

# 金属亚波长狭缝中凹槽对其透过特性的影响<sup>\*</sup>

郑显华<sup>1)</sup> 王瑛琪<sup>1,2)</sup> 张 岩<sup>1)†</sup>

1) 首都师范大学物理系,北京市太赫兹波谱与成像重点实验室,太赫兹光电子学教育部重点实验室,北京 100048)

2) 哈尔滨工业大学物理系,哈尔滨 150001)

(2009 年 2 月 17 日收到,2009 年 4 月 3 日收到修改稿)

利用时域有限差分方法,研究了单个二维金属亚波长狭缝中空气凹槽的结构、位置等参数变化对其透过特性的影响. 整个缝槽结构可以类比为 LC 振荡环路,凹槽结构变化时,不同程度地改变振荡电路的电感和电容,从而使共振透射峰出现移动. 凹槽位置变化时,电路的驱动源改变,从而改变缝槽结构中的电磁场分布,使得共振透射峰出现分裂. 利用 LC 共振原理分析了凹槽各个参数变化时共振透射峰的变化情况.

关键词: 表面等离子体,透射率,LC 振荡

PACC: 7320M, 8240M, 0762, 6155F

## 1. 引 言

近些年来,表面等离子体光学已成为国内外研究者广泛关注的课题. 虽然在 1960 年 Stern 等<sup>[1]</sup>就提出表面等离子体(surface plasmons)这个概念,但是由于理论不够完善,表面等离子体并没有显示出它的优点,不为人们所关注,所以该领域发展一直比较缓慢. Ebbesen 等<sup>[2-4]</sup>发现了具有周期亚波长圆孔的金属薄膜在特定波长具有透射增强效应,并指出是由表面等离子体激发引起的增强现象. 通过改变金属表面的结构,表面等离子体的性质,特别是它与光的相互作用也随着变化,表现出不同的增强效应. 由于这种增强效应在可调谐光滤波器、平板印刷术、非线性光学、量子信息器件等相关领域具有潜在的应用前景<sup>[5-10]</sup>,因而掀起了探索这种透射增强内在物理机理和实际应用的研究高潮. 寻求亚波长金属结构与电磁波相互作用的机理也成为了一个研究焦点<sup>[11-14]</sup>. 亚波长金属单狭缝是各种模型的基础<sup>[11]</sup>,在实验和理论上对于电磁波通过此结构的机理研究也比较成熟. 目前主要有以下两种理论:一种是 Ebbesen 等提出的表面等离子体激发引起的透射增强,在狭缝入射面的等离子体将光耦合到腔内,使进入到狭缝的光增强,在狭缝出射面等离子体又将光

散射到腔外,即在腔内形成等离子体谐振效应;另一种是 Fabry-Pero(FP)腔共振效应<sup>[15]</sup>,主要是在狭缝中形成了等离子体驻波,使得光波通过狭缝时某些频率的光透射增强.

Lockyear 等<sup>[16]</sup>研究了平面波垂直照射到亚波长金属狭缝中间刻有凹槽结构的金属薄膜的透射情况,并研究了此模型单频时的电磁场分布,从而得出凹槽的出现增加了共振波长. 但是对于这种缝槽结构的透射性质研究还不够深入,所运用原理在某种程度上存在一定的局限性,不能完全解释所有的物理特性. 本文从 LC 振荡原理出发,对凹槽结构、位置等参数变化时的透射峰移动及劈裂等现象给出了合理的解释,阐述了其内在的物理机制.

## 2. 基本结构和模拟算法

本文模拟的二维金属 Ag 薄膜的结构如图 1 所示. 薄膜的长度和厚度分别为  $h_1 = 3000$  nm,  $w_1 = 1500$  nm. 在薄膜的正中间沿 y 方向刻有一条通透的空气狭缝,狭缝的宽度  $h_2 = 40$  nm. 同时在狭缝的中间垂直于狭缝方向刻有一个空气凹槽,凹槽的宽度及深度分别用  $w_2, h_3$  表示.  $d$  代表凹槽中心到入射面的距离. 我们通过改变  $w_2, h_3$  和  $d$  来研究其对结构透过特性的影响.

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB302901,2007CB310408)和国家自然科学基金(批准号:10604042)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: yzhang@mail.cnu.edu.cn

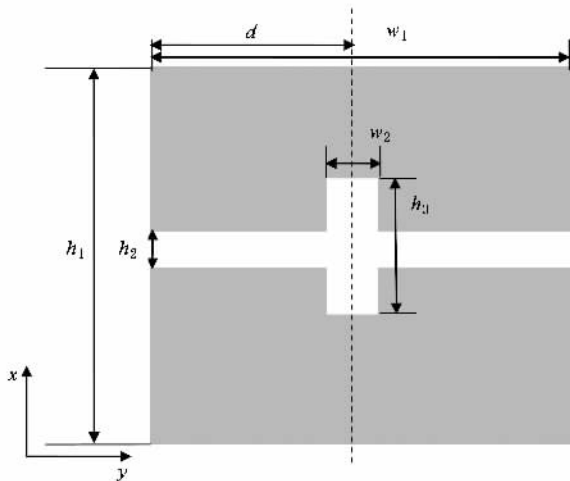


图1 金属 Ag 薄膜的结构示意图

利用时域有限差分 (FDTD) 方法, 模拟电磁波与二维金属缝槽模型相互作用情况. 入射光源沿  $y$  方向入射, 且为电场偏振方向垂直于入射方向的 TM 波. 其中心波长为 650 nm, 入射波长范围为 400—1000 nm. 金属的介电常数  $\epsilon$  与频率  $\omega$  关系由 Drude 模型给出,

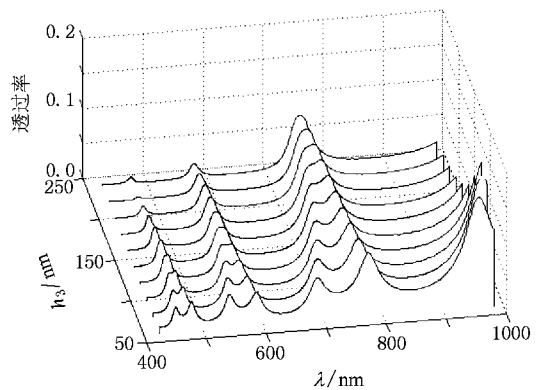
$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (1)$$

其中  $\omega_p$  是电子等离子体频率,  $\gamma$  是吸收系数,  $\omega$  是入射光的角频率. 本文用的是金属 Ag 相应系数为  $\omega_p = 1.24 \times 10^{16}$  rad/s,  $\gamma = 1.13 \times 10^{13}$  rad/s.

### 3. 模拟结果及分析

图 2 给出了结构的透射率随凹槽深度  $h_3$  的变化. 这个过程中  $w_2 = 100$  nm 保持不变. 从图 2 可以看到, 当  $h_3 = 60$  nm 时透射谱有 7 个共振透射峰.  $\lambda = 690.5$  nm 和  $\lambda = 775.6$  nm 的两个透射峰随着  $h_3$  的增加, 向一块合拢, 在  $h_3 = 220$  nm,  $\lambda = 755.8$  nm 处合并成为一个透射峰.

为了更好地说明此现象的物理机制, 我们给出了相应透射峰的电磁场稳态分布图及电流分布. 图 3 所示为  $h_3 = 60$  nm 时不同波长对应的电磁场的稳态分布图. 图 3(a) 和 (b) 分别为对应  $\lambda = 690.5$  nm 透射峰的磁场和电场稳态分布, 对比两个稳态分布图可看到: 对于凹槽所在位置及其邻近的电磁场分布而言, 在凹槽内磁场强度比电场强度大很多, 电场影响可忽略, 这个区域可认为是电路的高电感部分, 即

图2 透射率随  $h_3$  的变化关系

电感  $L$  起主要作用. 而在凹槽两边的狭缝中, 电场强度很强, 磁场与它相比也可以忽略, 因此这个区域可看作振荡电路的高电容部分, 即电容  $C$  起主要作用. 图 4(a) 给出了对应图 3(a) 和 (b) 中凹槽部分局部放大的电流分布图. 从图 4(a) 可看到, 此时凹槽上下表面的电流强度较强且电流方向相反, 整个凹槽部分构成了类似环路的电流路径, 这就是磁感应电流. 所以, 对于凹槽区域磁场相对较强的这种场分布对应的共振透射峰为磁场驱动的透射峰, 这里我们称之为磁共振峰. 而与它相邻的  $\lambda = 775.6$  nm 时的电磁场稳态图如图 3(c) 和 (d) 所示, 从图 3(c) 的磁场分布及图 3(d) 的电场分布中看到, 对于凹槽及邻近的电磁场分布而言, 凹槽内为电场相对较强的位置, 所以这部分可看作是振荡电路的电容  $C$ , 凹槽两边部分为磁场相对较强的位置, 这部分可看作是振荡电路的电感  $L$ . 对应稳态图 3(c) 和 (d) 中凹槽部分局部放大的电流分布如图 4(b) 所示, 此时凹槽上下表面电流强度较弱, 而且下表面电流向凹槽内流入, 而上表面电流向外流出, 整个凹槽类似于电路中的电容积累电荷. 因此, 对于凹槽区域为电场相对较强的这种场分布所对应的共振透射峰为电场驱动的透射峰, 这里称之为电共振峰.

当光照到样品上时, 由于光激发的金属自由电子的集体振荡而形成的表面等离子体沿着缝槽结构边缘传播, 形成了类似环路的电流路径<sup>[15]</sup>. 而对于没有凹槽的单狭缝可看作 FP 腔, 其本身存在一个共振频率, 加入凹槽时将改变这个频率. 当凹槽内为完全的电共振时, 使得共振频率减小, 而凹槽内为完全的磁共振时, 使得共振频率增大<sup>[17]</sup>. 当改变狭缝中间的凹槽结构时, 使缝槽结构中电磁场分布改

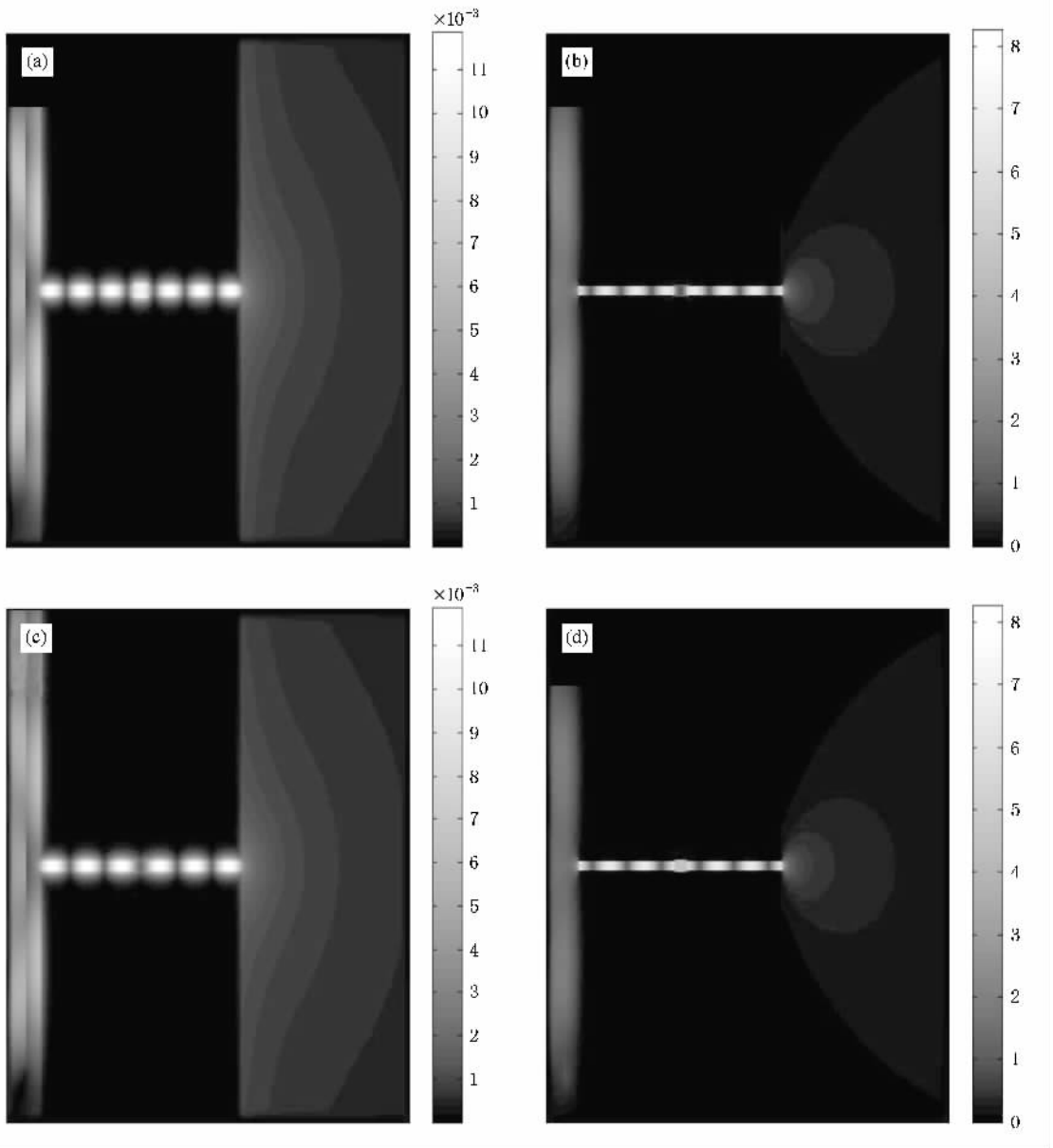


图3  $h_3 = 60 \text{ nm}$ 时电磁场的稳态分布图 (a)  $\lambda = 690.5 \text{ nm}$ 时磁场  $H_x$  稳态分布 (b)  $\lambda = 690.5 \text{ nm}$ 时电场  $E_x$  稳态分布 (c)  $\lambda = 775.6 \text{ nm}$ 时磁场  $H_x$  稳态分布 (d)  $\lambda = 775.6 \text{ nm}$ 时电场  $E_x$  稳态分布

变,不同程度地改变着振荡电路的电感  $L$  和电容  $C$ .  $LC$  振荡电路的频率和振荡电路参数的关系为

$$f \propto 1/\sqrt{LC}. \quad (2)$$

故而  $LC$  的改变将使振荡电路的频率随着发生相应变化,使得共振透射峰发生偏移. 对于  $\lambda = 690.5 \text{ nm}$  的磁共振峰,当  $h_3$  增加时,这个透射峰所对应的振荡电路中电感  $L$  增大,电容  $C$  减小,但由于凹槽中的电场较弱,电容  $C$  的影响不明显,主要表现为电感  $L$  的变化,所以使得振荡电路的频率  $f$  减小,对应的这个透射峰便向长波长方向移动. 对于  $\lambda =$

$775.6 \text{ nm}$ 的电共振透射峰,当  $h_3$  增加时,振荡电路中电感  $L$  增大,电容  $C$  减小,但由于磁场强度比较弱,电感  $L$  的影响可以忽略,所以使这个振荡电路的振荡频率  $f$  增大,对应的透射峰便向短波长方向移动. 这两个透射峰我们称之为第三组峰,随着  $h_3$  的继续增加,两个峰向一起合拢.

$\lambda = 453.5 \text{ nm}$  和  $\lambda = 480.1 \text{ nm}$  的两个透射峰和第三组峰类似,随着  $h_3$  的增加也向一起合拢,在  $h_3 = 220 \text{ nm}$   $\lambda = 475.1 \text{ nm}$ 处达到  $LC$  共振,此时由于能量全部被局限到了  $LC$  振荡电路里,并不向外辐射,

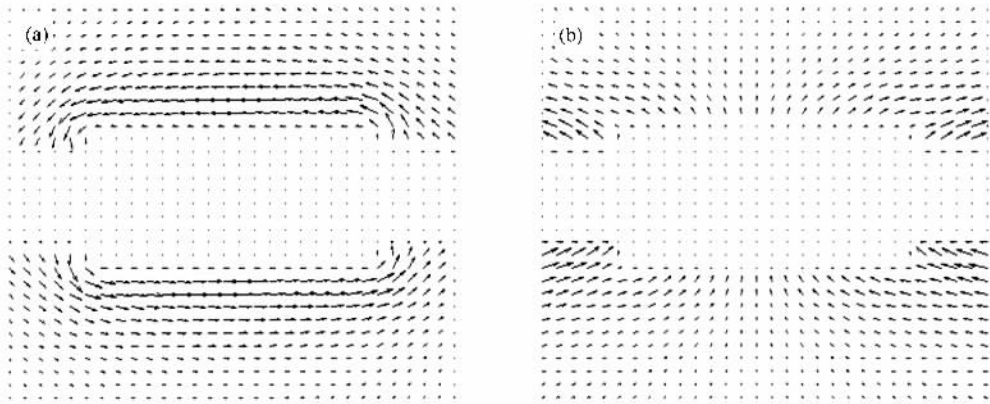


图4 凹槽部分电流分布图 (a)  $\lambda = 690.5 \text{ nm}$  的磁共振峰的电流分布 (b)  $\lambda = 775.6 \text{ nm}$  的电共振峰的电流分布

因而吸收率达到最高,透射峰值降到最低.此后随着  $h_3$  的继续增大,电共振峰和磁共振峰相分离,远离  $LC$  共振频率,相应的透射峰值又开始增大.

$\lambda = 543.3 \text{ nm}$  和  $\lambda = 588.3 \text{ nm}$  的两个透射峰的变化趋势及原理也和第三组透射峰类似,而  $\lambda = 958.7 \text{ nm}$  的透射峰随着  $h_3$  的增加已超出了所考虑的范围,所以这里不再介绍.

图5为透过率随凹槽宽度  $w_2$  的变化.这时凹槽深度  $h_3 = 100 \text{ nm}$  不变,宽度  $w_2$  的变化范围为  $20\text{--}130 \text{ nm}$ .当  $w_2 = 20 \text{ nm}$  时,  $\lambda = 704.4 \text{ nm}$  的共振透射峰随着  $w_2$  的增加,几乎保持不变.  $\lambda = 787.5 \text{ nm}$  的共振透射峰随着  $w_2$  的增加,向短波长方向移动.

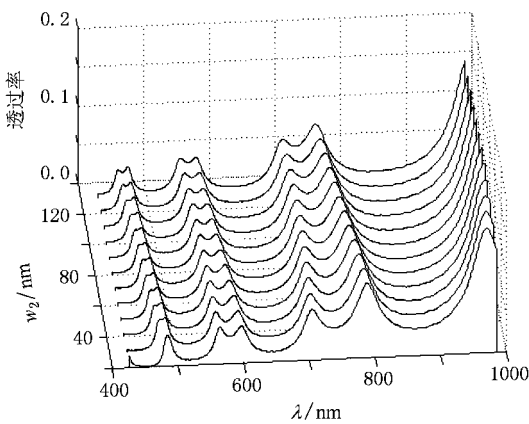


图5 透过率随凹槽宽度  $w_2$  的变化关系

同样,这里也给出了相应共振透射峰的电磁场稳态分布图.图6为  $w_2 = 20 \text{ nm}$  时不同波长对应的电磁场稳态图.图6(a)和(b)分别是对应  $\lambda = 704.4 \text{ nm}$  透射峰的磁场和电场的稳态分布,由两图

比较可看出,凹槽所在位置为磁场较强的位置,所以这个透射峰为磁共振.图6(c)和(d)分别是对应  $\lambda = 787.5 \text{ nm}$  的透射峰的磁场和电场稳态分布,两图对比可以看到,凹槽所在位置为电场较强的位置,因此这个共振透射峰为电共振.对于  $\lambda = 704.4 \text{ nm}$  的磁共振峰,随着  $w_2$  的增加,这个等效环路的电容  $C$  减小,电感  $L$  几乎保持不变,但由于凹槽中的电场较弱,电容  $C$  的影响不明显,主要是电感  $L$  起作用.所以,这个电路的共振频率  $f$  几乎不变,这个波长所对应的共振透射峰也近似不移动.而对于  $\lambda = 787.5 \text{ nm}$  的电共振峰,当  $w_2$  增加时,这个等效环路的电感  $L$  几乎不变,电容  $C$  减小,但凹槽中的磁场比较弱,磁场的影响可忽略,电场  $C$  起决定作用,使得电路的共振频率  $f$  增加,因此这个波长对应的共振透射峰向短波长方向移动.前4个共振透射峰中每相邻两个透射峰的变化趋势及原理和  $\lambda = 704.4 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 787.5 \text{ nm}$  的两个共振透射峰相似.

图7为凹槽宽度  $w_2 = 100 \text{ nm}$  和深度  $h_3 = 240 \text{ nm}$  均不变时,由狭缝中间向入射面移动时的透过率变化.当移动的距离  $d = 10 \text{ nm}$  时,对应波长  $\lambda = 761.8 \text{ nm}$  的共振透射峰为电共振透射峰.随着凹槽位置的变化,注入到凹槽内的磁场强度增加,使电场强度减弱.这相当于原电路的电场驱动源减弱,磁场驱动源增加,所以这个电共振透射峰分裂成新的透射峰,一个磁共振峰和一个电共振峰.分裂后的电共振峰随着  $d$  的增加向短波长方向移动,在  $d = 100 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 653.4 \text{ nm}$  处与  $d = 10 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 581.2 \text{ nm}$  的磁共振峰分裂出的磁共振峰合成了一个透射峰,此时达到了磁场共振.

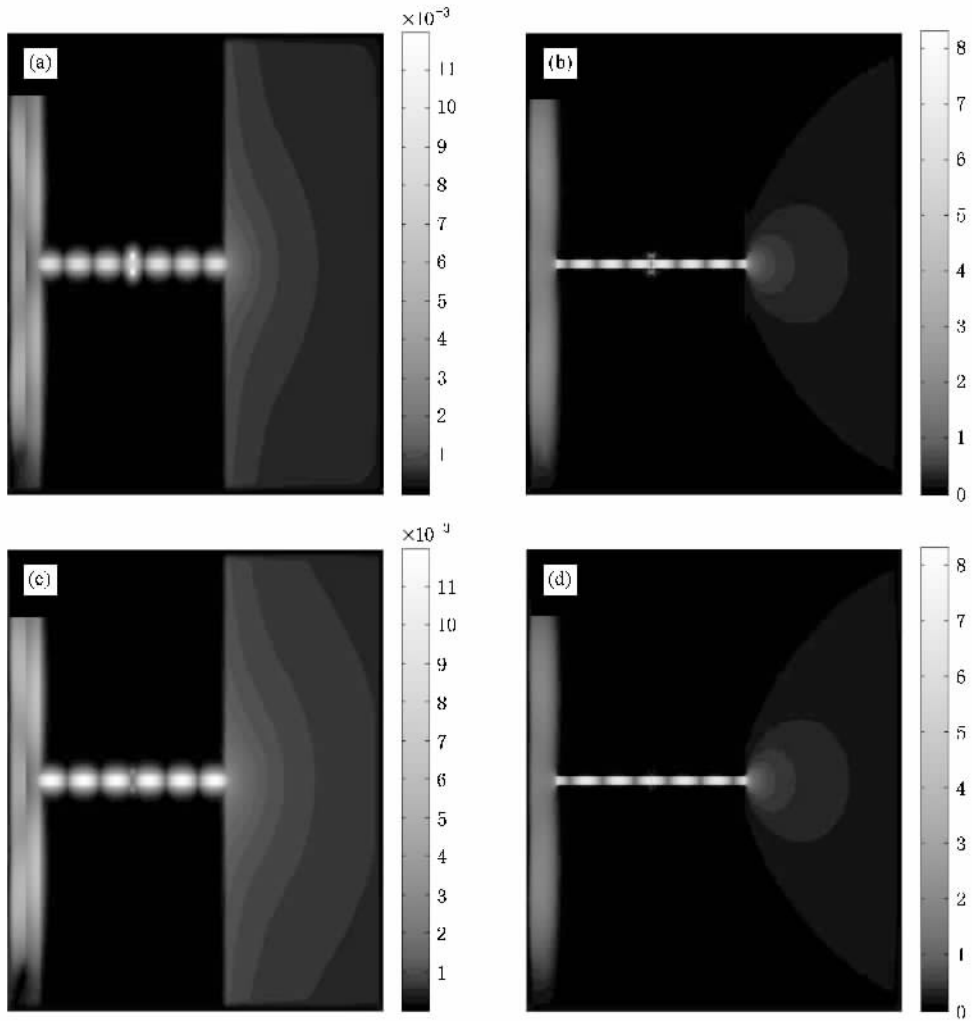


图6  $w_2 = 20$  nm 时电磁场的稳态分布图 (a)  $\lambda = 707.4$  nm 时磁场  $H_z$  稳态分布 (b)  $\lambda = 707.4$  nm 时电场  $E_x$  稳态分布 (c)  $\lambda = 787.5$  nm 时磁场  $H_z$  稳态分布 (d)  $\lambda = 787.5$  nm 时电场  $E_x$  稳态分布

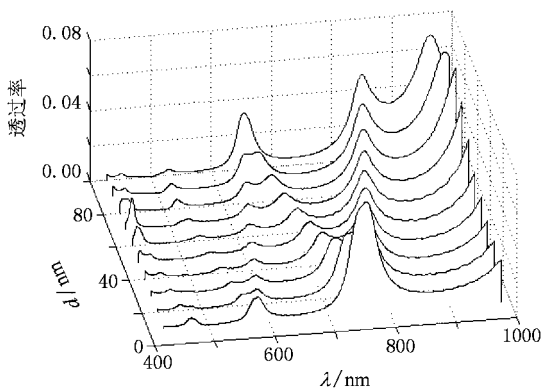


图7 透过率随距离  $d$  的变化关系

## 4. 结 论

利用 FDTD 方法,模拟了光通过刻有垂直凹槽结构的二维金属亚波长狭缝的透射情况.研究了凹槽的结构、位置等参数对透过特性的影响.系统结构的改变不同程度地改变了等效电路的  $LC$  及电路的驱动源,从而影响了共振透射峰的走向.当凹槽中电场较强时,形成了电共振透射峰,峰值的走向主要由电容  $C$  决定;反之当凹槽中磁场较强时,形成了磁共振峰,此时峰值的走向主要由电感  $L$  决定.而随着参数的继续变化,当达到  $LC$  共振时,吸收率最高,因此透射峰最低.这些研究对进一步研究亚波长器件的设计提供了依据.

- [ 1 ] Stern E A ,Ferrell R A 1960 *Phys. Rev.* **120** 130
- [ 2 ] Ebbesen T W ,Lezec H J ,Ghaemi H F ,Thio T ,Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [ 3 ] Popov E ,Nevière M ,Enoch S ,Reinisch R 2000 *Phys. Rev. B* **62** 16100
- [ 4 ] Martin-Moreno L ,Garcia-Vidal F J ,Lezec H J , Pellerin K M , Thio T ,Pendry J B ,Ebbesen T W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1114
- [ 5 ] Porto J A ,Garcia-Vidal F J ,Pendry J B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2845
- [ 6 ] Takakura Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5601
- [ 7 ] Collin S ,Pardo F ,Teissier R ,Pelouard J L 2001 *Phys. Rev. B* **63** 033107
- [ 8 ] Zhang B ,Wang Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1404 ( in Chinese ) [ 张波、王 智 2007 物理学报 **56** 1404 ]
- [ 9 ] Hong X G ,Xu W D ,Li X G ,Zhao C Q ,Tang X D 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6643 ( in Chinese ) [ 洪小刚、徐文东、李小刚、赵成强、唐晓东 2008 物理学报 **57** 6643 ]
- [ 10 ] Fang L ,Du J L ,Guo X W ,Wang J Q ,Zhang Z Y ,Luo X G ,Du C L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2499
- [ 11 ] Yi Y X ,Wang G P ,Long Y B ,Shan H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 604 ( in Chinese ) [ 易永祥、汪国平、龙拥兵、单 红 2003 物理学报 **52** 604 ]
- [ 12 ] Liu Y G ,Shi H F ,Wang C T ,Du C L ,Luo X G 2008 *Opt. Express* **16** 4487
- [ 13 ] Shi H F ,Luo X G ,Du C L 2007 *Opt. Express* **15** 11321
- [ 14 ] Miyamaru F ,Saito Y ,Takeda M W ,Hou B ,Liu L ,Wen W ,Sheng P 2008 *Phys. Rev. B* **77** 045124
- [ 15 ] Hibbins A P ,Lockyear M J ,Sambles J R 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 124903
- [ 16 ] Lockyear M J ,Hibbins A P ,Sambles J R 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 251106
- [ 17 ] Wang Y H ,Wang Y Q ,Zhang Y ,Liu S T 2009 *Opt. Express* **17** 5014

## Influence of groove in metallic subwavelength slit on transmission properties <sup>\*</sup>

Zheng Xian-Hua<sup>1)</sup> Wang Ying-Qi<sup>1 2)</sup> Zhang Yan<sup>1)†</sup>

<sup>1</sup> *Key Laboratory for Terahertz Spectroscopy and Imaging of Beijing , Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics of Ministry of Education ,Department of Physics ,Capital Normal University ,Beijing 100048 , China )*

<sup>2</sup> *Department of Physics ,Harbin Institute of Technology ,Harbin 150001 ,China )*

( Received 17 February 2009 ; revised manuscript received 3 April 2009 )

### Abstract

The influence of the structure and position of groove in a two-dimensional metallic subwavelength slit on transmission properties has been studied with the finite-difference time-domain method. The whole structure of slit with perpendicular groove could be regard as a *LC* oscillation circuit. The capacitance and inductance of this oscillation circuit will be altered when the structure of groove varies so that the resonant transmission peaks shift. And the drive source of circuit changes when the position of groove moves along the slit , as a result the distribution of electromagnetic filed in the structure is changed also. So the resonant transmission peaks are split. In this paper , the change of resonant transmission peaks as each parameter of the groove changes is analyzed with the principle of *LC* resonance.

**Keywords** : surface plasmon , transmissivity , *LC* resonance

**PACC** : 7320M , 8240M , 0762 , 6155F

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Program for Basic Research of China ( Grant Nos. 2006CB302901 2007CB310408 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10604042 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : yzhang@mail.cnu.edu.cn