

文章编号: 1672-8785(2025)01-0001-15

碲镉汞雪崩光电探测器的发展与展望

管崇尚 邢伟荣 周 睿 李 震

姜梦佳 王 丹 折伟林

(中国电子科技集团公司第十一研究所, 北京 100015)

摘 要: 通过对现有的几类主流碲镉汞(HgCdTe)雪崩光电二极管(Avalanche Photodiode, APD)器件进行梳理, 简要总结了目前国际上主流的 APD 器件发展路线, 并分析了包括 PIN、高密度垂直集成光电二极管(High-Density Vertically Integrated Photodiode, HDVIP)和吸收-倍增分离(Separated Absorption and Multiplication, SAM)型器件在内的主要 APD 器件的结构与性能特点。通过对比不同技术路线的器件优化思路 and 性能特点, 对相关器件的持续发展进行了展望。目前 SAM 型器件是主流 APD 器件中暗电流抑制和高温工作性能最好的结构, 能够实现高增益条件下的高灵敏度探测。这也为相关器件工艺的发展开辟了新方向。

关键词: 碲镉汞; 雪崩; 增益; 噪声

中图分类号: TN315 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2025.01.001

Development and Prospect for HgCdTe Avalanche Photoelectric Detectors

GUAN Chong-shang, XING Wei-rong, ZHOU Rui, LI Zhen,

JIANG Meng-jia, WANG Dan, SHE Wei-lin

(The 11th Research Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Beijing 100015, China)

Abstract: By combining the existing main types of mercury cadmium telluride (HgCdTe) avalanche photodiode (APD) devices, the current mainstream APD device development route in the world is briefly summarized, and the structures and performance characteristics of major APD devices, including PIN, high-density vertically integrated photodiode (HDVIP) and separated absorption and multiplication (SAM) devices, are analyzed. By comparing the device optimization ideas and performance characteristics of different technical routes, the sustainable development of related devices is prospected. At present, the SAM devices are the structures with the best dark current suppression and high-temperature operation performance among mainstream APD devices, which can achieve high-sensitivity detection under high-gain conditions. This also opened up a new direction for the development of related device processes.

Key words: HgCdTe; avalanche; gain; noise

收稿日期: 2024-06-13

作者简介: 管崇尚(1996-), 男, 山东青岛人, 博士, 主要从事碲镉汞材料分子束外延工艺方面的研究。

E-mail: 15929481073@126.com

0 引言

1800 年, 威廉·赫歇尔在对阳光色散谱的研究中通过分光镜识别出了红外光, 并阐述了与之联系的热辐射现象。这是关于红外光的最早记载^[1]。此后在光电效应、光量子理论等相关研究的推动下, 红外光电效应概念逐渐成型, 利用红外辐射的光电效应进行探测成像的红外光电探测器开始应用, 并在二战期间首次投入军事应用。这对红外探测器材料与器件的发展起到了巨大的推动作用。

1959 年, 英国皇家雷达研究所的 Lawson W D 等人首次制备了 HgCdTe 固溶体材料, 证实了该材料在几乎整个红外波段优异的响应能力。这对高性能红外探测器的发展产生了关键的推动作用^[2]。随着材料制备技术和设备的发展, 高质量 HgCdTe 材料的大规模制备成为可能, 充分发挥其高电子迁移率、高量子效率的优势, 支撑了新型红外光电探测器的发展。时至今日, HgCdTe 材料依然是高性能红外探测的首选材料, 也成为多类新型新体制红外探测器的材料选择。

近年来, 随着红外探测器应用场景的拓展, 对高灵敏度微弱目标探测的需求日益迫切, 相关元器件技术也在不停迭代发展。一般来说, 对微弱红外信号能够产生强烈光响应的红外探测器需要在芯片或者读出电路层级对信号放大, 因而结构设计上要在相应层级匹配特定的增益机制及设计。对于无内增益特性的探测器, 仅通过读出电路信号放大会使探测器的探测能力受到读出电路自身噪声的影响, 导致增益阈值极限对探测器放大能力形成限制。同时由于读出电路外置放大元器件(如前置放大器等), 通常会限制探测器的带宽, 以实现后端信号放大。这对于高帧频红外探测器提升灵敏度形成了制约。

因此, 采用具有光信号增益的红外半导体芯片, 才能使探测器在实现信号放大的同时保持带宽特性。这成为探测器响应微弱信号的关键。红外雪崩光电二极管是目前最常用的增益

型红外器件。由于其材料及器件工艺与普通非增益型光电二极管兼容, 且器件结构的设计难度较低、制备较为容易, 在保证大增益条件下量子效率也能保持较高, 是一类同时具备大带宽、高增益的异质结器件, 因而在红外探测领域得到了广泛应用, 成为 HgCdTe 基增益型器件的首要选择^[3]。

APD 利用半导体雪崩效应产生的载流子链式快速增益来实现显著的信号放大。对于光伏型器件, 目前主流的雪崩机理解释为热载流子碰撞电离理论: 在较大反向偏置电压下, 异质结内部会形成较大的反偏电场, 载流子在反偏电场的电场力作用下动能增大, 成为所谓的热载流子; 在较低能量状态下, 受到反偏电场作用, 飘逸的热载流子会与杂质原子或声子耦合, 这一过程不涉及新的自由载流子产生, 因而不会导致增益; 当热载流子能量高于材料产生碰撞电离效应的阈值时, 热载流子与晶格原子碰撞时会轰击晶格原子, 形成脱束缚的电子-空穴对; 通过碰撞电离产生的电子-空穴对在反偏电场作用下会继续碰撞晶格, 产生二次轰击; 随着碰撞-电离-轰击过程的持续进行, 越来越多的热载流子呈雪崩式增多, 并通过持续的链式过程产生远高于初始载流子数量的热载流子。因而这个过程的持续进行使得产生的载流子数量极大增加, 如图 1 所示。当电场继续增大, 直到远高于碰撞电离阈值时, 热载流子与晶格的碰撞过程逐渐趋向无序, 载流子的热发射与随机复合占据主流。由于过热条件下的电流会导致较大的过剩噪声, 此时器件的信号放大效能失效, 器件击穿, 无法继续增益。

APD 探测器的外加反偏电场增强了载流子的漂移作用, 使得自由载流子迁移率可以快速饱和。较高的载流子饱和迁移率使得 APD 器件可以同时实现高增益、高带宽信号输出。增益带宽积和过剩噪声是 APD 器件最重要的两个核心性能参数。APD 器件是在红外领域应用的增益器件中唯一能实现高增益带宽积的

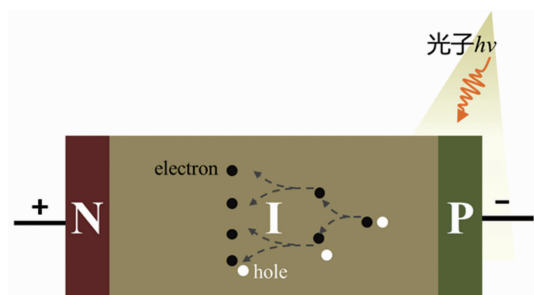


图 1 电子型 APD 器件的雪崩原理图

器件。在中短波波段, 由于 HgCdTe 材料中空穴有效质量远大于电子有效质量, 其碰撞电离过程表现出明显的倾向性。因此, HgCdTe 基 APD 探测器是一种典型的电子主导型雪崩器件^[4]。

霍尼韦尔是最早报道 HgCdTe 基 APD 探测器的研究机构。他们于 1977 年研制出首个短波 HgCdTe 基 APD 探测器, 其整体结构是一个注入成型的 n-on-p 平面异质结, 利用 pn 结在反偏条件下的雪崩效应实现器件工作, 在 2 V 偏压下增益达到 30。该探测器的高增益特性使得其在 300 K 室温下能够获得 2×10^{10} 的高探测率^[5]。

此后, HgCdTe 基 APD 器件得到了大量研究。目前国际上的主要红外材料与器件研究机构对该器件都有较多研究, 包括 PIN 结构、借鉴超晶格材料的 SAM 结构以及环孔型 HD-VIP 结构等。随着包括分子束外延 (Molecular Beam Epitaxy, MBE)、液相外延 (Liquid Phase Epitaxy, LPE)、金属有机物化学气相沉积 (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD) 在内的材料生长技术的发展和完善, 外延生长的高质量 HgCdTe 半导体薄膜使高性能红外 APD 器件的研制得到了迅速发展^[6-9]。基于材料结构体系的建立, 优化 APD 结构, 提高外延薄膜制备技术是提升探测器性能的主要手段。

1 APD 器件结构及进展情况

1.1 SAM 型 HgCdTe 薄膜器件

波兰军事技术大学主要与波兰 Vigo 公司等研究机构合作开发 MOCVD 外延的 HgCdTe

薄膜及相关器件。由于 MOCVD 法高温制备的特性, 能够在不同组分之间形成梯度扩散层, 产生层间电场, 也能减少层间能带结构失配; 能够在本征具有价带能带阶跃的 II-VI 族化合物体系中减轻价带失配; 利用层间内建电场, 实现快速的载流子扩散; 同时通过组分梯度和内建电场的匹配, 能够将电场屏蔽在吸收区外, 有助于实现高温工作 (High Operating Temperature, HOT) 器件的制备。

Kopytko M 等人对具有 $N^+-v-p-P^+$ 多层异质结结构且截止波长为 $8 \mu\text{m}$ 的雪崩二极管进行了数据仿真分析, 其结构如图 2(a) 所示。这是一种基于 SAM 结构的器件: 在 p 区吸收红外辐照, 产生的热载流子注入 v 区, 实现碰撞电离效应, 进而产生雪崩倍增。结果显示, 其非故意掺杂的耗尽区 (v 区) 的结构与材料参数对 APD 器件的内建电场和碰撞电离激发速率有显著影响。与传统 N^+-p-P^+ 结构异质结相比, $N^+-v-p-P^+$ 的 SAM 结构在低偏压下的电场主要位于 N^+-v 结区。即使在大偏压下电场也不会进入吸收区, 且内建电场在 v 区也分布得更加均匀, 有利于形成更加平缓的带隙变化, 抑制暗光条件下的隧穿, 如图 2(b) 所示。这与 N^+-p-P^+ 结构恰好相反。对于这种没有实现电场空间分离的倍增区和吸收区的结构, 大偏压下电场会进入吸收区, 促进非辐照时段的隧穿。暗电流分析也证明 SAM 结构有助于在较大偏压范围内抑制暗电流。通过分离式结构设计, 能够尽可能降低隧穿对吸收区的影响^[10]。

进一步, 该团队通过 MOCVD 法在 2 in GaAs 衬底上外延生长了多组分梯度的台面型 $N^+/N/p/P/P^+/n^+$ 结构 HgCdTe 薄膜。器件单像元结构参考了其在此前的非平衡器件中的结构设计, 如图 3(a) 所示^[11]。通过改进结构设计, 制备的多层异质结自下而上分别为: 一层厚度为 $9.3 \mu\text{m}$ 、n 型掺杂浓度为 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的宽带隙 (Cd 组分 $x_{\text{Cd}} = 0.482$) 底接触层; 厚度为 $0.6 \mu\text{m}$ 、剩余施主浓度约为 $1 \times$

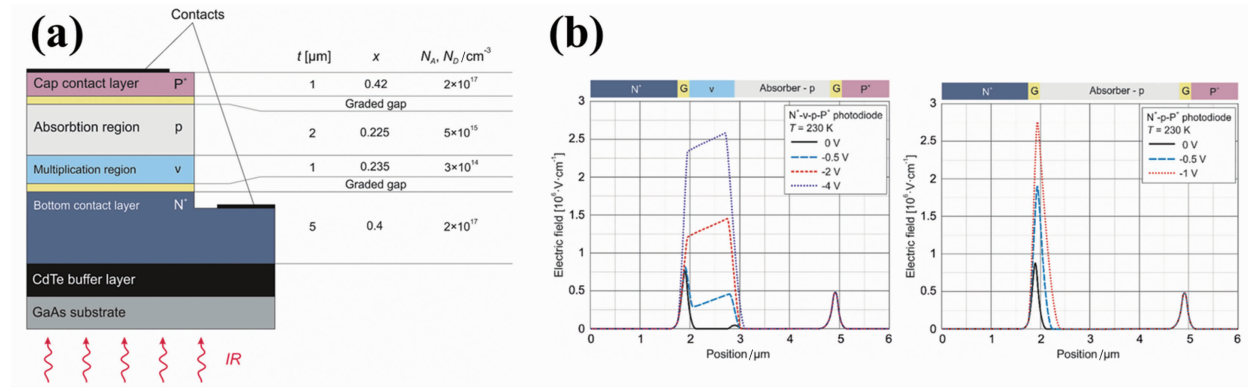


图 2 (a) SAM 型 APD 的截面侧视图; (b) PIN 型与 SAM 型 APD 的内建电场分布对比图^[10]

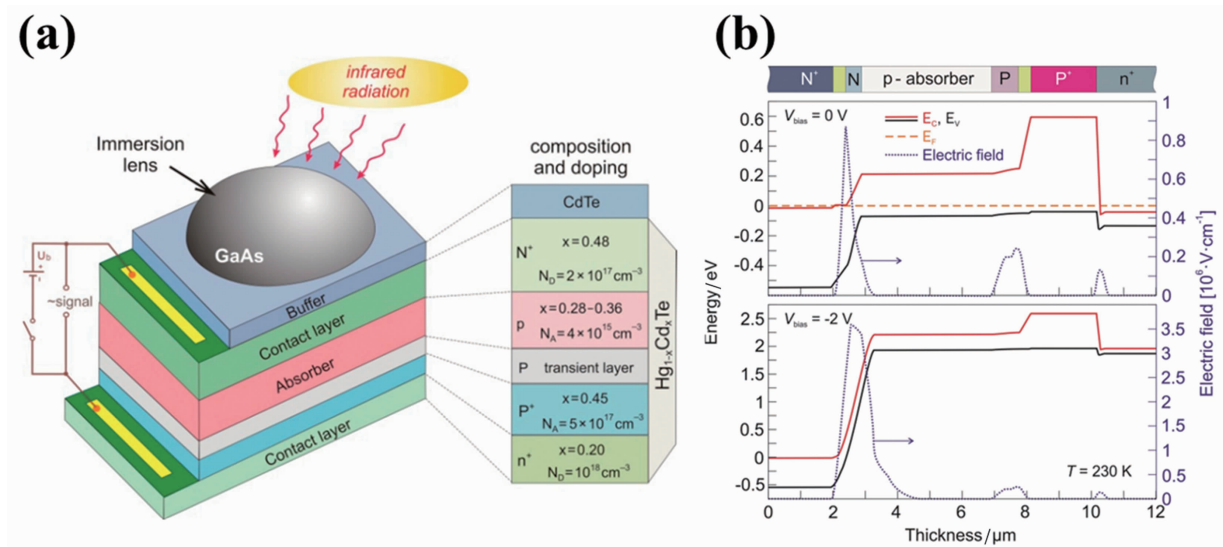


图 3 (a) 中波 SAM 型 APD 像元的参考结构图; (b) 在不同条件下的内建电场与能带图^[11]

10^{15} cm^{-3} 的非故意掺杂层 ($x_{\text{Cd}} = 0.33$) 作为倍增区, 其掺杂浓度利用 MOCVD 工艺的本征剩余施主掺杂浓度形成; 一层厚度为 $4 \mu\text{m}$ 、掺杂浓度为 $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 的轻度 p 型掺杂吸收层; 一层厚度为 $0.9 \mu\text{m}$ 、掺杂浓度为 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 的 p 型掺杂宽带隙过渡层 ($x_{\text{Cd}} = 0.372$); 一层厚度为 $2.2 \mu\text{m}$ 的宽带隙重掺杂 ($5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) p 型掺杂势垒层; 最上方是一层厚度为 $1.8 \mu\text{m}$ 、掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 n 型重掺杂帽层。准耗尽层 P 区的加入使得反偏电场不会进入 p 区吸收区, 减少了吸收区少子注入, 能够减小由隧穿带来的暗电流, 如图 3(b) 所示。

该器件通过多层异质结结构组合实现了吸收区与雪崩倍增区分离, 对于器件暗电流抑制与灵敏度提升有着显著的促进作用, 有利于器件高温工作。他们获得了基于高灵敏

度台面结构的 SAM 型雪崩二极管阵列。在刻蚀侧壁未进行钝化的条件下, 工作温度为 230 K 时实现了 $4.4 \mu\text{m}$ 的波长峰值响应, 160 K 下的盖革模式增益值达到 50。此研究也是首次将 SAM 结构(在 III-V 族超晶格探测器和短波 HgCdTe 探测器中广泛应用的器件结构)延伸到中波红外探测器中, 充分验证了相关结构对于提升高灵敏度和高温工作器件性能的有效性^[12-13]。

基于 MOCVD 法, 该团队还进一步验证了(111)和(100)两种不同晶向的 HgCdTe 薄膜。对于用 MOCVD 法制备的台面结构所获得的 $N^+/p/P^+/n$ 结构异质结, 验证了其结构在 230 K 下的高温工作能力。基于此提出了适用于高温工作的长波台面型 APD 结构, 如图 4(a) 所示。与前述结构类似, 宽禁带重掺

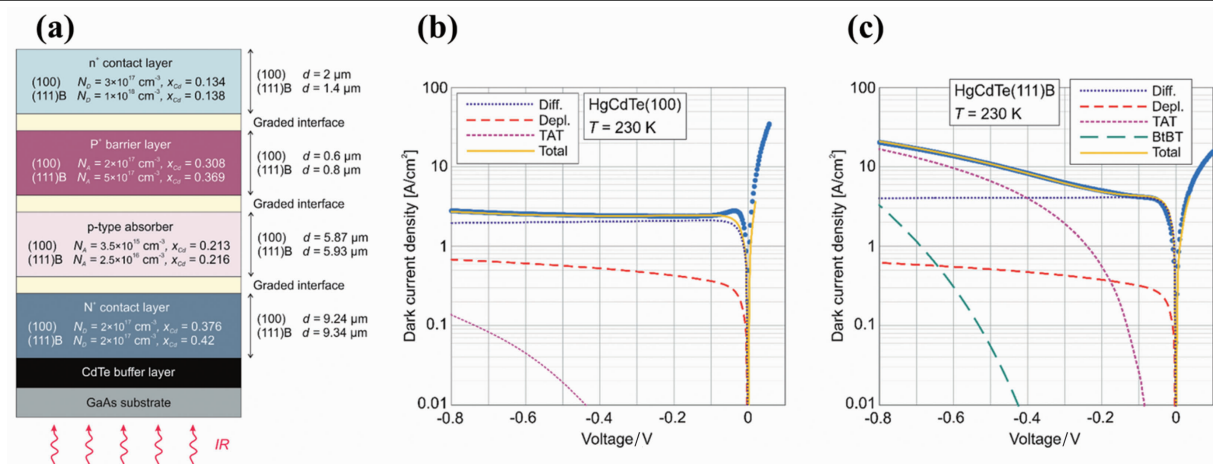


图 4 (a)不同晶向的 HgCdTe APD 像元结构图; (b) (100)晶向的暗电流成分随偏压的变化; (c) (111)晶向的暗电流成分随偏压的变化^[14]

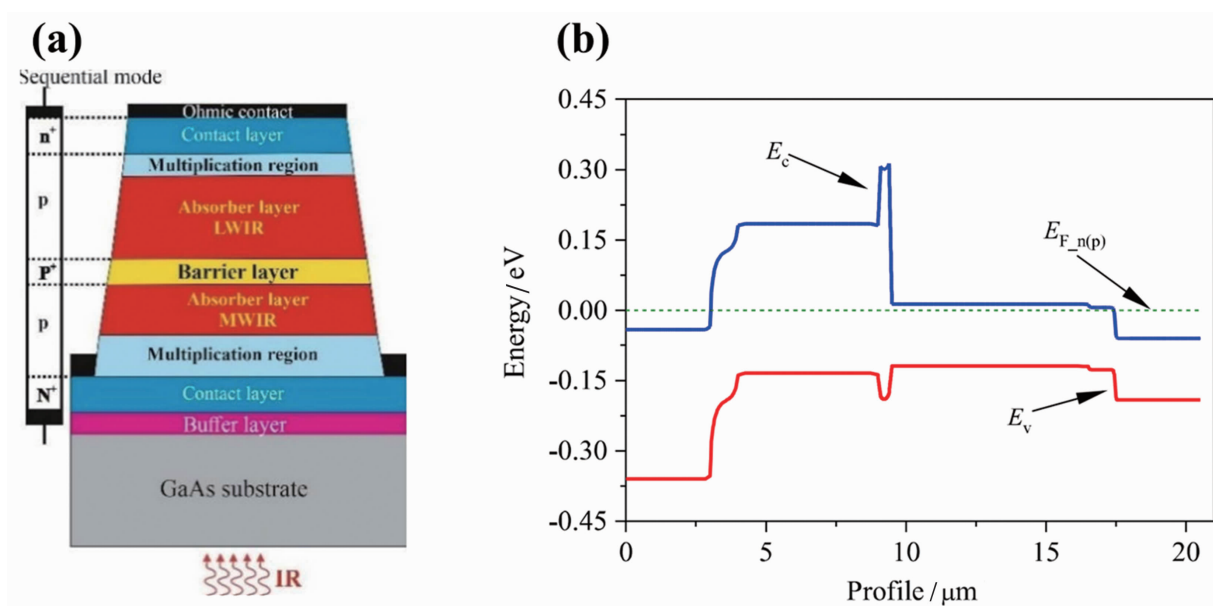


图 5 (a)中长波双色 APD 台面结构; (b)能带结构图^[15]

杂 N⁺ 层是与缓冲层间组分扩散形成的底部接触层, 同时也是光学透过窗口。薄的 p 型吸收层是轻掺杂层, 主要为倍增区提供热载流子注入。P⁺ 势垒层主要用于暗电流抑制, 顶部接触 N⁺ 层通过势垒与掺杂调制实现与电极的欧姆接触, 同时也能够分别用作排斥结和抽取结。对于 MOCVD 工艺, 通过组分扩散, 材料的多层异质结能够形成 N⁺/v/p/P⁺ SAM 型 APD 器件。由器件结构性能分析可以得到, 通过控制耗尽层/轻掺杂层厚度和背景掺杂浓度 (10^{15} cm^{-3} 量级及以下), 可以在 230 K 高温下实现增益^[14]。

同时, 由于在 GaAs 衬底上 (100) 晶面结晶性更好, 更容易进行低浓度掺杂。利用本身就有利于低掺杂浓度的 MOCVD 工艺甚至可以实现 10^{14} cm^{-3} 级别的掺杂浓度。因此其带间陷阱态密度也比 (111) 晶向低一个数量级, 可以更好地抑制带间隧穿和缺陷辅助隧穿, 从而实现更好的暗电流抑制。根据研究对比, (100) 晶向外延的 HgCdTe 更容易形成合适的耗尽区尺度, 进而实现暗电流抑制的 SAM 器件。

基于已有中长波结构 SAM 型 APD 器件, 他们进一步对背对背中长波双色 APD 进行了

数值模拟与分析(结果见图 5)。结合非平衡态能带结构设计,利用势垒层对吸收区载流子浓度的阻挡和暗电流抑制,能够显著抑制产生复合电流成为暗电流的主要成分。230 K 工作温度下的增益大于 20 且过剩噪声因子小于 2。分析结果表明,在短波吸收区,对于 SAM 结构双色器件,由于肖克莱-里德-霍尔(Shockley-Read-Hall, SRH)复合超过了俄歇过程的主导作用,高的掺杂浓度可增加长波吸收区的热载流子产生,使得与其增益相关的俄歇复合增强,从而提高器件增益。对于中波吸收区,这种掺杂浓度增加对其 SRH 复合产生抑制。由于 SRH 复合并不是主导机制,增益没有受到明显影响(甚至呈现部分下降)。当势垒区的掺杂浓度升高时,长波倍增区的增益效应降低,而中波倍增区基本不受影响。这与不同波段的掺杂调制机制有关,相关研究也为开发 HgCdTe 双色 APD 器件提供了思路^[15]。

1.2 平面结型 PIN 器件

德国主要有 AIM 公司及其合作机构对 HgCdTe 及 APD 器件进行开发。其中主要是平面结器件,目前尚无台面结型器件报道。平面结器件主要通过注入形成 PIN 结构,进而实现雪崩增益。2018 年,AIM 公司在 CdZnTe (CZT)基衬底上采用 LPE 工艺生长 HgCdTe 薄

膜,并利用该薄膜开发了其首个截止波长为 $2.55\ \mu\text{m}$ 的短波平面结 $n^+/n^-/p$ 型 APD 器件(见图 6)。该器件的面阵规模为 640×512 ,像元间距为 $15\ \mu\text{m}$,200 K 下的暗电流密度为 $80\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 。通过对比研究证明,对于这种注入成型的 APD 器件, $1 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ 的中等掺杂浓度对提高器件增益更加有利,同时也能抑制由隧穿形成的暗电流。演示成像结果表明,该器件能够在 1000 m 距离下实现分辨率为 2.5 cm 的成像。利用注入区与 p 型区之间浓度差异形成的 n^- 区是雪崩倍增主要发生的区域。其采用的并非典型的方形注入区,这对抑制由注入区拐角处电势梯度过大导致的隧穿电流有一定的作用^[16]。

作为法国主要的红外探测器材料与器件研究机构之一,法国电子与信息技术实验室(CEA-Leti)主要研制基于注入型平面结的 PIN 结构器件,其 p 区为汞空位形成的本征 p 区,受主浓度一般在 $10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ 量级。2007 年,该机构报道了基于 MBE 外延薄膜注入成型的 CdZnTe 基 $n^+/n^-/p$ 型 APD 器件。如图 7 所示,通过对比两种不同注入区尺度的 APD 器件,证明注入区更宽的器件在高偏压下能够更有效地抑制过剩电流的增大,进而获得更大的增益。在 77 K 制冷工况下,截止波长 λ_c 为

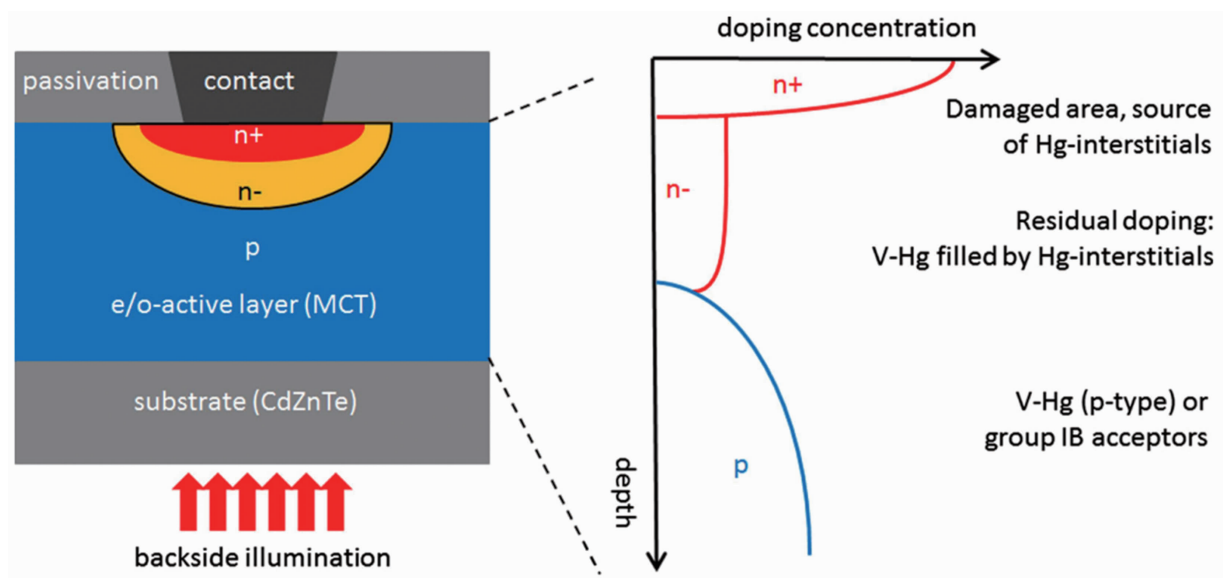
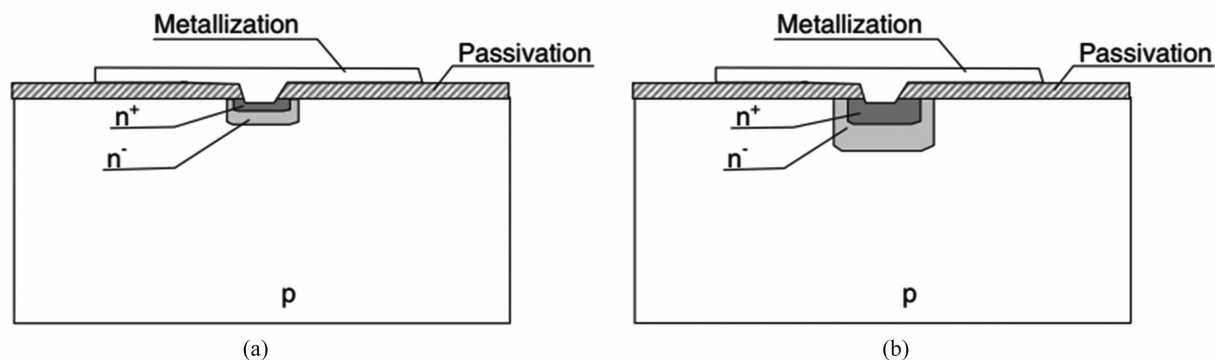
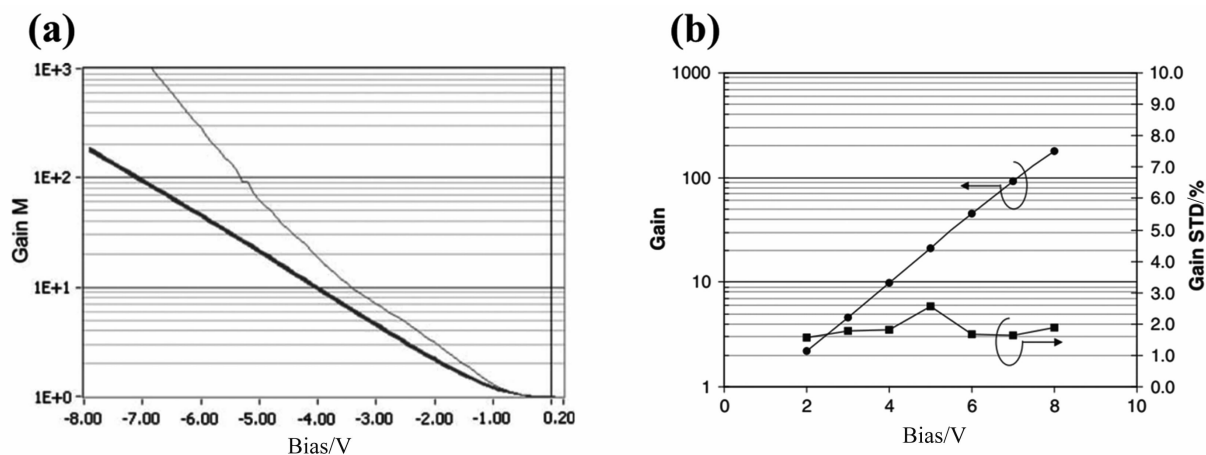


图 6 AIM 公司的注入型短波 APD 组件像元结构及掺杂曲线^[16]

图 7 (a)具有窄注入区的结构组件; (b)具有宽注入区的结构组件^[17]图 8 (a)器件的预期增益; (b)增益相对偏离^[18]

5.0 μm 时宽注入区器件的增益在 12.5 V 偏压下达到 5300。利用本征 Hg 空位形成 N_a 浓度为 $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的 p 型薄膜, 在其上通过离子注入形成 N_d 浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 n^+ 注入区。由于重掺杂注入的组分扩散与本征 p 区的浓度差异, 所形成的薄层 n^- 区可用作吸收区与注入区的缓冲区。作为雪崩击穿主要的激发区域, 其尺度与重掺杂区的宽度及浓度有关。由于宽注入区可能会产生侧壁输运, 其结构与组分不均匀性可能会更高, 这会产生更大的噪声电流。而在偏压升高时, 由于窄注入区的电场强度更大, 更容易击穿, 因此难以在高偏压下继续增益。权衡器件的信噪比与工作状态, 宽注入区器件是更好的选择^[17]。

CEA-Leti 利用 MBE 工艺生长 CZT 基 HgCdTe 薄膜, 然后通过不同组分的 HgCdTe 薄膜制备了多款不同波段(覆盖从短波到长波的波段)的 APD 阵列。其中, 中波器件可在

8 V 电压下实现 200 的增益, 且有效像元率大于 98%, 增益相对偏离量小于 2%, 如图 8 所示。通过对比像元电流特性, 他们发现像元失效是由耗尽区缺陷导致的缺陷辅助隧穿引起的。基于一个简单的参照阵列测试的结果评估, 他们认为 CEA-Leti 已经具有制备 100×100 以上规模的 APD 焦平面阵列的能力。通过统计电流累积分布, 他们发现所获中波组件最小的等效输入电流可低至 6000 电子级别的 1 fA, 相应的噪声水平在积分时间为毫秒级时仅为单电子水平。这意味着所获器件具备低背景宇航或生物探测的应用能力^[18]。

利用高质量的 CdZnTe 基 HgCdTe 的 MBE 薄膜, CEA-Leti 也对长波 HgCdTe APD 器件进行了研究。基于相同的注入型平面结构, 所实现截止波长为 9 μm 的长波器件的增益达到 23, 同时过剩噪声因子仅为 1~1.25, 具备实现单光子响应的能力。蒙特卡洛模拟结果表

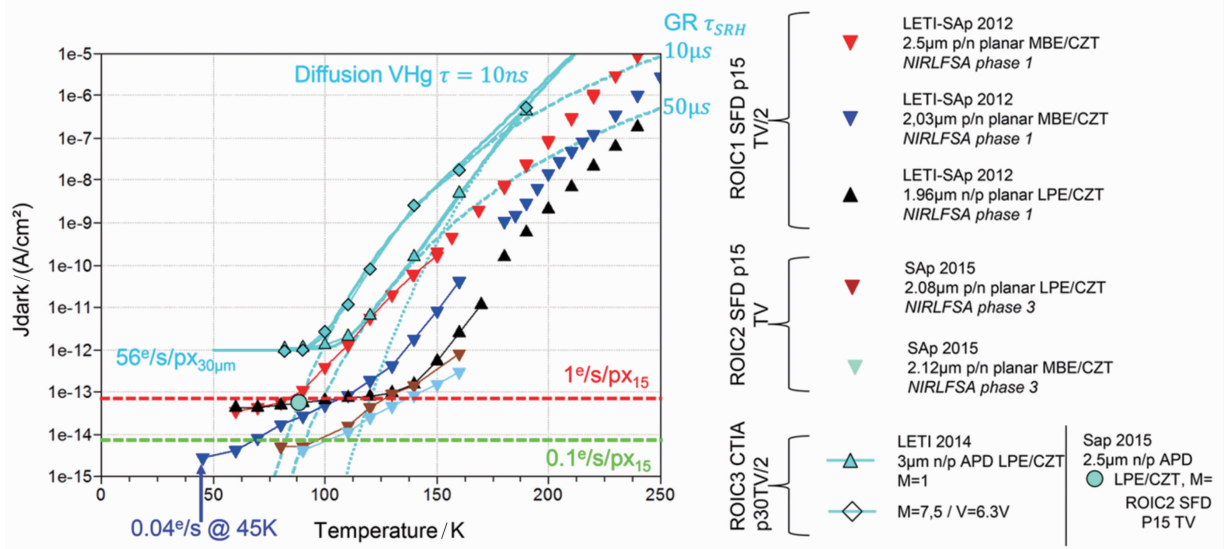


图 9 采用不同工艺制备的短波 APD 器件的暗电流性能对比^[20]

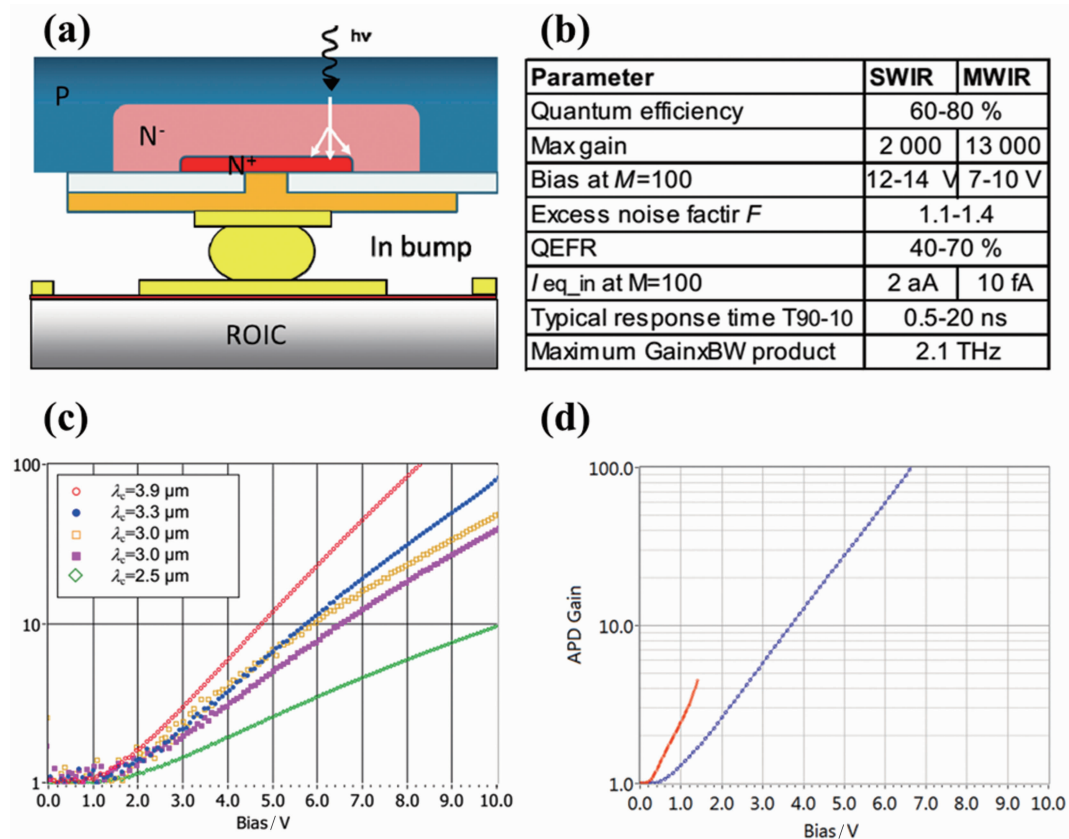


图 10 (a) CEA-Leti 开发的平面注入型 APD 像元结构；(b)投入应用的短/中波组件参数；(c)中波 APD 组件的增益曲线；(d)长波 APD 组件的增益曲线^[22]

明，在 n^- 层厚度减小的同时，器件增益呈指数型增长，并在约 $1 \mu\text{m}$ 厚度条件下达到最优；随后，器件增益仅跟随偏压变化，说明在最优厚度下器件能够达到最优增益。同时，相关仿真结果也指出，考虑到器件中暗电流的隧穿成

分，耗尽区厚度还要保持一定数值，以阻止隧穿电流。理论上也可以通过插入高组分中波吸收层进行暗电流阻断^[19]。

基于平面结注入，CEA-Leti 和 Sofradir 公司合作开发了多款用于空间探测的天基 APD

焦平面探测器, 并进行了多型面阵器件(面阵规模从 640×512 到 320×256 等)的开发。早期大多采用 MBE 工艺制备外延薄膜。在短波和近红外波段, 采用 MBE 与 LPE 生长碲镉汞材料制备的 APD 可取得相似的性能。在修正读出电路因素后, 部分 MBE 材料的暗电流控制甚至优于 LPE 材料, 如图 9 所示。然而, 由于 LPE 在外延过程中能够直接调节 Cd 组分, 且其准平衡态的形核过程能够提供更好的晶体质量, 减少缺陷和位错的产生, 对于掺杂的引入也比 MBE 工艺更加简单便捷, 因而可以在器件中更加有效抑制缺陷辅助隧穿等暗电流影响因素。所以他们认为对于极高性能和类似宇航应用等极端条件使用的 APD 器件, LPE 外延碲镉汞材料是更好的选择^[20]。

目前, 在短波至甚长波波段, CEA-Leti 采用 LPE 外延中波或长波薄膜制备 PIN 结构, 其像元截面如图 10(a)所示。其中, 阵列规模为 320×256 、像元间距为 $30 \mu\text{m}$ 的 HgCdTe APD 焦平面器件在高偏压下的最大增益可达到万级, 其探测波段覆盖短中波, 并且可利用 APD 的高增益特性进行空间天文探测及成像。通过设置适当偏压, 能够在获得一定增益时将暗电流抑制到与普通二极管相仿的数量级^[21-22]。

2020 年, CEA-Leti 继续报道了响应带宽为 500 MHz、增益为 100 的短波高计数率单光子雪崩二极管, 其成像演示系统如图 11 所示。基于注入成型的平面结结构, 利用液相外延薄

膜进行离子注入, 构建低掺杂本征吸收层、高掺杂倍增区以及由于浓度梯度差异形成的过渡层。通过内建电场和梯度扩散层实现载流子快速迁移, 达到低于 100 ps 的响应时间尺度。在 80 K 制冷工况下可以实现 17 V 偏压下增益为 190 的单光子探测, 其暗电流为 1 pA, 仅略高于同波段的普通光电二极管, 验证了其介观光子探测的能力。与 MBE 外延结构类似, 此类平面结器件通过 p 区吸收区的少子扩散至耗尽的 n^- 区, 形成雪崩倍增, 被重掺杂的 n^+ 区收集吸收。梯度浓度的引入使电场梯度降低, 有利于抑制隧穿电流^[23]。

目前国内开发的 HgCdTe APD 器件主要沿用 PIN 结构, 对 HgCdTe APD 器件的研究虽然没有欧美先进研究机构深入, 但近些年也取得了显著进展。特别是通过对单元器件的性能及机理研究, 在单元器件实现 1000 级增益的基础上, 初步实现了对器件噪声机理、增益以及输运机制等方面的探究, 并对器件的崩溃及击穿机理、内部电场分布和暗电流关联等进行了详细分析, 同时通过对单元器件的模拟仿真进行了深入的性能调制研究^[24-27]。而基于相关单元器件设计及优化, 关于 APD 焦平面的研究也逐渐展开。比如, 中国科学院上海技术物理研究所基于 MBE 生长的 GaAs 基 HgCdTe 外延薄膜, 通过原位掺杂进行了 PIN 结构制备, 并结合仿真模拟将耗尽区厚度控制在 $1 \mu\text{m}$ 。当 n^- 层的掺杂浓度为 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时, 在 128×128 阵列上实现了最佳性能, 器件在 10 V

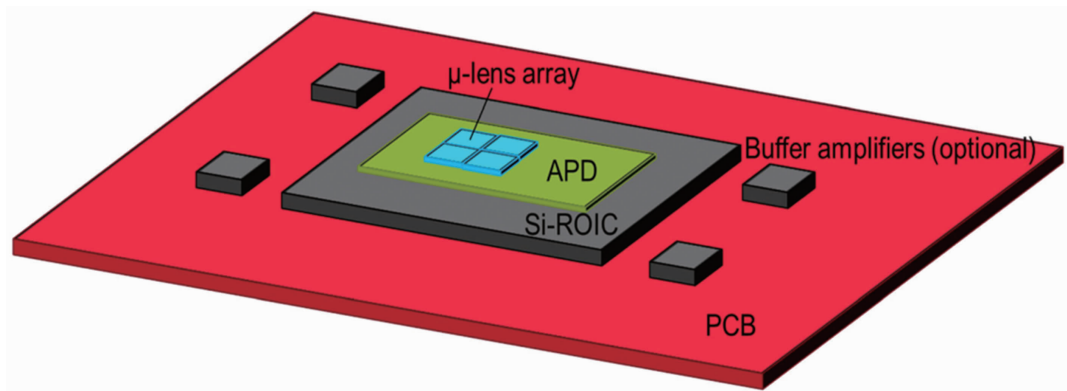
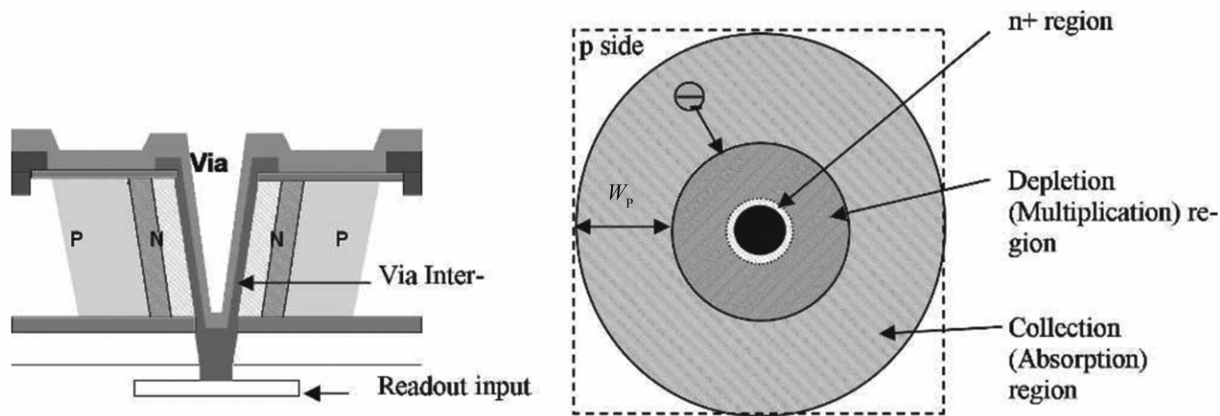
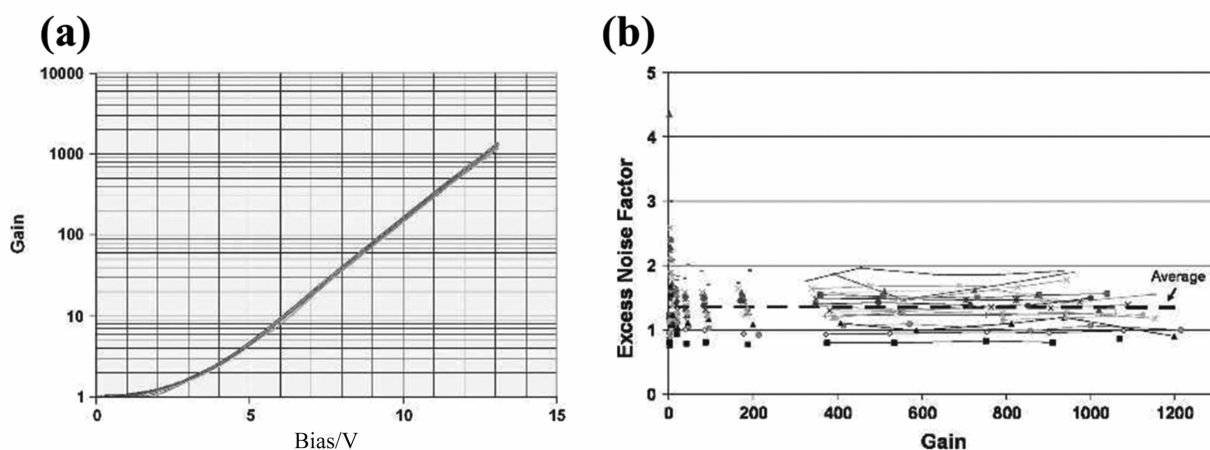


图 11 单光子雪崩探测器成像演示结构示意图^[23]

图 12 HDVIP 结构的侧视图与俯视图^[30]图 13 (a)介观光子探测 APD 的增益曲线；(b)过剩噪声因子随增益的变化^[31]

偏压下的增益达到 335^[28]。昆明物理研究所基于 LPE 生长 HgCdTe 材料, 获得了导电类型为 P 型的本征材料。在生长过程中采用低浓度铟作为本底掺杂的外延薄膜, 然后通过 B 离子注入以及退火处理, 实现了具有 PIN 结构、阵列规模为 256×256 、像元间距为 $30 \mu\text{m}$ 的 APD 焦平面, 并对其进行了主被动成像演示。探测器组件在 -8.5 V 反偏下可实现 166.8 的平均增益, 其响应非均匀性为 3.33%; 增益归一化暗电流在 $0 \sim -8.5 \text{ V}$ 反向偏置下约为 $9.0 \times 10^{-14} \sim 1.6 \times 10^{-13} \text{ A}$, 过剩噪声因子 F 约在 1.0~1.5 之间^[29]。

1.3 环孔型 HDVIP 器件

环孔型 HDVIP 结构可以看作是一种具备横向电荷输运能力的变形 PIN 结构器件, 其包括本征掺杂吸收区和过渡的倍增区。环孔型 APD 器件是 Leonardo DRS 公司及旗下 Selex

公司长期使用的结构。通过应用环孔型器件, 实现高密度垂直集成的 HDVIP 结构, 进而基于常用的离子注入工艺实现 APD 器件的制备与集成。这种结构可以视为 PIN 平面结结构的水平拓展。Leonardo DRS 公司最早在 2001 年首次报道了基于 HDVIP 结构的中波红外 HgCdTe APD。此结构使器件具有较高的占空比, 增益达到 100。测试结果表明, 在合理的材料性能及结构设计下, HDVIP 结构 HgCdTe APD 的过剩噪声因子可以趋近 1, 实现了高灵敏度雪崩探测^[30]。

图 12 所示为典型的 HDVIP 结构。通过深通孔刻蚀实现正照射条件下与读出电路相连。基于对环孔刻蚀与注入形成的 $n^+/n^-/p$ 结构的设计和优化, 该团队设计了覆盖短波到长波波段的 APD 器件。其中, 中波 APD 器件能够在 77 K 条件下表现出等效 7.5 光子级别的噪声

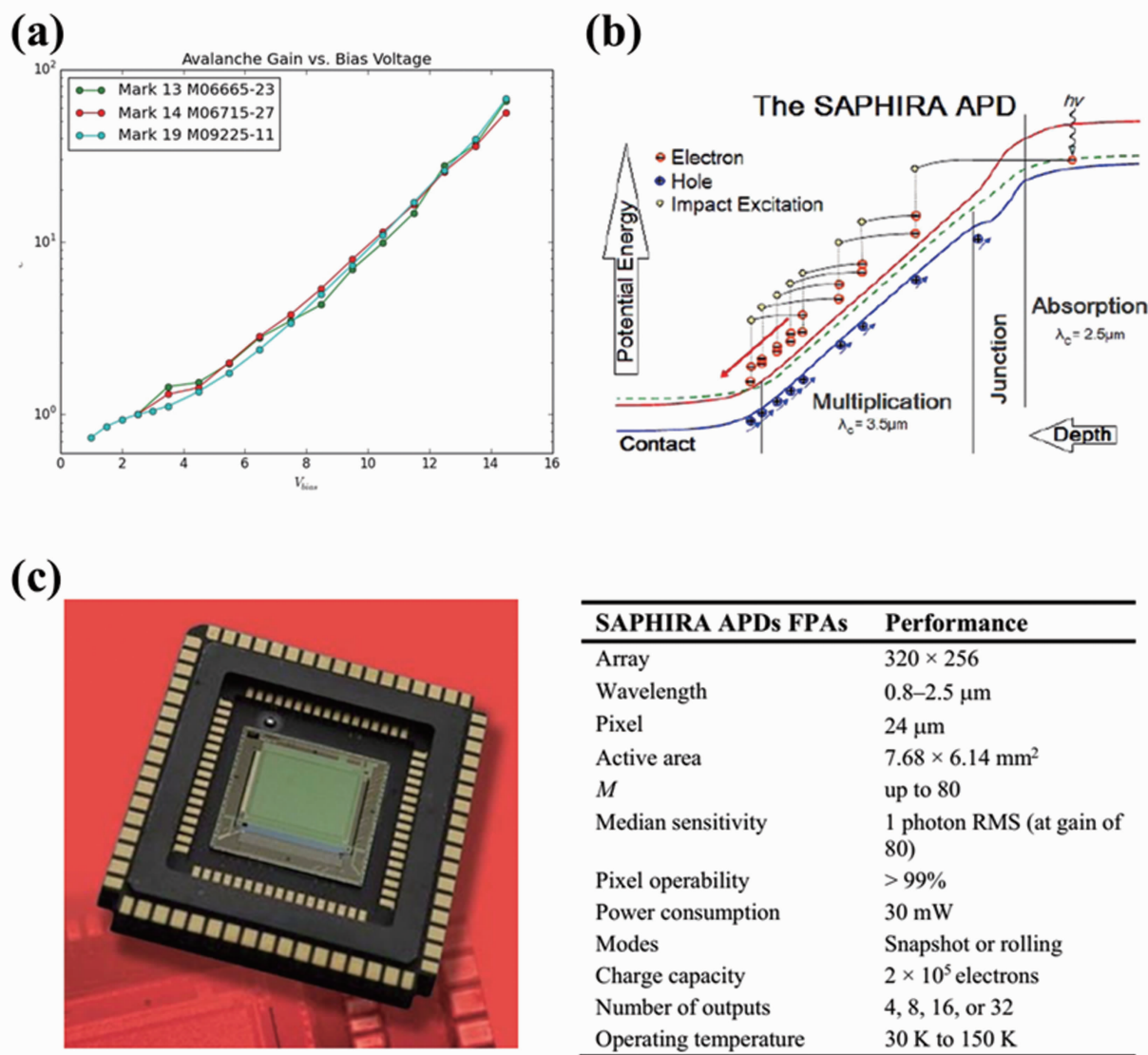


图 14 单光子探测 APD: (a)增益特性; (b)能带结构图; (c)实物图与结构/性能参数^[32]

功率和 10 ns 级的响应时间, 实现了 1000 量级的增益。该器件具备观测光子探测的能力, 且过量噪声与增益无关, 阈值过量噪声因子在 2 左右。

图 13 表现出材料本征噪声的特点。在低噪声条件下, 其暗电流仅为 3.4 nA/cm^2 。相关器件通过 LPE 工艺获得汞空位、IB 族元素和补偿掺杂的 In 形成的本征 p 型 HgCdTe 薄膜。利用离子刻蚀作用, 使汞填隙原子填充汞空位, 并将 IB 族元素推出受主位, 形成元素堆积。通过区域内的剩余掺杂 In 元素的协同作用, 形成了一个掺杂浓度在 10^{14} cm^{-3} 的 n^- 低掺杂区。而刻蚀形成的刻蚀损伤则进一步在

表面 n^- 区域的基础上形成一层薄的 n^+ 区域。作为接触层和载流子收集区, 其中的电场区主要落在 n^- 区域。由于反偏电压的调制, n^- 区能够在反偏电压下扩展, 形成耗尽的倍增区。通过吸收区少子电子的扩散距离控制, 器件带宽可以得到调节^[31]。

通过优化器件结构来抑制器件的过剩噪声, Leonardo DRS 公司进一步提升了 APD 器件的光子计数和单光子探测能力(见图 14)。2018 年, 该团队通过 32×1 的最小读出电路阵列对 320×256 的 HgCdTe APD 阵列进行了原理验证, 并针对短波波段 APD 产品进行了低光通量辐照测试。在 62.5 K 温度、14.5 V 偏

压下的平均暗电流值为 $20 \text{ e}^-/(\text{s}\cdot\text{pixel})$ ，低于光子计数的可探测阈值，表明其不会影响光子计数探测。在此偏压下，器件增益可达 66。通过设置探测阈值光子数(小于 30)，能够实现 90% 以上的阈值有效性。虽然器件不具备识别 2 个以上光电子的能力，但是 $125 \mu\text{s}$ 的响应时间和较小的暗电流增益使其具备单光子计数能力^[32]。

基于 HDVIP 结构优化特性，Leonardo DRS 公司进一步开发了空间用 APD 器件，并在美国国家航空航天局(National Aeronautics and Space Administration, NASA)的宇航探测项目中得以应用。通过对比器件的响应特性，他们认为在 p 型公共接触衬底附近并不是完全非注入型电学接触，在特定偏压下存在 p 型衬底少子注入的情况，形成一个类似基极开路的三极管结构。因此，在大电流条件下，由于注入条件下的电场会进一步从吸收区注入电子，这种情况会持续进行，直到注入少子电流过大导致器件击穿。在 10 V 以上的偏压下，其增益可超过 1000。注入接触表现出与三极管注入类似的特性，这与界面处形成类三极管接触

有关。存在这种接触时，其电学特性更类似于基极悬浮的三极管，表现出的注入特性更加明显，如图 15 所示。由于这种注入机制的存在，器件在相同电压下可达到更高增益，因而能够实现 14.9 V 偏压及 84 K 工作温度下对 $1.55 \mu\text{m}$ 短波辐照达到 6100 的增益^[33]。

2 总结与展望

目前国际上主流的 HgCdTe APD 器件结构依然以通过离子注入形成的 PIN 结构为主，材料工艺上以 LPE 和 MBE 为主。不同技术路线的 APD 器件对比如表 1 所示。可以看到，目前面向高精度单光子计数需求的场景(如宇航探测等)主要应用的依然是平面结结构。通过适当设计倍增区与吸收区，平面结在 APD 结构设计中依然可以发挥巨大作用。对比国际主流的 APD 器件技术路线后可以发现，由于 APD 器件中主要通过抑制隧穿实现高灵敏度工作，G-R 复合和俄歇复合并不是 APD 器件暗电流的主要组成成分，因而在 PIN 结构 HgCdTe APD 器件中，台面结相关结构的通过本征载流子浓度调控抑制暗电流的效应在 APD 结构上的作用并不明显，所以没有成为

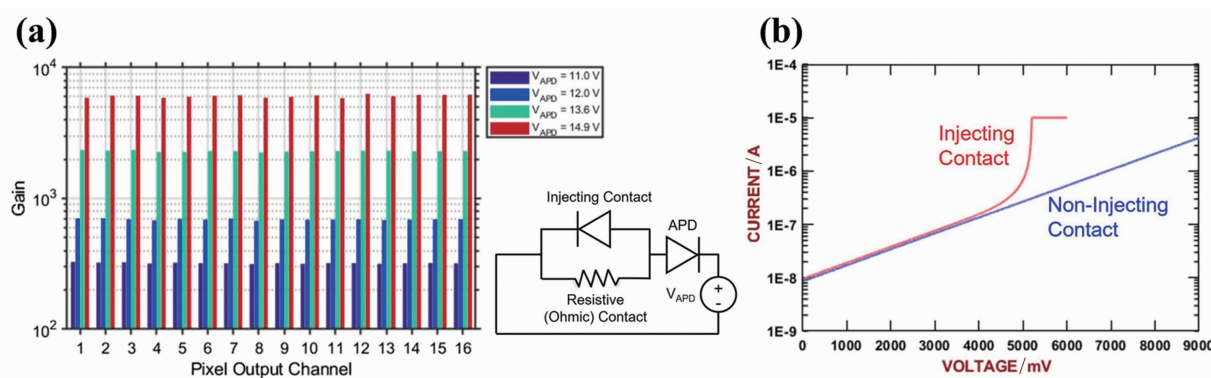


图 15 空间用 APD: (a)增益特性; (b)注入与非注入接触下的 $I-V$ 特性对比^[33]

表 1 不同技术路线的 APD 器件对比

结构	PIN	SAM	HDVIP
工艺	MBE/LPE	MOCVD/MOVPE	LPE
结型	平面结	台面结	变形平面结
波段	短波/中波/长波	中波/长波	短波/中波
优势	制冷型光子计数	高温工作	制冷型光子计数

主要发展方向。通过优化 APD 结构(如改进结区结构参数等), 实现高增益低噪声输出, 特别是对缺陷辅助隧穿等过程的抑制是主要的暗电流抑制手段。对于暗光条件下的暗电流抑制, 材料本征缺陷密度和能带结构往往影响更大, 造成了缺陷辅助隧穿和带间隧穿的发生。这也是结构更加复杂的 SAM 型器件得以快速发展的主要原因。

从器件性能和结构设计角度来看, SAM 型器件是最有潜力实现高灵敏度探测的 APD 器件。该器件能够基于结区设计, 利用低掺杂过渡层的插入, 在吸收区屏蔽反偏电场的影响, 实现吸收区与倍增区的分隔, 并排除电场对吸收区载流子的直接作用, 从而尽可能减轻暗光条件下的隧穿。因此其暗电流显著减小, 灵敏度增加。SAM 型器件通过引入组分过渡层能够显著改善内建电场梯度和耗尽区结构尺度, 避免由明显的组分突变带来的电场阶跃和梯度断层, 能够进一步减轻隧穿电流的影响, 实现近室温高温工作。然而, 由于工艺条件的限制, MBE 外延 HgCdTe 材料难以实现有效的组分梯度控制, 且组分互扩散为动力学不利条件, 而 LPE 工艺本征不适于薄层外延, 因此对于器件扩散区域和尺度的调控更加困难。目前利用 MBE 和 LPE 外延薄膜的 APD 器件依然主要聚焦于缺陷控制和掺杂调制。对于 APD 器件结构的优化和进一步发展, 要探究新型器件结构, 摆脱现有 HgCdTe 材料外延工艺的限制。合理设置掺杂浓度和能带结构依然是其未来重点方向。通过引入新工艺技术进行相关优化(特别是器件结构优化), 抑制暗电流, 降低过剩噪声因子, 实现高灵敏度输出。

参考文献

- [1] Herschel W. Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun [J]. *Philosophical Magazine*, 1963, **8**(29): 9–15.
- [2] Lawson W D, Nielsen S, Putley E H, et al. Preparation and Properties of HgTe and Mixed

Crystals of HgTe-CdTe [J]. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1959, **9**(3): 325–329.

- [3] Dautet H, Deschamps P, Dion B, et al. Photon Counting Techniques with Silicon Avalanche Photodiodes [J]. *Applied Optics*, 1993, **32**(21): 3894–3900.
- [4] Leveque G, Nasser M, Bertho, et al. Ionization Energies in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ Avalanche Photodiodes [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 1993, **8**(7): 1317.
- [5] Timothy J T. (Hg,Cd)Te Photodiodes for Detection of Two-Micrometer Infrared Radiation [J]. *Optical Engineering*, 1977, **16**(3): 163237.
- [6] Bratt P R, Johnson S M, Rhiger D R, et al. Historical Perspectives on HgCdTe Material and Device Development at Raytheon Vision Systems [C]. *SPIE*, 2009, **7298**: 72982U.
- [7] Storeb A K, Brudevoll T, Selvig E, et al. Effect of the Series Resistance on the Current Response of a HgCdTe Avalanche Photodiode Under High-intensity Nanosecond Irradiation [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2022, **51**(7): 4029–4039.
- [8] Reddy M, Peterson J M, Vang T, et al. Molecular Beam Epitaxy Growth of HgCdTe on Large-Area Si and CdZnTe Substrates [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2011, **40**(8): 1706–1716.
- [9] Jones C L, Hipwood L G, Shaw C J, et al. High Performance MW and LW IRFPAs Made from HgCdTe Grown by MOVPE [C]. *SPIE*, 2006, **6206**: 620610.
- [10] Kopytko M, Sobieski J, Xie R, et al. Impact Ionization in HgCdTe Avalanche Photodiode Optimized to 8 μm Cut-off Wavelength at 230 K [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2021, **115**: 103704.
- [11] Gawron W, Sobieski J, Manyk T, et al. MOCVD Grown HgCdTe Heterostructures for Medium Wave Infrared Detectors [J]. *Coatings*, 2021, **11**

- (5): 611.
- [12] Kopytko M, Murawski K, Madejczyk P, et al. Mid-Infrared HgCdTe Heterostructure and Its Potential Application to APD Operation [J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2022, **43**(5): 761–764.
- [13] Terence J D L, Baumgratz B, Chapman G R, et al. Epitaxial Growth of HgCdTe 1.55 μm Avalanche Photodiodes by Molecular Beam Epitaxy [C]. *SPIE*, 1999, **3629**: 1–5.
- [14] Kopytko M, Sobieski J, Gawron W, et al. Study of HgCdTe (100) and HgCdTe (111)B Heterostructures Grown by MOCVD and Their Potential Application to APDs Operating in the IR Range up to 8 μm [J]. *Sensors*, 2022, **22**(3): 14248220.
- [15] Manyk T, Majkowycz K, Rutkowski J, et al. Theoretical Study of Back-to-back Avalanche Photodiodes for Dual-band Infrared Applications [J]. *Opto-Electronics Review*, 2023, **31**(2): 145093.
- [16] Sieck A, Benecke M, Eich D, et al. Short-Wave Infrared HgCdTe Electron Avalanche Photodiodes for Gated Viewing [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2018, **47**(10): 5705–5714.
- [17] Perrais G, Gravrand O, Baylet J, et al. Gain and Dark Current Characteristics of Planar HgCdTe Avalanche Photo Diodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2007, **36**(8): 963–970.
- [18] Rothman J, Perrais G, Ballet P, et al. Latest Developments of HgCdTe e-APDs at CEA LETI-Minatec [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1303–1310.
- [19] Derelle S, Bernhardt S, Haidar R, et al. Experimental Performance and Monte Carlo Modeling of Long Wavelength Infrared Mercury Cadmium Telluride Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2009, **38**(8): 1628–1636.
- [20] Gravrand O, Rothman J, Cervera C, et al. HgCdTe Detectors for Space and Science Imaging: General Issues and Latest Achievements [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2016, **45**(9): 4532–4541.
- [21] Rothman J, Borniol E D, Gravrand O, et al. MCT APD Focal Plane Arrays for Astronomy at CEA-LETI [C]. *SPIE*, 2016, **9915**: 99150B.
- [22] Borniol E D, Guellec F, Rothman J, et al. HgCdTe-based APD Focal Plane Array for 2D and 3D Active Imaging: First Results on a 320×256 with 30 μm Pitch Demonstrator [C]. *SPIE*, 2010, **7660**: 76603D.
- [23] Rothman J, Pes S, Bleuët P, et al. Meso-photonics Detection with HgCdTe APDs at High Count Rates [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2020, **49**(11): 6881–6892.
- [24] Guo H, Cheng Y, Chen L, et al. The Performance of Mid-wave Infrared HgCdTe E-avalanche Photodiodes at SITP [C]. *SPIE*, 2019, **11170**: 111702M.
- [25] Yang L, Guo H, Shen C, et al. Modeling and Characteristics of MWIR HgCdTe APD at Different Post-annealing Processes [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2022, **127**: 104413.
- [26] Li X, Chen J, He J, et al. Collapse Breakdown in Mid-Wavelength Infrared HgCdTe Avalanche Photodetector [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2022, **28**(6): 1–7.
- [27] 李雄军, 韩福忠, 李立华, 等. 中波碲镉汞雪崩光电二极管(APD)增益特性 [J]. *红外与毫米波学报*, 2019, **38**(2): 175–181.
- [28] 顾仁杰, 沈川, 王伟强, 等. MBE生长的PIN结构碲镉汞红外雪崩光电二极管 [J]. *红外与毫米波学报*, 2013, **32**(2): 136–140.
- [29] 李雄军, 张应旭, 陈斌, 等. 碲镉汞 APD 焦平面技术研究 [J]. *红外与毫米波学报*, 2022, **41**(6): 965–971.

- [30] Beck J D, Wan C F, Kinch M A, et al. MWIR HgCdTe Avalanche Photodiodes [C]. *SPIE*, 2001, **4454**: 46–51.
- [31] Beck J, Wan C, Kinch M, et al. The HgCdTe Electron Avalanche Photodiode [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2006, **35**(6): 1166–1173.
- [32] Atkinson D, Hall D, Jacobson S, et al. Photon-counting Properties of SAPHIRA APD Arrays [J]. *The Astronomical Journal*, 2018, **155**(5): 220.
- [33] Anderson P D, Beck J D, Sullivan W, et al. Recent Advancements in HgCdTe APDs for Space Applications [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2022, **51**(12): 6803–6814.