度。在接下来的工作中,可以采用光束质量更好的泵浦激光进行放大,光束质量会进一步的得到改善。此外,需要排查系统中存在的光学元件的缺陷,更换更优质的光学元件,进一步减少系统的波前畸变,减小变形镜的工作压力。

6、结合以上研究结果,通过抑制主放大晶体的寄生振荡并采用 100J 的 527nm 玻璃激光作泵浦,得到了单脉冲能量达 48.1J 的放大结果。压缩后的激光的能量为 32.3J,采用 FROG 装置测得相应的脉冲宽度约 27.9fs,对应 1.16PW 的峰值功率。这是目前国际上完全采用基于掺钛蓝宝石激光的 CPA 技术所获得的最高峰值功率结果。