



·激光传输与控制·

## 近红外波段宽带时间低相干光参量放大技术\*

张淳耀, 赵晓晖, 高妍琦, 王 韬, 张天雄, 饶大幸, 刘 栋,  
崔 勇, 季来林, 史海涛, 冯 伟, 隋 展

(中国工程物理研究院 上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

**摘 要:** 在激光驱动惯性约束核聚变研究中, 具有宽带、低相干特性的时间低相干光源将有望降低激光与等离子体相互作用的不稳定性, 成为新一代激光驱动装置的有力竞争者。实现高功率低相干光放大输出是低相干光驱动器能否应用于惯性约束聚变领域的核心。光参量放大具有大带宽、高增益、无热效应等优势, 可避免能级型放大介质的光谱窄化问题, 是实现宽带低相干光放大的有效方案。系统阐述了宽带时间低相干光参量放大技术的原理和技术特性, 并基于实验验证了采用非共线相位匹配的近红外波段宽带时间低相干光级联参量放大过程, 最终实现 $7 \times 10^7$ 的放大增益和 13.19% 的转换效率。

**关键词:** 光参量放大; 超辐射光; 谱非相干光; 惯性约束聚变; 非线性光学

中图分类号: O437.4

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202234.210267

## Near-infrared broadband low-temporal-coherence optical parametric amplification

Zhang Chunyao, Zhao Xiaohui, Gao Yanqi, Wang Tao, Zhang Tianxiong, Rao Daxing, Liu Dong,  
Cui Yong, Ji Lailin, Shi Haitao, Feng Wei, Sui Zhan

(Shanghai Institute of Laser Plasma, CAEP, Shanghai 201800, China)

**Abstract:** In the research of the laser-driven inertial confinement nuclear fusion, a low-temporal-coherence light source with broadband and low-coherence characteristics is expected to reduce the instability of the interaction between laser and plasma and to become a strong competitor of a new generation laser driving devices. Realizing high-power low-coherence optical amplification output is the core of whether low-coherence optical drivers can be applied of inertial confinement fusion. Optical parametric amplification has the advantages of large bandwidth, high gain and no thermal effect, etc., which can overcome the spectrum narrowing of the energy-level amplifying medium; it is also an effective solution for realizing broadband low-coherence optical amplification. This paper systematically expounds the principle and technical characteristics of temporally low-coherence optical parametric amplification technology. Carrying out the experiment through near-infrared broadband low-coherent optical cascade parametric amplification process with non-collinear phase match, we reach the final amplification gain of  $7 \times 10^7$  and conversion efficiency of 13.19%.

**Key words:** optical parametric amplification, super luminescent light, spectral incoherent broadband pulse, laser inertial confinement fusion, nonlinear optics

大能量、高功率的激光可在实验室条件下创造物理研究所需的高压、高温等极端环境, 是惯性约束核聚变 (ICF)、天体物理、高能量密度物理等领域最重要的研究工具之一<sup>[1-3]</sup>。激光的产生源于增益介质在外界辐射场激励下的辐射放大, 所以辐射产生的光子具有完全相同的频率、相位、波矢和振幅, 具有极高的光子简并度, 即具有高相干性。因此, 激光器相比于普通光源, 具有极高的功率密度。目前, 国际上高功率激光装置, 大多采用钽玻璃作为增益介质, 通过多程放大, 将  $\mu\text{J}$  级的单脉冲能量放大到  $10^4$  J 级, 同时具有良好的远场聚焦能力和精密的时频

\* 收稿日期: 2021-07-11; 修订日期: 2021-09-17  
基金项目: 国家自然科学基金项目 (12074353)  
联系方式: 张淳耀, [chunyao96@sina.com](mailto:chunyao96@sina.com)。  
通信作者: 赵晓晖, [xhzhao\\_silp@163.com](mailto:xhzhao_silp@163.com)。

控制能力。

但是随着研究的深入,激光所具有的高相干性会在某些方面带来负面影响。在 ICF 领域,激光高相干性引发的高强度散斑使小尺度自聚焦、受激拉曼散射(SRS)、受激布里渊散射(SBS)等参数不稳定性的迅速增长造成激光能量损失,同时产生的高能电子将聚变燃料进行预热,降低其可压缩性,成为聚变点火成功的阻碍。例如美国 Nova 激光器在均匀低密度等离子体中进行的相互作用实验表明,入射激光的 SBS 后向散射能量高达 35%;在其他实验中,SRS 反射的能量高达 25%<sup>[4]</sup>。同时,在如光学相干层析成像<sup>[5]</sup>、光学陀螺仪和传感器<sup>[6]</sup>以及波分复用系统测试等应用中,高相干光在传输过程中因扰动所引入的强度调制不稳定性和空间散斑极大影响了扫描精度和成像效果。宽带时间低相干光有望在继承传统高相干激光高方向性和高亮度优势的前提下,又有以下特征:具有瞬时宽带的特性,在任意时刻都具有丰富的频率成分,各频率成分的相位随机分布;满足统计光学上偏振热光的统计特性,振幅与相位统计独立,瞬时强度呈负指数分布。因此有望克服因高相干性引起的调制不稳定性和空间散斑。由于目前大部分低相干光源的功率和能量水平较低,探索高功率大能量的低相干脉冲输出将极大程度上扩展其应用范围。

本文基于光参量放大(OPA)的方法研究了宽带时间低相干光的放大过程。建立了参量放大的理论模型并建立了相应的数值分析模型,得出了参量放大过程中宽带时间低相干光时间波形及光谱分布的演化规律。并构建了非共线相位匹配的近红外波段宽带时间低相干光级联的实验装置,对输出光进行观测,对放大后低相干光的时间波形、光谱和近场分布进行分析,同时实验实现了 $7 \times 10^7$ 的放大增益和 13.19% 的转换效率。

## 1 低相干光参量放大技术的研究现状

高相干光参量放大已得到深入研究并广泛应用于超强超短脉冲激光装置中,其基本原理是基于二阶非线性效应的差频过程,高功率泵浦光在相位匹配条件下对信号光进行放大并产生一束闲频光。通过求解三波混频的非线性耦合波方程组可得出信号光放大稳定增益区间,同时在放大过程中考虑三波的相位匹配、群速度匹配,实现信号光大带宽、高增益的放大过程。在此基础上,结合啁啾脉冲放大技术(CPA),可实现高峰值功率超短超强激光输出。

目前,对于低相干光参量放大的研究仍然处于起步阶段。Antonio Picozzi 等人<sup>[7]</sup>研究对比了相干泵浦和非相干光泵浦条件下相干信号光的放大,探究了群速度失配对于参量放大过程和相干性的影响关系。通过计算泵浦光的自相关函数来分析所产生的信号波的相干性,证明了由于相位匹配机制和波间的相互对流(即群速度失配)的存在,非相干泵浦源可以产生振幅和相位同时波动的相干信号场,非相干性被闲频光所继承,而信号光的相干性随着泵浦光相干性的减小而增大。在后续的报道中,Antonio Picozzi<sup>[8]</sup>继续探究了群速度色散(或衍射)对非相干泵浦的参量放大过程相干特性的影响。群速度色散在参量放大过程中表现为频谱滤波,使得非相干泵浦存在时信号光获得的相干性比全相干泵浦存在时信号光获得的相干性高。非相干泵浦可以高效地放大具有高度相干性的信号光。

最近,美国罗彻斯特大学 LLE 实验室开始了对基于 Omega 装置的宽带低相干光的参量放大技术的探索<sup>[9]</sup>,采用第二级 OPA 共线相位匹配的方式对中心波长为 1030 nm、带宽约为 15 nm 的时间低相干信号光进行放大。在输出端同时利用放大后的信号光和闲频光,其能量总和为 400 mJ,转换效率达到 70%。利用这一方案,LLE 实验室规划建设新一代激光装置 FLUX,预期实现百 J 级宽带低相干信号光放大输出,并结合频率转换技术最终实现宽带紫外三倍频输出。该装置计划用于研究激光等离子体相互作用机理以及低相干光对激光等离子体不稳定性的抑制,并为下一代 ICF 激光驱动器的建设提供技术储备。

## 2 宽带时间低相干光参量放大的技术原理

### 2.1 宽带低相干光参量放大的理论模型

超辐射光近似于混沌光,不具有解析形式,根据 C. Dorrer 等人<sup>[10]</sup>提出的采用数值方法可以构建一个时序样本,表征经过时域及光谱整形后脉冲。具体流程如下:首先为一个电场白噪声复信号 $E_0^f(\Delta\nu)$ 的频谱分量分配一个介于 $-\pi$ 和 $\pi$ 之间的随机相位(振幅 $S=1$ , $\Delta\nu \equiv \nu - \nu_0$ ,其中 $\nu_0$ 为载波频率, $\nu$ 为光频率);通过傅立叶变换将信号由频域变换到时域,在时域通过一个 3 ns 的超高斯包络 $G(t)$ 进行脉冲整形,得到需要的信号 $E_0^t(\Delta\nu)$ ;再做返回频率域,通过加载滤波函数 $H(\nu)$ 获得需要的光谱形状,作为频域信号 $E_1^f$ ;最后逆傅里叶变换成为时域信号。通过缩放系数 $\beta$ 保证能量守恒,即信号时间积分等于实际信号的平均通量 $F$ ,满足关系式

$$F = \int \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\beta_{\text{eff}}(E_s^i(\Delta\nu))|^2 dt \quad (1)$$

值得一提的是, 宽带时间低相干光的另一个典型特征<sup>[11]</sup>是: 在倍频过程中, 由于振幅和谱相位具有统计独立性, 且相位在 $[-\pi, \pi]$ 的整个范围内均匀分布, 其倍频光频谱与基频光频谱的自卷积成正比

$$I_{2\omega}(\nu) \propto I_{\omega}(\nu) \otimes I_{\omega}(\nu) \quad (2)$$

不同于相干倍频过程, 在相干倍频过程中, 倍频光频域电场与基频光电场的自卷积成正比。这是通过分析宽带低相干光的倍频(SHG)过程, 考虑基频光具有光偏振热光的统计特性, 在小信号近似的分析方法上得到的结论<sup>[11]</sup>。可以看出, 宽带时间低相干光的非线性过程与相干光具有显著区别, 其统计特性将影响转换效率、输出光场频谱特性、相干性、带宽等性质。

## 2.2 宽带时间低相干光参量放大过程的相位匹配条件

非线性参量过程中, 泵浦光、种子光和闲频光需同时满足能量守恒和动量守恒条件

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (3)$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (4)$$

其中 $\omega$ 为角频率,  $\mathbf{k}$ 为光波波矢, 下标 p, s 和 i 分别代表泵浦光、种子光和闲频光。动量守恒条件即为相位匹配条件, 将相位失配量

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta \quad (5)$$

在信号光中心频率 $\omega_{s0}$ 处进行泰勒展开

$$\Delta\mathbf{k} = \Delta\mathbf{k}_0 + \frac{\partial\Delta\mathbf{k}}{\partial\omega_s} \Delta\omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Delta\mathbf{k}}{\partial\omega_s^2} (\Delta\omega_s)^2 + \dots = \Delta\mathbf{k}_0 + \frac{1}{V_g} \Delta\omega_s + \frac{1}{2} \beta (\Delta\omega_s)^2 + \dots \quad (6)$$

展开后第二项中 $V_g$ 称为群速度, 第三项中 $\beta$ 称为群速度色散。而能否同时满足相位匹配和群速度匹配条件, 是实现高效率参量放大的核心问题。对于宽带时间低相干光, 关键在于参量放大过程需要满足全部频率分量的相位匹配。我们所选择参量放大过程通常使用的 LBO、BBO 晶体的非共线相位匹配方法, 如图 1 所示, 通过调节泵浦光和非线性晶体光轴的夹角以及信号光与泵浦光二者的夹角, 满足传播方向上的群速度匹配来实现宽带相位匹配。

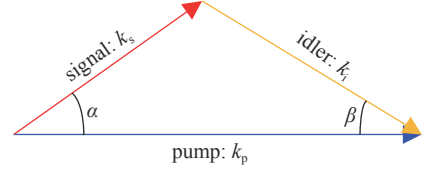


Fig. 1 Configuration for the noncollinear phase match

图 1 非共线相位匹配

## 2.3 宽带时间低相干光参量放大的仿真模型

我们采用 G. Arisholm 在文章 [12] 所描述的推导方法和符号表示来推导在晶体中发生的参量过程。宽带时间低相干光和相干平顶超高斯脉冲光的光束口径为 mm 量级, 同时忽略了光场的展宽, 如衍射和空间走离效应等影响。因此, 泵浦光、信号光和闲频光是沿晶体内纵向传播距离  $z$  和时间  $t$  的函数。需注意在此处的推导满足

$$\tilde{E}(z, t) = A(z, t) e^{i(kz - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (7)$$

对于频域 $\tilde{A}(z, \omega)$ 和时域 $A(z, t)$ , 有如下关系

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} &= i \delta k(\omega) \tilde{A}(z, \omega) \\ \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} &= i \text{FT}^{-1} \delta k(\omega) \text{FT}[A(z, t)] \end{aligned} \quad (8)$$

线性传播距离  $z$  由频率相关的相位 $k(\omega)z$ 表示, 其中 $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ ,  $n$ 是对应于双折射晶体不同偏振方向晶轴的折射率。而 $\delta k(\omega)$ 表示中心频率相关的传播项。由于相位匹配条件, 二次谐波产生的影响和小信号增益下的自相位调制可以忽略。因此在以上条件下, 唯一影响光场演化的非线性驱动项与时域内两个其他场(或其复共轭)的乘积成比例

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s(z, t)}{\partial z} &= i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_1 c} A_i^* A_p \exp(i\Delta k z) \\ \frac{\partial A_i(z, t)}{\partial z} &= i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_1 c} A_s^* A_p \exp(i\Delta k z) \\ \frac{\partial A_p(z, t)}{\partial z} &= i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c} A_s A_i \exp(-i\Delta k z) \end{aligned} \quad (9)$$

在线性方程(8)的基础上,结合非线性项(9),得到由微分方程组成的耦合系统。耦合波方程表示为

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_s}{\partial z} &= i\text{FT}^{-1}\delta k_s(\omega)\text{FT}[A_s] + i\frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} A_i^* A_p \exp(i\Delta k z) \\ \frac{\partial A_i}{\partial z} &= i\text{FT}^{-1}\delta k_i(\omega)\text{FT}[A_i] + i\frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} A_s^* A_p \exp(i\Delta k z) \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} &= i\text{FT}^{-1}\delta k_p(\omega)\text{FT}[A_p] + i\frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c} A_s A_i \exp(i\Delta k z)\end{aligned}\quad (10)$$

其中:  $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数,  $n$  为频率  $\omega$  处的晶体折射率。

耦合波方程的求解采用分步傅里叶法<sup>[13]</sup>。线性传播项在频域内计算,非线性驱动项在时域内计算,每一步都需要进行傅里叶变换和傅里叶逆变换。对于给定步长  $\delta z$ , 线性传播的影响可以转换为附加相位项  $\delta k_i(\omega)\delta z$  分别对泵浦光、信号光和闲频光的谱场的影响。非线性驱动项需要在时域使用四阶龙格-库塔法进行计算。模拟中步长选择  $\delta z = 0.1$  mm, 晶体长度设置为第一级  $45$  mm $\times$ 2, 第二级  $15$  mm $\times$ 2, 非共线角  $\alpha$  设置为  $0.5^\circ$ , 相位匹配角  $22.8^\circ$ 。信号光为  $3$  ns 宽带时间低相干光, 中心波长  $1053$  nm, 泵浦光为  $4$  ns 超高斯平顶脉冲光, 波长  $532$  nm。我们给出了两级非共线 OPA 过程中泵浦光和信号光的时域分布, 图 2(a) 可以看出一级 OPA 为小信号放大, 泵浦光能量并未发生显著变化, 图 2(b) 中当进入二级 OPA 后, 泵浦光能量发生了大量的转移使信号光得到饱和放大。图 2(c) 对最终输出的信号光和闲频光的光谱分布进行了模拟, 产生了中心波长  $1053$  nm 的信号光和  $1075$  nm 的闲频光。理论转换效率  $46.6\%$ 。模拟中出现的强尖峰而实验图像相对平滑的原因有两个: 一是实验中示波器的分辨率不足, 采样精度不够; 二是尖峰的产生是低相干光的统计特性决定, 在模拟中对函数进行了均值滤波的处理, 是为了更贴近实验环境。

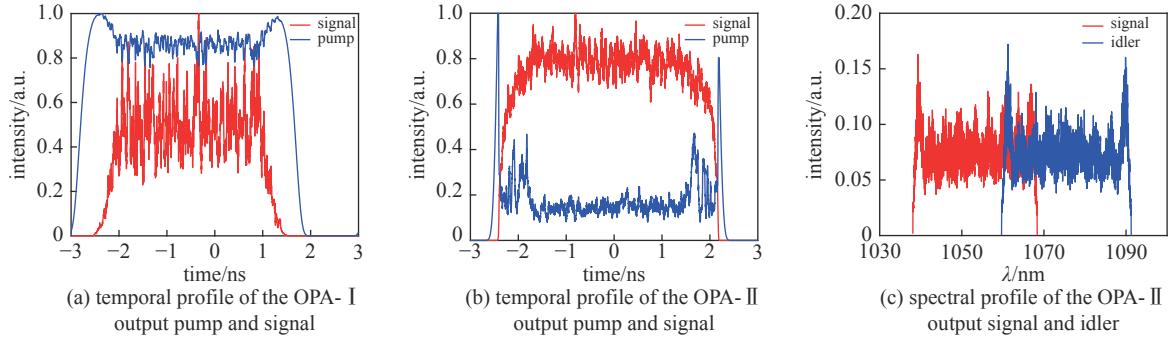


Fig. 2 Numerical simulation temporal characteristics of OPA processes

图 2 OPA 过程的数据模拟结果

考虑在非线性晶体中的空间走离效应<sup>[14]</sup>, 通常是光的能流方向(波印廷矢量方向)与光波矢方向不同导致的。我们需要计算两种晶体的空间走离。对于一级 OPA 放大的 LBO 晶体, 为负双轴晶体, 设泵浦光偏振方向位于  $xy$  平面内, 空间走离角记为  $\rho$ , 其表示为

$$\rho = \arctan\left[\frac{1}{2}\frac{n_y^2(\lambda_p) - n_x^2(\lambda_p)}{n_y^2(\lambda_p)\sin^2\theta + n_x^2(\lambda_p)\cos^2\theta}\sin 2\theta\right]\quad (11)$$

其中  $\theta$  为相位匹配角, I 类相位匹配时

$$\theta = \arccos\left[\sqrt{\frac{1/n_x^2(\lambda_p) - 1/n^2(\lambda_p)}{1/n_x^2(\lambda_p) - 1/n_y^2(\lambda_p)}}\right]\quad (12)$$

其中光轴对应的折射率

$$\begin{aligned}n_x^2 &= 2.454\,140 + \frac{0.011\,249}{\lambda^2 - 0.011\,350} - 0.014\,591\lambda^2 - 6.60 \times 10^{-5}\lambda^4 \\ n_y^2 &= 2.539\,070 + \frac{0.012\,711}{\lambda^2 - 0.012\,523} - 0.018\,540\lambda^2 + 2.20 \times 10^{-4}\lambda^4 \\ n_z^2 &= 2.586\,179 + \frac{0.013\,099}{\lambda^2 - 0.011\,893} - 0.017\,968\lambda^2 - 2.26 \times 10^{-4}\lambda^4\end{aligned}$$

泵浦光折射率写为

$$n(\lambda_p) = [n_z(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_z(\lambda_i) \cos \alpha / \lambda_i] / \lambda_p \quad (13)$$

在负单轴 BBO 晶体中<sup>[15]</sup>,  $\rho$  表示为

$$\rho = \arctan \left[ \frac{1}{2} \frac{n_e^2(\lambda_p) - n_o^2(\lambda_p)}{n_e^2(\lambda_p) \sin^2 \theta + n_o^2(\lambda_p) \cos^2 \theta} \sin 2\theta \right] \quad (14)$$

其中寻常光(o光)和非寻常光(e光)的折射率

$$n_o^2 = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2$$

$$n_e^2 = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2$$

而 BBO 晶体和 LBO 晶体中相位匹配角与非共线角的关系分别对应为

$$\theta = \arcsin \left[ \frac{n_e(\lambda_p)}{n_o(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_o(\lambda_i) \cos \alpha / \lambda_i} \cdot \sqrt{\frac{n_o(\lambda_p)^2 - (n_o(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_o(\lambda_i) \cos \alpha / \lambda_i)^2}{n_o(\lambda_p)^2 - n_e(\lambda_p)^2}} \right] \quad (15)$$

$$\theta = \arcsin \left[ \frac{n_x(\lambda_p)}{n_z(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_z(\lambda_i) \cos \alpha / \lambda_i} \cdot \sqrt{\frac{n_y(\lambda_p)^2 - (n_z(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_z(\lambda_i) \cos \alpha / \lambda_i)^2}{n_y(\lambda_p)^2 - n_x(\lambda_p)^2}} \right] \quad (16)$$

其中  $\alpha$  为信号光与泵浦光的夹角,  $\beta$  为闲频光与泵浦光的夹角。计算出泵浦光空间走离角随相位匹配角的变化如图 3 所示, 泵浦光与信号光相位匹配角随非共线角的变化如图 4 所示。

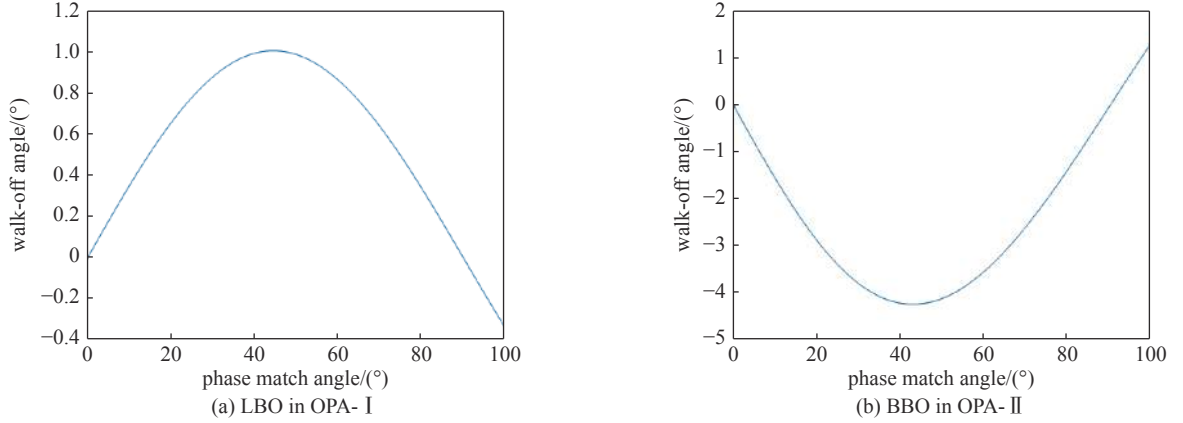


Fig. 3 Variation of pumping walk-off angle with phase matching angle in different noncollinear crystal

图 3 泵浦光走离角随相位匹配角的变化

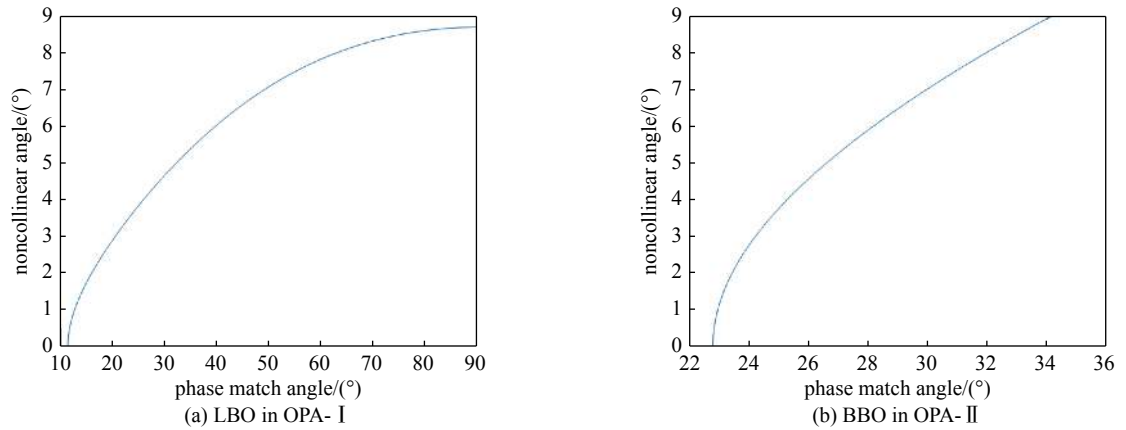


Fig. 4 Variation of pump-signal noncollinear angle with phase matching angle in different noncollinear crystal

图 4 泵浦光与信号光相位匹配角随非共线角的变化

由图 3 和图 4 可知, 532 nm 泵浦光在 LBO 晶体中相位匹配角为 11.7° 时, 泵浦光束的走离角为 0.41°, 最佳非共线角为 0.47°。在 BBO 晶体中相位匹配角为 22.81° 时, 泵浦光束的走离角为 -3.08°, 最佳非共线角为 1.5°。当选择非共线相位匹配时, 可以部分补偿泵浦光与信号光之间的空间走离效应。同时可计算出空间走离长度

$$L_s = D \cos \alpha \cos |\rho| / \sin(|\rho| - \alpha) \quad (17)$$

其中:  $D$  为光束口径, 可以看出空间走离长度与泵浦光光束口径相关, 理论上可以使用较大的光斑直径来减小 OPA 过程中的空间走离效应。而在本次实验中, LBO 中空间走离长度为 8.32 cm, 在 BBO 晶体中空间走离长度为 4.25 cm。

实际的转换效率将明显低于理论值, 由于采用了较长的非线性晶体, 而非共线相位匹配引入空间走离随晶体长度增加所产生的影响愈加明显。还需要考虑到泵浦光在时间和空间波形上的理想近似, 其形状并不能完全如理论计算中所模拟的 10 阶超高斯脉冲。相位匹配角和非共线角产生与波长不相匹配的角色散也会导致效率下降。如果在模拟中对实际情况中可能出现的损耗情况考虑在内, 最终得到放大率为 24.72% 会更贴近实际情况。

### 3 宽带时间低相干光参量放大过程实验验证

用 OPA 放大近红外波段宽带时间低相干光的实验方案如图 5 所示。采用中心波长 1053 nm、带宽约为 30 nm 的超辐射发光二极管(SLD)作为种子源, 如图 6(a)所示。时间波形通过任意波形发生器(AWG)进行调节, 实现 3 ns 的平顶脉冲输出, 如图 6(b)所示。将种子源发射到自由空间并进行准直, 产生光斑口径为 2 mm 的光束, 单脉冲能量约为 1 nJ, 重复频率为 1 Hz。由于种子光来源于单模光纤, 因此是空间高相干的。泵浦光使用 532 nm 的相干脉冲激光, 时间波形为 4 ns 的超高斯脉冲(图 6(b)), 重复频率为 1 Hz, 泵浦信号同步时间抖动 0.3 ns。经过分光镜进行分束后, 分别对两级 OPA 过程进行泵浦, 光束口径为 2 mm。实验中采用 1/2 波片和偏振片进行偏振态和能量大小的调节。

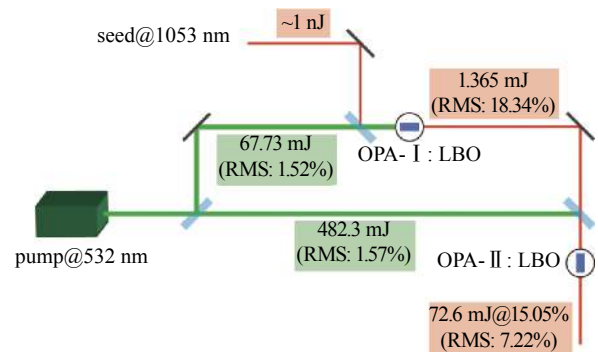


Fig. 5 Experimental layout  
图 5 实验方案示意图

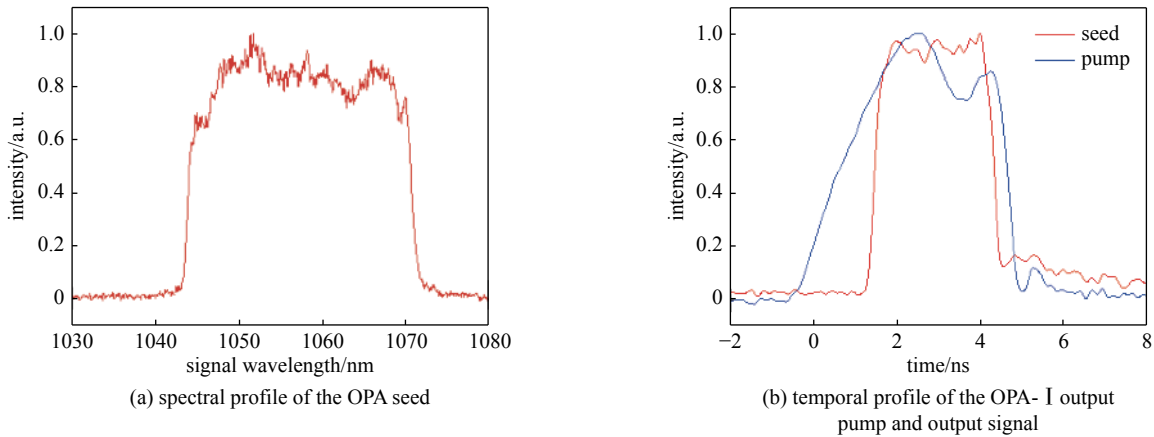


Fig. 6 Spectral and temporal profile of the broadband incoherent pulse and temporal profile of the input pump  
图 6 输入信号光时域、频域分布和泵浦光时域分布图

种子光和泵浦光在等光程位置测量时间延迟后使用同步机进行同步, 使脉冲在时域上重叠, 同时入射到二向色镜表面进行合束, 完成空间上的交叠来确保转换效率。泵浦光经过分光镜后, 第一路激光输出能量为 67.73 mJ, 第二路激光输出能量为 482.3 mJ。一级 OPA 放大后只保留信号光作为下一级 OPA 过程的输入。在非线性晶体的选择上, 一级 OPA 过程由两块 45 mm 的 LBO 晶体组合, 采用非共线几何结构, 非共线角为 0.5°。二级 OPA 一块 15 mm 的 BBO 晶体组合, 采用非共线几何结构, 非共线角为 1.5°。实验中一级 OPA 放大获得信号光输出能量为 1.365 mJ, 二级 OPA 放大获得信号光输出能量 72.6 mJ, 放大倍率达  $7.2 \times 10^7$ , 转换效率为 13.19%。我们对一级 OPA 放大过程中产生的参量荧光进行了检测, 其能量大小在 10 nJ 量级。同时, 在两级放大中间加入了小孔滤波用于消除参量荧光。在放大过程中使用更长的晶体会伴随线性及非线性损耗, 而空间滤波的小孔对信号光的能量也有削弱。

参量放大过程中各脉冲的时域分布如图 7 所示。图 7(a)为一级 OPA 放大过程后泵浦光与信号光的时域信号, 信号光后沿塌陷的可能原因是参量放大过程中种子光源不稳定导致工作点的抖动造成, 致使时域信号小于 3 ns,

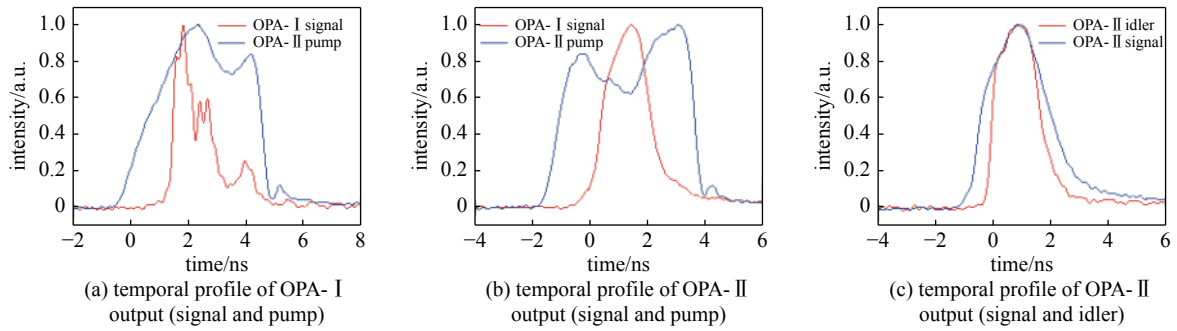


Fig. 7 Time domain distribution of the broadband incoherent pulses

图 7 宽带时间低相干光参量放大过程时域分布图

在完全相同实验条件下,不同的脉冲发次间会观测到时域信号后沿的振荡。但由于低相干光的特质,时域上脉冲形状的变化并不会影响到光谱形状。图 7(b)为第二级 OPA 放大过程中输出信号光与泵浦光的时域信号,可以看到泵浦光中心处由于参量放大而形成凹陷,表明在大能量泵浦情况下发生了明显的向信号光和闲频光的能量转移。图 7(c)为输出端信号光与闲频光的时域分布。闲频光具有近似同时域波形,但脉宽相比于信号光略窄,可能原因是晶体中群速度走离,仍然需要进行后续更精密的实验来消除此现象。

参量放大过程各脉冲光谱分布如图 8 所示,OPA 放大后的信号光均为 3 ns,实验测量中使用的示波器带宽为 4 GHz。图 8(a)和图 8(b)分别为一、二级放大后信号光的输出光谱。光谱带宽约为 28 nm。图 8(c)为两级放大后信号光与种子光的光谱比对。图 8(d)为第二级 OPA 放大后输出的信号光与闲频光的光谱分布情况。由于采用非共线相位匹配,得以分别观测信号光和闲频光的光谱结构,其中信号光覆盖 1050~1070 nm 波段,而闲频光覆盖 1057~1072 nm 波段。由于采用非共线相位匹配,闲频光无法被利用。在下一步的研究中,将对信号光短波(闲频光长波)部分增益较低的机理进行研究,选择更合适的非线性晶体结合共线相位方案,实现约为 50 nm 的近红外波段低相干光的放大输出。参量放大输出的近场如图 9 所示,图 9(a)为一级 OPA 输出的信号光近场分布,图 9(b)为二级 OPA 输出信号光近场分布。放大光束的空间调制是由实验装置中的泵浦光引起的,通过控制泵浦近场可以

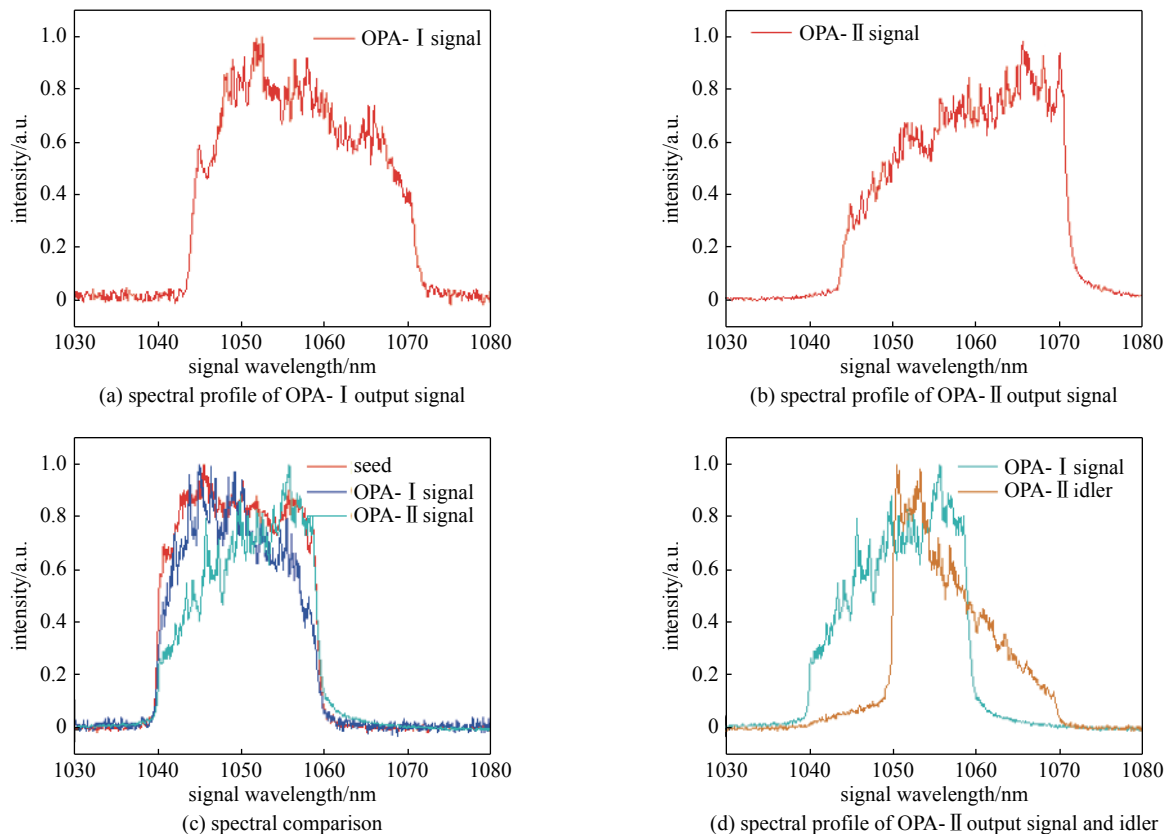


Fig. 8 Spectral profile of the broadband incoherent pulses

图 8 宽带时间低相干光参量放大光谱分布图

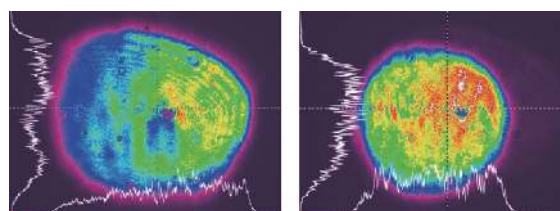
更好地改善输出的能量分布均匀性。

#### 4 结 论

本文梳理了低相干光参量放大的研究历史和最新进展,分析了宽带时间低相干光及其参量放大过程的数理模型和模拟仿真方法,并报道了近红外波段基于非共线相位匹配的宽带时间低相干光晶体级联参量放大实验的实验结果。放大效率理论可达 24.72%,但是由于采用了较长的非线性晶体、非共线相位匹配引入的空间走离及角色散等因素导致实验中效率下降。同时,对种子光和闲频光的光束质量、同步精度和脉冲宽度的改善,还能进一步改善转换效率和能量分布。需要结合实验结果,继续改进参数和实验方案,指导高功率低相干光放大的研究。

#### 参考文献:

- [1] Lindl J, Landen O, Edwards J, et al. Review of the National Ignition Campaign 2009-2012[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 020501.
- [2] Fujioka S, Takabe H, Yamamoto N, et al. X-ray astronomy in the laboratory with a miniature compact object produced by laser-driven implosion[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(11): 821-825.
- [3] Weber S, Bechet S, Borneis S, et al. P3: An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser-matter interaction at ELI-Beamlines[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2017, 2(4): 149-176.
- [4] Lindl J D, Amend P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(2): 339-491.
- [5] Bergh R A, Culshaw B, Cutler C C, et al. Source statistics and the Kerr effect in fiber-optic gyroscopes[J]. *Optics Letters*, 1982, 7(11): 563-565.
- [6] Bouma B E, Tearney G J. Handbook of optical coherence tomography[M]. New York: Marcel Dekker, 2002: 6.
- [7] Picozzi A, Aschieri P. Influence of dispersion on the resonant interaction between three incoherent waves[J]. *Physical Review E*, 2005, 72: 046606.
- [8] Picozzi A, Montes C, Haelterman M. Coherence properties of the parametric three-wave interaction driven from an incoherent pump[J]. *Physical Review E*, 2002, 66: 056605.
- [9] Dorrer C, Hill E M, Zuegel J D, et al. High-energy parametric amplification of spectrally incoherent broadband pulses[J]. *Optics Express*, 2020, 28(1): 451-471.
- [10] Dorrer C. Statistical analysis of incoherent pulse shaping[J]. *Optics Express*, 2009, 17(5): 3341-3352.
- [11] Ji Lailin, Zhao Xiaohui, Liu Dong, et al. High-efficiency second-harmonic generation of low-temporal-coherent light pulse[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(17): 4359-4362.
- [12] Arisholm G. Quantum noise initiation and macroscopic fluctuations in optical parametric oscillators[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1999, 16(1): 117-127.
- [13] 王艳海. 皮秒拍瓦前端OPCPA的工程设计研究[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2009. (Wang Yanhai. Engineering design research on OPCPA for the front end of picosecond-petawatt-class lasers[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2009)
- [14] Hopf F A, Stegeman G I. Applied classical electrodynamics[M]. New York: Wiley, 1986.
- [15] 王红英. 光学参量啁啾脉冲放大技术研究[D]. 西安: 中国科学院研究生院(西安光学精密机械研究所), 2008. (Wang Hongying. Experimental studies of optical parametric chirped pulse amplification[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2008)



(a) near-field of OPA- I output (b) near-field of OPA- II output

Fig. 9 Near-field characterization of the broadband incoherent pulses

图 9 宽带时间低相干光参量放大近场能量分布