

# 金属导线偶合 THz 表面等离子体波

陈 华<sup>1)†</sup> 汪 力<sup>2)</sup>

1) 东南大学物理系, 南京 210096)

2) 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100190)

(2008 年 8 月 29 日收到, 2008 年 10 月 22 日收到修改稿)

利用 THz 时域光谱技术, 研究了具有不同排列参数的金属导线阵列的透射特性, 分析了金属导线半径、排列间隔以及入射电场的偏振方向对表面等离子体波产生和传播的影响. 在具有等间隔缝隙的金属导线中, 当电场偏振方向垂直金属导线时, 透射信号受等离子模式和谐振腔模式的共振效应的影响, 而当电场偏振平行金属导线时, 只存在谐振腔模式的共振.

关键词: THz, 时域光谱, 铜导线, 表面等离子体

PACC: 4225B, 5240D, 7830

## 1. 引 言

大部分金属在 THz 波段是良导体<sup>[1]</sup>, 从而使研究金属的表面等离子体 (SP) 效应的尺寸从纳米量级延伸到了微米量级, 即从光频到 THz 频段<sup>[2,3]</sup>. 当具有亚波长结构的金属受到 THz 电磁波的辐射时, 在金属和空气的界面, 激发的金属自由电子和 THz 电磁波产生共振, 形成 SP 波. 区别于光频或者红外系统的光谱探测装置, THz 时域光谱技术是一种理想的测量系统. 这是因为: 1) 在 THz 波长下, SP 波的产生和耦合结构只需在微米量级, 而在光频, 纳米结构的 SP 器件的加工和制作复杂得多<sup>[4-6]</sup>. 2) THz 电磁波的相干特性使我们更容易地测量 SP 器件的透射或反射信号的位相延迟, 从而确定 SP 波传播的色散关系<sup>[7-9]</sup>. 因此, THz 技术已经广泛地被用于研究具有亚波长周期性结构的表面等离子体共振现象<sup>[7-9]</sup>. 在研究表面等离子体和 THz 电磁波的耦合的实验和理论工作中, 异常透射增强是大家普遍感兴趣的现象, 因为这种现象对于提高光探测技术的分辨率及其光存储等有着潜在的运用<sup>[10]</sup>. 但是, 最近的研究表明, SP 波不仅导致入射光的透射增强, 也可以导致入射光的透射减弱. 对于不同的结构, SP 波的产生和耦合机理会受到调制, 只有当 SP 的位相和入射光匹配时, 才会导致透射增强, 反之抑制入

射光的透射强度<sup>[11]</sup>. 本文利用 THz 时域光谱技术, 对金属导线偶合 THz 表面等离子体波的现象进行了研究, 并通过傅里叶变换的方法得到了表面等离子体波在 THz 波段的偶合频率. 在具有等间隔缝隙的金属导线中, 我们发现了透射信号减弱的现象. 通过分析我们论证了 SP 波的位相和透射信号不一致时会导致透射减弱.

## 2. 实 验

图 1 为金属导线排列的示意图. 亚波长的金属铜导线整齐的排列在 Teflon 基片上, 并用聚四氟乙烯双面胶布固定. 为了避免边缘处的衍射信号, 在 THz 的入射面, 我们用直径为 4 mm 金属孔限制 THz 电磁波的辐射范围. 本文讨论以下 3 种样品: I. 直径  $R = 100 \mu\text{m}$  的铜导线紧密排列, 且相邻的金属线没有间隔; II. 直径  $R = 150 \mu\text{m}$  的铜导线紧密排列, 且相邻的金属线没有间隔; III. 直径  $R = 150 \mu\text{m}$  的铜导线间隔  $d = 150 \mu\text{m}$  排列. 其中, 样品 I, II 共有 120 根导线, 样品 III 有 60 根导线; 样品 I 的尺寸为  $12 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ , 样品 II, III 的尺寸为  $18 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ . 样品的测量是在中科院物理所光物理实验室的透射型 THz 时域光谱装置上完成的<sup>[12,13]</sup>. 激光器的中心波长在 800 nm, 脉宽为 100 fs, 重复频率为 82 MHz, 平均功率 0.79 W. 激光脉冲激发 (100) 的 InAs 产生偏振的 THz 电磁波, 经过 (110) 的电光晶体

† 通信联系人. E-mail: chenhu@seu.edu.cn

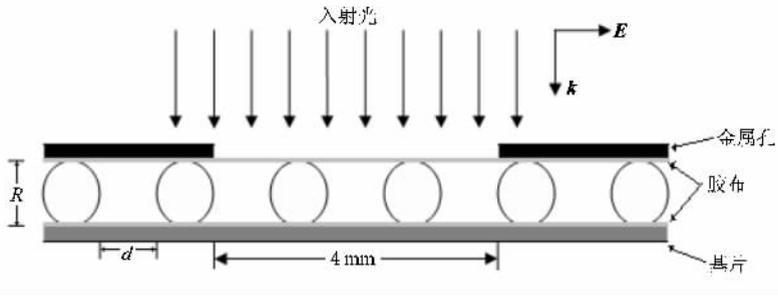


图 1 金属导线阵列示意图(电场方向垂直导线,  $R$  为导线直径;  $d$  为导线间隔)

ZnTe 探测. 实验的探测部分置于真空室中, 以消除空气中水蒸气对于光谱测量的影响.

### 3. 结果和讨论

首先, 在 THz 光谱中测量贴有聚四氟乙烯双面胶布的 Teflon 基片, 并把得到的信号作为实验的参考, 如图 2 所示. 对于金属导线, 只有当电磁波的偏振垂直导线, 才能激发表面等离子体波<sup>[14, 15]</sup>. 通过我们的实验, 这个结论在 THz 波段得到了验证. 我们通过转动样品台, 分别得到了 THz 电场偏振平行或垂直金属导线方向时的透射信号, 如图 3 所示. 对比两个方向的透射信号的强度和波形, 当 THz 电场平行金属导线时, 信号强度几乎为零, 微弱的信号可能是由于在制作样品时, 金属导线有些地方没有紧密排列, 导线间的缝隙使 THz 电磁波透射过去. 而当 THz 电场垂直金属导线时, 透射信号强度为 4.65 nA (信号最大值), 且在信号的尾端出现了一系列振荡信号. 在图 3 中我们用粗实线表示振荡信号. 这种长的振荡信号是由于当金属导线受到 THz 电磁波的辐射, 在金属和空气的界面, 激发的金属自由电子和 THz 波发生共振, 形成 SP 波, SP 波和 THz 波相互

耦合导致的. 为了获取详细的信号, 我们测量的时间窗口设为 20 ps, 直到振荡信号完全湮没在测量系统的噪声里.

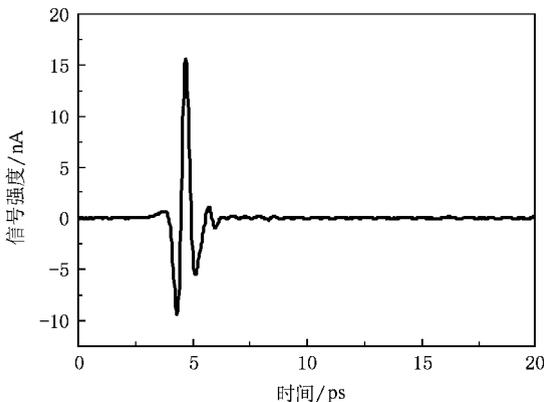


图 2 参考信号的时域波形

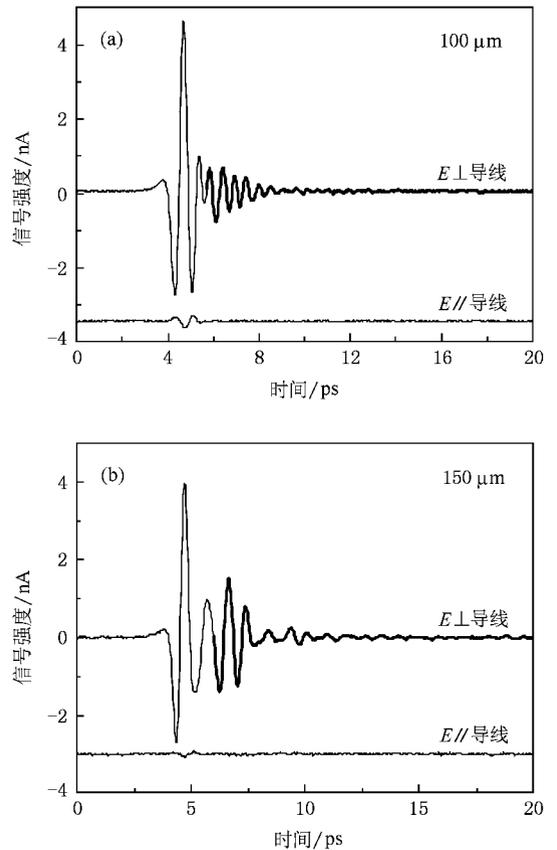


图 3 THz 电磁波激发样品 I, II 后探测到的信号

在图 2 中可以看到, 入射的 THz 信号只有一个周期, 而 SP 波的产生和传播相对 THz 电磁波有一个时间延迟. 因此, 为了处理数据的方便, 可以认为图 3 中细实线表示的主信号是 THz 电磁波激发金属导线后从金属导线二次辐射出去的信号, 而粗实线表示的振荡信号是 SP 波的产生和传播导致的<sup>[15, 16]</sup>. 因此, 在图 3 中, 我们截取振荡信号部分并对其进行了傅

里叶变换 相应的频谱如图 4. 截取部分的频谱都出现了一个峰 我们认为这个特点和 SP 波的产生和传播是有关系的 原因是 1)粗实线代表的振荡信号只出现在 THz 电场垂直于导线的情况下 平行的情况下没有观察到 2)对于我们的实验系统 通过 SP 波的色散关系<sup>[17]</sup> :

$$\omega_{sp} = |K_{in} + G| \frac{c}{2\pi} \{(\epsilon_m + \epsilon_d)/\epsilon_m \epsilon_d\}^{1/2}, \quad (1)$$

其中  $K_{in}$  是入射 THz 波的波矢,  $G$  是周期性结构的倒格矢,  $c$  是光速,  $\epsilon_m$  是金属的介电常数,  $\epsilon_d$  是金属周围介质的介电常数. 在 THz 波段,  $Cu$  的介电常数的实部和虚部约为  $10^{41}$  (虚部为负值), 而聚四氟乙烯的介电常数为 2.1 (由实验测出). 由于  $\epsilon_m \gg \epsilon_d$ , 且将金属导线阵列等效成一维周期排列, 即  $G = 2\pi/L$ ,  $L$  是金属导线的周期常数. (1) 式可以近似成

$$\omega_{sp} = \frac{c}{L\sqrt{\epsilon_d}}, \quad (2)$$

根据 (2) 式 样品 I 的 SP 波共振频率是 2.07 THz 样品 II 的 SP 波共振频率是 1.38 THz. 在图 4 中, 我们得到的  $\omega_{sp1} = 1.86$  THz,  $\omega_{sp2} = 1.13$  THz, 观察的 SP 偶合频率相对于计算明显地向高频移动. 首先, 在图 3 中, 我们不能准确地判断 SP 波产生的时间和传播导致的时间延迟 因此对截取部分的选取会影响傅里叶变换后的峰位位置 其次, 对于 SP 波的色散关系, 在光频对于周期性结构 (1) 式是适用的, 但到了远红外和微波频段, 反映金属体材料内部的电子运动的介电常数  $\epsilon$  发生了变化, 而具有亚波长结构的金属的介电常数  $\epsilon$  仍然是根据在光频中的处理方法得到的, 因此, 在我们实验的观察结果向高频移动.

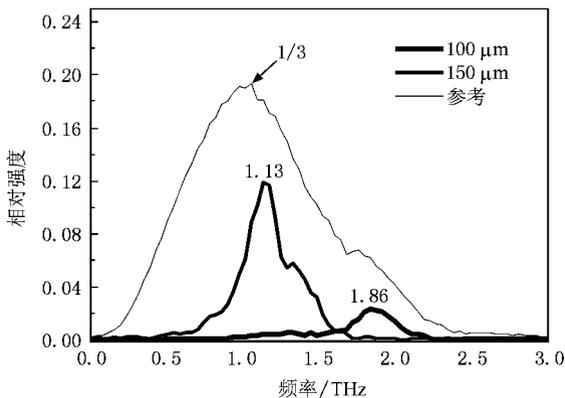


图 4 截取图 3 信号中粗实线表示的部分信号, 进行傅里叶变换后得到的频域图(为了表示清晰, 参考信号的频谱强度缩小了 1/3)

但是这种近似的处理方法, 对于验证在 THz 波段 SP 波的产生和传播是很有帮助的.

THz 电磁波激发样品 III 后探测到的时域信号如图 5 所示. 当转动样品台, 使电场偏振方向分别垂直和平行导线的情况下, 在主信号的尾端都出现了振荡. 同上, 我们用粗实线表示振荡信号, 并对其做傅里叶变换, 相应的频谱如图 6. 当电场偏振垂直导线的时候, 带有周期性间隔的样品 III 在 THz 波段的 SP 波的共振频率是 0.82 THz, 由 SP 波色散关系(2)式计算得出  $\omega_{sp3} = 0.69$  THz, 实验结果相对于计算向高频移动. 而当电场偏振平行导线时, 没有产生 SP 波, 我们同样探测到了类似的振荡信号, 这主要是由于具有缝隙的金属线阵列支持类似谐振腔模式的电磁波共振<sup>[18]</sup>. 根据 Hessel 和 Oliner 提出的类似谐振腔模式的电磁波共振条件<sup>[19]</sup>, 共振发生的最大位置是  $\omega_{resonance} = c/2nR$ ,  $n$  是空气的折射率,  $R$  是导线的直

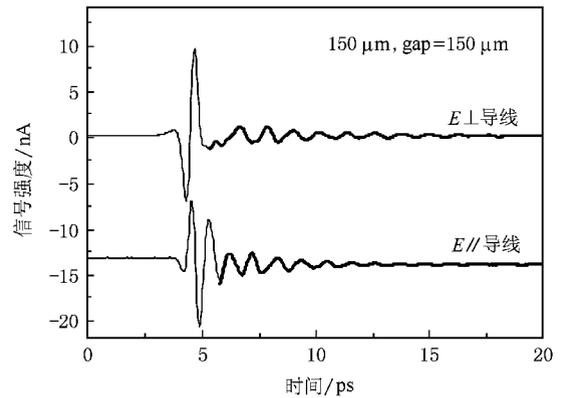


图 5 THz 电磁波激发样品 III 后探测到的信号

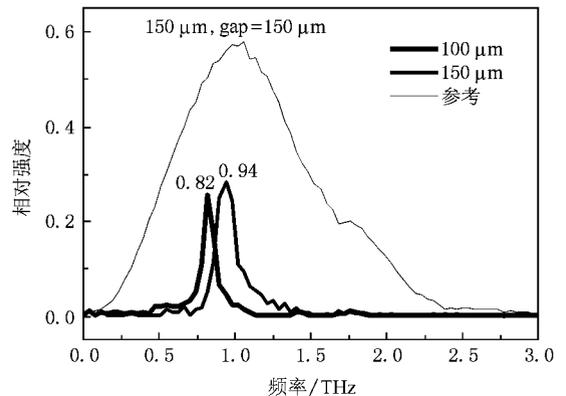


图 6 截取图 5 信号中粗实线表示的部分信号, 进行傅里叶变换后得到的频域图

径,即缝隙深度.在这里, $n = 1$ , $d = 150 \mu\text{m}$ ,计算得到  $\omega_{\text{resonance}} = 1 \text{ THz}$ ,而通过实验数据在图 6 中我们得到的频率为  $0.94 \text{ THz}$ .同时,我们注意到,当电场偏振垂直导线时,也会有类似谐振腔模式的共振现象发生,它的存在会影响 SP 波的耦合效率,从而导致透射增强或者减弱效应,这主要由这两种共振模式的位相是否匹配来决定的.由于这两种模式是同时存在的,在实验中无法分开测量,得到其各自的位相关系,因此只能通过参考别人的理论工作加以证实<sup>[18,19]</sup>.

## 4. 结 论

在 THz 时域光谱中,我们对亚波长尺寸的金属铜导线阵列进行了测量.由傅里叶变换的方法,得到了三种不同导线尺寸、排列周期的样品的 SP 波的耦合频率.在带有等缝隙的金属导线样品 III 中,当电场偏振的方向平行导线时,探测到的振荡信号是由于类似谐振腔模式的共振导致的;而垂直情况下的振荡信号是由于类似谐振腔模式的共振和 SP 波共同引起的.

- [ 1 ] Qu D X , Grischkowsky D , Zhang W 2004 *Opt . Lett .* **29** 896
- [ 2 ] Markelz A G , Roitberg A , Heiweil E J 2000 *Chem . Phys . Lett .* **320** 42
- [ 3 ] Sprik R , Duling I N , Chi C C , Grischkowsky D 1987 *Appl . Phys . Lett .* **51** 548
- [ 4 ] Chandezon J , Dupuis M T , Cornet G , Maystre D 1982 *J . Opt . Soc . Am .* **72** 839
- [ 5 ] Pendry J B , Martin-Moreno L , Garcia-Vidal F 2004 *Science* **305** 847
- [ 6 ] Hibbins A P , Evans B R , Sambles J R 2005 *Science* **308** 670
- [ 7 ] Jeon T I , Zhang J , Grischkowsky D 2005 *Appl . Phys . Lett .* **86** 161904
- [ 8 ] Cao Q , Jahns J 2005 *Opt . Express .* **13** 511
- [ 9 ] van der Valk N C J , Planken P C M 2005 *Appl . Phys . Lett .* **87** 071106
- [ 10 ] Kneipp K , Kneipp H , Itzkan L , Dasari R R , Feld M S 2002 *J . Phys . : Condens . Matter .* **14** 597
- [ 11 ] Hibbins P , Hopper I R , Lockyear M J , Roy Sambles J 2006 *Phys . Rev . Lett .* **96** 257402
- [ 12 ] Yang Y P , Xu X L , Yan W , Wang L 2005 *Chin . Phys . Lett .* **8** 2123
- [ 13 ] Yang Y P , Yan W , Xu X L , Shi Y L , Wang L 2005 *Chin . Phys . Lett .* **22** 1401
- [ 14 ] Raether H , 1988 *Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings* ( Berlin : Springer-Verlag )
- [ 15 ] O'Hara J F , Averitt R D , Taylor A J 2004 *Opt . Express .* **12** 6397
- [ 16 ] Fumiaki Miyamaru , Masaki Tanaka and Hangyo 2006 *Phys . Rev . B* **74** 153416
- [ 17 ] Tae Jin Kim , Tineke Thio , Ebbesen T W , Grupp D E , Lezec H J 1999 *Opt . Lett .* **24** 256
- [ 18 ] Wirgin A , Maradudin A A 1985 *Phys . Rev . B* **31** 5573
- [ 19 ] Hessel A , Oliner A A 1965 *Appl . Optics .* **4** 1275

# Terahertz surface plasmon polariton coupling on brass rods

Chen Hua<sup>1)†</sup> Wang Li<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Department of Physics, Southeast University, Nanjing 210096, China*

<sup>2)</sup> *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

( Received 29 August 2008 ; revised manuscript received 22 October 2008 )

## Abstract

In the experiment for studying the nature of coupling between surface plasmon ( SP ) wave and terahertz radiation by subwavelength-sized brass rods , we found that the polarization of the THz field , size of rods , and slit between rods critically affect the coupling efficiency . By the method of Fourier transform of the time domain data , we found the coupling frequency in THz range . With equal slits between the brass rods , we demonstrated that the transmission resonance is attributed to the combined effects of surface plasmon and cavity mode resonance when the electric vector is perpendicular to the grating wires , while the cavity mode resonance dominates the resonance transmission when they are parallel .

**Keywords :** terahertz , time domain spectroscopy , brass rods , surface plasmon polaritons

**PACC :** 4225B , 5240D , 7830

---

† E-mail : chenhua@seu.edu.cn