

亚波长表面正弦介质光栅的高反射特性*

傅克祥 王植恒 张大跃 张 靖 张奇志

(四川大学物理系 成都 610064)

摘要 用扩展边界条件法研究了亚波长表面正弦形介质光栅中的电磁场分布及其各级衍射效率。计算结果表明,在适当的参数条件下,表面正弦光栅具有全反射的特性,在一个较宽的带宽范围内实现了 99.9% 的高反射。

关键词 扩展边界条件法,正弦光栅,全反射

亚波长介质阶梯光栅具有相移特性、偏振特性、分束特性、消反射特性和全反射特性^[1]等等。但这种形状的光栅,工艺要求很高,目前还难以形成实用产品,要制造周期小于 $1 \mu\text{m}$,精度为 $0.1 \mu\text{m}$ 的光栅也是困难的,这远远满足不了设计要求。然而,要制造周期达 $0.5 \mu\text{m}$ 的正弦表面形光栅,应用光学干涉曝光技术和连续位相浮雕刻蚀技术,将目前的工艺技术加以改进,则是可能的,这就是本文要研究正弦表面光栅的原因。现已知道,阶梯衍射光栅在周期略小于波长时,其反射透射的性质会发生很大的变化,而亚波长正弦表面光栅的反射透射特性还未被认识,本文将对此作深入的研究。

本文采用 DeSanto 和 Chuang 等使用的扩展边界条件法^[2~4],来计算正弦光栅的各级衍射效率。在 Chuang 等人工作的基础上,改写了计算电磁波振幅系数的公式,从而使计算工作量减少到 1/3。利用该方法设计的程序进行计算,发现正弦光栅的特性与阶梯光栅的特性是相似的,重点讨论了全反射特性,设计了一个高反射正弦光栅,并研究了它的高反射曲线的特性。

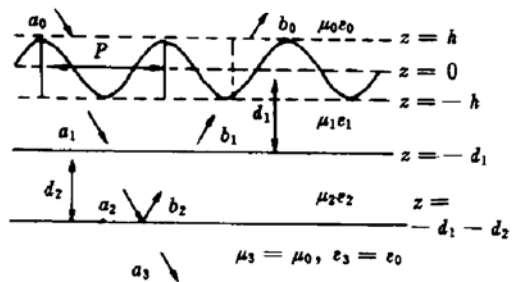


图 1 分层正弦周期表面光栅的散射
Fig. 1 Scattering by a periodic sinusoidal surface over stratifications

1 基本理论^[2~4]

对于如图 1 所示的正弦表面(也可以是非正弦周期结构)介质光栅,在厚度为 d_2 的基底上镀一层折射率较高,厚度为 $d_1 + h$ 的膜,在膜上刻出周期为 P ,振幅为 h 的正弦形表面光栅。基底介质和膜层介质的磁导率及介电常数分别为 $\mu_2, \epsilon_2, \mu_1, \epsilon_1$,空气层中的磁导率和介电常数为 μ_0, ϵ_0 。当入射面与光栅横切面一致时,可把电磁波分解成 TE 波

* 国家自然科学基金(批准号:6988002)和中国科学院光电技术研究所微细加工光学技术国家重点实验室和国家教委回国人员基金资助项目。

和 TM 波,用 $\psi(\vec{r})$ 分别代表 TE 波的电场(电场只沿 y 方向)或 TM 波的磁场(磁场只沿 y 方向),在入射空气层、膜层、基底层和出射空气层中,电磁场可表示成

$$\psi_j = \sum_m a_{jm} \frac{\exp(i\vec{k}_{jm}^- \cdot \vec{r})}{\sqrt{\gamma_j k_{jzm}}} + \sum_m b_{jm} \frac{\exp(i\vec{k}_{jm}^+ \cdot \vec{r})}{\sqrt{\gamma_j k_{jzm}}} \quad (1)$$

其中 $j = 0, 1, 2, 3$; $a_{00} = 1, a_{0m} = 0 (m \neq 0)$; $b_{3m} \equiv 0$; $\vec{k}_{jm}^\pm = \hat{e}_z k_{zm} \pm \hat{e}_x k_{jzm}, k_{zm} = k_z + \frac{2\pi}{p} m, k_z = k_0 \sin \theta$,
 $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda}, k_{jzm} = \sqrt{k_j^2 - k_{zm}^2}, k_j^2 = \omega^2 \epsilon_j \mu_j; \gamma_j = \begin{cases} \epsilon_0 / \epsilon_j & \text{TM 波} \\ \mu_0 / \mu_j & \text{TE 波} \end{cases}; k_j$ 为各层中的波数, λ 为空气中电磁波的波长, θ 为入射角。

在正弦形分界面两侧,利用格林函数、格林公式和在正弦表面处的边界条件,并用矩阵表示,得到

$$\begin{cases} a_0 = Q_{N0}^- \alpha + Q_{D0}^- \beta \\ b_0 = Q_{N0}^+ \alpha + Q_{D0}^+ \beta \\ a_1 = Q_{N1}^- \alpha + Q_{D1}^- \beta \\ b_1 = Q_{N1}^+ \alpha + Q_{D1}^+ \beta \end{cases} \quad (2)$$

其中 $a_0, b_0, a_1, b_1, \alpha, \beta$ 均为列阵, $Q_{N0}^\pm, Q_{D0}^\pm, Q_{N1}^\pm, Q_{D1}^\pm$ 均为方阵。对于正弦形光栅,矩阵元为

$$\begin{cases} (Q_{Dj}^\pm)_{mn} = \pm \frac{(\pm i)^{|m-n|}}{\sqrt{\gamma_j k_{jzm}}} J_{|m-n|}(k_{jzm} h) \\ (Q_{Nj}^\pm)_{mn} = \gamma_j \frac{k_{zm} k_{zn} - k_j^2}{\pm k_{jzm}} (Q_{Dj}^\pm)_{mn} \end{cases} \quad (3)$$

再利用 $z = -d_1$ 和 $z = -d_1 - d_2$ 处的边界条件得

$$b_1 = R a_1 \quad (4)$$

$$a_3 = T a_1 \quad (5)$$

其中 R 和 T 均为对角阵,对角元素的表达式为

$$R_n = \frac{R_{12n} + R_{23n} \exp(2ik_{2zn} d_2)}{1 + R_{12n} \cdot R_{23n} \exp(2ik_{2zn} d_2)} \cdot \exp(2ik_{1zn} d_1) \quad (6)$$

$$T_n = \sqrt{\frac{\gamma_3 k_{3zn}}{\gamma_1 k_{1zn}} \frac{(1 + R_{12n})(1 + R_{23n}) \exp[i(k_{1zn} - k_{3zn}) d_1 + i(k_{2zn} - k_{3zn}) d_2]}{1 + R_{12n} R_{23n} \exp(i2k_{2zn} d_2)}} \quad (7)$$

$$\begin{cases} R_{12n} = \frac{\gamma_1 k_{1zn} - \gamma_2 k_{2zn}}{\gamma_1 k_{1zn} + \gamma_2 k_{2zn}} \\ R_{23n} = \frac{\gamma_2 k_{2zn} - \gamma_3 k_{3zn}}{\gamma_2 k_{2zn} + \gamma_3 k_{3zn}} \end{cases} \quad (8)$$

由(2),(4),(5)简化,得矩阵方程

$$\begin{bmatrix} Q_{N0}^- & Q_{D0}^- \\ Q_{N1}^+ - R Q_{N1}^- & Q_{D1}^+ - R Q_{D1}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} b_0 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{N0}^+ & Q_{D0}^+ \\ Q_{N1}^- & Q_{D1}^- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad (10)$$

解方程(9),得 α, β 后,再代入(10),(5)得振幅系数 b_0, a_3 。(9),(10)的形式不同于文献[3]。

上述公式也适用于在无限厚基底上直接刻蚀正弦表面界面光栅的情况,这时只要令 $\mu_3 = \mu_2 = \mu_1, \epsilon_3 = \epsilon_2 = \epsilon_1, d_2 = 0$,得

$$R \equiv 0, T = I \quad (11)$$

上述公式还适用于正弦形理想导体光栅, 对于 TE 波情况, 令 $\beta = 0$, 得

$$\begin{cases} a_0 = Q_{N_0}^- \alpha \\ b_0 = Q_{N_0}^+ \alpha \end{cases} \quad (12)$$

对于 TM 波情况, 令 $\alpha = 0$, 得

$$\begin{cases} a_0 = Q_{D_0}^- \beta \\ b_0 = Q_{D_0}^+ \beta \end{cases} \quad (13)$$

利用求反射率和透射率的定义式^[5]得第 n 级反射波的反射率 η_n^R 和第 n 级透射波的透射率 η_n^T 为

$$\begin{cases} \eta_n^R = |b_{0n}|^2, & \text{当 } k_{0zn} \text{ 为实数时} \\ \eta_n^T = |a_{3n}|^2, & \text{当 } k_{3zn} \text{ 为实数时} \end{cases} \quad (14)$$

2 数值结果

我们利用该理论设计的程序计算了文献[3]表 1~表 3 中的实例及文献[4]中图 4 的实例, 其结果完全一致。但在这些文献中完全未提出全反射的概念。根据文献[1]的结论, 阶梯光栅产生全反射的机理是空气层中只存在 0 级波, 而介质层中存在若干个高级次的衍射波, 这些高级次的衍射波发生全反射并与 0 级次衍射波相干涉而导致光栅产生全反射现象。对于周期正弦表面光栅, 也有相同的机理, 因而也会发生全反射。

首先, 我们直接在 ZnS ($n = 2.3$) 基底上制作正弦表面光栅, 取光波波长 $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$, 取光栅周期 $P = 0.95\lambda_0$ 。当光垂直入射时, 空气层中将只存在 0 级反射波和 0 级透射波, 而在介质基底层中, 却存在 0, ± 1 和 ± 2 级衍射波。由于 $\pm 1, \pm 2$ 级衍射波的全反射并与 0 级次衍射波相干涉, 因而会发生全反射现象。计算中, 调整光栅的正弦振幅 h 和基底厚度 d_1 , 计算发现, 当 $h = 0.237\lambda_0, d_1 = 1.245\lambda_0$ 时, 发生了全反射。我们作出了反射率 - 波长, 反射率 - 周期, 反射率 - 光栅振幅, 反射率 - 入射角, 反射率 - 膜厚的特性曲线如图 2(a) ~ (e) 中的细实线。从图中看出, 在全反射点附近, 都存在着一个高反射带, 反射率可达 99.95% 以上。

由于 ZnS 基底的厚度无法小到波长, 于是在玻璃 ($n_2 = 1.5$) 基底(厚度 $d_2 = 1000\lambda_0$) 上, 镀

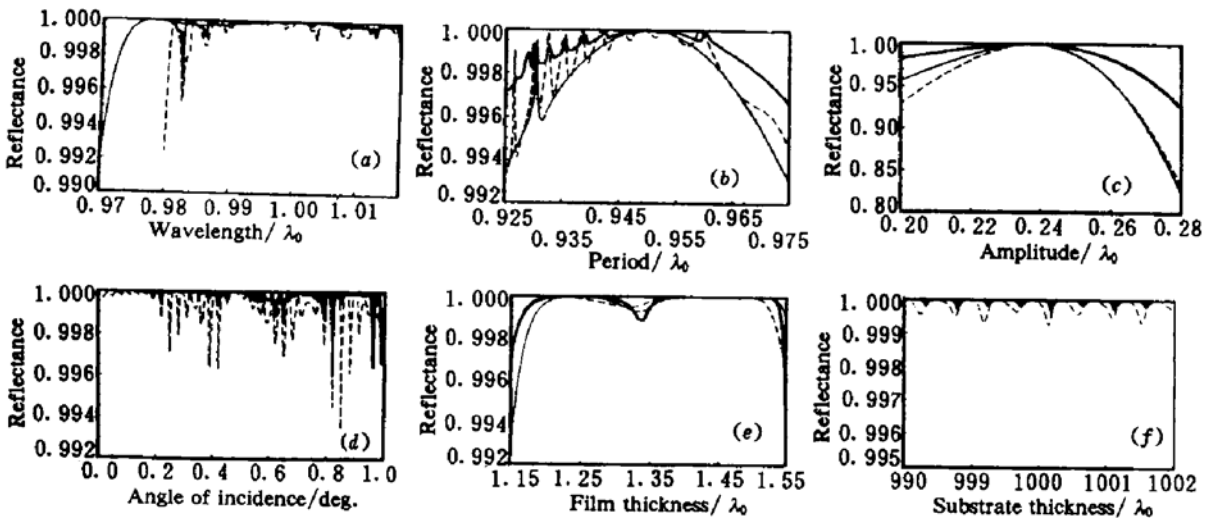


图 2 反射率与波长 (a), 周期 (b), 光栅振幅 (c), 入射角 (d), 膜厚 (e) 及基底厚度 (f) 的关系

Fig. 2 The curves show the relationship of the reflectance and the wavelength (a), period (b), grating amplitude (c), angle of incidence (d), film thickness (e) and substrate thickness (f)

上厚度为 $d_1 + h$ 的 ZnS 膜, 再在 ZnS 膜上制作正弦表面光栅, 其他参数同前, 重算结果, 所得到的反射率-波长、反射率-周期、反射率-光栅振幅、反射率-入射角、反射率-膜厚、反射率-基底厚度的特性曲线如图 2 (a) ~ (f) 中的细虚曲线。在其他波长(如 0.6328 μm 或 0.35 μm)下也得到了相同的曲线。从图中看出, 虽然反射率曲线发生了改变, 但这种改变是很小的。这是因为基底厚度中虽然还存在 ± 1 级衍射波, 但它所占比重很小, 因而对反射率的影响不大。如果取反射率高于 99.7% 为准, 则波长的允许变化范围为 0.03 μm ; 周期的允许变化范围为 0.03 μm , 光栅振幅的允许变化范围为 0.015 μm , 入射角的容许变化值达 $\pm 0.8^\circ$, 膜厚的允许变化范围为 0.30 μm , 基底厚度可任意取值。显然这样的特性除了对光栅振幅有严格要求外, 对其他制造工艺的精度要求不高, 要制出这样的高反射光栅是可能的。

再把上述玻璃基底上的一层膜改为三层膜: 在基底上镀一层高折射率材料 ($n = 2.3$ 的 ZnS) 的 $\lambda/4$ 膜, 接着是一层低折射率材料 ($n = 1.38$ 的 MgF_2) 的 $\lambda/4$ 膜, 最后才是高折射率 ($n = 2.3$) 正弦光栅膜。计算结果表明, 在上述结构参数变化范围内, 反射率可高于 99.9%, 所得结果如图 2(a) ~ (f) 中的粗线所示。对于无损耗的平行多层介质膜, 如果仍使用上述镀膜材料, 则需要 15 层, 反射率才可达 99.9%^[6](实际上, 由于介质的损耗, 25 层的介质反射膜的反射率才达 99.8%)。显然, 这种三层高反射膜在某些方面优于多层介质高反射膜而且具有应用前景。

参 考 文 献

- 1 Wang Zhiheng, Fu Kexiang, Wen Jun *et al.*. The property and application of reflectivity of subwavelength phase gratings. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1998, A25(3):270~274 (in Chinese)
- 2 DeSanto. Scattering from a sinusoid derivation of linear equation for the field amplitudes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1975, 57(5):1195~1197
- 3 S. L. Chuang, J. A. Kong. Wave Scattering from a periodic dielectric surface for general angle of incidence. *Radio Science*, 1982, 17(3):545~557
- 4 S. L. Chuang, J. A. Kong. Wave scattering and guidance by dielectric waveguides with periodic surfaces. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, 73(5):669~679
- 5 Fu Kexiang, Wang Zhiheng, Zhang Dayue *et al.*. The vector analytical method of phase diffraction grating. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1997, 17(12):1652~1659 (in Chinese)
- 6 H. A. Macleod. *Thin-film Optical Filters*. London: Adam Hilger LTD, 1969. 156~186

The Character of High-efficiency Reflection of Surface Sinusoidal Dielectric Subwavelength Grating

Fu Kexiang Wang Zhiheng Zhang Dayue Zhang Jing Zhang Qizhi
(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064)

Abstract This paper presents an extended-boundary-condition approach to research the distribution of the electromagnetic field in a sinusoidal surface dielectric subwavelength grating (SSDSG) and the efficiency of different orders of the grating. The numerical results show that SSDSG has a total reflection property under proper parameters and that high-efficiency reflection (99.9%) can occur within a fairly wide range selected of the grating parameters.

Key words extended-boundary-condition method, sinusoidal surface grating, total reflection