

# 小周期二元光学元件的矢量分析\*

杨李茗 杨国光

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

叶 钧

(东方通讯股份有限公司, 杭州 310013)

**摘 要** 详细地介绍了一种可用于分析大口径大视场二元光学系统的光栅矢量分析法——BKK 方法。这种方法适用于光栅周期处于波长量级、任意光栅轮廓及倾斜入射时的精确衍射效率计算。给出了计算结果, 并与标量近似计算结果进行比较。

**关键词** 光栅, 二元光学, 矢量分析。

## 1 引 言

利用二元光学技术能方便地制造出任意位相分布高衍射效率、高精度的衍射光学元件<sup>[1-3]</sup>, 从而极大地推动了衍射光学分析、设计理论的发展和完善, 拓宽了衍射光学元件的应用。

折衍射混合光学系统是指由衍射光学元件和传统的折射、反射型光学元件相结合而形成的光学系统<sup>[4, 5]</sup>。与传统光学系统相比, 折衍射混合光学系统有许多优点, 不但能简化光学系统的结构, 减小系统的体积和重量, 降低系统的装调要求, 提高系统的像质, 而且还能实现传统光学系统不能实现的复杂功能。但系统设计中, 衍射光学元件的衍射效率分析是非常关键和必要的。它需要通过对局部光栅的衍射效率分析来进行, 同时对于大口径二元光学系统, 其口径边缘处的局部光栅周期一般会达到非常小的程度(即光栅周期与波长处于同一数量级但必须大于波长, 否则将出现亚波长微结构减反表面<sup>[6, 7]</sup>现象而失去衍射光学元件的衍射效果), 对于大视场二元光学系统, 其入射波矢不再能近似与界面法线平行, 此时用标量理论将产生较大的误差, 必须使用严格的矢量分析理论。虽然对光栅的矢量分析理论已较为成熟<sup>[8, 9]</sup>, 但将这些理论应用到表面位相分布比较复杂的衍射光学元件还刚刚开始, 所分析的衍射光学元件也局限于单元口径较小的阵列化器件, 并且器件通常是一维分布的。

本文分析的折衍射混合光学系统中的衍射光学元件通常口径较大, 位相分布复杂, 对这样的衍射光学元件进行矢量分析时采用局部光栅近似比较合适, 既容易处理, 也有较高的精度。

\* 国防预研基金资助。

收稿日期: 1998-05-15; 收到修改稿日期: 1998-09-15

## 2 矢量分析法

随着衍射光学元件局部光栅周期的减小, 用标量理论分析衍射光学元件衍射效率的误差越来越大。常用的严格矢量理论有两种, 即严格耦合波方法和模方法。这两种方法都可以得到不加任何近似的精确公式, 其完全严格的形式是等价的。本文选用由 Burchhardt、Kaspar 和 Knop 发展起来的模方法, 即称为 BKK 方法, 它比严格耦合波法有更高的计算效率<sup>[10~12]</sup>。

矩形相位光栅如图 1 所示, 其轮廓沿  $y$  方向保持不变, 沿  $x$  方向周期分布, 光栅周期为  $d$ , 槽深为  $h$ 。光栅被限于  $z = -h$  和  $z = 0$  两个平面之间, 假设区域  $(z < -h)$ 、区域  $(z > 0)$  为均匀介质区域, 介电常数分别为  $\epsilon_0$  和  $\epsilon_3$ , 区域  $(-h < z < 0)$  中介电常数与  $x$  坐标有关, 或为  $\epsilon_0$  或为  $\epsilon_3$ , 可用傅里叶级数展开形式表示:

$$\epsilon(x) = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \epsilon_r \exp(i2\pi r x/d) \quad (1)$$

其中的系数可由下式求得:

$$\epsilon_r = \frac{1}{d} \int_0^d \epsilon(x) \exp(-i2\pi r x/d) dx \quad (2)$$

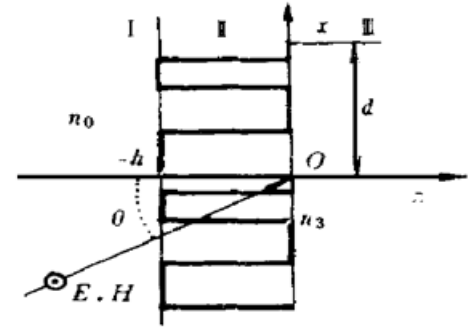


Fig. 1 Rectangle phase grating

假设入射波为传播矢量在  $xoz$  平面上, 从区域  $(-)$  以  $\theta$  角入射的单色平面波, 其空间的电磁场分布与  $y$  无关, 这样电磁场可分解成两个基本的偏振状态: 横电偏振态(TE)和横磁偏振态(TM), 矢量场就分解成两个标量场。

入射光经过光栅衍射后, 在区域  $(-)$  形成正向衍射场, 在区域  $(-)$  形成逆向衍射场, 不管对横电偏振态还是横磁偏振态, 光栅形成的衍射场的形式是相同的, 都可按瑞利展开用标量  $U$  统一表示, 则入射场可表示为:

$$U_{inc}(x, z < -h) = \exp\{i[2\pi\zeta x + kn_0(z+h)\cos\theta]\} \quad (3)$$

其中  $\zeta = n_0 \sin\theta/\lambda$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为入射波在真空中的波长。在区域  $(-)$  的逆向衍射场和区域  $(-)$  的正向衍射场按瑞利展开为:

$$U^-(x, z < -h) = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} R_q \exp\{i[2\pi\zeta_q x - r_q(z+h)]\}$$

$$U^+(x, z > 0) = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} T_q \exp[i(2\pi\zeta_q x + t_q z)] \quad (4)$$

其中:

$$\begin{aligned} \zeta_q &= \zeta + q/d \\ r_q &= \begin{cases} nok \sqrt{1 - (\lambda/n_0)^2 \zeta_q^2}, & (\lambda/n_0) |\zeta_q| \leq 1 \\ inok \sqrt{(\lambda/n_0)^2 \zeta_q^2 - 1}, & (\lambda/n_0) |\zeta_q| > 1 \end{cases} \\ t_q &= \begin{cases} n3k \sqrt{1 - (\lambda/n_3)^2 \zeta_q^2}, & (\lambda/n_3) |\zeta_q| \leq 1 \\ in3k \sqrt{(\lambda/n_3)^2 \zeta_q^2 - 1}, & (\lambda/n_3) |\zeta_q| > 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

第  $q$  衍射级的衍射效率为该级衍射平面波坡印亭(Poynting)矢量  $z$  方向分量的时间平均值和入射波坡印亭矢量  $z$  方向分量的时间平均值之比, 如第  $q$  衍射级的衍射效率用  $P_q$  表示, 则反向衍射级衍射效率  $P_{R,q}$  和正向衍射级衍射效率  $P_{T,q}$  分别为:

$$P_{R,q} = \frac{\text{Re}\{r_q\}}{r_0} |R_q|^2 \quad (6)$$

$$P_{T,q} = C \frac{\operatorname{Re}(t_q)}{r_0} |T_q|^2 \quad (7)$$

对 TE 偏振态, 上式中  $C = 1$ , 对 TM 偏振态,  $C = (n_0/n_3)^2$ 。

对 TE 偏振态, 其电场可表示为  $E_y = E(x, z)$ , 光栅空间的电场波动方程为:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 \epsilon(x) E = 0 \quad (8)$$

对光栅进行矢量理论分析, 就是求解带边界条件的上述微分方程, BKK 方法采用分离变量法来求解微分方程, 令:

$$E(x, z) = Z(z)X(x) \quad (9)$$

得到:

$$(d^2Z/dz^2)/Z = -\alpha^2 \quad (10)$$

$$\frac{d^2X}{dx^2} + k^2 \epsilon(x) X - \alpha^2 X = 0 \quad (11)$$

其中  $-\alpha^2$  是待定的分离常数, (11) 式的解的形式为:

$$X(x) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} B_l \exp [i2\pi\zeta_l x] \quad (12)$$

其中  $\zeta_l = \zeta_+ l/d$ 。将(12) 式代入(11) 式可得到一个关于系数  $B_l$  的方程组, 将它写成矩阵形式:

$$DB = \alpha^2 B \quad (13)$$

其中  $B$  是系数  $B_l$  组成的列向量,  $D$  为一个无穷阶矩阵, 其元素值为:

$$D_{nl} = k^2 \epsilon_{n-1} - 4\pi^2 \delta_{nl} \zeta_l^2 \quad (14)$$

式中  $\delta_{nl}$  表示克罗内克  $\delta$  (Kronecker  $\delta$ )。只有当  $\alpha^2$  是矩阵  $D$  的特征值时, (13) 式才有非零解, 其解就是该特征值对应的特征向量。对应于矩阵的每一个特征值均有一个特征向量, 求出矩阵的特征值  $\alpha^2$  后, 很容易得到(10) 式的通解:

$$Z(z) = A \exp (\pm i\alpha z) \quad (15)$$

最后微分方程(8) 的通解可表示为:

$$E = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_{lp} \exp (i2\pi\zeta_l x) \{A_p \exp [i\alpha_p(z+h)] + A'_p \exp [-i\alpha_p z]\} \quad (16)$$

上式称为 Floquet-Bloch 展开, 其中特殊的相位选取方法使得在计算中可以引入较多个倏逝波而不影响数值稳定性。

(16) 式中的系数  $A_p$  和  $A'_p$  由边界条件确定, 即在界面  $z = -h$  和  $z = 0$  上电场和磁场的切向分量连续。利用边界条件和(3) 式、(4) 式和(16) 式可得到一个线性方程组:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [B_{lp} A_p + B_{lp} \exp (i\alpha_p h) A'_p] &= R_l + \delta_{l0} \\ \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [B_{lp} \frac{\alpha_p}{kn_0 \cos \theta} A_p - B_{lp} \frac{\alpha_p \exp (i\alpha_p h)}{kn_0 \cos \theta} A'_p] &= -\frac{r_1}{kn_0 \cos \theta} R_l + \delta_{l0} \\ \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [B_{lp} \exp (i\alpha_p h) A_p + B_{lp} A'_p] &= T_l \\ \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (B_{lp} \alpha_p \exp (i\alpha_p h) A_p - B_{lp} \alpha_p A'_p) &= t_l T_l \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$l = -\infty, \dots, \infty$$

进行数值计算时,  $l$  取有限的  $L$  个值, 则上面的方程组有  $4L$  个方程和  $4L$  个未知变量, 具有唯

一确定的解。

对于 TM 偏振态, 采用同样的分析方法可以得到:

$$\left. \begin{aligned}
 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [B_{lp} A_p + B_{lp} \exp(i\alpha_p h) A'_p] &= R_l + \delta_{l0} \\
 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [B'_{lp} \frac{n_0 \alpha_p}{k \cos \theta} A_p - B'_{lp} \frac{n_0 \alpha_p \exp(i\alpha_p h)}{k \cos \theta} A'_p] &= -\frac{n_0 r_1}{k \cos \theta} R_l + \delta_{l0} \\
 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [B_{lp} \exp(i\alpha_p h) A_p + B_{lp} A'_p] &= T_l \\
 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (B'_{lp} \alpha_p \exp(i\alpha_p h) A_p - B'_{lp} \alpha_p A'_p) &= t_l T_l \\
 B'_{lp} &= \sum_{r=-\infty}^{\infty} \eta_{l-r} B_{rp} \\
 & \quad l = -\infty, \dots, \infty
 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

在数值计算时只能引入有限的衍射级进行分析, 这就有一个衍射级数的选择问题。不论是对 TE 偏振态还是 TM 偏振态, 在分析时必须引入一定数量的倏逝波才能得到精确的计算结果, 但引入过多级次的倏逝波会引起边界条件方程组变成奇异方程组, 特别是对厚度较大的矩形光栅和多台阶光栅。弥补的方法是采用下面介绍的扩展的 BKK 方法。

### 3 扩展的 BKK 矢量分析方法

以多台阶相位光栅可以用平行于  $oxy$  面的平面将它分成许多层矩形光栅, 如图 2 所示, 然后逐层加以分析。这种方法也能适用于任意槽型的相位光栅, 只要分成足够多的层就能得到足够的精度。另外当矩形光栅的厚度较大时, 由于数值稳定性较差, 利用 BKK 方法可能不能得到精确的结果, 这时也可利用扩展的 BKK 方法进行分析。

使用扩展 BKK 方法时, 区域  $\bar{\Gamma}$  和区域  $\bar{\Gamma}'$  中的光场分布和 BKK 方法中相同, 而区域  $\bar{\Gamma}$  被分成  $M$  层, 每层的光场分布可表示为 Floquet-Bloch 展开:

$$U_m(x, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_{lp, m} \exp(i2\pi\zeta_l x) \{ A_{p, m} \exp[i\alpha_{p, m}(z + h_{m-1})] + A'_{p, m} \exp[-i\alpha_{p, m}(z - h_m)] \}, \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (19)$$

式中  $\alpha_{p, m}$  和  $B_{lp, m}$  是下面矩阵方程的特征值和特征向量:

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} D_{nl, m} B_{l, m} = \alpha_m^2 B_{n, m}, \quad n = -\infty, \dots, \infty \quad (20)$$

对于 TE 偏振态, 矩阵的各元素为:

$$D_{nl, m} = k^2 \epsilon_{n-l, m} - 4\pi^2 \delta_{nl} \zeta_l^2 \quad (21)$$

对于 TM 偏振态, 矩阵的各元素为:

$$D_{nl, m} = k^2 \epsilon_{n-l, m} - 4\pi^2 \sum_{r=-\infty}^{\infty} \epsilon_{n-r, m} \eta_{r-l, m} \zeta_l \zeta_r \quad (22)$$

光栅区域外的瑞利展开和光栅区域中每层的 Floquet-Bloch 展开在所有的边界处 ( $z = h_m, m = 0, \dots, M$ ) 应有连续的电场切向分量和磁场切向分量, 对  $M$  层的相位光栅共有  $2(M+1)L$  个方程 ( $L$  是分析中引入的衍射级数), 正好有  $2(M+1)L$  个未知变量, 该边界条件能唯一确定多台阶相位光栅的衍射场。

扩展 BKK 方法的数值求解的第一步和 BKK 方法完全一样, 就是求解矩阵的特征值和特征向量问题, 对  $M$  层的相位光栅要进行  $M$  次求解。第二步求解边界条件方程组, 最终形成的

边界值方程组是  $2(M + 1)L \times 2(M + 1)L$  维的, 形式如图 3 所示, 其中  $L$  为分析时引入的衍射级总数,  $A_m$  代表第  $m$  层的待定系数  $A_{p, m}$ 、 $A'_{p, m}$  组成的列向量,  $R_1$ 、 $T_1$  分别是第  $i$  逆向衍射级和正向衍射级的系数, 等号右边的列向量中除了 2 个元素是 1 外全是 0。求解时按 Moharam 用严格耦合波理论分析相位光栅时相同的方法处理, 即采用逐层的高斯消元法。具体做法是从第一层到第  $M$  层逐层分析, 分析第一层时, 两个边界的边界条件形成一个  $4L \times 2L$  的子矩阵, 可以采用高斯消元法将该子矩阵的下半部分全变为 0, 同时矩阵和  $R_1$  有关的子矩阵  $P$  和等号右边的列向量  $Q$  也向下传递, 其实质就是将  $A_1$  用  $R_1$  表示, 并代入方程的第二部分中。每处理一层, 矩阵就减少  $2L$  行和  $2L$  列, 持续这样的过程, 经  $M$  次后, 矩阵只剩下  $2L$  行  $2L$  列, 而未知数只有  $R_1$ 、 $T_1$ , 求解这个方程很容易得到所有的衍射系数。这种处理过程是非常有效的, 它大大减少了计算量和存储空间要求。

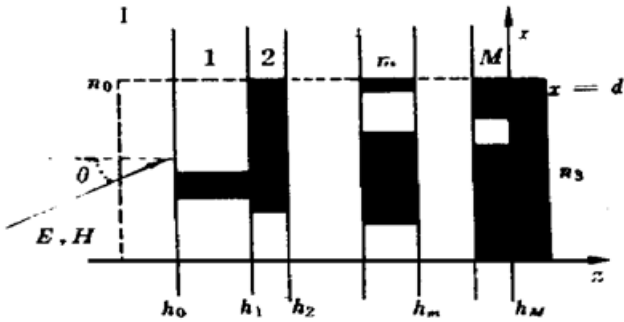


Fig. 2 Arbitrary profile grating

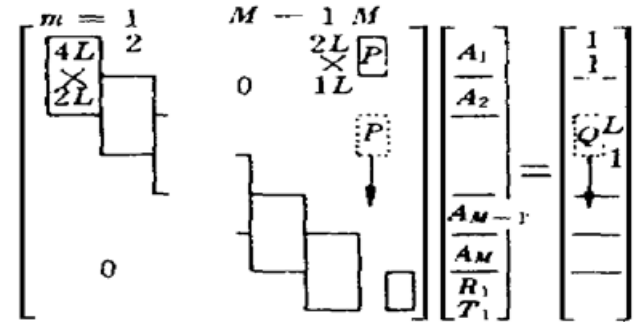


Fig. 3 Resolving processor for BKK approach by boundary condition equations

### 4 结果与分析

为分析光栅衍射效率与光栅周期、光栅量化台阶数、光栅基底折射率和光线入射角度之间的关系, 利用扩展 BKK 方法对各种情况下光栅的 +1 级正向衍射效率进行计算, 结果如图 4 所示。为了进行比较, 除图 4(g) 外, 每个图包括两种偏振状态下的严格矢量分析结果和标量近似下的结果。从图中可以得到以下一些关系:

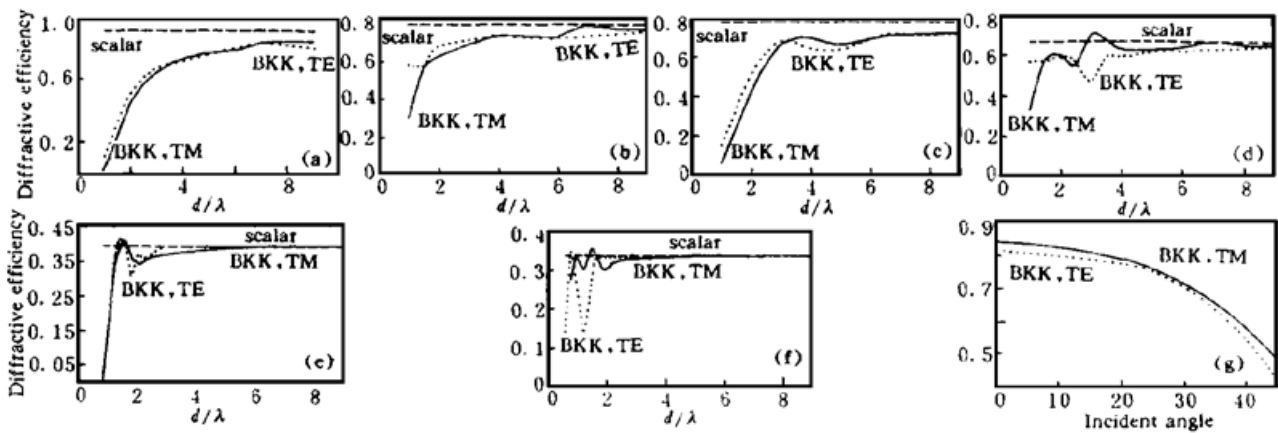


Fig. 4 Diffraction efficiencies as a function of period/wavelength for (a) 8 steps,  $\theta_m = 0$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 1.5$ ; (b) 8 steps,  $\theta_m = 0$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 2.42$ ; (c) 4 steps,  $\theta_m = 0$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 1.5$ ; (d) 4 steps  $\theta_m = 0$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 2.42$ ; (e) 2 steps,  $\theta_m = 0$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 1.5$ ; (f) 2 steps,  $\theta_m = 0$ ,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 2.42$ ; and (g) of incident angle for 8 steps,  $n_0 = 1$ ,  $n_3 = 1.5$

### 1) 衍射效率与光栅周期的关系

在标量近似下, 光栅衍射效率与光栅周期无关, 而矢量分析的结果则表明光栅的衍射效率与光栅周期有很大的关系, 这种关系在图中已被清楚地描述出来。从图中可见, 当光栅的量化台阶数较小时, 衍射效率与光栅周期的关系比较复杂, 其变化缺少规律; 相对来说 8 台阶光栅基本呈现单调递增趋势。小周期光栅衍射效率的降低是因为此时光栅实际引入的复振幅分布不同于标量理论设计时要求引入的复振幅分布而引起的。

### 2) 衍射效率和量化台阶数的关系

对 2 台阶光栅, 当周期大于 3 倍波长时, 矢量分析的结果和标量近似的结果接近, 对 4 台阶光栅和 8 台阶光栅, 即使光栅周期大于 8 倍波长, 矢量分析的结果和标量近似结果仍有一定差异, 这是因为衍射效率不仅和光栅周期有关, 还和光栅结构中的最小尺寸有关。

### 3) 衍射效率与基底折射率的关系

在相同的光栅周期下, 基底折射率高的光栅有较大的衍射效率。所以对小周期光栅提高基底折射率有利于提高衍射效率。另外, 对量化台阶数较小的光栅, 高基底折射率时衍射效率随光栅周期的变化较为剧烈。

### 4) 衍射效率与光线入射角度的关系

分析衍射光学元件在大孔径大视场时的性能必须考虑光线倾斜入射时衍射光学元件的衍射效率。入射光线的倾斜可分为两种情况: 光线在  $xoz$  平面内和不在  $xoz$  平面内。图 4(e) 给出了光线在  $xoz$  平面内倾斜时衍射效率和倾斜角的关系。分析表明衍射效率随着入射光线角度的增加有明显的下降, 当入射角为  $45^\circ$  时, 衍射效率下降到 0.45 左右。

总之, 光栅的衍射效率通常随光栅周期的减小而减小, 并且和入射光线的偏振方向、入射角以及光栅基底材料的折射率等诸多因素有很大的关系。

## 5 讨 论

上面介绍了矢量衍射分析的 BKK 方法, 这里再作两点补充。

第一, 在上面的分析中都假设入射波的传播矢量在  $xoz$  平面上, 称之为经典衍射问题。当入射波的传播矢量不在  $xoz$  平面上时, 称之为圆锥衍射问题。该问题的分析比较复杂, 通常可用“不变法则”来近似解决。这里 TE 偏振态和 TM 偏振态需要重新定义: 对 TE(TM) 偏振态, 入射光的磁场(电场)垂直于  $oy$  轴。利用“不变法则”时, 将圆锥衍射问题中的入射光和衍射光的波矢量  $k$  和  $k_n$  投影到  $oy$  轴和  $xoz$  平面上:

$$\mathbf{k} = k^{xz} + k^y \mathbf{y}, \quad \mathbf{k}_n = k_n^{xz} + k_n^y \mathbf{y} \quad (23)$$

式中  $\mathbf{y}$  是沿  $oy$  方向的单位矢量, 这样可得到圆锥衍射问题等价的经典衍射问题: 入射波的波矢量为  $k^{xz}$ , 这不仅意味着入射角为  $\theta^{xz}$ , 而且入射光波的波长为  $\lambda^{xz} = 2\pi/|k^{xz}| = \lambda/\cos \Lambda$ ,  $\Lambda$  为  $k$  和  $xoz$  平面的夹角。“不变法则”指出: 第  $n$  衍射级的波矢量在  $oy$  轴上的投影  $k_n^y$  等于  $k^y$ , 而  $k_n^{xz}$  则等于等价的经典问题中的值; 第  $n$  衍射级的衍射效率等于相同偏振状态下等价的经典问题中相同衍射级的衍射效率。严格分析的结果表明“不变法则”中指出的衍射方向是完全正确的, 而衍射效率则不太准确, 因为在圆锥衍射问题中并不能分成两种独立的偏振状态, 但至少对完全导体或金属光栅来说, “不变法则”是一个很好的经验公式。

第二, 在  $z = 0$  处, (4) 式可改写成:

$$U(x, 0) = t(x, \zeta) U_{\text{inc}}(x, -H), \quad t(x, \zeta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} T_q \exp(i2\pi qx/d) \quad (24)$$

式中函数  $t(x, \zeta)$  使透射场和入射场直接相关, 等价于标量理论中用于描述衍射光学元件的复振幅透过率, 但它和入射光线的角度有关。通常由于  $T_q$  需通过求解矢量衍射问题得到, 它总是和用标量理论得到的结果不同, 但随着  $d/\lambda$  的增加, 它越来越接近标量理论得到的近似解。通常都用标量理论确定衍射光学元件的相位分布, 通过观察矢量分析得到的复振幅透过率函数  $t(x, \zeta)$  和所需的相位分布之间的偏差就可考察标量近似的有效性。

### 参 考 文 献

- [1] T. Shiono. Reflection micro-Fresnel lenses and their use in an integrated focus sensor. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(15) : 3434~ 3442
- [2] N. C. Gallagher, S. S. Naqvi. Diffractive optics: scalar and non-scalar design analysis. *Proc. SPIE*, 1989, **1502** : 32~ 40
- [3] A. Vasara. Binary surface relief grating for array illumination in digital optics. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(17) : 3320~ 3336
- [4] T. Stone, N. George. Hybrid diffractive-refractive lenses and achromatize. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(14) : 2960
- [5] R. H. Czichy, D. B. Doyle, J. M. Mayor. Hybrid optics for space applications-design, manufacture and test. *Proc. SPIE*, 1992, **1780** : 333~ 344
- [6] R. C. Enger, S. K. Case. Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(20) : 3220~ 3228
- [7] D. H. Raguin, G. M. Morris. Analysis of antireflection-structured surfaces with continuous one-dimensional surface profiles. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(17) : 2582~ 2598
- [8] D. Maystre. Rigorous vector theories of diffraction gratings. *Progress in Optics*, 1980, **17**: 1~ 67
- [9] T. K. Gaylord, M. G. Moharam. Analysis and applications of optical diffraction by gratings. *Proc. IEEE*, 1985, **73**(3) : 894~ 937
- [10] C. B. Burckhardt. Diffraction of a plane wave at a sinusoidally stratified dielectric grating. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(11) : 1502~ 1509
- [11] F. G. Kaspar. Diffraction by thick, periodically stratified gratings with complex dielectric constant. *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, **63**(1) : 37~ 45
- [12] K. Knop. Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular groove. *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**(9) : 1206~ 1210

## Rigorous Diffraction Analysis for Small Periods Binary Optical System

Yang Liming      Yang Guoguang

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrument, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Ye Jun

(East Communication Limited Corporation, Hangzhou 310013)

(Received 15 May 1998; revised 15 September 1998)

**Abstract** A rigorous vector grating analysis approach-BKK approach, which can be used to analyze the big caliber and big view binary optical system, is introduced. This method is applied to calculate the diffraction efficiencies accurately for arbitrary grating profiles, incident angles, substrate indexes and wavelengths in the same order of grating period. The diffraction efficiencies are given and compared with scalar results.

**Key words** grating, binary optics, rigorous vector analyze.