

具有变革性特征的红外光电探测器

胡伟达 李庆 陈效双 陆卫

Recent progress on advanced infrared photodetectors

Hu Wei-Da Li Qing Chen Xiao-Shuang Lu Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 120701 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190281

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190281>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用表面微结构提高波长上转换红外探测器效率

Improvement on the efficiency of up-conversion infrared photodetectors using surface microstructure

物理学报. 2016, 65(10): 108501 <https://doi.org/10.7498/aps.65.108501>

具有光电倍增的宽光谱三相体异质结有机彩色探测器

Organic color photodetectors based on tri-phase bulk heterojunction with wide spectrum and photoelectronic multiplication

物理学报. 2018, 67(19): 198503 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180502>

基于窄带隙聚合物的高性能可见-近红外光伏探测器

High performance visible-near infrared photovoltaic detector based on narrow bandgap polymer

物理学报. 2017, 66(22): 228501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.228501>

阻挡杂质带红外探测器中的界面势垒效应

Interfacial barrier effects in blocked impurity band infrared detectors

物理学报. 2015, 64(22): 227302 <https://doi.org/10.7498/aps.64.227302>

非制冷红外探测器读出电路的非均匀性研究

Non-uniformity study on readout circuit for uncooled IR detector

物理学报. 2015, 64(11): 118503 <https://doi.org/10.7498/aps.64.118503>

含有AlGaAs插入层的InAs/GaAs三色量子点红外探测器

Three-color InAs/GaAs quantum dot infrared photodetector with AlGaAs inserting layer

物理学报. 2016, 65(10): 108502 <https://doi.org/10.7498/aps.65.108502>

特邀综述

具有变革性特征的红外光电探测器*

胡伟达^{1)†} 李庆¹⁾²⁾ 陈效双¹⁾ 陆卫^{1)‡}

1) (中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

2) (中国科学院大学, 北京 100084)

(2019年3月1日收到; 2019年3月31日收到修改稿)

现代红外光电探测技术有着近八十年的历史. 从二战期间第一个可实用 PbS 红外探测器到第三代红外光电探测器概念的提出, 红外光电探测技术经历了翻天覆地的变化. 以碲镉汞、铟化铟、铟镓砷为代表的传统红外光电探测器已在军事、遥感、通信、生命科学和宇宙探索等领域发挥着至关重要的作用. 随着人类对光电探测不断增长的需求, 尤其近几年来在人工智能、大数据、智慧城市等方面对红外信息的探测和智能感知有着强烈的需求, 大幅降低红外光电探测器的尺寸 (size)、重量 (weight)、功耗 (power) 和价格 (price), 以及提高探测器的性能 (performance) 迫在眉睫. 因此, 要满足上述需求, 必须要寻找具有变革性特征的红外光电探测器件. 当前红外探测器正处于新旧更迭的时代, 一大批新型红外光电探测器涌出. 本文系统地介绍了一些具有变革性特征的红外探测器前沿内容, 主要包括: 人工光子微结构调控的新型红外探测器、基于能带工程的红外探测器、新型低维材料红外探测器, 以及传统红外探测器的新方向. 最后, 展望了红外光电探测未来发展面临的机遇和挑战.

关键词: 红外光电探测器, 人工微结构, 能带工程, 雪崩倍增

PACS: 07.57.-c, 77.55.-g, 78.56.-a

DOI: 10.7498/aps.68.20190281

1 引言

红外辐射指在电磁辐射频谱中介于可见光和微波之间、波长范围在 0.76—1000 μm 的电磁波. 红外辐射是在 1800 年被英国天文学家 Herschel^[1] 利用分光镜和水银温度计首次发现的, 涂黑的水银温度计也成为了人类历史上第一个红外探测器, 如图 1 所示人类对红外辐射的研究自此开始. 在那之后的一百多年里, 虽相继发现了热电效应^[2]、光伏 (photovoltaic, PV) 现象^[3]、光电导 (photoconductive, PC) 现象^[4], 但只有利用光热电效应的红外探测器被实际使用, 人们没有领会到红外辐射所蕴含

的丰富信息, 红外探测器的发展也较为缓慢. 进入 20 世纪后, 普朗克提出了能量的量子化假说, 爱因斯坦建立了光电效应理论, 使人们对光的量子性有了深入的了解, 利用光电效应探测红外光有了理论支撑, 红外光电探测器 (简称红外探测器, 如若特殊声明, 本文所提到的红外探测器都是特指光子型的红外光电探测器) 进入了快速发展的时代. 1917 年, 美国人 Case^[5] 在军方的支持下利用 Ti_2S 研制出世界上第一个光导型红外探测器, 但由于器件性能不稳定、噪声太大、可重复性低等原因, 项目在 1918 年夭折. 1930 年, 德国研究人员首先对红外探测器进行了改进^[6,7], 并在 1933 年发现了 PbS 红外光子探测器, 探测波长可达到 3 μm . 19 世纪

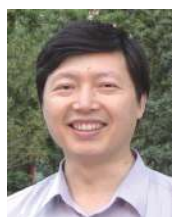
* 国家杰出青年科学基金 (批准号: 61725505)、国家自然科学基金重点项目 (批准号: 11734016)、国家自然科学基金创新群体 (批准号: 61521005) 和上海市优秀学术带头人计划 (批准号: 19XD1404100) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wdhu@mail.sitp.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: luwei@mail.sitp.ac.cn



胡伟达, 男, 1979年出生, 研究员, 博士生导师. 国家杰出青年获得者, 中国青年科技奖、国家优秀青年基金、英国皇家学会牛顿高级学者基金获得者. *Infrared Physics & Technology* 副主编、*Optical and Quantum Electronics* 执行主编、美国 SPIE DCS Defense and Security-Infrared Technology and Applications, International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices 等系列国际会议程序委员. 现工作于中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 主要从事红外探测器的机理和应用研究.



陆卫, 男, 1962年出生, 研究员, 博士生导师. 国家杰出青年基金获得者, 国家自然科学基金创新群体项目负责人, *J. Appl. Phys.* 副主编. 作为第一完成人获得国家自然科学二等奖1项, 国家技术发明二等奖1项, 代表性成果“III—V族半导体量子结构中量子态光电功能调控”入选国家“十二五”科技创新成就展. 先后任红外物理国家重点实验室主任(2002—2012), 中国科学院上海技术物理研究所所长(2013—2019). 现工作于中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 主要从事光电子材料与器件及其相关凝聚态物理研究、光子晶体及其红外光电技术中应用研究.

30年代, 美国无线电公司发明了显像管, 这使得红外探测器的应用前景得到了拓展. 在第二次世界大战期间, PbS 探测器以及红外显像管等作为国家绝密武器在战争中使用, 直到1945年人们才逐渐知道并认识到红外探测器的重要性, 红外探测器技术自此成为了军事领域重要的研究方向之一. 二战结束后, 红外探测在通信、消防和遥感系统也展现了其巨大的应用价值, 具有更好性能的 PbTe, PbSe 和 InSb 等红外探测材料也相继被发现和使用^[8,9]. 但是这些铅盐半导体红外探测器热膨胀系数大而难以与硅工艺集成制备大阵列器件且量子效率偏低; 低温工作环境下性能较高的 InSb 材料探测截至波长只能到中波红外. 1959年, 英国人 Lawson 与他的合作者们^[10] 发明并人工合成了 HgCdTe 材料, 这对近60年来红外探测技术的发展起到了极其重大的影响.

Hg_{1-x}Cd_xTe 材料是由负禁带的 HgTe (半金属 $E_g = -0.3$ eV) 和正禁带的 CdTe (半导体 $E_g = 1.5$ eV) 混合而成具有直接带隙的赝二元化合物材料, 通过调整 Cd 组分可以使材料禁带宽度对应的光波长覆盖整个红外波段^[11–14]. HgCdTe 红外探测器在短波红外 (1–3 μm)、中波红外 (3–5 μm) 和长波红外 (8–14 μm) 三个大气窗口都可以做到

接近背景限的水平. HgCdTe 材料的发展经历了三个阶段, 第一代红外探测器在19世纪70年代被研制成功, 满足了单元和小规模多元探测器的需求; 随着红外探测技术对空间分辨率要求的提高, 线列和小规模二维面阵等第二代红外探测器得到了发展, 相应的外延工艺也逐渐成熟; 第三代 HgCdTe 红外探测器从20世纪90年代开始, 这一阶段更加重视大规模焦平面阵列红外探测器的研究, 同时甚长波、多色探测、单光子探测和高工作温度等也成为当前研究的重点方向^[15].

1970年, 美国 IBM 实验室 Esaki 和 Tsu^[16] 提出了超晶格概念并在 GaAs 衬底上制备了超晶格, 标志着半导体材料的发展开始进入人工设计的时代. 根据半导体能带原理, 当交替地生长两种较好晶格匹配的半导体材料周期性结构时, 可以使电子沿生长方向的运动产生振荡形成微带, 通过调节生长周期或选择不同材料可以进行能带设计, 即所谓的能带工程, 制备具有不同光学性质的光电器件. 近年来, 以 InAs/GaSb 为代表的 II 类超晶格红外探测器发展十分迅速, II 类超晶格是一种典型的能带工程材料, 在一些重要参数如 R_0A 、量子效率及噪声等效温差方面与第二代 HgCdTe 红外探测器器件性能相当. 值得一提的是, III—IV 族材料的外延工艺相对成熟且均匀性好, 使得 II 类超晶格在未来超规模红外焦平面探测器方面有非常巨大的应用前景. 近年来, 基于能带工程进行红外探测波段的调控是第三代红外探测器的重点研究方向之一.

大面阵 HgCdTe 红外探测器和 II 类超晶格红外探测器, 作为第三代红外探测器的典型代表, 是目前正在大力发展并大规模应用的两个主流方向, 但它们也面临着诸多问题. 由于高质量的 HgCdTe 外延衬底 CdZnTe 面积有限, 大面阵 HgCdTe 材料价格非常昂贵, 制造成本是 HgCdTe 红外探测器向更广阔市场推进的壁垒; 可用于大面积 Si 衬底制备 HgCdTe 材料的缺陷密度仍然较高、少子寿命仍然较短, 这使得其暗电流及噪声影响它的性能无法到达最佳; 多层组分异质材料制备技术仍存在困难, 导致可应用的双色/多色探测器、雪崩倍增 (APD) 探测器 and 高温工作 (HOT) 探测器不能大规模量产. II 类超晶格导致电子和空穴在空间上出现了分离, 使超晶格光吸收系数较低; 另外, Sb 化物的少子寿命、器件漏电流、高质量材料制备和成本等也是制约 II 类超晶格红外探测器的原因.

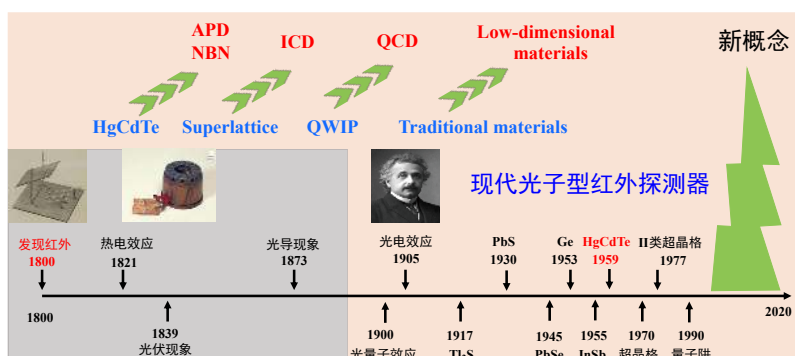


图 1 红外探测器发展历史

Fig. 1. History of infrared photodetectors.

当前,以碲镉汞、锑化铟、铟镓砷为代表的传统红外光电探测器已在军事、遥感、通信、生命科学和宇宙探索等领域发挥着至关重要的作用.随着人类对光电探测不断增长的需求,尤其近几年来在人工智能、大数据、智慧城市等方面对红外信息的探测和智能感知有着强烈的需求,大幅降低红外光电探测器的尺寸(size)、重量(weight)、功耗(power)和价格(price)以及提高探测器的性能(performance)(简称SWaP3)迫在眉睫.因此,要满足上述需求,必须要寻找具有变革性特征的红外探测器件.当前红外探测器正处于新旧更迭的时代,一大批新型红外光电探测器涌出.本文系统地介绍了一些具有变革性特征的红外探测器前沿内容,主要包括:人工光子微结构增强的新型红外探测器、基于能带工程调控的红外探测器、新型低维材料红外探测器,以及传统红外探测器的新方向.最后,展望了红外光电探测未来发展面临的机遇和挑战.

2 人工光子微结构调控的新型红外探测器

近几年来,随着表面钝化工艺、材料缺陷控制技术、异质外延技术等不断成熟,第三代红外探测器经历了快速发展的过程,器件的暗电流抑制(即非本征暗点流)几乎已经达到了极限.如若要进一步提高器件性能,就必须抑制与器件体积成正比的本征暗电流.

20世纪80年代末,国际上提出了光子晶体概念,人工光子微结构材料开始引起人们的重视.人工光子微结构材料是有序排列的功能材料,由于周期调制导致的能带结构和局域场,可以操控光子和光生电子的传输特性,带来独特的光电响应.典型

的人工光子微结构包括:表面等离子激元微结构、金属-介质-金属(metal-insulator-metal, MIM)等等离子激元微结构、光子晶体限光结构.很多科学机构大胆地预测人工微结构在21世纪将改变人的生活.2005年,随着基于亚波长人工结构的提出,美国和中国先后研制出了多种红外通信波段与二维光子晶体相关的集成光子器件,实现了 $1.55\ \mu\text{m}$ 通信波段近红外光波在硅基微结构波导上的单向传播,实现了响应速度为10 fs的光开关,并采用人工微结构金属小颗粒大大改善了激光器和太阳能电池的性能,为人工微结构在光电器件中的实际应用开辟了崭新的方向.

在红外探测器领域,利用人工光子微结构大幅提高“光”子的耦合效率,可以保持器件光响应率(量子效率)的同时大幅降低器件暗“电”流,从而提高器件探测率,称之为“光”“电”联合调控;同时,人工光子微结构与探测器焦平面结构是共享的相同面阵,与焦平面是兼容的.每个单元既是人工微纳结构的最小周期单元,也是焦平面的光敏PN单元,从而大大降低了大面红外探测器阵列读出电路的难度.本节介绍已成功制备的两种微结构调控的新型红外探测器的研究进展.

2.1 陷光结构红外探测器

陷光结构是人工光子微结构的一种,其方法是在器件的正面或者背部进行微纳加工,形成按一定规律排列的周期性柱状结构^[17]或者孔状结构^[18]调控入射的光场,以此增加光的传播路径从而提高吸收.对所提出的陷光结构的几何参数进行优化可以减少入射光子的反射率,尤其对于亚波长陷光结构红外探测器其几何尺寸与探测波长接近,会具有类似光栅的效果将入射光向面内方向发生衍射.由

于本征暗电流与材料的体积成正比, 通过减小光敏源的体积暗电流明显减小, 亚波长陷光结构不但可以有效地减小器件光敏元的体积且能够维持总量子效率不变, 器件的性能得到明显的提升. 特别是陷光结构与焦平面阵列有着很好的兼容, 使得陷光结构在红外焦平面阵列的领域有着很好的应用前景. 目前陷光结构已经在 HgCdTe 红外探测器^[19]、量子点红外探测器^[20]和太阳能电池^[21]等器件上进行了研究.

图 2 是美国 Raytheon^[22]公司在 2011 年研制的不同柱状结构和孔状结构的 HgCdTe 中波红外

(截止波长 5 μm) 探测器, 研究结果发现运用了光子晶体器件的量子效率可实现在入射光波长 4 μm 、填充因子 0.5—0.7 之间基本维持不变.

2013 年, Pinkie 等^[23]设计了一种被入射陷光结构 HgCdTe 中波红外探测器. 这种设计的核心思想是对 HgCdTe 的 CdZnTe 衬底进行机械剥离, 然后直接对 HgCdTe 的吸收层刻蚀形成表面微结构. 他们采用有限差分方法 (finite-difference time-domain, FDTD) 方法联合有限元方法 (finite element method) 利用半导体器件模拟软件 (TCAD) 数值模拟了这种陷光结构 HgCdTe 红外探测器在

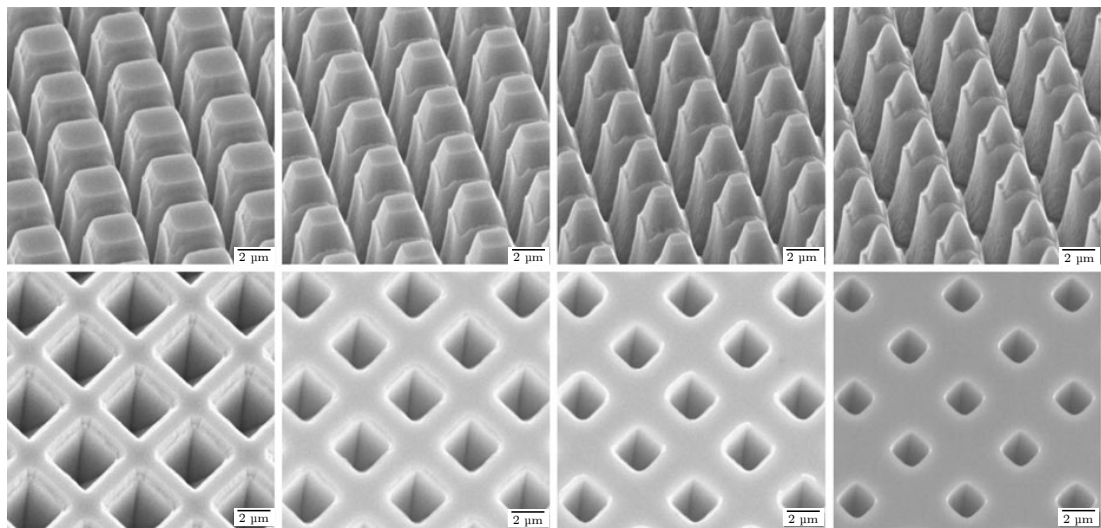


图 2 美国 Raytheon 公司制备的不同陷光结构的中波 HgCdTe 红外探测^[22]

Fig. 2. Raytheon company investigates the use of photon trapping structures with varying fill factor in HgCdTe detectors for use in mid-wavelength infrared (MWIR) detectors^[22].

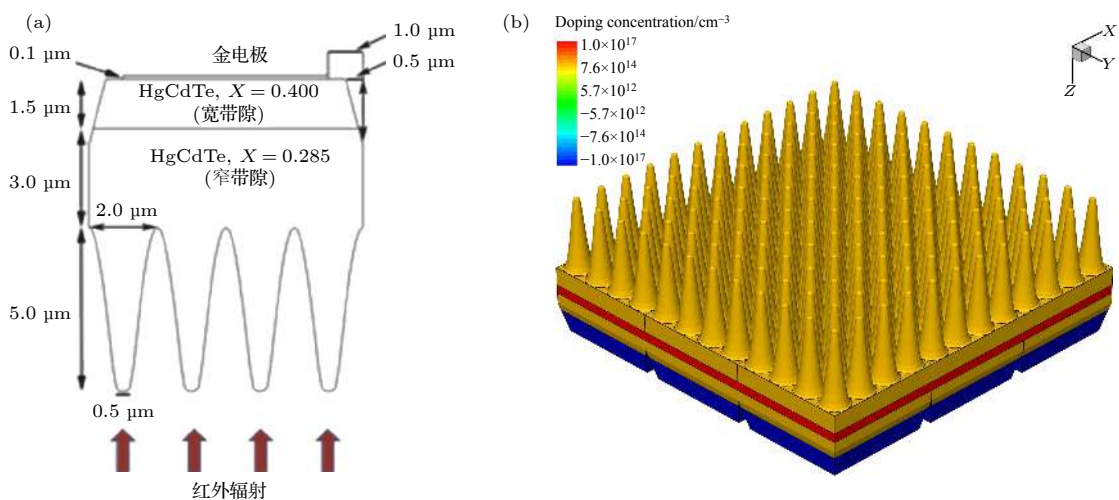


图 3 HgCdTe 陷光结构^[23] (a) 像元间距为 8 μm 的 HgCdTe 红外探测器阵列的单个像元示意图; (b) 3 \times 3 阵列像元阵列三维示意图

Fig. 3. Photo-trapping (PT) structure^[23]: (a) Schematic representing a single pixel of an array with 8 μm pixels; (b) three dimensional view of 3 \times 3 pixel array.

0.5—5 μm 波长范围内的光学特性和电学特性.

图 3 为所设计的陷光结构 HgCdTe 红外探测器示意图, 圆柱的高度为 5 μm , 底部直径 2 μm , 顶部直径 0.5 μm , 单个像元的间距分为宽 8 μm 和 6 μm 两种, 如图 3(a) 中窄带隙 $\text{Hg}_{0.715}\text{Cd}_{0.285}\text{Te}$ 层的掺杂浓度为 n 型轻掺 $N_D = 1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 宽带隙 $\text{Hg}_{0.600}\text{Cd}_{0.400}\text{Te}$ 层的掺杂浓度为 P 型轻掺 $N_A = 1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 传统非陷光结构的 HgCdTe 红外探测器其材料的介电常数与空气的介电常数不匹配, 导致器件有 30% 左右的反射损耗, 如图 4(a) 所示, 通过合理设计柱状结构的几何参数使得器件在入射波长为 1—4.5 μm 范围内反射率远小于 1%; 并且如图 4(b) 所示, 有陷光结构 HgCdTe 红外探测器的量子效率在波长 1—5 μm 基本维持在 90% 左右, 远大于非陷光结构 HgCdTe 红外探测器.

2017 年, Gao 等 [24] 证明了微米级和纳米级小孔能够在 Si 光电二极管实现光捕获. Si 光电探测器目前最主要用于可见光探测领域, 对于 600 nm 或者更短的波长, Si 的吸收系数 α 高达 4000 cm^{-1} 甚至更高, 但是在 840—860 nm 的通信波段, α 在

840 nm 为 591 cm^{-1} , 在 860 nm 降低为 480 cm^{-1} , 需要增加 Si 光电二极管吸收层厚度来提高外量子效率, 然而吸收层厚度增加导致光生载流子的渡越时间增加. 图 5 所示为器件示意图, 在吸收层上刻蚀周期性的孔阵列, 使得 Si 探测器在 800—860 nm 的外量子效率大于 50%. P-SiGeB 厚度为 0.2 μm 作为底层 P 型接触层.

图 6 为 FDTD 模拟 850 nm 垂直光照射下, 漏斗形方型阵列 (周期 2000 nm、孔直径 1500 nm、开口角 60°) 和圆柱形小孔 (周期 2000 nm、孔直径 1500 nm) 的横向电场分布的结果, 其中 XY 方向设置为周期性边界条件, 右侧的图描述了从 $t = 0$ —21 fs 的初始瞬态时间演变. 该结果表面在小孔的周围产生了横向的波, 并且在 XY 方向形成了横向的振荡模式. 通过比较柱状小孔和漏斗型小块在横向方向的电场模式, 漏斗型小孔阵列在 XY 方向的模式强度更强, 更适合做陷光结构.

为获取量子效率与探测率之间的平衡, 传统器件厚度往往是受限的, 入射光反射也会导致能量损失. 陷光结构耦合传统红外探测器能够减小反射、提高传统探测器外量子效率, 并且在提高焦平

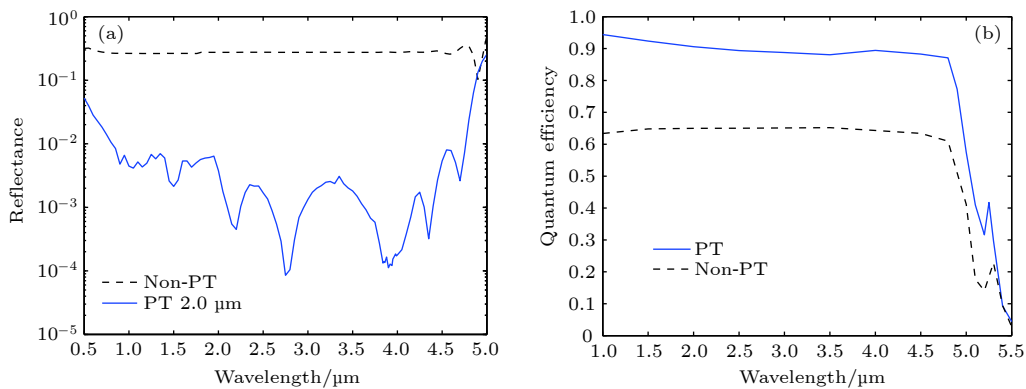


图 4 单个像元间距为 6 μm 的陷光结构与非陷光结构阵列数值模拟的 (a) 反射谱和 (b) 量子效率 [23].
Fig. 4. Calculated (a) reflectance spectra and (b) quantum efficiency for a single 6 μm pixel of the PT and non-PT arrays [23].

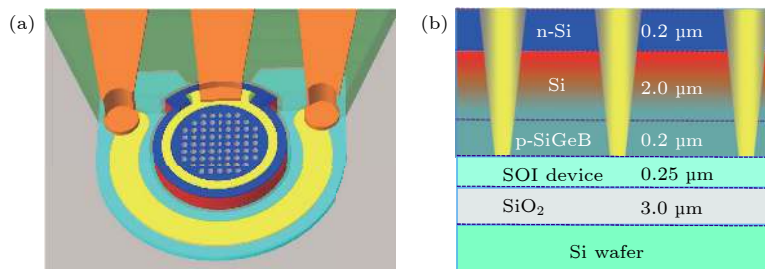


图 5 (a) Si 光电二极管的示意图; (b) Si 晶圆衬底上的 n-i-p 光电二极管, 锥形小孔贯穿 n, i, p 层 [24].
Fig. 5. (a) Schematic of the Si photodiode; (b) the n-i-p photodiode structure on an silicon-on-insulator (SOI) wafer, the integrated tapered holes that span the n, i and p layers [24].

面器件的集成度方面有比较大的优势, 通过进一步控制陷光结构成本和成品率, 将会得到更多的应用和发展.

2.2 等离激元增强型红外探测器

等离激元学 (plasmonics) 是微纳光子学的前沿研究领域之一^[25]. 借由固体中关联电子的集体运动, 等离激元可以将电磁场能量局域于远小于波长的区域内, 从而达到近场增强的效果. 由于金属-电介质界面上物质场与电磁场的强烈相互作用, 在界面附近存在着丰富的光子态密度, 这使得等离激元既可以极大地增强光发射的效率, 又可以增强光探测效率. 依照物理图像的不同, 等离激元通常分为表面等离激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 和局域等离激元 (localized surface plasmons, LSP) 两种激发形式^[26]. 从应用的角度来看, SPP 与 LSP 通常是相互关联的, 并可以直接进行耦合^[27].

基于严格数学形式的表面等离激元的物理理论的建立开始于 Sommerfeld^[28] 的开创性工作, 他

讨论了无线电波在有限电导率的金属表面传播的问题. 在光波段最早的 SPP 研究开始于 1902 年 Wood^[29] 对金属光栅的异常吸收问题. Kretschmann 和 Raether^[30] 在实验上首次通过棱镜, 将可见光耦合到金属表面形成 SPP. 至此, 表面等离激元的理论框架基本建立完全.

表面等离激元是在金属与电介质的表面传播的电磁波. 由于其空间频率大于在任何一个介质中传播的空间频率, 其在远离界面的方向传播总是指数衰减的, 即形成的是倏逝波 (evanescent wave). 假设介质与金属分别是各向同性均匀材料, 可以将等离激元波表示为以下 TM 波形式:

$$H_y = Ae^{i\beta x} e^{-kz},$$

$$E_x = iA \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} k e^{i\beta x} e^{-kz},$$

$$E_z = -A \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} k e^{i\beta x} e^{-kz}.$$

代入麦克斯韦方程可知, 等离激元波不存在 TE 波形式的解. 考虑到边值关系与无源方程的齐次性,

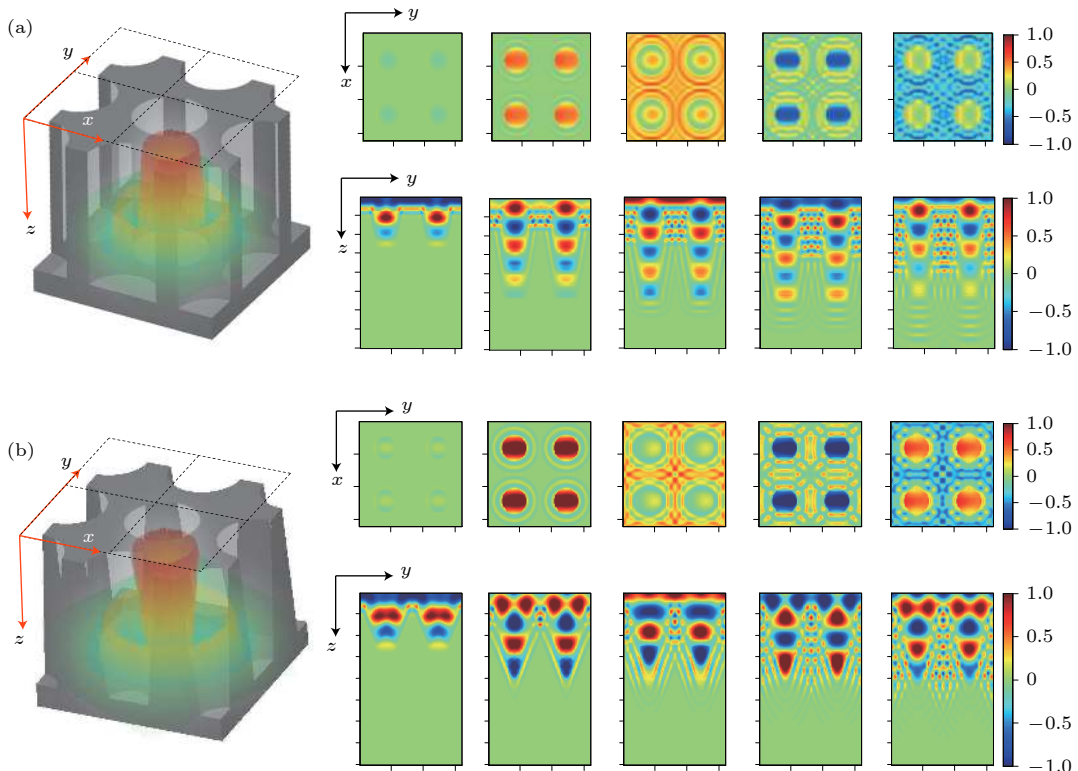


图 6 FDTD 数值模拟在垂直光照射时小孔周围横向电场的模式 (顶部是 XY 截面, 底部为 YZ 截面; 时间从左到右增加, $T = 1.4, 6.2, 11, 16, 21$ fs)^[24] (a) 圆柱形小孔; (b) 漏斗形小孔

Fig. 6. FDTD numerical simulations show the formation of lateral electric field modes around holes when illuminated by a normal incident beam of light^[24]: (a) Cylindrical holes; (b) funnel-shaped holes. Top, X-Y plane; bottom, Y-Z plane. Time increased from left to right: $T = 1.4, 6.2, 11, 16, 21$ fs.

除一个总的复振幅以外, 其他所有系数是可以直接确定的. 在金属与电介质表面的等离激元波见图 7.

表面等离激元的激发需要波矢匹配, 在光电探测领域通常使用人工结构进行波矢匹配, 棱镜耦合与带电粒子轰击等方式较为少见. 最常见的人工结构是金属光栅, 如 Bouchon 等^[31]通过 GaAs 蚀刻出高的高宽比的结构后, 再电镀一层金, 得到了在 10 μm 附近具有接近 100% 的吸收的高的高宽比金属光栅, 如图 8 所示, 金的狭缝宽度约为 150 nm.

除线型金属光栅, 可以通过设计其他结构在满足波矢匹配的情况下实现探测器的增强和其他功能. Chang 等^[32]在量子点红外探测器上覆盖金属孔洞阵列, 实现了在 8.8 μm 处 130% 的增强. 牛眼

结构由 Thio 等于 2001 提出^[33], 之后在光电探测领域也得到了较多的应用^[34]. 牛眼结构可以将光场聚焦到牛眼中心的小区域, 在中心布置一小像元后, 可以降低暗电流、避免串扰. Echtermeyer 等^[35]将石墨烯光电探测器置于金属光栅之上, 发现探测器响应率提升了 400%. 如果将不同周期的金属光栅的方向进行细致的排布, 可以同时探测不同的波长和偏振. Laux 等^[36]通过设计图 9(f) 所示的结构, 得到了可以分辨三个波长并具有偏振探测能力的表面等离激元结构.

局域等离激元的使用可以追溯到罗马时期. 当时罗马人使用可以产生 LSP 的金属纳米颗粒来对玻璃器皿进行着色. 而在物理上对 LSP 的正确认

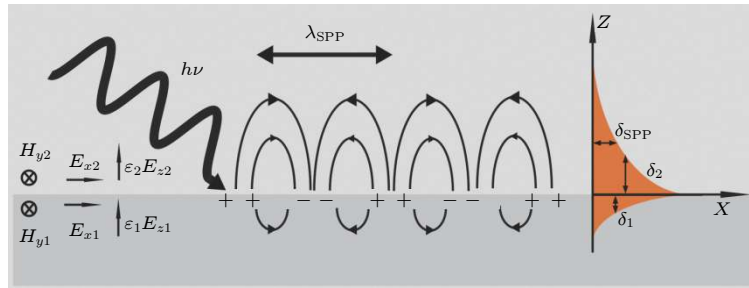


图 7 表面等离激元波示意图 (金属表面的电子对入射光的响应产生了表面几十纳米内的电子密度的轻微扰动, 构成了金属中表面电子的集体激发模式)

Fig. 7. Representation of surface plasmon polaritons: Under the excitation of injection light, the density of electrons in the surface of metal experience a little change, which correspond to the collective excitation modes of surface electrons.

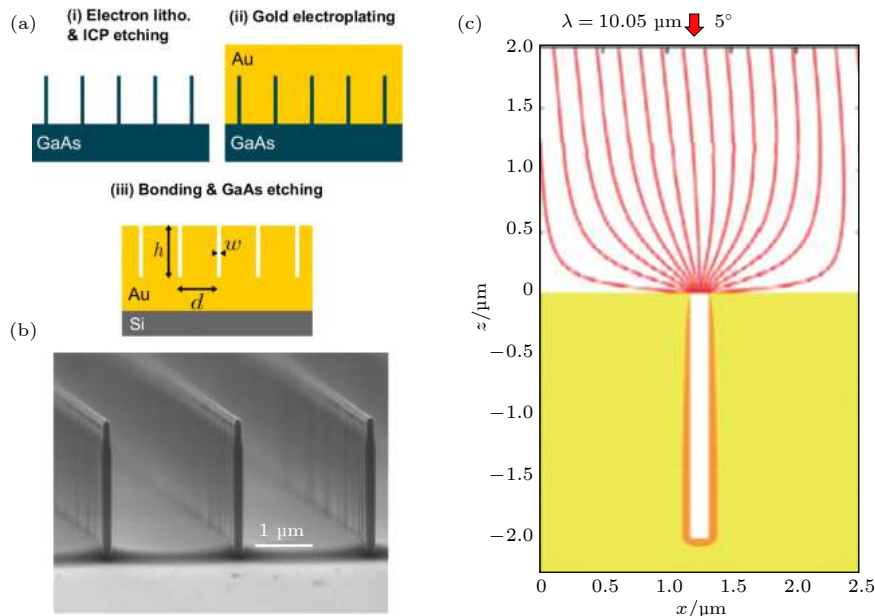


图 8 (a) 金属光栅制备过程; (b) GaAs 的扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 照片; (c) 坡印亭矢量的流线图, 可见在共振波长 10.05 μm 处, 光场被几乎全被限制到了狭缝中^[31]

Fig. 8. (a) Fabrication steps of the metal grating; (b) SEM photograph of GaAs; (c) streamline diagram of Poynting vector. At the resonance wavelength of 10.05 μm , the light field is almost completely confined into the slit^[31].

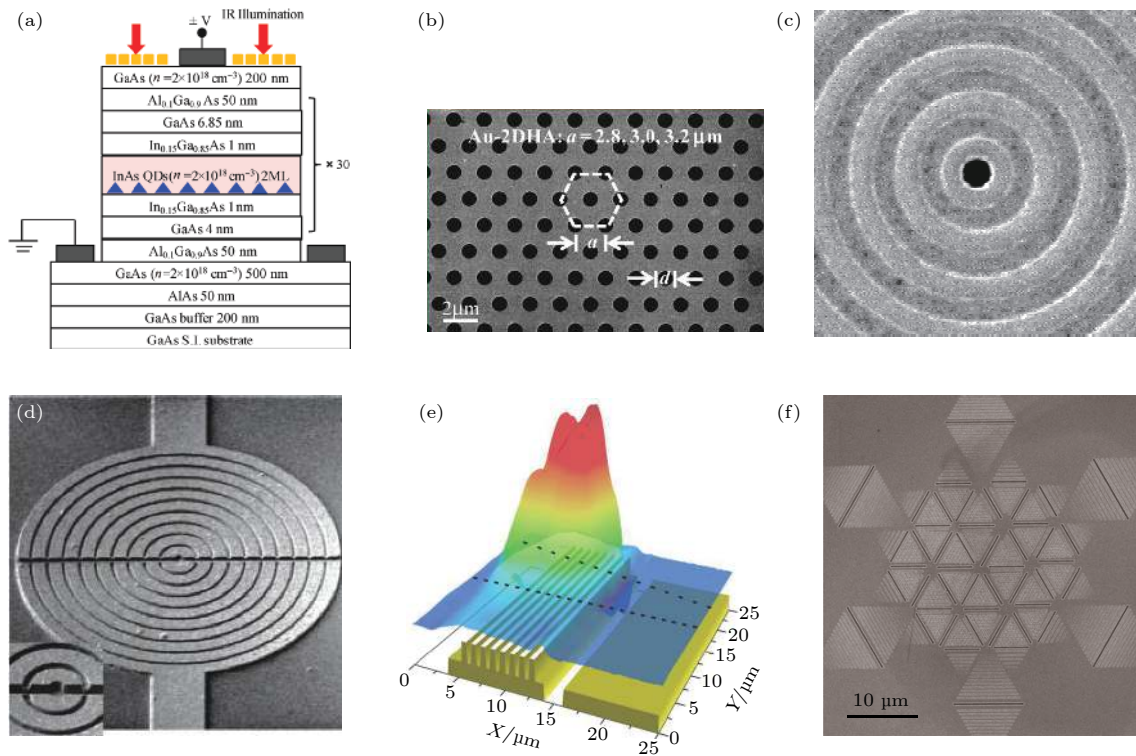


图 9 (a) 量子点红外探测器上覆盖金属孔洞阵列 SPP 结构的器件示意图^[32]; (b) 金属孔洞阵列 SPP 结构的 SEM 照片^[32]; (c) 牛眼探测器的 SEM 照片^[33]; (d) 劈裂牛眼结构^[34]; (e) 石墨烯表面等离子元器件结构示意图^[35]; (f) 偏振多波长 SPP 结构^[36]

Fig. 9. (a) Schematic diagram of the SPP structure with the metal hole array on the quantum dot infrared detector^[32]; (b) SEM photograph of the metal hole array SPP structure^[32]; (c) SEM photograph of the bull's eye detector^[33]; (d) the bull's eye structure with slit^[34]; copyright 2011 American Chemical Society (e) schematic diagram of graphene-surface plasmon photodetector^[35]; (f) polarization dependent multi-wavelength SPP structure^[36].

识源于 20 世纪初^[37]. 从直观的物理图像的角度来看, LSP 是金属纳米颗粒中的自由电子与电磁场耦合后产生的非传导态的等离子激元激发模式. 在直径远小于波长假设 (准静态近似, quasi-static approximation) 下, 金属颗粒的散射问题的解自然地包含 LSP 的模式^[38]. 这是由于金属颗粒的曲面边界给电子一个回复力, 使得电子在外场和回复力的共同作用下, 产生等离子共振.

如果所考虑的结构单元较大, 则不能满足准静态近似. 此时电磁场在结构单元的尺度上的相位有明显的变化, 需要直接通过求解麦克斯韦方程来得到正确的解. 数值求解这类问题通常使用时域有限差分方法或有限元方法来进行. 当结构单元为球形时, Mie^[37] 在不借助准静态近似的情况下, 给出了电磁场在球形金属颗粒作用下的散射和吸收的普适理论, 现在通常被称为 Mie 理论.

局域等离子激元增强有很多途径, 其中最常见的方式是通过特别设计的纳米天线产生局域等离子激元共振 (localized plasmon resonance) 实现^[39]. 如

果通过周期调节表面等离子激元的共振峰, 同结构单元的特征长度对应的局域等离子激元的共振峰相重合, 可以得到更高的光场局域效果, 如图 10(f)—(h) 所示, Miao 等^[40] 制备的金阵列增强光吸收的 MoS₂ 光电探测器. 除人工微结构的方法产生 LSP 以外, 由于 LSP 本身只依赖于单个结构单元, 可以采用化学制备的方式得到, 如 TiS₂ 纳米片^[41] 与硅量子点^[42], 如图 10(a)—(e) 所示.

近年来, 等离子激元在光电探测领域出现了另一类独具特色的应用. 金属结构微元与半导体相接触, 并形成肖特基势垒. 当结构微元受到外场的激发时, 产生等离子激元电子-空穴对. 而由于光子能量较高, 电子可以越过肖特基势垒, 注入到半导体中. 注入到半导体中的电子具有较高能量, 称为等离子激元热电子. 等离子激元热电子在光电探测领域有很多优势, 这类过程可以用于探测能量小于材料带隙的光子. 由于电子的注入过程只依靠光子能量, 基于等离子激元热电子注入的光电探测器可以在零偏下工作, 极大地降低了暗电流.

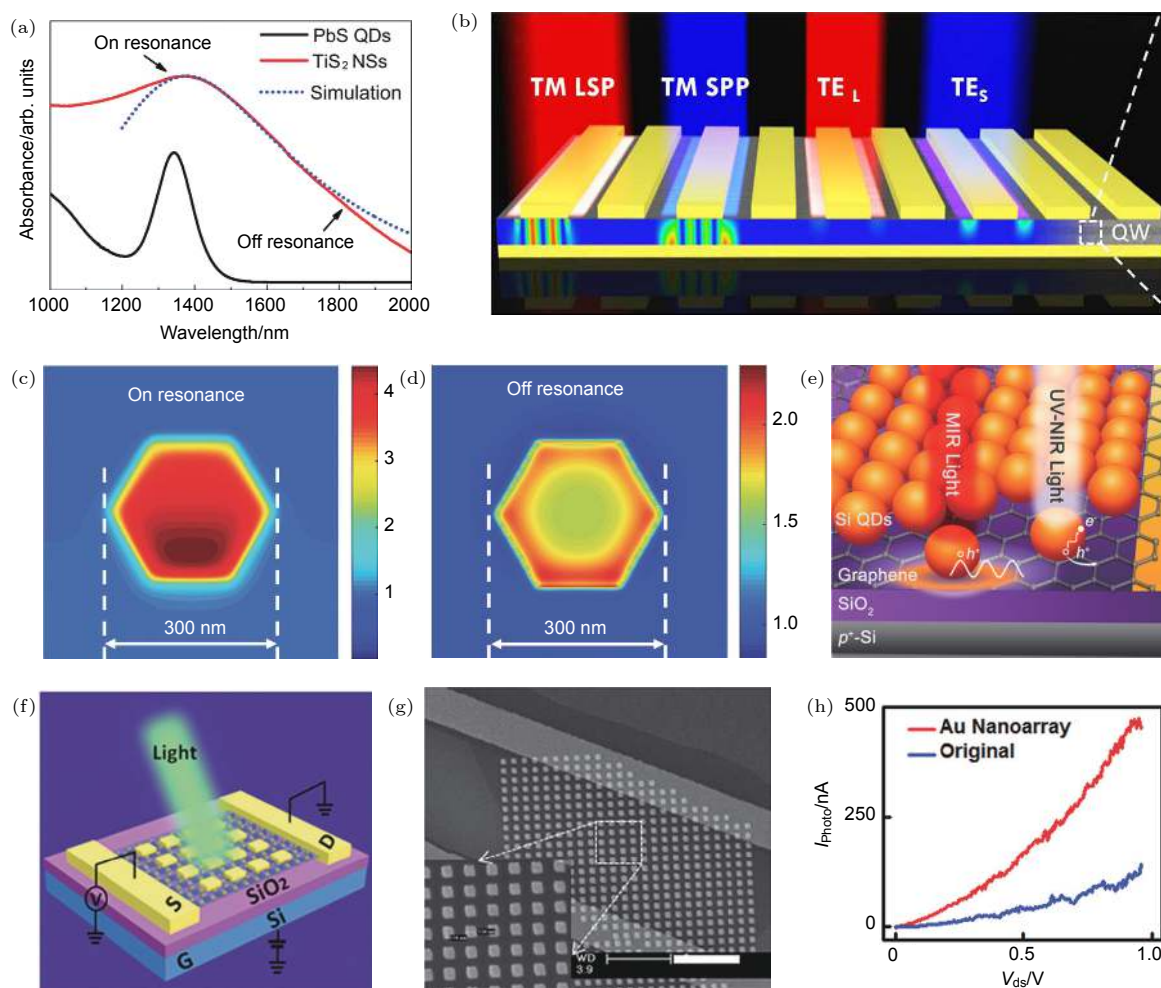


图 10 (a) TiS_2 纳米片的吸收谱; (b) LSP 与 SPP 共同增强量子阱红外探测器; (c), (d) 纳米片的 LSP 共振与非共振模式下的电场分布图^[41]; (e) 硅量子点辅助的超宽谱石墨烯探测器^[42]; (f)–(h) 金阵列增强型 MoS_2 光电二极管^[40]

Fig. 10. (a) Absorption spectra of TiS_2 nanosheets; (b) quantum well infrared detectors enhanced by LSP and SPP together; (c), (d) electric field distribution of nanosheets of LSP resonance and non-resonant mode^[41]; (e) ultra-wide spectrum graphene detector auxiliary by silicon quantum dots^[42]; (f)–(h) Au arrays enhanced MoS_2 phototransistors^[40].

Knight 等^[43]首次将金纳米颗粒同 n 掺杂的硅接触,得到了基于 LSP 的等离激元热电子注入型的光电探测器,其探测波长约在 1600 nm 以内,结果发表在 *Science* 上.从上述讨论可知,等离激元热电子不仅适用于 LSP,如果 SPP 结构做成如图 11 所示的能带结构,那么也应该有等离激元热电子注入现象.2014 年,Chalabi 等^[44]在两层金属之间用 Al_2O_3 作为势垒层,得到了基于 SPP 的等离激元热电子注入型光电探测器,如图 12(c) 所示.

Fang 等^[45]使用六角形的复合合金结构单元为等离激元激发单元,将其叠加在两层石墨烯之间,得到了石墨烯-等离激元-石墨烯的三明治结构.据其文章陈述,相比较于无等离激元结构的石墨烯结

构,该结构得到了 800% 的等离激元增强.等离激元热电子应用十分广泛,Brongersma 等^[46]以及 Christopher 和 Moskovits^[47]进行过详细的介绍.

等离激元增强型红外探测器在偏振探测、提高响应率、降低暗电流、高效室温长波探测等方面具有独到的优势.不可否认的是,目前这种红外探测器仅仅是理论上能够提高性能,受限于当前半导体制备工艺技术的限制,它们距大规模量产和应用仍有很远的距离.可能随着深度学习在微纳光子结构设计中的应用和光刻技术的进步,等离激元热电子注入、低维材料红外探测器、超表面和拓扑光子学等技术的发展,等离激元增强型红外探测器会有较大的应用前景.

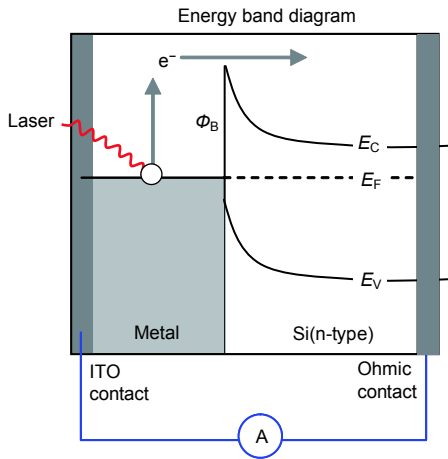


图 11 等离子激元热电子能带图(肖特基势垒为 ϕ_B ; 电子-空穴对受激光激发; 满足动量守恒要求对应的过程为声子辅助或杂质辅助的)^[43]

Fig. 11. The band diagram of plasmon hot electrons. Schottky barrier is ϕ_B . The illuminating light photoexcited electrons in metal, generating electron-hole pairs. Taking conservation of momentum in to consideration, this process may be aided by phonons or impurities^[43].

3 基于能带工程的红外探测器

超晶格概念的提出, 使具有周期性势场的异质结构材料制备红外探测器成为可能. 1985 年, 量子阱中红外偶极跃迁被发现, 证实了利用量子阱可以实现红外探测^[48]; 1987 年, 美国贝尔实验室 Levine 等^[49] 制造了 GaAs/AlAs 量子阱红外探测器; 同年, 利用 II 类超晶格实现红外探测的设想被提出并在之后得到了快速的发展^[50]. 近些年来, 基于能带

工程的新型量子级联探测器和带间级联探测器的提出, 极大地丰富了红外探测器的应用.

3.1 量子级联红外探测器

量子级联探测器 (quantum cascade detectors, QCDs) 是由瑞士 Hofstetter 研究组在 2002 年基于量子级联激光器发现其探测能力, 它是量子阱红外探测器的一种改良^[51]. 量子级联红外探测器一般分为吸收区和输运区, 其能带结构如图 13 所示, 吸收区基于子带间跃迁进行红外吸收, 这与量子阱红外探测器类似; 输运区能级成阶梯状, 光激发载流子所在子带与相邻量子阱子带之间能量差恰好等于光学声子能量时, 会产生共振, 此时光子生载流子利用声子辅助隧穿就实现输运.

量子级联探测器是光伏型红外探测器, 相比于量子阱红外探测器, 它工作时不需要加偏置电压, 这样它的暗电流会非常小; 它的噪声将会更主要地受热噪声限制, 这就使得它能够在高温下工作^[52-54]; 它的吸收区是基于电子从量子阱的基态到束缚态的子带间跃迁, 这样使它的响应光谱较窄, 可以用作高质量单色探测器; 它的电子输运过程非常迅速, 使得它的本征响应时间较短, 可用来制备高频光电探测器^[55]; 另外, 它的多周期结构可以用来设计不同响应波长的吸收区, 这样它在多色探测方面会有非常大的优势^[56,57]. 近年来, 中国科学院上海技术物理研究所和华东师范大学等单位在量子级联探测器的研究上取得了较好的进展.

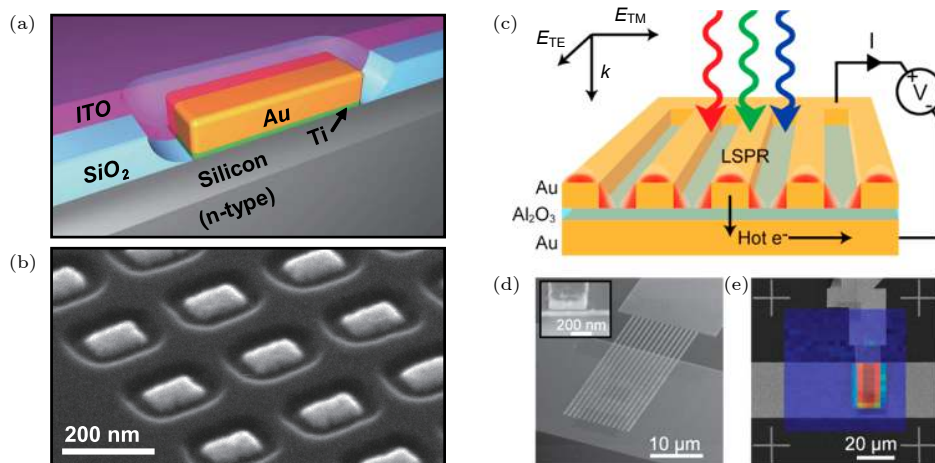


图 12 (a) 基于 LSP 的光电探测器结构示意图; (b) 基于 LSP 的光电探测器 SEM 照片^[43]; (c) 基于 SPP 的光电探测器结构示意图; (d) 基于 SPP 热电子的光电探测器 SEM 照片; (e) SPP 等离子激元热电子器件的光电流 Mapping 图^[44]

Fig. 12. (a) Schematic diagram of LSP-based photodetector; (b) SEM photo of photodetector based on LSP^[43]; (c) schematic diagram of photodetector based on SPP; (d) SEM photograph of photodetector based on SPP thermoelectron; (e) photocurrent mapping of SPP plasmon thermal electronic devices^[44].

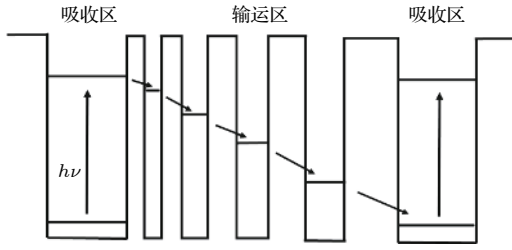


图 13 量子级联探测器能带结构示意图
Fig. 13. Band diagram of quantum cascade detectors.

在提高量子级联探测器的性能方面, Li 等^[56]设计了基于等离激元微腔耦合探测器的集成方法, 结构如图 14 所示, 使器件的峰值响应率、黑体响应率达到了数倍的提升, 降低了器件噪声等效温差并且微腔结构使器件具备了偏振选择性, 而且此方法能够应用中/长波双色量子级联探测器, 实现双色光耦合机制。

在提高量子级联探测器应用前景方面, Li 等^[59]设计了一系列宽带响应量子级联探测器. 常规量子级联探测器运行机制是基于载流子从束缚态到另一束缚态的跃迁过程, 所以得到的探测器响应线宽较窄, 为了满足宽带响应探测器需求, 他们分别设计了双阱吸收、微带吸收和低势垒宽带响应量子级

联探测器. 双阱吸收量子级联探测器是设计了两个尺寸、掺杂相同且空间距离较近能够相互耦合实现能级的劈裂, 如图 15(a) 所示, 这样就可以实现两组能量相近但不相等的子带间跃迁, 通过调节耦合势垒宽度即可调节光谱宽度实现宽带响应. 微带吸收量子级联探测器是设计了多个尺寸和掺杂相同的量子阱结构, 如图 15(b) 所示, 这样就形成了类似超晶格的吸收层, 载流子可以从基态微带跃迁至激发态微带, 使光谱响应得到展宽. 低势垒宽带响应量子级联探测器是将量子阱的势垒高度降低, 如图 15(c) 所示, 这样载流子可以从基态跃迁至束缚态、准束缚态及连续态, 通过合理地利用多组跃迁就能拓展探测器的光谱宽度。

在提高量子级联探测器环境适应能力方面, 日本 Dougakiuchi 等^[60]设计了量子阱耦合 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子级联探测器, 其能带结构如图 16(a) 所示. 这种探测器实现了室温对中波红外 ($5.4 \mu\text{m}$) 探测, 如图 16(b) 所示, 其响应率在室温仍能达到 130 mA/W , 探测率可以达到 $1.1 \times 10^8 \text{ cm}\cdot\text{W}^{-1}\cdot\text{Hz}^{1/2}$.

量子级联探测器作为新型红外探测器展现出

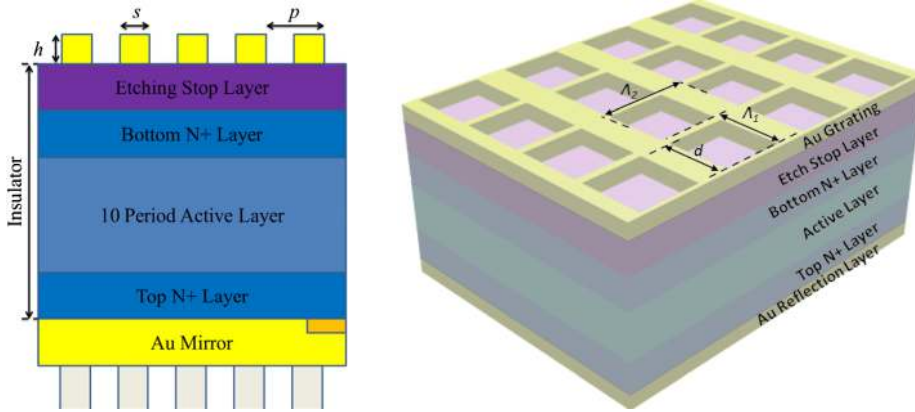


图 14 表面等离激元微腔结构耦合量子级联探测器结构示意图^[56,58]
Fig. 14. Diagram of plasmonic micro-cavity coupled QCDs^[56,58].

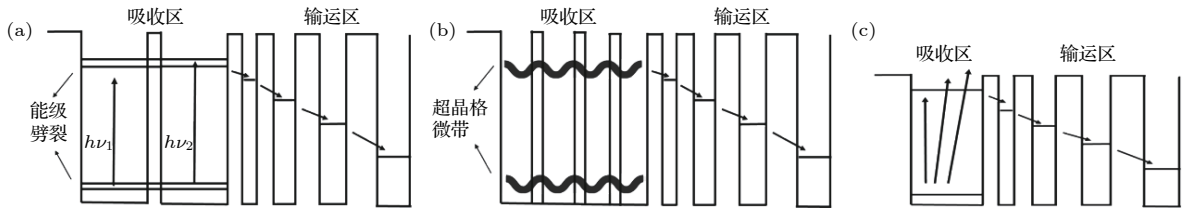


图 15 宽光谱量子级联探测器设计 (a) 双阱吸收; (b) 微带吸收; (c) 低势垒

Fig. 15. Designs of broadband spectrum QCDs: (a) Double quantum wells absorption; (b) mini-band absorption; (c) low barrier design.

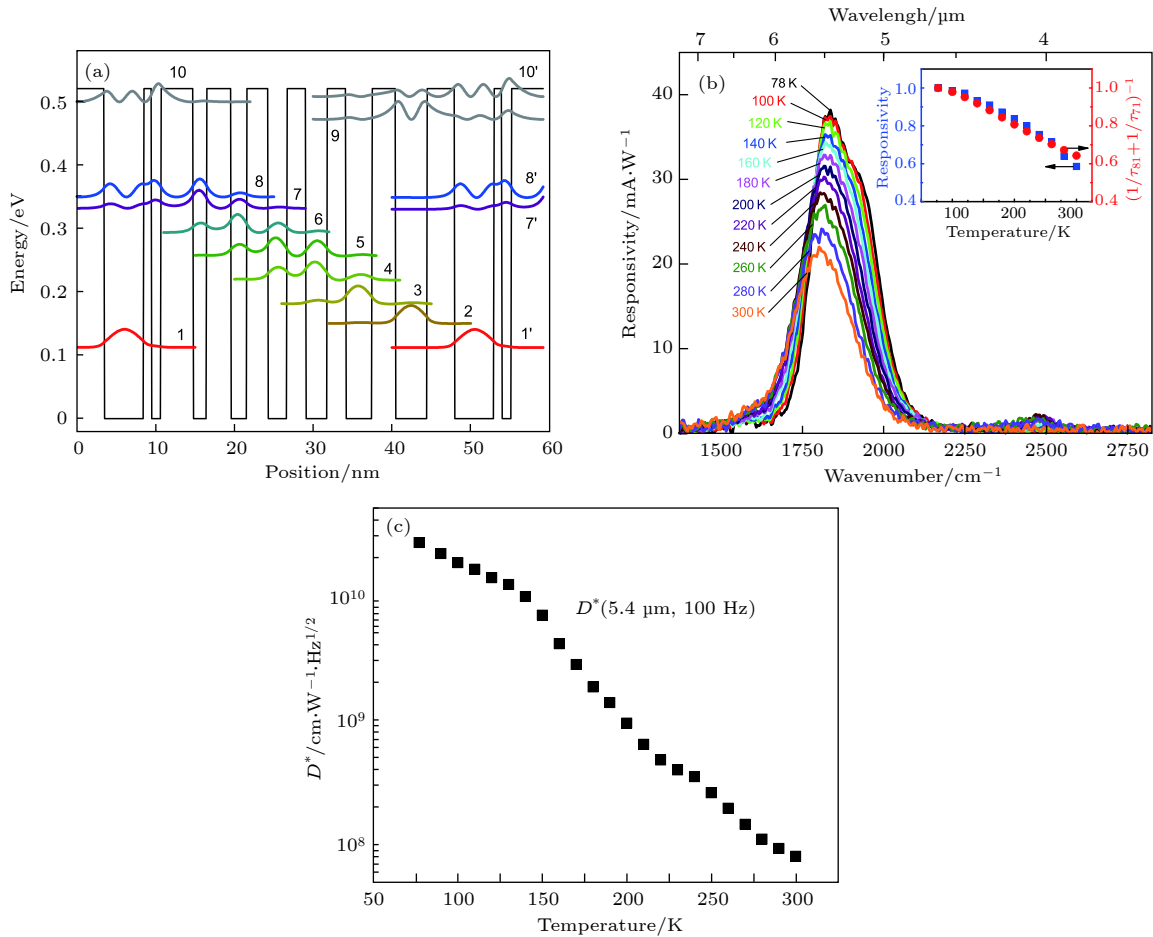


图 16 量子阱耦合型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子级联探测器^[60] (a) 能带结构; (b) 响应率; (c) 探测率
 Fig. 16. Quantum well coupled $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ QCDs^[60]: (a) Band diagram; (b) responsivity; (c) detectivity.

非常优良的性能,尤其在多色探测、高温、高频工作及甚长波探测方面有非常重要的应用前景,但其量子效率较低的缺点是一个亟需解决的问题.

3.2 带间级联红外探测器

带间级联探测器 (interband cascade detectors, ICDs) 是在 2005 年由美国 Li 等^[61] 提出的. 带间级联探测器的结构与量子级联探测器类似, 分为吸收区和弛豫区, 如图 17 所示. 其吸收区为 II 类超晶格结构, 弛豫区通常为多量子阱结构, 载流子在吸收区通过红外辐射的激发, 然后进入弛豫区借助声子辅助隧穿作用实现载流子的输运^[62].

带间级联探测器也是光伏型红外探测器, 相比其他传统红外探测器在高温工作时更有优势. 2005 年, 美国伊利诺伊大学香槟分校制备的带间级联探测器就能够实现 300 K 的工作温度下对中波红外有 21 mA/W 的响应率 (4.0 μm) 和 $7.1 \times 10^8 \text{ cm}\cdot\text{W}^{-1}\cdot\text{Hz}^{1/2}$ 的探测率 (4.4 μm)^[61]. 2010 年,

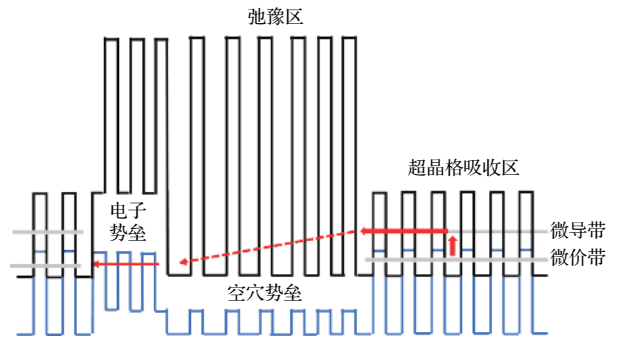


图 17 带间级联探测器能带结构示意图
 Fig. 17. Band diagram of interband cascade detectors.

美国奥克拉荷马大学 Yang 等^[63] 通过优化弛豫区设计, 其能带结构示意图见图 18(a), 最终实现了在室温 320 K 下对 5.0 μm 中波红外有 200 mA/W 的响应率, 且量子效率达到了约 26%. 其不同温度下探测率如图 18(b) 所示, 可以看到随着温度的升高, 其探测截止波长也逐渐增大, 在 320 K 时其截止波长达到了 7 μm 以上. 2016 年, 中国科学院上海技术物理研究所 Zhou 等^[64] 设计了少周期带

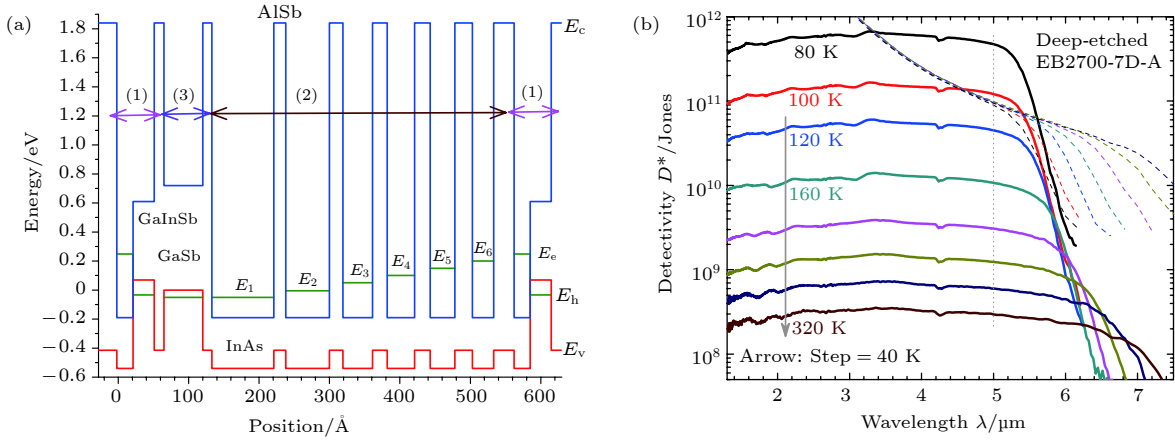


图 18 (a) 带间级联探测器弛豫区的优化设计; (b) 探测率随温度的变化 [63]

Fig. 18. (a) Optimization design of relaxation region in ICDs; (b) temperature dependent of the detectivity [63].

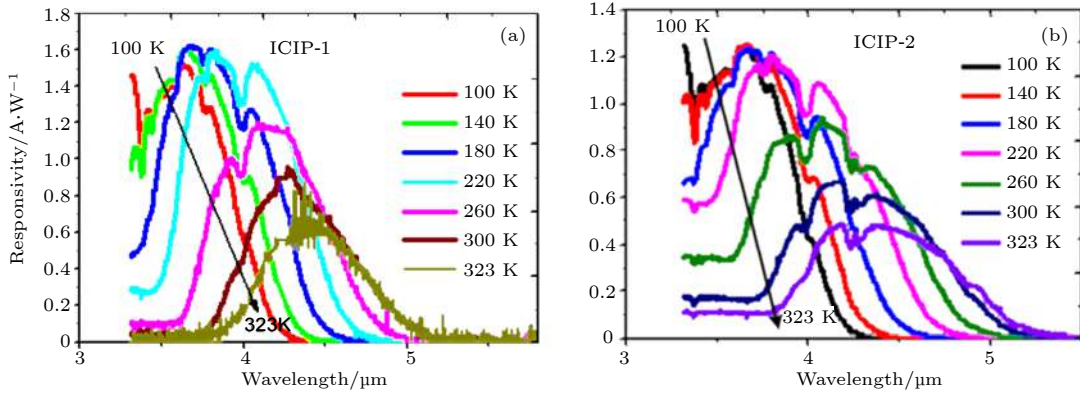


图 19 响应率随温度的变化 (a) 单周期结构; (b) 双周期器结构 [64]

Fig. 19. Responsivity varies with temperature for one stage structure (a) and two stage structure (b) interband cascade detectors [64].

间级联探测器, 显著提高了探测器的量子效率。

Zhou 等 [64] 利用分子束外延方法, 在 InAs 衬底上分别制备了单周期和双周期量子级联探测器, 器件的吸收区为 8 层 InAs 和 7 层 GaAsSb 超晶格结构, 对应的探测波长为 3.9 μm (80 K) 和 4.8 μm (300 K)。经过精确地控制材料生长和进行常规流片工艺, 最终制备了 200 μm × 200 μm 台面器件。测试结果如图 19 所示, 可以看到单周期和双周期器件在 300 K 时峰值响应率分别达到了 800 mA/W 和 600 mA/W, 并且器件在常温也有较高的量子效率。这是国际上首次报道的 InAs 基带间级联探测器, 表明了 InAs 衬底可以实现高性能带间级联探测器的制备。

带间级联探测器作为一种基于能带工程的器件, 在高温工作方面展现出了非常大的优势, 虽然常温器件距离背景限探测率仍有很大的空间需要

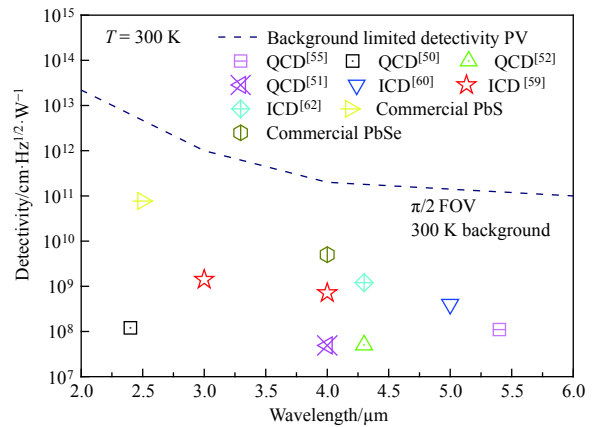


图 20 常温工作时典型探测器峰值探测率对比

Fig. 20. Comparison of peak detectivity among typical photodetector at room temperature.

提升, 如图 20 所示, 但也弥补了 HgCdTe, InSb 等传统中长波红外探测器高温工作性能较差的不足, 是具有广阔应用前景的红外探测器之一。

4 新型低维材料红外探测器

相比传统体材料,低维半导体材料在某一个维度上具有亚微米、纳米甚至原子级几何尺寸,其巨大的比表面积以及优异的光电转换特性使其在红外探测领域具有得天独厚的优势.受益于其尺寸效应,低维半导体材料更容易被外场调控,通过局域电场能够完全耗尽载流子,降低暗电流;此外,低维材料超高的内禀光电增益(10^3 — 10^6)是其实现高探测率红外探测的保障.近年来,新型低维材料在材料生长、转移、器件制备与表征等进展迅速,本节分别介绍新型低维材料在局域场调控和范德瓦耳斯结的红外探测器研究进展.

4.1 光诱导局域场调控型 (photogating) 红外探测器

Photogating(光诱导栅控效应)^[65]在低维光电探测体系中显得尤为重要.对于低维材料而言,光吸收是个难以克服的问题.以二维材料为例,薄至几个原子层厚度的材料仅能吸收很少一部分入射光,大部分的光子被浪费,严重影响了探测器的量子效率,也使得器件的响应率和灵敏度下降. Photogating 的存在使得低维材料即使光吸收依然不足,也能通过增益实现可观的甚至超高的响应率.

Photogating 可以简单理解为光生电势调控.与传统的光导型或者光伏型探测器通过光辐照直接提升载流子浓度从而增加光电导的方式不同, photogating 利用的是光辐照产生的电势去间接调控光晶体管沟道材料的电导,净光电流可以表达为 $\Delta I = g_m \cdot \Delta V_g$, 其中 $g_m = \partial I_d / \partial V_g$ 是晶体管的跨导, ΔV_g 是等效光生电压.

有两种途径可以导致明显的 photogating 效应.其中最常见的是在复合型的低维体系中,比如堆垛的二维材料、一维量子点和二维材料复合结构等^[66–70].由于异质界面的存在,光生电子空穴可以被分离至不同的材料中,使得某一种过剩载流子的寿命变长并且对沟道产生电势调控.类似地,如果单种材料或者衬底具有丰富的缺陷,并且缺陷可以俘获某种光生载流子,也能导致类光生电势调控沟道电导的现象^[71–73].该种因为过剩少数子寿命变长

而导致高增益的 photogating 效应也可以理解为一种光电导效应的特殊情况,净光电流可表示为 $\Delta I = G \cdot N_0 \cdot e$, 其中 N_0 为单位时间内器件吸收的光子数; e 为元电荷; G 为增益,可以表示为光生少数子寿命和载流子渡越时间之比,即 $G = \tau_{\text{life}} / \tau_{\text{tran}}$. 由于较长的光生载流子寿命,光电晶体管 (phototransistors) 的响应速度比较慢.

2012年, Konstantatos 等^[74]验证了一种基于石墨烯和量子点复合的高增益结构.机械剥离的单层或双层石墨烯沉积在 Si/SiO₂ 衬底上被制备成场效应晶体管,石墨烯表面旋涂了一层 PbS 量子点.该结构中,量子点作为光敏层,而石墨烯因为自身的高迁移率成为载流子快速运输通道.在光激发的作用下,量子点中产生自由电子空穴对,其中空穴迁移至石墨烯,而光生电子停留在量子点层形成对石墨烯沟道的电势调控(或掺杂),如图 21(a) 所示.在 1 V 的偏压下,载流子渡越时间 τ_{tran} 约为 1 ns, 而 τ_{life} 在 10 ms—1 s 的量级,所以器件光增益高达 10^7 — 10^9 , 比探测率 $\sim 10^{13} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$. 2017年,同样是该单位的研究团队,将大面积化学气相沉积生长的石墨烯、旋涂的 PbS 量子点和 CMOS 读出电路相集成,制备了一个宽谱(300—2000 nm)的 388×288 焦平面,并实现了短波近红外(1100—1850 nm)成像,见图 21(b)^[75].该成果充分验证了 photogating 效应在低维材料复合探测体系中的实用性.此外,材料本身缺陷诱导的 photogating 也可能很大程度地提升器件的探测性能.2014年, Guo 等^[76]发现了单根 InAs 纳米线光晶体管中由 photogating 引起的负光电导现象.光生电子被局域的表面态俘获并产生电场抑制沟道电导,使得器件在可见-近红外波段的光增益高达 $\sim 10^5$.进一步,该研究组利用了表面态俘获光生电子在低温下难以释放的机制,实现了快速($\sim 60 \mu\text{s}$)宽谱红外(830—3113 nm)响应^[77].2016年, Guo 等^[73]报道了一个基于黑磷的高增益室温中红外探测器,结构如图 21(c) 所示.由于黑磷中浅杂质能级缺陷的存在,光生载流子寿命变长,器件获得了高增益,室温 $3.39 \mu\text{m}$ 的光响应率高达 82 A/W.

上述 photogating 增强的器件存在带宽受限的问题,即高光增益来源于长载流子寿命,器件响应速度慢.2017年, Adinolfi 和 Sargent^[78]提出了“光伏场效应晶体管”的概念.器件的基本结构是结型场效应晶体管,如图 22(a) 所示,沟道为轻 p 掺

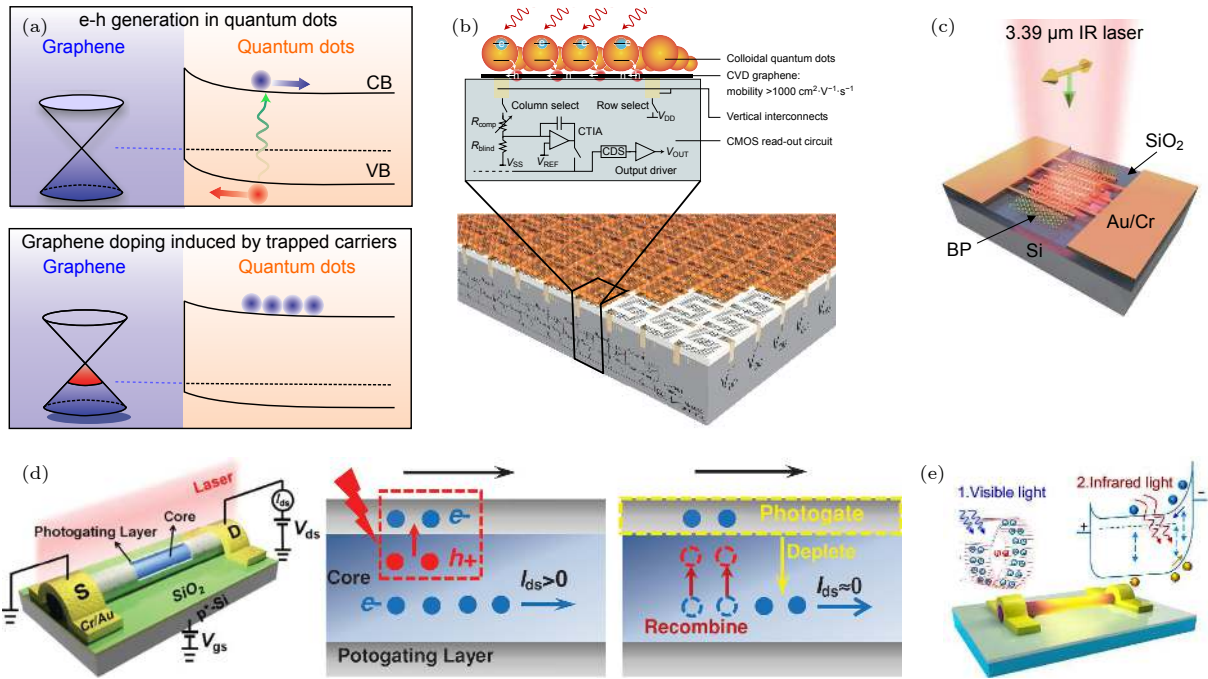


图 21 (a) 石墨烯/量子点复合结构增益原理图^[74]; (b) CMOS 集成的石墨烯/量子点焦平面结构示意图^[75]; (c) 室温中红外高增益黑磷探测器结构示意图^[73]; (d) 室温高增益高响应 InAs 纳米线^[76]; (e) 室温高性能中红外 InAs 纳米线^[77]

Fig. 21. (a) Energy band diagram for interpretation of optical gain in graphene/quantum dots heterostructure^[74]; (b) schematic diagram of CMOS integrated graphene/quantum dots focal array plane^[75]; (c) schematic diagram of mid-infrared pure black phosphorous photodetector^[73]; (d) high gain and high responsivity InAs nanowire^[76]; (e) high performance mid-wavelength InAs nanowire^[77].

的 Si, PbS 量子点作为近红外光敏介质沉积在沟道上. 受红外光辐照时, 量子点产生大量空穴, 减弱了量子点和 p-Si 的内建场强度, 使得耗尽区变窄, 沟道电导大幅上升. 由于器件的增益 $G = (g_m \cdot \Delta V_g / q) / N_0$, 带宽 $f = g_m / C_{TOT}$, 所以增益和带宽同时正比于晶体管的跨导, 意味着高增益反而可以带来更高的带宽. 该器件的实验增益带宽积达 10^9 Hz, 而理论极限是 10^{13} Hz (图 22(b)). 该成果证明, 光生电势间接调控沟道电导的方法, 即 photovoltaics-gating, 可能应用于新型超高性能红外探测器的设计中. 除了结型场效应晶体管, 普通的金属半导体场效应晶体管也可能实现类似性能. 2016 年, Guo 等^[79] 利用入射光在轻 p 掺硅衬底和氧化层界面产生的电势调控了单层石墨烯沟道, 器件对 520 nm 入射光的响应率约为 1000 A/W, 响应速度约为 400 ns, 增益带宽积约达 10^9 Hz. 2018 年, 日本的一个研究组用传统红外薄膜材料 InSb 代替 Si (图 22(c)), 实现了 50 K 温度下中红外 4.6 μm 响应率为 33.8 A/W, 此外器件最高工作温度达 150 K (图 22(d))^[80].

器件的带宽不受限于光增益的光诱导栅控效应, 我们称之为广义 photogating^[65]. Photogating

为变革性低维红外探测器的设计和制备提供了良好的思路.

4.2 铁电局域场调控型红外探测器

铁电材料与低维材料耦合可获得一种新型的高性能红外探测器, 传统的铁电材料具有优异的介电性、铁电性、热释电性、透明度、柔韧性^[81], 一方面铁电材料可作为晶体管栅介质为沟道材料提供局域极化电场, 调控载流子浓度, 可以获得高性能的室温近红外光电晶体管, 另一方面利用铁电材料的热释电性可以制备高性能的热探测器.

中国科学院上海技术物理研究所 Wang 和 Hu 研究组^[82–86] 利用有机铁电聚合物 P(VDF-TrFE) 作为晶体管栅介质, 调控 MoS₂, MoTe₂, In₂Se₃ 等过渡金属二硫族化合物 (TMDs) 二维材料以及 CdS, InP 一维纳米线, 发现了将 P(VDF-TrFE) 与二维材料结合的光电晶体管结构具有探测率高、能耗小、探测光谱范围宽等优点. 这些优点主要来源于铁电材料优异的介电性和铁电性, 与 SiO₂, Al₂O₃, HfO₂ 等常用固体栅介质材料相比, 铁电材料的介电常数更大, 所提供的局域电场强度更高, 因此不仅可以调节沟道材料载流子浓度, 还

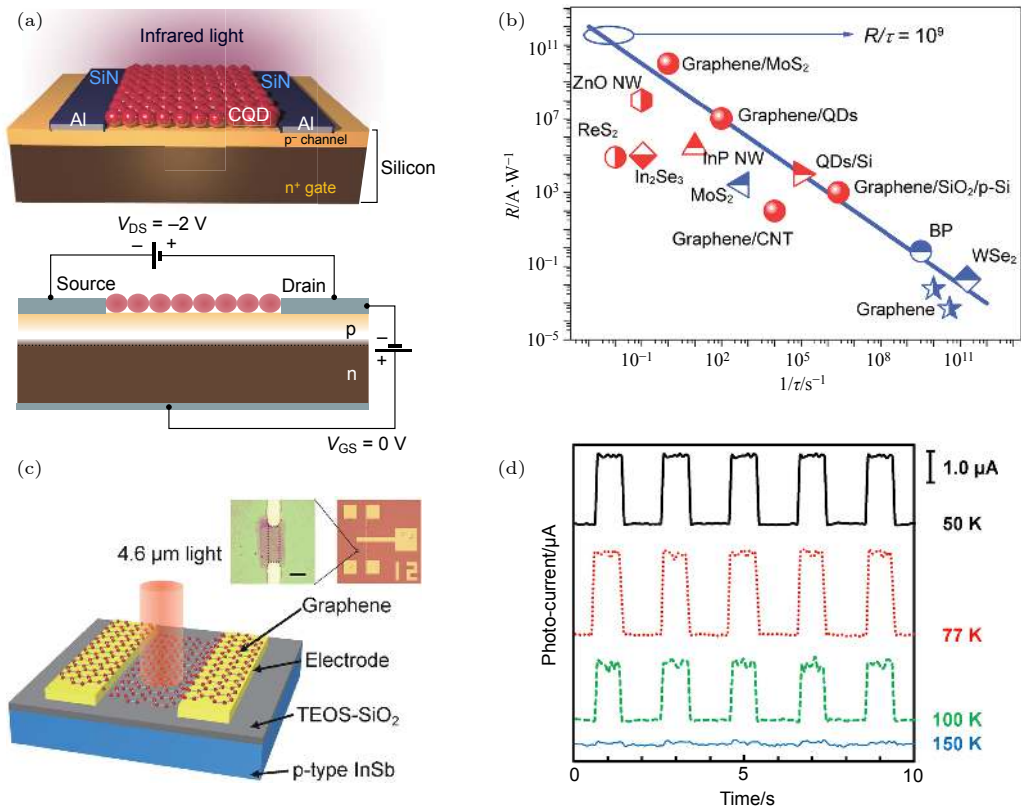


图 22 (a) 光伏场效应晶体管示意图 [78]; (b) 不同器件的增益带宽积 [65]; (c) InSb 作光敏介质调控石墨烯器件结构示意图; (d) 器件不同工作温度下的响应 [78,80]

Fig. 22. (a) Schematic diagram of photovoltage field-effect transistors [78]; (b) gain-bandwidth product for different types of photodetectors [65]; (c) schematic diagram of mid-infrared graphene detector through interfacial gating of InSb; (d) the photoresponse of device in (c) at various temperatures [78,80].

可以扩展探测波长范围 (初步结果表明, 这种超强的铁电局域场甚至可以改变二维原子晶体的键长和键角, 从而改变半导体二维材料的禁带宽度). 铁电材料的电滞回线见图 23(a), 铁电材料存在自发极化, 在外电场作用下极化强度与外电场强度呈逆时针回滞关系, 包含未极化、极化向上、极化向下三个状态. 在晶体管结构中铁电材料栅介质调控沟道载流子浓度的方式如下: 以 n 型 MoS₂ 为例, 当 P(VDF-TrFE) 极性向上时, MoS₂ 费米能级下移, 沟道中多数载流子电子被耗尽, 电导率减小; 反之, 当 P(VDF-TrFE) 极性向下时, 费米能级上移, 沟道电子浓度增加, 电导率增大. P(VDF-TrFE) 处于不同极化状态下晶体管的 *I-V* 曲线见图 23(b), 选择 P(VDF-TrFE) 极化向上状态为探测器的工作状态, 探测器的暗电流相比于未极化和极化向下状态减小了 3 个数量级, 而光电流几乎不受极化电场的影响, 因此探测器的光开关比增大, 另外探测率是光电探测器探测能力的指标参数, 它等于等效噪声功率的倒数, P(VDF-TrFE) 极化向上状态时

探测器的探测率增大. 以 Wang 等 [82] 研究的 P(VDF-TrFE)-MoS₂ 耦合体系为例, 探测器对 635 nm 的激光响应率达到 2570 A/W, 探测率为 $2.2 \times 10^{12} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 暗电流降低三个数量级, 信噪比达 10³, 探测范围从可见光到 1550 nm, 是高性能的室温宽谱段近红外光电探测器. 铁电材料的极化状态在外电场撤去后仍能保持很长时间 (数年以上), 利用铁电材料的剩余极化电场调控不再需要时时提供高栅压, 可以大大减少光电探测器件的能源损耗. 值得注意的是, 铁电材料调控后光电探测器的探测波长被大大扩展, MoS₂, MoTe₂, In₂Se₃ 等 TMDs 二维材料的探测波长均被拓展至 1550 nm 近红外波段, 远远超过了其禁带宽度的限制, 通过第一性原理计算和光致发光谱测量证实了探测波长的扩展来源于垂直电场对带隙的调控, 在外电场的作用下材料的带隙减小. 综上所述, P(VDF-TrFE) 与 TMDs 二维材料耦合的光子晶体管是高性能的室温宽谱段探测器件.

热释电是铁电材料的另外一个性质, 热释电材

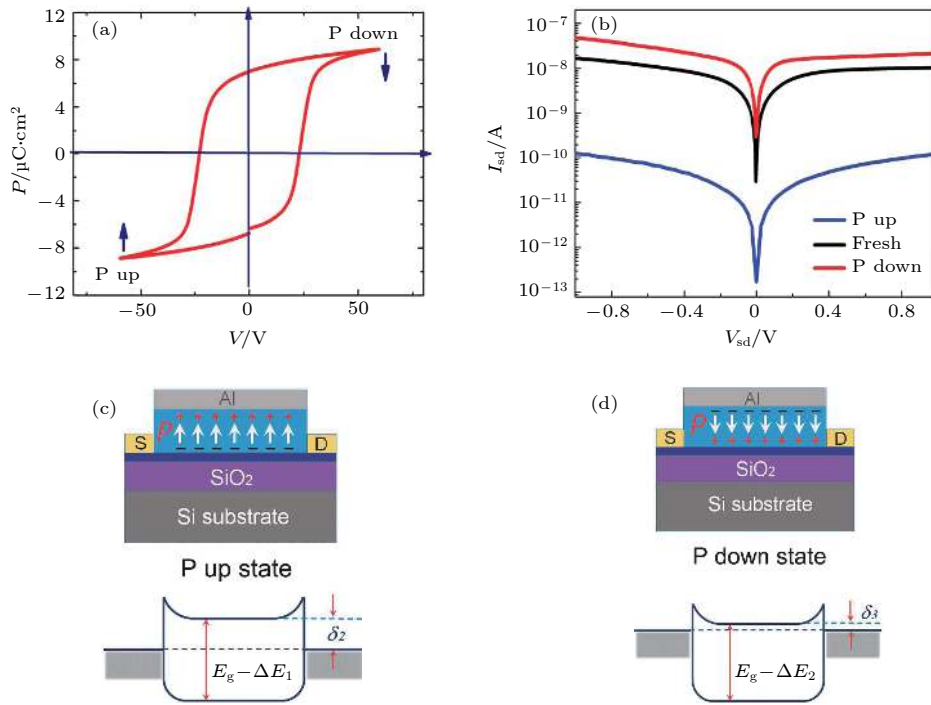


图 23 (a) 300 nm P(VDF-TrFE) 薄膜的电滞回线; (b) P(VDF-TrFE) 处于三种极化状态下, P(VDF-TrFE)-MoS₂ 晶体管的 I_{ds} - V_{ds} 曲线, fresh 指未极化状态, P up, P down 分别代表极化向上和极化向下状态; (c), (d) P(VDF-TrFE) 极化向上和极化向下时器件示意图以及能带图^[82]

Fig. 23. (a) The ferroelectric hysteresis loop 300 nm P(VDF-TrFE) film capacitor; (b) the I_{ds} - V_{ds} characteristics (at ZERO gate voltage) with three states of ferroelectric layer, and the three states are fresh state (ferroelectric layer without polarization), polarization up (polarized by a pulse V_g of -40 V), and polarization down (polarized by a pulse V_g of -40 V) states, respectively; (c), (d) the cross-section structures of the device and equilibrium energy band diagrams of three different ferroelectric polarization states^[82].

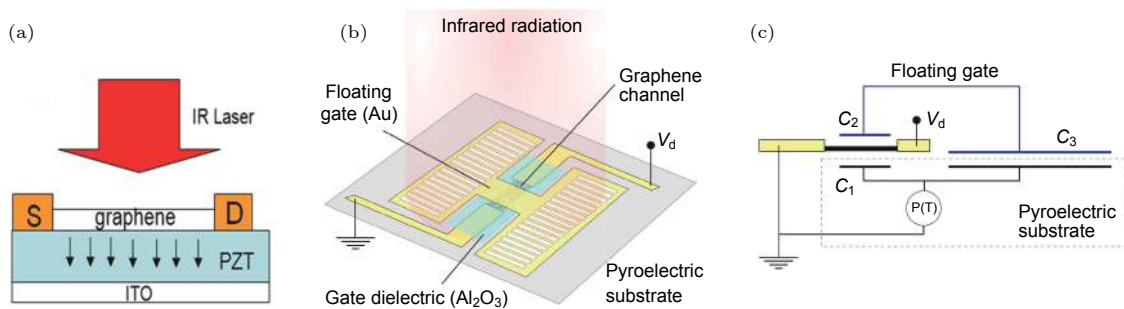


图 24 (a) 石墨烯-PZT 场效应晶体管结构示意图; (b) 石墨烯-LiNbO₃ 热释电探测器器件结构图; (c) 器件的工作原理图^[87]

Fig. 24. (a) The schematic diagram of the graphene-PZT field effect transistor; (b) schematic of a graphene pyroelectric bolometer; (c) working mechanism diagram for the device in panel (b)^[87].

料的极化强度对温度变化十分敏感, 适合做热探测器. Sassi 等^[87] 将石墨烯放置在锆钛酸铅 (PZT) 材料上, 器件结构如图 24(a), PZT 接收外界辐射后, 表面束缚电荷积累, 极化电荷作用到沟道材料石墨烯上, 调控石墨烯的电导率, 制成了一个热探测器. Hsieh 等^[88] 通过将石墨烯转移到 LiNbO₃ 晶体上并沉积顶栅制成了石墨烯中红外探测器, 器件结构如图 24(b), 红外辐射引起的温度变化会使得

LiNbO₃ 产生热释电电荷积累在电容 C3 上, 然后电容器 C2 ($C3 > C2$) 上会产生一个电压 $Q/C2$ (见图 24(c)), 由于这个放大设计, 器件获得了很大的电阻温度系数 900%/K.

4.3 二维材料范德瓦耳斯结

近十几年来, 新型二维材料制备高性能探测器的研究引起了非常多的关注. 二维材料的最大优势

就是超薄和具有原子级平整的理想二维界面, 这为设计异质结器件结构提供了可能性. 由于这些新型的二维材料表面不存在悬挂键, 层间是依靠范德瓦耳斯力结合, 都可以用机械剥离的方法获得薄层样品. 同时制作异质结可以不受传统异质结界面必须晶格匹配的限制, 还能够任意角度堆叠^[89,90]. 因此, 在新型的二维层状材料领域, 异质结的制作可以免受材料、晶格常数和堆叠顺序的限制, 具有更多选择和更多的组合, 从而实现更多具有新的功能电子和光电器件. 新型窄带隙二维材料的范德瓦耳斯异质结是实现高灵敏、室温红外光探测最具有竞争力的器件结构.

高迁移率石墨烯可以作为宽波段光吸收、快速响应的器件通道材料. 但石墨烯器件存在暗电流较大的问题, 于是通过异质结内建电场可以有效抑制暗电流, 且内建电场能有效分离光生载流子, 从而

获得高灵敏室温红外探测器. 2012年, 荷兰科学家将石墨烯与MoS₂做成异质结, 成功制备了具有高性能、多功能的光存储器件, 随后又利用该方法制备了超高光增益 $\sim 10^8$ 的光电探测器件^[91,92]. 2014年, 美国Liu等^[93]制备 graphene/Ta₂O₅/graphene 隧道结红外探测器, 如图25(a)所示. 此器件能够有效降低暗电流, 同时光生电子空穴向不同石墨烯隧穿, 使得电子空穴在空间上分离, 有效地提高了光生载流子寿命, 获得较高红外光响应率. 图25(b)为五种功率下红外响应随背栅电压的变化曲线, 入射光波长3.2 μm, 可以看到此器件能够实现室温下中波红外的响应. 另外还有一种新型窄带隙材料黑磷, 它的块材料带隙为0.3 eV, 其探测波段能够从紫外到中长波红外. 美国耶鲁大学Chen等^[94]利用绝缘氮化硼最为原子级平整的衬底材料, 制作 h-BN/b-P/h-BN 异质结如图25(c)

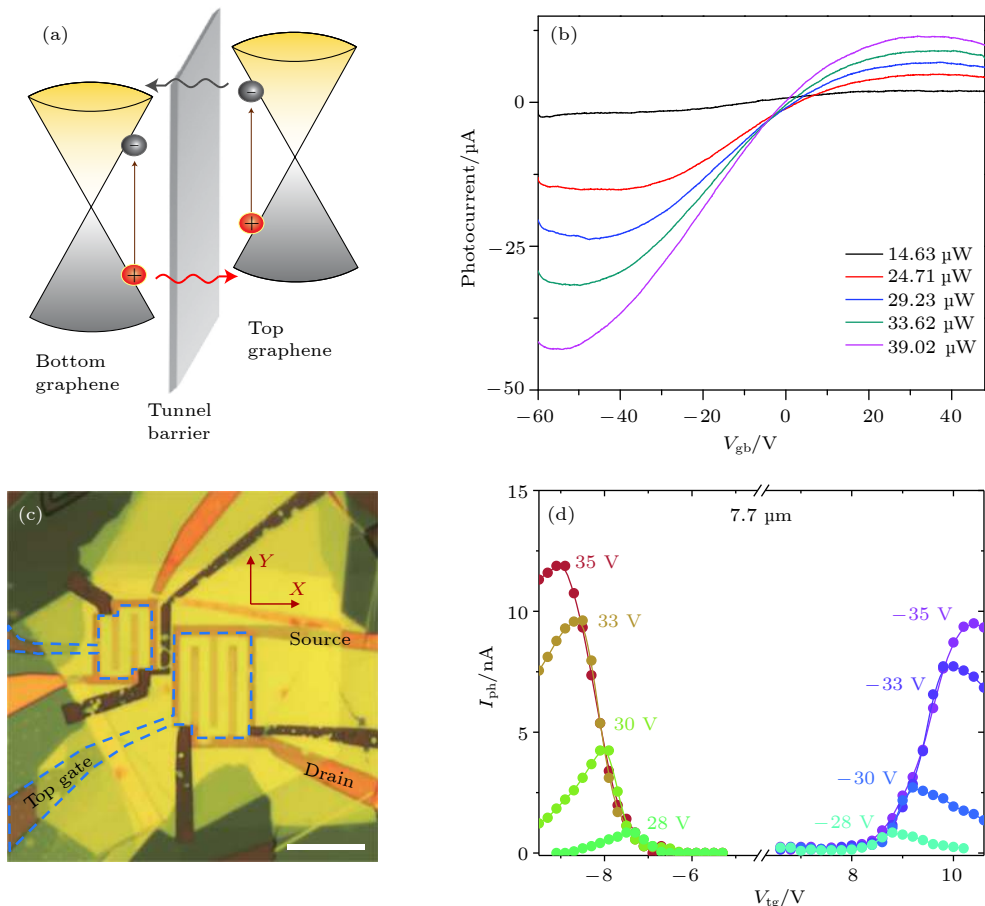


图 25 (a) Graphene/Ta₂O₅/graphene 隧道结红外探测器结构示意图; (b) 多种功率下红外响应曲线, 入射光波长 3.2 μm; (c) h-BN/b-P/h-BN 垂直异质结的红外探测器; (d) h-BN/b-P/h-BN 垂直异质结器件 7.7 μm 红外光电响应^[93,94]

Fig. 25. (a) Structure diagram of graphene/Ta₂O₅/graphene tunneling diode; (b) infrared responsivity curve of variable incident power with 3.2 μm wavelength; (c) h-BN/b-P/h-BN vertical heterojunction photodetectors; (d) 7.7 μm infrared responsivity of h-BN/b-P/h-BN vertical heterojunction photodetectors^[93,94].

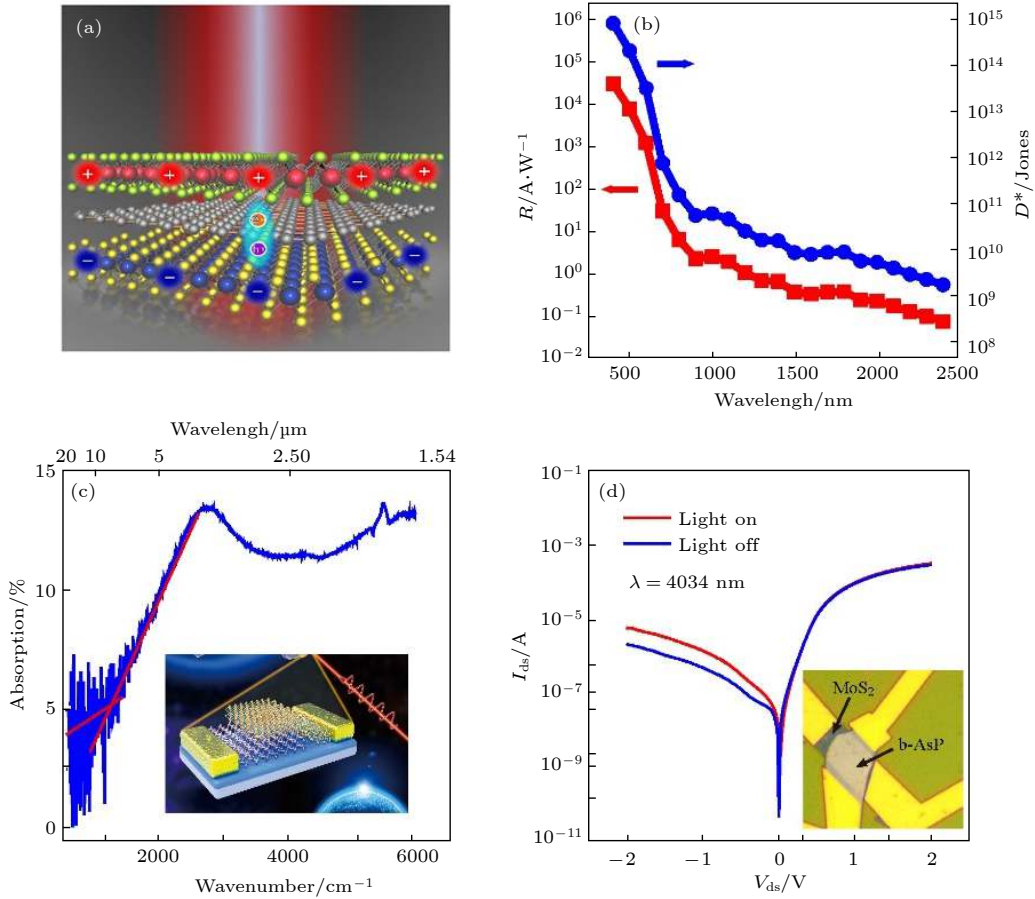


图 26 (a) p-g-n 异质结光电探测器的结构示意图; (b) p-g-n 异质结光电探测器的光电响应; (c) 黑砷磷 $b\text{-As}_{0.83}\text{P}_{0.17}$ 样品的光学吸收谱, 插图为黑砷磷合金 b-AsP/MoS₂ 异质结器件结构示意图; (d) b-AsP/MoS₂ 异质结光电探测器在中波红外的光电响应^[98]
 Fig. 26. (a) Structure diagram of p-g-n heterojunction photodetectors; (b) responsivity of p-g-n heterojunction photodetectors; (c) absorption spectrum of $b\text{-As}_{0.83}\text{P}_{0.17}$; (d) mid-infrared response of b-AsP/MoS₂ heterojunction photodetectors^[98].

所示, 可以有效屏蔽衬底中的部分散射, 获得高迁移率. 另外可以通过垂直电场调控材料带隙, 使得探测波段扩展到 $7.7\ \mu\text{m}$, 如图 25(d) 所示. Han 和 Yang 等采用石墨烯与有机物制备了异质结, 这种探测器有非常宽的光谱响应 (405—1550 nm) 和较高的增益 (10^5), 他们还制备了一些狄拉克材料与有机材料异质结红外探测器, 室温下的光测到了长波红外的响应^[95–97].

另外, Long 等^[98] 将石墨烯插入原子层厚度的 p-n 结中实现高灵敏光探测器, 如图 26(a) 所示, 其比探测率在可见波段达到 $10^{15}\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 探测波段从 400 nm 扩展到 $2.4\ \mu\text{m}$, 如图 26(b) 所示. 黑砷磷的光吸收谱如图 26(c) 所示, 光学吸收边 $\sim 1250\ \text{cm}^{-1}$, 对应着 $8.3\ \mu\text{m}$. 图 26(c) 的插图为 b-AsP/MoS₂ 异质结器件机构示意图, 将 p-型的黑砷磷与 n-型的 MoS₂ 制作成 p-n 结, 其整理曲线如图 26(d) 所示. 对于 b-AsP 场效应的光电探测器,

其在光伏型模式工作下的噪声等效功率在 $2.36\text{--}8.05\ \mu\text{m}$ 都低于 $4.35\ \text{pW}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. 首次在 b-AsP 场效应光电探测器能够在室温下探测到 $5\ \text{pW}$ 以下的长波红外光信号. 对于 b-AsP/MoS₂ 异质结器件, 噪声等效功率在 $2.36\text{--}4.3\ \mu\text{m}$ 都低于 $0.24\ \text{pW}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, 说明 b-AsP/MoS₂ 异质结器件在室温下波长到 $4.3\ \mu\text{m}$ 能够探测到 $0.3\ \text{pW}$ 以下的中波红外光. 在零偏置电压下, 比探测率高达 $9.2 \times 10^9\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 同时在整个中波波段 $3\text{--}5\ \mu\text{m}$ 范围 $4.9 \times 10^9\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$. 对于 b-AsP 场效应器件比探测率在 $2.36\text{--}8.05\ \mu\text{m}$ 波段都大于 $1.06 \times 10^8\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 在整个中波 $2.36\text{--}8.05\ \mu\text{m}$ 波段都大于室温商用辐射热探测器的比探测率 ($\sim 10^8\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$).

低维材料制备红外探测器虽然有较高的响应率和探测率, 但绝大多数低维红外探测器的性能是由光功率较大的激光测试出来的, 而根据红外探测

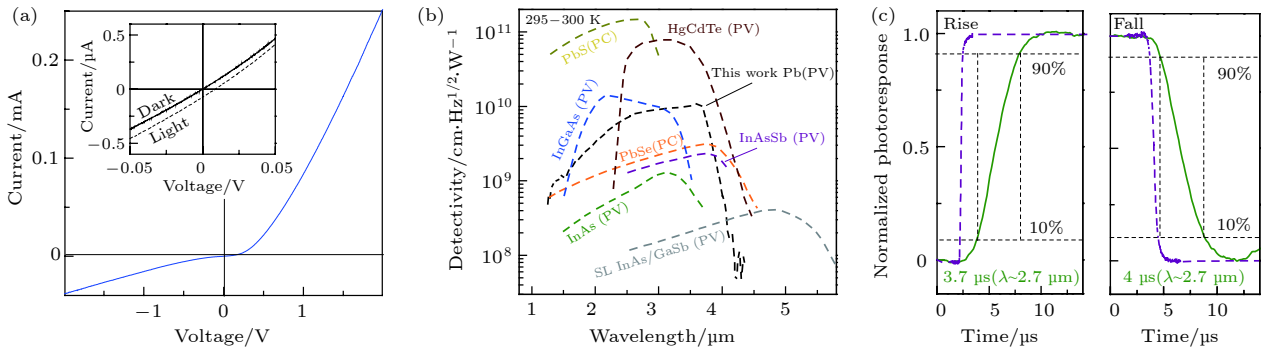


图 27 BP 与 MoS₂ 异质结红外探测器^[99] (a) 1000 K 黑体源辐射下光电流与暗电流; (b) 探测率的对比; (c) 响应时间

Fig. 27. BP/MoS₂ infrared photodetector^[99]: (a) Photocurrent with 1000 K blackbody source and the dark current; (b) detectivity comparison of typical infrared photodetectors; (c) response time.

率探测标准, 需要通过黑体测得信号才能得到黑体探测率, 这也是做低维材料红外探测器较难突破的一个难点. 但是, 最近美国加利福尼亚大学 Bullock 等^[99] 利用黑磷和 MoS₂ 范德瓦耳斯异质结制备了红外探测器, 采用 1000 K 黑体源, 室温条件下测到的黑体响应率达到了 $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 比大多数体材料甚至商用的 PbS 红外探测器还要高, 如图 27 所示. 这是二维材料红外探测器的一项革命性成果, 标志着低维材料红外探测器迈向工业应用走出了关键一步.

5 传统红外探测器的新方向

5.1 雪崩红外光电探测器

雪崩光电二极管 (avalanche photodiode, APD) 拥有高带宽、高增益的特点, 在弱信号探测以及需要高速度、高灵敏度和高量子效率的长距探测方面有非常大的优势, 并且雪崩光电探测器在航空航天、通信, 以及生物等领域已经取得了大量的应用^[100–104]. 雪崩光电二极管可以利用“雪崩”效应来探测极弱信号, 如图 28 所示, 它的工作原理是利用 p-n 结在较大反偏电压时, 光子入射至结区使电子从价带跃迁到导带, 在电场的作用下电子碰撞原子形成电子-空穴对, 新产生的电子-空穴对获取动能, 产生额外的电子-空穴对并持续发生. 当外加电场低于载流子碰撞离化阈值时, 低能量载流子会与杂质、声子等发生相互作用而发生弛豫, 不会发生雪崩过程; 只有当外加电场大于载流子碰撞离化阈值时, 载流子才能发生雪崩效应; 当外加电场太大, 会使器件的雪崩效应更加不可控制, 造成过剩噪声因子较大, 使器件无法正常工作, 因此需要有精确

的器件设计, 来保证低过剩噪声因子、高增益雪崩光电探测器的制备^[105–107]. 本节介绍在短波红外、中波红外及长波红外波段实现雪崩光电探测器, 分别为空穴注入型 InGaAs/InP APD、电子空穴同时雪崩的 InSe/BP 异质结 APD 和电子注入型的 HgCdTe APD.

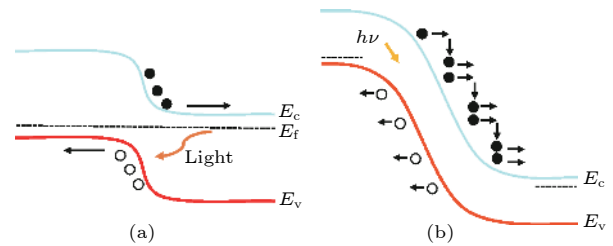


图 28 传统光伏型红外探测器 (a) 和雪崩光电探测器 (b) 工作时的能带结构图

Fig. 28. The tunneling effect (a) and avalanche effect (b) in p-n junction under large reverse bias.

InGaAs 是直接带隙半导体材料, 它的离化系数比非常大, 是较为合适的空穴注入型雪崩光电探测器材料. 并且 In_{0.53}Ga_{0.47}As 能带宽度为 0.73 eV, 晶格常数与 InP 衬底匹配, InGaAs 已成为目前近红外波段性能最优的红外探测器材料. InGaAs/InP APD 具有高灵敏度、高探测率及能高频成像的特点, 它在盖革模式的工作条件下可实现单光子探测, 成为量子保密通信领域的核心探测元件. 但是目前 InGaAs/InP APD 存在暗计数较大、后脉冲和噪声等问题, 而光敏面积大是影响器件性能的重要原因. 如何解决减小器件光敏面积且不降低量子效率的问题是提升器件性能的关键. 中国科学院上海技术物理研究所设计了新型 MIM 微结构耦合 APD 器件, 如图 29 所示. 他们对集成 MIM 结

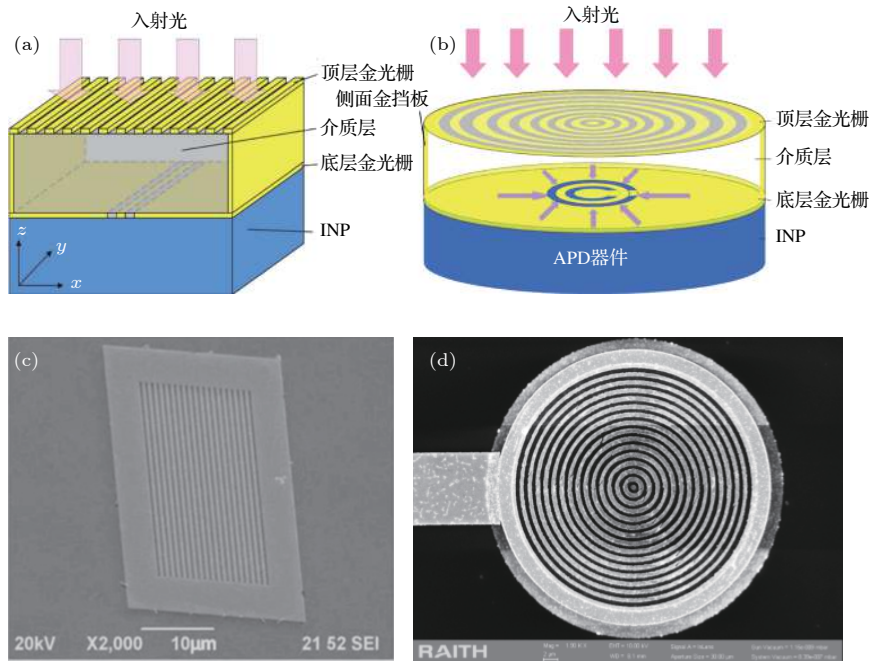


图 29 InGaAs/InP APD 的 MIM 结构示意图^[108–110] (a) 偏振选择型结构示意图; (b) 无偏振选择型结构示意图; (c), (d) 分别为 SEM 图

Fig. 29. MIM structure diagram used for InGaAs/InP avalanche photodiode^[108–110]: (a) Polarization selective structure; (b) non-polarization selective structure; (c) and (d) are the SEM image.

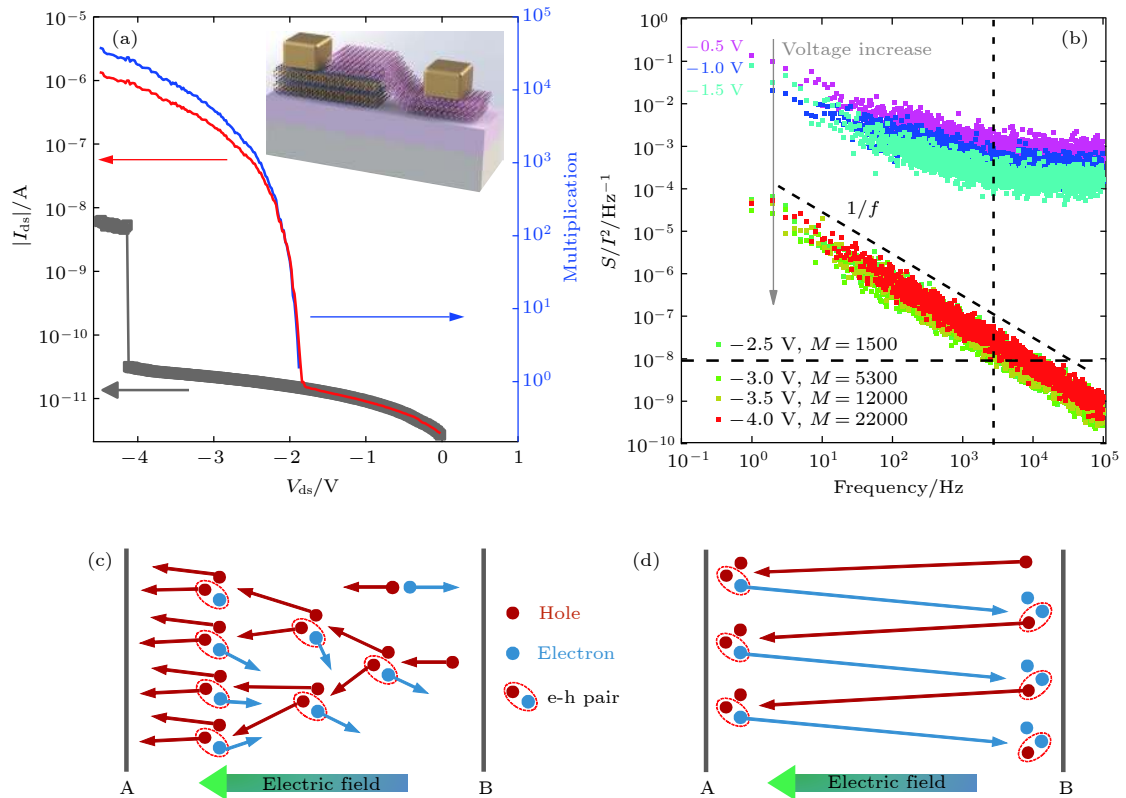


图 30 (a) BP/InSe 雪崩光电二极管的电流特性; (b) 器件的噪声及增益水平; (c) 传统的雪崩光电探测器载流子碰撞过程; (d) 弹道雪崩效应示意图

Fig. 30. (a) I - V characteristics of BP/InSe APD; (b) noise and gain of BP/InSe APD; (c) traditional ionizing collision process; (d) ballistic avalanche mechanism of BP/InSe APD^[111].

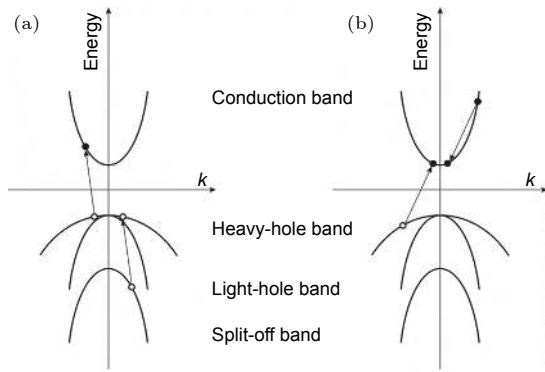


图 31 离化过程能带结构示意图 (a) 空穴注入型; (b) 电子注入型
Fig. 31. The diagram of ionization process: (a) Hole injection; (b) electron injection.

构的 APD 进行了一系列相关测试, 发现暗电流水平降低了 1/48, 而光电流水平与未耦合 APD 器件相当, 大大地提高了器件性能^[108-110].

黑磷 (BP) 一种新型的二维材料, 它与石墨烯类似但又拥有通过层数可控的带隙宽度, 因此量子效率相对较高. 黑磷的电子空穴离化系数比为 1, 根据雪崩倍增理论^[107], 用黑磷制备 APD 器件可能会导致过剩噪声因子比较大. 但最近南京大学 Gao 等^[111]通过制备 InSe/BP 范德瓦耳斯异质结, 发现在相对较小的反偏电压下, 器件就会发生雪崩. 最吸引人的是这种雪崩器件居然拥有非常低的噪声, 如图 30 所示. 他们将这种低噪声、低阈值电压的雪崩称为“弹道雪崩效应”, 并解释到, 黑磷作为倍增层的厚度只有 10 nm, 而这短至 10 nm 的倍增区将小于载流子的自由程, 即电子和空穴在电场作用下通过倍增区时不会与声子或者其他杂质等发生碰撞, 会经过“弹道输运”到达倍增区边界. 到达倍增区材料边界后, 载流子与晶格发生碰撞离

化产生新的电子空穴对, 从而产生更多的载流子发生雪崩. 由于载流子在输运过程中是弹道输运, 所以器件噪声非常低. 并且此器件可响应到中波红外, 增益可达到 10^4 , 这种新型的电子空穴同时发生倍增的雪崩光电探测器将对雪崩光电二极管起到重要的启发作用.

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 具有高吸收系数、载流子扩散长度长、量子效率高、工作波长可调、长载流子寿命等优点, 尤为可贵的是 HgCdTe 中电子、空穴离化系数差异可以很大, 非常适合制作高性能 APD. Leveque 等^[112]研究了 HgCdTe 材料中载流子的离化系数比 k 与 HgCdTe 组分 x 之间的关系. 研究发现当组分 x 在 0.6 附近时, HgCdTe 非常适合制备空穴注入型雪崩光电探测器, 此时发生雪崩时电子价带激发致导带所需能量与空穴自旋轨道劈裂能量相同, 如图 31(a) 所示; 当组分 x 小于 0.5 时, HgCdTe 非常适合制备电子注入型雪崩光电探测器, 而这个组分 x 对应的探测波段正是中波红外和长波红外两个窗口, 此时电子的碰撞离化过程如图 31(b) 所示. 根据能量与动量守恒, 发生碰撞离化的初始载流子需要有足够大的能量, 对应的外部阈值电压值为 V_{th} , 并且此阈值能量必须大于能带宽度, 且还要提供其他散射所需要的能量或者动量的交换.

HgCdTe APD 是由美国 DRS 公司的 Beck 等^[113,114]首次制备成功的, 器件具有高达 1000 的雪崩增益和低至 ~ 1 的过剩噪声因子, 证明了 HgCdTe 材料可以制备高性能 APD. Beck 等^[115]于 2007 年研制了 $24 \mu\text{m}$ 中心距、 128×128 阵列规模的 HgCdTe APD 焦平面探测器, 器件如图 32 所示. 他们也已经成功制备了长波 HgCdTe APD

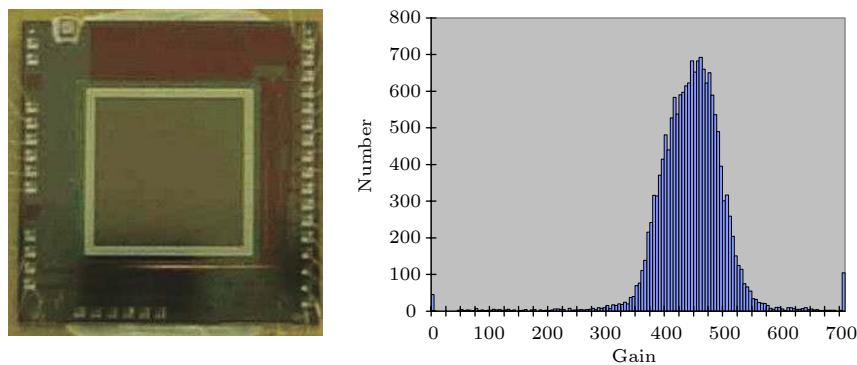


图 32 DRS 制备的 128×128 HgCdTe APD 焦平面器件照片和器件平均增益^[115]
Fig. 32. The photograph of 128×128 HgCdTe APD FPA fabricated in DRS and the average gain^[115].

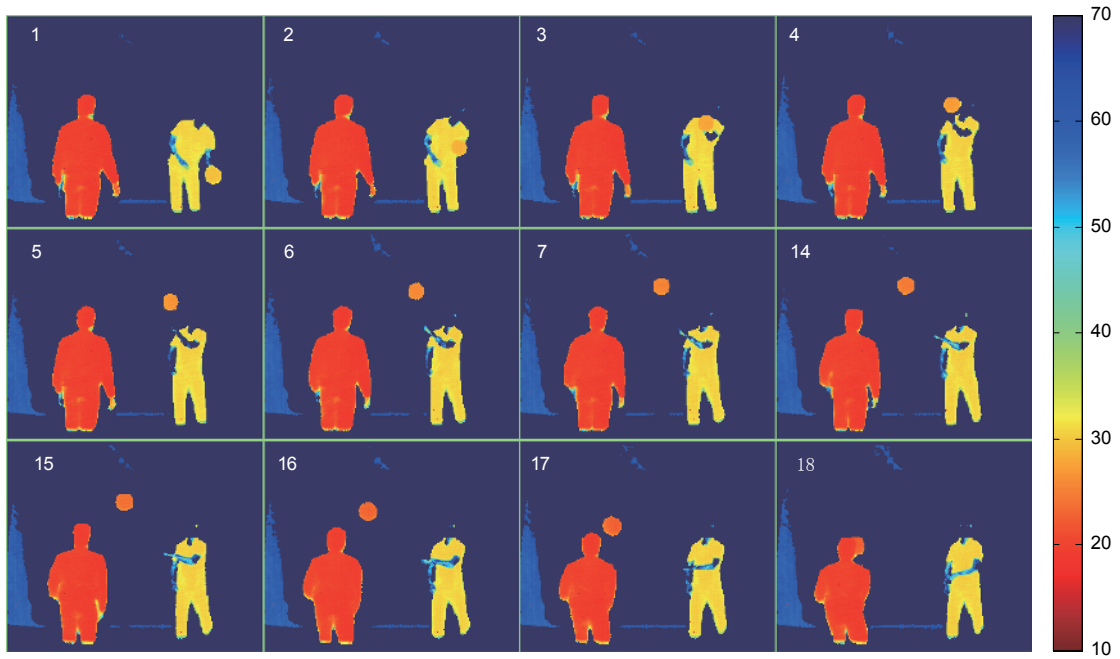


图 33 Sofradir 公司利用 HgCdTe APD 3D 实时成像截图^[118]

Fig. 33. The 3D real time imaging print screen of HgCdTe APD fabricated in Sofradir^[118].

器件 (截止波长 $\sim 9.7 \mu\text{m}$), 在 77 K 的工作温度下, 增益超过 100^[116].

法国 Sofradir 公司 Rothman 等^[117–119] 制备了增益超过 10000 的单元器件, 并研制了 320×256 的 HgCdTe APD 焦平面探测器, 实现了主/被动双模和 3D 成像; 然后, 他们还完成了中心距为 $15 \mu\text{m}$ 、 384×288 的 HgCdTe APD 焦平面, 并进行了雪崩模式下器件的被动热成像, 3D 雷达成像如图 33 所示.

国内也针对中长波 HgCdTe APD 进行了一系列研究. 中国科学院上海技术物理研究所分别采用液相外延和分子束外延成功制备了具有高增益

低噪声中波 HgCdTe APD 器件, 并且在 HgCdTe APD 局域场的操控机理方面也取得了一些成果. 胡伟达课题组^[120,121] 研究了电子注入型 p-i-n 结构 HgCdTe APD 器件结构特征以及缺陷浓度对暗电流的影响, 结果表明缺陷辅助隧穿电流和局域场诱导的带间隧穿电流是 HgCdTe APD 暗电流及噪声的主要原因; 并且针对离子注入和 In 原位掺杂等工艺对提高器件性能提出了改进方法, 如图 34 所示. 昆明物理研究所也通过液相外延方法制备了增益超过 1000 的单元器件, 并且具有与国际上报道相当的性能.

雪崩光电探测器是新一代红外探测系统的重

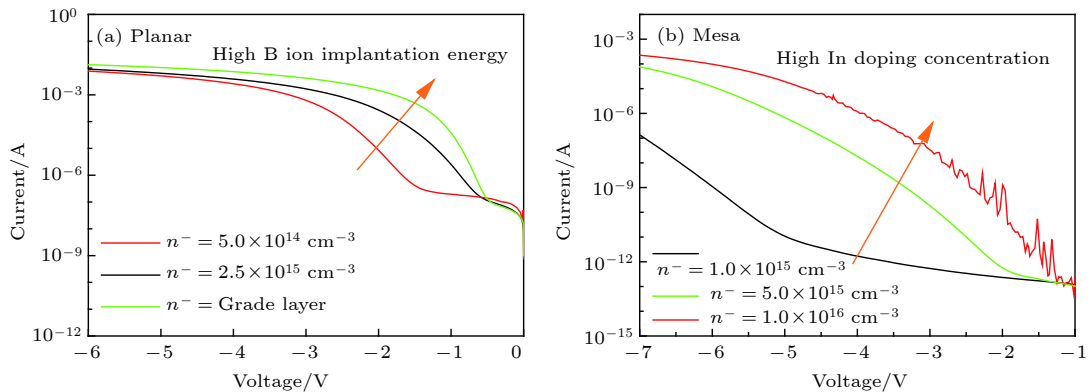


图 34 平面结 (a) 和台面结 (b) 碲镉汞雪崩光电探测器在不同工艺下的暗电流特性曲线^[121]

Fig. 34. The I - V characteristic of planar (a) and mesa (b) HgCdTe APD with variable fabrication process^[121].

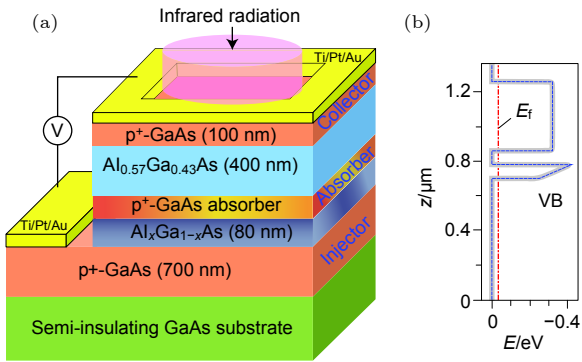


图 35 热载流子红外探测器器件结构和能带示意图^[122]

Fig. 35. Structure and band diagram of hot carriers infrared photodetectors^[122].

点研究方向, 具有高灵敏性、弱光探测能力和高频工作能力的雪崩光电探测器将在空间通信、军事和遥感等领域起到重要作用。

5.2 热载流子红外探测器

热载流子是指在电场或光场的作用下获取较大能量的电子或空穴, 其平均动能高于晶格及载流子在零外场作用下的平均动能. 最近, Lao 等^[122,123]提出了一种利用热载流子进行红外探测的新概念探测器, 其探测波长可以达到 50 μm 之上, 突破了半导体探测器的探测波长受半导体禁带宽度的限制。

这种制备的热载流子红外探测器结构如图 35 所示, 器件衬底为 GaAs, 另外利用了三层 p 型重掺杂 ($p = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) GaAs 分别作为注入区、吸收区和收集区, 其异质结构利用了 AlGaAs 材料, 夹于 GaAs 层中分别用作阶梯势垒和恒定势垒. 根据能带理论, GaAs 与 $\text{Al}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ 价带带偏为 0.32 eV, 对应波长仅为 3.9 μm , 即使通过掺杂或其他方法调控此异质结价带带偏, 也不会实现对甚长波 ($\lambda > 15 \mu\text{m}$) 的探测. 然而, 他们对此结构器件进行了光响应测试, 发现在甚长波红外波段仍有响应, 如图 36 所示, 可以看到器件在 5.3 K 时 -0.06 V 偏压下, 响应截至波长能够达到 55 μm , 这探测截至波长远远已经超出了半导体禁带宽度限制。

为了澄清其探测器甚长波响应的来源, 他们进行了傅里叶变换红外光谱测试并计算了光谱权重, 如图 37 所示, 可以看到器件在 -0.1 V 偏压附近对不同波段的响应有着最大值, 其甚长波响应与偏压没有单调关系, 这说明了器件甚长波响应并不是辐

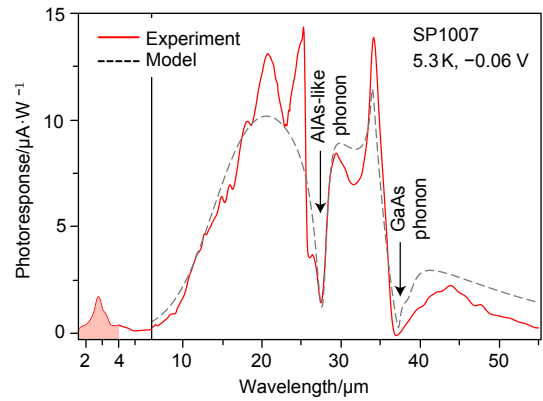


图 36 热载流子红外探测器的光谱响应^[122]

Fig. 36. Photo response of hot carriers infrared photodetectors^[122].

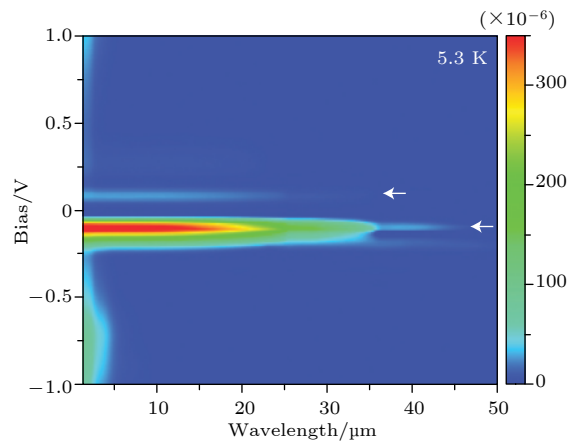


图 37 热载流子红外探测器光谱权重图^[122]

Fig. 37. Spectral weight diagram of hot carriers infrared photodetectors^[122].

射热效应; 另外, 由于吸收层 GaAs 是重掺杂, 杂质带已经与价带简并, 因此甚长波响应也不是载流子从杂质带与价带间跃迁导致的。

在进行探测器光响应分析时, 他们首先利用傅里叶红外光谱仪辐射或外部激发光作为泵浦光, 这样就会产生由光照激发的热载流子, 对应的泵浦光电流就会产生变化. 经过微分泵浦光电流和微分光谱权重的对比分析, 他们认为正是由于泵浦光激发产生的热载流子产生了甚长波红外响应. 基于 escape-cone 模型^[124], 他们对光谱响应进行了模拟, 结果证明了此探测器的甚长波红外响应就是源于热载流子. 并且, 他们通过对不同波长泵浦光下探测器红外响应测试, 实现了对热载流子能量的操控, 结果如图 38 所示, 可以看到当滤波器波长为 4.5 μm 以上时, 甚长波响应几乎消失了, 而又通过外部光源进行激发, 探测器又重新出现了甚长波响

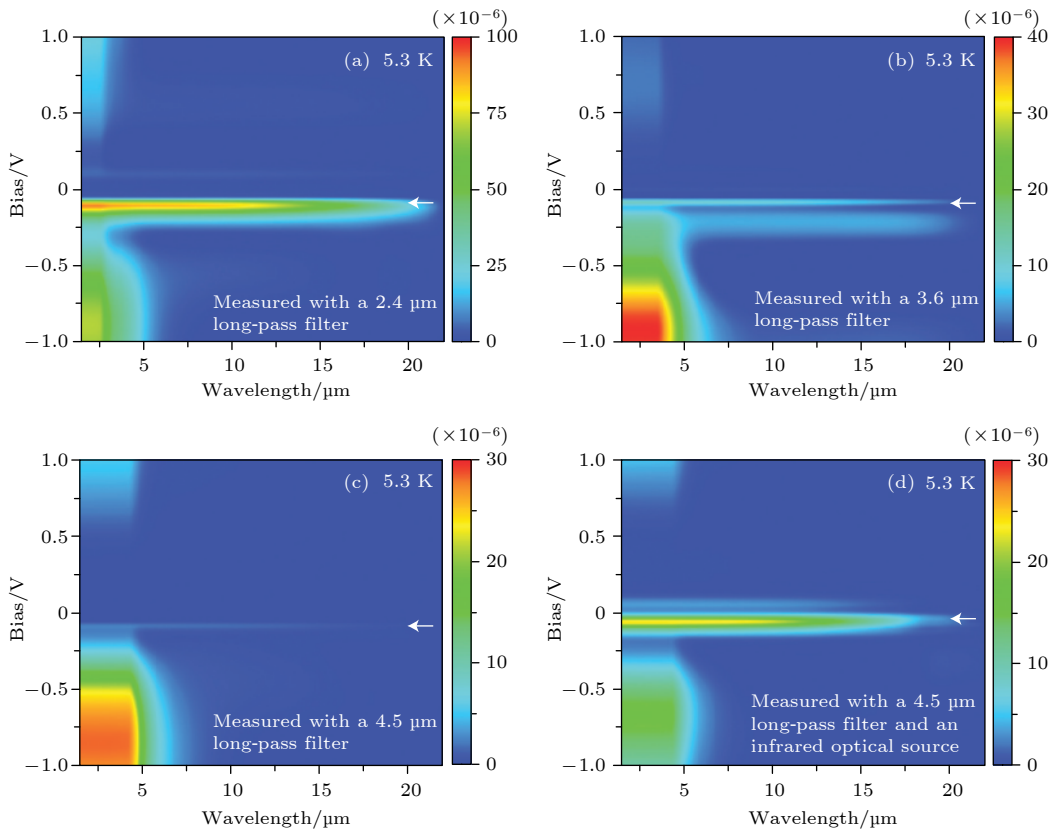


图 38 不同波长泵浦光下器件光谱权重图 [122]
Fig. 38. Spectral weight diagram with variable pump light [122].

应. 因此通过不同波长的泵浦光激发, 可以实现对热载流子红外探测器探测波长的调控.

这种利用操控热载流子进行甚长波探测的方法为传统材料制备甚长波红外探测器打开了新的一扇门. 2018 年, 美国佐治亚州立大学运用此方法实现了将半导体探测器探测波长延长至 $68 \mu\text{m}$ [125], 虽然此类器件工作温度比较低, 但可以预见热载流子红外探测器在甚长波、太赫兹波段有非常重要的应用前景, 操控热载流子的方法也将对光电探测器有很强的启发性.

5.3 势垒阻挡型红外探测器

HgCdTe, InSb 及 II 类超晶格材料作为红外探测器虽有非常大的优势, 但由于它们能带较窄, 相应的暗电流过大, 成为限制其性能的重要原因. 势垒阻挡型器件 (XBp 及 XBn) 的提出, 成为解决器件暗电流过大的一种有效方法. 势垒阻挡型器件主要工作原理是通过合理的结构设计使异质结材料的能带差主要落在导带或者价带上, 从而阻止载流子的导电而降低暗电流. 势垒阻挡型器件通常分为

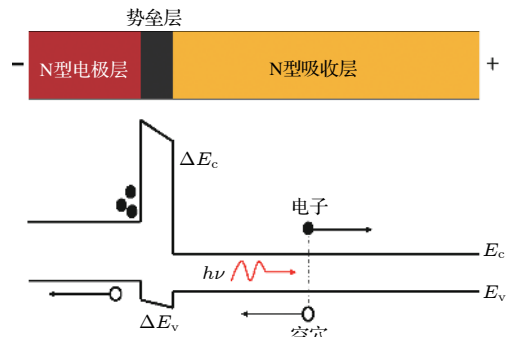


图 39 nBn 型器件和能带结构示意图
Fig. 39. Structure and band diagram of nBn devices.

吸收层、势垒层和电极层, 本节主要介绍吸收层和电极层为 n 型掺杂的窄带隙材料的红外探测器 (nBn) 研究进展, 其能带结构如图 39 所示.

nBn 器件是一种单极性器件, 由 Maimon 与 Wicks 在研究 III—V 族器件时于 2006 年提出 [126]. 这种结构完全放弃了 p 型掺杂, 仅通过 N 型掺杂和能带工程就能获得与 PN 结相似的特性. 通过在电极层与吸收层之间嵌入一个宽禁带隔离层 B 层, 其厚度仅在几十纳米量级. 通过选择合适的势垒隔离层材料, 可以使其与电极层和吸收层之间的异质

结势垒几乎完全落在导带上, 从而利用这一导带势垒来阻止电极层中多数载流子的导电, 但不会阻挡吸收区中的光生电子; 同时通过施加一定的反向偏压以帮助吸收层中的光生空穴穿越较小的价带势垒以形成光电流.

受半导体材料质量的影响, 其杂质和缺陷会在耗尽区的带隙中形成一定的能级, 这些杂质能级形成的复合中心可以有效促进电子空穴对的产生和复合, 由此带来的 Shockley-Read-Hall (SRH) 复合电流是在液氮温度下工作的中长波红外器件 G-R 电流的主导因素. 而对于 nBn 器件通过控制掺杂可以使耗尽区尽可能从窄禁带的吸收层进入宽禁带的势垒层, 而在宽带隙的势垒层中几乎不产生 SRH 电流从而显著降低 G-R 电流. 红外探测器的

暗电流机制主要是 G-R 电流与扩散电流竞争的结果, 在低温下主要是 G-R 电流而在高温下则是扩散电流占主导. 普通二极管的暗电流与温度的相关性如图 40 所示^[127], 其中 T_0 被定义为扩散和 G-R 电流相等的“交叉”温度, 虚线则表示几乎没有 G-R 电流的理想势垒阻挡型器件的暗电流特性. 图示结果表明在工作温度低于 T_0 下, 势垒阻挡型器件相比于传统 PN 结光电二极管具有更优秀的暗电流特性. 此外, 由于 G-R 电流相比扩散电流显著地受到偏压的影响, 因此具有更好的探测器阵列均匀性. 除对上述体暗电流的抑制效果以外, nBn 器件由于其宽带隙势垒层覆盖在吸收层表面, 本身即可作为天然的钝化层而存在, 因此还可以显著抑制器件的表面漏电并降低对钝化工艺的要求. 此外, 若 nBn 的结构设计采取势垒层与吸收层同型掺杂, 可以有效避开某些材料 P 型制备工艺的困难.

法国蒙彼利埃大学和索芙拉蒂公司于 2014 年首次报道了基于 nBn 结构的 InSb 红外探测器实验研究进展^[128]. 器件结构如图 41 所示, 通过分子束外延 (MBE) 在 Te 掺杂 n 型衬底 (100) InSb 上生长, 包括 400 nm 厚的 Te 掺杂 ($4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) InSb 缓冲层, 1 μm 厚的 Te 掺杂 ($1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) InSb 吸收层, 50 nm 厚的非故意掺杂 (non-intentionally doped) InAlSb 阻挡层 (Al 组分在 0.15—0.35 之间渐变), 200 nm 厚的 Te 掺杂 ($1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) InSb 盖帽层. 通过在阻挡层中增加 Al 组分渐变的设计, 可以在保持足够高导带势垒以阻挡电子导电的同时维持较低的价带势垒以允许光生空穴少子流动, 并控制三元合金 InAlSb 势

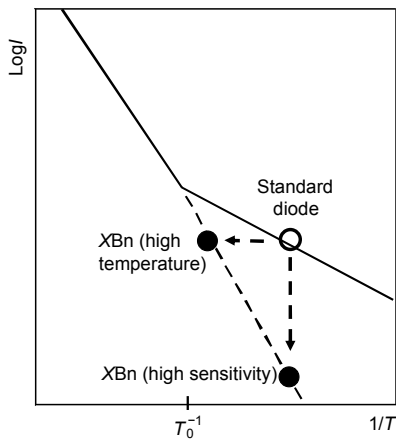


图 40 普通 PN 结二极管器件与 XBn 器件的暗电流与温度相关性^[127]

Fig. 40. Schematic Arrhenius plot of the dark current in a standard diode and XBn device^[127].

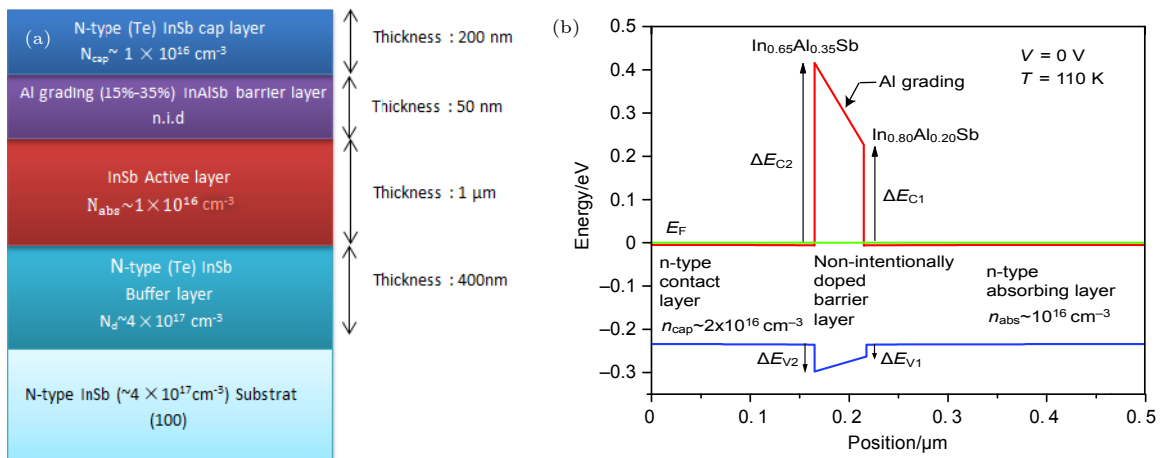


图 41 InSb nBn 探测器 (a) 器件结构示意图和 (b) 能带结构示意图^[128,129]

Fig. 41. Schematic diagram of (a) design of InSb nBn structure and (b) energy band of InSb nBn structure^[128,129].

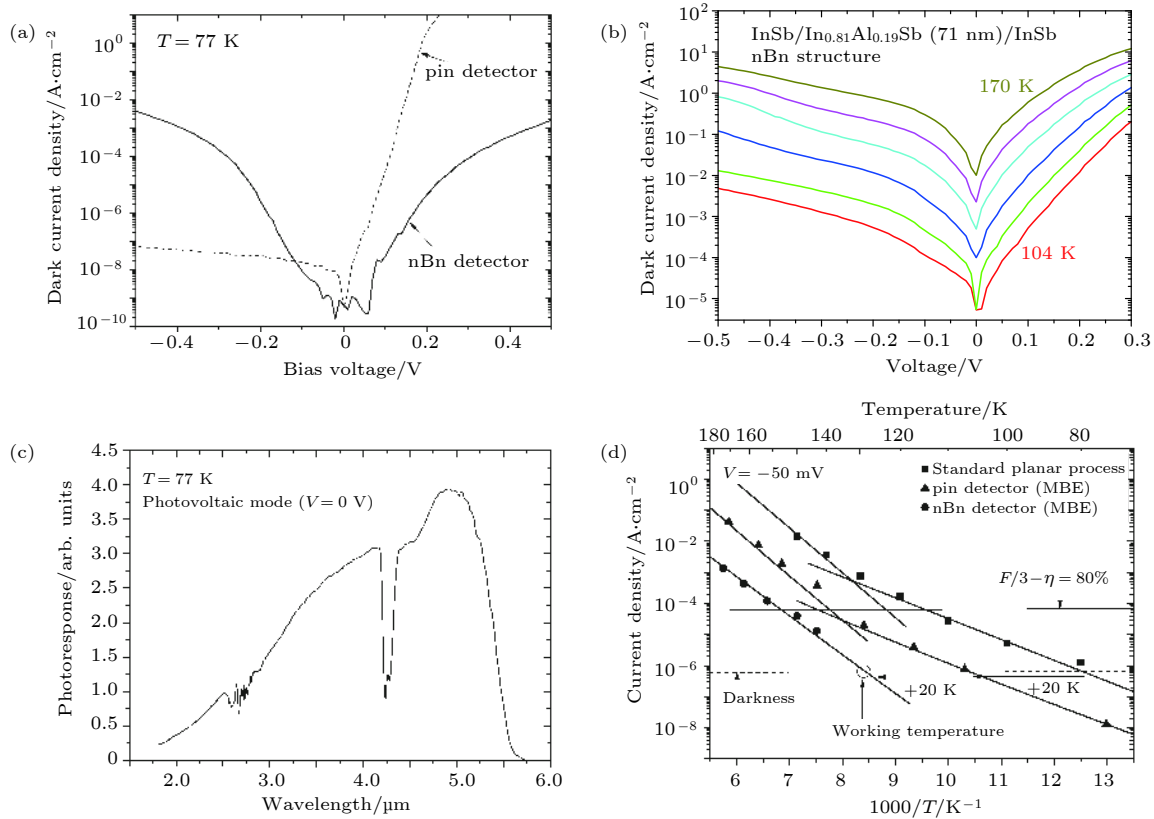


图 42 nBn 结构 InSb 探测器 (a) 77 K 下暗电流特性; (b) 104—170 K 暗电流特性; (c) 77 K 下光谱响应; (d) 不同温度和结构下的暗电流特性^[128,129]

Fig. 42. For InSb nBn infrared photodetectors, the dark current characteristics at (a) 77 K and (b) 104–170 K, (c) the spectral response at 77 K, and (d) the dark current characteristics at different temperatures and structures^[128,129].

垒层和 InSb 衬底之间的晶格失配导致的应变。InSb 被生长在富铟的体系中，整个结构通过配有 Sb₂ 阀控裂解源的 VARIAN GEN II MBE 在 Te 掺杂 ($4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) n 型 InSb 衬底 (100) 上生长。其中铟和铝的生长速率是 0.5 单层/s，生长温度 400 °C，铟和铝的生长速率比 (束流比) 为 4。器件在 135 K 及 -50 mV 下暗电流密度为 $2 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ 。为了进一步提升工作温度并评估器件性能，2015 年 Perez 等^[129] 报道了改进后的中波红外 InSb nBn 探测器结果，其中盖帽层的掺杂提升到了 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ，势垒层依旧采取组分渐变设计，Al 组分由 0.2 渐变至 0.35，该器件在 77 K 下截止波长为 5.4 μm ，-50 mV 偏压下暗电流 $1 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ (图 42)；在 150 K 下截止波长达到了 5.85 μm ，-50 mV 下暗电流 $2 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 。与同样生长条件下的 InSb pin 器件 (p 型材料为 Be 掺杂) 相比，同等工作条件下 nBn 器件暗电流要低 20 倍以上，可在高出 20 K 的工作温度下达到同等暗电流水平。

Rodriguez 等于 2007 年将 nBn 概念应用在 II 类超晶格探测器上^[130]，美国西北大学^[131–133]、新墨西哥大学^[130,134–139]、以色列 SCD 公司^[140–143] 等在此结构上进行了大量的研究工作。2017 年，美国西北大学的 Haddadi 等^[131] 报道了在 GaSb 衬底上制备的基于 InAs/AlSb/GaSb II 类超晶格的短波红外 nBn 光电探测器，其中宽带隙电子势垒层采用 AlAs_{0.10}Sb_{0.90}/GaSb H-结构超晶格，如图 43(a) 所示。整个器件生长在 Te 掺杂 ($1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) 的 n 型 GaSb 衬底上，然后是 500 nm 厚的 n 型 ($1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) InAs_{0.91}Sb_{0.09} 缓冲层，500 nm 厚的 n 型 eSWIR 接触 ($1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)，1 μm 厚的 n 型 eSWIR 吸收区 ($1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)，300 nm 厚的超晶格势垒层和 200 nm 厚的 n 型 SWIR 接触 ($1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)。其中 eSWIR 区和 n-接触区分别是 8/1/5/1 单层周期性生长的 InAs/GaSb/AlSb/GaSb 及 5/1/5/1 单层周期性生长 InAs/GaSb/AlSb/GaSb，n 型区采用硅掺杂。在 1.9 μm 下，室温 (300 K) 时测得该器件峰值响应率达到

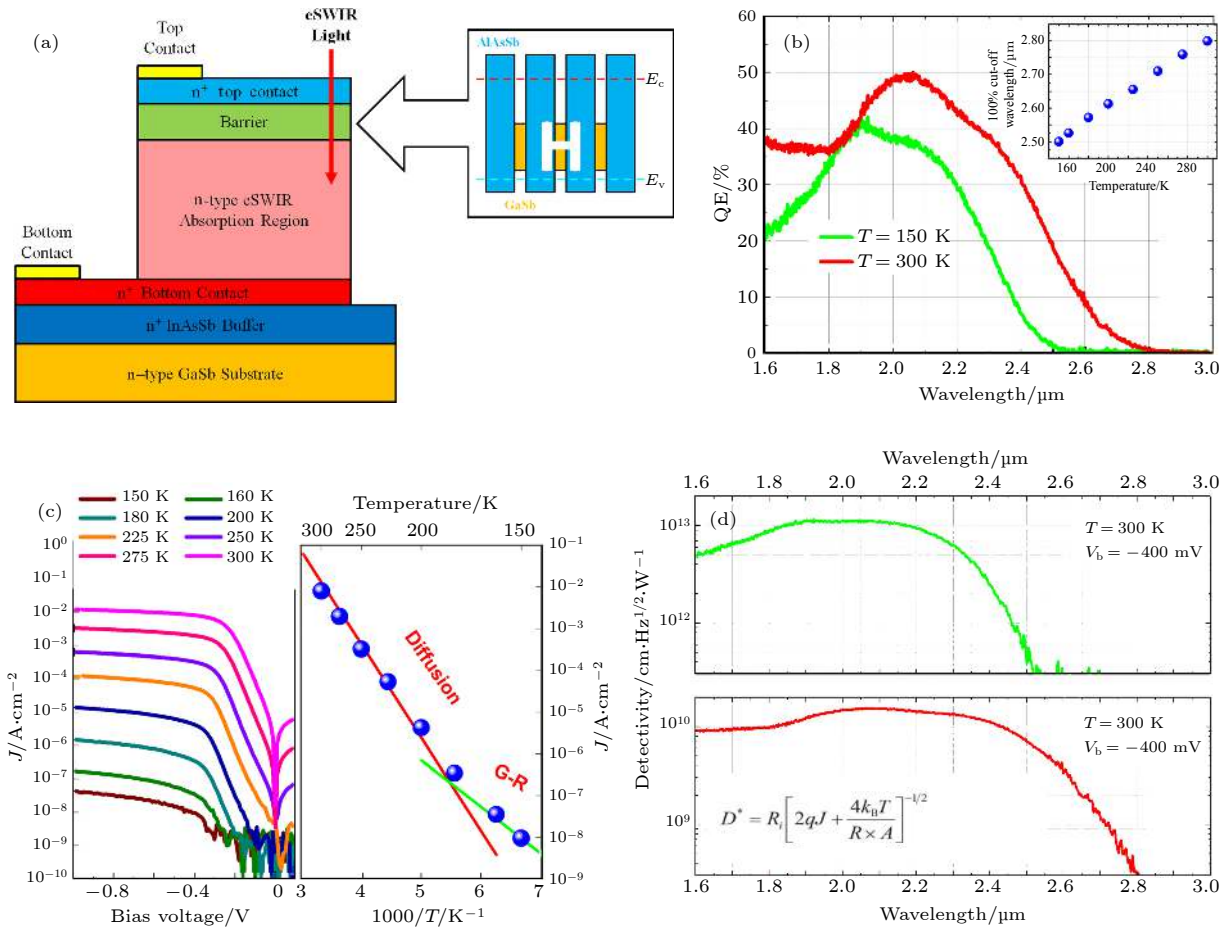


图 43 短波红外 InAs/GaSb/AlSb/GaSb II 类超晶格 nBn 探测器 (a) 结构示意图; (b) 量子效率; (c) 暗电流特性; (d) 探测率^[131]
 Fig. 43. SWIR InAs/GaSb/AlSb/GaSb nBn detector based on Type-II superlattice: (a) Structure diagram; (b) quantum efficiency; (c) dark current characteristics; (d) detectivity at different temperature^[131].

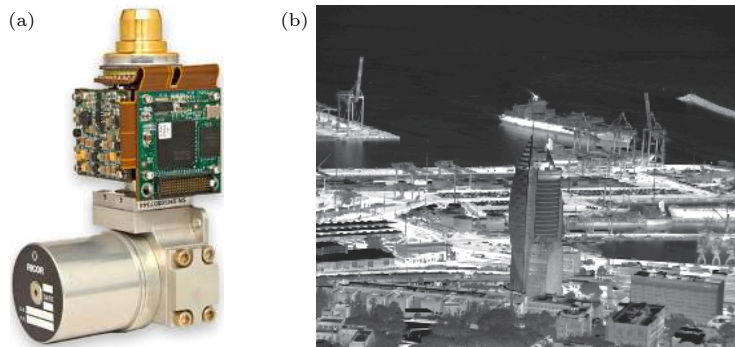


图 44 以色列 SCD 公司制备 Pelican-D 系列长波探测器 (a) 探测器组件; (b) 77 K 下成像结果^[141-143]

Fig. 44. (a) Photograph of long-wavelength infrared (LWIR) InAs/GaSb pBp device based on Type-II superlattice fabricated by Israel SCD company; (b) image at 77 K^[141-143].

了 0.65 A/W 。在工作温度 150 K 施加 400 mV 偏压下, 其截止波长约为 $2.5 \mu\text{m}$, 量子效率达到了 41% (无抗反射涂层), 暗电流密度为 $9.5 \times 10^{-9} \text{ A/cm}^2$, 探测率为 $1.12 \times 10^{13} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ 。在 300 K 时, 其截止波长约为 $3.9 \mu\text{m}$, 暗电流密度为 $8 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$, 探测率为 $1.51 \times 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ 。

以色列 SCD 公司利用 pBp II 类超晶格结构于 2013 年开始研制 Pelican-D 系列中波红外焦平面探测器, 在 2015 年又推出了长波 Pelican-D 系列探测器, 并将其焦平面阵列互连到中波 Pelican-D 读出电路上^[141-143]。其阵列规模为 640×512 , 像元中心距 (像元间距) $15 \mu\text{m}$, 在 77 K 下截止波

长 9.3 μm . 作为 SCD 推出的第一款长波红外 XBp 焦平面探测器, Pelican-D LW 的量子效率达到了 70% 以上, 可操作像元大于 99.5%, 30 Hz 下的噪声等效温差 (NETD) 约为 13 mK(f/2.7). 图 44 所示为 Pelican-D LW 系列相机及 77 K 下拍出的照片.

nBn 结构由于优秀的暗电流抑制效果及在高温器件上的发展前景, 因此在碲镉汞器件上具有巨大的应用潜力. 2011 年, 美国密歇根大学的 Itsuno 等 [144] 首次将 nBn 概念应用到碲镉汞红外器件上, 并对碲镉汞 nBn 器件进行了理论模拟计算. 2012 年, Itsuno 等 [145] 在此基础上又提出了改进的 nBvn 结构器件以抑制俄歇复合从而提高工作温度. 与普通 nBn 结构相比, nBvn 结构在吸收层外增加了一层宽带隙重掺 n 型区构成了对空穴的“排斥结”. 吸收层中的空穴在偏压下将向盖帽层与势垒层构成的“抽取结”移动并越过价带势垒进入盖帽层以形成光电流, 随着偏压的升高这一对空穴的抽取效果将远远高于“排斥结”向吸收层补充

空穴的速度, 因此吸收层中的电子浓度将低至热平衡状态以下; 类似地, 吸收层中的电子将向排斥结移动, 但势垒层价带势垒的存在同样阻止了吸收层中电子的补充. 这将显著降低吸收层中载流子的浓度从而抑制俄歇复合. 图 45 显示的结果表明与中/长波 nBvn 器件的暗电流和探测率相比, nBn 与双层组分异质结 (DLPH) 器件在这两方面均有显著改善.

势垒阻挡型红外探测器可以有效降低暗电流, 提高器件的工作温度, 可以降低探测系统功耗节约成本, 但异质结构材料的生长对于高性能红外探测器的制备将会是非常大的挑战.

5.4 双色/多色红外探测器

双色/多色探测是新一代红外探测系统重要组成部分, 当一个红外探测系统可以同时两个甚至更多波段获取目标的特征信息, 就能避免更多噪声对成像的干扰, 从而提升对目标的探测效果, 因此, 双色/多色探测可以广泛应用于军事、气象和资源

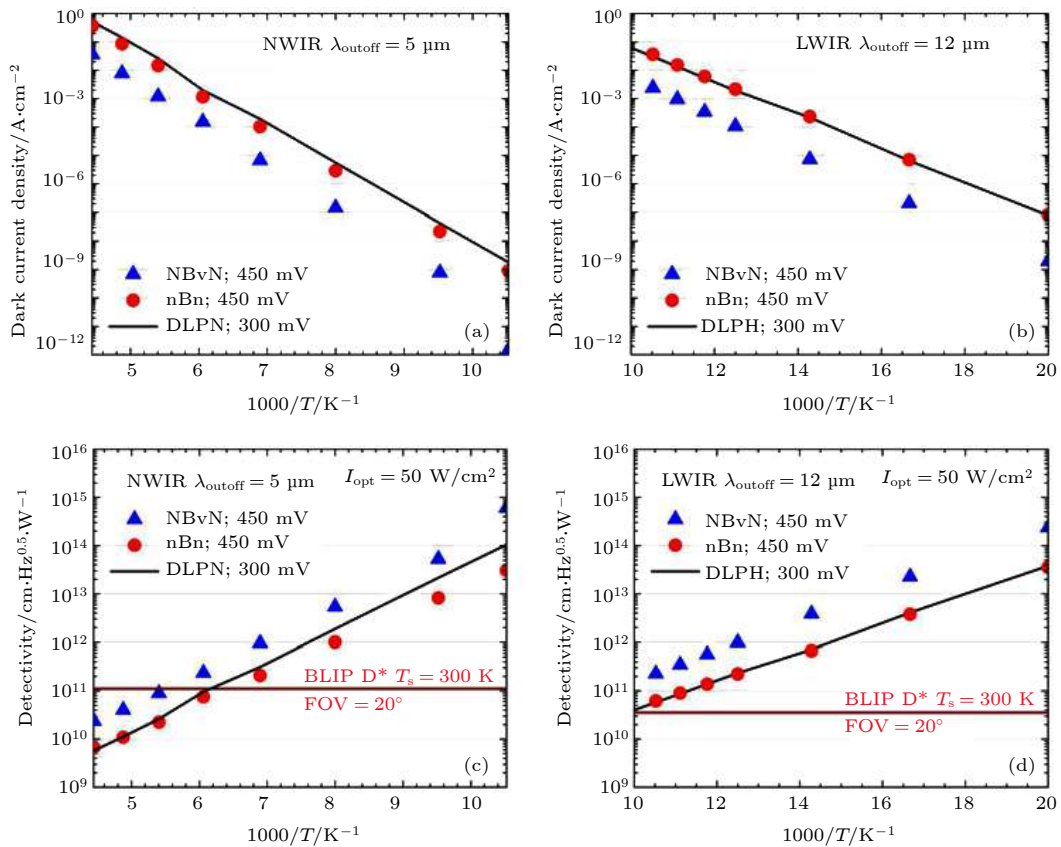


图 45 碲镉汞 nBvn, nBn 及 DLPH 器件的 (a) 中波暗电流、(b) 长波暗电流、(c) 中波探测率和 (d) 长波探测率 [144]

Fig. 45. The dark current of (a) MWIR and (b) LWIR HgCdTe nBvn, nBn and DLPH devices; (c) and (d) show the detectivity of MWIR and LWIR devices, respectively [144].

遥感等领域 [14,146,147].

碲镉汞在 1972 年实现了双色红外探测器的制备, 美国、英国和法国碲镉汞多色红外探测器也于 20 世纪 70 年代在军事上实现了应用 [148]. 美国 Rockwell 公司采用 As 注入双层组分异质结, 实现了同步读出双色器件的制备, 这种方式减小了多层材料结构的层数, 而且不用再进行原位掺杂, 成结工艺与第二代碲镉汞红外探测器相同 [149]. 法国 Sofradir 公司也根据这种方法实现了双色探测器的制备 [150]. 至于多色碲镉汞红外焦平面的制备, 需要采用环孔工艺和多层外延, 工艺更加复杂, 光敏元的占空比和量子效率限制了其大规模的应用发展. 中国科学院上海技术物理研究所 Hu 等 [151] 对碲镉汞双色红外探测器的研究及制备方面取得了较大的进展. 他们利用分子束外延的方法, 在 GaAs 衬底上实现了 128×128 长波/中波红外焦平面探测器的制备, 双波段截止波长分别为 $4.8 \mu\text{m}$ 和 $9.7 \mu\text{m}$, 峰值比探测率分别为 $3.2 \times 10^{11} \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ 和 $4.3 \times 10^{10} \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 并且串扰只有 1.25%, 器件的光电特性和成像结果如图 46

所示.

成熟的分子束外延生长工艺使得量子阱红外探测器和超晶格红外探测器更容易实现双色/多色红外探测. 量子阱多色红外探测器的原理是采用不同基态-连续态能量的多量子阱串联, 一般采用 GaAs/AlGaAs 等材料 [152,153]. 美国 Jet Propulsion Laboratory (JPL), Army Research Laboratory (ARL) 和 Thales 公司等均已成功制备多色量子阱焦平面红外探测器, 其长波模式下室温背景限工作温度约在 70 K, 甚长波工作模式下室温背景限工作温度约在 40 K, 噪声等效温差均小于 50 mK. 超晶格多色红外探测器多采用 InAs/GaSb 材料, 通过生长不同微带的 II 类超晶格, 实现双色或者多色探测 [154–156]. 德国弗劳恩霍夫研究所和美国西北大学等单位均已制备中波/长波双色红外焦平面探测器, 它们的工作温度一般在 78 K, 中波探测率能够达到室温背景限.

最近, 美国芝加哥大学研制了一种胶体量子点堆叠的短波/中波红外探测器, 他们采用了 n-p-n 结构 Bi_2Se_3 和 Ag_2Te 分别作为 n 型层和 p 型层,

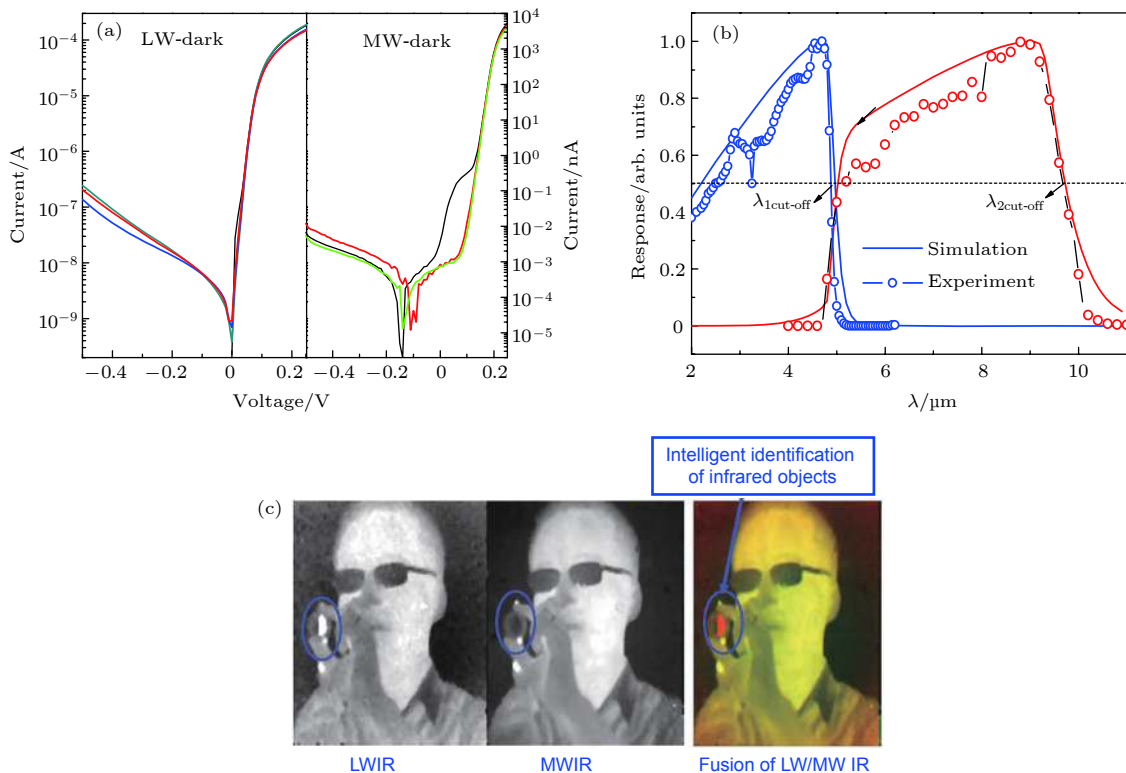


图 46 128×128 长波/中波双色碲镉汞红外焦平面探测器 (a) 暗电流特性; (b) 中波/长波光谱响应曲线; (c) 中波长波成像效果

Fig. 46. 128×128 long-wavelength/mid-wavelength two-color HgCdTe infrared focal plane: (a) Dark current characteristic; (b) spectral response; (c) two-color imaging.

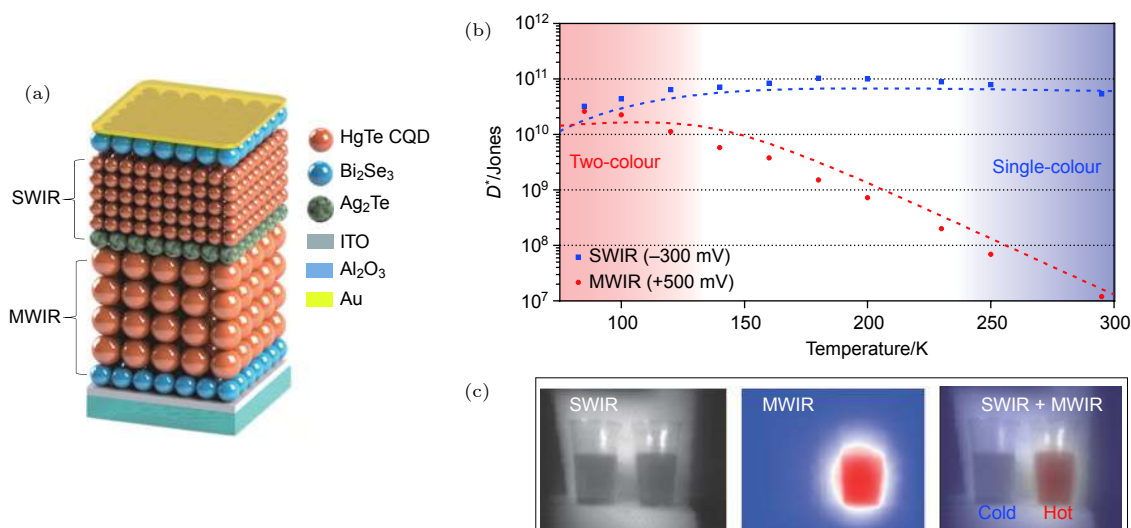

 图 47 (a) HgTe 量子点双色红外探测器结构; (b) 双色探测率随温度的变化; (c) 冷水与热水的双色成像^[157]

Fig. 47. (a) Structure of HgTe quantum dot dual-band infrared photodetector; (b) temperature dependent short-wavelength and mid-wavelength detectivity; (c) two-color imaging of cold and hot water^[157].

n 与 p 中间堆叠 HgTe 量子点, 如图 47 所示^[157]. 通过调节 HgTe 量子点的大小, 可以使量子点在短波和中波有较高的吸收系数. 这种 HgTe 量子点短波探测率在室温可接近 $1 \times 10^{11} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 低温时探测率没有变化, 中波探测率在 85 K 达到了 $1 \times 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 因此在 85 K 下, 这种量子点红外探测器可以实现短波/中波红外双色探测. 这种低成本双色红外探测器在民用上有比较大的应用前景.

6 总结

日益增长的应用需求促使着红外探测系统技术向着智能化、小型化、低功耗和低成本等方向发展, 红外探测器作为红外探测系统的核心元部件其性能将起到决定作用. 可以预见, 以碲镉汞、铟化铟、铟镓砷、超晶格和量子阱为代表的传统红外探测器仍将主导整个红外探测领域, 以此形成的高灵敏度、高分辨率、甚长波探测和多色探测等将得到进一步发展; 微结构耦合的传统红外探测器将有望颠覆传统强度探测, 向多维度、数据立方探测方向发展, 形成一体化、芯片化光学成像系统, 降低光学系统的复杂度和成本; 基于能带工程调控的量子级联探测、带间级联探测器将在高工作温度、低暗电流方面有望取得突破性进展; 石墨烯、黑磷、纳米线及其新型异质结等低维材料红外探测器将在低成本、室温工作、宽光谱及柔性探测器方面取得

突破. 这一系列具有变革性的新型红外探测器的提出将引领新一代红外探测技术的发展.

参考文献

- [1] Herschel W 1800 *Philos. Trans. Roy. Soc. London* **90** 284
- [2] Rogalski A 2012 *Opt. Electron. Rev.* **20** 279
- [3] Becquerel M 1839 *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences* **9** 561
- [4] Smith W 1873 *Nature* **7** 303
- [5] Case T W 1917 *Phys. Rev.* **9** 305
- [6] Lange B 1930 *Phys. Zeitschr* **31** 139
- [7] Lange B 1931 *Naturwissenschaften* **19** 525
- [8] Lovell D 1969 *Am. J. Phys.* **37** 467
- [9] Avery D, Goodwin D, Lawson W, Moss T 1954 *Proc. Phys. Soc. Section B* **67** 761
- [10] Lawson W, Nielsen S, Putley E, Young A 1959 *J. Phys. Chem. Solids* **9** 325
- [11] Tang D Y 1991 *Laser & Infrared* **21** 5 (in Chinese) [汤定元 1991 激光与红外 **21** 5]
- [12] Mao W Y, Chu J H, Li Y J, Wang Z M, Fang J X 1994 *J. Infrared Millim. Waves* **13** 352 (in Chinese) [茅文英, 褚君浩, 李言谨, 王子孟, 方家熊 1994 红外与毫米波学报 **13** 352]
- [13] Yang J R, He J 1994 *J. Infrared Millim. Waves* **13** 191 (in Chinese) [杨建荣, 何进 1994 红外与毫米波学报 **13** 191]
- [14] Rogalski A, Antoszewski J, Faraone L 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 091101
- [15] Yang J R 2012 *Physics and Technology of HgCdTe Materials* (1st Ed.) (Beijing: National Defense Industry Press) pp3–7 (in Chinese) [杨建荣 2012 碲镉汞材料物理与技术 第一版 (北京: 国防工业出版社) 第3–7页]
- [16] Esaki L, Tsu R 1970 *IBM J. Res. Dev.* **14** 61
- [17] Lin H, Cheung H Y, Xiu F, Wang F, Yip S, Han N, Hung T, Zhou J, Ho J C, Wong C Y 2013 *J. Mater. Chem. A* **1** 9942
- [18] Cansizoglu H, Bartolo-Perez C, Gao Y, Devine E P, Ghandiparsi S, Polat K G, Mamtaz H H, Yamada T, Elrefaie A F, Wang S Y 2018 *Photon. Res.* **6** 734

- [19] Hu W D, Liang J, Yue F Y, Chen X S, Lu W 2016 *J. Infrared Millim. Waves* **35** 25 (in Chinese) [胡伟达, 梁健, 越方禹, 陈效双, 陆卫 2016 *红外与毫米波学报* **35** 25]
- [20] Krishna S, Posani K T, Tripathi V, Annamalai S 2005 *The 18th Annual Meeting of the IEEE* Sydney, Australia October 22–28, 2005 p909
- [21] Hiralal P, Chien C, Lal N N, Abeygunasekara W, Kumar A, Butt H, Zhou H, Unalan H E, Baumberg J J, Amaratunga G A 2014 *Nanoscale* **6** 14555
- [22] Wehner J, Smith E, Venzor G, Smith K, Ramirez A, Kolasa B, Olsson K, Vilela M 2011 *J. Electron. Mater.* **40** 1840
- [23] Pinkie B, Schuster J, Bellotti E 2013 *Opt. Lett.* **38** 2546
- [24] Gao Y, Cansizoglu H, Polat K G, Ghandiparsi S, Kaya A, Mantaz H H, Mayet A S, Wang Y, Zhang X, Yamada T 2017 *Nat. Photon.* **11** 301
- [25] Novotny L, Hecht B 2012 *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [26] Ritchie R 1957 *Phys. Rev.* **106** 874
- [27] Li Q, Li Z, Li N, Chen X, Chen P, Shen X, Lu W 2014 *Sci. Rep.* **4** 6332
- [28] Sommerfeld A 1899 *Annalen der Physik* **303** 233
- [29] Wood R W 1902 *Philos. Mag.* **4** 396
- [30] Kretschmann E, Raether H 1968 *Zeitschrift für Naturforschung A* **23** 2135
- [31] Bouchon P, Pardo F, Portier B, Ferlazzo L, Ghenuche P, Dagher G, Dupuis C, Bardou N, Haïdar R, Pelouard J L 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 191109
- [32] Chang C C, Sharma Y D, Kim Y S, Bur J A, Sheno R V, Krishna S, Huang D, Lin S Y 2010 *Nano Lett.* **10** 1704
- [33] Thio T, Pellerin K M, Linke R A, Lezec H J, Ebbesen T W 2001 *Opt. Lett.* **26** 1972
- [34] Ren F F, Ang K W, Ye J, Yu M, Lo G Q, Kwong D L 2011 *Nano Lett.* **11** 1289
- [35] Echtermeyer T, Milana S, Sassi U, Eiden A, Wu M, Lidorikis E, Ferrari A C 2016 *Nano Lett.* **16** 8
- [36] Laux E, Genet C, Skauli T, Ebbesen T W 2008 *Nat. Photon.* **2** 161
- [37] Mie G 1908 *Annalen der Physik* **330** 377
- [38] Jackson J D 2012 *Classical Electrodynamics* (New York: John Wiley & Sons)
- [39] Novotny L, van Hulst N 2011 *Nature Photon.* **5** 83
- [40] Miao J, Hu W, Jing Y, Luo W, Liao L, Pan A, Wu S, Cheng J, Chen X, Lu W 2015 *Small* **11** 2392
- [41] Zhu Z, Zou Y, Hu W, Li Y, Gu Y, Cao B, Guo N, Wang L, Song J, Zhang S 2016 *Adv. Funct. Mater.* **26** 1793
- [42] Ni Z, Ma L, Du S, Xu Y, Yuan M, Fang H, Wang Z, Xu M, Li D, Yang J 2017 *ACS Nano* **11** 9854
- [43] Knight M W, Sobhani H, Nordlander P, Halas N J 2011 *Science* **332** 702
- [44] Chalabi H, Schoen D, Brongersma M L 2014 *Nano Lett.* **14** 1374
- [45] Fang Z, Liu Z, Wang Y, Ajayan P M, Nordlander P, Halas N J 2012 *Nano Lett.* **12** 3808
- [46] Brongersma M L, Halas N J, Nordlander P 2015 *Nature Nanotechnol.* **10** 25
- [47] Christopher P, Moskovits M 2017 *Ann. Rev. Phys. Chem.* **68** 379
- [48] West L, Eglash S 1985 *Appl. Phys. Lett.* **46** 1156
- [49] Levine B, Malik R, Walker J, Choi K, Bethea C, Kleinman D, Vandenberg J 1987 *Appl. Phys. Lett.* **50** 273
- [50] Smith D, Mailliot C 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 2545
- [51] Gendron L, Carras M, Huynh A, Ortiz V, Koeniguer C, Berger V 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2824
- [52] Giorgetta F R, Baumann E, Hofstetter D, Manz C, Yang Q, Köhler K, Graf M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 111115
- [53] Giorgetta F R, Baumann E, Théron R, Pellaton M, Hofstetter D, Fischer M, Faist J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 121101
- [54] Giorgetta F R, Baumann E, Graf M, Yang Q, Manz C, Köhler K, Beere H E, Ritchie D A, Linfield E, Davies A G 2009 *IEEE J. Quantum Electron.* **45** 1039
- [55] Vardi A, Bahir G, Guillot F, Bougerol C, Monroy E, Schacham S, Tchernycheva M, Julien F 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 011112
- [56] Li L, Xiong D, Wen J, Li N, Zhu Z 2016 *Infrared Phys. Technol.* **79** 45
- [57] Hofstetter D, Giorgetta F R, Baumann E, Yang Q, Manz C, Köhler K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 221106
- [58] Li L, Xiong D, Tang Z, Wen J, Li N, Chen P, Zhu Z 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 083102
- [59] Li L 2017 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: East China Normal University) (in Chinese) [李梁 2017 博士学位论文(上海: 华东师范大学)]
- [60] Dougakiuchi T, Fujita K, Hirohata T, Ito A, Hitaka M, Edamura T 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 261107
- [61] Li J V, Yang R Q, Hill C J, Chuang S L 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 101102
- [62] Yang R Q, Tian Z, Cai Z, Klem J, Johnson M B, Liu H 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 054514
- [63] Yang R Q, Tian Z, Klem J, Mishima T D, Santos M B, Johnson M B 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 063504
- [64] Zhou Y, Chen J, Xu Z, He L 2016 *Semicond. Sci. Technol.* **31** 085005
- [65] Fang H H, Hu W D 2017 *Adv. Sci.* **4** 1700323
- [66] Kufer D, Konstantatos G 2016 *ACS Photon.* **3** 2197
- [67] Kufer D, Lasanta T, Bernechea M, Koppens F H L, Konstantatos G 2016 *ACS Photon.* **3** 1324
- [68] Sun Z, Liu Z, Li J, Tai G A, Lau S P, Yan F 2012 *Adv. Mater.* **24** 5878
- [69] Hu C, Dong D, Yang X, Qiao K, Yang D, Deng H, Yuan S, Khan J, Lan Y, Song H, Tang J 2017 *Adv. Funct. Mater.* **27** 1603605
- [70] Kufer D, Nikitskiy I, Lasanta T, Navickaite G, Koppens F H L, Konstantatos G 2015 *Adv. Mater.* **27** 176
- [71] Furchi M M, Polyushkin D K, Pospischil A, Mueller T 2014 *Nano Lett.* **14** 6165
- [72] Island J O, Blanter S I, Buscema M, van der Zant H S, Castellanos-Gomez A 2015 *Nano Lett.* **15** 7853
- [73] Guo Q, Pospischil A, Bhuiyan M, Jiang H, Tian H, Farmer D, Deng B, Li C, Han S J, Wang H, Xia Q, Ma T P, Mueller T, Xia F 2016 *Nano Lett.* **16** 4648
- [74] Konstantatos G, Badioli M, Gaudreau L, Osmond J, Bernechea M, Garcia de Arquer F P, Gatti F, Koppens F H 2012 *Nature Nanotechnol.* **7** 363
- [75] Goossens S, Navickaite G, Monasterio C, Gupta S, Piqueras J J, Pérez R, Burwell G, Nikitskiy I, Lasanta T, Galán T, Puma E, Centeno A, Pesquera A, Zurutuza A, Konstantatos G, Koppens F 2017 *Nat. Photon.* **11** 366
- [76] Guo N, Hu W, Liao L, Yip S, Ho J C, Miao J, Zhang Z, Zou J, Jiang T, Wu S, Chen X, Lu W 2014 *Adv. Mater.* **26** 8203
- [77] Fang H, Hu W, Wang P, Guo N, Luo W, Zheng D, Gong F, Luo M, Tian H, Zhang X, Luo C, Wu X, Chen P, Liao L, Pan A, Chen X, Lu W 2016 *Nano Lett.* **16** 6416
- [78] Adinolfi V, Sargent E H 2017 *Nature* **542** 324
- [79] Guo X, Wang W, Nan H, Yu Y, Jiang J, Zhao W, Li J, Zafar Z, Xiang N, Ni Z, Hu W, You Y, Ni Z 2016 *Optica* **3**

1066

- [80] Fukushima S, Shimatani M, Okuda S, Ogawa S, Kanai Y, Ono T, Matsumoto K 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 061102
- [81] Legrand J F 1989 *Ferroelectrics* **91** 303
- [82] Wang X, Wang P, Wang J, Hu W, Zhou X, Guo N, Huang H, Sun S, Shen H, Lin T 2015 *Adv. Mater.* **27** 6575
- [83] Wu G, Wang X, Wang P, Huang H, Chen Y, Sun S, Shen H, Lin T, Wang J, Zhang S 2016 *Nanotechnology* **27** 364002
- [84] Huang H, Wang X, Wang P, Wu G, Chen Y, Meng C, Liao L, Wang J, Hu W, Shen H 2016 *RSC Adv.* **6** 87416
- [85] Zheng D, Wang J, Hu W, Liao L, Fang H, Guo N, Wang P, Gong F, Wang X, Fan Z 2016 *Nano Lett.* **16** 2548
- [86] Zheng D, Fang H, Wang P, Luo W, Gong F, Ho J C, Chen X, Lu W, Liao L, Wang J 2016 *Adv. Funct. Mater.* **26** 7690
- [87] Sassi U, Parret R, Nanot S, Bruna M, Borini S, de Fazio D, Zhao Z, Lidorikis E, Koppens F, Ferrari A C 2017 *Nat. Commun.* **8** 14311
- [88] Hsieh C Y, Chen Y T, Tan W J, Chen Y F, Shih W Y, Shih W H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 113507
- [89] Wang L 2013 *Science* **342** 614
- [90] Geim A K, Grigorieva I V 2013 *Nature* **499** 419
- [91] Roy K, Padmanabhan M, Goswami S, Sai T P, Ramalingam G, Raghavan S, Ghosh A 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 826
- [92] Zhang W, Chuu C P, Huang J K, Chen C H, Tsai M L, Chang Y H, Liang C T, Chen Y Z, Chueh Y L, He J H 2014 *Sci. Rep.* **4** 3826
- [93] Liu C H, Chang Y C, Norris T B, Zhong Z 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 273
- [94] Chen X, Lu X, Deng B, Sinai O, Shao Y, Li C, Yuan S, Tran V, Watanabe K, Taniguchi T 2017 *Nat. Commun.* **8** 1672
- [95] Han J, Wang J, Yang M, Kong X, Chen X, Huang Z, Guo H, Gou J, Tao S, Liu Z 2018 *Adv. Mater.* **30** 1804020
- [96] Yang M, Wang J, Han J, Ling J, Ji C, Kong X, Liu X, Huang Z, Gou J, Liu Z 2018 *ACS Photon.* **5** 3438
- [97] Yang M, Wang J, Zhao Y, He L, Ji C, Liu X, Zhou H, Wu Z, Wang X, Jiang Y 2019 *ACS Nano* **13** 755
- [98] Long M S, Liu E F, Wang P, Gao A Y, Xia H, Luo W, Wang B G, Zeng J W, Fu Y J, Xu K, Zhou W, Lv Y Y, Yao S H, Lu M H, Chen Y F, Ni Z H, You Y M, Zhang X A, Qin S Q, Shi Y, Hu W D, Xing D Y, Miao F 2016 *Nano Lett.* **16** 2254
- [99] Bullock J, Amani M, Cho J, Chen Y Z, Ahn G H, Adinolfi V, Shrestha V R, Gao Y, Crozier K B, Chueh Y L 2018 *Nat. Photon.* **12** 601
- [100] Gibson S J, van Kasteren B, Tekcan B, Cui Y, van Dam D, Haverkort J E, Bakkers E P, Reimer M E 2019 *Nature Nanotechnol.* **14** 473
- [101] Jiang X, Itzler M A, Ben-Michael R, Slomkowski K 2007 *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics* **13** 895
- [102] Lacaíta A, Francese P, Zappa F, Cova S 1994 *Appl. Opt.* **33** 6902
- [103] Kang Y, Mages P, Clawson A, Yu P, Bitter M, Pan Z, Pauchard A, Hummel S, Lo Y 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 1593
- [104] Hu W D, Li Q, Wen J, Wang W J, Chen X S, Lu W 2018 *Infrared Technol.* **40** 201 (in Chinese) [胡伟达, 李庆, 温洁, 王文娟, 陈效双, 陆卫 2018 红外技术 **40** 201]
- [105] Singh A, Srivastav V, Pal R 2011 *Opt. Laser Technol.* **43** 1358
- [106] Webb P P, McIntyre R J, Conradi J 1974 *RCA Rev.* **35** 234
- [107] McIntyre R 1966 *IEEE Trans. Electron Dev.* **13** 164
- [108] Wen J, Wang W, Li N, Li Z, Lu W 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 231105
- [109] Wen J, Wang W, Li N, Li Z, Lu W 2016 *Opt. Quantum Electron.* **48** 150
- [110] Wen J, Wang W, Chen X, Li N, Chen X, Lu W 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 161530
- [111] Gao A, Lai J, Wang Y, Zhu Z, Zeng J, Yu G, Wang N, Chen W, Cao T, Hu W, Sun D, Chen X, Miao F, Shi Y, Wang X 2019 *Nature Nanotechnol.* **14** 217
- [112] Leveque G, Nasser M, Bertho D, Orsal B, Alabedra R 1993 *Semicond. Sci. Technol.* **8** 1317
- [113] Beck J D, Wan C F, Kinch M A, Robinson J E 2001 *Proc. SPIE* **4454** 188
- [114] Kinch M, Beck J, Wan C F, Ma F, Campbell J 2004 *J. Electron. Mater.* **33** 630
- [115] Beck J, Woodall M, Scritchfield R, Ohlson M, Wood L, Mitra P, Robinson J 2007 *Proc. SPIE* **6542** 654217
- [116] Beck J, Wan C, Kinch M, Robinson J, Mitra P, Scritchfield R, Ma F, Campbell J 2006 *J. Electron. Mater.* **35** 1166
- [117] de Borniol E, Guellec F, Rothman J, Perez A, Zanatta J P, Tchagaspanian M, Castelein P, Destéfanis G, Peyrard J C, Pistone F 2010 *Proc. SPIE* **7660** 76603D
- [118] de Borniol E D, Rothman J, Guellec F, Vojetta G, Destéfanis G, Pacaud O 2012 *Opt. Eng.* **51** 061305
- [119] Kerlain A, Bonnouvrier G, Rubaldo L, Decaens G, Reibel Y, Abraham P, Rothman J, Mollard L, de Borniol E 2012 *J. Electron. Mater.* **41** 2943
- [120] Qiu W C, Hu W D, Chen L, Lin C, Cheng X A, Chen X S, Lu W 2015 *IEEE Trans. Electron Dev.* **62** 1926
- [121] Li Q, He J L, Hu W D, Chen L, Chen X S, Lu W 2018 *IEEE Trans. Electron Dev.* **65** 572
- [122] Lao Y F, Perera A U, Li L, Khanna S, Linfield E, Liu H 2014 *Nat. Photon.* **8** 412
- [123] Perera A U, Chauhan D, Lao Y F, Li L, Khanna S P, Linfield E H 2016 *Proc. SPIE* **9844** 98440X
- [124] Esaev D, Rinzan M, Matsik S, Perera A 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 4588
- [125] Chauhan D, Perera A, Li L, Chen L, Linfield E 2018 *Infrared Phys. Technol.* **95** 148
- [126] Maimon S, Wicks G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 151109
- [127] Klipstein P 2008 *Proc. SPIE* **6940** 69402U
- [128] Evirgen A, Abautret J, Perez J, Ait-Kaci H, Christol P, Fleury J, Sik H, Nedelcu A, Cluzel R, Cordat A 2014 *Proc. SPIE* **8993** 899313
- [129] Perez J P, Evirgen A, Abautret J, Christol P, Cordat A, Nedelcu A 2015 *Proc. SPIE* **9370** 93700N
- [130] Rodriguez J B, Plis E, Bishop G, Sharma Y, Kim H, Dawson L, Krishna S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 043514
- [131] Haddadi A, Chevallier R, Delzangi A, Razeghi M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 101104
- [132] Hood A, Razeghi M, Aifer E H, Brown G J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 151113
- [133] Haddadi A, Chen G, Chevallier R, Hoang A, Razeghi M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 121104
- [134] Kim H, Plis E, Rodriguez J, Bishop G, Sharma Y, Dawson L, Krishna S, Bundas J, Cook R, Burrows D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 183502
- [135] Plis E, Myers S, Khoshakhlagh A, Kim H S, Sharma Y, Gautam N, Dawson R, Krishna S 2009 *Infrared Phys. Technol.* **52** 335
- [136] Plis E, Rodriguez J B, Balakrishnan G, Sharma Y, Kim H, Rotter T, Krishna S 2010 *Semicond. Sci. Technol.* **25** 085010
- [137] Plis E, Myers S, Kutty M, Mailfert J, Smith E, Johnson S, Krishna S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 123503

- [138] Khoshakhlagh A, Myers S, Plis E, Kuttly M, Klein B, Gautam N, Kim H, Smith E, Rhiger D, Johnson S 2010 *Proc. SPIE* **7660** 76602Z
- [139] Plis E, Gautam N, Myers S, Krishna S, Smith E, Johnson S, Krishna S 2011 *Proc. SPIE* **8012** 80120X
- [140] Klipstein P, Klin O, Grossman S, Snapi N, Lukomsky I, Aronov D, Yassen M, Glozman A, Fishman T, Berkowicz E 2011 *Opt. Eng.* **50** 061002
- [141] Klipstein P, Avnon E, Benny Y, Fraenkel A, Glozman A, Hojman E, Ilan E, Kahanov E, Klin O, Langof L 2015 *Proc. SPIE* **9451** 94510K
- [142] Klipstein P, Avnon E, Benny Y, Berkowicz E, Cohen Y, Dobromislin R, Fraenkel R, Gershon G, Glozman A, Hojman E 2017 *J. Electron. Mater.* **46** 5386
- [143] Klipstein P, Avnon E, Benny Y, Cohen Y, Fraenkel R, Gliksman S, Glozman A, Hojman E, Klin O, Krasovitsky L 2018 *J. Electron. Mater.* **47** 5725
- [144] Itsuno A, Phillips J, Velicu S 2011 *J. Electron. Mater.* **40** 1624
- [145] Itsuno A M, Phillips J D, Velicu S 2012 *J. Electron. Mater.* **41** 2886
- [146] Rogalski A 2002 *Infrared Phys. Technol.* **43** 187
- [147] Li Q, Bai J, Lü Y Q, Hu W D, Chen X S, Lu W 2017 *J. Infrared Millim. Waves* **36** 385 (in Chinese) [李庆, 白杰, 吕衍秋, 胡伟达, 陈效双, 陆卫 2017 *红外与毫米波学报* **36** 385]
- [148] Blazejewski E, Arias J, Williams G, McLevige W, Zandian M, Pasko J 1992 *J. Vacuum Sci. Technol. B* **10** 1626
- [149] Arias J, Zandian M, Williams G, Blazejewski E, DeWames R, Pasko J 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 4620
- [150] Rogalski A 2010 *J. Mod. Opt.* **57** 1716
- [151] Hu W, Ye Z, Liao L, Chen H, Chen L, Ding R, He L, Chen X, Lu W 2014 *Opt. Lett.* **39** 5184
- [152] Liu H, Song C, Shen A, Gao M, Wasilewski Z, Buchanan M 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2437
- [153] Eker S, Kaldirim M, Arslan Y, Besikci C 2008 *IEEE Electron Dev. Lett.* **29** 1121
- [154] Haddadi A, Chevallier R, Chen G, Hoang A, Razeghi M 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 011104
- [155] Khoshakhlagh A, Rodriguez J, Plis E, Bishop G, Sharma Y, Kim H, Dawson L, Krishna S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 263504
- [156] Hoang A, Chen G, Haddadi A, Razeghi M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 011108
- [157] Tang X, Ackerman M M, Chen M, Guyot-Sionnest P 2019 *Nat. Photon.* **13** 277

INVITED REVIEW

Recent progress on advanced infrared photodetectors*

Hu Wei-Da^{1)†} Li Qing¹⁾²⁾ Chen Xiao-Shuang¹⁾ Lu Wei^{1)‡}1) (*State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Shanghai 200083, China*)2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100084, China*)

(Received 1 March 2019; revised manuscript received 31 March 2019)

Abstract

Modern infrared detector technology has a history of nearly eighty years. Since the first PbS photodiode was put into use during the World War II, infrared detectors have achieved significant progress, even the third-generation infrared systems have been proposed. In the past decades, the traditional infrared detectors represented by HgCdTe, InSb and InGaAs have been widely applied in military, remote sensing, communication, bioscience, and space exploration. However, the increasing applications demand higher performance infrared detectors. Especially in recent years, the intelligent infrared detection technique was strongly demanded in many high-tech fields such as artificial intelligence, virtual reality systems and smart city. Therefore, the fabricating of infrared detection systems with smaller size, lighter weight, lower power, higher performance and lower price has become an urgent task. At present, the infrared photodetectors are in an age of rapid change, and many new type of advanced infrared photodetectors come to the fore quickly. For the purpose of summarizing these detectors, they are reviewed covering four parts: microstructure coupled infrared detector, infrared detector based on band engineering, new type of low-dimensional material infrared detector, and new directions for traditional infrared detectors. In the infrared detection systems, these photodetectors can be fully used for their prominent performance. The microstructure coupled infrared detector can improve chip integration with high quantum efficiency. Precise design of band structure will raise the operating temperature for mid and long wavelength infrared photodetectors. Owing to the unique structures and physical properties, low-dimensional material infrared photodetectors have shown their potential application value in flexibility and room temperature detection systems. The ability of avalanche photodetector to detect the extremely weak signal makes it possible using in the frontier science such as quantum private communication and three-dimensional radar imaging systems. The device based on hot electron effect provides a new idea for far infrared detection. The barrier detectors will reduce the manufacturing cost of traditional materials and the design is also very illuminating for other new materials. In this review, firstly we present the history of infrared photodetectors in short. Then the mechanism and achievements of the advanced infrared photodetectors are introduced in detail. Finally, the opportunities and challenges of infrared detection are summarized and predicted.

Keywords: infrared photodetectors, microstructure, band engineering, avalanche multiplication**PACS:** 07.57.-c, 77.55.-g, 78.56.-a**DOI:** 10.7498/aps.68.20190281

* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61725505), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11734016), the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61521005), and the Program of Shanghai Subject Chief Scientist, China (Grant No. 19XD1404100).

† Corresponding author. E-mail: wdu@mail.sitp.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: luwei@mail.sitp.ac.cn