

## 摘要

本论文依托中国工程物理研究院的重大预研项目“百太瓦级超短超强脉冲激光装置研制”，主要从理论和实验上对超高峰值功率的钛宝石激光系统进行了深入细致的研究，并最终研制出国内最高峰值功率的钛宝石飞秒激光装置，该装置的某些技术指标达到国际先进水平。主要工作包括以下几个部分：

阐述了超短超强脉冲的发展历程、需求背景以及目前国内外的的发展概况。超短脉冲从最初的染料激光器发展到目前最常见的固体飞秒激光器，飞秒超短脉冲在过去 20 年内得到了迅速发展，脉冲宽度可以达到几个飞秒以下，峰值功率可以达到 PW 量级，聚焦后可以获得极高的峰值功率密度，获得极端的物态条件。可用来研究相对论领域的光与物质相互作用，如超快 X 光激光产生、超高次谐波产生、激光尾波场粒子加速、实验室天体物理学及快点火机制等研究领域。随着研究工作的进一步深入，超短超强脉冲激光将会在军事、科技和民用方面呈现广阔的应用前景。

系统描述了以钛宝石为介质的啁啾脉冲放大系统的各关键单元。分析了钛宝石飞秒振荡器的自锁模机理，并对腔内的色散补偿进行了讨论。展宽器是 CPA 系统的一个关键部分，其色散的大小，展宽倍数的多少对以后的放大过程都有直接的影响。对常用展宽器的构型进行了分析和讨论，比较了相互的优缺点，同时对脉冲展宽器的物理过程进行了描述，给出了脉冲展宽的计算公式。对再生放大和多通放大分别进行了描述和比较，并分析了二者的优缺点，应根据实际情况选择合适的放大方式。还讨论了大口径钛宝石晶体中 ASE 的抑制方法。最后分析了脉冲压缩器和色散补偿方法。

重点对宽带啁啾脉冲的线性放大进行了理论分析和数值模拟。通过对不同传输模型的总结分析，选择了非线性薛定谔方程作为我们的计算模型。通过数值计算，分析和讨论了啁啾脉冲传输的增益窄化和增益饱和效应。并且针对时空二维分布的啁啾脉冲，对增益窄化和增益饱和对脉冲的共同作用作了分析。对于实际中的多程放大结构，通过非线性薛定谔方程和粒子数方程相结合，对啁啾高斯脉冲的多程放大也做了计算和分析。

完成了脉冲光谱主动控制的理论分析和实验研究。啁啾脉冲放大系统中的前置高增益放大器通常为再生放大器，但是激光脉冲在再生放大器中将会产生强烈的增益窄化效应，使放大脉冲的光谱宽度变窄，光谱的变化将影响到压缩脉冲的宽度。通过主动控制脉冲光谱，研究抑制再生放大器增益窄化效应的方法，从而获得变换极限的压缩脉冲。利用声光光谱可编程色散滤波器，可以实现对脉冲光谱振幅和位相的主动控制，尽可能削弱增益窄化效应对光谱的影响，并最终获得更窄的变换极限的压缩脉宽。据悉，这是我们首先在国内进行声光光谱色散滤波器用于 CPA 系统的光谱整形的实验

研究。

对百太瓦级钛宝石超短脉冲激光装置进行了系统的实验研究。3TW 前端系统主要包括飞秒振荡器及泵浦源、脉冲展宽器、再生放大器、预放大器、主放大器及脉冲压缩器等部分。前端系统没有应用声光光谱色散滤波器 (AOPDF) 时, 可以获得 150mJ/50fs/3TW 输出。当应用 AOPDF 对放大过程中的增益窄化效应及引入的附加高阶色散进行适当的补偿, 可以获得 30fs 的压缩脉宽, 使前端系统的输出峰值功率直接提高到 5TW。20TW 中间放大级采用了全像传递的空间四程放大构型, 这种像传递技术在超短脉冲激光系统中使用, 是本装置的创新点。20TW 主放由 6 台 10Hz 重频的调 Q 倍频的 YAG 激光器分两组其进行双面泵浦。从 20TW 放大器输出的激光脉冲扩束到 60mm, 然后进入末级的助推放大器。由于末级钛宝石口径较大, 需要考虑放大的自发辐射 (ASE) 和横向寄生振荡的影响, 为此, 发展了大口径钛宝石晶体的包边工艺。

全系统输出的峰值功率最高可达 286TW, 聚焦功率密度达到  $8.2 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ , 这是目前国内最高的峰值功率和聚焦功率密度, 该系统能够稳定运行, 已提供了两轮物理实验打靶。

**关键词** 啁啾脉冲放大; 飞秒脉冲激光器; 声光光谱色散控制; 全像传递传输

## Abstract

The ultra-high ultra-short Ti:sapphire pulse laser system was studied theoretically and experimentally in this dissertation. The main research as following, it includes:

This paper summarizes the development, application and general situations at present of the ultra-high ultra-short pulse laser system. The development from the initial dye laser to the familiar solid femtosecond laser makes the technology of the ultra-short pulse laser a rapid evolution over the past 20 years, the pulse width was shortened to 10-15fs or less, the power came up to 10<sup>12</sup>W or more, and the peak power density dramatically increased approaching  $\sim 10^{20}$ W/cm<sup>2</sup>, so extremely new classes of physical effects can be available for the study of the light-matter interactions in the relativistic regimes, such as the generation of ultrafast x-ray radiation, ultrahigh-order harmonic generation, laser wakefield particle acceleration, laboratory-based astrophysics and fast ignition fusion et al. The deep research progress in the ultra-short pulse laser will make it a wider applying avenue in the military, science and technology, civilian.

The basic components and key technique of Ti:Sapphire chirped pulse amplification(CPA) system is given in detail. First of all, the theory of self-mode locking of Ti:Sapphire femtosecond oscillator is introduced, and the compensation of dispersive in the cavity is discussed too. Stretcher is a key part in amplifier system, whose dispersive and stretching factor will affect the whole amplification directly. Different schemes in common use are analyzed, the advantages and the disadvantages are compared respectively. Meanwhile, with the physics processes of stretcher, the formula by which the stretching factor can be approximately obtained. Secondly, the regeneration amplifier and the multi-pass amplifier are described and compared in detail. Which amplifier mode is chosen in the system is up to the fact. Furthermore, suppression of parasitic lasing in large-aperture Ti:sapphire crystal is discussed. Lastly, the structure and principle of compressor are described, and the method of dispersive compensation are analyzed.

The theoretical analysis and numerical calculation about linear amplification of the broad bandwidth chirp pulse were made. The nonlinear Schrödinger equation is chosen as the calculation model through summarizing and analyzing the different propagation model. By the numerical calculation, the effects of gain narrowing and gain saturation were analyzed and discussed. And the effect of gain narrowing and gain saturation on the pulse was also analyzed for the chirp pulse with two dimensions spatiotemporal distribution. In addition,

for the multi-pass construction used in practice, the multi-pass amplification calculation of the gaussian pulse with chirp was also made and analyzed through combining the nonlinear schrodinger equation and population equation.

The theoretical analyses and experimental researches of active spectrum control are completed. The high gain amplifier in CPA system is usually regeneration amplifier, so strong gain-narrowing effects will be produced when laser propagates through the gain medium in the regeneration amplifier, which will narrow the pulse spectrum bandwidth, and thus affects the pulse width after compressed. Different ways which can control gain-narrowing in regeneration amplifier are studied. By the active spectrum control, the compressed pulse of near transform limit can be obtained. Of all the controlling ways, acoustic-optic programming dispersive filter(AOPDF) can be used to fulfill the gain spectral amplitude and phase shaping, and minimize the gain-narrowing effects. To our knowledge, this is the first experimental researches of spectrum shaping by AOPDF in china.

The multi-hundred terawatt Ti:Sapphire ultrashort pulse laser system has been experimentally studied. The 3-TW front-end systems mainly includes femtosecond oscillator, pulse stretcher, regeneration amplifier, pre-amplifier, main amplifier, and pulse compressor. This stage works at 76MHz with an output of 150mJ/50fs without using AOPDF, while using AOPDF to compensate the gain spectral narrowing and residual high-order dispersive, then 30fs of compressed pulse width is obtained, and the power of output is increased to 5-TW. The 20-TW stage amplifier is a relay-imaged four-pass space amplification system, this relay-imaged technique using in ultra-short pulse laser system is an innovation in the multi-hundred terawatt laser facility. This stage amplifier is pumped by six 10-Hz Q-switched YAG lasers that relay-image onto both faces of the crystal rod within an area 2cm in diameter. The output from the 20-TW amplifier chain is upcollimated to ~60-mm diameter and then introduced into a final four-pass BA. For the large-aperture Ti:sapphire crystal, amplified spontaneous emission and parasitic lasing(PL) across the amplifier disk at a high-energy pump fluence must be concerned. Then edge cladding techniques of large-aperture Ti:sapphire crystal is developed.

The output power of the whole system is 286TW, and the focused intensity is  $8.2 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ , which to our knowledge, is the highest power and intensity in china. This laser facility can work stably, and has already been used for physical experiment.

**Key words** chirped pulse amplification; femtosecond pulse Ti:Sapphire laser; Acoustic-optic programming dispersive filter(AOPDF); image-relay

# 第1章 绪论

## 1.1 超强超短脉冲激光的需求背景

近年来,随着超短脉冲激光技术的日趋成熟,超高峰值功率的激光技术得到了进一步发展,峰值功率已能达到百 TW 或 PW 以上,聚焦功率密度可达到  $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ 。如此超高强度的激光脉冲,可以创造极端的物态条件,可用来研究相对论领域的光与物质相互作用,如超快 X 光激光产生<sup>[1-5]</sup>、超高次谐波产生<sup>[6-8]</sup>、激光尾波场粒子加速<sup>[9-13]</sup>、实验室天体物理学<sup>[14]</sup>及快点火机制<sup>[15, 16]</sup>等研究领域。从图 1.1 可以看到<sup>[17]</sup>,随着激光峰值功率大幅度提高,聚焦功率密度也显著提高,光与物质相互作用将会出现更加丰富的物理现象。随着超短超强脉冲激光装置性能的提高和研究工作的进一步深入,超短超强脉冲激光将会在军事、科技和民用方面呈现广阔的应用前景。

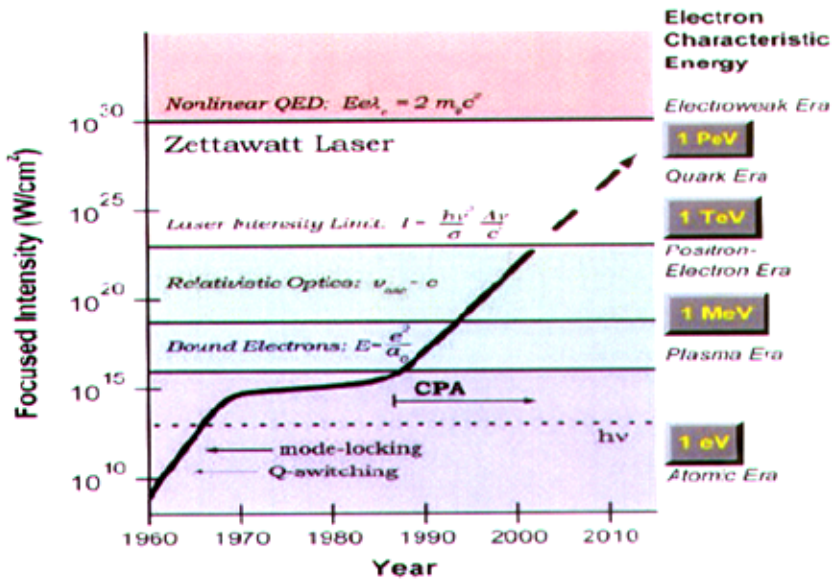


图 1.1 高功率激光发展的历程及对应的物理现象

Fig.1.1 Laser-focused intensity vs years for tabletop systems. This system shows the dramatic increase in intensities experienced over the past few years.



超强超短脉冲激光和物质相互作用特征表现为强相对论和强有质动力,能够在局部区域创造极端强的物理条件,如大于 $10^9\text{K}$ 的黑体辐射(远远高于太阳中心的温度)、大于 $10^{23}\text{g}$ 的加速度、大于 $10^9\text{Gauss}$ 的超强磁场、接近光速的电子振荡速度等。对天体物理、材料科学、等离子体物理、激光核聚变、原子核物理、相对论物理、凝聚态物理、加速器物理、高能物理等带来冲击及机遇<sup>[18,19]</sup>。

### 1) 核武器库存材料特性研究

根据美国LLNL最新研究结果表明,新建的超短脉冲激光装置JanUSP的聚焦功率密度已达到 $2 \times 10^{21}\text{W/cm}^2$ ,信噪比达到 $10^{10}$ 。利用这种高强度、低预脉冲的激光与高密度固体物质作用,可产生类似核爆炸和星球内部的高温高密度等离子体物态条件,利用这种条件有望进行核武器库存材料特性研究。

### 2) 激光聚变快点火概念探索

传统的ICF点火方式是中心热斑点火,对靶丸精度和粗糙度及激光辐照均匀性要求都十分苛刻,而且点火的阈值激光能量要求很高,高达兆焦耳量级。

近年来,随着CPA激光技术的重大进展,美国LLNL于1993年提出了“快点火”概念,即首先利用中等激光强度把聚变燃料均匀压缩到一定密度(如 $300\text{gcm}^{-3}$ ),再用一束短脉冲强激光(如 $100\text{ps}$ 、 $10^{17}\text{--}10^{19}\text{W/cm}^2$ )产生穿越等离子体冕区的通道,然后用一束超短脉冲激光(如 $\text{ps}$ 、 $10^{20}\text{W/cm}^2$ )通过前而产生的通道达到压缩的靶丸边缘,与靶丸的高密度等离子体相互作用,产生大量的 $1\text{--}5\text{MeV}$ 的超热电子。超热电子向靶丸内输运、沉积能量,加热局部的氘氚离子,发生聚变反应。产生的 $\alpha$ 粒子向未被加热的“冷”区传播,实现点火和燃烧。

“快点火”预压缩度低,对流体力学不稳定性不敏感,所需能量少,增益更高,是实现激光聚变点火的重要途径之一。

### 3) X射线激光研究

在引入超短脉冲激光作为X光激光泵浦源之前,要产生短波长的X光激光,需要大型高功率固体激光驱动器。如美国LLNL实验室曾在Nova装置上作出过水窗波段的X光激光。由于它需要非常庞大的泵浦源,因此基本上没有应用价值。而用 $\text{ps}$ 级的超短脉冲作为泵浦源则可大大降低装置的能量和装置的规模。许多方面的性能都超过了过去用大型装置产生的X光激光。将它应用于诊断激光与物质相互作用产生的高温高密度等离子体的特性,可以获得精确的实验数据,是实验室激光核爆模拟实验研究必不可

少的精密诊断工具。此外，高重复频率、高强度的X光激光还有非常大的科学应用价值和工业应用价值。

#### 4) 强辐射源应用研究

高功率超短脉冲激光能够产生数十兆伏能量和兆安级电流的强电子和质子束，输出功率比任何现有的加速器都高，具有进行爆轰闪光照相的应用前景。预期用于闪光照相，时空分辨会大大改善，还有利于多幅成像，成本也更低。

#### 5) 诊断仪器精密标定

超短脉冲激光器具有极窄的激光脉宽(fs量级-1ps量级)是极好的可见和紫外(倍频后)  $\delta$ 光源，与标准具配合使用可以直接用于诸如条纹相机等时间分辨设备的标定。此外，超短脉冲激光与靶相互作用产生的等离子体也是很好的皮秒X射线源和粒子源，可用于多层膜反射镜、各种探头的标定及探头的时间响应曲线测量。

#### 6) 其它应用

超短脉冲激光器能成为体积小、经济、污染小的新型脉冲中子源，用于中子照相、中子活化分析等，还能进行超短脉冲宽光谱激光对光学元件的损伤研究，强X射线源可用于X射线光刻等；还可以开展许多前沿学科研究，如超短超强激光与团簇的作用、高次谐波的产生、超快X光源和天体物理等。

## 1.2 超强超短脉冲激光的发展历程

自 1960 年激光发明以来，激光峰值功率通过一系列的新技术被不断提高。首先出现了自由运转激光，后来调 Q 技术及锁模技术的应用，分别将激光的峰值功率提高约三个量级。与此同时，脉冲宽度下降了同样的量级。脉宽为微秒级的自由运转激光的峰值功率密度在  $\text{KW}/\text{cm}^2$  量级，调 Q 技术将脉宽压窄至纳秒级，对应激光的峰值功率密度达到  $\text{MW}/\text{cm}^2$ ，锁模激光技术将输出的峰值功率密度提高到  $\text{GW}/\text{cm}^2$  水平。其后二十年内激光的峰值功率密度未能显著提高，这是因为当激光强度达到  $\text{GW}/\text{cm}^2$  时，光学介质的非线性折射率  $n_2$  引起的 B 积分将起到显著作用。当 B 积分值达到  $\pi$  时，非线性折射率导致激光发生全光束口径自聚焦和小尺度自聚焦，并最终破坏光学介质，从而阻碍了激光峰值功率被放大至更高的水平。

针对上述问题，G. Mourou 及其合作者于 80 年代中后期提出了啁啾脉冲放大

(Chirped Pulse Amplification, CPA) 的概念<sup>[20]</sup>。其基本思路是将非常窄的种子光脉冲在时域上展宽, 然后进行充分放大, 以便提高系统放大级的能量抽取效率和克服非线性效应的影响, 脉冲获得足够的脉冲能量后, 再将脉宽压缩获得高峰值功率的激光脉冲。通过 CPA 技术可获得峰值功率比常规激光系统高数个量级的激光脉冲。

表1.1 世界各国具有代表性的高功率超短脉冲激光装置

Table 1.1 The high power ultra-short pulse laser facilities over the world

序号	国家	实验室名称	装置名称	输出能量(J)	脉冲宽度(fs)	输出功率(TW)	激光强度(W/cm <sup>2</sup> )	建设或完成时间
01	USA	LLNL	Petewatt	680	440	1500	6×10 <sup>20</sup>	1996-1999
		LLNL	JanUSP	15	75-80	200	2×10 <sup>21</sup>	2000
		CUOS	ALFA2	6	25	300		
		California	U3	1.2	23.5	60		
02	Japan	ILE	PWM	45	700-800	60-100	5×10 <sup>19</sup>	1998
		ILE	MII	30	500	60		1999
		JAERI		2	18.9	100	1×10 <sup>20</sup>	1998
		JAERI		28.4	32.9	850	3.8×10 <sup>21</sup>	2003
		JAERI		20	20	1000		Under constr
03	England	RAL	Vulcan PW	30	700	40	5×10 <sup>19</sup>	1998
		RAL	Vulcan PW	500	500	1000		2002?
04	France	LULI	LULI	30	300	100		1998
		LULI	Phybus	500	500	1000		Under constr
		Limeil	PI02	10	300	100		
		ENSTA	LOA	0.8	25	35	10 <sup>19</sup>	
05	Germany	GSI	PHLIX	500	500	1000		Under constr
		MBI		0.75	30	25		
06	Sweden	LLC	LUND	1	50	20		
07	Czech	IP/ASCR	PALS	100	20	5000	10 <sup>23</sup>	Plan
08	China	SIOM	QG-C4	0.78	33.9	23		2002
		LFRC		6	30	280	10 <sup>20</sup>	2004

CPA 技术的应用, 使得超短脉冲激光的峰值功率大幅提高, 可以在很小的台面激光装置上获得 TW (10<sup>12</sup>W) 量级峰值功率输出。近几年, 超高峰值功率的激光技术得到



了进一步发展<sup>[21-28]</sup>,峰值功率已能达到百TW或PW以上,聚焦功率密度可达到 $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ 。

强超短脉冲激光在科学研究和军事研究方面都有非常大的潜在应用价值,倍受世界各科技大国的关注。近年来,各科技大国均纷纷研制大型的超短脉冲激光装置<sup>[23, 24]</sup>,如表1.1所示。随着超强超短脉冲激光装置性能的提高和研究工作的进一步深入,将会呈现出更多、更广的科学、军事与民用方面的应用前景。

美国利弗莫尔实验室于1993年开始发展拍瓦激光技术<sup>[23, 24]</sup>。经过四年努力,于1996年5月23日实现拍瓦功率输出,取名Petawatt,如图1.2所示。该装置的输出脉冲宽度440fs,每个脉冲能量680J,峰值功率1.4PW,靶面功率密度达到 $6\times 10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 。

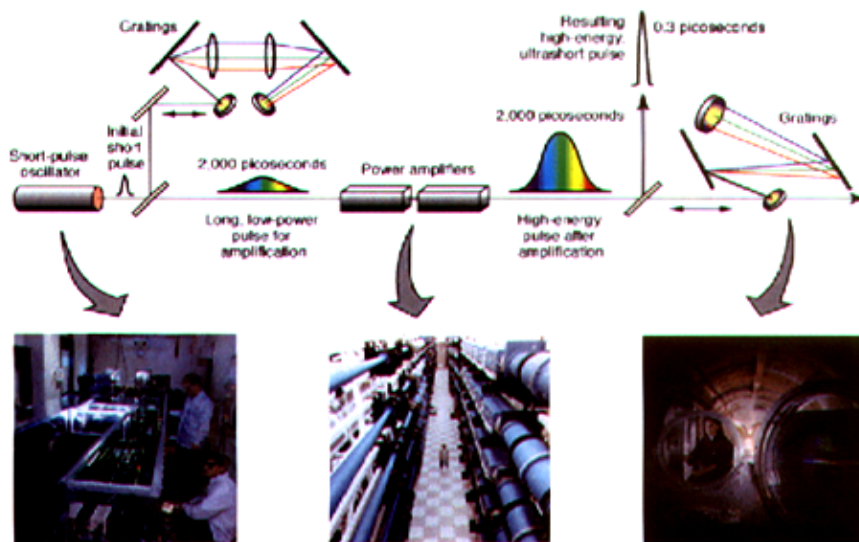


图 1.2 CPA 技术原理图和 Petawatt 装置

Fig. 1.2 The principle of CPA and the Petawatt laser

Janus是利佛莫尔实验室于1974年建成的百焦耳级钕玻璃激光器。他们利用该装置于2000年建成了一台靶面聚焦功率密度迄今最高的激光器<sup>[25]</sup>,如图1.3所示。命名为JanUSP (Janus-pumped ultrashort-pulse laser)。输出能量虽只有15J,脉冲宽度却缩短到85fs,峰值功率可达200TW;因光束质量好,焦斑只有 $2\mu\text{m}$ ,聚焦功率密度高达 $2\times 10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ ;其预脉冲比Petawatt的小一百万倍,脉冲对比度,即主脉冲与预脉冲之比高达 $10^{10}$ 。聚焦功率密度和脉冲对比度都创下了新的世界记录。

日本大阪大学激光工程研究所（ILE）1983年就建成了12束GEKKO11激光器。他们增加了第13路光束用作产生超短脉冲激光的放大器<sup>[26, 27]</sup>，如图1.4所示。1998年底超短脉冲激光装置建成，输出能量45J，脉冲宽度700fs，峰值功率60TW，靶面聚焦功率密度 $5 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ 。该装置取名PWM(Peta-Watt Module)。2002年，已获得500J，500fs的激光输出，峰值功率达到1PW<sup>[28]</sup>。

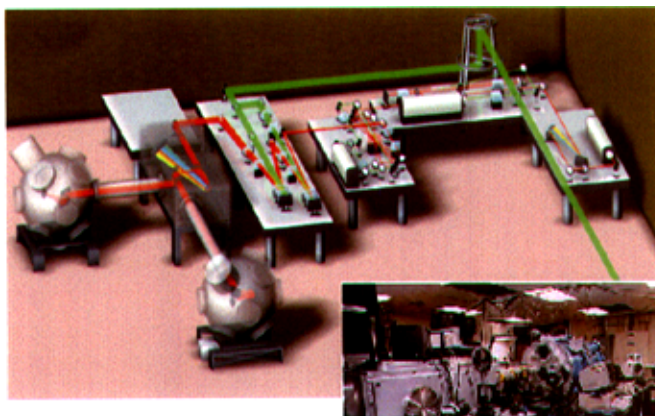


图 1.3 JanUSP 超短脉冲激光装置

Fig.1.3 Janusp ultra-short pulse laser in LLNL



图 1.4 日本 ILE PWM 装置

Fig.1.4 ILE PWM laser in Japan

日本原子能研究所于1999年研制成一台10Hz重复率工作的超强超短脉冲激光装置<sup>[29, 30]</sup> (JAERI), 见图1.5, 其输出激光脉冲功率为100TW, 脉冲宽度为19fs, 聚焦功率密度达 $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 。2003年已将该装置升级到850TW<sup>[31]</sup>。



图 1.5 日本原子能研究所 JAERI 超短脉冲激光装置

Fig.1.5 The ultra-short laser in JAERI, Japan

法国LULI实验室利用法国CEA退役的Phybus装置(到 $\Phi 208\text{mm}$ 放大级), 于2003年建成同时拥有1KJ/1ns和500J/500fs的激光装置, 可以大能量作等离子体研究, 也可实现1PW的超高功率超短脉冲输出<sup>[32]</sup>, 如图1.6所示。



图 1.6 法国 LULI 实验室将建成的大型激光装置

Fig.1.6 The PW laser underconstructing in LULI, France

国内也有数家研究单位长期从事超短脉冲放大及相关技术的研究,如中物院激光聚变研究中心、中科院物理所、上海光机所、天津大学、西安光机所、中山大学、哈尔滨工业大学等,但是大都从事台面 TW 级超短脉冲系统的研究,规模较小。天津大学于 1982 年筹建了国内第一家飞秒激光实验室,该实验室于九十年代初实现了飞秒激光由染料向固体研究方向的转移及小型高效飞秒强激光技术的研究<sup>[33]</sup>,飞秒脉冲激光的放大也仅限于 TW 量级台面系统的研究。并在 2000 年建成了一套 TW 系统<sup>[34]</sup>,他们采用的是再生加多程放大的 CPA 技术路线<sup>[35, 36]</sup>。中科院物理所于 1999 年采用多程放大的 CPA 路线,建成了全钛宝石的 TW 级 CPA 系统<sup>[37, 38]</sup>,输出功率为 1.4TW,目前正在提供物理实验运行。上海光机所是较早从事 CPA 技术研究的单位,1998 年建成了国内首台峰值功率达 5.4TW,重复率 10Hz 的飞秒强激光装置<sup>[39]</sup>,并通过进一步升级,使输出功率达到 15TW。同时,他们还开展了 OPCPA 研究<sup>[40]</sup>,输出功率大于 10TW。

中国工程物理研究院激光聚变研究中心于 2002 年开始启动研制百 TW 级超短脉冲激光装置<sup>[41]</sup>,通过仅两年时间的研究,在 2004 年实现了脉宽小于 30fs,峰值功率大于 280TW,聚焦功率密度大于  $10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$  的超短脉冲激光装置。该系统建成后,成为国内最高峰值功率的超短脉冲激光装置,也是世界上少数几个能稳定运行在 100TW 以上的超短脉冲装置之一。

### 1.3 论文的主要研究工作

首先阐述了超短超强脉冲的发展历程、需求背景以及目前国内外的的发展概况。飞秒超短脉冲激光在过去 20 年内得到了迅速发展,脉冲宽度可以达到几个飞秒以下,峰值功率可以达到 PW 量级,聚焦后可以获得极高的峰值功率密度,获得极端的物态条件。随着研究工作的进一步深入,超短超强脉冲激光将会在军事、科技和民用方面呈现广阔的应用前景。

然后对飞秒脉冲的产生机理、CPA 系统中的脉冲展宽—压缩原理及高阶色散补偿、啁啾脉冲放大过程中的各种物理效应等进行了分析和讨论。尤其针对激光脉冲放大传输的模型进行了推导和简化,并获得了适合宽带脉冲放大的微分方程组。通过对该微分方程组的数值求解,分析和讨论了啁啾脉冲传输的增益窄化和增益饱和效应。并且针对时空二维分布的啁啾脉冲,对增益窄化和增益饱和对脉冲的共同作用作了分析。对于实际中的多程放大结构,通过非线性薛定谔方程和粒子数方程相结合,对啁啾高斯脉冲的多程放大也做了计算和分析。



由于放大过程中的增益窄化效应及脉冲通过光学介质时所附加的高阶位相在压缩时不能被完全补偿,导致压缩后的脉冲时间波形不能完全恢复到初始脉冲的状态,即脉冲的信噪比较低。声光光谱色散滤波器可以主动补偿放大过程中引入的光谱畸变和附加的高阶色散,最大可能地保持放大过程中的光谱宽度,从而获得最窄的压缩脉宽。

在实验上完成了全套百太瓦级超短超强脉冲激光装置的设计、加工、调试、测量、各关键单元实验和最后的系统集成实验。经过两年有余的时间,国内最高峰值功率的钛宝石超短脉冲激光装置研制完成,并在该激光装置上进行了两轮物理实验,实现了器件的稳定运转。

本论文的进展包括:

- 1) 经过两年有余的时间,完成了国内最高峰值功率的钛宝石超短脉冲激光装置的研制。该装置输出的峰值功率达到 286TW,这是国内最高峰值功率的钛宝石激光装置。
- 2) 对中间的过渡放大级采用了新型的空间全像传递的四程放大构型,该构型不同与常见的平面“弓弦”型。其特点是可以实现光束的全像传递,结构非常稳定。
- 3) 完成了光谱主动控制的实验研究。啁啾脉冲放大系统中的前置高增益放大器通常为再生放大器,但是激光脉冲在再生放大器中将会产生强烈的增益窄化效应,使放大脉冲的光谱宽度变窄,光谱的变化将影响到压缩脉冲的宽度。通过主动控制脉冲光谱,研究抑制再生放大器增益窄化效应的方法,从而获得变换极限的压缩脉冲。利用声光光谱可编程色散滤波器,可以实现对脉冲光谱振幅和位相的主动控制,尽可能削弱增益窄化效应对光谱的影响,并最终获得更窄的变换极限的压缩脉宽。
- 4) 啁啾脉冲展宽压缩技术的优化研究。啁啾脉冲放大方式不同于常规放大方式就是因为需要对脉冲在时域上进行展宽和压缩,高倍率的展宽器可以降低脉冲在放大过程中的风险,但是会带来更大的高阶色散,影响脉冲的信噪比。通过优化展宽与压缩系统设计,使激光脉冲的高阶色散得到最大程度的补偿,从而获得高信噪比和近变换极限的压缩脉冲。研究表明,当展宽器与压缩器的光栅刻线密度不匹配时,可以获得信噪比更高的压缩脉冲。100TW 压缩器光栅与展宽器光栅的刻线不匹配,展宽器为 1200/mm,压缩器为 1480/mm,这种不匹配的展宽/压缩构型,更能有效补偿脉冲的高阶色散,从而获得富立叶变换极限的压

缩脉宽。

- 5) 大口径晶体横向 ASE 的抑制及折射率匹配包边技术研究。随着钛宝石晶体的口径不断加大及工作在高储能密度的饱和放大状态,钛宝石晶体的增益系数很高,则需要考虑放大的自发辐射(ASE)和横向寄生振荡的影响,ASE 和横向的寄生振荡将消耗上能级的反转粒子数,甚至对晶体边缘造成损坏。必须采取一定的技术措施来抑制晶体横向自激振荡和 ASE。我们采用了与钛宝石晶体折射率相近的热塑胶对钛宝石的侧面进行包边处理,可以很好地抑制大口径钛宝石晶体横向 ASE。



## 第2章 钛宝石啁啾脉冲放大系统

### 2.1 引言

超短超强脉冲激光系统是一个复杂的光学系统，通常是采用啁啾脉冲放大技术来获得超短超强的激光脉冲输出。所谓啁啾脉冲放大技术，就是将非常窄的飞秒种子脉冲展宽到适合放大的脉冲宽度（一般为亚纳秒或纳秒），然后通过各级放大器充分提取能量后，再将激光脉冲压缩至接近原脉冲宽度，则可获得极高的脉冲峰值功率。因此，啁啾脉冲放大系统通常包括以下四个关键单元：飞秒振荡器、展宽器、多级放大器及压缩器，如图 2.1 所示。

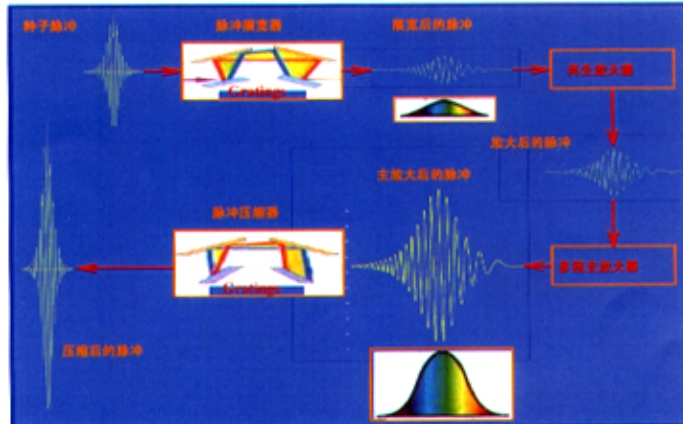


图 2.1 CPA 系统的原理及关键单元

Fig.2.1 The principle of CPA and key units

啁啾脉冲放大系统通常采用钕玻璃<sup>[42-44]</sup> (Nd:glass)、钛宝石晶体<sup>[45-47]</sup> (Ti:sapphire)、Cr:LiSAli<sup>[48, 49]</sup>等激光材料作为增益介质，这些材料均具有相对较大的饱和能流、相对较长的上能级寿命和较宽的增益带宽。最初的 CPA 系统就是基于钕玻璃放大器，其优点是钕玻璃具有良好的储能特性，而且增益介质的口径可以做得很大，因此放大后可以获得巨大的脉冲能量。但是钕玻璃介质的热传导性较差，限制了放大器工作的重复频率。而且由于钕玻璃的增益带宽较窄（与钛宝石晶体相比），只能支持几百飞秒或皮秒量级的脉冲宽度。此类激光装置的规模大，耗资巨大，只有

少数的实验室能够承受,如1996年美国利弗莫尔实验室(LLNL)建成的PW装置<sup>[50,51]</sup>,其脉冲参数为1.5PW\660J\440fs。

钛宝石晶体以其优良的光学和物理特性,非常适合用于超短脉冲放大的增益介质,尤其适合于飞秒脉冲放大系统。钛宝石晶体主要有如下的优良特性<sup>[52]</sup>:具有较高的饱和能流密度(1J/cm<sup>2</sup>)、良好的热导性(46W/mK at 300K)、高的损伤阈值(>5J/cm<sup>2</sup>)及高硬度(9级)等。更主要的是,钛宝石晶体的增益带宽约为230nm,原则上可以支持3fs的变换极限的脉冲宽度(接近一个光学周期)。钛宝石晶体具有极高的增益,其小信号增益系数大于铍玻璃的10倍。以钛宝石为增益介质的啁啾脉冲放大技术,其特点是输出脉宽窄,要达到相同的峰值功率所需要的能量小,因此采用这条技术途径的超短脉冲激光装置在规模上较小,且装置的重复频率高。如法国光学应用实验室,2002年建成的100TW装置<sup>[53]</sup>,技术指标为100TW/2.5J/25fs/10Hz。日本的原子能研究所(JAERI)正在建设钛宝石的PW级激光装置<sup>[31]</sup>,该装置目前已获得850TW,通过进一步优化系统,将可获得设计的PW量级的峰值功率输出。

本章将重点介绍基于钛宝石的CPA系统中的关键单元和关键技术。

## 2.2 飞秒振荡器

钛宝石飞秒自锁模振荡器<sup>[33,54]</sup>是目前CPA系统中最常采用的种子脉冲源。钛宝石晶体<sup>[52]</sup>在室温下的主吸收峰在490nm附近,其荧光谱线的中心在800nm左右。在实验中,选择 $\pi$ 偏振方向(与晶体C轴平行)的泵浦光有利于激光运转。衡量晶体质量的一个重要参数是FOM(Figure of merit)值,其定义为吸收峰处的吸收系数与发射峰处的吸收系数之比。FOM值越高,残余吸收越小,晶体质量越好。目前常用钛宝石晶体的FOM值超过150。

钛宝石飞秒激光器的自锁模是由钛宝石晶体的克尔效应引起的<sup>[55]</sup>。钛宝石晶体的非线性折射率可表示为:

$$n = n_0 + n_2 \langle |E|^2 \rangle \quad (2.1)$$

其中 $n_2 = 0.7 \times 10^{20} \text{m}^2/\text{W}$ 为钛宝石晶体的非线性折射率系数。从 Gaussian 光束的横截面上看,由于光强的高斯分布,当通过介质时会产生自聚焦效应。对应介质的某一小段,其类透镜效应的焦距为:

$$f_m = \alpha \omega_m^2 / 4 \Delta n_m \Delta L \quad (2.2)$$

其中  $\omega_m$  为入射到该介质的光斑大小； $\alpha$  为常数，其值为 5.6-5.7； $\Delta L$  为介质长度； $\Delta n_m$  为折射率的变化量根据式 (2.1)， $\Delta n_m$  可表示为：

$$\Delta n_m = n_2 \langle |E_m|^2 \rangle \quad (2.3)$$

从脉冲的时间包络上看，脉冲前后沿的光强小于脉冲中间部分的光强，因此，脉冲中部对应的类透镜焦距小于脉冲前后沿所对应的焦距。这样，当光脉冲通过克尔介质时，光脉冲前后沿的高斯光束参数与脉冲中部的高斯光束参数不一致，即由于自聚焦效应，脉冲在时间上的光强变化得以在空间上反映出来。由于自聚焦效应，激光脉冲在激光腔内受到一个与光强有关的调制。当脉冲在腔内循环时，其前后沿会不断被损耗，而脉冲的中间部分被放大，脉冲宽度不断被压缩。最后形成一个稳定的锁模脉冲序列输出。

钛宝石激光器的自锁模不能自启动，为了启动锁模<sup>[56]</sup>，需要在连续运转的激光器中引入一个瞬间扰动，使腔内产生足够强的噪声脉冲达到锁模阈值。实际上，比较常见的启动方法是振动激光器腔镜，使激光腔瞬间失谐，造成高损耗，增益介质中的反转粒子数充分积累，当腔镜复位时，产生巨脉冲，成为初始脉冲。这些脉冲在腔内往返时，由于钛宝石晶体的自聚焦作用，对脉冲进行选择、放大和压缩，最后形成稳定的锁模序列输出。近年来，利用半导体可饱和吸收镜<sup>[57]</sup> (SESAM) 即可实现钛宝石激光器稳定的自启动锁模。图 2.2 是典型的钛宝石自锁模振荡器光路排布图。

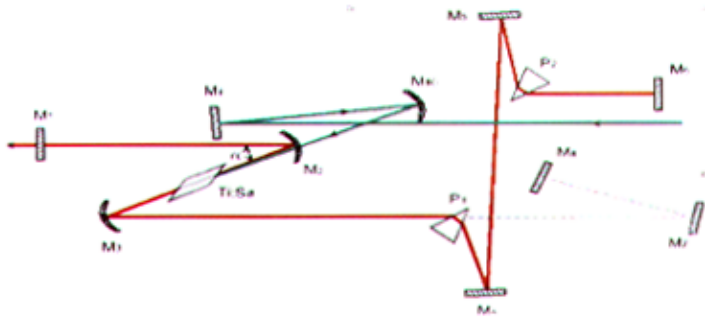


图 2.2 钛宝石自锁模振荡器

Fig.2.2 Self-mode-locked oscilltor of Ti:sapphire

钛宝石晶体由于光学克尔效应引起折射率的变化，从而产生瞬间的位相调制。当经过长度为  $L$  的工作介质后，激光脉冲各部分附加的位相为：

$$\delta\phi(t) = kL\delta n(t) \quad (2.4)$$

其中  $k$  为波数。则脉冲各部分的瞬时频率为：

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t) \quad (2.5)$$

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\delta\phi(t)}{\partial t} = -\frac{1}{2}n_2kL\frac{\partial|E(t)|^2}{\partial t} \quad (2.6)$$

从式 (2.5) 可以看到，脉冲包络的不同时间点上具有不同的瞬时频率，这就是所谓的“啁啾”。

钛宝石晶体是正色散介质，因此需要用负色散来进行补偿以获得变换极限的脉冲。实际上，群速度色散补偿是获得超短飞秒脉冲的关键所在。

产生负群速度色散的方法很多，最早是用棱镜对<sup>[56]</sup>产生负色散，棱镜对具有损耗小、色散量可调节的特点，广泛应用于各种飞秒激光器的色散补偿中。常用的棱镜对或双棱镜对如图 2.3 所示。

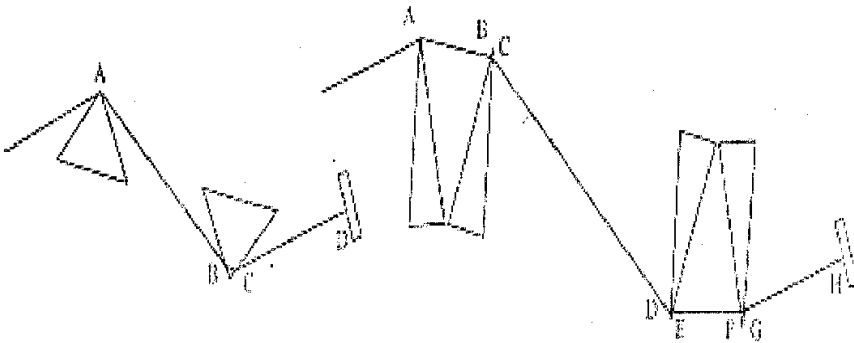


图2.3 棱镜对和双棱镜对结构

Fig.2.3 The scheme of prisms and double prisms

采用光线追击法对棱镜对之间的光程进行计算，棱镜对提供的二阶色散量可表示为：

$$\frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} = \frac{4l\lambda^3}{2\pi^2} \left\{ \left[ \frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \left( 2n - \frac{1}{n^3} \right) \right] \sin\beta - 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos\beta \right\} \quad (2.7)$$

从式(2.7)可以看出, 棱镜对提供的二阶色散量依赖于两棱镜对间的距离  $l$ , 只要合理选择棱镜间距, 就可以激光腔内的色散得到最佳补偿, 从而获得变换极限的锁模脉冲。

计算表明, 材料的折射率对棱镜对色散影响非常大, 只有采用低折射率材料(如石英), 才能保证在获得合适二阶色散量的前提下, 获得尽量小的三阶色散。

近年来发展起来的啁啾镜<sup>[59]</sup> (Chirped mirror) 可以方便的补偿腔内色散。啁啾镜的结构原理如图 2.4 所示, 其原理是连续改变膜层的中心反射波长, 使整个反射镜在保持高反射率的同时, 给不同波长以不同的时间延迟。在激光器的研制中, 需要让其提供相应的负的群速度色散, 以取代棱镜对实现色散补偿, 从而获得钛宝石激光器的自锁模运转。

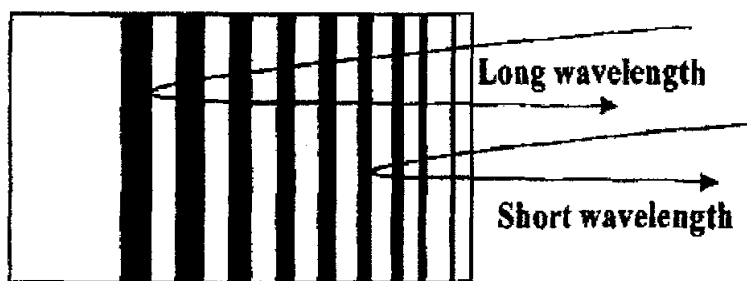


图2.4 啁啾镜原理图

Fig.2.4 The principle of chirped-mirror

### 2.3 脉冲展宽器

对啁啾脉冲放大系统而言, 其展宽-压缩部分是区别于常规放大系统的关键单元, 它们色散量的大小和匹配方式决定了整个系统的性能。最初的CPA系统是采用光纤提供正色散来展宽脉冲, 采用光栅对提供负色散来压缩脉冲。其存在的问题是光纤的二阶、三阶色散均为正, 光栅对的二阶色散为负、三阶为正, 因此, 展宽-压缩后的三阶色散不匹配, 导致压缩后的脉宽过宽。且光纤所提供的展宽量也不够大。

O. E. Martinez提出在光栅对之间加一个望远镜系统,使得光栅对可以提供正的二阶色散,且色散量可以很大。

展宽器的发展很快,设计思路也多种多样。1993年, Lemoff和Barty设计了一种柱面镜展宽器<sup>[60]</sup>,展宽倍率超过10000倍。1994年, Mourou提出在展宽器内加一对补偿棱镜,使得展宽-压缩系统的三阶色散更容易调整<sup>[61]</sup>。1996年, Cheriaux等人提出了消像差展宽器构型,使得系统内的像差对色散的影响大大减小<sup>[62]</sup>。1997年, S. Kane等人在展宽-压缩系统中用光栅棱镜对代替光栅,使得放大系统的二阶、三阶色散可以同时得到较好的补偿,并可补偿到四阶色散<sup>[63, 64]</sup>。尽管展宽器的类型多种多样,但常用的有以下几种结构,下面分别介绍。

第一种是折叠型4f系统展宽器,如图2.5所示。该构型只需要一块光栅,而将原来的聚焦透镜换成球面反射镜。中心波长以Littrow角入射到光栅中心,光栅将脉冲光谱色散开至球面镜,球面镜将光线汇聚至最右端的反射镜M1, M1将光线反射回球面镜,再反射至光栅,经光栅后光线平行入射到左端的反射镜M2,经M2在原路返回双程通过。这种系统结构紧凑,常用Littrow角入射,展宽器的效率较高。但是由于光线在引出方向有一定位移,会带来小量的空间啁啾。

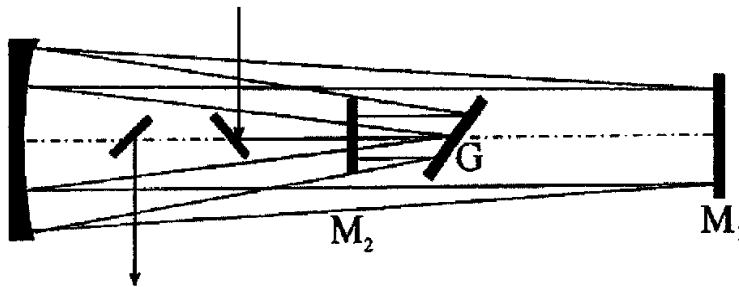


图2.5 折叠型4f系统展宽器

Fig.2.5 The folded 4f stretcher system

第二种为柱面镜展宽系统,如图2.6所示。展宽器中的望远镜系统由两个平行的柱面镜组成。用柱面镜代替球面镜是为了可以离轴使用,入射角偏大可以有效减小空间啁啾,使光线在通过屋脊镜时可以在空间上平行分开,同时又不产生球差。为了获得大的展宽倍率,光线需要两次通过展宽器,使得光线在第一次通过展宽器所积累的



球差在第二次通过时基本上被补偿，减小的空间畸变。由于全部使用反射镜，可以有效消除空间不均匀性，但对调节精度的要求更高。

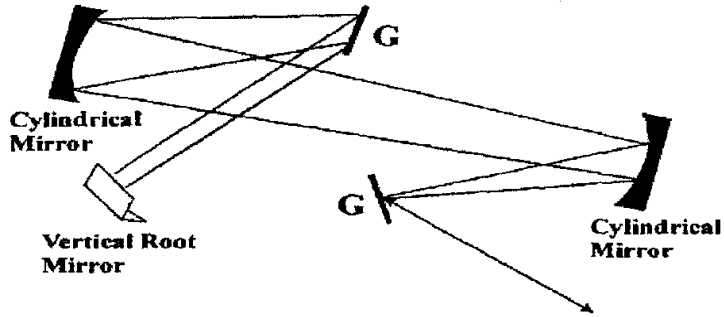


图2.6 柱面镜展宽器

Fig.2.6 The cylindrical mirror stretcher

第三种常用的展宽器是无像差的展宽器<sup>[65]</sup>，它是基于Offner型望远镜，因此又叫Offner展宽器，如图2.7所示。M1和M2为共心放置的凸面反射镜和凹面反射镜，曲率半径分别为R和2R。两个球面镜的共心放置会引入对称的像差，如球差和像散。但是由于两个球面镜的曲率半径之比为2:1，且符号相反，所以这些像差最终被相互抵消。这种结构还消除了轴上的慧差和色差。为了获得高的展宽倍率，光束需要多次通过展宽器进行展宽。衍射光栅位于两球面镜的曲率中心和凸面镜之间，光栅越靠近凸面镜，所获得的色散量越大。这种构型的展宽器虽然可以消像差，但是凹面镜的尺寸要求比一般的展宽器大很多，且要求加工精度高，加工比较困难。

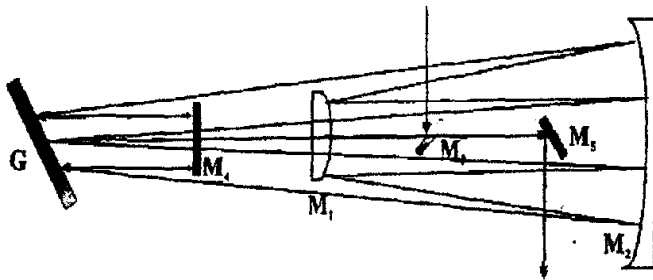


图2.7 Offner展宽器

Fig.2.7 The Offner triplet stretcher

以上比较了常用各类展宽器的优缺点，在具体的激光装置中需要结合实际情况，选择合适的展宽器构型。

下面将对飞秒脉冲的展宽过程进行分析<sup>[66]</sup>。展宽器引入的群速度色散是脉冲频谱成分在时域上产生了一个线性啁啾，从而导致脉冲时间包络展宽。设入射脉冲的光场为 $E_{in}(T)$ ：

$$E_{in}(T) = \exp\left[-2 \ln 2 \frac{(1+iC)T^2}{t_0^2}\right] \quad (2.8)$$

其中 $C$ 为初始啁啾量， $t_0$ 为入射脉冲的半高全宽（FWHM）。则入射光场的其傅立叶变换为：

$$E_{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{in}(T) \exp(i\omega T) dT = \left[\frac{2\pi t_0^2}{4 \ln 2(1+iC)}\right]^{1/2} \exp\left[-\frac{\omega^2 t_0^2}{8 \ln 2(1+iC)}\right] \quad (2.9)$$

展宽器提供正的二阶色散 $\phi_2$ ，使得入射光脉冲展宽后输出，输出的光场为：

$$\begin{aligned} E_{out}(T) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{in}(\omega) \exp\left(\frac{1}{2}i\phi_2\omega^2 - i\omega T\right) d\omega \\ &= \frac{t_0^2}{t_0^2 - i\phi_2(1+iC) \times 4 \ln 2} \exp\left[-\frac{(1+iC)T^2 \times 4 \ln 2}{2[t_0^2 - i\phi_2(1+iC) \times 4 \ln 2]}\right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

由此，可以获得展宽后的脉宽与初始脉宽之比：

$$\frac{t_{out}}{t_{in}} = \left[1 + \frac{4 \ln 2 \times C \times \phi_2}{t_0^2}\right]^2 + \left(\frac{4 \ln 2 \times \phi_2}{t_0^2}\right)^2 \quad (2.11)$$

通常从飞秒振荡器输出的脉冲可认为是变换极限的脉冲，即 $C=0$ ，这时脉冲通过展宽器后的展宽比可简化为：

$$\frac{t_{out}}{t_{in}} = \left[1 + \left(\frac{4 \ln 2 \times \phi_2}{t_0^2}\right)^2\right]^{1/2} \quad (2.12)$$

根据公式 (2.12)，则可以计算出各类展宽器的展宽倍率。

## 2.4 脉冲放大器

在 CPA 系统中，放大器通常分为高增益放大器和功率放大器两类<sup>[67-70]</sup>。高增益放大器通常作为前置放大器，可以提供大于  $10^6$  增益，将飞秒振荡器输出的脉冲能量从 nJ 量级放大到 mJ 量级。高增益放大器有两种构型，即再生放大器 (Regenerative Amplifier) 构型<sup>[35]</sup>和共焦多通放大器构型<sup>[36]</sup>。再生放大器可以让待放大的种子光多次通过增益介质，充分提取介质中的储能，它尤其适合于放大弱信号光而获得高增益 (可达  $10^6$  以上)，是常用的前置激光放大器。再生放大器的突出特点是输出光束质量高，输出能量稳定性好。而缺点是结构相对复杂，信噪比较低，且脉冲光谱的增益窄化效应比较严重。

再生放大器是由两个端镜构成的谐振腔以及腔内的激光头、偏振器和两个普克尔盒组成，如图 2.8 所示。采用单脉冲选择系统，从锁模脉冲序列中选出一个单脉冲，再注入到再生放大器中进行放大。再生放大器的工作原理如下：垂直偏振的种子光 (nJ 量级) 由偏振器反射导入再生腔中，其中一个普克尔盒 PC1 上加四分之一波电压，脉冲两次通过后变成水平偏振。之后退去 PC1 上的电压，种子脉冲就会被关在再生腔内，多次通过增益介质得到放大。单脉冲经再生放大器充分放大后，需要导出腔外时，则在另一个普克尔盒 PC2 上加四分之一波电压，脉冲两次通过后再次变成垂直偏振，由偏振器导出腔外。

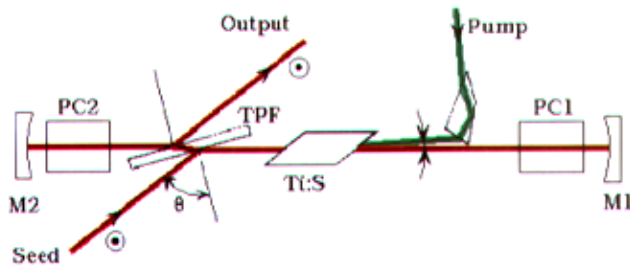


图 2.8 再生放大器构型

Fig.2.8 The scheme of Reg-amplifier

由于泵浦光与种子光在钛宝石中的折射率不同，故晶体外的泵浦光与再生腔光轴有一定夹角，以保证晶体内的泵浦光与种子光重合。

共焦多通放大器构型如图2.9所示，图中为八通放大构型。放大器主要由四块凹面反射镜M1-M4和钛宝石晶体组成。如需要更多次的放大，只需要改变M2、M3的倾角及导出镜的位置即可。这种构型由于是行波放大，因此输出能量的稳定性较再生放大器要差一些。但由于没有普克尔盒和偏振片等窄带元件，脉冲的光谱增益窄化效应并不明显。因此在放大过程中可以保持较宽的脉冲光谱。

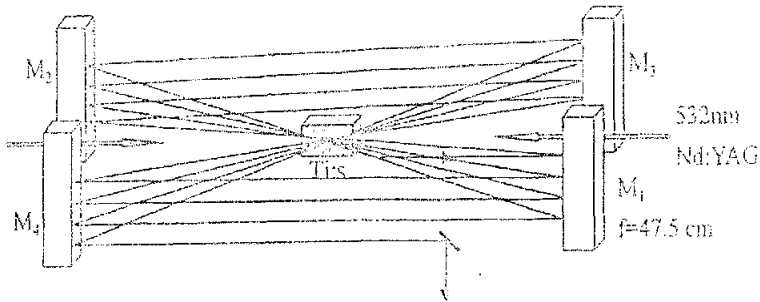


图2.9 共焦多通放大器

Fig.2.9 The cofocused multi-passed amplifier

为了获得更大的脉冲能量，从前置放大器输出的脉冲需要进一步在功率放大器中进行放大，通常采用四通行波放大构型，如图2.10所示。功率放大器中所采用的钛宝石晶体比较大，端面可以是布儒斯特角切割或垂直切割，用调Q倍频的YAG激光器对钛宝石晶体进行双向泵浦。功率放大器可以将脉冲的能量从mJ量级提高到数百mJ甚至J量级。目前已能将脉冲能量放大到10J以上，这时需要数十焦耳的泵浦能量只能由钕玻璃激光系统提供。放大器的能量转换效率通常在30%左右，如果泵浦强度很高则可达50%的能量转换效率。

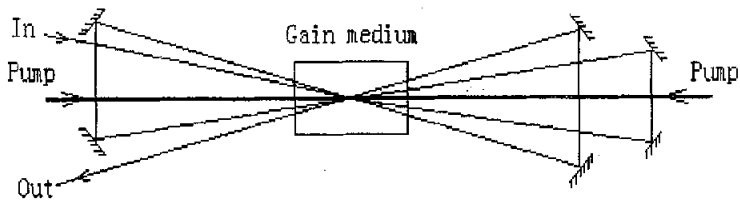


图 2.10 双向泵浦的钛宝石四程放大器

Fig.2.10 The four-passed amplifier of double sided pumping

随着钛宝石晶体口径的增大,需要考虑放大过程中横向和纵向 ASE 的抑制<sup>[34, 55, 71]</sup>。横向 ASE 通常采用对钛宝石晶体进行折射率匹配包边<sup>[31]</sup>的方式抑制,纵向 ASE 则需要用电光开关进行隔离<sup>[55]</sup>。

## 2.5 脉冲压缩器

啁啾脉冲在放大器级获得足够的增益后,最后进入脉冲压缩器进行脉冲压缩,将脉冲压缩至飞秒量级,从而获得超高的峰值功率输出。压缩器提供负色散用于补偿展宽和放大过程中引入的正色散。平行光栅对提供负色散<sup>[72]</sup>是Treacy于1969年提出的,其结构如图2.11所示。光线由A点入射到光栅G1,产生角色散,至光栅G2后,在与入射光平行的方向出射,至反射镜M后原路返回。光线在光栅G1上的入射角为 $\nu$ ,衍射角为 $\nu - \theta$ 。

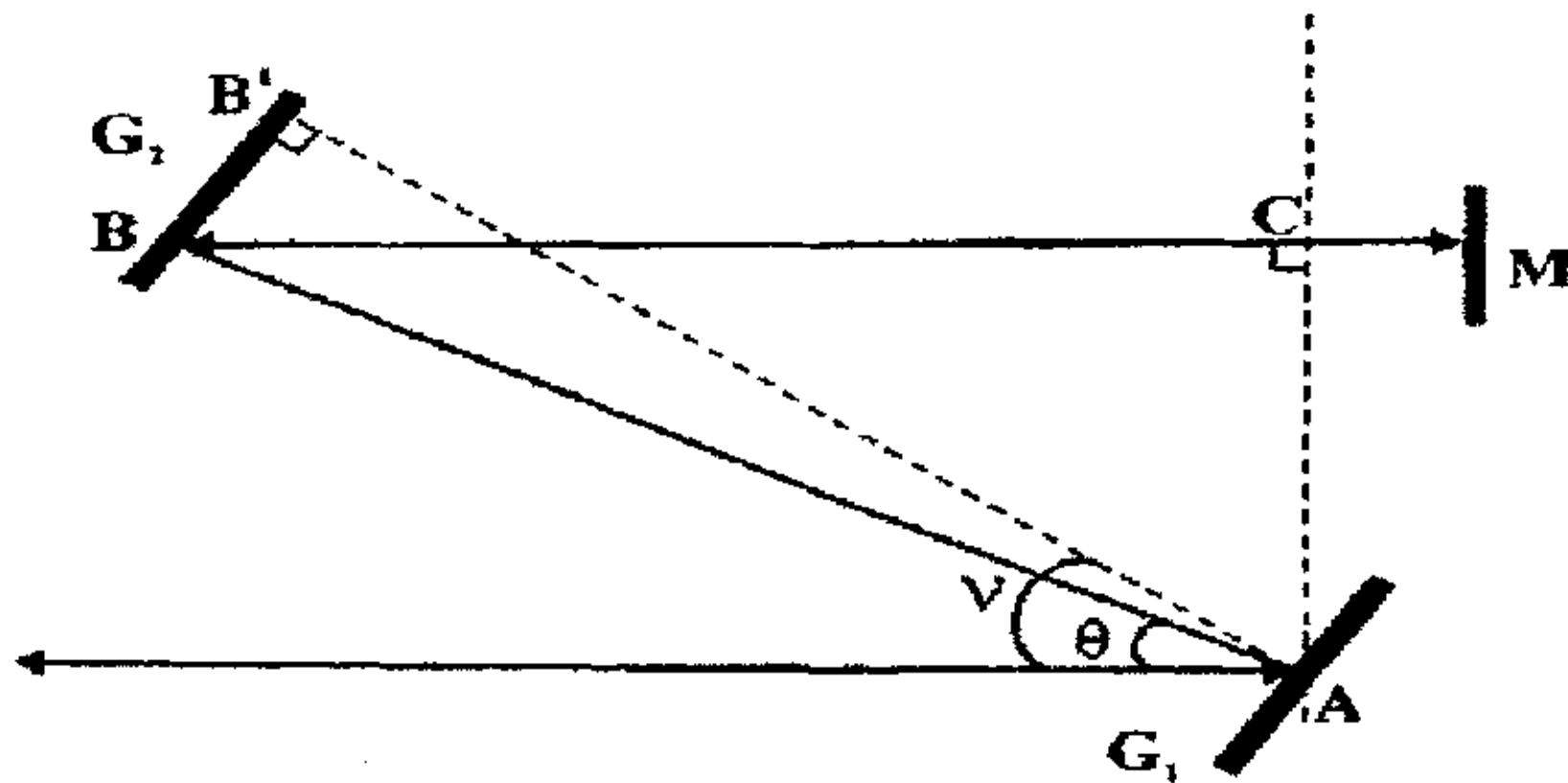


图2.11 平行光栅对压缩器

Fig.2.11 The parallel gratings compressor

从图2.11可知,产生色散延迟的光程为:

$$P=AB+BC \tag{2.13}$$

设 $AB=b$ ,  $AB' = b_0$ , 则:

$$b = b_0 / \cos(\nu - \theta) \tag{2.14}$$

根据光栅的衍射方程,在一级衍射时有:

$$\sin \nu + \sin(\nu - \theta) = \lambda / d \quad (2.15)$$

则可求出波长为 $\lambda$ ，入射角为 $\nu$ 的光线通过压缩器的光程 $P$ 为：

$$P = b(1 + \cos \theta) = b_0(1 + \cos \theta) / \cos(\nu - \theta) \quad (2.16)$$

又因为位相 $\phi = knP$ ， $k$ 为波矢， $n$ 为折射率，在压缩器中 $n=1$ 。由此可以求出压缩器的二阶和三阶色散：

$$\phi_2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = -\frac{\lambda^3 b}{4\pi c^2 d^2 \cos^2(\nu - \theta)} \quad (2.17)$$

$$\phi_3 = \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} = -\phi_2 \frac{\lambda}{2\pi c} \left[ 1 + \frac{\lambda \sin(\nu - \theta)}{d \cos^2(\nu - \theta)} \right] \quad (2.18)$$

要使压缩后的脉冲接近傅立叶变换极限，就要求脉冲在整个 CPA 系统的各阶色散量都能得到最佳的补偿，使脉冲各光谱成分的群延迟接近常数。我们将脉冲光谱的位相在中心频率 $\omega_0$ 出展开成泰勒级数：

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \phi_1(\omega - \omega_0) + \phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \phi_3(\omega - \omega_0)^3 + \phi_4(\omega - \omega_0)^4 + \Lambda \quad (2.19)$$

其中， $\phi_1$ 为脉冲的群延迟， $\phi_2$ 、 $\phi_3$ 和 $\phi_4$ 分别为二阶、三阶和四阶色散量。对于小于150fs的激光脉冲，有必要消除二阶、三阶色散量。如果脉宽小于30fs，则四阶色散量也必须消除。二阶、三阶、四阶均被补偿可用下列方程组表示：

$$\begin{cases} \phi_2^{str.} + \phi_2^{amp.} + \phi_2^{comp.} = 0 \\ \phi_3^{str.} + \phi_3^{amp.} + \phi_3^{comp.} = 0 \\ \phi_4^{str.} + \phi_4^{amp.} + \phi_4^{comp.} = 0 \end{cases} \quad (2.20)$$

其中各阶色散的上标分别表示展宽、放大及压缩阶段产生的色散。如果上面的三个方程中的任一个不能满足，则压缩后的脉冲就不能获得充分压缩。



平行光栅只能提供两个调节自由度：光束的入射角和双光栅的间距，这两个参数只能保证系统的二阶和三阶色散比较好的补偿。系统的高阶色散补偿在很大程度上决定于放大过程中的增益介质和其它透射元件对色散量的影响。

为了补偿CPA系统的高阶色散，人们从理论上和实验上提出了各种方法。Jeff Squier 等人于1998年提出了展宽压缩系统采用刻线非匹配的光栅<sup>[73]</sup>，压缩器光栅的刻线密度大于展宽器光栅的刻线密度，可以用小量的二阶色散来平衡系统的四阶色散，可以获得变换极限的压缩脉冲。近年来发展起来的声光光谱色散滤波器<sup>[74-76]</sup> (AOPDF) 可以对放大过程中的二阶、三阶和四阶色散分别进行补偿，可以获得最佳压缩效果的脉冲。关于AOPDF的原理与实验，将在后面的章节中专门论述。

## 2.6 小结

本章第一节首先对钛宝石啁啾脉冲放大系统进行了概述，分析了钛宝石CPA系统的优缺点，然后重点介绍基于钛宝石的CPA系统中的各个关键单元和相关关键技术。

第二节分析了钛宝石锁模激光器的自锁模机理和色散补偿情况。介绍了自锁模启动的各种方法，常用的是振动腔镜和SESAM镜自启动的方法。腔内的色散补偿通常是采用棱镜对提供色散或采用啁啾镜补偿腔内色散。

第三节介绍了几种常用的脉冲展宽器和它们各自的优缺点。折叠型4f系统展宽器的结构紧凑，常用Littrow角入射，展宽器的效率较高，但是由于光线在引出方向有一定位移，会带来小量的空间啁啾；柱面镜展宽器系统可以有效减小空间啁啾，使光线在通过屋脊镜时可以在空间上平行分开，同时又不产生球差，可以有效消除空间不均匀性，但是由于全部使用反射镜，但对调节精度的要求更高；在台面的TW系统中，最常用的是Offner展宽器，这种构型的展宽器可以很好的消像差，但是系统中所使用的凹面镜的尺寸要求比一般的展宽器大很多，且要求加工精度高，加工比较困难。在实际的系统设计过程中，需要根据具体情况选择合适的展宽器构型。

第四节介绍了在CPA系统中的放大器单元。放大器通常分为高增益放大器和功率放大器两类。高增益放大器通常作为前置放大器，可以提供大于 $10^6$ 的增益，高增益放大器有两种构型，即再生放大器构型和共焦多通放大器构型，它们各有优缺点。为了进一步提高激光脉冲的能量，则需要功率（能量）放大器，根据放大器中所用增益介质尺寸和泵浦光能量的不同，激光能量可以放大到焦耳甚至几十焦耳量级。

第五节介绍了脉冲压缩器的基本原理和构型，并对压缩器的色散补偿理论进行了分析和讨论。在脉冲压缩过程中，最重要的是高阶色散的补偿，因为它直接影响到压缩脉冲的信噪比。针对高阶色散的补偿，人们从理论提出了多种方法，并在实际的激光系统中有所应用。

## 第3章 宽频带啁啾脉冲放大与传输

### 3.1 引言

光束传输一直是大型激光系统研制所关注的问题之一。在超短脉冲系统中,为有效的对脉冲进行能量放大,防止高功率的脉冲对光学元件造成破坏,多采用啁啾脉冲放大技术(CPA)技术<sup>[20]</sup>。所谓 CPA 技术是指先把飞秒脉冲展宽到皮秒量级,再通过放大级进行放大,最后对脉冲进行压缩,压缩回飞秒脉冲。啁啾脉冲的传输和以往窄带的脉冲有所不同。光脉冲在激光系统传输放大过程中,会受到色散、增益饱和、增益窄化、非线性等一些效应的影响。

增益窄化是由于放大介质的原子发射线宽是有限的,放大介质的发射谱宽和输入脉冲的谱宽相差不大,造成放大介质对输入脉冲中远离中心发射频率的频谱成份不能像中心频率那样有效放大,即只有靠近中心发射频率的脉冲才得到有效的放大,而脉冲边缘处不能有效的放大,因而将使输出使脉冲的频谱变窄。增益窄化效应放大过程中使脉冲的频谱变窄,这不但会导致脉冲波形的畸变,而且还会使脉冲很难压回到原来的宽度。增益饱和效应是由于脉冲前沿消耗了放大介质的翻转粒子数,导致放大脉冲前沿的光强得到放大大于后沿,从而使放大脉冲波形向前沿移动,使脉冲的频谱产生红移,从而导致了脉冲波形前后不对称,引起脉冲畸变,还使放大脉冲得不到有效的放大。增益窄化和增益饱和的共同作用会使脉冲产生畸变更厉害,更复杂。色散是由于宽带脉冲通过色散介质时,介质的色散效应会导致脉冲各频率在介质中传输的传输速度不同,在正色散介质中长波长的速度大于短波长,而在负色散介质中则正好相反。但最终都将导致了脉冲的展宽。二阶色散一般不会导致脉冲畸变,但是三阶以上的高阶色散会导致脉冲的畸变<sup>[77]</sup>,这对脉冲的传输放大很不利,并且在对脉冲压缩时压缩器很难对高阶色散进行补偿。

由于上述因素对宽带啁啾脉冲的影响,有必要对超短脉冲系统中的啁啾脉冲传输进行模拟计算,以对实际工作提供理论参考。目前,已建立了多种物理模型来研究啁啾脉冲在放大系统中的传输特性,这些模型都有各自的特点<sup>[78-83]</sup>。研究者们从各自研究的重点出发,对啁啾脉冲放大的特性进行的分析讨论和模拟计算,取得了很好的结果。

## 3.2 宽频带脉冲传输的理论模型

### 3.2.1 基于 F-N 方程的模型<sup>[78]</sup>

在现有的高功率激光传输模拟系统中 F-N 方程<sup>[79]</sup>的应用较为广泛,对于啁啾脉冲的放大也可以在此基础上进行修正。CPA 系统中增益介质的饱和能流  $J_{sat}$  是与波长有关的:

$$J_{sat} = h\nu / \sigma(\omega) \quad (3.1)$$

忽略光束的横向效应并假定光强分布空间均匀,输出能流  $J_{out}$  可以写成:

$$J_{out} = J_{sat} [\ln(1 + G(\exp(J_{in} / J_{sat}) - 1))] (1 - L) \quad (3.2)$$

式中  $J_{in}$  及  $J_{out}$  分别是输入及输出脉冲能流,而  $L$  是损耗系数,  $G$  是小信号增益系数:

$$G = \exp(J_p / J_{sat}) \quad (3.3)$$

这里  $J_p$  是介质中的储能密度,为处理短脉冲的放大过程,可以对 (3.2) 式进行微分,获得脉冲强度包络的演变:

$$I_{out}(t) = \frac{\exp(J_{in}(t) / J_{sat}) (G(t) I_{in}(t) + J_{sat} \partial G(t) / \partial t) - J_{sat} \partial G(t) / \partial t}{1 + (\exp(J_{in}(t) / J_{sat}) - 1) G(t)} (1 - L) \quad (3.4)$$

与时间有关的能流密度按如下定义:

$$J_{in}(t) = \int_{-\infty}^t I_{in}(t) dt \quad (3.5)$$

$$J_{out}(t) = \int_{-\infty}^t I_{out}(t) dt \quad (3.6)$$

由于储能的抽取或粒子反转数随时间  $t$  的变化,放大介质的小信号增益也是时间有关的:

$$G(t) = \exp\left(\frac{J_{s0} - (J_{out}(t) - J_{in}(t))}{J_{sat}}\right) \quad (3.7)$$

公式中  $J_{s0}$  是初始的储能密度。对于多程通过单个放大器的情况，只要计入前一程放大后的增益耗损，重复多次应用 (3.4) 式就可以严格地处理多程放大过程。对于 CPA 放大器而言，由于飞秒脉冲被强烈的线性啁啾调制，瞬时频率与啁啾脉冲的时间尺度是一一对应的：

$$\omega(t) = Kt \quad (3.8)$$

其中  $K$  是啁啾系数 ( $s^{-2}$ )。在 CPA 放大时，我们可以将脉冲强度  $I(t)$  与增益谱  $G(\omega)$  相联系，描述啁啾脉冲放大过程中脉冲的演变可以表达成：

$$I_{out}(t, \omega) = \frac{\exp(J_{in}(t)/J_{sat}(\omega))(G(\omega, t)I_{in}(t) + J_{sat}\partial G(\omega, t)/\partial t) - J_{sat}\partial G(\omega, t)/\partial t}{1 + (\exp(J_{in}(t)/J_{sat}(\omega)) - 1)G(\omega, t)} \quad (3.9)$$

利用 (3.9) 式，重点针对钛宝石超短脉冲放大系统中的增益窄化和增益饱和效应做了理论计算和并对放大过程中的增益漂移做了分析，试验和理论结果符合较好<sup>[78]</sup>。上述模型比较简单，从形式上可看出计算也不复杂，但没有考虑色散和非线性效应。

### 3.2.2 速率方程组模型<sup>[80, 81]</sup>

由光强和反转粒子数密度组成的方程组可写为

$$\begin{cases} \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = \sigma(\omega)N(z, t)I(z, t) \\ \frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = -\frac{2^*}{\eta\omega}\sigma(\omega)N(z, t)I(z, t) \end{cases} \quad (3.10)$$

式中  $\eta$  是普朗克常数除以  $2\pi$ ， $2^*$  是无量纲粒子饱和因子，取值在 1—2 之间。 $I(z, t)$  为脉冲强度， $N(z, t)$  是反转粒子数。 $\sigma(\omega)$  是受激发射截面，令

$$N_{tot}(t) = \int_0^L N(z, t) dz \quad (3.11)$$

则由 (3.10) 中第一个方程可得

$$I_{out}(t) = I_{in}(t) \exp[\sigma(\omega)N_{tot}(t)] \quad (3.12)$$

对(3.10)式中的第二个方程两边对  $z$  积分可得

$$\frac{\partial N_{tot}(t)}{\partial t} = -\frac{2^*}{\eta\omega_0} I_{in}(t) \{\exp[\sigma(\omega)N_{tot}(t)] - 1\} \quad (3.13)$$

利用(3.12)和(3.13)式,文献[79]采用迭代的方法对啁啾脉冲通过多程放大的传输进行了模拟计算,计算中考虑了标准具来减小增益窄化的影响,理论计算和试验的结果符合很好。运用这一模型 Gogoleva 讨论了高功率钕玻璃激光系统的增益窄化、增益饱和及自相位调制在脉冲传输中的影响<sup>[80]</sup>。

速率方程组模型较为简单,但重点只考虑了二维方向上的光强及反转粒子数的变化,如果考虑光束的横向分布,即  $(x, y)$  方向则会变得复杂。同时,这一模型也没有考虑色散和非线性效应。

### 3.2.3 非线性薛定谔方程模型<sup>[82]</sup>

Bridges 等人用非线性薛定谔方程模拟超短脉冲自锁模激光器中的光传输。由麦克斯韦方程组可得:

$$\nabla \times \nabla \times E(r, \omega) - \varepsilon_L(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} E(r, \omega) = \frac{\omega^2}{\varepsilon_0 c^2} P_{NL}(r, \omega) \quad (3.14)$$

又

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL}(r, \omega) E(r, \omega) \quad (3.15)$$

定义总的介电常数为  $\varepsilon = \varepsilon_L + \varepsilon_{NL}$ , 折射率为  $n(r, \omega) = \sqrt{\varepsilon(r, \omega)}$ , 经过近似处理,

(3.14) 式可化为

$$\nabla^2 E(r, \omega) + \beta^2(r, \omega) E(r, \omega) = 0 \quad (3.16)$$

式中传播常数  $\beta(r, \omega) = n(r, \omega)\omega/c$ 。

设入射场分布为

$$E(r, T) = 1/2 A(r, T) \exp(i\beta_0 z - i\omega_0 T) + c.c. \quad (3.17)$$



代入式(3.16)在慢变振幅包络近似下, 可得

$$i \frac{\partial}{\partial z} A = -\frac{1}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} A - \frac{1}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} A - \frac{\omega_0}{c} (n - n_0) A \quad (3.18)$$

复折射率变化可表示为

$$n - n_0 \approx \Delta n_K + \Delta n_T + \Delta n_L - i \frac{c}{\omega_0} \frac{g - \alpha}{2} \quad (3.19)$$

式中,  $\Delta n_K$  为由于克尔非线性效应引起的折射率的变化,  $\Delta n_T$  由于热非线性效应引起的折射率变化,  $\Delta n_L$  是由于色散引起的变化,  $g$  和  $\alpha$  分别是增益系数和损耗系数。

对(3.18)式进行整理可得

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \left[ -\frac{1}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{\omega_0 n_2'}{2c} |A|^2 + i \frac{g - \alpha}{2} - \frac{\omega_0 \Delta n_T}{c} \right] A \quad (3.20)$$

这就是非线性传输方程。

### 3.2.4 宽带方程组模型<sup>[83, 84]</sup>

由麦克斯韦方程组可得

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t'^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t'^2} [P_L(z, t') + P_{NL}(z, t') + P(z, t')] \quad (3.21)$$

式中,  $E$  为电场,  $z$  为传输距离,  $t$  代表实际传输的时间,  $c$  为真空中的光速,  $P$  是增益介质原子的共振极化矢量,  $P_L$  和  $P_{NL}$  分别是增益介质的线性和非线性极化矢量, 它们满足

$$P_L(z, \omega) + \varepsilon_0 E(z, \omega) = n_L^2(\omega) E(z, \omega) \quad (3.22)$$

$$P_{NL}(z, t') = 2n_0 n_{2E} \langle E^2(z, t') \rangle \varepsilon_0 E(z, t') \quad (3.23)$$

式中,  $n_L(\omega)$  为线性折射率,  $n_0 = n_L(\omega_0)$  为种子源中心载频  $\omega_0$  处的折射率,  $n_{2E}$  为介质的非线性折射率系数。

在均匀加宽介质中, 介质的原子共振极化矢量  $P$  可由共振极化方程和两能级之间的反转粒子数方程描述为

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t'^2} + \Delta\omega_a \frac{\partial P}{\partial t'} + \omega_a^2 P = -KNE \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t'} + \frac{N - N_0}{T_1} = \left( \frac{2^*}{\eta\omega_a} \right) E \frac{\partial P}{\partial t'} \quad (3.25)$$

在满足慢变振幅近似的情况下, 脉冲的电场和极化矢量可表示为

$$E(z, t) = \text{Re} E_0(z, t') \exp[i(\omega_0 t' - \beta_0 z)] \quad (3.26)$$

$$P(z, t) = \text{Re} P_0(z, t') \exp[i(\omega_0 t' - \beta_0 z)] \quad (3.27)$$

将(3.22)、(3.23)、(3.26)和(3.27)式代入(3.21)、(3.24)、(3.25)式可得到微分方程组

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = -i \frac{\omega_0}{2\epsilon c} P_0(z, t) + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 E_0(z, t)}{\partial t'^2} - i \frac{\beta_2}{2} |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t) \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial P_0(z, t)}{\partial t} + \frac{\Delta\omega_a}{2} \left[ 1 + i \frac{2(\omega_0 - \omega_a)}{\Delta\omega_a} \right] P_0(z, t) = i \frac{K}{2\omega_0} N(z, t) E_0(z, t) \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = i \frac{2^*}{4\eta} [E_0^*(z, t) P_0(z, t) - E_0(z, t) P_0^*(z, t)] \quad (3.30)$$

运用这一模型针对 Nd:glass 为放大介质的放大器系统对光束传输过程中的增益饱和、增益窄化自相位调制、频率匹配等做了详细的分析和研究, 理论计算和试验结果符合的很好<sup>[82]</sup>。

由于 YAG 是窄带介质, 在推导微分方程组的时候作了一些近似<sup>[83]</sup>。将这一模型应用到了钛宝石啁啾脉冲宽带放大系统中, 在推导微分方程组时, 去掉了一些假设, 最终得到了适合宽带放大介质的微分方程组<sup>[84]</sup>

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = -i \frac{\omega_0}{2\epsilon c} P_0(z,t) + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 E_0(z,t)}{\partial t^2} - i \frac{\beta_2}{2} |E_0(z,t)|^2 E_0(z,t) \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial P_0(z,t)}{\partial t} = -\frac{\Delta\omega_a}{\Delta\omega_a + i2\omega_0} [(i\omega_0\Delta\omega_a - \omega_0^2 + \omega_a^2)P_0(z,t) + KN(z,t)E(z,t)] \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = i \frac{2^* \omega_0}{4\eta\omega_a} [E_0^*(z,t)P_0(z,t) - E_0(z,t)P_0^*(z,t)] \quad (3.33)$$

利用上述微分方程组结合钛宝石介质、钕玻璃以及 YAG 介质的一些参数对光束传输过程中的增益窄化效应、增益饱和效应，以及 B 积分和自相位调制对输出脉冲的影响作了理论上的分析和研究<sup>[84-86]</sup>。

上述模型各有特点，F-N 方程模型和速率方程组模型比较简洁，计算也比较简单，可以考虑增益窄化和增益饱和的影响，没有考虑色散非线性等效应。宽带方程组模型和非线性薛定谔方程模型具有相似性，后者是前者的简化，前者考虑的更为全面一些。两者都可以考虑增益窄化、增益饱和、色散和非线性等效应。

### 3.3 宽频带脉冲传输放大的模拟计算

通过对上面的几种模型比较，并结合我们要做的工作，我们选择薛定谔方程作为计算模型<sup>[83, 87]</sup>，利用这一模型结合化简速率方程得出的动态增益系数来描述啁啾脉冲的放大。在计算中可以考虑传输过程中的色散、增益饱和、增益窄化以及自相位调制等效应对脉冲的影响。并且这一模型较为简单，容易计算求解。

通过整理 (3.20) 式可得

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left[ \frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \frac{i\omega_0 n_2}{c} |A|^2 + \frac{g - \alpha}{2} \right] A \quad (3.34)$$

式中， $\beta_0$  为传输常数， $\beta_2$  和  $\beta_3$  分别表示群速度色散和三阶色散常数， $\omega_0$  是中心频率， $n_2$  是非线性折射率系数 ( $\text{cm}^2/\text{V}^2$ )， $g$  是增益系数， $\alpha$  是损耗系数。为表述方便，上式只给出了三阶色散，对于高阶色散按类似的方法也可考虑。

考虑到增益窄化和增益饱和对增益系数的影响，增益系数  $g$  可进一步表示为

$$g(x, y, t) = g_0 g_\omega(x, y, t) g_s(x, y, t) = g_0 g_\omega(x, y, t) \exp\left[-\frac{1}{J_s} \int_0^t I(x, y, \tau) d\tau\right] \quad (3.35)$$

式中,  $g_0$  是小信号增益系数,  $g_\omega$  和  $g_s$  分别为与增益窄化和增益饱和有关的增益系数,  $J_s$  是饱和能量密度。

B 积分描述了介质的非线性折射率所引起的附加位相变化, 可表示为

$$B(x, t) = \frac{2\pi n_2'}{\lambda} \int_0^L I(x, t, z) dz \quad (3.36)$$

式中,  $n_2' = 2n_2 / \varepsilon_0 c n$ ,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $c$  是真空中光速,  $n$  为介质折射率。

### 3.3.1 分步傅立叶变换法<sup>[77]</sup>

对于求解 (3.34) 的方法, 在这里介绍在本文的模拟计算中所使用的分步傅立叶变换法。这种方法的基本思路是基于傅立叶变换, 对于一段光束路径上的自聚焦或自由空间传输, 在傅立叶频谱上可以用一个乘积因子或增益来描述, 然后再将其还原到物理空间。所谓分步, 即是指在一段介质 (长度为  $h$ ) 中, 我们的计算衍射、色散及非线性效应是分三步来完成的, 第一步只考虑衍射和色散过程, 传输距离为  $h/2$ , 然后考虑全  $h$  的非线性效应, 最后再考虑后  $h/2$  的衍射和色散。只要  $h$  足够小, 则采用上述近似算法得到的结果是准确可靠的。

采用分步傅立叶变换数值求解 (3.34) 式, 将 (3.34) 式写成如下形式

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3.37)$$

其中  $\hat{D}$  是差分算符, 它表示线性介质的色散和吸收,  $\hat{N}$  是非线性算符, 它决定了脉冲传输过程中的非线性效应。它们表示为

$$\hat{D} = \frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} \quad (3.38)$$

$$\hat{N} = \frac{i\omega_0 n_2}{c} |A|^2 + \frac{g - \alpha}{2} \quad (3.39)$$

将传输过程分三步。具体的步骤如下：

(i) 前  $h/2$  ( $h$  为步长) 的线性 (衍射和色散) 过程：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \hat{D}A \quad (3.40)$$

对上式作傅立叶变换，并用  $i\omega$  代替  $\partial/\partial t$ ，用  $-ik_x$  和  $-ik_y$  分别代替  $\partial/\partial x$  和  $\partial/\partial y$ 。再作逆傅里叶变换，可求解得  $A'$ 。

(ii) 全  $h$  的非线性效应过程为：

$$\frac{\partial A'}{\partial Z} = NA' \quad (3.41)$$

对上式可求解  $A''$ ：

$$A'' = A' \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right) \quad (3.42)$$

(iii) 后  $h/2$  的线性 (衍射和色散) 过程：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \hat{D}A \quad (3.43)$$

与第一步相似。

最后可用数学表达式可表示为<sup>[85]</sup>

$$A(z+h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \quad (3.44)$$

指数项内包含了与  $z$  有关的非线性算符  $N$ ，若步长  $h$  足够小，它可近似表示为  $\exp(h\hat{N})$ 。

上式得到的最后结果就是在光场在介质中从初始位置传输了 $h$ 距离后的光场。要得到传输距离为 $z+h$ 的光场分布,只需将上次计算的结果作为初始值代入下次计算,重复上述过程就可以得到。

由于输入的初始光场是含有 $(x, y, t)$ 的三维分布,所以在计算机上作快速傅立叶变换之前,首先将初始光场进行离散化处理,然后采用快速傅立叶变换计算方法得到离散光场的傅立叶变换。只要满足抽样定理,离散值是可以准确反映真实场分布的。

### 3.3.2 啁啾脉冲的数值模拟及分析

下面以高斯啁啾脉冲为例分别讨论增益窄化和增益饱和效应的影响。设输入的啁啾脉冲为

$$A(x, t) = E_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \exp\left[-i\frac{b}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \quad (3.45)$$

式中,  $E_0$  是振幅常数,  $w_0$  是入射光束的束腰宽度,  $\tau$  为脉冲强度  $e^{-1}$  半宽度,  $b = \Delta\omega_L \tau / 2$  为输入脉冲的线性啁啾参数。

#### 1. 啁啾脉冲的增益窄化效应

取入射光强为  $1\text{W}/\text{cm}^2$ , 脉冲宽度(FWHM)为  $400\text{ps}$ , 脉冲中心波长为  $800\text{nm}$ , 脉冲传输过程中获得的增益约为  $10^6$ 。介质的增益带宽为  $220\text{nm}$ 。取谱宽分别为  $10\text{nm}$ ,  $30\text{nm}$  和  $50\text{nm}$  的啁啾脉冲进行计算, 计算结果如图 3.1 所示, 图 3.1(a) 表示的是增益窄化对不同谱宽的脉冲时间波形的影响, 图 3.1(b)-(c) 分别给出了谱宽为  $10\text{nm}$ ,  $30\text{nm}$  和  $50\text{nm}$  的脉冲输出功率谱。从图 3.1(a) 中可看出增益窄化效应使脉冲的脉宽变窄, 并且随着谱宽的增大, 脉冲宽度越窄。同样, 增益窄化对脉冲频谱的影响与脉冲波形相似, 窄化效应使得脉冲的频谱也变窄, 随着脉冲谱宽的增大, 窄化效应越来越明显。如图 3.1(b)-(c) 所示。这说明输入脉冲的谱宽与介质的增益带宽之比越小, 增益窄化越不明显, 反之, 增益窄化越明显。这是由于对于较宽谱宽的脉冲, 有限的增益带宽不能充分的对所有的频谱成分进行有效的放大, 越靠近增益中心波长的成分放大的越大而其他成分放大的较小。

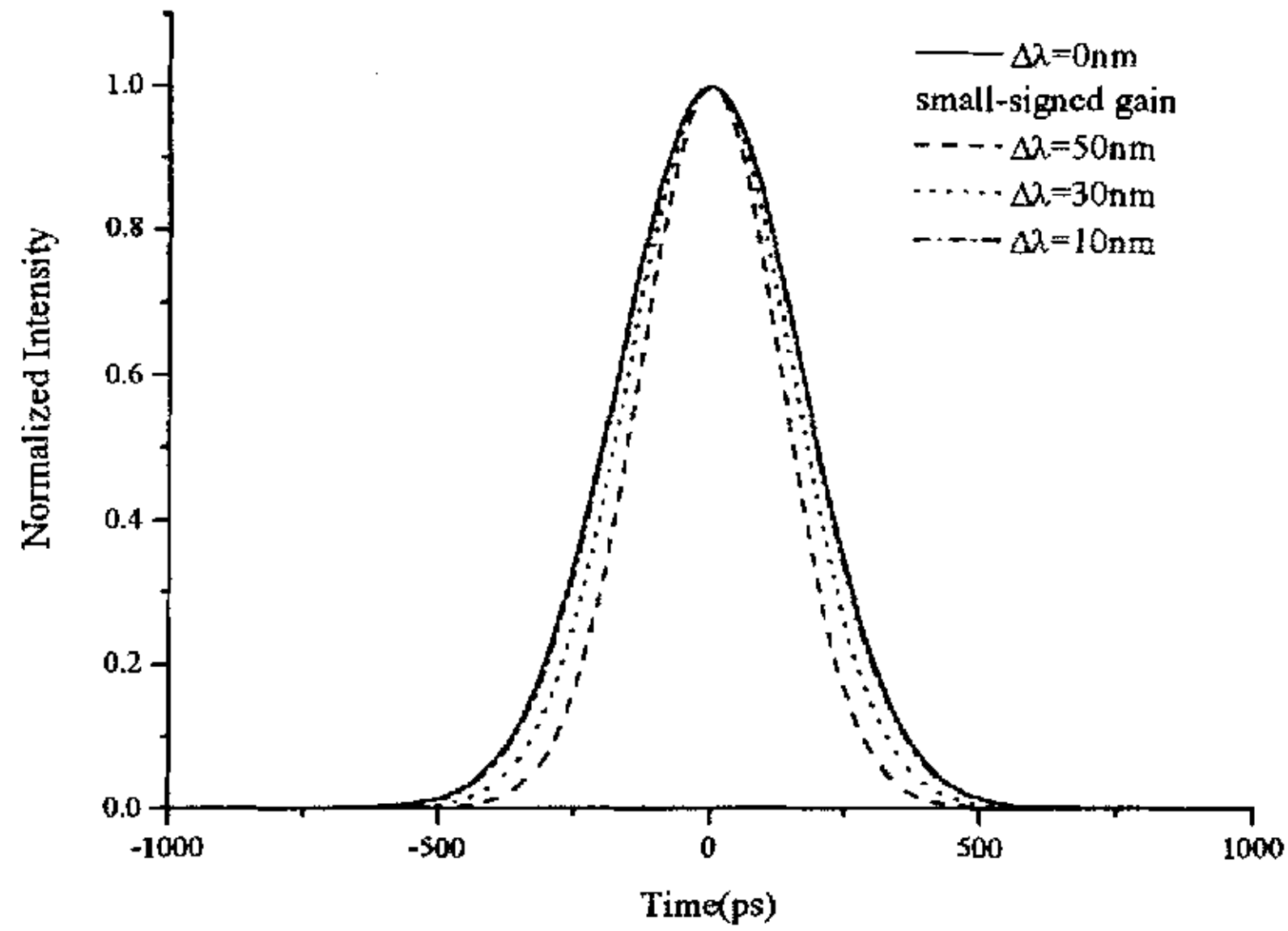


图 3.1 (a) 增益窄化对不同谱宽的脉冲时间波形

Fig.3.1 (a) Influence of gain narrowing to time pulse at different spectral-width

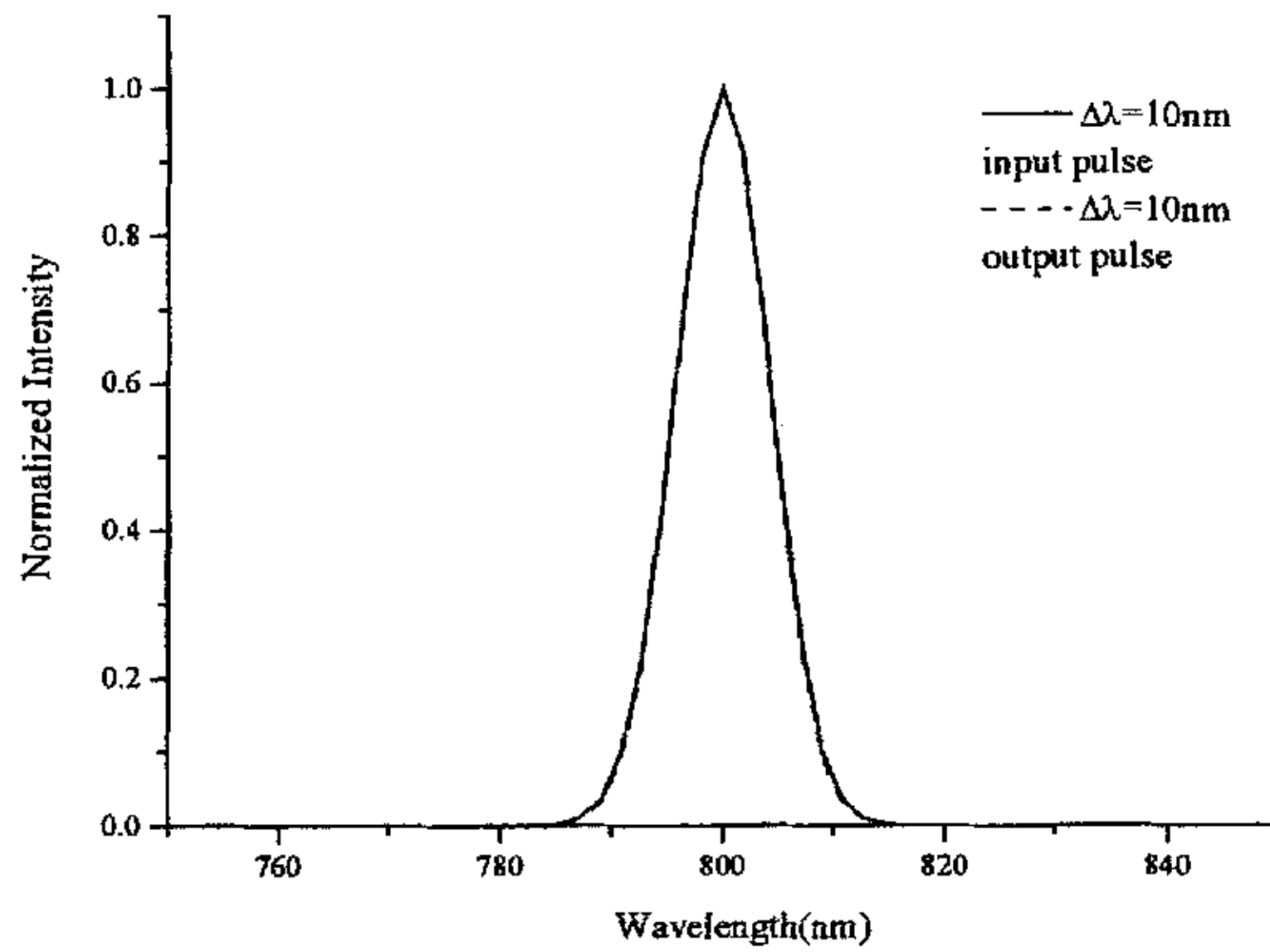


图 3.1 (b)  $\Delta\lambda=10\text{nm}$  时的输出脉冲的功率谱的影响,

Fig.3.1 (b) Power distribution of input and output pulse at  $\Delta\lambda=10\text{nm}$

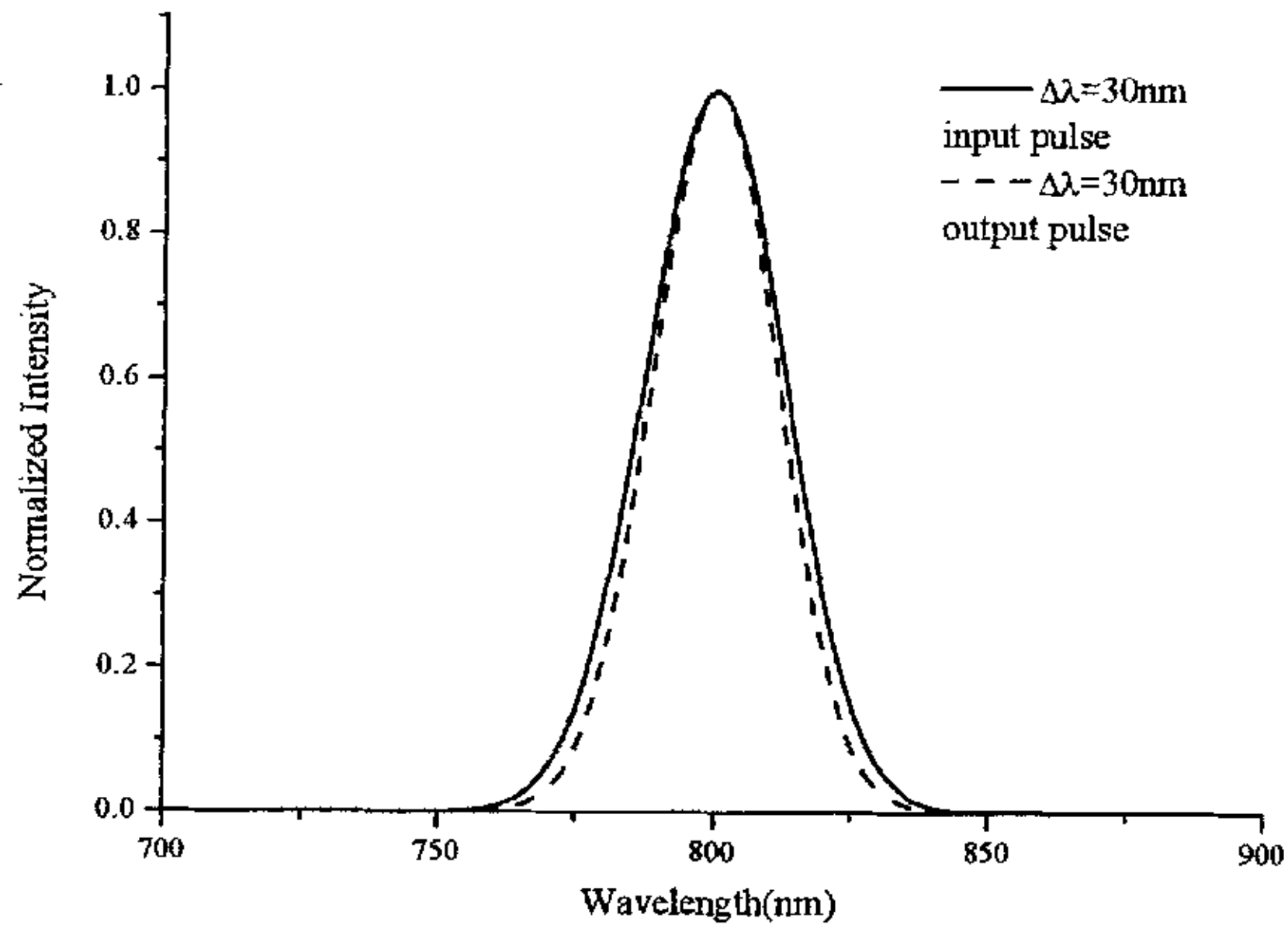


图 3.1 (c)  $\Delta\lambda=30\text{nm}$  时的输出脉冲的功率谱,

Fig.3.1 (c) Power distribution of input and output pulse at  $\Delta\lambda=30\text{nm}$

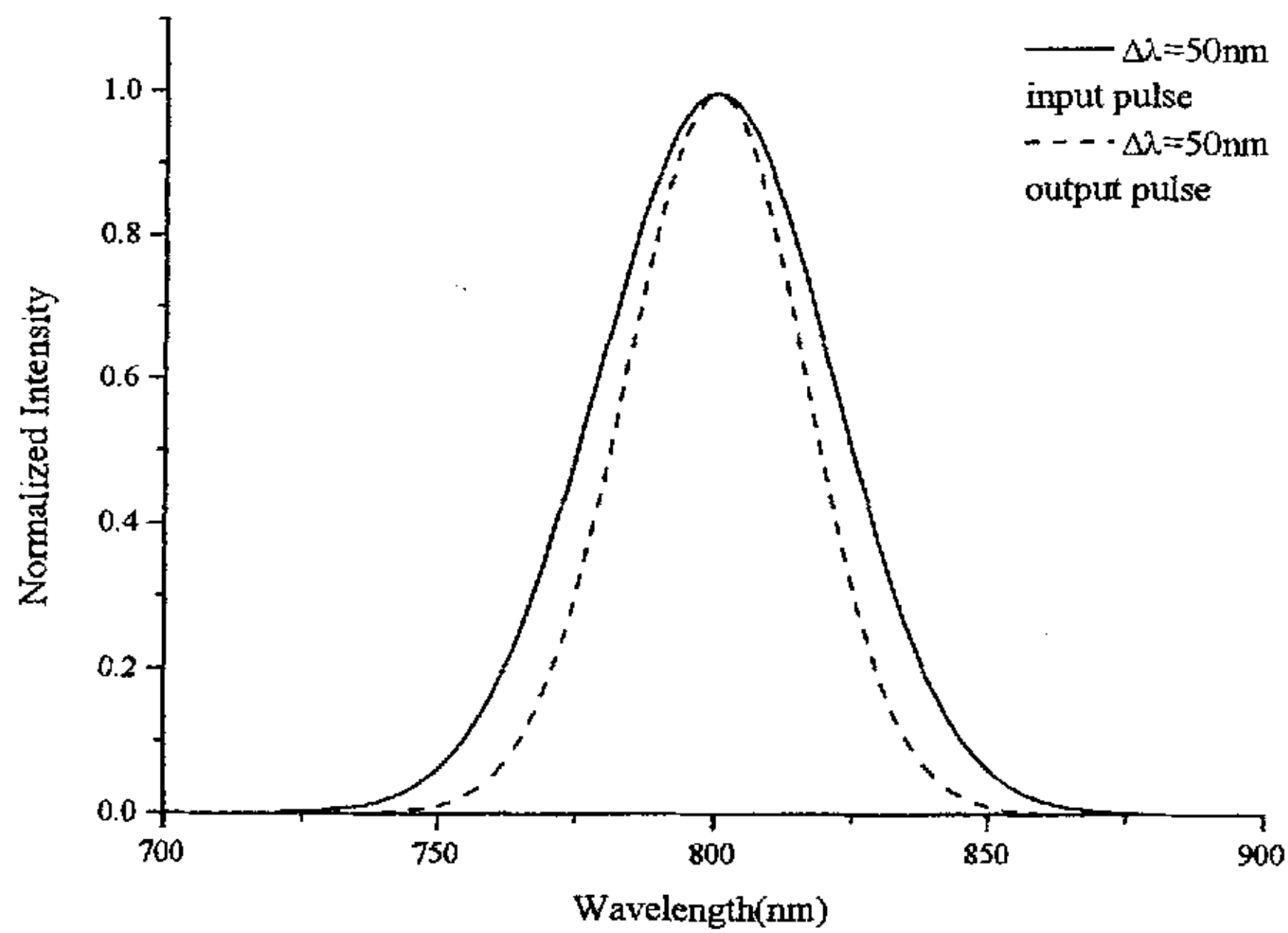


图 3.1 (d)  $\Delta\lambda=50\text{nm}$  时的输出脉冲的功率谱

Fig.3.1 (d) Power distribution of input and output pulse at  $\Delta\lambda=50\text{nm}$



2. 啁啾脉冲的增益饱和效应

同样采用(3.45)式, 取入射光强为  $300\text{W}/\text{cm}^2$ , 脉冲宽度(FWHM)为  $400\text{ps}$ , 脉冲中心波长为  $800\text{nm}$ , 脉冲传输过程中获得的增益大于  $10^7$ , 谱宽为  $30\text{nm}$ , 饱和通量分别为  $0.9\text{J}/\text{cm}^2$ ,  $0.5\text{J}/\text{cm}^2$ ,  $0.2\text{J}/\text{cm}^2$  三种不同的饱和条件进行计算。

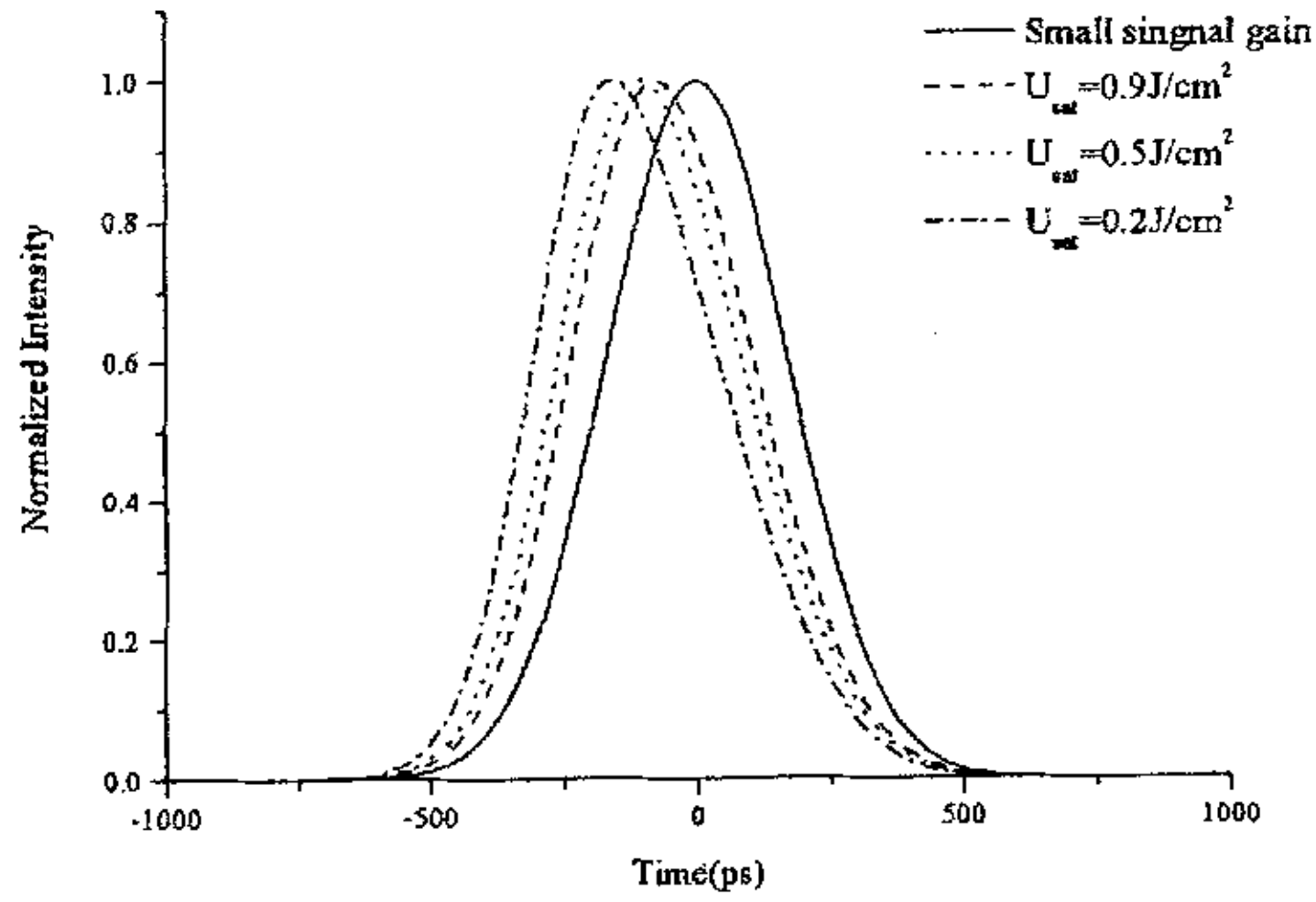


图 3.2(a) 不同饱和条件下增益饱和对脉冲时间波形影响

Fig.3.2 (a) Influence of gain saturation at different condition to time pulse

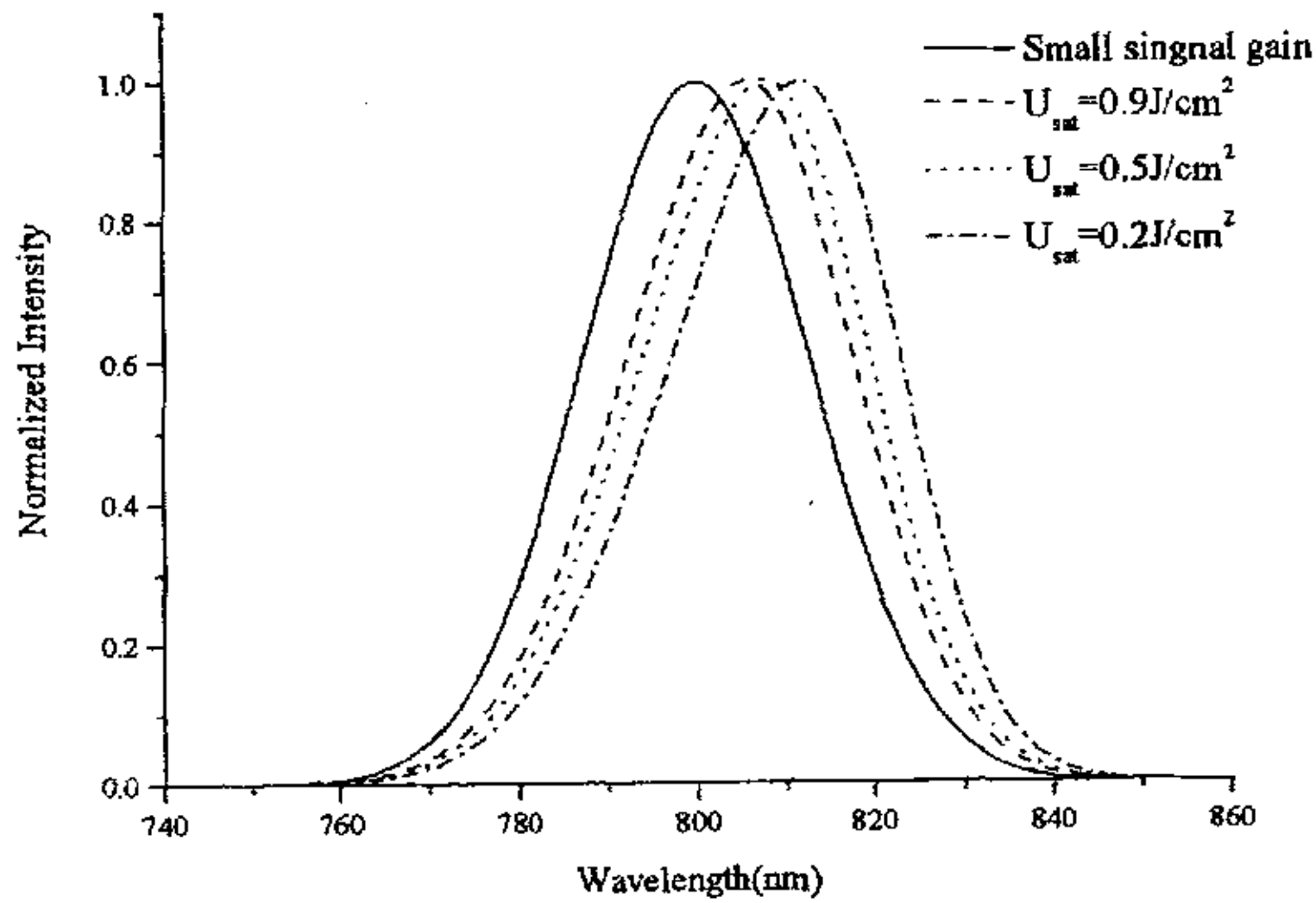


图 3.2(b) 不同饱和条件下增益饱和对脉冲频谱的影响

Fig.3.2 (b) The influence of gain saturation to spectral power distribution at different condition

计算结果如图 3.2(a) — (b) 所示。图 3.2(a) 给出了不同饱和条件下增益饱和对脉冲时间波形的影响，图 3.2(b) 给出了不同饱和条件下增益饱和对脉冲频谱的影响。从图中看出增益饱和使脉冲向前沿移动，同时使频谱产生红移，即向长波长方向移动。这是由于啁啾脉冲的前沿（低频）获得的增益大于脉冲的后沿（高频）获得的增益，因而脉冲的峰值要发生移动。从图中还可以看出，随着饱和通量的减小，脉冲的饱和效应也越来越明显，脉冲峰值偏离中心也越来越远。

### 3. 啁啾脉冲的多程放大

为了获得较高的输出能量和功率，在超短脉冲系统中一般采用多程式的助推放大器。研究啁啾脉冲在放大介质中的多程放大也很有实际意义。增益窄化和增益饱和效应对各程脉冲的影响会因各程能量放大的不同而不同。在上面模型的基础上，引入速率方程

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = -\frac{2^*}{\eta\omega} \sigma(\omega) N(z,t) I(z,t) \quad (3.46)$$

此时，(3.35) 式的增益系数的表达式变为

$$g = \sigma(\omega) N(z,t) = \frac{\sigma_0 N(z,t)}{1 + 4[\omega(t) - \omega_a]^2 / \Delta\omega_a^2} \quad (3.47)$$

利用 (3.34) 式和速率方程 (3.47) 式组成的方程组模拟啁啾脉冲多程放大的传输。

设输入高斯啁啾脉冲如 (3.45) 式所示，输入能量 1J，介质长度 2cm，每一程间的损耗因子为 0.1，介质损耗系数为  $0.004\text{cm}^{-1}$ 。为讨论方便计算中的输入脉冲的带宽与增益介质的带宽之比  $\Delta\omega_i / \Delta\omega_a = 0.5$ 。

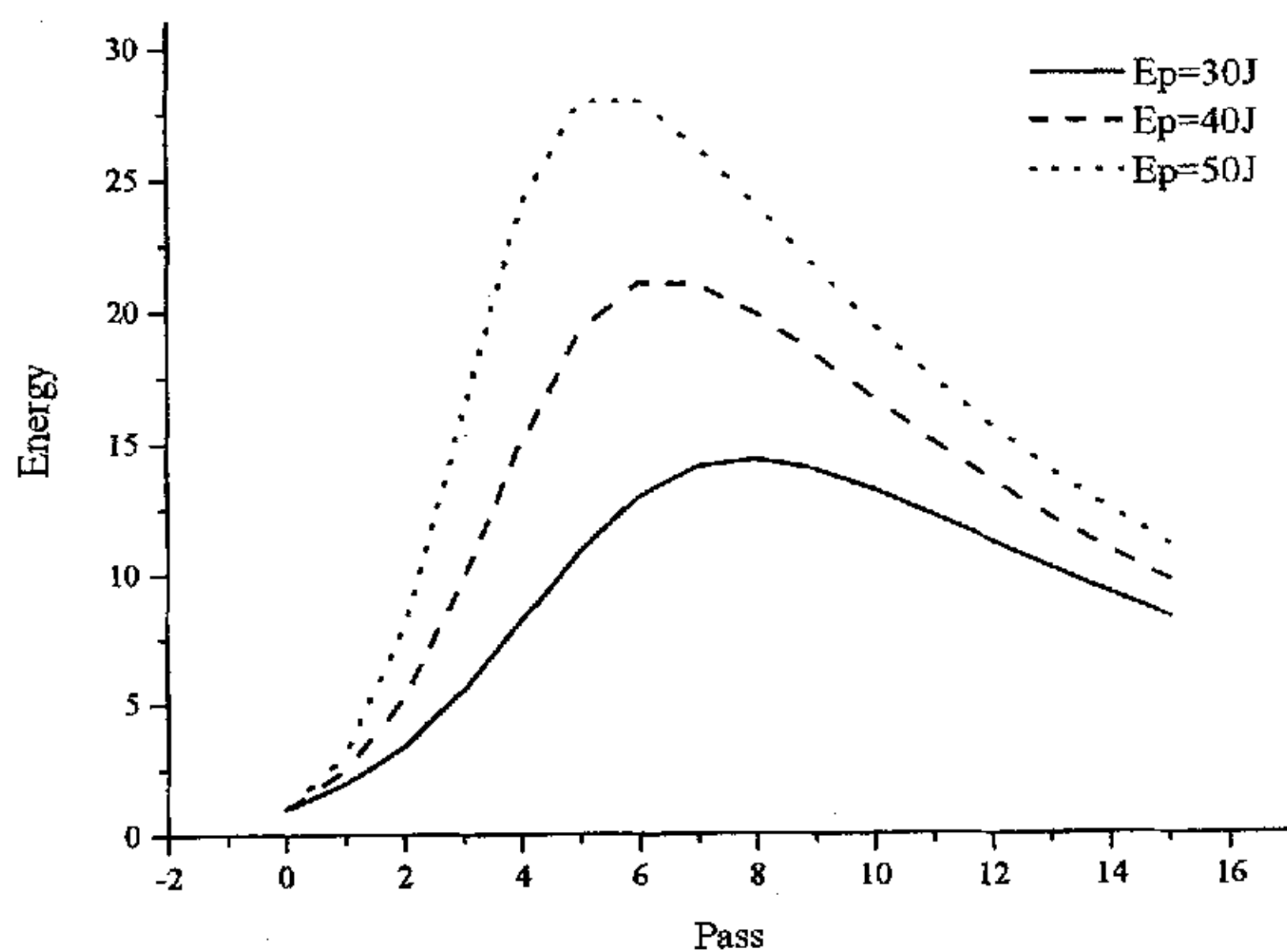


图3.3 不同泵浦的输出能量

Fig.3.3 Output energy at different pumping condition

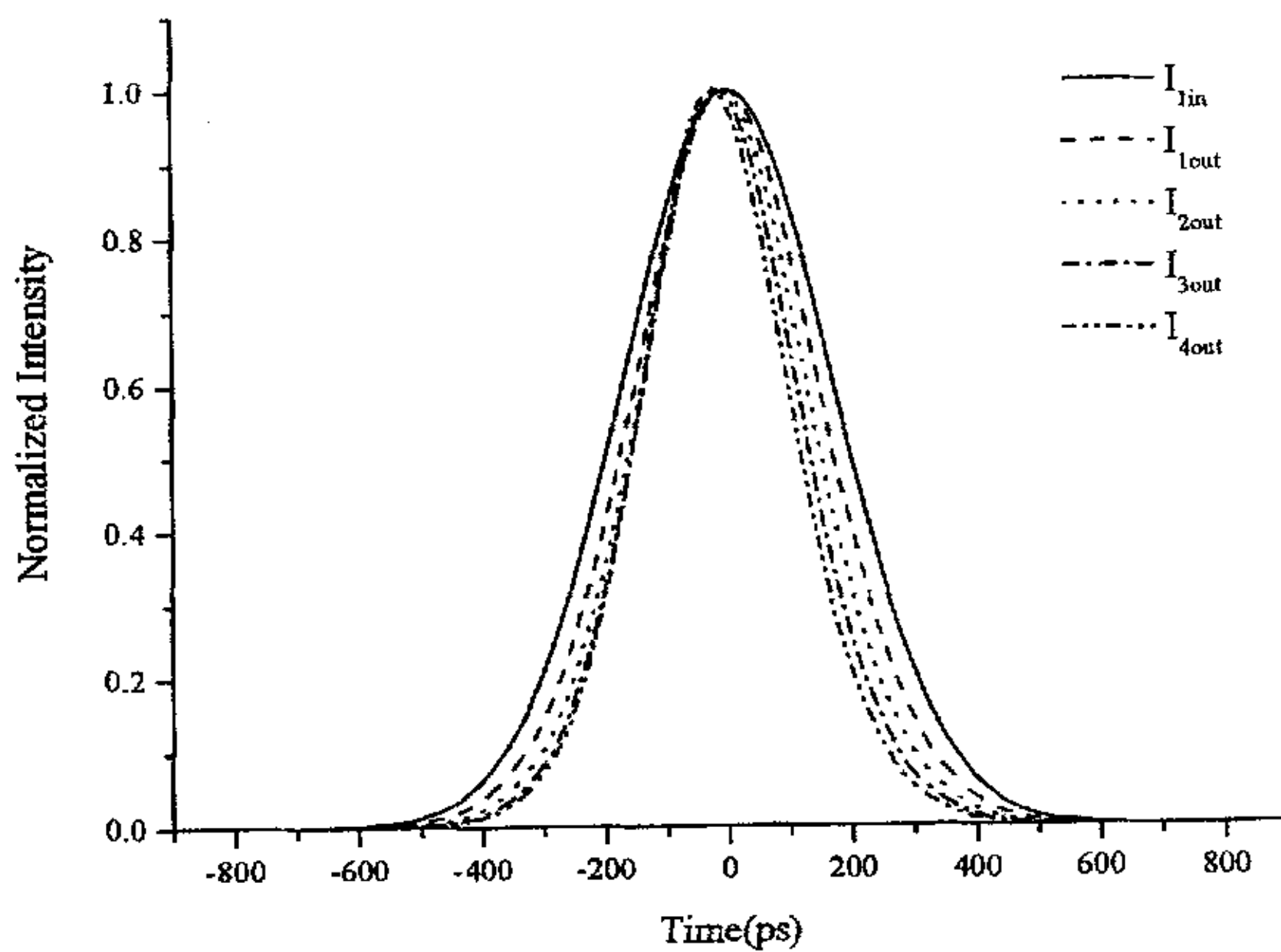


图3.4 输入和输出脉冲的时间模型

Fig.3.4 The model of input and output pulse

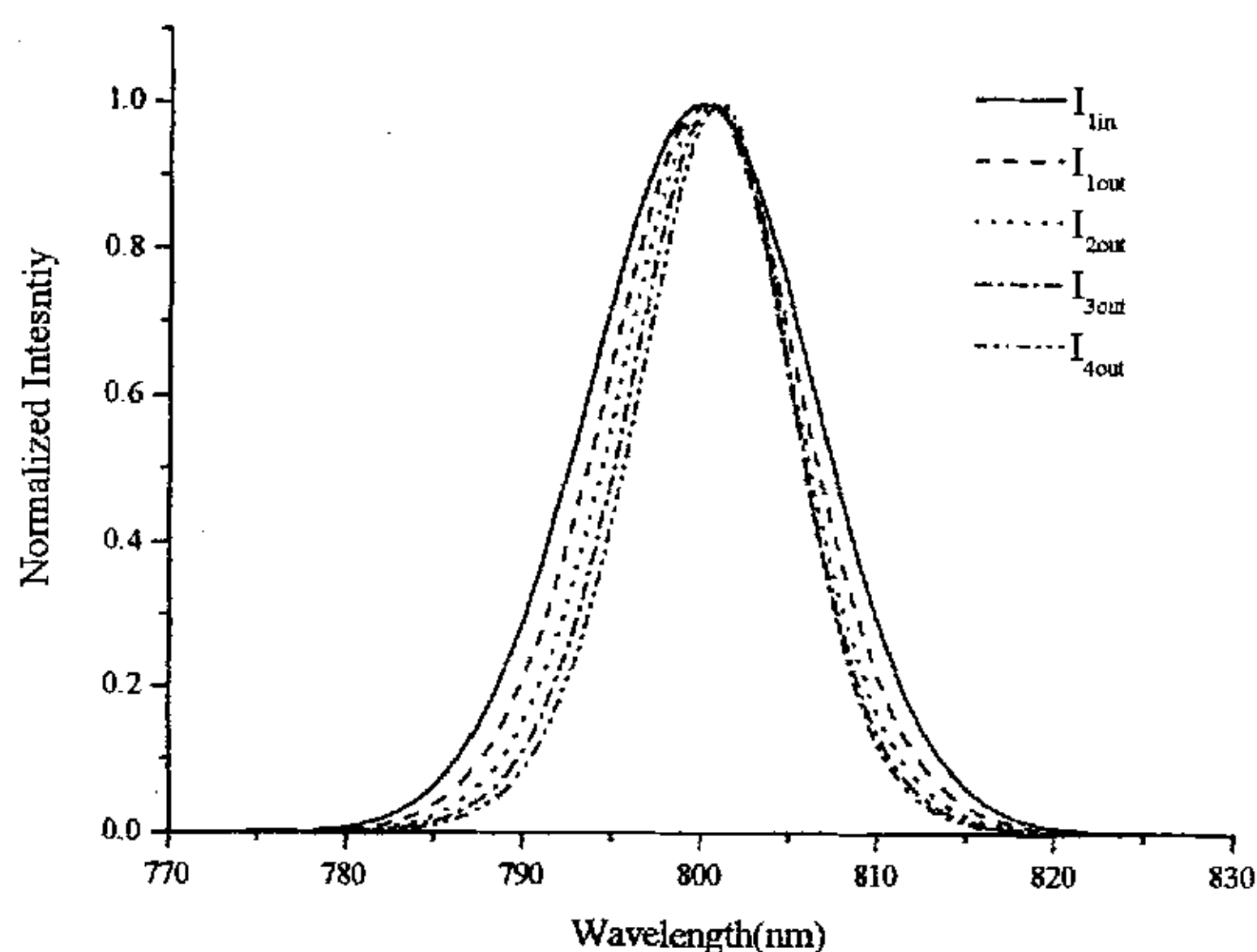


图 3.5 输入和输出脉冲的功率谱

Fig.3.5 The power spectrum of input and output pulse

计算结果如图 3.3-3.5 所示。图 3.3 给出了泵浦能量为 30J、40J、50J 时的输出能量随放大程数变换的曲线。从图中看出在一定泵浦能量的情况下，输出能量随放大程数先上升后下降。这是由于输入脉冲在放大的过程中不断的消耗翻转粒子数，达到增益饱和的结果，当脉冲获得的增益小于损耗时，脉冲的能量就开始下降。随着泵浦能量的增大，脉冲的输出能量达到输出峰值的程数越来越小，这说明由于在较大的泵浦能量下，介质的初始翻转粒子数也较大，介质对脉冲提供的增益也就越大，脉冲可以通过较小的程数达到饱和放大。图 3.4 给出了 40J 泵浦下的不同放大程数的脉冲的输出波形。图 3.5 给出了 40J 泵浦下的不同放大程数的脉冲的频谱。从两图中可看出随着放大程数的增加，增益窄化和增益饱和效应越来越严重，增益窄化效应使脉冲波形和频谱都变窄。而增益饱和效应使脉冲波形逐渐向前沿移动，而使脉冲频谱向长波长移动（红移）。随着增益的越来越大这两种效应将会越来越明显。

#### 4. 空间超高斯分布啁啾脉冲的传输放大

为了更好的说明问题，将色散、增益窄化、增益饱和、非线性效应综合考虑，进行传输计算为了讨论方便，设输入光场空间上是一维 10 阶超高斯分布，时间上是高斯分布

$$A(x, t) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{x}{w_0}\right)^2\right] \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \exp\left[-i\frac{b}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \quad (3.49)$$

式中,  $E_0$  是振幅常数,  $w_0$  是入射光束的束腰宽度,  $\tau$  为脉冲强度  $e^{-1}$  半宽度,  $b = \Delta\omega_L \tau / 2$  为输入脉冲的线性啁啾参数。计算中所用参数为: 入射光强为  $20\text{W}/\text{cm}^2$ , 束腰宽度为  $2.0\text{cm}$ , 脉冲宽度(FWHM)为  $400\text{ps}$ , 脉冲中心波长为  $800\text{nm}$ , 折射率  $n_0=1.76$ , 群速度色散常数  $\beta_2=581.179\text{fs}^2/\text{cm}$ , 非线性折射系数  $n_2=2.5 \times 10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}^{[88]}$ , 脉冲传输过程中获得的增益约为  $10^8$ 。

通过图 3.6 可以看出, 由于增益窄化和增益饱和等效应的影响, 脉冲波形将发生明显变化。增益窄化将使脉冲的频谱变窄, 从而使啁啾脉冲的脉宽变窄。而增益饱和则由于脉冲前沿消耗了放大介质的翻转粒子数, 导致放大脉冲的前沿的光强放大倍数大于后沿, 使脉冲波形发生前移。增益窄化和增益饱和效应对脉冲的影响进一步分析如图 3.7-3.9 所示, 图 3.7 中给出了脉冲时间波形。从图 3.7 可以看出, 增益饱和效应使啁啾脉冲向前沿移动, 而增益窄化则使得脉冲向中心移动, 且入射脉冲的带宽越宽, 窄化效应越明显。对频谱进行分析, 图 3.8-3.9 分别给出了谱宽为  $10\text{nm}$  和  $50\text{nm}$  的输出脉冲的功率谱, 从两图可以看出增益饱和效应使频谱产生红移, 而增益窄化效应则使频谱明显变窄。随着谱宽的增加, 窄化效应加剧, 占有主导地位, 因而图 3.9 的脉冲峰值的红移不如图 3.8 的明显。

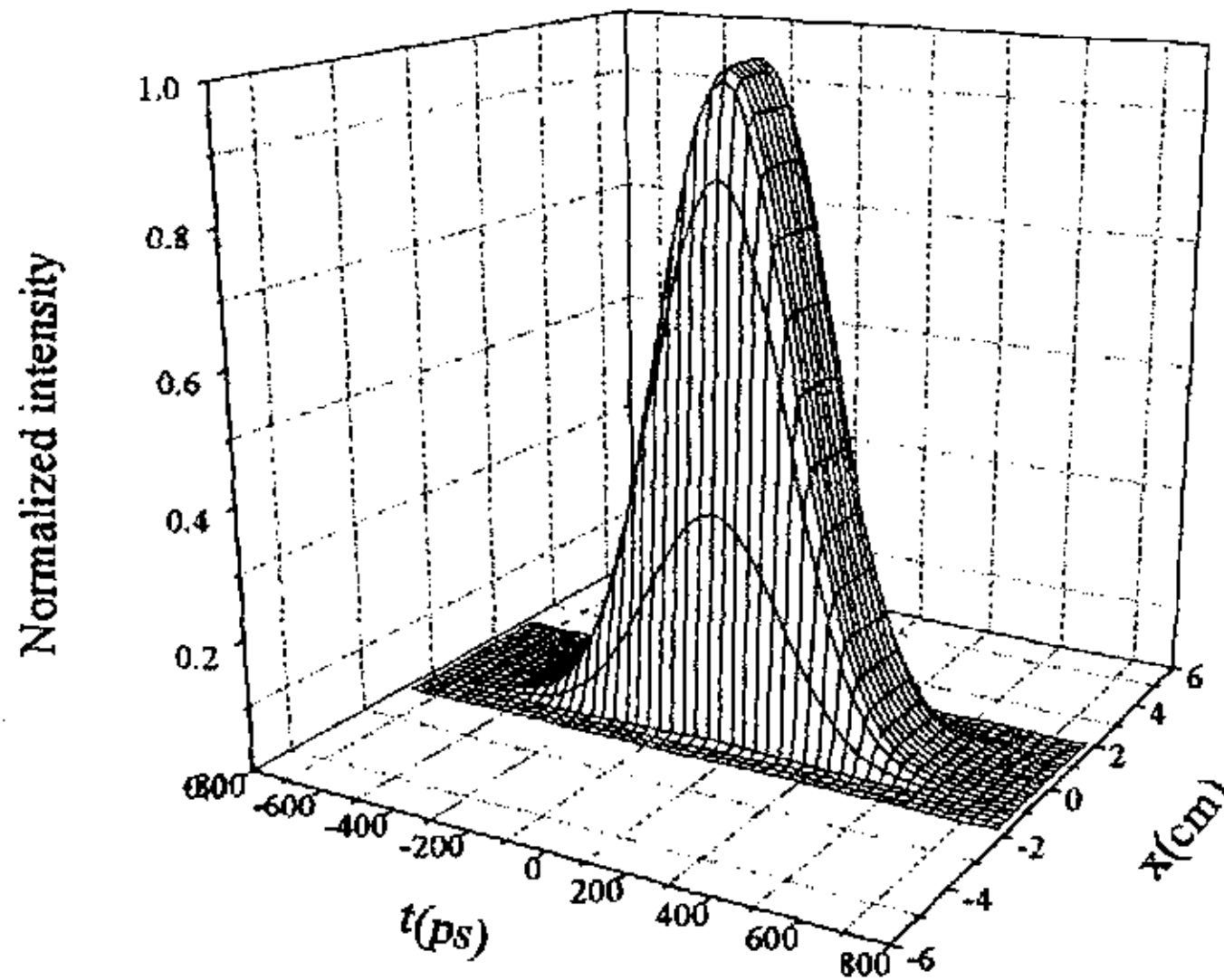


图 3.6 (a) 输入脉冲的时空分布

Fig.3.6 (a)The two dimension distribution of input pulse

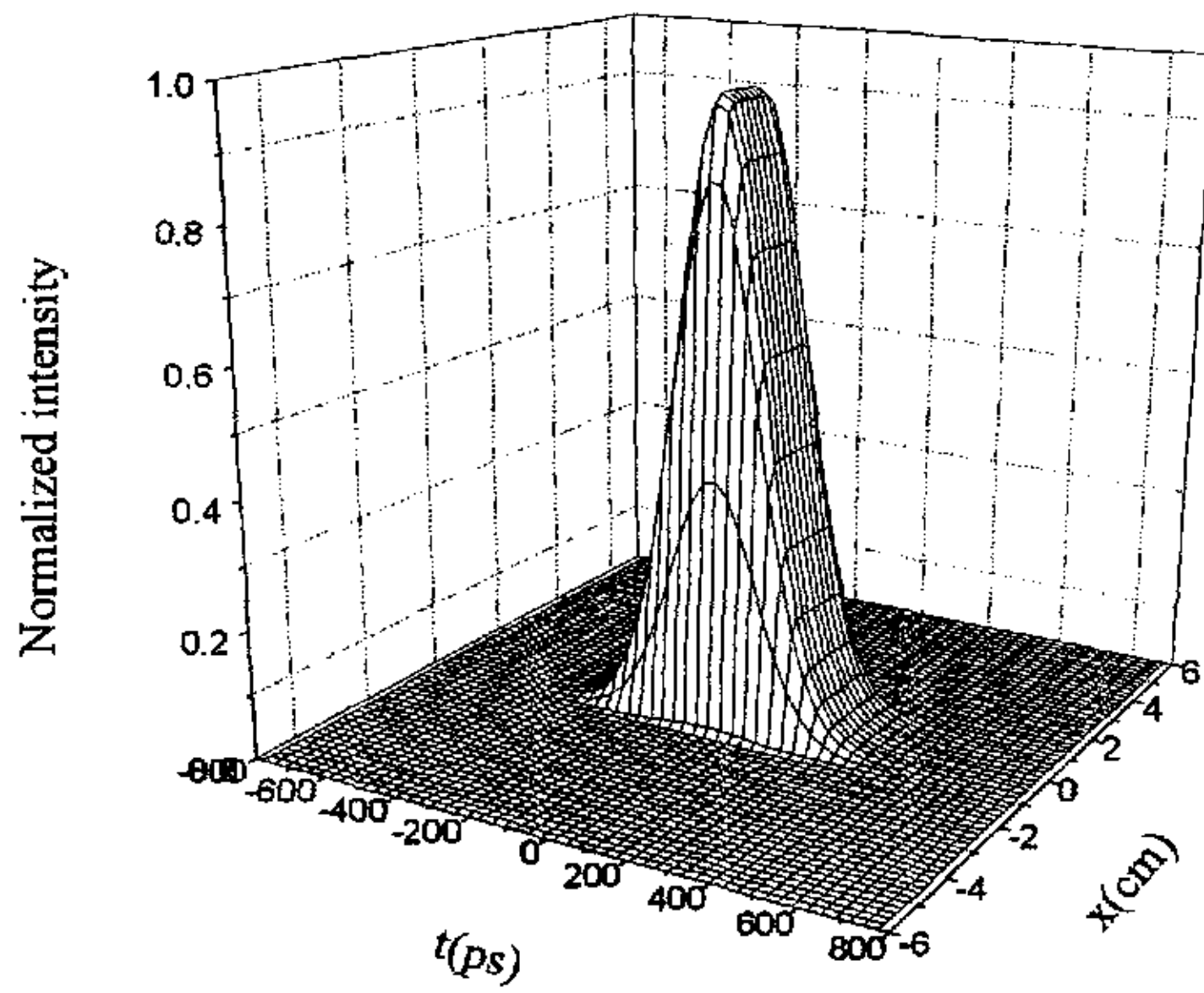


图 3.6 (b) 输出脉冲的时空分布

Fig.3.6 (b) The two dimension distribution of output pulse

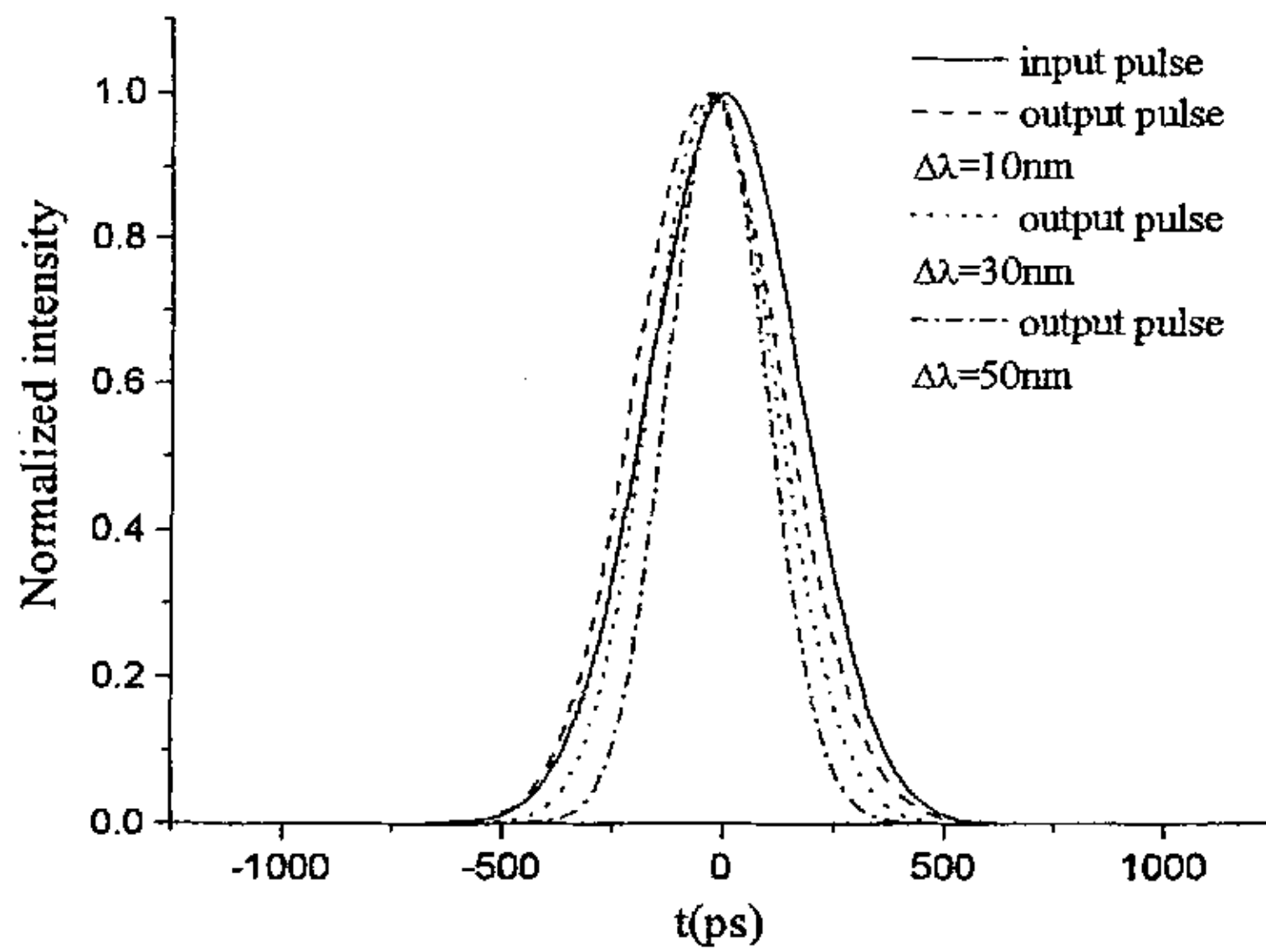


图 3.7  $x=0$  处的输出脉冲的时间波形

Fig.3.7 The time distribution of output pulse at  $x=0$

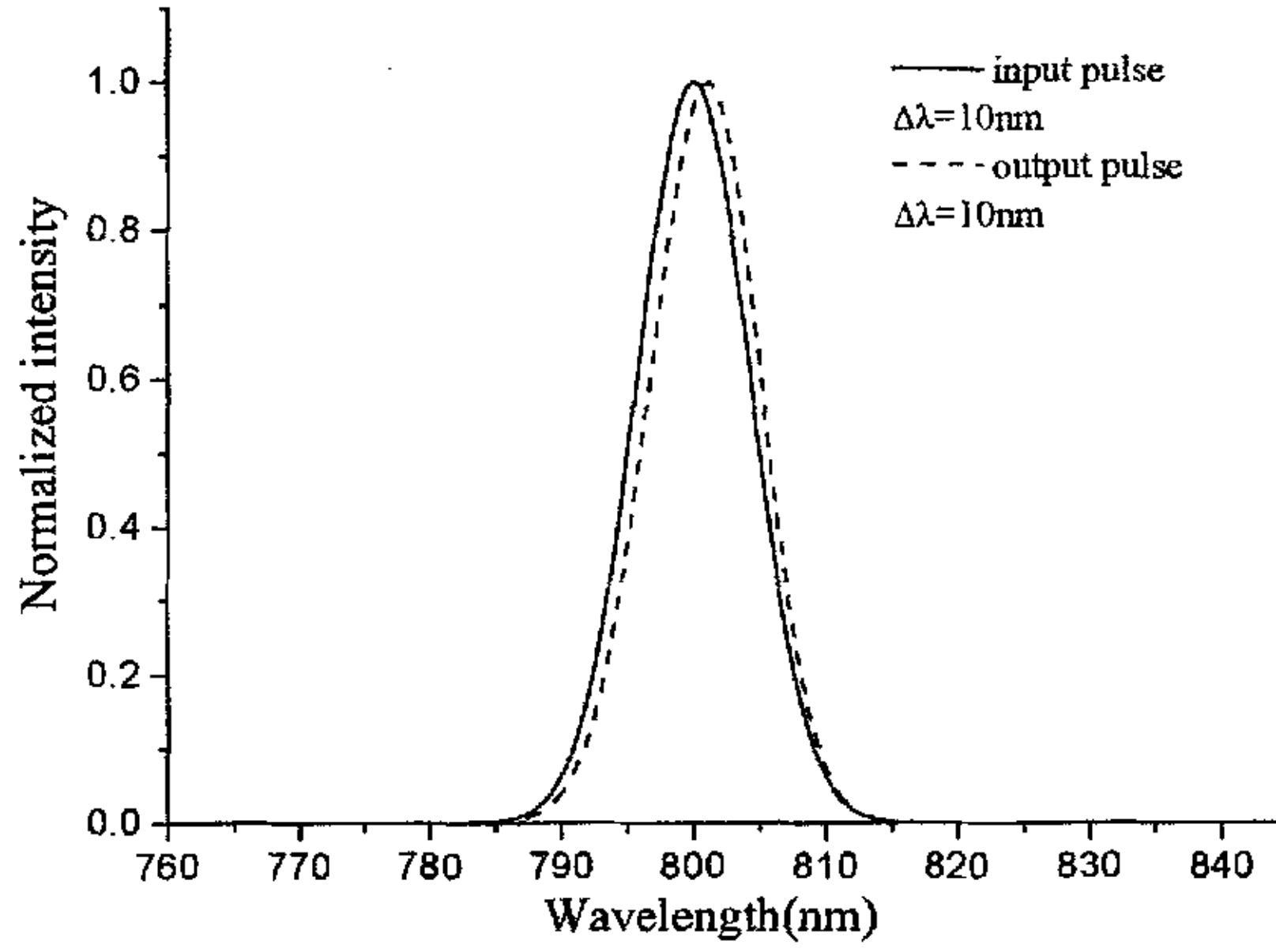


图 3.8  $\Delta\lambda=30\text{nm}$  时的输出脉冲的功率谱

Fig.3.8 The power spectrum distribution of output pulse with  $\Delta\lambda=30\text{nm}$

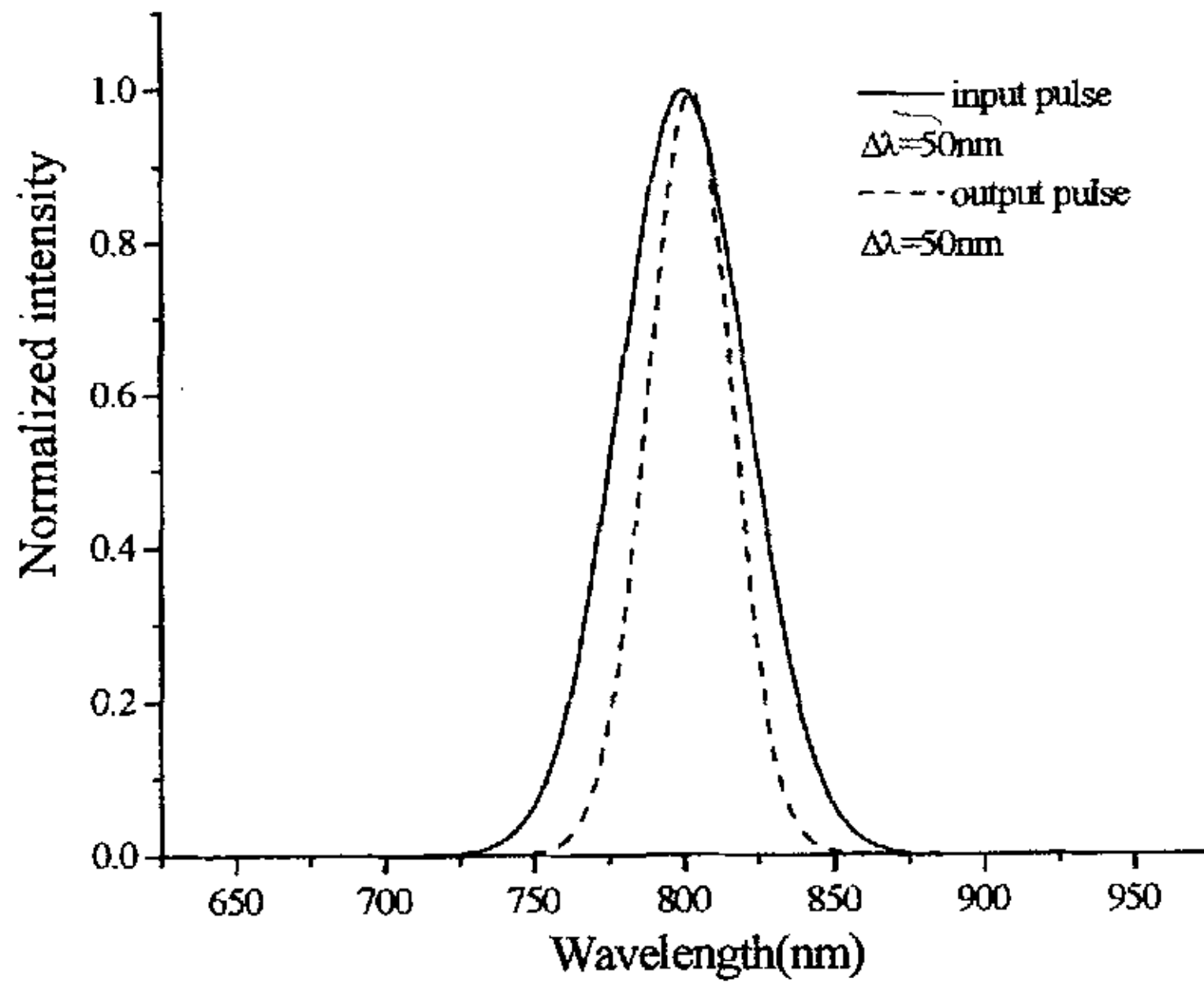


图 3.9  $\Delta\lambda=50\text{nm}$  时的输出脉冲的功率谱

Fig.3.9 The power spectrum distribution of output pulse with  $\Delta\lambda=50\text{nm}$

图 3.10 给出了输入和输出脉冲的空间上的分布，发现空间分布并没有变化，这是由于非线性效应( $B < 0.02$ )和衍射很小，还不至于改变脉冲的空间分布。进一步的计算表明，群速度色散对脉冲几乎没有影响。

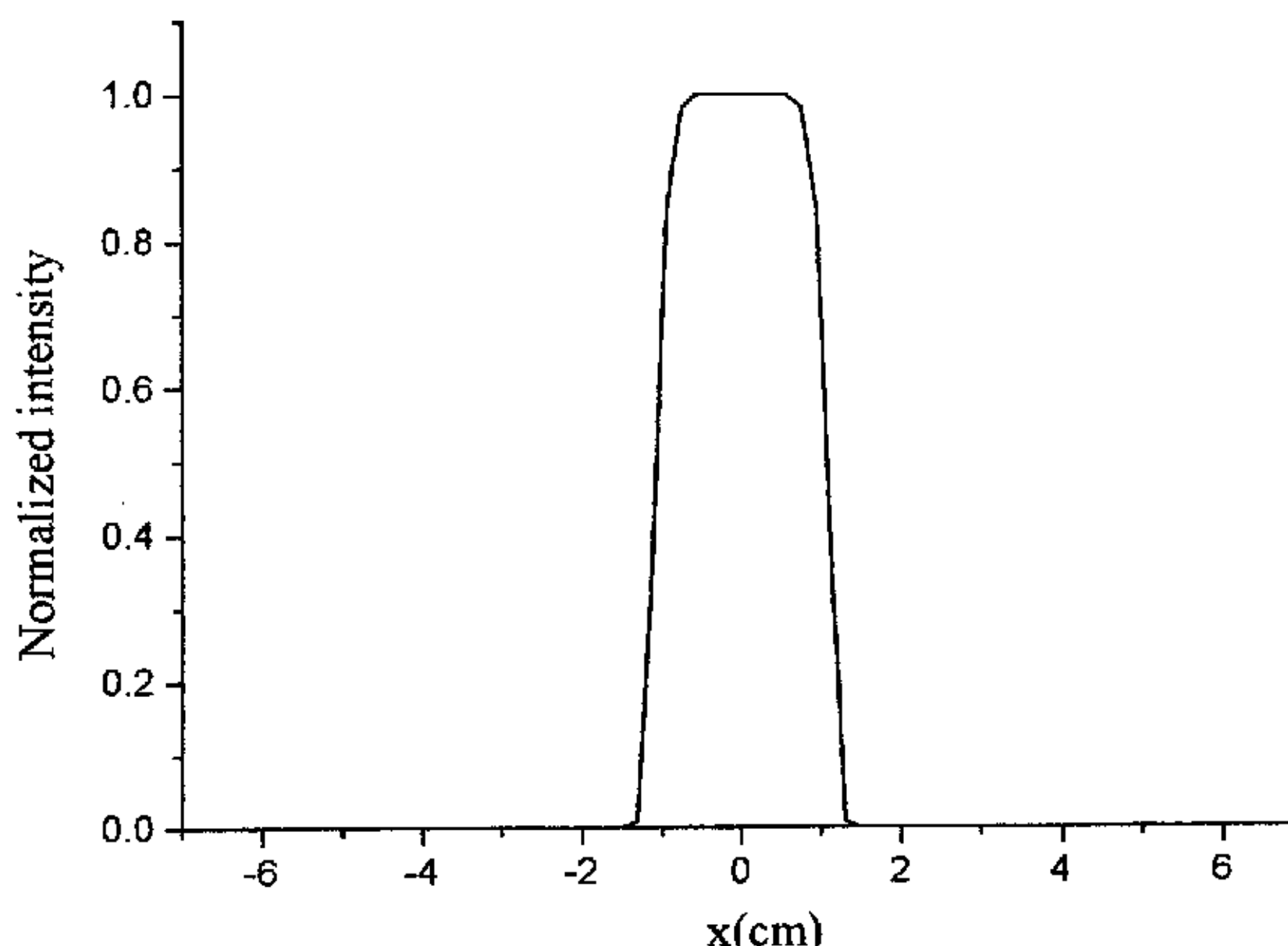


图 3.10  $t=0$  时的输入及输出脉冲的空间强度分布

Fig.3.10 The intensity distribution of input and output pulse at  $t=0$

在具体工作中，应根据需要对脉冲波形进行整形，尽量消除增益窄化和增益饱和的影响，因为两者在啁啾脉冲放大过程中的对脉冲波形的影响最大，两种效应使得脉冲波形发生畸变，这不但减小了压缩脉冲的信噪比，而且使脉冲很难压缩到我们所期望的脉冲宽度。另外，实际工作中，光束会经长距离传输，会引起光束的发散。光学元件的加工质量问题，会使光束的波面发生畸变，这会使超高斯发生调制，所以要通过在光路上加空间滤波器等措施来抑制这些调制，只要调制不大应不会对光束质量造成很大的影响。

超高斯光束在自由空间中传输会有比较强的衍射效应，如果传输距离较长，会使脉冲空间的波形出现衍射调制。为方便讨论，设输入的脉冲空间为 20 阶超高斯，时间仍是高斯分布。(3-46)式中  $2w_0=2.5\text{cm}$ ，脉冲宽度(FWHM)为 400ps，输入脉冲谱宽为 50nm，假设光束在放大之前经 5m 的自由空间传输，经四程放大的增益大约为 10 倍，光束经第二程后再传输 8m 后经第三、四程放大。计算结果如图所示，图 3.11(a)和(b)分别给出了输入脉冲和输出脉冲的时空分布。从(b)中明显看出脉冲的空间形状



发生变化，空间波形的两侧凸起。这是脉冲空间衍射效应所致。

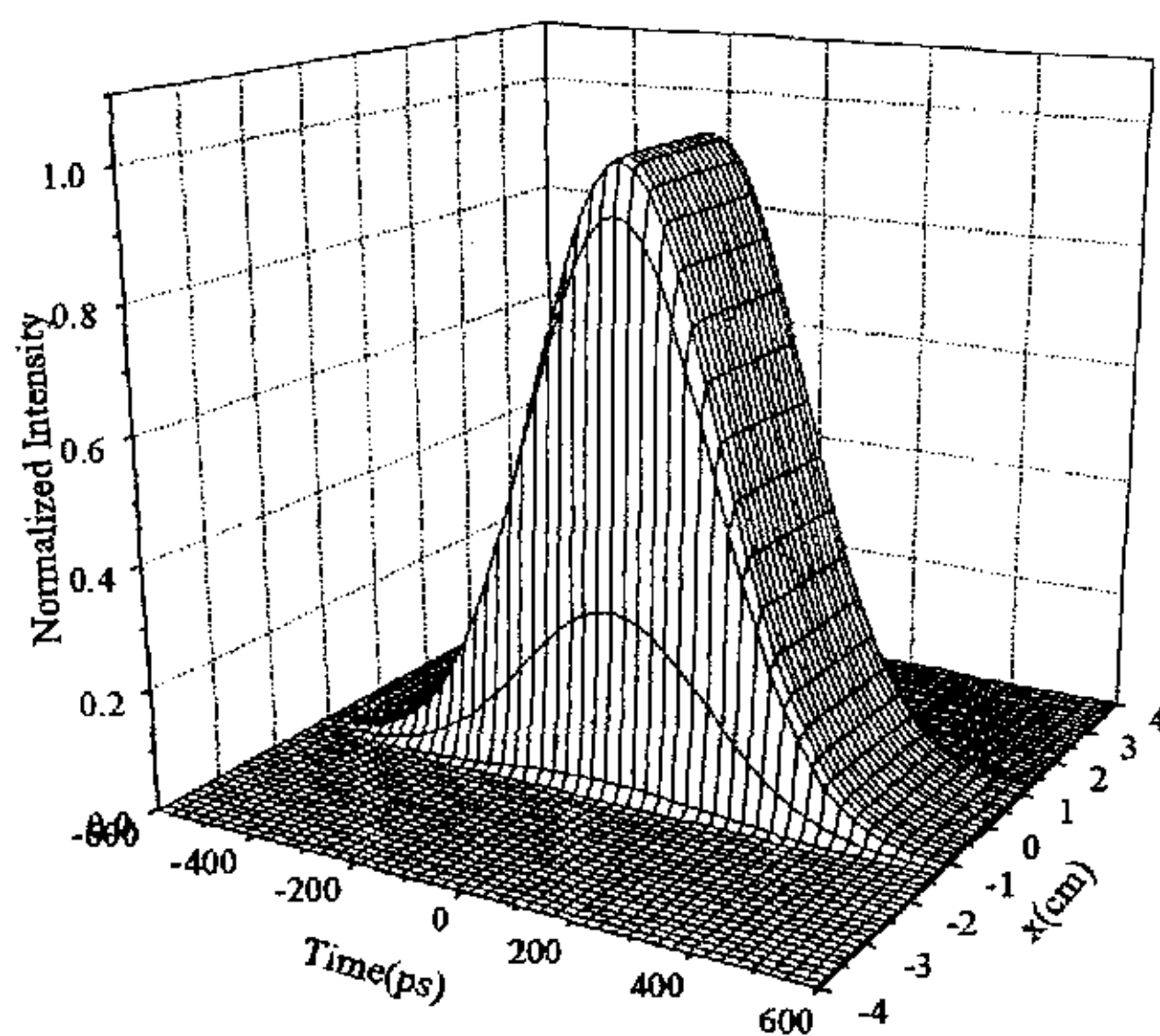


图 3.11 (a) 输入脉冲的时空分布

Fig.3.11 (a) The two dimension distribution of input pulse

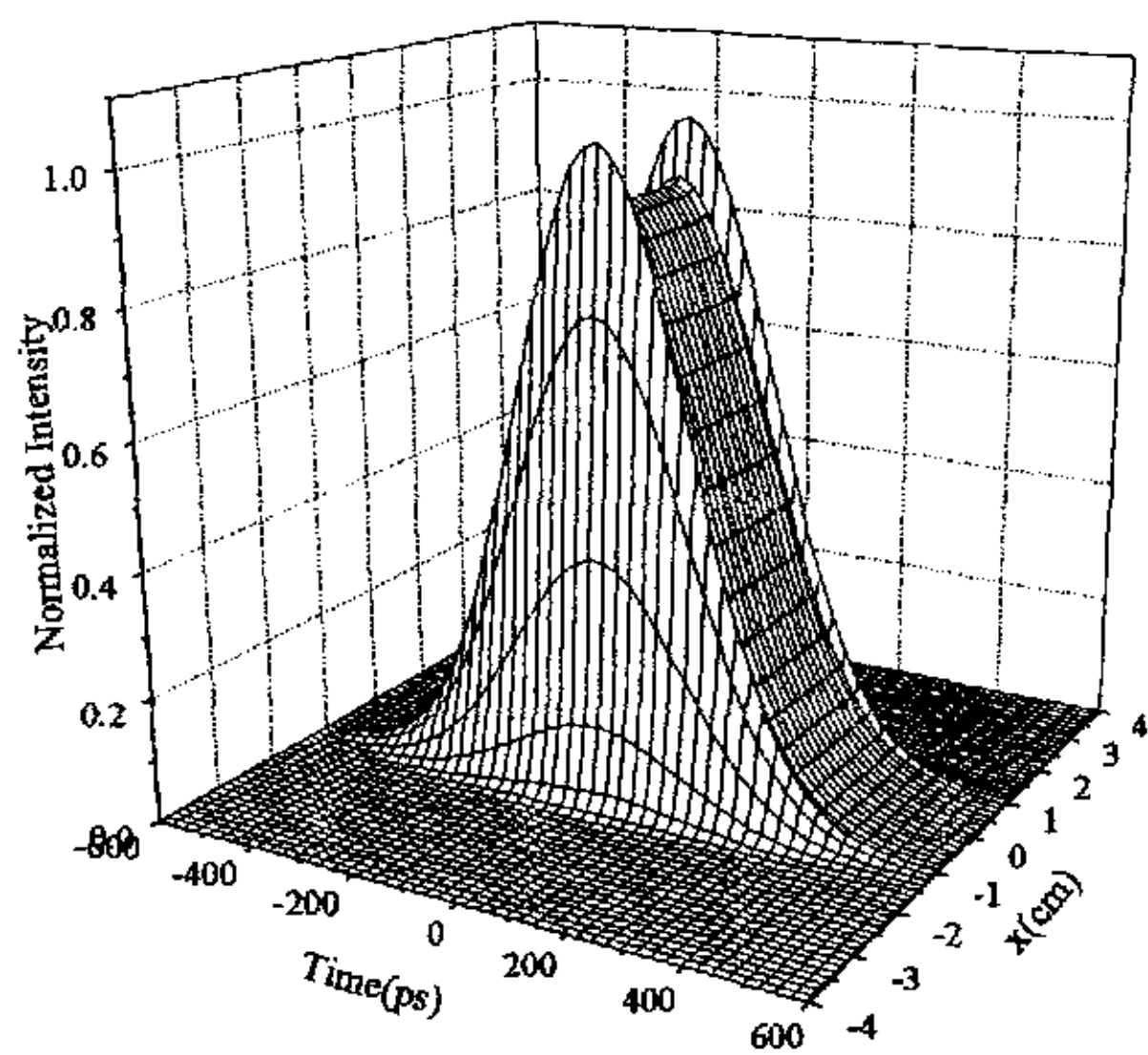


图 3.11 (b) 输出脉冲的时空分布

Fig.3.11 (b) The two dimension distribution of output pulse

进一步的分析如图 3.11 所示, 图中给出了  $t=0$  处的输出脉冲的空间分布。从图 3.11 可以看出由于放大过程中的空间衍射效应, 脉冲的空间分布在两侧出现凸起的峰, 而中间的部分几乎没有变化, 还是平顶分布。这是由于超高斯光束的边缘处比较陡, 受衍射效应比较明显。并且随着超高斯阶数的增加边缘越来越陡, 经过同样距离的衍射效应也就会越来越剧烈。虽然这种衍射效应在传输距离较小时造成的脉冲空间分布的起伏可能不是很大, 但如果系统采用多级放大, 光束的传输距离较长, 并且由于光学元件的加工问题, 可能使这种起伏变得很剧烈。这种剧烈的调制就会对放大介质和其它光学元件造成损伤。因此在实际工作中通常将光束进行软化并通过像传递来消除这种衍射效应的影响。20TW 放大器就是采用像传递结构<sup>[41]</sup>。为了比较分析, 采用像传递结构对光束进行模拟计算, 即在模拟过程中取消二、三程间的 8m 的自由空间传输。计算结果如图 3.13 所示, 图中的输出脉冲的空间分布仍为超高斯, 并没有发生变化。所以, 采用像传递系统能够很好的消除衍射效应。

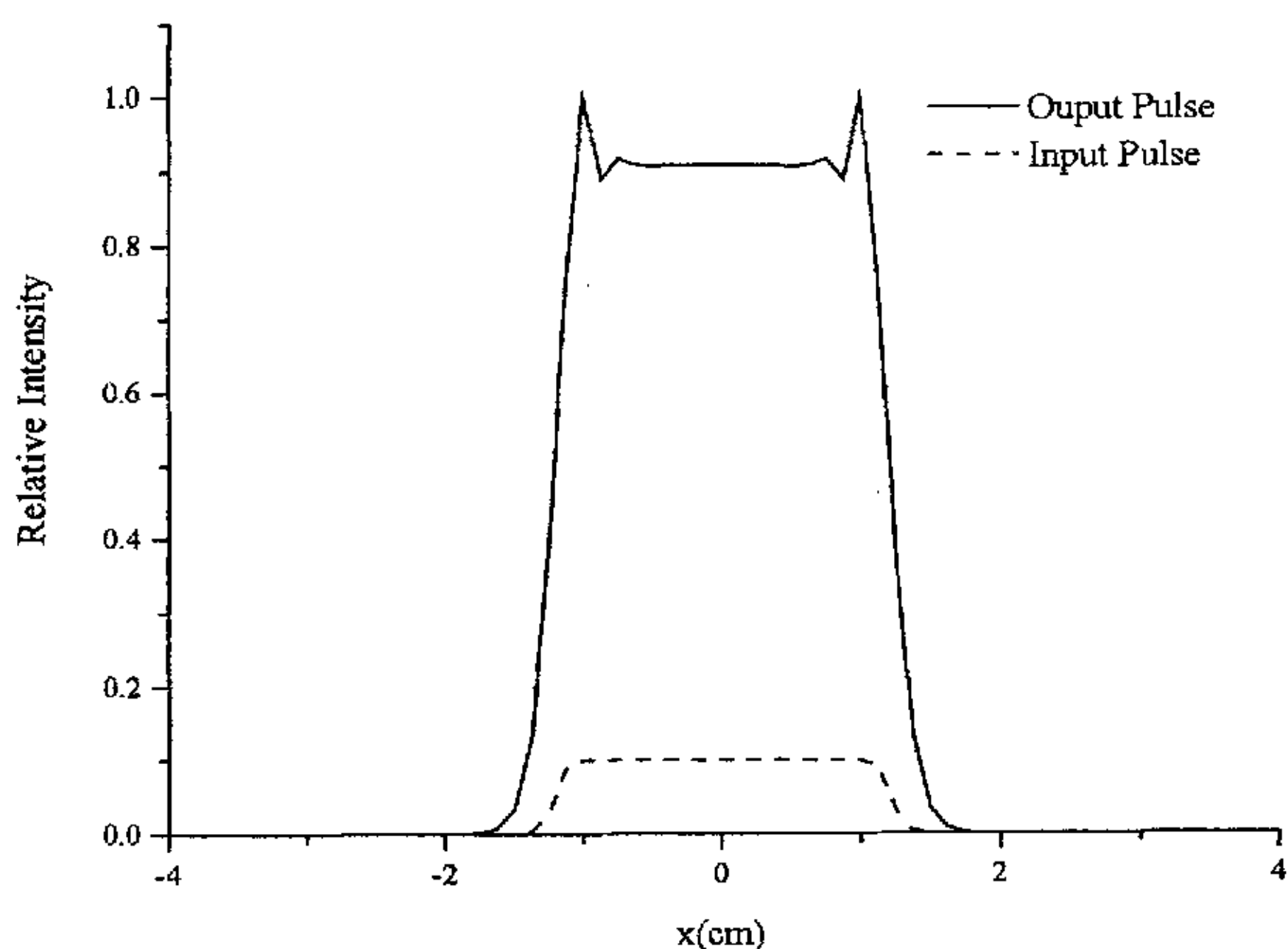
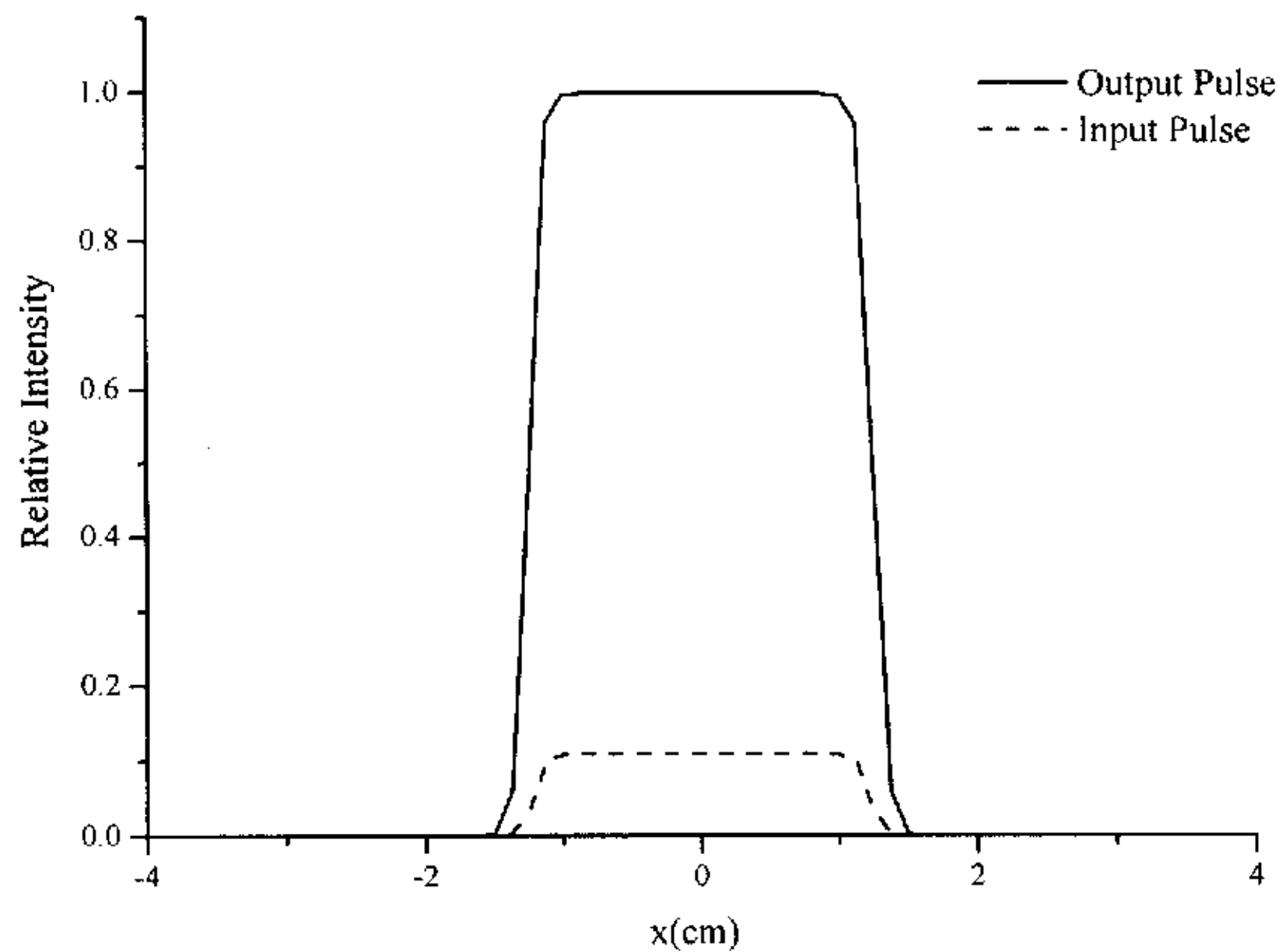


图 3.12  $t=0$  处的输出脉冲的空间分布

Fig.3.12 The intensity distribution of output pulse at  $t=0$  without imaged-relay

图 3.13 采用像传递  $t=0$  处的输出脉冲的空间分布Fig.3.13 The intensity distribution of output pulse at  $t=0$  with imaged-relay

### 3.4 小结

本章重点对宽带啁啾脉冲的线性放大进行的理论分析和数值模拟。针对现有的啁啾脉冲传输的模型进行了总结和简要分析。结合分析结果和我们所具体研究的问题，选择了非线性薛定谔方程作为我们的计算模型。通过分步傅立叶法对方程进行数值计算，首先，分析和讨论了啁啾脉冲传输的增益窄化和增益饱和效应。计算中发现，增益窄化效应放大过程中使啁啾脉冲的脉冲波形和频谱同时变窄。增益饱和效应导致放大脉冲波形向前沿移动，使脉冲的频谱产生红移。然后，对于实际中的多程放大结构，通过非线性薛定谔方程和粒子数方程相结合，对啁啾高斯脉冲的多程放大也做了计算和分析。最后，针对空间为超高斯分布的啁啾脉冲，对增益窄化和增益饱和对脉冲的共同作用作了分析。同时，对空间衍射对超高斯光束传输的影响也作了计算和分析，计算表明像传递系统能够消除衍射效应对超高斯光束的影响。

## 第 4 章 宽频带超短脉冲光谱整形与控制

### 4.1 传输过程中的各种效应对脉冲光谱特性的影响

对于强场物理<sup>[18]</sup>相关的研究而言, 激光的功率密度是最重要的物理量, 因此希望激光脉冲宽度尽可能短。在超短脉冲激光系统中, 足够宽的带宽是获得超短脉冲的先决条件。获得超短脉冲的核心问题是保持激光光谱的带宽。

对于实际高功率超短激光系统, 要多级放大才能获得所需功率。啁啾脉冲在整个放大过程中不仅仅自身能量被增大, 它还要受到多种因素的影响, 如增益窄化效应、增益饱和效应以及自相位调制效应等, 使得放大后的光谱分布发生畸变, 从而影响到压缩脉冲的质量。高增益放大器, 特别是再生放大器工作介质的增益窄化效应是严重制约输出激光脉冲时间特性的一个重要因素, 它使脉冲的光谱变窄, 导致压缩后的脉冲宽度增加。同时, 由于 CPA 激光脉冲的宽光谱特性, 还必须考虑到光谱效应的影响。

啁啾脉冲在放大过程中引起的增益带宽变窄及光谱漂移等效应可以由含时的 Frantz-Nodvik 模型[79]进行模拟计算和分析。正如前面第三章所述, 和传统的长脉冲激光驱动器不同, CPA 系统中增益介质的饱和能流  $J_{sat}$  是与波长有关的:

$$J_{sat} = h\nu / \sigma(\omega) \quad (4.1)$$

忽略光束的横向效应并假定光强分布空间均匀, 输出能流  $J_{out}$  可以写成:

$$J_{out} = J_{sat} [\ln\{1 + G[\exp(J_{in} / J_{sat}) - 1]\}(1 - L)] \quad (4.2)$$

式中  $J_{in}$  及  $J_{out}$  分别是输入及输出脉冲能流, 而  $L$  是损耗系数,  $G$  是小信号增益系数:

$$G = \exp(J_p / J_{sat}) \quad (4.3)$$

这里  $J_p$  是介质中的储能密度, 为处理短脉冲的放大过程, 可以对 (4.2) 式进行微分, 获得脉冲强度包络的演变:

$$I_{out}(t) = \frac{\exp[J_{in}(t) / J_{sat}][G(t)I_{in}(t) + J_{sat} \partial G(t) / \partial t] - J_{sat} \partial G(t) / \partial t}{1 + \{\exp[J_{in}(t) / J_{sat}] - 1\}G(t)} (1 - L) \quad (4.4)$$

与时间有关的能流密度按如下定义：

$$J_{in}(t) = \int_{-\infty}^t I_{in}(t) dt \quad (4.5)$$

$$J_{out}(t) = \int_{-\infty}^t I_{out}(t) dt \quad (4.6)$$

由于储能的抽取或粒子反转数随时间  $t$  的变化，放大介质的小信号增益也是时间有关的：

$$G(t) = \exp\left(\frac{J_{s0} - (J_{out}(t) - J_{in}(t))}{J_{sat}}\right) \quad (4.7)$$

公式中  $J_{s0}$  是初始的储能密度。对于 CPA 放大器而言，由于飞秒脉冲被强烈的线性啁啾调制，瞬时频率与啁啾脉冲的时间尺度是一一对应的：

$$\omega(t) = Kt \quad (4.8)$$

其中  $K$  是啁啾系数 ( $s^{-2}$ )。

在 CPA 放大时，可以将脉冲强度  $I(t)$  与增益谱  $G(\omega)$  相联系，描述啁啾脉冲放大过程中脉冲的演变可以表达成：

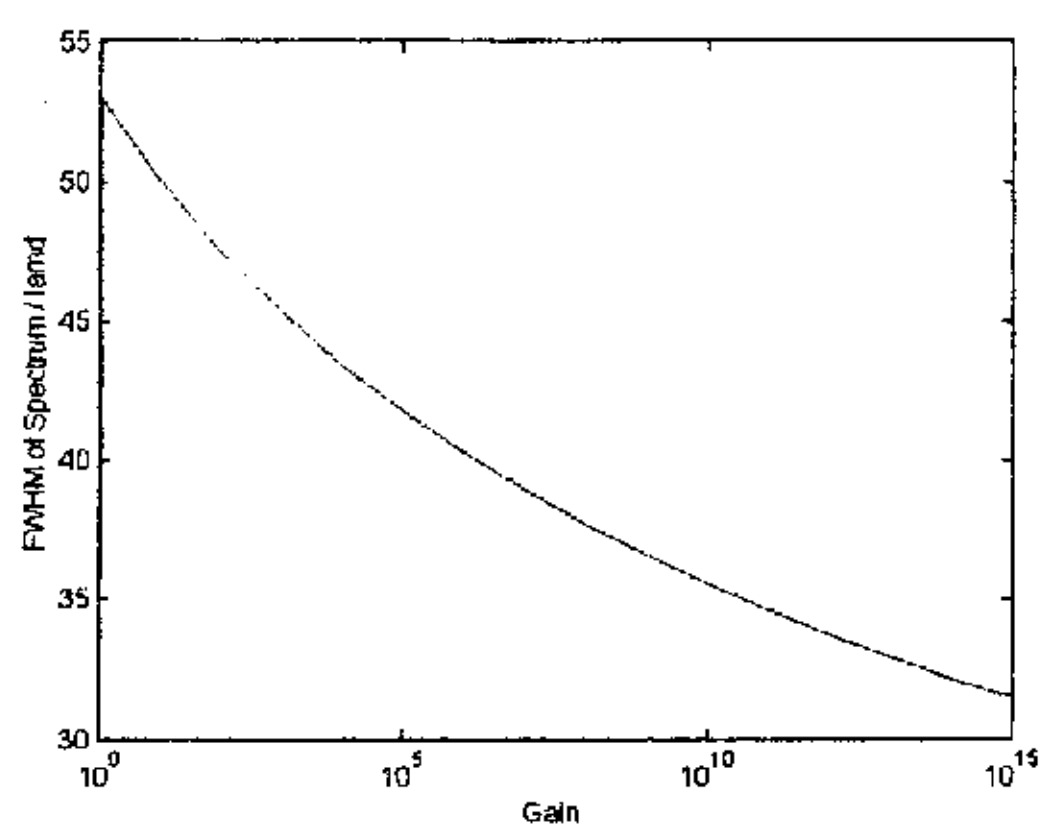
$$I_{out}(\omega, t) = \exp[J_{in}(t)/J_{sat}(\omega)] \times \frac{[G(\omega, t)I_{in}(t) + J_{sat}(\omega)\partial G(\omega, t)/\partial t] - J_{sat}(\omega)\partial G(\omega, t)/\partial t}{1 + \{\exp[J_{in}(t)/J_{sat}(\omega)] - 1\}G(\omega, t)} \quad (4.9)$$

显而易见，从式(4.9)可以发现，啁啾脉冲的任何时间形状的变化将直接影响脉冲的光谱。据此，可以方便地理解和分析 CPA 过程中脉冲的增益带宽变窄及光谱漂移效应。

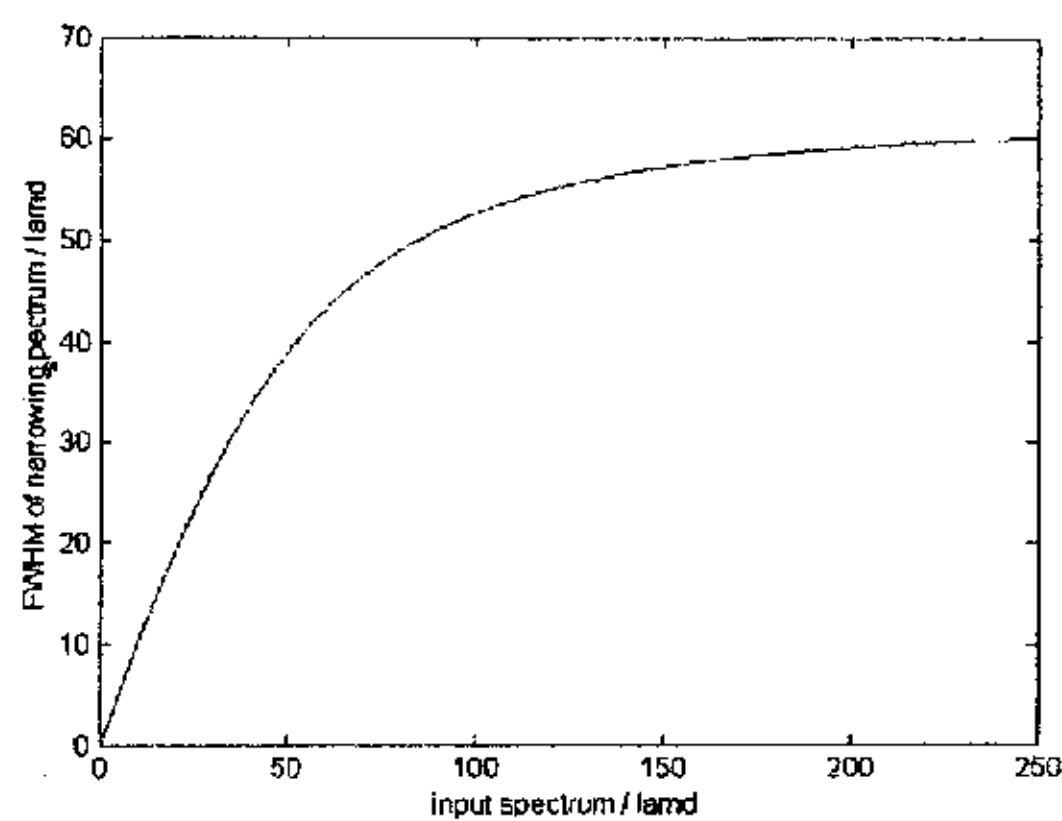
由于增益介质的有限带宽，输出脉冲的光谱宽度总是窄于入射脉冲，称为增益窄化效应<sup>[90]</sup>。理论上，增益窄化程度可以由下式估算：

$$\frac{1}{(\Delta\lambda_{out})^2} = \frac{\ln G_{tot}}{(\Delta\lambda_g)^2} + \frac{1}{(\Delta\lambda_{in})^2} \quad (4.10)$$

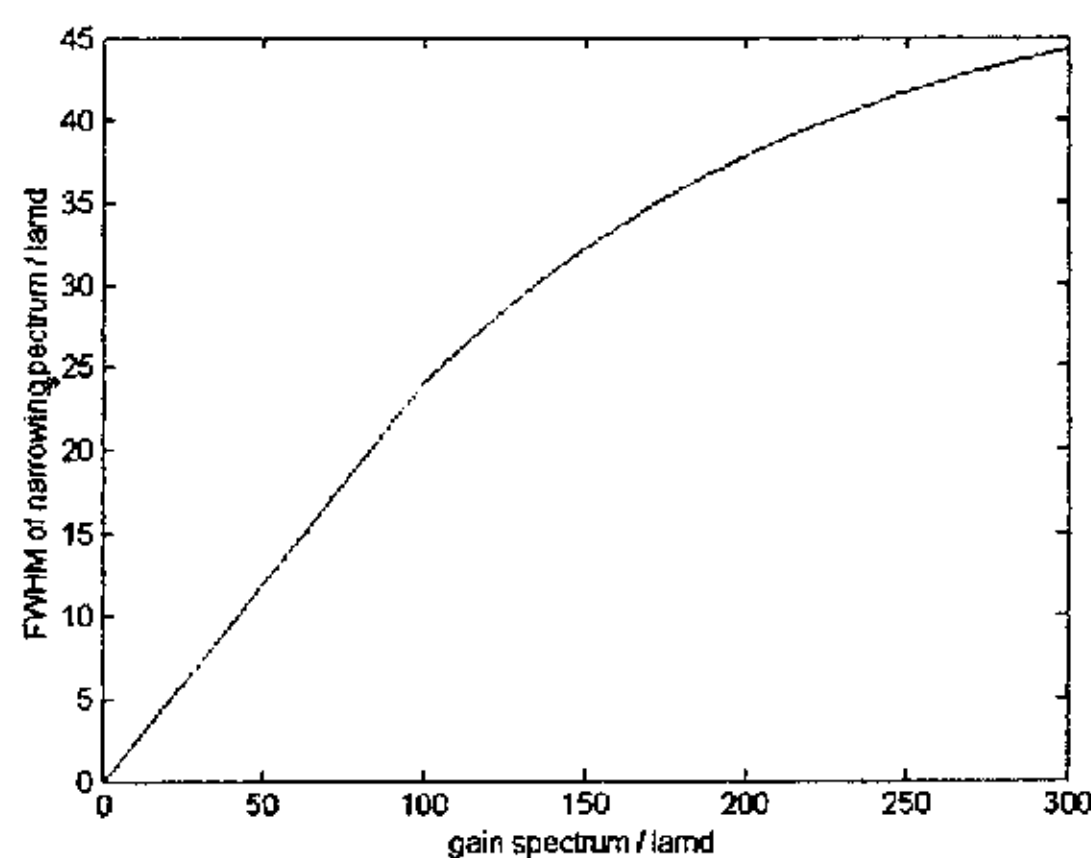
由图 4.1 可以看到，增益窄化的程度随着增益的增大而加强，对于较高增益  $G_{tot}$  的情况，增益变窄效应非常明显。随着输入谱宽的增加，增益窄化效应也加强，当输入谱宽增加到一定程度后，增益窄化将使输出谱宽趋于饱和，并保持一定值。而随着增益介质带宽的增加，增益饱和效应明显减弱。



(a)  $\Delta\lambda_{in}=53\text{nm}$ ,  $\Delta\lambda_g=230\text{nm}$



(b)  $\Delta\lambda_g=230\text{nm}$ ,  $G_{tot} = 10^{10}$



(c)  $\Delta\lambda_g=53\text{nm}$ ,  $G_{tot} = 10^{10}$

图 4.1 输出光谱宽度与放大器增益、输入谱宽和增益介质带宽之间的关系

Fig.4.1 The output spectralwidth vs gain, input spectralwidth and gain media bandwidth

激光放大对脉冲特性的另外一个影响是光谱漂移<sup>[89]</sup>（见图 4.2）。当激光饱和和放大时，啁啾脉冲的前沿（长波长部分）较后沿（短波长部分）从放大器抽取更多的储能，因此脉冲光谱经饱和放大后将发生“红移”。

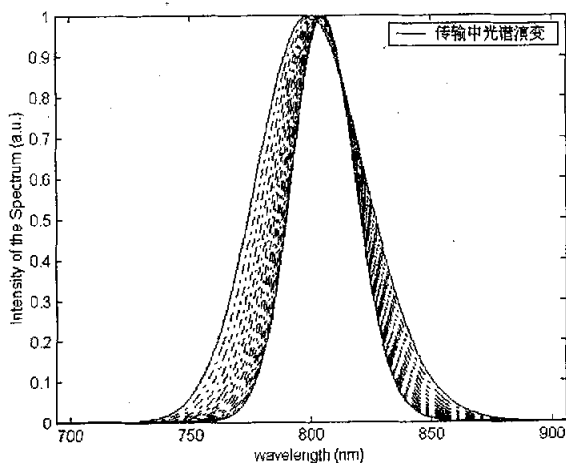


图 4.2 增益窄化及光谱漂移效应

Fig.4.2 The effect of gain narrowing and spectrum shift

在超短脉冲激光装置的展宽器和压缩器部分，如果光栅的尺寸不够大的话，往往会发生光谱剪切效应<sup>[91]</sup>，这种效应使得经过放大器放大后压缩得到的脉冲信噪比降低。另外，激光系统中各种光学元件对不同波长的透过率也会影响到光谱的宽度。

## 4.2 光谱整形的技术和方法

一般地，对于超短脉冲激光放大系统，进行光谱整形的主要办法是引入增益损耗，使增益曲线在峰值处的损耗大于两翼的损耗。通常在再生放大腔中加入可调谐空气隙标准具<sup>[92]</sup>、薄膜标准具<sup>[93]</sup>以及双折射滤光片<sup>[94]</sup>等元件来补偿增益窄化效应，或通过蓝移种子脉冲使红端得到较多放大<sup>[95]</sup>而补偿增益窄化。利用可编程声光色散滤波器<sup>[74-76]</sup>（Acousto-optic programmable dispersive filter, AOPDF）不仅能够消除光谱增益窄化效应，还能提供大的色散补偿范围。

同时，对补偿增益窄化的各种调制函数的探索性研究也一直备受关注，已有的调制函数很多，其中有马鞍型光谱调制函数<sup>[96]</sup>（即调制后的光谱形状为马鞍型分布），

抛物线型光谱调制函数<sup>[97]</sup>、洛伦兹型调制函数<sup>[98]</sup>、余弦型调制函数<sup>[99]</sup>、高斯型调制函数<sup>[100]</sup>等等,虽然它们都可以很好的消除增益窄化效应的影响,但都存在一定的局限性,即对于不同的激光装置,调制函数的参数需要重新设定,普适性不够。本文设计了一种与实际激光装置的有关参数相关联的调制函数,对于不同的激光装置,此函数都能适用。关于这部分的内容,将在 4.4 节中单独介绍。

无论是可调谐空气隙标准具,还是薄膜标准具,都基于法布里-珀罗标准具的原理<sup>[101]</sup>。通过调整两平板之间的距离和入射光入射到平板的角度,使透过率随波长而变化,从而达到补偿增益窄化效应的效果。

可编程声光色散滤波器<sup>[71]</sup>是 Tournois 于 1997 年提出的,见图 4.3。Tournois 首次在实验上证明了在 100fs 的范围内用 TeO<sub>2</sub> 声光调制器来实现对 Ti:S 飞秒脉冲的压缩。在 Tournois 的设计中,AOPDF 基于相互作用长度最大的共线声光相互作用。声波的频率是时间的函数,对衍射光脉冲的群延迟进行控制。同时,衍射光脉冲的谱振幅由声光信号的强度来控制。AOPDF 的一个显著的特征是它不需要放置在色散线的傅立叶面。在共线构形中 AOPDF 在原理上是无空间时间耦合效应的,能提供大的色散补偿范围,因而克服了基于零色散线的空间光调制器的两个主要限制条件。且结构紧凑,用在 CPA 激光系统中只需要一些很小的改变。因而 AOPDF 一经提出,便引起了科学家们极大的兴趣。Verluisse 及 Laude 等人基于耦合波理论<sup>[75, 76]</sup>,得到了 AOPDF 输出端的群延迟与输入的声波信号之间的关系式。通过这些关系式,很容易地得到了诱发任意频率群延迟变化的声波信号。



图 4.3 AOPDF 示意图图和 Dazzler 控制器

Fig.4.3 The sketch map of AOPDF and The Dazzler



目前, 可编程声光色散滤波器已经有用于商业化的产品—Dazzler。世界上许多国家的超短脉冲激光装置都已运用 Dazzler 器件并在实验中取得了相当好的成果<sup>[102]</sup>, 诸如法国的 LULI 实验室、澳大利亚维也纳技术大学的光电子研究所、法国 ENSTA 的应用光学实验室、美国芝加哥的超快光学研究中心、德国柏林的 Max Born 研究所、日本的 KEIO 大学以及中国工程物理研究院激光聚变研究中心的超强超短脉冲激光实验室。

### 4.3 可编程声光光谱色散滤波器

#### 4.3.1 可编程声光光谱色散滤波器进行光谱控制的原理

可编程声光光谱色散滤波器的基本原理<sup>[74, 75]</sup>如图 4.4 所示。假设一束声波通过由射频信号 rf 时间信号激励的传感器入射到一个声光器件中, 声波以特定速度  $V$  沿  $z$  轴传播, 因而将 rf 信号的时间形状转化为空间形状, 由于光波的速度通常远远大于声波的速度, 而且由于已假设超短光脉冲是在皮秒或飞秒量级, 则输入的光脉冲将在此装置内遇到的是一个固定的介质光栅。若假设 rf 信号是啁啾的, 也就是说, 瞬时频率是时间的连续可变函数, 那么声波会将这种啁啾转化在空间上, 其空间频率也会是啁啾的。众所周知, 两束光只有在光波模式与声波相位匹配的情况下, 两束光模式才会被声光相互作用有效耦合。由于声波光栅中局部只有一种频率, 只有一种光频率在特定位置  $z$  被衍射, 见图 1。入射短脉冲光波的光谱从  $\omega_a$  到  $\omega_b$ , 初始模式为模式 1。每个在  $\omega_a$ 、 $\omega_b$  之间的频率  $\omega$ , 在声波光栅中遇到与其相位匹配的空间频率之前, 都要传输一定的距离。在位置  $z(\omega)$ , 模式 1 的部分能量被衍射成模式 2, 随后以模式 2 传输。以模式 2 离开器件的脉冲将由不同位置衍射的所有的光谱成份组成。如果两种模式的速度不同, 则每个频率将有不同的时间延迟。因此, 恰当选择 rf 信号的时间波形, 即恰当选择声波的空间波形, 就能够产生几乎是任意形状的且是频率函数的群延迟分布。通过调整传播的声波的振幅, 就能改变每个相位匹配的光谱成份的衍射效率, 或者, 通过调整声波的频率, 就能调整每个光谱成份在晶体中发生衍射的纵向位置以调谐相位色散。

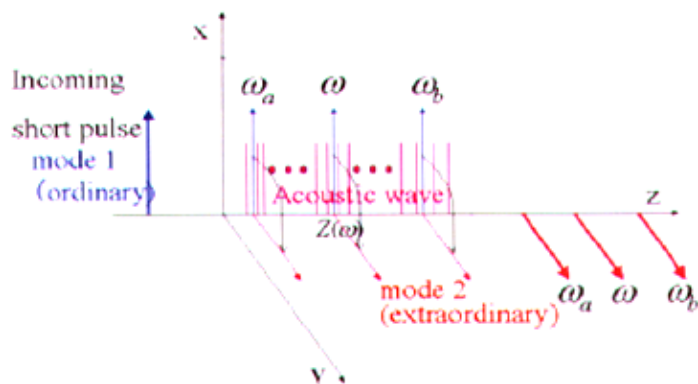


图 4.4 AOPDF 的原理图，声波与入射光波及衍射光波共线并沿 z 轴传播

Fig.4.4 The principle of AOPDF

AOPDF 的光输出  $E_{out}(t)$  是光输入  $E_{in}(t)$  和电信号  $S(t)$  的函数。更为精确的表示是，如文献<sup>[74, 76]</sup>给出的，它正比于光输入和一定比例的电信号的卷积：

$$E_{out}(t) \propto E_{in}(t) \otimes S(t/\alpha) \quad (4.11)$$

其中比例因子

$$\alpha = \Delta n(V/c) \quad (4.12)$$

是声波速度与光速的比值乘以寻常波和非寻常波之间的折射率差。 $\alpha$  是声波频率与光波频率的比值，关系式(4.11)在频域可写成：

$$E_{out}(\omega) \propto E_{in}(\omega)S(\alpha\omega) \quad (4.13)$$

在此式中， $S(t/\alpha)$  为输入光脉冲滤波器的脉冲响应。可以看到，衍射波信号是入射波信号与声波信号的卷积，是声波信号对入射波信号的可编程的滤波结果。

### 4.3.2 耦合波分析<sup>[75, 103]</sup>

#### 1. 基本符号

考虑在双折射晶体中有一个沿 z 轴方向、由声波产生的固定电介质扰动。由于光波的速度远远大于声波的速度，因而可利用固定电介质扰动的近似。假设声波是一个频率调制的信号，那么介质的扰动可写成：

$$\varepsilon(z) = \varepsilon + 2\varepsilon_1(z) \cos[\psi(z)] \quad (4.14)$$

声波的相位为

$$\psi(z) = \int_0^z K(z) dz \quad (4.15)$$

这里  $\varepsilon$  是无扰动的介电张量, 在这里只有对角元素。  $\varepsilon_1(z)$  是介电张量的扰动项, 它将导致光波耦合的发生, 通常  $\varepsilon_1(z)$  远小于  $\varepsilon$ , 因此只需要考虑它的非对角元素。  $K(z)$  是声波的瞬时空间频率。为了简化数学推导, 假设  $K(z)$  是  $z$  的单调函数, 也就是说, 它要么只增加, 要么只减小。这种假设不是 AOPDF 原理应用所严格要求的, 然而, 它是定义  $z(\omega)$  所必要的。

两种光模式均沿  $z$  轴正方向传播, 光脉冲可写成光谱叠加的形式:

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \int \vec{E}(\omega, \vec{r}) \exp(i\omega t) d\omega \quad (4.16)$$

在下面的推导中, 我们简单地分别考虑组成光脉冲的光谱的不同角频率  $\omega$  的传输。当没有声波时, 光的模式是平面波, 其电场矢量可写成:

$$\vec{E}_\omega(\omega, \vec{r}) = \sqrt{\vec{S}(\omega)} \vec{e}_m \exp[-ik_m(\omega)z] \quad (4.17)$$

这里  $m=1,2$ ,  $k_m(\omega) = n_m(\omega)\omega/c$ , 且

$$\vec{e}_m = \left[ 2\mu_0\omega / k_m(\omega) \right]^{1/2} \vec{P}_m \quad (4.18)$$

$\vec{P}_m, m=1,2$ , 是描述波的偏振的单位矢量, 假设分别沿  $o$  轴和  $e$  轴, 因此  $n_1 = n_o, n_2 = n_e, \vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 = 0$ 。  $\vec{e}_m$  是归一化的, 代表  $z$  方向的  $1W/cm^2$  的功率密度,  $\vec{S}(\omega)$  给出脉冲功率谱的各种频率的功率密度份额。

## 2. 方程的解

晶体中的电场矢量必须满足以下波动方程:

$$\frac{d^2}{dz^2} \vec{E}(\omega, \vec{r}) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon(z) \vec{E}(\omega, \vec{r}) = 0 \quad (4.19)$$

此二阶偏微分方程只与  $z$  有关, 在  $\varepsilon_1(z) = 0$  时, 它的解可由方程(4.17)给出其通解可写成

$$\vec{E}(\omega, \vec{r}) = \sqrt{S(\omega)} \{A_1(z)e_1 \exp[-ik_1(\omega)z] + A_2(z)e_2 \exp[-ik_2(\omega)z]\} \quad (4.20)$$

其中  $A_m(z), m = 1, 2$ , 是任意的但在此假设是  $z$  的缓变函数。将方程(4.14)和方程(4.20)代入方程(4.19), 忽略  $A_m(z)$  的二阶导数, 并分别在  $e_1$  和  $e_2$  方向投影, 就可得到如下的耦合波方程:

$$\frac{d}{dz} A_1(z) = -i\kappa(z)A_2(z)\{\exp[-i\phi_+(z)] + \exp[-i\phi_-(z)]\} \quad (4.21)$$

$$\frac{d}{dz} A_2(z) = -i\kappa(z)A_1(z)\{\exp[i\phi_+(z)] + \exp[i\phi_-(z)]\} \quad (4.22)$$

这里

$$\phi_{\pm}(z) = [k_2(\omega) - k_1(\omega)]z \pm \psi(z) \quad (4.23)$$

$$\kappa(z) = \frac{\omega^2 \mu_0}{2[k_1(\omega)k_2(\omega)]^{1/2}} \vec{P}_1 \cdot \varepsilon_1(z) \cdot \vec{P}_2 \quad (4.24)$$

众所周知, 两束光只有在光波模式与声波相位匹配的情况下, 两束光模式才会被声光相互作用有效耦合, 发生能量转换, 也就是

$$\frac{d}{dz} \phi_{\pm}(z) = 0 = k_2(\omega) - k_1(\omega) \pm K(z) \quad (4.25)$$

此方程的符号选择仅仅取决于  $k_2 - k_1$  的符号, 也就是说, 取决于  $n_2 - n_1$  的符号; 我们下面假设此符号为负, 因此只考虑  $\phi(z) = \phi_-(z)$ 。从方程(4.25)以及  $K(z)$  的单调性, 我们将看到对每一个角频率  $\omega$ , 在晶体中有一个唯一的位置  $z(\omega)$ , 只有在此位置两种模式之间才能能量发生转换

$$K[z(\omega)] = k_2(\omega) - k_1(\omega) = \frac{\omega}{c} [n_2(\omega) - n_1(\omega)] \quad (4.26)$$

另外, 如果  $z(\omega)$  本身是单调的, 那么对晶体中每一个位置  $z$ , 只有一个角频率  $\omega(z)$  能发生显著的能量转移。

耦合波方程(4.21)和(4.22)的准确解只能通过数值计算得到,但是通过一些微小的附加近似可得到更多的理解。假设在晶体的入射端能量全为模式1(也就是 $A_1(0)=1, A_2(0)=0$ )。这种分配将一直以正确的形式保持到 $z(\omega)$ 附近,随后保持几乎是常数。在 $z(\omega)$ 附近, $\kappa(z)$ 和 $\phi(z)$ 可被粗略地看成是常数,因而方程(4.21)和(4.22)可得到解析解。则得到的主要结果为:

$$A_2(z) \approx a(\omega) \exp\{i\phi[z(\omega)]\}, \quad z > z(\omega) \quad (4.27)$$

其中, $a(\omega)$ 具有小于1的模数。当光在位置 $z=L$ 离开晶体时,模式2获得以下相位:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= k_2(\omega)L - \phi[z(\omega)] \\ &= k_1(\omega)z(\omega) - \psi[z(\omega)] + k_2(\omega)[L - z(\omega)] \end{aligned} \quad (4.28)$$

在此方程中的三项分别对应于以模式1传输的距离 $z(\omega)$ ,与声波的相互作用以及以模式2传输的距离 $L - z(\omega)$ 。每个谱成份对应的群延迟是上面谱相位的导数,可写成:

$$\begin{aligned} \tau(\omega) &= \frac{dz(\omega)}{d\omega} \{k_1(\omega) - k_2(\omega) - K[z(\omega)]\} \\ &\quad + \frac{dk_1(\omega)}{d\omega} z(\omega) + \frac{dk_2(\omega)}{d\omega} [L - z(\omega)] \end{aligned} \quad (4.29)$$

根据相位匹配条件,第一项应该为零。定义群速度为 $v_g(\omega) = d\omega / dk(\omega)$ ,则群延迟变为:

$$\tau(\omega) = \frac{z(\omega)}{v_{g1}(\omega)} + \frac{L - z(\omega)}{v_{g2}(\omega)} \quad (4.30)$$

此方程的物理解释非常简单:在 $z(\omega)$ 距离内光以速度 $v_{g1}(\omega)$ 传输,随后以速度 $v_{g2}(\omega)$ 传输。由于相互作用发生在 $z(\omega)$ 附近,在群延迟时间内,相互作用已经消失也不足为奇。因而证明了只要每个频率的相互作用区域很小,AOPDF的基本原理能得到耦合波理论分析的支持。方程(20)所预测的群延迟量的准确性取决于相互作用长度与晶体长度的比值。

### 3. 延迟控制

我们下面通过阐明声波特征来讨论对群延迟分布的控制。引入两种模式之间的群速度差是很有用的:

$$\Delta v_g(\omega) = [1/v_{g1}(\omega) - 1/v_{g2}(\omega)]^{-1} \quad (4.31)$$

因此方程(4.27)变为

$$\tau(\omega) = \frac{z(\omega)}{\Delta v_g(\omega)} + \frac{L}{v_{g2}(\omega)} \quad (4.32)$$

或等价于

$$z(\omega) = \Delta v_g(\omega) \left[ \tau(\omega) - \frac{L}{v_{g2}(\omega)} \right] \quad (4.33)$$

给定一个需要的群延迟分布, 方程(4.33)就给出了每个频率发生相位匹配的位置。这里要注意的是如果晶体是无色散的, 则此关系式也应该是线性的。相位匹配条件(方程(4.26))详细说明了声波信号的形式, 可写成:

$$K[z(\omega)] = \frac{\omega}{\Delta v_p(\omega)} \quad (4.34)$$

这里  $\Delta v_p(\omega) = c/[n_2(\omega) - n_1(\omega)]$  是两种模式间相速度的差。当给定任意群延迟时, 方程(4.33)和(4.34)完全决定了声波的形式。这个过程总结在图4.5中: 首先确定  $\tau(\omega)$  是  $\omega$  的函数, 然后从群延迟方程(4.33)计算出  $z(\omega)$ , 也就是, 每个频率发生相位匹配的位置。最后从相位匹配方程(4.34)得到了声波频率  $K[z(\omega)]$ 。因而获得了  $K(z)$  作为函数  $z$  的参量形式。

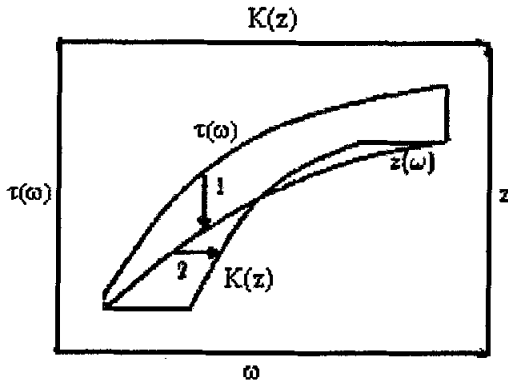


图 4.5 给定需要群延迟函数  $\tau(\omega)$  声波信号的计算图示

Fig. 4.5 The computed acoustic wave with given  $\tau(\omega)$

## 4.4 增益窄化效应的补偿

### 4.4.1 增益窄化效应的物理含义<sup>[83, 90]</sup>

小信号增益区，粒子反转数  $N$  视为常数，忽略色散效应和非线性效应的影响。则有

$$\left(1 + i \frac{2(\omega_0 - \omega_a)}{\Delta\omega_a}\right) \frac{\partial E_0(z, \omega)}{\partial z} = \frac{\sigma_0 N}{2} E_0(z, \omega) \quad (4.35)$$

其中  $\sigma_0 = k/(c\epsilon\Delta\omega_a)$ 。将方程 (4.35) 在整个放大器增益介质长度  $L$  上积分，可得到放大的啁啾脉冲。

设初始注入放大器的脉冲为高斯型脉冲：

$$E_m(0, t) = A \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \exp\left[i\left(\omega_0 t + \frac{b_0}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right)\right] \quad (4.36)$$

其中  $b_0 = \Delta\omega_c \tau / 2$  是脉冲在展宽器中引入的线性啁啾。将式 (4.36) 变换到频域可得到频谱为：

$$E_m(0, \omega) = A \exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{a}{a^2 + b^2}\right)(\omega - \omega_0)^2 - i\frac{1}{4}\left(\frac{b}{a^2 + b^2}\right)(\omega - \omega_0)^2\right] \quad (4.37)$$

这里  $a = 1/2\tau^2$ ,  $b = b_0/2\tau^2$ 。

在腔内经过  $M$  次放大后输出的光场频谱分布为

$$E_0(L, \omega) = E_m(0, \omega) [G(\omega)]^M \exp[i\phi_a(\omega)] \quad (4.38)$$

其中总功率增益  $G(z, \omega, t) = \exp[\alpha(z, \omega, t)L]$ ，增益系数

$$\alpha(\omega) = \frac{\sigma_0 N}{1 + \left|\frac{2(\omega - \omega_a)}{\Delta\omega_a}\right|^2} = \sigma(\omega)N$$



放大后脉冲在时域中光场可由 (4.38) 式的反傅里叶变换得到。

由于增益介质的原子线宽有限，使得放大后的激光脉冲总会有一定程度的增益窄化。一般通过光谱调制将放大前的激光脉冲进行整形，可以克服放大过程中的增益窄化，图 4.6 为其示意图。

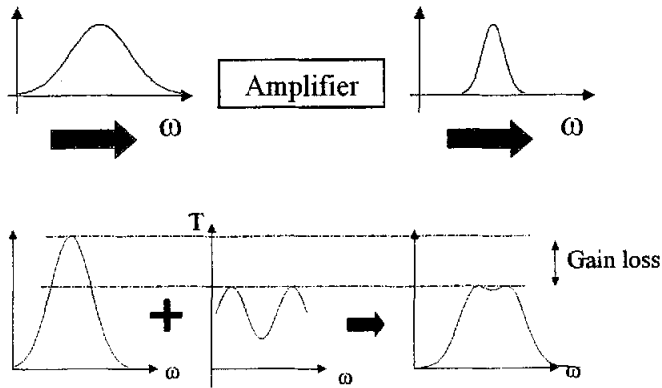


图 4.6 增益窄化以及通过调制函数克服增益窄化的示意图

Fig.4.6 The sketches of gain narrowing and the gain compensation by modulated function

#### 4.4.2 光谱调制函数的设计

设光谱调制函数  $A(\omega)$  可表示为：

$$A(\omega) = f(\omega)g(\omega) \tag{4.39}$$

这里  $f(\omega)$  是  $m$  阶超高斯型的轮廓函数， $g(\omega)$  为高斯型的整形函数，它们具有如下形式：

$$f(\omega) = \exp\left(-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0}\right)^m\right) \tag{4.40}$$

$$g(\omega) = 1 - k \exp\left(-\left(\frac{\omega - \omega_1}{\Delta\omega_1}\right)^2\right)$$

其中  $\omega_i = \frac{2\pi c}{\lambda_i}$ ， $\Delta\omega_i = \omega_i(x_i - x_i^3)$ ， $x_i = \frac{\Delta\lambda_i}{(2\lambda_i)}$  ( $i = 0,1$ )， $\omega$  为激光脉冲的频率， $\lambda_0$ 、 $\Delta\lambda_0$  分别为轮廓函数的中心波长和光谱宽度（半高全宽）， $\lambda_1$ 、 $\Delta\lambda_1$  和  $k$  分别为整形函数的中心凹陷位置、凹陷宽度和深度。

设激光脉冲的中心波长与光谱宽度为  $\lambda_L$ 、 $\Delta\lambda_L$ ，增益介质的谱线峰值与宽度为  $\lambda_a$ 、 $\Delta\lambda_a$ ，放大器增益为  $G(\omega)$ ，其峰值位置与增益带宽为  $\lambda_g$ 、 $\Delta\lambda_g$ ，则  $\lambda_0$ 、 $\Delta\lambda_0$ 、 $\lambda_1$ 、 $\Delta\lambda_1$  和  $k$  可表示为如下形式：

$$\begin{aligned}\lambda_0 &= \lambda_L \\ \Delta\lambda_0 &= 2\Delta\lambda_L \\ \lambda_1 &= \lambda_g + (\lambda_a - \lambda_L) * (x_1 + y_1 / \Delta\lambda_L + z_1 / \Delta\lambda_a) \\ \Delta\lambda_1 &= \Delta\lambda_g * (x_2 + y_2 / \Delta\lambda_L + z_2 / \Delta\lambda_a) \\ k &= x_3 + y_3 / \Delta\lambda_L + \Delta\lambda_a / z_3\end{aligned}\tag{4.41}$$

其中  $x_i$ 、 $y_i$  和  $z_i$  ( $i=1-3$ ) 为常数。 $\lambda_i$  ( $i=0,1$ ) 介于 700-900 之间  $\Delta\lambda_i$  ( $i=0,1$ ) 介于 0-200 之间， $k$  介于 0-1 之间。

光谱调制函数  $A(\omega)$  在  $x_i$ 、 $y_i$  和  $z_i$  给定后，将由放大器总增益曲线的峰值和半高全宽、增益介质的带宽、激光带宽、激光脉冲中心波长等参数定量地给出，经过光谱调制函数调制后，方程 (4.38) 变为

$$E_0(L, \omega) = A(\omega) E_m(0, \omega) [G(\omega)]^M \exp[i\phi_a(\omega)]$$

从而起到有效补偿增益窄化的作用。

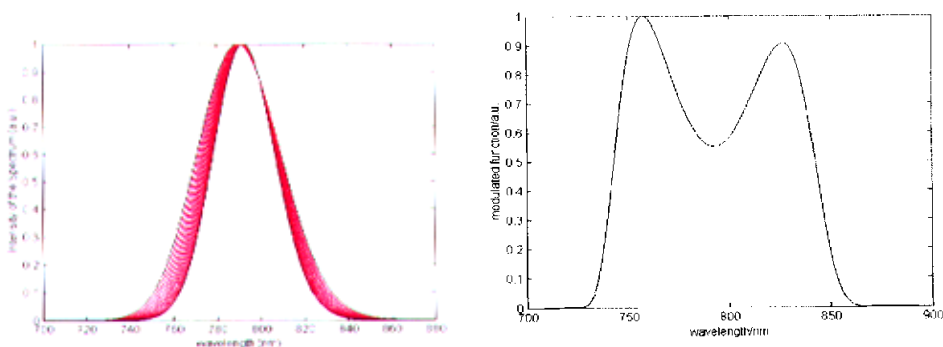
与已有的调制函数（譬如马鞍型光谱调制函数、抛物线型光谱调制函数、洛伦兹型调制函数、余弦型调制函数、高斯型调制函数等等）相比较，虽然后者都可以消除增益窄化效应的影响，但都存在一定的局限性，它们都只适用于特定的激光系统，即对于不同的激光装置，当激光系统的参数变化后，需要重新改变调制函数的形式，普适性不够，因而具有局限性。这里设计的调制函数与增益介质的带宽、激光带宽、脉冲中心波长等参数有关的调制函数，使得得到的调制函数具有很大的灵活性，对不同性能的激光系统，不需要改变调制函数的参数形式，都能同样适用。通过将放大前的注入脉冲进行调制，可以很好地补偿放大过程中的增益窄化。

#### 4.4.3 数值模拟

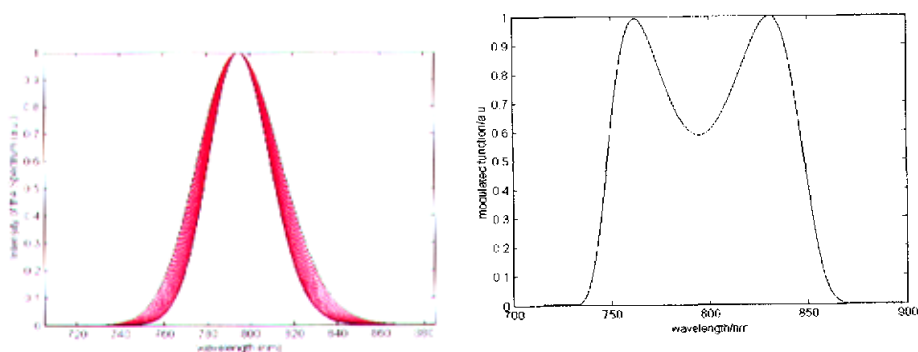
中国工程物理研究院激光聚变研究中心研制的百太瓦级超短超强脉冲激光装置包括多级放大器：再生多通放大器、预放大器、主放大器、20TW 放大器以及助推放大器，其中再生放大器的增益高达 106，是增益窄化最严重的一级。因此，我们选择再生放大器作为增益窄化以及光谱调制函数补偿增益窄化的研究对象，为该装置的研制提供

技术支持。模拟再生放大器放大过程所用的基本参数为：振荡器输出脉冲功率为 340mW/74MHz，脉冲谱宽(FWHM)为 53nm，经光栅对展宽后脉宽达到 434ps；增益介质的谱线峰值为 795nm，线型为洛仑兹线型，线宽为 230nm，增益介质长度为 1cm；主激光光束口径为 1mm，泵浦光光束口径为 1.2mm，泵浦光能量为 20mJ。振荡器输出脉冲中心波长分别为 790nm、795nm 和 800nm。放大器放大过程中的小信号增益系数由 F-N 方程得到。

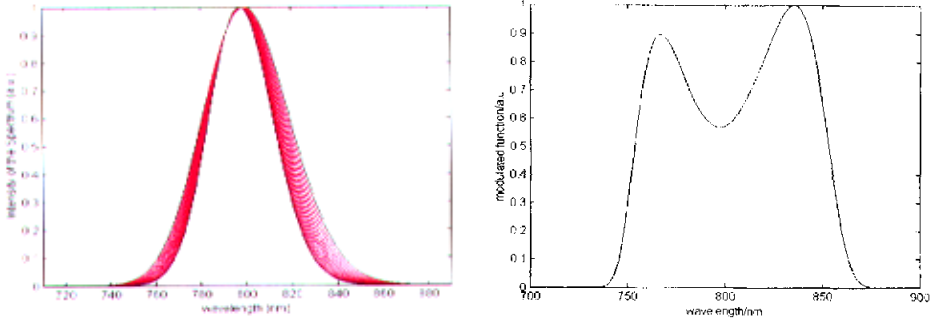
图 4.7 给出了不同中心波长的脉冲在放大过程中增益窄化的演化过程，以及由式 (4.39) 计算出的调制函数形状和经过函数调制后在放大过程中光谱得到补偿的结果。由图看出，对于不同的中心波长，调制函数有差异，但是增益窄化以及补偿效果基本与中心波长无关。



(a) center-wavelength at 790nm (spectrum compensated from 36.01nm to 57.56nm)



(b) center-wavelength at 795nm (spectrum compensated from 36.03nm to 56.96nm)

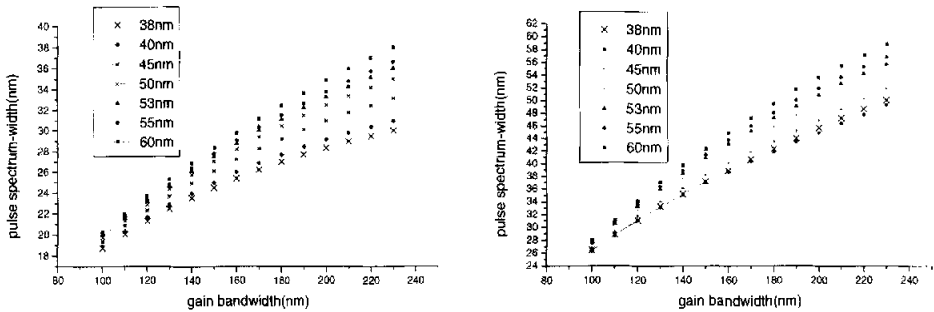


(c) center-wavelength at 800nm (spectrum compensated from 36.02nm to 57.61nm)

图 4.7 增益窄化、调制函数以及光谱补偿效果图

Fig.4.7 Gain narrowing, modulated function and spectrum compensation

图 4.8、图 4.9 表示当激光中心波长分别为 790nm 和 800nm 时，不同脉冲光谱宽度下，光谱增益窄化、光谱补偿效果随增益介质的谱线宽度变化的关系。由图可以看出，随着增益介质线宽的减小，增益窄化效应变得较为严重。产生明显增益变窄效应



(a) spectrum of gain narrowing without compensation

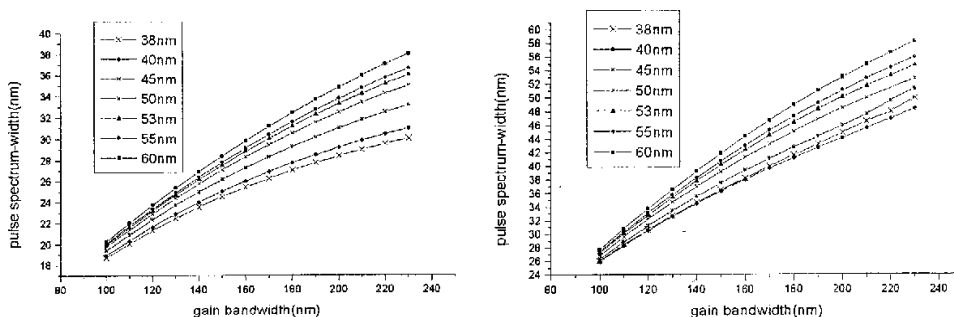
(b) spectrum with compensation

图 4.8  $\lambda_0=790\text{nm}$  时光谱增益窄化以及光谱补偿效果随增益介质的谱线宽度变化

Fig.4.8 The spectrum (a) without and (b) with compensation vs. the bandwidth of gain media at different pulse width at  $\lambda_0=790\text{nm}$

的原因是放大介质的发射谱宽和放大信号的激光带宽相差不大，造成放大介质对输入脉冲中远离中心发射频率的频谱成分不能象中心频率那样有效放大所致，因此放大介

质的谱宽越宽，其在放大中的增益变窄也越不明显。不同光谱宽度的脉冲其增益窄化效应也不尽相同，光谱宽度越宽，其受介质线宽的限制越大。另外，与图 4.7 的结果一致，光谱增益窄化的程度与激光中心波长的关系较小。补偿后的光谱变化情况与增益窄化的情况大致相同。结果表明，通过合理设置调制函数的参数，使增益窄化补偿后的光谱宽度平均增加了 10 到 20nm。实现这种调制函数的一种技术手段就是可编程声光色散滤波器，模拟结果与利用可编程色散滤波器得到的实验结果吻合得很好。



(a) spectrum of gain narrowing without compensation

(b) spectrum with compensation

图 4.9  $\lambda_0=800\text{nm}$  时光谱增益窄化以及光谱补偿效果随增益介质的谱线宽度变化

Fig.4.9 The spectrum (a)without and (b)with compensation vs. the bandwidth of gain media at different pulse width at  $\lambda_0=800\text{nm}$

## 4.5 光谱控制的实验研究

### 4.5.1 百 TW 级激光系统与增益窄化补偿实验布局

中国工程物理研究院激光聚变研究中心研制的百太瓦级超短超强脉冲激光装置具有三级输出：5TW、30TW 和大于 200TW，每级都配有靶室，可以满足不同物理实验需求，见图 4.10。其中，5TW 台面激光系统的种子光源来自于商用的钛宝石飞秒振荡器（C20, Femtolasers, GmbH），输出 75MHz 的锁模脉冲序列，光谱宽度约 55nm。然后光脉冲通过一个八通的 Offner 构型展宽器，光栅刻线密度为 1200 线/mm，将激光脉宽展宽至约 450ps。然后被展宽后的脉冲进入再生放大器、多通预放大器、多通主放大器进行充分放大，放大脉冲的能量可达 300 mJ。输出脉冲可以通过光栅压缩器压缩为 50fs 到 60fs，用于物理实验打靶；也可直接作为 30TW 的前级信号进行放大。30TW

放大系统,采用一块 $\phi 30\text{mm}$ 的钛宝石晶体作为放大介质,它由6台10HzNd:YAG激光器作为泵浦光源对其双面泵浦,进行四程离轴放大,放大后的脉冲能量范围为1.5-2.5J。为充分有效的提取能量,30TW采用了超高斯全像传递四程放大技术。100TW主放大器由一块 $\phi 80\text{mm}$ 的钛宝石晶体作为放大介质,泵浦光由新建的钜玻璃激光系统提供,绿光输出能量为80J到90J,对晶体进行双面泵浦。放大后的脉冲能量可达20J-30J,目前已经获得大于10J的能量,在没有使用AOPDF时压缩脉冲宽度大于60fs。

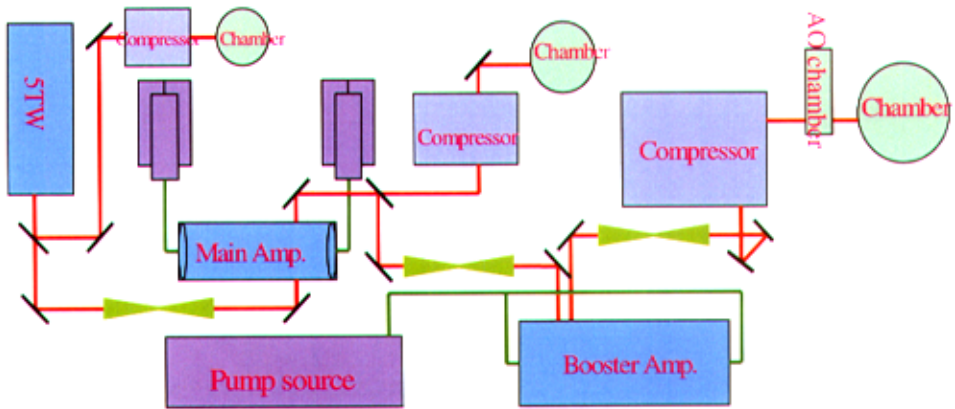


图 4.10 百 TW 级超短超强脉冲激光装置示意图

Fig.4.10 The scheme of multi-terawatt ultra-short pulse laser

在CPA激光系统中,增益窄化效应存在于激光放大的整个过程中,是影响激光放大器输出脉冲质量的重要因素。在放大过程中,由于增益曲线是洛伦兹或高斯曲线,使得光脉冲在多次经过放大器放大后,靠近增益曲线中心频率的放大高于两侧其他频谱成分,输入光脉冲中心波长得到的放大远比偏离这一波长的其它光谱成份大,从而形成光谱变窄。增益变窄与放大器的发射线宽和输入的激光谱宽有关,不同谱宽的信号经放大后其增益变窄的程度也不一样。另外,它还与放大器的增益倍数有关。在啁啾脉冲放大系统中,再生放大器的增益通常高达 $10^6$ 倍,增益窄化效应最为严重。因而AOPDF主要用来补偿再生放大器的增益窄化效应。AOPDF在啁啾脉冲放大系统中的应用如图4.11所示,置于飞秒振荡器与展宽器之间。

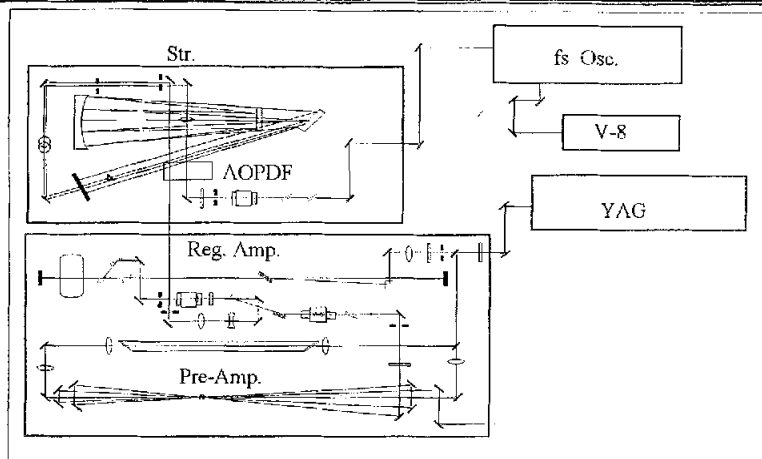


图 4.11 实验布局图

Fig.4.11 The experimental scheme

合理设置 AOPDF 的声波参数，使激光脉冲与声波发生相位匹配的相互作用后，远离中心波长的光谱成份的衍射效率高于中心波长处的衍射效率，即光谱中心位置产生一个适当宽度和适当深度的凹陷。则光脉冲通过再生放大器后将克服增益窄化效应而保持较宽的光谱，最后通过压缩器后获得更窄的压缩脉冲。AOPDF 可以工作在连续波状态或脉冲状态，一般以一个与激光脉冲同步的 TTL 信号来外触发 AOPDF。晶体的损伤阈值为  $0.1\text{GW}/\text{cm}^2$ ，为了防止损伤晶体，入射光的平均功率须低于声波峰值功率的  $1/3$ 。

#### 4.5.2 实验结果

可编程声光色散滤波器补偿增益窄化的实验结果见图 4.12。其中，振荡器输出的种子脉冲的光谱宽度为  $54\text{nm}$ （图 4.12 点线）。当激光系统中没有应用 AOPDF 时，由于再生放大器强烈的增益窄化效应，从再生放大器输出的光谱宽度只有  $27\text{nm}$ （图 4.12 虚线），远小于种子脉冲的光谱，放大后的脉冲通过压缩器压缩后，脉冲宽度大于  $60\text{fs}$ 。当在再生放大器前应用 AOPDF 对种子脉冲的光谱进行预调制，通过编程 AOPDF 的参数，光谱调制为 6 阶超高斯轮廓，宽度为  $100\text{nm}$ ，中心处形成一个高斯型的凹陷。则经过调制的激光脉冲进入再生放大器进行放大后，对增益窄化效应起到了很好的补偿效果，保持了较宽的光谱宽度，再生输出的光谱宽度为  $44\text{nm}$ （图 4.12 实线），明显大于没有应用 AOPDF 时的光谱宽度，压缩后获得了小于  $30\text{fs}$  的脉冲宽度，从而使峰值功率提高了一倍。对于不同的啁啾脉冲激光系统，可以对 AOPDF 的参数，如其脉冲宽度、

凹陷的位置、深度及宽度进行不同的设置。

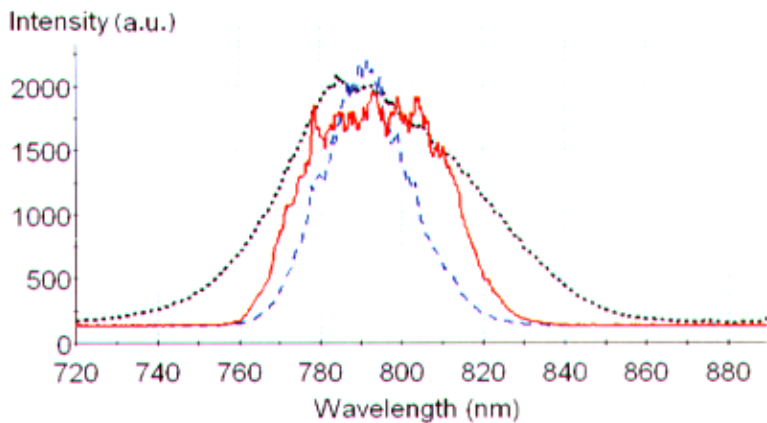


图 4.12 应用 AOPDF 补偿增益窄化实验测得光谱 (...为振荡器输出光谱 54nm; ---为再生放大器输出光谱 27nm (未应用 AOPDF); —为经过 AOPDF 补偿后的光谱 44nm)

Fig.4.12 The experimental results without and with AOPDF(...the spectrum from oscillator is 54nm ---the spectrum from Reg. without AOPDF is 27nm —the spectrum with AOPDF is 44nm)

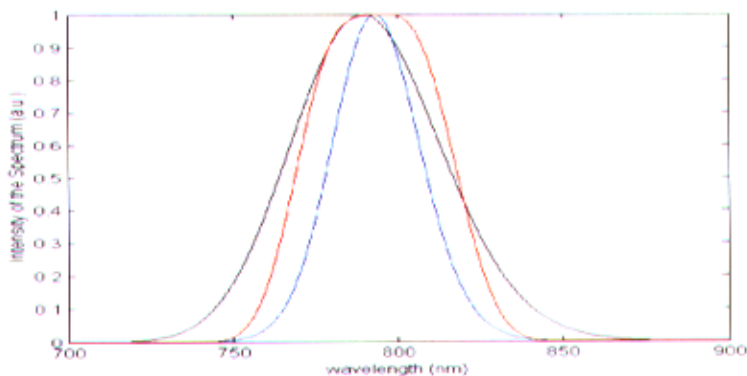


图 4.13 模拟计算得到的光谱: (黑线为输入光谱 53nm; 蓝线为再生放大器输出光谱 28nm (未补偿); 红线为经过调制函数补偿后的光谱 48nm)

Fig.4.13 The computational results without and with compensation (the input spectrum is 53nm(black), the spectrum from Reg. without compensation is 28nm(blue), the spectrum with modulated function is 44nm(red))



## 4.6 小结

本章首先对激光脉冲传输过程中的各种效应对光谱特性的影响进行了分析,探讨了增益窄化、增益介质的有限带宽、光谱漂移、光谱剪切等因素的影响。在分析各种光谱整形技术和方法的基础上,着重介绍了可编程声光色散滤波器(AOPDF)的原理,基于耦合波理论,得到了AOPDF输出端的群延迟与输入的声波信号之间的关系式。通过这些关系式,很容易地得到了诱发任意频率群延迟变化的声波信号。

其次,在分析讨论超短脉冲光谱窄化效应的基础上,设计了一种与高功率超短脉冲激光放大过程中获得的总增益相关的调制函数,对激光放大过程中的光谱增益窄化进行补偿。此调制函数是放大器增益曲线峰值和宽度(半高全宽)的函数,可由增益介质的带宽、激光带宽、脉冲中心波长等参数定量地给出。通过数值模拟的方法,将放大前的种子脉冲进行函数调制,讨论了在不同增益介质带宽、激光带宽、脉冲中心波长下的补偿效果。此调制函数具有可行性,在高功率超短脉冲激光系统中有明确的应用前景。

最后,对于实际的高功率超短激光系统,由于再生放大器工作介质的增益窄化效应严重制约着输出激光脉冲的时间特性,它使脉冲的光谱变窄,导致压缩后的脉冲宽度增加。因而将可编程声光色散滤波器应用到高功率激光系统中,有效地克服了增益窄化效应。再生放大器的光谱宽度由未应用前的27nm增加到了44nm,压缩脉冲的宽度也由原来的60fs减小到小于30fs,从而使峰值功率提高了一倍。实验结果与理论模拟结果基本一致。

## 第 5 章 超高峰值功率钛宝石激光装置实验研究

### 5.1 引言

百太瓦级超短脉冲激光装置以钛宝石晶体<sup>[52]</sup>为增益介质，采用啁啾脉冲放大<sup>[20]</sup>（CPA）的技术路线，将非常窄（飞秒量级）的种子光脉冲展宽后进行放大，获得足够的脉冲能量后，再将脉冲压缩至接近初始脉宽，从而获得超高峰值功率的激光脉冲输出。

整个激光装置包括自锁模钛宝石飞秒振荡器、Offner 脉冲展宽器、再生放大器、预放大器、5TW 主放大器、30TW 主放大器、200TW 主放大器及各级对应的脉冲压缩器等。整个装置分三个功率段输出：5TW、30TW、200TW。百太瓦级装置的逻辑框图如图 5.1 所示。

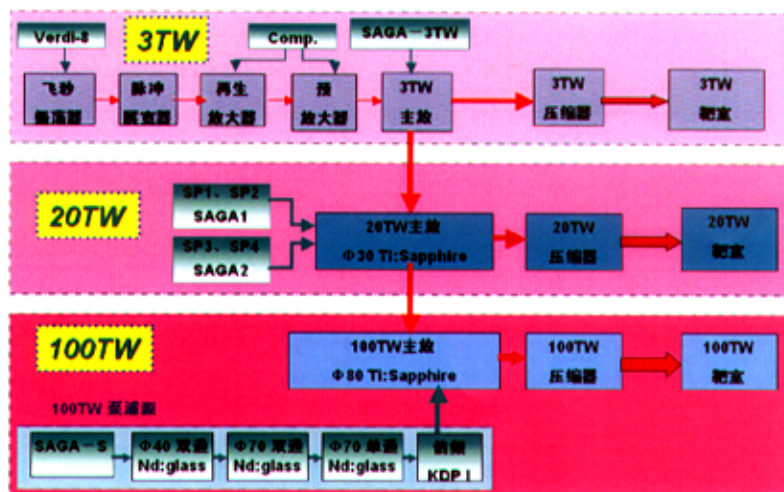


图 5.1 200TW 系统逻辑框图

Fig.5.1 Schematic diagram of 200TW system

研制百 TW 级超短脉冲激光装置是一个涉及面广、技术难度大的科学项目，其中涉及到许多关键技术，本论文主要从以下几个方面进行研究：

1). 啁啾脉冲放大与传输研究。放大部分是全系统中耗资大且工作量大的单元,直接影响到系统最后的输出能量和光束质量。需要研究放大单元的增益特性及放大过程中各种效应对脉冲光谱和位相的影响,优化系统性能。超短脉冲由于具有较宽的光谱,因此在传输过程中具有一些独有的特性。研究超短脉冲激光传输特性,控制激光束的传输质量,最终获得衍射极限的远场焦斑。这部分内容在第三章有较详尽的描述。

2). 增益窄化补偿与光谱主动控制技术。啁啾脉冲放大系统中的前置高增益放大器通常为再生放大器,但是激光脉冲在再生放大器中将会产生强烈的增益窄化效应,使放大脉冲的光谱宽度变窄,光谱的变化将影响到压缩脉冲的宽度。通过主动控制脉冲光谱,研究抑制再生放大器增益窄化效应的方法,从而获得变换极限的压缩脉冲。这部分内容在第四章有较详尽的描述。

3). 啁啾脉冲展宽压缩技术的优化研究。啁啾脉冲放大方式不同于常规放大方式就是因为需要对脉冲在时域上进行展宽和压缩。高倍率的展宽器可以降低脉冲在放大过程中的风险,但是会带来更大的高阶色散,影响脉冲的信噪比。通过研究脉冲的展宽和压缩特性,优化展宽与压缩系统设计,使激光脉冲的高阶色散得到最大程度的补偿,从而获得高信噪比和近变换极限的压缩脉冲。

4). 大口径晶体横向 ASE 的抑制及折射率匹配包边技术研究。随着钛宝石晶体的口径不断加大及工作在高储能密度的饱和放大状态,钛宝石晶体的增益系数很高,则需要考虑放大的自发辐射(ASE)和横向寄生振荡的影响,ASE 和横向的寄生振荡将消耗上能级的反转粒子数,甚至对晶体边缘造成损坏。必须采取一定的技术措施来抑制晶体横向自激振荡和 ASE。

因此,本章将对大口径晶体横向 ASE 的抑制及折射率匹配包边技术和啁啾脉冲的展宽压缩的优化技术进行研究和讨论,并重点介绍 200TW 装置研制过程中的一些实验结果。

## 5.2 啁啾脉冲展宽压缩技术的优化研究

在 CPA 系统中,由于激光脉冲通过了大量的增益介质及其它的光学元件,这些增益介质和光学元件将会引起脉冲光谱的畸变,并会附加大量的高阶色散。这些附加的高阶色散在脉冲压缩时将不能够完全被补偿。未被补偿的高阶色散将导致压缩脉冲出现较强的本底,使脉冲的信噪比降低。这与强场物理研究需要高信噪比的脉冲要求相矛盾。这是因为,如果打靶脉冲的信噪比较低,则激光的预脉冲就较强,在主脉冲还

没有与靶相互作用时，预脉冲首先与靶相互作用并产生等离子体，当主脉冲到来时，它将首先与等离子体相互作用，而没有与靶材料直接作用。因此，要使主脉冲直接与靶相互作用，则需要信噪比极高的激光脉冲。

在通常的 CPA 系统中，展宽器所用的光栅和压缩器所用光栅的刻线密度是一致的，且二者的有效色散长度一致，但符号相反（展宽器为正，压缩器为负），激光的入射角相同，因此展宽器和压缩器所提供的二阶色散值大小一样但符号相反，二者相互抵消，可以获得没有啁啾的变换极限的压缩脉冲。但是由于放大过程中引入的高阶色散在压缩时不能完全被补偿，导致压缩脉冲的信噪比降低。针对这种情况，人们提出了一些解决方法。文献<sup>[73]</sup>的研究表明，采用展宽器与压缩器光栅刻线密度不匹配的方式，通常是压缩器光栅的刻线密度大于展宽器的刻线密度，可以较好解决这个问题。

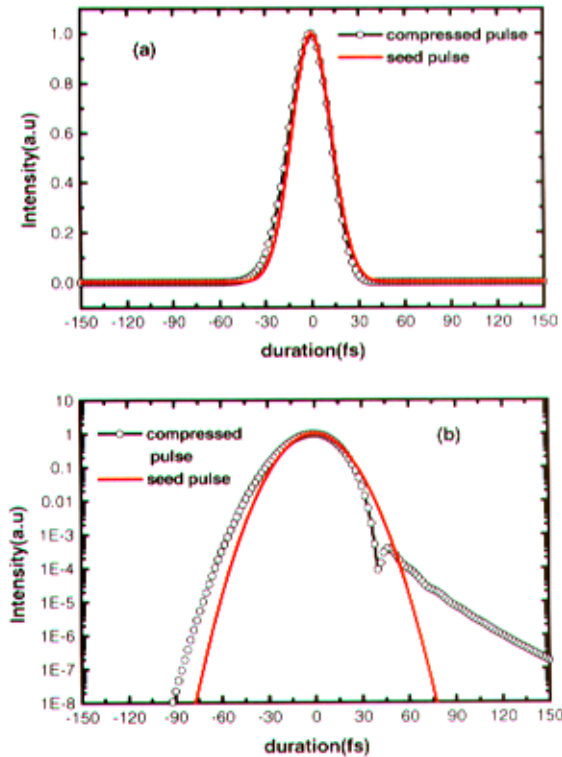


图 5.2 光栅刻线匹配时的压缩脉冲形状 (展宽: 1200/mm, 压缩: 1200/mm)

Fig.5.2 The compressed pulse with matched grating pairs.(STR: :1200/mm, COM:1200/mm)

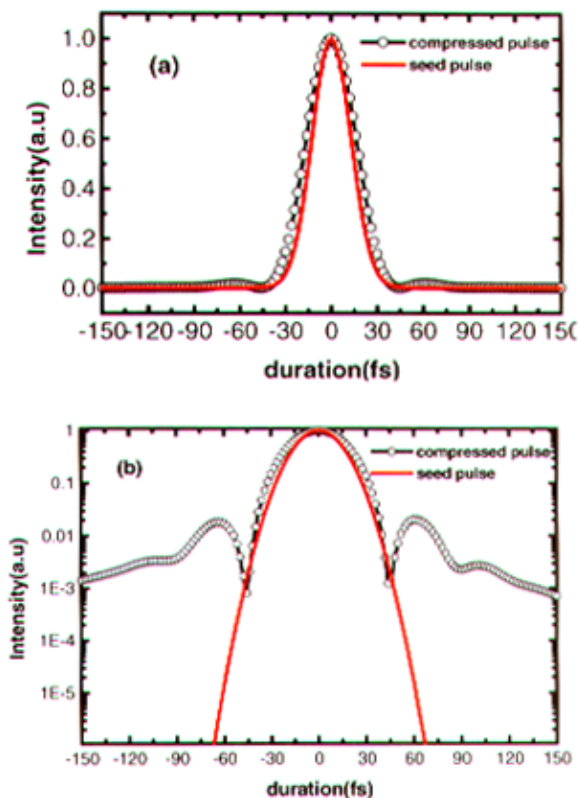


图 5.3 光栅刻线非匹配时的压缩脉冲形状 (展宽:1200/mm, 压缩:1480/mm)

Fig. 5.3 The compressed pulse with mismatched grating pairs. (STR: 1200/mm, COM: 1480/mm)

通过编写的压缩器程序对压缩器输出脉宽的模拟可以清楚地说明不匹配光栅刻线的优越性。图 5.2 是展宽器与压缩器的光栅刻线匹配时的压缩脉冲形状。图 5.3 是展宽器与压缩器的光栅刻线不匹配时的压缩脉冲形状。从两图比较可以看出, 在光栅刻线不匹配时, 可以获得信噪比更高的压缩脉冲。因此, 在百 TW 级装置末级压缩器的设计时, 采用了光栅刻线不匹配的压缩方式。

压缩器光栅与展宽器光栅的刻线不匹配, 展宽器为 1200/mm, 压缩器为 1480/mm, 这种不匹配的展宽/压缩构型, 更能有效补偿脉冲的高阶色散, 从而获得富立叶变换极限的压缩脉宽。据我们所知, 这是国内首次对不匹配的展宽/压缩光栅的实验研究。

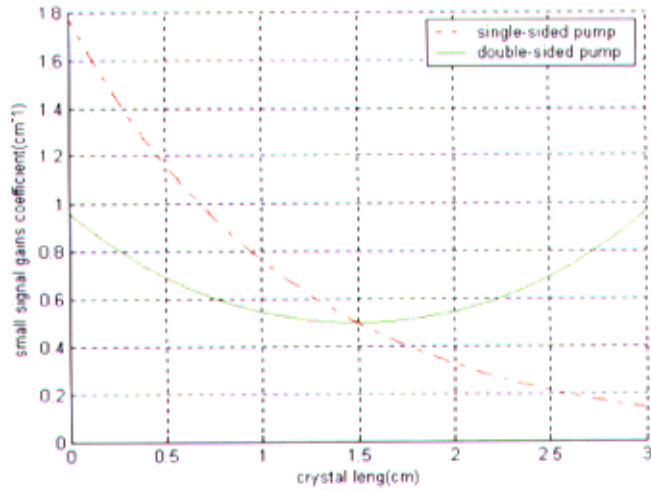
关于这种光栅刻线不匹配方式所获得的压缩脉宽数据，将在后面的 5.4 节介绍。

### 5.3 大口径晶体横向 ASE 的抑制及折射率匹配包边技术

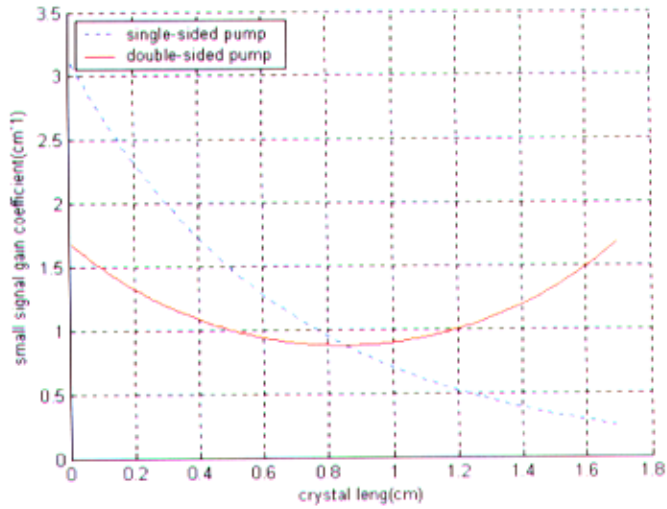
为了进一步提高激光脉冲的能量，则需要不断加大钛宝石晶体的口径，而且需要工作在高泵浦能量密度状态。主放大器的晶体口径为 80mm，厚度 17mm。随着钛宝石晶体口径的增大，导致钛宝石晶体的横向增益很高，则需要考虑横向放大自发辐射<sup>[34]</sup> (ASE) 和横向寄生振荡的影响<sup>[71]</sup>。ASE 和横向的寄生振荡将消耗大量的反转粒子数，从而降低放大信号光的增益，甚至对晶体边缘造成损坏。钛宝石晶体的折射率为 1.76，远高于光学玻璃的折射率 1.5，如果钛宝石边缘没有处理，钛宝石边缘的非涅耳反射约 7.6%，由此可以计算出横向自激振荡的增益阈值为 13。

图 5.4 表示了钛宝石晶体在单向泵浦和双向泵浦时小信号增益系数随晶体纵向的变化，泵浦条件为泵浦光能量 90J，泵浦口径为 64mm。图 5.4 (a) 是在钛宝石晶体参数为  $\phi 80\text{mm} \times 30\text{mm}$ ，吸收系数为  $\alpha = 0.85\text{cm}^{-1}$  时，晶体内的小信号增益系数分布。图 5.4 (b) 是在钛宝石晶体参数为  $\phi 80\text{mm} \times 17\text{mm}$ ，吸收系数为  $\alpha = 1.5\text{cm}^{-1}$  时，晶体内的小信号增益系数分布。从图 5.4 (a)、(b) 可以看出，在单向泵浦时，沿晶体纵向的增益分布呈指数衰减。因此通常采用双面泵浦来改善钛宝石晶体纵向的增益分布均匀性，同时还可降低钛宝石晶体表面的反转粒子数密度。但即使在双向泵浦时，随着泵浦能量的增加，由于晶体的横向光程较大，也有可能产生自激振荡。

为了进一步分析大口径钛宝石晶体放大的极限能力，我们模拟计算了晶体横向和纵向增益分布。在 90J 泵浦光能量下，纵向增益约为 7 倍，钛宝石晶体端面镀有对信号光和泵浦光的增透膜，因此在晶体的纵向不会形成自激振荡。但在晶体端面处的横向小信号增益就完全不同。从图 5.4 可以看出，在 90J 泵浦能量时，晶体 1 ( $\phi 80\text{mm} \times 30\text{mm}$ ) 和晶体 2 ( $\phi 80\text{mm} \times 17\text{mm}$ ) 晶体端面处的小信号增益系数分别为  $0.92\text{cm}^{-1}$  和  $1.62\text{cm}^{-1}$ 。图 5.5 (a) 为晶体 1 端面处的小信号增益随泵浦能量的变化曲线，在泵浦光能量达到 100J 时，横向小信号增益接近 1000 倍。图 5.5 (b) 为晶体 2 端面处的小信号增益随泵浦能量的变化曲线，在泵浦光能量达到 80J 时，横向小信号增益已达到 15000 倍以上。因此，晶体 1 的横向小信号增益远小于晶体 2 的横向小信号增益。晶体横向增益越大，晶体的自激和 ASE 越严重，造成晶体边缘的损坏。同时会大量消耗晶体内上能级粒子数，严重影响晶体的纵向增益。因此，必须采取一定的措施来抑制晶体横向自激振荡和 ASE。



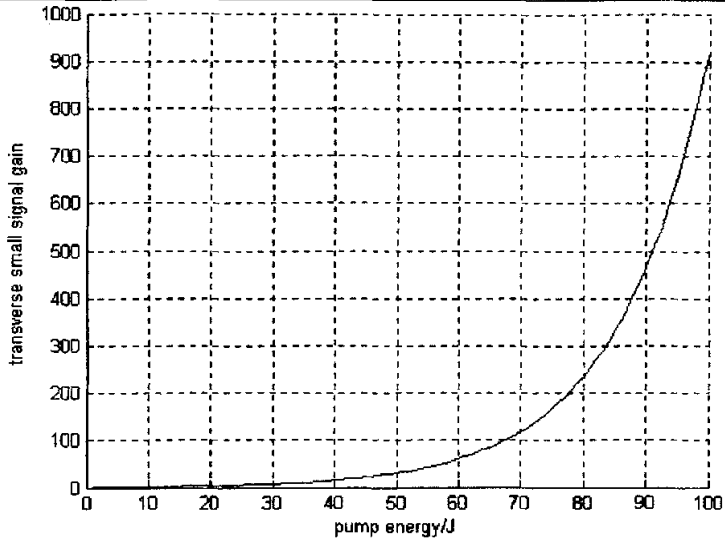
(a) crystal 1:  $\phi 80\text{mm} \times 30\text{mm}$ ,  $\alpha_{532} = 0.85\text{cm}^{-1}$



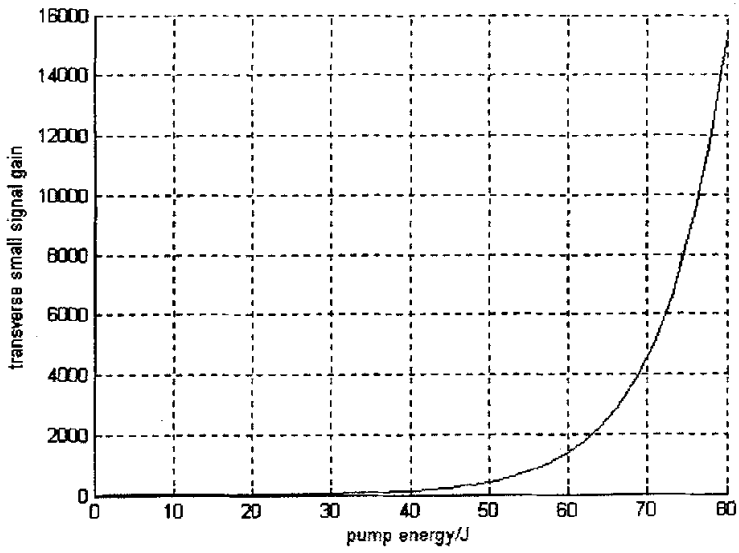
(b) crystal 2:  $\phi 80\text{mm} \times 17\text{mm}$ ,  $\alpha_{532} = 1.3\text{cm}^{-1}$

图 5.4 单向泵浦和双向泵浦时小信号增益系数随晶体厚度的变化

Fig.5.4 The small gain coefficient vs. crystal thickness at single sided and double sided pump



(a) crystal 1:  $\phi 80\text{mm} \times 30\text{mm}$ ,  $\alpha_{532} = 0.85\text{cm}^{-1}$



(b) crystal 2:  $\phi 80\text{mm} \times 17\text{mm}$ ,  $\alpha_{532} = 1.3\text{cm}^{-1}$

图 5.5 钛宝石晶体端面处横向小信号增益

Fig.5.5 The transverse small gain at the end of the crystal



根据上述计算及分析，可以采取下面措施抑制横向 ASE：

1). 选择合理的晶体形状（长度与直径之比），适当增大长度，减小吸收系数，降低储能密度，因而减小小信号增益系数。这样，轴向总增益可以通过增加晶体长度得到满足，而横向 ASE 会大大减小。如在相同泵浦能量条件下，30mm 长的钛宝石晶体的横向 ASE 比 17mm 的晶体 ASE 从 15000 减少到小于 600。

2). 利用特殊的高分子材料包边。用该材料包边后反射率减小到  $R=4.75 \times 10^{-4}$ ，允许横向增益 2100 倍。

3). 种子光与泵浦光时间匹配抑制横向 ASE。放大器为 4 通构型，可将第一通时间尽量靠近泵浦光，在 ASE 起来之前开始抽运，尽快减少上能级粒子数。

由于主放大器采用离轴空间四程放大构型，钛宝石晶体两个端面镀增透膜，而且晶体纵向单程增益只有 7 倍，因此晶体纵向不会产生 ASE。但晶体的横向增益路径远大于晶体纵向增益路径，在晶体没有进行包边处理时，横向寄生振荡的阈值为 13。从图 5.5 的计算结果可以看出，在 90J 的泵浦条件下，晶体的横向小信号增益分别为 1000 和 10000 以上，远大于横向寄生振荡的阈值 13，因此需要对晶体侧面进行处理。通常采取如下几种措施：在晶体侧面涂黑或磨毛、镀减反膜、折射率匹配包边等。

我们采用了与钛宝石晶体折射率相近的热塑胶对钛宝石的侧面进行包边处理<sup>[31]</sup>，包边后的晶体如图 5.6 所示。该胶的折射率为 1.6849（波长为 800nm），包边后钛宝石界面的反射率为 0.0475%，横向寄生振荡增益的阈值增加到 2100。对于百太瓦主放大级  $\phi 80\text{mm} \times 17\text{mm}$  钛宝石晶体，它可允许泵浦光能量提高到 60J 而不产生横向自激振荡，而对于  $\phi 80\text{mm} \times 30\text{mm}$  钛宝石晶体，泵浦光能量提高到 90J 也不会产生明显的横向自激振荡。

百太瓦主放大器采用自建的一套 100J 绿光台面泵浦源系统进行对称双面泵浦。在对  $\phi 80\text{mm} \times 17\text{mm}$  的钛宝石晶体包边后进行放大实验，在注入信号光能量为 1J 时，泵浦绿光为 49J 时，获得了 14.2J 的信号光能量输出，压缩脉宽为 29.8fs，对应峰值功率为 286TW，没有发现 ASE。

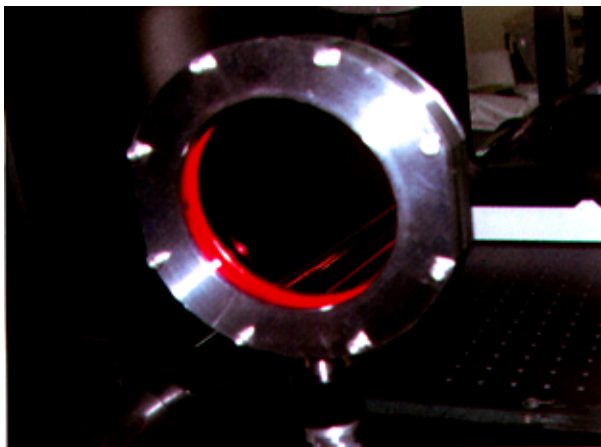


图 5.6 包边晶体

Fig.5.6 The cladded crystal

## 5.4 系统的实验研究

### 5.4.1 前端系统

5TW 前端系统主要包括以下几个部分：飞秒振荡器及泵浦源、脉冲展宽器、再生放大器、预放大器、主放大器及脉冲压缩器，5TW 系统的光路如 5.7 所示。

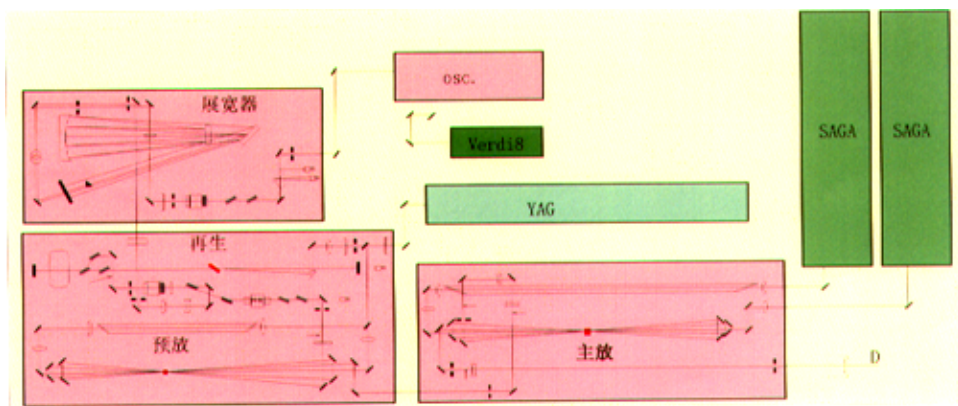


图 5.7 5TW 光路排布

Fig.5.7 The layout of 5TW system

钛宝石飞秒振荡器由 4W 的连续光倍频的二极管泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器 (Coherent, Verdi) 提供泵浦, 输出 74MHz 的锁模脉冲序列, 如图 5.8 所示。平均功率 400mW, 脉宽 20fs, 光谱宽度为 50nm 左右, 如图 5.9 所示。

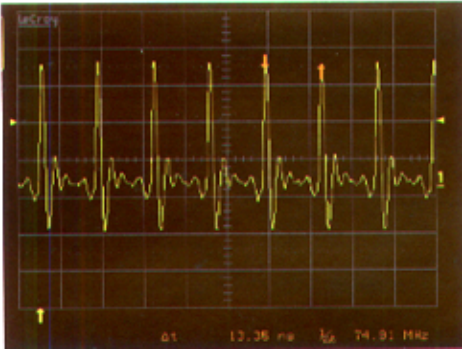


图 5.8 振荡器锁模序列

Fig.5.8 The mode -locked serials of oscillator

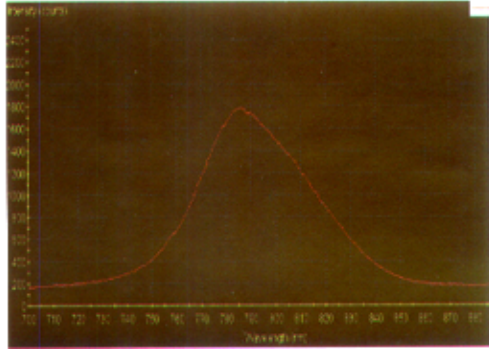


图 5.9 振荡器光谱

Fig.5.9 The spectrum of oscillator

脉冲展宽器采用无像差的 Offner 构型<sup>[62]</sup>, 如图 5.10 所示。光栅采用镀金全息光栅, 刻线密度为 1200/mm, 凸面镜的曲率半径为 500mm, 凹面镜的曲率半径为 1000mm。曲面镜和凹面镜的曲率中心共心, 光栅距凸面镜的距离为 230mm。振荡器输出的 20fs 的激光脉冲 8 次通过如此构型的展宽器后, 脉冲被展宽至约 450ps。

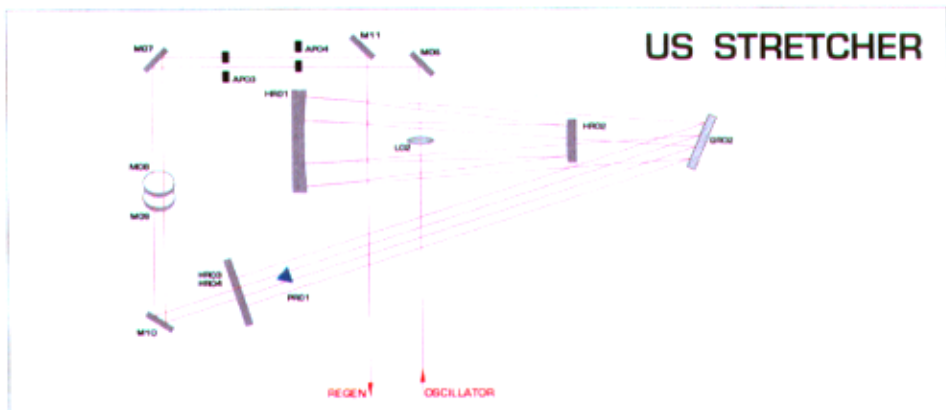


图 5.10 Offner 展宽器构型

Fig.5.10 The Offner triplet stretcher

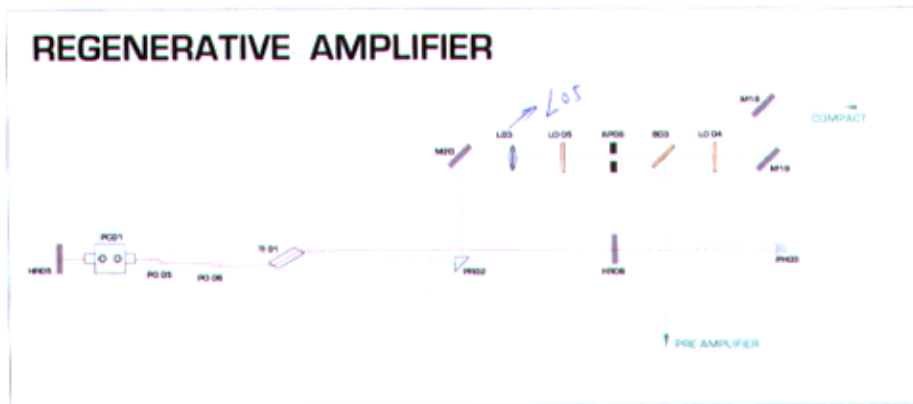


图 5.11 再生腔构型

Fig.5.11 The layout of Reg. cavity

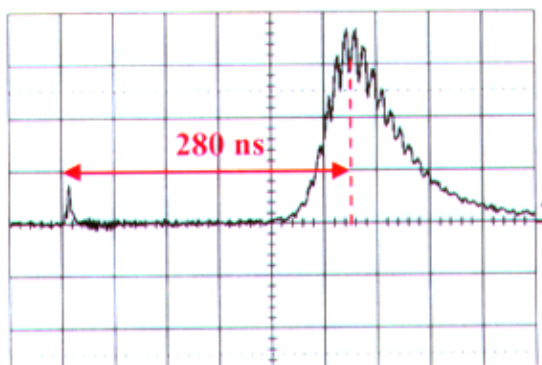


图 5.12 再生腔没有种子注入时的脉冲建立时间

Fig.5.12 The building time without seeding pulse at Reg.cavity

从展宽器输出的脉冲进入再生放大器。再生放大器由激光晶体、普克尔盒、偏振片和激光谐振腔等构成，如图 5.11 所示。从展宽器输出的脉冲为水平偏振，通过一个波片和法拉第旋转器将脉冲的偏振态变为垂直偏振，然后通过偏振片导入到再生腔中。当普克尔盒加上四分之一波再次脉冲电压，激光脉冲两次通过普克尔盒后偏振态变为水平偏振，然后在再生腔中往返放大。当没有种子光注入时，再生放大器的谐振腔也会产生一个激光脉冲。泵浦光脉冲与再生腔内激光脉冲之间的时间间隔称为再生腔的“脉冲建立时间”。再生腔的脉冲建立时间是衡量再生腔是否调整到最佳状态

的非常重要的一个技术参数。脉冲建立时间越短，说明再生腔达到最优工作状态。因此，在实验过程中，需要调节再生腔，使脉冲的建立时间越短越好。影响脉冲的建立时间主要是两个方面：一是泵浦光入射到钛宝石晶体上的位置，二是再生腔的调整。本系统的再生放大器在没有种子注入时的脉冲建立时间为 280ns 左右，如图 5.12 所示。

当从展宽器输出的种子脉冲注入到再生腔中时，再生腔中脉冲的建立时间会进一步缩短至 220ns，如图 5.13 所示。这时，普克尔盒上再次加上四分之一波电压，激光脉冲两次通过普克尔盒后，偏振方向变为垂直偏振，然后通过偏振片反射导出，如图 5.14 所示。脉冲导出后再生腔内的波形如图 5.14 中的曲线 1 所示，导出的脉冲如曲线 2 所示。

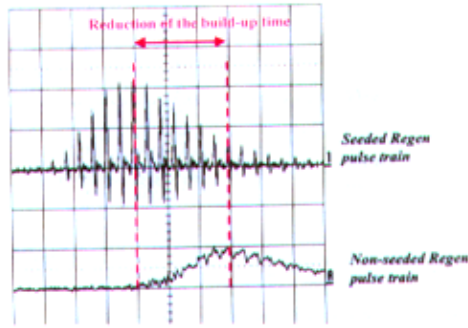


图 5.13 再生腔有种子注入时的脉冲建立时间缩短

Fig.5.13 The building time with seeding pulse is shorten at Reg.cavity

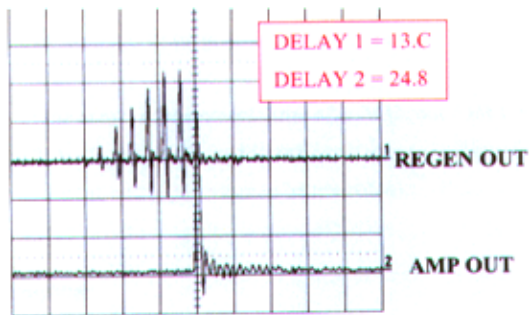


图 5.14 再生腔中的脉冲导出

Fig.5.12 The educed time at Reg.cavity

从再生放大器输出的脉冲通过一个电光开关并适当的扩束后注入到预放大器。预放大器是平面“弓弦”型的四程放大器，如图 5.15 所示。再生放大器与预放大器共用一台调 Q 倍频的 YAG 激光器作为它们的泵浦源（220mJ，5ns，532nm），按一定的比例分光进行泵浦。其中再生放大器需要 40mJ 的泵浦能量，预放大器需要 180mJ 的泵浦能量。预放大器所用的钛宝石晶体规格为  $10 \times 10 \times 15\text{mm}$ ，放大器输出的光束口径为 4mm，输出的激光能量为 30mJ。



图 5.15 5TW 四程预放大器

Fig.5.15 The four-passed pre-amplifier of 5TW system

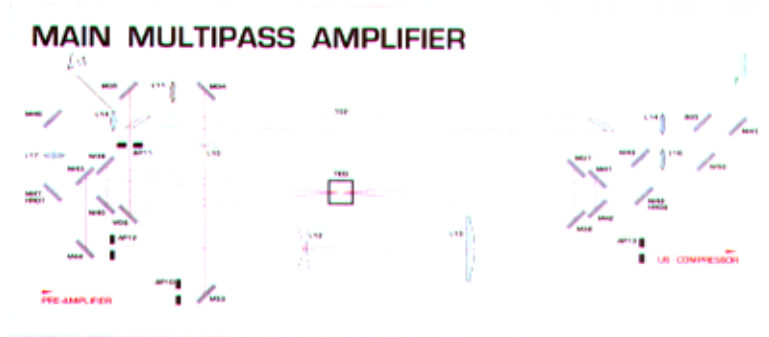


图 5.16 5TW 主放大器

Fig.5.16 The main amplifier of 5TW system

从预放大器输出的激光扩束到 9mm，然后进入主放大器进行放大。主放大器也是采用平面“弓弦”型的四程放大构型，如图 5.16 所示。主放大器采用  $\phi 20 \times \phi 20$  的钛

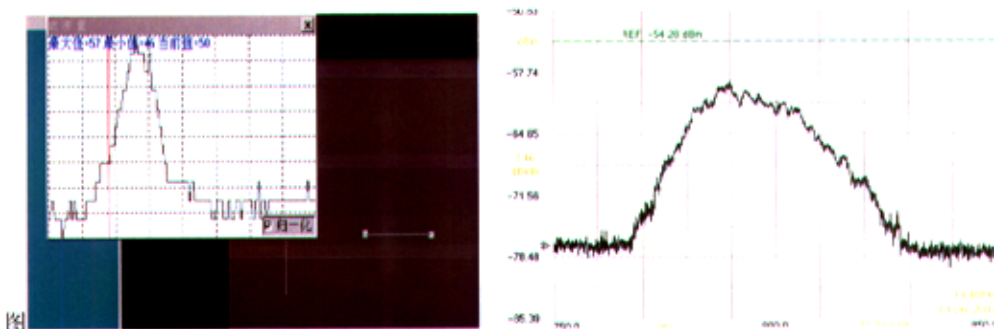
宝石晶体作为增益介质，用一台调Q倍频的YAG激光器（SAGA, 1.25J, 5ns, 532nm）对钛宝石晶体进行双面泵浦。主放最后输出的激光能量大于300mJ。

从主放输出的激光束用1:4扩束器扩束，然后进入5TW压缩器。压缩器采用双光栅双程的压缩构型，如图5.17所示。所用光栅为刻线密度为1200/mm的镀金全息光栅。整个压缩器的效率为60%。压缩器输出的脉冲能量为180mJ，脉冲宽度为50fs，因此脉冲的峰值功率达到3.6TW。图5.18为压缩后的脉冲宽度和光谱宽度，可以看出压缩后的脉宽接近傅立叶变换极限脉宽。



5.17 5TW 压缩器

Fig.5.16 The compressor of 5TW system



(a) compressed pulse (FWHM:50fs)

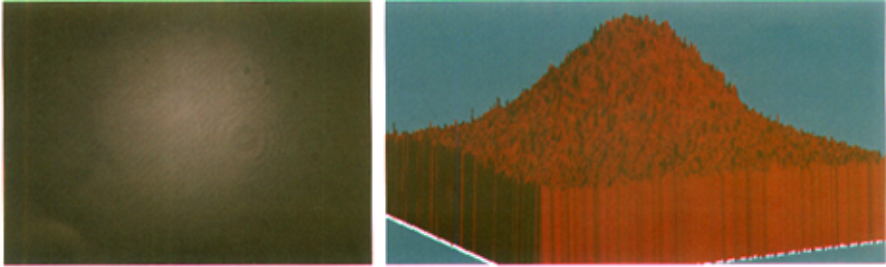
(b) compressed spectrum (FWHM:22nm)

图 5.18 5TW 压缩后的脉冲脉宽和光谱

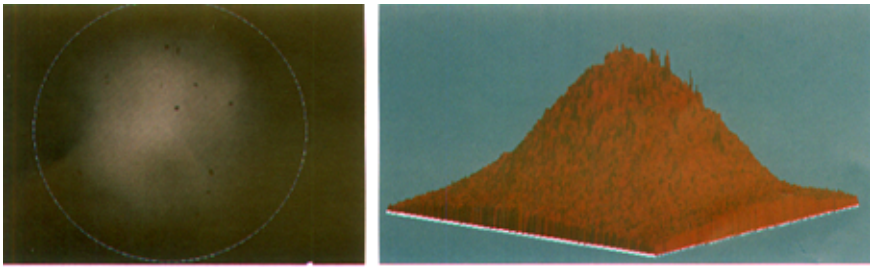
Fig.5.18 The compressed pulse and spectrum of 5TW system



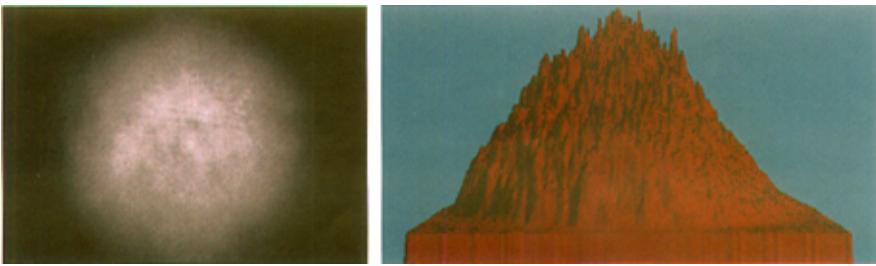
激光束的近场分布将直接影响光束的远场聚焦性,为此,在实验过程中测量了 5TW 系统各级放大器输出的近场分布,如图 5.19 所示。可以看出,5TW 各级放大器输出的近场均为高斯分布,没有明显的调制。



(a) near field of Reg.amplifier



(b) near field of pre-amplifier



(c) near field of main amplifier

图 5.19 5TW 各级输出光束近场分布

Fig.5.19 Beam near fields of 5TW system each stage



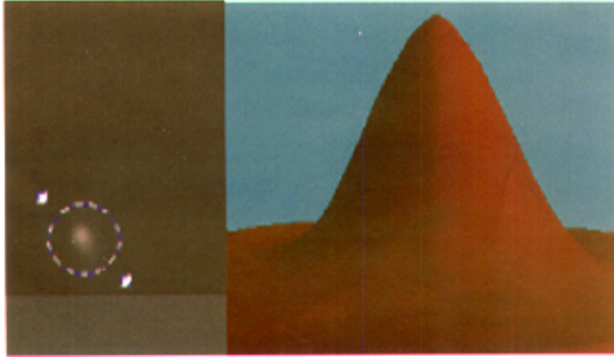


图 5.20 5TW 主放远场分布

Fig.5.20 Far field of main amplifier

用 F/5 的抛物面反射镜对 5TW 主放输出光束聚焦，所获得的远场分布如图 5.20 所示。焦斑直径 10 $\mu\text{m}$ ，为一倍衍射极限。

#### 5.4.2 中间放大级

从 5TW 主放输出的光束一方面可以直接进入 5TW 压缩器进行压缩，另一方面也可以进入 30TW 放大器进行放大。

利用软边光阑和空间滤波器对 5TW 前端输出的激光束进行了空间整形，使其变为超高斯光束，然后在 30TW 的主放大器中进行全像传递。这种方式既克服了光束在传输过程中由于小菲涅尔数带来的衍射问题，又能保持较好的近场分布。这是本系统设计的特色和创新点。据我们所知，这是首次将超高斯光束整形技术及全像传递技术应用到 CPA 激光系统中。为了实现光束的全像传递，30TW 的主放大器不同于传统的平面“弓弦”构型，采用全像传递的空间四层放大构型，如图 5.21 所示。放大器中用凹面镜代替平面镜，整个放大器由四组 4F 系统的像传递系统组成。由于像传递系统存在实焦点，放大器支架置于真空中。镜架采用“两拉两项”的非弹簧结构，使放大器的结构稳定，光路不会发生漂移。

该放大器是一个空间立体结构。入射的高斯光束，通过软边光阑和空间滤波器整形成超高斯光束，经过注入导光镜 R1 进入四程全像传递放大器。透镜 F1 和凹面镜 L1-1 组成一个 4F 系统，将空间整形后的物像传输到晶体后镜 CM1 镜面上。晶体与 CM1 镜相隔很近，可认为晶体就位于像面上。之后，晶体的物像通过凹面镜 L1-2 和凹面镜 L2-1 组成的 4F 系统传输到镜面 CM2 上。CM2 上的物像通过凹面镜 L2-2 和凹面镜 L1-3

组成的 4F 系统传输到晶体后镜 CM1 上。之后，晶体上的物像通过凹面镜 L1-4 和长焦距透镜 F2 组成的系统传到压缩器。

这种像传递技术在超短脉冲激光系统中使用，是本装置的创新点。同时，这种空间构型的放大器很容易改成常规的四程放大器（非像传递）。

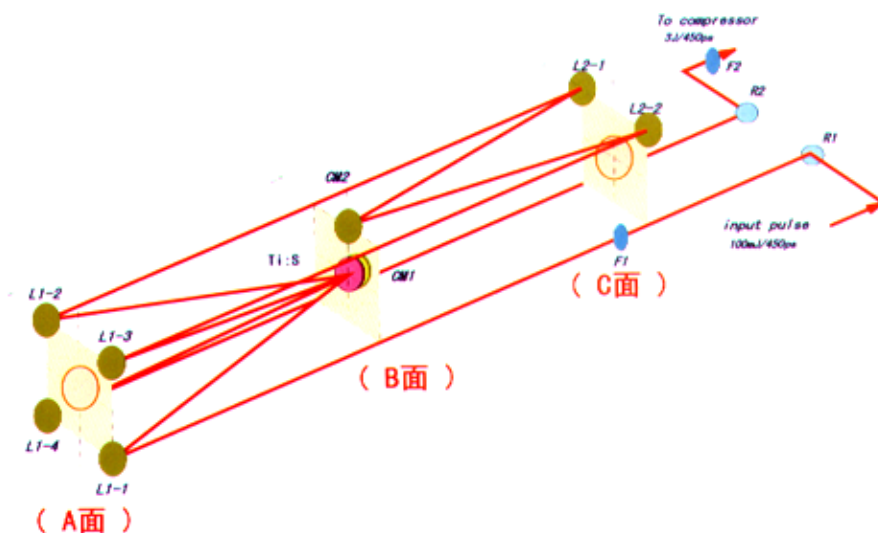


图 5.21 空间像传递的四程放大器构型

Fig.5.21 The scheme of four-passed amplifier with imaged-relay

综合考虑晶体对泵浦光的吸收系数、晶体长度及晶体增益分布得等因素，30TW 主放大器采用 $\phi 30 \times 15$  的钛宝石晶体，双面泵浦，该晶体对泵浦光 532nm 的吸收系数为 1.5/cm，约 90% 的泵浦光被吸收，且晶体长度为 15mm。晶体双面垂直切割并镀双色增透膜。

30TW 主放的泵浦能量由 6 台 10Hz 重频的调 Q 倍频的 YAG 激光器提供，每端 3 台泵浦源共用一个空间滤波器，对泵浦光束进行像传递和扩束，以保证泵浦光传输到晶体端面上有合适的光斑尺寸并能保持良好的光束质量，光路设计如图 5.22 所示。6 台激光器的总泵浦能量为 8J，分成两组对钛宝石晶体进行双面泵浦。每一组共用一台空间滤波器，每一组的泵浦源激光器成品字型，三束光共用一台空间滤波器，对泵浦光进行像传递和扩束，以保证泵浦光在主放晶体处可以获得较好的光束质量和适当的光斑尺寸。

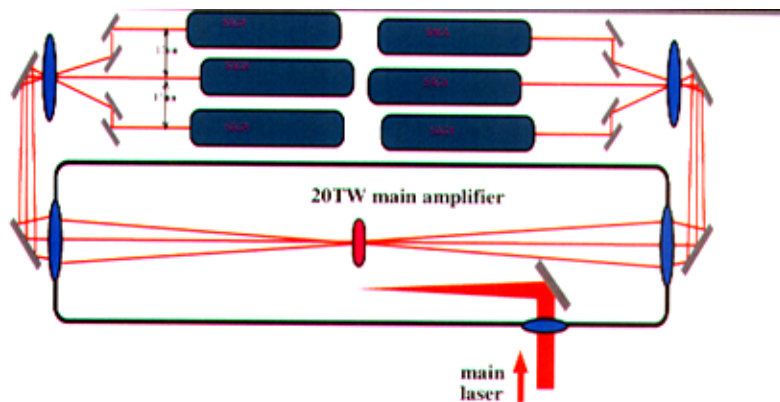


图 5.22 泵浦光注入方式示意图

Fig.5.22 Schematic diagram of seeding pump pulse

50TW 泵浦源系统的工程设计如图 5.23 所示。每台 YAG 激光器输出的光束口径  $\Phi 13\text{mm}$ ，而要求到钛宝石晶体上的光束口径  $\Phi 22\text{mm}$ 。根据扩束比和像传递的要求，确定出前透镜的焦距为  $1000\text{mm}$ ，后透镜的焦距为  $1700\text{mm}$ 。

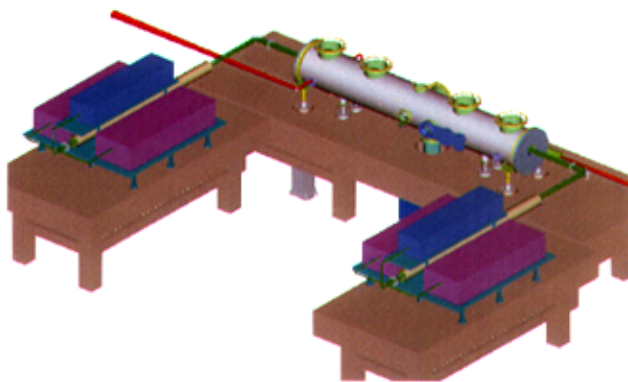


图 5.23 30TW 主放泵浦源排布

Fig.5.23 Layout of pump source of 30TW main amplifier

30TW 主放是一个全像传递的立体放大结构，由于全像传递时存在实焦点，因此，该放大结构置于真空中。30TW 主放的真空系统采用德国普发的无油真空泵浦机组，防止抽真空时的油蒸汽污染光学元件。30TW 放大器真空壳体 and 放大器支架如图 5.24

所示。



图 5.24 30TW 放大器

Fig.5.24 30TW amplifier

由于泵浦激光器所有的空间滤波器的透过率较低，6 台泵浦激光器输出的能量传输到钛宝石晶体上约为 6.5J，对应的泵浦能流密度为  $1.7\text{J}/\text{cm}^2$ 。30TW 主放大器在注入主激光能量为 180mJ 时，放大的输出光能量随泵浦光能量的关系，如图 5.25 所示。从图可以看到，放大器输出能量为 1.6J，对应的能流密度为  $0.5\text{J}/\text{cm}^2$ ，远低于钛宝石晶体的饱和能流密度  $1\text{J}/\text{cm}^2$ 。这样带来的好处是光学元件工作在低通量下比较安全，不易损坏。同时 1.0J-1.5J 的能量对末级的助推放大器的注入是足够的。

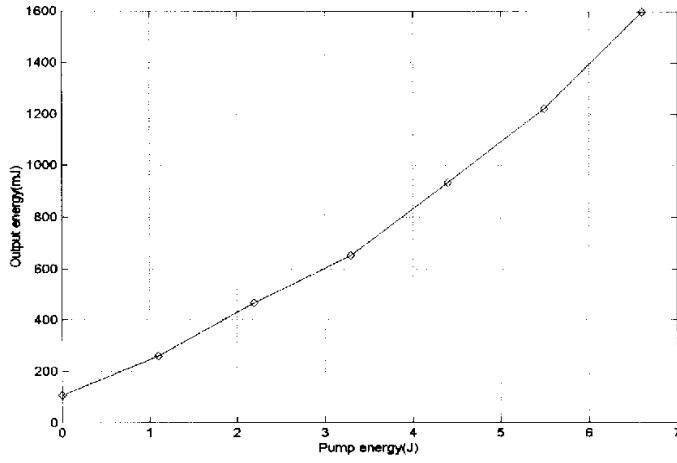


图 5.25 30TW 放大器实验数据

Fig.5.25 The experimental data of 30TW amplifier

由于 30TW 放大器采用了全像传递的放大构型，光束质量保持较好，光束的近场分布如图 5.26 所示。从 CCD 采集到的光斑可以看到，近场图上有一个小点引起的衍射圆环是由于衰减片所引起，而非光束所有。

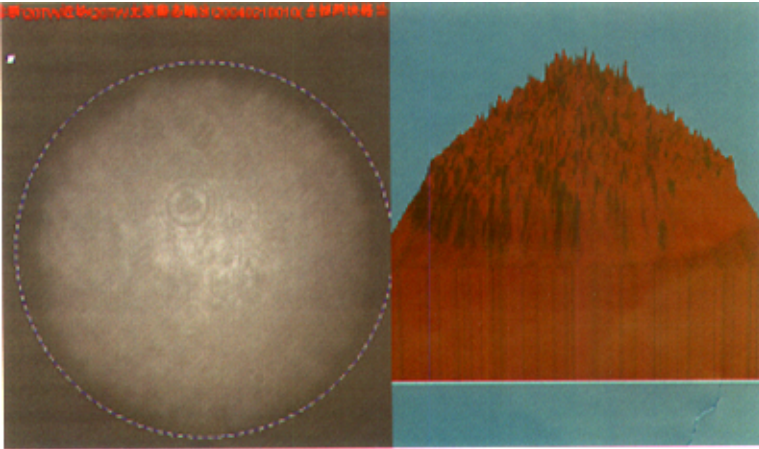


图 5.26 30TW 放大器输出近场

Fig.5.26 Near field of 30TW amplifier output

用透镜聚焦，远场焦斑如图 5.27 所示。30TW 放大器输出光束远场直径为 8 $\mu\text{m}$  (F/4)，焦斑为一倍衍射极限。

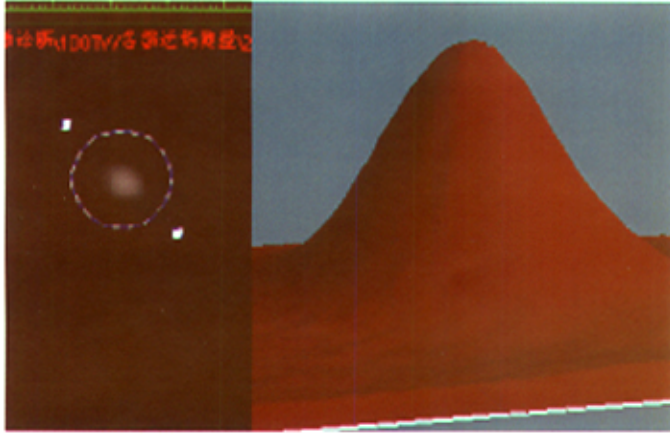


图 5.27 30TW 放大器光束远场

Fig.5.27 Far field of 30TW amplifier focused

将激光系统到从 5TW 升级到 30TW，没有改变展宽器构型，脉冲的色散量没有变化（不考虑增加放大器所带来的附加色散），所以 30TW 压缩池的光学构型原则上应与 5TW 压缩池一致。二者所不同之处有两点：一是注入到压缩器中的能量增加，为保持光栅上的能量密度，相应的光束口径应增大；二是随着激光脉冲的峰值功率进一步提高，通过任何透射元件都将产生强烈的色散和非线性效应，由于压缩器与靶室直接相连，所以应在真空中压缩。

5TW 系统的展宽器所提高的色散量为 10ps/nm。根据展宽与压缩相匹配的要求，压缩器的理论设计及工作点的选取如图 5.28 所示。红线为入射角，蓝线为衍射角，两条线的交点为 Littrow 角。工作点的选取为，入射角 39°，衍射角 19 度。30TW 压缩器的具体参数如下：

光栅刻线密度：1200/mm

两光栅中心距离：113cm

光束入射角：39°

光束衍射角：19°

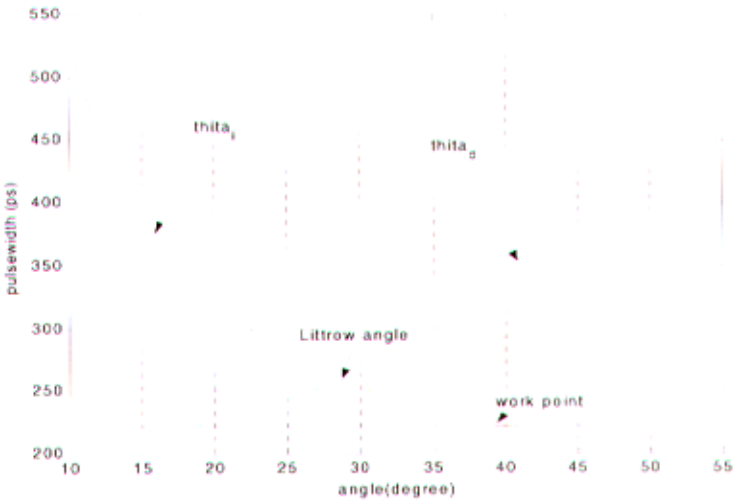


图 5.28 30TW 压缩器设计

Fig.5.28 Compressor design of 30TW

30TW 压缩器构型采用双光栅双程压缩，具体的光路如图 5.29 所示。由于入射光束的偏振方向为垂直方向，因此用一个拔高镜改变光束的偏振态，使其变为水平方向，然后入射到光栅压缩，这样，光栅的衍射效率最高。

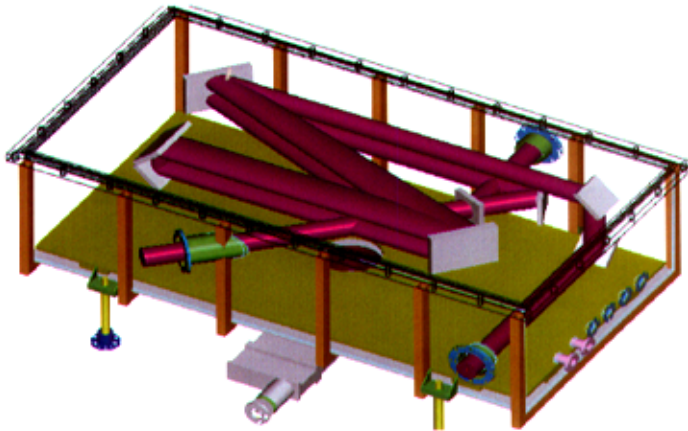


图 5.29 30TW 压缩器内部光路

Fig.5.29 Schematic diagram of 30TW compressor



由于压缩器内是真空系统，对光栅和相关输入/输出镜的调节均采用步进电机驱动，通过仔细调试压缩器光栅的角度及光栅间距，压缩后的脉宽如图 5.30 所示，通过自相关仪自定标，压缩后的脉宽为 50fs。测量了压缩器的效率为 65%。

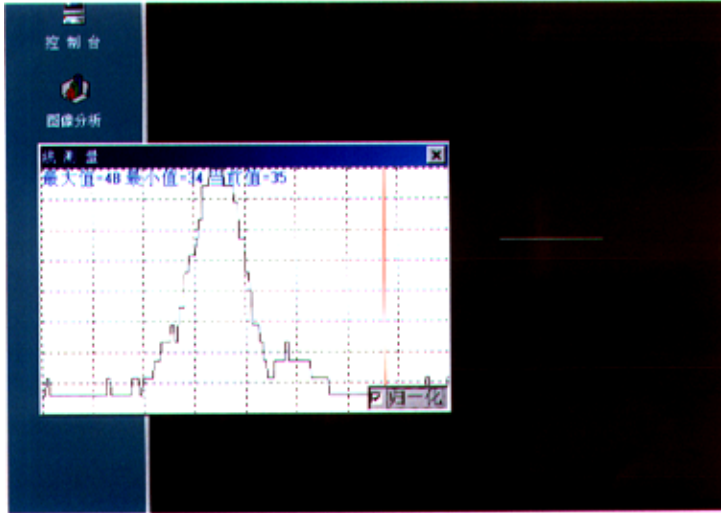


图 5.30 30TW 压缩后的脉宽 (50fs)

Fig.5.30 Compressed pulse width(50fs) of 30TW

### 5.4.3 末级助推放大级

从 30TW 放大器输出的激光脉冲扩束到 60mm，然后进入末级的助推放大器。该放大器采用直径为 80mm、厚度为 17mm 的钛宝石晶体。由于钛宝石口径较大，需要考虑放大的自发辐射 (ASE) 和横向寄生振荡的影响，ASE 和横向的寄生振荡将消耗上能级的反转粒子数，甚至对晶体边缘造成损坏。

200TW 主放大器作为 200TW 装置的助推放大级，采用离轴空间四程放大构型，如图 5.31 所示。根据光路排布设计的放大器支架如图 5.32 所示。该放大器可以 3 程或 4 程兼容，输入输出不变，唯一改变是 3 程放大时需要一个 0 度高反镜。放大器的设计尺寸为：4m×0.3m×0.4m。从 30TW 主放输出的主激光光束扩束到 $\phi 60\text{mm}$ 、能量为 1J 进入 200TW 主放大器，主放器增益介质为 $\phi 80\text{mm}\times 17\text{mm}$  的钛宝石晶体。为防止钛宝石晶体横向的 ASE，采用折射率匹配包边，可以较好抑制横向 ASE。



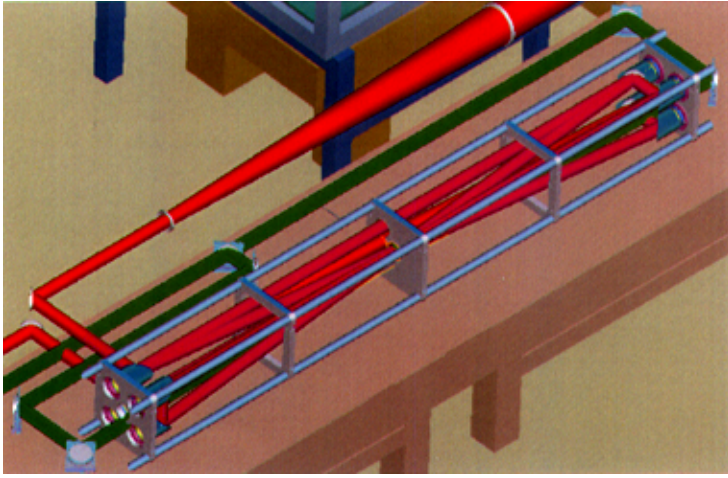


图 5.31 200TW 主放光路示意图

Fig.5.31 Schematic diagram of 200TW amplifier

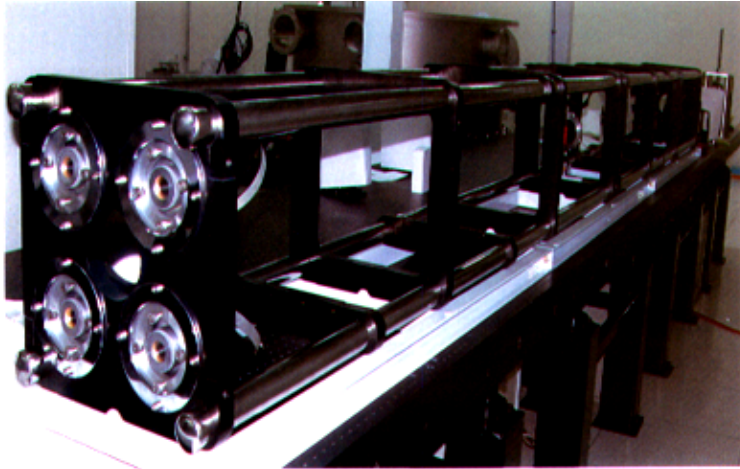


图 5.32 200TW 主放实物图

Fig.5.32 Picture of 200TW amplifier

在 200TW 的主放大器中将要考虑如下几个问题：放大器能量分布计算、钛宝石尺寸选择和横向 ASE 的抑制等。

由于钛宝石晶体吸收光谱和发射荧光光谱都有很强的偏振特性，其吸收光谱和发射荧光光谱都是  $\pi$  分量（ $\pi$  表示光偏振方向与钛宝石晶体的  $c$  轴平行）都强于  $\sigma$  分量（ $\sigma$  表示光偏振方向与钛宝石晶体的  $c$  轴垂直）。为了得到较高的泵浦效率及最佳的放大结果，需要较好的匹配泵浦光和主激光与钛宝石晶体的偏振态。在设计中，钛宝石晶体的  $c$  轴水平放置，泵浦光和主激光的偏振态均为水平方向偏振。该钛宝石晶体对 532nm 的吸收系数： $1.3\text{cm}^{-1}$ ，在晶体长度为 17mm 时，其对泵浦光的吸收效率达 90%。

利用 F-N 方程对 200TW 放大器的能流分布作估算，如图 5.33 所示。从图可以看到，随着泵浦能量的增加，主放增益也相应增加。当泵浦光能量达到 90J，入射主激光能量为 1J 时，可以获得 35J 的放大能量输出。

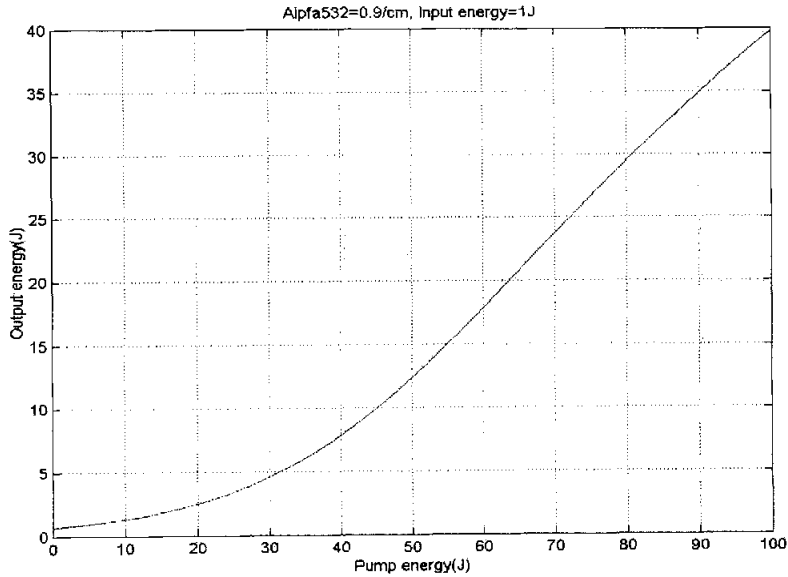


图 5.33 200TW 主放输出能量随泵浦能量的模拟计算

Fig.5.32 Simulation of 200TW main amplifier energy vs. pump energy

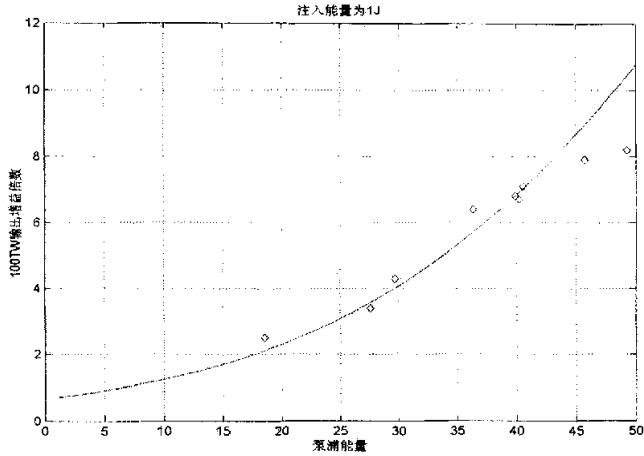


图 5.34 200TW 主放实验数据与理论计算比较

Fig.5.34 Comparison of experimental data with theory of 20TW main amplifier

图 5.34 给出了 200TW 主放增益随泵浦能量增加而变化的关系。从图可知，当泵浦光能量达到 45.75J 时，获得了 10.17J 的放大能量输出。200TW 压缩器的效率为 62%，因此压缩后的能量为 6.3J，对应 211.4TW 的峰值功率。

表 5.1 给出了 200TW 主放增益的实验数据。

表 5.1 200TW 主放实验数据

Table 5.1 Experimental data of 200TW main amplifier

Pump energy (J)	Input energy (mJ)	Output energy (mJ)	gain	Peak-power (TW)
18.58	1348	3390.10	2.5	70.1
27.56	1359	4627.25	3.4	95.6
29.67	1099	4722.45	4.3	97.6
36.34	913	5862.35	6.4	121.1
39.90	896	6133.75	6.8	126.7
40.18	1331	8901.03	6.7	184
40.52	1283	9093.83	7.1	188
45.75	1291	10170.3	7.9	211
49.27	1186	14200	12.0	286

由于钛宝石晶体的增益系数很高，随着钛宝石晶体的口径加大及工作在高储能密度的饱和放大状态，则需要考虑放大的自发辐射（ASE）和横向寄生振荡的影响。ASE 和横向的寄生振荡将消耗上能级的反转粒子数，甚至对晶体边缘造成损坏。由于 200TW 主放采用的是离轴空间四程放大构型，在光传输方向不会形成闭环回路，因此在晶体的纵向基本不会形成自激振荡。但晶体的横向 ASE 不可忽略，钛宝石的折射率 1.76，远高于光学玻璃的 1.5，如果钛宝石边缘没有处理，费涅耳反射约 7.6%，由  $R1 \times R2 \times \exp(2gl) = 1$  时，即当横向增益达到  $e^{2.56} (\approx 13)$  时就会产生自激振荡，严重消耗晶体中的上能级粒子数，降低信号光的放大倍数。为了抑制或消除横向寄生振荡，人们通常采取如下几种措施：在晶体侧面涂黑或磨毛、镀减反膜、折射率匹配包边等。折射率匹配包边是最有效的方法。关于包边技术，将在后面的关键技术中详细描述。

200TW 压缩器光栅与展宽器光栅的刻线不匹配，展宽器为 1200/mm，压缩器为 1480/mm，这种非匹配的展宽/压缩构型，更能有效补偿脉冲的高阶色散。

考虑到光栅的损伤阈值较低，我们设计的光束口径为 140mm，而我们所购买的光栅高度方向的尺寸为 210mm，因此，光束不能在同一块光栅上两次通过。鉴于这种情况，我们设计四光栅单次通过的压缩方式。为了减小压缩器的真空体积，设计 1×2 的光栅调整架，在竖直面内一上一下两块光栅。这种光栅架的设计和调试方式，将为今后更高峰值功率的 PW 装置的压缩器作前沿技术探索。

压缩器内关键的调节均采用步进电机驱动，内部光路如下图 5.35 所示。

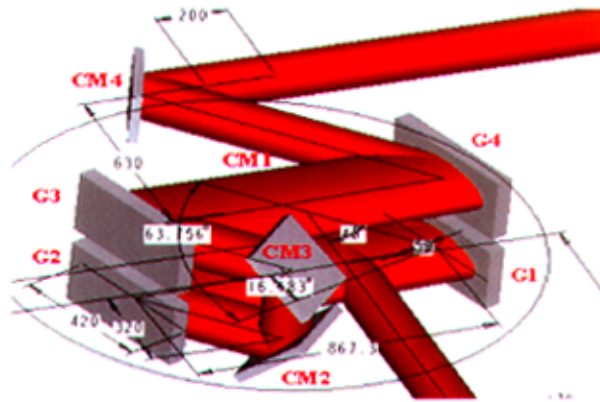


图 5.35 压缩器光路布局图

Fig.5.35 Layout of compressor

在压缩器的调试过程中，对压缩器后脉宽和远场焦斑的同时监测，如图 5.36 所示。利用压缩器输出镜漏光，用劈板反射一部分光进入单次自相关仪测量压缩后的脉冲宽度。劈板后的透射光用透镜或抛物面反射镜聚焦，然后用 CCD 测量焦斑大小。通过精确调试压缩器，可以使压缩脉宽和远场焦斑同时调试到最佳状态。

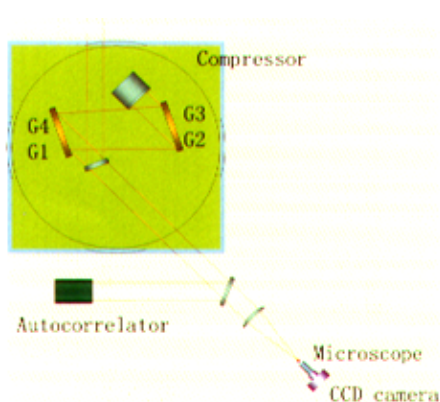


图 5.36 压缩器脉宽和远场焦斑同时监测示意图

Fig.5.36 Temporal-spatio monitor schmeatic diagram of far field

纵观世界上其它大型超短脉冲激光装置，最后聚焦时均未获得最佳的远场焦斑。英国卢瑟福实验室超短脉冲激光装置（火神，Vulcan），在靶室聚焦所获得的是长条形焦斑<sup>[10]</sup>，如图 5.37 所示。他们分析造成这种现象的原因是由于压缩器后一块输出镜的轻微像散引起的。

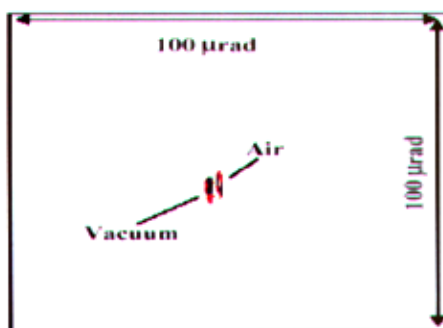


图 5.37 英国火神装置的长条形聚焦焦斑

Fig.5.37 The focused far-field of Vulcan

美国密歇根大学 45TW 钛宝石激光装置<sup>[105]</sup>，如果没有使用变形镜校正光束波前，则获得的焦斑如图 5.38 (a) 所示，焦斑周围有很多旁瓣。使用变形镜校正波前后所得到的焦斑如图 5.38 (b) 所示，可以看到焦斑的能量集中度显著提高。

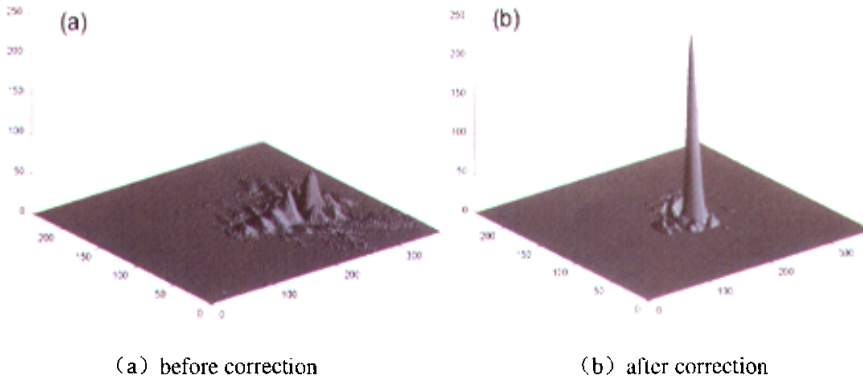


图 5.38 美国密歇根大学 45TW 激光装置聚焦焦斑  
Fig.5.38 45TW far-field of CUOS

德国 MPQ 10TW 钛宝石激光装置<sup>[106]</sup>在未使用变形镜前的焦斑质量也非常差，如图 5.39 (a) 所示，焦斑的能量集中度很低。使用变形镜后的焦斑质量有所改善，如图 5.39 (b) 所示。

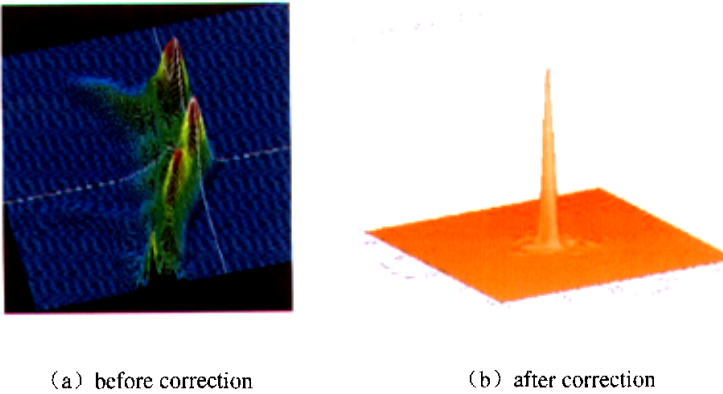


图 5.39 德国 MPQ 10TW 钛宝石激光变形镜校正前后的焦斑  
Fig.5.39 10TW far-field of MPQ

日本原子能研究所 (JAERI) 的钛宝石超短脉冲激光装置是世界上输出峰值功率最高的钛宝石装置, 高达 0.85PW。但是他们也没有解决好远场焦斑的聚焦问题, 他们所得到的远场焦斑也为长条形, 长轴和短轴分别为 3.2 倍衍射极限和 1.2 倍衍射极限<sup>[31]</sup>。

根据我们的实验研究和理论分析, 认为压缩后所获得的长条形光斑主要是由于各压缩光栅的母线不平行所致。通过对压缩后脉宽和远场焦斑的同时监测, 可以获得近衍射极限的远场焦斑和近付立叶变换极限的脉宽。

图 5.40(a)是在光栅刻线不平行时所获得的远场焦斑, 为长条形, 与日本的 JAERI 所获得的结果很类似。通过仔细调节压缩器光栅的状态, 获得接近衍射极限的焦斑, 图 5.40 (b)、(c) 所示。其中, 图 5.40 (b) 为透镜聚焦所得的焦斑, 图 5.40 (c) 为离轴抛镜面镜所得的焦斑。

与国际同类装置比较, 200TW 超短脉冲激光装置在没有使用变形镜补偿波前的情况下, 获得了最佳的远场焦斑。使用变形镜补偿波前, 可以进一步提高焦斑的能量集中度。

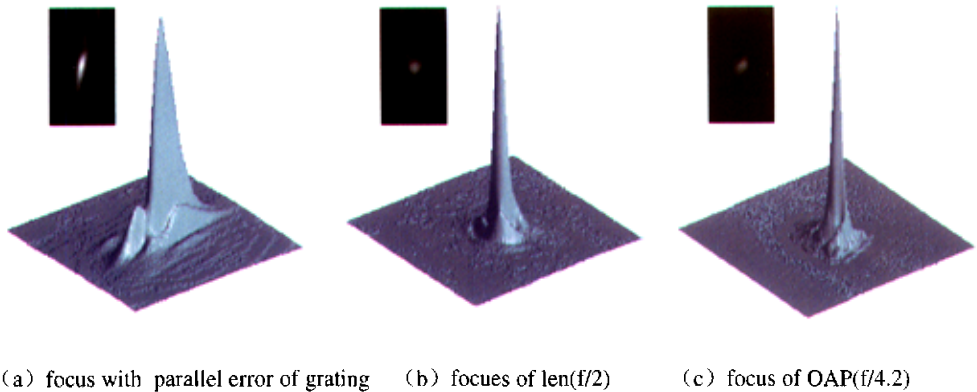


图 5.40 压缩后的光束远场焦斑

Fig.5.40 Far-field after compressed

图 5.41 是测量所得的压缩后的脉宽和光谱宽度, 脉冲为 29.8fs, 光谱宽度为 35nm, 可以看到压缩后的脉宽接近付立叶变换极限。

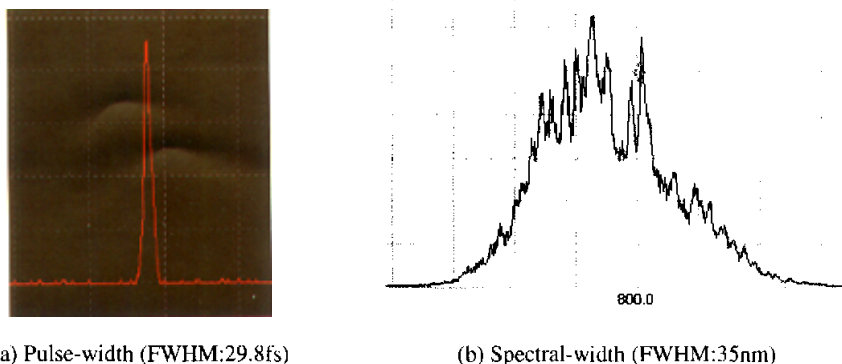


图 5.41 压缩后的脉宽和光谱

Fig.5.41 Pulse-width and spectral-width after compressed

泵浦源系统是为 200TW 主放大器提供能量和光束质量都满足主放大器要求的一台百焦耳级激光装置，图 5.42 是泵浦源系统的光路排布。

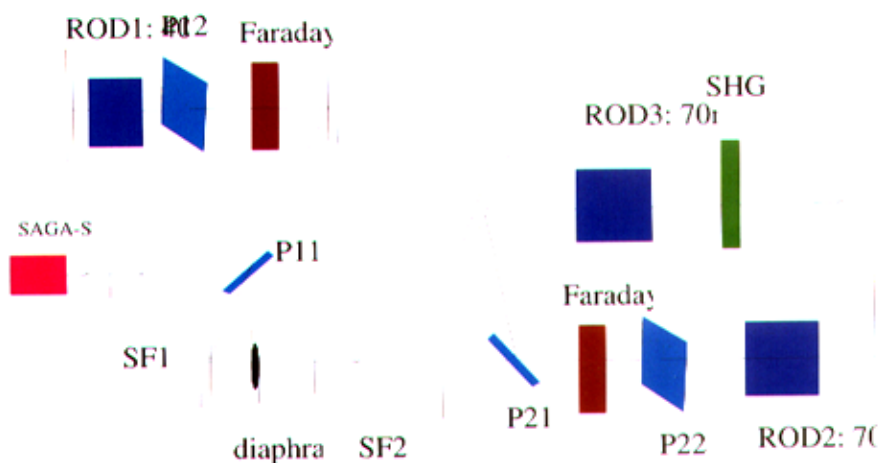


图 5.42 泵浦系统光路示意图

Fig.5.42 Schematic diagram of pump system

该激光装置要求设计简单、紧凑、实用。在设计中需要考虑能源模块化、水冷模块化、激光前端系统模块化，以提高整个泵浦源系统的稳定性和输出能力。



泵浦源设计指标如下:

- ◇ 基频光能量:  $\sim 150\text{J}$
- ◇ 倍频光能量:  $\sim 90\text{J}$
- ◇ 激光脉宽:  $\sim 8\text{ns}$
- ◇ 倍频效率:  $> 50\%$
- ◇ 近场调制度:  $< 1.5:1$
- ◇ 重复率: 发/20min

泵浦光的光束口径为 64mm, 倍频光经分束后对钛宝石晶体进行单次双面泵浦, 理论上可以得到 35J 的放大主激光输出。由于双面泵浦, 每个面的泵浦能量密度应比单面泵浦的能量密度低, 所以这两种情况的增益将有所不同。双面泵浦将会降低单面的泵浦能量密度, 且有更好的泵浦均匀性。

200TW 泵浦源系统包括单纵模输出前端激光器, 40mm 硅玻璃双程放大器, 70mm 硅玻璃双程放大器, 70mm 硅玻璃单程程放大器, 二倍频器及空间滤波器、隔离器、同步系统、能源系统、水冷却系统等。200TW 装置的泵浦源系统利用单纵模的 SAGA-S 作为种子光源, 后续放大采用硅酸盐玻璃作为增益介质, 经两级双程放大器和一级单程放大器放大, 放大系统只要三根棒状硅玻璃就可以获得 150J 的基频光能量输出, 然后通过 KDP 晶体 I 类倍频, 可获得 80-90J 的倍频绿光输出对 200TW 的主放大器进行双面泵浦。

目前对于 100TW-200TW 的输出, 仅需 40-50J 的绿光即可。对于今后的将装置升级到 500TW 甚至更高功率, 将需要泵浦光满负荷运行。

## 5.5 小结

本章对基于钛宝石晶体的超高峰值功率的 CPA 系统中的某些关键技术进行了详尽研究。

当展宽器和压缩器光栅的刻线密度相等时, 由于放大过程中引入的高阶色散在压

缩时不能完全被补偿，导致压缩脉冲的信噪比降低。针对这种情况，采用展宽器与压缩器光栅刻线密度不匹配的方式，通常是压缩器光栅的刻线密度大于展宽器的刻线密度，通过数值模拟结果可以看出，在光栅刻线不匹配时，可以获得信噪比更高的压缩脉冲。同时对这种非匹配的压缩方式进行了实验研究，获得了变换极限的压缩脉冲。据悉，这是国内首先进行展宽压缩光栅刻线不匹配的实验研究。

对大口径钛宝石晶体横向 ASE 的抑制及折射率匹配包边技术研究。随着钛宝石晶体的口径不断加大及工作在高储能密度的饱和放大状态，钛宝石晶体的增益系数很高，则需要考虑放大的自发辐射 (ASE) 和横向寄生振荡的影响，ASE 和横向的寄生振荡将消耗上能级的反转粒子数，甚至对晶体边缘造成损坏。采取折射率匹配包边的措施可以有效抑制晶体横向自激振荡和 ASE。据悉，这是国内首先进行大口径钛宝石晶体包边的实验研究。

经过两年有余的时间，建成了一台国内最高峰值功率的钛宝石超短脉冲激光装置。200TW 装置是一个涉及面广、技术难度大的科学项目，在该项目的研制过程中，发展了相关的关键技术，为 200TW 的最终完成起到了关键作用。

该装置目前的关键技术指标为：

峰值功率：286TW

脉冲宽度：29.8fs

聚焦功率密度： $8.2 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$

该装置的脉冲激光输出功率是国内最高的，与国际同类装置比较，仅次于日本原子能研究所的 JAERI 装置（该装置输出 850TW），但是我们装置的聚焦焦斑优于日本的 JAERI 装置。而且，压缩后的脉冲宽度为 29.8fs，与光谱宽度的乘积接近付立叶变换极限。

## 结 论

本论文依托中国工程物理研究院的重大预研项目“百太瓦级超短超强脉冲激光装置研制”，主要从理论和实验上对超高峰值功率的钛宝石激光系统进行了深入细致的研究，并最终研制出国内最高峰值功率的钛宝石超短脉冲激光装置。该装置研制完成时的主要技术指标为：

中心波长 800nm

单脉冲能量 8.58J

脉冲宽度小于 30fs

光束质量：焦斑大小(FWHM)为  $5.7\mu\text{m}$  (F/1.7)

单脉冲的峰值功率达到 286TW

聚焦功率密度达到  $8.2 \times 10^{20}\text{W}/\text{cm}^2$ 。

完成了啁啾脉冲全像传递超高斯光束传输及光谱控制理论和实验研究，指导完成了百太瓦级超短超强脉冲激光装置的设计、加工、调试、测量、各关键单元实验和最后的系统集成实验。经过两年多的时间，技术上实现了重大突破。并在该激光装置上进行了两轮物理实验，实现了器件的稳定运转。该装置总体技术指标和综合性能属国内领先、国际先进水平，在多项关键技术方面做出了具有创新性的成果：

1. 建立了基于非线性薛定谔方程并与粒子数方程相结合相结合的啁啾脉冲传输放大理论模型，采用分布傅立叶算法，分析和讨论了啁啾脉冲传输的增益窄化和增益饱和效应以及色散和非线性效应；针对时空二维分布的啁啾脉冲，对增益窄化和增益饱和对脉冲的共同作用进行了分析。

2. 系统研究了空间全像传递超高斯光束传输四程放大技术，有效地利用了增益介质并获得了高光束质量的激光输出，该技术在同类激光系统中尚属首创。

3. 首次建立了“时空监测精确光栅调整”方法，可方便地对压缩器光栅进行精确调整，获得了近傅氏变换极限的脉宽和半高宽度为  $5.7\mu\text{m}$  (F/1.7) 的焦斑，焦斑质量优于国际同类装置水平（无变形镜校正），该项技术在国际上属首次应用。

4. 完成了脉冲光谱主动控制的理论分析和实验研究，采用采用可编程声光光谱色散滤波器主动控制激光光谱，成功实现了对增益窄化效应的控制和补偿，在高能量激光输出条件下获得了变换极限的压缩脉冲（ $\sim 30\text{fs}$ ）。与空间全像传递超高斯光束传输四程放大技术结合，得到了近衍射极限、聚焦性能由于国内上同类装置的光束质量。

5. 完成了啁啾脉冲展宽压缩技术的优化研究。通过优化展宽与压缩系统设计，使用不匹配的展宽压缩系统，使激光脉冲的高阶色散得到最大程度的补偿，从而获得

高信噪比和近变换极限的压缩脉冲。

6. 利用论文的研究成果，完成了国内最高峰值功率的钛宝石超强超短脉冲激光装置的研制，该装置输出的峰值功率达到 286TW（稳定运行 200TW），功率密度达到  $8.2 \times 10^{20} \text{W/cm}^2$ ，这两项指标在国际同运行装置中最高水平之一。

## 参考文献

1. J. D. Kmetec, C. L. Gordon, III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff. MeV x-ray generation with a femtosecond laser. *Phys. Rev. Lett.*. 1992, 68: 1527-1530
2. J. D. Kmetec. Ultrafast laser generation of hard x-rays. *IEEE, J. Quantum Electron.* 1992, QE.-28: 2382-2387
3. Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, et al. X-ray spectroscopy of hot solid density plasmas produced by subpicosecond high contrast laser pulses at 1018-1019W/cm<sup>2</sup>. *Phys. Plasma.* 1995, 2: 1702-1711
4. J. Workman, A. Maksimchuk, X. Liu, et al. Control of bright picosecond X-ray emission from intense subpicosecond laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*. 1995, 75: 2324-2327
5. J. F. Pellrtier, M. Chaker, J. C. Kieffer. Picosecond soft-x-ray pulses from a high-intensity laser-plasma source. *Opt. Lett.*. 1996, 21: 1040-1042
6. L'Huillier, P. Balcou. High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1053-nm laser. *Phys. Rev. Lett.*. 1993, 70: 774-777
7. J. J. Macklin, J. D. Kmetec, C. L. Gordon III. Higher order harmonic generation using intense femtosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*. 1993, 70: 766-769
8. D. von der Linde. Generation of high order optical harmonics from solid surfaces. *Appl. Phys. B.* 1999, 68: 315-319
9. T. Tajima, J. M. Dawson. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*. 1979, 43: 267-270
10. P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, et al. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding. *Phys. Rev. Lett.*. 1988, 53: 2146-2148
11. K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, et al. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated intense short laser pulse. *Phys. Rev. Lett.*. 1995, 74 :4428-4431
12. A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, et al. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. *Nature.* 1995, 377: 606-608
13. R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, et al. Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel. *Phys. Rev. Lett.*. 1997, 78:3125-3128.
14. H. Takable. Laboratory astrophysics with intense and ultra-intense lasers. *AIP Conference Proceedings of the international Conference on Superstrong Fields in Plasmas.* 1996, 3: 560-570

15. Max T, James H, Micheal E G, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasmas*. May 1994, 1: 1626-1634
16. C. Deutsch, H. Furukawa, K. Mima, et al. Interaction physics of the fast ignitor concept. *Phys. Rev. Lett.*. 1996, 77: 2483-2486
17. T. Tajima, G. Mourou. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics. *Phy. Rev. Special Topics*. 2002, .5, 031301-1-031301-1
18. 张杰. 强场物理——一门崭新的学科. *物理*. 1997, 26: 643-649
19. 彭翰生. 高功率超短脉冲激光与新奇物理现象. *强激光与粒子束*. 2000, 12: 386-391
20. D.Strickland, G.Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *pt. Comm.*. 1985, 56: 219-222
21. G.Mourou, C.Barty, and M.Perry. Ultrahigh-intensity lasers:Physics of the extreme on a tabletop. *physics Today*. 1998, 22
22. G.Mourou. The ultrahigh peak power laser: present and future. *App. Phy. B*. 1997, 65: 205-211
23. M.D.Perry. Crossing the petawatt threshold. *Science & Technology Review*. 1996, 4
24. M. D. Perry. The amazing power of the Petawatt. *Science & Technology Review*. 2000, 4
25. Heller. JanUSP opens new world of physics research. *Science & Technology Review*. 2000, 25
26. Y.Kitagawa, etal. GEKKO XII petawatt module project. *Annual Progress Repoet*. 1998, 17
27. T.Yamanaka, etal. Current status of direct drive laser fusion research at ILE Osaka University. *XXVI European conference on laser International with Matter*. 2000, 12-16
28. Y.Kitagawa, Y.Sentoku, S.Akamatsu, etal. Progress of fast ignitor studies and Petawatt laser construction at Osaka University. *Phys.Plasmas*. 2002, 9(5): 2202
29. T.Arisawa. Current status of advanced photon research program at JAERI. *XXVI European conference on laser International with Matter*. 2000, 12-16
30. K.Yamakawa, M.Aoyama, S.Matsuoka, etal. 100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate. *Opt. Lett.*. 1998, 23: 1468-1470
31. M. Aoyama, K. Yamakawa, Y.Akahane, etal. 0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*. 2003, 28: 1594-1596
32. Zhou.J.P, etal. The LULI 100-TW Ti:Sapphire/Nd:glass laser: a first step towards a high performance petwatt facility, *Proceedings of SPIE*. 1998,3492: 94-97



33. 王清月, 戴建明, 向望华等. 掺钛蓝宝石激光器实现飞秒级自聚焦缩模运转. 光学学报. 1993, 13: 93
34. 王清月, 张伟力, 王勇等. 飞秒激光啁啾脉冲放过程中的放大自发辐射及其抑制. 中国科学. 2000, 5: 456
35. 张树葵, 文国庆, 周丕璋等. 钛宝石飞秒激光的啁啾脉冲再生放大. 强激光与粒子束. 1996, 8: 500-506
36. 张树葵, 文国庆, 王晓东等. 双向泵浦钛宝石脉冲激光的多通放大. 强激光与粒子束. 1997, 9: 240-244
37. 魏志义, 张杰, 夏江帆等. 飞秒激光脉冲的高效率放大研究. 强激光与粒子束. 1999, 11: 538-542
38. 魏志义, 张杰, 夏江帆等. 高效率太瓦级飞秒掺钛蓝宝石激光装置. 中国科学. 2000, 30: 1046-1050
39. 徐至展, 杨晓东, L.Vigrou, et al. 5.4TW/46fs 级台式钛宝石超短超强激光系统. 中国科学. 2000, 30: 63-69
40. Z. Z. Xu, X. D. Yang, Y. X. Leng, et al. High-power output from a compact OPCPA laser system. China. Opt. Lett.. 2003, 1: 24-27
41. 黄小军, 彭翰生等. 20TW 超短脉冲激光装置研制. 强激光与粒子束. 2003, 15: 1191-1194
42. C Sauteret, D Husson, G Thiell, et al. Generation of 20-TW pulses of picosecond duration using chirped-pulse amplification in a Nd:glass power chain. Opt. Lett.. 1991, 16: 238-240
43. F G Patterson, R Gonzales, M D Perry. Compact 10-TW, 800-fs Nd:glass laser. Opt. Lett.. 1991, 16: 1107-1109
44. K Yamakawa, H Shiraga, Y Kato, et al. Prepulse-free 30-TW, 1-ps Nd:glass laser. Opt. Lett.. 1991, 16: 1593-1595
45. C P J Barty, C L Gordon III, B E Lemoff. Multiterawatt 30-fs Ti:sapphire laser system. Opt. Lett.. 1994, 19: 1442-1444
46. J Zhou, C P Huang, M M Murnane, et al. Amplification of 26-fs, 2-TW pulses near the gain-narrowing limit in Ti:sapphire. Opt. Lett.. 1995, 20: 64-66
47. B Walker, C Toth, D N Fittinghoff, et al. A 50-EW/cm<sup>2</sup> Ti:sapphire laser system for studying relativistic light-matter interactions. Opt. Exp.. 1999, 5: 196-202
48. T Ditmire, M D Perry. Terawatt Cr:LiSrAlF<sub>6</sub> laser system. Opt. Lett.. 1993, 18: 426-428
49. P Beaud, M Richardson, E J Miesak, et al. 8-TW 90-fs Cr:LiSAF laser. Opt. Lett.. 1993,

- 18: 1550-1552
50. Pennington D M, Perry M D. The Petawatt Laser System[R], UCRL-JC-124492. March, 1997.
51. M D Perry, D Pennington, B C Stuart, et al. Petawatt laser pulses. *Opt. Lett.*. 1999, 24: 160-162
52. W. Koecher. Solid-state laser Engineering. 孙文, 江泽文, 程国祥译. 科学出版社. 2002
53. Pittman M, Ferre S. Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system. *Appl. Phys.*. 2002, B74: 529-535.
54. <http://www.cutech.edu.cn/chengguo/introduction/xueke/dianzitongxun/00008.asp>
55. 王勇. 自启动飞秒太瓦级激光放大系统的研究. 博士论文, 天津大学, 2000
56. G. Cerullo, S. De. Silvestri, and V Magni. Self-starting Kerr lens mode-locking of a Ti:sapphire laser. *Opt.Lett.*. 1994, 19,: 1040
57. D.H.Sutter, G.Steinmeyer, L.Gallmann, N.Matuschek, F.Morier-Genoud, and U.Keller. Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime. *Opt. Lett.*. 1999, 24: 631-633
58. R. L. Fork, O.E.Martinez, and J. P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms. *Opt. Lett.*. 1984, 9: 150-153
59. G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, U. Keller. Frontiers in ultrashort pulse generation:pushing the limits in linear and nonlinear optics. *Science*. 1999, 286: 1507-1512
60. B. E. Lemoff, J. P. J. Barty. Qunintic-phase-limited, spatially uniform expansion and recompression of ultrashot optical pulses. *Opt. lett.*. 1993, 18:1651-1653
61. S. Kane, J. Squier, J. V. Rudd, and G.Mourou. Hybrid grating-prism stretcher-compressor system with cubic phase and wavelength tunability and decreased alignment sensitivity. *Opt. Lett.*. 1994, 19: 1876
62. G. Cheriaux, P. Rousseau and F. Salin. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Opt. lett.*. 1996, 21: 414-416
63. S. Kane, J. Squier. Prism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1997, 14: 661
64. S. Kane, J. Squier. Fourth-order dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse



- amplification systems. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1997, 14: 1237
65. G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, L. F. Dimauro. Aberration-free stretcher design for ultra-short pulse amplification. *Opt. Lett.* 1996, 21: 414-416
  66. 黄圣鸿. 掺钛蓝宝石飞秒激光放大系统的理论和实验研究. 硕士论文, 西北大学. 2002
  67. 杨晓东, 张正泉, 徐至展. 钛宝石再生放大器实验研究. *光学学报.* 1998, 18: 1170-1175
  68. 黄小军, 张树葵, 王晓东等. 双向泵浦钛宝石的四通放大器. *强激光与粒子束.* 1999, 11: 649-652
  69. 吴秋阳, 王文耀, 杨晓东等. 超短脉冲激光再生与多程放大器的理论分析与实验建立—理论部分. *光学学报.* 1999, 19: 340-346
  70. 侯洵, 阮双琛, 杨建军等. 低重复率的 Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 飞秒激光放大器研究. *光子学报.* 1997, 26: 193-196
  71. F. G.Patterson, J. Bonlie, D. Price, and B. White. Suppression of parasitic lasing in large-aperture Ti:sapphire laser amplifiers. *Opt. Lett.* 1999, 24:963-965
  72. E. B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction grating. *IEEE J. Quantum Electron.* 1997, 5:454
  73. Jeff Squier, Chris P. J. Barty, et al. Use of mismatched grating pairs in chirped-pulse amplification systems. *APPLIED OPTICS.* 1998, 37: 1638-1641
  74. P. Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Opt. Comm.* 1997, 140: 245
  75. F. Verluise, V. Laude, J. Huignard, et al. Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves. *J. Opt. Soc. Am. B.* 2000, 17:138
  76. F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, et al. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. *Opt. Lett.* 2000, 25:575-577
  77. Agrawal G P.. *Nonlinear Fiber Optics*, Boston, MA: Academic. 2001 Third Edition
  78. Blanc C. L., Curley P., Salin F.. Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti:sapphire amplifiers, *Opt.Commun.* 1996, 131: 391-398
  79. L. M. Frantz, J. S. Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *Appl. Phys.* 1963, 34: 2346-2349
  80. Matsuoka S and Yamakawa K.. Development of a model for chirped-pulse

- amplification of sub-20fs laser pulses. *Jpn. J.App.Phys.* 1998, 37: 5997-6000
81. Gogoleva N. G. and Gorbunov V. A.. Modelling of chirped pulse amplification laser, *SPIE.* 1996, 2770: 23-30
82. Bridges R. E., Boyd R.W., and Agrawal G. P.. Multidimensional coupling owing to optical nonlinearities.I. General formulation. *J. Opt. Soc. Am.* 1996, B13(3): 553-559
83. Chuang Y.-H., Zheng L., and Meyerhofer D.D.. Propagation of light pulses in a chirped-pulse amplification laser *IEEE J. Quantum. Electron.* 1993, 29(1): 270-280
84. 卢兴强, 范滇元, 钱列加. 高功率钛宝石激光放大器理论研究. *光学学报.* 2002, 22(9): 1059-1062
85. 卢兴强, 钱列加, 范滇元. 啁啾脉冲激光放大器输出光束时间特性的理论和数值模拟. *中国激光.* 2002, 29(10): 882-884
86. 卢兴强, 范滇元. 增益饱和在整形放大啁啾脉冲中的作用. *光学学报.* 2002, 22(12):1433-1437
87. 楚晓亮, 张彬. 超短脉冲在放大介质中传输特性研究. *光子学报.* 2004, 33 (6) : 641-644
88. 杨建军, 侯洵. 啁啾脉冲激光放大的数值分析. *强激光与粒子束.* 1999, 11 (2) : 165-171
89. Backus S., Durfee III C.G., Murnane M. M. et al. High power ultrafast lasers. *Review of scientific instruments.* 1998,69(3): 1207-1223
90. 赵尚弘, 王屹山, 陈国夫等. 钛宝石超短脉冲放大过程中的增益窄化效应. *光子学报.* 1997, 26:197-200
91. M. D. Perry and B. W. Shore, *Petawatt Laser Report.* 1996, UCRL-ID-124933
92. [http://physics.indiana.edu/~p451\\_s03/experiments/Fabryperot.pdf](http://physics.indiana.edu/~p451_s03/experiments/Fabryperot.pdf)
93. C. P. J. Barty, C. L. Gordon III, B. E. Lemoff. Multiterawatt 30-fs Ti:sapphire laser system. *Opt. Lett.* 1994, 19: 1442-1444
94. <http://www.nsu.ru/srd/lis/english/amet-bft.htm>
95. J. P. Chambaret, C. L. Blanc, G. Chériaux, et al. Generation of 25-TW, 32-fs pulses at 10 Hz. *Opt. Lett.* 1996, 21: 1921-1923
96. 魏志义, 张杰, 夏江帆等. 飞秒激光脉冲的高效率放大研究. *强激光与粒子束.* 1999, 5:538
97. 杨建军, 姜连勃, 罗烽等. 光谱滤波实现激光啁啾放大的脉冲整形. *深圳大学学报.* 2002, 19: 7-14
98. 雒文斌. 飞秒钛宝石激光放大器及其放大系统的研究. 硕士论文, 西北大学光子学

与光子技术研究所. 2000, ch5, 42

99. 曹东茂, 魏志义, 腾浩等. 整形种子脉冲克服放大过程中增益窄化效应的研究. 物理学报. 2000, 6: 1202
100. 贺晓旭, 白晋涛, 侯洵. 高斯型光谱设计在飞秒激光放大器中消除增益窄化效应的研究. 光子学报. 2001, 30: 957-950
101. 蓝信钜. 激光技术. 科学出版社. 2001
102. <http://www.fastlite.com/public/Dazzler>
103. D.Kaplan & P.Tournois. Theory and performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping, J. Phys. IV France 2002,12, Pr5-69/75
104. J.L.Collier, C Hernandez-Gomez, S J Hawkes, et al. Vulcan Petawatt – Compressor and system commissioning. Laser Science and Development – Vulcan Petawatt, Central Laser Facility Annual Report. 168-173, 2002/2003
105. S. Bahk, P. Rousseau, T. Planchon, et al. Generation and characterization of the highest laser intensities ( $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>).
106. Baumhacker, G. Pretzler, K. J. Witte, et al. Correction of strong phase and amplitude modulations by two deformable mirrors in a multistaged Ti:sapphire laser. Opt .Lett.. 2002, 27:1570-1573

## 攻读博士学位期间发表的学术论文

1. 魏晓峰, 吕志伟, 曾晓明, 朱启华等. 光参量啁啾脉冲饱和放大的增益稳定性研究. 强激光与粒子束. 2004, 16(12): 1540-1544
2. 魏晓峰, 吕志伟, 黄小军, 王晓东等. 超高斯光束在超短脉冲激光系统中的传输. 强激光与粒子束. 2005, 17(1): 73-78
3. 魏晓峰, 吕志伟, 刘兰琴, 彭翰生, 黄小军, 王晓东等. 超短脉冲激光系统中用于光谱整形和群延迟控制的可编程声光色散滤波器. 激光与光电子学进展. 2004, 41(3): 30-34
4. X. F. wei, X. M. Zhang, F. Jing, Zh .Sui, W. G. Zheng, H. S. Peng, D. Y. Fan, X. T. He. Status of the Technical Integration Line. Inertial Fusion Sciences Applications. 2001
5. 魏晓峰. 超短超强激光技术的发展. 2003 年度中国工程物理研究院学术年会, 特邀报告
6. 魏晓峰. 高峰值功率固体激光技术. 2004 年全国全固态激光技术与应用会议, 特邀报告
7. 黄小军, 魏晓峰, 彭翰生, 王晓东, 袁晓东, 周凯南. 20TW 超短脉冲激光装置的研制. 强激光与粒子束. 2003, 15(12): 1191-1194
8. 刘军, 魏晓峰, 黄小军, 陈慰宗, 袁晓东, 王晓东. BBO, LBO, KDP 晶体光参量啁啾脉冲放大特性的比较研究. 强激光与粒子束. 2003, 15(6): 555-558
9. 李恪宇, 魏晓峰, 蔡邦维, 马驰, 张彬, 吕志伟. ICF 驱动器长脉冲下三倍频晶体中的横向受激拉曼散射. 强激光与粒子束. 2003, 15(8): 776-780
10. 马驰, 魏晓峰等. 高强度三倍频实验研究. 激光与光电子学进展. 2001, 38(9):10-10

## 哈尔滨工业大学博士学位论文原创性声明

本人郑重声明：此处所提交的博士学位论文《超高峰值功率激光脉冲产生及控制技术研究》，是本人在导师指导下，在哈尔滨工业大学攻读博士学位期间独立进行研究工作所取得的成果。据本人所知，论文中除已注明部分外不包含他人已发表或撰写过的研究成果。对本文的研究工作做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式注明。本声明的法律结果将完全由本人承担。

作者签字：魏晓峰

日期：2004年12月10日

## 哈尔滨工业大学博士学位论文使用授权书

《超高峰值功率激光脉冲产生及控制技术研究》系本人在哈尔滨工业大学攻读博士学位期间在导师指导下完成的博士学位论文。本论文的研究成果归哈尔滨工业大学所有，本论文的研究内容不得以其它单位的名义发表。本人完全了解哈尔滨工业大学关于保存、使用学位论文的规定，同意学校保留并向有关部门送交论文的复印件和电子版本，允许论文被查阅和借阅。本人授权哈尔滨工业大学，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文，可以公布论文的全部或部分内容。

保密 ，在 \_\_\_\_\_ 年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密 。

(请在以上相应方框内打“√”)

作者签名：魏晓峰

日期：2004年12月10日

导师签名：吕志伟

日期：2005年1月30日

## 致 谢

本论文得以完成，首先要感谢导师吕志伟教授，是他以渊博的学识，严谨的治学态度以及科研作风，言传身教，严格要求，使我的论文得以完成。

感谢哈尔滨工业大学，是哈尔滨工业大学给了我这样一次学习的机会，哈工大严谨的教学及科研理念，规范的管理，协同攻关的氛围，高水平的成果，报效国家的境界，在我所认识的每一位老师身上都得以体现，这将对我今后的工作受益非浅。

感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心所提供的高水平的研究平台，使我能得以完成研究论文。

感谢中物院激光聚变研究中心激光技术工程部星光组的全体人员，是他们的大力帮助才使我得以顺利完成论文。

## 个人简历

作者于 1982 年 7 月毕业于云南大学物理系，同年 8 月分配到中国工程物理研究院核物理与化学研究所工作，2000 年 4 月分所到中国工程物理研究院激光聚变研究中心工作。

作者长期从事高功率固体激光技术研究，现为中国工程物理研究院激光聚变研究中心研究员，神光III原型装置项目责任总师，激光聚变研究中心激光技术工程部主任，国家高技术 804 主题驱动器总体技术专题专家组组长。

长期以来曾负责组织实施并完成了多项国家大型科研任务，曾获国家级科技进步三等奖一次，部委级及军队级科技进步奖一、二、三等奖十余次，发表学术论文数十篇。