

文章编号 1004-924X(2007)01-0001-08

软 X 射线掠入射金属光栅闪耀特性的 校正傅里叶展开微分法分析

巴音贺希格¹, 朱洪春^{1,2}

(1. 中国科学院 长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;

2. 中国科学院 研究生院, 北京 100039)

摘要:在有限电导率光栅的微分理论中引入校正傅里叶展开方法,改善了计算收敛性。运用改进后的微分理论对软 X 射线波段掠入射金属光栅的闪耀特性做了数值分析,通过详细考察三角槽形、正弦槽形和矩形镀金光栅的软 X 射线-1 级衍射效率对光栅结构参数和入射光状态参数的响应程度,给出了一种在使用和制作工艺上都能够接受的光栅技术指标。结果表明,作为闪耀波长为 10.33 nm 的软 X 射线波段掠入射镀金光栅,采用 81°入射的刻线密度为 1 200 l/mm,倾斜角为 2°,顶角大于 120°的三角槽形光栅较为合适,其效率可达到 50%以上。同时,得到了一些优化软 X 射线波段掠入射金属光栅设计的新结论。

关键词:软 X 射线;掠入射光栅;闪耀特性;校正傅里叶展开;微分法

中图分类号: O 436.1; O 438.2 **文献标识码:** A

Analysis on blaze characteristics of grazing incidence metal grating in soft X-ray region by differential theory with correct Fourier expansion

Bayanheshig¹ — ZHU Hong-chun^{1,2}

(1. *Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;*

2. *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

Abstract: In order to improve the convergence rate, a correct Fourier expand method was introduced to differential theory of the finite conductivity diffraction grating. Using modified differential theory of the finite conductivity diffraction grating, the diffraction characteristics of metal grating under grazing incidence in soft X-ray region were analysed numerically. After researching on effect of the efficiencies of the triangular, sinusoidal and rectangular gold lamellar gratings on the parameters of grating structure and incidence in soft X-ray region and -1 diffractive order, a acceptable grating technical specification was given out. Experimental result shows that for the grazing incidence gold grating in 1 200 groove/mm in soft X-ray region at blaze wavelength 10.33 nm, triangular grating efficiency can reach more than 50% when incidence is 81°, tilt angle is 2°, and apex angle is 120°. Meanwhile, some new

收稿日期: 2006-06-29; **修订日期:** 2006-10-21.

基金项目: 国家自然科学基金项目 (No. 60478034), 中国科学院“优秀博士学位论文、院长奖获得者科研启动专项资金”项目和“十一五”国家科技支撑计划重大项目 (No. 2006BAK03A02)

conclusions in favor of designs on metal grating under grazing incidence in soft X-ray region were obtained.

Key words: soft X-ray; grazing incidence grating; blaze characteristic; correct Fourier expansion; differential theory

1 引言

上世纪 50 年代以前,人们一直用标量理论来计算光栅的衍射效率。此后,随着微细加工技术的发展,光栅周期可以做到接近或小于使用波长的亚波长量级。这时,入射光的偏振状态对衍射效率的影响不可忽视,必须使用严格的光栅矢量理论来设计光栅,因而基于 Maxwell 方程组的电磁场边值问题的衍射光栅积分理论^[1,2]和微分理论^[3,4]等两大类光栅严格矢量理论体系应运而生,其它方法则大多以此为基础衍生而来。相对而言,微分法的特点是数学模型较为简单,便于计算机实现,尤其在处理短波段金属光栅问题方面有较明显的优势。

近 40 年来,国际上衍射光栅微分理论有了长足的发展,国内则从上世纪 90 年代中期开始较多地出现了用微分理论的一种即所谓严格耦合波方法^[5,6]分析光栅衍射特性的报道,而且大部分是针对电介质光栅的。文献[7]在国内首次用传统的微分法基于 C 语言对紫外波段铝质光栅的部分衍射特性,主要是对 Littrow 设置下正弦槽形和三角槽形光栅的闪耀特性做了分析。但是,用微分法处理光栅问题时,TM 波的计算速度受到收敛性的制约。因此,本文从数学原理引起的收敛问题出发,通过校正微分理论中的傅里叶展开,引入广义衍射系数矩阵,避免了病态矩阵的产生,使收敛性更好,计算速度更快。

另外,掠入射金属光栅具有与自准直使用的闪耀光栅不同的特点,软 X 射线也能够获得较高的衍射效率,它在短波光学领域有着重要的应用。常见的软 X 射线掠入射金属光栅,其刻线密度以 600 1/mm 居多,对波长在 10 nm 左右的软 X 射线而言,光栅的定向面倾角往往很小,采用机械刻划制作时工艺难度很大。若要利用长春光机所现有光栅刻划机成功制作出软 X 射线掠入射光栅,寻找切实可行的设计此类光栅的理论方法以指导工艺是关键。鉴于此,本文尝试将改进后的微

分法应用于软 X 射线波段掠入射金属光栅衍射特性的分析及光栅结构参数和入射光状态参数的设计之中,并根据金属对软 X 射线呈现的有限电导率特性,详细考察三角、正弦和矩形镀金软 X 射线掠入射光栅衍射效率对上述参量的响应程度,从而归纳出实用的光栅设计方法。

2 校正傅里叶展开微分法

图 1 是任意槽形平面光栅的示意图, $y=f(x)$ 为光栅的槽形函数,它是在 x 轴方向以光栅常数 d 为周期的周期函数,刻槽方向沿 z 轴,光栅的空间频率 $K=2\pi/d$, $y>f(x)$ 处介质为空气 $\epsilon_1=1$, $y<f(x)$ 处介质为金属,其介电常数 ϵ_2 为复数。

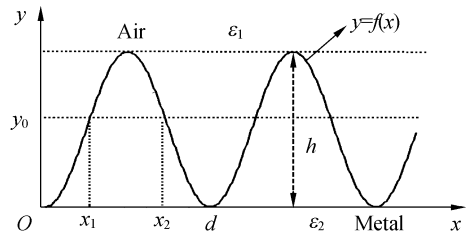


图 1 任意光栅槽形的示意图

Fig. 1 Schematic of optional groove shape

设波矢为 \mathbf{k}_1 的单体平面波 \mathbf{u}_1 以入射角 θ 照射到光栅上,沿 ox, oy, oz 方向的波矢分量为

$$\alpha = k_1 \sin \theta, \beta = k_1 \cos \theta, \gamma = 0, \quad (1)$$

衍射场 \mathbf{u} 由 Rayleigh 展开式^[8]知:

$$\mathbf{u}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R_n \exp(i\alpha_n x + i\beta_n y), \quad (2)$$

其中,

$$\begin{cases} \alpha_n = \alpha + nK \\ \beta_n = (k_j^2 - \alpha_n^2)^{1/2}, j=1, 2 \end{cases}, \quad (3)$$

由式(2)系数 R_n 可以求得衍射效率

$$\eta_n = |R_n|^2 \frac{\cos \theta_n}{\cos \theta}, \quad (4)$$

这里, θ_n 为第 n 级衍射波的衍射角。

微分法的基本思想是将传播方程投影到适当

的基矢上从而得到一组常微分耦合方程,解此耦合方程组即可得到相应于衍射场的场矢量^[9]。由于光栅的周期结构使场函数具有周期性,可以考虑将传播方程投影到一指数基矢上,不妨定义这个指数基矢为 $\{\exp(i\alpha_n x)\}$ 。

用 u_z 代替 TE 偏振(即电矢量平行于光栅刻槽)时的 E_z 或 TM 偏振(即电矢量场垂直于刻槽)时的 H_z ,在所选基函数 $\{\exp(i\alpha_n x)\}$ 上做展开,即

$$u_z = \sum_n u_n(y) \exp(i\alpha_n x), \quad (5)$$

2.1 TE 偏振及其数值处理

对于 TE 偏振,场分量及其导数在光栅各处均连续,因而场分量满足分布意义上的传播方程, Helmholtz 方程变为:

$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = 0, \quad (6)$$

由式(5)知:

$$E_z(x, y) = \sum_n E_n(y) \exp(i\alpha_n x), \quad (7)$$

在式(6)中 $k^2(x, y) = \omega^2 \epsilon(x, y) \mu$, 对应于图 1, 在光栅调制区任意水平截面 $y = y_0$ 处(均匀介质), $k^2(x, y)$ 是一个阶跃函数, 在光栅的一个周期内, 当 $x < x_1, x > x_2$ 时, $k_1^2(x, y) = \omega^2 \epsilon_1 \mu$; 当 $x_1 < x < x_2$ 时, $k_2^2(x, y) = \omega^2 \epsilon_2 \mu$ 。当 $y = y_0$ 变化时, 对应的 x_1, x_2 随之变化。

传统的微分方法是直接对 k^2 做傅里叶展开, 这种方法没有考虑电磁场以及介质参数在 x 方向上的连续性问题。文献[10]对此问题进行了研究, 给出了做傅里叶展开时, 保证收敛的原则, 即对于在 $[a, b]$ 内定义的函数:

$$h(x) = f(x)g(x), \quad (8)$$

(1)若 $f(x), g(x)$ 在 $[a, b]$ 内没有共点不连续点, 则式(8)展开系数为:

$$h_m = \sum_n f_{nm} g_n, \quad (9)$$

(2)若 $f(x), g(x)$ 在 $[a, b]$ 内具有互补共点不连续点, 则式(8)展开系数为:

$$h_m = \sum_n \left[\frac{1}{f} \right]_{nm}^{-1} g_n, \quad (10)$$

(3)若 $f(x), g(x)$ 在 $[a, b]$ 内具有非互补共点不连续点, 采用(1)或(2)均不收敛。

上述 h_m, f_{nm} 和 g_n 分别表示函数 $h(x), f(x)$ 和 $g(x)$ 的傅里叶级数展开第 m, mn, n 项的系数, 且 $f_{mn} = f_{m-n}$, 方括号右上角标 -1 表示矩阵求

逆。

对于 TE 偏振属于情况(1), 对 $k^2 E_z(x, y)$ 做傅里叶展开的系数为:

$$\sum_m (k^2)_{n-m} E_m, \quad (11)$$

将式(7), (11)代入式(6)可得到一组无限维耦合常微分方程

$$\frac{d^2 E_n(y)}{dy^2} = \alpha_n^2 E_n(y) - \sum_m (k^2)_{n-m} E_m(y), \quad (12)$$

其结果与传统微分法相同。对式(12)运用 Numerov 算法^[11], 求出与各衍射级次对应的广义衍射系数 R_n , 由式(3)计算光栅的衍射效率。

2.2 TM 偏振及其数值处理

在电介质不连续的表面, 其场函数 H_z 的导数通常也是不连续的, 因而 $\nabla^2 H_z + k^2 H_z = 0$ 在分布意义上是不成立的。找到一个在分布意义上成立的 H_z 满足的传播方程是很重要的。为此, 由 Maxwell 方程出发, 有^[12]

$$\nabla \times (H_z \mathbf{e}_z) = -i\omega \epsilon \mathbf{E}, \quad (13)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu_0 (H_z \mathbf{e}_z), \quad (14)$$

$$\nabla \times (H_z \mathbf{e}_z) = \nabla H_z \times \mathbf{e}_z. \quad (15)$$

将式(15)代入式(13)中, 并消去(13)、(14)两式中的 \mathbf{E} 即可得到:

$$\nabla \cdot \left[\frac{1}{k^2} \nabla H_z \right] + H_z = 0, \quad (16)$$

不难证明散度的连续性, 这样得到了关于 H_z 的微分方程, 式(16)改写为:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) + H_z = 0, \quad (17)$$

于是, 定义

$$Y = \frac{1}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (18)$$

把式(18)代入式(17)可得:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = k^2 Y, \quad (19)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) - H_z. \quad (20)$$

分别将 H_z, Y 在 $\{\exp(i\alpha_n x)\}$ 基上做展开, 即

$$H_z = \sum_n H_n \exp(i\alpha_n x), \quad (21)$$

$$Y = \sum_n Y_n \exp(i\alpha_n x). \quad (22)$$

对于 TM 偏振属于情况(2), 将式(21), (22)代入式(19), (20), 并采用校正傅里叶展开规则^[10,13], 可从式(19), (20)中得到无限维一阶常微分耦合方程组:

$$\frac{dH_n}{dy} = \sum_n \left[\frac{1}{k^2} \right]_{n-m}^{-1} Y_m, \quad (23)$$

$$\frac{dY_n}{dy} = \alpha_n \sum_m \alpha_m [k^2]_{n-m}^{-1} H_m - H_n. \quad (24)$$

对于此方程组,选择六级五阶显式 Runge—Kutta 算法,求出与各衍射级次对应的广义衍射系数 R_n ,由式(3)计算光栅的衍射效率。

3 算法改进前后的收敛性比较

根据以上数值处理,完成了基于 MATLAB 的有限电导率光栅设计软件。

图 2 是以数值考察三角槽形光栅 TM 波 -1 级衍射效率 η_{-1} 随空间谐波数 N 变化的规律为例,对采用校正傅里叶展开的微分法(简称改进方法)与传统的微分法(简称传统方法)的收敛性做了比较。选用的参数:掠入射角 θ 为 81° , 1 200 l/mm 镀金(Au)光栅,入射波长为 10.33 nm,对应的折射率为 $0.929+0.0178i$,三角槽形光栅的槽顶角 ϕ 为 120° ,定向面的倾斜角 α 为 2° 。可以看出,传统方法在 N 取 ± 55 时结果趋于稳定,改进方法则在 N 取 ± 30 时就已严格收敛于 50.01%。这表明,对通常不易收敛的 TM 波来说改进后的方法收敛性优于传统方法。

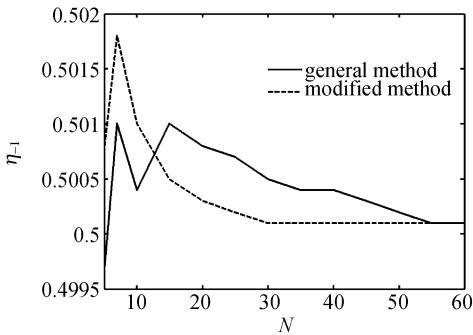


图 2 TM 波衍射效率与谐波数的关系

Fig. 2 Relation of TM mode's diffraction efficiency and the number of space harmonics

为了通过更多衍射级次的效率计算来考证校正傅里叶展开微分法提高收敛速度的有效性,表 1 列出了 -1, 0 两个级次在两种方法下的计算结果。由表 1 的数据看出,对于 0 和 -1 级而言,本文的方法同样体现出较好的收敛性,运算时间得到有效压缩。下面的数值分析中将采用这种方法。

表 1 衍射效率收敛性与谐波数的关系

Tab. 1 Relation of convergence of diffraction efficiency and the number of space harmonics

截取的 谐波数	TM 传统方法		TM 改进方法	
	-1 级	0 级	-1 级	0 级
±5	0.499 7	0.164 0	0.500 8	0.165 2
±7	0.501 0	0.162 2	0.501 8	0.163 1
±10	0.500 4	0.161 6	0.501 0	0.162 3
±15	0.501 0	0.161 5	0.500 5	0.161 9
±20	0.500 8	0.161 5	0.500 3	0.161 7
±25	0.500 7	0.161 4	0.500 2	0.161 7
±30	0.500 5	0.161 4	0.500 1	0.161 6
±35	0.500 4	0.161 3	0.500 1	0.161 6
±40	0.500 4	0.161 5	0.500 1	0.161 6
±45	0.500 3	0.161 5	0.500 1	0.161 6
±50	0.500 2	0.161 5	0.500 1	0.161 6
±55	0.500 1	0.161 6	0.500 1	0.161 6
±60	0.500 1	0.161 6	0.500 1	0.161 6

4 掠入射光栅的特性分析与设计方法

结合长春光机所光栅刻划工作的实际需要,下面将主要考察刻线密度为 1 200 l/mm 的三角槽形镀金光栅在软 X 射线掠入射状态下,其 -1 级衍射效率 η_{-1} 对光栅结构参数和入射光状态参数的响应程度,作为参照一并对正弦和矩形镀金软 X 射线掠入射光栅的闪耀特性也做一些相关分析。在以下关系曲线中增加的几个参数分别为光栅槽深 h , 矩形光栅占空比 c/d 和深宽比 h/d 。

4.1 三角槽形光栅

图 3 给出了槽顶角 $\phi=90^\circ$ 时, TE 和 TM 波的衍射效率随入射角变化的曲线。由此图可以直观地看到掠入射光栅所具有的独特属性。当入射角 θ 小于 70° 时, -1 级衍射波的衍射效率几乎为零,接着衍射效率随入射角的增大而增大,达到 $\theta=81^\circ$ 时出现闪耀,并呈现出偏振特性。

对图 3 的另一说明是三角槽形光栅定向面的倾斜角 α 的选取。如果取 $\alpha=1.5^\circ$, 则 $\theta=78^\circ$, TE 波的衍射效率 $\eta_{-1}=53.00\%$, 但倾斜角过小,不利于刻划。如果取 $\alpha=3^\circ$, 则 $\theta=83.5^\circ$, TE 波的衍射效率仅为 $\eta_{-1}=37.23\%$ 。因此,取一个既利于光栅刻划又使衍射效率符合使用要求的折中值 $\alpha=2^\circ$ 。另外,通过数值计算可知,光栅槽顶角对掠入射角 θ 不产生明显影响。

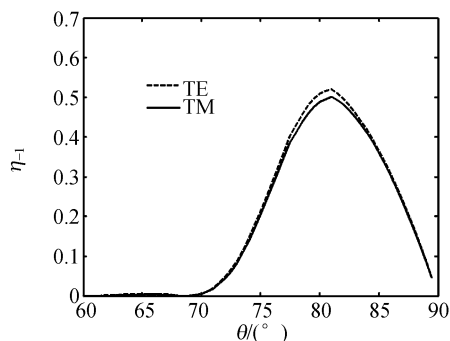


图 3 衍射效率随入射角变化曲线

Fig. 3 Curve of diffraction efficiency with incidence angle ($\alpha=2^\circ, \phi=90^\circ, \lambda=10.33 \text{ nm}$)

图 4 直观地给出了衍射效率和倾斜角的关系。通过计算可知, 如果光栅刻线密度取 600 l/mm , 槽顶角仍取 90° , 则当 $\alpha=1.5^\circ$ 时, $\theta=83.5^\circ$, 同一波长 TE 波的衍射效率 $\eta_{-1}=56.06\%$, 虽然衍射效率较高, 由于倾斜角太小不易刻划; 当 $\alpha=2^\circ$ 时, $\theta=85.5^\circ$, 同一波长 TE 波的衍射效率只有 $\eta_{-1}=42.92\%$ 。因此, 对波长在 10 nm 左右的软 X 射线而言, 兼顾光栅刻划工艺难度和衍射效率两个因素时, 选择刻线密度为 1200 l/mm 比 600 l/mm 更为合理。

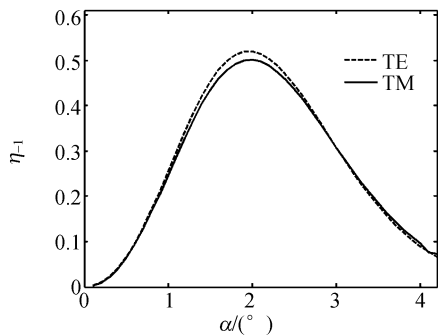


图 4 衍射效率随倾斜角变化曲线

Fig. 4 Curve of diffraction efficiency with tilt angle ($\theta=81^\circ, \phi=90^\circ, \lambda=10.33 \text{ nm}$)

图 5 给出了倾斜角 $\alpha=2^\circ$, 掠入射角 $\theta=81^\circ$, 衍射效率随光栅槽顶角变化的曲线。考虑到金刚石刻刀的耐磨性, 刀尖角一般要大于 90° , 故计算始于 90° 。由图看出, 槽顶角小于 150° 时, 它对光栅的衍射效率影响很小, 只是在 160° 附近稍大一些, 而后急剧降低。基于光栅刻划经验, 光栅槽顶角取 $\phi=120^\circ$ 。这是因为刻划倾斜角很小的光栅时, 金刚石刻划刀之刀尖角过小则光栅不易形成

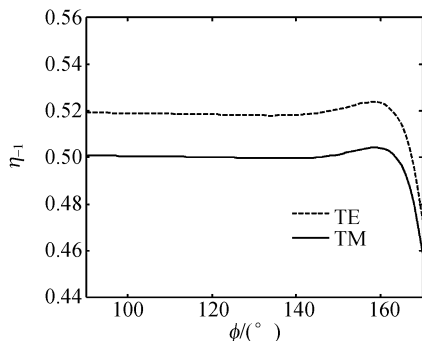


图 5 衍射效率随光栅顶角变化曲线

Fig. 5 Curve of diffraction efficiency with vertex angle ($\alpha=2^\circ, \theta=81^\circ, \lambda=10.33 \text{ nm}$)

“全槽”(光栅形不成三角形)^[14], 刀尖角过大则光栅槽不够深, 槽面粗糙度会变得突出起来。

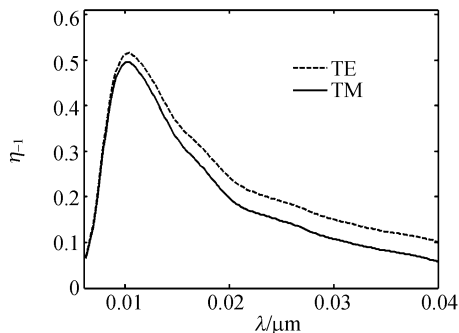


图 6 衍射效率随波长变化曲线

Fig. 6 Curve of diffraction efficiency with wavelength ($\theta=81^\circ, \phi=120^\circ, \alpha=2^\circ$)

图 6 是根据上述综合分析结果给出的三角槽形掠入射光栅的最佳设计方案下的效率曲线。闪耀波长 $\lambda=10.33 \text{ nm}$ 处 TE 波的衍射效率达 51.85% , TM 波的衍射效率达 49.99% , 偏振度较低。

4.2 正弦槽形光栅

为了便于与三角槽形光栅比较, 下面的分析中取掠入射角为 81° 。图 7 是正弦槽形光栅的衍射效率与光栅深宽比关系曲线, 深宽比 $h/d=0.021$ 处效率最大。图 8 则是满足上述深宽比条件下的效率曲线, 闪耀波长 $\lambda=10.33 \text{ nm}$ 处 TE 波的衍射效率达 30.82% , TM 波的衍射效率达 30.07% , 偏振度较低。

4.3 矩形光栅

图 9 是 81° 掠入射, 占空比 $c/d=0.5$ 时, 矩形光栅的衍射效率与光栅深宽比关系曲线, 深宽比

$h/d=0.017$ 处效率最大。

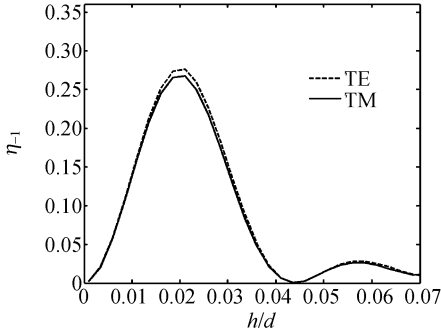


图 7 衍射效率与光栅深宽比的关系曲线

Fig. 7 Relation of diffraction efficiency with depth-to-width ratio of grating ($\theta = 81^\circ$, $\lambda = 10.33 \text{ nm}$)

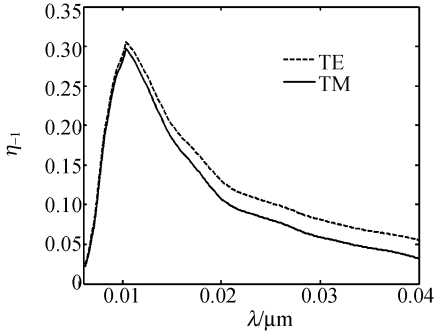


图 8 衍射效率随波长变化曲线

Fig. 8 Curve of diffraction efficiency with wavelength ($\theta = 81^\circ$, $h/d = 0.021$)

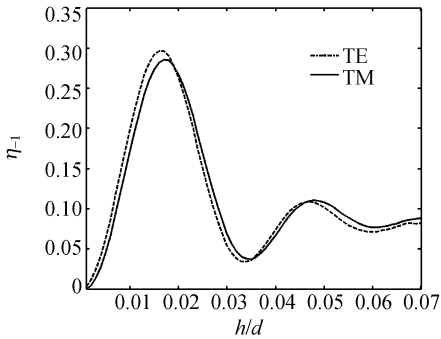


图 9 衍射效率与光栅深宽比的关系曲线

Fig. 9 Relation of diffraction efficiency with depth-to-width ratio of grating ($c/d = 0.5$, $\theta = 81^\circ$, $\lambda = 10.33 \text{ nm}$)

图 10 给出了掠入射角 $\theta = 81^\circ$, 深宽比 $h/d = 0.017$ 时, 衍射效率随光栅占空比变化曲

线。由图看出, 求得与衍射效率最大值对应的占空比并不是原来取的 $c/d = 0.5$, 而是 $c/d = 0.57$ 。

比较图 3 和图 4 以及图 9 和图 10 得到一个有用的结论。那就是三角槽形掠入射光栅的倾斜角是可以预先设定的, 即若将三角槽形掠入射光栅的倾斜角设定为 $\alpha = 2^\circ$, 光栅的基本结构就被确定下来, 倾斜角不会再改变, 只要其它参数不变, 对应的衍射效率必然最高, 故对于三角槽形掠入射光栅而言, 从制作工艺和使用要求出发来确定倾斜角和衍射效率就可以了。然而, 矩形掠入射光栅则不同, 当预先设定占空比 $c/d = 0.5$ (图 9) 时, 对应于衍射效率最大值的深宽比为 $h/d = 0.017$, 但是, 这未必是光栅衍射效率可以达到的最大值。因为, 当取深宽比 $h/d = 0.017$ 时, 对应于衍射效率最大值的占空比却为 $c/d = 0.57$ (图 10)。这说明, 矩形掠入射光栅的衍射效率在其它参数不变的情况下, 将同时受到占空比和深宽比的制约。

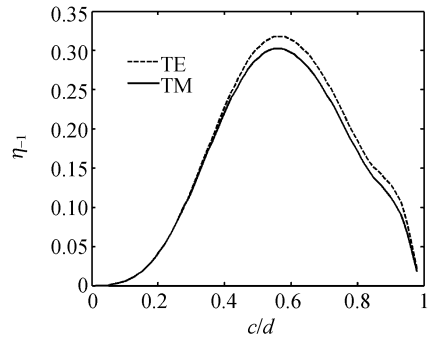


图 10 衍射效率随光栅占空比变化曲线

Fig. 10 Curve of diffraction efficiency with duty ratio of grating ($h/d = 0.017$, $\theta = 81^\circ$, $\lambda = 10.33 \text{ nm}$)

图 11 给出的是 $h/d = 0.017$, $c/d = 0.57$ 时的效率曲线算例。闪耀波长 $\lambda = 10.33 \text{ nm}$ 处 TE 波的衍射效率达 31.82%, TM 波的衍射效率达 30.22%, 偏振度较低。可见, 矩形光栅衍射效率略高于正弦槽形光栅。

从以上对三种槽形光栅数值考察的结果看, 在使用波长、光栅常数和掠入射角相同的前提下, 矩形光栅 ($c/d = 0.57$) 的衍射效率略高于正弦槽形光栅, 三角槽形光栅的衍射效率最高, 可达到 50%。

此外, 数值分析还表明, 掠入射角与正弦槽

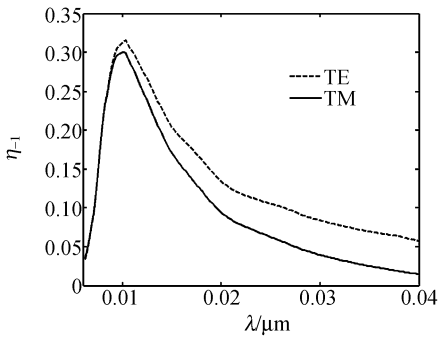


图 11 衍射效率随波长的变化曲线

Fig. 11 Curve of diffraction efficiency with wavelength
($\theta = 81^\circ, h/d = 0.017, c/d = 0.57$)

形、矩形光栅深宽比以及矩形光栅占空比有关,深宽比和占空比的变化都将影响到衍射效率。

5 结 论

在有限电导率光栅的微分理论中引入校正

傅里叶展开方法以后,使 TM 波数值计算的收敛性和运算速度得到提高。运用改进后的微分理论编制了光栅设计软件,实践证明,计算程序在软 X 射线(可以更短)至可见光波段范围内有较好的数值稳定性和收敛性。作为软件的应用,数值考察了三角槽形、正弦槽形和矩形掠入射镀金光栅的软 X 射线-1 级衍射效率对光栅结构参数和入射光状态参数的响应程度,在此基础上归纳出了此类光栅的基本设计方法。结果表明,作为闪耀波长为 10.33 nm 的软 X 射线波段掠入射镀金光栅,采用 81° 入射的刻线密度为 1 200 l/mm,倾斜角为 2° ,顶角大于 120° 的三角槽形光栅较为合适,其效率可达到 50% 以上,由于倾斜角有所增大,刻划工艺上的难度会适当降低。另外,达到闪耀条件时,矩形光栅的衍射效率可以超过正弦槽形光栅,这与以往的正弦槽形光栅的衍射效率要高于矩形光栅的结论^[12]不同。

参考文献:

- [1] PETIT R. Etude theorique de la diffraction d'une onde plane et monochromatique par un reseau metallique infiniment conducteur[J]. *Appl. Opt.*, 1965, 4(12): 1551-1554.
- [2] PRINCEMIN F, SENTENCE A, GREFFET J J. Near field scattered by a dielectric rod below a metallic surface [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11(3): 1117-1127.
- [3] HAN S T, TSAO Y L. Electromagnetic scattering of two-dimensional surface-relief dielectric gratings[J]. *Appl. Opt.*, 1992, 31(13): 2342-2352.
- [4] NEVIER M. Multilayer coated gratings for X-ray diffraction; differential theory[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1991, 8(9): 1468-1773.
- [5] MOHARAM M G, GAYLORD T K. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1981, 71(7): 811-818.
- [6] MOHARAM M G, GRANN E B, POMMET D A, et al.. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings; enhanced transmittance matrix approach[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1995, 12(5): 1077-1085.
- [7] 王淑红,李福田. 紫外平面全息正弦光栅与闪耀光栅部分特性的理论研究[J]. *光学精密工程*, 1997, 5(2): 12-18. WANG S H, LI F T. Study on some characteristics of planar holographic sinusoidal gratings and blazed gratings used in UV region in theory[J]. *Opt. Precision Eng.*, 1997, 5(2): 12-18. (in Chinese)
- [8] RAYLEIGH L. On the dynamical theory of grating[J]. *Proc. Roy. Soc.*, 1907, 79(532): 399-416.
- [9] NERVIERE M, VINCENT P, PETIT R. Theory of conducting gratings and their applications to optics[J]. *Nouv. Rev. Opt.*, 1974, 5(2): 65-77.
- [10] LI L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, 13(9): 1870-1876.
- [11] 北京大学,吉林大学,南京大学计算数学教研室. 计算方法[M]. 北京:人民教育出版社, 1961. *Staff room of computational mathematics of Beijing University, Jilin University and Nanjing University.*

Computational method[M]. Beijing: People Education Press, 1961. (in Chinese)

- [12] PETIT R. *Electromagnetic theory of gratings*[M]. Berlin Heidelberg New York:Springer-Verlag, 1980.
- [13] 周传宏,王植恒,张奇志,等. 二元台阶型光栅的校正傅里叶展开耦合波分析[J]. 光电工程,2001,28(4):13-18.
ZHOU C H,WANG Z H,ZHANG Q Z,*et al.*... Analysis for binary staircase grating by coupted-wave method with correct Fourier expansion[J]. *Opto-Electron. Eng.*,2001,28(4):13-18. (in Chinese)
- [14] 巴音贺希格,高键翔,齐向东. 机械刻划长焦距凹面金属光栅的研制[J]. 光学精密工程,2006, 24(3): 391-395.
BAYANHESHIG, GAO J X, QI X D. Manufacture for ruling concave metal grating with a long focal length [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2006, 24(3): 391-395. (in Chinese)

作者简介:巴音贺希格(1962—),男,博士,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所研究员,主要从事光栅理论研究和分光器件设计与制作研究。E-mail: bayin888@sina.com

朱洪春(1981—),女,山东菏泽人,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所硕士研究生,主要从事衍射光栅微分理论研究。