

太赫兹波段下金属狭缝的透射增强特性研究^{*}

孟 阔¹⁾ 王艳花²⁾ 陈龙旺¹⁾ 张 岩^{1)†}

1) 北京市太赫兹波谱与成像重点实验室, 省部共建太赫兹光电子学教育部重点实验室, 首都师范大学物理系, 北京 100037)

2) 哈尔滨工业大学物理系, 哈尔滨 150001)

(2007 年 9 月 19 日收到, 2007 年 10 月 22 日收到修改稿)

用太赫兹时域光谱技术研究了具有不同宽度的金属狭缝透射光谱特征. 实验结果显示在实验测量有效光谱范围(0.2 THz—2.6 THz)内, 当狭缝宽度小到一定程度, 在频谱中出现了共振增强, 具有明显的带通带阻现象, 并在理论上分析了这种共振透射现象的原因.

关键词: 表面等离子体, 太赫兹脉冲, 时域光谱技术, 金属狭缝

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

1. 引 言

近些年来, 作为一门新兴学科表面等离子体亚波长光学得到了迅速发展. 这一领域的研究起源于 20 世纪初, 那时从实验上已经发现了金属材料做成的光栅, 在反射谱的某些频率处存在异常增强效应, 但是当时的理论不完善, 不能完全解释这种现象, 这个领域的发展一直比较缓慢. 直到 1998 年 Ebbesen 等^[1]报道了光束透过薄金属光栅在某特定频率处产生透射增强现象, 并预测了其重要的应用前景, 引起了包括来自物理, 化学, 材料和生物等领域的广泛关注. 随后的文献 2—6 主要报道了关于光束通过刻有二维亚波长孔阵列的金属光栅能够产生透射增强现象. 2001 年, Takakura^[7]理论上推导出 TM 模式(偏振方向垂直狭缝的方向)的线偏振光束垂直照射金属单一狭缝时, 同样会产生增强透射现象. 金属狭缝的这种在某些频率处产生的透射增强现象类似于 Fabry-Pero(F-P)腔效应, 其物理机理主要是由狭缝作为波导使得光波在通过狭缝时, 某些频率的光的强度被加强. 接着 Yang 在实验上证实了厚金属狭缝做为波导对微波波段^[8]TM 入射光波产生的类 F-P 腔的透射增强现象.

在表面等离子体亚波长光学中所研究的对入射光具有透射增强性质的金属结构有许多种, 例如二

维结构中的圆孔阵列, 方孔阵列和椭圆孔阵列^[9-11], 以及一维狭缝光栅结构^[12]和周围带有凹槽的单缝结构^[13]. 单一金属狭缝是其中最简单的结构, 是金属狭缝光栅的最小单元, 所以研究光通过单一金属狭缝的透射性质是表面等离子体亚波长光学的基础性内容, 有着重要的价值和意义.

本文利用太赫兹时域光谱技术来研究单一金属狭缝的透射性质, 它有以下优点: 第一, 太赫兹时域光谱技术得到的是时域波形, 通过快速傅里叶变换可以获得连续的频谱, 这种测量比频率可调谐式光源测量起来更方便. 第二, 太赫兹波段介于微波和红外光之间, 实验上所要求的金属狭缝特征尺寸相比于微波波段的金属狭缝尺寸小很多, 但相对可见光来讲又易于制作, 为以后研制小型表面等离子器件以及器件集成提供了基础. 第三, 太赫兹时域光谱技术不仅可以得到透射谱的强度信息, 而且还可以提供透射谱的相位分布, 为研究样品同太赫兹电磁波相互作用提供了更多的信息.

2. 实验装置和样品制备

本文使用太赫兹时域光谱技术进行测量, 其实验装置如图 1 所示. 太赫兹抽运光源是自锁模可调谐式钛蓝宝石激光器, 其脉宽是 100 fs, 中心波长 800 nm, 重复频率 82 MHz, 平均输出功率 1.044 W.

^{*} 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2006CB302901 和 2007CB310408)和国家自然科学基金(批准号: 10604042)资助的课题.

[†] E-mail: yzhang@mail.cnu.edu.cn.

用来产生太赫兹光的抽运光束从图 1 的右端入射, 经过透镜聚焦到太赫兹发射极砷化镓晶体上, 产生的太赫兹光经过金属抛物面镜 PM_1 和 PM_2 准直和聚焦, 在焦平面处形成一个直径约为 1.1 mm 的光斑, 然后被后面的两个金属抛物面镜 PM_3 和 PM_4 准直聚焦后, 打在探测极锑化锌晶体上. 探测晶体和差分探测器把太赫兹脉冲电场信息转化为电流信号, 经锁相放大器放大, 以时域波形的形式输出. 实验中所产生的太赫兹光是水平偏振的, 样品放置在抛物面镜 PM_2 和 PM_3 之间的焦平面处. 另外, 为了防止空气中水蒸气对太赫兹信号的影响, 从产生太赫兹信号到探测太赫兹信号的这一段光路被密封在高纯度的氮气环境下.

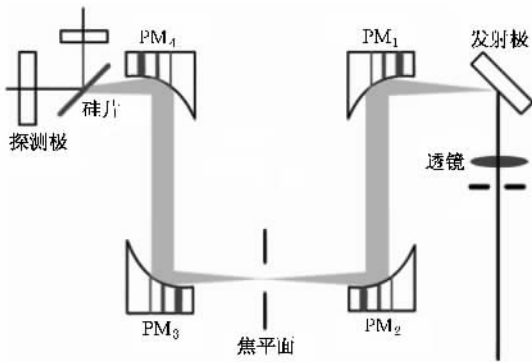


图 1 太赫兹时域光谱装置

本文所用到的样品是普通的不锈钢刀片, 长 37 mm, 宽 22 mm, 厚 0.2 mm. 我们所做的狭缝是由两个这种刀片的长边组成的, 刀片的长边是两面对称的斜劈状尖锋结构, 夹角 16° , 整个狭缝装置如图 2 所示. 图中, 两个一维电动平移台对称固定在升降平台上, 两个刀片用胶水分别粘置在两个电动平移台的移动平台上, 形成一个缝宽可调的竖直狭缝. 电动平移台的精度是 500 μm , 可以精确控制狭缝的宽度. 装置图的左下角插图显示狭缝的结构, w 代表狭缝的宽度, L 和 t 分别表示刀片的长和厚度.

通过太赫兹时域光谱技术可以分别获得没有样品时的时域谱和具有金属狭缝时的时域透射谱, 再利用快速傅里叶变换将两个时域谱转换成频率谱. 利用(1)式可以获取金属狭缝的透射系数的振幅和相位信息, 进而分析出金属狭缝对入射光的调制作用.

$$\begin{aligned} T(\nu) &= \frac{E_{\text{Transmitted}}(\nu)}{E_{\text{Reference}}(\nu)} \\ &= |T(\nu)| \exp[i\varphi(\nu)], \end{aligned} \quad (1)$$

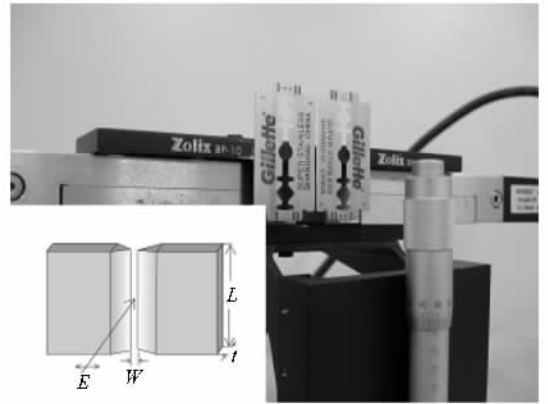


图 2 狭缝装置图

式中 $E_{\text{Transmitted}}(\nu)$ 代表透过金属狭缝的太赫兹电场振幅, $E_{\text{Reference}}(\nu)$ 代表入射太赫兹电场的振幅, $|T(\nu)|$ 和 $\varphi(\nu)$ 分别代表透射系数的振幅和相位, ν 表示频率.

3. 实验结果与分析

金属狭缝竖直放置在抛物面镜的焦平面处, 太赫兹光束垂直照射在金属狭缝上. 通过电动平移台控制金属狭缝的缝宽, 从而获得不同缝宽的狭缝的 TM 模式的透射时域谱. 图 3 给出了太赫兹光束通过各种宽度的狭缝后的时域谱. 所测量的时域时间为 33.2 ps, 对应的频率分辨率是 30.2 GHz. 时域谱后面出现的微小回波是由光路中晶体的界面反射引起的, 在处理数据时我们把它取为零并不影响实验结果和频谱分辨率.

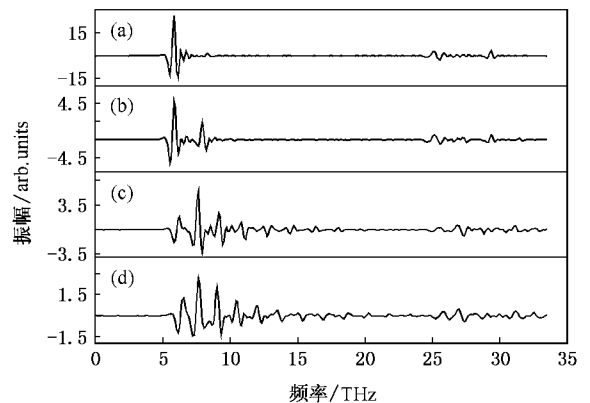


图 3 缝宽分别为(a) $240 \mu\text{m}$, (b) $180 \mu\text{m}$ (c) $120 \mu\text{m}$ 和 (d) $60 \mu\text{m}$ 时的太赫兹脉冲时域谱

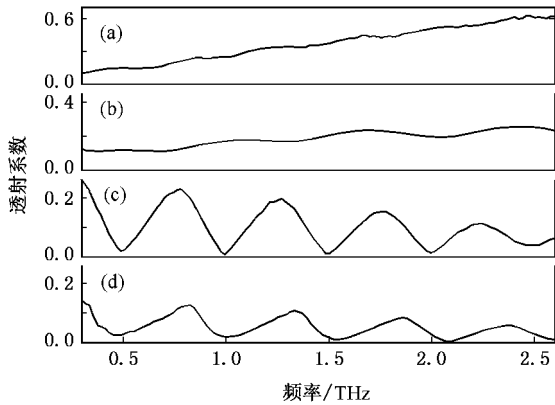


图 4 缝宽分别为(a)240 μm (b)180 μm (c)120 μm 和(d)60 μm 时的狭缝透射系数的振幅随频率变化谱

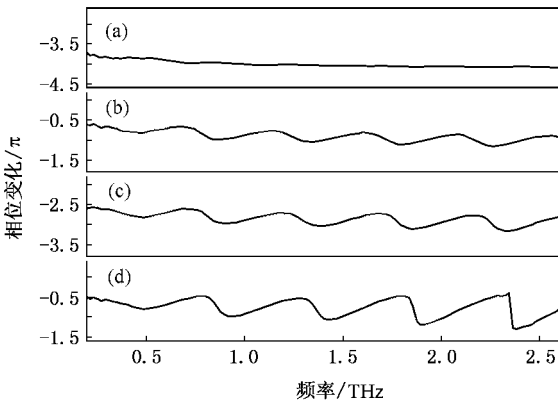


图 5 缝宽分别为(a)240 μm (b)180 μm (c)120 μm 和(d)60 μm 的狭缝透射系数的相位随频率变化谱

从图 3 中可以观察到随着缝宽由 240 μm 逐渐减小到 60 μm,主脉冲强度减小,小脉冲数量增加,这说明狭缝两边缘激发的表面等离子体互相耦合的强度随着狭缝间距的变小而增加,引起了透射波谱的剧烈震荡.在频域图 4 中更明显看到这一点,当缝宽减小到 120 μm 以后共振峰变得急剧尖锐.另外我们分析了透射系数的相位信息,可以验证这种共振增强透射的存在.根据 Kramers-Kronig 关系^[9],金属狭缝透射强度的变化由其相位变化所决定.从相位图 5 中可以看到缝的宽度为 240 μm 的金属狭缝相位在整个频段没有什么变化,其对应的图 4 中的共振透射强度信息很微弱.随着金属狭缝的变窄,相位变化逐渐增强,在缝宽为 60 μm 时,相位变化对应的共振强度信息非常明显.通过对比图 4 和图 5,共振透射的振幅和相位变化是一致的.这充分说明金属狭缝宽度小到一定程度,在透射光束的频

谱上出现共振增强的带通带阻现象.

这种带通带阻现象类似于 F-P 腔共振特征,与文献 7 的情况是一致的.当缝宽与入射波长的比值(w/λ)足够小时,单一金属狭缝的透射频谱会满足 F-P 腔效应的条件.从理论分析的角度来讲,单一金属狭缝所产生的共振透射特征与 F-P 腔效应有很大的区别.对于 F-P 腔效应,共振峰位的波长位置仅需要满足(2)式, t 是狭缝的厚度, N 是模数(取正整数).对于金属狭缝产生的类 F-P 腔效应特征,透射峰位对应 λ_{FP} 出现波长红移^[7],其波长偏移量的大小还需要满足(3)式.

$$f_{FP} = \frac{cN}{2t} \tag{2}$$

$$\frac{\lambda_{shift}}{\lambda_{FP}} = \frac{\alpha w/t [\ln(\pi w/\lambda_{FP}) - 3/2]}{\alpha w/t [\ln(\pi w/\lambda_{FP}) - 1/2] - \pi} \tag{3}$$

以缝宽为 120 μm 的金属狭缝为例,其透射频谱如图 4(c).在实验测量的有效频段(0.2 THz—2.6 THz)内,四个共振峰的频率位置分别为 0.7417 THz, 1.2296 THz, 1.7371 THz 和 2.225 THz.由于我们使用的样品是斜劈状金属狭缝结构,所产生的类 F-P 腔效应的狭缝等效厚度需要根据(2)式间接获得.F-P 腔效应中共振峰位的频率间隔是相等的,所以把四个共振峰位的实验值代入到下式可以近似获得峰位间隔频率 Δf ,

$$\Delta f = ((f_2 - f_1) + (f_3 - f_1) + (f_4 - f_1))/6. \tag{4}$$

进而由(2)式,得到狭缝的等效厚度约为 303 μm.再根据(3)式得到理论上的峰位波长红移的大小,整个计算结果如表 1 所示.从图 6 中看到金属狭缝在大

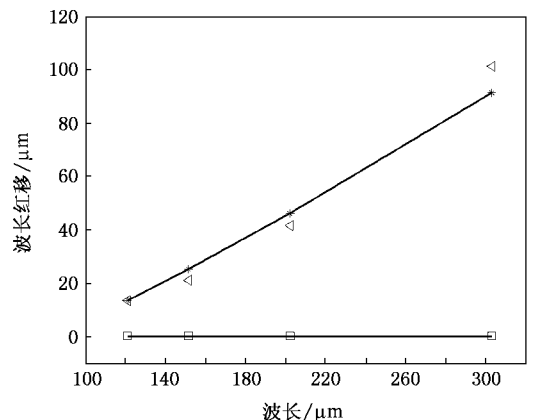


图 6 缝宽为 120 μm 时,狭缝产生的共振透射峰的峰位波长红移结果(*代表理论值,Δ代表实验值,□代表共振峰的波长位置)

赫兹波段产生的共振波长红移的实验值与理论值符合得很好. 与文献 [8] 的共振波长红移结果相比, 本文的波长红移相对 F-P 腔共振波长 λ_{FP} 更大, 这说明尖劈状金属狭缝所激发的表面等离子体共振协助光透射的作用更大, 引起更明显的波长红移效果.

表 1 透射峰位红移的理论和实验结果

峰位 N	2	3	4	5
$\lambda_{FP}/\mu\text{m}$	303.19	202.13	151.59	121.28
理论值 $\Delta\lambda/\mu\text{m}$	91.45	46.08	25.10	13.31
实验值 $\Delta\lambda/\mu\text{m}$	101.01	41.68	20.99	13.46

共振峰的强度随着频率的变化并不是像文献 [8] 随着频率增加单调下降. 当缝宽大于 $150\ \mu\text{m}$ 时, 共振峰的强度由原来的单调递减变化为单调递增, 这主要是因为金属狭缝宽度大于入射光的截止波长的一半造成的. 入射脉冲中心频率 (1 THz) 对应的波长为 $300\ \mu\text{m}$, 对应这一截止波长的狭缝缝宽为 150

μm . 从图 4 可以观察到在大于 $150\ \mu\text{m}$ 的缝宽下, 在太赫兹频段透射率随频率增大有一个倾斜上升的趋势, 这种趋势是由于直接从狭缝透过的光起到主要作用, 从而使得透射增强峰的强度随着频率的增加单调递增.

4. 结 论

本文在实验上验证了金属狭缝在太赫兹频段产生类 F-P 腔效应的透射特征和共振透射峰位偏移现象, 初步论证这种金属狭缝结构的物理机理是由狭缝边缘激发的表面等离子体激元耦合协助类 F-B 腔效应产生的. 同时实验还发现共振透射峰强度并不随着频率的增大单调减小, 当狭缝缝宽大于入射波长的一半时, 共振峰的透过率是随着频率增大而增加的. 这些结果对研究表面等离子器件, 例如滤波器和纳米光刻技术等方面提供了一定的依据.

[1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* (London) **391** 667
 [2] Ghaemi H F, Thio T, Grupp D E, Ebbesen T W, Lezec H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6779
 [3] Schröter U, Heitmann D 1998 *Phys. Rev. B* **58** 15419
 [4] Porto J A, Garcia-Vidal F T, Pendry J B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2845
 [5] Treacy M M J 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 606
 [6] Popov E, Nevière M, Enoch S, Reinisch R 2000 *Phys. Rev. B* **62** 16100

[7] Takakura Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5601
 [8] Yang F Z, Sambles J R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 63901
 [9] Qu D X, Grischkowsky D, Zhang W L 2004 *Opt. Lett.* **29** 896
 [10] Cao H, Nahata A 2004 *Opt. Express* **12** 1004
 [11] Masson J B, Gallot G 2006 *Phys. Rev. B* **73** 121401
 [12] 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]
 [13] Lin D Z, Chang C K, Chen Y C, Yang D L, Lin M W, Yeh J T, Liu J M, Kuan C H, Yeh C S, Lee C K 2006 *Opt. Express* **14** 3503

Resonant transmission of the terahertz pulse through a subwavelength metallic slit^{*}

Meng Kuo¹⁾ Wang Yan-Hua²⁾ Chen Long-Wang¹⁾ Zhang Yan^{1)†}

¹⁾ *Beijing Key Lab for Terahertz Spectroscopy and Imaging, Key Laboratory of Terahertz Optoelectronics, Ministry of Education
Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037, China)*

²⁾ *Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)*

(Received 19 September 2007; revised manuscript received 22 October 2007)

Abstract

The transmission property of a single thin metallic slit with different widths has been investigated by terahertz (THz) time-domain spectroscopy. The experiment results show that in the effective spectroscopic range (0.2—2.6 THz), the Fabry-Perot-like behavior was observed when the slit width decreases to a certain value. According to the theory of surface plasmon subwavelength optics, this resonant phenomenon was analyzed.

Keywords : surface plasmons, terahertz pulse, time-domain spectroscopy, metallic slit

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

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2006CB302901, 2007CB310408) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10604042).

[†] E-mail : yzhang@mail.cnu.edu.cn