

文章编号: 1001-3806(2006)03-0334-03

光栅对压缩器在刻线不平行时的色散研究

刘文兵^{1,2}, 冯国英^{1*}, 朱启华², 王 道²

(1. 四川大学 电子信息学院, 成都 610064; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘要: 针对光栅对压缩器刻线平行性失调会对压缩器色散特性造成严重影响这一问题, 对刻线不平行光栅对压缩器的衍射特性进行了分析, 推导出了脉冲光束通过光栅对的光程。数值计算了 2 阶、3 阶和 4 阶色散量, 以及与光栅对严格平行相比的色散差。计算了输出脉冲的垂直谱位移, 并将其作为刻线夹角的函数进行了分析。结果表明, 存在刻线失调时, 低刻线密度的光栅具有更好的优越性。

关键词: 衍射光栅; 垂直谱位移; 啁啾脉冲放大; 刻线失调

中图分类号: TN253 文献标识码: A

Study of dispersion on grating-pair compressor in the case of unparallel grooves

LIU Wen-bing^{1,2}, FENG Guo-ying¹, ZHU Qi-hua², WANG Dao²

(1. College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Laser Fusion Research Center CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract The groove misalignment of the grating-pair compressor does affect its dispersion characteristics. The diffraction characteristics of grating-pair compressor is analyzed under the condition that the grating surfaces are parallel while the grating grooves are unparallel and the optical path length of pulse passing through this system is derived. Then the second-order, third-order and fourth-order dispersions are calculated. The resulting relative dispersion errors compared with that the grating grooves are strictly parallel are shown. The vertical spectrum displacement in the output pulse is calculated and shown quantitatively as function of the angle between the grooves. The results show that grating with low groove density are superior to that of high density ones if the groove misalignment is unavoidable.

Key words diffraction gratings; vertical spectrum displacement; chirped pulse amplification; groove misalignment

引 言

自从 TREACY^[1]首先采用光栅对补偿超短脉冲输出激光的啁啾以来, 平行光栅对已引起广泛关注。此后经 MARTINEZ^[2]等人深入研究, 目前, 已形成相对完整的理论体系并获得应用, 如在啁啾脉冲放大(chirped pulse amplification, CPA)系统中作为压缩器使用^[3]。而 CPA 应用于宽带、高能固体激光器中又对高效衍射光栅提出了新的要求: 衍射波前畸变小, 激光破坏阈值高。在脉冲压缩中常用平面反射光栅, 此时其破坏阈值与衍射效率有同等重要的地位。当光栅面积给定时, 破坏阈值就是提高输出脉冲能量的瓶颈。以前大多数高效反射光栅都是用机械刻线法或全息法

制造的金属光栅, 而用介质材料制造的多层介质膜光栅的破坏阈值比金属光栅高得多。现今多层介质膜光栅对压缩器已获得了拍瓦输出。然而尽管如此, 由于制造上的困难多层介质膜光栅的尺寸也小于 1m。目前提出的光栅拼接^[4], 即多块光栅相干叠加形成一块更大的光栅, 提供了一种获得米级尺寸光栅的有效方法。然而由于系统校准误差的缘故, 拼接光栅不可能做到理想状况, 各子光栅间必定存在失调。为此, 研究了光栅对压缩器在刻线不平行时的色散特性, 其结果对光栅对的平行性调节具有实际的指导意义。

1 理论模型

1.1 平行光栅对的色散

考虑如图 1 所示的典型的平行光栅对, 两光栅的表面和刻线均相互平行。由入射光束和光栅法线构成的入射面垂直于光栅刻线, 称此入射平面为水平面。众所周知衍射光束也在此平面内。入射角 i 和一阶衍射角 γ 满足以下光栅方程:

$$\sin i + \sin \gamma = \lambda/d \quad (1)$$

式中, λ 为波长, d 为光栅常数。在过 O 点且垂直于入

基金项目: 中国工程物理研究院科学技术基金 (20030436) 与国家八六三高科技项目基金 (2005AA845050) 联合资助项目

作者简介: 刘文兵 (1979-), 男, 硕士研究生, 研究方向为激光与光通信。

* 通讯联系人。E-mail: fgyz@sohu.com

收稿日期: 2005-04-11; 收到修改稿日期: 2005-06-16

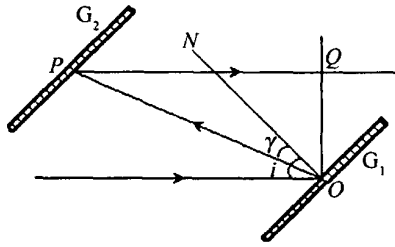


Fig 1 The schematic of parallel grating pair

射光线的平面内计算时间延迟, 光程 p_h 为:

$$p_h = b_h [1 + \cos(i - \gamma)] \quad (2)$$

式中, $b_h = \overline{OP}$ 是光束在光栅对之间通过的距离。假设两光栅垂直间距为 G , 那么 $b_h = G / \cos\gamma$ 。平行光栅对的 j 阶色散 T_{hj} 定义为^[11]:

$$T_{hj} = \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{d^{j-1}}{d\omega^{j-1}} \left(\frac{p_h}{c} \right) \quad (3)$$

式中, φ 是位相, c 是真空中光速。在文献 [5] 中可以查到 T_{hj} 的 1 阶 ~ 4 阶解析表达式。

1.2 光栅对压缩器刻线不平行时的色散

光栅对压缩器刻线不平行时 (见图 2), 以光栅 G_1 的入射 $O'N'ON$ 面为参考面。两光栅刻线不平行就可

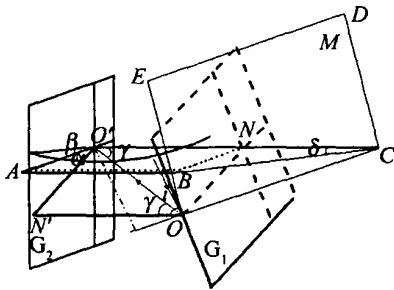


Fig 2 The schematic of off-horizontal plane incidence and the diffraction cone

看作是光栅 G_2 的水平面 $ABNO'$ 绕面法线 $O'C$ 旋转一个小角度 α 而得到, 称此为非水平面入射。面 M 为与入射光线垂直的平面, 即图 1 中 OQ 所在的平面。因此, 由衍射光线和法线构成的衍射面由于光栅刻线的不平行也会旋转。对于不同的光谱成分, 衍射面不是同一个平面, 所有衍射光线将形成一个如图 2 所示的锥面。这个锥面可看作是零阶衍射在入射点绕光栅刻线旋转而成^[6]。在旋转过程中, 锥面与水平面间的夹角 β 保持不变。这个角定义为:

$$\sin\beta = \sin\alpha \sin\gamma \quad (4)$$

在 α 角较小且衍射角范围一定的情况下, 可以用一个平面来代替锥面。但是直接在衍射锥面内对角进行计算不方便, 因此考虑入射光束水平分量的衍射。将入射光束投影到水平面, 水平入射角 γ_h 由公式 $\cos\gamma_h = \cos\gamma \cos\beta$ 计算得到, 而水平衍射角 θ_h 由一阶衍射光栅方程 $\sin\gamma_h + \sin\theta_h = \lambda/d$ 计算得到。然后再将水平衍射转换到非水平面, 通过 $\cos\theta = \cos\theta_h \cos\beta$ 得到衍射角 θ 。必须注意的是如果 $\theta_h = 0$ 那么 $\theta = \beta$ 。对波长 λ 的

入射光, 其经光栅 G_2 衍射后出射光束到面 M 的光程在 G_2 的水平面 $ABNO'$ 内的投影为:

$$p_1 = \overline{O'C} \frac{\sin\delta}{\sin(\theta_h + \delta)} \quad (5)$$

式中, $\overline{O'C} = G(1 + \tan i \tan \gamma)$, δ 为面 $ABNO'$ 与面 M 的交线跟 $O'C$ 的夹角, 同时经过简单的推导可以求得:

$$\sin\delta = 1 / \sqrt{1 + \cos^2 \alpha \tan^2 i} \quad (6)$$

时间延迟在面 M 内计算, 波长 λ 的入射光经刻线不平行光栅对后, 光程 p 为:

$$p = \overline{OO'} + p_1 / \cos\beta \quad (7)$$

式中, $\overline{OO'} = G / \cos\gamma$, 将 (5) 式代入 (7) 式可得到光程 p 为:

$$p = \frac{G}{\cos\gamma} + \frac{G(1 + \tan i \tan \gamma) \sin\delta}{\cos\beta \sin(\theta_h + \delta)} \quad (8)$$

按照 (3) 式可以得到光栅对刻线不平时各阶色散的表达式 T_j 。由于非水平面入射的光程或者位相不同于水平面入射, 因而群延迟色散和高阶色散也将不同。参照文献 [7] 中定义 ΔT_j 为 j 阶色散相对误差:

$$\Delta T_j = (T_j - T_{hj}) / T_{hj} \quad (9)$$

由于第 2 块光栅与衍射锥面相交于不同高度, 因此当入射光束带宽为 $\Delta\lambda$ 时, 光栅表面上的衍射路径将会倾斜。此倾斜路径的准直与倾斜的衍射平面在面 M 内共同导致光谱产生垂直位移。

衍射光束在面 M 内的垂直位置 $U = p \sin\beta$, 因此垂直谱分布为:

$$dU/d\omega = \sin\beta \cdot dp/d\omega \quad (10)$$

与 (3) 式中群延迟色散 T_2 的定义相比较可以得到:

$$dU/d\omega = dT_2 \sin\beta \quad (11)$$

对于谱宽为 $\Delta\omega$ 的脉冲, 其垂直谱位移为:

$$\Delta U = dT_2 \sin\beta \Delta\omega \quad (12)$$

2 数值模拟

由以上分析可以计算在入射角 i 和特定的转角 α 下, 系统的 2 阶、3 阶和 4 阶色散, 它与转角 $\alpha = 0$ 时的色散相比存在相对误差, 此相对误差是光栅刻线不平行度对系统色散影响程度的一个指标。图 3 是转角为

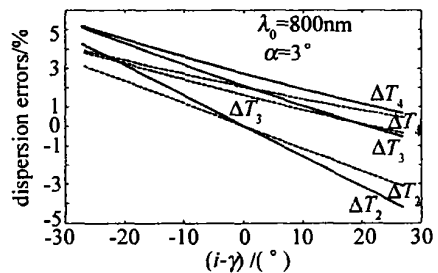


Fig 3 The dispersion errors for the grating groove densities of 1200 line/mm (solid curves) and 1480 line/mm (dashed curves), respectively

3° 时, 刻线密度为 1200 line/mm 和 1480 line/mm 的光栅对压缩器的色散相对误差 ΔT_2 , ΔT_3 和 ΔT_4 与入射角和衍射角差 $(i - \gamma)$ 的关系曲线图。计算中脉冲中心波长为 800nm。从图中可以看出, 随着入射角的变

化各阶色散相对误差变化范围较大,尤其是二阶色散相对误差。各阶色散相对误差值间的差别随着入射角的变大而增加。当入射角变大时,刻线严格平行时光栅对的色散将逐渐大过刻线不平行时光栅对的色散。

同样地,对不同转角下刻线密度为 1200 line/mm 和 1480 line/mm 的光栅对压缩器中每单位长度光栅间距的垂直谱位移进行了计算,结果如图 4 所示。计算

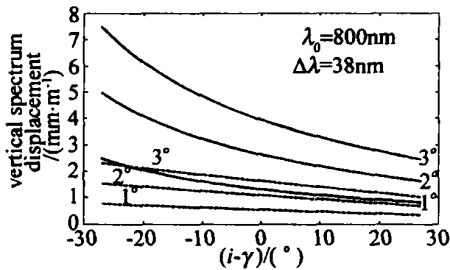


Fig 4 The vertical spectrum displacement per unit grating separation in the compressor for the grating groove densities of 1200 line/mm (dashed curves) and 1480 line/mm (solid curves)

中所取脉冲中心波长仍为 800nm, 带宽为 38nm。从图中可以看出,垂直谱位移随着转角的增加或者光栅刻线密度的变大而增加;并且对于刻线密度大的光栅,转角越大垂直谱位移越大。这表明如果光栅对压缩器中刻线不平行的现象不能消除的话,那么低刻线密度的光栅比高刻线密度的光栅要好。

3 结 论

提出了一种理论模型来分析啁啾脉冲放大系统

中的光栅对压缩器在光栅面平行而刻线不平行时光的衍射特性,所得结果可供系统校准时参考。推导出了脉冲光束单次通过光栅对的光程,数值计算了 2 阶、3 阶和 4 阶色散量,以及其与光栅对刻线严格平行时相比的色散差。计算了输出脉冲的垂直谱位移,并将其作为刻线夹角的函数进行了分析。通过分析和计算可知,光栅刻线不平行时的垂直谱位移使得光斑接收位置发生偏移,光栅间距越大偏移越大,从而加剧系统本身的空间色散。在不能保证刻线完全平行的情况下,使用低刻线密度的光栅比高刻线密度的光栅要好。

参 考 文 献

- [1] TREACY E B. Optical pulse compression with diffraction gratings [J]. IEEE JQ E, 1969, QE5(9): 454~458.
- [2] MARTNEZ O E. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion application to fiber compensation in 1.3~1.6 μ m region [J]. IEEE JQ E, 1987, QE23(7): 59~64.
- [3] LIU W B, FENG G X, ZHU Q H. Study of super-Gaussian beam through grating pair compression in the case of finite beam size [J]. Laser Technology, 2005, 29(3): 261~265 (in Chinese).
- [4] KESSLER T J, BUNKENBURG J, HUANG H *et al*. Demonstration of coherent addition of multiple gratings for high energy chirped-pulse-amplification lasers [J]. Opt Lett, 2004, 29(6): 635~637.
- [5] STERN M, HERITAGE J P, CHASE E W. Grating compensation of high-order fiber dispersion [J]. IEEE JQ E, 1992, QE28(12): 2742~2748.
- [6] ZHANG Z G, HARAYAMA S, YAGI T *et al*. Vertical chirp in grating stretcher and compressor [J]. A P L, 1995, 67(2): 176~178.
- [7] ZHANG Z G, YAGI T. Evaluation of dispersion in a misalignment grating pair pulse compressor [J]. JA P, 1995, 77(2): 937~939.

(上接第 333 页)

3 小 结

基于瑞利衍射积分公式,采用光强的精确定义与传统定义,对标量非傍轴高斯光束通过小圆孔光阑衍射的轴上光强进行了比较。数值计算结果表明,在非傍轴光学范畴内和光阑近场衍射区,光强的精确定义 $I_c(Q, Q, z)$ 与传统定义 $I_j(Q, Q, z)$ 存在明显差异。差异的大小与参数 $f = 1/\lambda w_0$ 、截断参数 $\delta = a/\lambda w_0$ 和距离 z 有关,而且 f 参数影响更为显著。

参 考 文 献

- [1] LAABSH. Propagation of Hermite-Gaussian beams beyond the paraxial approximation [J]. Opt Commun, 1998, 147: 1~4.
- [2] NEMOTO S. Nonparaxial Gaussian beams [J]. Appl Opt, 1990, 29

(13): 1940~1946.

- [3] DUAN K L, LÜ B D. Non-paraxial Hermite-Gaussian beams and their higher-order corrections [J]. Laser Technology, 2003, 27(2): 155~157 (in Chinese).
- [4] CAO Q, DENG X M, GUO H. Accurate expression of light intensity at transverse plane [J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16(7): 897~902 (in Chinese).
- [5] CAO Q, DENG X M. Power carried by scalar light beams [J]. Opt Commun, 1998, 151: 212~216.
- [6] PORRAS M A. Finiteness and propagation law of the power density second-order moment for diffracted scalar light beam [J]. Optik, 1999, 110(9): 417~420.
- [7] MANDEL L, WOLF E. Optical coherence and quantum optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995, 126.
- [8] MANDEL L, WOLF E. Optical coherence and quantum optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995, 185.