

高信噪比拍瓦激光装置的前端优化设计

刘海辉¹ 王 韬¹ 戴亚平¹ 李大为² 徐 光²
(¹中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)
(²中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 设计了一种用于替代现有商业化 1053 nm 飞秒锁模激光振荡器的方案。该方案通过光参量啁啾脉冲放大技术(OPCPA)实现能量放大和波长变换,产生作为基频光的 3160 nm 中红外激光脉冲,然后利用三倍频(THG)方式,实现高信噪比 1053 nm 脉冲输出。该方案的应用有望提升拍瓦激光装置的前端信噪比,进而改善整个装置的输出信噪比。

关键词 光学器件;拍瓦;光参量啁啾脉冲放大;谐波转换;信噪比

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201441.0802007

Optimal Design of High Signal to Noise Ratio Petawatt Laser Front-End Device

Liu Haihui¹ Wang Tao¹ Dai Yaping¹ Li Dawei² Xu Guang²

(¹Shanghai Institute of Laser Plasma, Chinese Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China)
(²Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract A novel device is designed to replace the commercial 1053 nm femtosecond mode-locked laser oscillator. In this device, optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) is applied to realize energy amplification and wavelength conversion, and 3160 nm mid-infrared laser pulse is produced as the fundamental wave. Then a high signal to noise ratio (SNR) 1053 nm output pulse is got by the third harmonic generation (THG) process. The application of this device is expected to enhance the SNR of petawatt front-end and improve the SNR of the whole petawatt system at the same time.

Key words optical devices; petawatt; optical parametric chirped pulse amplification; harmonic conversion; signal to noise ratio

OCIS codes 230.4320; 230.4480; 190.4410; 190.2620

1 引 言

惯性约束核聚变(ICF)可以创造类似恒星内部才具有的高温、高压、高密度物质状态,对开展非线性相对论光学、等离子体激发、重离子加速等超快光学与强场物理研究^[1]有重要的意义。但是,ICF 实验研究需要大型激光驱动器支持,采用快点火工作方式可以极大地降低激光驱动器的规模,减少工程造价。因此,多个国家和研究机构都建立了用于快点火的皮秒拍瓦激光装置^[2],例如,美国 Omega

EP,法国 Petal,以及中国“神光 II”拍瓦激光装置。然而,作为点火脉冲的皮秒激光不仅要求具有千焦耳以上的脉冲能量,而且需要保证 10^8 以上的脉冲对比度。在能量放大问题上,为了克服增益介质的阈值损伤问题,装置总体技术采用啁啾脉冲放大(CPA),通过将脉冲在时间上展宽,以提取更多的能量;在脉冲对比度上,由于激光和固体靶相互作用形成等离子体的阈值约为 10^{13} W/cm²,预脉冲过早激发等离子体将会破坏主脉冲与靶的作用条件,因此

收稿日期: 2014-01-13; **收到修改稿日期:** 2014-02-26

基金项目: 国家自然科学基金(61205137,11204331)、联合基金项目(U1330129)

作者简介: 刘海辉(1988—),男,硕士研究生,主要从事高功率超短脉冲理论方面的研究。E-mail: lhh0811@163.com

导师简介: 王韬(1969—),男,副研究员,主要从事高功率超短脉冲理论及实验方面的研究。

E-mail: wangtao@fudan.edu.cn (通信联系人)

前端系统采用光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)^[3-5],以有效地抑制预脉冲。

随着脉冲峰值功率的不断提高,仅依靠OPCPA技术抑制预脉冲已不能满足物理实验需求,要求对激光脉冲进一步净化以提高时间对比度。因此出现了许多信噪比(SNR)提升技术,例如可饱和吸收法^[6]、非线性双折射法^[7]、交叉偏振技术(XPW)^[8]、级联光参量放大(COPA)^[9]以及光参量高次谐波^[10]等,其中倍频过程被证明可以有效提高近红外超短脉冲信噪比。

对于“神光II”拍瓦系统,前端注入1053 nm脉冲信噪比对整个拍瓦系统具有重要影响。目前“神光II”前端OPCPA采用的商业化1053 nm飞秒种子源信噪比为90 dB,限制了拍瓦信噪比,针对此问题,本文将研究提升种子源信噪比的方案,缓解信噪比要求的压力。

本文主要针对“神光II”拍瓦系统前端,设计了一种技术方案:基于准相位匹配材料的OPCPA产生3160 nm中红外激光脉冲,再通过三倍频(THG)得到高信噪比的1053 nm超短脉冲。该方案将替代目前“神光II”拍瓦激光束前端的锁模振荡器,提高种子信噪比,进而提升千焦耳拍瓦激光输出脉冲的信噪比。

2 方案设计理念及技术要求指标

高信噪比OPCPA前端的主要设计思想是通过光参量放大(OPA)实现能量放大和波长变换,然后通过三倍频实现信噪比的提升,如图1所示。拍瓦系统输出技术指标:脉宽为1~10 ps,能量为1 kJ,对比度为 $10^6 \sim 10^8$ 。本方案要求经过三倍频后输出1053 nm脉冲的带宽大于7 nm,能量至少为纳焦量级,信噪比高于 10^{12} 。

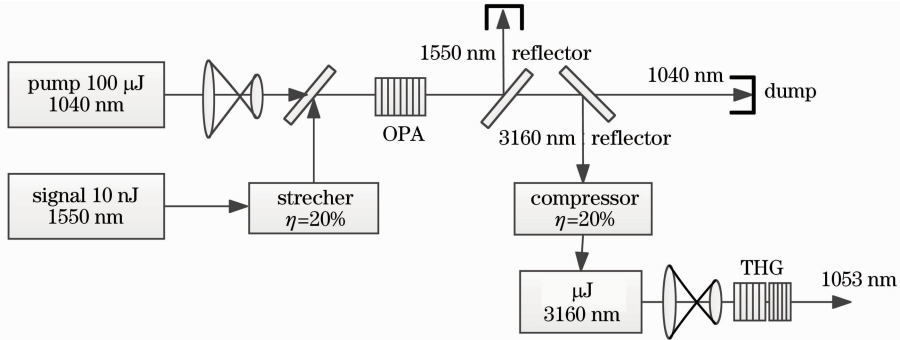


图1 高信噪比前端装置示意图

Fig. 1 Layout of the high SNR front-end device

在设计的前端方案中,3160 nm脉冲由1040 nm抽运光和1550 nm信号光的差频过程来获得,其中抽运光采用较为商业化的1040 nm掺钒固体激光器,能量约为100 μJ,脉宽为30 ps,信号光采用商业化的1550 nm光纤激光器,能量为10 nJ,脉宽为80 fs。在放大前先将信号光在时域上展宽到10 ps左右,经参量过程产生放大的3160 nm闲频光,然后将闲频光在时域上压缩并三倍频得到1053 nm高信噪比脉冲。对于皮秒级脉冲的参量过程,时间同步将会直接影响输出脉冲的能量稳定性,在技术上可以通过锁相环(PLL)或者光学同步的方式来实现^[11-12]。

对于处在中红外波段的3160 nm激光,由于超出常用非线性晶体如BBO, LBO的透明工作区,因此考虑选用透明区间更广的非线性晶体材料^[13],如铌酸锂(LiNbO₃)晶体^[14]、钽酸锂(LiTaO₃)晶体^[15]。这两种材料均采用准相位匹配方式^[16-19],

即将铁电晶体进行空间上的均匀或非均匀正负交替极化^[20],从而弥补耦合波在传输中的相位失配。准相位匹配能够利用晶体最大有效非线性系数 d_{33} ,而且针对特定参量过程的波长配置,可以人为地设计晶体的极化反转周期以对参量放大过程进行调制^[21]。

3 带宽以及时间走离效应分析

增益带宽和时间走离效应对参量过程的能量转换效率有较大影响。在波长配置及介质特性选定后,对参量过程的带宽进行分析,分析脉冲在介质中传播时由群速度失配引起的时间走离效应。

3.1 带宽分析

3.1.1 OPA带宽分析

由麦克斯韦方程组出发,可以得到以下平面波近似和慢振幅近似下的参量耦合波方程组^[22]

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s(z,t)}{\partial t} = i \frac{2\omega_s}{cn_s} d_{\text{eff}} A_p A_i^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{\partial A_p(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial A_p(z,t)}{\partial t} = i \frac{2\omega_p}{cn_p} d_{\text{eff}} A_s A_i \exp(-i\Delta kz), \\ \frac{\partial A_i(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_i} \frac{\partial A_i(z,t)}{\partial t} = i \frac{2\omega_i}{cn_i} d_{\text{eff}} A_p A_s^* \exp(i\Delta kz) \end{cases} \quad (1)$$

式中 $A_{s,p,i}(z,t)$ 为脉冲光振幅 (s, p, i 分别代表信号光、抽运光、闲频光), v 为脉冲在晶体中的群速度, n 为晶体折射率, ω 为圆频率, Δk 为波矢失配量, d_{eff} 为晶体的有效非线性系数, 对于周期性极化晶体, d_{eff} 不是常数, 而是随空间位置正负交替变化。

参量耦合波方程组是对 OPA 过程进行数值模拟的依据, 在小信号近似下, 得到参量放大的增益带宽为^[21]

$$\Delta\omega = \frac{4|\delta v|}{L} \sqrt{\gamma^2 L^2 - (\ln 2)^2}, \quad (2)$$

式中 δv 为群速度失配因子, L 为晶体的长度, γ 为增益系数, 由以下两式决定

$$\frac{1}{\delta v} = \frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i}, \quad (3)$$

$$\gamma^2 = \frac{\omega_s \omega_i}{n_s n_i} \frac{2d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c^3 n_p} I_p. \quad (4)$$

由(2)~(4)式可以看出, 提高增益带宽有以下几种途径: 增大抽运光的功率密度 I_p ; 选择有效非线性系数 d_{eff} 更大的材料; 通过调节温度改变折射率从而改变 δv ; 改变晶体的长度 L 。

针对本文的设计方案, 由于 OPA 参量过程三个频率满足 $\omega_i + \omega_s = \omega_p$, 因此当抽运光近似为单色波时, 信号光与闲频光的带宽满足

$$|\Delta\omega_{1550}| = |\Delta\omega_{3160}|. \quad (5)$$

其次对于倍频过程, 小信号近似下的三倍频光强和基频光强之间满足立方关系, 因此三倍频光和基频光的带宽满足

$$|\Delta\omega_{1053}| = \sqrt{3} |\Delta\omega_{3160}|. \quad (6)$$

又因为对于中心波长 λ_0 , 其波长带宽和频率带宽之间满足 $|\Delta\lambda| = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} |\Delta\omega|$, 结合(5)、(6)式可得

$$\frac{|\Delta\lambda_{1550}|}{|\Delta\lambda_{1053}|} = 1.25, \quad \frac{|\Delta\lambda_{3160}|}{|\Delta\lambda_{1053}|} = 5.20. \quad (7)$$

因此, 按照设计要求三倍频后 1053 nm 的带宽大于 7 nm, 则对应 OPA 中 1550 nm 信号光的带宽大于 8.8 nm, 三倍频中 3160 nm 基频光的带宽大于 36.4 nm。图 2 为抽运强度为 145 MW/cm², 不同长度周期性极化钽酸锂晶体 (PPLN) 的小信号增益带

宽。如图 2 所示, 增益带宽随着晶体长度的增加而变小, 当选择 6 mm 长的晶体作为增益介质时, 增益带宽约为 24 nm, 大于要求的 8.8 nm, 但是小于 80 fs 信号光对应的 32 nm, 放大时会造成一定的窄化, 导致压缩后的脉冲变宽。由于晶体长度还会影响能量转化效率, 因此要综合能量转化率和增益带宽对波长采取优化设计。

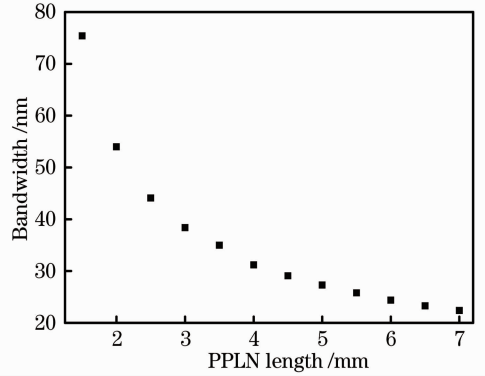


图 2 抽运强度为 145 MW/cm² 时不同长度 PPLN 的小信号增益带宽

Fig. 2 Small signal gain bandwidth with different PPLN lengths when pump intensity is 145 MW/cm²

3.1.2 三倍频带宽分析

参量过程中的带宽是由相位匹配条件决定的, 严格的相位匹配只能在中心频率处满足, 因此对于宽带光中偏离中心频率的部分, 会由于相位失配而得不到有效放大。

三倍频实际上是二倍频 (THG) 与和频的结果, 由 3160 nm 的基频光先产生出 1580 nm 的二倍频光, 然后 3160 nm 和 1580 nm 之间再进行和频产生 1053 nm 的三倍频光。对于三倍频环节的二倍频过程, 其相位失配量可以表示为

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = \frac{2\omega n_{2\omega}}{c} - \frac{2\omega n_{\omega}}{c}. \quad (8)$$

当 $\Delta\omega \ll \omega_0$ 时, 将 Δk 在 ω_0 处展开为泰勒级数并保留一阶项为

$$\Delta k = \left(\frac{2dk_{2\omega}}{d\omega} - \frac{2dk_{\omega}}{d\omega} \right) \Delta\omega = \frac{2\Delta\omega}{\delta v_{21}}. \quad (9)$$

又因为在小信号近似下, 基频光和二倍频光之

间的光强关系可以表示为^[17]

$$I_2 \propto I_1^2(0)L^2 \frac{\sin^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2}. \quad (10)$$

当 $\Delta kL/2 = \pm 1.39$ 时, $\sin^2(\Delta kL/2) = 0.5$, 二倍频光强下降为中心处的一半, 对应的波长宽度 $\Delta\lambda$ 即为相位匹配带宽。由 $|\Delta\lambda| = \lambda_0^2 |\Delta\omega| / 2\pi c$ 可得

$$\Delta\lambda = \frac{0.44\lambda_0^2 \delta v_{21}}{cL}. \quad (11)$$

图 3 为二倍频过程中, 不同长度晶体对应的小信号增益带宽。如图 3 所示, 增益带宽随着晶体长度的增加而变小, 当选择 3.5 mm 作为介质长度时, 对应的 3160 nm 处带宽约为 80 nm, 满足要求。

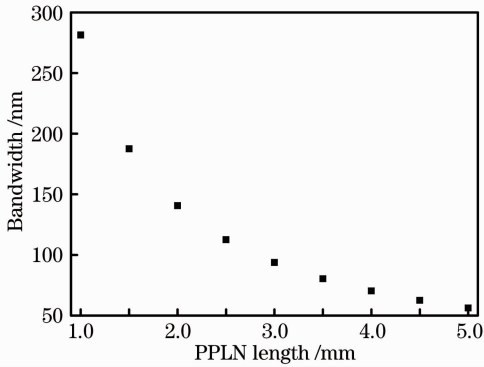


图 3 二倍频中不同长度 PPLN 的小信号相位匹配带宽
Fig. 3 Small signal phase-matching bandwidth with different PPLN lengths in SHG

对于三倍频环节的和频过程, 其相位失配量可以表示为

$$\Delta k = k_{3\omega} - k_{2\omega} - k_{\omega} = \frac{3\omega n_{3\omega}}{c} - \frac{2\omega n_{2\omega}}{c} - \frac{\omega n_{\omega}}{c}. \quad (12)$$

当 $\Delta\omega \leq \omega_0$ 时, 将 Δk 在 ω_0 处展开为泰勒级数并保留一阶项为

$$\Delta k = \left(\frac{3dk_{3\omega}}{d\omega} - \frac{2dk_{2\omega}}{d\omega} - \frac{dk_{\omega}}{d\omega} \right) \Delta\omega = \left(\frac{3}{v_3} - \frac{2}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right) \Delta\omega, \quad (13)$$

式中 $3/v_3 - 2/v_2 - 1/v_1$ 可以写为 $2(1/v_3 - 1/v_2) + (1/v_3 - 1/v_1)$, 因此(13)式可以写为

$$\Delta k = \left(\frac{2}{\delta v_{32}} + \frac{1}{\delta v_{31}} \right) \Delta\omega. \quad (14)$$

小信号近似下, 认为参与和频的两个光振幅不变, 则和频光强表示为^[17]

$$I \propto I_1(0)I_2(0)L^2 \frac{\sin^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2}. \quad (15)$$

因此可得

$$\Delta\lambda = \frac{0.88\lambda_0^2}{cL} \left/ \left(\frac{2}{\delta v_{32}} + \frac{1}{\delta v_{31}} \right) \right. \quad (16)$$

图 4 为和频过程中, 不同长度晶体对应的小信号相位匹配带宽。如图 4 所示, 增益带宽随着晶体长度的增加而变小, 当选择 1 mm 作为介质长度时, 对应的 3160 nm 处带宽约为 65 nm, 满足要求。

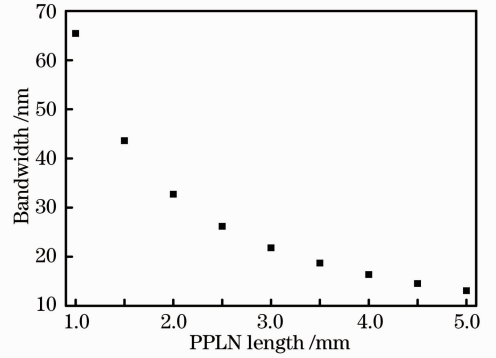


图 4 三倍频中不同长度 PPLN 的小信号相位匹配带宽
Fig. 4 Small signal phase-matching bandwidth with different PPLN lengths in THG

3.2 时间走离效应分析

对于皮秒级的参量过程, 耦合波脉冲之间由于群速度失配(GVM)导致的时间走离较为严重, 脉冲完全走离后, 能量转换即停止。假设脉冲波形关于中心对称, 则可以定义走离长度为

$$L_D = \left| \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right| \left(\frac{T_1}{2} + \frac{T_2}{2} + \Delta T \right), \quad (17)$$

式中 T_1, T_2 为两个脉冲的脉宽, ΔT 为初始偏离量, v_1 和 v_2 分别为两个脉冲在晶体中的群速度。 L_D 反应了两个脉冲从开始重叠到主峰错开时经过的晶体长度, 对于特定的两个脉冲, 走离长度 L_D 为定值。

在 OPA 环节, 超高斯形的抽运光脉冲和高斯形信号光脉冲的脉宽分别为 30 ps 和 10 ps, 走离长度 L_D 大约为 120 mm。图 5 反映了 OPA 过程中信号光、抽运光、闲频光三者之间的走离效应, 横坐标

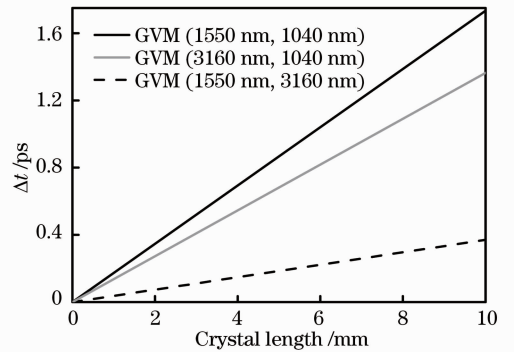


图 5 参量放大中不同晶体长度下信号光、抽运光、闲频光之间的时间走离量

Fig. 5 Time walk-off of three waves in OPA with varied crystal lengths

为经过的晶体长度,纵坐标为时间走离量,由图可知在晶体中传输 10 mm 后,信号光和闲频光的时间走离量约为 0.4 ps,信号光和抽运光的时间走离量约为 2.6 ps,这相对于 OPA 环节的皮秒脉冲来说是不可忽略的。

在三倍频过程中,由于压缩后基频光脉冲在百飞秒量级,脉冲在经过较短的晶体后即分开。图 6 为三倍频过程中,波长分别为 3160、1580、1053 nm 时各脉冲之间的时间走离量。由图 6 可知,对于二倍频中 3160 nm 和 1580 nm 的两个脉冲,经过 3.5 mm 晶体后的时间走离量约为 200 fs,因此对于两个脉宽约 200 fs、初始走离量为零的脉冲,走离长度 $L_D = 3.5$ mm;对于和频过程中的 1053 nm 和 1580 nm 的脉冲,经过 1.2 mm 晶体后的时间走离量约为 200 fs,因此对于两个脉宽约 200 fs、初始走离量为零的脉冲,走离长度 $L_D = 1.2$ mm。实际上由于两个脉冲在二倍频过程中已经有了一定的时间走离,因此和频过程中的走离长度要小于 1.2 mm。

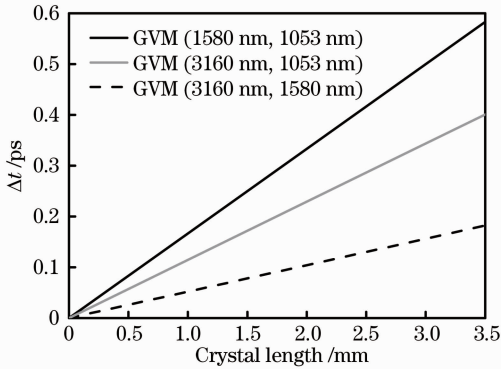


图 6 三倍频过程中各脉冲经过不同长度晶体后的时间走离量

Fig. 6 Time walk-off of different pulses in THG process with varied crystal lengths

4 基于均匀周期极化铌酸锂晶体的模拟与分析

4.1 OPA 产生 3160 nm 脉冲分析

铌酸锂晶体的有效非线性系数取 $27.2 \text{ pm/V}^{[23]}$,比 BBO、LBO 高出一个量级,设计时考虑单级放大。在带宽满足条件的情况下,优先考虑选择合适的晶体长度以保证最大的能量转换率。图 7 为闲频光在晶体中传输时的能量变化曲线,其中抽运能量为 $(100 \pm 5) \mu\text{J}$,光强约为 145 MW/cm^2 (通过提高温度和改变 MgO 掺杂可以改善 PPLN 的阈值特性),PPLN 极化周期为 $24.96 \mu\text{m}$,信号光初始能量为

10 nJ,展宽效率约为 20%。由图 7 可知,PPLN 晶体长度约为 6 mm 时,增益达到饱和,信号光能量由 2 nJ 增大到 $20.7 \mu\text{J}$,闲频光由零增大到约 $10.2 \mu\text{J}$,总的能量提取率约为 31%。

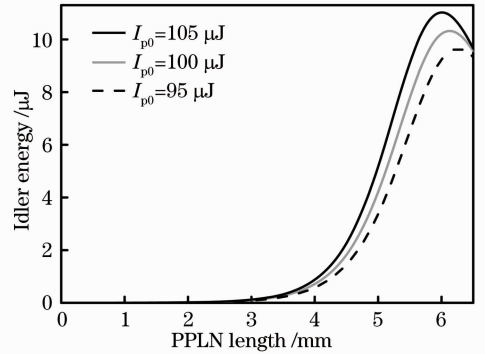


图 7 闲频光在晶体中传输时的能量变化曲线
Fig. 7 Energy curves of idler during transmission in the crystal

图 8 为 3160 nm 放大光经过不同长度的 PPLN 晶体后的脉冲波形。当晶体长度为 5.5 mm 时,近似认为小信号增益;当晶体长度为 6.0 mm 时,参量放大临近饱和状态,脉冲顶部略平;当晶体长度增大到 6.5 mm 时,由于过度饱和,信号光和闲频光能量回流给抽运光,造成脉冲中心处凹陷。

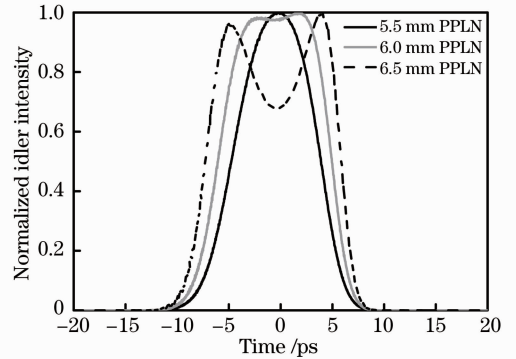


图 8 经过不同长度 PPLN 晶体放大后闲频光的时域脉冲波形

Fig. 8 Idler pulse shapes in time domain after different lengths of PPLN in OPA

参量放大中闲频光啁啾量与信号光相反,由于放大存在一定的窄化,因此压缩后的脉宽将增大。将经过 5.5、6.0、6.5 mm 的 PPLN 的闲频光压缩,对应的半峰全宽分别为 168、154、139 fs。图 9 为闲频光压缩后的信噪比,由图可知在经过 5.5、6.0、6.5 mm 晶体放大后的信噪比相差并不大,约为 10^6 。

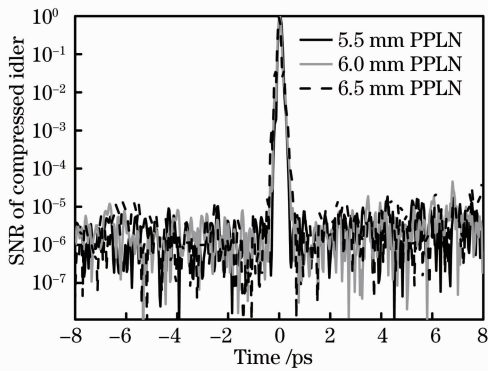


图 9 经过不同长度 PPLN 晶体放大后的闲频光脉冲压缩信噪比

Fig. 9 SNRs of compressed idler pulse after different PPLN lengths

4.2 三倍频分析

为了使三倍频过程有较高的能量转换率,本方案 OPA 环节的 PPLN 长度设计为 6 mm,可以保证 3160 nm 基频光的能量最高。三倍频过程由级联的 2 块 PPLN 实现,第 1 块满足二倍频的相位匹配,第 2 块满足和频的相位匹配,极化周期分别为 28.16 μm 和 25.25 μm 。

在三倍频的 PPLN 晶体设计中,需要分别对二倍频与和频进行优化设计,以保证最终输出 1053 nm 有最大能量转化率。图 10、图 11 分别为三倍频过程中二倍频与和频的能量转换曲线(三倍频前闲频光压缩效率约为 20%)。图 10 为二倍频过程的能量转化曲线,经过 3.5 mm 的距离,1580 nm 二倍频光能量由 0 增大至约 0.75 μJ ,转化率约为 36%。图 11 为和频过程的能量转化曲线,在经过大约 0.5 mm 的 PPLN 晶体后,三倍频光能量达到最大,为 0.2 μJ ,三倍频转化率约为 9.5%。当晶体长度大于 1 mm 时,由于脉冲走离,能量转化基本停滞,最终输出 1053 nm

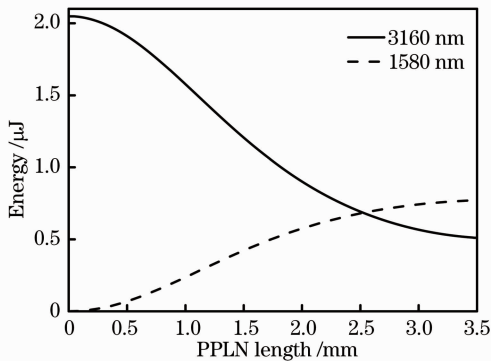


图 10 三倍频环节中的二倍频过程的能量转换曲线
Fig. 10 Energy transfer curves in SHG process of THG process

脉冲能量约为 0.11 μJ ,三倍频转换效率约为 5.5%。

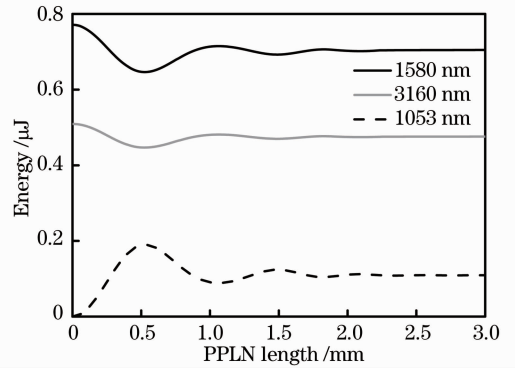


图 11 三倍频环节中的和频过程的能量转换曲线
Fig. 11 Energy transfer curves in sum-frequency process of THG process

图 12 为二倍频、三倍频之后的信噪比与倍频前信噪比的对比,三条曲线分别代表基频 3160 nm、二倍频 1580 nm、三倍频 1053 nm。由图 12 可知,倍频可以显著地提高脉冲的信噪比,而且倍频次数越高,信噪比提升效果越好。

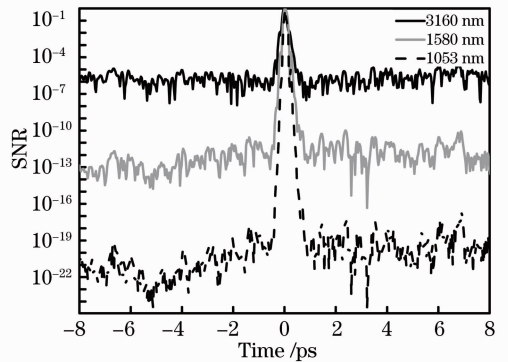


图 12 倍频前后基频光、二倍频光、三倍频光脉冲的信噪比
Fig. 12 SNRs of fundamental, second-harmonic and third-harmonic wave pulses

5 结 论

针对“神光 II”拍瓦装置激光束的需求,设计了基于参量放大加三倍频的前端技术方案,以替代现有的纳焦级 1053 nm 飞秒振荡器。预期可获得大于 100 nJ 的单脉冲能量,并大幅提升输出脉冲的信噪比,完全满足“神光 II”拍瓦装置的系统要求。该设计方案的实验工作正在进行中。

参 考 文 献

1 G Mourou, T Tajima. Zetawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics[J]. Phys Rev ST Accel Beams, 2002, 5(3): 031301.

- 2 A V Korzhimanov, A A Gonoskov, E A Khazanov, *et al.*. Horizons of petawatt laser technology [J]. *Physics-Uspekhi*, 2011, 54(1): 9–28.
- 3 A Dubietis, G Jonusauskas, A Piskarskas. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal[J]. *Opt Commun*, 1992, 88(4): 437–440.
- 4 M Nisoli, S Stagira, S De Silvestri, *et al.*. Toward a terawatt-scale sub-10-fs laser technology[J]. *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 1998, 4(2): 414–420.
- 5 S Witte, R T Zinkstok, A L Wolf, *et al.*. A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification[J]. *Opt Express*, 2006, 14(18): 8168–8177.
- 6 J Itatani, J Faure, M Nantel, *et al.*. Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection[J]. *Opt Commun*, 1998, 148(1): 70–74.
- 7 A Jullien, F Augé-Rochereau, G Chériaux, *et al.*. High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(18): 2184–2186.
- 8 Y Huang, C Zhang, Y Xu, *et al.*. Ultrashort pulse temporal contrast enhancement based on noncollinear optical-parametric amplification[J]. *Opt Lett*, 2011, 36(6): 781–783.
- 9 C Haefner, I Jovanovic, B Wattelier, *et al.*. Demonstration of pulse switching with $>10^{11}$ prepulse contrast by cascaded optical parametric amplification[M]. // *Ultrafast Optics V*. New York: Springer, 2007. 427–432.
- 10 P Yuan, G Xie, D Zhang, *et al.*. High-contrast near-IR short pulses generated by a mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier with frequency doubling[J]. *Opt Lett*, 2010, 35(11): 1878–1880.
- 11 M Jiang, K H Ahn, X-D Cao, *et al.*. Synchronization of passively mode-locked erbium-doped fiber lasers and its application to optical communication networks[J]. *J Lightwave Technol*, 1997, 15(11): 2020–2028.
- 12 S A Crooker, F D Betz, J Levy, *et al.*. Femtosecond synchronization of two passively mode-locked Ti:sapphire lasers [J]. *Rev Sci Instrum*, 1996, 67(6): 2068–2071.
- 13 M V Hobden, J Warner. The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate[J]. *Phys Lett*, 1966, 22(3): 243–244.
- 14 M L Bortz, M A Arbore, M M Fejer. Quasi-phase-matched optical parametric amplification and oscillation in periodically poled LiNbO₃ waveguides[J]. *Opt Lett*, 1995, 20(1): 49–51.
- 15 F Rotermund, C J Yoon, V Petrov, *et al.*. Application of periodically poled stoichiometric LiTaO₃ for efficient optical parametric chirped pulse amplification at 1 kHz[J]. *Opt Express*, 2004, 12(26): 6421–6427.
- 16 J A Armstrong, N Bloembergen, J Dueuing, *et al.*. Interactions between lightwaves in a nonlinear dielectric[J]. *Phys Rev*, 1962, 127(6): 1918–1939.
- 17 Lin Fei, Qian Liejia. Noncollinear phase and group-velocity matching of femtosecond optical parametric amplification based on periodically poled lithium niobate[J]. *Chinese J Lasers*, 2002, 29(7): 596–590.
林 飞, 钱列加. 基于PPLN晶体的飞秒OPA中的非共线位相和群速度匹配[J]. *中国激光*, 2002, 29(7): 596–590.
- 18 Zhang Weiquan. Femtosecond optical parametric amplification with group velocity matching for periodically poled KTP[J]. *Chinese J Lasers*, 2006, 33(11): 1481–1485.
张为权. 周期性极化晶体的群速匹配飞秒脉冲光学参量放大[J]. *中国激光*, 2006, 33(11): 1481–1485.
- 19 Liu Tao, Yu Song, Shen Jing, *et al.*. Bandwidth and gain of PPLN based optical parametric amplification with different noncollinear geometries[J]. *Chinese J Lasers*, 2009, 36(2): 302–306.
刘 涛, 喻 松, 申 静, 等. PPLN晶体中不同非共线结构光参量放大过程的带宽与增益特性[J]. *中国激光*, 2009, 36(2): 302–306.
- 20 M Charbonneau-Lefort, B Afeyan, M M Fejer. Optical parametric amplifiers using chirped quasi-phase-matching gratings I: Practical design formulas[J]. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25(4): 463–480.
- 21 A Galvanauskas, A Hariharan, D Harter, *et al.*. High-energy femto-second pulse amplification in a quasi-phase-matched parametric amplifier[J]. *Opt Lett*, 1998, 23(3): 210–212.
- 22 Y R Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*[M]. New York: Wiley, 1984.
- 23 D N Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals; A Complete Survey* [M]. New York: Springer, 2005.

栏目编辑：史 敏