



13004103

申请上海交通大学博士学位论文

# 啁啾脉冲放大环境中的光参量噪声研究

**专    业：** 光学工程

**博 士 生：** 王 静

**导    师：** 钱列加 教授

上海交通大学物理与天文系

2016 年 05 月



13004103

**Ph.D. Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University**

**Optical parametric noise in chirped-pulse amplification  
systems**

**Author:** Wang Jing

**Advisor:** Prof. Qian Liejia

**Specialty:** Optics Engineering

Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong

University

May, 2016



## 啁啾脉冲放大环境中的光参量噪声研究

### 摘 要

超短超强激光是激光技术和光学工程领域重要的学科方向，它的基础是飞秒超快技术和啁啾脉冲放大(CPA)技术。超短超强激光可以在实验室内创造出超高能量密度、超强电磁场和超快时间尺度的综合性极端物理条件，开创了激光聚变、等离子体粒子加速、激光核物理、实验室天体物理等前沿科学方向。持续提升激光脉冲峰值功率并降低其“时域”噪声，即同时实现“激光更强、噪声更弱”，是开拓超短超强激光重大科学应用所期盼的关键激光性能。过去 30 年，强激光系统发展的重点是“让激光更强”。迄今为止有两种版本的强激光系统：基于能级型激光增益介质的 CPA 系统和基于非线性光学晶体的光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)系统。这两类系统均已实现拍瓦( $10^{15}$  W)水平的超高峰值功率输出，激光聚焦光强达到  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>。但在强场物理实验中，不仅期望激光脉冲具有足够高的峰值光强，同时要求脉冲前沿足够干净，即前沿噪声光场的强度必须小于靶的电离阈值 ( $\sim 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>)。为此引入脉冲信噪比这一重要的指标来表征超短超强激光脉冲的品质，它的定义是主脉冲的峰值强度与脉冲前沿噪声光场强度的比值。对于拍瓦级超强激光脉冲，通常要求脉冲信噪比高于  $10^{10}$ ，而目前的强激光系统输出脉冲信噪比的典型值为  $10^8$ - $10^9$ 。超高信噪比的挑战是超短超强激光领域至今尚未解决的重大科学技术问题。

“让噪声更弱”是强激光系统发展的必然趋势。超短超强激光系统的一个重要特征是放大器采用啁啾脉冲注入，激光的频率与时间直接关联，这使得系统的时域噪声相比传统的激光放大器更为复杂。另一方面，目前的超短超强激光系统对信噪比的控制只局限于对种子脉冲做净化处理，对放大器噪声尚无有效的控制方法，这是超短超强激光难以实现超高信噪比的关键技术瓶颈。为此，迫切需要开展针对啁啾脉冲放大器的噪声机理和降噪技术研究。



本论文以超短超强激光脉冲信噪比提升总体为目标，选择放大过程更为复杂的 OPCPA 系统作为具体研究对象（研究结果对于传统能级型 CPA 同样具有借鉴意义），对 OPCPA 放大器噪声开展系统研究，在此基础上提出并论证了适用于 OPCPA/CPA 放大器的主动降噪技术。论文的主要研究工作和创新成绩总结如下：

**1、 研究发现了 OPCPA 放大器中两类新的噪声产生机理，即“后沿次脉冲向前沿转移”和“光散射起源的参量噪声”，全面研究了两类噪声的产生、增长规律及其对系统输出脉冲信噪比的影响。**

后沿次脉冲向前沿转移指的是由光学元件表面反射引入的后沿次脉冲，经过 OPCPA 放大器，将在主脉冲的前沿衍生出若干噪声脉冲，导致脉冲前沿信噪比迅速退化。这一前沿噪声衍生过程的物理基础是光参量放大过程固有的非线性。光散射起源的参量噪声指的是信号激光的光散射背景（来源于瑞利散射等）在 OPCPA 放大器中能够自发地满足位相匹配条件，形成一种新形式的光参量噪声，其强度通常显著强于量子噪声起源的参量荧光，是限制 OPCPA 能量转换效率的重要因素。

**2、 引入功率谱密度分析的方法研究了 OPCPA 放大过程中噪声的整体演变规律，揭示了 OPCPA 放大器中不同类型、不同调制频率的噪声之间会发生非线性相互作用，深入研究了噪声非线性相互作用的强度对放大器工作参数的依赖关系，及其对输出脉冲信噪比的影响。**

为了准确、系统地描述啁啾脉冲放大器（包括 OPCPA、CPA 系统）噪声，引入功率谱密度的分析方法，建立了系统输出脉冲信噪比与放大过程中信号光调制增长的定量对应关系。在此基础上，研究发现了 OPCPA 放大器中不同类型、不同调制频率的噪声之间将发生非线性相互作用，由此衍生出若干新的噪声成分（对应着不同调制频率成分的和频、差频），导致输出脉冲的时域噪声发生非线性展宽。

**3、 提出了对啁啾脉冲放大器进行主动降噪的新技术——时空啁啾耦合滤波技术（美国专利授权），通过理论推导、数值模拟和实验研究验证了技术可行性，将脉冲信噪比提升技术从过去只能净化种子脉冲推进到对放大器降噪处理的新阶段。**



13004103

在目前的啁啾脉冲放大技术方案中，信号脉冲只具有时域啁啾，而在本论文提出的时空啁啾耦合滤波技术中，额外地引入空间啁啾“修饰”信号脉冲，使得信号与噪声在放大、压缩过程中遵循不同的时空演变特性，最终在压缩器输出端发生时空分离，因此能够通过空间光阑简单、高效地滤除放大器的时域噪声。通过数值模拟验证了该技术对 OPCPA 放大器中的参量荧光、泵浦噪声转移、后沿脉冲向前沿转移等噪声都具有显著的滤除效果；此外，滤波光阑对激光主脉冲的透过率接近 100%，这是之前所有脉冲信噪比提升技术都无法做到的高效率。基于小口径 OPCPA 系统开展实验研究，演示了时空啁啾脉冲的产生、放大、压缩性能，验证了该技术可将 OPCPA 放大器噪声降低 1-2 个数量级，将输出脉冲信噪比提升至  $10^{10}$  水平。

**关键词：**超短超强激光，脉冲信噪比，光参量啁啾脉冲放大，强激光放大器噪声，时空啁啾耦合滤波技术



## OPTICAL PARAMATRIC NOISE IN CHIRPED-PULSE AMPLIFICATION SYSTEMS

### ABSTRACT

Ultra-short and ultra-intense laser based on technologies of ultrafast optics and chirped-pulse amplification (CPA), is an important branch of modern laser technology and optics engineering. It provides a promising research tool for scientific frontiers such as laser plasma particle acceleration and laser fusion ignition, opening up broad prospects for high energy density physics research. Over the past 30 years, the development of high-power laser has its focus consistently on ‘increasing laser power’. There are two categories of high-power laser systems to date: chirped-pulse amplification (CPA) system based on laser gain media and optical parametric chirped-pulse amplification (OPCPA) system based on nonlinear crystal. Both systems has demonstrated the ability to produce laser peak power of petawatt-scale peak power and focused intensity exceeding  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. To perform a well-controlled strong-field-physics experiment with such an ultra-intense laser pulse, it requires that the optical noise preceding the main ultra-intense pulse should be weaker than the target ionization threshold (i.e.,  $<10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>). Signal-to-noise ratio (SNR), defined as the ratio between the laser peak intensity to the intensity of optical noise preceding the main pulse, is thus introduced as a characterization parameter indicating the noise level (or pulse quality) of intense laser pulses. For a laser pulse with peak intensity of  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, SNR higher than  $10^{10}$  is required to prevent destructive preionization of the target by the optical noise. The challenge to achieve such an extremely-high SNR for ultra-short ultra-intense laser remains a worldwide unsolved technical problem.

Decreasing the noise is thus an essential condition to make ultra-short ultra-intense lasers qualified for strong-field research, and this should be the new trend for the development of high-power lasers. An important and unique feature of ultra-short ultra-intense laser facility is that the amplifiers are injected by chirped-pulse. The chirp introduces a time-frequency mapping, which makes the amplifiers have very different noise performance with



conventional laser amplifiers. To solve the SNR problem of ultra-short ultra-intense laser pulses, it is in urgent need to carry out the research on the noise dynamics in chirped-pulse amplifier environment and develop suitable noise-reduction techniques.

With the goal of achieving ultrashort ultra-intense laser pulses with unprecedented high SNR, this thesis is dedicated to a fundamental research on the noise in high-power laser amplifiers as well as the development of suitable noise-reduction technique for these amplifiers. OPCPA amplifiers which has a relatively complex amplification process is taken as main research object, and the relevant results has reference significance to the traditional CPA amplifiers based on laser gain media. The main research results and achievements of this work include:

**1. Based on noise power-spectral-density analysis, the noise dynamics in OPCPA amplifiers is thoroughly studied. It is newly found that nonlinear interaction between different noise components and different types of noise occurs in OPCPA amplifiers, which results in the generation of abundant new noise components.**

We firstly prove the intensity profile of OPCPA noise output from the compressor is the equivalent of noise power-spectral-density distribution. Based on this, the work delves into a detailed study on the evolution of noise power-spectral-density during nonlinear parametric amplification processes. This innovative method of analysis allows us to find that noise exhibits nonlinear dynamic evolution in OPCPA amplifiers, i.e., nonlinear interactions between different noise components generally occur due to the inherent nonlinearity of parametric gain. The major result is the generation of abundant new noise components with intensities continuously increasing with the parametric gain and amplifier saturation level. This nonlinear noise interaction effects significantly impact the SNR of amplified pulse.

**2. Two important noise mechanisms universal in OPCPA amplifiers, termed as *nonlinear transfer of post-pulse to pre-pulses* and *parametric noise initiated from light scattering*, are newly revealed and detailed studied.**

In practical OPCPAs, there is always post-pulses (pulse replicas) introduced by such as double internal surface reflections. For a chirped signal pulse, this post-pulse would interfere with the main signal pulse and induce an amplitude modulation on signal spectrum. We theoretically demonstrate that this signal spectrum would undergo nonlinear deformation during amplification due to the nonlinearity of parametric gain in saturated regime. A series of



pre-pulses will be derived from this nonlinear spectral evolution, and degrades the SNR of amplified pulse dramatically.

Besides, light scattering is an omnipresent physical process accompanying beam propagation. It is experimentally demonstrated that the scattered light of signal beam could be effectively enhanced through optical parametric amplification, forming a new form of parametric noise. Such scattering-initiated parametric noise behaves similarly to parametric super-fluorescence in the spatial domain, yet is typically stronger than quantum-noise initiated parametric super-fluorescence by 1-2 orders of magnitude. It is therefore a substantial limiting factor for the energy conversion efficiency of OPCPA.

**3. An active noise reduction technique applicable to high-power laser amplifiers, termed as spatiotemporal-coupling filter scheme, is proposed and demonstrated theoretically and experimentally in detail.**

The chirped-pulse amplification technology uses signal pulse with pure temporal chirp. For the spatiotemporal-coupling filter (STCF) scheme proposed in this work, additional spatial chirp is introduced to ‘dress up’ the chirped signal pulse. A spatiotemporal coupling in intensity distribution resulted from the simultaneous spatial and temporal chirp could be passed on to the noise field during dechirping the amplified signal, which makes the noise and compressed signal pulse highly distinguishable not only in time but also in space, and hence support simple and efficient filtering of noises performed in the spatial domain. Numerical simulations show that this proposed technique is capable of reducing all kinds of typical noise in OPCPA amplifier, and can generally enhance SNR by 3-5 orders of magnitude. Verification experiments were also carried out based on a single-stage OPCPA system. The experiments successfully demonstrate the production and effective amplification of spatiotemporal-chirped pulse, as well as the spatial separation of amplifier noise from the main signal pulse at the compressor output.

**Keywords:** ultra-short ultra-intense laser, chirped-pulse-amplification, signal-to-noise ratio, noise in optical parametric chirped-pulse amplifiers, spatiotemporal-coupling filter scheme





13004103

摘 要 .....	I
ABSTRACT .....	IV
主要符号对照表 .....	X
<b>第一章 绪 论 .....</b>	<b>1</b>
1.1 概述 .....	1
1.2 超短超强激光技术发展历程 .....	2
1.2.1 啁啾脉冲放大技术 (CPA) .....	3
1.2.2 光参量啁啾脉冲放大 (OPCPA) .....	5
1.2.3 超短超强激光装置概述 .....	7
1.3 超短超强激光的信噪比问题 .....	12
1.3.1 超短超强激光的脉冲信噪比现状 .....	13
1.3.2 超短超强激光系统的光噪声 .....	20
1.4 论文主要研究内容与安排 .....	22
<b>第二章 光参量啁啾脉冲放大基本理论 .....</b>	<b>24</b>
2.1 概述 .....	24
2.2 耦合波方程组 .....	24
2.3 位相匹配条件 .....	26
2.3.1 共线 OPCPA 位相匹配 .....	29
2.3.2 非共线 OPCPA 位相匹配 .....	31
2.3.3 Magic 位相匹配 .....	33
2.4 小信号增益与增益带宽 .....	35
2.4.1 小信号增益 .....	35
2.4.2 参量增益带宽 .....	36
2.5 能量转换效率 .....	38
2.6 非线性晶体的选择 .....	42
2.7 本章小结 .....	44
<b>第三章 OPCPA 放大器噪声特性研究 .....</b>	<b>45</b>



13004103

## 目 录

3.1 概述.....	45
3.2 时域噪声的功率谱密度分析方法.....	45
3.2.1 功率谱密度的定义.....	46
3.2.2 OPCPA 压缩器输出端的噪声强度分布.....	47
3.3 参量超荧光 (PSF).....	49
3.3.1 PSF 衬底的分布形态.....	51
3.3.2 PSF 衬底的时间宽度.....	52
3.3.3 PSF 衬底的非线性延伸.....	53
3.4 泵浦噪声转移.....	53
3.4.1 数值模拟.....	54
3.4.2 小信号近似解.....	56
3.5 噪声交叉调制.....	58
3.5.1 泵浦噪声间交叉调制.....	59
3.5.2 信号光噪声间交叉调制.....	61
3.5.3 泵浦噪声与信号噪声的交叉调制.....	63
3.6 本章小结.....	65
<b>第四章 OPCPA 放大器中两类新的噪声机理.....</b>	<b>66</b>
4.1 概述.....	66
4.2 后沿次脉冲向前沿非线性转移.....	66
4.2.1 数值模拟.....	67
4.2.2 理论模型.....	69
4.2.3 信噪比退化.....	72
4.3 散射起源的光参量噪声.....	77
4.3.1 激光束光散射背景的直接测量.....	78
4.3.2 实验光路.....	79
4.3.2 散射噪声的参量放大特性.....	80
4.4 本章小结.....	86
<b>第五章 时空啁啾耦合滤波技术.....</b>	<b>87</b>
5.1 概述.....	87
5.2 超短脉冲的时空耦合现象.....	87
5.2.1 脉冲前沿倾斜.....	88
5.2.2 空间啁啾.....	88
5.2.3 角色散.....	91



13004103

目 录

---

5.2.4 时空啁啾.....	93
5.3 时空啁啾耦合滤波技术的基本理论.....	95
5.3.1 基本思想.....	95
5.3.2 理论推导.....	96
5.3.3 数值模拟.....	97
5.4 实验验证.....	105
5.4.1 实验设计.....	105
5.4.2 实验结果.....	107
5.5 本章小结.....	113
<b>第六章 全文总结.....</b>	<b>114</b>
6.1 主要结论.....	114
6.2 论文的主要不足.....	115
6.3 下一步工作计划.....	115
<b>参 考 文 献.....</b>	<b>116</b>
<b>攻读博士学位期间已发表或录用的论文.....</b>	<b>129</b>
已发表或录用的学术论文.....	129
已授权或受理的发明专利.....	130
<b>致 谢.....</b>	<b>131</b>



## 主要符号对照表

CPA	啁啾脉冲放大(Chirped-Pulse Amplification)
OPA	光参量放大(Optical Parametric Amplification)
OPCPA	光参量啁啾脉冲放大(Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification)
<b>ASE</b>	<b>放大自发辐射(Amplified Spontaneous Emission)</b>
<b>PSF</b>	<b>参量超荧光(Parametric Super-Fluorescence)</b>
XPW	交叉偏振波产生(Cross-Polarized Wave generation)
PM	等离子体镜 (Plasma Mirror)
Ti:Sa	掺钛蓝宝石 (titanium-sapphire, $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ )
BBO	偏硼酸钡 (Beta Barium Borate, $\beta\text{-Ba}_2\text{B}_2\text{O}_4$ )
LBO	三硼酸锂 (Lithium Triborate, $\text{LiB}_3\text{O}_5$ )
YCOB	三硼酸钙氧钇 (yttrium calcium oxyborate, $\text{YCa}_4\text{O}(\text{BO}_3)_3$ )
KDP	磷酸二氢钾 (Potassium Dihydrogen Phosphate, $\text{KH}_2\text{PO}_4$ )
DKDP	氘化磷酸二氢钾 (Potassium Dideuterium Phosphate, $\text{KD}_2\text{PO}_4$ )
Nd:YAG	钕铝石榴石晶体 (neodymium-doped yttrium aluminum garnet, $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ )
GVM	群速度失配 (Group Velocity Mismatch)
GVD	群速度色散 (Group Velocity Dispersion)
GDD	群色散延迟 (Group Dispersion Delay)
OPP	光参量位相(Optical Parametric Phase)
PSD	功率谱密度(Power Spectral Density)
STC	时空耦合(Spatio-temporal coupling)
FROG	频率分辨光学开关测量系统(frequency resolved optical gating)
FWHM	半高全宽 (Full Width at Half Magnitude)
ELI	极端光强设施计划(Extreme Light Infrastructure)
PFS	拍瓦强场诊断装置(Petawatt Field Synthesizer)



# 第一章 绪论

## 1.1 概述

自 1960 年世界上第一台激光器<sup>[1]</sup>问世以来,“让激光更强”始终是激光技术发展的一个重要使命。随着飞秒超快技术、啁啾脉冲放大技术以及相关材料与元器件的蓬勃发展,目前已经可以在台面尺寸的激光系统中产生峰值功率超过 1 拍瓦(PW,  $10^{15}\text{W}$ )、聚焦光强高达  $10^{21}\text{-}10^{22}\text{W/cm}^2$ 、脉冲宽度为飞秒(fs,  $10^{-15}\text{s}$ )量级的超短超强激光脉冲<sup>[2-4]</sup>。超短超强激光在国家安全、先进能源和重大科学前沿研究中均有着重要的应用价值:一方面基于“超强”的特性,可以在实验内创造出前所未有的超高能量密度、超强电磁场的极端物理条件,推动了激光聚变、等离子体粒子加速、实验室天体物理、核物理、高能物理等前沿科学研究与应用的发展<sup>[5-10]</sup>;另一方面基于其“超短”的特性,可以对原子、分子运动水平上的超快过程进行成像、诊断和操控,有望在化学、生物学及医学领域产生重大的科学技术突破<sup>[11-14]</sup>。

基于超短超强激光开展粒子加速<sup>[15,16]</sup>、快点火激光聚变<sup>[17]</sup>,高次谐波产生<sup>[7]</sup>等重要的物理实验,不仅要求激光脉冲具有足够高的峰值光强,同时需要激光脉冲足够干净,即主脉冲前沿的噪声光场强度必须低于靶的电离阈值(对于固体靶,电离阈值约  $10^{11}\text{W/cm}^2$ )<sup>[18]</sup>,才能保障超强激光场与目标靶的有效作用。为此,引入脉冲信噪比这一指标来表征超短超强激光脉冲的品质。脉冲信噪比的定义为脉冲峰值光强与前沿噪声光场强度的比值,表征的超短超强激光脉冲的时域质量。激光脉冲的峰值功率越高,相应的脉冲信噪比要求也越高。对于拍瓦级超强激光脉冲(聚焦峰值光强为  $10^{21}\text{-}10^{22}\text{W/cm}^2$ 水平),通常要求脉冲信噪比 $>10^{10}$ 。国际上各强激光实验室都在规划建设单束十拍瓦以及多路合束百拍瓦的极端强激光装置,其中最著名的是欧洲的 ELI 计划,其目标是发展峰值功率达 200 PW 的极端强激光,实现超相对论的聚焦光场强度( $\sim 10^{24}\text{W/cm}^2$ ),届时对脉冲信噪比的指标要求将提升至  $10^{13}$ 以上。而目前的超短超强激光装置(输出激光峰值功率高于百太瓦)输出脉冲信噪比的典型值只有  $10^8\text{-}10^9$ 。超高信噪比的指标要求是对强激光技术和工程能力的一种极限挑战。如何“让噪声更弱”,实现物理实验所要求的超高脉冲信噪比是当前超短超强激光领域亟需解决的核心科学技术问题,也将是强激光系统发展的必然趋势。



## 1.2 超短超强激光技术发展历程

持续提升激光的输出功率是激光技术发展不懈追求的目标，所要解决的核心技术问题是如何将更多的激光能量压缩到更窄的时间宽度内。如图 1-1 所示，激光发明之初的自由运转激光器，输出的激光脉冲功率为千瓦(kW)水平，脉冲宽度为微秒( $\mu\text{s}$ ,  $10^{-6}$ )量级。之后依赖于“激光调 Q 激光锁模 啁啾脉冲放大”三次关键的技术革新，激光脉冲的峰值功率提升了 10 个数量级以上，目前已达到拍瓦水平。

1961 年，Hellwarth 和 Mccling 提出了通过激光调 Q 产生激光巨脉冲的方法<sup>[20]</sup>。将激光谐振腔的增益与损耗的比值称为 Q 值，调 Q 技术指的是调控激光谐振腔的 Q 值，使得谐振腔在激光泵浦阶段对应低 Q 值(充分泵浦)，而在激光振荡阶段对应高 Q 值(充分抽运)，因此将激光泵浦阶段储存的激光能量(上能级粒子数反转)快速释放，产生高功率的激光巨脉冲。1962 年，第一台调 Q 激光器问世，输出激光脉冲的峰值功率为 600 kW，脉冲宽度约  $10^{-7}$  s<sup>[21]</sup>；之后随着电光调 Q、声光调 Q、可饱和吸收调 Q 等调 Q 方式的发展<sup>[22]</sup>，激光输出功率线性增长，到了上世纪八十年代，基于激光调 Q 技术可产生峰值功率达到兆瓦(MW,  $10^6$  W)水平，脉宽为纳秒(ns,  $10^{-9}$  s)量级的激光脉冲。但受脉宽压缩机制的制约，基于调 Q 技术难以获的更窄的激光脉冲，输出激光的峰值功率也难以进一步提升。

1964 年出现了比激光调 Q 更为有效的超短脉冲产生技术——激光锁模技术，将激光峰值功率从 MW 提升至吉瓦(GW,  $10^9$  W)水平。激光锁模指的是对谐振腔内的光场进行恰当的调制，使得各纵模之间具有确定的(锁定的)相位关系，大量的振荡纵模发生相干叠加，所形成的干涉主峰即为窄脉宽、高功率的激光脉冲。1965 年，H. W. Mocker 和 R. Colins 基于激光锁模技术在红宝石激光振荡器中获得了皮秒(ps,  $10^{-12}$  s)量级的超短激光脉冲输出<sup>[23]</sup>；之后随着多种锁模技术的发展，输出激光脉冲宽度不断突破至亚皮秒甚至飞秒量级<sup>[24,25]</sup>。1981 年，R. L. Fork 等在染料激光振荡器中采用对撞锁模方式获得了脉冲宽度短至 90 fs 的超短脉冲<sup>[24]</sup>，这一重大突破标志着飞秒激光时代的到来。然而由于染料激光器性能极不稳定，输出脉冲能量低，第一代飞秒激光器未能获得广泛应用。之后，掺钛蓝宝石(Ti:sapphire, 简称 Ti:Sa)、掺铬镁橄榄石(Cr:forsterite)、掺铬钇铝石榴石(Cr:YAG)、掺铬六氟铝锶锂(Cr:LISAF)、掺镱钇铝石榴石(Yb:YAG)等宽带可调谐固体激光增益介质的出现，尤其是 1986 年 P. F. Moulton 发明的 Ti:Sa 晶体<sup>[26]</sup> 的出现，带来了飞秒激光器的快速发展和应用普及。

在锁模技术将激光脉冲功率提升至 GW 水平之后，激光强度在相当长一段时间都未



有显著增长。原因是 GW 水平的超短激光脉冲在激光介质中传输放大时将激发自聚焦、自位相调制等非线性光学效应，导致光束质量迅速退化进而导致光学元件损伤。尽管通过扩大光斑、增加介质口径等方法有助于减轻这些效应，但由于激光材料口径有限以及超短脉冲能量抽取效率低等根本性问题，在空间维度扩大口径的方法只能使得超短脉冲峰值功率有倍数的增长。直到 1985 年啁啾脉冲放大技术的出现才真正意义上解决了超短激光脉冲放大的问题。

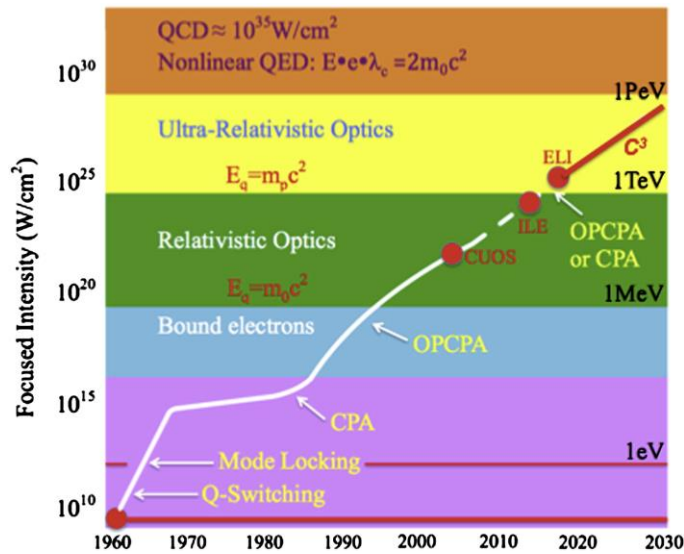


图 1-1 激光聚焦功率密度的发展历程<sup>[2]</sup>.

Fig.1-1 High-Intensity Laser Roadmap<sup>[2]</sup>.

### 1.2.1 啁啾脉冲放大技术 (CPA)

“啁啾”的本义是鸟叫的声音，这一象声词被应用到通信技术和光学中成为一个专业术语，含义是信号频率随时间变化。早在 1961 年，人们就采用啁啾脉冲放大的方法解决微波雷达的输出功率受限问题<sup>[26]</sup>。1985 年，D. Strickland 和 G. Mourou<sup>[28]</sup>发明了光学领域的啁啾脉冲放大(CPA)技术，有效解决了超短激光脉冲放大的问题。CPA 技术的基本思想简单而优美：利用飞秒脉冲强烈的色散效应，通过脉冲展宽器将超短脉冲先展宽为 ns 量级的啁啾脉冲，再注入宽带激光放大器进行啁啾脉冲放大，充分抽取放大器储能，最终通过脉冲压缩器将高能量、长脉宽的啁啾脉冲复原回超短脉冲，通过这一“展宽→放大→压缩”过程有效克服了超短脉冲直接放大的能量抽取效率和元件损伤问题，获得激光峰值的功率的极大提升。CPA 技术的发明是强激光技术发展的一个里程碑，它



将激光峰值功率从 GW 提升迅速提升至 PW 水平<sup>[29]</sup>。

如图所示，典型的 CPA 强激光系统由飞秒激光振荡器、脉冲展宽器、宽带激光放大器 and 脉冲压缩器四个部分组成：

(1) 飞秒激光振荡器

用于产生飞秒种子脉冲，振荡器的输出平均功率一般在几 mW 至几百 mW 水平，重复频率 80~100MHz，单脉冲能量一般为几十 pJ 至几个 nJ。

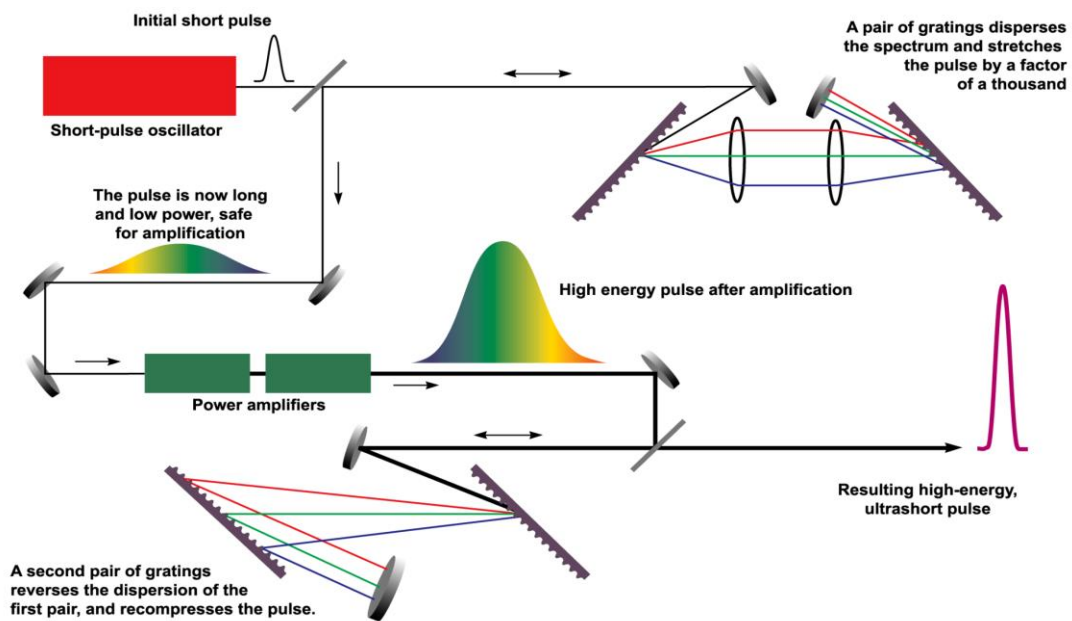


图 1-2 啁啾脉冲放大(CPA)原理示意图

Fig. 1-2 Schematic of chirped-pulse amplification (CPA).

(2) 脉冲展宽器

用于将飞秒种子脉冲展宽为长脉宽的啁啾脉冲。脉冲展宽器和压缩器是实现 CPA 的关键，脉冲的展宽/压缩能力（展宽/压缩倍数）决定了 CPA 系统可输出的最高峰值功率。目前的脉冲展宽/压缩器多基于光栅、棱镜等色散元件构建。1969 年 E. B. Treacy<sup>[32]</sup>提出基于平行光栅对提供反常色散（也称为负色散），可用于超短脉冲的展宽和压缩。1987 年，O. E. Martinez<sup>[30,31]</sup>通过在光栅对之间引入望远镜单元，使得光栅对也能够提供正常色散（正色散）。Martinez 型脉冲展宽器与 Treacy 型脉冲压缩器配合使用，可提供  $10^3$  量级以上的脉冲展宽/压缩比，驱动了 CPA 强激光系统的快速发展。1996 年 G. Cheriaux 等<sup>[33]</sup>在 Martinez 型展宽器的基础上又提出了消色差的 Offner 脉冲展宽器，大





大减小了脉冲展宽器中的高阶色散，所提供的展宽倍率比 Martinez 更高，达到  $10^4$  量级。近些年还出现了超大带宽的啁啾反射镜<sup>[34]</sup>，适用于周期量级极短脉冲( $<10$  fs)的展宽与压缩。

### (3) 宽带激光放大器

用于啁啾脉冲能量放大，它是 CPA 强激光系统的中枢部件。目前有两种版本的宽带激光放大器，一种是基于能级型激光增益介质（如钛宝石、钕玻璃）的激光放大器，另一种是基于非线性光学晶体的光参量啁啾脉冲放大器（即 OPCPA）。

### (4) 脉冲压缩器

提供与展宽器符号相反、绝对值相等的色散，将放大后的啁啾信号脉冲复原为接近傅氏变换极限的超短脉冲。通常采用提供反常色散的 Treacy 型光栅对（图 1-2）构建脉冲压缩器。脉冲压缩器的负载能力是当前 CPA 系统输出能力的主要受限因素。尤其是应用于快点火实验的千焦耳级高能钕玻璃拍瓦激光装置，需要输出高能量、高峰值功率的超短脉冲，要求压缩器中的光栅同时具备高损伤阈值、大尺寸和高衍射效率等性能。为此在传统镀金光栅的基础上，最近十年人们开发了高损伤阈值的介质膜光栅和兼具介质膜的高损伤阈值以及金膜的大带宽的介质膜/金膜混合光栅。此外，光栅的曝光拼接和纳米扫描刻蚀等新技术、新工艺的发展也极大地提升了大口径光栅的制备能力，支撑了超短超强激光的持续发展。

1996 年美国 LLNL 实验室基于传统的高能钕玻璃放大系统，利用 CPA 技术产生了峰值功率高达 1.5 PW 的超强激光输出（单脉冲能量 660 J，脉宽 440 fs）<sup>[29]</sup>，在世界上第一次演示了产生拍瓦激光的可行性。这引起了高能量密度物理领域的高度重视，之后国内外的强激光实验室相继建设了 50 多套拍瓦级的 CPA 强激光装置<sup>[35-49]</sup>。

## 1.2.2 光参量啁啾脉冲放大 (OPCPA)

1992 年，A. Piskarskas 等<sup>[50,51]</sup>在 CPA 技术的基础上提出了光参量啁啾脉冲放大 (OPCPA) 的技术途径，将传统 CPA 系统中基于能级型激光放大器替换为非线性光参量放大器，用非线性光学晶体作为增益介质，高能量(窄带)激光脉冲作为泵浦光，图 1-3 为 OPCPA 系统框架图。

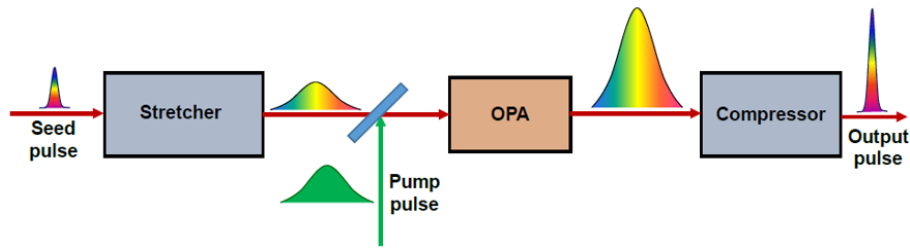


图 1-3 光参量啁啾脉冲放大系统的示意图

Fig.1-3 Schematic principle of optical parametric chirped-pulse amplification.

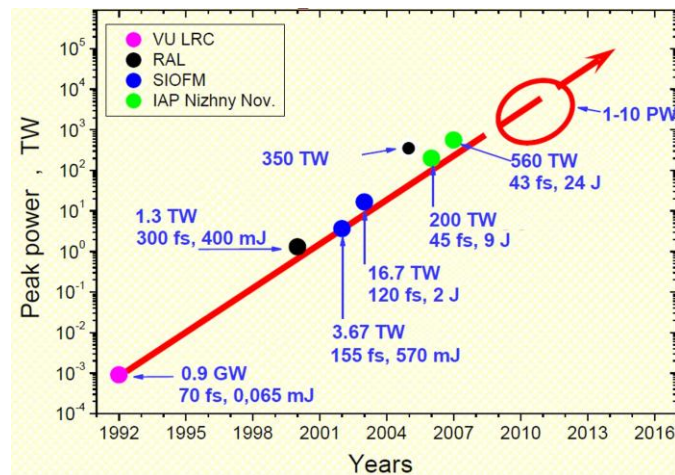


图 1-4 OPCPA 系统输出激光峰值功率的发展历程

Fig.1-4 Progress of OPCPA-based high-power laser systems toward petawatt-scale.

1993 年, A. Piskarskas 等基于单块 8 mm 厚 BBO 晶体获得了峰值功率 0.9 GW、脉宽 70 fs 的超短脉冲输出, 单程增益达到  $2 \times 10^4$ , 第一次验证了 OPCPA 用于超短超强激光脉冲放大的技术可行性。图 1-4 为 OPCPA 系统输出激光峰值功率提升的发展历程。

相比基于能级型激光直接放大的 CPA 系统, OPCPA 系统兼具了 OPA 过程在放大性能上的若干突出优势<sup>[52-56]</sup>, 具体包括:

- **单程增益高:** 1cm 厚的非线性晶体 (如 BBO 晶体) 单程就可提供  $>10^7$  的光参量增益; 因此不需要再生放大、多程放大等复杂的光路结构和光电技术;
- **增益带宽大:** 光参量放大的增益带宽可达到半个倍频程, 且不存在传统激光介质中的增益光谱窄化和波长红移等效应; 可支持周期量级的极短脉冲放大<sup>[57-59]</sup>;
- **可调谐范围广:** 可提供从可见光到红外光波段的可调谐激光放大;



- **热畸变小：**光参量放大过程没有传统激光放大器中稀土离子吸收产生的热沉积机制，输出光束的热畸变小，为工作于高重频和高平均功率提供了基本条件；
- **非线性  $B$  积分小：**由于光参量放大的单程增益高，放大介质通常很短， $B$  积分的影响可忽略不计；
- **噪声时间窗口窄：**光参量放大过冲是个瞬态增益放大过程，采用脉冲激光作为泵浦（ps 到 ns 量级），因此输出脉冲上的时域噪声通常远远窄于能级型 CPA 系统输出脉冲的噪声衬底（一般为数十 ns）；
- **支持多光束泵浦：**可以采用多光束泵浦对单束激光进行参量放大（非共线位相匹配），有利于实现更高能量和更大带宽的放大输出；
- **可实现载波包络相位(CEP)的自稳定<sup>[60]</sup>：**光参量放大过程中产生的闲频光其相位对应着泵浦光和信号光位相的差值，当泵浦光和信号光来自同一个激光源（两者具有相同的初始位相），产生的闲频光脉冲 CEP 位相稳定。CEP 稳定激光在阿秒激光产生、光学频率梳技术及光频测量等领域具有重要的应用价值。

综合以上讨论，OPCPA 技术方案采用的 OPA 放大器集高增益、大带宽、良好光束质量与热效应弱等优点于一身，并且非线性光学晶体(如 KDP 和 DKDP 晶体<sup>[61]</sup>)具有与钕玻璃相当的大尺寸（400 mm×400 mm），能够支持千焦耳量级的啁啾脉冲能量输出。目前国际上多个专业实验室正在研制基于 OPCPA 技术路线的 10 PW 强激光装置，比如英国的 Vulcan 10PW<sup>[62]</sup>、法国的 Apollon-10PW 等。

### 1.2.3 超短超强激光装置概述

表格 1-1 列出了目前国际上典型的超短超强激光系统(输出激光峰值功率>100 TW)的技术指标，这些系统按照主放大器技术方案的不同可分为三类：钕玻璃 CPA 系统、钛宝石 CPA 系统和基于大口径 DKDP 晶体的 OPCPA 系统，各类系统的基本性能总结如下：

#### ➤ 钕玻璃 CPA 激光系统

基本特点：以大尺寸钕玻璃(Nd:glass)做为激光放大介质，采用高压脉冲氙灯泵浦，工作波长为 1.053  $\mu\text{m}$ 。Nd:glass CPA 强激光系统最主要的优势是支持千焦耳级的大能量输出，缺点是受限于钕玻璃的荧光线宽(~22 nm)以及放大过程光谱的增益窄化效应，输出激光的带宽一般< 5 nm，对应的压缩脉冲宽度在 ps 至亚 ps 量级。此外，由于钕玻璃的激光增益较低（~5%/cm），通常需要很长的放大介质（1-10m），使得系统光束质量难以得到有效控制。



目前, 基于 Nd:glass CPA 技术的高能拍瓦激光装置的典型技术指标为: 单脉冲能量 500 J, 脉宽 500 fs, 聚焦光强  $10^{20} \text{W/cm}^2$ 。进一步提升输出激光功率的主要受限因素来自于压缩器光栅的损伤问题。

### ➤ 钛宝石 CPA 激光系统

基本特点: 以掺钛蓝宝石晶体(Ti:Sa)做为激光放大介质, 使用高能 Nd:glass 激光的倍频绿光作为泵浦光, 工作波长一般取 800nm。Ti:Sa 晶体是迄今为止综合性能最好的宽带激光增益介质, 荧光波长覆盖了 600~1100nm 的范围, 同时具有热导率高、耐磨损、损伤阈值高、适合于高平均功率运转等优点。

相比于 Nd:glass CPA 系统, Ti:Sa CPA 强激光系统的主要优点包括: ① 增益带宽 (~50nm)是 Nd:glass CPA 系统(< 5 nm)的 10 倍以上, 支持 20-30 fs 的超短超强脉冲放大, 相比 Nd:glass CPA 系统更容易获得高峰值功率输出; ② Ti:Sa 晶体具有适当的饱和通量 ( $\sim 1 \text{J/cm}^2$ )和较高的增益, 所需要的增益介质长度远小于 Nd:glass CPA, 可以保障较好的光束质量, 因此更容易实现高的聚焦光强; ③器件规模紧凑, 且同样输出功率所需的脉冲能量较小, 容易实现一定重复率 (1-10Hz) 的运行。目前商品化的超短超强激光系统大多采用 Ti:Sa CPA 激光技术路线。

基于 Ti:Sa CPA 方案的拍瓦激光装置的典型技术指标为: 单脉冲能量 30 J, 脉宽 30 fs, 聚焦光强比 Nd:glass CPA 拍瓦装置高 1-2 个数量级, 达到  $10^{21}$ - $10^{22} \text{W/cm}^2$ 。Ti:Sa CPA 系统的输出能力主要受限于 Ti:Sa 晶体口径(一般<100 mm)和横向自发辐射放大 (ASE) 问题。2012 年, 韩国先进光子研究所基于 100 mm 口径的 Ti:Sa 晶体, 实现了 1.5 PW 的超短超强激光脉冲输出 (脉冲能量 44.5 J, 脉宽 30 fs)。未来采用更大口径 Ti:Sa 晶体以及有效的横向 ASE 抑制技术可进一步提升 Ti:Sa CPA 激光系统的输出能力。2015 年中科院上海光机所强光实验室<sup>[48]</sup>基于 150 mm 口径的 Ti:Sa 晶体获得了能量达到 192.3 J 的啁啾脉冲输出(带宽~50nm, 可支持 27 fs 的压缩脉宽), 这是目前世界上基于钛宝石晶体获得的最高输出激光能量, 有望产生 5 PW 以上的超高激光功率。

### ➤ 大口径 OPCPA 激光系统

基本特点: 以大口径 KDP 或 DKDP 非线性晶体作为增益介质, 采用传统的高能 Nd:glass 纳秒激光脉冲作为泵浦光, OPCPA 的工作波长可调谐, 目前的高能 OPCPA 一般工作在近红外波段 (工作波长 800-1053nm)。基于大口径 DKDP 晶体 (目前的生长加工工艺已可获得  $400 \text{mm} \times 400 \text{mm}$  口径的晶体) 的 OPCPA 方案具有输出高能量 (百焦耳至千焦耳)、极短脉宽 (<10 fs)、高光束质量的良好前景, 但缺点是它对调试精度的要求十分苛刻 (要求泵浦与信号脉冲高精度的时间同步, 位相匹配角度的精密控制,



并且能量转换效率对泵浦激光的时间、空间分布以及光束质量都非常敏感)。作为结果, OPCPA 在大能量单次条件下的工程应用尚不是非常成熟, 目前已报道的 OPCPA 系统最高峰值功率为 0.56 PW(单脉冲能量 24 J/脉宽 43 fs)<sup>[64]</sup>, 而中物院激光聚变研究中心 2015 年报道了国际上最高的 OPCPA 输出啁啾脉冲能量~60 J。

表 1-1 国际上典型的超短超强激光装置的技术指标

Tab. 1-1 Ultrashort and ultraintense laser systems worldwide.

国家	装置名称/ 研制机构	技术路线	输出 能量	压缩 脉宽	峰值 功率	聚焦 光强	年份
美国	Petawatt <sup>[29]</sup> LLNL	Nd:glass CPA	660 J	440 fs	1.5 PW	10 <sup>20</sup> W/cm <sup>2</sup>	1996
	Texas Petawatt <sup>[37]</sup> 德克萨斯大学	Nd:glass CPA	186 J	165 fs	1.1 PW	10 <sup>21</sup> W/cm <sup>2</sup>	2010
	HERCULES <sup>[2]</sup> 密西根大学	Ti:Sa CPA	17 J	50 fs	300 TW	10 <sup>22</sup> W/cm <sup>2</sup>	2008
英国	Vulcan PW <sup>[35]</sup> 罗斯福实验室	Nd:glass CPA	500 J	500 fs	1 PW	10 <sup>21</sup> W/cm <sup>2</sup>	2002
	Astra-Gemini <sup>[40]</sup> 罗斯福实验室	Ti:Sa CPA	15 J	30 fs	500 TW	10 <sup>21</sup> W/cm <sup>2</sup>	2008
德国	PHLIX <sup>[39]</sup> GSI 实验室	Nd:glass CPA	500 J	500 fs	1 PW	10 <sup>21</sup> W/cm <sup>2</sup>	2008
日本	GEKKO XII <sup>[36]</sup> 大阪大学	Nd:glass CPA	420 J	470 fs	1 PW	10 <sup>19</sup> W/cm <sup>2</sup>	2004
	J-KAREN <sup>[41]</sup> 原子能研究所	Ti:Sa CPA	28.4 J	32.9 fs	850 TW	10 <sup>21</sup> W/cm <sup>2</sup>	2003
俄罗斯	PEARL <sup>[64]</sup> 应用物理研究所	OPCPA	24 J	43 fs	560 TW		2006
韩国	先进光子学研究所 <sup>[4]</sup>	Ti:Sa CPA	44.5 J	30 fs	1.5 PW	10 <sup>22</sup> W/cm <sup>2</sup>	2012
中国	SG-II-U <sup>[38]</sup> 中科院上海光机所	Nd:glass CPA	1kJ	1ps	1 PW	10 <sup>20</sup> W/cm <sup>2</sup>	2008
	SILEX-I <sup>[44]</sup> 中国工程物理研究院	Ti:Sa CPA	8.58 J	29.8 fs	286 TW	10 <sup>20</sup> W/cm <sup>2</sup>	2004
	中科院上海光机所 <sup>[45]</sup>	Ti:Sa CPA	25.8 J	29 fs	890TW		2007
	XL-III <sup>[46]</sup> 中科院物理所	Ti:Sa CPA	32.3 J	27.9 fs	1.16 PW*		2011
	中科院上海光机所 <sup>[48]</sup>	Ti:Sa CPA	192.3 J	27 fs	5 PW*		2015

\*表示根据部分口径压缩得到的压缩脉宽推算的激光输出峰值功率。

2006 年, 英国罗斯福实验室以 Vulcan 高能钕玻璃激光作为泵浦光源, 研制了第一个百 TW 级 OPCPA 系统, 图 1-5 为系统光路图<sup>[63]</sup>。高能钕玻璃激光经过倍频提供泵浦脉冲, 波长 527 nm, 脉宽 0.9 ns; 信号激光的中心波长为 1050 nm(近简并波长); 预放大器采用两级 LBO 晶体, 主放大器采用一级口径为 110 mm 的 KDP 晶体, 在泵浦能量



为 135 J(通量为  $2 \text{ J/cm}^2$ )条件下获得了 35 J 的啁啾脉冲放大输出，能量转换效率~25%。放大脉冲的光谱宽度~40nm，可压缩至 84 fs (若全能量压缩，假设压缩器的衍射效率为 75%，压缩后激光脉冲峰值功率>300TW)。

后续的 PW 级 OPCPA 系统几乎都采用大口径 DKDP 晶体，并选择“泵浦光 527nm、信号光 910nm”的工作波长，其原因是由 527nm 泵浦的 DKDP 晶体在 910nm 这一波长处满足 Magic 位相匹配(超宽带位相匹配)，此时晶体位相匹配条件对信号光束的注入角度相对不敏感，大大降低了单发次高能 OPCPA 的调试难度。2007 年，俄罗斯基于全 DKDP 晶体的 OPCPA 系统获得了能量 38 J、带宽 57 nm 的 OPCPA 啁啾脉冲输出<sup>[64,65]</sup>，信号光转换效率~23%。该系统的预放级由两级 70 mm 口径的 DKDP(氙化率 88.7%)晶体构成，主放级使用了一级 120 mm 口径的 DKDP(氙化率 85%)晶体。经过双光栅压缩器，得到了能量 24J 和脉宽 43fs 的超强脉冲输出，峰值功率达到 0.56PW。

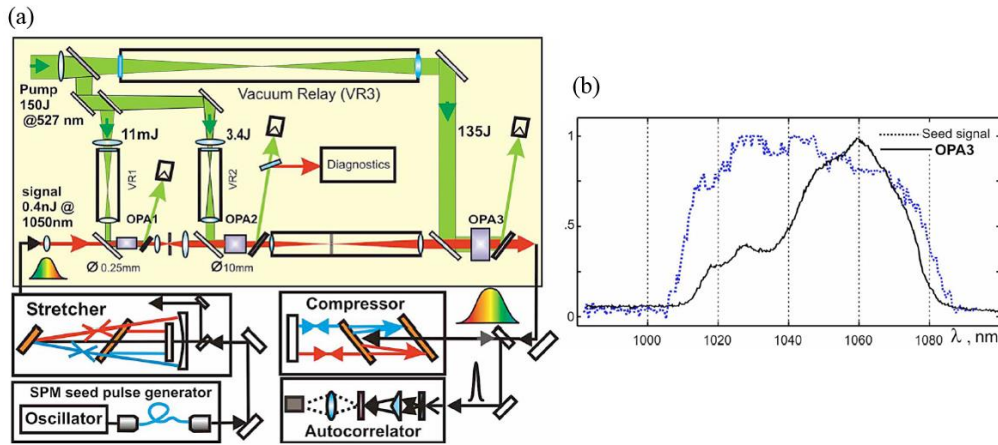


图 1-5 (a) 英国罗斯福实验室的百 TW OPCPA 系统的装置图；(b)注入和输出的信号光光谱。<sup>[63]</sup>

Fig.1-5 (a) Setup of the hundreds-of-terawatt OPCPA system in RAL, UK. (b) Comparison of the amplified spectrum (solid curve) and the seed signal spectrum (dotted curve).<sup>[63]</sup>

综合以上，不管是钛宝石 CPA 系统还是高能 OPCPA 系统，均由 Nd:glass 激光提供泵浦。也就是说，当前的超短超强激光脉冲的能量从根本上都由 Nd:glass 激光能量(钕离子的上能级粒子反转数)转换而来。将 Nd:glass 基频激光到输出超短超强激光脉冲的能量转换效率定义为光-光转换效率，表格 1-2 对比了三类强激光系统的光-光转换效率。钕玻璃 CPA 系统的光-光转换效率约 80% (对应着压缩器的衍射效率)；钛宝石 CPA 系统的光-光转换效率~15%；而 OPCPA 系统由于涉及钕玻璃激光倍频(效率~50%)、光参



量放大(效率~25%)以及压缩器(效率~80%)三个能量转换过程，光-光转换效率仅~10%。表格 1-2 中同时列出了按光-光转换效率推算得到的这三类系统的输出能力。

表 1-2 高功率超短脉冲放大技术的性能对比

技术路线	Nd:glass CPA	Ti:Sa CPA	DKDP-OPCPA
泵浦源	脉冲氙灯	Nd:glass /2	Nd:glass /2
泵浦脉宽	/	>10 ns	~ 1 ns
口径	40 cm	10 cm	40 cm
最小输出脉宽	~250 fs	~25 fs	~25 fs
能量转换效率(Nd:glass fs 脉冲)	80%	15%	10%
1kJ 的钕玻璃长脉冲激光能量可产生的超短脉冲形式激光的峰值功率	3.2 PW	6 PW	4 PW
最高峰值功率现状 (全能量压缩)	1.5 PW <sup>[29]</sup>	1.5 PW <sup>[4]</sup>	0.56 PW <sup>[64]</sup>

➤ OPCA+CPA 的混合系统

为了充分利用能级型 CPA 系统和 OPCA 系统的性能优势，可采用 OPCA+CPA 的混合技术路线，具体做法包括“OPCPA 预放+能级型 CPA 主放”，“能级型 CPA 主放+大口径 OPCA 助推”等。利用 OPCA 的高增益、大带宽、噪声时间窗口窄等优点，将其用作钕玻璃 CPA 系统的预放系统，减小钕玻璃放大链的增益，不仅可以克服激光放大过程中严重的增益光谱窄化效应，同时将显著提升输出激光的光束质量与脉冲质量（信噪比）。在 OPCA 技术方案出现之后，国内外的钕玻璃 CPA 系统陆续将预放单元从之前的再生放大器系统替换为重频 OPCA 系统（常用晶体有 BBO、LBO 和 YCOB），并且在持续不断地提升 OPCA 预放的输出能量，以此进一步提升系统输出激光的品质。譬如，日本 GEKKO-XII 升级装置采用“60mJ 的 OPCA 预放 + 420J 钕玻璃主放”<sup>[36]</sup>，美国 Texas Petawatt 装置采用“700mJ 的 OPCA 预放+186J 钕玻璃主放”<sup>[37]</sup>。

除了用作钕玻璃 CPA 系统的预放，OPCPA 还可以用作钛宝石 CPA 系统的末级助推放大器，OPCPA 晶体的大口径、宽带宽、无横向寄生振荡等优点正好弥补了钛宝石 CPA 系统的输出能力受限因素（即钛宝石晶体口径有限和横向 ASE 问题）。2013 年中科院上海光机所强光实验室基于“焦耳级钛宝石 CPA 预放+大口径 LBO 晶体 OPCA 助推放大”的混合 CPA 技术路线<sup>[49]</sup>，得到了能量 28.68 J，带宽 80nm（压缩脉宽为 33.8fs）的啁啾脉冲输出。图 1-6 为该实验系统框架图。其中钛宝石 CPA 输出的啁啾脉冲能量



为 2.89J，助推级 OPCPA 使用 80 mm×80 mm 口径、12mm 厚的 LBO 晶体，在 105J 的绿光泵浦下提供 10 倍增益，能量转换效率为 25.38%。

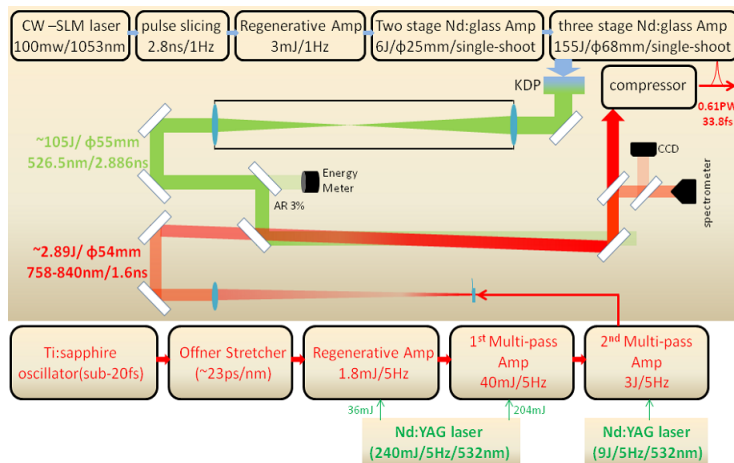


图 1-6 “钛宝石 CPA+OPCPA”混合放大系统<sup>[49]</sup>。

Fig.1-6 Schematic of a hybrid CPA-OPCPA laser system<sup>[49]</sup>。

### 1.3 超短超强激光的信噪比问题

CPA 技术解决了超短脉冲放大问题，但也引入了时域噪声问题。原因是 CPA 技术方案中，激光脉冲以“长脉冲”放大、“短脉冲”输出，而在长脉冲放大过程中，不仅信号激光获得增益，各种噪声也将获得相当的增益，而这些噪声通常无法被压缩，因此压缩器最终输出的超短超强脉冲将伴随有一个很长的时域噪声衬底。图 1-7 为典型的 CPA/OPCPA 系统输出的压缩脉冲时域光强分布<sup>[68]</sup>，时域噪声衬底按其时间结构可分为三类：1)百皮秒-纳秒尺度的宽衬底，对应着能级型放大器中的 ASE，或光参量放大器中的参量荧光，这一噪声衬底强度（相对于脉冲主峰）的典型值为  $10^{-5}$ - $10^{-8}$ ；2)尖峰形状的预脉冲(pre-pulse)，来源于激光系统中振荡器或再生放大器“单脉冲选择”元件的偏振消光比、光学元件双折射效应以及光学元件表面残余反射等，相对强度约为  $10^{-3}$ - $10^{-6}$ ；3)紧邻主脉冲的缓变噪声底座(slow-rise-time pedestal)，一般位于主峰附近 $\pm 20$  ps 范围内，主要来源于展宽/压缩器中的光谱截断或高阶色散导致的不完全压缩，相对强度约  $10^{-3}$ - $10^{-6}$ 。



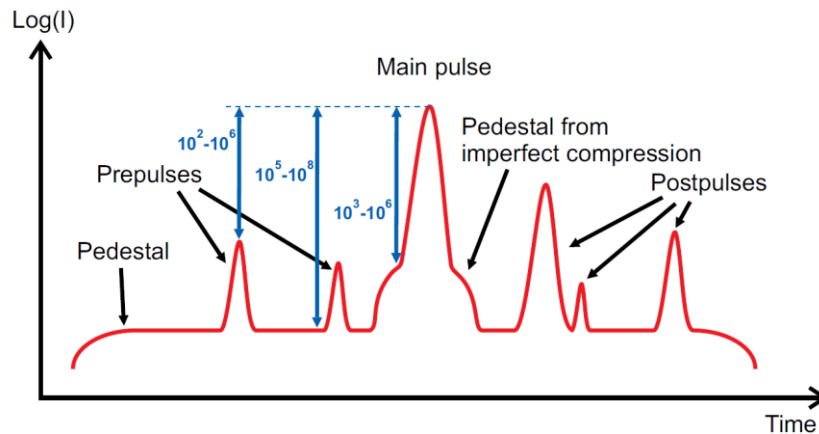


图 1-7 典型的 CPA/OPCPA 系统输出的压缩脉冲时域分布及噪声结构示意图

Fig. 1-7 Typical temporal profile of the compressed amplified laser pulse from CPA or OPCPA system.

在高能量密度物理等重大应用研究中，对超短超强激光脉冲的时域噪声具有严苛的要求。引入脉冲信噪比（也称为脉冲对比度）这一指标来表征超短超强激光脉冲的时域质量，其定义为主脉冲的峰值强度与脉冲前沿噪声光场强度的比值。强场物理实验的要求通常是主脉冲前沿的噪声光场强度必须小于靶的电离阈值，以防止噪声光场在靶面形成预等离子体，改变主脉冲与靶相互作用的初始状态，对实验结果的处理和物理现象的分析产生重大影响。比如，在激光与固体靶相互作用的离子产生实验中，较差的脉冲信噪比会使得离子的能谱结构和出射空间分布发生改变；在激光与团簇相互作用的 X 射线产生实验中较差的信噪比会导致 X 射线产额的急剧下降；在激光尾波场电子加速实验中，预脉冲的存在会使得电子束的指向性变差等。超短超强脉冲的时域噪声产生预等离子体的强度阈值与具体物理实验中靶的材料以及噪声光场的时间结构均有关。对于固体靶[18]，ns 尺度的噪声衬底和 fs 尺度的噪声预脉冲产生预等离子体的强度阈值分别为  $10^{10}\text{W/cm}^2$  和  $10^{13}\text{W/cm}^2$ 。而对于金属靶，激发预等离子体的强度阈值将更小。一般说来，对于当前拍瓦级超短超强脉冲（聚焦光强  $10^{21}\text{-}10^{22}\text{ W/cm}^2$ ），要实现无预等离子体干扰的强场物理实验，通常期望脉冲信噪比  $> 10^{10}$ 。

### 1.3.1 超短超强激光的脉冲信噪比现状

目前的拍瓦级超短超强激光装置的输出脉冲信噪比均达不到  $10^{10}$  这一指标要求。钛宝石 CPA 系统的输出脉冲信噪比典型值为  $10^8$  水平。图 1-8(a)为实验测量的商品化 Ti:Sa 再生放大器系统(美国 Coherent 公司，Legend Elite)输出激光脉冲的信噪比<sup>[69]</sup>，该系统输



出的单脉冲能量 3.5 mJ，脉宽 35 fs，重复频率 1 kHz。由于系统未使用主动的信噪比提升技术（如种子脉冲净化），输出脉冲的信噪比仅有  $10^6$ 。图 1-8(b)为法国 Amplitude Technologies 公司的商品化 200 TW 钛宝石 CPA 系统(型号为 Pulsar，重复频率 10 Hz)的输出脉冲信噪比<sup>[69]</sup>，该系统在预放之前使用了可饱和吸收体<sup>[70]</sup>进行种子脉冲( $\mu\text{J}$  量级)净化，压缩器输出脉冲能量为 5 J，脉宽 25 fs，CPA 放大器引入的 ASE 衬底导致输出脉冲信噪比为  $2 \times 10^8$ 。图 1-8(c)和图 1-8(d)分别是英国罗斯福实验室的 Astra 装置(20TW)<sup>[71]</sup>和日本原子能研究所的 J-KAREN 装置<sup>[41]</sup>报道的钛宝石 CPA 放大器输出的压缩脉冲时域分布。可以看到，这些结果都呈现出相似的噪声背景结构，包括 ASE 衬底(相对强度  $\sim 10^{-8}$ )、预脉冲(相对强度为  $10^{-3}$ - $10^{-6}$ )和紧邻主脉冲的缓变噪声底座三种特征噪声结构。

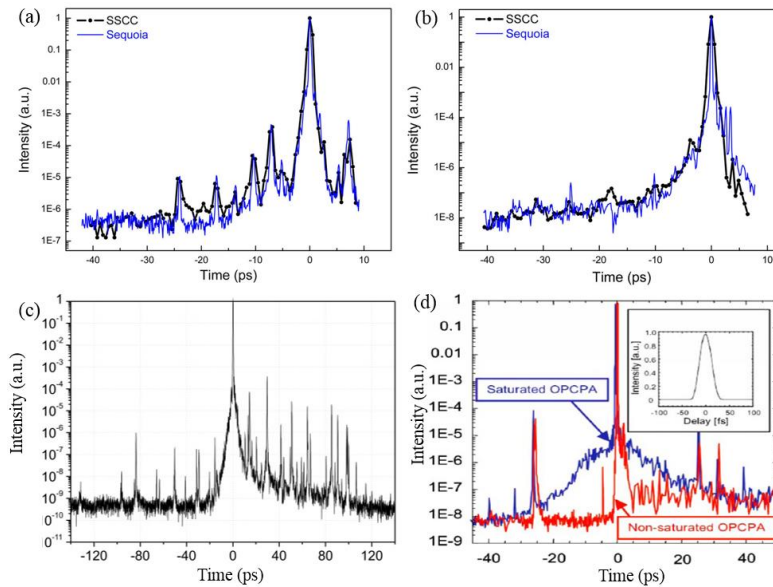


图 1-8 钛宝石 CPA 系统输出脉冲信噪比测量 (a) 商品化钛宝石再生放大器系统<sup>[69]</sup>; (b) 商品化 200TW 钛宝石 CPA 系统<sup>[69]</sup>; (c) 英国 Astra 装置<sup>[71]</sup>; (d) 日本 J-KAREN 装置<sup>[41]</sup>;

Fig. 1-8 Measured pulse contrast for several Ti:Sa CPA systems. (a) Commercial Ti:Sa regenerative amplifier<sup>[69]</sup>; (b) Commercial 200TW Ti:Sa CPA system<sup>[69]</sup>; (c) Astra in UK<sup>[71]</sup>; (d) J-KAREN in Japan <sup>[41]</sup>.

钕玻璃 CPA 系统由于钕玻璃增益低，相比于钛宝石 CPA 系统，光路长、元件多、 $B$  积分严重，输出的脉冲信噪比相对将差。比如英国罗斯福实验室的 Vulcan 钕玻璃 CPA 装置的输出压缩脉冲<sup>[72]</sup>在百 ps 尺度的脉冲信噪比为  $10^5$ - $10^6$ 。

OPCPA 系统在脉冲信噪比指标上的优势在于输出的时域噪声宽度可远小于钕玻璃 CPA 和钛宝石 CPA 系统，原因是 OPCPA 技术采用光参量放大器，而光参量放大属于瞬



态增益过程（该能量转换过程的响应时间为  $10^{-15} \sim 10^{-16}$  s 量级<sup>[73]</sup>），只在泵浦脉冲时间尺度内才存在参量增益，最终压缩器输出的时域噪声衬底的宽度与泵浦脉冲的时间宽度相当。使用短脉冲泵浦的 OPCPA 放大器在脉冲信噪比上的优势将尤为突出，例如德国马普所正在研制的拍瓦强场诊断装置(Petawatt Field Synthesizer, PSF)<sup>[74-76]</sup>，拟使用脉宽 1-2 ps、能量 15-20 J、重频 10Hz 的激光脉冲泵浦 OPCPA 获得能量~3 J、脉宽<5 fs（小于两个光学周期）的拍瓦脉冲输出，预计其噪声衬底的时间宽度仅数 ps，有望成为世界上最干净的拍瓦脉冲。

目前的拍瓦级高能 OPCPA 系统，通常采用 100ps – ns 宽度的高能激光脉冲作为泵浦，输出的压缩脉冲宽度为数十 fs，而噪声衬底的时间宽度为 ns 量级，相应的信噪比典型值为  $10^8$  水平。图 1-9(a)为美国 OMEGA-EP 装置 OPCPA 预放系统的输出压缩脉冲的信噪比测量结果<sup>[77,78]</sup>，该系统的泵浦激光脉冲由重频 5 Hz 的 Nd:YLF 激光倍频提供，为了优化放大效率，泵浦激光的时空分布都整形为 20 阶超高斯，脉宽 2.5 ns，；种子激光由 Nd:glass 锁模振荡器提供，经过展宽器后的啁啾脉冲宽度为 2.4 ns，中心波长 1053 nm，光谱宽度 8 nm；放大器由两级厚度为 29.75 mm 的 LBO 晶体组成（工作于走离补偿模式），最终在 150 mJ 的泵浦光能量条件下获得了 30 mJ 的放大脉冲输出，总增益达  $10^7$ 。根据图 1-9(a)，该 OPCPA 系统输出脉冲的信噪比~ $10^8$ 。图 1-9(b)为德国马普所报道的一超宽带 OPCPA 系统输出脉冲信噪比测量结果<sup>[79]</sup>。种子脉冲的光谱宽度近 250 nm(光谱范围覆盖 750 nm -1000 nm)，展宽后的啁啾脉冲宽度为 50 ps，单脉冲能量 200 pJ；泵浦脉冲波长为 532 nm，脉宽 90 ps，能量为 30 mJ；放大器由两级 BBO 晶体构成（厚度分别为 4.4 mm 和 5.5 mm），工作于非共线 I 类位相匹配模式，此时放大器提供的总增益为  $10^7$ ，相应的泵浦光到信号光的能量转换效率为 18%，放大后的啁啾脉冲可压缩至 10 fs，压缩脉冲在  $t = \pm 25$  ps 处信噪比只有  $10^4$  左右， $t = \pm 50$  ps 处约为  $10^7$ 。超宽带 OPCPA 放大器的输出脉冲信噪比通常要比数十 nm 带宽的 OPCPA 放大器差，主要原因是：一方面，超宽带的种子脉冲通常比较弱；另一方面，部分光谱成分无法满足完全位相匹配条件，导致信号光增益远小于参量荧光的增益（参量荧光能够自发地满足位相匹配条件）。此外，图 1-9(b)中不同颜色的曲线为实验中改变泵浦与信号脉冲间延迟量分别测得的放大脉冲信噪比，该结果表明，OPCPA 系统输出脉冲的信噪比对放大器中泵浦与信号的耦合程度（包括时间域的脉冲同步和空间域的光斑交叠）十分敏感，这也是 OPCPA 放大器噪声特性更为复杂的一个原因。

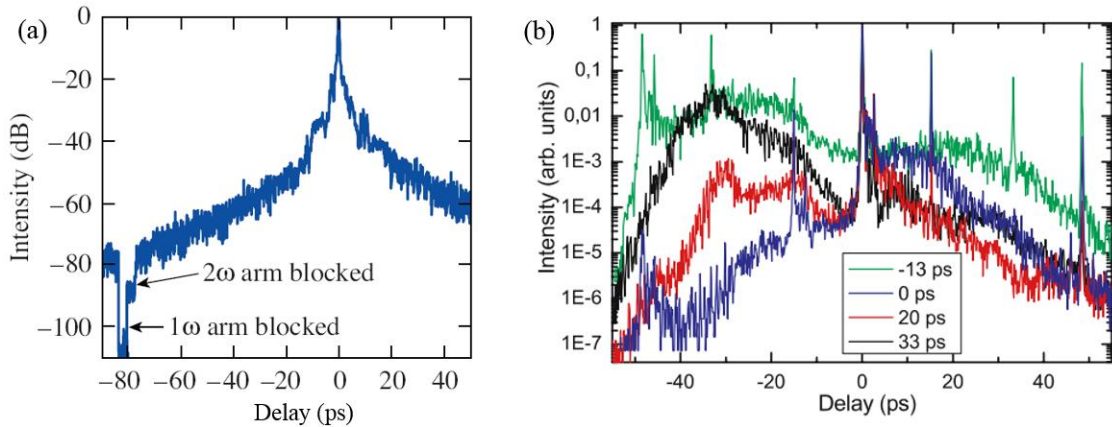


图 1-9 OPCPA 系统输出脉冲信噪比测量结果 (a)文献<sup>[78]</sup>; (b)文献<sup>[79]</sup>.

Fig. 1-9 Measured pulse contrast for OPCPA systems in Ref. [78] and Ref. [79].

大于  $10^{10}$  的超高脉冲信噪比指标要求是对强激光技术极限的挑战,其对应的物理问题是激光系统的噪声问题。强激光系统噪声的主动控制/滤波是实现超高信噪比的关键。按照对激光噪声的主动控制水平,可以将强激光系统发展分为两个阶段:

- (1) **简单执行 CPA 放大 (1985-2004 年):** 该阶段基本不对激光噪声做主动控制,输出脉冲信噪比的典型值为  $10^4$ - $10^6$  水平,仅适用于 TW 级功率的激光脉冲的信噪比要求;
- (2) **种子脉冲净化+CPA 放大 (2005 年-至今):** 随着人们对超短超强激光系统输出脉冲信噪比水平的认识的深入,开始对激光噪声进行主动控制,基本思想是对对种子脉冲进行时域滤波,去除种子脉冲携带的噪声后,在进入啁啾脉冲放大器,由此将强激光系统的输出脉冲信噪比提升至约  $10^9$  水平,适用于百 TW 级激光脉冲的信噪比要求。

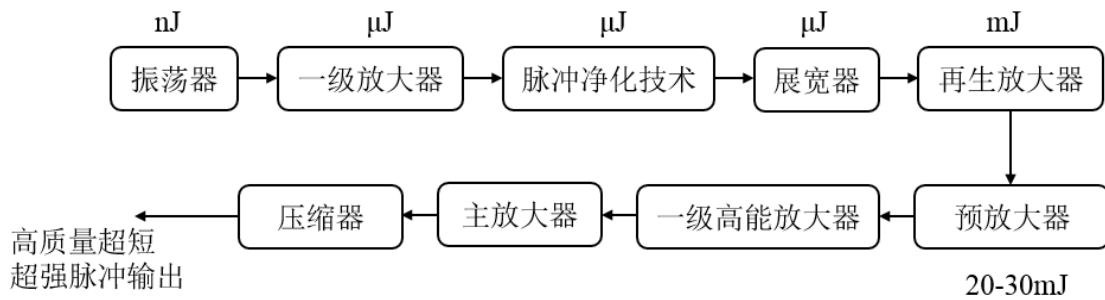


图 1-10 种子脉冲净化的 CPA 强激光系统框架示意图.

Fig. 1-10 Frame diagram of the high-intensity CPA system using intense cleaned seed pulses.



在钕玻璃 CPA、钛宝石 CPA 等能级型激光放大系统中输出脉冲信噪比主要受限于放大过程中伴随产生的 ASE。放大器增益越高，ASE 越强。因此在整个 CPA 放大链中 ASE 积累最为严重的是预放大系统<sup>[80]</sup>，预放大系统将 nJ 量级的种子脉冲放大 mJ 量级，增益通常为  $10^6$  水平。1998 年，J. Itatani 等<sup>[81]</sup>提出使用“干净的强种子脉冲（clean high-energy seed-pulse injection）+CPA 放大”提升强激光系统输出脉冲信噪比的基本思路：如图 1-10 所示，首先对振荡器输出的种子脉冲直接放大，将其能量从 nJ 量级放大到  $\mu\text{J}$  量级，然后采用具有光强阈值效应的非线性光学过程（如饱和吸收体）对这一脉冲进行净化(时域滤波)，得到  $\mu\text{J}$  量级的干净的种子脉冲，再注入到预放大级。一方面，通过种子脉冲净化抑制了种子脉冲本身携带的 ASE；另一方面，由于采用  $\mu\text{J}$  量级的种子脉冲注入（比传统的 nJ 级注入提高了三个数量级），预放大级增益可相应地降低几个数量级，放大器的 ASE 水平相应降低。J. Itatani 等基于这一方法将 CPA 系统的输出脉冲信噪比提升到了  $10^7$  水平。

为了进一步降低放大器噪声、提升输出脉冲信噪比，2004 年 M. P. Kalashnikow 等<sup>[82,83]</sup>提出了双啁啾脉冲放大方案(double-CPA)，其基本思想是将种子脉冲先经过一级 CPA 放大到 mJ 量级，再对其进行脉冲净化，最后将净化后的百  $\mu\text{J}$  量级的种子脉冲注入到第二级 CPA 放大器。相比于 J. Itatani 等在  $\mu\text{J}$  能量水平进行种子脉冲净化，双 CPA 技术进一步将干净的种子脉冲能量提升了 2-3 个量级，最终系统输出脉冲信噪比也提升了 2-3 个量级。图 1-11(a)为 M.P.Kalashnikov 等设计的双 CPA 系统实验光路图。振荡器输出的飞秒种子脉冲宽度约 20 fs，将其展宽到 300 ps 后注入到钛宝石多通放大器（即第一级 CPA），采用 60 mJ 的 532 nm 激光泵浦将啁啾脉冲放大到 2 mJ 后，由压缩器复原回超短脉冲（脉宽~35fs）。此时对该 mJ 量级压缩脉冲进行时域滤波，在 M.P.Kalashnikov 的系统中使用了基于空气介质的椭圆偏振旋转效应<sup>[84]</sup>，滤波后的种子脉冲能量~1 mJ。该脉冲再经过一个展宽器展宽至 200 ps 后注入到一个四程放大器（即第二级 CPA），采用 350 mJ 的 532 nm 激光泵浦，最终得到了 100 mJ 的饱和放大激光输出。图 1-11(b)给出了第一级 CPA 和第二级 CPA 输出脉冲信噪比的实验测量结果，最终在百 mJ 的输出能量水平下获得了  $10^9$ - $10^{10}$  的超高脉冲信噪比。

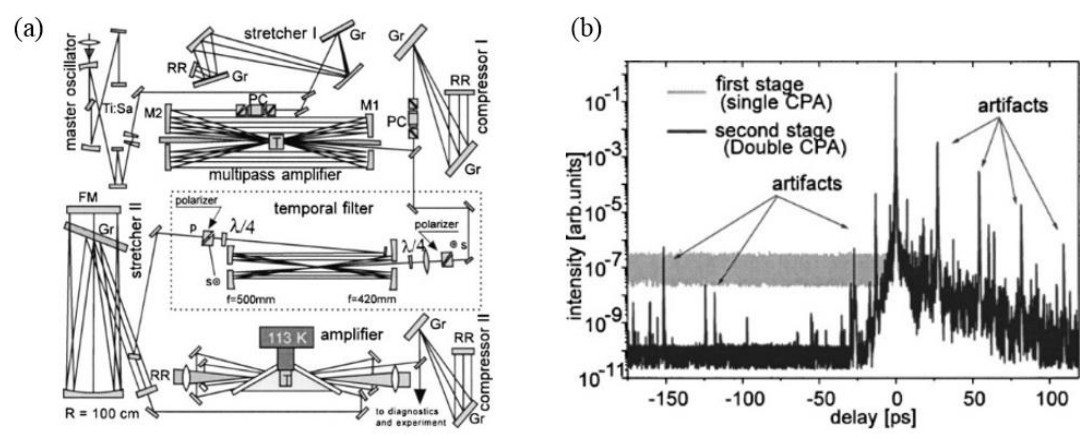


图 1-11 双啁啾脉冲放大系统方案图(a)和得到的输出脉冲信噪比(b) [83].

Fig. 1-11 Diagram of double CPA system (a) and the obtained output pulse contrast (b) [83].

目前的强激光系统多采用“双啁啾脉冲放大+mJ 量级种子脉冲净化”的基本技术方案，其中对 mJ 量级种子脉冲进行时域噪声净化的技术中使用最普遍的是交叉偏振波产生(cross-polarized wave, XPW)技术。XPW 属于三阶非线性光学效应，线偏振激光沿特定方向经过三阶非线性晶体，当激光强度达到一定阈值，其偏振方向会发生旋转，由此产生与入射光偏振方向垂直的光波，这一光波即称为交叉偏振波。2005 年 A. Jullien 等 [85]提出了基于 XPW 对种子脉冲进行时域滤波的技术，图 1-12(a)为其光路示意图，由一对正交的偏振器(P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>)、一对透镜与一块非线性晶体组成。入射激光由偏振器 P<sub>1</sub> 起偏后聚焦进入非线性晶体，主脉冲的峰值功率密度能够达到产生 XPW 的阈值(~10<sup>12</sup> W/cm<sup>2</sup>)，其偏振方向旋转 90°，可以透过检偏器 P<sub>2</sub>，而噪声光场的强度远低于 XPW 阈值，不能透过检偏器 P<sub>2</sub>，由此获得干净的超短脉冲输出。A. Jullien 等基于氟化钡晶体 (BaF<sub>2</sub>)开展了 XPW 脉冲净化实验 [85]，入射激光为脉宽 42 fs、重频 1 kHz 的 Ti:Sa 激光脉冲，脉冲能量最高为 2 mJ；使用焦距为 3 m 的透镜将其聚焦到一块 2 mm 厚的 BaF<sub>2</sub> 晶体中，慢慢旋转晶体角度直到 XPW 输出最强，最终在入射激光能量为 1.2 mJ 时，获得了 120 μJ 的 XPW 输出，能量转化效率~10%，输出脉冲信噪比为 10<sup>10</sup>。若使用两块晶体串联来进行 XPW [86]，可以将转换效率提高到 20%-30%，脉冲信噪比提升效果也将进一步增强。2006 年 V. Chvykov 等 [87,88]使用双晶体 XPW 产生了信噪比为 10<sup>11</sup>、峰值功率为 50TW 的高信噪比脉冲，实验结果如图 1-12(b)所示。

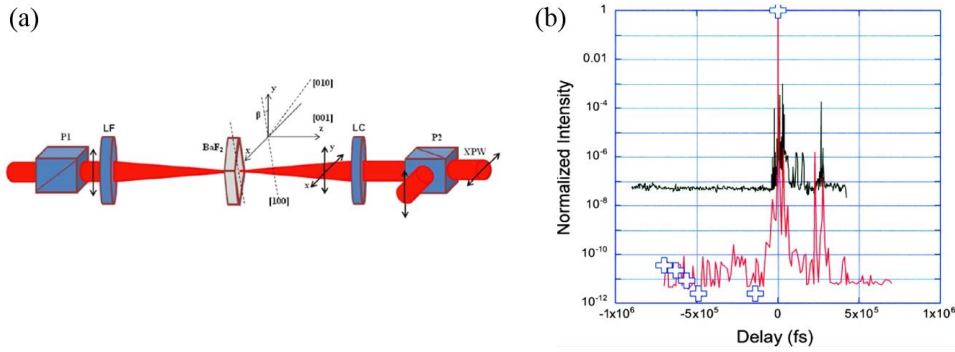


图 1-12(a) XPW 脉冲净化光路原理图. (b) XPW 净化前(黑线)、后(红线)的脉冲三阶互相关曲线。

Fig.1-12 (a) Schematic of pulse-cleaning based on XPW. (b) Third-order autocorrection with (red curve) and without (black curve) XPW cleaner.

XPW 等非线性时域滤波技术的优点是脉冲净化效果明显（可提升脉冲信噪比 3-5 个数量级），缺点是能量转换效率低（如 XPW 的转换效率只有 10%），只适用于 mJ 量级以下的超短脉冲净化。净化后的种子脉冲进入 CPA 或 OPCPA 系统，在展宽、放大、压缩过程中都会携带上新的噪声，使得最终输出的脉冲信噪比难以高于  $10^9$ ，无法满足拍瓦级激光脉冲的信噪比要求。

为了直接提升超短超强激光脉冲的信噪比，一些装置上采用了自诱导等离子体开关技术<sup>[91]</sup>，也称为等离子体镜（plasma mirror, PM）技术。等离子体镜的工作原理如图 1-13 所示：一定强度的超短脉冲激光入射到一透明光学介质材料表面，由于预脉冲强度较低不会导致光学介质变性，将从这一介质透射出去；而在主脉冲到来时光场强度陡然增加，当光强达到一定值将会在基片表面产生等离子体，当等离子体的密度超过临界电子密度后，透明介质会从对该激光波长高透的固体瞬间变为反射率接近于 1 的等离子体，使得主脉冲被强烈反射，由此使得主脉冲和前沿噪声光场发生反射/透射式的高度分离，实现对强激光脉冲的净化。通常，单块等离子体镜(SPM)的能量转换效率为~70%，可提升脉冲信噪比 1-2 个数量级。使用双等离子体镜(DPM)<sup>[92]</sup>的方案将信噪比提升效果增强到 2-3 个数量级，但总的能量转换效率将下降为 50%，能量损失比较严重。此外，等离子体镜的稳定性差，信噪比提升效果对放大器的运行参数敏感，这些原因使得等离子体镜技术无法从根本上解决超短超强激光系统的信噪比问题。

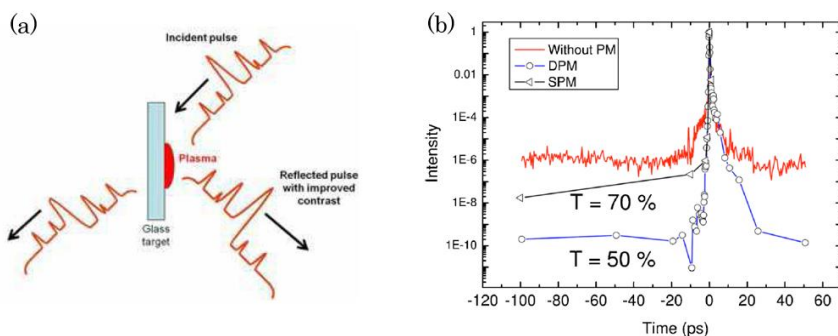


图 1-13 (a)等离子体镜的脉冲净化原理示意图；(b) 入射脉冲(红线)与经过单块等离子体镜(SPM)净化后的脉冲(黑线)以及经过双等离子体镜(DPM)净化的脉冲(蓝线)信噪比对比。

Fig. 1-13 (a) Schematic of pulse cleaning based on plasma mirror. (b) Temporal profile of the incident laser pulse (red), and that being cleaned by single plasma mirror (black) and double plasma mirrors (blue).

### 1.3.2 超短超强激光系统的光噪声

超短超强激光系统的光噪声主要来自于三个环节：种子脉冲、展宽/压缩器、放大器。其中种子脉冲的噪声可以通过 XPW 等非线性时域滤波技术进行滤除，因此导致超短超强激光输出脉冲信噪比受限的主要是展宽/压缩器和放大器环节的噪声。

在展宽器中(压缩器与之类似)，导致脉冲信噪比退化的噪声机理主要包括：(1) 不完全压缩(imperfect compression)：飞秒脉冲在展宽及传输、放大过程中，不仅会引入二阶群速度色散(对应着线性啁啾)，还会附带产生一定量的高阶色散，这些高阶色散在压缩器中难以得到完全补偿，导致主脉冲无法被完全压缩，脉冲信噪比因此下降<sup>[33]</sup>；(2)光谱截断(spectral clipping)：展宽/压缩器中光栅等元器件的有限口径将导致对啁啾脉冲光谱的硬剪切，对这样的脉冲进行压缩时，在压缩后的主脉冲两侧会出现高频振荡的时间尖峰结构，使得 ps 尺度的脉冲信噪比下降至约  $10^4$  水平<sup>[89]</sup>。为了克服光谱截断的影响，通常需要将展宽器中的元件口径设计为空间啁啾光束口径的 3 倍以上；(3)光学元件表面散射(optical surface scattering)：实际的光学元件表面总存在一定的表面粗糙度，这将直接导致光束波前(位相)调制；由于展宽/压缩器中的光束是空间啁啾形式的，光束波前调制意味着光谱调制，因此光学元件表面粗糙度引起的光场调制也将影响压缩脉冲的时域信噪比。2015 年上海交通大学马金贵等<sup>[90]</sup>首次在实验上研究了由展宽/压缩器中光学元件表面粗糙度导致的压缩脉冲信噪比下降，图 1-14(a)为展宽器中屋脊镜和光栅的表面粗糙度测量结果，图 1-14(b)为压缩器输出脉冲对比度的测量结果，研究表明光栅





及屋脊镜的表面粗糙度导致压缩脉冲感应到了一个时间宽度为数十 ps，相对强度约为  $10^{-6}$  的噪声衬底。

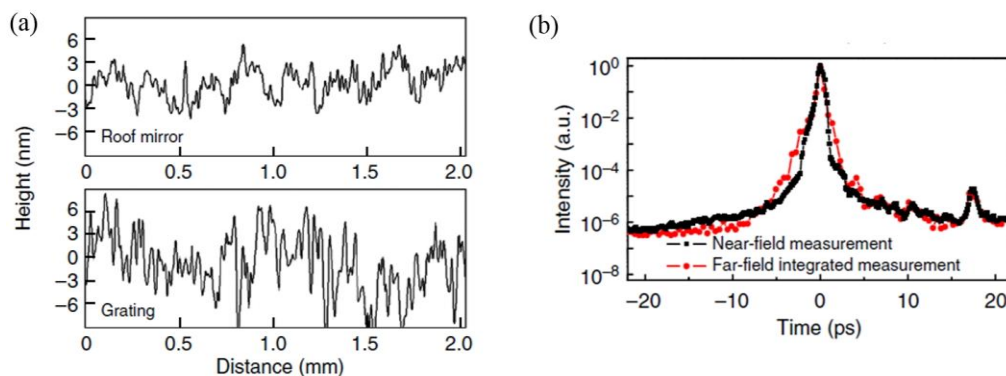


图 1-14 (a) 压缩器中的屋脊镜与光栅的表面粗糙度测量结果；(b)压缩后脉冲对比度<sup>[90]</sup>

Fig.1-14 (a) Surface roughness of the roof mirror and grating used in the compressor. (c) Intensity profile of compressed pulse<sup>[90]</sup>.

放大器环节的噪声比展宽/压缩器更为严重、也更为复杂。一个基本规律是放大器的总增益越高，系统输出的脉冲信噪比越差。之前对于 CPA/OPCPA 放大器噪声的认识主要是：钕玻璃或钛宝石等能级型激光放大器中存在**本征噪声 ASE**，而光参量放大器中存在**本征噪声参量荧光**，这两类噪声由于其空间和频率模式的自适应选择，总能获得比信号激光更优的放大（噪声总增益大于信号光增益），是导致 CPA/OPCPA 强激光系统输出脉冲信噪比受限的主要因素。

需要指出的是，啁啾脉冲放大环境中的噪声具有其特殊性。由于啁啾脉冲的频率与时间直接关联，在放大过程中信号脉冲的时域调制和光谱畸变（包括强度调制和位相调制）都将反应为时域噪声，在经过压缩器后从主脉冲中分离出来，转换为时域噪声衬底或预脉冲结构<sup>[93,94]</sup>。一个例子是激光介质的克尔非线性将导致啁啾脉冲发生自位相调制，这部分自位相调制经过压缩器后将转换为若干预脉冲和后沿噪声脉冲，严重退化脉冲信噪比<sup>[95,96]</sup>。

啁啾脉冲上叠加的时域调制经过压缩器后变换为预脉冲等时间结构的现象也被称为激光时域衍射(temporal diffraction)<sup>[97,98]</sup>。时域衍射的概念可以与空域衍射相类比，激光束在传输放大过程中，由于光学元件表面质量等问题，光束的波前（位相）会被调制，在衍射传输过程中这部分调制将导致主光束能量耗散，对这一光束进行聚焦，在主焦斑之外出现噪声旁瓣。与此类似，啁啾脉冲在传输放大过程中若发生时域位相调制，经过压缩器后（压缩器提供色散，脉冲压缩过程可类比于空间域的光束聚焦）也将导致主脉



冲能量耗散，在主脉冲的前后沿出现时域噪声结构，脉冲信噪比退化。

此外，基于非线性光参量放大的 OPCPA 放大器中相比于能级型激光直接放大的 CPA 放大器，其噪声种类和噪声演变特性都更为复杂，譬如，光参量放大属于三波耦合过程，在这一过程中噪声也会在光波间发生传递。2005 年，N. Forget 等<sup>[99]</sup>在实验中研究了 OPCPA 放大器中存在泵浦噪声转移效应，即泵浦激光脉冲上的噪声在光参量放大过程中将传递给啁啾信号脉冲<sup>[100,101]</sup>，最终经过压缩器后转换为几十皮秒宽的噪声衬底。在他们的实验中，由泵浦噪声转移所形成的噪声衬底相对于主峰的强度为  $10^{-3}$  水平，这一强度远高于参量荧光所形成的时域噪声衬底（相对主峰的强度约为  $10^{-8}$  水平）。

持续降低强激光系统的光噪声是获得超高信噪比超短超强激光脉冲的基础。目前的超短超强激光系统对信噪比的控制只局限于对种子脉冲做净化处理，对放大器噪声尚无有效的控制方法，这是超短超强激光难以实现超高信噪比的关键技术瓶颈。为此，迫切需要开展针对啁啾脉冲放大器的噪声机理和及降噪技术研究。

## 1.4 论文主要研究内容与安排

本论文以超短超强激光的脉冲信噪比提升为总体目标，具体研究 OPCPA 系统的时域噪声问题，在此基础上，探索适用于啁啾脉冲放大器的主动降噪技术。本论文的研究结果对能级型 CPA 系统同样具有借鉴意义。

论文内容安排如下：

第一章为综述，介绍超短超强激光的发展现状与应用价值，重点阐述脉冲信噪比这一关键技术指标以及导致超短超强激光系统输出脉冲信噪比受限的关键因素。

第二章介绍光参量啁啾脉冲放大的理论研究模型，详细推导了 OPCPA 的放大特性，包括位相匹配条件、参量增益和增益带宽以及能量转换效率。本章是开展 OPCPA 放大器噪声研究的理论基础。

第三章研究 OPCPA 放大器中噪声光场的基本演变特性，将功率谱密度分析的方法引入到 OPCPA 放大器时域噪声的表述和研究中，通过分析研究参量放大过程中噪声功率谱密度分布的演变行为，提炼、归纳 OPCPA 放大器中脉冲信噪比的退化机制。

第四章介绍两种新发现的 OPCPA 放大器噪声，即起源于光学元件表面残余反射的后沿次脉冲衍生前沿脉冲过程和起源于信号光路光散射的光参量噪声。系统地研究这两种噪声的产生和增长机制，及其对放大器性能的退化作用。

第五章提出并论证一种适用于啁啾脉冲放大器的主动降噪技术——时空啁啾耦合滤波。通过理论推导、数值模拟和实验研究验证了这一技术的可行性。



13004103

第六章是本论文的总结，对论文研究工作的主要创新点进行总结，分析论文的不足之处以及今后研究工作的重点方向。



## 第二章 光参量啁啾脉冲放大基本理论

### 2.1 概述

本章从耦合方程组出发，理论研究光参量啁啾脉冲放大器（OPCPA）的基本放大特性，重点分析位相匹配条件、参量放大增益、增益带宽、能量转换效率等决定 OPCPA 输出能力的关键参数。最后列出当前强激光系统中常用的 OPCPA 非线性晶体性能对比。本章为论文第三、四章研究 OPCPA 放大器的噪声特性提供了理论基础。

### 2.2 耦合波方程组

OPCPA 技术方案使用非线性光参量放大器(OPA)取代传统 CPA 系统中的能级型激光放大器，因此集成了 OPA 增益特性的若干优点（详见 1.2.2 节）。OPA 是一个差频产生过程，涉及到三波非线性耦合作用<sup>[102,103]</sup>。如图 2-1 所示，当一束强的泵浦激光(假设光波频率为  $\omega_p$ )与一束弱的信号激光(频率为  $\omega_s$ ,  $\omega_s < \omega_p$ )同时入射到非线性光学晶体，两束光将通过介质的非线性极化发生耦合，在此过程中能量从强泵浦光( $\omega_p$  光)转移向弱信号光( $\omega_s$  光)，同时产生一束频率为  $\omega_i = \omega_p - \omega_s$  的闲频光波。这一能量转换过程符合“曼利-罗”关系，即每湮没一个  $\omega_p$  光子，就同时产生一个频率为  $\omega_s$  的光子和另一个频率为  $\omega_i$  的光子。对于传统的激光放大器和激光振荡器，激光增益的来源是原子或分子能级之间的粒子数反转，其本质是受激辐射放大；而在光参量放大器中，增益来源于非线性介质中光波之间的耦合，其本质是非线性频率转换。

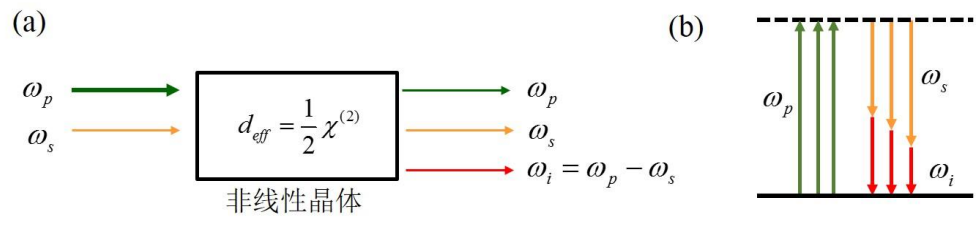


图 2-1 光参量放大过程示意图  
Fig. 2-1 Optical Parametric Amplification (OPA).



在光参量放大器中，泵浦光、信号光和闲频光波在非线性晶体内的演变规律可由耦合波方程组描述。下面简单阐述耦合波方程组的推导过程。假设三光波都是沿  $z$  方向传播的准单色波，其光电场分布表示为：

$$E_m(z, t) = A_m(t)e^{i(k_m z - \omega_m t)} + c.c. \quad (2-1)$$

下标  $m = s, i, p$  分别对应信号光、闲频光与泵浦光， $A_m(t)$  表示光场的慢变包络，也称为慢变复振幅， $k_m$  为波数， $\omega_m$  为载波频率。根据电磁理论，光波在非磁、绝缘且均匀的介质中的传输满足下列波动方程：

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2} \quad (2-2)$$

式中， $\epsilon_0$  为真空介电常数， $\mu_0$  为真空磁导率。介质极化强度  $P$  表征介质对光场的响应，由线性极化  $P_L$  和非线性极化  $P_{NL}$  两部分组成。介质的非线性极化强度  $P_{NL}$  是所有非线性光学效应发生的物理基础，该项又具体包括二阶非线性极化、三阶非线性极化等。光参量放大是在二阶非线性极化作用下发生的差频产生过程。在初始阶段，仅有  $\omega_p$  光和  $\omega_s$  光入射到晶体，两列光波耦合产生频率为  $\omega_i = \omega_p - \omega_s$  的非线性极化  $P_{NL}^{(2)}(\omega_i)$ ，可表示为：

$$P_{NL}^{(2)}(\omega_i, z) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_p, -\omega_s) : E_p(\omega_p, z) E_s^*(\omega_s, z), \quad (2-3)$$

进而由这个非线性极化辐射产生频率为  $\omega_i$  的光场。类似地， $\omega_p$  光与  $\omega_i$  光的耦合又将产生对应频率为  $\omega_s$  的非线性极化  $P_{NL}^{(2)}(\omega_s)$ ，而  $\omega_s$  光与  $\omega_i$  光的耦合产生对应频率为  $\omega_p$  的非线性极化  $P_{NL}^{(2)}(\omega_p)$ ，在数学上分别表示为：

$$P_{NL}^{(2)}(\omega_s, z) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_p, -\omega_i) : E_p(\omega_p, z) E_i^*(\omega_i, z), \quad (2-4)$$

$$P_{NL}^{(2)}(\omega_p, z) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_s, \omega_i) : E_s(\omega_s, z) E_i(\omega_i, z), \quad (2-5)$$

式中， $\chi^{(2)}$  为介质的二阶非线性极化率张量。将这三个非线性极化的表达式代入波动方程 (2-2) 式，即可得到描述三列光波在介质中传输演变的方程组，即耦合波方程组。通常光场的复振幅  $E(\omega_n, z)$  在传输过程中变化很小，满足：

$$\frac{\partial^2 E_m(z)}{\partial z^2} \ll \left| \frac{\partial E_m(z)}{\partial z} k_m \right|, \quad (2-6)$$

该条件又称为慢变包络近似条件，此时

$$\frac{\partial^2 E_m(z)}{\partial z^2} \approx \left( i2k \frac{\partial A_m}{\partial z} - k^2 A_m \right) e^{-i(\omega t - kz)}. \quad (2-7)$$



相应地，描述光参量放大过程的耦合波方程组简化为：

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_s}{\partial z} &= -i \frac{\chi^{(2)} \omega_s}{2n_s c} A_p A_i^* e^{-i\Delta k \cdot z} \\
 \frac{\partial A_i}{\partial z} &= -i \frac{\chi^{(2)} \omega_i}{2n_i c} A_p A_s^* e^{-i\Delta k \cdot z} \\
 \frac{\partial A_p}{\partial z} &= -i \frac{\chi^{(2)} \omega_p}{2n_p c} A_s A_i e^{i\Delta k \cdot z}
 \end{aligned} \tag{2-8}$$

式中， $c$  为真空光速， $n_{s, p, i}$  为晶体对三光波的折射率， $k = k_p - k_s - k_i$  为三波间的波矢失配（也称位相失配）。

上面的推导过程中设定了光波为准单色平面波，考虑到在实际应用中激光束都具有有限宽度，为了准确描述激光束光斑的演变，需要计入衍射传输效应、空间走离效应的影响。除此之外，在宽带或超短脉冲情况下，也必须考虑介质色散效应对三波相互作用的影响。为此，需要将(2-8)式的耦合波方程组进一步拓展为<sup>[55]</sup>：

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_s}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_s}{\partial t^n} + \frac{i}{2k_s} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_s + \rho_s \frac{\partial A_s}{\partial x} &= -i \frac{\chi^{(2)} \omega_s}{2n_s c} A_p A_i^* e^{-i\Delta k \cdot z} \\
 \frac{\partial A_i}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_i}{\partial t^n} + \frac{i}{2k_i} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_i + \rho_i \frac{\partial A_i}{\partial x} &= -i \frac{\chi^{(2)} \omega_i}{2n_i c} A_p A_s^* e^{-i\Delta k \cdot z} \\
 \frac{\partial A_p}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_p}{\partial t^n} + \frac{i}{2k_p} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_p + \rho_p \frac{\partial A_p}{\partial x} &= -i \frac{\chi^{(2)} \omega_p}{2n_p c} A_s A_i e^{i\Delta k \cdot z}
 \end{aligned} \tag{2-9}$$

该方程组可通过分步傅里叶变换法 (split-step Fourier method) 进行数值求解<sup>[104,105]</sup>。等式左边第二项即为介质的色散效应， $k^{(n)} = d^n k / d\omega^n$  代表介质的  $n$  阶色散；第三项对应衍射传输的横向效应；第四项对应空间走离效应， $\rho_{s,i,p}$  为三光波的走离角或非共线角。在这些线性的时空效应中，介质色散效应直接影响三波相互作用的宽带位相匹配条件，是制约 OPA/OPCPA 增益带宽和输出能力的重要因素。

### 2.3 位相匹配条件

位相匹配是所有非线性光学过程的共同特征，它决定了三波间能量增长和流动的方向。对于光参量放大过程，位相匹配条件如图 2-2 所示，在数学上可表示为：

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i = 0. \tag{2-10}$$



位相匹配条件等价于三光波耦合过程满足动量守恒。我们也可从极化辐射的相干叠加角度来理解位相匹配条件的物理意义： $k=(k_p-k_i)-k_s=0$  意味着由  $\omega_p$  光与  $\omega_i$  光混频在本地所新产生的  $\omega_s$  光要与之前产生而传输到该位置的  $\omega_s$  光同位相，这样两者间就可以相干叠加使得总的  $\omega_s$  光最强。

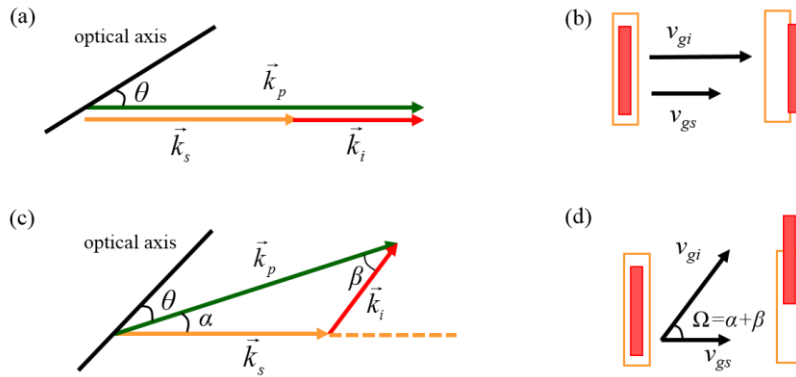


图 2-2 共线 OPCPA、非共线 OPCPA 的位相匹配关系(a)、(c)与群速度匹配关系(b)、(d).

Fig.2-2 Schematic for phase-matching (a), (c) and group-velocity matching (b), (d) conditions in collinear OPA and non-collinear OPA, respectively.

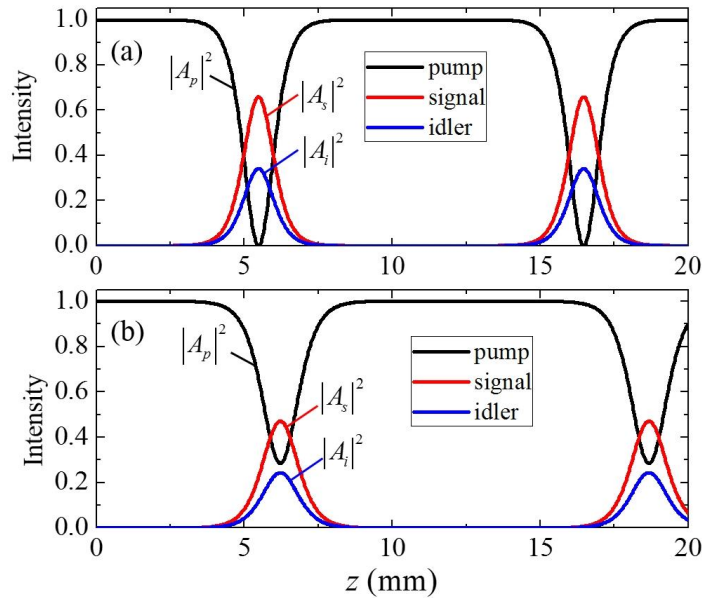


图 2-3. OPA 中三波强度  $|A_p|^2$ ,  $|A_s|^2$  和  $|A_i|^2$  随相互作用距离  $z$  的演变: (a)  $k=0$ ; (b)  $k = 1.5 \text{ rad/mm}$ .

Fig.2-3. Variation of  $|A_p|^2$ ,  $|A_s|^2$  and  $|A_i|^2$  in an OPA for the case of perfect phase matching (a) and phase mismatching ( $k \sim 1.5 \text{ rad/mm}$ ), respectively.



图 2-3 分别给出了位相匹配( $k=0$ )和位相失配(数值模拟中假设  $k=1.5\text{rad/mm}$ )条件下光参量放大过程中泵浦, 信号和闲频光波强度随三波相互作用距离  $z$  的演变。数值模拟条件设定为: BBO 晶体用于 I 类共线位相匹配, 泵浦光与信号光波长分别为 527nm 和 800nm, 两者的初始光强比为  $10^6$ 。从计算结果可以看到: (1)  $k=0$  时, 如图 2-3(a) 所示, 起始阶段信号光被持续放大、泵浦能量不断耗损, 这对应着光参量放大状态; 当泵浦光被完全消耗以后, 将启动信号光与闲频光的和频过程, 这是光参量放大的逆过程(也被称为倒流效应, backconversion effect), 能量从信号光和闲频光倒流回泵浦光。值得一提的是, 对于倍频过程, 一旦满足  $k=0$  就不会发生倒流效应; (2)  $k \neq 0$  时, 如图 2-3(b)所示, 泵浦光还未完全转换就发生能量倒流, 此时光参量放大的(最优)能量转换效率从满足位相匹配时的 100%降低为 70%。

值得注意的是, 位相匹配条件(2-10)式的物理意义是三列光波的中心频率(载波)之间的位相匹配。对于有宽带激光参与的光参量放大过程, 比如飞秒 OPA 或宽带啁啾脉冲注入的 OPCPA, 仅仅满足中心频率间的位相匹配是不够的, 宽带激光参量放大要求光谱带宽内所有频率成分均满足位相匹配条件。但由于晶体色散效应的限制, 位相匹配带宽总是有限的。

**计入介质的色散效应后**, 光波在介质中传输对应的波矢  $k$  需要表示为光波频率  $\omega$  的函数  $k(\omega)=n(\omega)\omega/c$ , 将其在中心频率  $\omega_0$  附近进行泰勒级数展开

$$k(\omega)=n(\omega)\frac{\omega}{c}=k^{(0)}\Big|_{\omega_0}+k^{(1)}\Big|_{\omega_0}(\omega-\omega_0)+\frac{1}{2}k^{(2)}\Big|_{\omega_0}(\omega-\omega_0)^2+\dots, \quad (2-11)$$

式中,  $k^{(0)}$ 即为中心频率对应的波矢:

$$k^{(0)}=n(\omega_0)\frac{\omega_0}{c}, \quad (2-12)$$

$k^{(1)}$ 为一阶色散系数, 在数学上等于激光脉冲的群速度  $v_g$  的倒数, 表征的是脉冲包络的传播速度:

$$k^{(1)}=\frac{d}{d\omega}k(\omega)=\frac{1}{c}\left(n+\omega\frac{dn}{d\omega}\right)=\frac{1}{v_g}, \quad (2-13)$$

$k^{(2)}$ 为二阶色散系数, 也被称为群速度色散(group-velocity-dispersion, GVD)系数, 反映的是由于脉冲中不同频谱分量传播速度不同所导致的脉冲包络变化:

$$k^{(2)}=\frac{d^2}{d\omega^2}\left(n(\omega)\frac{\omega}{c}\right)=\frac{1}{c}\left(2\frac{dn}{d\omega}+\omega\frac{d^2n}{d\omega^2}\right). \quad (2-14)$$

下面具体分析计入介质的色散效应后 OPCPA 的位相匹配条件。在 OPCPA 过程中, 泵浦光通常为窄带长脉冲激光, 信号和闲频光为宽带的啁啾脉冲, 此时三波间位相失配





量  $k = k_p - k_s - k_i$  是信号光频率  $\omega_s$  的函数，将其在信号光中心频率  $\omega_0$  附近进行泰勒级数展开：

$$\Delta k(\omega_s) = \Delta k(\omega_0) + \left. \frac{d\Delta k(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\Delta k(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \Delta\omega^2 + \dots + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n\Delta k(\omega)}{d\omega^n} \right|_{\omega_0} \Delta\omega^n, \quad (2-15)$$

式中， $k(\omega_0)$  为中心频率的位相失配量， $d k/d\omega$  和  $d^2 k/d\omega^2$  分别为一阶位相失配系数和二阶位相失配系数，其物理含义分别为群速度失配(group-velocity-mismatch, GVM) 和群速度色散失配； $\omega = \omega_s - \omega_0$ ，当  $\omega \ll \omega_0$  时，更高阶位相失配的影响通常可忽略不计。理想的超宽带 OPCPA 放大器需要  $k(\omega_0)$ ， $d k/d\omega$  和  $d^2 k/d\omega^2$  均等于 0，即同时满足中心波长的位相匹配、群速度匹配和群速度色散匹配。但在实际应用中，由于介质的色散特性以及光场参数设计的自由度有限，一般只能满足中心波长的位相匹配条件，难以同时满足另外两个条件。

根据入射的泵浦光和信号光波矢间关系，如图 2-2 所示，OPCPA 过程具体分为共线 OPCPA 和非共线 OPCPA，下面分别推导这两种 OPCPA 放大器增益带宽的近似表达式。在推导中考虑到泵浦脉冲为窄带激光，因此泵浦脉冲自身的色散效应忽略不计，即在数学上令  $dk_p/d\omega=0$ ， $d^2k_p/d\omega^2=0$ 。

### 2.3.1 共线 OPCPA 位相匹配

如图 2-2(a)所示，共线 OPCPA 的中心波长位相匹配、群速度匹配、群速度色散匹配条件分别为：

$$\Delta k(\omega_s) = k_p - k_s - k_i = 0, \quad (2-16)$$

$$\left. \frac{d\Delta k}{d\omega} \right|_{\omega_s} = -\frac{dk_s}{d\omega} + \frac{dk_i}{d\omega} = -\frac{1}{v_{gs}} + \frac{1}{v_{gi}} = 0, \quad (2-17)$$

$$\left. \frac{d^2\Delta k}{d\omega^2} \right|_{\omega_s} = -\frac{d^2k_s}{d\omega^2} - \frac{d^2k_i}{d\omega^2} = 0, \quad (2-18)$$

式中， $v_{gs}$  与  $v_{gi}$  分别表示信号脉冲和闲频脉冲的群速度。共线 OPCPA 的基本特征是：通常只能满足中心频率位相匹配，群速度匹配条件只有工作在简并波长( $\omega_s = \omega_i$ )时才满足。

首先分析三波中心频率的位相匹配条件，将(2-16)式改写为折射率关系的表达式：

$$\Delta k = \frac{n_p \omega_p - n_s \omega_s - n_i \omega_i}{c} = 0 \rightarrow n_p = \frac{n_s \omega_s + n_i \omega_i}{\omega_p}. \quad (2-19)$$



晶体的双折射特性可以作为自由度,用于控制位相匹配,这种方法称为双折射位相匹配。对于光参量放大过程 ( $\omega_p \rightarrow \omega_s + \omega_i$ ), 根据三列光波的偏振方式不同, 双折射位相匹配又具体分为 I 类和 II 类位相匹配。I 类位相匹配指的是泵浦光波取一种的线偏振光, 信号光波和闲频光波取另一种状态的偏振光; II 类位相匹配指的是信号光波和闲频光波取两种不同状态的偏振光。以负单轴晶体为例, I 类位相匹配指的是泵浦光为非寻常光偏振(简称 e 光, 偏振方向在由晶体光轴与入射光构成的主平面内), 其折射率与波矢方向有关; 信号与闲频光波均为寻常光偏振(简称 o 光, 偏振方向垂直于主平面), 它们的折射率与波矢方向无关, 这一种光参量放大过程可以用符号表示为  $e \rightarrow o+o$ 。此时, 三光波在晶体中的折射率分别为:

$$n_p(\theta) = \left[ \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2(\omega_p)} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(\omega_p)} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2-20)$$

$$n_s = n_o(\omega_s) \quad (2-21)$$

$$n_i = n_o(\omega_i) \quad (2-22)$$

$\theta$  为入射光波矢方向与晶体光轴的夹角, 也被称为晶体的取向, 决定了晶体加工的切割角。 $n_o(\omega)$ 与  $n_e(\omega)$ 是晶体主轴上的折射率, 即光波沿晶体的光轴方向( $\theta = 0$ )以及垂直于光轴方向( $\theta = \pi/2$ )传输对应的折射率。将(2-20)-(2-22)式代入到位相匹配条件(2-19)式, 可以求得  $\Delta k = 0$  所需的晶体取向角  $\theta$ :

$$\theta_m = \arcsin \left[ \frac{n_{po}^2 n_{pe}^2 \lambda_s \lambda_i \frac{2}{\lambda_p} n_{pe} (\lambda_p \lambda_s n_s + \lambda_p \lambda_i n_i)^2}{(n_{po}^2 - n_{pe}^2) (\lambda_p \lambda_s n_s + \lambda_p \lambda_i n_i)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2-23)$$

式中  $n_{po} = n_o(\omega_p)$ ,  $n_e(\omega) = n_e(\omega_p)$ 。双折射位相匹配法也称为角度位相匹配。

在中心频率满足位相匹配的基础上, 若要增加位相匹配带宽, 还需要满足(2-17)式的群速度位相匹配条件, 即要求:

$$v_{gs} = v_{gi}, \quad (2-24)$$

信号光群速度等于闲频光群速度, 这一条件通常只在信号光与闲频光波长简并时才满足。对于波长不简并的共线 OPCPA, 信号光与闲频光之间总是群速度失配的, 这意味着共线 OPCPA 的位相匹配带宽非常有限, 具体分析见 2.4 节。



### 2.3.2 非共线 OPCPA 位相匹配

1994 年, G. Gale 等<sup>[106,107]</sup>提出通过非共线的方式(泵浦和信号光波以一定的非共线角  $\alpha$  入射到晶体)使得飞秒 OPA 过程中信号脉冲和闲频脉冲的群速度匹配。非共线注入方式同样适用于 OPCPA, 其优点是中心频率位相匹配条件( $k=0$ )和群速度匹配条件( $d k/d\omega=0$ )可以同时满足, 极大地拓展了位相匹配带宽。在非共线 OPCPA 过程中, 受中心频率位相匹配条件的支配, 新产生的闲频光与泵浦光间也有一定的非共线角(记作  $\beta$ ), 如图 2-2(c)所示。由于不同的信号波长成分位相匹配所对应的  $\beta$  角不同, 因此新产生的闲频光总携带有一定量的角色散, 即  $d\beta/d\omega \neq 0$ 。

将非共线 OPCPA 的中心频率位相匹配条件在正交坐标系下分解为两个标量表达式:

$$\Delta k_{\parallel} = k_p(\theta) - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta = 0, \quad (2-25)$$

$$\Delta k_{\perp} = k_s \sin \alpha - k_i \sin \beta = 0. \quad (2-26)$$

分别对两个维度上的  $k$  求导, 进一步得到群速度匹配条件的数学表达式:

$$\Delta k_{\parallel}^{(1)} = -\frac{dk_s}{d\omega} \cos \alpha + \frac{dk_i}{d\omega} \cos \beta + k_i \sin \beta \frac{d\beta}{d\omega} = 0, \quad (2-27)$$

$$\Delta k_{\perp}^{(1)} = \frac{dk_s}{d\omega} \sin \alpha + \frac{dk_i}{d\omega} \sin \beta - k_i \cos \beta \frac{d\beta}{d\omega} = 0, \quad (2-28)$$

以上四个等式中存在有四个自变量: 泵浦光波矢  $k_p(\theta)$ 、信号光非共线角  $\alpha$ 、闲频光非共线角  $\beta$  以及闲频光的角色散  $d\beta/d\omega$ , 因此四个等式可以同时成立, 即同时满足中心频率位相匹配条件和群速度位相匹配条件。推导得到非共线角  $\alpha$  和晶体去向角  $\theta$  的工作参数:

$$\text{泵浦-信号间非共线角: } \alpha_m = \arcsin \left[ \frac{1 - v_{gs}^2/v_{gi}^2}{1 + 2v_{gs}n_s\lambda_i/(v_{gi}n_i\lambda_s) + n_s^2\lambda_i^2/(n_i^2\lambda_s^2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2-29)$$

$$\text{晶体取向角: } \theta_m = \arcsin \left[ \frac{n_{po}^2 n_{pe}^2 \lambda_s \lambda_i \frac{2}{n_{pe}} (\lambda_p \lambda_s n_s \cos \alpha + \lambda_p \lambda_i n_i \cos \beta)^2}{(n_{po}^2 - n_{pe}^2) (\lambda_p \lambda_s n_s \cos \alpha + \lambda_p \lambda_i n_i \cos \beta)^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2-30)$$

以及新产生的闲频光的角色散量:

$$\left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} = \frac{\tan(\Omega(\omega_0))}{v_{gs} k_i}. \quad (2-31)$$



式中， $\Omega$  指的是信号光和闲频光之间的夹角，如图 2-2(d)所示， $\Omega = \alpha + \beta$ 。

需要指出的是，非共线 OPCPA 过程实现群速度匹配的物理图像是：闲频光脉冲的群速度  $v_{gi}$  在信号光传播方向上的投影与信号脉冲的群速度  $v_{gs}$  相等，如图 2-2(d)所示。在数学上，将(2-27)式 $\times \cos\beta$  + (2-28)式 $\times \sin\beta$  即可得到这一群速度匹配关系：

$$\begin{aligned} & \left[ -\frac{dk_s}{d\omega} \cos\alpha + \frac{dk_i}{d\omega} \cos\beta + k_i \sin\beta \frac{d\beta}{d\omega} \right] \times \cos\beta + \left[ \frac{dk_s}{d\omega} \sin\alpha + \frac{dk_i}{d\omega} \sin\beta - k_i \cos\beta \frac{d\beta}{d\omega} \right] \times \sin\beta \\ & = -\frac{dk_s}{d\omega} \cos\Omega + \frac{dk_i}{d\omega} = 0 \end{aligned} \quad (2-32)$$

根据(2-13)式， $dk_s/d\omega=1/v_{gs}$ ， $dk_i/d\omega=1/v_{gi}$ ，因此(2-32)式可直接表示为信号光和闲频光群速度之间的关系：

$$v_{gs} = v_{gi} \cos\Omega \quad (2-33)$$

在群速度匹配的条件下若要进一步增加位相匹配带宽，还需要满足群速度色散匹配条件，即  $d^2 k/d\omega^2=0$ 。对(2-25)式、(2-26)式进行二阶求导即可得到非共线 OPCPA 群速度色散匹配条件的数学表达式：

$$\Delta k_{\parallel}^{(2)} = -\frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \cos\alpha - \frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \cos\beta + 2 \frac{dk_i}{d\omega} \frac{d\beta}{d\omega} \sin\beta + k_i \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^2 \cos\beta + k_i \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \sin\beta = 0, \quad (2-34)$$

$$\Delta k_{\perp}^{(2)} = \frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \sin\alpha - \frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \sin\beta - 2 \frac{dk_i}{d\omega} \frac{d\beta}{d\omega} \cos\beta + k_i \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^2 \sin\beta - k_i \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \cos\beta = 0, \quad (2-35)$$

将(2-34) $\times \sin\beta$  + (2-35) $\times \cos\beta$  得到：

$$\frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \cos\Omega + \frac{d^2 k_i}{d\omega^2} - k_i \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^2 = 0. \quad (2-36)$$

需要指出的是，对于一般的非共线 OPCPA 过程，这一等式通常不成立。原因是，闲频光的非共线角  $\beta$  和角色散  $d\beta/d\omega$  已由(2-25)-(2-28)式确定，而信号光与闲频光的群速度色散量  $d^2 k_s/d\omega^2$  和  $d^2 k_i/d\omega^2$  由介质的色散条件限定。要使得(2-36)成立，需要在常规的非共线 OPCPA 方案中引入额外的自由度，比如向泵浦脉冲中引入啁啾，或向注入信号光引入角色散等。

目前的超宽带 OPCPA 放大器<sup>[108-110]</sup>(支持少光学周期的超短脉冲放大)以及 PW 装置中的 OPCPA 放大器<sup>[111,112]</sup>都工作于非共线位相匹配模式。举例来说，2010 年 Demmler 等<sup>[109]</sup> 报道的超宽带非共线 OPCPA 实验中(I 类位相匹配)，泵浦激光波长取 515nm，信号光中心波长~800nm，采用 1mm 厚的 BBO 晶体，最终实现了>300nm 的参量增益带宽，



接近一个倍频程。在 Demmler 的实验中，非共线 OPCPA 的工作参数( $\alpha=2.6^\circ$ ， $\theta=24.5^\circ$ )与上面推导的(2-29)、(2-30)式完全吻合。

### 2.3.3 Magic 位相匹配

在非共线 OPCPA 位相匹配工作参数( $\alpha_m$ ， $\theta_m$ )中还有一类特别的位相匹配条件，在位相匹配和群速度匹配的基础上额外地满足

$$\left. \frac{\partial \alpha_m}{\partial \lambda} \right|_{\lambda_s} = 0, \quad (2-37)$$

这一位相匹配状态被称为 Magic 位相匹配<sup>[113,114]</sup>。图 2-4 给出了泵浦波长取 515nm 条件下 BBO 晶体 I 类非共线位相匹配工作参数的计算曲线，可以看到，在  $\lambda_s=800\text{nm}$  附近满足(2-38)式给出的 Magic 位相匹配条件。

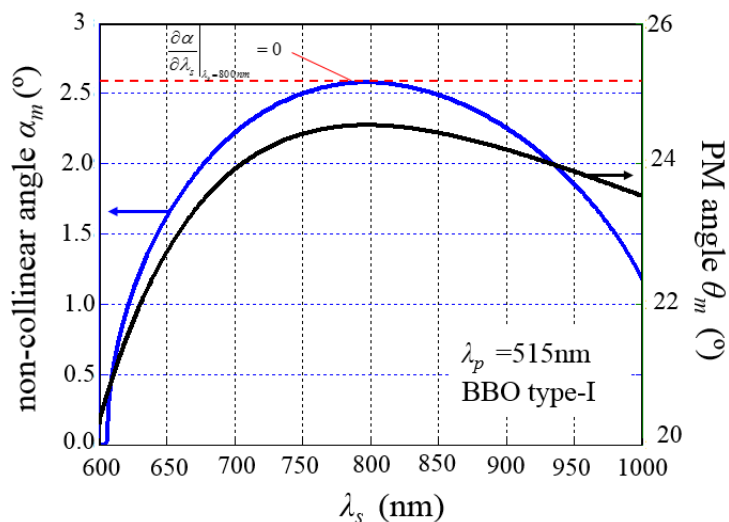


图 2-4. BBO 晶体 I 类非共线位相匹配工作参数曲线。泵浦光波长取  $\lambda_p=515\text{nm}$ 。

Fig. 2-4. Calculated phase-matching curve for a non-collinear Type I BBO pumped by  $\lambda_p=515\text{nm}$ .

Magic 位相匹配对于 OPCPA 放大器的应用价值在于：该工作点对入射激光光束质量以及实验调试误差的容忍度高，这对于低重复频率或单发次的高能 OPCPA 非常重要。应当指出的是，对于确定的非线性晶体和泵浦波长，并不总存在 Magic 位相匹配点。比如，采用 527 nm 激光泵浦的 KDP 晶体不存在 Magic 位相匹配解，但同样的波长条件下 DKDP 晶体就存在 Magic 位相匹配的解。目前 PW 级 OPCPA 系统几乎都采用大口径 DKDP 晶体作为主放大系统的增益介质，图 2-5(a)给出了 100% 掺氙的 DKDP 晶体



在 527nm 泵浦波长条件下进行非共线 OPCPA 的位相匹配曲线，可以看到在  $\lambda_s=900\text{nm}$  附近满足 Magic 位相匹配。另外需要澄清的是，Magic 位相匹配点并不代表群速度色散严格匹配。图 2-5(b)给出了图 2-5(a)相应的工作参数条件下 OPA 的群速度色散失配量：

$$\Delta k^{(2)} = \frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} \cos \Omega(\omega_0) + \frac{d^2 k_i}{d\omega^2} \Big|_{\omega_0} - \frac{\tan^2(\Omega(\omega_0))}{k_i(\omega_0) v_{gi}^2(\omega_0)}. \quad (2-38)$$

可以看到，Magic 位相匹配点( $\lambda_s=900\text{nm}$ )，群速度色散的失配并不等于 0。但是，在很大的信号光波长范围内 ( $\lambda_s=820\text{-}1100\text{nm}$ )，群速度色散的失配量在整体上均非常微小，Magic 位相匹配对超宽带 OPCPA 的位相匹配来说是最优化的。根据上述计算分析结果，对于 527nm 泵浦的高氙的 DKDP 晶体 OPCPA 激光系统，注入超宽带啁啾脉冲信号光的中心波长应该设计在更长的 950nm 附近，而 Magic 位相匹配点则设计在 900nm 波长处。目前，Magic 位相匹配被广泛应用于周期量级极短脉冲的啁啾脉冲放大。

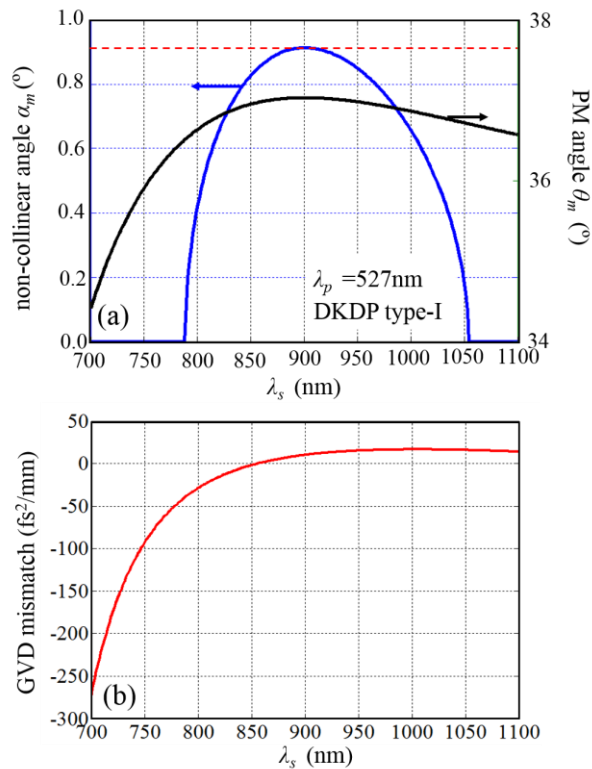


图 2-5 (a) DKDP 晶体非共线位相匹配的非共线角和晶体取向角参数的计算结果. (b) 相应角度参数下的信号光与闲频光的群速度色散失配。

Fig. 2-5. (a) Phase-matching parameters calculated for a Type I noncollinear OPCPA in DKDP crystal pumped by  $\lambda_p=527\text{nm}$ . (b) Mismatch of GVD at corresponding  $(\lambda_s, \alpha_m, \theta_m)$ .



## 2.4 小信号增益与增益带宽

### 2.4.1 小信号增益

当光参量放大过程满足以下入射条件时：

$$\text{初始无闲频光注入： } A_i(z=0)=0,$$

$$\text{泵浦消耗可忽略不计： } \partial A_p / \partial z \approx 0 \quad (2-39)$$

耦合波方程组(2-8)式具有解析解，推导得到信号光场强度沿三波相互作用距离  $z$  的演变规律：

$$I_s(z) = I_{s0} \cosh^2 gz, \quad (2-40)$$

$I_{s0}$  为入射的信号光强，光强  $I_m$  与光场慢变复振幅  $A_m$  的换算关系为  $I_m = c\varepsilon_0 n_m |A_m|^2 / 2$ 。式中  $g$  为参量增益系数，由泵浦光强度、晶体参数和三波间位相失配量  $k$  共同决定：

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}, \quad \Gamma^2 = \frac{2d_{\text{eff}}\omega_s\omega_i I_p}{\varepsilon_0 n_i n_s n_p c^3}. \quad (2-41)$$

少平方

当  $gz \gg 1$  时（相当于参量增益  $>10$  倍）， $\cosh(gz) \approx e^{gz}/2$ ，(2-40)式可进一步简化为：

$$I_s(z) = I_s(0) \times \frac{1}{4} e^{2gz}, \quad (2-42)$$

该式广泛地应用于光参量放大器的设计和性能分析。需要注意的是，参量增益系数  $g$  是泵浦光强  $I_p$  的函数，当泵浦脉冲光强是个时变函数时，即表示为  $I_p(t)$ ，参量增益系数也将变为一个时变函数  $g(t)$ ，即信号脉冲在不同时刻获得的参量增益不同，这意味着光参量放大过程中，信号光场分布被泵浦脉冲强度分布所调制。

图 2-6 对比了根据小信号近似解(2-41)式与基于耦合波方程组的严格数值解计算得到的信号光强，可以看到，当泵浦光耗损  $<10\%$  时，小信号近似解与严格数值解高度吻合；随着泵浦消耗（即能量转换效率）的提高，信号放大的增益逐渐偏离小信号近似解，增长速率迅速变缓，即进入饱和放大状态；当泵浦光完全消耗时，出现能量倒流效应。在计算该图时，假设光参量放大过程满足位相匹配条件，即  $k = 0$ 。

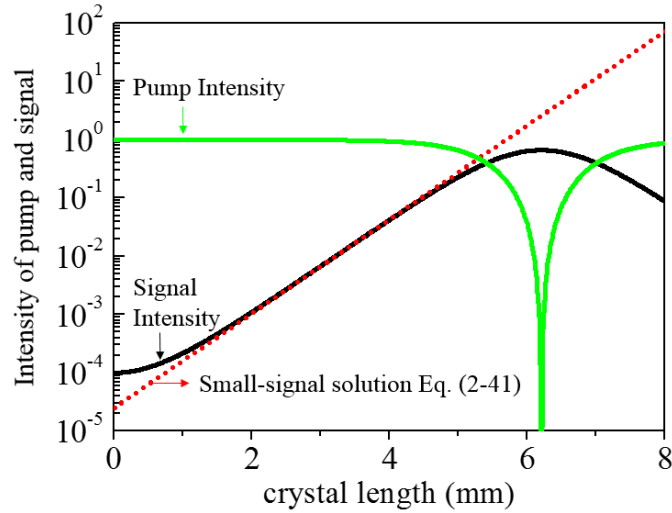


图 2-6 光参量放大过程的数值解(黑色实线)和小信号近似解(红色点线)对比。

Fig.2-6 Numerical solution (solid black line) for the signal intensity compared with that calculated with small-signal approximate solution Equ. (2-41) (dotted red line).

### 2.4.2 参量增益带宽

OPCPA 过程的增益带宽直接决定了可放大的信号光带宽，从而决定放大后的信号光可压缩的最短脉宽，以及与可获得的激光峰值功率。根据(2-41)式，光参量放大器的小信号增益可表示为：

$$G_{OPA} = \frac{1}{4} \exp \left( 2 \sqrt{\Gamma^2 - \left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2} z \right), \quad (2-43)$$

在  $k = 0$  时， $G_{OPA}$  取最大值；当位相失配量达到

$$\Delta k = 2 (\ln 2)^{\frac{1}{2}} (\Gamma/z)^{\frac{1}{2}}, \quad (2-44)$$

参量增益  $G_{OPA}$  减小到最大值的一半，基于这一关系可以推导光参量放大器的增益带宽。下面分别讨论共线 OPCPA 与非共线 OPCPA：

#### (1) 非共线 OPCPA

对于非共线 OPCPA，当泵浦-信号间的非共线角  $\alpha$  与晶体切割角  $\theta$  满足(2-29)、(2-30)式时，中心频率的位相匹配条件和群速度匹配条件同时满足，即 OPCPA 位相失配量(2-15)式中  $k(\omega_0)=0$  且  $d k/d\omega=0$ ，此时位相失配量主要来自于群速度色散失配，即  $d^2 k/d\omega^2$





$\neq 0$ 。因此，非共线 OPCPA 的位相失配量具体表示为：

$$\Delta k(\omega_s) \approx \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 \Delta k(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega_s - \omega_0)^2, \quad (2-45)$$

将该式代入(2-44)式，即可得到非共线 OPCPA 增益带宽的计算公式(适用于小信号增益区)：

$$\Delta\omega = 2 \sqrt{\frac{4(\ln 2)^{\frac{1}{2}} (\Gamma/z)^{\frac{1}{2}}}{\left| \frac{d^2 \Delta k(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}}} = 2 \sqrt{\frac{4(\ln 2)^{\frac{1}{2}} (\Gamma/z)^{\frac{1}{2}}}{\left| \frac{d^2 k_s}{d\omega^2} \cos \Omega + \frac{d^2 k_i}{d\omega^2} - \frac{\tan^2(\Omega)}{k_i v_{gi}^2} \right|}}. \quad (2-46)$$

### (2) 简并波长的共线 OPCPA

与非共线 OPCPA 类似，工作于简并波长的共线 OPCPA 也可以同时满足中心频率位相匹配和群速度匹配条件(参见 2.3.1 节)，因此可直接写出其增益带宽的计算公式：

$$\Delta\omega = 2 \sqrt{\frac{4(\ln 2)^{\frac{1}{2}} (\Gamma/z)^{\frac{1}{2}}}{\left| \frac{d^2 k_s}{d\omega^2} + \frac{d^2 k_i}{d\omega^2} \right|}}. \quad (2-47)$$

### (3) 非简并波长的共线 OPCPA

若共线 OPCPA 工作于非简并波长，只能满足中心频率位相匹配条件，此时增益带宽主要受限于信号光与闲频光之间的群速失配。根据(2-15)式，频率为  $\omega_s$  的信号光对应的位相失配量可表示为：

$$\Delta k(\omega_s) \approx \left. \frac{d\Delta k(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega_s - \omega_0), \quad (2-48)$$

将该式代入(2-44)式，即可得到非简并波长共线 OPCPA 对应的增益带宽：

$$\Delta\omega = \frac{4(\ln 2)^{\frac{1}{2}} (\Gamma/z)^{\frac{1}{2}}}{\left| -1/v_{gs} + 1/v_{gi} \right|}. \quad (2-49)$$

举例来说，对于一个泵浦光波长为 527nm 的 OPCPA 放大器，晶体统一采用 10mm 厚的 BBO，工作于 I 类位相匹配，信号光中心波长为 800nm，假设泵浦光强为  $5\text{GW}/\text{cm}^2$ ，此时放大器的参量增益系数  $=800/\text{m}$ 。若采用共线 OPCPA 的注入方式，由于信号和闲频波长不简并，两者存在群速度失配，根据(2-49)式计算得到其增益带宽仅有  $\sim 8.2\text{nm}$ ；



若采用非共线 OPCPA 的注入方式, 根据(2-46)式计算得到其增益带宽~350nm, 比共线 OPCPA 增益带宽高了几十倍, 理论上可以支持 2.7 fs 的超短脉冲放大。在相同的晶体和泵浦光条件下, 若信号光取简并波长(1054nm), 根据(2-47)式计算得到其增益带宽~134nm, 小于非共线 OPCPA 的带宽, 可支持~10-20 fs 的超短脉冲放大。

### 2.5 能量转换效率

衡量超短超强激光系统性能的一个核心指标是能量转换效率, 它直接决定了系统的输出能力和性价比。事实上, 光参量放大过程的能量转换效率是限制 OPCPA 超短超强激光系统输出峰值功率提升的一个瓶颈问题。将光参量放大过程的泵浦光转换效率 (即泵浦光耗损度), 也称为量子效率, 记做  $f_{max}$ , 理论上, 光参量放大过程  $f_{max}$  的上限值为 1。除去闲频光部分, 从泵浦光到信号光的“净”能量转换效率为  $\eta_s = f_{max} \times \omega_s / \omega_p$ , 对于泵浦和信号光波长分别为 527 nm 和 800 nm 的 OPCPA 放大器, 净能量转换效率  $\eta_s$  的理论极限值为 66.5% (= 527/800)。表格 2-1 列出了国内外一些典型的高功率 OPCPA 激光系统实验测量的泵浦光最高转换效率  $f_{max}$  和泵浦到信号的能量转换效率  $\eta_s$ 。可以看到,  $\eta_s$  的典型值只有~25%, 远远小于理论值。

表 2-1 国内外若干典型 OPCPA 系统的能量转换效率及相应的泵浦光束(脉冲)质量  
 Tab. 2-1 Conversion efficiency and the pump beam (pulse) quality for many OPCPA systems reported in literatures.

序号	泵浦光时空特征				晶体	$f_{max}$	$\eta_s$	参考文献
	脉冲轮廓 <sup>1</sup>	光束轮廓 <sup>2</sup>	调制度 rms	发散角 mrad				
1	4th	10th		~1 mrad	LBO	58 %	29%	[117]
2	20th	20th	8 %	~0.3 mrad	LBO	74 %	37%	[77]
3			10 %		LBO	66 %	33%	[119]
4	flat	flat			LBO	38 %	25%	[120]
5	1th	1th			BBO	45 %	23%	[121]
7	flat	flat			KDP	50 %	25%	[63]
8		flat	10%	0.028 mrad	DKDP	40 %	23%	[64]

<sup>1,2</sup> 脉冲轮廓与光束轮廓指的是泵浦光时间分布和空间分布的超高斯阶数。



本小节从耦合波方程组出发，重点分析 OPCPA 放大器能量转换效率的受限因素。将晶体中不同  $z$  位置处泵浦光转换效率表示为：

$$f_p(z) = 1 - \frac{I_p(z)}{I_p(0)}, \quad (2-50)$$

基于耦合波方程组(2-8)式可以求解得到  $f_p(z)$ ， $f_p(z)$ 的极大值即为光参量放大过程可实现的最高转换效率<sup>[115,116]</sup>

$$f_{\max} = \frac{\left[ 1 - \frac{\omega_p I_s(0)}{\omega_s I_p(0)} - \frac{I_{in}}{I_p(0)} \left( \frac{\Delta k}{2\Gamma} \right)^2 \right] + \sqrt{\left[ 1 - \frac{\omega_p I_s(0)}{\omega_s I_p(0)} - \frac{I_{in}}{I_p(0)} \left( \frac{\Delta k}{2\Gamma} \right)^2 \right]^2 + 4 \frac{\omega_p I_s(0)}{\omega_s I_p(0)}}}{2}, \quad (2-51)$$

式中， $I_{in}$  表示入射光场强度的总和  $I_{in} = I_p(0) + I_s(0) + I_i(0)$ 。通常的 OPCPA 放大器满足初始条件： $I_i(0) = 0$  (无闲频光注入) 和  $I_s(0) \ll I_p(0)$  (初始信号光强度远小于泵浦光强度)，此时(2-51)式可简化为：

$$f_{\max} = 1 - \left( \frac{\Delta k}{2\Gamma} \right)^2, \quad (2-52)$$

该式清楚地表明，当光参量放大过程满足位相匹配条件（即  $k=0$ ）， $f_{\max} = 1$ ，泵浦光可以 100%地转换为信号光和闲频光；当  $k \neq 0$  时， $f_{\max} < 1$ ，转换效率的下降幅度正比于位相失配量  $k$  的平方，而反比于参量增益系数  $\Gamma$  的平方。这一结果表明：OPCPA 过程的能量转换效率是位相失配引起的退相干过程（即倒流）与相干增益过程（即正常光参量放大）之间竞争的结果。增加  $\Gamma$ （可通过增加泵浦光强来实现）或者减小  $k$  均有助于提升 OPCPA 的转换效率，这也意味着，高增益的 OPCPA 放大器对于位相失配量 ( $k \neq 0$ ) 相比不敏感。

在实际的 OPCPA 放大器中影响能量转换效率的主要因素包括：泵浦脉冲形状，泵浦光束质量（包括光强调制和衍射发散角），以及注入信号光的强度(相对于泵浦光)：

### (1) 泵浦光时、空域光强分布的影响 (假设 $\Delta k = 0$ )

若泵浦脉冲不是理想的平顶分布，不同时刻的泵浦光强不同，因此各时刻泵浦光向信号光和闲频光转换的“步调”也不一致，比如当泵浦脉冲的强区已完全消耗，达到  $f_{\max} = 1$  时，在泵浦脉冲的弱区， $f_{\max}$  仍然远于 1；之后，随着泵浦脉冲弱区转换效率的不断增加，泵浦脉冲的强区已发生能量倒流，对应  $f_{\max} < 1$ ，因此泵浦脉冲的总能量转换效率总小于 1。因此无法实现完全转换。以图 2-7(a)所示的高斯型泵浦脉冲为例，由于  $t_1$ ， $t_2$ ， $t_3$  时刻的泵浦光强度不同，转换效率达到最大值 ( $f_{\max} = 1$ ) 所需要的三波相互作用距离  $z$



不同，如图 2-7(b)所示。因此，特定  $z$  位置的泵浦光转换效率是泵浦脉冲不同时刻的转换效率加权平均的结果。图 2-7(c)为数值模拟计算得到的整个泵浦脉冲转换效率随着  $z$  的演变情况，可以看到即使满足理想的位相匹配条件，最大转换效率也只有约~50%。需要指出的是，泵浦光强的分布具有时间  $t$  一维与空间  $(x,y)$  二维，因此泵浦光的总体转换效率等于这三个维度上转换效率的乘积。也就是说，若泵浦光束近场分布和脉冲分布均为标准高斯型，泵浦光总转换效率的最大值只有  $f_{max} \sim (50\%)^3 = 12.5\%$ 。

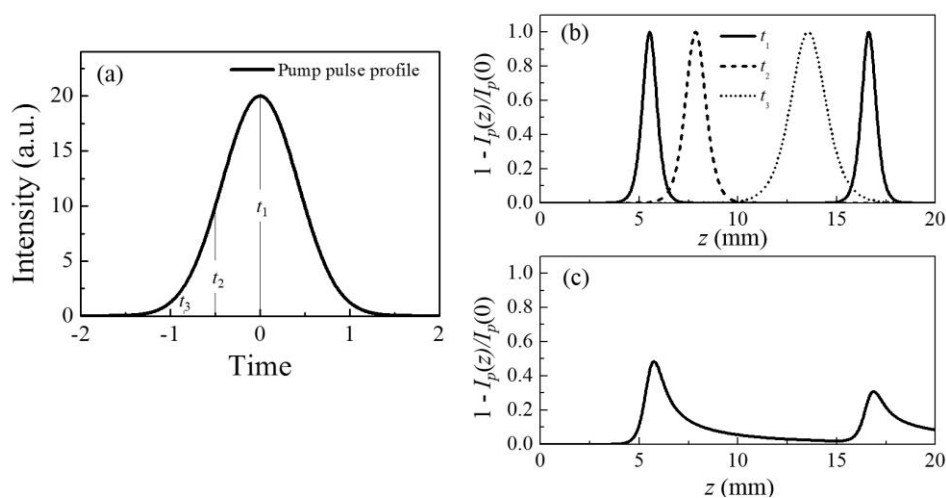


图 2-7 高斯型泵浦条件下 OPCPA 的能量转换效率（泵浦耗损）：(a)泵浦脉冲分布；(b)  $t_1, t_2, t_3$  时刻的泵浦光转换效率随  $z$  的演变；(c) 整个泵浦脉冲的能量转换效率随  $z$  的演变。

Fig. 2-7 (a) Intensity profile of a pump pulse in Gaussian shape. (b) Conversion efficiency versus  $z$  for the pump light at  $t_1, t_2, t_3$ , respectively. (c) Conversion efficiency of the whole pump pulse.

表格 2-1 分别列出了不同的信号光注入强度条件下，高斯、四阶超高斯和八阶超高斯泵浦脉冲形状所对应的泵浦脉冲最高转换效率  $f_{max}$ ，数值模拟中假设了光束近场为平顶分布，且光参量放大过程满足位相匹配条件。根据这一数值结果，即时泵浦激光的时域、空域均为 8 阶超高斯分布，其最大转换效率也只有  $\sim(92\%)^3=78\%$ 。因此，高效率的 OPCPA 放大器需要将泵浦光束的时域、空域光强分布都整形到 10 阶以上的超高斯分布。通过对泵浦激光时、空整形提升 OPCPA 系统能量转换效率的一个典型的例子是美国罗切斯特大学 OMEGA EP 装置的 OPCPA 预放系统的升级<sup>[77,78,117]</sup>。该 OPCPA 预放系统使用 2+1 块 LBO 晶体，泵浦和信号光波长分别为 526.5nm 和 1054nm，初始信号光相对于泵浦光的强度为  $I_s(0)/I_p(0) \sim 10^{-8}$ 。在该小组 2003 年报道的实验数据中<sup>[117]</sup>脉冲为 4<sup>th</sup> 超高斯分布，光束近场为 10<sup>th</sup> 超高斯分布，实验得到的泵浦光最高转换效率  $f_{max}=58\%$ （相应的  $\eta_s=29\%$ ）；之后，该小组对 OPCPA 的泵浦激光（Nd:YLF 放大器）的细致优化<sup>[118]</sup>，



使用时域和空域均为 20<sup>th</sup> 超高斯分布的泵浦光束，成功地将  $f_{max}$  提升至 74%<sup>[77]</sup>，这是目前国际上报道的 OPCPA 最高转换效率。

除了泵浦光强分布的轮廓，实际的泵浦光束通常还存在光强调制结构，这也会导致泵浦光总体转换效率降低。作为例子，对于空间域为理想平顶分布、时间域为 20<sup>th</sup> 超高斯分布的泵浦脉冲，如果对脉冲引入调制度为  $r$  的强度调制，计算相应的  $f_{max}$ ，结果参见表格 2-3。这里光强调制度  $r$  的定义为  $(I_{max}+I_{min})/(I_{max}-I_{min})$ ，其中  $I_{max}$  和  $I_{min}$  分别为调制后脉冲强度的峰值和谷值。可以看到调制度  $r$  从 1.1 增加到 1.3， $f_{max}$  就会从 94% 下降到了 82%。

表 2-2 OPCPA 最大能量转换效率  $f_{max}$  与泵浦脉冲形状的关系

Tab. 2-2 The maximum conversion efficiency  $f_{max}$  versus the intensity profile of OPCPA pump pulse.

泵浦脉冲形状	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-8}$	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-6}$	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-4}$	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-2}$
标准高斯( $m=1$ )	51%	56%	64%	75%
4 <sup>th</sup> 超高斯( $m=4$ )	84%	86%	89%	93%
8 <sup>th</sup> 超高斯( $m=8$ )	92%	93%	94%	96%

表 2-3 OPCPA 最大能量转换效率  $f_{max}$  与泵浦脉冲强度调制  $r$  的关系

Tab. 2-3 The maximum conversion efficiency  $f_{max}$  versus the intensity modulation depth on the OPCPA pump pulse.

泵浦脉冲质量	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-8}$	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-6}$	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-4}$	$I_s(0)/I_p(0)=10^{-2}$
光强调制度 $r=1.1$	94%	96%	97%	96%
光强调制度 $r=1.3$	82%	88%	93%	97%
光强调制度 $r=1.5$	70%	79%	88%	98%

(2) 泵浦光束衍射发射角的影响

实际 OPCPA 放大器中激光束还存在一定的衍射发散角，这一衍射发散角可能引起位相失配 ( $k \neq 0$ )，从而导致能量转换效率下降。对于负单轴晶体中 I 类位相匹配的 OPCPA 过程为例（泵浦光为 e 光，信号和闲频均为 o 光），此时三波间的位相失配量可表示为：

$$\Delta k = k_p(\theta) - k_s - k_i. \tag{2-53}$$

该式表明，位相失配量  $k$  对泵浦光的注入角度  $\theta$  敏感。假设泵浦光与晶体光轴的夹角  $\theta_p$  偏离最佳位相匹配角  $\theta_m$ ，可表示为  $\theta_p = \theta_m + \theta_p$ ，那么由这一角度偏差量  $\theta_p$  引入的位相失配量  $k(\theta_p)$  近似等于：



$$\Delta k(\theta_p) \approx \left. \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \right|_{\theta_m} \Delta \theta_p = \left. \frac{\partial k_p}{\partial \theta} \right|_{\theta_m} \Delta \theta_p = \frac{\omega_p}{c} \frac{\sin 2\theta_m}{2} n_p^3(\theta_m) \left[ \frac{1}{n_{p0}^2(\omega_p)} - \frac{1}{n_{pe}^2(\omega_p)} \right] \times \Delta \theta_p. \quad (2-54)$$

根据(2-52)式, 当  $k(\theta_p) = \sqrt{2}$  时,  $f_{\max}$  将下降 50%, 由此可以计算 OPCPA 位相匹配允许的接受角  $\theta_p$ 。举例来说, 对于  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ ,  $\lambda_s = 800 \text{ nm}$  的非共线 OPCPA, 假设泵浦光强  $3 \text{ GW/cm}^2$  (相应的小信号增益系数  $= 796/\text{m}$ ), 晶体为 BBO, 根据公式(2-54)计算得到泵浦光接受角  $\theta_p = 1 \text{ mrad}$ 。注意, 这里的泵浦光接受角  $\theta_p$  与晶体长度  $L$  无关。

### (3) 其它影响 OPCPA 转换效率的因素

其它影响 OPCPA 转换效率的因素还包括泵浦光与信号光的时间同步和空间光斑耦合程度等。在 I 类位相匹配的 OPCPA 放大器中, 泵浦光(e 光)的走离角为

$$\tan \rho = -\frac{1}{n_p(\theta)} \frac{d}{d\theta} (n_p(\theta)) = \frac{n_p^2(\theta)}{2} \left[ \frac{1}{n_{p0}^2} - \frac{1}{n_{pe}^2} \right] \sin(2\theta) \quad (2-54)$$

走离效应将影响泵浦光斑和信号光斑的耦合。通常, 走离角  $\rho$  在  $1 \sim 5^\circ$  之间, 在非共线 OPCPA 中, 选择合适的非共线布局 (即泵浦与信号的相对位置) 可以在一定程度上补偿走离角, 这被称为走离补偿的非共线构型<sup>[77]</sup>。

## 2.6 非线性晶体的选择

在设计 OPCPA 放大器时, 对晶体的选择主要需要权衡以下几个技术指标:

### (1) 有效非线性系数

晶体的有效非线性系数  $d_{\text{eff}}$  越大越好。为了便于对比,  $d_{\text{eff}}$  的大小一般以 KDP 晶体的  $d_{36}$  作为参考单位,  $d_{36}(\text{KDP}) = (3.9 \pm 0.1) \times 10^{-13} \text{ m/V}$ 。KDP 晶体的有效非线性系数较小, 比较适合于激光的倍频和三倍频。OPCPA 放大器需要更高的有效非线性系数, 希望非线性光学晶体的有效非线性系数  $d_{\text{eff}}$  是  $d_{36}(\text{KDP})$  的几倍或几十倍。

### (2) 透明波段

根据具体应用的激光工作波长及光谱宽度, 选择该光谱范围透明的晶体。对于光参量过程, 通常需要晶体对泵浦光、信号光和闲频光都透明, 才能获得高增益。

### (3) 位相匹配带宽、接收角和容限温度

位相匹配的带宽越宽, 产生的激光脉冲就可能更短, 越容易获得高峰值功率激光输出。优良的非线性晶体的位相匹配带宽可以达到半个倍频程以上, 可支持 10 fs 的超短激光脉冲放大。另外, 接收角和容限温度越大, 相应的非线性光学过程就越稳定, OPCPA



系统也就更加皮实、可靠。

(4) 晶体的物理化学性质

优良的非线性光学晶体损伤阈值高，物理化学性质稳定，不易潮解和风化，容易生长且便于加工，可在较短的时间内生长出大口径、高质量的晶体，晶体折射率的均匀性好，内部无明显缺陷。

在强激光领域应用较广泛的非线性晶体包括：偏硼酸钡(BBO)、三硼酸锂(LBO)、三硼酸钙氧钇(YCOB)、磷酸二氢钾(KDP)和氘化磷酸二氢钾(DKDP)。表格 2-4 给出了这些晶体的基本参数的对比。

表 2-4 强激光系统常用的 OPCPA 非线性光学晶体特性对比

Tab. 2-4 Optical properties of OPCPA nonlinear crystals commonly used in high-power laser system.

	BBO	LBO	YCOB	KDP	DKDP
有效非线性系数(pm/V)	2.01	0.83	0.97	0.26	0.22
透明波段 (μm)	0.19~3.5	0.16-3.2	0.21-2.5	0.17-1.6	0.2-2.1
最大加工口径 (cm)	2	8	8×20	40	40
输出能量极限 (J)	3	48	120	>1000	>1000
接收角 (mard)	0.28	2.3	0.72	0.63	0.7
吸收系数 (1/cm)	0.0015	0.0015	0.0015	0.039	0.0013
透明波段 (μm)	0.19-3.5	0.16-3.2	0.21-2.5	0.18-1.7	0.2-2.0
损伤阈值	10 GW/cm <sup>2</sup> , 100ps @1μm	18.9 GW/cm <sup>2</sup> 1.3 ns @1μm	2 J/cm <sup>2</sup>	5 J/cm <sup>2</sup>	5 J/cm <sup>2</sup>

BBO ( -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) 晶体<sup>[122]</sup>是由我国中科院福建物构所在上世纪 80 年代首次发现和研制成功的新型紫外倍频晶体，性能优良，广泛应用于频率变换技术领域，如 Nd:YAG 激光、Ti:Sa 激光的二倍频、三倍频产生、光参量振荡及光参量放大。BBO 晶体为负单轴晶体，透明波段为 0.19~3.5 μm，有效非线性系数较大，I 类匹配对应的  $d_{eff}$  约为  $d_{36}$ (KDP) 的 5 倍，光学均匀性好，容限温度宽，损伤阈值较高，双折射大，色散较小。该晶体的主要不足是口径有限(最大口径~20 mm)，走离角效应严重，位相匹配的接收角小。

LBO (LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>) 晶体<sup>[123]</sup>是由中科院福建物所在上世纪 80 年代研制成功的另一种高性能非线性光学晶体。LBO 晶体为负双轴晶体，透明波段 0.16-3.2 μm，有效非线性系数较高，I 类匹配对应的  $d_{eff}$  约为  $d_{36}$ (KDP) 的 2.2 倍，光学均匀性好，走离角效应非常小、可忽略，同时位相匹配允许的接收角和容限温度均比较大，损伤阈值高(60 J/cm<sup>2</sup> @1064 nm, 10 ns, 10 Hz)，目前口径已经做到>100 mm。因此，相比 BBO 晶体，除了有效非线性系数稍小一点以外，LBO 晶体的性能优势更为突出，非常广泛地应用于各类强激光的



倍频、三倍频以及光参量放大。

KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ )晶体<sup>[124]</sup>是属于负单轴非线性晶体, 透明波段为  $0.17\text{-}1.6\ \mu\text{m}$ , 是目前可以生长加工的口径最大的高性能非线性光学晶体, 最大尺寸可以达到  $900\ \text{mm}$ , 生长周期为  $1\text{-}2$  个月 (快速生长方式)。KDP 晶体的缺点是有效非线性系数较小, 接收角小, 且晶体易于潮解。

YCOB ( $\text{YCa}_4\text{O}(\text{BO}_3)_3$ )晶体<sup>[125]</sup>是 1996 年由法国科学院发明的新晶体, 具有优越的非线性光学性能、高温压电性能以及良好的化学稳定性。YCOB 晶体为负双轴晶体, 透明波段为  $0.21\text{-}2.5\ \mu\text{m}$ , 有效非线性系数与 LBO 晶体相当, 不潮解, 可采用提拉法生长, 生长周期短, 成本低, 有利于获得大口径晶体, 目前已可制备加工口径  $>100\ \text{mm}$  的 YCOB 晶体。值得一提的是, YCOB 的热性能极为突出 (可实现热不敏感的位相匹配), 所能承受的最高平均功率约为  $13\ \text{kW}$ <sup>[126]</sup>, 较 BBO 晶体的  $\sim 4.6\ \text{kW}$  和 LBO 晶体的  $1.5\ \text{kW}$  均高一个数量级, 特别适用于高平均功率激光的应用。美国 LLNL 实验室采用 YCOB 晶体对 Mercury 装置的输出激光进行倍频, 实现了重复频率为  $10\ \text{Hz}$ 、平均功率为  $\text{kW}$  量级的倍频输出<sup>[127]</sup>。

## 2.7 本章小结

OPCPA 放大器的基本增益特性决定了放大器中噪声光场的增长规律。本章从耦合波方程组出发, 详细推导了 OPCPA 放大器的位相匹配条件、增益、增益带宽以及能量转换效率等决定放大器中信号和噪声光场增长特性的主要参数。相比之前的相关工作, 深入讨论了泵浦激光的时域及空域质量 (包括时域、空域光强分布以及光束的衍射发散角) 对 OPCPA 能量转换效率的影响、以及普通非共线位相匹配与 Magic 位相匹配条件下 OPCPA 的增益带宽特性。





## 第三章 OPCPA 放大器噪声特性研究

### 3.1 概述

本章的主要内容是研究 OPCPA 放大器中噪声光场的整体演变特性。放大器噪声是限制超短超强激光脉冲信噪比的主要物理因素。相比传统的激光放大器，OPCPA 放大器的噪声特性更为复杂：一方面光参量放大过程固有的非线性决定了噪声光场也将呈现出非线性增长特性；另一方面，放大器采用啁啾脉冲注入，啁啾脉冲在传输、放大过程中存在时域衍射效应，即叠加在啁啾信号脉冲上的光谱调制信息（包括位相调制和振幅调制）经过色散单元（展宽/压缩器）后将从主信号脉冲中分离出来，分布于主信号脉冲的前、后沿，这是超短超强激光脉冲时域噪声问题的物理根源。

首次引入功率谱密度分布的分析方法描述啁啾脉冲放大环境的时域噪声增长，建立了超短超强激光脉冲的时域噪声强度分布与放大器噪声功率谱密度分布的线性映射关系。基于这一分析方法，研究发现 OPCPA 放大器中不同种类、不同调制频率的噪声之间存在非线性相互作用，是导致 OPCPA 放大过程中脉冲信噪比退化的重要因素。

### 3.2 时域噪声的功率谱密度分析方法

为了全面地研究 OPCPA 放大器的噪声特性，首先需要准确地描述噪声。超短超强激光脉冲信噪比提升所要解决的是超短脉冲传输、放大过程中时域噪声的控制问题。

超短脉冲的“时域脉冲质量”控制与激光束“空域光束质量”控制具有类比性：在时间域，啁啾脉冲在传输放大过程中叠加上光谱调制（噪声），经过脉冲压缩器后转换为时域噪声，导致脉冲信噪比受限；而在空间域，激光束（近场）在传输放大过程中，由于光学元件表面质量等问题，光束的波前（位相）会被调制，经过聚焦透镜转换为焦斑旁瓣，导致光束可聚焦功率下降。在光束质量控制中，通常用功率谱密度分布 (PSD, Power Spectral Density) 来表征和管理光学元件的表面质量<sup>[128-131]</sup>；或通过光束的 PSD 分析对焦斑分布进行预判。另外，在光通信中也广泛地使用噪声 PSD 分析的方法来表征和分析信道性能<sup>[132,133]</sup>。在本小节中，将噪声 PSD 分析方法应用于啁啾脉冲放大器噪声特性的研究中，初步演示这一分析方法在研究超短超强激光信噪比问题上的重要作用。



### 3.2.1 功率谱密度的定义

假设  $u(t)$  是一个功率值有限大小的信号，从  $u(t)$  中截取  $|t| \leq \frac{T}{2}$  范围内的一部分，如图 3-1 所示，得到的截断信号  $u_T(t)$  为：

$$u_T(t) = \begin{cases} u(t), & -T/2 \leq t \leq T/2 \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \quad (3-1)$$

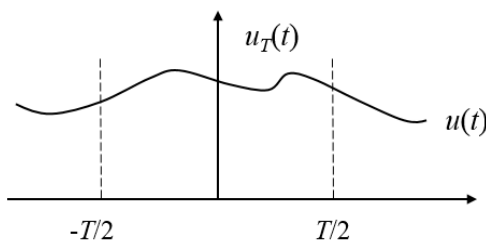


图 3-1 功率信号的截断函数

Fig. 3-1 Truncated function of a power signal.

如果  $T$  为有限值，则  $u_T(t)$  的能量也是有限大小的。对  $u_T(t)$  作傅里叶变换：

$$U_T(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u_T(t) e^{-i\omega t} dt \quad (3-2)$$

即得到其频率域分布  $U_T(\nu)$ ，其中  $\nu$  为频率(单位为 Hz)。根据 Parseval 定理， $u_T(t)$  的能量  $E_T$  具有如下恒定关系：

$$E_T = \int_{-\infty}^{\infty} u_T^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} |U_T(\omega)|^2 d\omega. \quad (3-3)$$

而  $u(t)$  的平均功率可表示为：

$$P = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|U_T(\omega)|^2}{T} d\omega \quad (3-4)$$

当  $T \rightarrow \infty$  时，截断信号  $u_T(t) \rightarrow u(t)$ ，此时  $\frac{|U_T(\omega)|^2}{T}$  可能趋近于一个极限。如果此极限值

实际存在的话，可将它定义为  $u(t)$  的功率谱密度 (PSD)，也简称功率谱，记作  $S(\omega)$ ：

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|U_T(\omega)|^2}{T} \quad (3-5)$$



功率谱与信号平均功率的关系为:

$$P = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega \quad (3-6)$$

根据上述定义, 功率谱  $S(\omega)$  描述的是信号平均功率在频域的分布状况。

### 3.2.2 OPCPA 压缩器输出端的噪声强度分布

在啁啾脉冲放大方案中, 压缩器输出端的噪声强度(时域)分布本质上就是噪声强度的 PSD 分布: 压缩器的功能为提供负的群速度色散(补偿脉冲展宽器的正常色散, 并压缩啁啾脉冲), 放大器输出的噪声光场在压缩器色散效应的作用下, 其输出端的噪声光场的(时域)强度分布呈现的就是噪声功率谱密度分布。所以, 压缩器对噪声起到一种变换作用, 下面推导压缩器的变换关系。

OPCPA 放大器中啁啾信号脉冲的时域和频谱域复振幅可分别表示为:

$$a_s(t) = a_0 \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2T_s^2}\right], \quad (3-7)$$

$$A_s(\omega) = a_0 \exp\left[-\frac{(1+iC)\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right]. \quad (3-8)$$

式中,  $\omega$  为信号光的频谱宽度(对应种子激光的脉冲宽度  $\tau_0=1/\omega$ ), 参数  $C$  为(时域)啁啾系数,  $T_s$  为啁啾脉冲的宽度, 满足  $T_s/\tau_0 = \sqrt{1+C^2}$ 。

由于放大过程中产生光噪声, 放大后的信号脉冲上将出现噪声引起的调制结构。可将调制后的啁啾脉冲信号的时域复振幅表示为:

$$a_{amp}(t) = a_s(t) + u(t) \quad (3-9)$$

式中,  $u(t)$  代表由放大器噪声引入的调制。对该式作傅里叶变换, 可以得到:

$$A_{amp}(\omega) = A_s(\omega) + A_s(\omega) \otimes U(\omega). \quad (3-10)$$

式中,  $U(\omega)$  为  $u(t)$  的傅里叶变换, 含义为噪声光谱。上述放大后的光场随即进入脉冲压缩器, 压缩器的功能是提供用以补偿信号啁啾脉冲位相的反常群速色散, 该色散补偿过程在数学上可表示为:

$$A_{comp}(\omega) = A_{amp}(\omega) \exp\left[iC \frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right]. \quad (3-11)$$



对该式作进一步的逆傅里叶变换，即可得到压缩脉冲的时域分布：

$$a_{comp}(t) = a_0(t) + \int_{-\infty}^{\infty} [A_s(\omega) \otimes U(\omega)] \exp \left[ iC \frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2} \right] \exp(i\omega t) d\omega \quad (3-12)$$

等式中右端第一项  $a_0(t)$  代表纯的压缩脉冲，而第二项则代表时域噪声。

为了研究压缩器输出端噪声的时域分布特性，首先考察一种最简单形式的放大器噪声——单频正弦振幅调制，研究其经过压缩器后的传输变换规律。该噪声在时间域和频率域可分别表示为：

$$u(t) = r_s \cos(\Omega t), \quad (3-13)$$

$$U(\omega) = \frac{r_s}{2} [\delta(\omega - \Omega) + \delta(\omega + \Omega)], \quad (3-14)$$

(3-12)式表明噪声频谱由两个边带频率成分组成。将(3-11)式代入(3-9)式，可得到经过压缩器后输出光场的时域分布：

$$a_{comp}(t) = a_0(t) + \frac{r_s}{2} [a_0(t - \Omega \times \varphi^{(2)}) + a_0(t + \Omega \times \varphi^{(2)})] \quad (3-15)$$

式中  $\varphi^{(2)}$  为压缩器提供的群速度色散系数，满足  $\varphi^{(2)} = dt/d\omega = T_s/\omega$ 。结合(3-12)式，可以将(3-13)式改写为：

$$a_{comp}(t) = a_0(t) + a_0(t) \otimes U \left( \frac{t}{\varphi^{(2)}} \right) \quad (3-16)$$

相应地，它的光强分布为：

$$I_{comp}(t) = I_0(t) + \left| a_0(t) \otimes U \left( \frac{t}{\varphi^{(2)}} \right) \right|^2 = I_0(t) + \varepsilon_0 \left| U \left( \frac{t}{\varphi^{(2)}} \right) \right|^2 \quad (3-17)$$

式中的  $\varepsilon_0 = \int I_0(t) dt$  代表脉冲主峰的能量。上式表明压缩器输出端的光场由两部分组成，包括主脉冲  $I_0(t)$  和时域噪声：

$$I_{pedestal}(t) = \varepsilon_0 \left| U \left( \frac{t}{\varphi^{(2)}} \right) \right|^2 \quad (3-18)$$

上式表明压缩器输出端的噪声强度分布等同于噪声功率谱密度  $|U(\omega)|^2$  分布轮廓，横坐标间存在着线性映射关系：

$$\Delta\omega = \frac{\Delta t}{\varphi^{(2)}}. \quad (3-19)$$

下面将利用数值模拟计算来验证这一结论。图 3-1(a)为一个 OPCPA 放大器输出的



啁啾脉冲光强分布，在放大过程中叠加了强度调制噪声。图 3-1(b) 为该信号脉冲经过压缩器后的光强分布，可以看出压缩前叠加在啁啾信号脉冲上的周期性调制结构已经被转换为一系列噪声脉冲，它们在时间上等间隔地均匀出现在脉冲主峰的前、后沿。图 3-1(c) 是直接对放大后信号脉冲光强分布(图 3-1(a))作 PSD 分析的计算结果。对比图 3-1(b)与图 3-1(c)，可以发现压缩器输出端的噪声强度分布与放大器中引入的调制噪声的功率谱密度分布完全一致，其 PSD 分布的横坐标频率 ( $\nu = \omega/2$ ) 与压缩脉冲的时域分布横坐标时间 ( $t$ ) 之间满足关系式(3-19)。

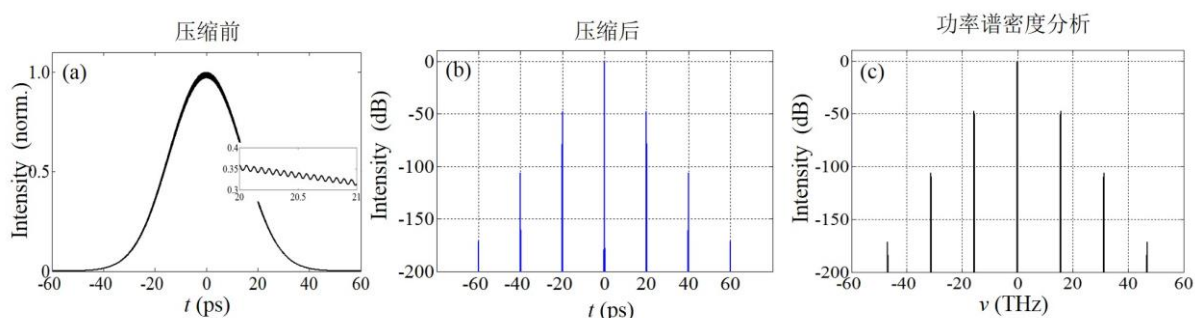


图 3-1 (a) OPCPA 放大器输出的啁啾脉冲光强分布；(b)经过压缩器后的脉冲时域光强分布；(c) 图(a)中信号脉冲光强分布的 PSD 分析。

Fig. 3-1 (a) Intensity profile of amplified signal pulse from an OPCPA amplifier. (b) Intensity profile of the compressed amplified signal pulse. (c) PSD analysis of the temporal amplitude of amplified signal pulses.

根据前人的理论和实验研究工作，OPCPA 放大器中存在两种基本形式的噪声：参量超荧光<sup>[134-142]</sup>和泵浦噪声转移<sup>[99-101]</sup>。下面将对这两种具体的噪声进行数值模拟研究，进一步演示噪声 PSD 分析方法在 OPCPA 噪声特性分析中的作用和价值。

### 3.3 参量超荧光 (PSF)

参量超荧光是光参量放大器的本征噪声，它不需要注入信号光的前提条件。早在 1961 年，J. Gordon 和 W. Louisell 等<sup>[134]</sup>就从量子理论出发预言了参量荧光的存在。当一束强的泵浦激光（频率记作  $\omega_p$ ）入射到非线性光学晶体，在二阶非线性极化的作用下，随着一个入射泵浦光子的湮灭，自发地伴随着两个低频光子（频率分别记作  $\omega_s$  和  $\omega_i$ ）的产生<sup>[135-138]</sup>。如图 3-3 所示，该参量荧光的产生过程自动满足动量守恒与能量守恒条件，被称为自发参量下转换过程，产生的两个低频光波即为参量荧光。对于参量增益较



高 ( $G \gg 1$ ) 的情况, 自发产生的两个低频光波被称为参量超荧光。

假设非线性晶体中三波相互作用的体积为  $V$ , 初始的参量超荧光的能量通常按每个模式具有半个光子来进行估算:

只考虑一种偏振态

$$E_{PF} = \frac{N}{2} \times hv = \frac{h\omega_s^3 n_s^2}{4\pi^3 c^2} \times \Delta\omega \times \tau_p \times S \quad (3-20)$$

式中,  $N$  即为模式数,  $hv$  代表光子能量,  $\omega$  为荧光带宽,  $\tau_p$  为泵浦脉冲宽度,  $S$  为非线性光学晶体的横截面积。随着光参量非线性相互作用, 初始的参量荧光将与泵浦光发生非线性耦合, 在满足位相匹配的方向上非线性耦合最强, 能量不断地由泵浦光转移给参量荧光, 放大后的参量荧光被称为参量超荧光(PSF)。在非线性晶体中只要存在泵浦激光就将激发参量超荧光 PSF, 这与晶体的位相匹配条件等都无关, 参量超荧光 PSF 是 OPCPA 系统中制约脉冲信噪比的根本因素。

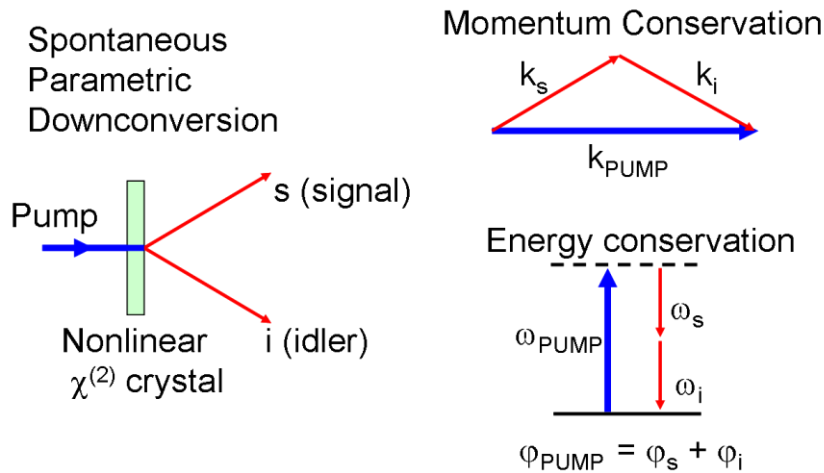


图 3-2 光参量自发的频率下转换过程。

Fig. 3-2 Schematic for spontaneous parametric downconversion.

由于对背景热噪声的空间和频率模式的自适应选择, 参量超荧光 PSF 自发地满足位相匹配条件 (也可以理解为只有满足位相匹配条件的参量荧光成分才能得到有效的放大, 导致参量超荧光 PSF 的最终形成)。作为结果, 这使得参量超荧光 PSF 光场具有极宽的频谱宽度, 同时也使得参量超荧光 PSF 在放大器中总是获得比激光信号获得更加优先的放大 (更高的增益)。另外, 由于在泵浦和晶体方向确定的条件下不同的激光频率成分  $\omega$  满足完全位相匹配所需要的非共线注入角  $\alpha(\omega)$  不同 (详见 2.4 节), 参量超荧光



PSF 总是具有一定的角色散, 在光参量晶体的输出端呈现锥状发散光斑。

参量超荧光 PSF 将影响 OPCPA 输出压缩脉冲的信噪比, 之前相关研究工作<sup>[139-142]</sup>的主要结论包括:

(1) **在小信号增益放大区域:** 由于注入种子光束总存在一定的衍射发散角, 这导致信号光的位相失配, 而参量超荧光 PSF 则自发地满足完全位相匹配条件, 因此参量超荧光 PSF 的增益是最大化的, 其放大总是比信号激光更加优先, 这导致参量放大过程对信噪比的恶化。

(2) **在饱和放大区域:** 信号光通常比相对更弱的参量超荧光 PSF 更早地进入到饱和和放大和能量回流的状态, 此时信号光增益系数迅速减小, 相应地信噪比迅速恶化。

根据目前国内外报道的强激光 OPCPA 系统的实验数据, 参量超荧光 PSF 将 OPCPA 的脉冲信噪比限制在  $10^8$  的水平; 如果 OPCPA 放大器工作在“过饱和”状态的话, 这更加恶化脉冲信噪比, 其量值在  $10^6$  的水平。尽管如此, 之前的研究工作并没有去分析压缩器输出端的参量超荧光 PSF 噪声衬底的分布形态。以下是本论文对该问题的研究和讨论。

### 3.3.1 PSF 衬底的分布形态

在无种子脉冲注入的状态下, 采用数值模拟对 OPCPA 放大器的参量超荧光 PSF 进行研究分析。在数值计算中假设泵浦脉冲为  $10^{th}$  超高斯分布, 图 3-3(a)为放大器直接输出的 PSF 光场强度分布, 其随机型强度涨落的包络基本上与泵浦脉冲轮廓一致。图 3-3(b)为经过压缩器后的参量超荧光 PSF 光场的时域分布 (注: 该图的纵坐标的尺度是线性的), 可以看到 PSF 因为压缩器色散而在时域被拉宽, 且包络外形发生变化, 不再是超高斯分布。图 3-3(c)给出了对数坐标下的 PSF 光场的强度分布 (红色线), 作为对比, 也给出了对放大器直接输出的 PSF 光场 (即图 3-3(a)) 进行 PSD 分析的计算结果 (黑色线)。两者对比的结果表明, 对于非相干的 PSF 噪声, 经过压缩器后输出的噪声强度分布依然等同于噪声的 PSD 分布。

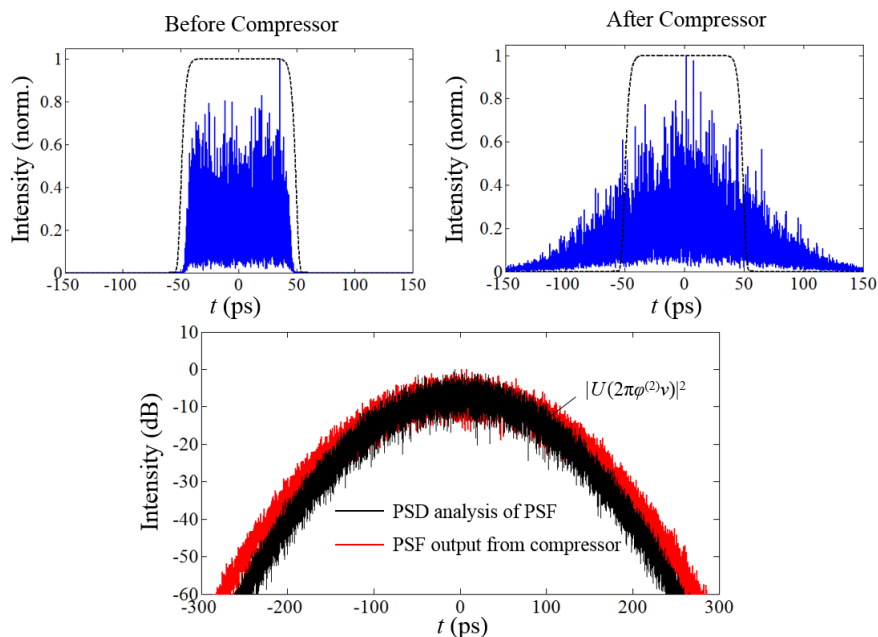


图 3-3 (a) OPCPA 放大器输出端的 PSF 光强分布; (b) 压缩器输出端的 PSF 光强分布; (c) 压缩器输出端的 PSF 光场强度分布 (红线) 以及对放大器输出端的 PSF 光场进行 PSD 分析的结果 (黑线)。  
Fig. 3-3 (a) Intensity profile of PSF from an OPCPA amplifier without signal injection. (b) PSD analysis of amplified PSF in comparison with the intensity profile of PSF after compression.

### 3.3.2 PSF 衬底的时间宽度

在以往文献报道中, 常常认为 PSF 噪声衬底的宽度约等于泵浦脉冲宽度。考虑到压缩器单元对放大器输出噪声场的色散作用, 这一说法显然不正确。根据(3-19)式给出的放大器噪声的调制频率与压缩器输出噪声的时间结构间的映射关系 (即啁啾量), 压缩器输出的 PSF 噪声衬底时间宽度  $t_{ped}$  正比于其频谱宽度 (记作  $\omega_{noise}$ ) 以及压缩器的色散系数  $\phi^{(2)}$ :

$$\Delta t_{ped} \approx \Delta \omega_{noise} \times \phi^{(2)}. \quad (3-21)$$

由此可以推断, OPCPA 输出的 PSF 噪声衬底的时间宽度总大于泵浦脉冲的宽度。在大多数的实际 OPCPA 系统中, 泵浦脉冲宽度与啁啾信号脉冲的宽度基本相当:

$$T_p \approx T_s = \Delta \omega_s \times \phi^{(2)}. \quad (3-22)$$

上式中,  $\omega_s$  为种子光的频谱宽度。因此, 噪声衬底宽度与泵浦脉宽具有如下关系:





$$\frac{\Delta t_{ped}}{T_p} \simeq \frac{\Delta \omega_{noise}}{\Delta \omega_s} \tag{3-23}$$

也就是说，压缩器输出端的参量超荧光 PSF 衬底宽度  $t_{ped}$  与泵浦脉冲宽度的比值近似地等于 OPCPA 放大器 PSF 的频谱宽度  $\omega_{noise}$  与信号脉冲的光谱宽  $\omega_s$ 。由于在实际的 OPCPA 情况中通常满足  $\omega_{noise} \gg \omega_s$ ，所以噪声衬底的时间宽度往往是远大于泵浦脉冲的宽度  $t_{ped} \gg T_p$ 。

### 3.3.3 PSF 衬底的非线性延伸

数值模拟还发现(图 3-4)，随着 OPA 进入饱和放大，PSF 噪声衬底的两翼幅度将被抬起，等效于噪声衬底在时间尺度上发生进一步的展宽。根据压缩器输出端噪声强度分布与噪声功率谱的对应关系，这一结果实际上反映了饱和放大状态下存在着参量超荧光 PSF 光谱高频成分的非线性衍生。

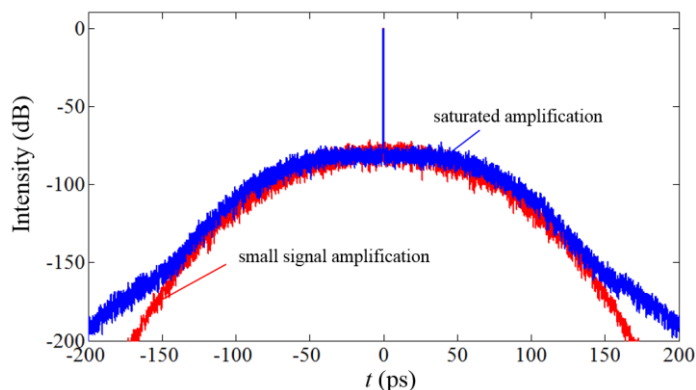


图 3-4 OPCPA 压缩器端 PSF 计算结果。对应工作状态：小信号放大（红色）和饱和放大（蓝色）。

Fig. 3-4 Profile of PSF from an OPCPA in small-signal and saturated amplification regimes, respectively.

## 3.4 泵浦噪声转移

泵浦噪声转移是OPCPA放大器特有的一种参量噪声机理，在能级型激光放大器中不存在这一效应。图3-5为泵浦噪声转移过程的示意图，假设泵浦脉冲具有时间域的某种强度调制（实际上这是一种较为普遍的情况），在OPCPA放大过程中这一强度调制结构将通过瞬时参量增益 $G(t)$ “烙印”到啁啾脉冲信号上，经过脉冲压缩器后，啁啾脉冲信号被压缩回超短脉冲，与此同时，“烙印”在啁啾脉冲上的强度调制则被转换为宽时间尺度的噪声衬底。根据3.2



节的分析，噪声衬底的分布形态是烙印到信号上的噪声PSD的线性映射。

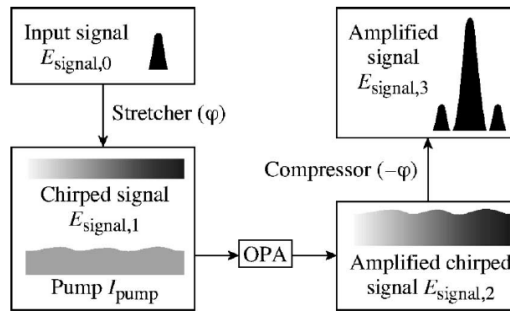


图 3-5 (a)泵浦脉冲(含正弦强度调制)和初始啁啾信号脉冲；(b)放大并压缩后的信号脉冲。

Fig.3-5 (a) Profiles of the stretched signal pulse and the pump pulse that carries sinusoidal intensity modulation. (b) Intensity profile of the compressed amplified signal pulse.

2005 年, N. Forget 等<sup>[93]</sup>对 OPCPA 系统中泵浦噪声转移现象进行了实验研究, 泵浦激光由调 Q 的 Nd:YAG 激光器产生, 由于激光器并不是严格的单纵模运转 (双纵模), 输出的激光脉冲上存在拍频调制结构。他们在实验上观察到了泵浦光的这一拍频调制向啁啾信号脉冲的转移, 相应地, 压缩脉冲在主峰附近数十 ps 时间范围出现了一个相对强度为  $10^{-3}$  水平的噪声衬底。在此之后, I. N. Ross 等<sup>[100]</sup>与 C. Dorrer<sup>[101]</sup>分别对泵浦噪声转移过程进行了理论研究, 但所使用的理论模型过于简化, 他们的工作都未能完整准确地给出压缩器输出端噪声的时间结构及其演变规律。

### 3.4.1 数值模拟

下面基于非线性耦合波方程组(2-8)对泵浦噪声转移过程进行数值模拟和计算分析。假设一 OPCPA 放大器的泵浦光波长为 532 nm, 脉冲形状为  $10^{\text{th}}$  超高斯分布, 脉宽 100 ps, 光强为  $5 \text{ GW/cm}^2$ ; 种子脉冲的中心波长 800 nm, 带宽 100 nm (对应傅氏变换极限脉宽 5.6 fs), 展宽后的啁啾脉冲宽度为 60 ps, 其光强与泵浦脉冲光强的比值为  $10^{-7}$ 。考虑到泵浦脉冲携带一个简谐振荡的强度调制, 相应的光强分布可表示为:

$$I_p(t) = I_p^{(0)} + \Delta I_p(t) = I_p^{(0)} \left[ 1 + r_p \cos(\Omega_p t) \right], \quad (3-24)$$

式中,  $r_p$  和  $\Omega_p$  分别为调制深度和调制频率, 数值模拟中取  $r_p=10^{-2}$ ,  $\Omega_p=82 \text{ THz}$ 。图 3-6(a)表示该泵浦脉冲和啁啾信号脉冲的归一化光强分布。放大介质使用 BBO 晶体, 长度取 8 mm, 工作于非共线 I 类位相匹配。图 3-6(b)为放大器输出的泵浦脉冲和啁啾信号脉冲,



泵浦到信号的能量转换效率为 20%，放大后的信号啁啾脉冲上出现了与泵浦脉冲相似的调制结构。图 3-6(c)给出了该信号脉冲幅度分布的 PSD 分析结果，计算表明信号脉冲上的噪声不仅包含  $\omega_p$  频率的成分，还包含有若干对应频率整数倍于  $\omega_p$  的高次谐波成分。图 3-6(d)为放大信号光经过脉冲压缩器后输出的脉冲光强分布，其结果与图 3-6(c)给出的 PSD 分析得到的结果完全一致。

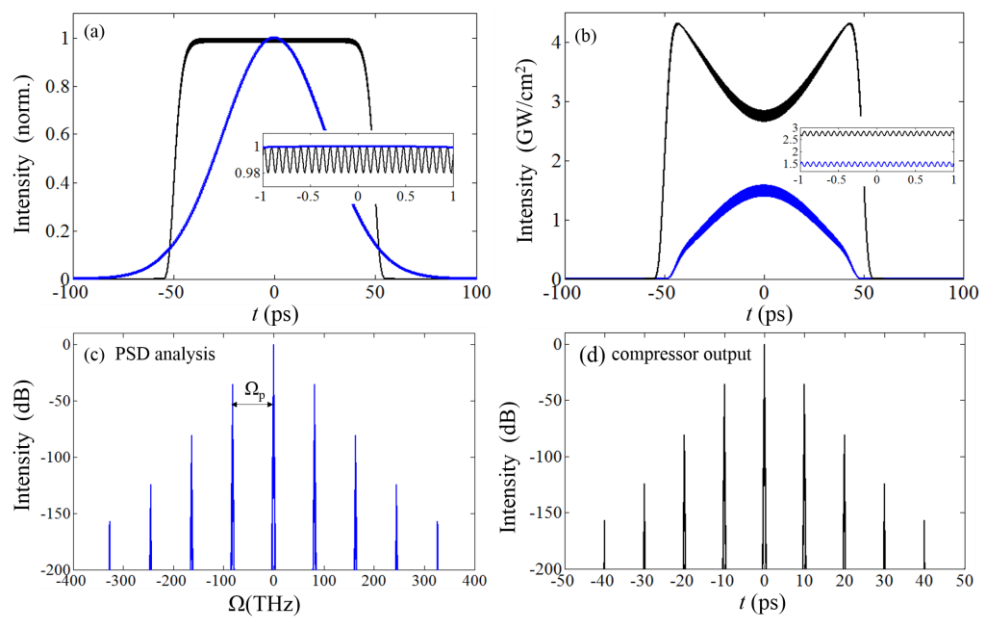


图 3-6 (a),(b) OPCPA 放大前、后的泵浦脉冲和啁啾信号脉冲的光强分布；(c)对放大后的信号脉冲进行 PSD 分析的计算结果；(d)放大信号经过压缩器后的脉冲光强分布。

Fig.3-6 (a),(b) Intensity profiles of the the pump and chirped signal pulse before and after amplification, respectively. (c) PSD analysis of amplified signal pulse. (d) Intensity profile of the compressed amplified signal pulse.

需要指出的是，在 I. N. Ross 与 C. Dorrer 的理论分析中，都没能预言泵浦噪声转移到信号脉冲的同时将衍生出若干高阶（频率整数倍于  $\omega_p$ ）的噪声频率成分。I. N. Ross 的理论模型中假设了泵浦噪声转移过程中，噪声的时间结构保持不变<sup>[94]</sup>；这一点在 C. Dorrer 的理论模型中有所改善，C. Dorrer 将 OPCPA 过程具体分为小信号增益和饱和放大两个区域<sup>[101]</sup>，假定在小信号增益区信号光强  $I_s$  对泵浦光强  $I_p$  的响应是线性的，泵浦噪声转移过程噪声时间结构保持不变；但在饱和放大区， $I_s$  对  $I_p$  的响应近似为一个二次函数，泵浦脉冲上频率为  $\omega_p$  的调制转移到信号脉冲上将转换为频率为  $2\omega_p$  的调制。作为结果，Dorrer 的理论模型预言了二阶（ $2\omega_p$ ）的噪声成分，但这一结果与耦合波方程严



格数值解给出的结果(图 3-6)仍然有较大的偏差。

### 3.4.2 小信号近似解

本小节对小信号增益放大区的泵浦噪声转移进行更为严格的理论推导。假设泵浦脉冲含单频正弦强度调制（假设调制深度  $r_p \ll 1$ ），在该泵浦脉冲作用下对应的参量增益可表示为：

$$G(t) = \frac{1}{4} \exp\left(2\kappa z \sqrt{I_{p0} \times [1 + r_p \cos(\Omega_p t)]}\right) \approx G_{OPA} \times \exp\left[\frac{\ln(4G_0)r_p}{2} \cos(\Omega_p t)\right]. \quad (3-25)$$

其中，

$$G_0 = \frac{1}{4} \exp(2\kappa z \sqrt{I_{p0}}), \quad (3-26)$$

表示对应泵浦光强为  $I_{p0}$  的参量增益，另一项表示泵浦脉冲光强调制对参量增益的瞬时调制，对该项进行 Taylor 级数展开：

$$\exp\left[\frac{\ln(4G_0)r_p}{2} \cos(\Omega_p t)\right] \approx \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{\left[\frac{\ln(4G_0)r_p}{4}\right]^m}{m!} \exp(im\Omega_p t). \quad (3-27)$$

上述结果清楚地表明，尽管泵浦脉冲上的光强调制是频率为  $\Omega_p$  的单频调制，但它所产生的时变参量增益不仅包含调制频率为  $\Omega_p$  的结构，还衍生出了若干高阶调制 ( $m \Omega_p$ )。对于理想干净的啁啾脉冲，其光场的复振幅为：

$$A_{s0}(t) = \exp\left[-(1+iC)\frac{t^2}{2T_s^2}\right], \quad (3-28)$$

该啁啾信号脉冲经过 OPCPA 放大器后感受到上述时变参量增益，光场复振幅将变为：

$$A_{amp}(t) = A_{s0}(t) \times \sqrt{G_0} \times \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{[\ln(4G_0)r_p/8]^m}{m!} \exp(im\Omega_p t) \quad (3-29)$$

对该式进行  $t$  域到  $\omega$  域的傅里叶变换，得到其频谱分布：

$$\tilde{A}_{amp}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{amp}(t) e^{-i\omega t} dt = \sqrt{G_0} \times \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{[\ln(4G_0)r_p/8]^m}{m!} \exp\left[-\frac{(1-iC)(\omega - m\Omega_p)^2}{2(\Delta\omega)^2}\right], \quad (3-30)$$

式中， $\omega$  为啁啾信号脉冲的光谱宽度。脉冲压缩过程在数学上可表示为：



$$\begin{aligned} \tilde{A}_{comp}(\omega) &= \tilde{A}_{amp}(\omega) \exp\left[-iC \frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \\ &= \sqrt{G_0} \times \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{[\ln(4G_0)r_p/8]^m}{m!} \exp\left[-\frac{(\omega - m\Omega_p)^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[-iC \frac{m\Omega_p\omega}{(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[iC \frac{(m\Omega_p)^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \end{aligned} \quad (3-31)$$

再对此谱域复振幅做  $\omega$  域到  $t$  域的逆傅里叶变换, 即可得到压缩后信号脉冲的时域复振幅:

$$A_{comp}(t) = A_{peak} \times \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{[\ln(4G_0)r_p/8]^m}{m!} \exp\left[-\frac{(t + C\tau_0^2 m\Omega_p)^2}{2\tau_0^2}\right] \exp(-im\Omega_p t), \quad (3-32)$$

相应的光强分布为:

$$I_{comp}(t) = I_{peak} \times \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \frac{[\ln(4G_0)r_p/8]^{2m}}{(m!)^2} \exp\left[-\frac{(t + m\Omega_p\varphi^{(2)})^2}{\tau_0^2}\right]. \quad (3-33)$$

该式表明, 压缩器输出端的脉冲由主峰和若干前/后沿噪声脉冲尖峰组成, 噪声脉冲距离主峰的时间间隔为:

$$\Delta t(m\Omega_p) = m\Omega_p \times \varphi^{(2)}, \quad (3-34)$$

相对于主峰的强度为:

$$I_{PDN}(m\Omega_p) = \frac{[\ln(4G_0)r_p/8]^{2m}}{(m!)^2}. \quad (3-35)$$

下面检验该解析解与耦合波方程组给出的数值解之间的吻合程度。数值模拟计算中的OPCPA工作参数与图3-6保持一致, 分别通过(3-35)式和数值模拟计算压缩脉冲(图3-6(d))中的前四阶的前沿噪声脉冲的强度。从图3-7所示的结果中可以看到(3-35)式与数值解在小信号增益区完全重合。

根据上面的理论推导, OPCPA 放大器的泵浦噪声转移过程可以分为两步: 第一步是时变的泵浦光强  $I_p(t)$  产生一个时变的参量增益  $G(t)$ , 由于  $G(t)$  与  $I_p(t)$  之间的非线性函数关系, 因此在  $G(t)$  中已经出现若干高阶调制成分; 第二步是时变的参量增益  $G(t)$  “烙印”到信号啁啾脉冲上, 这一步属于线性响应过程  $I_s(t) = I_{s0} \times G(t)$ , 不再产生其它新的调制成分。之前, I. N. Ross 和 C. Dorrer 的理论模型中都未计入  $G(t)$  对  $I_p(t)$  的非线性响应关系, 因此“漏解了”高阶噪声成分的产生。

以上研究结果表明, OPCPA 增益固有的非线性使得泵浦噪声在向信号脉冲转移的过程中总伴随着噪声“谐波调制”成分的产生, 或者说引起了噪声频谱的非线性展宽。噪



声的这种频谱展宽效应直接导致了 OPCPA 输出的噪声衬底在时间尺度上的展宽，进而退化 OPCPA 系统的脉冲信噪比。

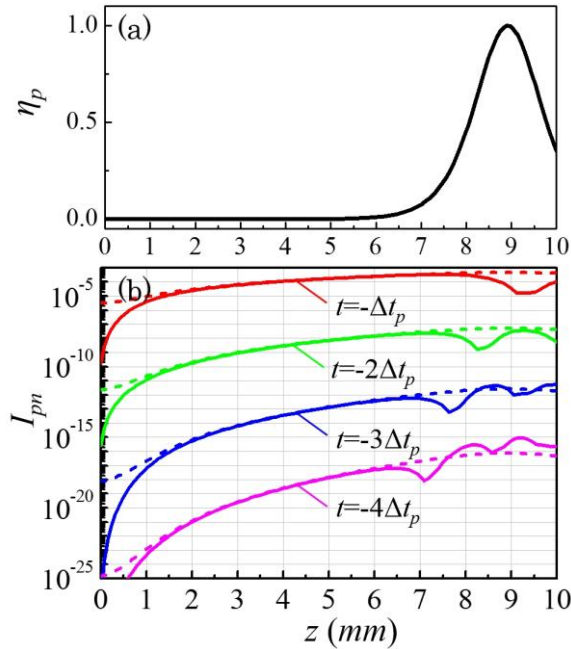


图 3-7 由泵浦噪声转移形成的噪声脉冲强度增长曲线， $z$  为三波相互作用的距离。(a)泵浦光转换效率曲线。(b)前四阶的噪声脉冲强度的数值模拟结果（实线）与解析解（虚线）结果之间的对比。

Fig.3-7 Intensities of noise pulses transformed from intensity modulation of pump pulse. (a) Pump-depletion rate versus interaction length  $z$ ; (b) Intensities of the four pre-prepulses versus  $z$  calculated using full numerical simulation (solid line) and Eq. (3-35), respectively.

### 3.5 噪声交叉调制

实际的OPCPA系统中通常同时存在参量荧光、泵浦光噪声(ASE)等不同种类的噪声源。但之前对 OPCPA噪声特性的理论和实验研究都是孤立地分析某一种噪声的演变规律，并没有考虑不同噪声种类之间的相互作用。本小节重点研究OPCPA放大器中噪声的非线性相互作用行为。

OPCPA放大器中的初始噪声可分为两类：泵浦噪声和信号噪声。将泵浦激光所携带的噪声（常见的有ASE和拍频调制）统称为泵浦噪声，而将直接叠加在信号激光上的（与信号光同波长）的噪声称为信号噪声，包括PSF和元件端面反射引入的后沿小脉冲等。研究表明，不同噪声种类和噪声成分之间也普遍存在着非线性相互作用，其结果是产生大量新的噪声频率成



分。本论文将OPCPA放大器中的非线性噪声相互作用分为三种：(1)泵浦激光噪声不同调制频率成分间的混频；(2)信号光噪声不同调制频率成分间的混频；(3)泵浦光噪声与信号光噪声间的混频。这三种噪声调制频率间的混频过程分别代表着OPCPA参量增益对泵浦光强和信号光强不同的“非线性”响应，新产生噪声的强度演变规律也有所不同。

### 3.5.1 泵浦噪声间交叉调制

根据 3.4 节对泵浦噪声转移过程的推导，由于瞬时参量增益  $G(t)$  对泵浦脉冲光强  $I_p(t)$  的响应是个非线性函数， $I_p(t)$  上单频调制结构转换为  $G(t)$  时，就会衍生出若干高阶调制成分。同样的道理，若  $I_p(t)$  上同时存在两个不同的调制频率（分别为  $\omega_{p1}$  和  $\omega_{p2}$ ）的调制结构，转换为  $G(t)$  的时候将衍生出对应这两个调制频率的混频项。下面基于数值模拟和解析推导验证这一猜想。

假设 OPCPA 泵浦脉冲的光场复振幅表示为

$$I_p(t) = I_p^{(0)} \left[ 1 + r_{p1} \cos(\Omega_{p1}t) + r_{p2} \cos(\Omega_{p2}t) \right], \quad (3-36)$$

式中， $r_{p1}$ 、 $r_{p2}$  分别为频率  $\omega_{p1}$  和  $\omega_{p2}$  的两列强度调制对应的调制深度，数值模拟中取  $r_{p1} = 10^{-2}$ ， $\omega_{p1} = 82 \text{ THz}$  和  $r_{p2} = 10^{-1}$ ， $\omega_{p2} = 57 \text{ THz}$ 。根据(3-33)式，每一个调制独立地进行泵浦噪声转移将产生等间隔的噪声脉冲，脉冲间隔为  $t_p = \pi/\omega$ 。因此，对于  $\omega_{p1} = 82 \text{ THz}$  和  $\omega_{p2} = 57 \text{ THz}$ ，产生的噪声脉冲时间间隔分别为  $t_{p1} = 10 \text{ ps}$  和  $t_{p2} = 7 \text{ ps}$ 。图 3-8(a)表示由耦合方程组数值求解得到的 OPCPA 输出端压缩脉冲的光强分布，可以看到，除了在  $t_{p1}$  和  $t_{p2}$  整数倍时刻存在噪声脉冲以外，还出现了若干额外的噪声脉冲，它们与主脉冲之间的时间间隔满足：

$$\Delta t = m\Delta t_{p1} + n\Delta t_{p2}, \quad (3-37)$$

$m$ 、 $n$  为非零整数。根据 3.2 节的分析，压缩后的噪声衬底的时域分布是噪声 PSD 的线性映射，因此(3-37)式给出的噪声脉冲的出现反映了放大后的信号脉冲上的调制结构中存在的调制频率为：

$$\Omega = m\Omega_{p1} + n\Omega_{p2}, \quad (3-38)$$

的噪声新成分，即初始两个频率为  $\omega_{p1}$  和  $\omega_{p2}$  的噪声成分间发生了混频作用。与 3.4 节推导的单频调制泵浦噪声转移过程类似， $\omega_{p1}$  噪声和  $\omega_{p2}$  噪声发生非线性相互作用的物理基础仍然是瞬时参量增益  $G(t)$  对泵浦脉冲光强  $I_p(t)$  的非线性响应关系，可以准确地推导出新产生的混频噪声脉冲的强度。将(3-36)式表示的泵浦脉冲光强分布代入到参量增益公式中：



$$G(t) = \frac{1}{4} \exp\left(2\kappa z \sqrt{I_p(t)}\right) \approx G_0 \times \exp\left[\frac{\ln(4G_0)r_{p1}}{2} \cos(\Omega_{p1}t)\right] \times \exp\left[\frac{\ln(4G_0)r_{p2}}{2} \cos(\Omega_{p2}t)\right]. \quad (3-39)$$

重复(3-27)式到(3-33)式的推导过程,可以得到由这两种频率成分的噪声非线性相互作用所形成的混频噪声脉冲强度:

$$I(m\Delta t_{p1} + n\Delta t_{p2}) = \frac{[\ln(4G_0)/8]^{2m+2n} (r_{p1})^{2m} (r_{p2})^{2n}}{(m! \times n!)^2}. \quad (3-40)$$

为了验证上述这一解析解与数值解的吻合程度,对比计算图 3-8(a)中箭头标出了四个调制混频噪声脉冲的强度。这些噪声脉冲与主脉冲之间的时间间隔分别为  $t=17\text{ps}$  ( $m=1, n=1$ ),  $t=24\text{ps}$  ( $m=1, n=2$ ),  $t=27\text{ps}$  ( $m=2, n=1$ )以及  $t=34\text{ps}$  ( $m=2, n=2$ )。在数值模拟中通过改变 OPCPA 晶体的长度,分别计算不同放大状态下噪声脉冲的强度,结果如图 3-8(b)所示,从中可以看到(3-40)式给出的解析解在小信号增益放大区与数值解几乎完全重合。

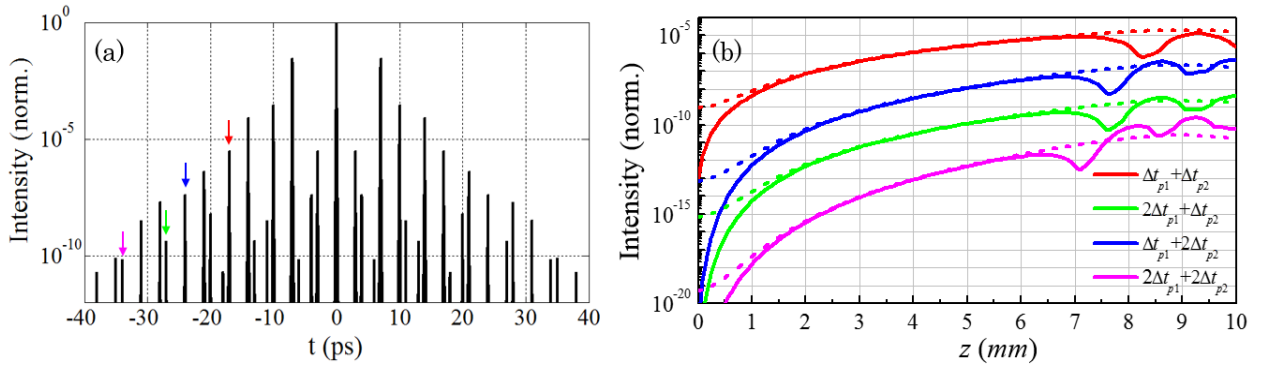


图 3-8 (a) OPCPA 输出端压缩脉冲的光强分布(泵浦脉冲上含两个不同频率强度调制),箭头标记了四个由交叉调制效应产生的新调制频率噪声脉冲; (b) 四个交叉调制噪声脉冲的强度增长曲线,实线为数值解,虚线为(3-40)式给出的解析解。

Fig. 3-8 (a) Intensity profile of the OPCPA pumped by a laser pulse that carries two sinusoidal intensity modulations with different frequencies. The arrows point four examples of noise pulses induced by the cross-modulation effect. (b) Intensities of the four noise pulses pointed in (a) calculated by numerical simulation (solid line) and the formula Eq. (3-40) (dashed line), respectively.

在实际的 OPCPA 系统中,泵浦激光总含有一定的 ASE 噪声。图 3-9(a)给出了泵浦激光含 ASE 时 OPCPA 输出端压缩脉冲光强分布(数值模拟中假设 ASE 光谱宽度为 4nm, OPCPA 的计算条件与图 3-8(a)一致)。现假设该泵浦脉冲同时含有拍频调制,调制频率





和调制深度分别取  $p_1 = 82\text{THz}$ ,  $r_{p1} = 10^{-2}$ 。图 3-9(b)给出了泵浦激光同时存在 ASE 和拍频调制两种噪声时, OPCPA 输出端压缩脉冲的分布。计算结果清楚地表明, 拍频调制噪声和 ASE 噪声之间发生了非线性相互作用, 其标志是 OPCPA 输出端噪声衬底在时间尺度上被显著展宽。

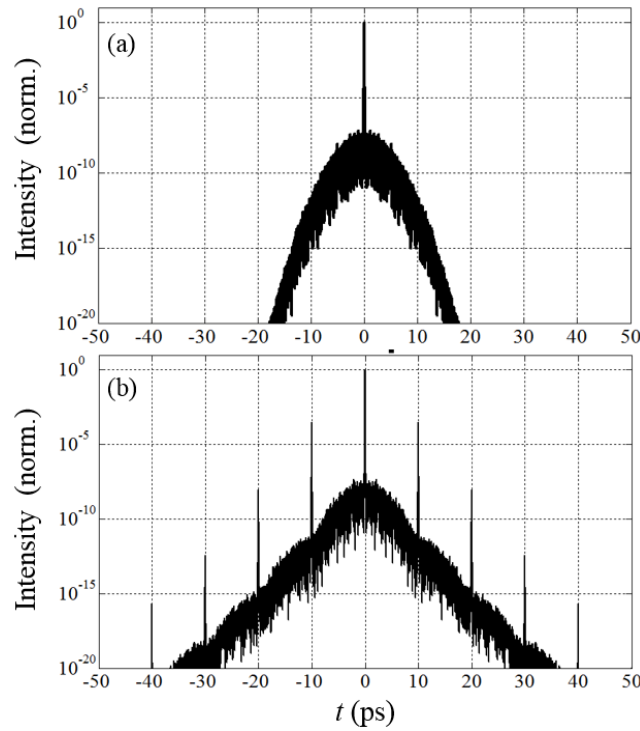


图 3-9 (a)泵浦激光含 ASE 噪声时 OPCPA 输出端压缩脉冲的光强分布;(b)泵浦激光同时存在 ASE 噪声和拍频调制时 OPCPA 输出端压缩脉冲的光强分布。

Fig. 3-9 Intensity profiles of the compressed output from an OPCPA (a) where the pump laser contains ASE. (b) where the pump laser pulse contains beat modulation in addition to ASE.

### 3.5.2 信号光噪声间交叉调制

对于OPCPA过程, 在小信号增益放大区(泵浦光消耗可忽略不计), 瞬时参量增益 $G(t)$ 仅由泵浦光强 $I_p(t)$ 和晶体参数条件决定, 而与注入的信号脉冲光强 $I_s(t)$ 无关。但在饱和放大状态时, 啁啾信号脉冲光强分布 $I_s(t)$ 的大小将影响各个时刻上泵浦激光的消耗, 进而影响和调制泵浦脉冲光强分布 $I_p(t)$ , 从而间接地再次调制参量增益 $G(t)$ 。也就是说, 当泵浦消耗不可忽略时, 参量增益 $G(t)$ 也是信号光强 $I_s(t)$ 的非线性函数。因此, 类似于上一节泵浦光噪声间交叉调制效应, 在非线性的参量增益 $G(t)$ 的作用下, 信号脉冲上的不同噪声频率成分以及不同噪声种类



间也存在非线性相互作用。下面基于数值模拟验证这一猜想。

假设OPCPA泵浦脉冲为理想的平顶分布（无噪声），但初始的啁啾信号脉冲上叠加有两个不同频率的拍频调制，相应的信号光场的时域复振幅分布可表示为：

$$A_s(t, z=0) = A_{s0} \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2T_s^2}\right] \times \left[1 + \frac{r_{s1}}{2} \cos(\Omega_{s1}t) + \frac{r_{s2}}{2} \cos(\Omega_{s2}t)\right], \quad (3-41)$$

两个调制的参数分别取 $r_{s1} = 10^{-2}$ ,  $\Omega_{s1} = 82$  THz和 $r_{s2} = 10^{-1}$ ,  $\Omega_{s2} = 57$  THz, 其它计算条件保持不变。图3-10(a)和(b)表示放大前后啁啾信号脉冲和泵浦脉冲光强分布, 计算结果表明, 放大后泵浦脉冲上确实出现了来自信号光的调制结构, 信号脉冲上强度调制的“峰”被烙印到泵浦脉冲上形成一个强度调制的“谷”。图3-10(c)和(d)分别给出放大前后脉冲幅度分布的PSD分析的结果, 放大前信号脉冲上的幅度调制只有  $\Omega_{s1}$ 和  $\Omega_{s2}$ 两个频率成分, 但经过OPCPA饱和和放大过程中产生了多个调制混频成分：

$$\Omega = m\Omega_{s1} + n\Omega_{s2}, \quad (3-42)$$

式中,  $m, n$ 为任意整数。

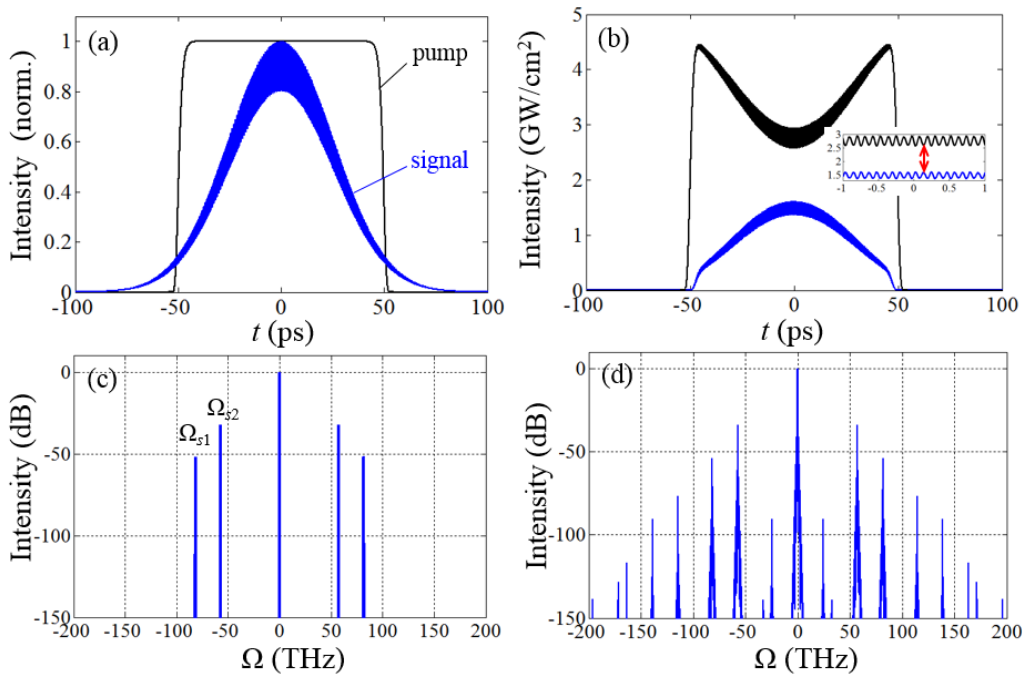


图 3-10 (a),(b) 放大前、后泵浦脉冲和啁啾信号脉冲光强分布；(c),(d) 放大前、后信号脉冲幅度分布的 PSD 分析的结果。

Fig.3-10 (a),(b) Intensity profiles of the the pump and chirped signal pulse before and after amplification. (c),(d) PSD analysis of signal pulse amplitude before and after amplification.



尽管图3-10的结果与上一节泵浦光噪声成分间的调制混频效应十分相似，但这两种噪声非线性相互作用效应的物理基础却是不同的。泵浦光噪声成分间混频的物理基础是瞬时参量增益 $G(t)$ 对泵浦光强 $I_p(t)$ 的非线性响应；而信号光噪声成分间混频的物理基础是瞬时参量增益 $G(t)$ 对信号光强 $I_s(t)$ 的非线性响应。需要注意的是，OPCPA过程的小信号近似解不包含信号光噪声间的交叉调制效应，其原因是小信号近似条件强制设定了泵浦光无损耗（固定不变）。

此外，信号光噪声成分间的调制混频所新产生的噪声成分强度随放大进程（晶体长度）的增长规律也不同于泵浦光噪声成分间混频的结果。与图3-8(b)相对应，在图3-10(a)所示的注入泵浦和信号脉冲条件下，数值模拟了信号光噪声成分间混频所产生的前四阶噪声脉冲( $t = 17\text{ps}, 24\text{ps}, 27\text{ps}$ 和  $34\text{ps}$ )的强度增长规律，结果如图3-11所示。根据这一结果，在参量放大的最初始阶段( $z < 2\text{ mm}$ )，泵浦光噪声间的调制混频效应已经建立（图3-11中虚线），但信号光噪声间的非线性相互作用还未建立（图3-11中实线），原因是此时的泵浦光损耗可忽略不计；随着泵浦光损耗的增加，信号光噪声间的调制混频效应开始迅速增强，并且比泵浦光噪声间混频效应的增长趋势更为迅速。

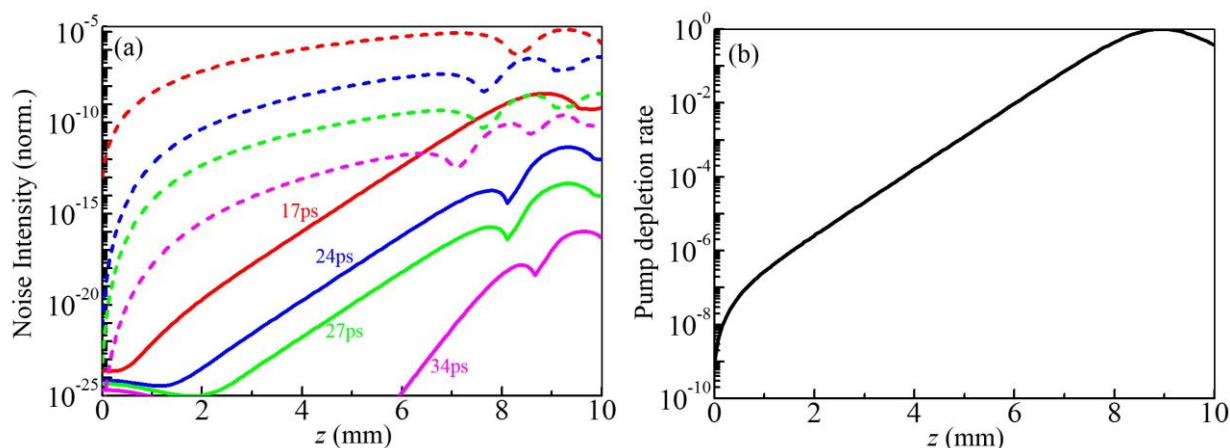


图 3-11 (a) 由信号光噪声间交叉调制(实线)和泵浦光噪声间交叉调制(虚线)所产生的“混频”噪声的强度随放大进程（晶体长度）的增长规律。(b) 泵浦光转换效率。

Fig.3-11 (a) Growth of intensities of noise pulses generated from the cross modulation between different signal noise components (solid line) and between different pump noise components (dashed line), respectively. (b) Efficiency of pump-depletion versus the crystal length.

### 3.5.3 泵浦噪声与信号噪声的交叉调制

在实际的OPCPA放大器中，初始入射的泵浦脉冲和信号脉冲往往同时含有噪声，这些噪



声在放大过程中也会发生交叉调制。举例来说，假设初始的泵浦脉冲 $I_p(t)$ 上存在频率为 $\omega_p$ 的强度调制，而初始啁啾信号脉冲 $I_s(t)$ 上存在频率为 $\omega_s$ 的强度调制。在OPCPA放大过程中将首先发生泵浦噪声转移过程，即频率为 $\omega_p$ 的泵浦调制结构转移到信号脉冲上；基于3.5.2节的分析，这一非线性转移而来的调制频率为 $\omega_p$ 的噪声成分将与信号脉冲上频率为 $\omega_s$ 的噪声成分发生调制混频，产生新的噪声频率成分。

下面基于数值模拟研究泵浦噪声与信号噪声通过调制混频产生的噪声成分的强度增长规律。假设初始的泵浦脉冲和啁啾信号脉冲的光场复振幅分布分别为：

$$A_p(t, z=0) = A_p \times \left[ 1 + \frac{r_p}{2} \exp(i\Omega_p t) \right] \quad (3-43)$$

$$A_s(t, z=0) = A_{s0} \exp\left[ \frac{(1+iC)t^2}{2T_s^2} \right] \times \left[ 1 + \frac{r_s}{2} \exp(i\Omega_s t) \right] \quad (3-44)$$

取 $r_p = 10^{-2}$ ， $\omega_p = 82\text{THz}$ 和 $r_s = 10^{-1}$ ， $\omega_s = 57\text{THz}$ 。类似于前面分析的泵浦噪声交叉调制和信号噪声交叉调制效应，OPCPA最终输出的压缩脉冲上在

$$\Delta t = (m\Omega_p + n\Omega_s) \times \phi^{(2)}, \quad (3-45)$$

时间位置也将出现调制混频噪声脉冲。为了与图3-11(a)的结果进行对比，同样计算  $t=17\text{ps}$ ， $24\text{ps}$ ， $27\text{ps}$ 和  $34\text{ps}$ 位置的四个噪声脉冲强度随OPCPA晶体长度的增长规律（图3-12）。

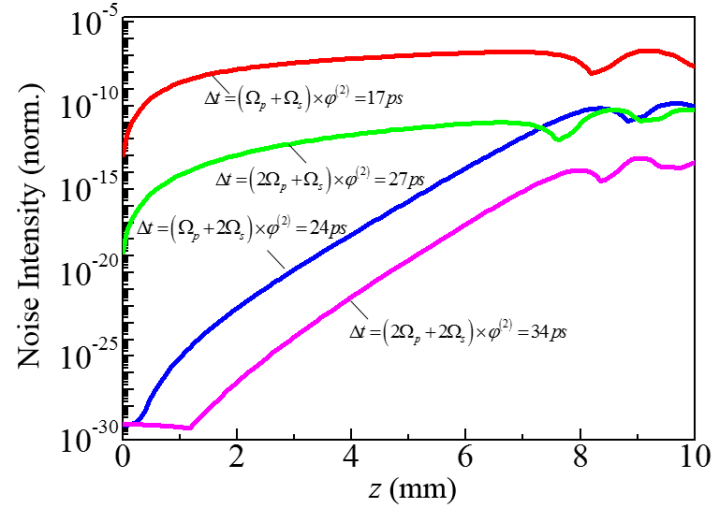


图 3-12 泵浦噪声与信号噪声交叉调制产生的噪声脉冲的强度增长曲线

Fig.3-12 Growth of intensensites of noise pulses generated from the cross modulation between pump noise and signal noise



数值研究表明，新产生的调制混频噪声脉冲的强度近似满足以下“相乘”关系：

$$I(m\Omega_p + n\Omega_s) \approx I(m\Omega_p) \times I(n\Omega_s), \quad (3-46)$$

式中， $I(m\Omega_p)$  为由泵浦噪声转移过程衍生出的调制频率为  $m\Omega_p$  的噪声脉冲的强度， $I(n\Omega_s)$  为由信号噪声在 OPCPA 放大过程中非线性衍生出的调制频率为  $n\Omega_s$  的噪声脉冲的强度。

### 3.6 本章小结

本章首先推导了基于啁啾脉冲放大产生的超短超强激光脉冲，其时域噪声分布与放大器噪声的 PSD 分布存在简单的线性映射关系。通过 OPCPA 过程中信号脉冲的 PSD 分析既可以反映信号激光的调制增长特性，也可以准确反映放大过程导致的输出脉冲信噪比退化机制及退化程度。基于这一分析方法，重点研究了 OPCPA 放大器中同时存在多种噪声时，噪声光场的整体演变特性。结果表明，由于参量增益固有的非线性，OPCPA 放大器中不同种类、不同频率成分的噪声间普遍地存在非线性相互作用，产生若干新的噪声成分，对应着噪声 PSD 分布上不同噪声频率成分混频项的产生；新产生的噪声成分其强度与 OPCPA 放大器的工作参数（放大增益与能量转换效率）密切相关，对 OPCPA 输出脉冲信噪比的主要影响体现在使得输出的时域噪声发生加宽。能级型 CPA 放大器中不存在噪声间非线性相互作用效应。



## 第四章 OPCPA 放大器中两类新的噪声机理

### 4.1 概述

本章的主要内容是介绍 OPCPA 放大器中两种新的噪声机理的发现，即后沿次脉冲向前沿的非线性转移和散射起源的光参量噪声。系统地研究了这两类噪声的产生、增长特性以及对 OPCPA 输出脉冲信噪比的影响。本章与第三章的研究结果相结合，完善了 OPCPA 放大器噪声的基础理论，也为全方位、全流程控制 OPCPA 系统时域噪声、实现低噪声 OPCPA 放大奠定了理论基础。

### 4.2 后沿次脉冲向前沿非线性转移

光学元件表面总存在一定的残余反射率，以不镀膜的光学界面为例，其菲涅尔反射率约为 4%，而镀有增透膜的光学表面残余反射率可降低 1 个数量级。在 OPCPA 系统中，种子脉冲经过光学元件表面来回两次反射，将会在脉冲后沿形成一个次脉冲（replica pulse），其强度大约为种子脉冲强度的  $10^{-3}$ - $10^{-5}$ 。将这一“主脉冲+后沿次脉冲”的初始信号光场代入到 OPCPA 的理论模型中（展宽→光参量放大→压缩），可以推算出在最终输出的放大脉冲（压缩后）的前沿将会衍生出噪声脉冲，如图 4-1 所示，严重影响输出脉冲的前沿信噪比。

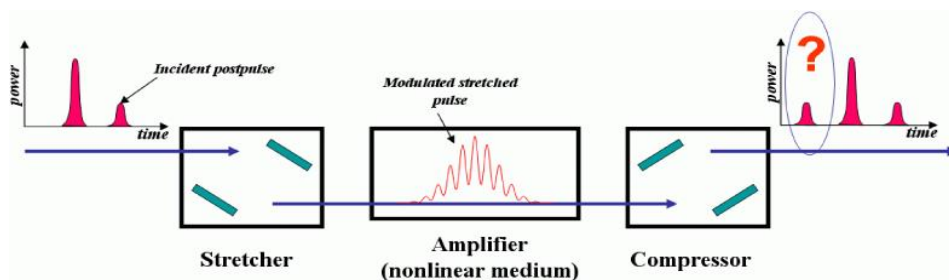


图 4-1 OPCPA 系统中后沿次脉冲非线性衍生前沿脉冲的示意图

Fig.4-1 Pre-pulse generation from initial post-pulse in an OPCPA system



### 4.2.1 数值模拟

在数值模拟中假设一单级 OPCPA 放大器，放大介质为工作于 I 类非共线位相匹配的 BBO 晶体；泵浦光为波长 532nm 的窄带高斯型激光脉冲，脉宽（半高全宽，FWHM）为 80ps，平均光强为 5GW/cm<sup>2</sup>；种子脉冲的中心波长为 800nm，脉宽 31fs（对应光谱宽度 30 nm），在其后沿  $t_\delta = 56$  ps 位置存在一个相对强度为  $10^{-4}$  的次脉冲，如图 4-2(a) 所示，该种子脉冲的光场复振幅可表示为：

$$A_0(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) + r_s \exp\left[-\frac{(t-t_\delta)^2}{2\tau_0^2}\right]. \quad (4-1)$$

将该种子脉冲进行啁啾展宽，假设展宽器提供的群速度色散系数为  $\varphi^{(2)} = t/\omega = 0.45\text{ps/THz}$ ，展宽后啁啾信号脉冲的 FWHM 宽度为 40ps，其光场复振幅可表示为：

$$A_s(t) = A_{s0} \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2T_s^2}\right] + r_s A_{s0} \exp\left[-\frac{(1+iC)(t-t_\delta)^2}{2T_s^2}\right]. \quad (4-2)$$

式中， $T_s$  为展宽后脉冲的  $1/e$  半宽， $C$  为啁啾系数，与展宽器色散系数  $\varphi^{(2)}$  的关系为  $\varphi^{(2)} = CT_0^2$ 。进一步将(4-2)式整理为：

$$A_s(t) = A_{s0}(t) \left[ 1 + r_s \exp\left[\frac{(1+iC)t_\delta}{2T_s^2} t\right] \exp\left[-\frac{(1+iC)t_\delta^2}{2T_s^2}\right] \right] \approx A_{s0}(t) [1 + r_s p(t_\delta) \exp(i\Omega_s t)]. \quad (4-3)$$

式中， $A_{s0}(t)$  表示理想干净的种子脉冲展宽后的啁啾脉冲光场分布：

$$A_{s0}(t) = A_{s0} \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2T_s^2}\right]. \quad (4-4)$$

而  $\exp(i\Omega_s t)$  项则显示出两个间隔为  $t_\delta$  的啁啾信号脉冲形成的拍频调制结构，调制频率为：

$$\Omega_s = t_\delta / \varphi^{(2)}. \quad (4-5)$$

图 4-2(b) 为对应数值模拟条件的泵浦脉冲和啁啾信号脉冲的归一化光强分布，插图显示了啁啾信号脉冲上的拍频调制结构。在数值模拟中假设展宽后的啁啾信号脉冲的光强为 5kW/cm<sup>2</sup>，计算此啁啾信号脉冲经光参量放大后再压缩得到的输出飞秒脉冲的信噪比情况，结果如图 4-3 所示，并通过改变 BBO 晶体长度  $L$  对比了不同放大状态的输出情况。 $\eta$  表示泵浦到信号的能量转换效率。当 OPCPA 转换效率只有  $\eta=0.01\%$  时（即小信号放大区域），在与初始后沿次脉冲对称的前沿位置 ( $t=-56\text{ps}$  处) 观察到一个新产生的噪声脉冲，强度  $\sim 10^{-13}$ ；当  $\eta$  增大到 10% 时， $t = -56\text{ps}$  位置的噪声脉冲强度由  $10^{-13}$  增长为  $\sim 10^{-7}$ ，此外在  $t = -112\text{ps}$  位置还出现了二阶噪声脉冲（距离主脉冲的时间间隔是初始后沿次脉冲



的两倍)。随着放大进入过饱和,将逐渐产生更多高阶的噪声脉冲,如图 4-3(c)所示。根据 3.2 节推导的压缩脉冲的时域噪声结构与放大器中噪声调制频率间的线性对应关系,这些高阶噪声脉冲的产生对应着在放大器中叠加在信号脉冲上的调制发生了非线性畸变,衍生出了若干高阶的调制频率成分。

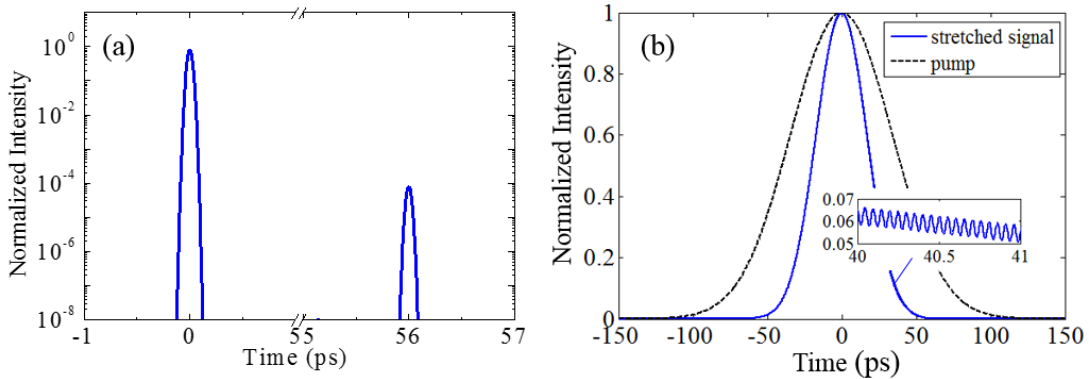


图 4-2 注入种子光场的时间分布: (a) 展宽器前; (b) 展宽器后。

Fig. 4-2 (a) Seed pulse followed by a weak post-pulse. (b) Intensity profile of the stretched seed pulse. Inset: Enlarged display of the interference modulation on the trailing edge of stretched seed pulse.

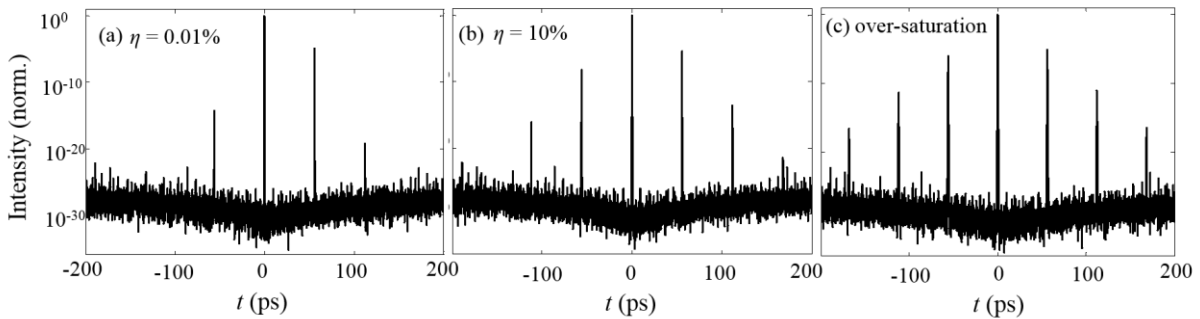


图 4-3 OPCPA 工作在(a)小信号放大、(b)弱饱和和(c)过饱和区域时,输出端压缩脉冲的强度分布。

Fig.4-3. Intensity profile of compressed amplified signal pulse from OPCAs operating in (a) small-signal amplification; (b) weak saturation; and (c) over-saturation where back-conversion occurs, respectively.

根据图 4-3 的结果,起源于初始后沿次脉冲的 OPCPA 输出脉冲信噪比退化特征与 3.4 节(图 3.6)研究的泵浦噪声转移具有一定的相似性,都表现出从单一的噪声频率成分衍生出若干调制频率的高阶谐波成分的行为特征。但在这两个过程中,高阶噪声频率成分衍生,即噪声 PSD 展宽的物理基础并不相同。对于泵浦噪声转移过程,导致噪声 PSD 展





宽的非线性机制是参量增益  $G(t)$  对泵浦光强的瞬时非线性响应，可在数学上表示为  $G(t)=f_{NL}(I_p(t))$ 。而对于本章研究的后沿脉冲向前沿非线性转移过程，导致噪声 PSD 展宽的非线性机制是参量增益  $G(t)$  对信号脉冲光强分布的瞬时非线性响应，即  $G(t)=f_{NL}(I_s(t))$ 。

### 4.2.2 理论模型

需要指出的是，从光参量放大的小信号近似解((2.40)式)中无法推导出后沿脉冲项前沿非线性转移的过程。这是因为小信号近似条件假设了泵浦光无损耗（在耦合波方程组中令  $dA_p/dz = 0$ ，同时忽略材料色散效应，并假设满足位相匹配条件  $k = 0$ ），此时放大后的信号光场有解析解，可表示为：

$$A_{amp}(t) = A_s(t) \times g(t), \quad (4-6)$$

其中  $g(t)$  为参量增益：

$$g(t) = \frac{1}{2} \exp\left[\Gamma z \sqrt{I_p(t)}\right], \quad (4-7)$$

它仅由泵浦光强  $I_p(t)$  和晶体参数决定（系数的定义见(2-42)式），而与信号脉冲的强度分布无关。根据这一理论模型，即使初始信号脉冲上叠加有噪声项，噪声 PSD 在放大过程中也不会发生非线性演变。但在实际的 OPA 过程中泵浦消耗总是在发生（即  $dA_p/dz \neq 0$ ），考虑到信号脉冲存在一定的时域分布  $A_s(t)$ ，不同时刻信号光场的强度不同，所对应的泵浦光消耗速率也不同，因此当信号脉冲上存在幅度调制，这一调制会通过即时的泵浦消耗“烙印”到泵浦脉冲上，使得泵浦脉冲的光强分布演变为：

$$I_p(t) = I_{p0} - \Delta I_p(t) = I_{p0} - f\left(A_s(t), A_s^*(t)\right), \quad (4-8)$$

需要指出的是，即使泵浦光消耗的总能量很小（ $\int \Delta I_p(t) dt \ll \int I_p(t) dt$ ），对参量增益倍数的影响可忽略不计，但它所导致的信号脉冲时间结构的畸变仍然会剧烈地影响输出脉冲信噪比（原因是信噪比是以强度对数坐标进行衡量的）。将(4-8)式的泵浦脉冲强度分布代入到（4-7）式，得到参量增益  $g(t)$  的表达式：

$$g(t) = g_0 \times f_g\left(A_s(t), A_s^*(t)\right) = g_0 \times \left[\chi^{(1)} A_s(t) + \chi^{(-1)} A_s^*(t) + \chi^{(2)} A_s^2(t) + \dots\right]. \quad (4-9)$$

在此理论模型中，将含有后沿次脉冲的信号光场注入条件((4-4)式)代入其中，相应的时变参量增益可表示为：

$$g(t) = g_0 \times \left[1 + r_1 \exp(i\Omega_s t) + r_{-1} \exp(-i\Omega_s t) + r_2 \exp(i2\Omega_s t) + r_{-2} \exp(-i2\Omega_s t) + \dots\right]. \quad (4-10)$$

可以看到，在上述时变参量增益的表达式中不仅包含调制频率为  $\omega_s$  的成分，还出现了



调制频率为 $-\omega_s$ ,  $-2\omega_s$ ,  $2\omega_s$ ,  $3\omega_s$  等若干新的噪声成分, 这些调制成分继而将被转移到压缩脉冲上, 形成了图 4-3 所示的一系列前/后沿噪声脉冲。

由于后沿脉冲非线性衍生前沿脉冲的过程强烈依赖于泵浦消耗效应的发生, 而一旦计入泵浦消耗, 耦合波方程组将不再具有简单的解析解形式。因此要准确推导这一噪声演变过程非常困难, 这里给出一阶近似理论模型, 基于该模型可以准确推导出新产生的一阶前沿噪声脉冲的强度表达式。

将增益长度为  $L$  的 OPCPA 放大过程人为地分为  $L_1+L_2$  两部分: 假设在前  $L_1$  距离内的信号放大服从小信号增益特性, 放大后的信号光场可近似表示为:

$$A_s(L_1, t) = A_s(t) \times \frac{1}{2} \exp(\Gamma L_1 \sqrt{I_{p0}}) \quad (4-11)$$

其中,  $A_s(t)$  为放大前啁啾脉冲的光场分布,  $I_{p0}$  为泵浦光强。根据(4-3)式, 存在后沿次脉冲时, 使得啁啾信号脉冲上将出现拍频调制结构, 将这一啁啾脉冲光场近似表示为:

$$A_s(t) = A_{s0}(t) \left[ 1 + \frac{r}{2} \exp(i\Omega_s t) \right] \quad (4-12)$$

代入到(4-11)式, 即可得到经过  $L_1$  距离的小信号放大后, 信号脉冲的光强分布:

$$I_s(L_1, t) = |A_{s0}(t)|^2 = I_{s0}(t) [1 + r \cos(\Omega_s t)] \quad (4-13)$$

根据曼利-罗关系, 相应的泵浦光消耗为  $I_p(t) = \omega_p / \omega_s I_s(t)$ , 此时泵浦脉冲强度分布近似表示为:

$$I_p(L_1, t) = I_{p0} - \Delta I_p(t) = I_{p0} [1 - \eta_p (1 + r \cos(\Omega_s t))]. \quad (4-14)$$

式中,  $\eta_p = \omega_p I_s / \omega_s I_{p0}$  为  $L_1$  距离内泵浦光能量转换效率。当  $\eta_p \ll 1$  时, 仍然可以使用小信号近似解来表示参量增益:

$$g(t) = \frac{1}{2} \exp(\Gamma z \sqrt{I_p(L_1, t)}) \quad (4-15)$$

因此, 在之后增益长度为  $L_2$  的参量放大过程中, 信号光场的演变可近似表示为:

$$\begin{aligned} A_{amp}(t) &= A_s(L_1, t) \times \exp(\Gamma L_2 \sqrt{I_p(L_1, t)}) \\ &= A_s(t) \times \frac{1}{2} \exp(\Gamma L_1 \sqrt{I_{p0}}) \times \exp\left[\Gamma L_2 \sqrt{I_{p0} (1 - \eta_p (1 + r \cos(\Omega_s t)))}\right] \\ &\approx A_s(t) \times g_0 \times \exp\left[-\frac{\Gamma L_2 \eta_p r}{2} \cos(\Omega_s t)\right]. \end{aligned} \quad (4-16)$$



式中,  $g_0$  为平均参量增益倍数:

$$g_0 = \frac{1}{2} \exp(\Gamma L \sqrt{I_{p0}}). \quad (4-17)$$

而(4-16)式中  $\exp[-\Gamma L_2 \eta_p r_s \cos(\Omega_s t)/2]$  因子隐含了关于  $s$  的多阶调制频率成分, 可以对该项做 Taylor 级数展开:

$$\exp\left[-\frac{\Gamma L_2 \eta_p r}{2} \cos(\Omega_s t)\right] \approx \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{(\Gamma L_2 \eta_p r/4)^n}{n!} \exp(\pm i n \Omega_s t). \quad (4-18)$$

代入(4-16)式, 得到放大器输出端信号光场分布的表达式:

$$\begin{aligned} A_{amp}(t) &\approx A_{s0}(t) \left[1 + \frac{r_s}{2} \exp(i \Omega_s t)\right] \times g_0 \times \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{(\Gamma L_2 \eta_p r/4)^n}{n!} \exp(\pm i n \Omega_s t) \\ &= A_{amp}^{(0)}(t) \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\Gamma L_2 \eta_p r/4)^n}{n!} \left[ \exp(\pm i n \Omega_s t) + \frac{r}{2} \exp(i \Omega_s t \pm i n \Omega_s t) \right]. \end{aligned} \quad (4-19)$$

$A_{amp}^{(0)}(t)$  为干净的啁啾脉冲经过 OPCPA 放大后的光场分布。根据第三章推导的压缩前/后光场分布的变换规律, 在(4-19)式的基础上直接写出该光场对应的压缩脉冲的光强分布:

$$I_{comp}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\Gamma L_2 \eta_p r/4)^{2n}}{(n!)^2} \left[ I_0(t \pm n t_\delta) + \left(\frac{r}{2}\right)^2 I_0(t - t_\delta \pm n t_\delta) \right]. \quad (4-20)$$

$t_\delta$  即为初始后沿次脉冲相对于主脉冲的时间延迟。该式表明压缩器的输出由主信号脉冲和一系列等时间间隔的前/后噪声脉冲组成:

(1)  $n$  取 0 值时,

$$I_{comp}(t)|_{n=0} = I_0(t) + \left(\frac{r}{2}\right)^2 I_0(t - t_\delta). \quad (4-21)$$

对应着放大后的主信号脉冲和后沿次脉冲, 后沿脉冲相对于主脉冲的强度为  $(r/2)^2$ , 与入射时一直, 不受放大参数的影响。

(2)  $n$  取 1 值时,

$$I_{comp}(t)|_{n=1} = \frac{(\Gamma L_2 \eta_p r)^2}{16} \left[ I_0(t \pm t_\delta) + \left(\frac{r}{2}\right)^2 I_0(t - t_\delta \pm t_\delta) \right]. \quad (4-22)$$

对应着由参量增益的非线性产生的一阶衍生噪声脉冲。图 4-3 中  $t = -56\text{ps}$ (相当与  $t = -t_\delta$ )



和  $t = 112\text{ps}$  ( $t = 2t_\delta$ )位置的噪声脉冲都属于一阶衍生噪声，根据(4-22)式的结果，一阶衍生噪声的强度正比于 OPCPA 能量转换效率  $\eta_p$  的平方。

(3)  $n$  取 2 值时，

$$I_{comp}(t)|_{n=2} = \frac{(\Gamma L_2 \eta_p r)^4}{1024} \left[ I_0(t \pm 2t_\delta) + \left(\frac{r}{2}\right)^2 I_0(t - t_\delta \pm 2t_\delta) \right]. \quad (4-23)$$

对应非线性二阶衍生噪声脉冲。图 4-3 中  $t = -112\text{ps}$  和  $t = 168\text{ps}$  位置的脉冲属于此类二阶衍生噪声，根据这一结果，其强度正比于 OPCPA 能量转换效率  $\eta_p$  的四次方。

### 4.2.3 信噪比退化

下面基于数值模拟验证 OPCPA 输出的各阶时域噪声脉冲强度随放大过程的增长规律。基于数值模拟记录图 4-3 中压缩脉冲上  $t = -2t_\delta$ 、 $t = -t_\delta$ 、 $t = t_\delta$  以及  $t = 2t_\delta$  等四个噪声脉冲的强度，改变 OPCPA 晶体长度，得到这些噪声脉冲的强度随着放大过程的增长规律，数值模拟结果如图 4-4 所示。初始后沿次脉冲位置 ( $t = t_\delta$ ) 的噪声脉冲强度在整个放大过程中基本保持不变，而新衍生出的各阶噪声脉冲强度随着 OPCPA 转换效率的增长有显著增强，其中位于  $t = -t_\delta$  的前沿噪声脉冲与位于  $t = 2t_\delta$  的后沿噪声脉冲属于一阶衍生噪声脉冲，其强度近似正比于  $\eta^2$ ，而位于  $t = -2t_\delta$  的前沿噪声脉冲属于二阶衍生噪声脉冲，其强度近似正比于  $\eta^4$ 。这些结果与(4-21)式-(4-23)式给出的理论推导结果相符。

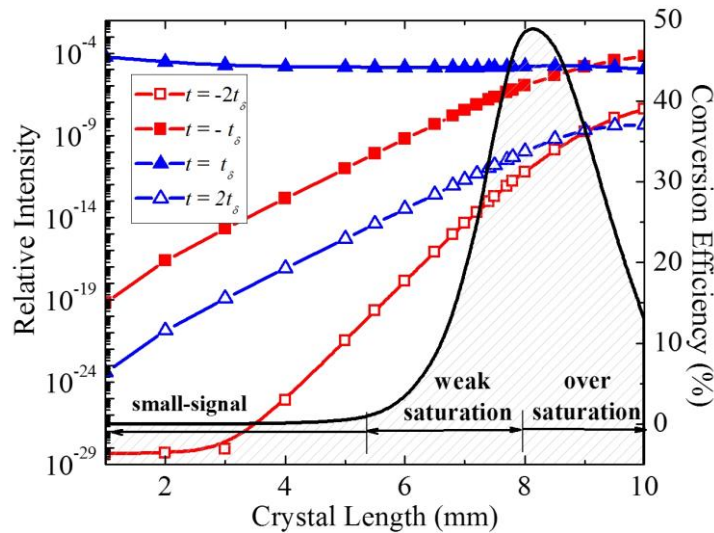


图 4-4 各阶噪声脉冲强度随晶体长度的演变。黑色线表示 OPCPA 转换效率与晶体长度的关系。

Fig.4-4. Growth of the intensities of side-pulses located at  $t = -t_\delta$ ,  $t = -2t_\delta$ ,  $t = t_\delta$  and  $t = 2t_\delta$ , respectively. The black line plots the conversion efficiency curve corresponding to different crystal length.



由后沿次脉冲衍生出的前沿噪声脉冲中， $t=-t_\delta$  位置的一阶衍生脉冲最强，因此可用该噪声脉冲的强度来衡量输出脉冲的信噪比水平。根据 4.2.2 节的近似理论推导，该噪声脉冲的强度 ((4-22)式) 满足如下定量关系式：

$$I_{SRP} = \frac{(\Gamma L_2)^2}{16} \times \eta_p^2 \times r^2 \tag{4-24}$$

其中， $\eta_p$  和  $r$  有着明确的定义，分别表示泵浦光转换效率和初始啁啾信号脉冲上拍频调制的深度大小，但从这一理论模型无法给出 ( $L_2$ ) 系数的准确值。下面结合数值拟合的方法确定这一系数。

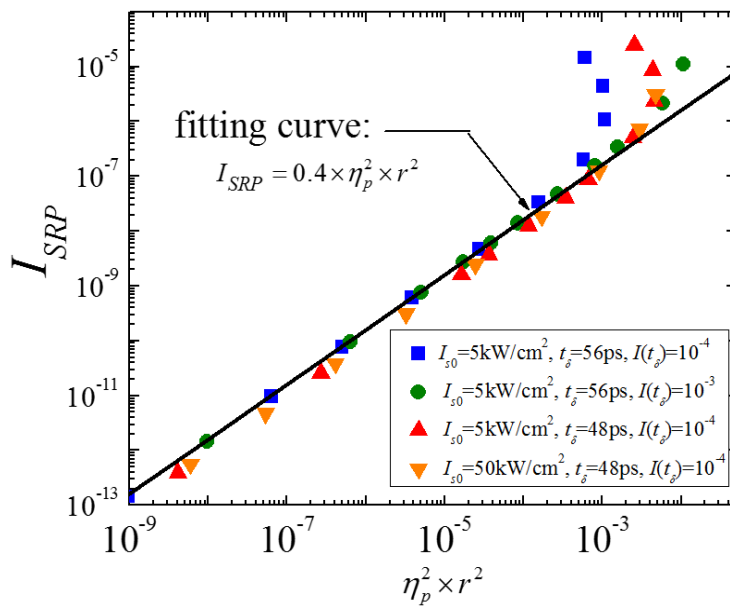


图 4-5 对非线性衍生出的前沿噪声脉冲强度进行线性化拟合（黑色线）。离散点为不同参数条件下耦合波方程组的数值计算结果。

Fig.4-5 Fitting for the intensity of 1<sup>st</sup> pre-pulse generated from incident post-pulse for OPCPA's operating in the four sets of different parameters.

对于图 4-3 所示的后沿脉冲衍生前沿脉冲过程，分别在四组不同的参数条件下对输出的前沿噪声脉冲光强  $I_{SRP}$  进行数值模拟计算：(1)注入信号光强  $I_{s0} = 5 \text{ kW/cm}^2$ ，后沿次脉冲与主脉冲的时间间隔  $t_\delta = 56 \text{ ps}$ ，相对强度为  $I(t_\delta) = 10^{-4}$ ；(2)  $I_{s0} = 5 \text{ kW/cm}^2$ ， $t_\delta = 56 \text{ ps}$ ， $I(t_\delta) = 10^{-3}$ ；(3)  $I_{s0} = 5 \text{ kW/cm}^2$ ， $t_\delta = 48 \text{ ps}$ ， $I(t_\delta) = 10^{-4}$ ；(4)  $I_{s0} = 50 \text{ kW/cm}^2$ ， $t_\delta = 48 \text{ ps}$ ， $I(t_\delta) = 10^{-4}$ 。数值模拟得到的结果列于图 4-5 中，对这些离散的计算结果进行拟合，得到：



$$I_{SRP} \approx 0.4 \times \eta_s^2 \times r^2, \quad (4-25)$$

注意,公式中  $r$  表示啁啾信号脉冲上拍频调制的调制深度,与初始后沿次脉冲的强度  $I(t_\delta)$  以及时间间隔均有关:

$$r = 2\sqrt{I(t_\delta)} \times p(t_\delta), \quad (4-26)$$

根据(4-3)式,  $p(t_\delta) = A_0((t-t_\delta)/\varphi^{(2)})/A_0(t/\varphi^{(2)})$ , 它与后沿脉冲的时间间隔  $t_\delta$  以及展宽量均有关。在图 4-5 对应的数值模拟计算中,信号脉冲展宽量为 40ps, 对于  $t_\delta = 56$  ps 和  $t_\delta = 48$  ps 的两种后沿脉冲注入条件, 对应的  $p$  参数分别为 0.066 和 0.136。

根据图 4-5, 在小信号增益放大区和弱饱和放大区, 线性拟合(4-25)式与数值计算结果均十分吻合。只是当进入深饱和放大状态时(泵浦到信号的转换效率 > 20%), 拟合结果(4-16)式开始偏离数值计算结果, 此时通过数值求解得到的前沿噪声强度要显著大于拟合解, 说明在深饱和放大区, 前沿脉冲信噪比退化相比小信号放大区和弱饱和放大区更为迅速。

#### 4.2.4 OPCPA 晶体内表面反射导致的前沿噪声脉冲衍生

前面的理论分析均假设初始的种子脉冲携带有后沿次脉冲。事实上, 即时初始种子脉冲是理想干净的超短脉冲, 由于 OPCPA 晶体的内表面总存在残余反射, 啁啾信号脉冲在经过 OPCPA 晶体时, 由晶体内表面来回反射也会产生后沿次脉冲(replica pulse)。这一后沿次脉冲相比于主信号脉冲多经历两次表面反射(假设单表面的残余反射率为  $R$ )和一次单程增益  $G_0$ , 因此初始强度(相对于主信号脉冲)近似等于:

$$I(t_\delta) \approx G_0 \times R^2. \quad (4-27)$$

研究表明, 除了这一初始强度的不同以外, OPCPA 晶体反射起因的噪声脉冲的演变规律与前面讨论的后沿次脉冲向前沿非线性转移的情况完全一致。

对这一过程进行数值模拟, 计算条件如下: OPCPA 晶体为 5mm 厚 BBO 晶体, 工作于 I 类非共线位相匹配, 晶体内表面反射率为  $R=0.1\%$ ; 泵浦脉冲波长为 532nm, 高斯型分布, 脉宽 80ps, 光强  $5\text{GW}/\text{cm}^2$ ; 注入的啁啾信号脉冲中心波长 800nm, 光谱宽度 20nm, 啁啾脉宽 40ps, 光强为  $0.5\text{MW}/\text{cm}^2$ , 不含有任何噪声。数值模拟计算结果显示, 一旦计入 OPCPA 晶体的内表面反射率, 放大后的信号光谱上就会出现周期性振幅调制, 如图 4-6(a)所示。图 4-6(b)给出了放大后泵浦光、信号光和闲频光脉冲的时域光强分布, 可以看到三个光波上都有相似结构的强度调制, 其中泵浦光与信号光的调制结构互补(反相), 而闲频光与信号光的调制结构相同(同步)。图 4-6(c)为压缩后的信



号脉冲时域光强分布，在主脉冲的前、后沿出现了等间隔的噪声脉冲，时间间隔  $t_\delta$  满足

$$t_\delta = \frac{2L}{v_{gs}} (= 56 ps), \quad (4-28)$$

其中  $L$  为晶体厚度， $v_{gs}$  为晶体内的信号群速度（模拟条件中  $L=5\text{mm}$ ,  $v_{gs}=1.78 \times 10^8 \text{ m/s}$ ）。该关系式正表明这些噪声脉冲正是起源于晶体内表面的来回反射。

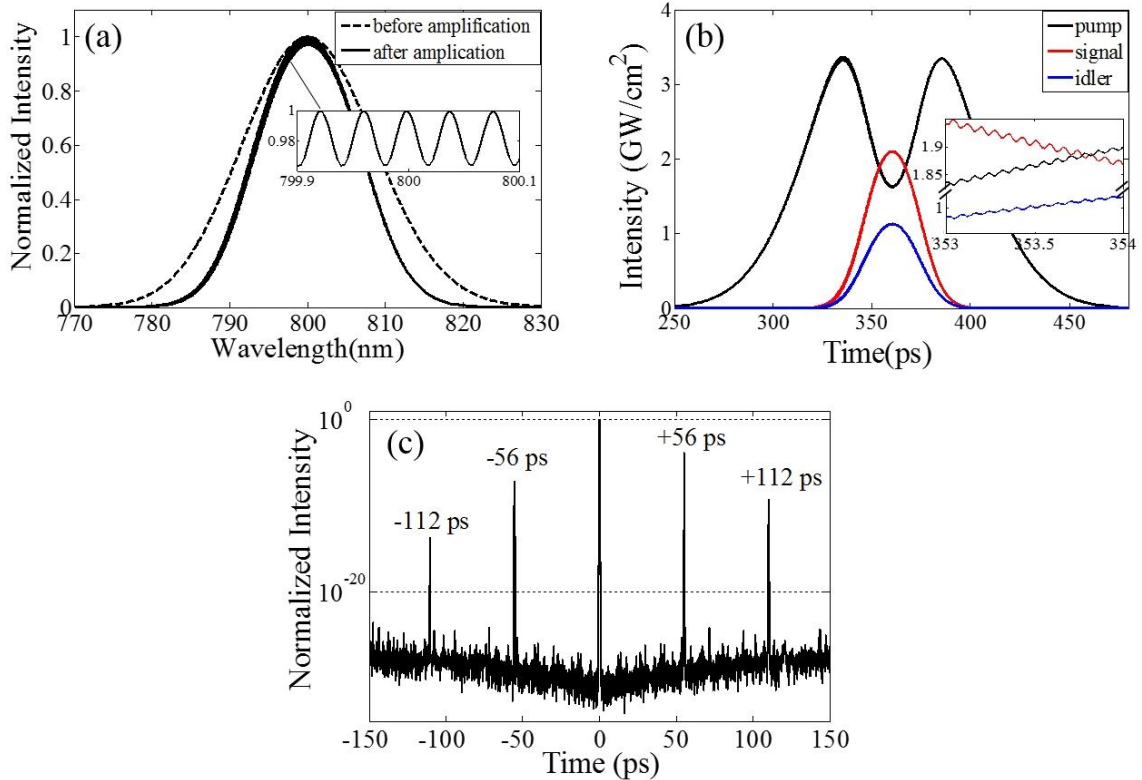


图 4-6 (a) 放大前/后的啁啾信号光谱；(b) 放大器输出端的泵浦、信号和闲频脉冲分布；(c) 压缩器输出端的信号压缩脉冲的光强分布。

Fig.4-6 (a) Spectrum of chirped signal pulse before and after amplification. (b) Intensity profiles of pump, signal and idler pulses after OPA. Inset is an enlarged display of the modulation patterns on the three pulses. (c) Intensity profile of the recompressed amplified signal pulse.

采用与图 4-5 类似的方法，改变 OPCPA 参数条件获得一系列输出脉冲前沿信噪比  $I_{SRP}$  的数值解，结果总结于图 4-7 中。共在 5 组参数条件下进行了数值模拟计算：(1) 假设初始啁啾信号脉冲光强  $I_{s0} = 10^{-6} I_{p0}$ ，晶体长度  $L = 5 \text{ mm}$ ，晶体内表面反射率  $R = 0.1 \%$ ；(2)  $I_{s0} = 10^{-6} I_{p0}$ ,  $R = 0.1 \%$ ,  $L = 4 \text{ mm}$ ；(3)  $I_{s0} = 10^{-6} I_{p0}$ ,  $R = 0.1 \%$ ,  $L = 3 \text{ mm}$ ；(4)  $I_{s0} = 10^{-6} I_{p0}$ ,  $R = 0.01\%$ ,  $L = 5 \text{ mm}$ ；和 (5)  $I_{s0} = 10^{-5} I_{p0}$ ,  $L = 5 \text{ mm}$ ,  $R = 0.1 \%$ 。如图 4-7 所示，尽管各



组模拟对应的 OPCPA 工作参数不同,但最终输出的前沿一阶衍生噪声脉冲  $I_{SRP}$  都近似地满足如下关系式:

$$I_{SRP} = 0.4 \times \eta^2 \times p^2 \times G_0 \times R^2. \quad (4-29)$$

结合(4-27)式所给出的起源于 OPA 晶体反射的后沿次脉冲强度,这一结果与(4-25)式是相同的。

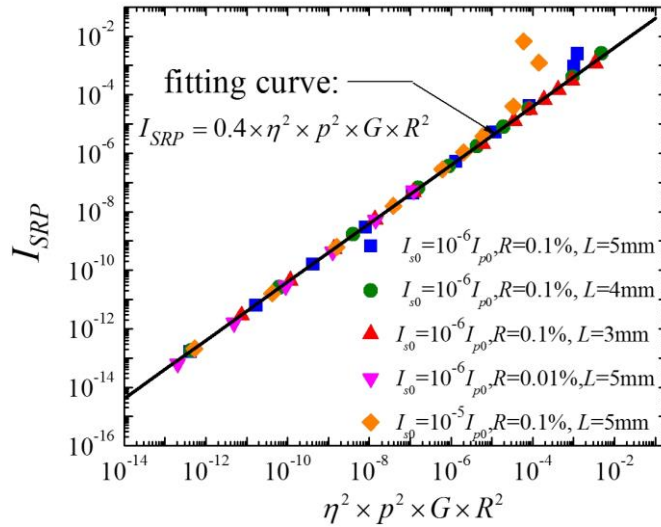


图 4-7 起源于 OPCPA 晶体端面来回反射的前沿一阶衍生噪声脉冲强度的线性化拟合。

Fig.4-7 Fitting for the intensity of 1<sup>st</sup> pre-pulse generated from the double internal surface reflections of OPCPA nonlinear crystal.

在上面所有的数值计算和理论推导中均没有考虑介质的色散效应,即假定泵浦、信号、闲频脉冲在晶体中是以同样的群速度传输。而在实际的 OPCPA 系统中,至多使得信号光和闲频光群速度相同(通过工作于简并波长,或非共线 OPCPA 模式),泵浦光与信号脉冲总是以不同的速度传输,彼此之间存在时域走离,这将在一定程度上影响参量放大增益  $G(t)$ 对信号光场  $A_s(t)$ 之间的函数关系。泵浦脉冲与信号脉冲间的时域走离(错位)将在一定程度上削弱前沿噪声脉冲的产生和增长。假设后沿次脉冲所引入的啁啾信号脉冲上拍频调制结构的调制周期为  $T_m$ ,该周期由后沿脉冲的时间延迟量  $t_\delta$ 以及展宽器的色散系数决定  $T_m=2/(t_\delta/\varphi^{(2)})$ ,只有当泵浦脉冲群速度  $v_{gs}$ 与信号脉冲群速度  $v_{gp}$ 的差别小到满足:

$$\left| \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}} \right| \times L \ll T_m \quad (4-30)$$





时, 对后沿次脉冲衍生前沿脉冲过程的影响才可以被忽略。在实际 OPCPA 系统中,  $T_m$  一般为百 fs-ps 量级, 需要泵浦-信号之间的群速度差  $\delta_{sp}=|1/v_{gs}-1/v_{gp}|\ll 100\text{fs/mm}$ 。

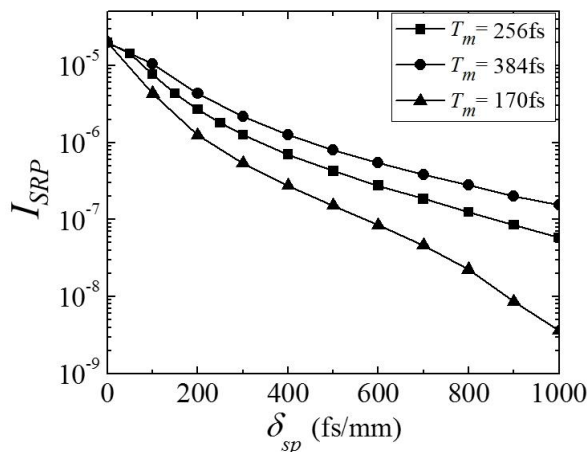


图 4-8 前沿噪声脉冲强度  $I_{SRP}$  随泵浦-信号群速失配量  $\delta_{sp} = 1/v_{gs} - 1/v_{gp}$  的变化规律。

Fig.4-8 Intensity of the pre-pulse versus group mismatch between pump and signal  $\delta_{sp} = 1/v_{gs} - 1/v_{gp}$ .

图 4-8 给出了不同的  $T_m$  和群速失配 ( $\delta_{sp}$ ) 条件下通过 OPCPA 放大过程新产生的前沿噪声脉冲的强度。数值模拟中晶体长度取 7.5mm, 相应的 OPCPA 能量转换效率~32%。当啁啾信号脉冲上的振幅调制的周期  $T_m=256\text{fs}$  时, 随着泵浦-信号间群速失配量  $\delta_{sp}$  从 0 增加到 1000 fs/mm, 输出脉冲的前沿噪声脉冲强度  $I_{SPR}$  从  $10^{-5}$  量级减小至  $10^{-7}$  量级;  $T_m$  越小, 群速失配对前沿噪声脉冲强度的影响越显著; 在相同的群速度失配条件下,  $T_m$  越小, 产生的前沿噪声脉冲越弱。

### 4.3 散射起源的光参量噪声

除了光学元件表面残余反射引入的噪声脉冲在 OPCPA 过程会获得显著增长, 在 OPCPA 放大器中另一种不可忽视的噪声源是信号激光的光散射。光通过除了真空以外的任何介质时总伴随着光散射, 即一部分能量将偏离原来的传播方向而向空间其它任意方向弥散开来, 如图 4-9 所示。粗略地说, 引起光散射的主要原因是传输介质的光学不均匀性或折射率不均匀性, 对于反射式元件, 主要原因是光学元件表面不可能理想光滑, 总有一定的粗糙度。光散射一直是光学领域一个重要的基础研究课题, 也是影响精密光学系统 (如软 X 射线光学系统、光密度波分复用器) 性能的重要因素。但光散射对强激光放大器性能的影响却一直被忽视。

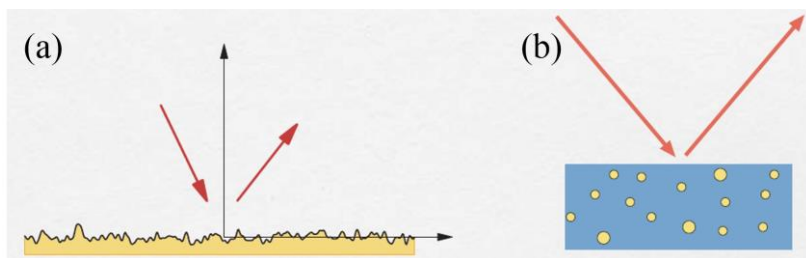


图 4-9 (a) 光学元件表面的光散射；(b) 光学元件体内的光散射。

Fig.4-9 (a) Light scattering by surface roughness; (b) Light scattering by in volume.

对于 OPCPA 放大器，入射到放大晶体的信号光束必然也携带有光散射背景。相比于信号光束本身，这些散射光能够更为灵活地选择位相匹配方向进行放大，导致泵浦光能量的“无效”损耗。散射光在初始阶段的空间弥散特性与光参量放大器的本征噪声参量荧光具有相似性。初始参量荧光起源于真空量子涨落，可按每个模式半个光子估算放大器中初始参量荧光的能量，在通常的 OPCPA 放大器中初始参量荧光能量非常小（一般小于  $10^{-15}\text{J}$ ）。相比之下，信号激光的光散射背景通常要强于参量荧光，但迄今为止未有文献研究过光散射对 OPCPA 放大器性能的影响。本节基于一个典型的单级 OPCPA 系统，对 OPCPA 放大器中光散射噪声的增长特性开展了实验研究。

### 4.3.1 激光束光散射背景的直接测量

为了呈现信号光束的散射光背景，需要对信号光场进行高动态范围的空间强度分布测量。目前的 CCD 相机的动态范围（一般小于 10000 倍）无法显示出主激光束与其散射光背景。实现高动态范围测量的一个简单途径是：让各采样通道具有独立的衰减单元。基于这一思想，设计了图 4-10 所示的光纤阵列/PMT 探测器系统，其工作原理是：将 100 根不同长度的光纤（相邻两根光纤的长度差约 1m，对应约 5ns 的时间延时）在空间上依次排开，分别对各空间位置的光场强度进行取样，每个光纤通道上有独立的光纤衰减器，对取样光经过适当的衰减和延迟后，不同通道的信号依次由 PMT 接收。在功能上，光纤阵列系统相当于一个“转换接口”，将原来空间并行的多通道信号转换成一系列时间上串行的信号，使得像 PMT 这样的单点式探测器变成了一个阵列式探测器。最后，PMT 输出电信号由数字示波器进行记录和存储。目前这种创新的空间强度分布测量方法可实现  $>10^9$  水平的超高动态范围，远远高于 CCD 等传统的阵列式光电探测器。

基于光纤阵列探测器，实验测量了激光束经过空气通道传输所引入的散射光背景。测量



光路如图4-10(a)所示，使用像传递光路将激光束的近场分布传递到探测器，为了提高测量的准确度，特引入近场光阑 $A_1$ 对光束进行“切趾”，边缘处光束本身的不干净或其它散射引起的不干净，并引入远场小孔 $A_2$ “滤除”上游光路产生的其它额外散射光。探测器测到的激光束光强分布如图4-10(b)中黑色线所示，在主光束之外的衬底便是由空气散射形成的光散射噪声背景，在 $x=\pm 10\text{mm}$ 位置附近的强度（相对于主光束）大约为 $5\times 10^{-8}$ ，在 $x=\pm 4\text{mm}$ 附近大约为 $10^{-6}$ 。此时，依次将待测光学元件插入在滤波小孔 $A_2$ 与探测器之间（离开光纤阵列的距离固定为 $5\text{cm}$ ），分别测量各元件导致的光散射背景加强。测量结果表明，实验光路中 $M_1$ 反射镜（镀 $800\text{nm}$ 高反介质膜）的表面光散射和实验光路中 $M_2$ 耦合镜（镀 $800\text{nm}$ 高透/ $532\text{nm}$ 高反双色介质膜）的光散射强度相当，在 $x=\pm 10\text{mm}$ 附近散射光强度约 $\sim 5\times 10^{-7}$ ， $x = \pm 4\text{mm}$ 附近散射光强度约 $\sim 5\times 10^{-6}$ ，比空气散射整体上高1个数量级。作为对比，实验中也测量了金膜反射镜的表面光散射强度，结果表明其光散射强度要比介质膜反射镜高 $\sim 4$ 倍。此外，BBO晶体的体散射强度比镀介质膜的反射镜表面散射要弱，如图4-12(b)中的绿线所示。综合以上测量结果，在图4-11所示的OPCPA实验光路中，反射镜 $M_1$ 和耦合镜 $M_2$ 是放大器中光散射噪声最主要的来源。

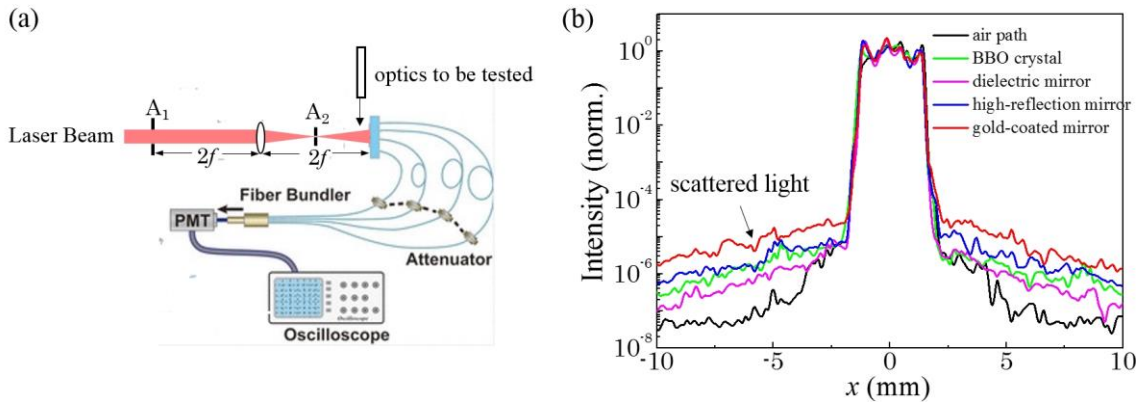


图 4-10 (a)光学元件散射的测量光路； (b) 不同的光学元件的光散射光背景测量结果。

Fig.4-10 (a) Schematic diagram of optical path for scattered-light measurement. (b) High-dynamic-range spatial profiles measured for a laser beam passing through (or being reflected from) different optics.

### 4.3.2 实验光路

图 4-11(a)为实验光路图。泵浦光由闪光灯泵浦的  $10\text{Hz}$  重频 Nd:YAG 激光 (Innolas 公司, 型号 SpitLight) 经过倍频产生(倍频晶体使用  $5\text{mm}$  厚 I 类位相匹配的 BBO), 脉冲宽度为  $420\text{ps}$ , 光束口径为  $2.8\text{mm}$ , 单脉冲能量最高可达  $90\text{mJ}$ 。图 4-10(b)为 OPCPA 晶体处测量的泵浦光束近场分布。种子脉冲由  $1\text{kHz}$  重频的飞秒钛宝石再生放大器系统(Coherent 公司, 型号 Legend



Elite)提供, 中心波长为 800nm, 脉宽 35fs。泵浦与信号脉冲的同步精度约为 10ps。脉冲展宽器采用单光栅 Öffner 构型, 展宽后的啁啾脉冲宽度为 380 ps。将这一啁啾信号光束由双透镜空间滤波器像传递到 12mm 厚 BBO 晶体进行光参量放大。特别地, 在空间滤波器的近场和远场分别插入滤波光阑  $A_1$ (口径为 2.8mm)与  $A_2$ (口径等于 8.5 倍衍射极限)。 $A_1$  的作用是使得信号光束在近场具有干净的近平顶分布;  $A_2$  的作用是在滤除掉角频率  $>3\text{mrad}$  的高频噪声成分, 通过这样的措施可有效隔离  $A_2$  之前的光路中引入的各种散射噪声。通过这种措施, 进入 OPCPA 放大器的光散射主要来源于  $A_2$  孔之后光路, 具体包括 800nm 高反镜  $M_1$ 、532nm 高反/800nm 高透的双色镜  $M_2$ 、OPCPA 晶体本身以及这段光路的空气通道。为了完整地测量到放大后的散射光, 将放大器的输出信号光由两套像传递系统传递到压缩器以及测量包。测量设备包括光谱仪, 频率分辨光学快门 FROG (Swamp Optics 公司), 以及时间扫描型的高动态范围三阶互相关仪 Sequoia (Amplitude Technologies 公司)。

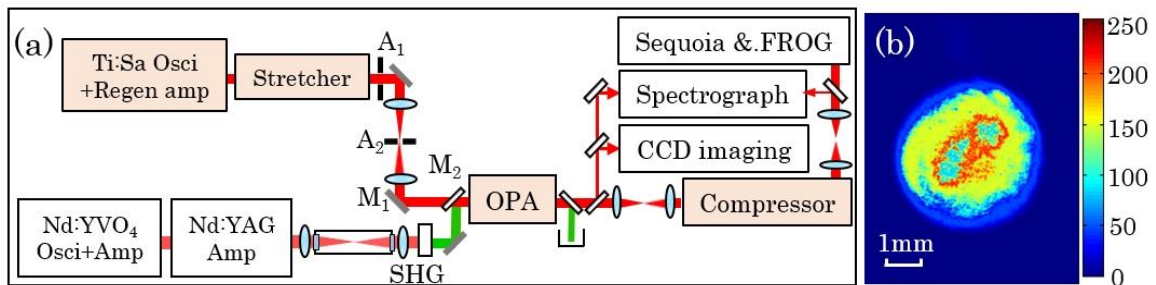


图 4-11 (a) 散射噪声研究的实验光路; (b) OPCPA 晶体位置处的泵浦激光近场光斑;  
Fig.4-11(a) Schematics of the experimental setup. (b) Spatial profile of the pump measured at OPA crystal.

### 4.3.2 散射噪声的参量放大特性

#### (1) 位相匹配特性与角色散

实验中, 首先让泵浦光( $\lambda_p=532\text{nm}$ )和信号光( $\lambda_s=800\text{nm}$ )共线地注入 OPCPA 晶体, 此时信号激光对应的位相匹配角度为  $\theta=22.06^\circ$  (晶体取向角, 泵浦光波矢与晶体光轴的夹角)。为了清楚地观察散射光背景的放大, 故意将晶体取向角调偏至  $\theta=22.26^\circ$ 。此时对信号光不再满足位相匹配条件, 无法被放大, 但 OPCPA 晶体的输出端观察到了图 4-12(a)所示的重频 10Hz (跟随泵浦光的重复频率) 的圆环, 呈锥形发散状传播, 发散角约为  $23\text{mrad}$ ; 通过测量其光谱成分, 发现它与信号激光一致(图 4-13(a))。当泵浦脉冲和注入的信号激光能量分别为 51mJ (能量稳定性  $\text{RMS}=1.58\%$ )和  $90 \mu\text{J}$  ( $\text{RMS}=0.61\%$ )的条件下, 测得该圆环状噪声的能量为 0.6mJ



(RMS=9.04%)。在相同的泵浦光和晶体条件下，若挡掉信号注入，这一圆环随之消失，只剩下很弱的参量荧光背景，其能量仅有  $7.2 \mu\text{J}$ 。这些事实表明，实验观察到的锥状发散圆环是起源于信号激光的散射光背景自发地选择了位相匹配的角度得到了参量放大。考虑到远场小孔  $A_2$  已经对入射到 OPCPA 晶体的信号光束进行了空间滤波，其滤波的截止频率为  $3\text{mrad}$ ，因此图 4-12 显示的发散角为  $23\text{mrad}$  的噪声成分只能是起源于滤波小孔  $A_2$  之后光路中的光散射。在实验中连续地改变晶体角度，观察到输出的锥状圆环的发散角随之变大或变小。在实验中还发现，即使将信号光平移出晶体，依然可以观察到散射噪声放大，如图 4-12(b)所示，只是其空间分布由之前的圆环状变为一个小光斑。这说明，散射光总能自发地选择最佳位相匹配方向获得放大，这也意味着在光参量放大器中光散射噪声的增益总是大于等于信号光增益。

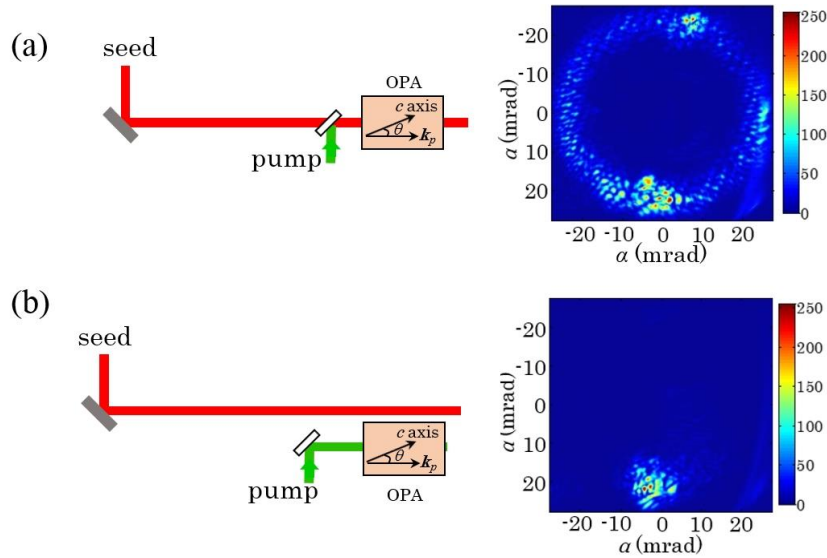


图4-12 (a) 位相失配的共线 OPCPA 中，放大后散射光的远场分布；(b)在(a)的基础上，将信号光平移出晶体所得到的放大后散射光远场。

Fig.4-12 Far-field images of the amplified scattering noise in the two cases: (a) the seed signal beam was injected into the crystal in collinear with the pump and (b) the signal beam was shifted to out of the crystal.

正是由于光散射噪声能够自发地选择最佳位相匹配角度进行放大，而不同的波长成分对应的的位相匹配角度（与泵浦光束的非共线角）不同(参见2.3.2节)，因此放大后的散射光总具有一定量的角色散。我们在实验中验证了放大后的光散射噪声的角色散特性。使用光纤探头光谱仪在图4-12所示的散射噪声环的不同空间位置分别测量其光谱，测量结果如图4-13(a)所示，不同空间位置对应的光散射噪声的中心波长不同。根据不同发散角 $\alpha$ 方向对应的噪声光谱中心波长的移动，可以计算得到其角色散量约为 $0.39 \text{ mrad/nm}$ 。图4-13(b)为理论计算得到



的不同信号光波长要满足位相匹配条件所对应的非共线角(发散角), 与实验结果高度吻合。

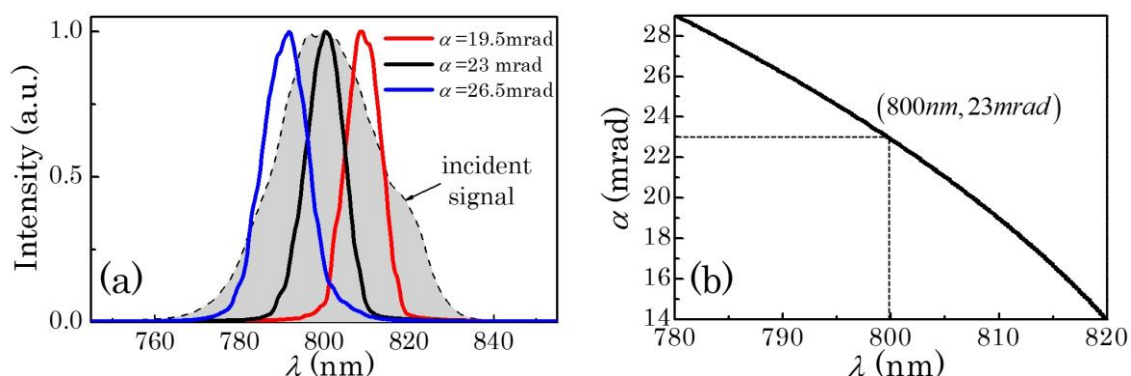


图 4-13 (a) 注入信号光的光谱(虚线阴影)以及放大后的散射光(图 4-12(a)中的锥状圆环)光谱。(b)不同信号波长对应的位相匹配非共线角的理论值。

Fig.4-13 (a) Spectra of seed signal and the conical ring in Fig.4-12(a) measured at  $\alpha=19.5, 23$  and  $26.5$  mrad, respectively. (b) Theoretical phase-matching noncollinear angles  $\alpha$  for different seeding wavelength.

## (2) 光散射噪声的能量

在  $M_1$  位置使用介质膜高反镜和金膜反射镜这两种不同的散射噪声注入条件下, 实验测量了 OPCPA 放大器输出的散射噪声环的能量。图 4-14(a)给出了这两种噪声注入条件下在 OPCPA 晶体前表面位置由光纤阵列探测仪测得的光场强度分布, 图中显示, 使用金膜反射镜  $M_1$  所引入的初始散射光强度要比使用介质膜反射镜的情况高约~3 倍。图 4-14(b)为这两种散射注入条件下, 实验测得的放大后散射噪声能量随着泵浦光强的增长规律(此时 OPCPA 的工作状态与图 4-12(a)相同), 横坐标为不同的泵浦光强所对应的小信号增益(经过实验标定和检验), 该结果表明, OPCPA 输出的散射噪声环能量正比于放大器增益, 同时也正比于初始散射光强度。根据实验标定的放大器小信号增益以及输出的散射噪声环的能量, 可以推算注入到 OPCPA 晶体的“有效”(符合位相匹配条件的那些部分)光散射噪声的能量约~0.35nJ, 与主信号光束能量(90  $\mu\text{J}$ )的比值为  $4 \times 10^{-6} : 1$ 。这一定量结果反映了常规的光学元件表面光散射占激光能量的比重。据此可以推断, 对于注入信号能量大于 1  $\mu\text{J}$  的 OPCPA 系统, 光散射噪声通常会比传统的参量超荧光(初始参量荧光约~0.1pJ)强, 并且越是强信号注入的系统, 光散射噪声的问题将越严重。

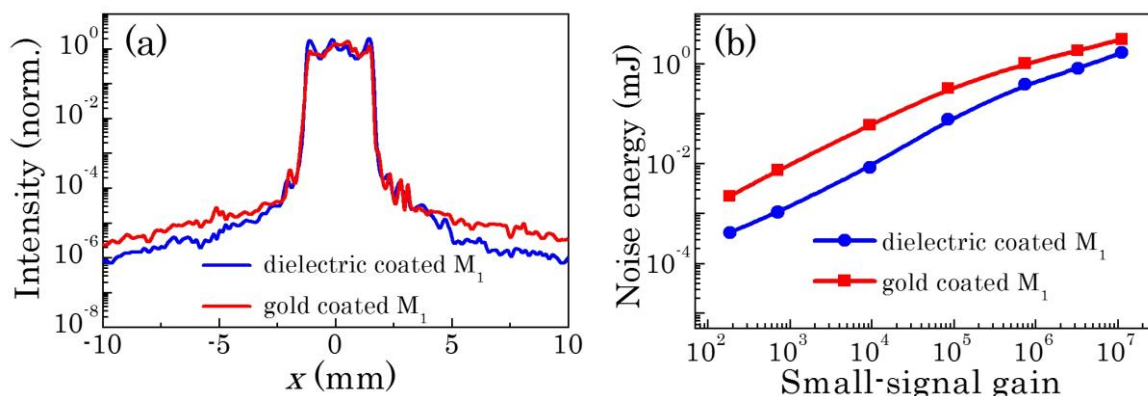


图 4-14 反射镜  $M_1$  使用介质膜高反镜和金膜反射这两种情况下, (a)入射到 OPCPA 晶体的信号光束空间分布; (b)放大后的散射噪声能量随放大器增益 (泵浦光强) 的增长曲线。

Fig.4-14 (a) High-dynamic-range spatial profile of signal beam measured at the OPA crystal position for two situations:  $M_1$  using the dielectric coated mirror or using the gold coated mirror. (b) Energies of the amplified scattering noise for these two situations versus the amplifier small-signal gain.

在上面的实验中, 信号光束本身没有被放大 (OPCPA 晶体对信号光束位相失配)。但在实际的 OPCPA 系统, 信号激光和散射噪声同时满足位相匹配条件, 共同竞争泵浦光脉冲的能量。基于典型的非共线 OPCPA 光路, 实验研究了与信号光同时放大的光散射噪声的能量增长特性。将晶体角度调至  $\theta = 23.8^\circ$ , 泵浦光和信号光束以  $\alpha = 4.0^\circ$  (外角) 的非共线角入射到晶体, 该非共线 OPCPA 放大状态支持的增益带宽  $>100\text{nm}$ 。图 4-15(a) 为实验测量到的放大器输出能量曲线, 当泵浦光能量为  $88\text{mJ}$  时, 放大器的能量转换效率达到  $25.6\%$ 。值得注意的是, 这里测到的放大器输出能量中也包含了一定量的光散射噪声, 无法从信号光中完全分离出散射噪声。相比于信号光束, 光散射噪声的空间模式更丰富 (发散性更强), 如果让放大器输出的激光束自由传输, 那么对应空间频率较高的散射光成分将逐渐偏离开主信号光束。因此, 实验中可以通过测量放大器输出光束的能量随传输的损耗来间接地估算光散射噪声的含量。在实验测量中, 在能量计之前使用了一个通光尺寸为信号光束口径两倍的光阑。对能量测量的结果如图 4-15(b) 所示, 当 OPCPA 工作于弱饱和放大状态 (泵浦能量取  $51\text{mJ}$ , 相应的平均泵浦光强为  $I_p=2\text{GW}/\text{cm}^2$ ) 时, 放大器输出的激光束传输  $2\text{m}$  对应的能量损耗为  $3.2\%$ ; 而当 OPCPA 进入深饱和放大 (泵浦能量取  $88\text{mJ}$ , 相应的平均泵浦光强为  $I_p=3.4\text{GW}/\text{cm}^2$ ) 时, 传输  $2\text{m}$  对应的能量损耗已增长为  $12\%$ , 这说明此时放大器输出激光中光散射噪声的含量  $>12\%$ , 即放大后的光散射噪声总能量  $>2.7\text{mJ}$ 。根据图 4-14 (b) 给出的实验数据推断, 注入到 OPCPA 晶体的有效光散射噪声能量  $\sim 0.35\text{nJ}$ , 由此推断光散射噪声在 OPCPA 放大器中获得了  $\sim 10^7$  的增



益倍数。图 4-15(a)中给出了系统中传统参量超荧光 PSF 的能量曲线（实验中在测量 PSF 能量时挡掉了信号光注入）。数据显示，当泵浦光能量为 88mJ 时，产生的传统参量超荧光 PSF 能量约~80 $\mu$ J，显著小于相同泵浦光强下放大后的光散射噪声能量 (>2.7mJ)。

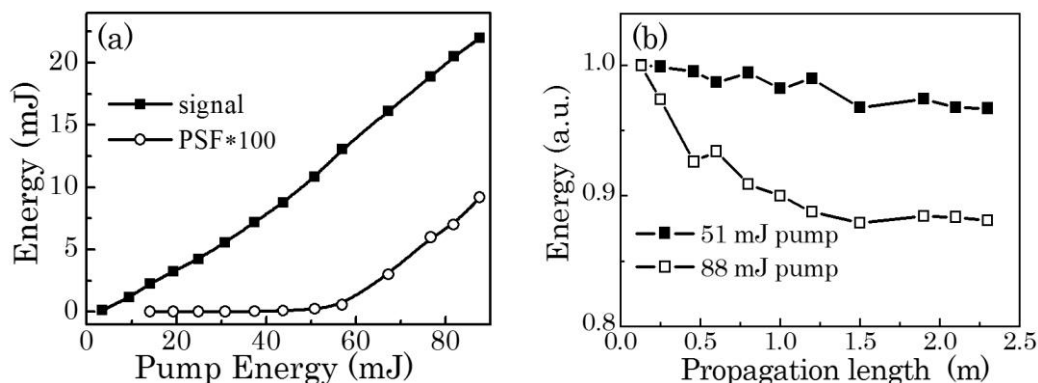


图 4-15 (a)非共线 OPCPA 放大器输出的放大信号能量增长曲线以及参量超荧光能量曲线；(b) 泵浦能量为 51mJ 和 88mJ 两种情况下，OPCPA 输出的信号光束能量随传输距离的损耗。

Fig.4-15 (a) Energy curves of amplified signal and PSF in the non-collinear OPCPA. (b) Decrease of OPCPA output energy with propagation, measured for pump energy of 51 and 88 mJ, respectively.

综上所述，光参量放大器中光散射噪声的普遍存在与自适应放大（自适应地满足位相匹配条件）是任何 OPA/OPCPA 系统中制约能量转换效率的一个根本因素。

### (3) 光散射噪声的压缩性

对于上述共线 OPCPA 和非共线 OPCPA 两种工作状态，分别测量了输出放大后散射噪声光场的时域脉冲压缩性。对于共线 OPCPA 实验，将图 4-12(a)所示的散射噪声环像传递到压缩器，再由三阶互相关仪(Sequoia)检查其压缩性并测量压缩脉冲的信噪比。图 4-16(a)为 Sequoia 测得的三阶互相关曲线，结果显示散射噪声脉冲的压缩性与信号脉冲相当，这表明散射光继承了信号激光的时域啁啾特性。时域可压缩性是光散射噪声相比于传统参量超荧光的一个最重要差别。图 4-16(b)与 4-16(c)分别给出了由 FROG 测量的压缩后信号脉冲和散射噪声脉冲的光强分布，可以看到，散射噪声脉冲宽度是信号脉冲宽度的约~3 倍。造成这一压缩脉宽差别的原因是：放大器输出的散射噪声光具有角色散，它在经过光栅口径有限的压缩器的过程中丢失了部分光谱成分。图 4-16(a)插图中的蓝色线给出了在压缩器输出端测量到的散射噪声脉冲光谱，其光谱宽度只有约~10nm，是信号脉冲光谱宽度的约~1/3。



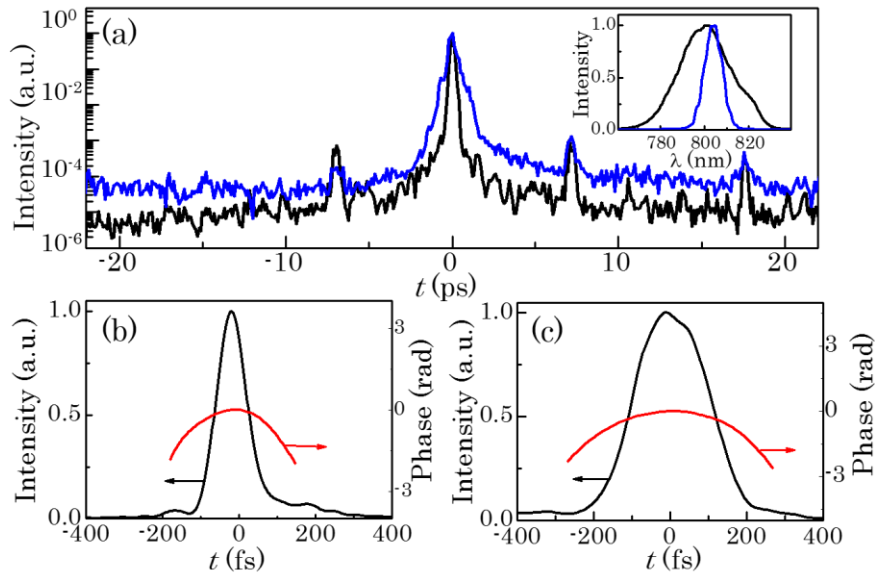


图 4-16 (a)信号脉冲(黑色线)和散射噪声(蓝色线)脉冲压缩后的三阶互相关曲线对比, 插图为相应的光谱(在压缩器输出端测量); (b),(c)分别为 FROG 测量的压缩后信号脉冲和散射噪声脉冲分布。

Fig. 4-16 (a) Third-order cross-correlation traces of compressed signal pulse (black) and amplified scattering noise pulse (blue). Inset: the corresponding spectra measured after the compressor. (b), (c) Temporal profiles of the compressed signal and conical ring pulses measured with FROG, respectively.

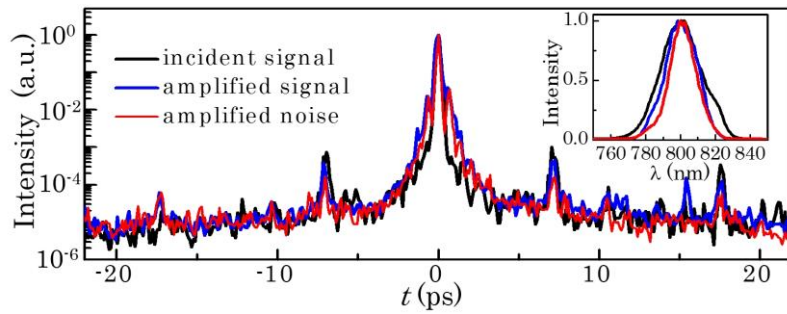


图 4-17 非共线 OPCPA 的注入信号, 放大后的信号以及散射噪声脉冲压缩后的三阶互相关曲线对比, 插图为在压缩器输出端测量的这三个脉冲的光谱。

Fig. 4-17 Third-order cross-correlation traces of the seed signal, amplified signal and scattering noise pulses after compression. Inset: corresponding spectra measured after the compressor.

在非共线OPCPA放大的实验状态( $\theta=23.8^\circ$ ,  $\alpha=4.0^\circ$ ), 位相匹配带宽远大于信号激光带宽, 在这一位相匹配条件下放大的光散射噪声的角色散可忽略不计, 因此它经过压缩器时几乎不



发生光谱丢失。此时光散射噪声和信号脉冲的压缩性几乎完全一致，如图4-17所示。

综合以上，OPCPA放大器中的光散射噪声继承了信号脉冲的时域啁啾特性，因此可在时间上被压缩。对于具体的OPCPA放大器工作参数，由于位相匹配条件（带宽）的不同，输出散射噪声会带有不同程度的角色散。位相匹配带宽越小，放大器输出的光散射噪声的角色散越厉害，相应的散射噪声脉冲压缩脉宽相比信号脉冲宽（倍数关系）。

## 4.4 本章小结

本章详细介绍了 OPCPA 放大器中普遍存在的两种噪声机理的发现以及相应的理论与实验研究结果：

第一种新发现的噪声机理为后沿次脉冲向前沿非线性转移。由光学元件表面残余反射等因素引入的后沿次脉冲在啁啾脉冲环境中会与主脉冲发生干涉，在信号光谱上形成初始的调制结构（即噪声）；这一光谱调制结构在光参量放大过程中将发生非线性畸变，从中衍生出多个高阶调制频率成分，即噪声 PSD 发生非线性展宽；新衍生出的调制频率成分最终经过压缩器变换为若干前/后沿噪声脉冲。该噪声 PSD 的展宽过程依赖于饱和放大时参量增益的非线性（参量增益被信号脉冲光强分布所调制），因此无法从 OPCPA 的小信号近似模型预言。新产生的前沿噪声脉冲的强度随着 OPCPA 的能量转换效率  $\eta_p$  的增加而迅速增长，最终脉冲前沿信噪比将退化至与初始后沿次脉冲相当的相对强度（典型值为  $10^{-3}$ - $10^{-5}$ ）。

另一种新发现的噪声机理为散射起源的光参量噪声。在光参量放大器中，起源于信号光束光散射的噪声与参量荧光具备相似的空间演变特性，两种噪声都能自发地选择位相匹配角度进行放大，放大后的噪声呈锥状发散，具有一定的角色散。但散射起源的光散射噪声的初始能量约为信号光束能量的  $1/10^6$ ，而参量荧光的初始能量通常按每个模式半个光子估算，因此，在一般的 OPCPA 放大器中散射起源的光参量噪声通常显著强于参量荧光，是限制 OPCPA 放大器能量转换效率的重要因素。



## 第五章 时空啁啾耦合滤波技术

### 5.1 概述

本章提出并论证了一种适用于啁啾脉冲放大器（包括能级型 CPA 和 OPCPA）的降噪滤波技术——时空啁啾耦合滤波技术。该技术从超短脉冲的放大方案着手，采用时空啁啾脉冲入射替代常规的啁啾脉冲入射，由于在时间啁啾的基础上额外地引入了空间啁啾来修饰信号脉冲，最终可以通过空间啁啾信息来甄别信号激光和放大器噪声，实现放大器噪声的有效滤除，获得超高信噪比的超短超强激光脉冲输出。本章给出这一技术的理论推导、数值模拟和实验验证结果。

### 5.2 超短脉冲的时空耦合现象

超短脉冲具有丰富的时空耦合效应，利用时空耦合效应有望发展一系列新的激光技术。本小节介绍超短脉冲的时空耦合效应（包括其产生、演变特性），这是提出时空啁啾耦合滤波技术的理论基础。

对于一个普通的激光脉冲，通常认为其时域分布与空域分布彼此独立，相应的光场分布可以表示为时域分布和空域分布相乘的形式。例如，一个在时域、空域均为高斯分布的超短脉冲，其光场复振幅可表示为：

$$A(x,t) = \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) = A_x(x) \times A_t(t) \quad (5-1)$$

式中， $\sigma_0$ 和 $\tau_0$ 分别为光束口径和脉冲宽度（1/e半宽）。但在实际的超短脉冲应用中，光场的时域和空域分布并不总是彼此独立的，两者以光谱信息为桥梁，在传输放大介质的色散效应的作用下，通常发生关联（耦合），这一现象被称为时空耦合(Spatio-temporal coupling, STC) [143,144]。时空分布呈现一阶关联的超短脉冲光场需要表示为时间-空间的二维联合分布，即：

$$A(x,t) \rightarrow A(x,t + \zeta x) \quad (5-2)$$

其中 $\zeta$ 为STC系数。需要注意的是，除了空间 ( $x$ )和时间( $t$ )的耦合，由于时间 $t$ 与频率 $\omega$ 互为傅里叶变换关系，空间 $x$ 与角谱 $k$ 也互为傅里叶变换关系，因此超短脉冲的STC效应具有若干种不



同的表现形式，较为常见的有脉冲前沿倾斜、空间啁啾、角色散和时空啁啾。应当指出的是，这些STC效应并不是独立存在的，一个超短光脉冲通常同时呈现出多种STC，并且随着衍射传输，各种STC效应之间将发生相互转换<sup>[143-149]</sup>。

### 5.2.1 脉冲前沿倾斜

脉冲前沿倾斜(pulse-front-tilt)是形式最为简单的一种时空耦合STC效应。在数学上，一个脉冲前沿倾斜的高斯脉冲其光场复振幅可表示为：

$$A_{NF}(x,t) = a \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_G^2}\right) \exp\left[\frac{(t+\zeta x)^2}{2\tau_L^2}\right], \quad (5-3)$$

式中， $\zeta=dt/dx$  为脉冲时空扫描系数，将图5-1中的 $\phi$ 角定义为脉冲前沿倾斜角， $\tan\phi=\zeta \times c/n$  ( $c/n$ 代表光在介质中传播的速度)。一个前沿倾斜的超短脉冲的时空分布如图5-1所示，在光斑上不同的空间位置，激光脉冲主峰到来的时刻不同；若沿时间轴切片，则表现为不同时刻，激光脉冲出现在不同的空间横向位置，因此脉冲前沿倾斜也被称为光场时空扫描。对于时空扫描的脉冲，其光斑大小和脉宽的定义有必要区分瞬时光斑和积分光斑，局域脉宽和全域脉宽。如图5-1所示， $\sigma_L$ 表示瞬时光斑的大小， $\sigma_G$ 表示积分光斑的大小； $\tau_L$ 表示局域脉宽， $\tau_G$ 表示全域脉宽。应当指出的是，超短脉冲前沿倾斜总是通过某种色散效应形成，角色散、空间啁啾和时空啁啾等效应都会导致脉冲时空扫描。

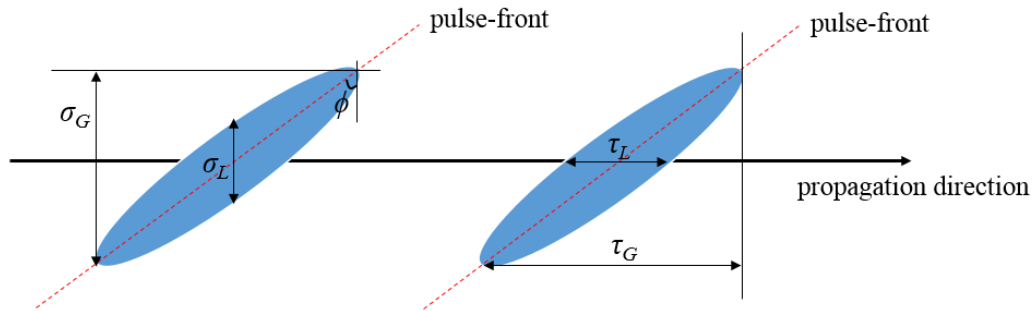


图5-1 脉冲前沿倾斜的示意图。

Fig.5-1 An ultrashort pulse with pulse-front-tilt.

### 5.2.2 空间啁啾

空间啁啾（也被称为空间横向色散）指的是不同空间位置处光脉冲的中心波长有所不同，如图 5-2 所示，显现为空间 ( $x$ ) 与频率 ( $\omega$ ) 域的耦合。一个线性空间啁啾光束



的光场复振幅可表示为:

$$A(x, \omega) = \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[-\frac{(x + \gamma\omega)^2}{2\sigma_0^2}\right] \quad (5-4)$$

式中,  $\omega$ 为脉冲频谱宽度(满足  $\omega\tau_0=1$ ),  $\gamma=dx/d\omega$ 为空间色散系数。该式也可以改写为:

$$A(x, \omega) = \exp\left[-\frac{x^2}{2(1+u^2)\sigma_0^2}\right] \exp\left[-\frac{(\omega + \zeta x)^2}{2\frac{(\Delta\omega)^2}{1+u^2}}\right] \quad (5-5)$$

式中, 耦合系数 $\zeta$ 的物理含义是频率梯度, 它与空间色散系数 $\gamma$ 的换算关系为:

$$\zeta = \frac{d\omega}{dx} = \frac{\gamma}{\gamma^2 + \sigma_0^2\tau_0^2}. \quad (5-6)$$

该表达式表明尽管两个系数的定义分别为 $\gamma=dx/d\omega$ 与 $\zeta=d\omega/dx$ , 但两者并不是简单的倒数关系。对(5-4)做逆傅里叶变换( $\omega$ 域  $t$ 域), 即可得到空间啁啾光场的时空分布:

$$\begin{aligned} A_{NF}(x, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, \omega) \exp(i\omega t) d\omega \\ &= a \exp\left[-\frac{x^2}{2(1+u^2)\sigma_0^2}\right] \exp\left[-\frac{t^2}{2(1+u^2)\tau_0^2}\right] \exp\left[-\frac{i\gamma xt}{(1+u^2)\sigma_0^2\tau_0^2}\right], \end{aligned} \quad (5-7)$$

式中,

$$u = \frac{\gamma\Delta\omega}{\sigma_0} = \frac{\gamma}{\sigma_0\tau_0} \quad (5-8)$$

定义为空间啁啾系数, 根据(5-7)式, 空间啁啾的引入使得光束口径从 $\sigma_0$ 增加为 $\sqrt{1+u^2} \sigma_0$ , 同时脉冲宽度由 $\tau_0$ 增加为 $\sqrt{1+u^2} \tau_0$ 。

空间啁啾光束有一个非常重要的特性: 聚焦后在远场将呈现脉冲时空扫描特性(即脉冲前沿倾斜)。在数学上, 基于菲涅耳衍射积分公式, 可推导(5-7)式所表示的空间啁啾光束经透镜聚焦后在焦平面上的光场复振幅分布:



$$\begin{aligned}
 A_{FF}(x_2, t) &= \frac{i}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, t) \exp\left(i \frac{k}{2f} x^2\right) \exp\left[-i \frac{k}{2f} (x_2 - x)^2\right] dx \\
 &= b \exp\left(-i \frac{k}{2f} x_2^2\right) \exp\left[-\frac{t^2}{2(1+u^2)\tau_0^2}\right] \exp\left[-\frac{\left(x_2 - \frac{\zeta f}{k} t\right)^2}{2 \frac{\sigma_f^2}{1+u^2}}\right],
 \end{aligned} \tag{5-9}$$

式中,  $f$ 为透镜焦距,  $\sigma_f=f/(k \sigma_0)$ 代表大小为  $\sigma_0$ 的近场光斑对应的焦斑大小。相应的远场光斑时空分布可表示为:

$$I_{FF}(x_2, t) = \exp\left[-\frac{t^2}{(1+u^2)\tau_0^2}\right] \exp\left[-\frac{\left(x_2 - \frac{\zeta f}{k} t\right)^2}{\frac{\sigma_f^2}{1+u^2}}\right] \tag{5-10}$$

等式右边第二项表示光场出现了时空扫描, 时空扫描系数为:

$$\zeta_{tx} = \left. \frac{dt}{dx} \right|_{\text{farfield}} = \frac{\zeta f}{k}, \tag{5-11}$$

它正比于空间啁啾光束在近场的频率梯度  $\zeta$ 。根据(5-10)式, 这一时空扫描焦斑的总焦斑  $\sigma_G$ 与瞬时焦斑大小  $\sigma_L$ , 以及总脉宽  $\tau_G$ 与局域脉宽  $\tau_L$ 分别为

$$\begin{aligned}
 \sigma_G &= f/(k\sigma_0), & \sigma_L &= \frac{\sigma_G}{\sqrt{1+u^2}}, \\
 \tau_G &= \sqrt{1+u^2}\tau_0, & \tau_L &= \tau_0,
 \end{aligned} \tag{5-12}$$

该结果表明, 空间啁啾光束聚焦后的焦斑大小相当于光束近场的一个局域单色小光斑( $\sigma_0$ )单独聚焦对应的焦斑大小; 而脉冲的局域脉宽等于傅氏变换极限脉宽  $\tau_0$  ( $\omega\tau_0=1$ ), 全域脉宽是局域脉宽的  $\sqrt{1+u^2}$  倍。

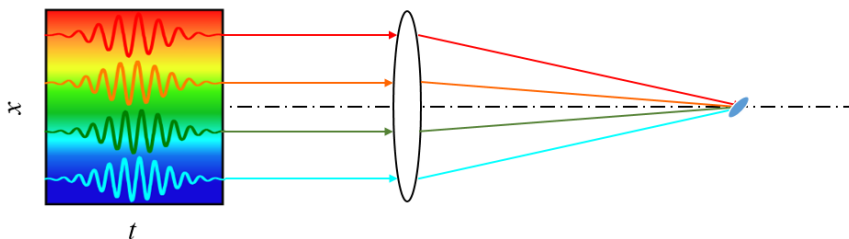


图 5-2 空间啁啾光束示意图(近场空间啁啾, 远场时空扫描)

Fig.5-2 Schematic of a spatial-chirped-beam (exhibiting pulse-front-tilt in the far-field)



### 5.2.3 角色散

角色散是应用较为广泛的一种超短脉冲时空耦合效应。如图 5-3 所示，超短光脉冲经过棱镜、衍射光栅等元件，出射光束都将携带角色散。啁啾脉冲放大系统中的展宽器和压缩器就是根据这一基本效应构建的。一个理想的超短激光脉冲经过棱镜或衍射光栅后出射光场的复振幅可表示为：

$$A(x, \omega) = \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp(ik\beta\omega x). \quad (5-13)$$

式中， $\exp(ik\beta\omega x)$ 代表角色散， $\beta$ 为角色散系数，若定义光线的出射角为 $\theta$ ，则 $\beta=d\theta/d\omega$ 。衍射光栅所提供的色散系数为( $c$ 为真空光束， $d$ 为光栅常数)：

$$\beta = \frac{\lambda^2}{2\pi cd \cos\theta}, \quad (5-14)$$

对(5-13)式做 $\omega$ 域  $t$ 域的逆傅里叶变换，可得到角色散光束的时空分布：

$$A_{NF}(x, t) = a \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left[\frac{(t+k\beta x)^2}{2\tau_0^2}\right], \quad (5-15)$$

该式表明，角色散光束的光强分布必然是脉冲前沿倾斜(时空扫描)的。或者说，角色散和脉冲前沿倾斜互为傅里叶变换关系。光场分布的时空扫描系数为：

$$\zeta_{tx} = \frac{dt}{dx} = -k\beta \quad (5-16)$$

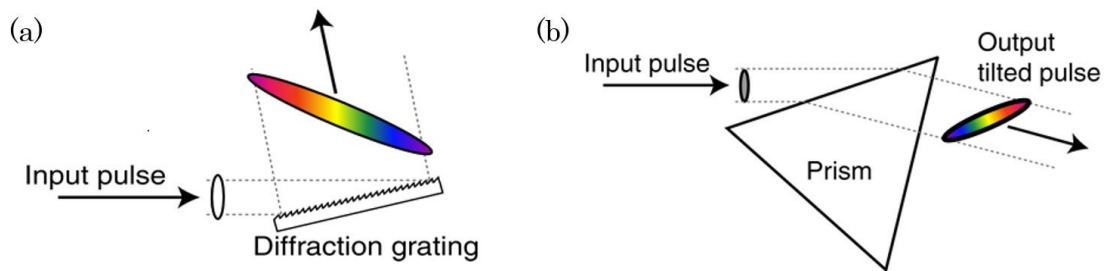


图 5-3 经衍射光栅(a)和棱镜(b)产生的角色散光束时空扫描特性

Fig.5-3 Titing of the front of the pulse exiting a diffraction grating (a) or a prism (b).

此外，角色散光束在衍射传输过程中将同时产生空间啁啾和时间啁啾。基于菲涅耳衍射积分公式，计算(5-15)式描述的角色散光束自由传输了 $z$ 距离后光场的复振幅分布：



$$\begin{aligned}
 A_z(x_2, \omega) &= \frac{i}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp(ik\beta\omega x) \exp\left[-\frac{k}{2z}(x_2-x)^2\right] dx \\
 &= \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[\frac{-(x_2+\beta z\omega)^2}{2\sigma^2} \times \frac{1}{\delta_z^2}\right] \exp\left[\frac{ik\beta^2 z\omega^2}{2} \times \frac{1}{\delta_z^2}\right] \exp\left[ik\beta\omega x_2 \times \frac{1}{\delta_z^2}\right],
 \end{aligned} \tag{5-17}$$

式中,

$$\delta_z^2 = 1 + \left(\frac{z}{\sigma_0^2 k}\right)^2, \tag{5-18}$$

在菲涅耳衍射区,  $\delta_z \approx 1$ , 此时(5-17)式可简化为:

$$A_z(x_2, \omega) = \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[\frac{-(x_2+\beta z\omega)^2}{2\sigma_0^2}\right] \exp\left(\frac{ik\beta^2 z\omega^2}{2}\right) \exp(ik\beta\omega x_2), \tag{5-19}$$

等式右边的第二、三、四项分别代表空间啁啾、时间啁啾(群速度色散)和角色散, 该结果表明自由空间传输过程中光束角色散的量保持不变, 而空间啁啾和时间啁啾的量则正比于传输距离 $z$ , 相应的空间啁啾系数 $u$ 和时间啁啾系数 $C$ 分别为:

$$u = \frac{\beta z \Delta\omega}{\sigma_0} = \frac{\beta z}{\sigma_0 \tau_0} \propto z, \tag{5-20}$$

$$C = -k\beta^2 z (\Delta\omega)^2 \propto z. \tag{5-21}$$

空间啁啾系数 $u$ 正比于角色散 $\beta$ , 因此通过改变角色散的符号即可以产生正的或负的空间啁啾; 而时间啁啾系数 $C$ 正比于 $\beta^2$ , 这表明只能产生负时间啁啾(即负群速度色散)。(5-20)与(5-21)式是目前广泛使用的光栅对(或棱镜对)脉冲展宽/压缩器的设计基础。

图5-4为一个典型的四棱镜脉冲展宽器光路示意图。超短脉冲首先经过棱镜 $P_1$ 获得角色散, 根据(5-17)式, 这一光束经过一段距离的自由传输将产生空间啁啾和时间啁啾; 此时光束入射到棱镜 $P_2$ ,  $P_2$ 与 $P_1$ 平行放置, 起到补偿角色散的作用, 因此从 $P_2$ 出射的光束同时具有时间啁啾和空间啁啾, 但不再具有角色散; 这一光束之后进入 $P_3/P_4$ 棱镜对(与 $P_2/P_1$ 棱镜对称放置), 根据(5-20)式, 在这一过程中光束的空间啁啾将被补偿, 而时间啁啾量则将翻倍, 最终从棱镜 $P_4$ 出射的脉冲只含有纯的时间啁啾, 不含空间啁啾和角色散。



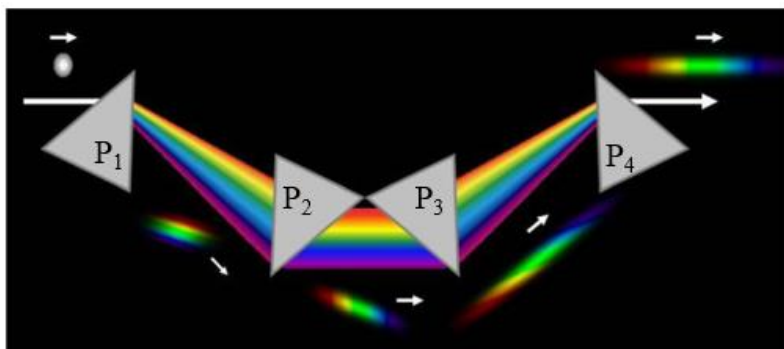


图 5-4 四棱镜脉冲展宽器，标出了中间转换过程中脉冲光束的时间、空间啁啾以及倾斜等特性。

Fig.5-4 Schematic of a four-prism pulse stretcher (compressor).

### 5.2.4 时空啁啾

根据上面的分析，超短脉冲经过平行放置的光栅对（或棱镜对），出射的光束同时含有空间啁啾和时间啁啾，被称为时空啁啾光束，其光场复振幅分布可表示为(在(5-19)式基础上去除角色散项即可)：

$$A_{ST}(x, \omega) = \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[-\frac{(x + \beta z \omega)^2}{2\sigma_0^2}\right] \exp\left(\frac{ik\beta^2 z \omega^2}{2}\right). \quad (5-22)$$

或者写作：

$$A_{ST}(x, \omega) = \exp\left[-\frac{x^2}{2(1+u^2)\sigma_0^2}\right] \exp\left[-\frac{\left(\omega + \frac{u^2}{1+u^2} \frac{x}{\beta z}\right)^2}{2\frac{(\Delta\omega)^2}{1+u^2}}\right] \exp\left(\frac{ik\beta^2 z \omega^2}{2}\right). \quad (5-23)$$

从(5-23)式中可以读出时空啁啾光束在每个  $x$  位置的局域频谱宽度

$$\Delta\omega_L = \frac{\Delta\omega}{\sqrt{1+u^2}}, \quad (5-24)$$

它比脉冲的总频谱宽度  $\omega$  小  $\sqrt{1+u^2}$  倍。基于时空啁啾的这一特征，在一些 CPA 强激光系统<sup>[150-153]</sup>中运用时空啁啾光束成功地克服了 CPA 啁啾脉冲放大过程中的增益光谱窄化效应（空间啁啾的引入使得放大器每个横向空间位置都只是对一个相对窄带的激光脉冲进行放大）。



与角色散光束相似，时空啁啾光束的近场分布也是时空扫描的。在数学上，对(5-31)式做  $\omega$  域  $t$  域的逆傅里叶变换，可推导得到时空啁啾光束光场强度的时空分布：

$$I_{sc}(x,t) = \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_G^2}\right) \exp\left[-\frac{(t + \zeta_{tx}x)^2}{\tau_L^2}\right], \quad (5-25)$$

式中， $\zeta_{tx}$ 为脉冲前沿倾斜系数，与光栅的角色散系数 $\beta$ ，时间啁啾系数 $C$ 及空间啁啾系数 $u$ 等参数的关系为：

$$\zeta_{tx} = \frac{dt}{dx} = -\frac{u^2}{(1+u^2)} \times k\beta = \frac{u^2}{(1+u^2)} \times \frac{C\tau_0}{u\sigma_0} \quad (5-26)$$

根据这一表达式，可以推算时空啁啾光束的积分光斑与瞬时光斑大小（图5-5中的 $\sigma_G$ 与 $\sigma_L$ ），以及总脉宽和局域脉宽(图5-5中的 $\tau_L$ ， $\tau_G$ )：

$$\begin{aligned} \sigma_G &= \sqrt{1+u^2} \sigma_0, & \sigma_L &= \sqrt{\frac{(1+u^2)^2 + C^2}{1+u^2 + C^2}} \sigma_0, \\ \tau_G &= \sqrt{1+u^2 + C^2} \tau_0, & \tau_L &= \sqrt{\frac{(1+u^2)^2 + C^2}{1+u^2}} \tau_0, \end{aligned} \quad (5-27)$$

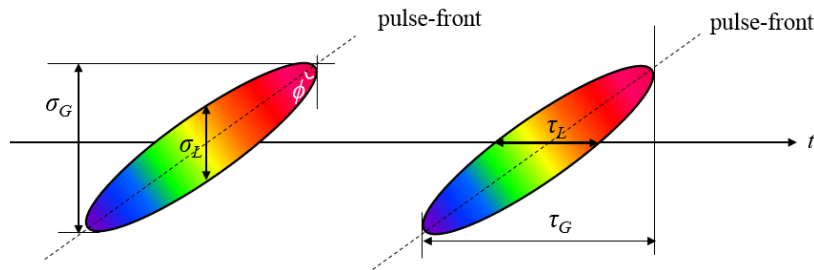


图 5-5 时空啁啾光束的示意图

Fig. 5-5 Schematic of a laser beam that contains simultaneous spatial and temporal chirp.

综合以上分析，超短光脉冲经过角色散元件后会引入多种时空耦合 STC 效应，导致光场分布出现时空扫描（脉冲前沿倾斜）行为。角色散和时空啁啾光束的近场分布呈现时空扫描，而空间啁啾光束经过聚焦后在远场呈现时空扫描，相应的时空扫描系数  $\zeta_{tx}=dt/dx$  分别由这(5-16)、(5-26)和(5-11)式给出。

时空耦合效应为解决超短超强激光的时域噪声滤除问题提供了一种新思路，如果将时空扫描的行为特性引入到噪声光场中，则可能通过空间光阑简单、有效地滤除放大器的时域噪声，同时也减小了噪声的时间窗口。假设空间狭缝的宽度为  $x_f$ ，对于时空扫描



系数为  $\zeta_{tx}$  的噪声光场，滤波后噪声时间窗口减小至  $t_f = x_f \times \zeta_{tx}$ 。

### 5.3 时空啁啾耦合滤波技术的基本理论

#### 5.3.1 基本思想

信号与噪声的有效甄别是所有滤除技术的基本前提。对于超短超强激光脉冲的时域噪声问题，信号与噪声具有相当的光谱范围 ( $\omega$  域) 和相同的空间频率 ( $k$  域) 模式 (空间频率不同于信号激光的噪声成分对脉冲的时域噪声几乎无贡献)，因此无法通过频率滤波或空间滤波器进行时域噪声滤除。信号脉冲与放大器噪声的主要差别体现在啁啾特性。

在啁啾脉冲放大器中，信号激光具有线性的时域啁啾 (对应着严格的谱位相分布)，而噪声不含时间啁啾 (谱位相是无规随机变化的)，两者经过脉冲压缩器后，啁啾信号脉冲被复原为超短光脉冲，而噪声光场无法被压缩 (相反将有一定程度的展宽)，形成一个长脉冲宽度的时间衬底。从信息甄别的角度看，这里的压缩器已经将信号激光从噪声光场中 “解调” 出来，只是在技术上无法进一步将飞秒量级的超短光脉冲分离出来。

为了实现信号激光与噪声光场的有效分离，可以重新设计信号激光的 “调制解调” 信息，让信号激光与噪声光场不仅在时间域发生分离，在空间域也可发生分离。基于这一思路，我们为啁啾脉冲放大器设计了时空啁啾耦合滤波技术。如图 5-6 所示，向超短脉冲中不仅引入时域啁啾，同时引入空间啁啾，这一额外的空间啁啾信息将使得噪声与信号光场最终发生空间域分离，容易进行噪声滤除。

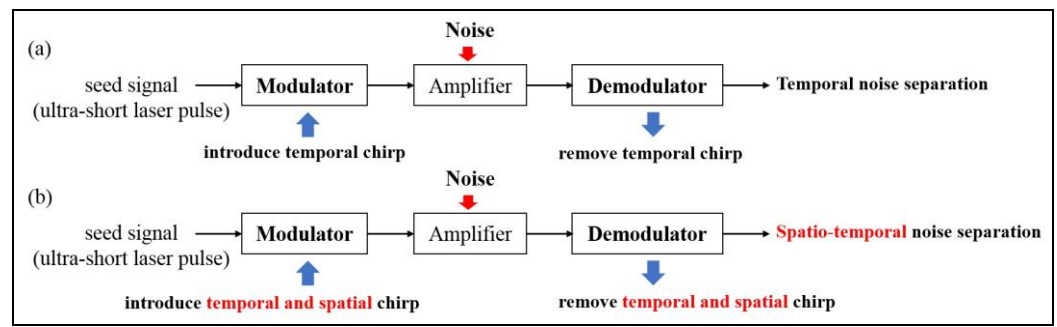


图 5-6 从信号激光调制解调的角度认识(a)传统 CPA 放大器和 (b) 新提出的时空啁啾耦合滤波技术。

Fig. 5-6 Modulation and demodulation of signal laser in (a) traditional chirped-pulse amplification scheme and (b) the spatio-temporal chirped pulse amplification and noise filtering scheme.



### 5.3.2 理论推导

本小节对时空啁啾耦合滤波技术中信号激光和噪声光场的演变规律进行数学推导。根据 5.2.3 节和 5.2.4 节的分析，让超短脉冲单次（或奇数次）经过光栅对或棱镜对输出的光束便是同时含时空啁啾的准直光束（无角色散），可用于时空啁啾耦合滤波，光场复振幅分布可表示为：

$$A_s(x, \omega) = \exp\left[-\frac{\left(x + \frac{u\sigma_0}{\Delta\omega}\omega\right)^2}{2\sigma_0^2}\right] \exp\left[-(1-iC)\frac{\omega^2}{2\Delta\omega^2}\right]. \quad (5-28)$$

为了模拟放大器的时域噪声，假设信号脉冲在放大过程中叠加了正弦调制噪声，调制频率和调制深度分别为  $\Omega_t$  和  $r_t$ ，这一噪声叠加过程在时间域可表示为：

$$a_{amp}(x, t) = a_s(x, t) \times (1 + r_t \cos \Omega_t t), \quad (5-29)$$

根据傅里叶变换的基本性质可得到此光场在频谱域的表达式：

$$\begin{aligned} A_{amp}(x, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a_s(x, t) \times (1 + r_t \cos \Omega_t t) \exp(-i\omega t) dt \\ &= A_s(x, \omega) + A_s(x, \omega) \otimes \left[ \frac{r_t}{2} \delta(\omega - \Omega_t) + \frac{r_t}{2} \delta(\omega + \Omega_t) \right] \\ &= A_s(x, \omega) + \frac{r_t}{2} [A_s(x, \omega - \Omega_t) + A_s(x, \omega + \Omega_t)], \end{aligned} \quad (5-30)$$

即时域正弦调制噪声在频谱域上对应着新产生的两个噪声边带。之后将这叠加有调制噪声的时空啁啾脉冲送入压缩器。为了实现超短脉冲的复原，要求压缩器同时提供纵向色散（以补偿时域啁啾）和横向色散（以补偿空间啁啾）。这一压缩器对放大器输出光场的变换作用在数学上可表示为：

$$A_{comp}(x, \omega) = A_s\left(x - \frac{u\sigma_0}{\Delta\omega}\omega, \omega\right) \exp\left[-iC\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right]. \quad (5-31)$$

等式右端第一项代表空间色散，第二项代表群速色散，分别用于去除信号脉冲中的空间啁啾和时间啁啾。将(5-30)式代入其中，可得到压缩器输出端光场分布的表达式：

$$A_{comp}(x, \omega) = A_0(x, \omega) + \frac{r_t}{2} \exp\left[iC\frac{\Omega_t^2}{2\Delta\omega^2}\right] A_0\left(x \pm \frac{u\sigma_0\Omega_t}{\Delta\omega}, \omega \pm \Omega_t\right) \exp\left[\pm i\frac{C\Omega_t}{\Delta\omega^2}\omega\right], \quad (5-32)$$

其中， $A_0(x, \omega)$ 为时空压缩后的超短脉冲光场分布。对该式进行  $\omega$  域  $t$  域的逆傅里叶变



换，得到其时空分布：

$$a_{comp}(x,t) = a_0(x,t) + \frac{r_t}{2} a_0(x \pm u\sigma_0\tau_0\Omega_t, t \pm C\tau_0^2\Omega_t) \quad (5-33)$$

可以看到，压缩器输出端的光场由主峰脉冲  $a_0(x,t)$  和两个噪声旁瓣脉冲  $a_0(x+u\sigma_0\tau_0\Omega_t, t+C\tau_0^2\Omega_t)$ 、 $a_0(x-u\sigma_0\tau_0\Omega_t, t-C\tau_0^2\Omega_t)$  组成，它与传统啁啾脉冲放大技术方案中压缩器输出端光场的区别在于：噪声边带不仅在时间域上与主激光分离，在空间上也与主激光发生了分离，时域分离量为：

$$\Delta t(\Omega_t) = C\tau_0^2\Omega_t = \varphi^{(2)} \times \Omega_t \quad (5-34)$$

其中  $\varphi^{(2)}$  为展宽器/压缩器的群速度色散系数，其物理含义是单位频谱宽度对应的时间延迟量  $\varphi^{(2)} = dt/d\omega$ 。空域分离量为：

$$\Delta x(\Omega_t) = u\sigma_0\tau_0\Omega_t \quad (5-35)$$

即时域分离量和空域分离量都正比于噪声的特征频率  $\Omega_t$ ，两者的比值：

$$\zeta_{tx} = \frac{\Delta t(\Omega_t)}{\Delta x(\Omega_t)} = \frac{C}{u} \times \frac{\tau_0}{\sigma_0} \quad (5-36)$$

它与具体的  $x, t$  无关，表明压缩器输出的时域噪声光场将呈现出（线性）时空耦合（时空扫描）特征， $\zeta_{tx}$  即为时空耦合系数，该系数正比于时间啁啾系数  $C$  与空间啁啾系数  $u$  的比值。若叠加在时空啁啾脉冲上的光噪声不是简单形式的单频调制，而是具有一系列的不同调制频率或者是连续谱噪声（如 ASE、PSF 等），经过时空压缩器的色散作用，输出端压缩脉冲上的噪声光场分布将仍然符合(5-36)式显示的时空耦合特征。

此时若在压缩器输出端的近场插入一个狭缝，假设狭缝宽度  $x$  等于主脉冲的光束宽度  $\sigma_0$ ，对于时空耦合的噪声光场，该狭缝等效为一个时间快门，其时间宽度为：

$$\Delta t_n = \zeta_{tx} \times \Delta x = \frac{C\tau_0}{u} \quad (5-37)$$

也就是说，在时空啁啾耦合滤波技术中，在压缩器输出端可以使用狭缝等方法简单地滤除放大器的时域噪声，在此过程中，不仅噪声的能量被大幅滤除减小，噪声时间宽度也被显著减小。根据(5-37)式，空间啁啾系数  $u$  越大，滤波的时间窗口就越小。

### 5.3.3 数值模拟

本小节以OPCPA系统为具体研究对象，通过数值模拟计算进一步检验时空啁啾耦合



滤波技术的可行性,重点研究该技术对OPCPA放大器中的三种重要噪声——参量超荧光(PSF)、泵浦噪声转移(PDN)以及后沿次脉冲衍生前沿脉冲(SRP)的滤波效果。

### (1) 滤波作用验证

使用(2-9)式给出的 $(x, t, z)$ 三维的耦合波方程组来模拟计算OPCPA过程,初始的时空啁啾种子脉冲由(5-28)式给定。表格5-1列出了数值模拟中采用的时空啁啾种子脉冲的基本参数;此外,泵浦激光条件为:波长为527nm(窄带、无时空啁啾),其脉宽和光斑与信号光一致,泵浦光强取 $2.2\text{GW}/\text{cm}^2$ ;OPCPA晶体条件为:BBO晶体,工作于I类非共线位相匹配(非共线角 $\alpha=2.45^\circ$ ,位相匹配角 $\theta=24.06^\circ$ ),晶体厚11mm。在这组工作参数条件下,OPCPA放大器的参量增益 $\sim 10^5$ ,能量转换效率 $\sim 10\%$ 。

表5-1 数值模拟中时空啁啾种子脉冲的基本参数

Table 5-1. Parameters for the spatio-temporal chirped seed pulse used in numerical simulations.

中心波长 $\lambda_s$	810 nm
频谱宽度 $\Delta\omega$	30 THz
光束宽度 $\sigma_0$	1 mm
时间啁啾系数 $C$	150
空间啁啾系数 $u$	2

首先研究时空耦合滤波技术方案中参量超荧光的演变规律。参量超荧光的数学描述采用A. Gatti<sup>[154]</sup>给出的高斯型复随机变量模型。图5-7(a)为数值模拟计算得到的放大器输出端光场的光谱/空间两维分布。可以看到,在 $(x, \lambda)$ 坐标系中,信号激光的分布是“倾斜”的,代表着“频率与空间”之间的耦合。这是因为信号激光中含有空间啁啾,不同空间位置光场的中心波长不同;而参量超荧光PSF光场并不携带空间啁啾(泵浦激光不具有空间啁啾,PSF场就不会有空间啁啾),因此在 $(x, \lambda)$ 坐标中的光噪声分布不显示“倾斜”。需要指出的是,为了清楚地显示噪声背景,图中的光强按对数坐标显示,PSF的相对强度为 $10^{-7}$ - $10^{-8}$ 水平。图5-7(b)为这一放大后的激光场经过时空压缩器后输出光场在 $(x, \lambda)$ 坐标系中的分布。该计算结果清楚地表明,经过时空压缩器后,信号激光中的空间啁啾被去除,其光斑大小显著减小,而噪声光场则与之相反,在空间上色散展宽开来,噪声光斑显著增大。因此只要在近场采用一个空间狭缝,就可以有效滤除参量超荧光背景。

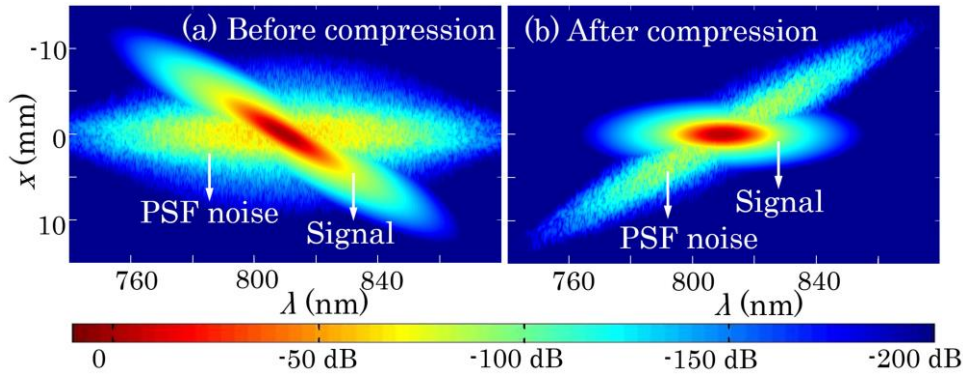


图 5-7 时空啁啾耦合滤波技术方案中，OPCPA 系统的放大器(a)和压缩器(b)输出端光场的谱域/空间域分布（放大器产生了参量超荧光 PSF）。

Fig. 5-7 Spatial-spectral profiles of signal and PSF after the amplifier (a) and compressor (b), respectively, for an OPCPA using spatio-temporal chirp signal pulse for noise reduction.

图5-8(a)给出了图5-7中压缩器输出端光场在时空域的分布，可以看到，信号激光已恢复为超短光脉冲，而参量超荧光PSF噪声背景则感应到了时空耦合特征，从图中可以读出时空耦合系数，发现它与(5-36)式的理论推导结果完全一致。图中的虚线示意着一个空间狭缝。作为对比，在图5-8(d)给出了在相同的放大器参数条件下，传统OPCPA系统（信号脉冲只含时间啁啾）压缩器输出端光场的时空分布，此时噪声光场和信号主峰在空间域几乎完全重叠，无法采用空间狭缝滤除光噪声。

在同样的OPCPA放大器参数条件下，针对泵浦激光含ASE噪声和注入的种子脉冲携带后沿次脉冲的两种情况，分别研究对这两种放大器噪声的滤波作用，验证时空啁啾耦合滤波技术对这两种噪声的滤除效果。在模拟计算泵浦噪声转移 (PDN) 噪声时，假设泵浦激光中的ASE噪声的特征相干时间为0.1 ps；在模拟计算后沿次脉冲衍生前沿脉冲 (SRP)噪声时，初始后沿次脉冲与主信号的时间间隔取为5ps，相对强度取为 $10^{-3}$ 。对于这两种放大器噪声，压缩器输出端光场的时空分布分别如图5-8(b)和图5-8(c)所示。可以看到，不管是从泵浦光ASE转移而来的噪声衬底，还是由初始后沿次脉冲衍生出的噪声脉冲序列，经过时空压缩器后的分布都同样地发生了时空耦合，它们和参量超荧光PSF一样，都可以采用简单的空间狭缝进行噪声滤除。

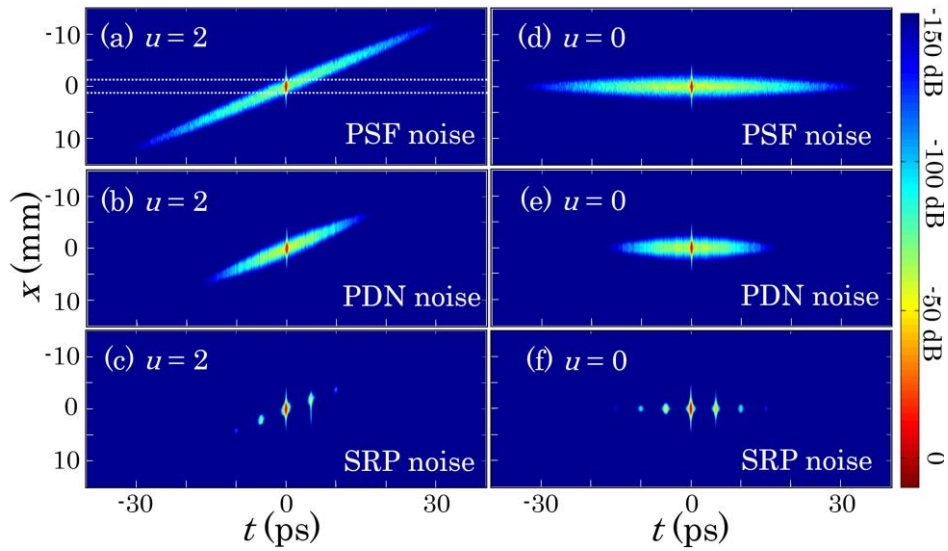


图 5-8 [(a), (b), (c)]时空啁啾耦合滤波 OPCPA 方案和[(d), (e), (f)]传统 OPCPA 方案压缩器输出端光场的时空分布对比, 分别模拟比较了 PSF、PDN 和 SRP 三种不同噪声。(a)中的白色虚线表示一个空间狭缝。

Fig. 5-8. [(a), (b), (c)] Calculated spatiotemporal profiles of the compressed output from OPCPAs using an SCD seed ( $u = 2$ ) with PSF, PDN and SRP noises taken into account respectively; [(d), (e), (f)] The corresponding results from conventional OPCPAs ( $u = 0$ ). The dotted lines in (a) illustrates a near-field slit.

## (2) 滤波比和信噪比提升效果

接下来定量地研究时空啁啾耦合滤波技术对三种放大器噪声的滤波比以及输出脉冲信噪比的提升作用。在图5-8(a-c)所示的压缩器输出光束近场采用统一的空间狭缝, 设定狭缝宽度使得信号脉冲透过率达到99%。图5-9对比了滤波前后压缩器输出端光场的远场信噪比(注: 远场信噪比直接反映物理实验中靶面位置的情况)。对于OPCPA放大器中的三种典型噪声, 滤波前后脉冲信噪比都有大幅度的提升。以脉冲前沿 $t = -5\text{ps}$ 处的噪声强度为例, 对于PSF和PDN噪声, 滤波前后噪声强度由 $\sim 10^{-6}$ 降低到 $\sim 10^{-13}$ ; 对于SRP噪声, 噪声强度降低到 $10^{-15}$ 以下。



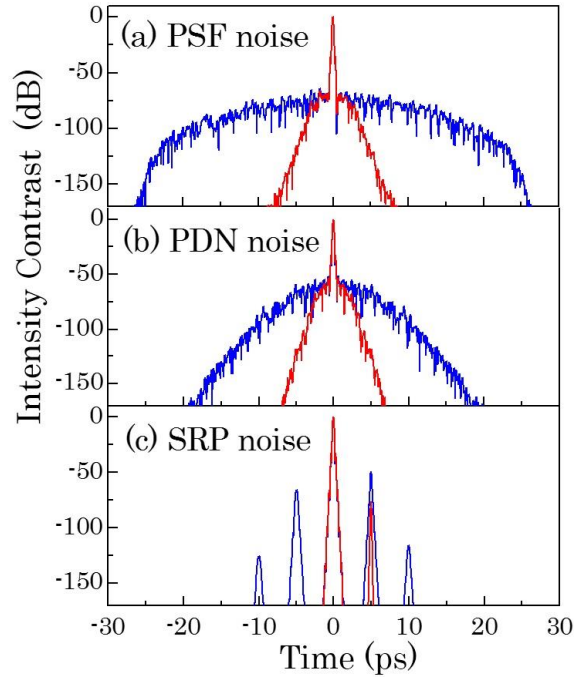


图 5-9 图 5-8(a-c)中的信号光场（分别含有不同的放大器噪声）在远场位置的脉冲时间分布，蓝线为不加狭缝的结果，红线为狭缝滤波后的结果。

Fig. 5-9. Calculated far-field pulse contrast before (blue line) and after (red line) near-field filtering for the compressed amplified signal beam given in Fig. 5-8(a), (b) and (c), respectively.

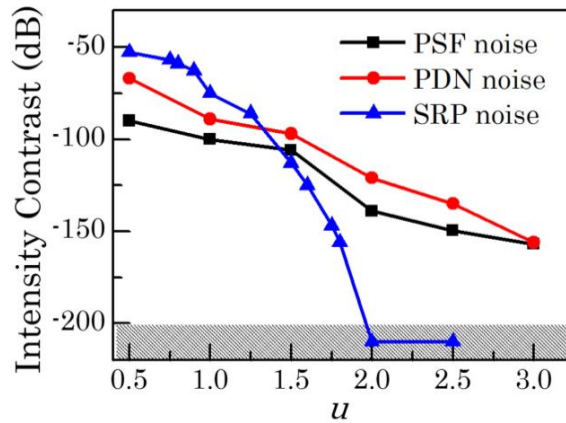


图 5-10 不同的空间啁啾量( $u$ )条件下，执行时空啁啾滤波后脉冲前沿 5ps 位置的噪声强度。

Fig. 5-10 Temporal contrasts at  $t=-5ps$  after spatial filtering for spatio-temporal chirped-pulse amplification schemes with different amount of spatial chirp ( $u$ ).



为了研究空间啁啾量对最终信噪比提升效果的影响, 分别在不同的空间啁啾( $u=1-10$ )条件下, 对时空啁啾耦合滤波过程进行数值模拟(其它参数条件以及滤波狭缝宽度均保持不变)。图5-10列出了不同 $u$ 值条件下滤波后的脉冲信噪比水平(仍然以脉冲前沿 $t = -5\text{ps}$ 处的噪声强度衡量信噪比), 对于参量超荧光PSF和泵浦噪声转移PDN噪声, 空间啁啾系数 $u$ 值从0.5增加到3, 脉冲前沿信噪比分别提升了9个数量级和6个数量级; 而对于后沿次脉冲衍生前沿脉冲SRP噪声,  $u$ 值从0.5增加到1.75,  $t=-5\text{ps}$ 位置的噪声强度就从 $10^{-5}$ 降低到 $10^{-15}$ , 信噪比提升了10个数量级。随着 $u$ 值继续增加, 相应位置的噪声脉冲从根源上就不再产生, 这表明时空啁啾放大方案本身可以有效地抑制后沿次脉冲衍生前沿脉冲过程。

除了对脉冲信噪比的显著提升和噪声时间窗口的减小, 在压缩器输出端采用狭缝滤波的直接结果减小了噪声光场的能量。定义滤波比为:

$$F = \frac{\text{滤波后残余噪声能量}}{\text{放大器输出的噪声总能量}} \quad (5-38)$$

图5-11给出了数值模拟得到的OPCPA系统滤波比与空间啁啾量 $u$ 之间的关系。值得注意的是, 考虑到对强场物理实验中真正有影响的是脉冲前沿的噪声光场, 图中纵坐标统计的是脉冲前沿噪声的滤波比。该计算结果显示, 对于PSF和PDN这两种噪声, 滤波比近似等于 $1/(1+u^2)$ ; 而对于SRP噪声, 滤波比显著大于 $1/(1+u^2)$ , 再次表明时空啁啾耦合滤波技术对SRP噪声的滤除作用最为显著。

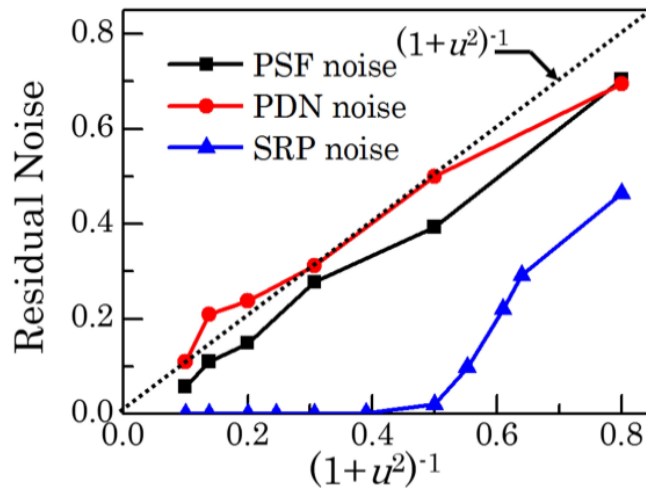


图 5-11 时空啁啾滤波后残余的前沿噪声能量(与滤波前沿噪声总能量的比值)与空间啁啾量  $u$  之间的关系。

Fig. 5-11. Residual noise before the main pulse after spatial filtering as a function of spatial chirp amount  $u$ .



### (3) 晶体色散效应的影响

非共线 OPCPA 的增益带宽极宽，可支持脉宽小到 5fs 甚至是单光学周期的极短脉冲放大，周期量级的极短脉冲在超快时间光谱分辨、超快过程探测、非线性光学等领域有着重要的应用价值。下面讨论时空啁啾耦合滤波技术应用于超宽带 OPCPA 系统降噪的可行性。

超宽带 OPCPA (增益带宽>100nm) 相比于一般带宽的 OPCPA 主要的差别在于晶体色散效应的影响不可忽略。超宽带 OPCPA 过程中信号激光远离中心波长的边频成分通常无法满足严格的位相匹配条件 (参见 2.4.2 节)，存在一定的位相失配量  $k(\omega_s)$ ，一方面使得边缘频率成分获得的参量增益小于中心波长成分获得的增益，导致放大后信号光谱的窄化；另一方面，各频谱分量在 OPCPA 过程还将感受到一个与位相失配量  $k(\omega_s)$  相关的非线性相移  $\varphi(\omega_s)$ ，也称为光参量位相 (OPP)，从而影响放大后脉冲的压缩。图 5-12 给出了一个典型的超宽带 OPCPA 输出光场的光谱及谱位相分布 (信号激光只有时间啁啾，对应传统的 OPCPA 情况)。数值模拟的超宽带 OPCPA 基本工作参数为：种子脉冲的中心波长为 800nm，脉宽 8.6fs (对应频谱宽度为 200 THz)；OPCPA 晶体为 5mm 厚的 BBO 晶体，工作于 I 类非共线位相匹配；泵浦激光波长为 532nm，光强取 15GW/cm<sup>2</sup>，为了减小增益光谱窄化效应，泵浦脉冲设计为近平顶分布，脉冲宽度是展宽后的啁啾信号脉冲宽度的 2 倍。在数值模拟中计入了 OPCPA 晶体的前三阶色散效应，即群速度失配、群速度色散和三阶色散 (TOD)，色散效应导致信号光远离中心波长的边缘频率成分位相失配，从而在放大过程引入谱位相畸变。图 5-12(a) 中的蓝线即为由这一位相失配引入的 OPP，OPP 的存在使得脉冲无法理想压缩至傅氏变换极限，如图 5-12(b) 所示，压缩后脉冲的半高全宽为 10.4fs (蓝线)，相比傅氏变换极限脉冲 (黑线) 宽约 ~15%。

在时空啁啾耦合滤波方案中，放大器中的信号激光不仅具有时域啁啾，还具有空间啁啾。因此要在超宽带 OPCPA 放大器中执行时空啁啾耦合滤波，不仅要考虑超宽带条件下的位相失配量  $k(\omega_s)$  对放大后脉冲谱位相的影响 (谱位相影响脉冲压缩性)，还需要考虑  $k(\omega_s)$  对放大后光束空间波前的影响 (光束波前影响聚焦性)。数值研究发现，当空间啁啾量远小于时间啁啾量 (计算条件满足  $C/u > 50$ )，空间啁啾对输出脉冲的压缩性和聚焦性的影响可忽略不计。图 5-13 为一组数值模拟计算结果。种子脉冲仍然取中心波长 800nm，脉宽为 8.6fs，频谱宽度 200 THz 的超短脉冲，在展宽器环节引入时间啁啾量  $C=150$ ，空间啁啾量  $u=2$ ，晶体和泵浦脉冲光强条件都与图 5-12 保持一致。图 5-13(a) 给出了经过放大、压缩后的信号光束强度与位相在空间域的分布，可以看到由超宽带位相失配  $k(\omega_s)$  导致的光束波前畸变，PV 值约为 1/8 波长，这一波前畸变对光束聚焦性的



影响可忽略不计。图 5-13(b)为光束聚焦后的焦斑分布（蓝色线）与衍射极限光束(黑色点)的对比。

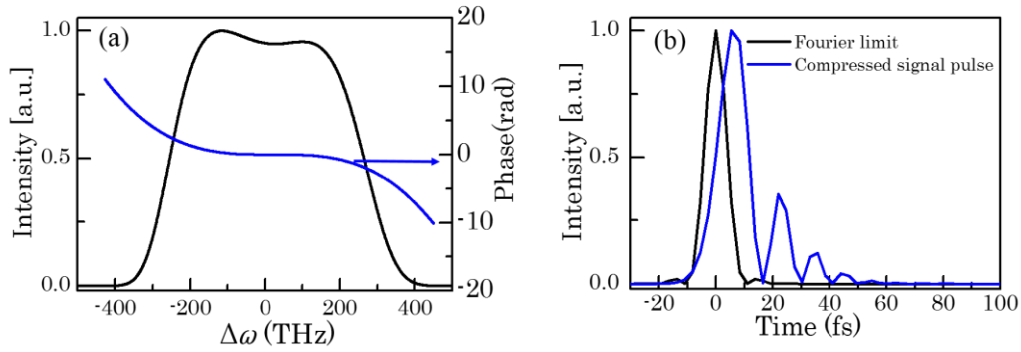


图 5-12 (a) 超宽带 OPCPA 放大器输出的信号光谱和位相分布。(b)放大后信号的压缩脉冲,对比严格傅氏变换极限脉冲。

Fig. 5-12. (a) Spectral intensity and phase profile of amplified signal pulse from an ultrabroad OPCPA. (b) Temporal profile of amplified signal pulse after compression, in comparison with the Fourier limited one.

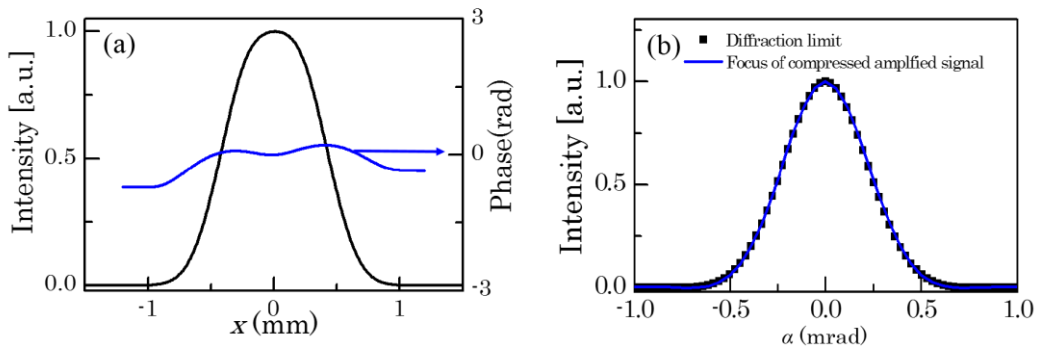


图 5-13 (a) 时空耦合滤波的超宽带 OPCPA 输出的压缩后信号的近场光强和位相分布。(b)相应的焦斑, 对比衍射极限焦斑。

Fig. 5-13. (a) Near-field intensity and phase profile of compressed amplified signal pulse from an OPCPA that adopts STC- filtering scheme. (b) The focal spot profile, in comparison with diffraction-limited one.

综合以上, 基于数值模拟验证了时空啁啾耦合滤波技术对 OPCPA 放大器的三种重要噪声都具有显著的滤除效果, 滤波后噪声的时间窗口减小若干倍, 输出脉冲信噪比可提高 3 个数量级以上。该技术对于后沿次脉冲衍生前沿脉冲的降噪效果尤为显著。另外, 空间啁啾的引入并不影响信号激光的放大性能。时空啁啾耦合滤波技术对超宽带周期量



级 OPCPA 系统同样适用，在满足时间啁啾量远大于空间啁啾量条件 ( $C/u > 50$ ) 时，空间啁啾的引入对输出脉冲的压缩性（谱位相）和聚焦性（波前）的影响均可忽略不计。

## 5.4 实验验证

### 5.4.1 实验设计

#### (1) 信号光路

基于图 5-14 所示的光路结构对时空啁啾耦合滤波技术开展了验证。OPCPA 放大器采用单级 15mm 厚 BBO 晶体，泵浦和种子激光条件与 4.3 节光散射噪声实验研究的条件相同，为了获得足够干净的种子脉冲注入，采用 XPW 方法，对钛宝石再生放大器输出的飞秒脉冲（信噪比约  $10^6$ ）进行脉冲净化。光路图中  $P_1$  和  $P_2$  为一对偏振正交的格兰棱镜，消光比为  $10^5:1$ ，XPW 方法中采用一块 2mm 厚的  $BaF_2$  晶体。为了执行时空啁啾耦合滤波，重点对展宽器/压缩器进行了技术改造，设计的时空啁啾参数为：时间啁啾系数  $C = 10^4$ ，空间啁啾系数  $u = 10$ 。

超短光脉冲单程经过平行放置的光栅对后输出的光束（相当于半个传统的脉冲展宽器）即为时空啁啾光束，相应的时间啁啾系数  $C = -k\beta^2 z(\Delta\omega)^2$ ，空间啁啾系数为  $u = \beta z \Delta\omega / \sigma_0$ 。在实验中为了使时空展宽器的系统光路更为紧凑，让种子脉冲先后 3 次经过光栅对（相当于 1.5 个传统的脉冲展宽器），相比于单程经过光栅对的方法，脉冲的时间啁啾量增加 3 倍，空间啁啾量保持不变。因此输出脉冲的时间啁啾系数和空间啁啾系数分别为：

$$C = -3k\beta^2 z(\Delta\omega)^2, \quad (5-39)$$

$$u = \frac{\beta z \Delta\omega}{\sigma_0}. \quad (5-40)$$

实验中所使用的衍射光栅口径为 230mm(宽)×135mm(高)，刻线密度为 1480 l/mm，光束入射角设计为  $\gamma=29^\circ$ （衍射出射角  $\theta=44^\circ$ ）。根据(5-39)式，为了获得  $C=10^4$  的脉冲展宽倍率(30fs→300ps)，光栅对间距的设计值为  $z=31\text{cm}$ ；根据(5-40)式，为了获得  $u=10$  的空间啁啾量，设计种子脉冲的光束口径为 1.9mm(半高全宽)，对应的瑞利长度~3.5m（需要指出的是 1.9mm 为光束口径的半高全宽，而光斑  $1/e$  的半宽度  $\sigma_0=1.15\text{mm}$ ）。设计压缩器输出端插入的滤波狭缝宽度为 3.5mm，这一狭缝对信号激光的透过率 >95%。

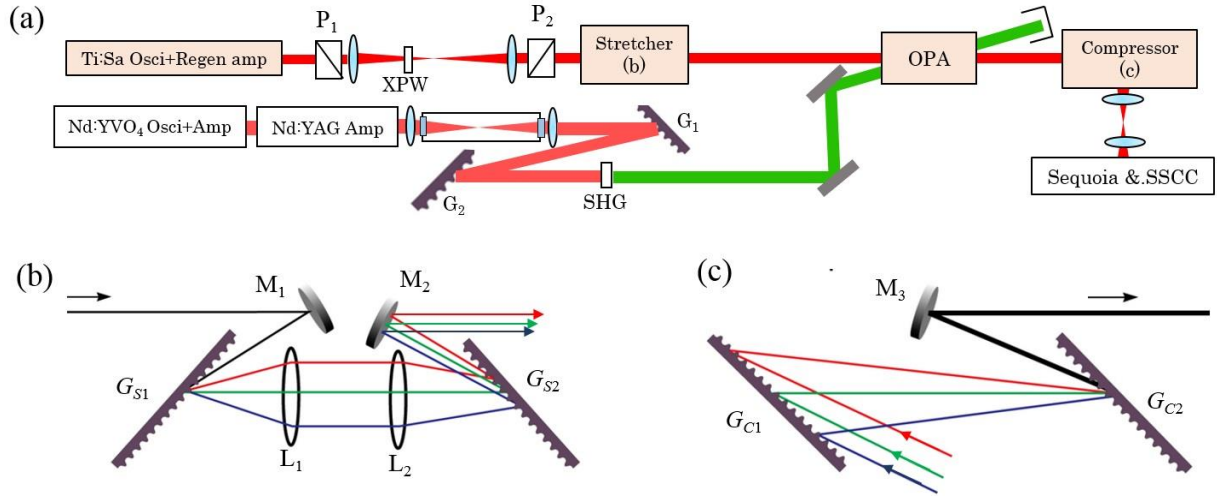


图 5-14 (a)时空啁啾耦合滤波 OPCPA 实验光路示意图; (b)时空展宽器光路; (c)时空压缩器光路  
 Fig. 5-14 (a) Schematics of the experimental setup; (b) the stretcher to produce spatial-temporal chirped pulse; (c) the compressor to remove spatial and temporal chirp.

根据 5.3 节的分析, 时空展宽/压缩器所提供的时空啁啾量直接决定了压缩器输出端的噪声光场分布的时空耦合系数:

$$\zeta_{tx} = \frac{C}{u} \times \frac{\tau_0}{\sigma_0} = -3k_s \beta, \quad (5-41)$$

式中,  $k_s$  为信号光的波数。将光栅参数代入其中, 得到  $\zeta_{tx}=16.6\text{ps/mm}$ 。对于这一时空耦合系数, 实验设计的宽度为 3.5mm 的滤波狭缝等效的滤波时间窗口为 $[-29\text{ps}, 29\text{ps}]$ 。

### (2) 泵浦激光的光路

根据 5.2.4 节的推导, 时空啁啾脉冲的光强分布呈现脉冲前沿倾斜, 为此泵浦激光的脉冲前沿需要与信号脉冲前沿相匹配才能保障 OPCPA 的能量转换效率。尽管泵浦脉冲为窄带激光, 它也可以通过单块衍射光栅实现脉冲前沿倾斜。假设光栅常数为  $d$ , 波长为  $\lambda_p$  的光束以角度  $\gamma_p$  入射, 出射的衍射角为  $\theta_p$ , 对应的角色散系数为:

$$\beta_p = \frac{\lambda_p^2}{2\pi c d_p \cos \theta_p}, \quad (5-42)$$

从几何光学可以推导衍射光束的脉冲前沿倾斜量:

$$\zeta_{tx}^p = \frac{dt}{dx} = -k_p \beta_p = -\frac{\lambda_p}{d_p \cos \theta_p}, \quad (5-43)$$



换算为脉冲前沿倾斜角度  $\phi_p$ :

$$\tan \phi_p = \zeta_{tx}^p \times c = \frac{c \lambda_p}{d_p \cos \theta_p}, \quad (5-44)$$

入射到OPCPA晶体中, 假设晶体的折射率为 $n$ , 则脉冲前沿倾斜角变为 $\phi_p' = \text{atan}(\tan \phi_p / n)$ 。

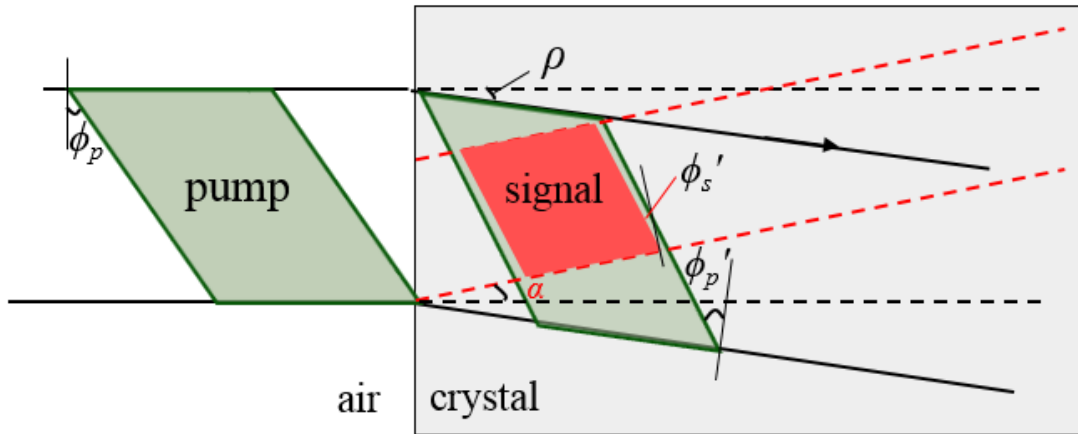


图 5-15 OPCPA 晶体中泵浦光斑与时空啁啾信号光斑的耦合关系 ( $\alpha$  为非共线角,  $\rho$  为泵浦光在晶体内的走离角)。

Fig. 5-15 The coupling of pump beam and spatio-temporal chirped signal beam in the OPCPA crystal ( $\alpha$  is the nonlinear angle between pump and signal,  $\rho$  refers to the walk-off angle of pump).

为了获得大的增益带宽, BBO晶体工作于I类非共线位相匹配状态, 晶体内泵浦光和信号光之间的非共线角为 $\alpha=2.4^\circ$ , 泵浦光( $e$ 光)的走离角为 $\rho=3.3^\circ$ 。因此, 泵浦光和信号光之间脉冲前沿匹配的条件可表示为:

$$\phi_p' = \phi_s' + (\rho - \alpha), \quad (5-45)$$

实验中, Nd:YAG 激光器输出的基频激光(波长为 1064nm)首先经过一块刻线密度为 1740 l/mm 的介质膜衍射光栅实现脉冲倾斜, 再进入到倍频晶体。综合公式(5-41), (5-44)和(5-45)式, 可以推导出当基频光在衍射光栅处的入射角为  $66.4^\circ$  时, 出射光束的衍射角为  $69.2^\circ$ 。在 BBO 晶体内, 绿光泵浦脉冲(波长 532nm)和信号脉冲的前沿倾斜角分别为  $\phi_p=72.4^\circ$  和  $\phi_s=71.5^\circ$ 。

### 5.4.2 实验结果



(1) 时空啁啾脉冲的产生

图 5-16(a)为三阶互相关仪测得的 XPW 净化前后种子脉冲信噪比，其中钛宝石再生放大器输出飞秒脉冲的信噪比 $\sim 10^6$ ，经过 XPW 净化后，脉冲信噪比大于  $10^{10}$ 。图 5-16(b)和 5-16(c)分别为 XPM 单元输出的种子脉冲光谱和近场光斑。之后，将这一干净的种子脉冲导入时空展宽器，该展宽器的工作参数见 5.4.1 节，图 5-17 为展宽器输出的时空啁啾光束近场和不同空间位置对应的的光谱。测量数据显示，时空啁啾光束的局域光谱宽度约 $\sim 3\text{nm}$ ，它是种子脉冲光谱宽度(30nm)的 1/10，反映了该光束的空间啁啾系数为  $u=10$ ，这与展宽器的设计值完全一致。这一结果表明，保持传统的啁啾脉冲放大系统的展宽/压缩器的构型不变，只是让激光脉冲经过光栅对奇数次传输，即可得到时空啁啾耦合滤波所需要的时空啁啾信号脉冲。该方法的技术和相关元件成熟度高，可以充分借鉴传统的脉冲展宽/压缩器，其可靠性高、光束质量好。

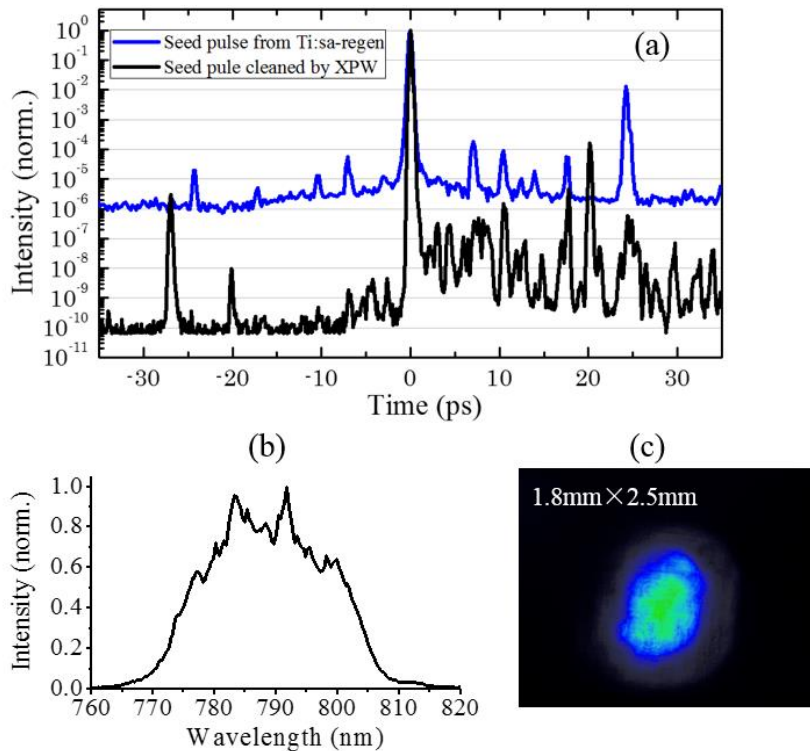


图 5-16 (a) XPW 净化前后种子脉冲的信噪比(三阶互相关仪 Sequoia 测量结果); (b)XPW 单元输出脉冲的光谱; (c) XPW 单元输出光斑的近场 CCD 照片。

Fig.5-16 (a) Third-order cross-correlation traces of seed pulse before and after XPW. (b), (c) Spectrum and near-field profile of the XPW output.



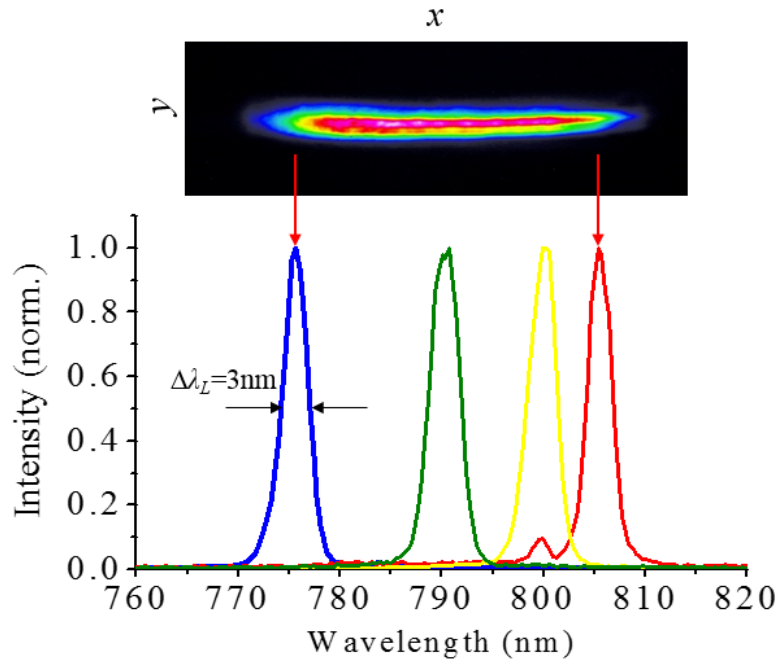


图 5-17 时空展宽器输出的信号光束空间啁啾的测量及其近场分布

Fig. 5-17 Measured spatial chirp and near-field intensity profile for the signal beam after the spatio-temporal stretcher.

## (2) 增益特性

为了验证对时空啁啾脉冲的放大性能，实验中首先将展宽器输出的时空啁啾种子脉冲进行充分衰减（单脉冲能量从  $15\mu\text{J}$  衰减到  $15\text{pJ}$ ）后入射到 OPCPA 晶体，测量其小信号参量增益。当泵浦脉冲光强为  $1.9\text{GW}/\text{cm}^2$  时（对应脉冲能量  $78\text{mJ}$ ），放大后的时空啁啾脉冲能量达到  $0.7\text{mJ}$ ，增益倍数为  $4.67 \times 10^7$ 。而根据 OPCPA 的小信号近似解，泵浦光强为  $1.9\text{GW}/\text{cm}^2$ ，BBO 晶体长度为  $15\text{mm}$  时，理论计算的小信号增益为  $4.47 \times 10^7$  倍。这一实验与理论对比的结果表明，时空啁啾脉冲的增益特性与普通的啁啾脉冲情况没有明显差别，也同样容易实现位相匹配和高增益。

## (3) 能量转化效率

图 5-18 为不同泵浦光强条件下测量到的对时空啁啾信号脉冲放大的能量转换效率，注入到 OPCPA 的种子脉冲能量固定为  $15\mu\text{J}$ 。当泵浦光强增加到  $\sim 2.1\text{GW}/\text{cm}^2$  时，泵浦到信号的能量转换效率  $15.6\%$ 。考虑到实验中的泵浦激光在时域和空间域均为高斯型分布，根据 2.5 节的分析，在这一条件下泵浦光转换效率的理论极限值约  $26\%$ ，对应的泵



浦-信号( $\lambda_p=532\text{nm}$ ,  $\lambda_s=800\text{nm}$ )的能量转换效率约 17%。而在实验中获得了 $>15\%$ 的能量转换效率, 这表明时空啁啾脉冲的放大性能与传统的啁啾脉冲相当。

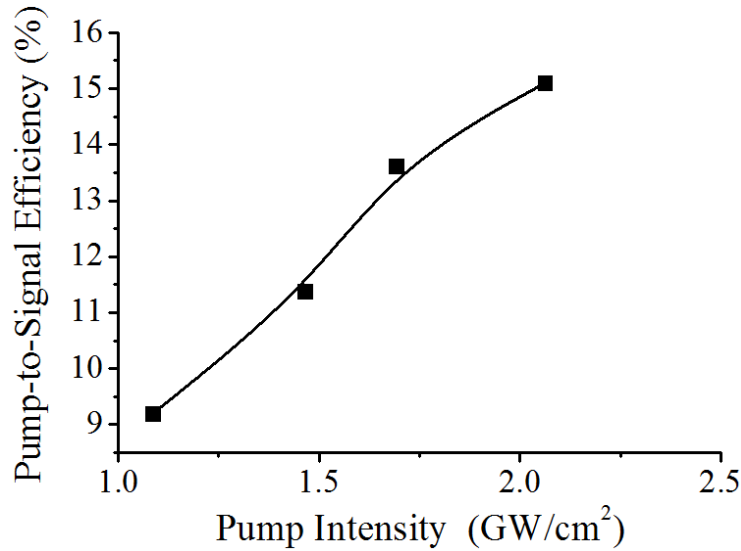


图 5-18 实验测得的 OPCPA 信号光的能量转换效率曲线。

Fig. 5-18 Pump-to-signal conversion efficiency measured versus pump intensity.

#### (4) 放大信号的脉冲压缩性

将放大后的信号导入到图 5-14(c)所示的压缩器, 与展宽器光路相对称, 也是让信号脉冲三次通过光栅对。图 5-19 为压缩脉冲的时域分布(由 FROG 测量)和光谱分布。图 5-19(b)中的绿色线为 FROG 反演迭代计算给出的脉冲光谱, 黑色虚线为光谱仪在压缩器输出端直接测得的信号光谱。结果显示, 压缩脉冲的宽度(FWHM)为 136fs, 光谱宽度~16nm, 与种子脉冲光谱(30nm)相比发生了一定程度的光谱窄化。系统中可能导致信号光谱窄化的原因包括: (1)展宽器环节: 实验中展宽器使用的是 Martinez 型反平行光栅对构型(图 5-14(b)), 其中望远镜单元由两块透镜构成, 这两块透镜的像差(主要是色差和球差)可能会引入一些难以补偿的高阶色散, 导致脉冲展宽; (2)放大器环节: 泵浦脉冲与信号脉冲的比值偏小, 在高斯型泵浦脉冲条件下, 虽然转换效率比较优化, 但由于脉冲中心峰的增益明显高于脉冲前后沿, 导致放大过程发生光谱窄化。在未来的实验中, 需要优化信号脉冲的展宽量以克服这种光谱窄化效应。

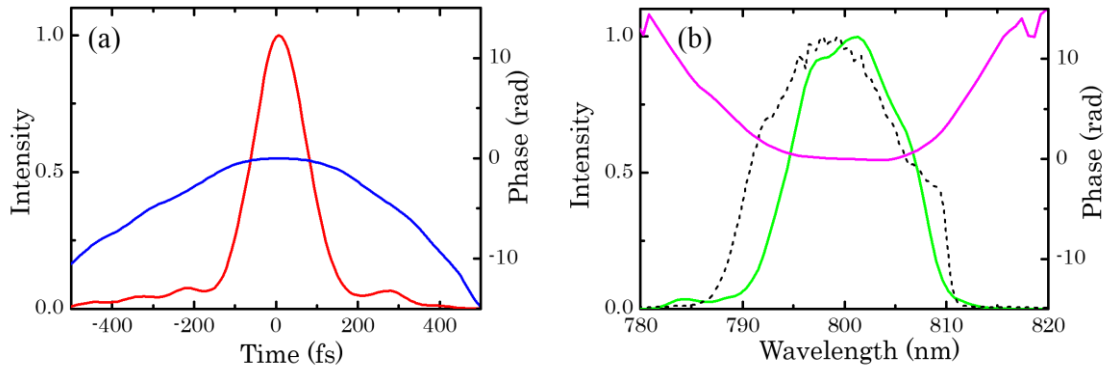


图 5-19 FROG 测量得到的压缩器输出脉冲的(a)时域光强分布和(b)光谱分布.

Fig.5-20 Temporal (a) and spectral (b) profiles of compressed amplified signal pulse measured with FROG.

### (5) 噪声与信号的空间分离

实验中压缩器输出端的光场空间分布如图 5-20 所示,可以清楚地观察到了噪声光场与主激光的空间分离。这一光场分布主要由三部分组成:最中心(强度最强)为信号脉冲,若将 OPCPA 晶体角度调偏,这一光斑随之变弱。在这一信号光斑的外围有两个不同亮度、不同口径的弥散光斑。其中,最外围的光斑在  $x$  维度(与光栅刻线方向垂直的维度)非常宽,超出了压缩器中光栅的口径(20cm),实验中证明了这一弥散光斑为参量荧光,若挡掉种子激光注入,这一光斑的强度有所增加。另一个宽度相对小的弥散光斑经实验判断是 4.3 节研究的光散射噪声,原因是:若挡掉种子注入,这一光斑将随之消失;而在有种子激光注入时,如果将晶体角度调偏,中央的信号光斑将显著变弱(由于偏离位相匹配条件),而这个弥散光斑的强度略有增加(自发满足位相匹配条件)。在压缩器输出端信号激光和参量荧光等噪声光场的空间分离与 5.3 节的理论预期相符,验证了时空啁啾耦合滤波技术的可行性。

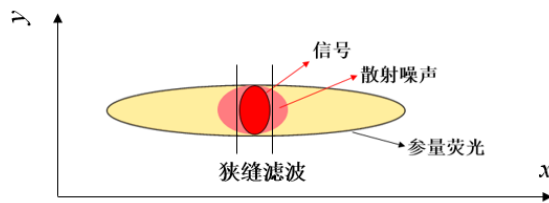


图 5-20 压缩器输出端的噪声和信号光场空间分布.

Fig. 5-20 Spatial profiles of the laser field observed at the compressor output.



### (6) 滤波比与输出脉冲信噪比

根据图 5-20，使用时空啁啾耦合滤波技术，信号激光与放大器噪声将在压缩器输出端发生空间域分离，此时通过一近场滤波狭缝，即可大量滤除参量荧光等噪声。在实验中，狭缝宽度取 3mm，略大于信号光斑口径，使得信号脉冲的透过率>95%。图 5-21(b) 为滤波前后压缩器输出的参量荧光 (PSF) 能量对比，滤波后噪声能量只剩下总噪声能量的~2%。将滤波后的干净信号脉冲聚焦后送入单次互相关仪 (SSCC) 测量其脉冲信噪比，测量结果如图 5-21(c)所示，脉冲信噪比达到  $10^{10}$  水平，这一指标已符合拍瓦级激光脉冲的信噪比要求。

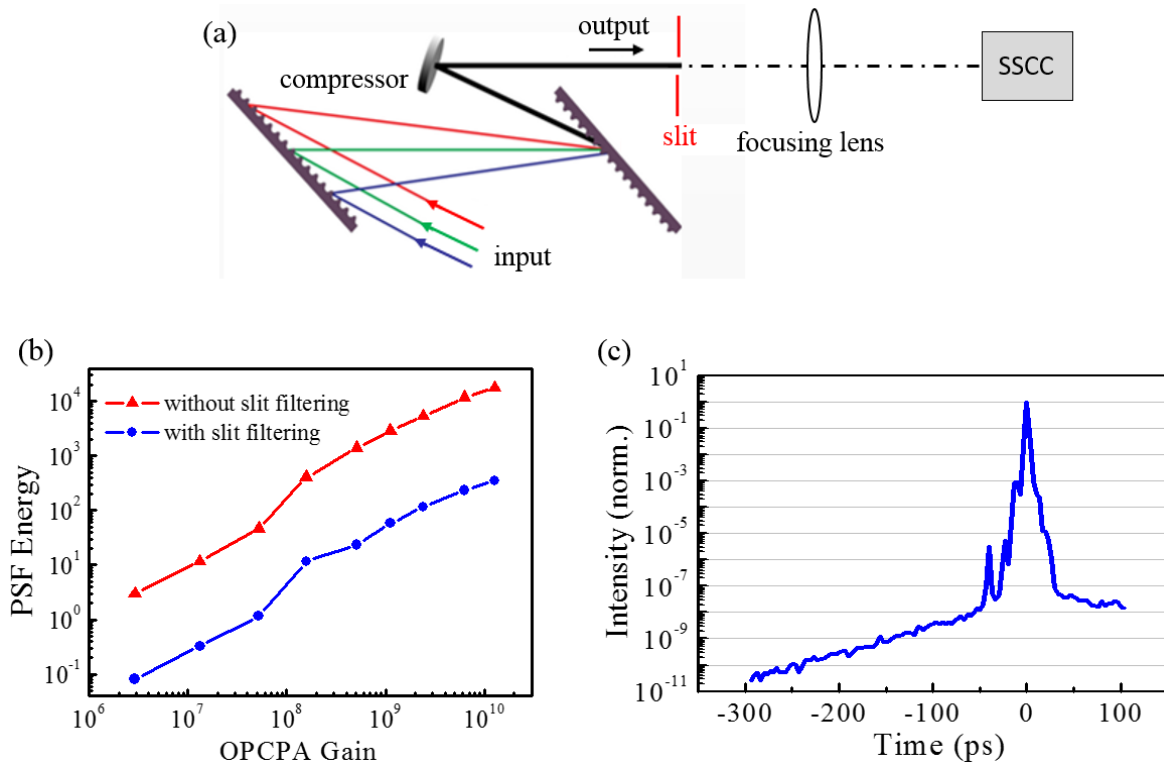


图 5-21 (a) 时空啁啾耦合滤波方案的压缩器及滤波与信噪比测量光路；(b)滤波前后压缩器输出的参量荧光能量对比；(c) 滤波后信号脉冲的信噪比测量结果。

Fig. 5-21 (a) Configurations of the compressor, near-field slit for noise filtering and single-shot cross-correlator (SSCC) for pulse-contrast measurement in the far-field. (b) PSF energy measured before and after slit filtering. (c) Pulse contrast of the amplified signal pulse after filtering.



## 5.5 本章小结

本章提出并论证了一种适用于高功率宽带激光放大器的降噪技术——时空啁啾耦合滤波。在内容安排上，首先详细介绍了超短脉冲的时空耦合效应，重点分析了时空啁啾脉冲的产生途径及其光场分布特征。之后，理论分析了基于时空啁啾脉冲注入实现激光放大器降噪的物理基础——噪声光场经过时空啁啾脉冲压缩器后将感应时空耦合，即时域噪声被映射到空间域，因此可以简单地通过狭缝等空间光阑高效率地滤除时域噪声，减小噪声的时间宽度，获得输出脉冲信噪比的极大提升。

其次，基于数值模拟验证了时空啁啾耦合滤波技术对 OPCPA 放大器中三种重要噪声（参量荧光、泵浦噪声转移和后沿次脉冲衍生的前沿脉冲）都有显著的滤除效果，可滤除噪声能量 10 倍以上，提升信噪比 3-5 个数量级。特别地，该技术对后沿次脉冲向前沿非线性转移的噪声形成过程有着尤为显著的抑制作用。

最后，基于单级 OPCPA 系统对时空啁啾耦合滤波技术进行了实验验证。实验演示了时空啁啾脉冲的产生、放大和压缩，验证了时空啁啾脉冲与常规的啁啾脉冲在光参量放大器中具有相当的增益放大特性，且放大后的信号脉冲可以复原为接近傅氏变换极限的超短脉冲；在压缩器输出端观察到了信号激光与噪声光场（实验中以参量荧光和散射噪声为主）的空间分离，通过近场滤波狭缝，成功地将噪声能量降低了 50 倍，将输出脉冲信噪比提升至  $10^{10}$  水平。时空啁啾耦合滤波技术的提出将超短超强激光脉冲信噪比提升技术从过去只能净化种子脉冲推进到对放大器降噪处理的新阶段。



## 第六章 全文总结

### 6.1 主要结论

本论文以超短超强激光脉冲信噪比提升为总体目标，紧密围绕光参量啁啾脉冲放大器(OPCPA)噪声主动控制这一关键问题，系统地研究了 OPCPA 放大器的噪声特性，首次提出并论证了 OPCPA 放大器主动降噪技术——时空啁啾耦合滤波，该技术同样适用于传统能级型啁啾脉冲放大器，为拍瓦级以上的超短超强激光装置实现符合强场物理实验要求的超高脉冲信噪比提供了设计思路。

论文工作的主要创新点包括：

- 1、首先，为了准确、系统地描述了 OPCPA 放大器中噪声的增长演变特性，引入功率谱密度 (PSD) 分析的新方法，建立了放大器噪声 PSD 分布与输出脉冲时域噪声强度分布的线性映射关系。基于噪声 PSD 分析的方法，揭示了 OPCPA 放大器中不同种类、不同调制频率的噪声之间存在非线性相互作用导致噪声 PSD 加宽、进而导致输出脉冲时域噪声加宽的效应。为完善 OPCPA 放大器设计、抑制放大过程中脉冲信噪比的退化提供了必要的理论依据。
- 2、其次，研究发现了 OPCPA 放大器中两类新的噪声机理，即“后沿次脉冲向前沿非线性转移”和“散射起源的光参量噪声”，分别研究了两类噪声产生、增长规律及其对系统输出脉冲信噪比的影响，完善了 OPCPA 放大器噪声的基本理论，为全方位、全流程控制 OPCPA 系统噪声、提升输出脉冲信噪比奠定了物理基础。
- 3、第三，提出基于“时空啁啾耦合滤波”实现 OPCPA 放大器“主动降噪”的新技术途径，通过理论建模、数值模拟和原理性实验验证，验证了这一技术途径的科学与技术可行性，有望将 OPCPA 系统输出激光脉冲的信噪比提升 3-5 个数量级，将脉冲信噪比提升技术从过去只能净化种子脉冲推进到对放大器降噪处理的新阶段。



## 6.2 论文的主要不足

本论文的主要研究对象是 OPCPA 放大器的噪声特性和降噪技术，尽管已完成的研究工作取得了多项重要的成果，但也存在若干不足之处，主要体现在：

- 1、对于 OPCPA 放大器中“后沿次脉冲向前沿非线性转移”，以及噪声间非线性相互作用这两种新发现的噪声机制，论文只给出了理论研究结果，没有开展相应的实验进行定量考核；
- 2、对于时空啁啾耦合滤波技术，目前开展的验证实验局限于小口径单级 OPCPA 系统，所得到的实验结果尚不足以充分反映这一技术用于大口径、高通量、多级 OPCPA 系统可能存在的问题与技术瓶颈。

## 6.3 下一步工作计划

- 1、进一步深化、完善“时空啁啾耦合滤波”的验证实验，对“时空啁啾耦合滤波”与传统 OPCPA 系统输出脉冲信噪比进行深入的对比分析，明确时空啁啾参数的设计准则；
- 2、研究将时空啁啾耦合滤波技术用于大口径、高能量 OPCPA 放大器的技术可行性，在百 TW 规模的实验平台开展系统应用实验，在此基础上，全面评估基于该技术构建超高脉冲信噪比的十拍瓦极端强光系统的可行性；
- 3、时空啁啾耦合滤波不仅适用于 OPCPA/CPA 放大器降噪，还广泛适用于宽带激光滤波，即在噪声和信号具有相同的频谱区间时进行噪声滤除，这是经典的光学滤波技术所无法实现的，在下一步工作中拟深入研究这一技术的滤波能力、设计方法，并开拓这一滤波技术的其它重要应用。



## 参 考 文 献

- [1] Maiman, T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby [J]. Nature Publishing Group 187.4736:493-494 (1960).
- [2] Mourou G, Tajima T. The Extreme Light Infrastructure: Optics' Next Horizon[J]. Optics & Photonics News, 2011, 22(7):47-51.
- [3] Yanovsky V, Chvykov V, Kalinchenko G, et al. Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate.[J]. Optics Express, 2008, 16(3):2109.
- [4] T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, W. Y. Jin, T. M. Jeong, and J. Lee. Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser [J]. Optics Express, 20(10), 10807-15(2012).
- [5] Steinmeyer G, Sutter D H, Gallmann L, et al. Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics [J]. Science, 1999, 286(5444): 1507-1512.
- [6] Ed G. Laser physics: extreme light [J]. Nature, 2007, 446(7131):16-8.
- [7] Zhou J, Peatross J, Murnane M M, et al. Enhanced high-harmonic generation using 25 fs laser pulses [J]. Physical Review Letters, 1996, 76(5):752-755.
- [8] Norreys P A, Santala M, Clark E, et al. Observation of a highly directional  $\gamma$ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids[J]. Physics of Plasmas (1994-present), 1999, 6(5):2150-2156.
- [9] Prasad R, Ter-Avetisyan S, Doria D, et al. Proton acceleration using 50 fs, high intensity ASTRA-Gemini laser pulses[J]. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 2011, 653(1):113-115.
- [10] Reed S A, Bulanov S S, Chvykov V, et al. Proton Acceleration to Therapeutic Energies with Ultra-Intense Ultra-Clean and Ultra-Short Laser Pulses[C] AIP Conference Proceedings. 2006:430-436.
- [11] J. C. Diels, "Ultrashort Laser Pulse Phenomena". Elsevier LTD, Oxford (2006).
- [12] Zewail A H. Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond [J]. Journal of Physical Chemistry A, 2000, 104(24):5660-5694.
- [13] Zewail A H. 4D ultrafast electron diffraction, crystallography, and microscopy [J]. Annual





- Review of Physical Chemistry, 2006, 57(1):65-103.
- [14]Schultze M, Bothschafter E M, Sommer A, et al. Controlling dielectrics with the electric field of light.[J]. Nature, 2013, 493(7430):75-78.
- [15]Tomonao H, Kenichi K, Alexei Z, et al. Effect of a laser prepulse on a narrow-cone ejection of MeV electrons from a gas jet irradiated by an ultrashort laser pulse.[J]. Physical Review E, 2003, 67(3Pt2):242-255.
- [16]Andreev A A, Sonobe R, Kawata S, et al. Effect of a laser prepulse on fast ion generation in the interaction of ultra-short intense laser pulses with a limited-mass foil target[J]. Plasma Physics & Controlled Fusion, 2006, 48(11):1605-1619.
- [17]Macphee A G, Divol L, Kemp A J, et al. Limitation on prepulse level for cone-guided fast-ignition inertial confinement fusion.[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(5):173-176.
- [18]Stuart B C, Feit M D, Rubenchik A M, et al. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses[J]. Physical Review Letters; (United States), 1995, 74:12(12):2248-2251.
- [19]Tajima T, Mourou G. Zettawatt-Exawatt Lasers and Their Applications in Ultrastrong-Field Physics: High Energy Front [J]. Arxiv Cornell University Library, 2001.
- [20]Rogersalazar J. Advances in quantum electronics [M]. Columbia University Press,1961.
- [21]Mcclung F J, Hellwarth R W. Giant Optical Pulsations from Ruby[J]. Applied Optics, 1962, 33(1):103-105.
- [22]Haus H A. Mode-locking of lasers [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(6):1173-1185.
- [23]Mocker H W, Collins R J. Mode competition and self-locking in a Q-switched ruby laser [J]. Applied Physics Letters, 1965, 7(10):270-273.
- [24]Fork R L, Greene B I, Shank C V. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking [J]. Applied Physics Letters, 1981, 38(9):671-672.
- [25]Johnson A M, Simpson W M. Tunable femtosecond dye laser synchronously pumped by the compressed second harmonic of Nd:YAG [J]. J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.; (United States), 1985, 2:4(4):52-58.
- [26]Moulton P F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1986, 3(1):125-133.



- [27]Cook C E. Pulse Compression-Key to More Efficient Radar Transmission [J]. Proceedings of the Ire, 1960, 48(3):310-316.
- [28]Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. Optics Communications, 1985, 55(6):447-449.
- [29]Perry M D, Pennington D, Stuart B C, et al. Petawatt laser pulses [J]. Optics Letters, 1999, 24(3):160-2.
- [30]Martinez O E. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6  $\mu\text{m}$  region [J]. Quantum Electronics IEEE Journal of, 1987, 23(1):59-64.
- [31]Martinez O E. Matrix formalism for pulse compressors [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, 24(12):2530-2536.
- [32]Treacy E. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. Quantum Electronics IEEE Journal of, 1969, 5(9):454-458.
- [33]Cheriaux G, Walker B, Dimauro L F, et al. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification [J]. Optics Letters, 1996, 21(6):414-416.
- [34]Pervak V, Ahmad I, Fulop J, et al. Comparison of dispersive mirrors based on the time-domain and conventional approaches, for sub-5-fs pulses.[J]. Optics Express, 2009, 17(4):2207-17.
- [35]Danson C N, Brummitt P A, Clarke R J, et al. Vulcan petawatt: design, operation and interactions at  $5 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2}$ [J]. Laser & Particle Beams, 2005, 23(2):87-93.
- [36]Kitagawa Y, Fujita H, Kodama R, et al. Prepulse-Free Petawatt Laser for a Fast Ignitor[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2004, 40(3):281-293.
- [37]Mikael Martinez, Erhard Gaul, Todd Ditmire, et al. The Texas Petawatt Laser[C]// Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2005. Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2005, 2005:59911N-59911N-9.
- [38]Xu G, Wang T, Li Z, et al. 1 kJ Petawatt Laser System for SG-II-U Program[J]. Review of Laser Engineering, 2008, 36:1172-1175.
- [39]Wagner F, João C P, Fils J, et al. Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification [J]. Applied Physics B, 2014, 116(2):429-435.
- [40]Hooker C J, Blake S, Chekhlov O, et al. Commissioning the Astra Gemini petawatt Ti:sapphire laser system[C]. Lasers and Electro-Optics, 2008 and 2008 Conference on



- Quantum Electronics and Laser Science. CLEO/QELS 2008. Conference on. IET, 2008:1-2.
- [41] Aoyama, M., Yamakawa, K., Akahane, Y., Ma, J., Inoue, N., & Ueda, H., et al. (2003). 0.85-PW, 33-fs Ti:Sapphire laser. *Optics Letters*, 28(17), 1594-1596.
- [42] Bonlie, J. D., et al. "Production of  $> 1021$  W/cm<sup>2</sup> from a large-aperture. Ti:sapphire laser system." *Applied Physics B* 70.1 Supplement:S155-S160(2000).
- [43] Kiriyama, H., Mori, M., Nakai, Y., Shimomura, T., Tanoue, M., & Akutsu, A., et al. High-contrast, high-intensity laser pulse generation using a nonlinear preamplifier in a ti:sapphire laser system.. *Optics Letters*, 33(7), 645-647(2008).
- [44] 曾小明, 魏晓峰, 黄小军,等. 大口径掺钛蓝宝石晶体放大的实验研究[J]. *强激光与粒子束*, 2005, 17(3):395-398.
- [45] Liang X, Leng Y, Wang C, et al. Parasitic lasing suppression in high gain femtosecond petawatt Ti:sapphire amplifier.[J]. *Optics Express*, 2007, 15(23):15335-41.
- [46] Wang Z, Liu C, Shen Z, et al. High-contrast 1.16 PW Ti:sapphire laser system combined with a doubled chirped-pulse amplification scheme and a femtosecond optical-parametric amplifier[J]. *Optics Letters*, 36(16):3194-3196(2011).
- [47] Chu Y, Liang X, Yu L, et al. High-contrast 2.0 Petawatt Ti:sapphire laser system [J]. *Optics Express*, 2013, 21(24):29231-9.
- [48] Chu, Y., Gan, Z., Liang, X., Yu, L., Lu, X., & Cheng, W., et al. High-energy large-aperture Ti:Sapphire amplifier for 5 PW laser pulses. *Optics Letters*, 40(21), 5011-5014(2015).
- [49] Xu, L., Yu, L., Liang, X., Chu, Y., Hu, Z., & Ma, L., et al. (2013). High-energy noncollinear optical parametric-chirped pulse amplification in LBO at 800 nm. *Optics Letters*, 38(22), 4837.
- [50] Piskarskas, A., Stabinis, A., & Yankauskas, A. (1986). New instruments and measurement methods: phase phenomena in parametric amplifiers and generators of ultrashort light pulses. *Soviet Physics Uspekhi*, 29(9), 869-879.
- [51] A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Commun.* 88, 437-440 (1992).
- [52] Butkus, R., Danielius, R., Dubietis, A., Piskarskas, A., & Stabinis, A. Progress in chirped pulse optical parametric amplifiers. *Applied Physics B*, 79(6), 693-700(2004).



- [53]Dubietis, A., Butkus, R., & Piskarskas, A. P. Trends in chirped pulse optical parametric amplification. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(2), 163-172(2006).
- [54]Ross, I. N., Matousek, P., Towrie, M., Langley, A. J., & Collier, J. L. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. *Optics Communications*, 144(s 1-3), 125-133 (1997).
- [55]S. Witte, and K. S. E. Eikema, "Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 18, 296-307 (2012).
- [56]R. Won, "OPCPA boosts high-field physics", *Nat. Photonics* 4, 207-209 (2010).
- [57]Herrmann, D., Veisz, L., Tautz, R., Tavella, F., Schmid, K., & Pervak, V., et al. Generation of sub-three-cycle, 16 tw light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification. *Optics Letters*, 34(16), 2459 (2009).
- [58]Chalus, O., Bates, P. K., & Biegert, J. Design and simulation of few-cycle optical parametric chirped pulse amplification at mid-IR wavelengths. *Optics express*, 16(26), 21297-21304 (2008).
- [59]Thai, A., Skrobol, C., Bates, P. K., Arisholm, G., Major, Z., & Krausz, F., et al. Simulations of petawatt-class few-cycle optical-parametric chirped-pulse amplification, including nonlinear refractive index effects. *Optics Letters*, 35(20), 3471-3473 (2010).
- [60]Vozzi, C., Cirimi, G., Manzoni, C., Benedetti, E., Calegari, F., & Sansone, G., et al. High-energy, few-optical-cycle pulses at 1.5  $\mu\text{m}$  with passive carrier-envelope phase stabilization. *Optics Express*, 141(12) (2006).
- [61]Babin A A A. Large aperture nonlinear elements from KDP and DKDP crystals: making and using[C]// *Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics III*. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [62]C. Hernandez-Gomez et al.: "The Vulcan 10 PW Project" , *J. of Physics: Conf. Series* 244, 032006 (2010).
- [63]Chekhlov O V, Collier J L, Ross I N, et al. 35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(24):3665-7.
- [64]Yakovlev, I. V., Freidman, G. I., Ginzburg, V. N., & Katin, E. V. 0.5-PW 45-fs OPCPA laser system. *Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference. CLEOE-IQEC 2007. European Conference on* (pp.1-1). IEEE. (2007).
- [65] Lozhkarev, V. V., Freidman, G. I., Ginzburg, V. N., Katin, E. V., Khazanov, E. A., &



- Kirsanov, A. V., et al. (2007). Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\*P crystals. *Laser Physics Letters*, 4(6), 421-427.
- [66] Chambaret J P, Chekhlov O, Cheriaux G, et al. Extreme light infrastructure: laser architecture and major challenges[C]// SPIE Photonics Europe. International Society for Optics and Photonics, 2010:77211D-77211D-15.
- [67] Zamfir N V. Nuclear Physics with 10 PW laser beams at Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP)[J]. *European Physical Journal Special Topics*, 2014, 223(6):1221-1227.
- [68] L. Veisz. Contrast improvement of relativistic few-cycle light pulses. *Coherent and Ultrashort Pulse Laser Emission*, 2010, 14: 305-328.
- [69] Wang Y, Ma J, Wang J, et al. Single-shot measurement of  $>10^{10}$  pulse contrast for ultra-high peak-power lasers [J]. *Scientific Reports*, 2014, 4:3818-3818.
- [70] Sullivan A, Hamster H, Kapteyn H C, et al. Multiterawatt, 100-fs laser.[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(18):1406-8.
- [71] Hooker C, Tang Y, Chekhlov O, et al. Improving coherent contrast of petawatt laser pulses [J]. *Optics Express*, 2011, 19(3):2193-203.
- [72] Winstone T B, Beg F N, Bell A S, et al. Chirped-pulse amplification experiments on the VULCAN Nd:glass laser facility[C]// *Short-Pulse High-Intensity Lasers and Applications II. Short-Pulse High-Intensity Lasers and Applications II*, 1993.
- [73] 赫光生. 强光光学[M]. 科学出版社, 2011.
- [74] Karsch S, Major Z, Fülöp J, et al. The Petawatt Field Synthesizer: A New Approach to Ultrahigh Field Generation[C]// *Advanced Solid-State Photonics*. 2008.
- [75] Thai A, Skrobol C, Bates P K, et al. Simulations of petawatt-class few-cycle optical-parametric chirped-pulse amplification, including nonlinear refractive index effects[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(20):3471-3.
- [76] Skrobol C, Ahmad I, Klingebiel S. Broadband amplification by picosecond OPCPA in DKDP pumped at 515 nm.[J]. *Optics Express*, 2012, 20(4):4619-29.
- [77] Bagnoud V, Begishev I A, Guardalben M J, et al. 5 Hz,  $> 250$  mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm.[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(14):1843-5.
- [78] Bagnoud V, Zuegel J D, Forget N, et al. High-dynamic-range temporal measurements of short pulses amplified by OPCPA.[J]. *Optics Express*, 2007, 15(9):5504-11.



- [79] Tavella F, Schmid K, Ishii N, et al. High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier[J]. *Applied Physics B*, 2005, 81(6):753-756.
- [80] Ivanov V V, Maksimchuk A, Mourou G. Amplified spontaneous emission in a Ti:sapphire regenerative amplifier.[J]. *Applied Optics*, 2003, 42(36): 7231-7234.
- [81] Itatani J, Faure J, Nantel M, et al. Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection[J]. *Optics Communications*, 1998, 148(s 1 - 3):70-74.
- [82] Kalashnikov M, Risse E, Schönnagel H, et al. Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA Ti:sapphire laser[J]. *Optics Express*, 2004, 12(21):5088-5097.
- [83] Kalashnikov M P, Risse E, Schönnagel H, et al. Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally.[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(8):923-5.
- [84] Kalashnikov M, Risse E, Schönnagel H, et al. Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA Ti:sapphire laser[J]. *Optics Express*, 2004, 12(21):5088-5097.
- [85] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. Rousseau, J. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Satiel, "10<sup>-10</sup> temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.* 30(8), 920-922 (2005).
- [86] A. Jullien, S. Kourtev, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Satiel, S.M. Satiel, "Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme, " *App. Phys. B*, 84, 409-414(2008).
- [87] Yanovsky, V., Kalinchenko, G., Reed, S., Rousseau, P., & Chvykov, V. Generation of 10<sup>11</sup> contrast 50 tw laser pulses. *Optics Letters A Publication of the Optical Society of America* (2006).
- [88] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, and V. Yanovsky, "Reply to Comment on "Generation of 10<sup>11</sup>contrast 50 TW laser pulses"," *Opt. Lett.* 31, 2993-2994 (2006)
- [89] Li, B. C., Theobald, W., Welsch, E., & Sauerbrey, R. (2000). Optimization of grating size



- in chirped-pulse-amplification laser system. *Applied Physics B*, 71(6), 819-826.
- [90] J. Ma, P. Yuan, J. Wang, Y. Wang, G. Xie, H. Zhu and L. Qian, "Spatiotemporal noise characterization for chirped-pulse amplification systems," *Nat. Commun.* 6, 6192 (2015).
- [91] Thaury C, Quéré F, Geindre J P, et al. Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics[J]. *Nature Physics*, 2007, 3(6):424-429.
- [92] C. Rödel, M. Heyer, M. Behmke, et al. High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude[J]. *Applied Physics B*, 2011, 103(2):295-302.
- [93] Schimpf D, Seise E, Limpert J, et al. Decrease of pulse-contrast in nonlinear chirped-pulse amplification systems due to high-frequency spectral phase ripples.[J]. *Optics Express*, 2008, 16(12):8876-8886.
- [94] Bromage J, Dorrer C, Jungquist R K. Temporal contrast degradation at the focus of ultrafast pulses from high-frequency spectral phase modulation[J]. *Eprint Arxiv*, 2010, 1509(1):1 - 2.
- [95] N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, A. P. Lutsenko, and S. Y. Tenyakov, "Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses," *Opt. Express* 16(5), 3178-3190 (2008).
- [96] Christophe D, Jake B. Impact of high-frequency spectral phase modulation on the temporal profile of short optical pulses [J]. *Optics Express*, 2008, 16(5):3058-68.
- [97] M. K. Jackson, G. R. Boyer, J. Paye, M. A. Franco, and A. Mysyrowicz, "Temporal diffraction by nonlinear interaction in optical fibers," *Opt. Lett.* 17(24), 1770-1772 (1992).
- [98] X. Liu, R. Wagner, A. Maksimchuk, E. Goodman, J. Workman, D. Umstadter, and A. Migus, "Nonlinear temporal diffraction and frequency shifts resulting from pulse shaping in chirped-pulse amplification systems," *Opt. Lett.* 20(10), 1163-1165 (1995).
- [99] N. Forget, A. Cotel, E. Brambrink, P. Audebert, C. L. Blanc, A. Jullien, O. Albert, and G. Chériaux, "Pump-noise transfer in optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* 30(21), 2921-2923 (2005).
- [100] Ross I N, New G H C, Bates P K. Contrast limitation due to pump noise in an optical parametric chirped pulse amplification system [J]. *Optics Communications*, 2007, 273(273):510-514.



- [101] Dorrer C. Analysis of pump-induced temporal contrast degradation in optical parametric chirped-pulse amplification [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(12):3048-3057.
- [102] Baumgartner R A, Byer R. Optical parametric amplification [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1979, 15(6):432-444.
- [103] Boyd R W. Nonlinear optics, third edition [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2009, 14(2):029902-029902-4.
- [104] G. Arisholm, General numerical methods for simulating second-order nonlinear interactions in birefringent method [J], *J. Opt. Soc. Am. B*. 1997, 14: 2543-2549.
- [105] Weideman J A C, Herbst B M. Split-Step Methods for the Solution of the Nonlinear Schrodinger Equation [J]. *Siam Journal on Numerical Analysis*, 1986, 23(3):485-507.
- [106] Driscoll T J, Gale G M, Hache F. Ti:sapphire second-harmonic-pumped visible range femtosecond optical parametric oscillator [J]. *Optics Communications*, 1994, 110(s 5-6):638-644.
- [107] Gale G M, Cavallari M, Driscoll T J, et al. Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator.[J]. *Optics Letters*, 1995, 20(14):1562-4.
- [108] Herrmann D, Veisz L, Tautz R, et al. Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(16):2459.
- [109] Demmler S, Rothhardt J, Hädrich S, et al. Control of nonlinear spectral phase induced by ultra-broadband optical parametric amplification [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(19):3933.
- [110] Okada H, Kiriya H, Mori M, et al. Demonstration of highly efficient broadband amplification in a optical parametric chirped-pulse amplifier system[J]. *Optical Review*, 2009, 16(1):1-3.
- [111] Bunkenburg J. A front end for ultra-intense optical parametric chirped-pulse amplification[C]// *Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2012 Conference on*. 2012:1-2.
- [112] Tang Y, Ross I N, Hernandez-Gomez C, et al. Optical parametric chirped-pulse amplification source suitable for seeding high-energy systems[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(20):2386-2388.
- [113] Jake Bromage, Christophe Dorrer, and Jonathan D. Zuegel, "Angular-dispersion-induced spatiotemporal aberrations in noncollinear optical





- parametric amplifiers," *Opt. Lett.* 35, 2251-2253 (2010).
- [114] A. Zaukevičius, V. Jukna, R. Antipenkov, V. Martinaitis, A. Varanavičius, A. Piskarskas, and G. Valiulis, "Manifestation of spatial chirp in femtosecond noncollinear optical parametric chirped-pulse amplifier," *J. Opt. Soc. Am. B* 28, 2902-2908 (2011).
- [115] Ross I N, Matousek P, New G H C, et al. Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification[J]. *Josa B*, 2002, 19(12):2945-2956.
- [116] Moses, Jeffrey, and S. W. Huang. "Conformal profile theory for performance scaling of ultrabroadband optical parametric chirped pulse amplification." *Journal of the Optical Society of America B* 28.4 (2011) : 812-831.
- [117] L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. D. Zuegel, "High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses," *Optics Letters*, 28(14), 1245-1247(2003).
- [118] 姜永亮, 冷雨欣, 赵宝真, 王乘, 梁晓燕, 陆海鹤, 徐至展. "High and stable conversion efficiency obtaining in single-stage multi-crystal optical parametric chirped pulse amplification system." *中国物理快报: 英文版*, 22(11), 2840-2842(2005).
- [119] L. Xu, L. Yu, X. Liang, Y. Chu, Z. Hu, L. Ma, Y. Xu, C. Wang, X. Lu, H. Lu, Y. Yue, Y. Zhao, F. Fan, H. Tu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, "High-energy noncollinear optical parametric-chirped pulse amplification in lbo at 800 nm," *Optics Letters*, 38(22), 4837(2013).
- [120] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E.A. Khazanov, & A.V. Kirsanov, et al. Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\*P crystals. *Laser Physics Letters*, 4(6), 421-427(2007).
- [121] Bagnoud V, Guardalben M J, Puth J, et al. High-energy, high-average-power laser with Nd:YLF rods corrected by magnetorheological finishing.[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(2):282-288.
- [122] Kato K. Second-harmonic generation to 2048 Å in beta-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1986, 22:1013.
- [123] Kato K. Tunable UV generation to 0.2325 micron in LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub> [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1990, 26.
- [124] Barnes N P, Gettemy D J, Adhav R S. Variation of the refractive index with temperature and the tuning rate for KDP isomorphs [J]. *J. Opt. Soc. Am.; (United States)*, 1982, 72:7(7):895-898.



- [125] Iwai M, Kobayashi T, Furuya, et al. Crystal growth and optical characterization of rare-earth (Re) calcium oxyborate  $\text{ReCaO}(\text{BO})$  (Re = Y or Gd) as new nonlinear optical material [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.* 1997, 36(2):276-279.
- [126] Bayramian A, Armstrong J, Beer G, et al. High-average-power femto-petawatt laser pumped by the Mercury laser facility[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, 25(25):B57-B61.
- [127] Liao Z M, Jovanovic I, Ebberts C A, et al. Energy and average power scalable optical parametric chirped-pulse amplification in yttrium calcium oxyborate [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(9): 1277-1279.
- [128] Martin R. Noise power spectral density estimation based on optimal smoothing and minimum statistics[J]. *IEEE Transactions on Speech & Audio Processing*, 2001, 9(5):504-512.
- [129] Liu Y H. Application of Power Spectral Density to Specify Optical Super-precision Surface[J]. *Aviation Precision Manufacturing Technology*, 2006, 42(2):1-3.
- [130] Erkin Sidick. Power spectral density specification and analysis of large optical surfaces[J]. *Proc Spie*, 2009, 7390(5):325-336.
- [131] Goldfischer L I. Autocorrelation Function and Power Spectral Density of Laser-Produced Speckle Patterns[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1965, 55(3).
- [132] Martin-Gonthier P, Magnan P. CMOS image sensor noise analysis through noise power spectral density including undersampling effect due to readout sequence [J]. *Electron Devices IEEE Transactions on*, 2014, 61(8):2834-2842.
- [133] 徐振海, 韩永宁, 王雪松. 非线性噪声放大器频谱畸变分析[J]. *信号处理*, 2004, 20(5):536-538.
- [134] Gordon J P, Louisell W H, Walker L R. Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I. [J]. *Physical Review*, 1961, 124(6):1646-1654.
- [135] Roy J. QUANTUM THEORY OF PARAMETRIC AMPLIFICATION. I[J]. *Physical Review*, 1967, 160(5):1076-1096.
- [136] Byer, R., and S. Harris. "Power and bandwidth of spontaneous parametric emission." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 168.4(1968):353-353.
- [137] Glauber, Roy, and F. Haake. "The initiation of superfluorescence." *Physics Letters A* 68.1(1978):29-32.



- [138] 王波鹏等. "OPCPA 系统中参量荧光的研究进展." 激光与光电子学进展 8(2013):177-183.
- [139] F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, "Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system," *New Journal of Physics* 8(10), 219 (2006).
- [140] J. Moses, S. W. Huang, K. H. Hong, O. D. Mücke, E. L. Falcão-Filho, A. Benedick, F. Ö. Ilday, A. Dergachev, J. A. Bolger, B. J. Eggleton, and F. X. Kärtner, "Highly stable ultrabroadband mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier optimized for superfluorescence suppression," *Opt. Lett.* 34, 1639-1641 (2009).
- [141] Manzoni C, Moses J, Kärtner F X, et al. Excess quantum noise in optical parametric chirped-pulse amplification.[J]. *Optics Express*, 2011, 19(9):8357-8366.
- [142] Stuart N H, Bigourd D, Hill R W, et al. Direct fluorescence characterisation of a picosecond seeded optical parametric amplifier[J]. *Optics Communications*, 2015, 336:319-325.
- [143] Gu X, Akturk S, Trebino R. Spatial chirp in ultrafast optics[J]. *Optics Communications*, 2004, 242(s 4-6):599-604.
- [144] Pablo Gabolde, Dongjoo Lee, Selcuk Akturk, and Rick Trebino, "Describing first-order spatio-temporal distortions in ultrashort pulses using normalized parameters," *Opt. Express* 15, 242-251 (2007)
- [145] Pretzler, G., A. Kasper, and K. J. Witte. "Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers." *Applied Physics B* 70.1(1999):1-9.
- [146] Selcuk Akturk, Xun Gu, Erik Zeek, and Rick Trebino, "Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp," *Opt. Express* 12, 4399-4410 (2004)
- [147] Ma, J., Zhang, R., Zhu, C., Zhao, H., Zhang, W., & Zhang, Z., et al. (2005). Spatial chirp and angular dispersion of the nonlinear crystal for a femtosecond OPO. *Optics & Laser Technology*, 37(1), 69-76.
- [148] Jake Bromage, Christophe Dorrer, and Jonathan D. Zuegel, "Angular-dispersion-induced spatiotemporal aberrations in noncollinear optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.* 35, 2251-2253 (2010).
- [149] Bor Z. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses [J]. *Optics Letters*, 1989, 14(2):119-21.



- [150] C. P. Hauri, M. Bruck, W. Kornelis, J. Biegert, and U. Keller, "Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier," *Opt. Lett.* 29, 201-203 (2004).
- [151] I. P. Christov, "Amplification of femtosecond pulses in a spatially dispersive scheme," *Opt. Lett.* 17, 742-744 (1992).
- [152] J. Faure, J. Itatani, S. Biswal, G. Chériaux, L. R. Bruner, G. C. Templeton, and G. Mourou, "A spatially dispersive regenerative amplifier for ultrabroadband pulses," *Opt. Commun.* 159, 68-73 (1999).
- [153] Chichkov, N. B., B nting, U., & Wandt, D. (2009). Spatially dispersive regenerative amplification of ultrashort laser pulses. *Optics Express*, 17(26), 24075-24083.
- [154] Gatti, A., Wiedemann, H., Lugiato, L. A., Marzoli, I., Oppo, G. L., & Barnett, S. M. (1997). Langevin treatment of quantum fluctuations and optical patterns in optical parametric oscillators below threshold. *Physical Review A*, 56(56), 877-897.



## 攻读博士学位期间已发表或录用的论文

### 已发表或录用的学术论文

- [1] **J. Wang**, J. Ma, P. Yuan, D. Tang, B. Zhou, G. Xie, and L. Qian, "Scattering-initiated parametric noise in optical parametric chirped-pulse amplification," *Optics Letters* **40**, 3396-3399 (2015)
- [2] **J. Wang**, J. Ma, Y. Wang, P. Yuan, G. Xie, and L. Qian, "Noise filtering in parametric amplification by dressing the seed beam with spatial chirp," *Optics Letters* **39**, 2439-2442 (2014).
- [3] **J. Wang**, P. Yuan, J. Ma, Y. Wang, G. Xie, and L. Qian, "Surface-reflection-initiated pulse-contrast degradation in an optical parametric chirped-pulse amplifier," *Optics Express* **21**, 15580-15594 (2013).
- [4] J. Ma, **J. Wang**, P. Yuan, G. Xie, K. Xiong, Y. Tu, X. Tu, E. Shi, Y. Zhang, and L. Qian, "Quasi-parametric amplification of chirped pulses based upon a Sm<sup>3+</sup>-doped yttrium calcium oxyborate crystal," *Optica* **2**, 1006-1009 (2015).
- [5] J. Ma, P. Yuan, **J. Wang**, Y. Wang, G. Xie, H. Zhu and L. Qian, "Spatiotemporal noise characterization for chirped-pulse amplification systems," *Nature Communications* **6**, 6192 (2015).
- [6] Y. Wang, J. Ma, **J. Wang**, P. Yuan, G. Xie, X. Ge, F. Liu, X. Yuan, H. Zhu, and L. Qian, "Single-shot measurement of  $>10^{10}$  pulse contrast for ultra-high peak-power lasers," *Scientific Reports* **4**, 3818 (2014)
- [7] K. Zhao, H. Z. Zhong, P. Yuan, G. Q. Xie, **J. Wang**, J. G. Ma, and L. J. Qian, "Generation of 120 GW mid-infrared pulses from a widely tunable noncollinear optical parametric amplifier," *Optics Letters* **38**, 2159-2161 (2013).



- [8] P. Yuan, J. Ma, Y. Wang, **J. Wang**, D. Tang, and L. Qian, “Pump phase transfer and its control in hybrid seeded optical parametric amplifiers,” *High power Laser Science and Engineering* **2**, doi: 10.1017/hpl.2014.36 (2014).

#### 已授权或受理的发明专利

- [1] L. Qian, **J. Wang**, P. Yuan, J. Ma, Y. Wang, and G. Xie, “Method for filtering noises in optical parametric chirped-pulse amplifier and device therefor,” 美国专利号: US patent 9203207 B2, 申请时间: 2014-09-02, 授权时间: 2015-12-01。
- [2] 钱列加, **王 静**, 袁 鹏, 马金贵, 王永志, 谢国强, “光参量啁啾脉冲放大器噪声滤除方法及装置”, 国家发明专利受理号: 201410135997.1, 申请日期: 2014-04-04。



## 致 谢

在此论文完成之际，回顾过往三年，甘苦中积渐以进，其中每一步都伴随着师长亲友的关怀与帮助。什么是幸福？这就是种幸福。

首先感谢我的导师钱列加教授，本论文是在他悉心指导下完成的。三年多前，我带着学习非线性光学的向往申请读钱老师的研究生。如今回看研究生期间的所学所获，甚感欣慰。在我初入学阶段，最开心的是听钱老师讲解光学、非线性光学中的基本概念，他的讲解生动形象且直指精髓，使我能够比较快速建立起专业知识框架，进入有效率的研究状态。随着研究工作的深入和难度的增加，除了专业知识，我深刻感受和学习到还有他执着、严谨、积极的工作态度。在我觉得工作比较顺利的时候，他是严苛的，要求深学精思；而在我工作遇到困难、甚至毫无头绪时，他总是积极鼓励的，教导我在思路上要始终明确研究的总体目标，同时要对支撑这一目标的理念非常清醒，这样才能不被具体困难牵制。这些思维方式和工作方法让我受益匪浅。此外，特别感谢钱老师在指导我学术论文写作方面的耐心和坚持。钱老师是一位以身立行、用心传授专业知识、传递科研工作趣味、有信念、负责任的好导师。寥寥数语，无法完整地表达我的感谢与感恩，这一份影响将使我终生受益。

特别感谢袁鹏老师、马金贵博士后，他们一直给予我最大的支持与帮助，本论文中每一项工作都包含了他们的付出和心血。我在实验方面缺乏经验，他们就是我光学实验的老师，耐心教授我方法，协助我完成实验。希望在未来的工作中，我能够更多地回馈他们。感谢唐道龙、周冰洁、王永志等同学，我们一起讨论学习中遇到的难题，也分享分担生活中的快乐与烦恼。读博士是一段有压力的历程，还好有这些伙伴在。感谢上海交通大学激光等离子体实验室的谢国强、郑君、远晓辉、葛绪磊、黄芙蓉、林毅等老师对我学习工作的无私帮助，这是个协同、有爱的集体。

感谢我的爱人对我一如既往的支持与理解。感谢我的父母，无论我走多远，他们始终守望、分担。

水无所起止，完成博士阶段的求学，我也将进入工作阶段，继续从事激光技术相关研究。期望步入新阶段的自己能够不急不懈，持之以恒，完成一些有意义的工作，对这个专业有所贡献。



13004103

# 上海交通大学

## 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密，在\_\_\_\_年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名：

指导教师签名：

日期： 2016 年 05 月 30 日

日期： 2016 年 05 月 30 日





13004103

# 上海交通大学

## 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 2016 年 05 月 30 日



13004103

## 上海交通大学博士学位论文答辩决议书



0130722005

姓名	王静	学号	0130722005	所在学科	光学工程
指导教师	钱列加	答辩日期	2016-05-30	答辩地点	激光等离子体楼3楼会议室
论文题目	啁啾脉冲放大环境中的光参量噪声研究				
投票表决结果: <u>7/7/7</u> (同意票数/实到委员数/应到委员数) 答辩结论: <input checked="" type="checkbox"/> 通过 <input type="checkbox"/> 未通过					
评语和决议:					
<p>2016年05月30日在上海交通大学激光等离子体实验室听取了王静同学的博士学位答辩汇报。王静同学的博士学位论文系统研究了光参量啁啾脉冲放大器(OPCPA)的噪声特性和降噪技术,研究工作对解决超短超强激光领域脉冲信噪比这一科学技术难题、推动超短超强激光的发展与应用具有重要作用。研究工作的主要创新点包括:</p> <p>(1) 完整地研究了OPCPA放大器的噪声机理,新发现了“后沿次脉冲向前沿非线性转移”和“散射起源的光参量噪声”两类重要的噪声,对这两类噪声的产生、增长规律及其对系统输出脉冲质量的影响开展了系统的研究,完善了OPCPA放大器噪声的基础理论,为全方位、全流程控制OPCPA系统噪声,提升信噪比奠定了物理基础。</p> <p>(2) 基于噪声功率谱密度分析的新方法,研究了OPCPA放大过程中噪声的整体演变特性以及输出脉冲信噪比与放大器工作参数之间的关系;揭示了在OPCPA放大器中不同频率成分及种类的噪声之间会发生非线性相互作用,为完善OPCPA系统设计,有效抑制放大过程的脉冲信噪比退化提供了必要的理论依据。</p> <p>(3) 提出了适用于OPCPA/CPA放大器降噪的滤波技术——空间与光谱域耦合滤波,并通过“时空啁啾脉冲”的技术途径具体实现了OPCPA放大器的空间与光谱域耦合滤波,实验演示了这一技术</p>					