

·红外技术·

基于RCWA的铁微结构光栅红外辐射特性分析

袁忠才¹, 邹天祥²

(1. 电子工程学院, 合肥 230037; 2. 77526部队, 拉萨 650000)

摘要: 微结构光栅在材料光谱发射率控制方面具有独特的优势和广阔的应用前景。利用严格耦合波分析(RCWA), 结合铁的电磁参数, 考察了铁微结构发射率在红外波段的光谱选择性, 并结合光栅区场的分布特征, 分析了形成光谱和极化选择性的物理机理。所分析结构在红外发射率控制的相关应用中具有指导意义。

关键词: 微结构光栅; 光谱选择性; RCWA

中图分类号: O657.33; TN212

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2015)-04-0001-04

Analysis of Infrared Radiation Property of Micro Scale Grating of Steel Based on RCWA

YUAN Zhong-cai¹, ZOU Tian-xiang²

(1. Electronic Engineering Institute, Hefei 230037, China;

2. 77526 Army Unit, Lasa 650000, China)

Abstract: Micro scale grating has distinctive advantages and broad application prospects in controlling spectral emissivity of material. Based on rigorous coupled wave analysis (RCWA) and electromagnetic parameters, the spectral selective property of the emissivity of micro scale grating of steel in infrared band is investigated. Furthermore, combined with field distribution in grating region, the physical mechanism to form spectral and polarization selective properties is analyzed. The analyzed structure has guidance signification in the applications of infrared emissivity control.

Key words: micro scale grating; spectral selective property; rigorous coupled wave analysis (RCWA)

微结构光栅与光作用呈现出导模共振、表面等离子共振等光学效应, 具有传统光学元件难以实现的特性, 且易于集成, 因此具有很广阔的应有前景^[1-2]。无论是介质材料还是金属材料, 亚波长光栅在一定的光栅参量和入射条件下出现共振异常现象, 在物理机制上可认为是外部传播的衍射场与受调制波导所支持的泄漏模之间的匹配耦合而导致衍射光场突变, 表现出窄带、高衍射效率、很强的波长和入射角度选择性^[3-4]。入射光与金属光栅作用, 横磁模在金属/介质界面激发表面等离子体波, 具有透射增强作用。在这类器件的结构设计中, 通过调

节光栅的参数, 从而实现对光栅光谱选择性、偏振和角度敏感性的控制, 其中光栅的光谱选择性在材料发射率控制方面具有广阔的应用前景^[5-6]。

文中在严格分析耦合波分析(RCWA)方法的基础上, 通过编程实现了对一维微结构光栅散射特性的分析, 重点考察了铁微结构发射率的光谱选择性, 为微结构的相关应用提供基础。

1 RCWA方法基础

常规的一维二元光栅衍射问题如图1所示。线

收稿日期: 2015-07-25

基金项目: 国防预研基金资助

作者简介: 袁忠才(1977-), 男, 四川西充人, 博士, 研究方向为目标光电特征分析与控制技术。

极化电磁波以任意入射角 θ 和方位角 φ 斜入射到一个二元介质或损耗光栅上。光栅周期 Λ 内通常包含几个具有不同折射指数的区间。光栅上下两个区域为不同的媒质,其折射指数分别为 n_1 和 n_{II} 。为不失一般性,设光栅边界的法向为 z 轴,光栅矢量方向为 x 轴。在光栅区域 ($0 < z < d$), 周期性的相对介电常数可以扩展为傅里叶级数的形式

$$\varepsilon(x) = \sum_h \varepsilon_h \exp(j \frac{2\pi h}{\Lambda} x) \quad (1)$$

其中, ε_h 为光栅区域内相对介电常数的第 h 个傅里叶分量,对于损耗性或非对称性介质光栅, ε_h 为复数值。对于由折射指数 n_{rd} (ridge) 和 n_{gr} (groove) 交替变化所构成的简单光栅,各傅里叶分量为^[7]

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= n_{rd}^2 f + n_{gr}^2 (1 - f) \\ \varepsilon_h &= (n_{rd}^2 - n_{gr}^2) \frac{\sin(\pi h f)}{h f} \end{aligned} \quad (2)$$

其中, f 为光栅中折射率为 n_{rd} 部分所占的比例; ε_0 为相对折射指数的平均值,而不是自由空间的折射指数。

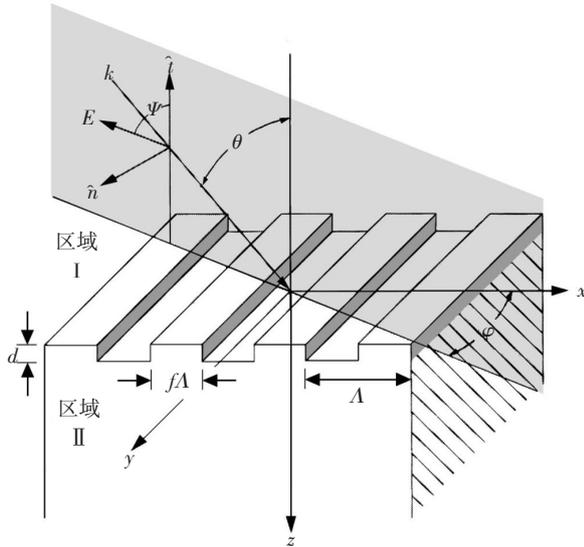


图1 电磁波入射到一维光栅

精确求解与衍射光栅有关的边界值问题的一般方法是寻求在每一个区间(输入、光栅和输出区间)内满足麦克斯韦方程、且在两个边界上满足切向电场和磁场分量连续的解。对于共面衍射 ($\varphi = 0$), 入射极化可分解为TE和TM极化而分别加以处理。这时,所有的前向和后向衍射阶均处于入射平面 x - z 平面内。而对于一般的三维问题 ($\varphi \neq 0$), 各衍射阶的波矢量位于一个锥体表面,

电场和磁场的垂直和平行分量相互耦合,求解时必须同时处理。这里以TM极化为例,来考虑共面衍射问题,TE极化可类比得出。

对于TM极化,入射的归一化磁场垂直于入射平面,可以表示为

$$H_{inc,y} = \exp[-jk_0 n_1 (x \sin \theta + z \cos \theta)] \quad (3)$$

在区域 I ($0 < z$) 和 II ($z > d$) 中,归一化的解可分别表示为

$$H_{I,y} = H_{inc,y} + \sum_i R_i \exp[-j(k_{xi} x - k_{I,zi} z)] \quad (4)$$

$$H_{II,y} = \sum_i T_i \exp[-j(k_{xi} x + k_{II,zi} (z - d))] \quad (5)$$

其中, k_{xi} 由 Floquet 条件决定,可表示为

$$k_{xi} = k_0 [n_1 \sin \theta - i(\lambda_0 / \Lambda)] \quad (6)$$

且有

$$k_{l,zi} = \begin{cases} +k_0 [n_l^2 - (k_{xi} / k_0)^2]^{1/2} & k_0 n_l > k_{xi} \\ -jk_0 [(k_{xi} / k_0)^2 - n_l^2]^{1/2} & k_{xi} > k_0 n_l \end{cases}, l = I, II \quad (7)$$

其中, R_i 为区域 I 中第 i 阶后向衍射(反射)波的归一化电场幅度; T_i 为区域 II 中第 i 阶前向衍射(透射)波的归一化电场幅度。两个区域内的电场矢量可通过麦克斯韦方程获得

$$\vec{E} = \left(\frac{-j}{\omega \varepsilon_0 n^2} \right) \nabla \times \vec{H} \quad (8)$$

在光栅区域内 ($0 < z < d$), 切向磁场 (y 分量) 和电场 (x 分量) 可以表示为傅里叶级数的形式

$$H_{gy} = \sum_i U_{yi}(z) \exp(-jk_{xi} x) \quad (9)$$

$$E_{gx} = j \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \sum_i S_{xi}(z) \exp(-jk_{xi} x) \quad (10)$$

其中, $U_{yi}(z)$ 和 $S_{xi}(z)$ 为第 i 阶空间谐波场的归一化幅度值; H_{gy} 和 E_{gx} 满足光栅区域内的麦克斯韦方程, 即有

$$\frac{\partial H_{gy}}{\partial z} = -j\omega \varepsilon_0' \varepsilon(x) E_{gx} \quad (11)$$

$$\frac{\partial E_{gx}}{\partial z} = -j\omega \mu_0 H_{gy} + \frac{\partial E_{gx}}{\partial x} \quad (12)$$

将方程(9)和(10)代入方程(11)和(12), 消掉 H_{gy} , 从而得到矩阵形式的耦合波方程

$$\begin{bmatrix} \partial U_y / \partial(z) \\ \partial S_x / \partial(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & E \\ B & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_y \\ S_x \end{bmatrix} \quad (13)$$

并进一步简化为

$$\left[\frac{\partial^2 U_y}{\partial(z)^2} \right] = [EB] \begin{bmatrix} U_y \end{bmatrix} \quad (14)$$

其中

$$B = K_x E^{-1} K_x - I \quad (15)$$

其中, E 是由介电常数的各阶分量构成的矩阵, 其 (i, p) 个元素为 $\varepsilon_{(i-p)}$; K_x 为对角矩阵, 其 (i, i) 个元素为 k_{xi}/k_0 ; I 为单位矩阵。另外, B , K_x 和 E 均为 $(n \times n)$ 阶矩阵, 其中, n 为进行场扩展时空间谐波的数目, 矩阵第 i 列对应着第 i 阶空间谐波, 可通过计算 $(n \times n)$ 阶矩阵 EB 的特征值和特征矢量来求解上述耦合波方程。方程 (13) 中的 $(2n \times 2n)$ 阶矩阵可简化为方程 (14) 中的 $(n \times n)$ 阶矩阵, 从而减少对特征值问题的求解时间。切向磁场和电场的空间谐波可表示为^[8]

$$U_{yi}(z) = \sum_{m=1}^n w_{i,m} \{c_m^+ \exp(-k_0 q_m z) + c_m^- \exp[k_0 q_m (z-d)]\} \quad (16)$$

$$S_{xi}(z) = \sum_{m=1}^n v_{i,m} \{-c_m^+ \exp(-k_0 q_m z) + c_m^- \exp[k_0 q_m (z-d)]\} \quad (17)$$

其中, $w_{i,m}$ 和 q_m 分别为特征矢量矩阵 W 的元素和矩阵 EB 的特征值的正平方根值。 $v_{i,m}$ 为矩阵 $V = E^{-1} W Q$ 的第 (i, m) 个元素, 其中, Q 为由元素 q_m 构成的对角矩阵。 c_m^+ 和 c_m^- 为由边界条件确定的未知量。另外, 特征值正平方根的指数项采用了归一化, 以避免可能出现的数值溢出。

通过两个边界上切向电场和磁场分量的连续性, 来计算衍射场的幅度值 R_i 和 T_i (同时得出 c_m^+ 和 c_m^-)。在输入边界 ($z=0$) 上, 切向场连续方程为

$$\delta_{i0} + R_i = \sum_{m=1}^n w_{i,m} [c_m^+ + c_m^- \exp(-k_0 q_m d)] \quad (18)$$

$$j[(\frac{\cos \theta}{n_1}) \delta_{i0} - (\frac{k_{1,xi}}{k_0 n_1^2}) R_i] = \sum_{m=1}^n v_{i,m} [c_m^+ - c_m^- \exp(-k_0 q_m d)] \quad (19)$$

将其以矩阵的形式表示为

$$\begin{bmatrix} \delta_{i0} \\ j\delta_{i0} \cos \theta / n_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I \\ -Z_{1i} \end{bmatrix} [R] = \begin{bmatrix} W & WX \\ V & -VX \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c^+ \\ c^- \end{bmatrix} \quad (20)$$

在边界 $z=d$ 上有

$$\sum_{m=1}^n w_{i,m} [c_m^+ \exp(-k_0 q_m d) + c_m^-] = T_i \quad (21)$$

$$\sum_{m=1}^n v_{i,m} [c_m^+ \exp(-k_0 q_m d) + c_m^-] = j(\frac{k_{1,xi}}{k_0 n_1^2}) T_i \quad (22)$$

将方程 (21) 和 (22) 表示为矩阵的形式

$$\begin{bmatrix} W & WX \\ V & -VX \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c^+ \\ c^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ jZ_{1i} \end{bmatrix} [T] \quad (23)$$

其中, X 的定义与前面一致, Z_{1i} 和 Z_{1i} 是分别以

$\frac{k_{1,xi}}{k_0 n_1^2}$ 和 $\frac{k_{1,xi}}{k_0 n_{1i}^2}$ 为元素的对角矩阵。

方程组 (20) 和 (23) 被同时求解, 以得到前向和后向衍射场幅值 T_i 和 R_i 。定义衍射效率为

$$DE_{ri} = R_i R_i^* \operatorname{Re}(\frac{k_{1,xi}}{k_0 n_1 \cos \theta}) \quad (24)$$

$$DE_{ti} = T_i T_i^* \operatorname{Re}(\frac{k_{1,xi}}{n_{1i}^2}) / (\frac{k_0 \cos \theta}{n_1}) \quad (25)$$

2 铁微结构辐射特性的数值分析

根据 RCWA 方法, 利用 Matlab 语言编程, 实现了对一维微结构光栅散射特征的分析。利用式 (25) 可以得到光栅的反射系数 R , 根据基尔霍夫定律, 对于不透波材料 (透过率 $T=0$), 其光谱发射率 ε_λ 、光谱吸收率 α_λ 满足下式

$$\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda = 1 - R \quad (26)$$

因此, 可以通过对微结构的调整, 实现对材料光谱发射性能的调控。现有的微结构, 主要采用 Au、Ag 或 W 作为主要材料, 利用这些材料微结构中的表面等离子体激元和磁激元特性。考虑到大规模应用中上述材料会造成生产和维护成本的增加, 文中以铁作为材料研究对象, 考察铁的微结构光栅在红外波段的辐射特性。在红外波段内, 铁的介电特性如图 2 所示^[9]。

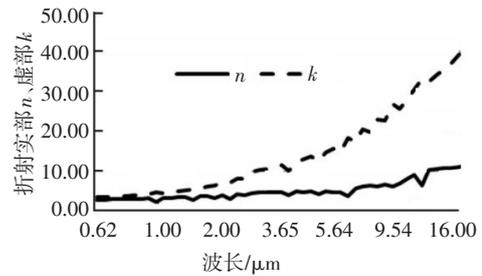
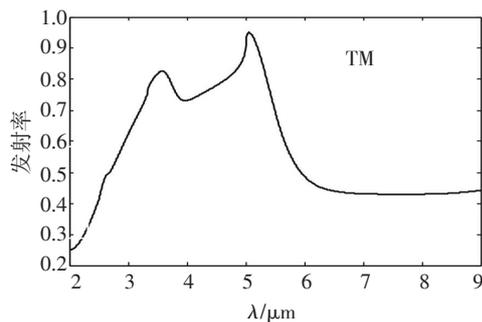


图2 铁的折射率随波长的变化

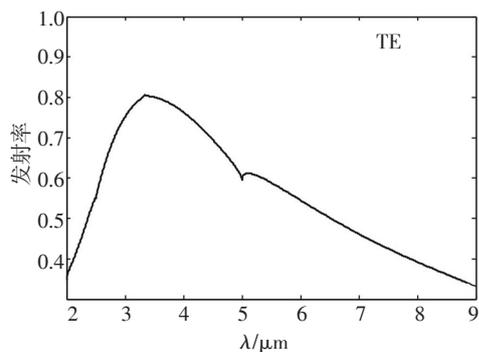
选取光栅深度 $d=1 \mu\text{m}$, 光栅占空比 $f=0.2$, 当光栅周期 $\Lambda=10 \mu\text{m}$ 时对于波长 $\lambda=1\sim 8 \mu\text{m}$ 的垂直入射 ($\theta=0$) TM 和 TE 入射波, 光栅的光谱发射率分别如图 3a 和图 3b 所示。可以看出, 光栅对于 TM 波的光谱选择性更强, 同时所考察的光栅结构在中波红外 $3\sim 5 \mu\text{m}$ 波段内发射率均在 0.7 以上, 甚至在 $5 \mu\text{m}$ 左右接近 1, 使得该光栅结构在需要增强中波红外辐射的场合具有强烈的应用前景, 可增强

辐射源在波段内的有效辐射。

为了解释光栅对TM和TE极化波的发射率的差异,图4a和图4b给出了分别对应图4a和图4b情况下在光栅区域附近场 H_y 和 E_y 的分布,白线对应了光栅的边缘,其上方为自由空间,下方为铁材料。从图中可以看出,在两种极化波入射下光栅和入射波的耦合存在显著的差异。在TM波场的左右下,铁光栅表层内的电子耦合了入射场,产生了激发振荡,表现为表面等离子体波的形式;而在TE波的作用下,这种激发振荡没能形成。正是由于激发振荡对波长和极化的选择性,使得具有微结构光栅的材料整体具有了吸收和发射能力的波长和极化的选择性。

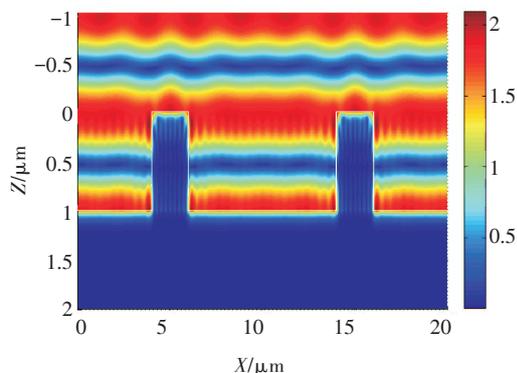


(a)TM极化波

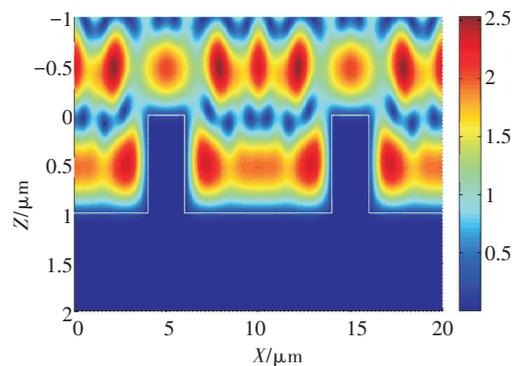


(b)TE极化波

图3 光栅的光谱发射率



(a) $|H_y|$ (TM)



(b) $|E_y|$ (TE)

图4 TM(a)和TE(b)极化波入射条件下光栅附近场的分布

3 结论

从上述分析可以看出,一维铁微结构在红外波段的吸收和辐射具有光谱选择性,通过合理选择微结构参数,可实现在所需波段内的高发射率。同时,由于文中仅考虑了一维光栅结构,使得材料具有极化选择性,如果将光栅扩展到二维结构,将使得可控制的参数进一步增多,对辐射的光谱、极化和角度选择性的控制也将进一步增强,这将是下一步研究的重点。

参考文献

- [1] Fleming J G, Lin S Y, El-Kady I, et al. All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared band-gap [J]. Nature, 2002, 417(6884):52-55.
- [2] Wan J T K. Tunable thermal emission at infrared frequencies via tungsten gratings [J]. Opt. Commun., 2009, 282(8):1671-1675.
- [3] Kravets V G, Schedin F, Grigorenko A N. Plasmonic black-body: Almost complete absorption of light in nanostructured metallic coatings [J]. Phys. Rev. B, 2008, 78(20): 205405.
- [4] 樊叔维,周庆华,李红.槽型衍射光栅结构参数优化设计研究[J].光学学报,2010,30:3133-3139.
- [5] 高永芳,时家明,赵大鹏.基于光子晶体的远红外与激光兼容伪装材料[J].红外与激光工程,2011,40(4):647-650.
- [6] 张建民,袁忠才,周瑞.红外光源辐射效率分析及其改进[J].光电技术应用,2012,27(6):42-45.

(下转第79页)

研究,采用弹性模预抛光与小抛头修正抛光相结合的两步研抛法对零件表面快速抛光,给出了一套规范的非球面数控加工工艺,同时保证了零件具有较高的面形精度,表面光洁度达到Ⅲ级,满足了设计的需要。

随着非球面元件的广泛应用,数控加工非球面正成为各国关注的核心技术之一,优化工艺流程、改善面形精度、缩短加工时间、提高生产效率是非球面加工产业发展的方向。

参考文献

- [1] 蔡立,耿素杰,付秀华.光学零件加工技术[M].2版.北京:兵器工业出版社,2006.
- [2] 潘君弊.光学非球面的设计加工及检验[M].北京:科学出版社,1991.
- [3] H Ta kino. Computer numerically controlled plasma chemical vaporization machining with a pipe electrode for optical fabrication[J]. SPIE,1998,37:5198-5209.
- [4] Tsushima A, Kawazu M, Ito M, et al. Development of ultra-precise injection molding method for thermoplastic lenses[J]. Journal of Materials Processing Technology, 1992,1720:50-59.
- [5] 王毅,倪颖,余景池.小型非球面数控抛光技术的研究[J].光学精密工程,2007,10:1527-1533.
- [6] ZHENG W M, CAO T N, ZHANG X Z. Applications of a novel general removal function model in the CCOS[J]. SPIE, 2000, 4231:51-58.
- [7] WENZEL D J, MCFALLS D S. An optimal material removal strategy for automated of aircraft canopies[J]. IEEE Conf on Robotics and Automation, 1989,4532:370-376.
- [8] YANG M Y, LEE H C. Local material removal mechanism considering curvature effect in the polishing process of the small aspherical lens die[J]. Journal of Materials Processing Technology, 2001,116:298-305.
- [9] 李全胜,成晔,蔡复之等.计算机控制光学表面成形驻留时间算法研究[J].光学技术,1999,3:56-62.
- [10] Mehta P K, Reid P B A mathematical model for optical smoothing prediction of high-spatial frequency surface errors[J]. SPIE, 1999,3786:447-459.
- [11] Yoshiharu NAMBA, Morihiko SAEKi, Takatomo SA SAKI. Ultra-precision grinding of KPT crystals for optical surfaces[J]. Japan Soc. Pree. Eng, 1998,28(1):39-40.
- [12] 王德全.砂轮特性与磨削加工[M].北京:中国标准出版社,2001.

(上接第4页)

- [7] Moharam MG, Pommet Da, Grann EB, et al. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995,12(5):1077.
- [8] Lalanne P, Morris GM. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1996,13(4):779.
- [9] Ordal M A, Long L L, Bell R J, et al. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared [J]. Appl. Opt., 1983, 22(7):1099-20.

(上接第7页)

- [11] 孙孟相,谭满清,王鲁峰.1300 nm超辐射发光二极管寿命测试[J].光学学报,2008,28(10):1994-1997.
- [12] 闫立华,徐会武,任永学,等.不完全匹配吸收方法测试激光二极管阵列寿命[J].微纳电子技术,2011,48(7):472-476.
- [13] 江剑平.半导体激光器[M].北京:电子工业出版社,2001.
- [14] 雷志锋,杨少华,黄云.高功率半导体激光器的可靠性与寿命评价[J].应用光学,2008,29(1):90-95.
- [15] 张勇,杨瑞霞,安振峰,等.腔长对高功率单管半导体激光器性能的影响[J].半导体技术,2013,38(12):914-918.
- [16] 高信松,魏彬,吕文强,等.高功率二极管激光器失效特性研究[J].强激光与粒子束,2005,17(4):97-100.