

## 抗反射亚波长光栅的特性研究\*

王植恒 傅克祥 文 军 王 磊 袁景和  
(四川大学物理系 ,成都 ,610064)

**摘要:** 利用矢量衍射理论的数值求解方法,研究了亚波长光栅结构参数对反射率的影响,特别是基底厚度对反射率的影响,这些为设计和制作具有优良的抗反射性能的二元光学元件提供了设计依据。

**关键词:** 亚波长光栅 矢量衍射 抗反射

## Research about antireflection characteristics of subwavelength grating

Wang Zhiheng, Fu Kexiang, Wen Jun, Wang Lei, Yuan Jinghe  
(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

**Abstract:** In this paper, using numerical solution method of vector diffraction theory, we discuss the dependence of reflectivity upon structural parameters of subwavelength grating, particularly upon substrate thickness. It can be used as the basis for design and fabrication of binary optical element with proper antireflection property.

**Key words:** subwavelength vector theory antireflection

## 引 言

随着高功率激光器在战术激光武器、激光热核聚变、激光加工等领域的应用,对光学元件的光学性能提出了前所未有的高要求。其中之一就是高抗反射。传统的抗反射光学薄膜由于是在不同材料上沉淀而制成的,因此,存在薄膜的膨胀收缩差异、膜层间的粘附力较小、膜层间存在杂质、局部的热吸收以及薄膜的折射率取值范围受到限制等问题,尤其是它的损伤阈值较低,限制了激光器的输出功率。近年来,随着计算机辅助设计和微电子工艺的发展,光学学科诞生了一个新的分支——二元光学。用二元光学制成的元件具有结构紧凑、重量轻、设计灵活、易于复制等优点,可直接用微电子加工技术进行加工,也可按照使用要求在一个二元光学元件上设计出能综合几种传统折射型功能的光学元件。所以,二元光学的研究越来越受到人们的关注和重视。伴随加工工艺和设备的进步,制作表面结构尺寸与光波波长相当的亚波长微结构的二元光学元件已成为可能,而在亚波长范围内,传统的标量衍射理论已不适用,必须用矢量衍射理论来分析亚波长微结构元件的光学性质,理论研究已发现了一些在标量衍射理论中不具有的特殊光学性质,比如:抗反射特性。

目前,国外对亚波长光栅的抗反射研究已有报道,但是主要集中在对抗反射现象进行理论分析,如:耦合波理论<sup>[1]</sup>、等效介质理论<sup>[2]</sup>、均层模式理论<sup>[3]</sup>等,而关于这种元件的制作仅有少量的报道<sup>[4]</sup>。国内这方面的研究注重对其衍射特性的理论分析以及初步的实验研究<sup>[5~7]</sup>,有

\* 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资助。中国工程物理研究院第二研究所资助。

目的地专门研究和设计抗反射光栅还未见报道。我们拟在这方面作一些探索,利用矢量衍射理论的数值求解方法<sup>[8]</sup>,研究亚波长光栅结构参数(占空比、光栅深度、基底厚度等)的变化对反射率的影响,发现不仅占空比和光栅厚度对反射率有影响,而且基底厚度对反射率也存在显著影响,这是以前未见报道过的,这些为设计和制作具有优良的抗反射性能的二元光学元件提供设计依据。

### 1 理论基础

采用的亚波长周期型光栅结构如图 1 所示。图中  $h$  为光栅深度,  $d$  为基底厚度,  $T_1$  为光栅线宽,  $T_0$  为光栅周期,  $e = T_1/T_0$  为占空比。把求解区域划分成四个水平层,第一层为空气层,第二层为光栅层,第三层为基底层,第四层为空气层;在光栅层内,介电常数具有周期性,即  $\epsilon(x) = \epsilon(x + T_0)$ ,而  $\mu = \mu_0$ 。在一个光栅周期内,当  $x \in [0, T_0 - T_1]$  时,  $\epsilon = \epsilon_0$ ;当  $x \in [T_0 - T_1, T_0]$  时,  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ ,  $\epsilon_r$  是相对介电常数。

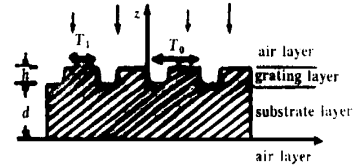


Fig. 1 The geometry of grating

研究线偏振的单位振幅平面波垂直入射到光栅上时(见图 1),反射波的场分布以及反射率。这时,TE 偏振的电矢量方向平行于光栅方向,而 TM 偏振的磁矢量方向平行于光栅方向。

由于光栅的周期性和入射电磁波电场强度  $\vec{E}$  和磁场强度  $\vec{H}$  的周期性,所以有

$$\vec{E}(x) = \vec{E}(x + T_0) \tag{1}$$

$$\vec{H}(x) = \vec{H}(x + T_0) \tag{2}$$

对于 TE 波,电矢量平行于光栅槽方向,由麦克斯韦方程可导出电场满足的微分方程<sup>[8]</sup>

$$[(d^2/dx^2) + K_n^2 - U_n^2] E_n(x) = 0 \tag{3}$$

式中,  $K_n^2 = k_0^2 n \mu_0$ ,  $E_n$  是第  $n$  层的电矢量的大小,  $U_n$  代表波矢量的  $z$  分量,  $n$  代表水平层号。

把第  $n$  层的横向电场矢量列阵  $E_n(x)$  在一个周期  $T_0$  内用一组完备的基函数阵  $g(x)$  来拟合,使

$$E_n(x) = g^T(x) b \tag{4}$$

式中,  $g_L(x) = e^{iLx}$ ,  $L = 2\pi/L/T_0$ ,  $L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$ ,  $g(x)$  为由  $2N + 1$  个  $g_L(x)$  构成的条阵,  $g^T$  为  $g$  的转置矩阵,  $b$  为由  $2N + 1$  个本征矢构成的方阵。

把(4)式代入(3)式得本征值方程  $Ab = GbU^2$  (5)

式中,  $A, G$  可由下式计算得出。  $G = \int_0^{T_0} gg^T dx$ ,  $G_{ij} = \int_0^{T_0} g_i(x) g_j(x) dx$  (6)

$$A = \int_0^{T_0} (K^2 gg^T - \dot{g}\dot{g}^T) dx, \quad A_{ij} = \int_0^{T_0} [K^2(x) g_i(x) g_j(x) - \dot{g}_i(x) \dot{g}_j(x)] dx \tag{7}$$

$G$  为正定对称方阵,  $A$  为对称方阵,  $U_2$  为由  $2N + 1$  个本征值  $U_i^2$  构成的对角阵,  $\dot{g} = dg/dx$ 。这样就可计算出每一层内的本征值  $U$  和本征矢  $b$ 。然后利用纵向边界条件进行模式匹配,定义:  $F_{n,n+1}$  为把第  $n$  层的模式转换到第  $n + 1$  层的模式转换系数阵。  $R_n^+$  为第  $n$  层上界面  $Z_n$  处的反射系数阵。  $R_n^-$  为第  $n$  层下界面  $Z_{n-1}$  处的反射系数阵。  $T_n$  为在上界面处从第  $n$  层向第  $n + 1$  层的透射系数阵。  $C_n^+$  为第  $n$  层上界面  $Z_n$  处入射波的振幅系数阵。  $C_n^-$  为第  $n$  层下界面  $Z_{n-1}$  处入射波的振幅系数阵。  $I$  为单位阵。从而可得:

$$\begin{cases} (I + R_n^+) C_n^+ = F_{n,n+1} (I + R_{n+1}^-) C_{n+1}^- \\ U_n (I - R_n^+) C_n^+ = F_{n,n+1} U_{n+1} (I - R_{n+1}^-) C_{n+1}^- \end{cases} \tag{8}$$

由 (8) 式得到下面反射系数阵的递推公式:  $C_n^+ = e^{iu(Z_n - Z_{n-1})} C_n^-$  (9)

$$R_n^- = e^{iU_n(Z_n - Z_{n-1})} R_n^+ e^{iU_n(Z_n - Z_{n-1})}$$
 (10)

$$F_{n,n+1} = b_n^T G b_{n+1}$$
 (11)

$$T_n = [U_n^{-1} F_{n,n+1} U_{n+1} + (1/2)(F_{n,n+1} - U_n^{-1} F_{n,n+1} U_{n+1})(I + R_{n+1}^-)]^{-1}$$
 (12)

$$R_n^+ = F_{n,n+1}(I + R_{n+1}^-) T_n - I$$
 (13)

式中,  $U_n, e^{iU_n(Z_n - Z_{n-1})}$  均为第  $n$  层的各本征值  $U_i$  构成的对角阵。

由于最高层  $M$  中无反射, 因此  $R_M^- = 0$ 。然后利用 (11), (12), (13), (10) 式由上向下递推可求出第一层的反射系数阵  $R_1^+$ , 这样反射场可表示成:

$$E_r(x, z) = g^T(x) b_1 e^{-iU_1(z - z_1)} R_1^+$$
 (14)

式中,  $U_1$  表示第一层中的  $2N + 1$  个本征值,  $(U_1)_1 = K_0 = 2/\lambda_0$ 。

根据反射率的定义, 设入射波的振幅为 1, 可知反射波的零级反射率为

$$r = | (R_1^+)_{11} |^2$$
 (15)

利用 (14) 式可计算出反射波的反射率。

对于 TM 波, 磁矢量平行于光栅方向, 由麦克斯韦方程组可推出所满足的微分方程为

$$[ \frac{d}{dx} (\frac{1}{d} \frac{d}{dx}) + K_n^2 - U_n^2 ] H_n(x) = 0$$
 (16)

边界条件和周期性条件与 TE 波相似, 作与 TE 波相似的推导, 从而可得 TM 波反射场的分布及其反射率 (以上推导的详细过程见文献 [8])。

## 2 计算结果及分析

选择波长  $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ ,  $n = 1.5$  进行实际计算, 计算采用双精度值进行。在线偏振光正入射和光栅周期  $T_0 < \lambda$  的情况下, 分别计算了在光栅深度  $h$ 、占空比  $e$ 、基底厚度  $d$  变化时, TE 波和 TM 波经光栅反射后的反射率分布图, 计算结果分别如图 2, 图 3, 图 4 所示。图中虚线表示 TE 波, 实线表示 TM 波。

图 2 表示光栅反射率随着光栅深度变化的分布图, 此时  $T_1 = 0.15\mu\text{m}$ ,  $T_0 = 0.55\mu\text{m}$ ,  $d = 980.00\mu\text{m}$ ,  $e = 3/11$ , 可看出, 随着光栅深度的变化, TE 波的反射率起伏较大, 在某些深度 (如  $0.40\mu\text{m} \sim 0.60\mu\text{m}$  之间) 的反射率小于 1%, 而在某些深度 (如

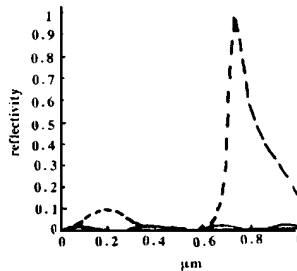


Fig. 2 Reflectivity varies with the grating depth  $h$   
 $T_1 = 0.15\mu\text{m}$   $T_0 = 0.55\mu\text{m}$   
 $d = 980.00\mu\text{m}$   $e = 3/11$

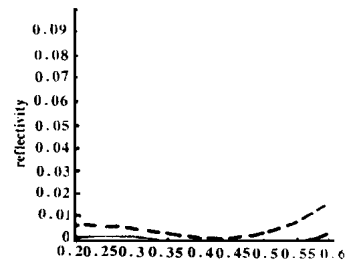


Fig. 3 Reflectivity varies with the duty ratio  $e$   
 $T_0 = 0.50\mu\text{m}$   $d = 980.00\mu\text{m}$   
 $h = 0.50\mu\text{m}$

$0.78\mu\text{m}$  附近) 出现全反射的情况; 但 TM 波变化较缓慢, 其反射率都小于 5%, 在  $0.2\mu\text{m} \sim 0.3\mu\text{m}$ ,  $0.5\mu\text{m} \sim 0.6\mu\text{m}$  及  $0.8\mu\text{m}$  附近的某些深度其反射率为 0。深度为  $0.50\mu\text{m} \sim 0.60\mu\text{m}$  之间时, TE 波和 TM 波的反射率都很小, 小于 1%。

光栅反射率随占空比变化如图 3, 这时  $d = 980.00\mu\text{m}$ ,  $h = 0.5\mu\text{m}$ ,  $T_0 = 0.50\mu\text{m}$ , 随着占空比变化, TE 波和 TM 波的反射率都小于 2%, 但 TE 波相对 TM 波的反射率较高, 占空比在 0.325 ~ 0.552 时, TM 波的反射率都为 0。同时从图 3 可知, TE 波和 TM 波的变化走向几乎相同, 都随着占空比的变化由大到小再变大。

在  $T_1 = 0.15\mu\text{m}$ ,  $T_0 = 0.55\mu\text{m}$ ,  $h = 0.50\mu\text{m}$ ,  $e = 3/11$ , 基底厚度  $d$  从  $980.00\mu\text{m}$  变化到  $981.00\mu\text{m}$  时, 基底厚度对反射率的影响从图 4 可看出, TE 波和 TM 波反射率的变化起伏较大, 并且 TE 波变化幅度比 TM 波还大, TE 波反射率最大达到了 100%, TM 波为 72%, TE 波和 TM 波变化可近似看作是准周期的, 它们变化的周期几乎相等, 但峰值交替错开, 在某些深度如  $980.22\mu\text{m}$  附近和  $980.63\mu\text{m}$  附近, TE 波和 TM 波的反射率都小于 1%。

### 3 结 论

以上计算结果分析表明, 光栅的结构参数(光栅深度、基底厚度、占空比等)对反射率的影响是显著的, 尤其是其基底厚度对反射率的影响巨大, 可使反射率在 0 ~ 100% 之间变化, 这是以前未见报道过的。从图 2, 图 3, 图 4 可知, 某些情况下光栅的反射率接近或等于零, 说明这种结构的光栅具有良好的减反射性能。同时, 这种光栅能通过改变结构参数, 找到最佳的减反射值, 这克服了传统的光学薄膜折射率受材料限制的问题, 由于这种结构是在基底上直接制成的, 克服了薄膜间附着力以及存在杂质等问题。所有这些优点, 为亚波长结构的二元光学元件提供了设计和制作的依据, 具有良好的发展前景。

### 参 考 文 献

- 1 Gaylor T K, Baird W E, Moharam M G. Appl Opt, 1986; 25 (24): 4562 ~ 4567
- 2 Grann E B, Moharam M G. Appl Opt, 1996; 35 (5): 795 ~ 800
- 3 Brundrett D L, Glytsis E N, Gaylor T K. Appl Opt, 1994; 33 (13): 2695 ~ 2706
- 4 Motamedi M E, Southwell W H, Gunning W J. Appl Opt, 1992; 31 (22): 4371 ~ 4376
- 5 张国平, 叶嘉雄, 李再光. 光学学报, 1996; 16 (12): 1819 ~ 1823
- 6 张玉河, 陈岩松. 物理学报, 1995; 44 (1): 204 ~ 209
- 7 郑师海, 李德华, 陈岩松 *et al.* 物理学报, 1996; 45 (8): 1292 ~ 1295
- 8 傅克祥, 王植恒, 张大跃 *et al.* 光学学报, 1997; 17 (12): 1652 ~ 1659

\* \* \*

作者简介: 王植恒, 男, 1944 年 8 月出生。教授, 博士生导师。现从事光学信息处理、光电信号处理、微光学研究。

收稿日期: 1997-10-24      收到修改稿日期: 1998-01-20

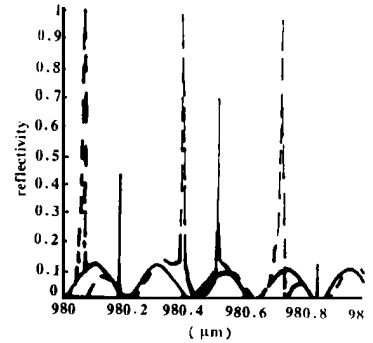


Fig. 4 Reflectivity varies with the substrate thickness  $d$

$T_1 = 0.15\mu\text{m}$ ,  $T_0 = 0.55\mu\text{m}$ ,  $h = 0.50\mu\text{m}$