

文章编号: 0258-7025(2005)02-0170-05

展宽器元件失调及带通分析

杨 鑫, 谢兴龙, 李美荣, 邵 敏, 高 奇, 薛志玲

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

摘要 通过光线追迹法给设计的反射式单光栅展宽器建立了一个数学计算模型。利用这个数学模型计算和分析了元件失调对反射式单光栅展宽器二阶色散量和输出光束发散角的影响,并考虑了反射式单光栅展宽器中衍射光栅和球形凹面镜的尺寸与展宽器带通的关系。发现当平面反射镜 M_1 的纵向偏离角为 0.2° 时,展宽器的二阶色散量最大,偏离角大于或小于 0.2° 时,展宽器的二阶色散量随之减小;得到了元件失调会增加输出光束发散角的结论;并发现展宽器中衍射光栅和球形凹面镜尺寸的有限大小对带通有限制作用。提出了利用反射镜 M_1 纵向的适当偏离增大展宽器二阶色散量的方法,以及增大衍射光栅和反射镜尺寸来提高展宽器带通的方法,从而进一步减少展宽过程中的光谱剪切。

关键词 几何光学;超短脉冲;展宽器;啁啾脉冲放大;群速度色散

中图分类号 O 435; TN 249 **文献标识码** A

Analysis of Misalignment and Spectrum Bandpass of Pulse Stretcher

YANG Xin, XIE Xing-long, LI Mei-rong, SHAO Min, GAO Qi, XUE Zhi-ling

(National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract In this paper, an analytical pulse stretcher model for the single-grating stretcher based on ray-tracing is presented. By this model, the effect of misalignment of optical element of stretcher on the second dispersion and on the deviation angle of the output pulse is analyzed. When the misalignment angle for the plane reflective mirror M_1 is 0.2 degree, the second order dispersion of the stretcher reaches the maximum. Increasing or decreasing misalignment angle, the second order dispersion of the stretcher decreases. That indicates that the misalignment of optical element of stretcher increases deviation angle of output pulse. The finite size of the diffraction grating and the concave mirror in the stretcher has constrain effect on spectrum bandwidth. A new way of increasing second order dispersion by misaligning reflective mirror, and improving bandwidth by increasing size of the diffraction grating and the concave mirror in the stretcher is proposed. It is important to the design of the stretcher.

Key words geometric optics; ultrashort pulse; stretcher; chirped pulse amplification; group velocity dispersion

1 引 言

随着飞秒激光脉冲技术的成熟及以此为基础的超高功率超高强度脉冲激光器的出现,飞秒激光脉冲在超快 X 射线激光的产生、高密度等离子体研究、强场物理、惯性约束核聚变中的“快速点火”^[1]等领域获得了广泛应用。超短超强激光脉冲的产生,

必须做到有效地从放大介质中抽取能量,从而获得高效放大,同时必须克服在放大过程中极高峰值功率给放大器带来的损伤和各种可能产生的非线性效应(自聚焦和强自相位调制)。所以,各种超短超强激光装置普遍采用了啁啾脉冲放大技术。啁啾脉冲放大技术已经成为解决这一问题和产生超短超强激光的典型方法。它首先利用展宽器给飞秒级或亚皮

收稿日期:2003-12-08;收到修改稿日期:2004-04-21

基金项目:国家 863 计划(863-804-2)资助项目。

作者简介:杨 鑫(1978—),男,中国科学院上海光学精密机械研究所硕士研究生,主要从事超短脉冲与强激光技术研究。

E-mail:yx1978616@etang.com

秒级的激光脉冲引入频率啁啾,使它在时域内展宽,然后将展宽后的脉冲注入高增益的预放。当脉冲能量达到毫焦耳量级时,再通过主放大器将能量提高到设计的水平,最后将放大后的脉冲压缩到尽可能接近初始脉宽,从而获得超高功率超高强度激光脉冲输出^[2]。其中展宽器是一个重要的部件。高效的展宽器和合理的设计,对提高整个超短脉冲激光系统的输出光束质量和信噪比是至关重要的。研究了实验室已建成的 20 TW 超短脉冲激光系统的展宽器结构,为了进一步优化,在原有设计的基础上,对它的参数重新进行了设计,并进行了详细的计算和分析。

本文通过光线追迹法给设计的反射式单光栅展宽器建立了一个数学计算模型。利用这个模型分析了展宽器的元件失调对二阶色散及展宽器输出光束发散角的影响,考虑了展宽器中衍射光栅和球形凹面镜尺寸的有限大小对展宽器带通的限制,提出了利用反射镜的适当偏离增大展宽器二阶色散量的方法。

2 展宽器结构与光线追迹模型

2.1 反射式单光栅展宽器

目前广泛使用的展宽器是 Martinez 于 1987 年提出的^[3],以及在此基础上改进的各种展宽器。而压缩器通常采用 Treacy 设计的平行光栅对^[4]。我们设计的反射式单光栅展宽器如图 1 所示。

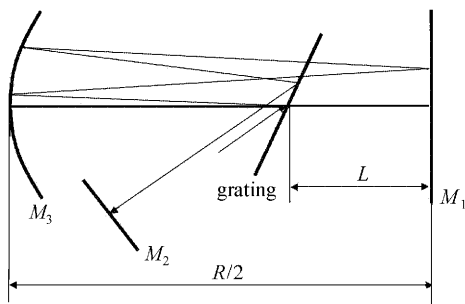


图 1 单光栅展宽器

Fig. 1 The sketch of a improved single-grating stretcher

该结构由一个反射式衍射光栅 grating, 一个球形凹面反射镜 M_3 和两个平面反射镜 M_1 和 M_2 组成 (M_1 放在球形凹面反射镜焦平面上)。钛宝石振荡器产生的自锁模飞秒激光脉冲聚焦后以 75° 角入射到衍射光栅与光轴的交点上[偏离利特罗 (Littrow) 3° , 仍保持很高的衍射效率, 这样可以避免以利特罗

角入射导致的垂直啁啾]。光栅将光谱展宽至球形凹面反射镜 M_3 , 反射镜 M_3 将光线会聚至最右端的反射镜 M_1 上, 再由反射镜 M_1 将光线反射回球形凹面反射镜, 又经过球形凹面反向镜的会聚, 再反射至光栅, 光线第二次经过光栅后平行入射至反射镜 M_2 , 光线经反射镜 M_2 反射后按原光路返回。以上过程重复一遍, 最后光线在光栅处会聚成一点输出, 到此完成整个脉冲展宽过程。

2.2 展宽器光线追迹模型

为了便于利用光线追迹法计算展宽器色散量的大小, 首先将图 1 中的折叠式展宽器以反射镜 M_1 为对称面展开成如图 2 所示的结构。展开结构的右半部分为原展宽器关于反射镜 M_1 的镜像。图中反射镜 M_3' 和 grating' 分别为球形凹面反射镜 M_3 和光栅 grating 的像, A' 为 BD 延长线与光轴的交点。为了便于计算, 假设光线沿光轴平行入射, 在忽略脉冲经过展宽后不同波长成分的出射光线之间的微小夹角的情况下, 可以近似认为不同波长成分的出射光线相互平行, 且都平行于光轴。并将光程分成四部分, 从而使整个计算过程更简单, 由此可计算出不同波长成分在展宽器中传输的光程为

$$L = L_{AB} + L_{BCD} + L_{DE} + L_{EF} =$$

$$R \sin(\theta_1 - \theta_3) \left(\frac{1}{\sin \theta_1} - \frac{1}{\sin \theta_2} \right) +$$

$$R \sin(\theta_2 + \theta_4) \left(\frac{1}{\sin \theta_2} + \frac{1}{\sin \theta_5} \right) -$$

$$R \frac{\sin(\theta_5 - \theta_4)}{\sin \theta_5} -$$

$$\left[\frac{R \sin(\theta_5 - \theta_4)}{\sin \theta_5} - L_1 \right] \frac{\cos \theta_i}{\cos(\theta_i - \theta_5)} (1 + \cos \theta_5),$$

(1)

式中 θ_i 为光束入射角, θ_1 为入射角与一级衍射角之差, θ_2 为 BD 延长线与光轴的夹角, θ_3 为光线经过光栅一级衍射后入射到球形凹面镜的入射角及反射角, θ_4 为光线在球形凹面镜的像 M_3' 上的入射角及反射角, θ_5 为 AD 与光轴的夹角^[5~7]。

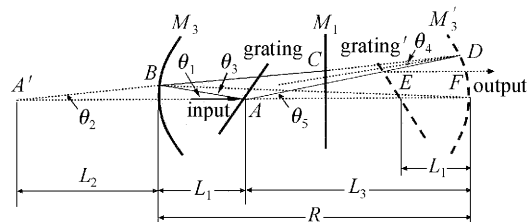


图 2 单光栅展宽器光线追迹

Fig. 2 The sketch of ray-tracing model for the single-grating stretcher

3 元件失调对展宽器的影响

3.1 模型建立

由于成像误差以及元件失调引起的高阶色散,使展宽器和压缩器的相位函数不可能做到完全匹配。这就意味着在实际应用中,必须考虑到失调对各阶色散可能产生的影响。同时为了便于分析元件失调对展宽器输出光束发散角和带通的影响,首先通过光线追迹法给展宽器建立一个数学模型。通过这个模型,主要考虑下面几个问题:1) 元件失调对各阶色散的影响。在这里对高阶色散不作讨论,其分析方法与对二阶色散的讨论一致。为了准确地反映二阶色散的大小,必须将成像误差和失调的影响考虑进去,所以不能直接使用参考文献[8]中的公式(5)来确定二阶色散量的大小,而是通过模型采用数值拟合的方法;2) 元件失调对输出光束发散角的影响;3) 光栅和球形凹面镜尺寸的有限大小对展宽器带通的影响。

3.2 元件失调对展宽器二阶色散的影响

在一般的计算与分析中,通常不考虑元件失调的影响,都假定展宽器中各元件得到精确的校准,并应用参考文献[8]中的公式(以下简称公式)来进行计算。而在实验中,展宽器各元件很难做到精确校准以消除失调的存在。这些失调使光束产生偏离,从而引入新的色散,使色散量减少或增加。所以,简单的应用公式不能真实反映展宽器二阶色散的大小,当偏离角比较大时,由于偏离所引入的新的色散量不能够忽略。因此,这里不直接使用公式对二阶色散进行计算,而是采用了数值拟合的方法,在拟合过程中,确定了足够多的数据点,以确保拟合的精确。

图3为 M_1 的纵向失调与展宽器二阶色散的拟合曲线。由图3可知, M_1 反射镜的纵向偏离角为 0.2° 时,展宽器的二阶色散量最大。这是因为适当的偏离使光束不同频率成分之间的光程差增大,展宽器的色散量相应增加;而纵向偏离角超过 0.2° 时,二阶色散系数随着偏离角的增大急剧下降,说明光束不同频率成分之间的光程差比原来小,且它们在空间的分布被压缩,展宽器色散量减少。图4为 M_2 的纵向失调与展宽器二阶色散的拟合曲线。从图4中得知,偏离角小于 1.2° 时, M_2 的偏离对二阶色散的影响很小,而当偏离角大于 1.2° 时,色散量随着偏离角的增加增大。由此可知,可以通过适当调节反射镜的偏离来增大二阶色散量,从而在展宽器原

有尺寸不变的情况下,增加了展宽器的脉冲展宽比。在展宽比一定的情况下,采用纵向失调 M_1 提高展宽比的方法可以进一步的压缩展宽器的尺寸,使整个展宽器变得更加紧凑,但必须考虑失调对后面的输出光束发散角的影响。

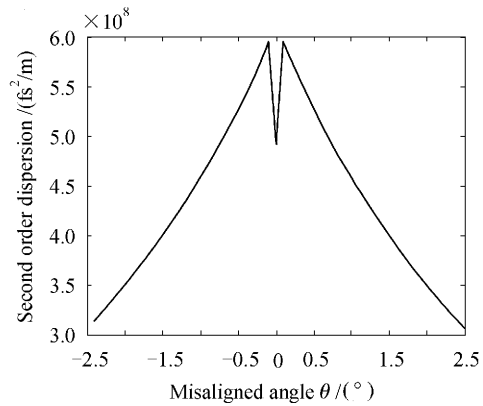


图3 M_1 纵向失调与展宽器二阶色散

Fig. 3 Second order dispersion as a function of misaligned angle of M_1

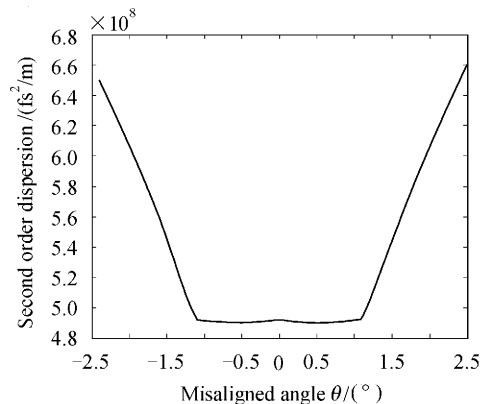


图4 M_2 纵向失调与展宽器二阶色散

Fig. 4 Second order dispersion as a function of misaligned angle of M_2

3.3 元件失调对输出光束发散角的影响

从振荡器出来的光束通过没有元件失调的展宽器展宽后,输出光束的发散角很小,只有 10^{-4} rad左右,然而元件失调使输出光束发散角增大 $10^4 \sim 10^5$ 倍左右,这样的发散角影响到后面的脉冲压缩;另一方面,发散角增大还会影响光束的聚焦特性^[9]。实际情况中,反射镜 M_1, M_2 失调使发散角急剧增大。发散角增大影响后面的压缩质量,从而降低了整个展宽压缩系统的性能。图5(a), (b)分别表示反射镜 M_1, M_2 失调对发散角的影响(其中入射角 75° ,谱线宽 6 nm , $\lambda_0 = 1053 \text{ nm}$, $L = 300 \text{ cm}$)。由此可知

在实验中,必须尽量做到元件的精确调整,避免失调对发散角的影响。

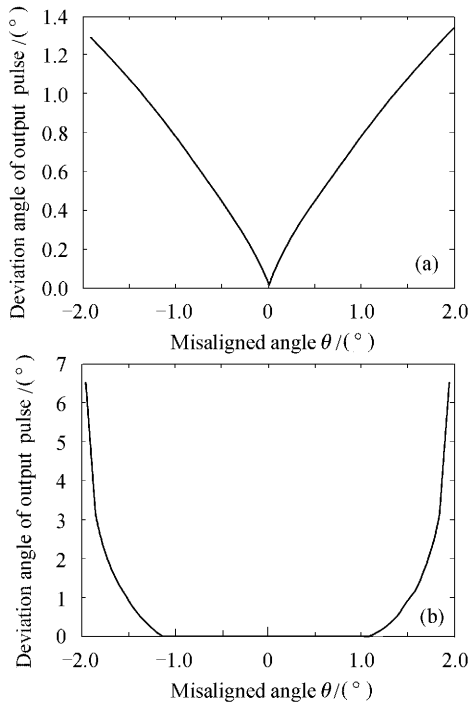


图 5 发散角偏离

(a) M_1 失调; (b) M_2 失调

Fig. 5 Deviation angle of output pulse as a function of misaligned angle of mirror M_1 (a) and M_2 (b)

3.4 展宽器的带通计算与分析

各种形状的脉冲都有一个时间带宽乘积。这里主要考虑高斯型飞秒激光脉冲,其时间带宽乘积可表示为

$$\Delta f_p \tau_p = \left(\frac{2 \ln 2}{\pi} \right) \times \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a} \right)^2} \approx 0.44 \times \sqrt{1 + \left(\frac{b}{a} \right)^2}, \quad (2)$$

式中 b 为脉冲的初始啁啾参量, $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2 / a}$ 为脉冲宽度(FWHM), a 是与脉冲时间半宽度有关的量,其单位为 s^{-2} 。在时间宽度已知的条件下,飞秒高斯脉冲的光谱宽度可由式(2)计算。飞秒高斯脉冲通过展宽器展宽的过程中,由于光栅和球面镜尺寸的有限大小,使光谱成分中的一部分偏离出展宽器,在光栅和球面镜上形成光谱剪切。光谱剪切与波长有关,如果光谱剪切是缓变的,不会引起严重的脉冲畸变,但将使最终脉冲有一定展宽;当光谱剪切变化较大时,在使最终脉冲展宽的同时,还会引起预脉冲和侧翼的产生,以及峰值强度、对比度的下降^[10],同时在光束聚焦时还会影响焦平面的空间分

布,导致焦斑变大。在展宽器的设计和实验过程中,要尽量避免光谱剪切的产生。图 6 表示光栅与反射镜的距离及带通的关系(入射角 75° , $\lambda_0 = 1053$ nm),图 7 表示光束入射角与带通的关系($L = 300$ cm, $\lambda_0 = 1053$ nm)。图中曲线的形成说明展宽器的带通由光栅和球形凹面镜共同决定。所以,为了避免或减少光谱剪切现象,在设计反射式单光栅展宽器时,必须选择足够长的光栅和大尺寸的球形凹面反射镜。

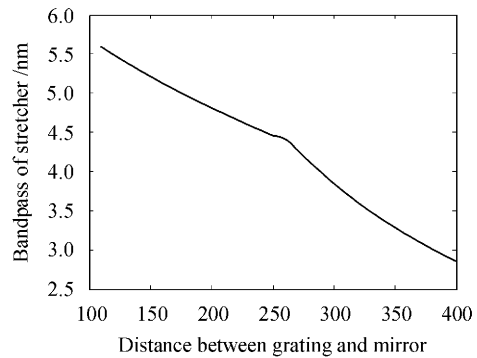


图 6 光栅与反射镜距离及带通的关系

Fig. 6 Bandpass of stretcher as a function of distance between grating and mirror M_1

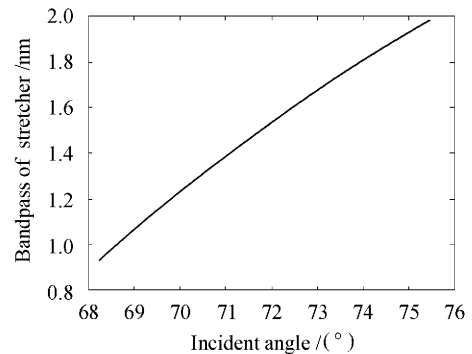


图 7 入射角与带通的关系

Fig. 7 Bandpass of stretcher as a function of incident angle

4 结 论

反射式单光栅展宽器对脉冲的展宽一方面与脉冲本身的脉宽和谱宽有关,另一方面与展宽器的参数和元件的失调有关。本文采用光线追迹法给设计的展宽器建立了一个数学模型,通过这个数学模型分析了元件失调对二阶色散和输出光束发散角的影响,考虑了展宽器中光栅与球面镜距离和入射角大小对带通的限制,提出了利用反射镜 M_1 的适当偏离提高色散量的方法。这些分析与计算为今后的实

验提供了依据。

参 考 文 献

- 1 Xinglong Xie, Fengqiao Liu, Jingxin Yang *et al.*. Dual sub-picosecond and sub-nanosecond laser system [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(11):658~659
- 2 Xie Xinglong, Zhu Jianqiang, Liu Fengqiao *et al.*. 20 TW sub-picosecond laser system (SPS) applied for the neutron experiment [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(10):865~872
谢兴龙,朱健强,刘凤翘等. 20 TW 亚皮秒激光系统 (SPS) 与中子产生实验研究[J]. *中国激光*, 2003, **30**(10):865~872
- 3 O. E. Martinez. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: application to fiber compensation in 1.3~1.6 μm region [J]. *IEEE Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**(1):59~64
- 4 E. B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1969, **QE-5**(9):454~458
- 5 Wang Yong, Wang Qingyue, Chai Lu *et al.*. Calculation of the effect of stretcher parameters on dispersion simulated by ray-tracing [J]. *Chinese J. Quantum Electron.*, 2000, **17**(3):193~197
- 6 Zhigang Zhang, Takashi Yagi, Takashi Arisawa. Ray-tracing model for stretcher dispersion calculation [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(15):3393~3399
- 7 Zhang Xiangdong, Xu Zhizhan, Wang Xiafang. Analysis of group velocity dispersion of typical stretchers by means of geometric optics [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(2):127~130
张向东,徐至展,王晓方. 展宽器群速度色散的几何光学方法分析[J]. *中国激光*, 2002, **A29**(2):127~130
- 8 S. Kane, J. Squier. Fourth-order-dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse amplification systems [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(5):1237~1244
- 9 Y.-H. Chuang, D. D. Meyerhofer, S. Augst *et al.*. Suppression of the pedestal in a chirped-pulse-amplification laser [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1991, **18**(6):1226~1234
- 10 Mark Trentelman, Ian N. Ross, Colin N. Danson. Finite size compression gratings in a large aperture chirped pulse amplification laser system [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(33):8567~8573