

# 脉冲光栅展宽器受共焦望远镜系统 球差影响的解析分析

周士安 钱列加

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

**提要** 提出一种近似的方法,其考虑具有望远镜系统的光栅展宽器的有效光栅间距,以补偿球差。给出二阶色散和四阶色散的修正量公式。据此,可得出对实验元件性能的具体要求。

**关键词** 光栅展宽器,共焦望远镜,球差,二阶色散,四阶色散

## 1 引 言

得益于成熟的飞秒固体激光器克尔锁模技术(KLM)<sup>[1]</sup>,近十年来,高功率短脉冲固体激光器取得了革命性的发展<sup>[2]</sup>。日本最近成功地建造了 10 Hz, 20 fs, 100 TW 的钛宝石激光系统<sup>[3]</sup>。而美国则在高能钽玻璃激光装置 NOVA 的基础上,实现了 1.3 PW 400 fs 的脉冲输出<sup>[4]</sup>,可聚焦功率密度可分别达到  $1 \times 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 和  $1 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>,为研究极端条件下的物理过程提供了必要的实验手段。这类超高功率固体激光器装置的核心技术是啁啾脉冲放大(CPA)<sup>[5]</sup>。它通过 Martinez 型脉冲光栅展宽器(正群速延时色散(GDD))<sup>[6]</sup>将振荡器输出的飞秒脉冲展宽为纳秒级啁啾脉冲,经多级激光放大器链放大后,由 Treacy 型脉冲光栅对(负 GDD)<sup>[7]</sup>将高能的啁啾脉冲“还原”为飞秒脉冲。理想的脉冲压缩要求脉冲压缩器的 GDD 和脉冲展宽器及放大器链光学系统的 GDD 完全匹配,任何上述 GDD 的失配都将导致最终输出脉冲的变宽或降低脉冲信噪比(S/N)<sup>[8]</sup>。除放大器介质色散规律和光栅不同外,光栅展宽器中望远镜系统的色差和球差是影响输出脉冲保真度(fidelity)的重要因素。它们将分别导致三阶色散(TOD)和四阶色散(FOD)GDD 失配<sup>[9]</sup>。激光脉冲宽度越窄,TOD 和 FOD 的影响就越严重,为此用特殊设计的反射式望远镜替代折射式望远透镜系统以消除色差并控制或消除各类光学像差<sup>[10,11]</sup>。

为分析望远镜系统实际存在的球差等 GDD 的影响,普遍采用的方法是光线追迹(Ray-Tracing)<sup>[9-12]</sup>,可以较好地用以计算已设计的展宽器各阶 GDD,但很难给出普遍规律并起到指导作用。为此,本文将给出简单且普遍的解析表达式,用分析透镜球差的影响。可分别用两种不同的方式来表达:

(1) 从平均的角度,球差的影响将使脉冲变宽,等效于一光栅间隔的修正量,引起相应 GDD 的修正量;

(2) 从多阶色散的角度,由共焦望远镜系统引起的球差将导致四阶色散变化。

所建立的近似模型能够给出对球差的容许量,可以用来指导如何选用合适望远镜系统的光学透镜或反射镜,以便达到所需的信噪比。

## 2 理论解析模型的建立

对于准单色激光脉冲,其频带宽 ( $\Delta\omega$ ) 远小于中心频率  $\omega_0$ ,为分析方便起见,通常将光谱位相  $\Phi(\omega)$  进行泰勒展开

$$\Phi(\omega) = \Phi(\omega_0) + T_1\Delta\omega + T_2(\Delta\omega)^2/2 + T_3(\Delta\omega)^3/6 + T_4(\Delta\omega)^4/24 + \dots \quad (1)$$

式中  $T_1$  被称为脉冲群速度延迟,它对脉冲变化没有影响。二阶项  $T_2$  代表群速度色散(GVD),它是决定 CPA 系统脉冲展宽或压缩的主要物理量。(1) 中的其他高阶项将引起脉冲形状的失真或畸变,脉冲保真度将主要取决于  $T_3$ (TOD) 和  $T_4$ (FOD)。因此,TOD,FOD 等高阶项有时被称为位相畸变(频率域)。在实际应用中要完全消除 TOD 和 FOD 是不可行的,通常采用脉冲宽度 ( $\tau_m$ ) 增宽 10% 作为位相畸变容许量的判据。它相当于要求<sup>[8]</sup>

$$|T_3| \leq 0.048\tau_m^3 \quad (2a)$$

$$|T_4| \leq 0.034\tau_m^4 \quad (2b)$$

考虑具有望远镜(透镜焦距均为  $f_0$ ) 的 Martinez 型反平行光栅对脉冲展宽器,双程传输的二阶色散为

$$T_2 = \frac{\lambda^3}{\cos^2\theta_0\pi c^2 d^2} \Delta Z \quad (3a)$$

如果假定衍射光栅紧靠着望远镜前后透镜,实际上能够使它们尽量接近,则可得到以下近似等式

$$\Delta Z = F_{1\text{eff}} + F_{2\text{eff}} \quad (3b)$$

其中  $d$  为光栅条纹周期, $c$  为真空光速, $\theta_0$  为对应中心频率  $\omega_0$  的一级衍射角, $F_{1\text{eff}}, F_{2\text{eff}}$  分别为带有球差的透镜的等效焦距。 $\Delta Z$  为光栅对的等效间距。具有球差的透镜位相传递函数为

$$\Psi(X) = \exp\left[j\left(\frac{\pi X^2}{f_0\lambda} - \frac{2\pi C_4 X^4}{\lambda}\right)\right] \quad (4)$$

式中  $f_0$  为理想无畸变的透镜焦距。传递函数只考虑  $X$  的一维函数,光栅角色散发生在  $XZ$  平面内, $C_4$  为透镜元件的球差系数, $\lambda$  为光波长。受球差的影响,Martinez 型脉冲展宽器光栅间距不再等价于 Treacy 型脉冲压缩器对应的光栅间距负值。它们的差别可有两种不同的描述处理方法:(1) 利用等效平均的概念,将球差作为二阶色散的平均修正量得到 CPA 输出脉冲增宽;(2) 从高阶色散的方面来理解,望远镜系统的球差将引入四阶色散,导致输出脉冲的失真。

### 2.1 二阶色散的修正量

为分析透镜或球面反射镜实际存在的球差对脉冲展宽器 GDD 的影响。本文处理的方法是将具有球差的传递函数等效成一理想透镜  $f_{\text{eff}}$  的传递函数,然后根据公式(3) 推导球差对 GVD( $T_2$ ) 可能引起的修正量和其他高阶项,如 FOD 等。这是本文的主要物理思想,透镜的等效是指带有球差的透镜和理想无畸变透镜能够对同样的光束  $u(x)$  产生同样的效果。从光束的空间频谱(傅里叶变换) 角度来看,准直的光束意味着光束的空间频谱或角度发散最小。如果光束  $u(x)$  的有效波面曲率半径为  $R_0$ <sup>[13]</sup>,按照 A. E. Siegman 在文献[13, 14] 中的推导,光束

$u(x)$  的准直要求为

$$\frac{1}{f_0} = \frac{1}{R_0} + 4C_4 \frac{\overline{X^4}}{X^2} \quad (5a)$$

$$\frac{1}{f_{\text{eff}}} = \frac{1}{R_0} \quad (5b)$$

其中  $\overline{X^2}$  和  $\overline{X^4}$  分别为光束横向尺寸的二阶矩和四阶矩。上式表明, 在光束准直等效的意义上, 球差光学透镜可等效为一理想的透镜

$$f_{\text{eff}} = f_0 [1 + 4f_0 C_4 (\overline{X^4} / \overline{X^2})] \quad (6)$$

在脉冲光栅展宽器中, 脉冲频谱充满望远镜口径。各类空间位相畸变将被转换成脉冲频谱位相畸变。空间坐标  $X$  被衍射光栅变换为脉冲频谱。这里假定这样的变换是完全一一对应的(对脉冲畸变计算来说, 此假定是保守的)

$$X = Z \cdot \beta \cdot \Delta\omega \quad (7)$$

光栅角色散常数  $\beta = \frac{\lambda^2}{2\pi c d \cos\theta_0}$ ,  $Z$  为光栅到透镜的物距。对于频谱分布为高斯型  $I(\omega) = I_0 \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0}\right)^2\right]$  的脉冲, 空间域和时域频率的变换为

$$\overline{X^n} = (Z\beta)^n \frac{\int (\Delta\omega)^n I(\omega) d\omega}{\int I(\omega) d\omega} \quad (8a)$$

由上式可计算出

$$\overline{X^2} = (Z\beta)^2 \frac{1}{2} \left[ \frac{\Delta\omega_0}{2\sqrt{\ln 2}} \right]^2 \quad \overline{X^4} = (Z\beta)^4 \frac{3}{4} \left[ \frac{\Delta\omega_0}{2\sqrt{\ln 2}} \right]^4 \quad (8b)$$

据此, 在光栅紧靠着望远镜透镜(等效焦距分别为  $f_{1\text{eff}}, f_{2\text{eff}}$ ) 的情况下, 脉冲光栅展宽器的等效间距为

$$f_{1\text{eff}} + f_{2\text{eff}} \cong 2f_0 (1 + 3f_0^3 \beta^2 C_4 \Delta\omega_0^2) \quad (9a)$$

上式给出了光栅展宽器间隔的修正量。它对应 GVD 的修正量

$$\Delta T_2 = \frac{3}{2\ln 2} \frac{\lambda^2 f_0^4 C_4}{\cos^2(\theta) \pi^3 c^4 d^4} \Delta\omega_0 \quad (9b)$$

式中  $\Delta\omega_0$  为高斯光束的半值宽度, 是光束常数。因为 CPA 各级放大器所引起的各阶色散可在与其匹配的压缩器中得以消除, 在此暂时不考虑 CPA 各级放大器的色散对 GDD 的贡献。则上式表明, 最佳地压缩具有球差的透镜组成光栅展宽器的啁啾脉冲(Treacy 型光栅对的间隔也应由(9)式给出), 此时能获得最短的压缩脉冲。

## 2.2 高阶色散修正

由于其本身的对称性, 对于望远镜透镜系统, 高阶色散中将不存在奇次色散项, 如 TOD。以下给出的公式将证明这是正确的。本文将主要讨论共焦望远镜系统球差所引起的四阶色散。

受球差的影响, 不同口径的光束将遭受到不同的焦距。由于光栅的变换作用, 在脉冲展宽器中, 不同的频率成分将对应着不同的焦距。作为一种近似处理方法, 根据(4)式, 具有球差的透镜的焦距为

$$f(X) = f_0 (1 + 2X^2 C_4 f_0) \quad (10a)$$

进一步按照(7)式, 频率  $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$  的光谱成分所对应的等效光栅间距为

$$f_1(\omega) + f_2(\omega) = 2f_0 (1 + 4C_4 f_0^3 \beta^2 \Delta\omega^2) \quad (10b)$$

将上式代入(3)式,并与(1)式比较,可得到脉冲光栅展宽器因望远镜系统的球差所引起的四阶色散

$$\Delta T_4 = \frac{48\lambda^7}{\pi^3 c^4 d^4 \cos^4 \theta_0} f_0^4 C_4 \approx \frac{1.6g(n)}{\cos^4 \theta_0} \left[ \frac{f_0}{d} \right] \left[ \frac{\lambda}{d} \right]^3 \left[ \frac{\lambda}{c} \right]^4 \quad (11)$$

其中  $g(n) = f_0^3 C_4$  为无量纲球差系数,对于通常的单透镜,  $g(n)$  的数值一般在 1.0 附近,最小值为 0.28。球差引起的 FOD 除了和  $g(n)$  成正比外,还和脉冲展宽器的其他常数有关:光栅一级衍射角  $\theta_0$  和周期  $d$  对 FOD 的大小影响非常敏感(图 1 和图 2)。在 CPA 中,脉冲展宽器通常将振荡器飞秒脉冲展宽到 1 ns 量级,相应展宽器 GVD 有一定量的  $T_2$ ,对于固定的脉冲展宽倍率为  $K$ ,入射光束脉宽为  $\tau_m$ <sup>[8]</sup>

$$T_2 = K \tau_m^2 / 8 \quad (12a)$$

则共焦望远镜系统的球差所引入的四阶色散可表示为

$$\Delta T_4 \cong \frac{0.3g(n)}{\cos^2 \theta_0} \left[ \frac{\lambda}{d} \right]^2 \left[ \frac{\lambda}{c} \right]^2 (K \tau_m^2) \quad (12b)$$

上式表示,展宽倍率  $K$  固定和输入光束脉宽  $\tau_m$  确定时,  $\Delta T_4$  与光栅一级衍射角  $\theta_0$  及光栅间距  $d$  的关系。 $\Delta T_4$  与  $(\cos \theta_0)^2, d^2$  都成反比。

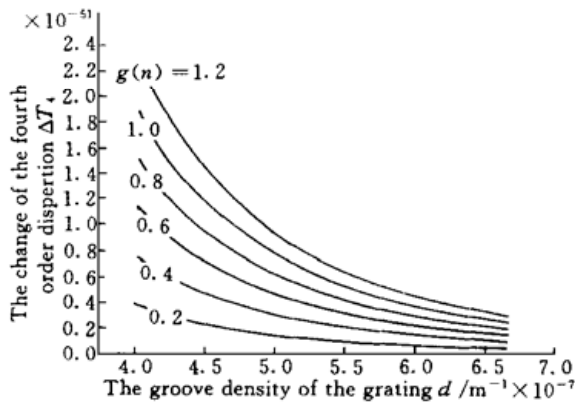


图 1 球差系数  $g(n)$  不同时,四阶色散变化量  $\Delta T_4$  对光栅条纹间距  $d$  的曲线。其中入射角  $\theta_0 = \pi/6$ , 焦距  $f_0 = 0.1$  m, 入射脉冲中心波长  $\lambda =$  1053 nm

Fig. 1 The change of the fourth order dispersion ( $\Delta T_4$ ) versus the groove density of the grating ( $d$ ) at the different coefficients of the spherical aberration  $g(n)$ . The angle of incidence is  $\pi/6$ . The focal length ( $f_0$ ) is 0.1 m. The wavelength of the input pulse ( $\lambda$ ) is 1053 nm

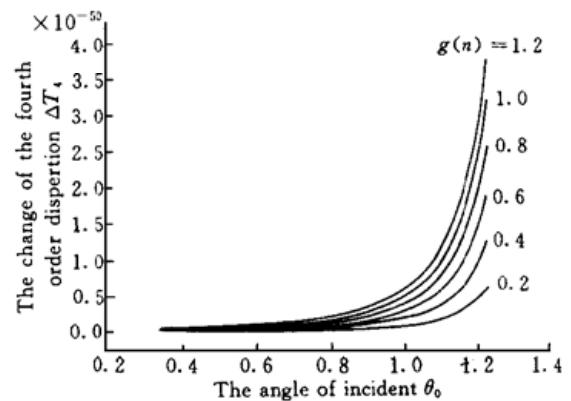


图 2 球差系数  $g(n)$  不同时,四阶色散变化量  $\Delta T_4$  对入射角  $\theta_0$  的曲线。其中光栅条纹间距  $d = 2000$  线/nm, 焦距  $f_0 = 0.1$  m, 入射脉冲中心波长  $\lambda =$  1053 nm

Fig. 2 The change of the fourth order dispersion ( $\Delta T_4$ ) versus the angle of incidence ( $\theta_0$ ) at the different coefficients of the spherical aberration  $g(n)$ . The groove density of grating  $d$  is 2000 line/nm. The focal length ( $f_0$ ) is 0.1 m. The wavelength of the input pulse ( $\lambda$ ) is 1053 nm

按照 Rayley 判据 (2b), 受球差的影响,由两个单透镜组成的望远镜系统只能用于  $\tau_m \geq 400$  fs 的脉冲。而对于复合透镜的望远镜系统,因球差系数  $g(n)$  将大幅下降 ( $g(n) \cong 0.01$ ),可用于  $\tau_m \geq 100$  fs 的脉冲。更短脉冲(小于 50 fs),对球差或其他像差要求更高,公式(12)表明

应控制  $g(n) \cong 1.0 \times 10^{-3}$ 。图 3 和图 4 表示对于不同的  $\tau_m$ ,  $g(n)$  所能取的最大值。根据 Rayley 判据, 应该控制  $g(n)$  在相应曲线以下。

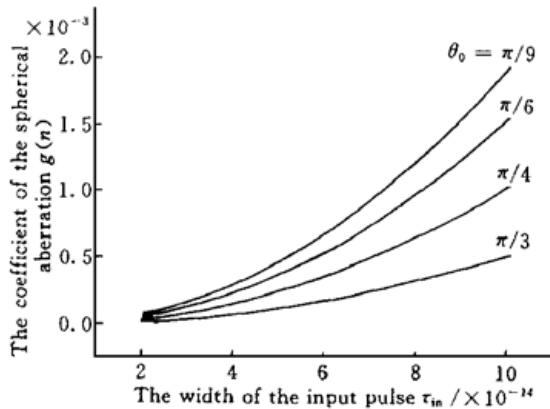


图 3 入射角  $\theta_0$  不同时, 球差系数  $g(n)$  对入射脉冲脉宽  $\tau_m$  的曲线。其中光栅条纹间距  $d = 2000$  线/nm, 啁啾展宽倍率  $K = 10000$ , 入射脉冲中心波长  $\lambda = 1053$  nm

Fig. 3 The coefficient of the spherical aberration  $g(n)$  versus the bandwidth of the input pulse ( $\tau_m$ ) at the different value of the angle of incidence ( $\theta_0$ ). The groove density of grating ( $d$ ) is 2000 line/nm. The factor of the chirped pulse amplification ( $K$ ) is 10000. The wavelength of the input pulse ( $\lambda$ ) is 1053 nm

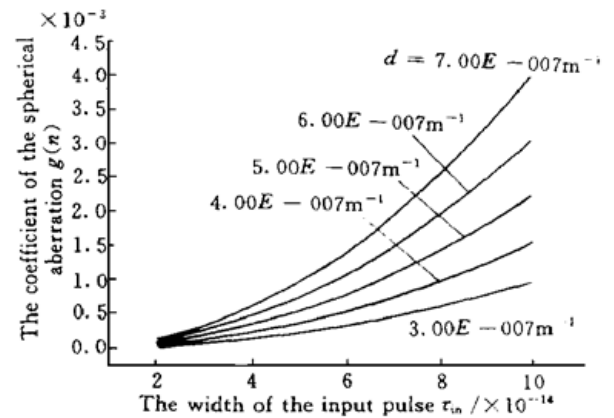


图 4 光栅条纹间距  $d$  不同时, 球差系数  $g(n)$  对入射脉冲脉宽  $\tau_m$  的曲线。其中入射角  $\theta_0 = \pi/6$ , 啁啾展宽倍率  $K = 10000$ , 入射脉冲中心波长  $\lambda = 1053$  nm

Fig. 4 The coefficient of the spherical aberration  $g(n)$  versus the bandwidth of the input pulse ( $\tau_m$ ) at the different value of the groove density of grating ( $d$ ). The angle of incidence ( $\theta_0$ ) is  $\pi/6$ . The factor of the chirped pulse amplification ( $K$ ) is 10000. The wavelength of the input pulse ( $\lambda$ ) is 1053 nm

### 3 结 论

按照公式 (9b), 共焦望远镜系统引起的球差所导致的 GVD 的修正量可由式中各参量的值来确定。由于在压缩器中没有相应的补偿装置, 球差将最终导致输出的脉冲增宽, 其大小由公式 (9b) 确定。(9b) 所得到的是球差所引起的二阶色散各频率成分的平均值, 对于实验测量, 计算误差很有帮助。但是在理论处理时, 必须运用公式 (11), (12), 对各频率成分仔细分析, 使球差影响能在理论上得以消除。并且由此得到对实验元件(透镜)性能的要求。

### 参 考 文 献

- 1 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(10): 2086~ 2096
- 2 M. D. Perry, G. Mourou. Terawatt to petawatt subpicosecond lasers. *Science*, 1994, **264**: 917~ 923
- 3 K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka *et al.*. 100-TW, sub-20 fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(18): 1468~ 1470
- 4 M. D. Perry. The petawatt laser and its application to inertial confinement fusion. CLEO '96, 1996 Technical Digest Series 9 (OSA, Washington, DC, 1996), Vol. 9, 307~ 308

- 5 P. Maine, D. Strickland, P. Bado *et al.*. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **24**(2): 398~ 403
- 6 O. E. Martinez. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to Fiber Compensation in 1.3~ 1.6  $\mu\text{m}$  Region. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **23**(1): 59~ 64
- 7 E. B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1969, **5**(9): 454~ 458
- 8 C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(7): 1662~ 1670
- 9 W. E. White, F. G. Patterson, R. L. Combs *et al.*. Compensation of higher-order frequency-dependent phase terms in chirped-pulse amplification systems. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(16): 1343~ 1345
- 10 B. E. Lemoff, C. P. J. Barty. Quintic-phase-limited spatially uniform expansion and recompression of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(19): 1651~ 1653
- 11 G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(6): 414~ 416
- 12 Z. G. Zhang, T. Yagi, T. Arisawa. Ray-tracing model for stretcher dispersion calculation. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(15): 3393~ 3399
- 13 A. E. Siegman. Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical deam. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **27**(5): 1146~ 1148
- 14 A. E. Siegman. Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic phase aberrations. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(30): 5893~ 5901

## Analyze the Impact on the Grating Stretcher of the Spherical Aberration Derived from the Cofocus Telescope

Zhou Shi'an    Qian Liejia

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** An approximate method, by properly choicing the effective grating separation in order to compensate for the spherical aberration in the grating stretcher with a telescope system is proposed. Formula about the modification for the group velocity dispersion and the fourth order dispersion is presented. According to the formula, some demands on the quality of the component are given.

**Key words** grating stretcher, telescope system, spherical aberration, GVD, FOD