

· 光学设计与制造 ·

平面变间距光栅的夫琅禾费衍射场分析

黄早珊, 金雪梅, 李小龙, 欧阳敏, 吕晓旭

(华南师范大学信息光电子科技学院, 广东 广州 510006)

摘要:采用对单缝衍射结果进行直接叠加和根据标量衍射理论进行严格积分的两种方法进行推导, 分析平面变间距光栅的夫琅禾费衍射场光强分布. 在光栅各周期狭缝宽度 δ_0 相差不大时两种方法得到的光强分布差异不大; 但当 δ_0 变化较大时, 虽然零级衍射中心重合, 但是在其他级次, 如一级衍射极大的光强在峰值大小和位置上都表现出明显的差异. 文中还通过变间距光栅的实例和 matlab 数值模拟进行分析, 根据标量衍射理论通过严格积分将能给出更为普适的结果. 在此基础上, 联系平面变间距光栅夫琅禾费衍射场的光强分布, 对这类光栅的位移传感和自聚焦特性做了介绍.

关键词:变间距光栅; 夫琅禾费衍射; 位移传感器; 自聚焦

中图分类号: O433.4

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2010)05-0029-06

Analysis of Fraunhofer Diffraction Field Distribution for One Dimensional Variable-Line Space Gratings

HUANG Zao-Shan, JIN Xue-mei, LI Xiao-long, OU Yang-min, LV Xiao-xu

(School for Information and Optoelectronic Science and Technology, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China)

Abstract: Two methods were proposed to deduce the distribution of the Fraunhofer diffraction field for one dimensional Variable-Line Space gratings (VLS gratings), including supposing the complex amplitude of the diffracted light by a narrow slit and strict integration of illustrating area of grating depended on the scalar theory. It shows that both calculating results are nearly the same when the grating has similar slit widths of different periods. But when the VLS grating has variable slit widths, it represents obviously difference with the position and intensity of higher diffraction orders except the zero order. Examples are taken to analyze the distribution of diffraction field of VLS grating, which are also discussed by simulating with Matlab software. From the preceding discussion we can immediately draw a conclusion that strict integration depended on the scalar theory is more suitable for VLS grating to investigate its diffraction field distribution. Moreover, brief introduction was given about the ability of VLS gratings for displacement sensor and focusing wave, basing on the above analysis.

Key words: VLS gratings; fraunhofer diffraction; displacement sensor; focusing

光栅是光谱分析的重要色散元件. 研究表明, 改变光栅的线密度分布(即周期分布), 可实现自动聚焦、消像差、位移传感等性质, 具备这种性能的光栅称为变间距光栅(Variable-Line-Space Gratings, 简称 VLS 光栅).

VLS 光栅的概念在 19 世纪末已被提出, 但由于其最小栅距变化量要求为纳米甚至亚纳米数量级, 属于超精密加工领域, 受当时工艺的限制, 直至 20 世纪 60 年代激光器的出现, 全息

收稿日期: 2010-09-09

基金项目: 光学相位测量方法的适用性和信号处理问题研究(60877070); 国家自然科学基金项目

作者简介: 黄早珊(1988-), 男, 广东阳江人, 学士, 主要研究方向为光栅衍射; 金雪梅(1988-), 女, 辽宁北镇人, 学士, 主要研究方向为光栅衍射; 李小龙(1988-), 男, 安徽合肥人, 学士, 主要研究方向为光栅衍射; 欧阳敏(1981-), 女, 广东湛江人, 博士, 讲师. 主要研究方向为光栅衍射、受激布里渊散射; 吕晓旭(1959-), 男, 教授, 主要研究方向为光学相位测量、数字全息及应用等.

方法制作光栅工艺的成熟,VLS光栅的研制与应用才获得了进一步的发展^[1,2].近年来,国内对变间距光栅的原理及应用展开了一系列的研究^[3-5].其中,有关变间距光栅的光强分布有不同的分析方法,有些文献是通过单缝夫琅禾费衍射公式的叠加来获得变间距光栅的光强分布,而有些文献是根据标量衍射理论通过严格积分进行推导.文中通过对两种方法所得的结论进行对比分析,阐明其中的物理意义,并在此基础上介绍变间距光栅的位移传感和自聚焦特性的基本原理.

1 变间距光栅的夫琅禾费衍射场分布

以某一个变狭缝、变栅距的光栅为例,如图1所示,缝宽与栅距是随位置 x_n 按一定规律变化的,其中,第 n 条狭缝宽度为 a_{n-1} ,第 n 个栅距为 d_{n-1} ,且它们的关系为 $d_n = g(x_{n+1})$, $a_n = f(d_n)$,其中, x_n 为第 n 个狭缝起始位置到光栅边界位置 O 点的距离.现有一束波长为 λ 且光强均匀的单色平行光垂直入射到光栅的表面,被照射区域设为 Σ ,通过透镜 L_2 汇聚于后焦面 F 上,以 x',θ 代表 F 上的任一观测点 P 偏离光轴 P_0 点的距离和对应的衍射角.以下通过2种方法推导变间距光栅的夫琅禾费衍射场分布.

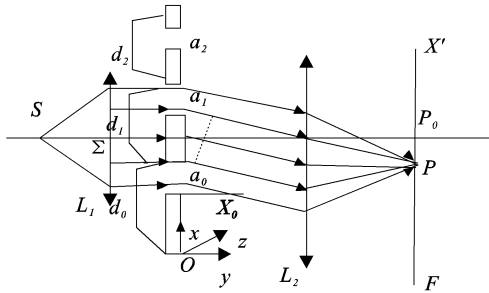


图1 变间距光栅光路原理图

1.1 基于单缝夫琅禾费衍射的叠加进行推导

根据物理光学的知识可得第 n 个狭缝的夫琅禾费衍射场在 P 处的复振幅为^[6]

$$U_n(P) = U_n(P_0) \cdot \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \quad (1)$$

其中, $U_n(P_0) = CU \cdot a_n$ 为第 n 条狭缝在光轴 P_0 上衍射的复振幅,其中, C 为常数, U 为入射光复振幅.式(1)中的 α_n 可表示为

$$\alpha_n = \frac{\pi a_n \sin \theta}{\lambda} \quad (2)$$

相邻的狭缝在 P 点产生的夫琅禾费衍射振幅只相差一个相位差,近似为

$$\delta_n = \frac{2\pi d_n \sin \theta}{\lambda} \quad (3)$$

则在 P 点处产生的复振幅为

$$U(P) = CU \cdot (a_0 \cdot \frac{\sin \alpha_0}{\alpha_0} + a_1 \cdot \frac{\sin \alpha_1}{\alpha_1} \cdot e^{i\delta_0} + a_2) \cdot \frac{\sin \alpha_2}{\alpha_2} \cdot e^{i(\delta_0 + \delta_1)} + \dots + a_{N-1} \cdot \frac{\sin \alpha_{N-1}}{\alpha_{N-1}} \cdot e^{i(\delta_0 + \delta_1 + \dots + \delta_{N-2})} = CU \cdot (a_0 \cdot \frac{\sin \alpha_0}{\alpha_0} + \sum_{n=1}^{N-1} a_n \cdot \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \cdot e^{i \sum_{j=1}^n \delta_j}) = CU \cdot \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \cdot e^{i\beta_n} \quad (4)$$

其中, $\beta_0 = 0$; $\beta_n = \sum_{j=0}^{n-1} \delta_j$ ($n = 1, 2, \dots, N-1$),因此在 P 点处的光强为

$$I = |U(P)|^2 = \left| CU \cdot \sum_{n=0}^{N-1} a_n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \cdot e^{i\beta_n} \right|^2 = |CU|^2 \cdot \left| \sum_{n=0}^{N-1} a_n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} (\cos \beta_n + i \sin \beta_n) \right|^2 = I_0 \left[\left(\sum_{n=0}^{N-1} a_n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \cos \beta_n \right)^2 + \left(\sum_{n=0}^{N-1} a_n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \sin \beta_n \right)^2 \right] \quad (5)$$

式中, I_0 为入射光强; $\left(\sum_{n=0}^{N-1} a_n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \cos \beta_n \right)^2 + \left(\sum_{n=0}^{N-1} a_n \frac{\sin \alpha_n}{\alpha_n} \sin \beta_n \right)^2$ 称为衍射干涉复合因子^[4],用以反映不同变化规律的变间距光栅对入射光的衍射场分布.

1.2 通过对夫琅禾费衍射场的严格积分进行推导

仍设 P 为 L_2 后焦面 F 上任一观测点,由标量衍射理论可得在 P 处总的夫琅禾费衍射公式复振幅为^[6]

$$U(P) = C \cdot \int_{\Sigma} U \cdot e^{ikR} dx = C \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \int_{\Sigma_j} U \cdot e^{ikR_j} dx_j \quad (6)$$

其中, Σ 为光栅被入射光照射区域; $k = 2\pi/\lambda$; $R_j = r + x_j \sin \theta$, r 为虚线到 F 的光程, R_j 为第 j 条狭缝到 F 的光程.

$$U(P) = CU \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \int_{\Sigma_j} e^{ik(r + x_j \sin \theta)} dx_j =$$

$$CU \cdot e^{ikr} \cdot \left(\int_0^{a_0} e^{ikx_0 \sin \theta} dx_0 + \sum_{j=1}^{N-1} \int_{x_{j-1}}^{x_j} e^{ikx \sin \theta} dx \right)$$

$$= CU \cdot e^{ikr} \cdot \left[\frac{e^{ik \sin \theta a_0} - 1}{ik \sin \theta} + \sum_{j=1}^{N-1} \right]$$

$$\frac{e^{ik\sin\theta(a_j + \sum_{l=0}^{j-1} d_l)} - e^{ik\sin\theta \sum_{l=0}^{j-1} d_l}}{ik\sin\theta} =$$

$$CU \cdot e^{ikr} \cdot (a_0 \cdot e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} \cdot \frac{e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} - e^{-i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}}}{2i} \cdot \frac{2}{ka_0 \sin\theta} +$$

$$\sum_{j=1}^{N-1} a_j \cdot e^{i \cdot \frac{ka_j \sin\theta}{2}} \cdot e^{ik\sin\theta \sum_{l=0}^{j-1} d_l} \cdot \frac{e^{i \cdot \frac{ka_j \sin\theta}{2}} - e^{-i \cdot \frac{ka_j \sin\theta}{2}}}{2i} \cdot \frac{2}{ka_j \sin\theta} \quad (7)$$

设 $\alpha_j = \frac{\pi a_j \sin\theta}{\lambda}$; $\beta_0 = 1$; $\beta_j = \sum_{l=1}^{j-1} \frac{2\pi d_l \sin\theta}{\lambda}$, ($j = 1, 2, \dots, N-1$) 与第一种方法定义相同, 得 $U(P) = CU \cdot e^{ikr} \cdot (a_0 \cdot e^{i \cdot \alpha_0} \cdot \frac{\sin\alpha_0}{\alpha_0} + \sum_{j=1}^{N-1} a_j \cdot e^{i(\beta_j + \alpha_j)} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j}) = CU \cdot e^{ikr} \cdot (\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot e^{i(\beta_j + \alpha_j)} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j})$

则, 在 P 点处的光强为

$$I(P) = |U(P)|^2 =$$

$$\left| CU \cdot e^{ikr} \cdot \sum_{j=1}^{N-1} a_j \cdot e^{i(\beta_j + \alpha_j)} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \right|^2 =$$

$$|CU|^2 \cdot \left| \sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot e^{i(\beta_j + \alpha_j)} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \right|^2 =$$

$$I_0 \cdot \left\{ \left[\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \cdot \cos(\beta_j + \alpha_j) \right]^2 + \left[\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \cdot \sin(\beta_j + \alpha_j) \right]^2 \right\} \quad (8)$$

此时得到的衍射干涉复合因子为

$$\left[\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \cdot \cos(\beta_j + \alpha_j) \right]^2 + \left[\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \cdot \sin(\beta_j + \alpha_j) \right]^2 \quad (9)$$

1.3 两种推导方法的对比分析

式(9)与式(5)相比, 两种方法推得的衍射干涉符合因子存在差异, 即对应的衍射场分布是不相同的. 产生差异的原因在于: 第一种推导方法中, 相邻狭缝在 P 点产生的夫琅禾费衍射复振幅对应的相位差 $\delta_n = 2\pi d_n \sin\theta / \lambda$ 只是一个近似值. 由于相邻狭缝的大小不同, 相位差 δ_n 不应该简单地取为 $2\pi d_n \sin\theta / \lambda$, 这种简单的叠加获得总复振幅的方法将会带来错误的结果. 因此, 必须采用第二种推导方法, 通过对光栅被照射区域不同狭缝进行严格积分从而获得总的复振幅及光强分布.

仅当各狭缝大小相差不大时, 即 $a_0 \approx a_1 \approx a_2 \dots \approx a_{N-1}$, 相位差才可表示为 $\delta_n = 2\pi d_n \sin\theta / \lambda$. 此时式(7)可表示为

$$U(P) = CU \cdot e^{ikr} \cdot e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} \cdot (a_0 \cdot \frac{e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} - e^{-i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}}}{2i} \cdot$$

$$\frac{2}{ka_0 \sin\theta} + \sum_{j=1}^{N-1} a_j \cdot e^{i \cdot \frac{ka_j \sin\theta}{2}} \cdot e^{ik\sin\theta \sum_{l=0}^{j-1} d_l} \cdot \frac{e^{i \cdot \frac{ka_j \sin\theta}{2}} - e^{-i \cdot \frac{ka_j \sin\theta}{2}}}{2i} \cdot$$

$$\frac{2}{ka_j \sin\theta}) = CU \cdot e^{ikr} \cdot e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} \cdot (a_0 \cdot \frac{\sin\alpha_0}{\alpha_0} + \sum_{j=1}^{N-1} a_j \cdot e^{i\beta_j} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j}) = CU \cdot e^{ikr} \cdot e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} \cdot (\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot e^{i\beta_j} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j}) \quad (10)$$

在 P 处的光强变为

$$I(P) = |U(P)|^2 =$$

$$\left| CU \cdot e^{ikr} \cdot e^{i \cdot \frac{ka_0 \sin\theta}{2}} \cdot (\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot e^{i\beta_j} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j}) \right|^2 =$$

$$|CU|^2 \cdot \left| \sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot e^{i\beta_j} \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \right|^2 =$$

$$I_0 \cdot \left[\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \cdot \cos\beta_j \right]^2 + \left(\sum_{j=0}^{N-1} a_j \cdot \frac{\sin\alpha_j}{\alpha_j} \cdot \sin\beta_j \right)^2 \quad (11)$$

此时式(11)的结果与式(5)的结果一致. 但是对于各狭缝大小相差明显时, 2种方法推导得到的光强分布是截然不同的. 以下将通过 matlab 模拟进行举例说明.

选取栅距变化为等差数列的变间距光栅为例, 设栅距函数为 $d_0 = 10 \times 10^{-4} \text{ m}$, $d_n = d_0 - G \cdot (N-1)$, 其中, G 为光栅栅距公差, 狭缝函数为 $a_n = 0.5 \cdot d_n^{[7]}$; 入射光波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 垂直入射到光栅上, 被照射光栅面积占包含光栅周期数 $N = 3$, 光栅到后焦点 F 的距离 $D = 5 \text{ m}$. 当 G 分别取 0.6×10^{-4} , 2×10^{-4} , 4.8×10^{-4} 时, 根据上述 2 种推导方法, 利用 matlab 分别绘出变间距光栅在透镜后焦点 F 上的衍射光强 I 随离轴位置 x 的变化关系.

由图 2a 可见, 当 G 较小时, 即各狭缝 a_n 变化不大时, 两种方法所得的函数曲线基本重合; 而当 G 较大时, 如图 2b、图 2c, 由于各 a_n 相差较大时, 衍射场的光强分布 $I(P)$ 区别越来越明显, 虽然零级衍射中心近似重合, 但更高衍射级的差异会随着 a_n 的增大而越来越明显, 如在图 2 中一级衍射光强的峰值大小和位置存在明显的区别. 这对于一些特殊的情况, 如需要利用光栅衍射一级进行探测时^[8], 如何精确地计算所需衍射级的参数, 将对实验测量精度和仪器改进有重要的指导作用.

因此, 根据以上分析可知, 对于变间距光栅而言, 若各狭缝宽度是变化的, 必须根据标量衍射理论采取第二种严格积分方法推导衍射场分布; 当各狭缝宽度相差不大, 即可近似看作等狭缝、变栅距衍射光栅时, 两种推导方法对应的结果趋于一致, 由式

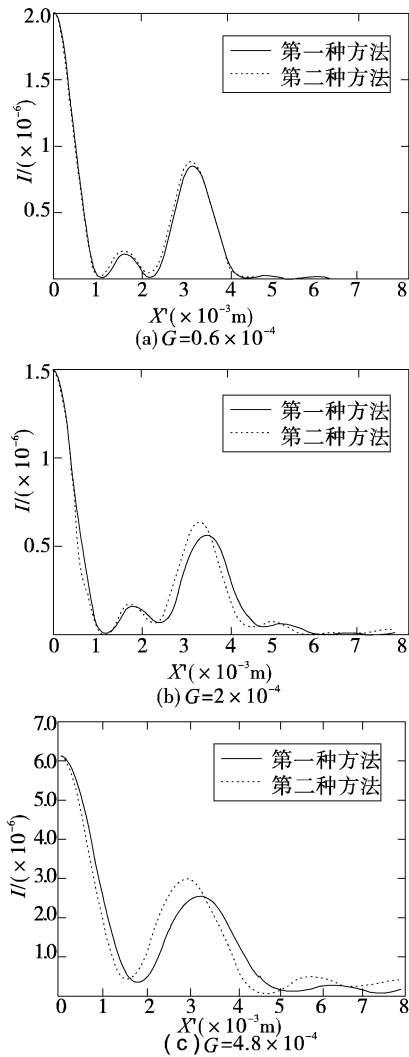


图2 两种方法计算变间距光栅在透镜 L_2 后焦面 F 上的衍射光强 I 随离轴距离 x' 的变化关系

(11), $I(P)$ 还可更进一步地改为

$$I(P) = I'_0 \cdot \frac{\sin \alpha_0}{\alpha_0} \cdot \left[\left(\sum_{j=0}^{N-1} \cos \beta_j \right)^2 + \left(\sum_{j=0}^{N-1} \sin \beta_j \right)^2 \right],$$

$$I'_0 = I_0 \cdot a_0 \quad (12)$$

2 变间距光栅的衍射特性

从式(8)、式(9)可见,变间距光栅衍射场分布取决于光栅被照射部分的栅距 d_n 、缝宽 a_n 状况,由于变间距光栅不同位置的栅距和缝宽不再是常数,因此,它对入射光不再是简单的色散分光的作用,还可以用于制作位移传感器和自聚焦元件,以下对这两种的特性做简单介绍。

2.1 位移传感特性

当平面波垂直入射到变间距光栅表面(图1),假设光束很细,可认为光栅被照射部分仅包含有限个光栅周期,各周期的栅距和缝宽近似等于起始栅距 d_n 和缝宽 a_n ,则光栅方程近似为^[6]

$$d_n \sin \theta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (13)$$

式中, m 为衍射级, λ 为入射光波长. 当 d_n, λ, m, θ 满足式(13)时,衍射光强达到极大值;在给定的衍射角 θ 方向上,达到某级衍射极大的波长取决于起始栅距和缝宽. 利用这种性质,当采用平面宽带复色波垂直入射在变间距光栅上,在给定衍射方向上不同波长的光波对应的衍射光强不同,若把其中 P 点处接收到的衍射光用光谱仪接收,则可获得到一个光谱分布,其中对应的峰值波长满足式(13). 当光栅沿着 x 方向平移时,由 $d_n = g(x_{n+1})$ 、 $a_n = f(d_n)$ 可知被入射光照射部分的栅距、狭缝将发生相应的变化,那么在给定的 θ 方向上的峰值波长也作出相应变化. 由此可知,峰值波长与光栅被照射位置 x_n 有一一对应的关系,相当于用峰值波长对变间距光栅位置 x_n 进行编码,即可以通过测量光谱峰值波长的变化来计算光栅的位移量,这就是变间距光栅用作位移传感器的基本原理^[8,9]. 根据式(8),可以精确推导 P 点处不同波长的衍射光强,根据位移传感器测量的实际需要,可以获得变间距光栅的栅距 d_n 、缝宽 a_n 变化的需求。

利用变间距光栅实现位移传感特性时,如果要提高位移测量的分辨率,要求平面变间距光栅的线密度(栅距或狭缝)变化较快. 因此,变间距光栅的最小栅距/缝宽变化量通常要求为纳米甚至亚纳米数量级,这属于超精密加工领域,也给实际制作带来了一定难度. 实验上可采用球面波干涉,及球面波与非球面波干涉的方法制作变间距光栅^[10,11]. 另一方面,为提高位移测量的精度,要求变间距光栅的起始栅距较小,但是当光栅常数小至波长量级时,上述根据标量衍射理论分析所得的结果将不再适用,必须利用矢量理论进行分析,考虑光波的偏振特性对衍射场的影响. 此时,当光栅参数小于入射光中心波长的6倍时,给定方向的光谱分布曲线会随波长的增大起伏变化,变间距光栅的位移传感特性受限,测量精度存在极限^[8,12].

2.2 自聚焦的特性

当平面波垂直入射在变间距光栅上,设光栅被

照射部分仅包含有限个光栅周期,各周期的栅距和缝宽近似等于起始栅距 d_n 和缝宽 a_n 时,由式(13)可知,入射光从不同的起始栅距 d_n 入射时,其衍射角 θ 也将不同,使衍射光必将汇聚或发散^[13-15]. 设光栅被照射区域为从光栅起始周期 C 点处(d_0)到 A 点之间,衍射光在 B 点处相聚,如图3.

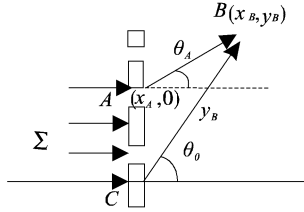


图3 变间距光栅自聚焦特性原理图

由式(13)得

$$d_A \sin \theta_A = m\lambda \quad (14)$$

$$d_0 \sin \theta_0 = m\lambda \quad (15)$$

式中, d_A 表示光栅在 A 处的栅距, θ_0 表示光在光栅起始周期处对应的衍射角, θ_A 表示光在 A 处狭缝对应的衍射角. 由几何关系得

$$\tan \theta_A = \frac{x_B - x_A}{y_B} \quad (16)$$

$$y_B = r_B \cos \theta_0, x_B = r_B \sin \theta_0 \quad (17)$$

把式(17)代入式(16)得

$$\theta_A = \arctan\left(\frac{r_B \sin \theta_0 - x_A}{r_B \cos \theta_0}\right) \quad (18)$$

由式(14)和式(18),消去 θ_0 得

$$\theta_A = \arctan\left(\frac{\frac{m\lambda}{d_0} \cdot r_B - x_A}{r_B \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{d_0}\right)^2}}\right) = \arctan\left(\frac{m\lambda r_B - x_A d_0}{r_B \cdot \sqrt{d_0^2 - m^2 \lambda^2}}\right) \quad (19)$$

把式(19)代入式(15)得

$$d_A = \frac{m\lambda}{\sin\left(\arctan\left(\frac{m\lambda r_B - x_A d_0}{r_B \cdot \sqrt{d_0^2 - m^2 \lambda^2}}\right)\right)} \quad (20)$$

当光栅在 A 点的栅距满足式(20)时, A 点与 C 点之间的衍射光就会在 B 点汇聚. 根据式(8),入射光能量在 B 点处的汇聚情况取决于光栅被照射区域(如从 C 到 A 点之间)的栅距 d_n 、缝宽 a_n 变化. 利用变间距光栅自聚焦的特性,可使光线不需要经过准直光学系统和聚焦光学系统就能形成谱线,消除由准直镜和聚焦镜带来的附加损失,提高衍射光强的能量密度,解决利用普通光栅衍射探测应用中

信号较弱的难题,从而简化仪器结构,扩大了平面光栅的应用范围. 真空紫外及软 X 射线波段的光谱分析就是利用了自聚焦的特性^[14]. 在利用干涉的方法制作变间距光栅的过程中,通常获得的光栅刻线是弯曲的,这种性质对衍射波阵面的影响是二维的,可以实现二维聚焦的特性,而光栅刻线的弯曲程度决定了对入射光的聚焦能力.

3 结 论

首先采用2种方法推导变间距光栅的衍射光强分布,通过理论推导和数值模拟分析可知,根据标量衍射理论对光栅被照射区域的衍射情况进行严格积分获得总的复振幅具有普遍意义,该方法确保给出变间距光栅夫琅禾费衍射光强分布的正确结果;利用单缝衍射结果进行简单的叠加得到的结果明显存在差异. 另外,根据衍射场的光强分布可知,变间距光栅具有位移传感和自聚焦的特性,利用前面的分析结果精确计算光栅参数与衍射场的光强分布的关系,将有助于合理设计和制作变间距光栅,满足实际应用的需求.

参考文献

- [1] 祝绍箕,邹海兴,包学诚,等. 衍射光栅[M]. 北京:机械工业出版社,1986.
- [2] M C Hutley. Diffraction gratings[M]. New York: Academic Press,1982.
- [3] 王劼. 平面变线距光栅衍射场的解析表达式[J]. 光子学报,2003,32(1):124-128.
- [4] 刘正坤,谭鑫,徐向东,等. 变栅距光栅光谱分辨研究[J]. 光学精密工程,2008,16(7):1153-1156.
- [5] 李秉实,吴忠. 变栅距光栅衍射强度的一般公式及其应用[J]. 传感世界,2004(5):19-22.
- [6] 郁道银,谈恒英. 工程光学[M]. 北京:机械工业出版社,2009:339-357.
- [7] 李秉实,吴忠. 用于波长编码光纤直线位移传感器不等距光栅栅距分布规律研究[J]. 传感世界,2005,(9):23-25.
- [8] 沈燕,周静,刘大禾. 平面变栅距位相光栅位移传感器的测量精度极限[J]. 北京师范大学学报(自然科学版),2007,43(2):166-169.
- [9] 楼俊,付绍军,刘正坤,等. 全息平面变间距光栅位移传感器研究[J]. 光子学报,2007,36(4):655-658.
- [10] Lou J, Liu Y, Fu SH J, et al. Design of variable line-space plane gratings with holographic recording[J].

Proceedings of SPIE, 2004, 5626: 551 - 559.

- [11] 楼俊, 徐向东, 刘颖, 等. 全息平面变间距光栅刻线弯曲程度分析[J]. 光学精密工程, 2006, 14(1): 12 - 15.
- [12] Min Ouyang, Yang Cao, Hua Gao, et al. Analysis on polarization dependence of Fraunhofer diffraction by metallic grating with short period[J]. Optics & Laser Technology, 2008, 40: 201 - 207.
- [13] 时轮, 郝德阜. 变栅距衍射光栅的原理及应用[J]. 光

学精密工程, 2001, 9(3): 284 - 287.

- [14] 靳飞飞, 刘世炳, 朱效立, 等. 自聚焦变栅距光栅设计、制作及特性研究[J]. 光电工程, 2009, 36(11): 48 - 52.
- [15] 时轮. 一种亚纳米级栅距变化量的变栅距光栅分度控制方法的研究[J]. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 2002: 18 - 20.

(上接第 2 页)

到离轴抛物镜上, 再经离轴抛物镜汇聚在焦点处, 焦面像纸上出现指示光光斑. 保持方位不变, 将转台俯仰旋转 30° , 开启指示光器, 焦面像纸上再次出现指示光光斑. 用游标卡尺测量 2 个指示光光斑中心的距离. 调整发射镜 4 位置来计算出 h 的位移量.

4.3 调整指示光光束与显示器十字线重合.

当指示光光束与转台 X 轴和 Y 轴平行, 将斜棱切入测试系统, 观察像面光斑位置. 调整发射镜 5, 使十字线中心与指示光光斑中心重合.

5 系统误差分析

当转台旋转时转台存在轴晃动量, 因为轴晃动量远远小于系统误差, 所以将离轴晃动量忽略.

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2}$$

假设 δ_1 和 δ_2 误差相等, 那么 $\delta = \sqrt{2\delta_1^2 + \delta_3^2}$

δ_1 主要误差来源有离焦量 θ 、位移量 h , 则公式

$\theta = \frac{h}{f} \Rightarrow h = \theta f$. 此时的 h 是不存在系统误差时的位移量. 假设指示光光束与十字线重合, δ_3 主要误差还应包括斜方棱镜的误差、离轴抛物镜误差、人眼的瞄准精度. 标准人眼的瞄准精度为 $10''$ (0.048 mrad). 离轴抛物镜误差如图 5.

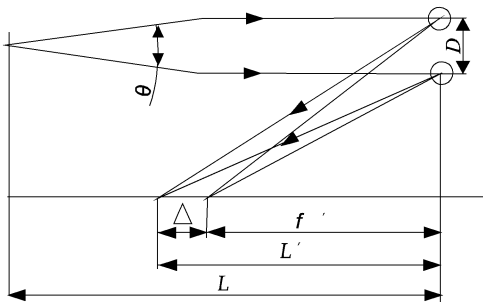


图 5 离焦量示意图

根据公式 $\frac{1}{L'} - \frac{1}{L} = \frac{1}{f'}$, $L' = \Delta + f'$, $\theta = \frac{D}{L}$,

$$\theta = -\frac{D}{(f' + \frac{f'^2}{\Delta})}$$

由于 θ 的存在导致了焦面的离焦量^[5]. D 取 2 mm, f' 取 800 mm, 当离焦 $\Delta \leq 1$ mm 时, $\theta \leq 3.12 \times 10^{-3}$ mrad. 由于 θ 远远小于 2 mrad, 所以忽略不计. 斜方棱镜的加工误差为 $30''$ 即 0.145 mrad.

$$\delta_3 = \sqrt{0.048^2 + 0.145^2} = 0.15 \text{ mrad}$$

根据 $\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2} = \sqrt{2\delta_1^2 + \delta_3^2}$, 可推出系统误差.

6 结束语

经过上述误差分析得出系统误差远远小于转台精度要求, 测试系统的误差对系统的测试精度几乎无影响. 测试系统利用离轴抛物镜的工作原理, 对转台精度进行校正. 由于增大了系统焦距使测量精度有很大的提高, 而且更方便直观地观察到结果. 不仅提高了测试精度, 而且提高了工作效率.

参考文献

- [1] 郁道银, 谈恒英. 工程光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 2004: 16 - 17.
- [2] 杨力, 吴时彬, 高平起. 420 离轴抛物镜的制造[J]. 光学技术, 2008, (3): 44 - 47
- [3] 李士贤, 李林. 光学设计手册[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1996: 197 - 214.
- [4] 沙定国. 误差分析与测量不确定度评定[M]. 北京: 中国计量出版社, 2006: 97 - 110.
- [5] 王响. 反射式准直系统设计与检测[D]. 中国优秀硕士学位论文全文数据库, 2007.