

Fabry-Perot 腔谐振对横电波激励下亚波长一维金属光栅的异常透射性的作用*

王亚伟¹⁾ 刘明礼^{2)†} 刘仁杰²⁾ 雷海娜¹⁾ 田相龙²⁾

1)(江苏大学理学院,镇江 212013)

2)(江苏大学机械工程学院,镇江 212013)

(2010年3月16日收到;2010年4月12日收到修改稿)

利用时域有限差分法,对横电波(TE波)激励带电介质的亚波长一维金属光栅的光场分布进行了模拟分析,发现TE波在所研究的模型下具有异常透射现象.探究其物理本质,确定类导模共振理论是第一个峰和第二个峰产生的主要原因.在此基础上,从麦克斯韦方程出发,通过有效折射率法,确定了类Fabry-Perot(F-P)腔谐振是产生第三个峰的主要原因.从而完善了TE波在所研究的模型下产生异常透射现象的物理本质.为进一步研究TE波异常透射性的物理本质提供了一种完整的理论依据.

关键词: 金属光栅, 横电波, 异常透射, 类Fabry-Perot腔谐振

PACS: 42.79.Dj, 68.47.De, 78.66.Bz

1. 引言

光在孔径结构上的透射问题,是光学中的一类基本问题.根据经典的衍射光学理论,光在透过孔径结构时,透过率 $T \sim (D/\lambda)^4$,其中 D 表示孔径尺寸, λ 为入射光的波长.由此可见,当 $D < \lambda$ (即对于亚波长结构)时,透过率应非常小.这种看法持续了很长时间.直到1998年,Ebbesen等^[1]在实验中发现,当一束平行光垂直照射到具有二维周期性亚波长小孔阵列的光学厚度金属薄膜上时,在某些特定的波长下,纳米尺度金属结构的透射光可以增强.人们试图用不同的理论来解释这一现象^[2-6].Treacy^[7]试图用动态衍射理论来解释;而Lee和Park^[8]则把这一现象的产生归因于入射光场与亚波长缝隙结构的耦合效应.此后Cao和Lalanne^[9]提出了不同观点,认为表面等离子波的激发并不是产生超强透射现象的主要原因.由于一维光栅表现出与文献[1]的实验结果相同的透射光学特性,人们对一维金属光栅模型产生的异常透射现象^[10-14]进行

了大量的研究.对于一维周期性结构,横电波(TE波)和横磁波(TM波)的激励是完全不同的^[15,16],因此TE波不能激发金属的表面波,异常透射现象完全被限制在TM波中.但是,最近本课题组^[17]利用时域有限差分(FDTD)法^[18],通过一维金属光栅的模型建立、金属薄膜的不同位置添加电介质对透射率的影响和金属狭缝内添加不同折射率的电介质对透射率的影响的分析研究,发现了TE波在所研究的模型下具有异常透射现象^[19-21].基于导模共振理论建立了类导模共振理论,并应用该理论较好地解释了TE波在所研究模型下的异常透射现象,确定类导模共振是TE波产生异常透射性的主要原因.

本文在文献[17]建立的类导模共振理论的基础上,从麦克斯韦方程出发,通过有效折射率法,确定了类F-P腔谐振是产生第三个峰的主要原因.从而完善了TE波在所研究的模型下产生异常透射现象的物理本质.确定类导模共振理论是产生第一个峰和第二个峰的主要原因,为进一步研究TE波异

* 江苏省高校自然科学重大项目(批准号:09KJA14001)、江苏省自然科学基金(批准号:BK2008230)和江苏省先进光学制造技术重点实验室开放课题(批准号:KJS0905)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: lmyabcn123@sohu.com

常透射性的物理本质提供了一种完整的理论依据.

2. 理论模型

本文所研究的模型与文献[17]一致,如图1所示,一维金属光栅中,周期 $p = 400 \text{ nm}$,狭缝宽度 $w = 40 \text{ nm}$,使用的金属是 Ag,金属膜的厚度 $t = 100 \text{ nm}$.利用时间上的脉冲信号垂直照射到金属光栅上,波长范围为300—1100 nm.

利用 FDTD 法模拟 TE 波通过亚波长一维金属光栅结构时,由于金属光栅是周期性结构,所以在计算中,上、下边界采用完全匹配层^[21]截断电磁场,左、右边界采用周期性边界条件.用下列 Lorentz-Drude 模型^[22,23]来表示金属的相对介电常数 ϵ_r 与频率 ω 的关系

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{r,\infty} + \sum_{m=0}^M \frac{G_m \Omega_m^2}{\omega_m^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma_m}, \quad (1)$$

其中 $\epsilon_{r,\infty}$ 是无限大频率时的相对介电常数, Ω_m 是等离子频率, ω_m 是共振频率, Γ_m 是阻尼系数.这些物理量的具体数据来自文献[23]对于可见光和近红外波段激励下的 Ag,采用了6个 Lorentz 极子模型.为了将介电常数的频域函数转化为时域函数进行计算,采用了 ADE (auxiliary differential equation) 方法^[24].

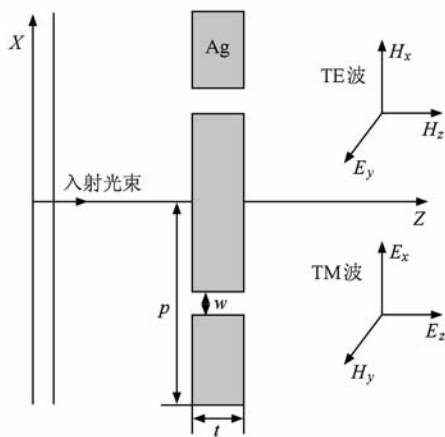


图1 金属狭缝阵列结构模型(两个周期)

为了保证模拟结果的准确性和稳定性,在 $x-z$ 面数值模拟的网格尺寸设定为5 nm.时间步长选择为 10^{-17} s ,其中 v 是光在电介质中的速度.一维金属光栅在 TE 波照射下的透射率 η 被定义为沿着输出孔径积分的 S_z 和沿着输入孔径积分的 S_z 的比值,其

中 S_z 是坡印亭矢量 $\mathbf{S} = \frac{1}{2}\text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ 的 z 分量.

3. 结果与分析

图2给出了金属光栅狭缝内添加电介质和被电介质包裹两种情况下的结构模型.图2(a)电介质的折射率 $n_d = 2.5$ (以下没有特殊说明,添加电介质的折射率均为2.5),图2(b)左右两边添加电介质层的厚度均为100 nm.根据上述原理对两种情况下的一维金属光栅透射现象进行数值模拟,所得到的透射谱如图3所示,从图3可看出,光栅处于对称电介质包围中,透射率增大相当明显,最大值达到69%,仅狭缝内添加电介质薄膜时透射率最大值也达到45%.从图3还可以看出,被对称电介质包裹时的光谱产生了3个峰,峰值对应的入射波长分别为 $\lambda_1 = 340 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 412 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 442 \text{ nm}$;狭缝内添加电介质时的光谱产生2个峰,峰值对应的入射波长分别为 $\lambda_1 = 327 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 413 \text{ nm}$,有意思的是,在狭缝内添加电介质时的两个峰值与对称介质包裹时的透射峰1和透射峰2所对应波长的位置基本相同.由文献[17]可知,类导模共振理论是产生透射峰1和透射峰2的根本原因.

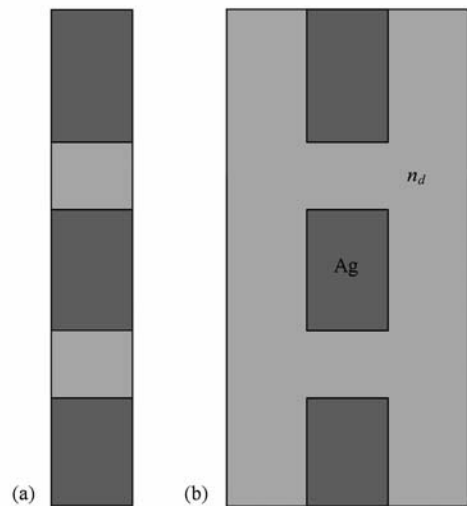


图2 金属光栅的结构模型 (a)金属光栅狭缝内添加电介质, (b)金属光栅被电介质包裹

类导模共振理论很好地解释了透射峰1和透射峰2产生的原因,但是类导模共振理论有其局限性,不能解释透射峰3产生的原因.根据类导模共振理论,如果产生新的透射峰,必然会出现新模式下的截止波长.但是由文献[17]中的(13)式(具体表达

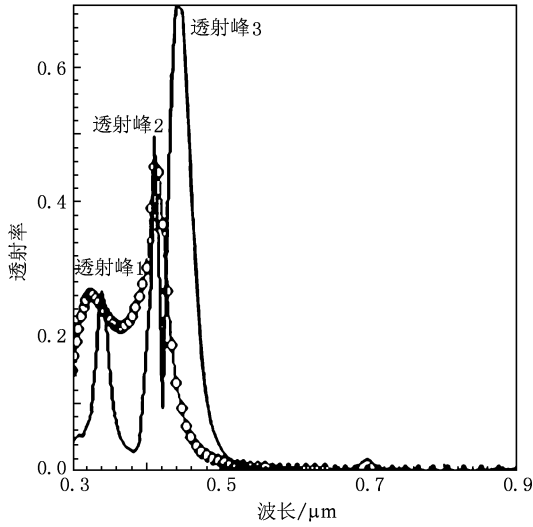


图3 金属光栅狭缝内添加电介质(空心圆点)和金属光栅被电介质包裹(实线)时,入射波长和透射率的关系

形式如(2)式可知,在电介质的折射率 n 和缝的宽度 a 不变的情况下,不会出现新的模式,因此就不会产生新的截至波长,所以类导模共振理论不能解释透射峰3产生的原因.下面就出现透射峰3的物理本质做进一步探究.

$$\lambda_c(\text{TE}_m) = \frac{4\pi a \sqrt{n_d^2 - n^2}}{m\pi}. \quad (2)$$

把光栅的一个周期近似地看成对称双面金属包裹介质波导,可以用图4的模型来表示.由于波导的结构在 y 方向上是无限的,因而场量与 y 无关,假设 TE 波沿 z 轴方向传播,则所有的场分量都可以写成

$$\varphi(x, z) = \varphi(x)e^{-i\beta z}, \quad (3)$$

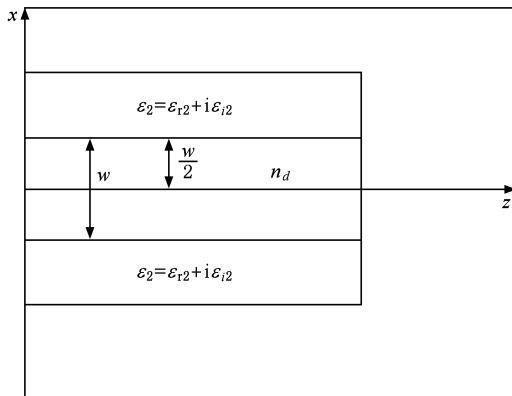


图4 对称双面金属包裹介质波导模型

因而必有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= -j\beta \varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

对于角频率为 ω 的 TE 波来说,麦克斯韦方程组中的第1、第2个方程

$$\begin{aligned} \Delta \times \mathbf{H} &= j\omega \varepsilon \mathbf{E}, \\ \Delta \times \mathbf{E} &= -j\omega \mu_0 \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (5)$$

在直角坐标系中,根据(4),(5)式可以简化为

$$\beta E_y = -\omega \mu_0 H_x, \quad (6a)$$

$$\frac{dE_y}{dx} = -j\mu_0 H_z, \quad (6b)$$

$$-j\mu_0 H_x + \frac{dH_z}{dx} = -j\omega \varepsilon E_y. \quad (6c)$$

将(6b)式两边对 x 求导,并将(6a),(6c)式代入(6b)式,可以得到

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0, \quad (7)$$

式中 $k_0 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$. 利用有效折射率法,令 $n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}$ 代入(7)式

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_0^2 (n^2 - n_{\text{eff}}^2) E_y = 0, \quad (8)$$

式中

$$n^2(x) = \begin{cases} n_2^2 & x > \frac{w}{2} \\ n_d^2 & |x| < \frac{w}{2} \\ n_2^2 & x < -\frac{w}{2} \end{cases}, \quad (9)$$

其中 $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2} = \sqrt{\varepsilon_{r2} + i\varepsilon_{i2}}$ 为金属 Ag 的等效折射率. 根据连续性边界条件,在两种不同介质的分界面,电场强度和磁场强度的切向分量连续. 对图4所示的对称双面金属包裹介质波导,则具体化为

$$\begin{aligned} E_{1y} &= E_{2y}, & x &= -\frac{w}{2}, \\ E_{1y} &= E_{3y}, & x &= \frac{w}{2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 E_{1y} 为电介质中的电场强度在不同介质分界面上的切向分量, E_{2y} 为衬底中电场强度在分界面的切向分量, E_{3y} 为敷层中电场强度在分界面的切向分量. 将(8),(9),(10)式联立得到

$$(n_2^2 - n_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{2}} k_0 w = m\pi + 2 \arctan \left[\left(\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_d^2 - n_{\text{eff}}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \eta_{12} \right], \quad (11)$$

其中 $\eta_{12} = \frac{n^2 d}{n_2}$ 由于 Ag 的介电常数 ϵ_2 随波长变化, 而且在部分可见光波段难以用单一模型表示, 所以对文献[25]报道的银数据在 300 到 1100 nm 范围进行了 10 nm 步长的三次样条法插值, 取得 Ag 金属的介电常数 ϵ_2 的近连续的插值数据, 如图 5 所示^[3]

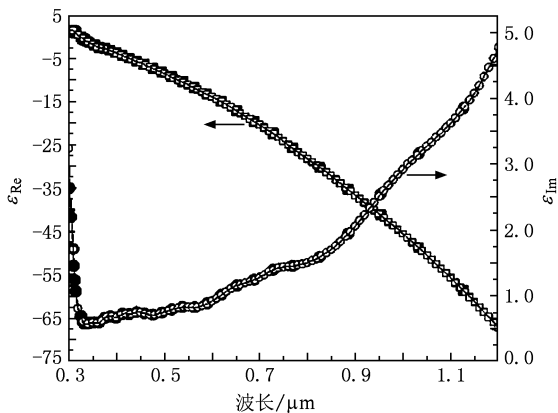


图 5 金属 Ag 的介电常数 ϵ_2 随波长变化的插值结果

在波长为 442 nm 时, 忽略 Ag 的消光系数, 取 $n_2 = 0.04$, 代入(11)式得到 $n_{\text{eff}} = 1.42$, 根据 F-P 腔谐振公式

$$\frac{m\lambda}{n_{\text{eff}}} = 2h, \quad (12)$$

式中 h 为腔的长度, λ 为入射波长, m 为整数. 由于所研究模型腔的长度 $t = 100$ nm, 所以 $m = 1$, 把 $m = 1$ 和 $n_{\text{eff}} = 1.42$ 代入(12)式, 得 $h = 155.6$ nm, 此时 $h > t$, 即腔的长度变长, 这一结果与文献[26]的中结果完全一致, 即光栅的厚度不变, 类 F-P 腔的长度也会因基底介电常数的增加而变长. 为了进一步反映类 F-P 的特点, 把(12)式修正为

$$\frac{m\lambda}{n_{\text{eff}}} = 2(h + \delta), \quad (13)$$

δ 反映了基底的介电常数对类 F-P 腔长度的影响. 基于上述分析, 可以确定类 F-P 腔谐振是产生第三个峰的主要原因. 但是类 F-P 腔谐振理论也有其局限性, 对透射峰 1 和透射峰 2 不适合. 对(12)式进行变形得到(14)式, 由(14)式可知, 要产生 F-P 腔谐振, F-P 腔的长度必须达到一定的长度, 在本文所研究的模型下, 当 $m = 1$ 时, 腔的长度 h 是最小值, 最小值为 155.6 nm, 而研究模型腔的长度 $t = 100$ nm, 与 F-P 腔谐振时对腔长度的要求不匹配, 因此在没有电介质敷层的情况下, 不会产生 F-P 腔谐振, 这就解释了类 F-P 腔谐振理论不适用于透射峰 1 和透射峰 2 的原因.

$$h = \frac{m\lambda}{2n_{\text{eff}}}. \quad (14)$$

综上所述, 类导模共振理论是产生第一个峰和第二个峰的主要原因, 类 F-P 腔谐振是产生第三个峰的主要原因. TE 波在所研究模型下产生的异常透射现象是类导模共振和类 F-P 腔谐振共同作用的结果.

4. 结 论

本文在文献[17]的基础上, 对 TE 波激励下亚波长一维金属光栅产生异常透射现象的物理本质做了进一步研究. 根据有效折射率法, 经过精确的理论计算, 得到类 F-P 腔谐振是产生第三个峰的主要原因, 进一步完善了 TE 波在所研究的模型下产生异常透射现象的物理本质. 确定类导模共振理论是产生第一个峰和第 2 个峰的主要原因, 类 F-P 腔谐振是产生第 3 个峰的主要原因. 揭示 TE 波异常透射现象的物理本质, 为进一步研究 TE 波异常透射性的物理本质提供了一种完整的理论.

[1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667

[2] Genet C, Ebbesen T W 2007 *Nature* **445** 39

[3] Bai W L, Guo B S, Cai L K, Gan Q Q, Song G F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8021 (in Chinese) [白文理、郭宝山、蔡利康、甘巧强、宋国峰 2009 物理学报 **58** 8021]

[4] Wang Y Y, Zhang C H, Ma J L, Jin B B, Xu W W, Kang L, Chen J, Wu P H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6884 (in Chinese) [王媛媛、张彩虹、马金龙、金飙兵、许伟伟、康琳、陈健、吴培亨 2009 物理学报 **58** 6884]

[5] Cai L, Li G Y, Wang Z H, Xu A S 2010 *Opt. Lett.* **35** 127

[6] Przybilla F, Degiron A, Genet C, Ebbesen T W, Leon-Perez F D, Bravo-Abad J, García-Vidal F J, Martín-Moreno L 2008 *Opt. Express* **16** 9571

[7] Treacy M M J 2002 *Phys. Rev. B* **66** 195105

[8] Lee K G, Park Q H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 103902

[9] Cao Q, Lalanne P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 057403

[10] Xie Y, Zakharian A R, Moloney J V, Mansuripur M 2006 *Opt. Express* **14** 6400

[11] Li C, Zhou Y S, Wang H Y, Wang F H 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 59

- [12] Wu F Q, Han D Z, Li X, Liu X H 2008 *Opt. Express* **16** 6619
- [13] Belotelov V I, Doskolovich L L, Kotov V A, Bezus E A, Bykov D A, Zvezdin A K 2007 *Opt. Commun.* **278** 104
- [14] Wurtz G A, Dickson W, Connor D O, Atkinson R, Hendren W, Evans P, Pollard R, Zayats A V 2008 *Opt. Express* **16** 7460
- [15] Garcia-Vidal F J, Martín-Moreno L 2002 *Phys. Rev. B* **66** 155412
- [16] Pendry J B, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [17] Wang Y W, Liu M L, Liu R J, Lei H N, Deng X B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 0184 (in Chinese)[王亚伟、刘明礼、刘仁杰、雷海娜、邓晓斌 2010 物理学报 **59** 0184]
- [18] Taflov A, Hagness S C 2000 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (3rd ed) (Boston: Artech House) p236
- [19] Moreno E, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2006 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** S94
- [20] Yuan G H, Wang P, Zhang D G 2006 *Proc. IEEE* **7803** 9774
- [21] Yuan G H, Wang P, Zhang D G 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1600
- [22] Aleksandar D R, Aleksandra B D, Jovan M E, Marian L M 1998 *Appl. Opt.* **37** 5271
- [23] Young J L, Nelson R O 2001 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **43** 61
- [24] Han M H, Dutton R W 2006 *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* **16** 3
- [25] Palik E D (ed.) 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (Orlando, FL: Academic Press)
- [26] Tan C L, Yi Y X, Wang G P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1063 (in Chinese)[谈春雷、易永祥、汪国平 2002 物理学报 **51** 1063]

Fabry-Perot resonance on extraordinary transmission through one-dimensional metallic gratings with sub-wavelength under transverse electric wave excitation*

Wang Ya-Wei¹⁾ Liu Ming-Li^{2)†} Liu Ren-Jie²⁾ Lei Hai-Na¹⁾ Tian Xiang-Long²⁾

1) (School of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

2) (School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

(Received 16 March 2010; revised manuscript received 12 April 2010)

Abstract

The transmission distribution of transverse electric wave (TE) through one-dimensional metallic gratings with sub-wavelength slits with dielectric added in different positions has been simulated by the FDTD (finite difference time domain) method, the extraordinary transmission can be produced at several special wavelengths. The simulation shows that the guided-mode-like resonance theory is the main reason giving rise to the first peak and the second peak. Based on the guided-mode-like resonance theory, from the Maxwell's equations, we made sure that the Fabry Perot resonance is the main cause producing the third peak by the effective index method. In a word, the guided-mode resonance theory and the Fabry-Perot-like resonance reveal the physical nature of the extraordinary transmission phenomenon which provides a complete theoretical basis for further study of the extraordinary transmission phenomenon of TE-polarized wave.

Keywords: metallic gratings, transverse electric-polarized wave, extraordinary transmission, Fabry-Perot-like resonance

PACS: 42.79.Dj, 68.47.De, 78.66.Bz

* Project supported by the Major Program of Natural Science of Institute of Higher Education of Jiangsu Province, China (Grant No. 09KJA14001), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2008230) and the Key Laboratory of Advanced Optical Manufacture Technologies of Jiangsu Province, China (Grant No. KJS0905).

† Corresponding author. E-mail: lmyabcen123@sohu.com