

## 等离激元增强金硅肖特基结近红外光电探测器进展

王琦龙, 李裕培, 翟雨生, 计吉焘, 邹海洋, 陈广甸

(东南大学 电子科学与工程学院 信息显示与可视化国际合作实验室, 江苏 南京 210096)

**摘要:** 表面等离激元共振衰减诱导热电子, 因其能量高、分布窄、打破半导体禁带宽度限制等特点被广泛应用于拓展半导体光电转换的响应光谱, 如拓展宽禁带半导体的响应光谱至可见光波段, 拓展硅的响应波段至近红外。此外, 还可以通过调节表面等离激元结构调控响应光谱和实现偏振探测, 在实现硅基近红外光电探测领域具有重要的应用价值。从表面等离激元以及表面等离激元内光电效应的机理出发, 综述了表面等离激元热电子原理在实现硅基近红外光电探测方面的研究进展, 并总结了表面等离激元结构的形貌, 尺寸、分布等因素对热电子的产生(外量子效率)和注入效率(内量子效率)的影响。最后展望了基于表面等离激元结构的硅基肖特基结近红外光电探测的研究方向。

**关键词:** 表面等离激元; 内光电效应; 硅基; 近红外; 光电探测

**中图分类号:** TN21 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0203002

## Progress of surface plasmon enhanced near-infrared photodetector based on metal/Si Schottky heterojunction

Wang Qilong, Li Yupei, Zhai Yusheng, Ji Jitao, Zou Haiyang, Chen Guangdian

(Joint International Research Laboratory of Information Display and Visualization, School of Electronic Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China)

**Abstract:** Due to the high energy, narrow distribution and breaking the bandgap limitation, plasmon induced hot electrons has been widely applied to extend the photoresponse spectra of the semiconductor, such as realizing the response spectrum of wideband semiconductor and silicon to visible and near-infrared range, respectively. Besides, the response spectrum can be adjusted by changing the plasmonic nanostructures, which has an important advantage for realizing silicon-based near-infrared photodetection. Firstly, the concept and mechanism of surface plasmon and plasmon enhanced internal photoemission were introduced. Then, the recent progress on near infrared hot electron photodetector based on silicon was summarized. The influence of the shape, size, distribution of plasmonic nanostructure on the generation and transportation of hot electrons were also summarized. Finally the challenges and potential future directions of surface plasmon enhanced near-infrared photodetector based on metal/Si Schottky heterojunction were discussed.

**Key words:** surface plasmon; internal photoemission effect (IPE); silicon-based; near-infrared; photoelectronic detection

收稿日期: 2018-09-05; 修订日期: 2018-10-12

基金项目: NSAF 联合基金(U1730113); 江苏省自然科学基金(BK20171365); 111 计划(B07027); 中央高校基本科研业务费专项资金; 江苏省研究生科研与实践创新计划(SJCX17\_0020)

作者简介: 王琦龙(1976-), 男, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事微纳电子器件、光电系统设计与工程、真空光电器件方面的研究。

Email: northrockwql@seu.edu.cn

## 0 引言

近红外光电探测一直是人们重点关注的研究方向,近红外光电探测器一般具有灵敏度高、空间分辨率好、动态范围大、抗干扰能力强以及能在恶劣环境下昼夜工作等特点,因此广泛应用于各种领域,如微光夜视、火控系统、光电对抗、火灾预防、环境监测、食品安全、无人驾驶等<sup>[1-8]</sup>。广泛应用和快速拓展的光通信技术中,1 310、1 550 nm 是两个重要的信号波段,也亟需在这两个波段具有良好信号接收能力的高效光电探测器<sup>[9]</sup>。尽管学术界和产业界已经利用多种半导体材料(如锗、锗硅、锗、砷化镓以及磷化镓等)制备出具有近红外波段探测能力的单元器件,将单元探测器组装集成为探测器阵列可以实现红外成像器件或系统。然而,目前基于上述半导体材料及工艺制备相应红外成像阵列或集成化器件在规模化方面,如材料转移、图形化、布线以及耐压绝缘等,与现有硅基集成电路工艺存在较大差异,兼容性不理想,且较为复杂,成本高<sup>[10]</sup>。

尽管硅基光电探测器在可见光波段已经趋于成熟,但由于硅的光电响应截止波长约为 1 100 nm,单一硅材料一般无法实现近红外通信波段的光电探测,如何在硅基上集成通信波段光电探测器是相关领域面临的一个重大瓶颈技术。典型的硅基近红外探测器的实现方式是在硅基衬底上外延生长或者键合 III-V 族化合物半导体(InGaAs, InGaAsP, InGaAlAs)<sup>[11-12]</sup>、锗<sup>[13]</sup>和锗硅<sup>[14]</sup>。但是,砷化镓与硅之间存在 8.1%的晶格失配导致两者间的集成十分困难<sup>[15]</sup>,需要流程复杂的混合集成工艺<sup>[16]</sup>。在硅衬底上集成锗虽然已经有了成熟的两步法外延生长技术<sup>[17-19]</sup>,但生长过程中必需的缓冲层带来了高热预算和难以平面化的问题,限制了锗在硅上单片集成的发展<sup>[20]</sup>。锗硅材料由于可以与 CMOS 工艺流程兼容,被认为是合适的半导体材料<sup>[21]</sup>,但不幸的是,25%~35%的锗含量导致锗硅光电探测器的探测极限仅为 1 200 nm,无法完全满足近红外通信波段的应用需求<sup>[22]</sup>。

为实现全硅基的近红外探测器件,研究人员提出了陷阱辅助光吸收、双光子吸收、缺陷辅助亚带隙吸收响应以及内光电效应等<sup>[23-24]</sup>。其中,基于金属与硅之间的肖特基结和光生热载流子的内光电效应被

认为极有应用前景,相关研究也早已证实可以利用内光电效应实现硅基电荷耦合元件(charge-coupled device, CCD)的单片集成,实现近红外探测应用<sup>[25]</sup>,但探测效率低一直是内光电效应探测器的最大问题。利用表面等离子激元增强的金硅肖特基结在探测效率提升方面具有不可忽视的潜力,通过表面等离子激元结构与硅基底的复合,也能够有望实现近红外光电探测器件的集成化。2011年,美国莱斯大学的 Naomi Halas 课题组在《Science》上首次确认了基于金属等离子激元纳米天线/硅复合结构可以探测光子能量低于硅禁带宽度的近红外光,在 1 250~1 700 nm 响应度约为 5 nA/mW<sup>[26]</sup>。

在这篇综述中,笔者总结了近年来等离子激元增强金硅肖特基结近红外光电探测器的最新研究进展。首先,笔者将结合最新的发展,详细介绍表面等离子激元增强内光电效应的基本原理;然后,将回顾和讨论近年来国内外团队报道的表面等离子激元增强金硅肖特基结近红外光电探测器的结构及其获得的响应度等指标。根据提升近红外光电响应度机理的不同,大致将器件分为提高外量子效率和提高内量子效率的两大类进行阐述,并总结它们在提升探测效率方面的机理和理论。特别的,由于波导在片上集成的广泛应用,单独介绍了几种具有表面等离子激元波导结构的光电探测器。部分具有特殊功能的红外光电探测器,如窄带探测和偏振探测等也给予特别关注。

## 1 表面等离子激元增强内光电效应理论

内光电效应 (Internal Photoemission Effect, IPE) 是指金属和半导体接触后,金属中的电子被激发到金属半导体之间肖特基势垒之上的能级(这部分电子也被称为热电子),之后输运注入到相邻半导体中。早期基于体材料金属内光电效应的光电探测器效率很低:(1)传统体材料金属具有较高的反射率和较大的体积,热电子产生的效率一般都比较低;(2)越过肖特基势垒过程中的动量守恒使载流子注入到半导体中的概率较低;(3)光致直接激发的热电子能量较低,电子跃迁到高能级后仍被束缚在金属中,其克服肖特基势垒的概率很低。

近几年来,基于表面等离子激元(Surface Plasmon)诱导激发热电子的内光电效应被研究者们广泛关

注。等离激元共振可以有效地局域并吸收光子的能量,增大金属吸收光子的能力<sup>[27]</sup>,所以,金属微纳结构中的表面等离激元能大大提高热电子的产生效率。此外,表面等离激元诱导激发的热电子能量<sup>[28]</sup>与效率<sup>[29]</sup>均比传统体材料金属光致直接激发的热电子更高,其注入到半导体的概率也更高。

等离激元共振一旦被激发后,共振能量就要以两种形式衰减损耗<sup>[30]</sup>:如图 1 所示,一种是通过发射光子的形式散射出去,叫做辐射衰减;另一种则是通过朗道阻尼衰减把能量传递给自由电子使之成为热电子,叫做非辐射衰减。非辐射衰减的过程中,表面等离激元衰减首先会使电子跃迁到高能级,其间可能发生导带内的带内跃迁或者带间跃迁(例如从 *d*-band 跃迁到 *sp*-band)。

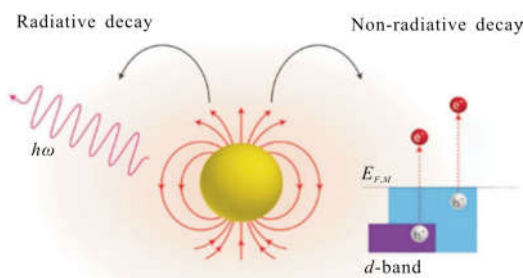


图 1 等离激元共振衰减方式示意图:辐射衰减和非辐射衰减

Fig.1 Schematic diagram of plasmon resonance decay: radiative delay and non-radiative decay

对于孤立的等离激元结构,热电子产生之后将与结构中的其他电子或者声子之间发生碰撞,最后这部分能量将会转化为焦耳热损耗掉<sup>[31-32]</sup>。当等离激元金属纳米结构周围存在其他半导体或者电介质时,表面等离激元衰减产生的热电子会越过或者隧穿过金属与半导体之间形成的肖特基接触势垒,只要入射光子的能量高于肖特基势垒而不需要大于半导体禁带宽度即可能实现光电转换,即金属中的自由电子吸收入射光子能量后,产生的热电子能量仅需高于金属与硅之间的肖特基势垒,而无需高于硅的禁带宽度,就能产生光电流。金硅间的肖特基势垒高度  $\Phi_{SB}$  约为 0.7~0.8 eV,1 550 nm 波长对应 0.8 eV<sup>[33]</sup>。

如图 2 所示,金属中的热电子越过肖特基势垒注入到相邻硅材料的内光电效应过程可以用一个简单的三步模型来定性描述<sup>[34]</sup>:(1) 表面等离激元非辐射衰减形成热电子(光吸收);(2) 热电子在热能化之前

运输到达金属半导体界面;(3) 热电子通过跃迁或者隧穿肖特基势垒进入到相邻材料,并被外电路收集形成光电流。相应的探测响应度可定性地表达为:

$$R(\omega)=A_1(\omega)\rho_1(\omega)\rho_2(\omega) \quad (1)$$

式中: $A_1(\omega)$ 为表面等离激元结构探测器的光吸收效率(外量子效率); $\rho_1(\omega)$ 为热电子到达肖特基势垒界面的概率; $\rho_2(\omega)$ 为热电子越过肖特基势垒的概率。 $\rho_1(\omega)$ 和  $\rho_2(\omega)$ 共同影响了探测器的内量子效率。外量子效率( $A_1$ )与内量子效率( $\rho_1$ 、 $\rho_2$ )共同决定探测器的光电转换效率。

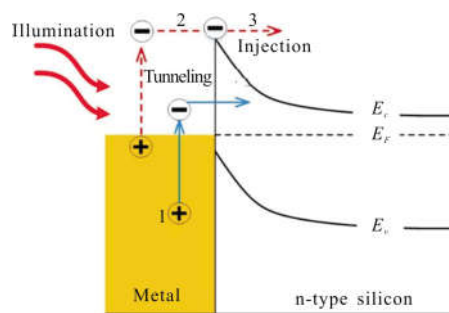


图 2 金属/n 型硅肖特基结能带及等离激元热电子运输过程示意图

Fig.2 Energy band diagram of metal/n-type silicon Schottky contact and schematic of the SPR hot electron transfer process over the Schottky barrier of IPE

第一步为热电子的产生,整个器件的吸收分布可以利用局部欧姆损耗计算得出<sup>[45]</sup>:

$$Q(r, \omega)=\frac{1}{2} \omega \operatorname{Im}\left(\varepsilon_m\right)|\vec{E}(r, \omega)|^2 \quad (2)$$

式中: $E(r, \omega)$ 为局域场分布,可以通过仿真软件计算获得; $\operatorname{Im}\left(\varepsilon_m\right)$ 为金属介电常数的虚部。公式(3)可以用于计算探测器各部分随波长变化的光吸收率。等离激元诱导产生热电子的效率可以表达为<sup>[45]</sup>:

$$A_1(\omega)=\frac{\iiint Q(r, \omega) dV}{A_{in}} \quad (3)$$

在实际应用中,调节表面等离激元结构可以把器件的共振吸收峰调整至特定波长,相应波长的光子被吸收后转换为热电子的效率极限可接近 100%。换句话说,表面等离激元诱导热电子光电探测器件的外量子效率最高可接近于 1。

第二步可以概括为热电子在金属中达到金属/半导体肖特基节界面之前的运输过程。图 3 是第二步和第三步过程的电子运输及注入示意图。由于热

电子在输运过程中的碰撞等热化损耗，其能够到达界面处的概率可表示为<sup>[34-35]</sup>：

$$\rho_1(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \exp\left[-\frac{d(z)}{\lambda_e(\omega)|\cos(\theta)|}\right] d\theta \quad (4)$$

式中： $d(z)$ 为起始位置为  $Z$  时热电子距离金属肖特基界面的垂直距离； $\lambda_e(\omega)$ 为电子平均自由程； $\theta$ 是热电子的扩散角。因此，热电子到达肖特基势垒界面的概率  $\rho_1(\omega)$ 依赖于热电子的空间分布及平均电子自由程<sup>[36]</sup>。

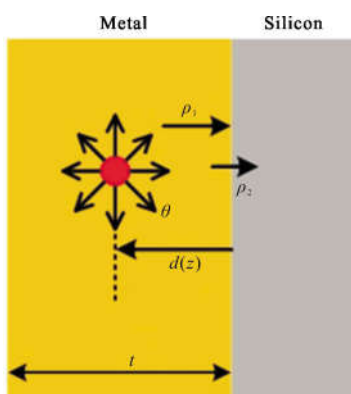


图 3 热电子输运和注入过程示意图

Fig.3 Process of transmission and injection of hot electron

第三步为热电子的注入过程，其间能量低于肖特基势垒高度的热电子发生隧穿的机率在实际情况下可忽略，该过程效率主要取决于能量大于势垒的那部分电子( $E_e > \Phi_{BS}$ )。对于能量高于肖特基势垒的热电子而言，其越过肖特基势垒的概率为<sup>[37]</sup>：

$$\rho_2(\omega) = \frac{\int_{\Phi_{BS}}^{h\omega} D(E, h\omega) dE}{\int_0^{h\omega} D(E, h\omega) dE} \quad (5)$$

可以看出，热电子的注入效率  $\rho_2(\omega)$ 取决于到达界面热电子的能量及肖特基势垒高度。

根据公式(1)，探测器件整体特性应综合考虑外量子效率与内量子效率的共同影响。需要指出的是，响应度过低是所有内光电效应光电探测器的致命缺点，需要重点关注<sup>[38]</sup>。

## 2 表面等离子激元增强金硅内光电效应近红外光电探测器

目前，为了提高等离子激元增强的金硅肖特基结近红外光电探测器的响应度和量子效率，研究者们

提出了多种结构和方案，但本质上仍是依据等离子激元增强内光电效应机制，通过增强金属纳米结构的光吸收(外量子效率)和提高热电子的收集效率(内量子效率)，提高器件在近红外波段的响应度。

### 2.1 外量子效率增强型金硅近红外光电探测器

表面等离子激元微纳结构与硅基的复合结构带来最显而易见的结果就是光吸收(外量子效率)的增强。此外，等离子激元金属纳米结构的共振吸收峰可调控并明显依赖于金属纳米结构的形状、尺寸、材料成分以及结构周围的介电特性。经过精心设计的等离子激元结构可将器件的共振吸收峰调节到近红外波段，减少金属层在近红外的反射率，并能引入新的共振模式及多共振模式耦合等手段来提高器件整体的外量子效率。

2016年，东京大学的 Tetsuo Kan 等人将硅基可见光光电探测器常见的二维金属纳米天线拓展到三维结构，在硅基底上利用电子束刻蚀(EBL)和深反应离子刻蚀(DRIE)等微纳加工工艺制备微米柱阵列<sup>[39]</sup>，因为越高的微米柱越能将器件的吸收波段向长波长拓展<sup>[40]</sup>，他们利用  $Z$  轴长达  $2.7 \mu\text{m}$  的高度，将等离子激元结构的吸收峰拓展到近红外波段。Tetsuo Kan 等人同时认为拓展  $Z$  轴的高度能充分利用微米柱四个侧面的面积，增大器件的吸收面积，削弱了  $X$  轴和  $Y$  轴方向的尺寸限制，使更密集的天线阵列设计成为可能。实验结果表明这种覆盖金膜的微米柱结构在近红外到中红外波段( $1.25 \sim 4 \mu\text{m}$ )的反射率均低于 20%，表现出可观的近红外光吸收能力。在外置偏压为 0 V 时， $1100 \text{ nm}$  光入射条件下，微米柱结构器件的响应度为  $2.6 \text{ mA/W}$ ，是平面型对照样品响应度的 10 倍。Tetsuo Kan 认为这种微米柱结构器件的探测极限能达到  $1650 \text{ nm}$ 。

2016年，东京大学的同一个课题组利用有机晶体(CuPc, PTCDA)的自组装法制备了不规则的纳米柱结构(self-assembled organic crystalline nano-pillars)<sup>[41]</sup>，相关仿真表明规则的纳米柱结构无法在近红外波段增强吸收，当近红外光垂直入射纳米柱时，由于高度的限制，纳米柱无法产生纵向的电场分量，导致其无法像微米柱一样出现纵向等离子激元共振模式<sup>[42]</sup>。该研究组认为自组装纳米柱在制备过程中取向随机，具有一定倾斜角，使得纳米柱产生纵向等离子激元共振模式，所以对近红外光吸收增强。优化结构工艺参

数后, 相关器件在 1 200 nm 和 1 300 nm 的近红外光照下, 分别达到 14.5 mA/W 和 0.466 mA/W 的响应度, 是无等离子激元结构的对样品品的 89 倍和 16 倍。纳米柱的随机取向使器件整体表现出宽波段、不依赖于光入射角度和偏振态的响应特性。

2014 年, Mohammad Amin Nazirzadeh 等人对硅基底上沉积的金膜进行热退火处理形成金纳米岛 (Au nanoislands)<sup>[43]</sup>。由于 LSP 共振吸收峰强烈依赖于金属纳米颗粒的尺寸, 通过改变退火温度对形成金颗粒的尺寸形貌进行控制, 调节器件的吸收峰至近红外波段。这种方法无需昂贵的微纳加工工艺, 为低成本近红外硅基光电探测提供了新的思路。

2017 年, 西北工业大学的杨志强等人发现了覆盖金膜的周期性腔体内出现多种等离子激元共振模式。如图 4 所示, 图 4(a)、(b) 分别是覆盖金膜的周期性腔体结构示意图和热电子在金硅肖特基结界面传输示意图。通过不同共振模式的耦合, 能够实现近红外单一波段或双波段的吸收增强, 从而提高光电探

测器在特定波段的光电探测性能<sup>[44]</sup>。腔体被激发的表面等离子激元共振模式有三种, 如图 4 所示, 图 4(c) 是覆盖 15 nm 厚度金膜的腔体内在 1 300 nm 入射光下的电场分布, 可以看出主要激发了沿着腔体内壁传播的金/硅等离子激元共振模式, 图 4(d) 是覆盖 100 nm 厚度金膜的腔体内在 1 680 nm 入射光下的电场分布, 主要激发了金/空气界面的等离子激元共振模式, 电场局域在腔体的开口处, 图 4(e) 是覆盖 100 nm 金膜的腔体单元在 1 380 nm 入射光下的电场分布, 主要激发了局域在腔体内壁表面的 Bragg 等离子激元共振模式。三种等离子激元共振模式可以通过改变腔体尺寸参数和入射光波长实现强耦合, 从而增强某一个波段或者双波段的光吸收。单一波段探测时, 金硅/界面处的等离子激元共振与金/空气界面处的等离子激元共振模式耦合, 在吸收共振峰 1 550 nm 处的吸收率达到 88%, 对应的响应度为 4.1 mA/W。为了应用于近红外通信波段, 获得 1 310 nm 和 1 550 nm 的双波段吸收增强, 研究团队调整了结构参数, 使三种共振模式实现不同程度耦合, 在 1 310 nm 和 1 550 nm 的吸收率分别达到 68% 和 72%, 其对应的响应度为 4.5 mA/W 和 2.4 mA/W。

## 2.2 内量子效率增强型金硅近红外光电探测器

提高近红外光吸收和热电子产生效率(外量子效率)可以看作器件的光学性能优化, 但为了最终提高光电转换效率, 从电学角度来看, 仍需进一步降低热电子在被外电路收集前的损耗, 即提高探测器的内量子效率。研究者们从光学和电学两个方面设计器件结构, 在利用等离子激元微纳结构提高外量子效率的前提下, 提出了许多提高内量子效率的方案, 其中包括减少热电子传输到金硅界面之前的损耗、提高到达金硅界面热电子越过肖特基势垒概率等手段。

2013 年, Knight 等人制备了一种嵌入式的金硅肖特基结光电探测器<sup>[45]</sup>, 增大了肖特基接触面的面积, 减少了热电子在传输过程中的损耗。如图 5 所示, 钛(2 nm)/A 金(35 nm)的平面纳米线被内嵌入硅中, 图 5(c)~(e) 所示的嵌入深度分别是 5、15、25 nm。水平面肖特基结和两个侧面的肖特基结都可以传输热电子并将其注入到硅中。如图 5(a) 所示, 非嵌入式结构仅仅通过底部的平面肖特基结传输热电子, 而图 5(b) 所示的嵌入式结构形成了三维肖特基结, 可以从三个方向共同传输热电子。金纳米线嵌入深度越深, 侧

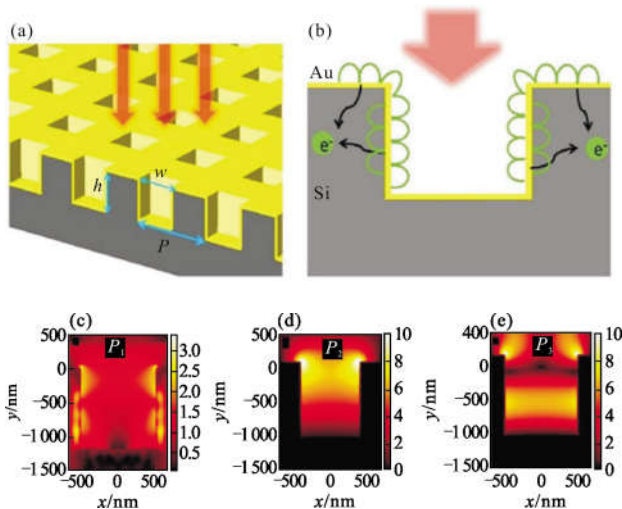


图 4 (a) 金膜覆盖的周期性腔体结构示意图; (b) 等离子激元激发热电子在金硅界面传输示意图; 各模式电场分布图 (c) 金/硅传播等离子激元模式; (d) 金/空气局域等离子激元模式; (e) Bragg 等离子激元模式

Fig.4 (a) Schematic diagram of the cavity array photodetector with hot electrons excited by using the surface cavity array covered by a gold film; (b) schematic diagram of Au-Si junction, hot electrons excited in the Au layer diffuse towards the M/S; Distributions of electric field of different modes (c) CSPAu-si mode; (d) CSPAu-air mode; (e) Bragg-SPP mode

面的肖特基结面积越大,器件整体的响应度也越高。达到最高纵横比的嵌入式器件表现出的测量响应度(65  $\mu\text{A/W}@1\ 550\ \text{nm}$ )比非嵌入式结构高约 25 倍。

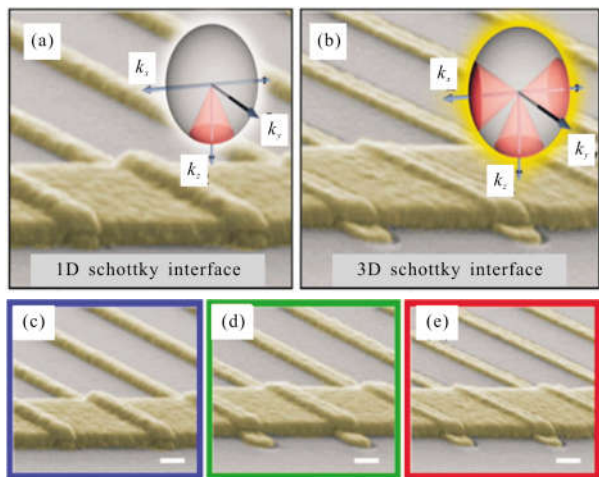


图 5 嵌入式表面等离激元诱导热电子纳米结构。(a)平面型器件仅支持热电子通过底部界面处传输;(b)完全嵌入式器件支持热电子通过全部三个肖特基结界面传输;(c)~(e)器件的三种嵌入深度的代表性 SEM 表征图片,宽度为  $120\pm 10\ \text{nm}$ ,嵌入硅基底的深度分别为 5、15、25 nm

Fig.5 Plasmon-induced hot electron production for embedded nanostructures. (a) planar devices support electron transport only through the bottom interface; (b) fully embedded devices support electron transport through all three Schottky interfaces; (c)~(e) three representative SEM images of devices with widths of  $120\pm 10\ \text{nm}$  embedded  $\sim 5, 15, 25\ \text{nm}$  into the silicon substrate

2014 年,Jason Valentine 等人制备了一系列超材料完美吸收体,可以实现近红外波段的金硅肖特基结探测<sup>[46]</sup>。其中,一维结构的完美吸收体是一种类光栅结构,但不同于在平面硅基底上直接沉积金光栅,研究人员先将双抛硅片进行反应离子刻蚀(RIE)处理,直接将硅片刻蚀成光栅结构,然后在硅光栅上沉积金薄膜。通过光栅上下端口的局域等离激元和上下吸收层的 Fabry-Pérot 腔共振耦合,实现此结构在  $1\ 280\ \text{nm}$  附近高达 95% 的光吸收。不同于传统的光栅结构,此种结构表现出了宽波段的响应特性,半高宽为  $400\ \text{nm}$ 。笔者为了提高内量子效率,将表面等离激元共振吸收层的厚度(金膜厚度)设计为  $15\ \text{nm}$ ,低于热电子的平均自由程,保证热电子有更大的概率扩散到金硅肖特基结界面。

2015 年,DESIATOV 等人利用 KOH 湿法刻蚀

工艺将硅片腐蚀成金字塔形状,并在金字塔顶端覆盖超薄铝膜,制备了一种铝/硅肖特基结近红外光电探测器<sup>[47]</sup>。硅金字塔阵列大范围地收集光,并将光汇聚在金字塔顶端极小的有源像素区,在  $0.1\ \text{V}$  偏压下, $1\ 064, 1\ 300, 1\ 550\ \text{nm}$  的响应度分别达到了 5、12、30  $\text{mA/W}$ 。该结构响应度的提升不仅是因为金字塔结构的陷光作用提高了外量子效率,而且因为金字塔顶端的铝纳米尖端的表面等离激元效应缓解了热电子注入过程的动量失配问题,使热电子有更大的概率从铝注入到相邻的硅材料中,提高了内量子效率。

2017 年,暨南大学的陈沁等人发现两种不同方向的光照模式对器件内量子效率具有影响<sup>[48]</sup>。如图 6(a)所示,硅上集成等离激元吸收体是一种金膜覆盖的硅纳米孔洞(Si nanoholes, SiNHs)结构,当  $1\ 100\sim 1\ 900\ \text{nm}$  波段的近红外光从背面(无金膜覆盖面)入射时,器件的反射率均低于 5%,保证了近红外通信波段的高外量子效率。为验证表面等离激元诱导产生热电子的空间分布对于内量子效率的重要性,近红外光被从正面和背面两种方式照射。如图 6(d)所示,同一个器件结构产生了不同的响应度,背面照射模式的响应度明显高于正面入射模式。研究显示这是因为热电子空间分布不同,如图 6(c)、(d)所示,背面入射激发的热电子被强烈局域在金/硅肖特基结界面附近,而正面入射模式的热电子大部分出现在金/空气交界面,由于背面入射产生的热电子无需在金膜中传输,导致其损耗较小,和正面入射模式相比,背面入射模式的热电子具有更大的概率达到金/硅肖特基结界面,最终越过肖特基势垒,在  $1\ 100\sim 1\ 500\ \text{nm}$  波段的响应度为  $13\sim 1.5\ \text{mA/W}$ 。同年,此课题组又提出了利用双肖特基结势垒的新型方案,制备了一种全方位肖特基结近红外光电探测器<sup>[49]</sup>。作者利用热退火法在硅片上制备金纳米颗粒,随后沉积宽禁带半导体二氧化钛层,将金纳米颗粒覆盖形成全方位的肖特基接触。最后在二氧化钛层上沉积金膜作为反射层和金属电极。二氧化钛层、硅层与金纳米颗粒形成双肖特基结,同时作为收集热电子的半导体层。由于二氧化钛的电子亲和能为  $4.0\ \text{eV}$ ,与硅的电子亲和能近似相等,因此被二氧化钛层收集的热电子能够从二氧化钛层自由输运到硅层,被收集成为光电流。同时,二氧化钛与硅之间存在较大的价带偏差,能够抑制电子空穴的复合,提高了热电子输运的效率,在  $5\ \text{V}$  的反偏电压下,器件的响应度在  $1\ 550\ \text{nm}$  能达到  $3.3\ \text{mA/W}$ 。

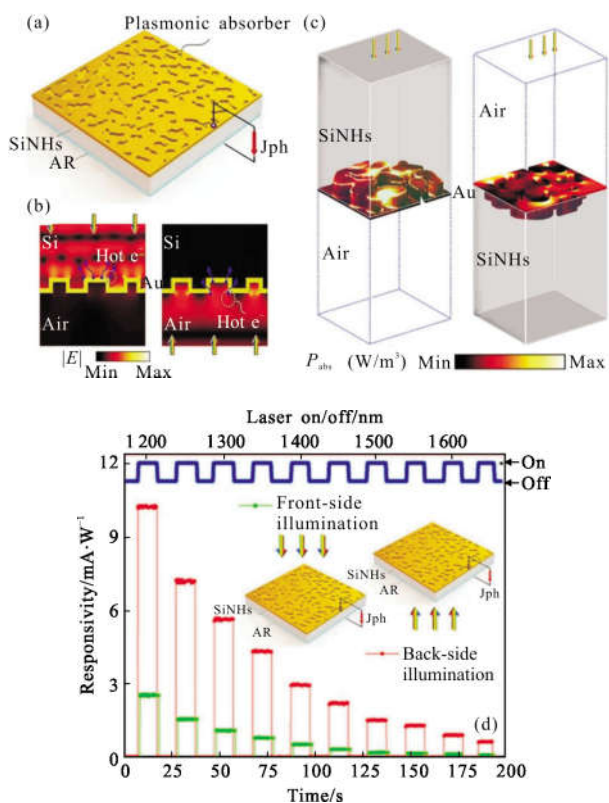


图 6 (a)提出的等离激元热电子光电探测器示意图;(b)、(c)器件在正面和背面光照入射模式的电场分布和吸收分布仿真图;(d)优化后的器件在两种光照模式下的时变响应图

Fig.6 (a) Schematic of the proposed plasmonic hot electron photodetector; (b), (c) field and Pabs distributions of the device operating at the front and back-illumination modes; (d) time-dependent responses of the optimized devices operating at two illumination modes

2017 年, 东南大学王琦乐课题组将硅片湿法刻蚀成金字塔绒面硅, 并在绒面硅表面通过薄膜退火法制备金纳米颗粒, 利用局域等离激元实现近红外光电探测, 并通过不同尺寸金纳米颗粒的吸收光谱和响应度光谱比较, 验证了内量子效率提升对器件响应度的重要影响<sup>[50]</sup>。在吸收光谱中, 吸收率从大到小依次为 5、3.5、2 nm 金薄膜的样品, 而响应光谱中响应度从高到底依次为 2、3.5、5 nm 金薄膜的样品, 即吸收光效率最大的器件并不是响应度最大的器件。此种反常现象表明, 基于内光电效应原理形成的光电转换器件, 等离激元结构的光吸收率并不是唯一决定器件响应度的因素。由公式(4)可知, 热电子到达界面的概率, 与颗粒的大小成反比, 颗粒尺寸越大, 产生的热电子到达界面的概率就越小。5 nm 颗粒

样品的颗粒均值在 60 nm 左右, 而 2 nm 薄膜颗粒的尺寸在 15 nm 左右, 所以在 2 nm 薄膜颗粒内部产生的热电子输运到金硅界面的概率明显大于 5 nm 薄膜颗粒的样品, 并且此种优势超过了 5 nm 薄膜颗粒较高光吸收的优势, 最终使得 2 nm 薄膜颗粒样品的响应度高于 5 nm 薄膜颗粒样品。因此, 在设计器件结构参数时, 应综合考虑光学(外量子效率)和电学(内量子效率)两方面因素, 优化器件响应度。

### 2.3 等离激元波导结构近红外光电探测器

等离激元波导(Plasmonic Waveguides)是等离激元集成电路中 SPP 波载流子的传输通道, 同时也是构成电路中有源和无源器件的基本单元。基于等离激元波导结构的光电探测器中表面等离激元衰减产生的热电子大多分布在金硅界面附近, 减少了热电子的输运距离, 能够提高器件整体的量子效率。探测器通过与等离激元波导结构的集成, 能够实现片上式的光学信号传输与探测功能, 有利于光电探测系统的集成化与芯片化。

以色列希伯来大学的 Ilya Goykhman 等人将肖特基光电探测器与纳米尺寸的硅光波导进行集成, 针对近红外通信应用, 集中优化器件在 1 550 nm 波段的光响应度, 他们发现粗糙的肖特基界面能有效提高响应度<sup>[51]</sup>。如图 7 所示, 利用标准微电子 LOCOS

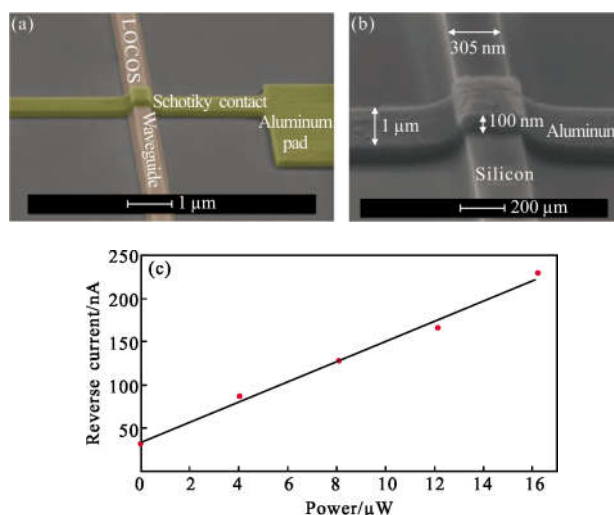


图 7 (a)局部氧化硅波导集成肖特基光电探测器 SEM 图;(b)肖特基结处放大;(c) 0.1 V 反向偏压下, 1 550 nm 的响应光谱  
Fig.7 (a) SEM micrograph of the locally-oxidized silicon bus waveguide integrated with the Schottky photodetector; (b) zoom in on the Schottky contact; (c) the responsivity plot of the device at operation wavelength of 1 550 nm. The reverse current is taken for a small reverse bias of 0.1 V

工艺,将硅波导与铝进行肖特基接触,接触面尺寸为  $320\text{ nm}\times 1\ 000\text{ nm}$ 。此光电探测器在  $0.1\text{ V}$  偏压下,  $1\ 550\text{ nm}$  波长的响应度为  $12.5\text{ mA/W}$ ,内量子效率达到  $1\%$ ,比此团队两年前发表的类似结构的响应度高出了两个数量级<sup>[52]</sup>。他们认为内量子效率以及响应度的提升是由于侧壁金硅接触的不平整造成的,由于表面等离激元的局域场效应,侧壁较为尖锐的边缘区域存在局域的强电场,降低了肖特基势垒高度;表面的粗糙度破坏了动量守恒,使得原本会被反射回金属的热电子能够穿过金半界面注入到半导体中。

2016 年, S Muehlbrandt 等提出了一种基于非对称的金属-半导体-金属(MSM)波导结构的热电子光电探测器,解释了外加偏压对响应度的影响<sup>[53]</sup>。在厚度为  $75\text{ nm}$  的轻掺杂的硅两侧分别沉积金膜和钛膜,形成能够传播表面等离极化激元的 MSM 结构波导。传输光模式从硅光波导中耦合进入 MSM 结构,大部分光模式耦合成局域的等离激元模式并在钛/硅界面传播,其非辐射衰减产生的热电子从钛/硅界面注入硅中,穿过硅层后,被另一侧的金膜收集。由于 MSM 结构中半导体层厚度较薄,硅层厚度远小于金硅界面的耗尽层厚度,因此在施加偏压的情况下,外部电压决定了硅层的电压降,在硅层内部形成恒定的电场,使得钛/硅界面的有效势垒宽度下降,提高了热电子穿过肖特基势垒的概率。这种基于薄膜硅结构的探测器的响应度能够达到  $0.12\text{ A/W}$ 。

### 3 特殊功能表面等离激元金硅内光电效应 近红外光电探测器

传统需求的近红外光电探测器需要满足在各种环境下稳定的光电探测,因此,宽波段、全角度、偏振态不敏感等特性是主要关注点。近红外光电探测器引入表面等离激元微纳增强结构之后,由于表面等离激元结构具有波长选择和偏振选择的特性,可以实现分立光学功能模块与探测像元的集成,有利于光电探测系统向多功能和芯片集成化的方向发展。

#### 3.1 波长分辨近红外光电探测器

表面等离激元的共振吸收峰强烈依赖于器件尺寸和周围介质环境。通过改变器件等离激元结构的尺寸参数和介电特性,在保证器件的高响应度前提下,可实现波长分辨的窄带探测。这种窄带探测特性

可以应用于制作直接电路读出的等离激元光谱仪、测距仪、环境分析仪等。

2013 年, Sobhani 等人研究了金属光栅的超透射现象(EOT),发现超透射现象所利用的等离激元共振模式同样可以用于激发热电子,实现内光电效应光电探测<sup>[54]</sup>。如图 8(a)所示,在平面硅衬底上沉积不同周期常数的金光栅,金和硅之间预先沉积一层钛提高粘附性。周期性的裂缝形成光栅,补偿了入射光子与等离激元之间的动量差异,确保传播型等离激元能在金属表面传播。传播型等离激元还可以在光栅狭缝内传播,实现多种共振模式耦合,大幅提高器件的光吸收。如图 8(b)所示,通过调节金属光栅的宽度  $D$ ( $800\sim 1100\text{ nm}$ ),可以在  $1\ 300\sim 1\ 650\text{ nm}$  波长范围内线性调节器件的吸收峰。图 8(c)表明金膜厚度影响器件响应度,也展示了器件的窄带探测能力。通过调节金属光栅的尺寸参数,  $1\ 300\text{ nm}$  和  $1\ 500\text{ nm}$  时测量到的最高响应度分别为  $0.6\text{ mA/W}$  和  $0.47\text{ mA/W}$ 。

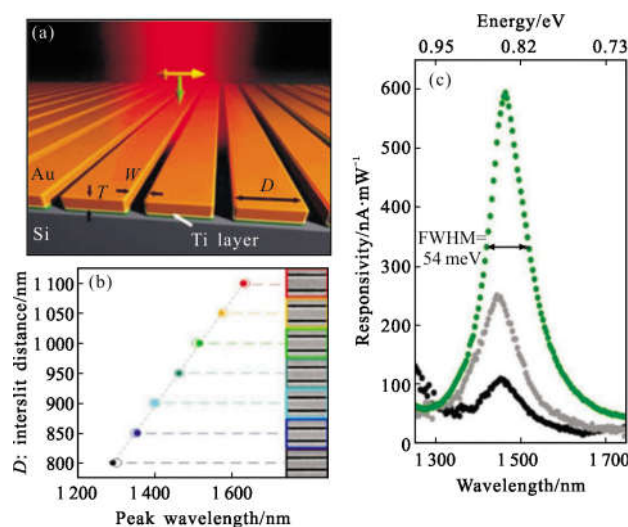


图 8 (a)金属光栅/n 型硅结构示意图;(b)不同光栅宽度的 FDTD 仿真吸收峰(空心圆)和实验吸收峰(实心圆)比较;(c)不同金膜厚度  $T$ (绿线为  $200\text{ nm}$ ,灰线为  $170\text{ nm}$ ,黑线为  $93\text{ nm}$ )的响应光谱

Fig.8 (a) Schematic of a gold grating on an n-type silicon substrate; (b) FDTD (empty circles) and experimental data (filled circles) for the responsivity peak position in wavelength showing a linear dependence on interslit distance (grey dashed line); (c) photocurrent responsivities of grating-based photodetectors for three different gold layer thicknesses,  $T=93\text{ nm}$  (black),  $170\text{ nm}$  (grey) and  $200\text{ nm}$  (green)



2017 年, 苏州大学李孝峰团队将等离激元的窄带探测能力应用于新型的环境折射率传感器<sup>[55]</sup>。如图 9(a)所示, 他们选择了金膜覆盖的硅基纳米线阵列结构, 这种结构一方面实现了与入射光高效耦合, 增强

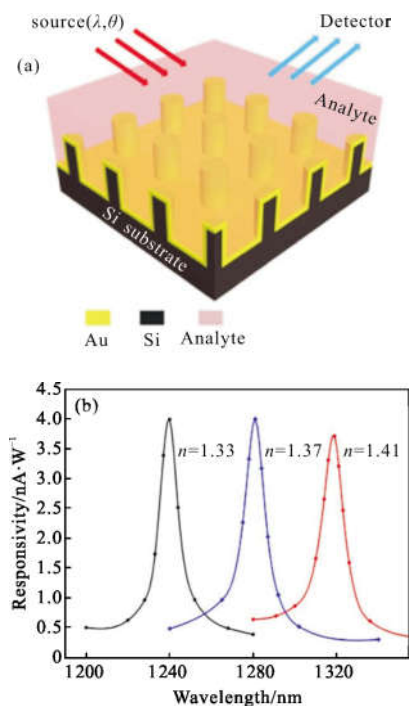


图 9 (a)金膜覆盖的硅纳米线阵列 3D 示意图; (b)不同环境折射率(1.33,1.37,1.41)下的响应光谱

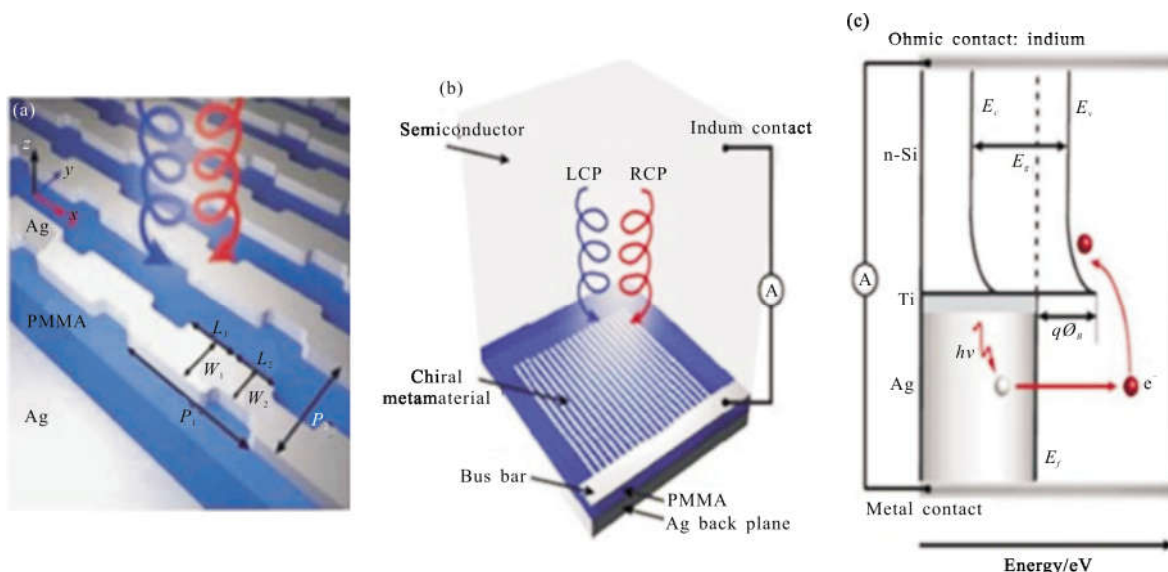
Fig.9 (a) Schematic diagram of 3D views of the proposed conformal Si-Au core-shell NWA for sensors; (b) responsivity spectra of the Si-Au core-shell NWA sensing system with refractive indices of 1.33, 1.37, and 1.41, respectively

了光吸收。另一方面, 这种结构的表面积与体积之比很大, 是传感器应用最佳选择。如图 9(b)所示, 当选择了合适的等离激元结构后, 通过调节探测器周围环境介质的折射率, 可以改变探测器的响应峰波长, 其半高宽仅为 9.89 nm, 且响应度均达到了约 4 mA/W, 表现了高响应的窄带探测特性。经过计算, 此结构探测器灵敏度的品质因数为 75~98, 高于大部分商用环境折射率传感器<sup>[56-57]</sup>。

### 3.2 偏振敏感近红外光电探测器

表面等离激元的激发条件除了要满足频率匹配和波矢匹配之外, 还需要满足一定的偏振条件。对于一维周期性亚波长金属光栅, 其表面等离极化激元只能由 TM 偏振的光才能激发, 而 TE 偏振就不能激发, 对于非中心对称的等离激元纳米结构或者阵列, 其表面等离激元共振吸收峰的位置强烈依赖于激发光的偏振态<sup>[58-59]</sup>。因此, 通过设计制备表面等离激元结构可对不同偏振态的入射光进行选择性的吸收或者散射调控。

引言中提到的金属表面等离激元纳米天线/硅复合结构就验证了表面等离激元结构的偏振探测能力。沿着短轴的横向偏振光(0°、180°偏振)产生的光电流, 仅为沿着长轴的纵向偏振光(90°、270°偏振)产生光电流的 10%。除了线偏振光, 表面等离激元微纳结构还能做到圆偏振敏感探测。2015 年, Li Wei 等人利用手性超材料周期性“Z”型阵列实现了近红外波段左旋偏振光和右旋偏振光的分辨<sup>[60]</sup>, 如图 10(a)、(b)所示, 金属阵列的材料为银, 半导体为 n 型硅, 银



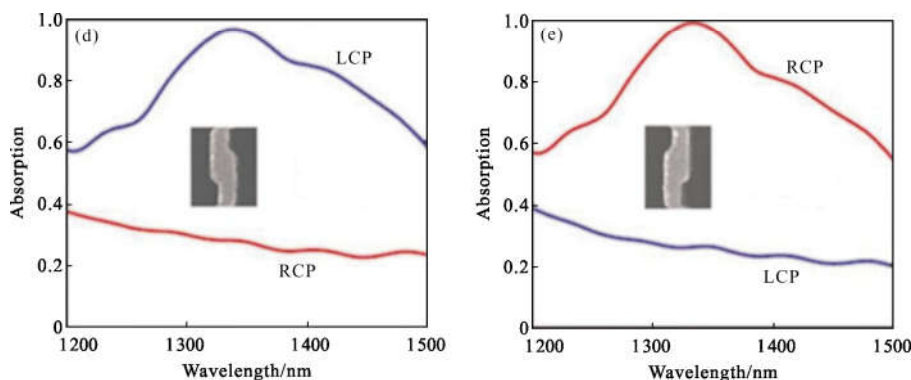


图 10 手性超材料和圆偏振光电探测器示意图。(a)由手性等离子激元超分子阵列组成手性超材料;(b)一种由半导体集成的手性超材料组成的圆偏振光电探测器;(c)圆偏振光电探测器能带示意图;(d)、(e)实验测量的左手性材料和右手性材料在左旋和右旋偏振光照射下的吸收光谱

Fig.10 Schematic of the chiral metamaterial and the CPL detector. (a) Chiral metamaterial consisting of the chiral plasmonic meta-molecule array; (b) schematic of the CPL detector consisting of a chiral metamaterial integrated with a semiconductor; (c) energy band diagram of the CPL detector; (d), (e) experimentally measured optical absorption spectra under LCP and RCP illumination for LH (d) and RH(e) metamaterials

阵列与硅形成肖特基接触,银背电极与硅形成欧姆接触。图 10(d)、(e)表明,对于左手性材料,在1340 nm 处左旋偏振光形成了吸收达到 95%的吸收峰,而右旋偏振光在 1200~1500 nm 波段的吸收均小于 40%,而右手性材料的结果与其则截然相反。电学测试也验证了上述特点,左手性材料在 1340 nm 的左旋偏振光照射下,响应度高达 2.2 mA/W,而右旋偏振光的响应度低于 1 mA/W。这种圆偏振近红外探测结构可以应用于光纤编码通信、自由空间无线通信以及偏振成像等。该项成果与之前所提表面等离子体偏振硅基近红外光电探测<sup>[61]</sup>相结合,可以测量任意偏振光的偏振态或 Stokes 参数<sup>[62]</sup>。

#### 4 结论与展望

文中综述了基于表面等离子激元共振诱导热电子原理的硅基近红外光电探测的研究进展和主要能够达到的性能指标(表 1),从文中可以看出,表面等离子激元增强型金硅肖特基结不仅可以突破硅禁带宽度限制,实现近红外波段的光电探测,而且可以通过改变等离子激元结构的共振波长调控器件的响应光谱,通过设计合适的等离子激元结构还可实现偏振敏感和波长分辨的光电探测。

从首次利用等离子激元结构实现硅基近红外光电探测以来,表面等离子激元结构实现硅基近红外光电探测研究取得了重大的进展,主要集中在通过结构

设计和工艺改进,提高外量子效率和内量子效率两个方面来提高探测器的响应度。通过设计新型微纳结构可以提高等离子激元结构的光吸收,即提高热电子的产生效率;调控界面结构可增强热电子输运到金硅界面的几率;通过外加偏压可降低肖特基势垒,增加热电子越过的几率。目前表面等离子激元增强型硅基肖特基探测器距离真正的实用化仍具有一段距离,可从以下几个方面加以关注:第一,改进制备表面等离子激元结构的工艺。物理方法制备的等离子激元结构多晶甚至非晶态居多,热电子在其内部输运的损耗较大,尝试利用化学方法制备单晶的等离子激元结构与硅基材料复合,或将物理方法和化学方法相结合制备热电子损耗较低的等离子激元结构。第二,设计制备具有极大场增强特征的新型等离子激元金属纳米结构,使得共振吸收的能量主要用于激发费米能级附近的电子,使得热电子具有较高的能量跃迁过肖特基势垒。第三,进行金属/硅界面的界面优化,金属/硅界面的形貌和粗糙度对金硅界面的肖特基势垒以及热电子输运到界面处的动量影响较大,界面处的金属扩散问题也可能影响肖特基结势垒的稳定性,因此需要通过界面钝化或氧等离子体处理等优化界面的形貌实现降低界面势垒,提高界面稳定性。

表面等离子激元增强型金/硅肖特基结突破了硅的禁带宽度的限制,有效实现了硅基近红外光电探测器,将在未来的硅基光子芯片、红外传感、航空航

表 1 近年基于表面等离激元热电子原理的金硅接触近红外硅基光电探测器汇总

Tab.1 Summary of surface plasmon hot electron metal/Si Si-based PDs at NIR wavelengths in recent years

Device type	Year	Size	Spectral range/nm	Responsibility	FWHM
Zhiyang Qi et al <sup>[47]</sup> . Au nanoparticle decorated silicon pyramids	2017	Thickness of the metal film: 2, 3.5, 5 nm	1 200–1 475	8.17 mA/W@1 200 nm	–
Zhiqiang Yang et al <sup>[41]</sup> . plasmonic cavity array	2017	Array period: 1 400 nm Cavity depth: 1 200 nm Cavity width: 710 nm	1 310 1 550	4.5 mA/W@1 310 nm 2.4 mA/W@1 550 nm	–
Wen, Long et al <sup>[46]</sup> . plasmonic absorber and omni-schottky junction	2017	Diameter of Au NPs: 100–200 nm	1 150–1 900	1.05 mA/W@1 500 nm (–5 V)	–
Wen, Long et al <sup>[45]</sup> . Au covered disordered silicon nanoholes	2017	Nanoholes depth: 100 nm Au coating thickness: 20 nm	1 100–1 500	4.3 mA/W@1 500 nm (–5 V)	–
Qin, L et al <sup>[52]</sup> . silicon-gold core-shell nanowire array	2017	Period: 900 nm Length: 500 nm Radius: 120 nm Au nanoshell thickness: 60 nm	1 200–1 360	4 mA/W@1 240 nm	9.89 nm
S Muehlbrandt et al <sup>[50]</sup> . asymmetric metal-semiconductor-metal waveguides	2016	Width of silicon: 200 nm Length: 1 μm Metal thickness: 40 nm	1 550	0.12 A@1 150 nm (–3.25 V)	–
Wu Chunyan et al <sup>[63]</sup> . core-shell silicon nanowire array	2016	Nanowire length: 4 μm Diameter: 150 nm Cu shell thickness: 15 nm	460–1 100	0.335 A/W@960 nm	–
Alavirad M et al <sup>[64]</sup> . a metal grating on a thin metal patch	2016	Width: 200 nm Height: 80 nm Au film thickness: 20 nm	1 550	13 mA/W@1 550 nm (–100 mV)	80 nm
Yoshiharu Ajiki et al <sup>[38]</sup> . self-assembled organic crystalline nano-pillars	2016	Length: 1 μm diameter: 40 nm Au film thickness: 50 nm	1 200 1 300	14.5 mA/W@1 200 nm 0.433 mA/W@1 300 nm	–
Tetsuo Kan et al <sup>[36]</sup> . nano-pillar array	2016	Width: 200 nm Height: 2.7 μm Au plates thickness: 50 nm	1 100–1 650	2.6 mA/W@1 100 nm	–
Desiatov, Boris et al <sup>[44]</sup> . silicon pyramids	2015	Apex of the pyramid: 50 nm	1 064 1 300 1 550	30 mA/W@1 064 nm 12 mA/W@1 300 nm 5 mA/W@1 550 nm (–0.1 V)	–
Nazirzadeh, M A et al <sup>[40]</sup> . nanoisland	2014	Average nanoparticles: around 150nm	1 200–1 600	2 mA/W@1 300 nm 0.6 mA/W@1 550 nm	–
Lin, Keng-Te et al <sup>[61]</sup> . deep-trench/thin-metal active antenna	2014	Diameter: 0.65 μm Period: 1.3 μm Au film thickness: 15 nm	1 250–1 650	150 nA/mW@1 550 nm	–
Li, W et al <sup>[43]</sup> . Meta-material Perfect absorber	2014	Periodicity: 320 nm Resonator length: 170 nm Cavity height: 120 nm	1 200–1 500	3.37 mA/W@1 250 nm	800 nm
Sobhani, A et al <sup>[51]</sup> . grating	2013	Grating thickness: 200 nm Interslit distance: 950 nm Slit width: 250 nm Gold layer thicknesses: 93–200 nm	1 295–1 635	0.6 mA/W@1 480 nm	54 meV
M Casalino et al <sup>[66]</sup> . metal/Si contact layer deposited on the vertical output facet of the waveguide	2013	Waveguide width: 220 nm Height: 1.5 μm	1 550	4.5 mA/W@1 550 nm (–21 V)	–
Goykhman et al <sup>[48]</sup> . low-loss bus photonic waveguide	2012	Waveguide width: 305 nm Height: 340 nm Aluminum thickness: 100 nm	1 550	12.5 mA/W@1 550 nm (–0.1 V)	–
Goykhman et al <sup>[49]</sup> . nanoscale silicon waveguide	2011	Waveguide width: 310 nm Height: 340 nm Au layer thickness: 50 nm	1 310 1 470 1 550	13.3 mA/W@1 310 nm 1.4 mA/W@1 470 nm 0.25 mA/W@1 550 nm (–0.1 V)	–

天、环境监测等领域具有重大的应用前景。

### 参考文献:

- [1] Downs C, Vandervelde T E. Progress in infrared photodetectors since 2000[J]. *Sensors*, 2013, 13(4): 5054–5098.
- [2] Li C, Bando Y, Liao M, et al. Visible-blind deep-ultraviolet Schottky photodetector with a photocurrent gain based on individual  $Zn_2GeO_4$  nanowire [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(16): 161102.
- [3] Wu P, Dai Y, Ye Y, et al. Fast-speed and high-gain photodetectors of individual single crystalline  $Zn_3P_2$  nanowires [J]. *Journal of Materials Chemistry*, 2011, 21 (8): 2563–2567.
- [4] Hansen M P, Malchow D S. Overview of SWIR detectors, cameras, and applications[C]//Thermoseense Xxx. International Society for Optics and Photonics, 2008, 6939: 69390I.
- [5] Osborne B G, Fearn T, Hindle P H. Practical NIR Spectroscopy with Applications in Food and Beverage Analysis [M]. Berlin: Longman Scientific and Technical, 1993.
- [6] Gudiksen M S, Lauhon L J, Wang J, et al. Growth of nanowire superlattice structures for nanoscale photonics and electronics[J]. *Nature*, 2002, 415(6872): 617.
- [7] Jie J, Zhang W, Peng K, et al. Surface-dominated transport properties of silicon nanowires [J]. *Advanced Functional Materials*, 2008, 18(20): 3251–3257.
- [8] Zheng Daqing, Chen Weimin, Chen Li, et al. A laser ranging method with high precision and large range in high speed based on phase measurement [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2015, 26(2): 303–308. (in Chinese)  
郑大青, 陈伟民, 陈丽, 等. 一种基于相位测量的快速高精度大范围的激光测距法 [J]. *光电子·激光*, 2015, 26(2): 303–308.
- [9] Campbell J C. Recent advances in telecommunications avalanche photodiodes[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, 25(1): 109–121.
- [10] Wu Guoan, Luo Linbao. Development and application of near infrared photodetectors[J]. *Physics*, 2018, 47(3): 137–142. (in Chinese)  
吴国安, 罗林保. 近红外光电探测器的发展与应用 [J]. *物理*, 2018, 47(3): 137–142.
- [11] Beling A, Campbell J C. InP-based high-speed photodetectors [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, 27(3): 343–355.
- [12] Kang Y, Mages P, Clawson A, et al. Fused InGaAs–Si avalanche photodiodes with low-noise performances [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2002, 14(11): 1593–1595.
- [13] Koester S J, Schaub J D, Dehlinger G, et al. Germanium-on-SOI infrared detectors for integrated photonic applications [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2006, 12(6): 1489–1502.
- [14] Hara D, Koester S, Freeman G, et al. The revolution in SiGe: impact on device electronics [J]. *Applied Surface Science*, 2004, 224(1): 9–17.
- [15] Eng P C, Song S, Ping B. State-of-the-art photodetectors for optoelectronic integration at telecommunication wavelength [J]. *Nanophotonics*, 2015, 4(3): 277–302.
- [16] Jones R, Park H D, Fang A W, et al. Hybrid silicon integration [J]. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2009, 20(1): 3–9.
- [17] Michel J, Liu J, Kimerling L C. High-performance Ge-on-Si photodetectors[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(8): 527.
- [18] Kang Y, Liu H D, Morse M, et al. Monolithic germanium/silicon avalanche photodiodes with 340 GHz gain–bandwidth product[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(1): 59.
- [19] Vivien L, Osmond J, Fédéli J–M, et al. 42 GHz p.i.n Germanium photodetector integrated in a silicon-on-insulator waveguide[J]. *Opt Express*, 2008, 17: 6252–6257.
- [20] Wang J, Lee S. Ge –photodetectors for Si –based optoelectronic integration[J]. *Sensors*, 2011, 11(1): 696–718.
- [21] Alloatti L, Srinivasan S A, Orcutt J S, et al. Waveguide-coupled detector in zero-change complementary metal-oxide-semiconductor [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(4): 041104.
- [22] Meng H, Atabaki A, Orcutt J S, et al. Sub-bandgap polysilicon photodetector in zero-change CMOS process for telecommunication wavelength [J]. *Opt Express*, 2015, 23: 32643–32653.
- [23] Mailoa J P, Akey A J, Simmons C B, et al. Room-temperature sub-band gap optoelectronic response of hyperdoped silicon [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3011.
- [24] Casalino M, Coppola G, Iodice M, et al. Near-infrared sub-bandgap all-silicon photodetectors: state of the art and perspectives[J]. *Sensors*, 2010, 10(12): 10571–10600.
- [25] Kimata M, Ozeki T, Tsubouchi N, et al. PtSi Schottky-barrier infrared focal plane arrays [C]//Imaging System Technology for Remote Sensing. International Society for Optics and Photonics, 1998, 3505: 2–13.
- [26] Knight M W, Sobhani H, Nordlander P, et al. Photodetection with active optical antennas [J]. *Science*, 2011, 332(6030): 702–704.

- [27] Maier S A. Plasmonics: Fundamentals and Applications [M]. Berlin: Springer Science & Business Media, 2007.
- [28] Brongersma M L, Kik P G. Surface Plasmon Nanophotonics [M]. Berlin: Springer, 2007.
- [29] Wang Zhenlin. A review on research progress in surface plasmons[J]. *Progress in Physics*, 2009, 29(3): 287–324.(in Chinese)  
王振林. 表面等离子激元研究新进展 [J]. 物理学进展, 2009, 29(3): 287–324.
- [30] Clavero C. Plasmon-induced hot-electron generation at nanoparticle/metal-oxide interfaces for photovoltaic and photocatalytic devices [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 95–103.
- [31] Neumann O, Urban A S, Day J, et al. Solar vapor generation enabled by nanoparticles [J]. *Acs Nano*, 2013, 7(1): 42–49.
- [32] Hogan N J, Urban A S, Ayala-Orozco C, et al. Nanoparticles heat through light localization [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(8): 4640–4645.
- [33] Sze S M, Ng K K. Physics of Semiconductor Devices [M]. New Jersey: John Wiley & Sons, 2006.
- [34] Zhang C, Wu K, Zhan Y, et al. Planar microcavity-integrated hot-electron photodetector [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(19): 10323–10329.
- [35] Zhan Y, Wu K, Zhang C, et al. Infrared hot-carrier photodetection based on planar perfect absorber [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(18): 4261–4264.
- [36] Sze S M, Moll J L, Sugano T. Range-energy relation of hot electrons in gold [J]. *Solid-State Electronics*, 1964, 7(7): 509–523.
- [37] White T P, Catchpole K R. Plasmon-enhanced internal photoemission for photovoltaics: theoretical efficiency limits [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(7): 073905.
- [38] Donati S. Photodetectors[M]. New Jersey: Prentice Hall PTR, 1999.
- [39] Kan T, Ajiki Y, Matsumoto K, et al. Si process compatible near-infrared photodetector using Au/Si nano-pillar array[C]// Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2016 IEEE 29th International Conference on. IEEE, 2016: 624–627.
- [40] Ajiki Y, Kan T, Yahiro M, et al. Near infrared photodetector using self-assembled formation of organic crystalline nanopillar arrays [C]//Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2014 IEEE 27th International Conference on. IEEE, 2014: 147–150.
- [41] Ajiki Y, Kan T, Yahiro M, et al. Silicon based near infrared photodetector using self-assembled organic crystalline nanopillars[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(15): 151102.
- [42] Schider G, Krenn J R, Hohenau A, et al. Plasmon dispersion relation of Au and Ag nanowires [J]. *Physical Review B*, 2003, 68(15): 155427.
- [43] Ajiki Y, Kan T, Yahiro M, et al. Silicon based near infrared photodetector using self-assembled organic crystalline nanopillars[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(15): 151102.
- [44] Yang Z, Liu M, Liang S, et al. Hybrid modes in plasmonic cavity array for enhanced hot-electron photodetection [J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20268–20273.
- [45] Knight M W, Wang Y, Urban A S, et al. Embedding plasmonic nanostructure diodes enhances hot electron emission[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(4): 1687–1692.
- [46] Li W, Valentine J. Metamaterial perfect absorber based hot electron photodetection[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(6): 3510–3514.
- [47] Desiatov B, Goykhman I, Mazurski N, et al. Plasmonic enhanced silicon pyramids for internal photoemission Schottky detectors in the near-infrared regime [J]. *Optica*, 2015, 2(4): 335–338.
- [48] Wen L, Chen Y, Liang L, et al. Hot electron harvesting via photoelectric ejection and photothermal heat relaxation in hotspots-enriched plasmonic/photonic disordered nanocomposites[J]. *ACS Photonics*, 2017, 5(2): 581–591.
- [49] Wen L, Chen Y, Liu W, et al. Enhanced photoelectric and photothermal responses on silicon platform by plasmonic absorber and omni-schottky junction [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2017, 11(4): 1700059.
- [50] Qi Z, Zhai Y, Wen L, et al. Au nanoparticle-decorated silicon pyramids for plasmon-enhanced hot electron near-infrared photodetection [J]. *Nanotechnology*, 2017, 28(27): 275202.
- [51] Goykhman I, Desiatov B, Khurgin J, et al. Waveguide based compact silicon Schottky photodetector with enhanced responsivity in the telecom spectral band[J]. *Optics Express*, 2012, 20(27): 28594–28602.
- [52] Goykhman I, Desiatov B, Khurgin J, et al. Locally oxidized silicon surface-plasmon Schottky detector for telecom regime [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(6): 2219–2224.
- [53] Muehlbrandt S, Melikyan A, Harter T, et al. Silicon-plasmonic internal-photoemission detector for 40 Gbit/s data reception[J]. *Optica*, 2016, 3(7): 741–747.
- [54] Sobhani A, Knight M W, Wang Y, et al. Narrowband photodetection in the near-infrared with a plasmon-induced hot electron device [J]. *Nature Communications*, 2013, 4:

- 1643.
- [55] Qin L, Zhang C, Li R, et al. Silicon-gold core-shell nanowire array for an optically and electrically characterized refractive index sensor based on plasmonic resonance and Schottky junction[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(7): 1225–1228.
- [56] Phillips K S, Jiri Homola (Ed.): Surface plasmon resonance-based sensors [J]. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 2008, 390(5): 1221–1222.
- [57] Tetz K A, Pang L, Fainman Y. High-resolution surface plasmon resonance sensor based on linewidth-optimized nanohole array transmittance [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(10): 1528–1530.
- [58] Porto J, Garcia-Vidal F, Pendry J. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(14): 2845.
- [59] Gordon R, Brolo A, Mckinnon A, et al. Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(3): 037401.
- [60] Li W, Coppens Z J, Besteiro L V, et al. Circularly polarized light detection with hot electrons in chiral plasmonic metamaterials[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8379.
- [61] Chalabi H, Schoen D & Brongersma M L. Hot-electron photodetection with a plasmonic nanostripe antenna[J]. *Nano Lett*, 2014, 14: 1374–1380.
- [62] Afshinmanesh F, White J S, Cai W, et al. Measurement of the polarization state of light using an integrated plasmonic polarimeter[J]. *Nanophotonics*, 2012, 1(2): 125–129.
- [63] Wu C Y, Pan Z Q, Wang Y Y, et al. Core-shell silicon nanowire array-Cu nanofilm Schottky junction for a sensitive self-powered near-infrared photodetector [J]. *Journal of Materials Chemistry C*, 2016, 4(46): 10804–10811.
- [64] Alavirad M, Olivieri A, Roy L, et al. High-responsivity sub-bandgap hot-hole plasmonic Schottky detectors [J]. *Optics Express*, 2016, 24(20): 22544–22554.
- [65] Lin K T, Chen H L, Lai Y S, et al. Silicon-based broadband antenna for high responsivity and polarization-insensitive photodetection at telecommunication wavelengths [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3288.
- [66] Casalino M, Iodice M, Sirteto L, et al. Low dark current silicon-on-insulator waveguide metal-semiconductor-metal-photodetector based on internal photoemissions at 1 550 nm [J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, 114(15): 153103.