

# 太赫兹波段表面等离子光子学研究进展\*

王玥<sup>1)2)</sup> 王暄<sup>2)3)†</sup> 贺训军<sup>1)</sup> 梅金硕<sup>1)</sup> 陈明华<sup>1)</sup>  
殷景华<sup>1)</sup> 雷清泉<sup>2)3)</sup>

1) (哈尔滨理工大学, 电子科学与技术系, 哈尔滨 150080)

2) (哈尔滨理工大学, 工程电介质及其应用教育部重点实验室, 哈尔滨 150080)

3) (哈尔滨理工大学, 电子与电气工程学院, 哈尔滨 150080)

(2011年8月16日收到; 2011年11月27日收到修改稿)

表面等离子光子学是研究金属、半导体纳米结构材料独特的光学特性, 是目前光子学中最有吸引力、发展最快的领域之一. 伴随着微/纳制造技术与计算机模拟技术的进步, 表面等离子光子学在可见光、红外、太赫兹以及微波频段得到了广泛研究, 在高灵敏生化传感、亚波长光波导、近场光学显微、纳米光刻等领域有潜在的应用价值. 特别是人工超材料的发展, 为自然界长期缺乏响应太赫兹波的材料和器件奠定了基础, 从而也促进了太赫兹波段表面等离子光子学的研究. 本文从太赫兹表面等离子波的激发、传导、最新应用及未来发展趋势等几个方面进行了回顾和讨论, 将最新研究成果展示给读者.

**关键词:** 太赫兹波, 表面等离子光子学

**PACS:** 73.20.Mf, 78.67.+m

## 1 引言

表面等离子波的研究重新引起了物理、化学、材料与生物学家的极大兴趣, 成为近年来科学界的研究热点<sup>[1,2]</sup>. 它是沿着导体表面传播的具有独特性质的电磁波. 通过改变导体表面形貌可以调控表面波与光的相互作用, 这为新型小型化光子器件的发展提供了良好的机遇, 表面等离子器件的研究成功将极大地提高光子回路的集成度.

在研究快速电子通过金属薄膜时能量损耗的开创性工作中, Ritchie 预测到金属表面有自持的集体激发现象存在<sup>[3]</sup>. 这与 Pine 和 Bohm 等人研究金属中价电子间的长距离库仑作用时产生的集体等离子 (Plasma) 共振相似, 共同解释了利用快速电子轰击金属薄膜时的实验现象<sup>[4,5]</sup>. Ritchie 进一步研究了金属薄膜边界对集体激发产生的影响,

发现边界效应导致了一种低损耗新颖现象的出现, 而这种现象是由表面集体振荡激发引起的. 两年后, 电子能量损耗实验证实了这种集体激发的存在, 后被 Stern 和 Ferrel 命名为表面等离子体 (Surface Plasmon-SP)<sup>[6]</sup>. 从此, 在凝聚态物质和表面物理领域有大量卓有成效的理论和实验工作研究 SP 现象, 这些研究成果对揭示各种固体材料特别是薄膜材料的基本特性以及对各种实验结果的解释具有举足轻重的作用. 目前, 对 SP 的研究扩展到各个领域, 从电化学、表面刻蚀与生物传感到扫描隧道显微、表面离子发射、纳米颗粒生长、SP 显微以及 SP 共振技术等. 而对纳米结构材料电磁特性的研究成为 SP 新的研究热点, 其中最具吸引力的研究是当光照射到具有周期性亚波长孔径的金属薄膜时产生的透射增强现象<sup>[7]</sup>.

早在 20 世纪初, Zenneck 和 Sommerfeld 分别研究平面界面和圆柱界面时预测并定义了表面波,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60871073, 51005001)、毫米波国家重点实验室项目 (批准号: K201208)、黑龙江省教育厅科学技术项目 (批准号: 12521110) 和哈尔滨理工大学青年科学基金 (批准号: 2009YF025, 2009YF026) 资助的课题.

† E-mail: topix@sina.com

后被称为表面等离子激元 (Surface Plasmon Polaritons, SPPs). 它是指导体 - 介质界面产生的电荷集体振荡现象. 如图 1 所示, 上半部分为电介质 (介电常数为  $\epsilon_1$ ), 下半部分是导体 (介电常数为  $\epsilon_m$ ). 当电磁波作用到导体 - 介质的界面时, 导体中的自由电子与电磁波相互作用, 导致自由电子浓度涨落, 当入射电磁波的频率与引起自由电子的集体振荡频率一致时, 便产生了强烈限制在金属表面传播、在垂直表面的方向上能量急剧衰减的具有独特性质的 SPPs. 随着对金属纳米结构独特的局域化 SPPs 的不断深入研究, 出现了在纳米尺度操控光子的新型技术, 这些具有前景的技术使得“等离子光子学”(Plasmonics) 应用而生. 它是研究 SPPs 的产生、传输、调制和探测以实现 SPPs 在未来光子集成电路、生物传感器、表面近场光学、纳米光刻技术等领域的的应用 [8,9].

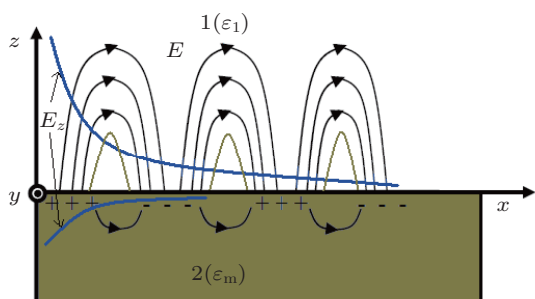


图 1 表面等离子波产生示意图

尽管过去对 SPPs 的研究主要集中在可见光波段, 但是, 在太赫兹 (THz) 波段, SPPs 在 THz 互联、THz 成像、THz 传感以及下一代产生和探测 THz 波的光电导天线等领域具有重要的应用价值. 而 THz 波段 SPPs 透射增强可应用于 THz 近场光学显微技术, 这与 THz 波导相结合, 通过共振 SPPs 耦合 THz 波, 以实现新一代光子器件 [10,11].

本文结合作者的研究经历, 针对 THz 波段 SPPs 的产生, 传输以及 THz SPPs 在不同领域的应用的最新研究进展讨论, 以满足读者对该方向的最新研究动态的把握.

## 2 THz 波段 SPPs 的激发

通常来说, SPPs 是形成于金属 - 介质表面, 是由入射的电磁波中随时间变化的电场分量引起金属中自由电子产生的位移极化并在库仑力作用下

产生振荡而后与入射光子耦合形成的. 它具有双面性, 即在金属一侧体现出等离子特性, 而在介质一侧体现出电磁波特性. 并且在垂直表面两侧, 电场分量以指数形式衰减, 在界面处有最大值 [12].

### 2.1 SPPs 的色散关系

由于 SPPs 是由入射电磁波引起的, 因此, 其色散关系可以通过求解 Maxwell 方程并结合边界条件得到. 同时, SPPs 是 P 极化波, 电场平行于入射面, 因此, 只有在 TM 波入射到金属 - 介质表面时, 才会产生 SPPs. 如图 2 所示, 在 TM 波入射时, 其电场与磁场分量为:  $E = (E_x, 0, E_z)$ ,  $H = (0, H_y, 0)$ . 则在介质 1 和导体 2 中的场分量分别为:

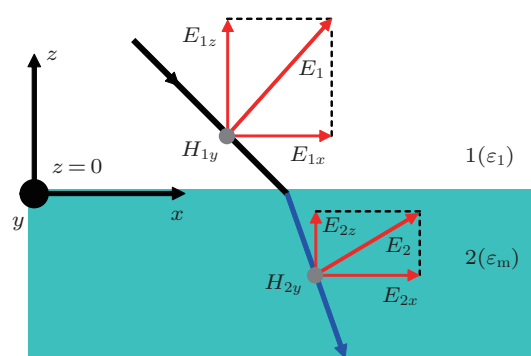


图 2 TM 波入射导体 - 介质表面的场分量

$$E_1 = (E_{1x}, 0, E_{1z}) e^{i(k_{1x}x - \omega t)} e^{ik_{1z}z}, \quad (1)$$

$$H_1 = (0, H_{1y}, 0) e^{i(k_{1x}x - \omega t)} e^{ik_{1z}z},$$

$$E_2 = (E_{2x}, 0, E_{2z}) e^{i(k_{2x}x - \omega t)} e^{ik_{2z}z}, \quad (2)$$

$$H_2 = (0, H_{2y}, 0) e^{i(k_{2x}x - \omega t)} e^{ik_{2z}z}.$$

利用边界条件  $E_{1x} = E_{2x}$  与  $H_{1x} = H_{2x}$ , 可得  $\frac{k_{1z}}{\epsilon_1} = \frac{k_{2z}}{\epsilon_m}$ , 其中  $k_{1z} = -\sqrt{\epsilon_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2}$ ,  $k_{2z} = \sqrt{\epsilon_m \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2}$ . 因此, 可以得到 SPPs 波矢

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_1}{\epsilon_m + \epsilon_1}}, \quad \left(k_0 = \frac{\omega}{c}\right), \quad (3)$$

式 (3) 即为 SPPs 的色散关系, 其中  $k_0$  为自由空间波矢. 在 (3) 式中, 通常金属的介电特性由 Drude 模型描述

$$\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma_c)} \xrightarrow{\omega \gg \gamma_c} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (4)$$

其中,  $\gamma_c$  为弛豫频率,  $\omega_p$  是等离子共振频率  $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m_0\epsilon_0}}$ ,  $n$  为电子浓度,  $m_0$  为电子质量. 图 3 所示的是典型金属的 SPPs 色散关系, 图中斜虚线是光线, 实线是 SPPs 波矢随角频率的变化, 从图中可以看出, 在  $\omega$  从 0 到  $\omega_p/\sqrt{1+\epsilon_1}$  频率范围内, SPPs 色散曲线在光线的右侧, 同频率下 SPPs 波矢大于自由空间波矢  $k_0$ . 由于金属的  $\epsilon_m$  与频率息息相关, 而  $\epsilon_1$  对频率的依赖很弱. 因此  $k_x$  与  $k_0$  的偏离程度取决于频率的高低. 当入射光频率接近表面等离子频率  $\omega_{sp} = \omega_p/\sqrt{1+\epsilon_1}$  时,  $k_x$  达到无穷大. 这说明金属表面能够传播频谱较宽的 SPPs.

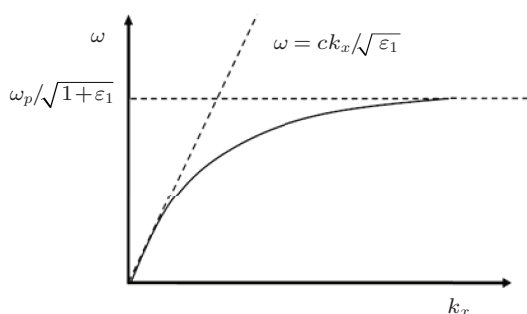


图 3 SPPs 色散关系 [12]

对于普通金属 Cu, Ag, Au 和 Al, 其电子浓度  $n \sim 10^{23}$ , 因此决定了该等离子频率位于可见光和紫外区域. 对于这些良导体, 要想获得低频波段的等离子体频率是很困难的, 如何才能实现 THz 波段的等离子体频率? 如何在这么长的波长范围内存在 SPPs 现象, 将是我们面临的问题, 下面就这些问题展开讨论.

## 2.2 产生 THz 波段 SPPs 的方法

由于金属的介电常数通常是复数, 具有负的实部, 只有当  $-\text{Re}(\epsilon_m) = \epsilon_1$  时, 才能达到等离子频率  $\omega_{sp}$ . 然而, 在 THz 波段, 金属的介电常数迅速增加, 其实部是介质介电常数的数倍, 此时, 金属在 THz 波段的电导率非常大, 对 THz 波显示出透明性. 因此 SPPs 色散曲线接近光线部分, 即  $k_x \approx k_0\sqrt{\epsilon_1}$ . 结果, 垂直于界面的波矢  $k_{1z} = \left| \sqrt{\epsilon_1 k_0^2 - k_x^2} \right|$  是非常小的, 从而对表面波的限制非常弱. 这样的表面波, 即为 Sommerfeld 或者 Zenneck 波, 已经在 THz 波段研究过 [13-15]. 从这个角度分析, 上述 THz 表面等离子波对实际应用有很大限制. 为了获得 THz 波段 SPPs, 目前采用

的主要方法有两种, 其基本思想是采用等效介质降低导体的等离子频率, 从而将 SPPs 频率从光频段降低到红外、THz 频段.

### 2.2.1 通过金属表面的周期性凹槽、圆孔等微结构激发 SPPs

为了将等离子频率从光波段降低到红外、THz 波段, 一种可行的方法是通过减小材料的电子浓度而获得较低的等离子频率. 按照 Pendry 的研究结果 [16], 在金属薄膜中制作周期性排列的矩形或圆型孔亚波长微结构, 增强表面波与微结构的相互作用, 从而获得等效介质中较低的等离子体频率 [17,18]. 图 4 中是利用周期正方形 Cu 孔实现了 THz 波表面等离子波的限制和传导 [19]. 从物理角度来说, 这是由于金属方孔或圆孔可以增加电磁波在金属中的渗透, 在表面改变了场匹配条件, 从而限制和传导 THz 表面等离子波. 利用这种思想, 甚至在超薄金属膜中制作周期小孔也可以激发 SPPs.

此外, 基于金属的等离子左手介质也是一种实现 THz 波段 SPPs 的好方法. 在金属表面刻蚀亚波长光滑的不同纹理结构可以实现 SPPs [20], 如图 5 所示. 同时, 基于这种思想的 SPPs 效应在微波波段已经得到了验证 [21].

### 2.2.2 利用半导体材料与纳米材料激发 SPPs

与普通金属相比, 半导体材料的载流子浓度远低于金属中自由电子浓度. 其等离子体频率由导带载流子浓度决定. 因此半导体表面等离子波特性可以通过掺杂、光、热、电等方式激励可在 THz 频域内实现调制. 而且, 窄带半导体材料在室温下的本征载流子浓度恰好能够激发 THz 波 SPPs, 而且对 SPPs 有较强的限制, 导致 SPPs 的能量损耗很低. 目前, 已报导的利用半导体材料研究 THz 波段 SPPs 的主要材料集中在重掺杂 n-Si、n-GaAs、多孔 Si, InN 与本征 InSb [22-26]. 而且, 它们在 THz 的介电特性与金属在光频段的介电特性相似, Drude 模型仍然适用. 图 6(a) 和 (b) 分别是利用未掺杂的 InSb 研究 THz 波 SPPs 的共振透射特性与 SPPs 沿表面的传播特性示意图. 通过测试 InSb 与聚合物薄膜表面的 SPPs 可以获得厚度是入射波长 3 倍的聚合物薄膜的光学特性, 这将在传感领域具有重要的应用价值 [27,28].

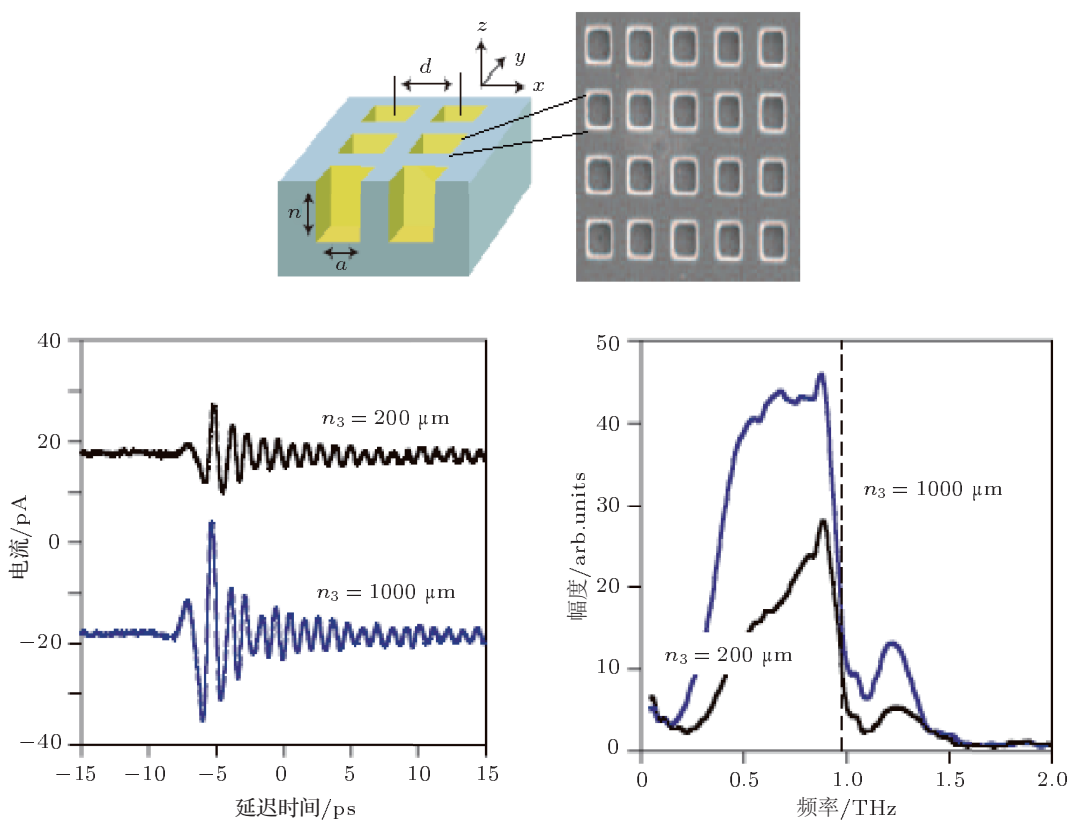


图 4 (a) 周期性 Cu 结构单元; (b) THz 时域和频域图 [19]

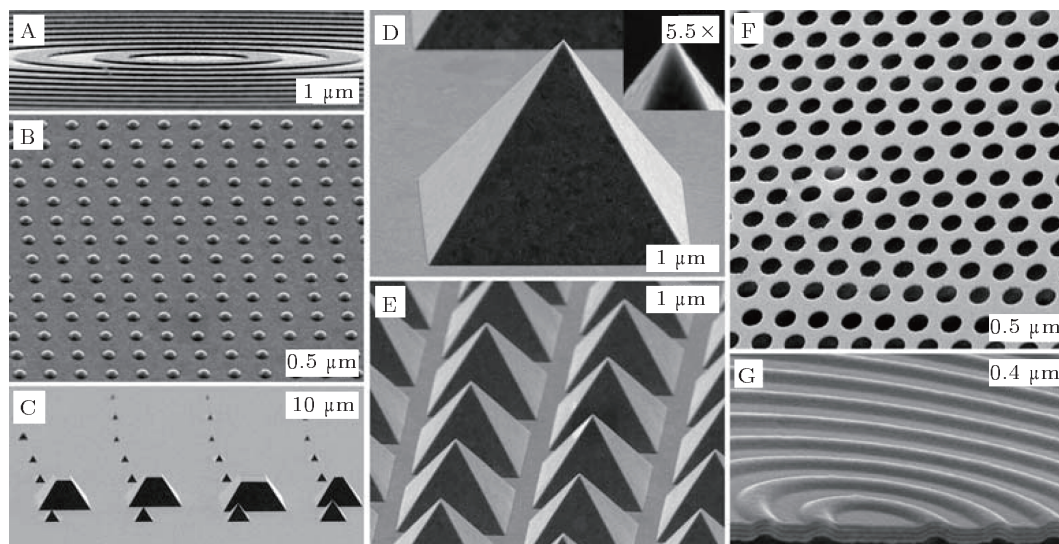


图 5 A-G 各种不同金属微结构激发 SPPs [20]

纳米碳材料由于其独特的结构特点决定了它们具有不同寻常的导电特性. 石墨烯的导电特性强烈依赖于频率、电荷浓度、温度以及外加电场、磁场, 更具吸引力的是, 它的电导率虚部在不同化学势情况下可以出现负值 [29-33]. 因此, 这为研究 THz 波 SPPs 的特性提供了良好的机遇 [34].

Jablan 等 [35] 认为石墨烯表面等离子波现象为科研人员研究红外与 THz 频域纳米光子学和左手介质提供了又一机遇. 研究发现石墨烯对场的局域化和增强因子大约在 200, 并且等离子波的传播长度 10 倍于等离子波长, 而普通 Ag 金属增强因子约在 20, 其传播长度只有等离子波长的十分之一. Dubinov

等人<sup>[36]</sup>研究在强光照射单层与多层石墨烯时,产生的表面等离子体的吸收系数为负值,从而具有增益现象,这种效应可能被应用于THz激光器。

其次,利用碳纳米管薄膜也可以实现THz波段SPPs。Wang等人<sup>[37]</sup>利用等效介质理论分析碳纳米管薄膜在THz波段的介电特性,得到了特定频率范围内的负介电常数,利用周期性栅结构获得了SPPs。

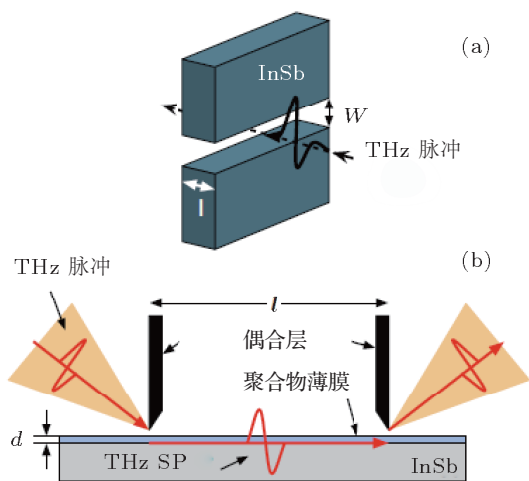


图6 (a) InSb THz SPPs的透射结构; (b) THz SPPs在InSb表面的传播装置<sup>[27,28]</sup>

从上面的论述可知,是否能够获得THz波段SPPs,主要取决于材料本身特性和材料本身在何种程度上受掺杂、光、电、磁、热、温度等条件调制以实现可控的介电特性。而现在微纳制造技术的发展完全可以实现调控材料的电、光学特

性,特别是人工合成的超材料——左手介质(Meta-material)的出现,在弥补自然界长期缺乏响应THz波段的材料扮演了重要的角色,它将与等离子光子学相结合共同抒写THz这个曾被认为是“Gap”的具有重要应用价值频段的美丽华章。

### 3 THz波段SPPs的传导

在过去的几年里,光通过亚波长小孔栅结构的超透现象引起了表面等离子光子学领域的研究热潮。表面等离子光子技术被预言将是下一代光子芯片设计和研发的关键技术。为了实现这一目标,目前所面临的主要挑战是如何能够控制表面等离子共振的传输。

#### 3.1 金属-介质波导

为了限制THz波SPPs的传播,许多科研人员提出了不同波导结构<sup>[38-46]</sup>。Maier等<sup>[47]</sup>在圆柱良导体表面制作周期性波纹状金属凹槽实现了THz波段SPPs受控于导体表面并沿着导体表面传播,当周期性凹槽的深度连续变化时,SPPs出现聚焦现象。前面曾分析过,对于良导体,其等离子频率在近紫外波段,而在THz波段,金属表面的SPPs完全是退局域化的弱导波。采用这种方法,对SPPs的限制并不依赖金属的电导率,而是完全依赖于表面的周期性结构,同时,SPPs的色散关系也由表面结构决定。图7中所示的是在0.6 THz,SPPs沿不同导体表面的传播和聚焦效应。

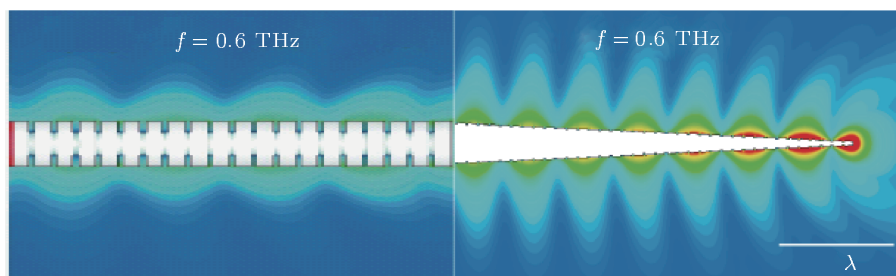


图7 0.6 THz时SPPs传播(左边)与聚焦(右边)<sup>[47]</sup>

在可见光和微波波段,金属V型槽可以传导低损耗、高限制的表面波<sup>[48,49]</sup>。Dominguez等<sup>[50]</sup>利用同样的思想研究了THz波段良导体V型槽结构的SPPs传播特性。当在金属表面制作周期为200 μm的100个V型槽,并以不同半径弯曲90°

角来观察SPPs的传播时,发现这样的V型结构完全可以传到SPPs,而且弯曲损耗很低,比报道的利用金属线传播SPPs的损耗小很多<sup>[51]</sup>,随着弯曲半径的增加,其传输率增加。如图8(a)所示不同弯曲半径时THz波SPPs的传播特性。这种传播距离

长、弯曲损耗低的波导在传导 THz 波应用中具有一定的潜力. 图 8(b) 中是利用 Domino 结构设计的 THz 波 SPPs 波导 [52].

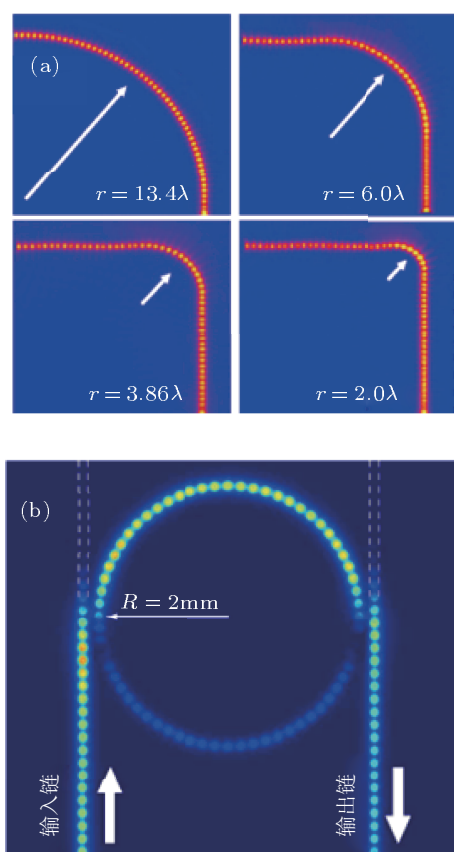


图 8 (a) 不同弯曲半径 V 型槽对 SPPs 的传导 [51]; (b) Domino 波导 [52]

除了金属 - 介质波导结构外, Tian 等 [53] 设计了一种“三明治”结构的 THz 波 SPPs 波导. 中间层是由介质构成, 上下两层是对称的金属栅结构. 测试得到了长距离表面波的传播, 而且由于上下两层 SPPs 的耦合, 此结构同时实现了 SPPs 的增强传输效应.

由于生物分子的振动和转动能级恰好在 THz 波段, 因此 THz 波在探测和识别生物组织方面具有独天得厚的优势. 但是, 由于 THz 波在水中的衰减很强, 大部分研究采用冷冻的或干燥的样品粉末, 甚至掺杂聚乙烯进行 THz 时域测试 [54-57]. 因而, 这样的方法只能获得生物样品表面的信息, 对于生物体信息的获取存在不足. 考虑到生物组织都是处于液态系统中, Chen 等 [58] 将由亚波长铜线构成的栅结构放入水中, 研究其 THz 的传输特性, 并且提取了等效介质的光学参数. 其研究结果对探测处于液态的生物材料的属性具有重要价值.

### 3.2 半导体 - 介质波导

因 THz 表面等离子波导可以应用于 THz 调制器、量子级联激光器、近场光学以及传感器而得到广泛研究 [59-62]. 在光波段, 利用表面等离子波作为传感元探测单层介质薄膜传感器已近商业化. 但是, 在 THz 波段很难达到这样的灵敏度, 因为这样薄的单层薄膜与 THz 等离子模相比, 其厚度近似忽略不计. 为了提高其探测灵敏度, Shu 等人在 p-Si 衬底上制备多孔硅介质层, 由于多孔硅具有较大的内部表面, 从而可以实现 THz 波段灵敏度较高的传感器, 其结构示意图以及不同多孔硅厚度的磁场分布如图 9 所示. 从图中可以看出, 随着多孔 Si 厚度  $d$  的增加, 其场分布幅度增加.

### 3.3 超导体波导

在 THz 波段, 半导体是研究有源等离子光子学的良好材料, THz SPPs 的热、光、电、磁控开关在过去的几年中得到广泛的研究, 并且可以对 SPPs 共振进行有源控制. 但是利用除金属外的半导体材料制作等离子器件时, 存在较高的能量损耗. 为了弥补这个缺陷, 采用高温超导体取代半导体与金属薄膜实现对 SPPs 的传导具有划时代意义. 已经证实, 超导体的确是等离子体光子学介质. 例如, 铜酸盐超导体具有较强的各向异性并且拥有多层  $\text{Cu}_2\text{O}$  超导体, 在  $\text{Cu}_2\text{O}$  层之间存在 Josephson 等离子共振效应, 而这种效应处于微波与 THz 波频域 [63].

Tsiatmas 等 [64] 首次从实验上研究了蓝宝石衬底上高温超导周期性亚波长孔在微波波段 (0.07—0.11 THz) 的 SPPs 的透射增强效应, 获得的结果比采用金属薄膜时的损耗小得多. 同时证实了高温超导薄膜具有负的介电常数. 图 10 中显示超导薄膜的超透特性, 插图表示实验装置.

Zhang 领导的研究小组 [65-67] 在  $500\ \mu\text{m}$  厚的蓝宝石衬底上制备了  $280\ \text{nm}$  的钇钡氧化铜 (YBCO) 超导体薄膜, 然后利用光刻技术刻蚀出周期为  $100\ \mu\text{m}$ 、长宽为  $50 \times 65\ \mu\text{m}$  的周期单元. 通过 THz 时域光谱仪测试了 SPPs 的透射特性, 如图 11 所示, 插图为周期性超导体单元. 从图中可以看出, 这种超导体在很大的温度范围内可实现调谐, 而且透射损耗很低, 这将在 THz SPPs 器件中有重要应用价值.

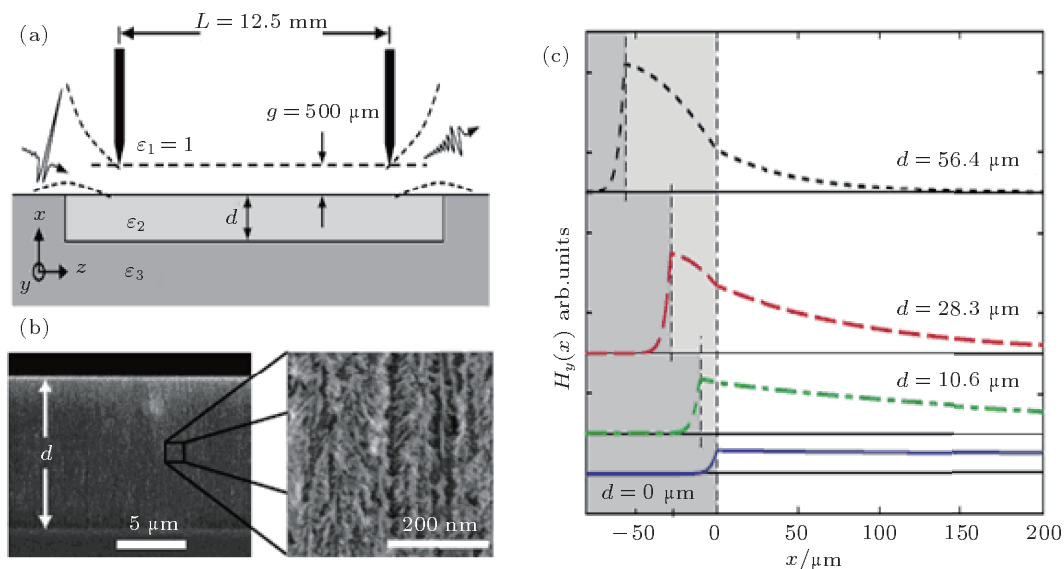


图 9 (a) 测试结构图; (b) 多孔 Si 形貌; (c) 不同厚度多孔 Si 的 SPPs 场分布 [24]

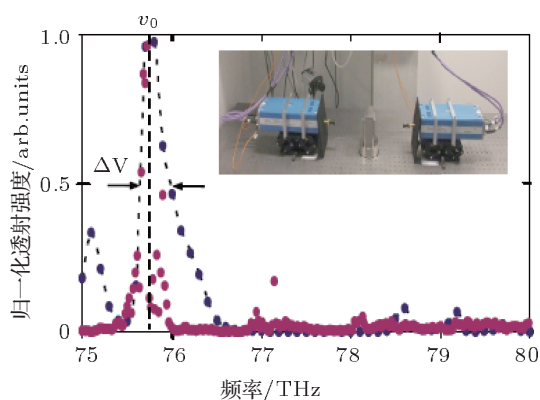


图 10 亚波长超导体周期性孔径的透射特性 [64]

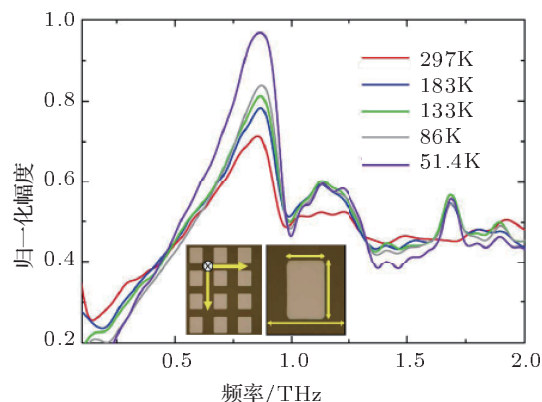


图 11 YBCO THz SPPs 的透射特性 (插图为超导体微结构)[65]

## 4 THz 波段 SPPs 的最新应用

### 4.1 THz 表面等离子传感应用

由于 THz 波的非电离特性以及大多数分子的光谱响应落在这个波段, 因此更多的研究兴趣集中在利用 THz 光谱分析生物、化学物质 [68,69]. 而 THz 时域光谱仪的诞生为研究生物体的光谱特性提供了强有力的工具. 早期在光学频段的研究工作表明 [70], 在 Au 表面的有机物薄膜可以产生表面等离子共振, 从而可以利用这种现象实现对有害气体的探测 [71]. 然而, THz 波段所对应的波长在 30—3000  $\mu\text{m}$ , 由于衍射极限, 利用这样的波长去探测小体积物质是很难实现的. 最近研究表明利

用 THz 表面等离子能够以高灵敏度探测到介质折射率的微小变化 [72,73], 这个特性是实现表面等离子共振传感的核心所在, 这样可以监控隐藏在生物表面极其复杂的变化过程 [74].

Hassani 等 [75] 利用 30  $\mu\text{m}$  铁电聚偏二氟乙烯 (PVDF) 涂覆在由直径为 1480  $\mu\text{m}$  的特氟龙 (Teflon) 构成的多孔光纤表面, 光纤内部有 4 层孔, 孔的直径为 76  $\mu\text{m}$ , 间距为 86  $\mu\text{m}$ . 在孔中间填充不同介质, 实现其 SPPs 传感功能, 在以空气作为研究对象时, 当折射率变化 0.01 时, 获得的传感灵敏度和损耗如图所示. 从图 12 中可以看出, 当折射率变化 0.01 时, 会导致损耗峰值发生 4  $\mu\text{m}$  的移动, 其灵敏度分辨能力达到了 4  $\mu\text{m}/\Delta n$  ( $\Delta n = 0.01$ ), 这种高灵敏度传感器可以应用于各种气体的探测.

在前面的 2.2.2 中已经讨论过, 石墨烯可以产生 THz 波 SPPs, 在传感器中有广泛应用 [76,77]. 当其他物质分子或者外延层吸附到石墨烯表面时, 在光谱中会有 THz 峰值出现, 这样的特征谱线可以用于 THz 指纹识别. 由于每个分子都有自己特定的峰值谱线, 而且不同分子会引起电导率的变化, 这使得石墨烯可作为高选择性、高灵敏度的 THz 信号传感器和发生器. Rangel 等 [78] 利用石墨烯层间的等离子体特性和表面的敏感性成功研制成一个混频器, 实现了多信号输入的和频、差频以及高阶频率探测. 而且, 这些输入信号可来自于分子的振动, 从而这样的混频器在 THz 频段的传感科学与工程领域有重要的应用.

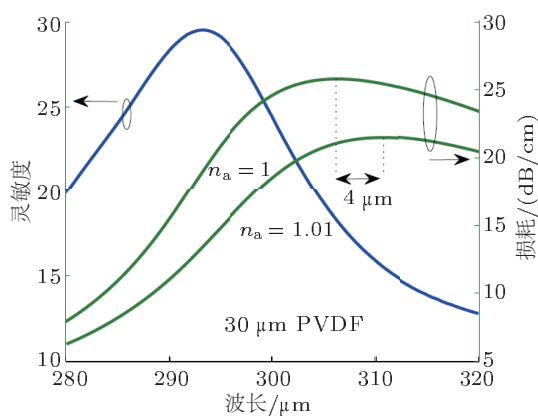


图 12 SPPs 传感器的灵敏度和损耗特性 [75]

### 4.2 表面等离子在 THz 量子级联激光器的应用

量子级联激光器 (QCLs) 的出现为 THz 频域相干光源的发展开辟了新的道路. THz QCLs 正处于快速发展阶段, 在成像、传感和化学药品的外差探测领域有潜在的应用 [79-82]. 利用双金属波导设计的 THz QCLs, 其激光有源区位于金属平板与金属带之间, 因具有较高的光限制和良好的导热性能, 可以工作在较高的温度而且具有较低的阈值电流 [83-85]. 但是, 这在亚波长激光孔径中导致非-菲涅尔反射, 从而引起低效率输出. 这对 THz 外差探测非常不利, 因为 THz QCLs 的激光输出必须聚焦到非常小的肖特基光电二极管的接收面上. Yu 等 [86] 通过设计 SP 结构可以调制 QCLs 中重掺杂半导体表面的 SPPs 色散关系, 从而改善激光器光束发散角, 激光器的方向性由原来的 5 dB 提高到 16 dB. Liu 等 [87] 利用半绝缘半导体的 SPPs 波导

设计了特征温度为 57.5 K、工作频率在 2.94 THz 的 QCL, 激光器在 70 K 时的光功率能达到 1 mW.

### 4.3 THz 等离子高通滤波器

对于普通金属材料, 通过自由电子气理论可以描述其对电磁波的响应特性. 金属的介电特性由 Drude 模型描述, 其中等离子频率  $\omega_p$  则由金属的电子浓度和电子质量决定. 由于大部分金属的自由电子浓度在  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  量级, 这样决定了金属的等离子频率在可见光到紫外区域.

在许多实际工程问题中, 要求将等离子频率从光波段降低到红外、太赫兹以及微波波段. 而人工合成材料 - 左手介质的出现, 可以实现这一目的. 其思想基础是通过构建亚波长金属-介质材料, 可以降低合成材料的电子浓度而达到减小等离子频率的目的. Wu 等 [88] 通过制备二维金属线阵列实现了太赫兹波段等离子高通滤波器. 如图 13 插图所示, 二维金属阵列的几何尺寸为  $2.1 \times 2.1 \times 1 \text{ mm}$ , 阵列周期为  $120 \mu\text{m}$ , 金属线的半径为  $30 \mu\text{m}$ , 长度为  $1 \text{ mm}$ , 这样金属的长径比大于 30. 通过傅里叶红外变换分光镜测试得到了 0.6—6 THz 范围的反射谱, 从中可以发现, 其二维金属阵列的等离子频率在 0.7 THz, 与理论计算符合的很好. 在测试的频段内, 反射率很低, 证实了这样的器件可以用作太赫兹等离子高通滤波器, 而且对入射波的极化方向的反射谱不同, 也可以用作太赫兹波段的极化敏感滤波器. 同时, 通过调整二维金属线的几何尺寸, 可以实现不同波段的滤波器 [89,90].

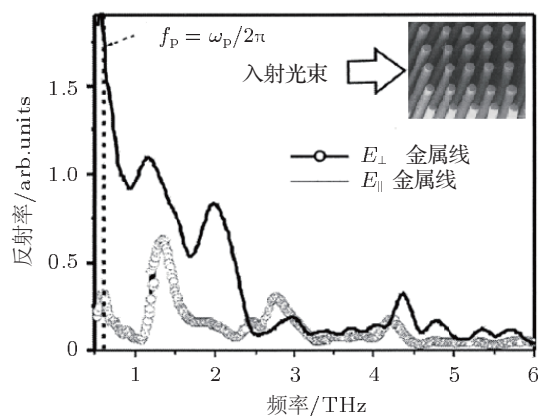


图 13 金属阵列结构在太赫兹波段的反射谱 [88]

上述所列 THz SPPs 应用只是冰山一角, 限于篇幅, 其他的 THz 表面等离子光子学的应用, 如



各种波导、近场光学、THz 近场显微镜以及有源 THz 表面等离子光子学等不在此列出。

## 5 总结与发展趋势

本文就 THz 波段 SPPs 的产生、传导及主要应用领域做了较为详细的归纳。文中提到的 THz SPPs 产生方法目前主要集中在实验室研究阶段,并且不断有新的结果出现。除了向实用化方向迈进以外,笔者认为,今后在本领域的热点研究方向如下:

新一代纳米制造技术的快速、全面的发展为研究人员合成人工超材料提供了绝好的机遇,这些材料的设计完全可以控制其与电磁波的相互作用。目前,这个领域正处于快速发展阶段。自然间的固体材料,由其原子、分子的量子能级结构决定了电磁响应只能处于光学波段,相反,人工超材料的电磁特性由其亚波长等离子共振特性决定,其电磁响

应从可见光延伸到红外、THz 以及微波波段。因此,未来一段时间内,人工超材料的 THz SPPs 将是研究的热点。此外,基于人工超材料的 THz 有源(可控的,具有增益或非线性效应材料)等离子光子学在传感和能源等领域的应用也会得到广泛的研究。而基于光学变换所实现对“电磁空间”的控制提供了另一个发展机遇。

就笔者所了解的情况,另一个发展趋势也是很明朗的,那就是利用纳米材料(如碳纳米管,石墨烯)、量子电磁材料以及超导材料取代目前的金属、半导体以及超材料实现 THz 波段的 SPPs 控制。因为,传统的金属、半导体材料激发的 SPPs 能量损耗不可避免,为了实现 SPPs 超长距离传输以及控制不同路径的传播,采用光、电、力学性能优异的材料是不可避免的,特别是超导材料在 THz 波段激发 SPPs 的研究将掀起另一个研究热点。

- [1] Xue W R, Guo Y N, Zhang W M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 017302
- [2] Liu B C, Yu L, Lu Z X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 037302
- [3] Ritchie R H 1957 *Phys. Rev.* **106** 874
- [4] Pines D, Bohm D 1952 *Phys. Rev.* **85** 338
- [5] Pines D 1956 *Rev. Mod. Phys.* **28** 184
- [6] Stern E A, Ferrell R A 1960 *Phys. Rev.* **120** 130
- [7] Pitarke J M, Silkin V M, Chulov E V, Echenique P M 2007 *Rep. Prog. Phys.* **70** 1
- [8] Li H H, Chen J, Wang Q K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 114203
- [9] Brongersma M L, Shalaev V M 2010 *Science* **328** 440
- [10] Hubert A J, Keilmann F, Wittborn J, Aizpurua J, Hillenbrand R 2008 *Nano Lett.* **8** 3766
- [11] Hu H F, Cai L K, Bai W L, Zhang J, Wang L N, Song G F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014220 [胡海峰, 蔡利康, 白文理, 张晶, 王立娜, 宋国峰 2011 物理学报 **60** 014220]
- [12] Maier S A 2006 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer) **1** p20
- [13] Saxler J 2004 *Phys. Rev. B* **69** 155427
- [14] Wang K, Mittleman D M 2004 *Nature* **432** 376
- [15] Jeon T I, Grischkowsky D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 061113
- [16] Pendry J B, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [17] Todorov Y, Tosetto L, Teissier J, Andrews A M, Klang P, Colombelli R, Sagnes I, Strasser G, Sirtori C 2010 *Opt. Express* **18** 13886
- [18] Shen L F, Chen X D, Zhang X F, Agarwal K 2011 *Plasmonics* **6** 301
- [19] Williams C R, Andrews S R, Maier S A, Ferna A I 2008 *Nature Photon.* **2** 175
- [20] Nagpal P, Lindquist N C, Oh S H, Norris D J 2009 *Science* **325** 594
- [21] Hibbins A P, Evans B R, Sambles J R 2005 *Science* **308** 670
- [22] Jeon T I, Grischkowsky D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1106
- [23] Huggard P G, Cluff J A, Moore G P, Shaw C J, Andrews S R, Keiding S R, Linfield E H, Ritchie D A J 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 2382
- [24] Shu-Zee L, Thomas E M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 110401
- [25] Shubina T V, Andrianov A V, Zakhar' in A O, Jmerik V N, Soshnikov I P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 183106
- [26] Grant J, Shi X, Alton J, Cumming D R S 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 054903
- [27] Isaac T H, Rivas J G, Sambles J R, Barnes W L, Hendry E 2008 *Phys. Rev. B* **77** 113411
- [28] Isaac T H, Barnes W L, Hendry E 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 241115
- [29] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V 2005 *Nature* **438** 197
- [30] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nature Mater.* **6** 183
- [31] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064302
- [32] Andersen D R 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 818
- [33] Orlita M, Potemski M 2010 *Semicond. Sci. Technol.* **25** 063001
- [34] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [35] Jablan M, Buljan H, Soljacic M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [36] Dubinov, Aleshkin V Y, Mitin V, Otsuji T, Ryzhii V 2011 *J. Phys.: Condens. Matter* **23** 145302
- [37] Wang Y, He X J, Wu Y M, Wu Q, Mei J S, Li L W, Yang F X, Zhao T, Li L W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 107301 [王玥, 贺训军, 吴昱明, 吴群, 梅金硕, 李龙威, 杨福杏, 赵拓, 李乐伟 2011 物理学报 **60** 107301]
- [38] Wang K L, Mittleman D M 2004 *Nature* **432** 376
- [39] Maier S A, Andrews S R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 251120
- [40] Zhu W, Agrawal A, Nahata A 2008 *Opt. Express* **16** 6216

- [41] Navarro-Cía M, Beruete M, Agrafiotis S, Falcone F, Sorolla M, Maier S A 2009 *Opt. Express* **17** 18184
- [42] Fernández-Domínguez A I, Moreno E, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2009 *Opt. Lett.* **34** 2063
- [43] Paul R O, Beigang R, Rahm M 2010 *Opt. Lett.* **35** 1320
- [44] Gao Z, Zhang X F, Shen L F 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 113104
- [45] Kumar G, Cui A, Pandey S, Nahata A 2011 *Opt. Express* **19** 1072
- [46] Jia Z X, Duan X, Lv T T, Guo Y N, Xue W R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 057301 [贾智鑫, 段欣, 吕婷婷, 郭亚楠, 薛文瑞 2011 物理学报 **60** 057301]
- [47] Maier S A, Andrews S R, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 176805
- [48] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Ebbesen T W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 046802
- [49] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [50] Fernández-Domínguez A I, Moreno E, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2009 *Phys. Rev. B* **79** 233104
- [51] Wang K, Mittleman D M 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2001
- [52] Fernandez-Dominguez A I, Martin-Cano D, Nesterov M L, Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L, Moreno E 2010 *Opt. Express* **18** 754
- [53] Tian D B, Zhang H W, Wen Q Y, Xie Y S, Song Y Q 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 044221
- [54] Woodward R M, Wallace V P, Arnone D D, Linfield E H, Pepper M 2003 *J. Biol. Phys.* **29** 257
- [55] Walker G C, Berry E, Smye S W, Brettle D S 2004 *Phys. Med. Biol.* **49** 363
- [56] Zhang C F, Tarhan E, Ramdas A K, Weiner A M, Durbin S M 2004 *J. Phys. Chem. B* **108** 10077
- [57] Chen H, Qu Y G, Peng W X, Kuang T Y, Li L B, Wang L 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 074701
- [58] Chen H, Wu X M, Yang W X 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 010701
- [59] Jeon T I, Grischkowsky D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 061113
- [60] O'Hara J, Averitt R, Taylor A 2005 *Opt. Express* **13** 6117
- [61] Wang K, Mittleman D M 2004 *Nature* **432** 376
- [62] Agrawal A, Cao H, Nahata A 2005 *New J. Phys.* **7** 249
- [63] Thorsmølle V K, Averitt R D, Maley M P, Bulaevskii L N, Helm C, Taylor A J 2001 *Opt. Lett.* **26** 1292
- [64] Tsiatmas, Buckingham A R, Fedotov V A, Wang S, Chen Y, De Groot P A J, Zheludev N I 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 111106
- [65] Tian Z, Singh R, Han J G, Gu J Q, Xing Q R, Wu J, Zhang W L 2010 *Opt. Lett.* **35** 3586
- [66] Gu J Q, Singh R J, Tian Z, Cao W, Xing Q R, He M X, Zhang J W, J Han G, Chen H T, Zhang W L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 071102
- [67] Tian Z, Han J G, Gu J Q, He M X, Xing Q R, Zhang W L 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** S10403
- [68] Upadhyaya P C, Shen Y C, Davies A G, Linfield E H 2004 *Vibrational Spectroscopy* **35** 139
- [69] Ikeda T, Matsushita A, Tatsuno M, Minami Y, Yamaguchi M, Yamamoto K, Tani M, Hangyo M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 034105
- [70] Gordon J G, Swalen J D 1977 *Opt. Communications* **22** 374
- [71] Nylander C, Liedberg B, Lind T 1982-1983 *Sensors and Actuators* **3** 79
- [72] Hooper R, Sambles J R 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 3004
- [73] Stewart C E, Hooper I R, Sambles J R 2008 *J. Phys. D* **41** 105408
- [74] Mitchell J S, Wu Y, Cook C J, Main L 2006 *Steroids* **71** 618
- [75] Hassani A, Skorobogatiy M 2008 *Opt. Express* **16** 20206
- [76] Rangel N L, Seminario J M 2010 *J. Chem. Phys.* **132** 125102
- [77] Rangel N L, Seminario J M 2010 *J. Phys. B* **43** 155101
- [78] Rangel N L, Gimenez A, Sinitkii A, Seminario J M 2011 *J. Phys. Chem. C* **115** 12128
- [79] Kim S M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 153903
- [80] Lee A W M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 141125
- [81] Hübers H W 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 061115
- [82] Hajenius M 2008 *Opt. Lett.* **33** 312
- [83] Williams B S 2007 *Nature Photon.* **1** 517
- [84] Belkin M A 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15** 952
- [85] Scalari G 2009 *Laser Photon. Rev.* **3** 45
- [86] Yu N F, Wang Q J, Kats M A, Fan J A, Khanna S P, Li L H, Davies A G, Linfield E H, Capasso F 2010 *Nature Mat.* **9** 730
- [87] Liu J Q, Chen J Y, Liu F Q, Li L, Wang L J, Wang Z G 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 104205
- [88] Wu D M, Fang N, Sun C, and Zhang X 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 201
- [89] Drysdale T D, Gregory I S, Baker C, Linfield E H, Tribe W R, Cumming D R S 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5173
- [90] Gallant J, Kaliteevski M A, Brand S, Wood D, Petty M, Abram R A, Chamberlain J M 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 023102

# Progress in terahertz surface plasmonics\*

Wang Yue<sup>1)2)</sup> Wang Xuan<sup>2)3)†</sup> He Xun-Jun<sup>1)</sup> Mei Jin-Shuo<sup>1)</sup>  
Chen Ming-Hua<sup>1)</sup> Yin Jing-Hua<sup>1)</sup> Lei Qing-Quan<sup>2)3)</sup>

1) (*Department of Electronic Science and Technology, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China*)

2) (*Key Laboratory of Engineering Dielectrics and Its Application, Ministry of Education, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China*)

3) (*College of Electric and Electronic Engineering, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China*)

(Received 16 August 2011; revised manuscript received 27 November 2011)

## Abstract

Plasmonics, which deals with the unique optical properties of metallic and semiconductor nanostructure, is one of the most fascinating and fast-moving areas of photonics. Its board scale research in the visible, infrared, terahertz and microwave frequencies has driven by the advances in the micro/nano fabrication and the computational simulation technologies, as well as the potential applications in areas of high sensitivity bio-chemical sensing, sub-wavelength light-guiding, near-field microscopy, and nanolithography. Especially, the development of the artificial metamaterial has laid the good foundation for the material and devices in the terahertz frequency range, which is barely responded by the nature materials, and furthermore, has promoted the progress of terahertz surface plasmonics. In this paper the generation, propagation, new applications, and perspective of terahertz surface plasmonics are reviewed and discussed.

**Keywords:** terahertz, surface plasmonics

**PACS:** 73.20.Mf, 78.67.+m

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60871073, 51005001), the Open Project Program of State Key Laboratory of Millimeter Wave of China (Grant No. K201208), the Research Foundation of Education Bureau of Heilongjiang Province (Grant No. 12521110) and Youth Foundation of Harbin University of Science and Technology (Grant Nos. 2009YF025, 2009YF026).

† E-mail: topix@sina.com