

文章编号: 0253-2239(2006)11-1609-5

# 脉冲压缩光栅光路调节新方法研究\*

张 伟<sup>1</sup> 吴建宏<sup>2</sup> 朱健强<sup>1</sup> 李朝明<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 中国科学院上海光学精密机械研究所 高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)  
(<sup>2</sup> 苏州大学信息光学研究所, 苏州 215006)

**摘要:** 介绍了一种简单而实用的大口径脉冲压缩光栅光路调节方法,有效解决了普通光路调节方法中轴向调节精度不高的问题。首先由全息透镜(光栅)成像公式出发,推导出了该光路调节的基本原理。并从光栅记录系统与光栅衍射波像差的关系,结合初级像差理论推导出叠栅条纹像差为  $0.4786\lambda$ ,大约是光栅衍射波像差( $0.25\lambda$ )的两倍,利用此关系也可对光栅衍射波像差进行实时监测。从数值模拟结果可知,利用叠栅条纹法调节光路可将光栅波像差减至  $0.06\lambda$ ,相应的轴向误差量为  $0.007\text{ mm}$ ,可有效提高了轴向调节精度。

**关键词:** 衍射与光栅; 叠栅条纹; 波像差; 数值模拟

中图分类号: O436.1 文献标识码: A

## New Method to Regulate Light Path of Pulse Compression Grating

Zhang Wei<sup>1</sup> Wu Jianhong<sup>2</sup> Zhu Jianqiang<sup>1</sup> Li Chaoming<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> National Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)  
(<sup>2</sup> Institute of Modern Optics, Soochow University, Suzhou 215006)

**Abstract:** A simple and practical method, moiré fringe method (MFM), for adjusting the light path of the pulse compression grating with a great aperture is introduced, with which the longitudinal precision of the conventional light path adjustment is improved. With the imaging formula of the holographic lens, the principle of the light path adjustment is deduced. With the primary aberration theory and relationship between the optical recording system and the diffraction wavefront aberration of the grating, it is concluded that the aberration of the moiré fringe is  $0.4786\lambda$ , approximately twice of the diffraction wavefront aberration of grating. According to the above numerical relation, the diffraction wavefront aberration of the grating can be monitored. From the simulation, it is presented that, the wavefront aberration can be reduced to  $0.06\lambda$ , corresponding to the longitudinal error of  $0.007\text{ mm}$ .

**Key words:** diffraction and grating; moiré fringe; wavefront aberration; numerical simulation

## 1 引 言

基于光栅的飞秒脉冲啁啾放大技术<sup>[1]</sup>是产生高功率激光的重要方式。而大尺寸脉冲压缩光栅<sup>[2~4]</sup>是激光惯性约束核聚变装置中的关键元件,其质量直接影响到快点火的成败。大口径脉冲压缩光栅由于尺寸大,制作光路的调节精度要求极高。按照瑞利判据,光栅的衍射波像差不大于  $1/4$  波长时,光栅

( $400\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ )光路轴向调节误差容限仅为  $0.048\text{ mm}$ 。这样高精度要求普通光路调节方法根本无法满足。为此本文提出了一种简单而实用的光栅光路调节方法:叠栅条纹法。利用叠栅条纹法一次调节光路就可获得较高的光路调节精度和较小的轴向调节误差,可有效解决传统光路调节方法无法制作大口径光栅的缺陷。

\* 江苏省高技术研究计划(BG2004020)和国家 863 计划(2004AA849023)资助课题。

作者简介: 张 伟(1979~),男,江苏镇江人,中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生,从事大口径脉冲压缩光栅的研制工作。E-mail: zhangwei723373@163.com

导师简介: 朱健强(1965~),男,江苏人,中国科学院上海光学精密机械研究所研究员,博士生导师,目前从事激光驱动器的研制工作。E-mail: jqzhu@mail.shcnc.ac.cn

收稿日期: 2005-12-19; 收到修改稿日期: 2006-03-21

本文从光栅记录光学系统与光栅衍射波像差的关系出发,理论上推导出了光栅波像差与叠栅条纹像差的关系以及叠栅条纹光路调节法的原理,并实验验证了叠栅条纹法的有效性。

## 2 方 法

这里的叠栅条纹是指记录显影后的实光栅旋转 $180^\circ$ 后置于记录位置时,记录光束在记录面上形成的虚光栅与之叠加而成的等差条纹。按照普通光路调节方法调节光栅光路,通常有比较大离焦量(毫米量级),此时的叠栅条纹呈现同心圆环状(图1)。由于空间滤波器离焦产生的光栅衍射波像差比垂轴调节误差引入的光栅衍射波像差要大一个量级<sup>[5]</sup>,因此能否有效减少离焦量是制取小像差大口径脉冲压缩光栅的关键。

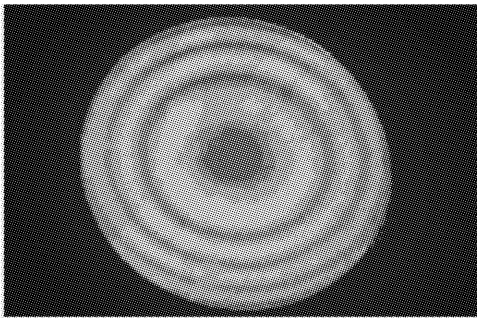


图1 滤波器离焦产生的叠栅条纹

Fig. 1 Moiré fringe caused by defocus of the pinhole spatial filter

叠栅条纹法:按照一般光路调节方法粗调光路后记录光栅,把光栅绕着光栅法向旋转 $180^\circ$ (事实上由于光栅的上下表面不平行,不可能是 $180^\circ$ ,也恰恰是这样的不平行条件形成了虚实光栅条纹的微小夹角而形成等差条纹)置于记录面上,调节空间滤波器直至叠栅条纹成水平直条纹(图2),再返回各方向调节量的一半即可。

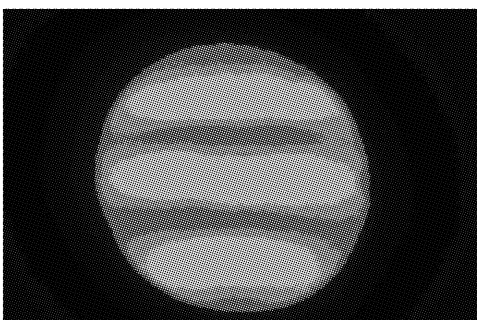


图2 调节空间滤波器产生的叠栅条纹

Fig. 2 Moiré fringe caused by regulating the pinhole spatial filter

## 3 全息光栅衍射波像差与记录光学系统的关系

全息光栅光学记录系统如图3所示(省略了激光器以及空间滤波器以前的部分),平凸透镜的曲率半径为1406.4 mm,透镜中心厚度为70 mm,记录波长为413.1 nm,记录光栅空间频率为1480 line/mm(其中一束光束的入射角为 $17.8^\circ$ )。

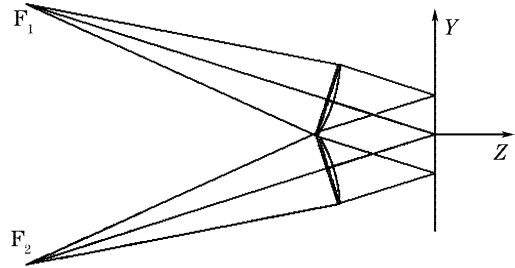


图3 全息记录光学系统示意图

Fig. 3 Schematic diagram of holographic grating

空间滤波器 $F_1$ 和 $F_2$ 产生的球面波经过准直透镜后在记录面(XOY面)上的相位分布为

$$\phi_1(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} L_1(x, y), \quad (1)$$

$$\phi_2(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} L_2(x, y), \quad (2)$$

式中 $L_1(x, y)$ ,  $L_2(x, y)$ 分别为自空间滤波器 $F_1$ ,  $F_2$ 发散点发出的光线经过平凸透镜到记录面点 $(x, y)$ 的光程。两束光干涉后的光强分布为

$$I = \frac{1}{2} \{1 + \cos[\phi_2(x, y) - \phi_1(x, y)]\}. \quad (3)$$

在线性记录条件下,用波长 $\lambda_c$ ,入射角 $\theta_c$ 的平面波入射,光栅一级衍射光的复振幅分布为

$$U_0 = \left\{ \left[ \frac{2\pi}{\lambda_c} \sin \theta_c + \phi_2(x, y) - \phi_1(x, y) \right] \right\}. \quad (4)$$

以光栅中央的空间频率 $f_0$ 为参考空频,(4)式的相位部分可写成

$$\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sin \theta_c + 2\pi f_0 x + [\phi_2(x, y) - \phi_1(x, y) - 2\pi f_0 x], \quad (5)$$

(5)式中 $\left(\frac{2\pi}{\lambda_c} \sin \theta_c + 2\pi f_0 x\right)$ 为由标准光栅衍射的平面波。令 $\Delta\phi$ 表示由像差引起的相位变化:

$$\Delta\phi = [\phi_2(x, y) - \phi_1(x, y) - 2\pi f_0 x], \quad (6)$$

那么衍射光波波像差为

$$W(x, y) = \Delta\phi \frac{\lambda_c}{2\pi} = \left[ \frac{L_2(x, y)}{\lambda} - \frac{L_1(x, y)}{\lambda} - f_0 x \right] \lambda_c. \quad (7)$$

从(7)式可以看出,当光栅的衍射波像差以再现波长

作为单位时,衍射波像差与再现光的入射角和波长无关。光路调节误差(这里主要是指空间滤波器)引起光程( $L_1, L_2$ )变化产生了光栅衍射波像差,这也是由光栅衍射波像差要求推断光学系统记录像差的理论依据。

#### 4 叠栅条纹像差和光栅衍射波像差的关系

事实上,叠栅条纹是由光栅的物光的零级衍射光和参考光的负一级衍射光干涉而成,干涉光路见图 4,在成像面和光栅记录面上均可观察到叠栅条纹。在线性记录条件下,按光栅复振幅透射率得出叠栅条纹的相位分布为

$$\phi_m(x, y) = \phi_2(x, y) - \phi_1(x, y) + \phi_2(x', y') - \phi_1(x', y'), \quad (8)$$

其中  $\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin(-\theta) \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix}$ ,  $\theta$  为光栅绕  $Z$  轴旋转的角度,这里假设绕光栅中心旋转没有发生平移。

参照(6)式,(8)式可改写为

$$\phi_m(x, y) = [\phi_2(x, y) - \phi_1(x, y) - 2\pi f_0 x] + [\phi_2(x', y') - \phi_1(x', y') - 2\pi f_0 x'] + 2\pi f_0 (x + x'), \quad (9)$$

光栅的旋转角度约为  $180^\circ$ (理论计算时以光栅的实际尺寸作为视场,在视场内以出现三条条纹作为依据,此时旋转角度为  $180.0006^\circ$ )。由于  $(x, y)$  与  $(x', y')$  关于原点对称,  $2\pi f_0 (x + x')$  较之前两项要小得多,约为 2%,故忽略此项。因此叠栅条纹的像差分布为

$$W_m(x, y) = \left[ \frac{L_2(x, y)}{\lambda} - \frac{L_1(x, y)}{\lambda} - f_0 x \right] \lambda_c + \left[ \frac{L_2(x', y')}{\lambda} - \frac{L_1(x', y')}{\lambda} - f_0 x' \right] \lambda_c = W(x, y) + W(x', y'). \quad (10)$$

由(10)式可知,叠栅条纹的像差由虚实光栅的波像差叠加而成。当光学系统只有初级像差时,其波像

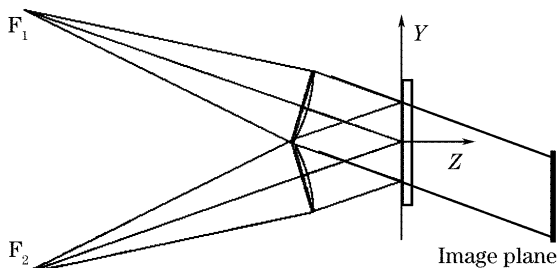


图 4 叠栅条纹光学系统图

Fig. 4 Schematic form of moiré fringes

差函数为

$$W(x, y) = A(x^2 + y^2)^2 + B y(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) + E x + F y, \quad (11)$$

式中  $A$  为球差系数;  $B$  为慧差系数;  $C$  为像散系数;  $D$  为离焦系数;  $E, F$  分别为波面倾斜系数。

由(11)式可知,波像差中轴向部分(球差和离焦)为  $(x, y)$  的偶函数,并不随  $(x, y)$  的符号改变而改变。而垂轴部分(慧差)为  $(x, y)$  的奇函数,随着  $(x, y)$  的符号改变而改变。因此随着光栅旋转,虚实光栅波像差中轴向部分被叠加,而垂轴部分(空间滤波器垂轴方向调节误差产生的慧差)则相互抵消。因此叠栅条纹像差是轴向调节误差引入的光栅衍射波像差的两倍,它并不能反映垂轴方向的调节误差。表 1 为利用 Matlab 编程计算出的调节空间滤波器产生叠栅条纹像差  $W(x, y) + W(x', y')$  的值(已选取了适当参考面),其中调节误差量是以产生  $0.25\lambda$  光栅衍射波像差为依据,  $X_p$  为子午方向,  $Y_p$  为弧矢方向,  $Z_p$  为光轴方向。

表 1 空间滤波器调节产生的叠栅条纹像差

Table 1 Aberration of moiré fringes produced by the deviation of the pinhole

Regulating direction	Regulating error /mm	$[W(x, y) + W(x', y')]/\lambda$
$X_p$	0.370	0.0184
$Y_p$	0.310	0.0151
$Z_p$	0.048	0.4786

由表 1 可知,轴向 0.048 mm 的调节误差产生的光栅衍射波像差为  $0.25\lambda$ , 而叠栅条纹像差为  $0.4786\lambda$ , 约为前者的两倍。而横向调节误差导致的叠栅条纹像差则大幅减少,与由初级像差理论得出的结论一致。

若光栅旋转的同时还有少量平移,  $2\pi f_0 (x + x')$  则有可能增加到不可忽略的地步。假设以光栅平移造成的增量为(9)式第一项的 10% 为限,计算出光栅的平移量不应超过  $\pm 4$  mm。

#### 5 叠栅条纹调节法理论分析

平面衍射光栅可看作是离轴全息透镜,按照全息透镜物像关系式

$$\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_0} = m\mu \left( \frac{1}{z_B} - \frac{1}{z_A} \right) = \frac{1}{f_m}, \quad (12)$$

式中  $Z_I$  为再现像点位置;  $z_0$  为物点位置;  $z_A, z_B$  为全息透镜构建点光源位置;  $\mu = \lambda/\lambda_0, \lambda_0$  为记录波

长,  $\lambda$  为再现光波长;  $f'_m$  为第  $m$  级衍射像对应的焦距, 波长和衍射级有关。如果令

$$\left(\frac{1}{z_B} - \frac{1}{z_A}\right) = \frac{1}{f'_1}, \quad (13)$$

那么  $f'_1$  只与记录条件有关。

按照理想光栅记录条件, 完全对称光路制取的全息透镜是无焦系统。但是实际光路调试时并不能严格满足  $z_A = z_B$ 。假设  $R_o, R_r$  为构建光栅点光源(空间滤波器)空间位置, 且  $R_o = R_r + \Delta$ , 则以  $R_o$  再现正一级(光栅原位再现)衍射物像关系满足

$$1/R_o - 1/R_r = 1/f'_1, \quad (14)$$

将光栅旋转后, 仍以  $R_o$  再现时其衍射级次为负一级, 其再现像位置  $R_x$  满足

$$\frac{1}{R_o} - \frac{1}{R_x} = \frac{1}{f'_1}. \quad (15)$$

将(13)式和(14)式相加得

$$R_x = \frac{R_r(R_r + \Delta)}{R_r - \Delta}, \quad (16)$$

化简得

$$R_x - R_r = \frac{2R_r\Delta}{R_r - \Delta}. \quad (17)$$

由于  $\Delta \ll R_r$ , 则

$$R_x - R_r = 2\Delta. \quad (18)$$

比较  $R_o = R_r + \Delta$  可知光栅旋转  $180^\circ$  后, 同一光波再现像位置发生了  $2\Delta$  变化。调节空间滤波器到像点  $R_x$  位置时, 叠栅条纹变直。返回调节量一半( $\Delta$ )后, 空间滤波器位置正好落在  $R_o$  处, 表明经过调节后两空间滤波器空间位置对称, 有非常一致的调节误差。

图 5 给出了利用 Zemax 计算出的单个空间滤波器调节误差产生的光栅衍射波像差和两空间滤波器具有一致调节误差产生的光栅波像差的关系对比。并且在计算某一方向调整精度时, 假定其他方向是准确调整的。

由图 5 分析可知: 光栅衍射波像差随单个空间滤波器调节误差量增加呈线性增长。一致的光路调节误差可有效消除调节误差引入的光栅波像差, 几乎呈一水平直线, 其值约等于光栅剩余波像差(无光路调节误差制取光栅的波像差)。也就是说, 一致的光路调节误差和光路准确调节时得到的光栅波像差基本一致。值得注意的是单个空间滤波器  $Y_p$  方向  $0.05 \text{ mm}$  的调节误差量有助于获得更小像差的光栅。有可能是该方向微小调节误差补偿了一部分透镜的高级像差。尽管如此, 叠栅条纹光路调节法也是非常有效的。

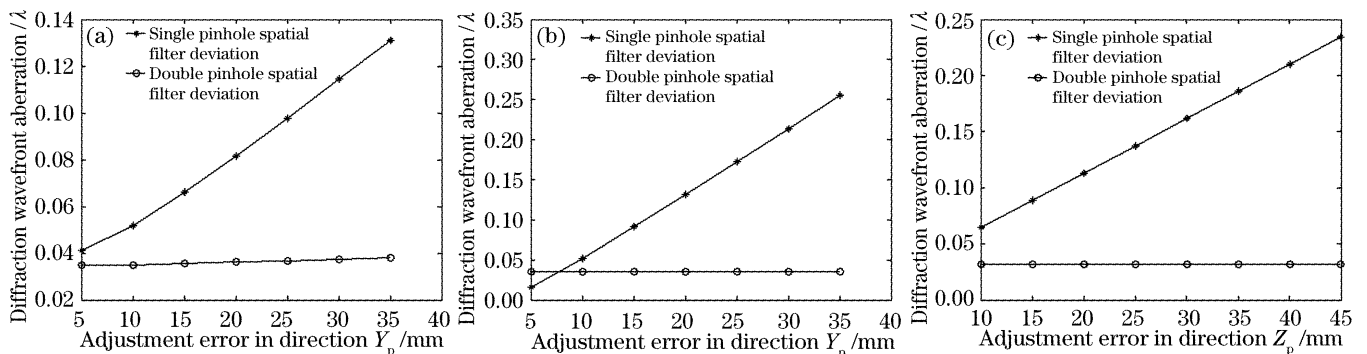


图 5 在不同方向上单个空间滤波器调节误差产生的光栅衍射波像差与两空间滤波器调节误差产生的衍射波像差

Fig. 5 Comparison of wavefront aberrations formed by single pinhole deviation and deviation of two pinholes at different directions

## 6 实验结果与分析

利用叠栅条纹法调节光栅光路, 以调节前后的光栅波像差对比作为研究对象, 并考虑光栅基底面形差对光栅衍射波像差的影响(该影响另文说明)。

表 2 给出实验结果光栅基底的面形差为  $0.2\lambda$ , 它在利特罗角下产生的光栅衍射波像差为  $0.45\lambda$ 。光路的调节误差是根据统计规律计算而出。利用叠栅条纹法调节光路产生的平均光栅波像差为  $0.06\lambda$ 。假设人眼能分辨  $1/10$ (如图 3)叠栅条纹弯曲, 则所

制取的光栅波像差约为  $0.05$ 。实验和理论结果吻合得很好。

表 2 叠栅条纹法光路调节实验结果分析

Table 2 Result and analysis of moiré fringes method

Wavefront aberration of grating before MFM regulation / $\lambda$	Wavefront aberration of grating after MFM regulation / $\lambda$	Wavefront aberration of grating produced by regulation / $\lambda$
1.5	0.457	0.080
1.8	0.454	0.060
2.5	0.452	0.042

普通的光路调节(图 2)所得光栅波像差约为  $1.5\lambda$ , 轴向误差量约为  $0.3\text{ mm}$ 。叠栅条纹法(图 3)获得的光栅衍射波像差为  $0.05\lambda$ , 相应的轴向误差量约为  $0.007\text{ mm}$ 。可见叠栅条纹光路调节法有效提高了轴向调节精度。

## 7 结 论

利用叠栅条纹法来调节脉冲压缩光栅光路是一种非常简单而实用的精密光栅制取方法。利用叠栅条纹可以获得一致的空间滤波器调节误差, 有效提高了轴向调节精度, 弥补了传统光路调节的不足。叠栅条纹法中光栅旋转后的平移误差为  $\pm 4\text{ mm}$ 。去除光栅基底面形的影响, 可获得的平均光栅衍射波像差为  $0.06\lambda$ , 和理论结果很接近, 与传统光路调节获得的光栅波像差  $1.5\lambda$  相比, 叠栅条纹法大大改

善了光路调节精度。此外, 叠栅条纹法同样适用与普通光栅的调节。

## 参 考 文 献

- 1 I. Thomann, E. Gagnon, R. J. Jones *et al.*. Investigation of a grating-based stretcher/compressor for carrier-envelope phase stabilized fs pulses[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3493~3499
- 2 J. D. McMullen. Chirped-pulse compression in strongly dispersive media[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1997, **67**(11): 1575~1578
- 3 O. E. Martinez. Grating and prism compressors in the case of finite beam size[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3**(7): 929~934
- 4 J. D. McMullen. Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair[J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(5): 737~741
- 5 Zhang Wei, Wu Jianhong, Li Chaoyang. Effect of wavefront aberration of grating on pulse compression[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(3): 399~402 (in Chinese)  
张 伟, 吴建宏, 李朝明. 光栅波像差对脉冲压缩的影响[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(3): 399~402