

文章编号: 0258-7025(2002)09-0795-06

# 一维深亚波长光栅的耦合波分析及偏振特性的研究

袁 惠, 周 进, 王晓伟, 黄信凡  
(南京大学物理系, 江苏南京 210093)

**提要** 讨论了一种新的一维深亚波长光栅, 其周期结构由等离子体增强化学气相沉积法(PECVD)制备的周期性多层膜构成。简单介绍了这种深亚波长光栅的制作方法。采用严格耦合波分析(RCWA)理论计算了这种一维深亚波长光栅的衍射效率, 分析了它的偏振特性。

**关键词** 一维深亚波长光栅, 严格耦合波分析, 偏振特性

**中图分类号** TH 741.6; O 436.1; O 436.3 **文献标识码** A

## Rigorous Coupled-wave Analysis of a New One-dimensional Deep Sub-wavelength Grating

YUAN Hui, ZHOU Jin, WANG Xiao-wei, HUANG Xing-fan  
(Department of Physics, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu 210093)

**Abstract** An one-dimensional deep sub-wavelength grating is studied. A new method is developed for this sub-wavelength gratings fabrication. In this method, the grating periods are composed of multilayer films which are obtained by the method of PECVD. The diffractive efficiency of the grating is computed by using rigorous coupled-wave analysis(RCWA). The property of polarization of the grating is also discussed.

**Key words** one-dimensional deep sub-wavelength grating, rigorous coupled-wave analysis(RCWA), polarization

## 1 引 言

在过去的十几年中,严格耦合波分析(RCWA)被广泛应用于周期性结构衍射体的电磁场衍射的分析中,已成功准确地用于分析亚波长量级的全息光栅和浮雕光栅的衍射特性。其对于平面全息光栅、任意表面形状的电介质或金属表面浮雕光栅、多元全息光栅和二维光栅都适用<sup>[1~4]</sup>。对于亚波长、深亚波长光栅,其衍射场的分布与光场的偏振态(TE波, TM波)紧密相关,同时入射光波的波长大小对衍射场分布的影响也越来越重。从而亚波长、深亚波长的光学元件可以用于制作光学起偏器、抗反膜<sup>[5]</sup>等。正由于此,人们对其兴趣越来越大。本文采用

RCWA理论<sup>[6,7]</sup>分析了一种新的深亚波长光栅,计算并模拟了其衍射效率,分析了它的偏振特性。传统的亚波长光栅的制作工艺一般局限于电子束、离子束刻蚀等技术<sup>[8]</sup>,其分辨率可达到 $0.1\ \mu\text{m}$ 量级,一般用于红外波段的亚波长、深亚波长光栅的制作。而对于可见光波段的深亚波长光栅由于受到制作精度的限制难以实现。文中我们提出了一种制作深亚波长光栅的新方法,这种新的一维深亚波长光栅的周期结构由等离子体增强化学气相沉积法(PECVD)制成的周期性多层膜经切割、剪裁构成,可以将光栅周期控制在几十纳米量级,因而可用于可见光区的亚波长、深亚波长光栅的研究。

收稿日期 2001-06-22;收到修改稿日期 2001-08-28

基金项目 国家自然科学基金重大研究资助项目(90101020)和江苏省自然科学基金(BK2001028)资助项目。

作者简介 袁惠(1978—),女,硕士研究生,主要从事光信息处理研究。E-mail: yoptg2D@uju.edu.cn

## 2 一维深亚波长光栅的耦合波分析理论

图1为一种新的一维深亚波长光栅的衍射示意图,其光栅区由两种折射率分别为  $n_{g1}$  和  $n_{g2}$  的材料周期性交替生成。光栅的周期为  $\Lambda$ , 折射率为  $n_{g1}$  的材料所占空比为  $f$ , 光栅深度为  $d$ 。入射空间 I 区的折射率为  $n_I$ , 透射空间 II 区的折射率为  $n_{II}$ 。光栅平面的法线方向沿  $z$  轴, 光栅矢量沿  $x$  轴。一束偏振光入射到光栅上, 入射角为  $\theta$ , 方位角为  $\delta$ 。入射电场矢量与入射平面的夹角为偏振角  $\psi$ , 因此,  $\psi = 90^\circ$  对应于 TE 偏振波,  $\psi = 0^\circ$  对应于 TM 波。

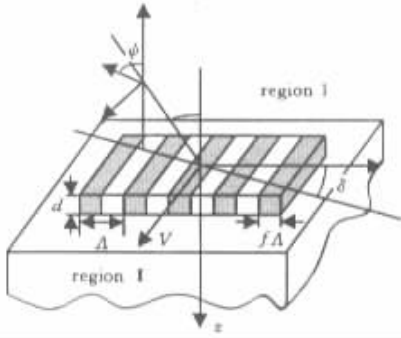


图1 一维深亚波长光栅的衍射示意图

Fig.1 Diffraction geometry of one-dimensional deep sub-wavelength grating

在光栅区 ( $0 < z < d$ ) 周期性结构对应的介电常数可展开为傅里叶级数形式

$$\epsilon(x) = \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \epsilon_h \exp(jKhx) \quad (1)$$

其中  $K = 2\pi/\Lambda$  为光栅矢量的大小,  $\epsilon_h$  为光栅区介电常数的第  $h$  级傅里叶分量。则  $\epsilon_h$  可表示为

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= n_{g1}^2 f + n_{g2}^2 (1-f) \\ \epsilon_h &= (n_{g1}^2 - n_{g2}^2) \frac{\sin(\pi h f)}{\pi h}, \quad (h \neq 0) \end{aligned} \quad (2)$$

在 I 区, 入射的归一化电场矢量为

$$\vec{E}_{inc} = \hat{u} \exp[-jk_0 n_I (\sin\theta \cos\delta x + \sin\theta \sin\delta y + \cos\theta z)] \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \hat{u} &= (\cos\psi \cos\theta \cos\delta - \sin\psi \sin\delta) \hat{x} + \\ &(\cos\psi \cos\theta \sin\delta + \sin\psi \cos\delta) \hat{y} - \\ &\cos\psi \sin\theta \hat{z} \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为入射光波长。

I 区和 II 区的归一化电场可表示为

$$\vec{E}_I = \vec{E}_{inc} + \sum_i \vec{R}_i \exp[-j(k_{xi}x + k_y y - k_{I,z}z)] \quad (5)$$

$$\vec{E}_{II} = \sum \vec{T}_i \exp[-j(k_{xi}x + k_y y + k_{II,z}(z-d))] \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{其中} \quad k_{xi} &= k_0 [n_I \sin\theta \cos\delta - i(\lambda_0/\Lambda)], \\ k_y &= k_0 n_I \sin\theta \sin\delta, \quad i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned}$$

$$k_{I,z} = \begin{cases} +[(k_0 n_I)^2 - k_x^2 - k_y^2]^{1/2} & (k_{xi}^2 + k_y^2)^{1/2} < k_0 n_I \\ -j[k_x^2 + k_y^2 - (k_0 n_I)^2]^{1/2} & (k_{xi}^2 + k_y^2)^{1/2} > k_0 n_I \end{cases} \quad l = I, II \quad (7)$$

$\vec{R}_i$  是 I 区中反射波的归一化矢量电场振幅,  $\vec{T}_i$  是 II 区中透射波的归一化矢量电场振幅。I 区和 II 区中的磁场矢量可以从麦克斯韦方程得到。第  $i$  级衍射级的出射平面的倾斜角  $\varphi_i = \tan^{-1}(k_y/k_{xi})$ , 光栅区的电场矢量和磁场矢量可以分别按衍射级次展开, 表示为

$$\vec{E}_g = \sum_i [S_{xi}(z) \hat{x} + S_{yi}(z) \hat{y} + S_{zi}(z) \hat{z}] \exp[-j(k_{xi}x + k_y y)] \quad (8)$$

$$\vec{H}_g = -j \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \sum_i [U_{xi}(z) \hat{x} + U_{yi}(z) \hat{y} + U_{zi}(z) \hat{z}] \exp[-j(k_{xi}x + k_y y)] \quad (9)$$

式中  $\vec{S}_i, \vec{U}_i$  分别是第  $i$  级衍射级电场和磁场的振幅矢量。将式(8)和(9)代入光栅区的麦克斯韦方程组

$$\nabla \times \vec{E}_g = -j\omega\mu_0 \vec{H}_g \quad \nabla \times \vec{H}_g = -j\omega\epsilon_0 \epsilon(x) \vec{E}_g \quad (10)$$

可以得到耦合波方程(令  $z' = k_0 z$ )表示成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} \partial S_y / \partial z' \\ \partial S_x / \partial z' \\ \partial U_y / \partial z' \\ \partial U_x / \partial z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & K_y E^{-1} K_x & I - K_y E^{-1} K_y \\ 0 & 0 & K_x E^{-1} K_x - I & -K_x E^{-1} K_y \\ K_x K_y & E - K_y^2 & 0 & 0 \\ K_x^2 - E & -K_x K_y & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_y \\ S_x \\ U_y \\ U_x \end{bmatrix} \quad (11)$$

其中  $K_y$  和  $K_x$  分别是对角元为  $(k_y/k_0)$  和  $(k_{xi}/k_0)$  的对角矩阵,  $E$  是由介电常数的傅里叶分量组成的矩阵, 其第  $(i, p)$  个矩阵元为  $\epsilon(i-p)$ ,  $I$  是单位矩阵。注意到矩阵  $E, I, K_x$  和  $K_y$  是  $(n \times n)$  阶矩阵, 其中  $n$  是电磁场展开时所保留的衍射级数。式(11)中的矩阵是一个  $(4n \times 4n)$  的矩阵, 可将其简化为下面的  $(2n \times 2n)$  矩阵

$$\begin{bmatrix} \partial^2 S_y / \partial z'^2 \\ \partial^2 S_x / \partial z'^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_x^2 + DE & K_y(E^{-1}K_xE - K_x) \\ K_x(E^{-1}K_yE - K_y) & K_y^2 + BE \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_y \\ S_x \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\begin{bmatrix} \partial^2 U_y / \partial z'^2 \\ \partial^2 U_x / \partial z'^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_y^2 + EB & (K_x - E^{-1}K_xE)K_y \\ (K_y - EK_yE^{-1})K_x & K_x^2 + ED \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_y \\ U_x \end{bmatrix} \quad (13)$$

式中矩阵  $B = K_xE^{-1}K_x - I, D = K_yE^{-1}K_y - I$ 。

对于这里所讨论的一维光栅, 矩阵  $K_y$  为一个单位矩阵乘以常数, 此时可以将式(12)和(13)进一步分别简化为两个( $n \times n$ )矩阵

$$[\partial^2 U_x / \partial z'^2] = [k_y^2 I + A] U_x, \quad [\partial^2 S_x / \partial z'^2] = [k_y^2 I + BE] S_x \quad (14)$$

其中  $A = K_x^2 - E$ 。通过计算式(14)中两个( $n \times n$ )矩阵的本征值和本征矢可求解耦合波方程。

切向电场和磁场的振幅可表示为以下通解形式

$$U_{xi}(z) = \sum_{m=1}^n \omega_{1,im} \{ -c_{1,m}^+ \exp(-k_0 q_{1,m} z) + c_{1,m}^- \exp[k_0 q_{1,m}(z-d)] \} \quad (15a)$$

$$S_{xi}(z) = \sum_{m=1}^n \omega_{2,im} \{ c_{2,m}^+ \exp(-k_0 q_{2,m} z) + c_{2,m}^- \exp[k_0 q_{2,m}(z-d)] \} \quad (15b)$$

$$S_{yi}(z) = \sum_{m=1}^n \nu_{11,im} \{ c_{1,m}^+ \exp(-k_0 q_{1,m} z) + c_{1,m}^- \exp[k_0 q_{1,m}(z-d)] \} + \sum_{m=1}^n \nu_{12,im} \{ c_{2,m}^+ \exp(-k_0 q_{2,m} z) + c_{2,m}^- \exp[k_0 q_{2,m}(z-d)] \} \quad (15c)$$

$$U_{yi}(z) = \sum_{m=1}^n \nu_{21,im} \{ c_{1,m}^+ \exp(-k_0 q_{1,m} z) + c_{1,m}^- \exp[k_0 q_{1,m}(z-d)] \} + \sum_{m=1}^n \nu_{22,im} \{ c_{2,m}^+ \exp(-k_0 q_{2,m} z) + c_{2,m}^- \exp[k_0 q_{2,m}(z-d)] \} \quad (15d)$$

其中  $\omega_{1,im}$  和  $q_{1,m}$  分别是矩阵  $[k_y^2 I + A]$  本征矢  $W_1$  和本征值的绝对平方根  $Q_1$  的矩阵元,  $\omega_{2,im}$  和  $q_{2,m}$  分别是矩阵  $[k_y^2 I + BE]$  本征矢  $W_2$  和本征值的绝对平方根  $Q_2$  的矩阵元,  $\nu_{11,im}, \nu_{12,im}, \nu_{21,im}$  和  $\nu_{22,im}$  分别是矩阵  $V_{11}, V_{12}, V_{21}$  和  $V_{22}$  的矩阵元, 其值分别为

$$V_{11} = A^{-1} W_1 Q_1, \quad V_{12} = (k_y/k_0) A^{-1} K_x W_2, \quad V_{21} = (k_y/k_0) B^{-1} K_x E^{-1} W_1, \quad V_{22} = B^{-1} W_2 Q_2 \quad (16)$$

$c_{1,m}^+, c_{1,m}^-, c_{2,m}^+$  和  $c_{2,m}^-$  是未知常数, 其值由边界条件决定。

$z = 0$  处的边界条件为

$$\begin{bmatrix} \sin\phi\delta_{i0} \\ j\sin\phi n_{\perp} \cos\theta\delta_{i0} \\ -j\cos\phi n_{\perp} \delta_{i0} \\ \cos\phi \cos\theta\delta_{i0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I & 0 \\ -jY_{\perp} & 0 \\ 0 & I \\ 0 & -jZ_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_s \\ R_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ss} & V_{sp} & V_{ss}X_1 & V_{sp}X_2 \\ W_{ss} & W_{sp} & -W_{ss}X_1 & -W_{sp}X_2 \\ W_{ps} & W_{pp} & -W_{ps}X_1 & -W_{pp}X_2 \\ V_{ps} & V_{pp} & V_{ps}X_1 & V_{pp}X_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1^+ \\ c_2^+ \\ c_1^- \\ c_2^- \end{bmatrix} \quad (17)$$

其中  $R_s$  和  $R_p$  分别是垂直于衍射平面的电场矢量和磁场矢量的振幅分量, 它们可以看作是反射场的 TE 分量和 TM 分量, 其定义为

$$R_{s, i} = \cos\phi_i R_{yi} - \sin\phi_i R_{xi} \\ R_{p, i} = (-j/k_0) [\cos\phi_i (-k_{l,zi} R_{xi} - k_{xi} R_{zi}) - \sin\phi_i (k_y R_{zi} + k_{l,zi} R_{yi})] \quad (18)$$

$X_1$  和  $X_2$  是对角矩阵, 其对角元分别为  $\exp(-k_0 q_{1,m} d)$  和  $\exp(-k_0 q_{2,m} d)$ , 并且

$$V_{ss} = F_c V_{11} \quad W_{ss} = F_c W_1 + F_s V_{21} \quad V_{sp} = F_c V_{12} - F_s W_2 \quad W_{sp} = F_s V_{22} \\ W_{pp} = F_c V_{22} \quad V_{pp} = F_c W_2 + F_s V_{12} \quad W_{ps} = F_c V_{21} - F_s W_1 \quad V_{ps} = F_s V_{11} \quad (19)$$

其中  $F_s$  和  $F_c$  是( $n \times n$ )阶对角矩阵, 其对角元分别为  $\sin\phi_i$  和  $\cos\phi_i$ 。

$z = d$  处的边界条件为

$$\begin{bmatrix} V_{ss}X_1 & V_{sp}X_2 & V_{ss} & V_{sp} \\ W_{ss}X_1 & W_{sp}X_2 & -W_{ss} & -W_{sp} \\ W_{ps}X_1 & W_{pp}X_2 & -W_{ps} & -W_{pp} \\ V_{ps}X_1 & V_{pp}X_2 & V_{ps} & V_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1^+ \\ c_2^+ \\ c_1^- \\ c_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I & 0 \\ jY_{\parallel} & 0 \\ 0 & I \\ 0 & jZ_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_s \\ T_p \end{bmatrix} \quad (20)$$

其中  $T_{s,i}$  和  $T_{p,i}$  分别是垂直于衍射平面的电场矢量和磁场矢量的振幅分量,它们可以看作是透射场的 TE 分量和 TM 分量,其定义为

$$\begin{aligned} T_{s,i} &= \cos\varphi_i T_{yi} - \sin\varphi_i T_{xi} \\ T_{p,i} &= (-j/k_0 \mathbf{I} \cos\varphi_i (-k_{\parallel,zi} T_{xi} - k_{xi} T_{zi}) - \sin\varphi_i (k_y T_{zi} - k_{\parallel,zi} T_{yi})) \end{aligned} \quad (21)$$

将式(17)和(20)联合求解,消去  $c_1^+$ ,  $c_1^-$ ,  $c_2^+$  和  $c_2^-$  可得到  $R_s$ ,  $R_p$ ,  $T_s$  和  $T_p$  的值.光栅衍射效率为

$$\begin{aligned} DE_{ri} &= |R_{s,i}|^2 \text{Re}\left(\frac{k_{\perp,zi}}{k_0 n_{\perp} \cos\theta}\right) + |R_{p,i}|^2 \text{Re}\left(\frac{k_{\perp,zi}/n_{\perp}^2}{k_0 n_{\perp} \cos\theta}\right) \\ DE_{ti} &= |T_{s,i}|^2 \text{Re}\left(\frac{k_{\parallel,zi}}{k_0 n_{\perp} \cos\theta}\right) + |T_{p,i}|^2 \text{Re}\left(\frac{k_{\parallel,zi}/n_{\parallel}^2}{k_0 n_{\perp} \cos\theta}\right) \end{aligned} \quad (22)$$

表 1 起偏器的设计参数

Table 1 Design parameters for polarization-selective grating mirrors

Design parameters	$\theta = 0^\circ$			$\theta = 30^\circ$
	$n_{\parallel} = 3.5$	$n_{\parallel} = 3.5$	$n_{\parallel} = 3.0$	$n_{\parallel} = 3.5$
	$n_{g1} = 3.5, n_{g2} = 1.0$	$n_{g1} = 3.0, n_{g2} = 1.5$	$n_{g1} = 3.0, n_{g2} = 1.5$	$n_{g1} = 3.5, n_{g2} = 1.0$
$f$	0.2222	0.1852	0.1111	0.2000
$d/\mu\text{m}$	0.2537	0.4228	0.4567	0.2740
$R_e$	0.0020	0.0001	0.0000	0.0020
$R_h$	0.3074	0.1709	0.0492	0.2577

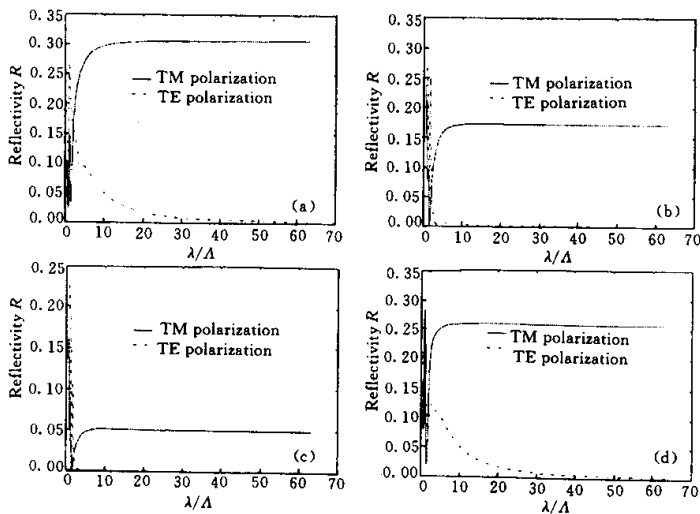


图 2 TE 波和 TM 波反射率与  $\lambda/\Delta$  的关系曲线

Fig. 2 Reflectivity  $R$  for TE and TM polarizations as a function of the grating spatial frequency (expressed as  $\lambda/\Delta$ )

$n_{\perp} = 1.0, \lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ , (a)  $n_{\parallel} = 3.5, n_{g1} = 3.5, n_{g2} = 1.0, \theta = 0^\circ$ ; (b)  $n_{\parallel} = 3.5, n_{g1} = 3.0, n_{g2} = 1.5, \theta = 0^\circ$ ;  
(c)  $n_{\parallel} = 3.0, n_{g1} = 3.0, n_{g2} = 1.5, \theta = 0^\circ$ ; (d)  $n_{\parallel} = 3.5, n_{g1} = 3.5, n_{g2} = 1.0, \theta = 30^\circ$

### 3 一维深亚波长光栅偏振特性的研究

设这种新的一维深亚波长光栅的光栅周期  $\Lambda = 0.04 \mu\text{m}$  ,入射方位角为  $\delta = 0$  ,入射波长为  $0.6328 \mu\text{m}$  ,入射空间为空气 ,其折射率  $n_{\text{I}} = 1.0$  。根据一维深亚波长起偏器的设计原理<sup>[5]</sup> ,表 1 给出了不同条件下使 TE 波反射为零 ,同时使 TM 波反射尽量大的光栅的设计参数和对应的反射率。其中 , $R_e$  和  $R_h$  分别是 TE 波和 TM 波的反射率 ,其值由上述的严格耦合波理论计算得到。

图 2 所示为根据表 1 的参数设计的起偏器的 TE 波和 TM 波的反射率与  $\lambda/\Lambda$  的关系曲线。可以看出 ,当  $\sqrt{n_{\text{I}} n_{\text{II}}}$  与  $n_{g2}$  差值较大时 ,TM 波的反射率较大 ,偏振特性较明显 ;当差值较小时 ,TM 波的反射率较小 ,此时偏振特性不明显。

### 4 一维深亚波长光栅样品的制作及其偏振特性

下面以硅和氮化硅交替生成的光栅为例简单地介绍这种新的一维深亚波长光栅的制作工艺。首先 ,采用等离子体增强化学气相淀积法制备了  $a\text{-Si}/a\text{-SiN}_x$  周期性多层膜结构的样品。射频源的频率为 13.36 MHz ,生长的功率为 30 W。反应气源为纯硅烷 ( $\text{SiH}_4$ )和氨气 ( $\text{NH}_3$ ) ,衬底温度为  $250^\circ\text{C}$  ,淀积的速率约为  $6 \text{ nm}/\text{min}$ 。衬底使用 coming 7059 或 Si。图 3 所示为多层膜的电镜照片 ,每一层 Si 和  $\text{SiN}_x$

的厚度都为 20 nm。然后采用剖面电镜样品的制作方法来裁减光栅的纵向厚度 ,即经过对粘、机械研磨、抛光三个工序。首先将两块样品用双管胶对粘起来 ,在烘箱中  $80^\circ\text{C}$  条件下 24 h 固化。然后再用石蜡将其和 8 块玻璃陪片一起粘于玻璃衬底上。接着使用金刚砂粉进行机械研磨。待样品与垫片同一厚度时 ,再抛光表面 ,然后进行第二面的机械研磨和抛光。光栅深度  $d$  还可通过离子检波技术进一步控制。

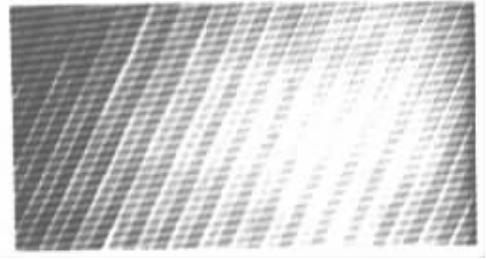


图 3 多层膜的电镜照片

Fig.3 Micrograph of multilayer films

入射波长为  $0.6328 \mu\text{m}$  时 ,光栅中硅和氮化硅两种材料的折射率经实验测定分别为  $n_{g1} = 3.0$  ,  $n_{g2} = 1.85$  ,光栅周期  $\Lambda = 0.04 \mu\text{m}$  ,占空比  $f = 0.5$  ,方位角为  $\delta = 0$ 。入射空间为空气 ,假设透射空间折射率  $n_{\text{II}} = 3.5$  ,图 4 分别为此时的 TM 波和 TE 波的反射率与归一化光栅深度  $d/\lambda$  和入射角  $\theta$  的理论关系图。从图中可以看出 ,当入射角为  $70^\circ$  时 ,TM 波的反射率几乎为零 ,而 TE 波的反射率较大 ,此时 ,光栅具有明显的偏振特性。

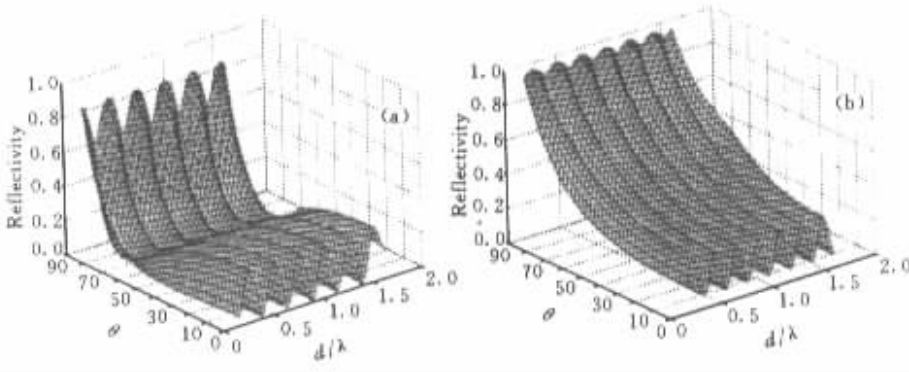


图 4 TM 波和 TE 波的反射率与归一化光栅深度  $d/\lambda$  及入射角  $\theta$  的理论关系图

(a) TM 波的反射率 (b) TE 波的反射率

Fig.4 Reflectivity for TE and TM polarizations as a function of the normalized grating depth ( $d/\lambda$ ) and incident angle  $\theta$

(a) reflectivity for TM polarization ;(b) reflectivity for TE polarization

### 5 结 论

文中所采用一维亚波长光栅的耦合波理论 ,可

以分析各种一维亚波长、深亚波长光栅 ,因而可以作为设计各种一维亚波长光学元件的理论基础。通过

采用耦合波理论计算出光栅的衍射效率,可以看出这种新的一维深亚波长光栅具有较明显的偏振特性,可以用来制作光学起偏器。从文中也可以看出,当入射空间与透射空间折射率以及构成光栅的两种介质的折射率不同时,光栅的偏振性不同。因此,可以根据需要,设计由不同折射率的介质生长而成的光栅,光栅样品相关光学性质的测量还有待于进一步的工作来完成。另外,还可以分析光栅的抗反射特性,但是由于这里所讨论的是单层光栅,因此它只在特定的波长抗反射,想要得到较大波段内的抗反射膜,需要使用多层亚波长光栅。文中所讨论的光栅的周期结构是由晶体生长制备的周期性多层膜构成,可以将光栅周期控制在几十纳米量级,因此可望用于可见光波段的亚波长、深亚波长元件抗反射或偏振特性的研究。

### 参 考 文 献

- 1 M. G. Moharam, T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction [ J ]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1981, **71**( 7 ) : 811 ~ 818
- 2 M. G. Moharam, T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction— *E*-mode polarization and losses [ J ]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**( 4 ) : 451 ~ 455
- 3 D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord. Homogeneous layer models for high-spatial-frequency dielectric surface-relief gratings: conical diffraction and antireflection designs [ J ]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**( 13 ) : 2695 ~ 2706
- 4 M. G. Moharam, T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings [ J ]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **3**( 11 ) : 1780 ~ 1781
- 5 E. N. Glytsis, T. K. Gaylord. High-spatial-frequency binary and multilevel staircase gratings: polarization-selective mirrors and broadband antireflection surfaces [ J ]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**( 22 ) : 4459 ~ 4470
- 6 M. G. Moharam, J. K. Gaylord. Three-dimensional coupled-wave analysis of planar-grating diffraction [ J ]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**( 9 ) : 1105 ~ 1112
- 7 M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings [ J ]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, **12**( 5 ) : 1068 ~ 1076
- 8 Jin Guofan, Yan Yingbai, Wu Mingxian. Binary Optics [ M ]. Beijing: National Defence Industry, 1998. 298 ( in Chinese )