

二元光学用于改善红外光学表面
反射特性的研究*

张国平** 叶嘉雄 李再光

(华中理工大学光学系, 湖北, 武汉, 430074)

TN21

A 摘要 基于电磁场 Maxwell 方程组及其边界条件, 导出了二元光学器件的严格耦合波衍射方程, 分析了二元位相光栅的反射特性. 在适当选取光栅的几何参数时, 光栅的反射率可以减小到近似为零. 这种减反射光栅的特性优于传统减反膜.

关键词 减反射, 二元光学, 光栅, 耦合波, 红外光学表面

引言

① 随着二元光学技术的发展, 二元光学元件已经在越来越多的领域中得到了广泛应用^[1,2]. 目前二元光学元件的设计主要是采用标量衍射理论, 然而标量衍射理论只在当器件的特征尺寸远大于波长时才有效, 而当其特征尺寸接近甚至小于波长时, 标量衍射理论的假设条件已不成立, 这时需要采用更严格的矢量衍射理论来分析^[3], 已有矢量衍射分析方法有积分法、微分法、模式法和耦合波法等^[4-6]. 由于耦合波方法在数学描述和方程求解上相对容易些, 因此常被使用.

二元位相光栅是一种最简单的二元光学元件. 本文根据耦合波衍射理论分析了该二元光学元件的光学特性, 发现在适当选取光栅的几何参数时, 光栅的表面反射率几乎为零.

1 理论基础

二元位相光栅的几何外形如图 1 所示, 图中 d 为光栅深度, Λ 为光栅周期, D 为光栅的占空系数. 我们将整个空间分成 3 个区域, 即入射介质(区域 1)、光栅区(区域 2)和出射介质(区域 3), 其折射率分别为 n_1, n_2, n_3 .

光栅区的折射率 $n_2(x, z)$ 在 x 方向是周期为 Λ 的周期函数, 因此可将其展开为傅里叶级数形式

$$n_2(x, z) = n_1 + \Delta n \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{n}_m \exp\{jmKx\}, \quad (1)$$

式中 $\Delta n = n_3 - n_1$, $K = 2\pi/\Lambda$, m, \tilde{n}_m 分别为傅里叶指数的系数.

为简化分析, 我们假定介质无吸收损耗, 同时只考虑入射平面波为 TE 偏振的情况, 对于 TM 偏振, 分析方法类似. 设波长为 λ 的单位振幅的平面波入射, 入射角为 θ . 区域 1 中包

* 国家教委高校博士点基金资助项目

** 现在中国科技大学物理系, 安徽, 合肥, 230026

本文 1995 年 5 月 16 日收到, 最后修改稿 1995 年 11 月 13 日收到

含入射光波和反射光波,其复振幅场分布为

$$E_1(x, z) = \exp\{j(a_0 x + \gamma_0 z)\} + \sum_{i=-\infty}^{+\infty} R_i \exp\{j(a_i x + v_i z)\}. \quad (2)$$

区域 2、3 中的复振幅场分布可分别描述为^[3]

$$E_2(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} S_i \exp\{j(a_i x + s z)\}, \quad (3)$$

$$E_3(x, z) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} T_i \exp\{j[a_i x + t_i(z-d)]\}. \quad (4)$$

式中 R_i 、 S_i 和 T_i 分别代表各场的振幅系数. 传输因子 a_i 、 γ_0 、 r_i 、 s 、 t_i 分别定义为^[6],

$$a_i = kn_1 \sin\theta + iK, \quad (i=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (5a)$$

$$\gamma_0 = kn_1 \cos\theta, \quad (5b)$$

$$r_i = -[(kn_1)^2 - a_i^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (5c)$$

$$s = [(k\bar{n}_2)^2 - a_i^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (5d)$$

$$t_i = [(kn_3)^2 - a_i^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (5e)$$

这里 $k=2\pi/\lambda$, \bar{n}_2 为光栅区的平均折射率, 即 $\bar{n}_2 = n_1 + \Delta n \cdot \bar{n}_0$, i 代表衍射级次. 传输因子 r_i 、 s 、 t_i 为实数时代表导波, 为虚数时则代表倏逝波.

在光栅区, 将光场分布代入波动方程, 即

$$\nabla^2 E_2(x, z) + k_2^2 n_2^2(x, z) E_2(x, z) = 0, \quad (6)$$

将式(1)、(3)代入式(6), 整理后可得

$$\frac{d^2}{dz^2} S_i(z) + j2s \frac{d}{dz} S_i(z) - K^2 i(B+i) S_i(z) + k^2 \Delta n^2 \sum_{m \neq 0} \bar{n}_m S_{i-m}(z) = 0, \quad (7)$$

这里 $B=2n_1 \Delta n \sin\theta/\lambda$. 式(7)就是严格的耦合波衍射方程, 式中最后一项表明各级次衍射波之间存在相互耦合作用.

耦合波方程(7)是一个二阶线性微分方程组, 其通解可采用线型系统分析法求出. 为了最终得到反射、透射振幅系数 R_i 和 T_i 的大小, 还必须在光栅的上下两边界面上运用电磁场的边界连续条件. 详细求解过程参见文献[6]. 得到 R_i 和 T_i 的值后, 各级次衍射波的衍射效率 η 可写为

$$\left. \begin{aligned} \eta_R(i) &= -\operatorname{Re}(r_i/\gamma_0) |R_i|^2, \\ \eta_T(i) &= \operatorname{Re}(t_i/\gamma_0) |T_i|^2. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

2 结果分析

在上述耦合波方程的求解过程中, 衍射级次 i 的取值范围理论上应为 $-\infty \sim +\infty$, 在实际计算中是不可能的, 我们只能保留有限的级次数, 如保留所有导波级次和少量的倏逝波级次, 这时计算结果就足够精确. 过多的衍射级次数会大大增加计算时间.

为了保证光在透过光栅后传播方向不变(除折射外), 以保证不影响后续光学系统的成像

关系),即透射光中只能包含 0 级导波光,而其它级次均应为倏逝波,则由 t_i 的定义可知,必须满足

$$\frac{\lambda}{\Lambda} > n_2 + n_1 \sin \theta. \quad (9)$$

由于目前工艺水平的限制,波长 λ 不能取得太小,否则会造成光栅周期 Λ 太小而无法制作.因此,我们取 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.0$, 基片采用透红外的 Ge 材料,其折射率为 $n_2 = 4.0$, 在正入射时,应有 $\Lambda < 2.65 \mu\text{m}$.

根据上述耦合波理论,我们计算了二元位相光栅的反射率,它随光栅深度 d 、周期 Λ 和占空因子 D 的关系曲线分别如图 2、3、4 所示.从图中可以看出,适当选取光栅的几何参数时,可使其反射率近似为零.计算得到,当 $d = 1.25 \mu\text{m}$, $\Lambda = 2.13 \mu\text{m}$, $D = 0.39$ 时,光栅的反射率 $R = 0.24\%$.从图中还可看出,当光栅的几何参数偏离上述值时,会引起光栅反射率下降.这说明制作误差将会对光栅的减反射特性产生影响.因此,要想获得足够低的反射率,必须严格控制制作误差.

根据上述参数,我们采用二元光学制作技术^[7],运用光刻工艺和离子刻蚀方法制作了一个实际的二元位相光栅.由于制作误差的影响,实际测得光栅的参数为: $d = 1.1 \mu\text{m}$, $\Lambda = 2.3$

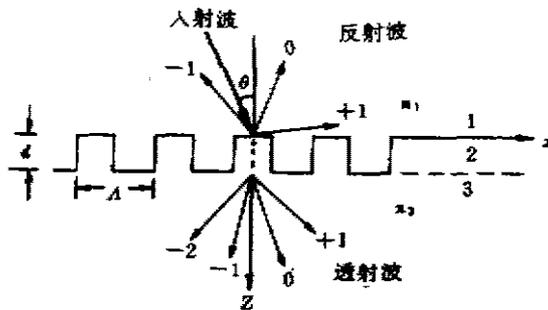


图 1 二元位相光栅示意图

Fig. 1 Geometry of binary phase grating

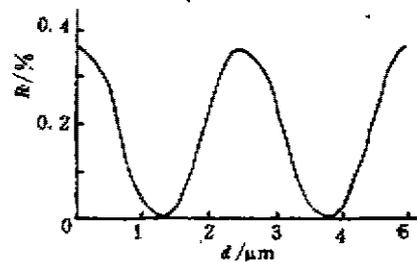


图 2 反射率光栅深度的关系曲线

Fig. 2 Reflectivity versus depth of the grating

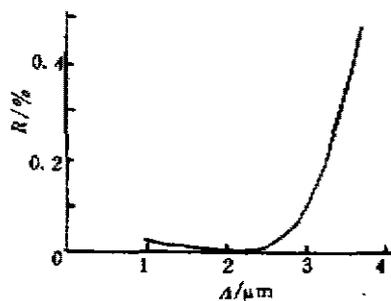


图 3 反射率与光栅周期的关系曲线

Fig. 3 Reflectivity versus period of the grating

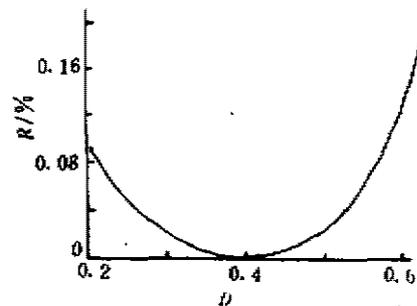


图 4 反射率与占空系数的关系曲线

Fig. 4 Reflectivity versus duty cycle of the grating

μm , $D=0.39$, 由此计算出光栅的反射率为 0.59%。实验中测得光栅的反射率为 0.66%, 并测试其反射率随入射光的角度和波长的关系曲线分别如图 5、6 中虚线所示, 图中实线为根据实际制作的光栅参数而计算出的理论结果, 两者存在一定的误差, 这一误差主要来源于测量过程, 例如测量基准的选择、读数误差等。我们认为在误差范围内, 实验结果与理论值是相符的。

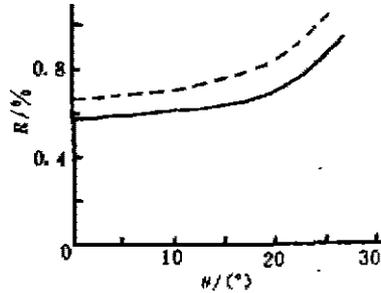


图 5 反射率与入射角的关系曲线
Fig. 5 Reflectivity versus incident angle

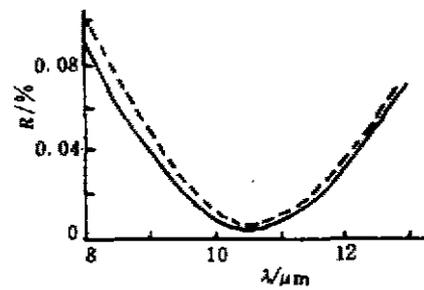


图 6 反射率与入射光波长的关系曲线
Fig. 6 Reflectivity versus incident wavelength

3 结 论

采用严格的耦合波分析方法, 我们发现二元位相光栅具有降低光学表面反射率的作用。将此光栅直接刻蚀在光学系统表面, 可使其反射率减小到几乎为零。这种减反射光栅与传统镀膜方法得到的减反膜相比, 具有如下优点: (1) 其反射率小于目前红外减反膜的反射率; (2) 由于光栅的几何参数可随基片的折射率不同而任意改变, 因而它不受材料的限制, 而减反膜则受现有材料的限制, 特别是在中远红外区, 可供选择的膜层材料很少; (3) 由于光栅直接刻在基片上, 因而它的抗高能辐射能力远比减反膜要强, 同时它还没有减反膜所存在的机械强度、化学稳定性、及对基片的附着力等问题。

不过, 由于光栅周期小于波长, 而目前光刻工艺的分辨率一般为 $1\mu\text{m}$ 左右, 因此这种减反射光栅目前还只能用于红外光学系统中。随着工艺水平的提高, 它将来也能应用于可见光甚至紫外区。最后需说明的是, 本文的结果虽然是在平面下得出的, 但它对于非平面的光学系统也是适用的。

参考文献

- 1 Veldkamp W B, McHugh T J. *Scientific American*, 1992, 266(5):92
- 2 McHugh T J, Levenstein H A. *SPIE*, 884:100
- 3 Noponen E, Vasara A, Turunen J, et al. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1992, 9(7):1206
- 4 Petit R. *Electromagnetic Theory of Gratings*, Berlin, Springer-Verlag, 1980
- 5 Wolf E. *Progress in Optics*, Vol. 21, Amsterdam, North-Holland, 1984
- 6 Moharam M G, Gaylord T K. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, 72(10), 1385
- 7 Veldkamp W B, Swanson G J. *SPIE*, 1983, 437:54

STUDY ON IMPROVING REFLECTIVE PROPERTIES OF INFRARED OPTICAL SURFACES BY BINARY OPTICS*

Zhang Guoping** Ye Jiaxiong Li Zaiguang

(*Department of Optical Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China*)

Abstract Based on Maxwell's equations and boundary continuity of electromagnetic fields, the rigorous coupled-wave diffraction equations of binary optical elements were derived and the reflective properties of binary phase gratings were analyzed. It was shown that the grating has nearly zero reflectivity when its geometric parameters are chosen properly. This anti-reflective grating has superior properties to those of traditional anti-reflective coatings.

Key words anti-reflection, binary optics, gratings, coupled-wave, infrared.

* The project supported by the Doctoral Fund of Higher Education of state Education Committee of China
** Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China