

基区结构对短波红外异质结晶体管探测器弱光探测性能的影响与机理研究

申哲远^{1,3}, 吴彦甫², 韩硕^{1,3}, 程璐¹, 刘利宁^{1,3*}

(1. 中国科学院半导体研究所 纳米光电子实验室, 北京 100083;

2. 浙江大学 环境与资源学院, 杭州 310058;

3. 中国科学院大学 材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

摘要: 高灵敏度短波红外探测技术在激光雷达、量子通信等前沿领域需求迫切。异质结光电晶体管(HPT)凭借其内增益机制, 为突破传统二极管探测器灵敏度瓶颈提供了有效方案。本文聚焦于InP/GaAsSb/InGaAs二类接触异质结HPT的基区结构对探测器性能的影响, 通过控制刻蚀工艺制备了两种不同基区结构的器件。研究表明, 保持完整的大尺寸基区结构可显著提升器件性能: 其在-2 V偏压下的响应度与内部电流增益分别达141 A/W和160, 显著优于小尺寸基区结构的器件。变温测试分析与尺寸效应研究进一步揭示, 大尺寸基区器件的暗电流以扩散机制主导, 光生载流子输运和收集效率更高, 且具有更优异的尺寸稳定性; 而小尺寸基区器件则因侧壁缺陷引入显著的产生-复合电流和表面漏电流, 并在低温弱光下因缺陷对载流子俘获作用导致光响应急剧劣化。本研究明确了基区结构设计对HPT性能的关键影响, 为高性能短波红外探测器的优化设计提供了重要的理论和实验依据。

关键词: 短波红外; 异质结晶体管; 探测器; 高增益

中图分类号: O43

文献标识码: A

Influence and Mechanism of Base Structure on the Weak-Light Photodetection of Short-Wave Infrared Heterojunction Phototransistor

SHEN Zhe-Yuan^{1,3}, WU Yan-Fu², HAN Shuo^{1,3}, CHENG Lu¹, LIU Li-Ling^{1,3*}

(1. Nano Opto-Electronics Laboratory, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China;

2. College of Environmental and Resource Sciences, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China;

3. The College of Materials Science and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The demand for high-sensitivity short-wave infrared (SWIR) detection technology is urgent in frontier fields such as lidar and quantum communication. Heterojunction phototransistor (HPT), benefiting from its internal gain mechanism, provides an effective solution for breaking the physical limit of conventional PIN photodetector in sensitivity. This paper focuses on the base-size effect of InP/GaAsSb/InGaAs HPTs with type-II barrier structure. Devices with two different base structures were fabricated by controlling the etching process. Measurement results show that maintaining an intact base structure significantly improves device performance: at a bias voltage of -2 V, the responsivity and internal current gain reach 141 A/W and 160, respectively—superior to those of devices with etched bases. Temperature-dependent analysis and size-effect studies further reveal that the dark current of the intact-base device is dominated by diffusion mechanisms and exhibits better dimensional stability, whereas the etched-base device suffers from pronounced generation-recombination current and surface leakage current caused by sidewall defects. Under low-temperature and

收稿日期: 2025-Received date: 2025-XX-XX.

基金项目: 国家自然科学基金(62204014, 62174156)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC) (62204014, 62174156)

作者简介(Biography): 申哲远(1999-), 男, 江苏无锡人, 博士研究生, 主要研究领域为红外光电探测器. E-mail: szy21@semi.ac.cn; 吴彦甫(2001-), 男, 云南昆明人, 硕士研究生, 主要研究领域为光电材料测试分析。

*通讯作者(Corresponding author): E-mail: lnliu@semi.ac.cn

weak-light conditions, carrier trapping by these defects leads to severe degradation of photo response. This study clarifies the critical influence of base structural design on HPT performance and provides valuable theoretical and experimental guidance for optimizing high-performance SWIR detectors.

Key words: Short-wave infrared, Heterojunction transistor, Detector, High gain

PACS:

引言

短波红外(SWIR)作为连接可见光与中波红外的“大气窗口”,在光谱分析、天文遥感、激光雷达、夜间成像、量子计算等领域展现出巨大的应用潜力^[1-5]。近年来,随着材料科学与器件工艺的不断突破,短波红外探测技术的发展日新月异,各类应用对探测灵敏度的要求也在不断提升。现有短波红外探测器以 InGaAs PIN 二极管技术路线为主,然而 PIN 二极管由于无内部增益在灵敏度的提升上遇到瓶颈,尤其是 InGaAs PIN 探测器的灵敏度目前已经逼近物理极限。为突破这一瓶颈问题,进一步提升短波红外探测器的灵敏度,异质结光电晶体管(HPT)凭借其独特的增益机制,成为实现高灵敏探测的重要技术路线之一。

HPT 通过在基区收集光生载流子并利用晶体管效应进行放大,能够在低偏压且不依赖外部复杂读出电路的前提下,直接获得高达数十甚至上百的固有电流增益。在早期的 HPT 研究中^[6],通常以窄带隙基区材料作为光吸收层来实现红外响应,但为了实现高电流增益,基区必须设计得很薄,这严重限制了光吸收效率与响应度的提升。为解决这一瓶颈,后续研究转而采用集电区作为主要吸收层^[7-9],并结合基区悬浮的结构设计,从而在保证高增益的同时显著提高了响应度,实现了性能的平衡。近年来,基于该技术路线的研究表明,HPT 在弱光探测方面展现出巨大潜力:不仅能够实现 10 光子以下的超高探测灵敏度^[10],且其过剩噪声因子几乎不随内部增益的升高而变化^[11],克服了雪崩光电二极管(APD)中噪声随增益显著增大的固有问题。因此,HPT 同时具备了 PIN 光电二极管低功耗、低噪声以及 APD 高增益的优点,特别适用于对系统体积、功耗和信噪比有严苛要求的暗弱目标探测场景。

为了进一步提升 HPT 的性能,尤其是降低暗电流以改善探测灵敏度,研究人员在从外延材料、器件结构等多个设计方向上进行了探索。其中,基于 InP/GaAsSb/InGaAs 二类接触异质结的载流子阻挡

设计被证明是一种极为有效的技术路径^[12]。首先,发射区与基区之间(InP/GaAsSb)通过二类接触形成的势垒能够有效的阻挡扩散电流,同时对光照条件下发射区载流子的输运影响甚微。这种特性使得采用二型异质结势垒的 HPT 在实现高增益的同时,有效降低暗电流水平。其次,基区与吸收区之间(GaAsSb/InGaAs)的二类接触可以有效阻止输运到基区的空穴向集电区扩散,从而抑制基区展宽效应(Kirk 效应),防止 Kirk 效应造成的增益以及饱和光功率的下降^[13]。另外,二类接触可以有效降低结电容,有利于探测器增益和响应速度的提升^[14]。

另一方面,探测器台面尺寸是影响其探测灵敏度的关键因素之一。已有研究表明,减小基区-发射结面积有助于降低结电容、提升响应速度。当发射结直径缩减至亚微米尺度时,基于 InP/InGaAs 等材料的 HPT 在弱光探测与成像中展现出实现超高灵敏度的巨大潜力^[10,15]。然而,现有研究主要聚焦于对比发射区与吸收区的面积,普遍认为在保持大面积吸收区的同时减小发射区尺寸是提升灵敏度的有效途径,却尚未深入探讨基区与发射区尺寸的相对关系对器件主要特性的影响。例如,在部分研究中^[16-17],基区与吸收区同时保持大尺寸;而在另一些工作中^[10,18],基区尺寸则与发射区一同缩小。在 HPT 探测器中,光生载流子的产生、输运与复合过程和基区的尺寸与表面态密切相关,而发射区尺寸直接影响载流子的注入效率。因此,基区与发射区的尺寸相对关系很可能对器件暗电流、增益与响应度产生关键影响,而这一问题在以往研究中尚未得到充分重视与深入探讨。

综合以上关于二类接触势垒以及尺寸效应的讨论,本文的工作主要聚焦于采用 InP/GaAsSb/InGaAs 二类接触台面形 HPT 探测器中,基区结构对器件暗电流的影响机制。通过设计并制备一系列不同结构,不同尺寸的 HPT 器件,系统地表征并分析其变温暗电流特性、光电增益、变温光电流特性等关键性能参数的变化规律与其背后的物理机理。

1 外延设计、器件制备与表征

异质结光电晶体管 HPT 以 N-P-N 双极型晶体

管结构为基础,基区势垒是实现内部增益的关键。在外加偏压的作用下,该势垒可被有效调制,使得光生载流子能够触发强烈的电流注入与放大效应,从而实现将入射光子转化为倍增的电子流,实现高灵敏度探测。这种基于能带设计的载流子调控机制,是异质结光电晶体管实现高性能光电探测的核心物理基础。

本文的HPT探测器外延结构采用金属有机化学气相沉积(MOCVD)技术在InP衬底上生长。图1(a)的扫描电子显微镜(SEM)图像清晰显示了其外延层截面。该结构从上至下依次包括:n-InP发射区、p-GaAsSb基区和n-InGaAs集电区。其中,p-GaAsSb基区厚度为50 nm、掺杂浓度为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,以保障足够的增益能力;n-InGaAs集电区作为主要光吸收层,厚度为 $1.5 \mu\text{m}$,用于实现较高的响应度。为进一步优化载流子输运,在基区与发射区之间引入了组分渐变过渡层,以平缓异质结界面的能带突变、降低电子注入势垒,从而提升器件的内部增益。基于此设计,InP/GaAsSb与GaAsSb/InGaAs界面分别形成了二类接触的发射结与集电结。图1(b)显示了本研究中HPT探测器的能带结构。本文采用的n-InP/p-GaAsSb/n-InGaAs结构在基区与发射区/集电区之间形成二型异质结势垒。该势垒在平衡状态下能有效阻挡多数载流子的扩散,从而抑制暗电流;在光照与偏压作用下,集电区(n-InGaAs)吸收光子产生的光生空穴被注入至基区(p-GaAsSb),引起基区电势调制,进而显著降低发射结(n-InP/p-GaAsSb)的电子注入势垒,使得发射区的电子可以越过势垒输运至集电区。由于基区厚度很薄,因此少量的光生空穴注入到基区就可以触发大量电子从发射区注入并经基区输运至集电区,实现显著的光电流增益。

器件的制备主要包含两步刻蚀工艺。第一步刻蚀根据器件结构设计在特定外延层深度停止;第二步刻蚀则深入至InGaAs集电区下方的接触层。两个步骤均始于台面区域的光刻定义,随后以二氧化硅为掩膜,进行氯基电感耦合等离子体(ICP)干法刻蚀与 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ 混合溶液的湿法刻蚀。这种干湿法结合的刻蚀策略旨在有效消除干法刻蚀过程所引起的侧壁损伤。最后,通过光刻定义电极图案,并采用电子束蒸发技术依次淀积Ti/Pt/Au(20/30/200 nm),形成器件的顶部与底部的欧姆接触电极。

制备完成的HPT探测器其电学特性测试在100 K至300 K的温度范围内进行,测试系统主要由Lakeshore低温探针台与Keithley 4200半导体参数分析仪构成,用于表征器件的电学性能。光学响应性能的评估则采用波长为1550 nm的激光光源,通过Thorlabs光功率计精确校准入射光功率,并据此测试探测器的响应度与光电流增益等关键参数。

2 结果与讨论

2.1 不同结构的器件表征

本研究采用单台面与公共地电极相结合的两端子器件结构。为系统探究基区尺寸对器件性能的影响,设计并制备了两种不同台面结构的HPT器件。如图2(a)所示,器件A的基区尺寸与发射区相同,其第一步干法刻蚀终止于InGaAs集电区内部。器件B的基区尺寸则与集电区一致,其第一步干法刻蚀深入至发射区InP层底部,再经湿法腐蚀将台面精确终止于发射结界面,结构示意图如图2(b)所示。两种器件的发射区相同,直径均为 $20 \mu\text{m}$ 。随后在第二步刻蚀中,器件A与B均采用ICP干法刻蚀结合湿法腐蚀的工艺,刻蚀出公共地电极槽,深

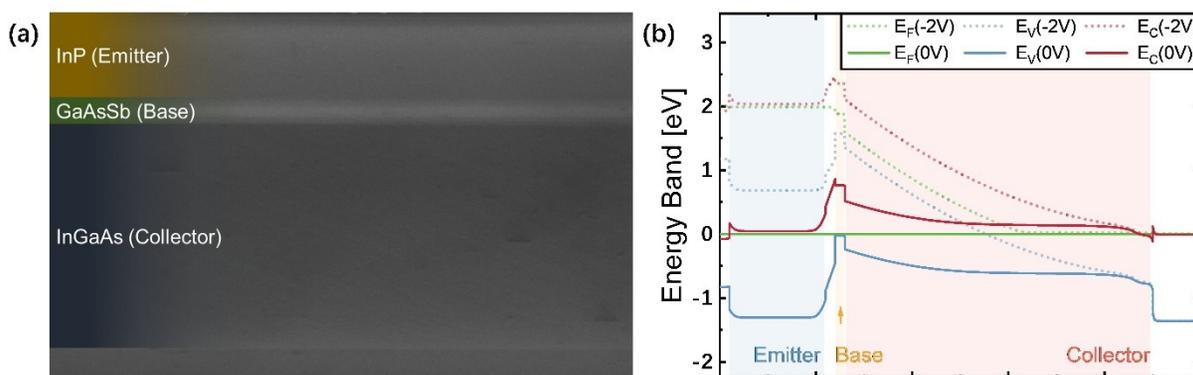


图1 本文中HPT探测器外延结构的(a)SEM和(b)能带图

Fig. 1 The (a) cross-section SEM and (b) band energy diagram of the epitaxial structure for the HPT detector in this work

度至集电区下方的接触层。图2(c)与(d)分别为器件A与B的聚焦离子束(FIB, Helios 5 CX)截面SEM图像。结果表明,实际形貌与设计完全吻合:器件A的第一次刻蚀止于基区下方,而器件B则止于基区上方,工艺制备具有良好的可控性与一致性。

2.2 室温下的器件性能对比

为表征器件的光电响应性能,测试了器件A与B在黑暗及功率18 nW的1.55 μm 光照下的I-V特性,结果分别绘制于图2(a)与(b)中。基于方程(1)计算器件的响应度,其中 I_{illu} 是光照下的器件电流, I_d 是器件的暗电流, P_{opt} 是耦合到光电探测器的光功率。在工作偏压-2V下,器件A的光电流是1.18 μA ,响应度为66A/W;器件B的光电流是2.54 μA ,响应度为141A/W。

$$R = \frac{I_{illu} - I_d}{P_{opt}} \quad (1)$$

图2(c)与(d)分别展示了两种HPT探测器在不同偏压下的响应度R与光学增益 G_{opt} 的变化曲线。其中,光学增益 G_{opt} 根据公式(2)计算得出:

$$G_{opt} = \frac{hc}{\lambda q} R \quad (2)$$

式中各物理常数为:h(普朗克常数)、c(真空光速)、 λ (入射光波长,本研究为1.55 μm)及q(元电荷)。计算结果表明,在-2V偏压下,器件A的光学增益为52,而器件B达到113。相比雪崩二极管APD探测器通常需要20V以上的偏压才能产生有效的增益^[19],HPT探测器可在低偏压下获得高增益,有利于高灵敏探测系统功耗的降低。

如前文所述的能带结构与工作机制分析所示,

本工作中的HPT基于n-p-n型双极晶体管构建,其核心区别在于基极处于浮空状态,基极电流由吸收区产生的光生空穴提供。基于这一特性,HPT的内部增益机制仍遵循传统BJT的物理模型。结合BJT的传输方程与光电探测器原理,本研究中HPT探测器的内部电流增益 β_{int} 可以通过方程(3)估算^[20-21]。

$$G_{opt} \approx (1 + \beta_{int}) [1 - \exp(-\alpha_{abs} W_c)] \quad (3)$$

其中, α_{abs} 为InGaAs集电区的吸收系数(取值0.8 μm^{-1}), W_c 为集电区即InGaAs的厚度。基于该模型,在室温与工作偏压-2V的条件下,计算得到器件A与器件B的内部电流增益 β_{int} 分别为69与160。在只有基区面积不同的情况下,两个器件表现出了显著的区别,总的来说,在室温条件下器件B的整体电流水平都略高于器件A(包括暗电流和光照电流),从而使其计算得到的响应度和光学增益更高。其可能原因是器件B的基区面积更大,有更多的空穴可以注入到基区中,从而使基区的电子势垒下降幅度更大,发射区更多的电子得以越过势垒被收集。为进一步探讨造成这一现象的原因,随后进行了不同温度以及不同尺寸器件的测试。

为评估器件在成像应用中的弱光探测能力,采用噪声等效光子数(NEP_h)作为核心灵敏度指标^[18]。NEP_h定义为在给定帧速率下,每帧内产生信噪比(SNR = 1)所需的最小光子数。对于光电晶体管,其在低光照条件下的NEP_h可由方程(4)计算。

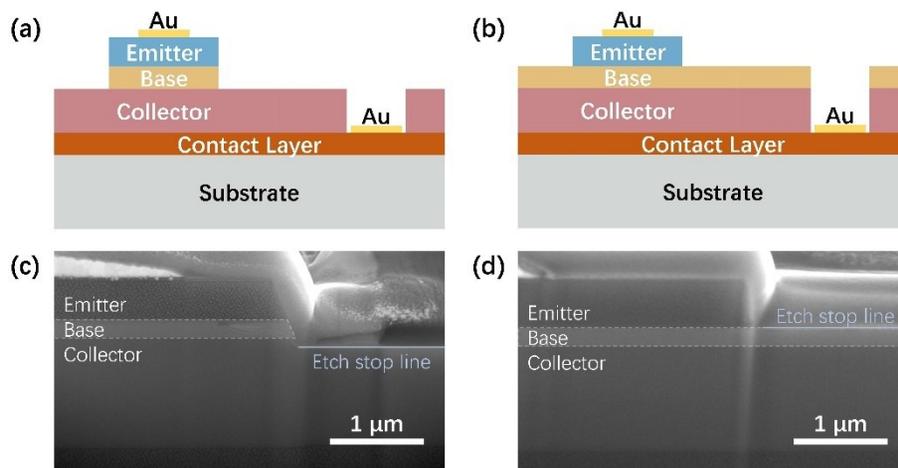


图2 (a)器件A和(b)器件B的结构示意图以及(c)器件A和(d)器件B的FIB-SEM截面图

Fig. 2 Schematic diagrams of (a) device A and (b) device B, together with the cross-section FIB-SEM images of (c) device A and (d) device B

$$NEPh = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\gamma F}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{\gamma F} \frac{C_T}{C_0}} \right) \#(4)$$

其中, η 为量子效率(计算中取理想值 100%), F 为过剩噪声因子(HPT中取 2)^[18,22], γ 为法诺因子(取 0.5)^[18,23]。 C_T 为器件电容, $C_0 = q^2/(kT)$ 为热电容。 T 为温度, k 为玻尔兹曼常数。 根据实验数据, 在 300 K 时, 器件 A 与 B 的电容分别为 440 fF 与 470 fF。 结合上述参数, 计算得到器件 A 与 B 的 NEPh 值分别为 377.24 与 389.87。 这一结果表明, 两种结构在理想光学耦合条件下均已具备优异的弱光探测潜力。

2.3 变温性能对比

两种不同结构 HPT 探测器在不同温度下的暗电流曲线如图 4 所示。 测试时, 被测探测器芯片放置在温度可变的低温探针台上, 通过探针台直流探针与 Keithley 4200 半导体参数分析仪连接, 对探测器样片分别进行变温电学特性表征。 设定低温探针台参数实现 100~300 K 的温度调控, 温度调控的调节步长为 25 K, 探针台设置有红外辐射屏蔽窗口以消除背景辐射。

在 300K 时器件 A 和器件 B 在偏压 -2V 时的暗电流分别为 3.8nA 和 7.4nA。 然而随着温度降低, 器件 B 的暗电流衰减更为迅速, 在 200K 时器件 A 和

器件 B 在偏压 -2V 时的暗电流分别为 28pA 和 13pA。 最终, 器件 B 的暗电流在 150 K 时率先降至测试系统的噪声极限 (< 100 fA), 而器件 A 直至 100 K 才达到同等水平。 这一趋势表明, 两器件的主导暗电流机制存在显著差异。

器件的暗电流通常由多种机制共同贡献, 包括扩散(Diffusion)电流、产生-复合(Generation-Recombination, G-R)电流以及表面缺陷漏电流等。 暗电流与温度的关系通常可以用 Arrhenius 方程来描述, 如公式(5)所示, 其中 E_a 是暗电流的激活能, 与电子势垒高度以及材料的缺陷有关。 若曲线斜率较大, 接近克服载流子扩散越过势垒所需能量时, 则器件的暗电流为扩散电流为主; 若曲线斜率变小, 则代表产生-复合电流以及表面缺陷漏电流逐渐占据主导地位。

$$I \propto \exp\left(\frac{-E_a}{k_b T}\right) \#(5)$$

为探究两种结构的 HPT 探测器暗电流的主导机制, 通过提取其在 -2 V 偏压下的暗电流数据, 绘制了暗电流对数与 $1/kT$ 的关系曲线, 如图 5 所示。 图中曲线的斜率直接对应于暗电流的激活能(E_a), 能够清晰反映暗电流随温度的变化行为。 在 -2 V 偏压下, 载流子输运主要需克服发射区 InP 与基区 GaAsSb 之间的导带带阶, 仿真计算得出该 ΔE_a 值为

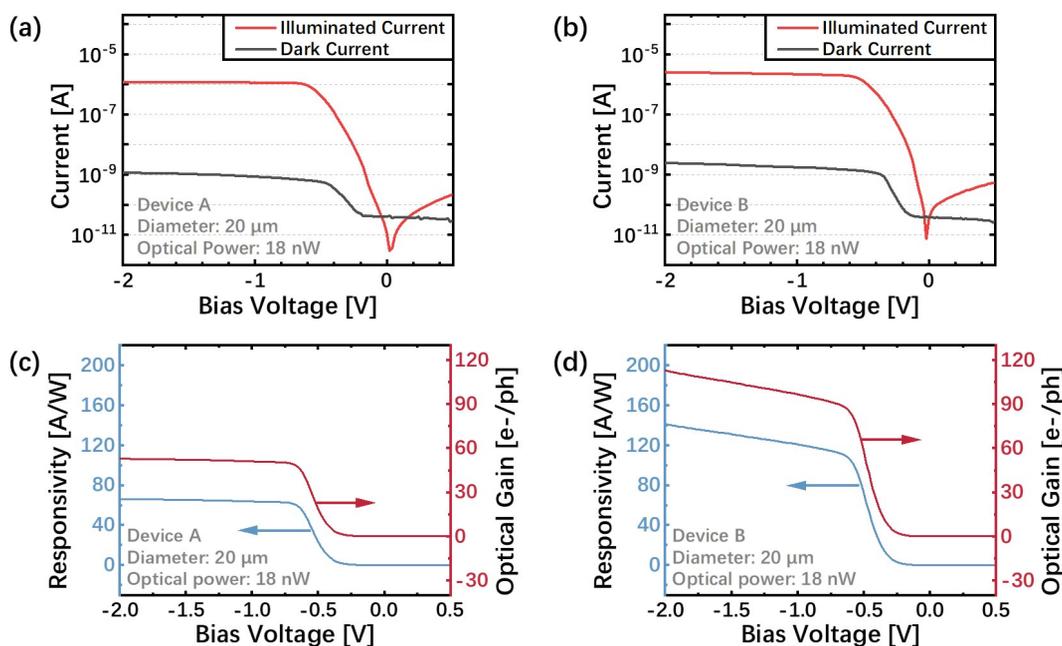


图 3 (a) 器件 A 和 (b) 器件 B 在室温下有无 1.55 μm 光照的 IV 曲线以及 (c) 器件 A 和 (d) 器件 B 的响应度和光学增益曲线
Fig. 3 I-V curves of (a) Device A and (b) Device B with and without 1.55 μm illumination, and the calculated responsivity and optical gain curves for (c) Device A and (d) Device B.

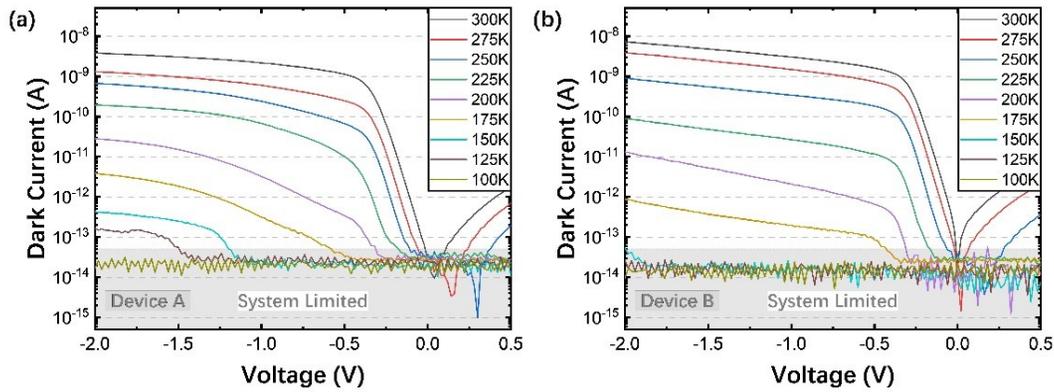


图4 100~300K温度下(a)器件A与(b)器件B的暗电流-电压曲线

Fig. 4 Dark current curves of (a) Device A and (b) Device B at different temperatures range from 100-300 K.

0.326 eV。在150 K至300 K的温度范围内,两种结构器件曲线均呈现良好线性。经线性拟合,器件A与器件B的激活能 E_a 分别为0.237 eV和0.318 eV。器件B的 E_a 值与 ΔE_c 高度接近,表明其暗电流主要由扩散电流主导;而器件A的 E_a 明显低于 ΔE_c ,说明除扩散电流外,还存在显著的产生-复合电流或表面漏电流成分。由于两个器件只由于第一步刻蚀深度不同而在基区尺寸上有区别,结构上的差异主要体现在刻蚀后暴露出的表面面积,因此造成两个器件性能出现差异的主要原因在于表面缺陷造成的产生-复合电流以及表面漏电流而非体内的辐射复合、隧穿等效应。器件A基区面积小,刻蚀深入InGaAs集电区内部,基区的侧壁和集电区的上表面都暴露在外。而器件B的第一步刻蚀终止在基区上方,不仅基区的侧壁未暴露,集电区的上表面也未暴露,且基区的GaAsSb薄层在InGaAs集电区上方可形成一个天然的钝化层。相比之下器件B无疑表面缺陷浓度更低,由表面缺陷造成的产生-复合暗电流和表面漏电流更低。

首先,在100 K至150 K的最低温度的区间,两条曲线均明显趋于平缓且达到系统极限,表明热激发载流子数量微乎其微,暗电流与温度的相关性很弱,非热激发机制逐渐主导暗电流行为。如上文所述器件B的表面缺陷浓度更低,此时暗电流更低。当温度到达150 K-250 K区间,此时热激发的载流子仍然很少,但暗电流已经明显与温度呈现如方程(5)所示的相关性,在这一区间仍然因为器件B的表面缺陷浓度更低所以暗电流更低。最后,随着温度升高到250K以上直至室温,热激发载流子浓度急剧增加。此时,器件B因其更大的基区面积,由集电区注入到基区中的空穴数量更多,导致基区势垒下降

更多,由热扩散机制主导的暗电流迅速增大,并最终在数值上略高于器件A。

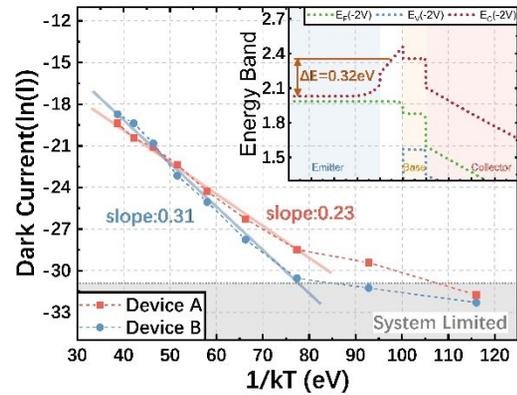


图5 器件A和器件B在-2 V偏压下不同温度暗电流曲线对比

Fig. 5 Comparison of Arrhenius plot at -2 V bias voltage between Device A and Device B.

除不同温度下的暗电流外,本文还对不同温度下的光照电流进行了测试。在不同温度下将相同功率(nW数量级)的 $1.55\mu\text{m}$ 的光信号耦合至器件A和器件B,提取两个器件在-2 V偏压下的光照电流,得到结果如图6所示。在225-300 K的较高温区间,器件A和B的光响应值处于同一数量级,表明在此温度范围内光生载流子能够有效输运至基区并实现电流的放大增益。然而随着温度降低,器件B的响应度仅呈现缓慢波动下降,而器件A则出现急剧衰减,在低温区间与器件B产生数量级差异。这一现象揭示了两种结构在低温弱光环境下的本质区别。对于基区刻蚀的器件A,其暴露的侧壁界面存在高密度缺陷态。当温度降低时,载流子热动能显著减小,不仅难以有效输运至基区,更易被缺陷

态捕获。在弱光条件下,有限的光生载流子被这些缺陷态大量捕获,严重破坏了光生载流子输运并放大的增益机制,导致光响应急剧下降。相比之下,器件B由于保持了基区结构的完整性,尽管低温下由于载流子动能的减小在输运中也存在一定损失,但其结构特性确保了较高的载流子收集效率,因此在全温度范围内表现出更稳定的光响应特性。

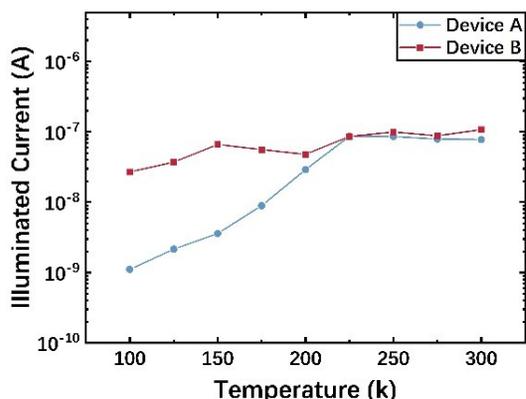


图6 耦合相同光功率的 $1.55\mu\text{m}$ 光信号至器件A和器件B,提取-2V偏压时不同温度下的光照电流

Fig. 6 $1.55\mu\text{m}$ illuminated current of Device A and Device B under different temperature with the same optical power

2.4 器件暗电流的尺寸效应

根据前文的讨论得知,表面缺陷浓度不同是造成两个器件性能差异的关键原因之一,为进一步验证这一结论,本文还制备了发射区直径从 $8\mu\text{m}$ 至 $20\mu\text{m}$ 的系列器件。同样地,器件A的基区与发射区面积相同,而器件B的基区与集电区面积相同,两个器件上同时制备多个不同发射区尺寸的探测器单元器件。对不同尺寸探测器的暗电流密度对比可对探测器体内和表面电流的主导性进行评估。

图7为器件A与B在-2V工作偏压下的室温暗电流密度随尺寸变化的关系。可观察到,随着尺寸减小,两类器件的暗电流密度均呈上升趋势。器件B的暗电流密度与尺寸之间更接近二次关系,而器件A的暗电流密度与尺寸之间更接近线性关系。说明器件B的暗电流密度与台面的面积相关,体内暗电流占主导,而器件A的暗电流密度与台面周长相关,表面暗电流占主导。这一结果进一步验证了前文所述的结论,即器件A中刻蚀到基区下方,使得基区侧壁与发射区表面直接暴露,引入了高密度的表面缺陷。随着器件尺寸缩小,侧壁周长与结面积之比显著增大,导致表面缺陷造成的产生-复合电

流和表面漏电流成为暗电流密度增加的主导成分,从而使其随尺寸缩小而急剧上升。相比之下,器件B刻蚀到基区上方,表面缺陷主要局限于发射区侧壁,对暗电流的贡献相对有限;同时,其基区扩散电流密度不随尺寸变化,因此整体暗电流随尺寸缩小的增长趋势更为平缓,展现出更优的微型化潜力。

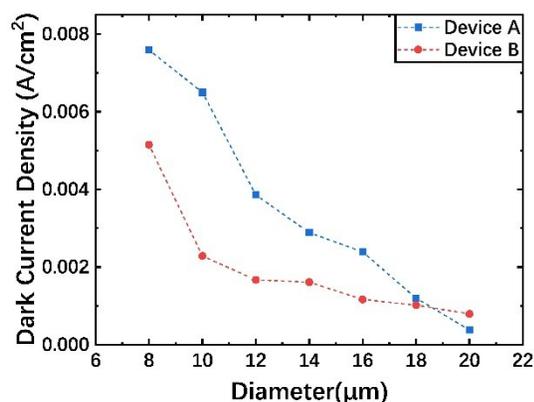


图7 室温暗电流密度与发射区直径的变化关系

Fig. 7 Dark current of Device A and Device B with different emitter diameters at room temperature.

综合以上测试结果可知,基区尺寸也是影响HPT探测器性能的一个重要因素。基区与集电区相同保持大尺寸时,探测器侧壁和表面暴露面积小,表面缺陷浓度低,虽然对于大尺寸(直径 $20\mu\text{m}$ 以上)的探测单元在室温条件下暗电流略高,但内部增益显著提高。虽然前期关于拓展短波红外波段HPT探测器的仿真研究表明当基区尺寸减小时,流经基区和集电区的电流密度增加,实现了集电结内的电场增强,内部增益随之升高^[24],但该理论研究的前提是所有的光生空穴都能注入到基区,且发射区越过基区势垒的所有电子都能被有效收集。然而实际实验中如果基区尺寸减小到亚波长尺度而集电区仍然保持大面积,在耦合与吸收区面积相同的平面光信号时集电区边缘的光生载流子很难注入到基区,大量的光生空穴可能在输运的过程中被复合或被缺陷俘获。另外,实际实验中台面刻蚀到基区下方会产生大量的缺陷,在发射区电子越过基区势垒收集的过程中也会因为缺陷的存在造成收集效率的降低,实际流经基区和集电区的电流密度不一定会增加。

因此,虽然理论模型研究表明基区尺寸的减小会有利于增益的提升,但实际实验中由于过小的基区尺寸导致光生载流子注入效率低且由于表面缺

陷的存在造成收集效率低,基区保持与集电区相同的大尺寸更有利于增益的提升,且在高分辨小像元的探测上更有潜力。若要得到与理论模型相同的结果,即通过减小基区尺寸进一步提升 HPT 探测器的增益,则需要首先提升光信号的耦合效率,将光生载流子产生的范围束缚在小尺寸的基区附近,以确保集电区产生的光生空穴高效地注入基区,这一点可通过在探测器背面加载微透镜实现^[5]。另一方面需要最大程度地降低表面缺陷浓度,通过抑制刻蚀引入的材料侧壁的缺陷密度、提升钝化工艺效果来实现。

3 结论

本文基于 InP/GaAsSb/InGaAs 二类接触异质结,通过刻蚀工艺制备出不同基区结构的台面型光电晶体管探测器 HPT,系统研究了基区尺寸对器件性能的影响。虽然前期理论模型计算结果表明减小基区尺寸可以有效提升探测器增益,但理论计算的理想情况忽略了实际光生载流子注入效率和表面缺陷的问题。

本文的实际测试结果表明,保留完整基区大尺寸结构的器件 B 在多项关键性能指标上均优于基区小尺寸的器件 A。在室温-2V 偏压下,器件 B 实现了 141 A/W 的响应度和 160 的内部电流增益,显著高于器件 A。其主要原因为器件 B 的大尺寸基区提高了集电区光生空穴注入基区的效率,从而使其在光照条件下,电子势垒降低的程度更大,发射区可以有更多的电子越过势垒被收集,实现更高的内部增益。同时器件 B 的 NEPh 值为 389.87,展现出优异的弱光探测潜力。变温暗电流测试分析揭示了两者的暗电流机制的差异:器件 B 由于刻蚀后暴露的表面面积小,且基区在集电区上方形成天然的钝化层,其暗电流主要源于扩散电流,而器件 A 则因刻蚀深度更大导致表面缺陷浓度大,造成产生-复合电流和表面漏电流成为其暗电流的主要来源。同时,表面缺陷也是造成器件 A 增益更低的另一关键因素,即发射区的电子在越过基区势垒注入到基区和集电区被收集的过程中会有一部分电子被缺陷俘获,导致收集效率更低。另外,在尺寸效应研究中发现,当发射区直径从 20 μm 缩小至 8 μm 时,器件 B 表现出更优异的尺寸稳定性,其暗电流密度的增长速率明显低于器件 A。特别是在低温(100-200 K)弱光工作条件下,器件 B 仍能保持稳定的光响应特性,而器件 A 则由于刻蚀侧壁暴露引入的缺

陷对光生载流子的强烈俘获作用,导致其响应度出现数量级衰减。

本研究系统阐明了基区结构对二类接触异质结 HPT 探测器性能的影响机制,证实保持基区完整性可有效抑制表面漏电、提升载流子收集效率,为高性能短波红外探测器的结构优化提供了重要的理论和实验依据。未来的研究工作将聚焦于器件尺寸结构、集成微透镜以及侧壁钝化工艺的协同优化,进一步提升器件的综合性能,推动 HPT 在量子通信、激光雷达等前沿弱光探测系统中的实用化进程。

References

- [1] Korzh B, Lim C C W, Houlmann R, et al. Provably secure and practical quantum key distribution over 307km of optical fibre[J]. *Nature Photonics*, 2014, 9(3).
- [2] Chen Y, Zheng Y, Wang J, et al. Ultranarrow-bandgap small-molecule acceptor enables sensitive SWIR detection and dynamic upconversion imaging[J]. *Science Advances*, 2024, 10(23): 11.
- [3] Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, et al. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication[J]. *Light Science & Applications*, 2015, 4(5).
- [4] Zhou S, Wang Y, Deng C, et al. Highly sensitive SWIR photodetector using carbon nanotube thin film transistor gated by quantum dots heterojunction[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120.
- [5] Kang C M, Bianconi S, Hamilton T, et al. Substrate-Independent Broad-Band Immersion Microlens Arrays with a High Coupling Efficiency for Infrared Focal Plane Arrays [J]. *ACS Applied Electronic Materials*, 2022, 4(4).
- [6] 殷景志,石家纬,张皓月. InGaAsP/InP 异质结光电三极管的制备[J]. *半导体光电*, 1994, (04): 363-366.
- [7] 李国辉,杨茹,于民,等. InGaAs/InP 中离子注入和新型 HPT[J]. *功能材料与器件学报*, 2000, (03): 259-262.
- [8] Song C K, Lee S H, Kim K D, et al. Optical characteristics of InGaP/GaAs HPTs [J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2001, 22(7): 315-317.
- [9] Zhang M Y, Chen C. Research and Development of Heterojunction Phototransistors [J]. *Nanoelectronic Device & Technology*, 2006, (06): 273-278+292. (张妹玉,陈朝. 异质结光晶体管的研究与进展[J]. *微纳电子技术*, 2006, (06): 273-278+292.
- [10] Liu L, Rabinowitz J, Bianconi S, et al. Highly sensitive SWIR detector array based on nanoscale phototransistors integrated on CMOS readout[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(19).
- [11] Memis O G, Kohoutek J, Wu W, et al. A Short-Wave Infrared Nano-injection Imager With 2500 A/W Responsivity and Low Excess Noise [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2010, 2(5): 858-864.
- [12] Wang H, Ng C W, Radhakrishnan K, et al. Current Transport Mechanism in InP/InAlAs/GaAsSb/InP Double Heterojunction Bipolar Transistors[J]. *IEEE*, 2007.
- [13] Bianconi S, Rezaei M, Park M S, et al. Engineering the

- gain-bandwidth product of phototransistor diodes[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(5).
- [14] Liu L, Bianconi S, Wheaton S, et al. Fast and efficient Sb-based type-II phototransistors integrated on silicon [J]. APL PHOTONICS, 2025, 10(3): 036106.
- [15] Rezaei M, Park M S, Tan C L, et al. Sensitivity Limit of Nanoscale Phototransistors[J]. IEEE Electron Device Letters, 2017, PP (8): 1-1.
- [16] Fathipour V, Jang S J, Nia I H, et al. Impact of three-dimensional geometry on the performance of isolated electron-injection infrared detectors[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(2): 136-1266.
- [17] Park M S, Rezaei M, Barnhart K, et al. Surface passivation and aging of InGaAs/InP heterojunction phototransistors [J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121 (23) : 233105.
- [18] Rezaei M, Park M S, Rabinowitz C, et al. InGaAs based heterojunction phototransistors: Viable solution for high-speed and low-noise short wave infrared imaging[J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(16): 161101.
- [19] Rutz F, Woerl A, Bchle A, et al. Progress on InGaAs-based SPAD fabrication for SWIR detection and imaging [J]. Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XXI, 2024: 35.
- [20] Dehzangi A, McClintock R, Wu D, et al. Extended short wavelength infrared heterojunction phototransistors based on type II superlattices [J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(19): 191109.
- [21] Chand N, Houston P A, Robson P N. Gain of a heterojunction bipolar phototransistor [J]. Electron Devices IEEE Transactions on, 1985, 32(3): 622-627.
- [22] De La Moneda F H, Chenette E R, Van Der Ziel A. Noise in phototransistors[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 1971, 18(6): 340-346.
- [23] Memis O G, Katsnelson A, Kong S C, et al. Sub-Poissonian shot noise of a high internal gain injection photon detector[J]. Optics Express, 2008, 16(17): 12701-12706.
- [24] Liao K C, Huang M, Wang N, et al. Simulation design of short-wave infrared heterogeneous phototransistor for weak light detection[J]. J.Infrared Millim.Waves, 2025, 44 (2): 144~152.
- (廖科才,黄敏,王楠,等.面向弱光探测的短波红外异质结光电晶体管器件仿真设计[J].红外与毫米波学报), 2025, 44(2):144-152.