

饱和功率密度下线性啁啾对交叉偏振波输出特性的影响

秦爽 王兆华 王羨之 何会军 沈忠伟 魏志义

Influence of linear chirp on the output characteristics of cross polarized wave with saturated power density

Qin Shuang Wang Zhao-Hua Wang Xian-Zhi He Hui-Jun Shen Zhong-Wei Wei Zhi-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 094206 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.094206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.094206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

18 mJ,100 Hz 飞秒钛宝石激光放大器

A 18 mJ femtosecond Ti: sapphire amplifier at 100 Hz repetition rate

物理学报.2016, 65(22): 224204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224204>

不同 2×2 集束聚焦方式下高功率激光靶面光强分布特性

Light intensity distribution of high-power laser beams on target plane under different focus system of 2×2 beam array

物理学报.2016, 65(6): 064203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064203>

高稳定性、高质量脉冲压缩飞秒光纤激光系统研究

Femtosecond fiber laser for high-stability and high-quality pulse compression

物理学报.2015, 64(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164207>

$Ba_{1-x}B_{2-y-z}O_4Si_xAl_yGa_z$ 晶体和频可调谐深紫外飞秒激光器

Tunable deep ultraviolet femtosecond sum frequency laser based on $Ba_{1-x}B_{2-y-z}O_4Si_xAl_yGa_z$ crystal

物理学报.2015, 64(16): 164205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164205>

基于 1064 nm 光纤皮秒种子源的 Nd:YAG 再生放大器

A Nd:YAG regenerative amplifier seeded by 1064 nm picosecond fiber

物理学报.2014, 63(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134207>

饱和功率密度下线性啁啾对交叉偏振波输出特性的影响*

秦爽¹⁾ 王兆华¹⁾ 王羨之¹⁾ 何会军¹⁾ 沈忠伟²⁾ 魏志义^{1)†}

1)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2)(北京信息科技大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100192)

(2017年3月19日收到; 2017年3月30日收到修改稿)

交叉偏振波 (XPW) 技术是一种基于具有各向异性特征的三阶非线性晶体的非线性滤波技术, 由于结构简单, 稳定可靠, 是超强超快激光领域提高时域对比度、压缩脉宽的有效手段之一. 在实验中发现, XPW 的输出特性受驱动脉冲特性的直接影响, 通过理论计算得到了 XPW 的脉宽和光谱宽度与驱动脉冲的啁啾特性关系, 同时利用声光可编程色散滤波器设计实验对理论计算进行了验证. 结果表明: 实验结果很好地反映了理论计算得出的结论, 同时在饱和功率密度条件下, 还表现出了一些理论计算没有反映出的新现象, 即 XPW 的光谱展宽突破了驱动脉冲宽度 $\sqrt{3}$ 倍的限制, 最终脉宽也能够压缩至小于入射脉宽的 $1/\sqrt{3}$; 此外对于相反线性啁啾的驱动脉冲所产生的 XPW 信号, 其在光谱形状上有明显的偏移差异, 同时输出效率也有所不同. 最后对这些新现象进行了进一步的分析和理论解释.

关键词: 交叉偏振波, 光谱相位, 线性啁啾, 光谱展宽

PACS: 42.60.-v, 42.65.-k, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.66.094206

1 引言

自 20 世纪 80 年代啁啾脉冲放大技术^[1] 出现以来, 该技术一直是人们产生超短超强激光最有效的手段和工具, 并推动着强场激光物理的快速发展. 目前人们在实验室所能达到的超快激光脉冲峰值功率密度可达 10^{22} W/cm², 可望进一步拓展光与物质相互作用的研究范围^[2,3].

激光脉冲的时域对比度作为高功率飞秒激光的重要性能参数, 反映了主脉冲的实际质量和其他噪声的情况, 如放大的自发辐射及预脉冲等之间峰值功率的比值^[4]. 高对比度的高能激光脉冲对于光与物质相互作用的实验至关重要, 低对比度下的噪声会导致预脉冲在主脉冲到来前先与靶物质作用产生预等离子体, 不仅降低了直接作用于靶物质

的脉冲能量, 还会导致实验结果的复杂化, 影响数据分析. 为解决此类问题, 人们提出了很多提高飞秒激光脉冲时间对比度的方法, 如可饱和吸收体技术^[5]、等离子体镜技术^[6]、交叉偏振波 (XPW) 技术^[7] 等. 其中 XPW 技术不仅能够在不引入空间色散和时域啁啾的条件下将时间对比度提升 3—4 个数量级^[8,9], 还具备扩展光谱从而支持更短脉冲宽度的能力^[10], 目前已广泛应用于世界范围内多个高能拍瓦激光系统中, 如法国的 Apollon 系统、欧盟的 ELI^[11] 等, 研究人员已经能够利用该滤波技术将对对比度参数提升至 10^{10} 以上^[12].

XPW 一般利用 BaF₂ 晶体各向异性的三阶非线性极化率特性及其优越的光谱透过率特性^[13], 使驱动脉冲在晶体内发生简并的四波混频效应, 这使得具有线性偏振态的入射波按照功率密度的限制条件转变为 XPW. 产生的 XPW 的输出特性, 主

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB922402)、国家重大科学仪器设备开发专项基金 (批准号: 2012YQ120047)、国家自然科学基金 (批准号: 11434016) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB16030200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

要受到输入脉冲的时域和频域特性所影响^[14], 因此我们通过理论计算分析了驱动脉冲的脉冲宽度和线性啁啾量如何对XPW的脉冲宽度和线性啁啾产生影响, 以及这种相关程度在不同条件下的差异性. 此外, 我们使用了中心波长为800 nm、脉冲能量为1.4 mJ、重复频率为1 kHz的飞秒钛宝石激光进行XPW实验, 并借助声光可编程色散滤波器(AOPDF)^[15]人为引入可控的二阶色散, 以验证理论计算结果的正确性. 实验中我们发现, XPW的输出特性相对于驱动脉冲特性的关系基本符合合理理论计算所反映出的趋势, 但同时具有一些理论没有解释的新现象: 在饱和功率密度条件下, XPW的光谱展宽大于驱动脉冲光谱宽度 $\sqrt{3}$ 倍, 同时经过压缩后能够获得小于入射脉宽的 $1/\sqrt{3}$ 的输出脉宽; 当驱动脉冲引入符号相反的等量线性啁啾时, 所产生的XPW信号的输出特性具有明显差异. 我们分析认为这些新的现象主要是由于BaF₂晶体内相位调制效应以及线性啁啾所造成的二阶时域相移所导致.

2 理论分析

在讨论线性啁啾脉冲对XPW输出特性影响前, 我们限定驱动脉冲的时域形状为高斯型(更符合我们实验条件所能提供的激光脉冲), 同时假设高于二阶色散的其他高阶色散量为零, 只考虑驱动脉冲的脉冲宽度和线性啁啾量作为变量.

对于一个时域形状为理想高斯型的脉冲, 其含时的复振幅 $E(t)$ 可表达为

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} E_0 \exp\left[-\frac{2\ln 2}{(\Delta\tau_0)^2} t^2\right] \times \exp(-i\omega_0 t), \quad (1)$$

其中 $\Delta\tau_0$ 为零色散条件下傅里叶转化极限的脉冲宽度(半高全宽FWHM).

当该脉冲引入二阶色散后, 将会带来二阶时域相移 Φ , 同时造成脉冲的展宽, 其复振幅表达式变为

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} E_0 \exp(-\kappa t^2) \times \exp(-i\Phi t^2 - i\omega_0 t), \quad (2)$$

其中 $\kappa = \frac{2\ln 2}{(\Delta\tau_0)^2}$.

将高斯脉冲含时表达式变换到频域, 附加上述的群速度色散后, 再反变换回时域, 可以得到脉冲

宽度(半高全宽FWHM) $\Delta\tau$ 为^[16]

$$\Delta\tau = \Delta\tau_0 \sqrt{1 + 16(\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{(\Delta\tau_0)^4}}, \quad (3)$$

其中 $\varphi(\text{fs}^2)$ 为该脉冲所引入的二阶色散量, 由(2)式的关系有

$$\varphi = \frac{\Phi}{2\kappa^2} \frac{\Delta^2\tau_0}{\Delta^2\tau}. \quad (4)$$

当我们得到了驱动脉冲特性和线性啁啾的关系后, 下一步就可以讨论XPW过程带来的变化. 首先XPW的产生是基于在氟化钡晶体内所发生的简并三阶非线性效应, 同时考虑到输入脉冲丰富的频率成分对四波混频过程带来的影响, 我们可将产生的XPW信号的极化强度 $P^{(3)}(\omega)$ 和驱动脉冲的复振幅 $E(\omega)$ 的关系表示为^[17]

$$P^{(3)}(\omega) \propto \tilde{\chi}^{(3)} E^*(\omega) \otimes E(\omega) \otimes E(\omega), \quad (5)$$

转化到时域

$$P^{(3)}(t) \propto \tilde{\chi}^{(3)} E^*(t) \otimes E(t) \otimes E(t). \quad (6)$$

由上述比例关系, 同时代入(2)式, 得到产生的XPW信号的复振幅 $E_{\text{XPW}}(t)$ 的表达式为

$$E_{\text{XPW}}(t) = \frac{1}{2\pi} E'_0 \exp(-\kappa_{\text{XPW}} t^2) \times \exp(-i\Phi_{\text{XPW}} t^2 - i\omega_0 t), \quad (7)$$

其中,

$$\kappa_{\text{XPW}} = 3\kappa, \quad (8)$$

$$\Phi_{\text{XPW}} = \Phi. \quad (9)$$

由(8)式及 $\kappa_{\text{XPW}} = \frac{2\ln 2}{(\Delta\tau_{0\text{XPW}})^2}$ 可以得到XPW信号的脉冲宽度 $\Delta\tau_{\text{XPW}}$ 为

$$\Delta\tau_{\text{XPW}} = \Delta\tau/\sqrt{3}. \quad (10)$$

这说明无论驱动脉冲是否含有二阶色散, 产生XPW信号的脉冲宽度都会被压缩至输入信号脉冲宽度的 $1/\sqrt{3}$, 前提是该输入信号能够在晶体内达到足够的功率密度, 从而产生XPW信号. 对于产生的XPW信号, 其脉冲宽度与所含二阶色散的关系同样适用于表达式(4), 即

$$\varphi_{\text{XPW}} = \frac{\Phi_{\text{XPW}}}{2\kappa_{\text{XPW}}^2} \frac{\Delta^2\tau_{0\text{XPW}}}{\Delta^2\tau_{\text{XPW}}}. \quad (11)$$

联立(3), (10)和(11)式后得到产生的XPW信号输出特性(傅里叶转化极限脉宽 $\Delta\tau_{0\text{XPW}}$ 及待补偿二

阶色散 φ_{XPW} 关于驱动脉冲所含的二阶色散的关系) 为

$$\Delta\tau_{0XPW} = \frac{\Delta\tau_0}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{1 + 16(\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{(\Delta\tau_0)^4}}{1 + 16(\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{9(\Delta\tau_0)^4}}}, \quad (12)$$

$$\varphi_{XPW} = \frac{\varphi}{9} \left[\frac{1 + 16(\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{(\Delta\tau_0)^4}}{1 + 16(\ln 2)^2 \frac{\varphi^2}{9(\Delta\tau_0)^4}} \right]. \quad (13)$$

由 (12) 式可知, XPW 所能达到的傅里叶极限脉冲宽度直接受限于驱动脉冲的脉冲宽度和线性啁啾量, 驱动脉冲线性啁啾越大, XPW 的极限脉宽也就越宽, 同时驱动脉冲的脉宽越窄, 这种影响就越敏感. 如图 1 所示, 当驱动脉冲的傅里叶转化脉宽为 15 fs 时, 理论上可获得的 XPW 信号的极限脉宽为 8.7 fs, 少量的二阶色散引入就会导致极限脉宽迅速变宽; 二阶色散积累到一定程度后, 由于驱动脉冲的脉宽变宽, 聚焦在氟化钡晶体内的功率密度将不足以发生所需的四波混频过程, XPW 就不会产生. 相比于 15 fs 的窄脉宽驱动脉冲, 当驱动脉冲的傅里叶极限宽度变为 30 和 60 fs 时, 二阶色散也会导致 XPW 的输出脉宽下降, 但变化速率明显低于窄脉宽情况.

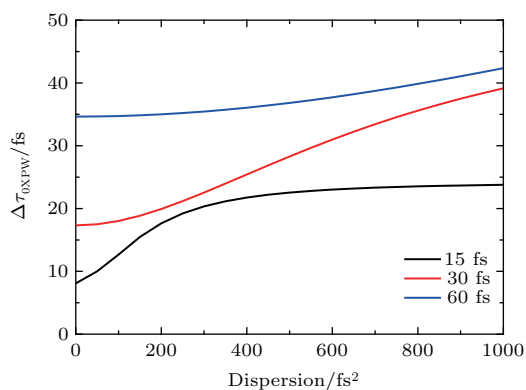


图 1 (网刊彩色) 不同傅里叶极限脉冲宽度的输入脉冲在不同啁啾条件下对 XPW 输出脉宽的影响

Fig. 1. (color online) The influence of linear chirp on the Fourier transform limit output pulse duration of the XPW in the different input situations.

3 实验设计

图 2 所示为本文实验装置的基本结构, 使用的光源是一台自行搭建的 kHz 钛宝石飞秒再生放大器. 自行研制的振荡器作为种子源由马丁

内兹展宽器时域展宽后注入再生放大器, 压缩后得到 33 fs, 1 kHz, 1.4 mJ 的脉冲输出. 为了将激光脉冲压缩至傅里叶转化极限, 我们利用一台

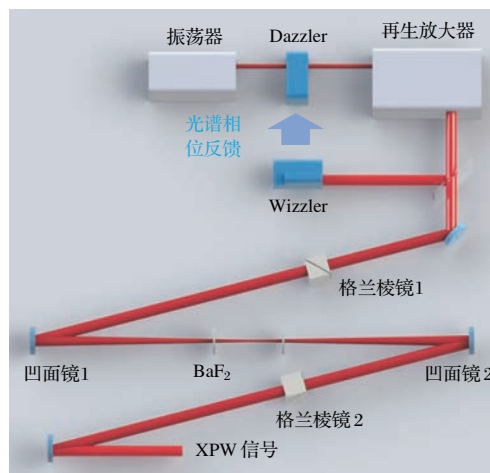


图 2 XPW 实验光路结构

Fig. 2. The optical scheme of the XPW experiment.

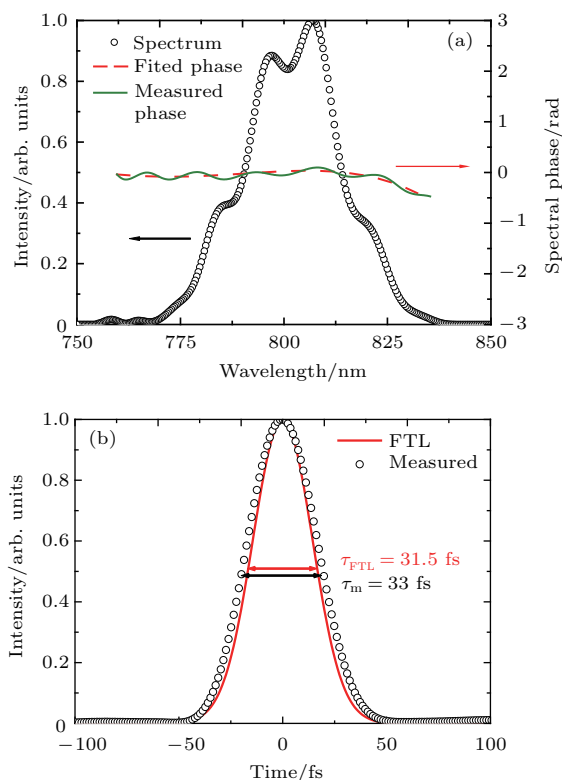


图 3 (网刊彩色) 输入脉冲特性测量 (a) 光谱测量结果及光谱相位补偿情况; (b) 傅里叶转化极限脉冲宽度与实际测量脉宽符合情况

Fig. 3. (color online) The spectral and temporal properties of the XPW driving pulses: (a) The measurement of spectrum and the compensation of spectral phase; (b) the measurement of pulse duration and the Fourier transform limit based on the spectrum.

AOPDF (DAZZLER, Fastlite Inc.) 来动态控制脉冲的光谱相位, 同时使用一台自参考光谱干涉仪 (WIZZLER, Fastlite Inc.) 来实时测量再生放大器的光谱和时域脉宽数据. WIZZLER 在得到激光脉冲的光谱和脉宽数据后, 能够通过傅里叶变换反演出实际光谱所支持的傅里叶极限脉宽, 与实际脉宽数据对比后产生的残差值就是脉冲待补偿的各阶时间色散值, 此时通过电路反馈至 DAZZLER, 滤波器能够实时将该残差色散值进行预补偿. 经过多次反馈后, 输出脉冲的光谱相位可以接近理论极限, 测量结果见图 3, 输出脉冲实际脉宽为 33 fs, 傅里叶极限脉宽为 31.5 fs.

DAZZLER 通过声光调制的手段能够为 XPW 的输入脉冲提供可量化的色散量, 这为我们设计研究 XPW 输出特性实验创造了条件. 我们利用 DAZZLER 为激光脉冲预先引入正啁啾与负啁啾, 注入氟化钡晶体并测量对应色散条件下 XPW 的输出特性.

4 实验过程与结果分析

我们将激光脉冲聚焦至两块厚度为 2 mm 级联的氟化钡晶体 (011 切割), 两块氟化钡晶体分别放置于焦点前后, 以增加能量的饱和和长度提高 XPW 的产生效率 [18,19]. 氟化钡晶轴方向通过旋转与入射光偏振方向成 22.5° [20], 此时得到最高 280 μJ 能量的 XPW 输出, XPW 转化效率为 20%. 我们对产生的 XPW 的光谱进行了测量, 结果如图 4 所示, 光谱宽度从驱动脉冲的 35 nm 拓宽至 82 nm, 拓宽倍数为 2.34, 能够支持的傅里叶转化极限脉宽为 11.5 fs. 我们使用啁啾镜对产生的 XPW 进行了压缩后, 测量脉冲宽度为 14 fs. 由理论计算可知, XPW 的理论输出脉宽极限应为输入脉冲脉宽的 $1/\sqrt{3}$, 即 19 fs 以上, 而我们实验得到的结果却小于该极限脉宽. 我们分析认为, 理论计算条件实际上只考虑了 XPW 产生所需要的简并四波混频过程, 忽略了其他三阶非线性效应的影响, 而实际上本实验的输入脉冲能量为毫焦量级, 聚焦功率密度达到 $8.4 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, 且光谱成分丰富, 因此需要考虑自相位调制和交叉相位调制对 XPW 输出频谱的影响 [21]. 在本实验条件下, XPW 转化效率已经达到 20%, 处于饱和状态 (超过 10%), 在这种条件下自相位调制和交叉相位调制效应不可忽略.

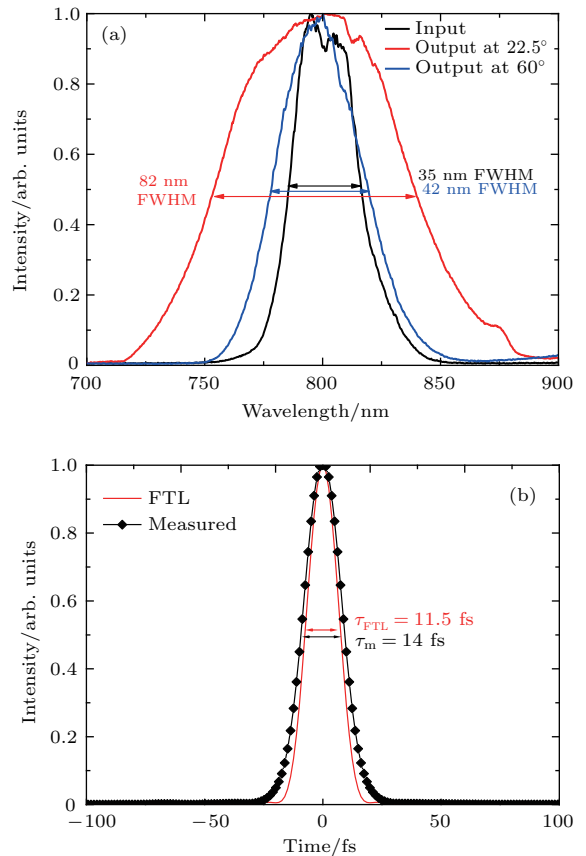


图 4 (网刊彩色) (a) 黑线表示输入脉冲光谱, 红线表示晶体旋转角为 22.5° 时的输出光谱, 蓝线表示晶体旋转角为 60° 时的输出光谱; (b) 晶体旋转角为 22.5° 时, 黑点表示 XPW 输出脉冲实际测量脉宽, 红线表示傅里叶极限脉宽

Fig. 4. (color online) The spectral and temporal properties of XPW pulses: (a) The measurement of the spectra of the input pulse, the output pulse at 22.5° and the output pulse at 60° ; (b) the measurement of the XPW pulse duration and the Fourier transform limit based on the spectrum at 22.5° .

为了验证这种效应的存在, 我们将氟化钡晶体晶轴绕入射光传输方向进行旋转, 当氟化钡晶轴与驱动脉冲偏振方向呈 60° 时, 几乎不发生简并四波混频过程, XPW 输出效率为 0, 我们测量了该条件下激光脉冲的光谱, 如图 4 所示, 光谱宽度 (FWHM) 为 42 nm, 也就是说在不产生 XPW 的条件下, 入射光脉冲在氟化钡晶体内仍发生了光谱展宽的效果. 此实验中造成光谱展宽现象的主要非线性过程为克尔透镜效应, 这造成了自相位调制和自聚焦现象的产生. 自相位调制效应对驱动脉冲光谱相位产生周期性调制, 引起了频域内新的频率产生, 在脉冲前沿产生新的低频成分而在脉冲后延产生新的高频成分, 这些新的频率成分仍会保留在原有的脉冲包络内 [22]. 同时我们可以看到图 4 中 XPW 展宽后的脉冲中心波长偏离原入射光脉冲光

谱的中心波长, 向短波方向偏离, 可以推断是由于自聚焦效应使得氟化钡晶体内部发生一定的电离现象, 这使得自相位调制光谱展宽现象更多地集中在短波部分. 值得注意的是这种电离现象会导致入射光能量损失, XPW 效率降低, 通过优化驱动脉冲的光斑质量以及改进聚焦方式能够将自聚焦效应造成的影响尽量减小.

我们使用和零色散条件下相同参数的光源进行实验, AOPDF (DAZZLER, Fastlite Inc.) 在激光脉冲零色散补偿点的基础上人为地引入了等量的正啾啾与负啾啾, 然后对 XPW 的输出特性进行测量和分析.

如图 5 所示, 我们以 100 fs^2 为间隔, 人为地为入射光引入正的二阶色散, 并测量了相应条件下 XPW 产生的光谱参数. 可以看到由于色散引入量的逐渐增加, XPW 的展宽效应开始逐渐减弱, 输出光谱的半高全宽由零色散点处的 82 nm 最终下降至 28 nm . 作为对比, 我们同样在零色散点处开始, 以 100 fs^2 为间隔人为地为入射光引入负的二阶色散, 并测量了相应条件下 XPW 产生的光谱参数. 可以看到由于色散引入量的逐渐增加, XPW 的展宽效应越来越弱, 光谱的半高全宽由零色散点处的 82 nm 最终下降至 26 nm . 我们可以看到, 在自相位调制和互相位调制效应的影响下, 初始状态零啾啾脉冲实际产生的 XPW 光谱明显宽于只考虑简并四波混频过程的理论计算的光谱宽度, 但随着二阶色散引入量的逐渐加大, 驱动脉冲的脉宽逐渐加宽, 导致晶体聚焦位置的峰值功率密度迅速下降, 不仅使得简并四波混频的效应逐渐减弱, 自相

位调制和互相位调制效应造成的光谱展宽效果也逐渐消失, 使得实验结果在高色散量引入的条件下逐渐趋近于理论计算结果. 从实验结果来看, 负色散引入对 XPW 光谱的削弱作用强于正色散引入, 在引入较多正色散的情况下 XPW 仍能保持较宽的光谱.

除此之外, 我们还对 XPW 的光谱形状变化进行了研究. 如果以零色散点 XPW 光谱作为参考点, 在为驱动脉冲引入正色散的情况下, 光谱形状为中心波长接近 800 nm 的平顶高斯型, 光谱形状比较对称, 但随着正色散量的逐渐增加, XPW 光谱在变短的同时, 形状也发生了改变, 短波部分相比长波部分更强, 由对称状态变为偏向短波状态, 如图 6 (a) 所示; 而与之相反, 当引入等量色负散的情

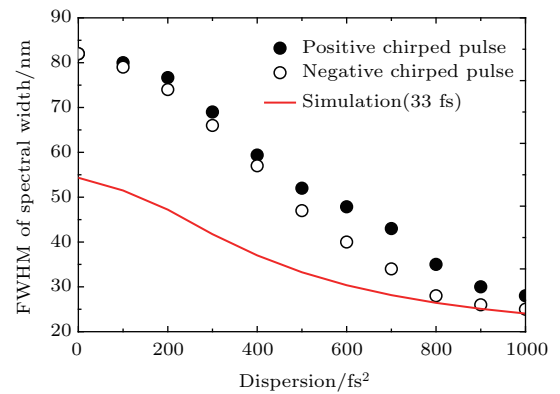


图 5 各色散引入条件下 XPW 光谱宽度 (FWHM) 变化情况

Fig. 5. The measurement and simulation results of the spectral width changes of the XPW driven by the positive and negative chirped pulse.

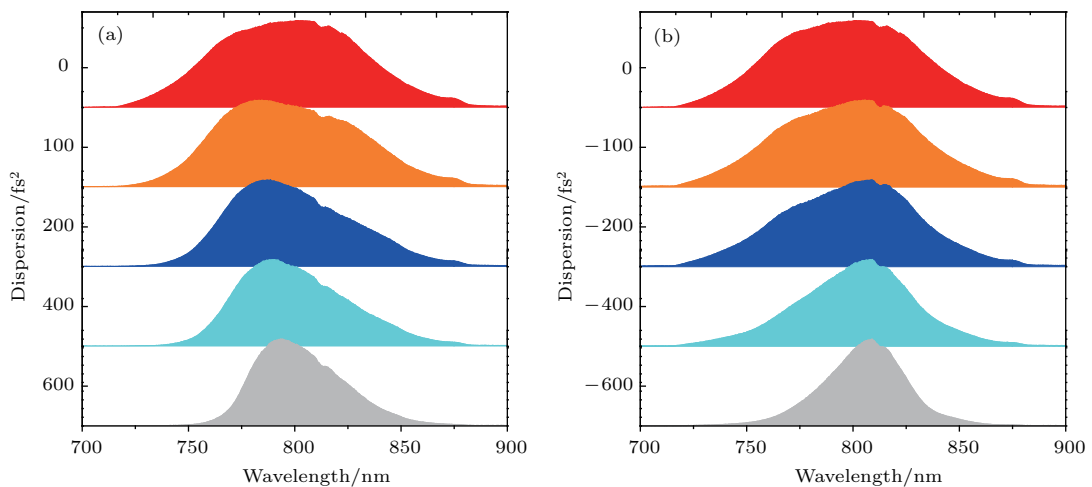


图 6 (网刊彩色) 各色散引入条件下 XPW 光谱形状变化情况

Fig. 6. (color online) The measurement of the spectral shape changes of the XPW driven by the positive and negative chirped pulse.

况下,随着负色散量的逐渐增加,XPW光谱在变短的同时,长波部分相比短波部分变的更强,形状由对称状态变为偏向长波波状态,如图6(b)所示.我们认为出现这种现象的原因可以理解为,对于正啁啾脉冲,低频部分处于脉冲前沿,最先与氟化钡晶体接触,但由于光谱强度有限,XPW转化效率不高,光谱展宽程度也较弱;当脉冲完全与氟化钡晶体接触时功率密度达到最高,此时处于脉冲后沿的高频部分获得较高的转化效率,同时光谱也得到更宽的拓展.因此光谱形状上强度偏向于短波方向.而对于负啁啾脉冲而言,高频部分处于脉冲前沿,XPW转化效率不高,光谱展宽程度也较弱;低频部分处于脉冲后沿,获得较高的转化效率,同时光谱也得到较好的展宽.光谱形状上强度偏向于长波方向.

我们还对XPW的产生效率进行了测量,如图7所示.

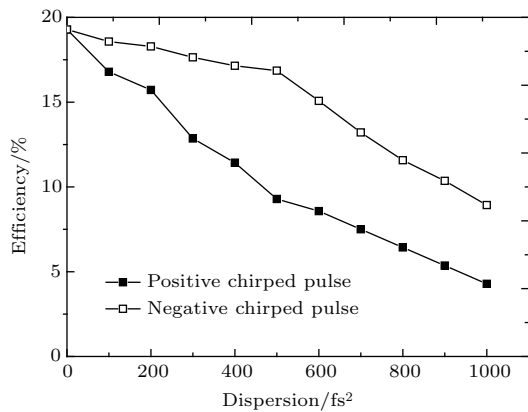


图7 正负啁啾脉冲输入条件下XPW输出效率关于二阶色散量的变化

Fig. 7. The measurement of the output efficiency changes of the XPW driven by the positive and negative chirped pulse.

在引入二阶色散的情况下,正啁啾与负啁啾脉冲的XPW产生效率都会随着引入色散量的增大而逐渐降低,但在等量二阶色散情况下,负啁啾脉冲的XPW产生效率高于正啁啾脉冲,在引入超过500 fs²的二阶色散后,正啁啾脉冲的XPW产生效率已低于10%,而同等条件下,负啁啾脉冲仍能保持17%的产生效率.也就是说负啁啾脉冲的XPW产生过程的色散容忍度要高于正啁啾脉冲.我们认为这是由于正啁啾脉冲在晶体内的非四波混频效应,即与XPW产生过程无关的效应(如自相位调制和互相相位调制效应)相比于负啁啾脉冲更强,在光谱上表现为自聚焦造成的光谱加宽效应更强,

见图5,同时这些效应会对脉冲能量造成更多的损耗,因此正啁啾脉冲的XPW输出效率也低于负啁啾脉冲.

5 结 论

本文通过理论计算得到了驱动脉冲的脉冲宽度和二阶色散量与XPW的脉冲宽度和二阶色散量之间的关系,XPW所能达到的傅里叶极限脉冲宽度直接受限于驱动脉冲的脉冲宽度和线性啁啾量,驱动脉冲线性啁啾越大,XPW的极限脉宽也就越窄,同时驱动脉冲的脉宽越窄,这种影响就越敏感.同时我们在正啁啾脉冲和负啁啾脉冲两种入射条件下设计了XPW产生实验以验证理论计算的结果,实验验证了饱和功率密度下,由于自相位调制和交叉相位调制效应的影响,XPW光谱拓展效果优于理论拓展极限的实验结果,光谱拓展倍数达到2.34倍,远高于 $\sqrt{3}$ 倍的理论极限.此外,我们对引入不同符号色散量对XPW输出的光谱宽度和形状及输出效率的影响进行了研究.正负啁啾脉冲由于不同符号色散量的引入,导致两类脉冲的光谱成分在时域上呈完全相反分布情况,这是这种差异性分布导致了简并四波混频效应和其他非线性效应效果的不同.相同色散条件下负啁啾脉冲的简并四波混频效应相比于正啁啾脉冲更强,因此具有更高的输出效率;而正啁啾脉冲的自相位调制和互相相位调制效应相比于负啁啾脉冲更强,具有更明显的光谱展宽效果.通过对啁啾脉冲输入条件下XPW输出特性的研究,我们对XPW的产生方式和效果有了更深入的了解,这对XPW技术在超快激光系统中的应用积累了经验,同时为实现稳定的亚15 fs拍瓦激光器提供了可能性.

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Gerstner E 2007 *Nature* **446** 16
- [3] Mourou G, Korn G, Sandner W, Collier J K 2011 *ELI-Extreme Light Infrastructure Science and Technology with Ultra-Intense Lasers* (Berlin: THOSS Media GmbH) p118
- [4] Chvykov V, Rousseau P, Reed S, Kalinchenko G, Yanovsky V 2006 *Opt. Lett.* **31** 1456
- [5] Itatani J, Faure J, Nantel M, Mourou G, Watanabe S 1998 *Opt. Commun.* **148** 70
- [6] Thauray C, Quere F, Geindre J P, Levy A, Ceccotti T, Monot P, Marjoribanks R 2007 *Nat. Phys.* **3** 424

- [7] Jullien A, Albert O, Burgy F, Hamoniaux G, Rousseau J P, Chambaret J P, Saltiel S M 2005 *Opt. Lett.* **30** 920
- [8] Jullien A, Canova L, Albert O, Boschetto D, Antonucci L, Cha Y H, Kourtev S 2007 *Appl. Phys. B* **87** 595
- [9] Wang J Z, Huang Y S, Xu Y, Li Y Y, Lu X M, Leng Y X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094214 (in Chinese) [王建州, 黄延穗, 许毅, 李妍妍, 陆效明, 冷雨欣 2012 物理学报 **61** 094214]
- [10] Ramirez L P, Papadopoulos D N, Pellegrina A, Georges P, Druon F, Monot P, Lopez-Martens R 2011 *Opt. Express* **19** 93
- [11] Chalus O, Pellegrina A, Ricaud S, Chalus O, Pellegrina A, Matras G, Jouglu P 2016 *SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics San Francisco, USA, February 15–18, 2016* p972611
- [12] Chvykov V, Rousseau P, Reed S, Kalinchenko G, Yanovsky V 2006 *Opt. Lett.* **31** 1456
- [13] Tournois P 1997 *Opt. Commun.* **140** 245
- [14] Buberl T, Alismail A, Wang H, Karpowicz N, Fattahi H 2016 *Opt. Express* **24** 10286
- [15] Minkovski N, Saltiel S M, Petrov G I, Albert O, Etchepare J 2002 *Opt. Lett.* **27** 2025
- [16] Diels J C, Rudolph W 2006 *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (New York: Academic Press) p11
- [17] Jullien A, Canova L, Albert O, Boschetto D, Antonucci L, Cha Y H, Kourtev S 2007 *Appl. Phys. B* **87** 595
- [18] Cambronero-López F, Bao-Varela C, Ruiz C 2016 *J. Opt. Soc. Am. B* **33** 1740
- [19] Iliev M, Meier A K, Greco M, Durfee C G 2015 *Appl. Opt.* **54** 219
- [20] Jullien A, Kourtev S, Albert O, Cheriaux G, Etchepare J, Minkovski N, Saltiel S M 2006 *Appl. Phys. B* **84** 409
- [21] Li G, Liu H J, Lu F, Wen X L, He Y L, Zhang F Q, Dai Z H 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 020602 (in Chinese) [李纲, 刘红杰, 卢峰, 温贤伦, 何颖玲, 张发强, 戴增海 2015 物理学报 **64** 020602]
- [22] Zhang Z 2011 *Femtosecond Laser Technology* (Beijing: Science Press) p17 (in Chinese) [张志刚 2011 飞秒激光技术 (北京: 科学出版社) 第 17 页]

Influence of linear chirp on the output characteristics of cross polarized wave with saturated power density*

Qin Shuang¹⁾ Wang Zhao-Hua¹⁾ Wang Xian-Zhi¹⁾ He Hui-Jun¹⁾ Shen Zhong-Wei²⁾
Wei Zhi-Yi¹⁾†

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Instrument Science and Opto-Electronics Engineering, Beijing Information Science and Technology University, Beijing 100192, China*)

(Received 19 March 2017; revised manuscript received 30 March 2017)

Abstract

Ultra-short and ultra-intense laser is one of the hottest research spot of laser technology and strong field physics, due to its challenging and the frontier application research. As the key specification of ultrafast ultrahigh intensity laser pulse, the contrast ratio is very influential on the effect of laser-matter interaction. To perform the laser-matter interaction experiments at a high power level, the contrast is required to be as high as 10^{10} to prevent preplasma dynamics. To solve these problems, one has proposed many methods to improve the contrast of ultrafast laser, such as using the saturable absorbers, double chirped pulse amplification, plasma mirrors and the cross-polarized wave (XPW) generation. The XPW technology can not only enhance the contrast of the pulse by 3–4 orders of magnitude without introducing any space dispersion, but also extend the output spectrum to support shorter pulse duration. The XPW is a nonlinear filter technique in third-order nonlinear crystal with anisotropic susceptibility. Because of its simple and all-solid-state structure, the XPW technique has become one of the most effective methods to enhance the temporal pulse contrast and deliver shorter pulse duration in the field of high peak-power ultrafast lasers. This method has been used in many large laser facilities under construction or upgrades, such as the Apollon and ELI, the contrast ratio as high as 10^{10} has been achieved. It is known that the conversion efficiency and spectral characteristics of XPW have a strong dependence on the spatial and temporal magnitudes of the input driving pulse. In our experiment, it is found that the various changes of the driven pulse properties have different influences on the characteristics of XPW pulses. The relationship between the linear dispersion of driven pulse and temporal property of XPW is investigated theoretically. In addition, an experiment on verifying the theory is conducted by taking advantage of a programmable acousto-optic dispersion filter. The experimental results fit well to the theoretical results while some new phenomena emerge when the intensity in the BaF₂ crystal reaches a saturation threshold. The spectral broadening capability of XPW becomes stronger and exceeds a theoretical upper limit. The pulse width can also be compressed to shorter than the theoretical limit. It is found that there are significant differences in spectral shape and conversion efficiency between the XPW signals by applying the opposite linear chirps to the driving pulse. A further analysis and theoretical explanation of these new phenomena are also presented.

Keywords: cross-polarized wave, spectral phase, linear chirp, spectrum broadening

PACS: 42.60.-v, 42.65.-k, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.66.094206

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922402), the Special Foundation of State Major Scientific Instrument and Equipment Development of China (Grant No. 2012YQ120047), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11434016), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16030200).

† Corresponding author. E-mail: zywei@iphy.ac.cn