

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

廖科才^{1,2}, 黄敏¹, 王楠¹, 梁钊铭¹, 周易¹, 陈建新^{1*}

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 中国科学院红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083;

2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 探测器灵敏度是红外探测器的核心技术指标。短波红外探测器暗电流低, 其探测灵敏度受到探测系统固有的读出电路噪声限制, 而在探测器中引入内增益是进一步提升探测灵敏度的有效途径。异质结光电晶体管具有高增益、低工作偏压和低过剩噪声等优点, 为高灵敏探测的实现提供了新的途径。本文主要针对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格短波红外光电晶体管展开了仿真设计, 研究了不同器件尺寸结构与器件光电特性之间的影响关系。结果显示, 更小的基区尺寸才能实现更高的电流增益、更低的暗电流和更短的响应时间。基于器件尺寸结构的优化设计, 可以获得噪声等效光子数优于 10 的探测灵敏度, 为实现高灵敏度异质结光电晶体管探测器提供了新的技术途径。

关键词: 短波红外; 光电晶体管; 高增益; 噪声等效光子数

中图分类号: TN302; TN36

文献标识码: A

Simulation design of short-wave infrared heterogeneous phototransistor for weak light detection

LIAO Ke-Cai^{1,2}, HUANG Min¹, WANG Nan¹, LIANG Zhao-Ming¹, ZHOU Yi¹, CHEN Jian-Xin^{1*}

(1. Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Science, Shanghai 200083, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The sensitivity of the detector is the core technical indicator of the infrared detector. Short-wave infrared detector has low dark current and the sensitivity will be limited by the inherent read-out circuit noise of the detection system. Therefore, it is an effective way to further enhance the sensitivity by introducing internal gain into the detector. The heterogeneous phototransistor has advantages of high gain, low operating bias, and low excess noise, which provides novel approach for high-sensitive detection. This paper mainly focuses on the simulation design of InGaAs/GaAsSb type-II superlattice short-wave infrared phototransistor, and studies the dependence of the device size on the optoelectronic characteristics. The results show that a higher gain, a lower dark current, and a faster response can be achieved by a smaller base size. Based on the optimization design of size structure, a noise equivalent photon lower than 10 can be achieved, which provides a new technical approach to achieve high-sensitive heterogeneous phototransistor detector.

Key words: short-wave infrared, phototransistor, high gain, noise equivalent photon

收稿日期: 2024-07-23, 修回日期: 2024-11-07

Received date: 2024-07-23, revised date: 2024-11-07

基金项目: 国家自然科学基金(62335017, 62222412, 62104236, 62104237); 国家重点研发计划(2022YFB3404405); 中国科学院青年创新会(Y202057); 上海市扬帆计划(21YF1455000, 22YF1455800); 上海市自然科学基金(23ZR1473500, 23ZR1473100); 上海市超级博士后(2021418); 中国科学院上海技术物理研究所创新专项基金(CX-513, CX-512, CX-508, CX-455, CX-399)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC) (62335017, 62222412, 62104236, 62104237), the National Key Research and Development Program of China (2022YFB3404405), the Youth Innovation Promotion Association, CAS (Y202057), Shanghai Sailing Program (21YF1455000, 22YF1455800), the National Natural Science Foundation of Shanghai (23ZR1473500, 23ZR1473100), Shanghai Post-doctoral Excellence Program (2021418), Special Fund for Innovation of SITP, CAS (CX-513, CX-512, CX-508, CX-455, CX-399)

作者简介(Biography): 廖科才(1995-), 男, 广西玉林人, 博士研究生, 主要研究领域为红外光电探测器. E-mail: liaokecai18@mails.ucas.ac.cn

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

引言

在微光环境中,背景辐射是主要的光源,包括波长小于 $2.0\ \mu\text{m}$ 的气辉光和大于 $2.0\ \mu\text{m}$ 的黑体自发辐射^[1-3]。对微弱光的探测要求探测器具有极高的灵敏度,PIN结构的短波红外探测器因其具有极低的暗电流和高的探测率,成为制备高灵敏度探测系统的理想选择之一,因此在天文观测^[4]、医疗诊断^[5]、通信^[6]、微光夜视^[7]等领域得到了广泛应用。但在极低光辐照情况下,PIN探测器形成的光信号小,往往被淹没在读出电路噪声中无法形成有效探测。此时,在探测器内部引入增益可以提升信号强度,从而打破读出电路噪声的限制,进而提升系统的探测灵敏度^[8-10]。异质结光电晶体管(heterojunction phototransistor, HPT)便是一种优异的内增益型探测器,其利用了光生载流子调制内部电势后引起大量载流子注入的效应实现放大作用,具有高增益、低工作偏压、低暗电流和低过剩噪声等优点^[11,12]。

在短波红外波段,铟化物II类超晶格(type-II superlattice, T2SL)因其能带灵活可调的优点而备受关注,利用该优势可设计复杂的异质结构,而HPT的光电性能与其器件结构密切相关,因此T2SL是目前HPT常用的探测材料。近年来,不同材料体系和器件结构的超晶格短波红外HPT展现了显著的潜力,目前已取得了优异的研究成果。Arash Dehzangi等人在2019年报道了首个基于InAs/GaAs/AlSb/GaSb T2SL的短波红外HPT,器件在300 K下截止波长约 $2.3\ \mu\text{m}$,在3.0 V工作偏置下实现了320.5 A/W的响应率和高于1 000的电流增益^[13]。随后,2021年Jiakai Li等人研究了不同器件结构参数对超晶格短波红外HPT光增益的影响,包括发射区掺杂、基区掺杂与宽度、禁带宽度差等,通过结构优化获得了345.2的光增益^[14]。为进一步拓展响应波长,Zongheng Xie等人采用InGaAs/GaAsSb T2SL作为吸收区,实现了 $2.7\ \mu\text{m}$ 的截止波长和130 A/W的响应率^[15]。然而,尽管目前的研究报道已经获得了较高的增益,但高增益也伴随着高暗电流的问题,这在一定程度上降低了探测器的灵敏度,尤其是在弱光照条件下。因此,研究如何在保持高增益的同时抑制暗电流成为当前HPT的重要研究方向之一。

针对HPT的上述问题,在2019年和2020年,西北大学报道了一种将基区刻蚀掉的器件结构,该器件以InGaAs作为吸收区,响应波长截止于 $1.7\ \mu\text{m}$ 。

通过缩小基区尺寸,器件增益得到了提升,暗电流以及响应时间得到了降低^[16,17]。器件灵敏度显著提升,在200 K温度下实现了低于20的噪声等效光子数。文中分析表明,其响应时间的降低源于基区电容的降低,而增益以及暗电流变化的物理机理尚未得到解释^[16-18]。本文基于截止波长为 $2.7\ \mu\text{m}$ 的InGaAs/GaAsSb T2SL短波红外HPT进行研究,利用TCAD(technology computer aided design)半导体器件仿真平台搭建了适用于分析HPT的数值仿真模型。计算了该器件结构的光电性能,研究了该器件结构的基区尺寸对增益、暗电流、响应时间、探测率、噪声等效光子数等光电性能的影响,并分析了其背后的物理机理。

1 器件结构和数值仿真模型

本文研究采用的InGaAs/GaAsSb T2SL光电晶体管器件结构如图1所示,该结构由多层异质结构组成,包括n型InGaAs接触区,n型InAlAs发射区,p型GaAsSb基区,n型InGaAs/GaAsSb T2SL集电区及其接触区,InAlAs/GaAsSb之间以及GaAsSb/T2SL之间分别形成异质发射结和异质集电结。InAlAs发射区和GaAsSb基区之间较大的价带带阶使得光生空穴能有效地积累在基区,而较小的导带带阶使得发射区的电子更容易克服导带势垒而注入到基区,因此器件可实现高的增益。图1(a)中的 D 表示圆柱形台面的直径, d 表示圆柱形基区的直径。与常规的没有刻蚀掉基区的台面器件相比,该器件结构的特别之处在于刻蚀掉基区后器件的电容降低,使得光电晶体管可以实现更低的响应时间。小的基区尺寸也降低了p型基区与n型集电区之间强电场区的面积,器件内部的产生率受到抑制,可获得更低的集电结反向漏电流。

数值仿真模型中求解了五个耦合的基本方程,包括泊松方程、电子和空穴的电流输运方程、电子和空穴的连续性方程。泊松方程描述的是静电势与电荷之间的关系,该方程由下式给出:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \Phi) = -q(p - n + N_D - N_A) - \rho_{\text{trap}}, \quad (1)$$

其中 ε 是介电常数, Φ 是静电势, p 和 n 是电子和空穴浓度, N_D 和 N_A 分别是n型掺杂电离浓度和p型掺杂电离浓度, ρ_{trap} 是缺陷以及固定电荷。本文的数值仿真在不同半导体界面设置了一定浓度的缺陷,以考虑异质结界面缺陷所带来的影响,通过将仿真结果与实验结果进行校准后得到界面缺陷浓度为 $2 \times$

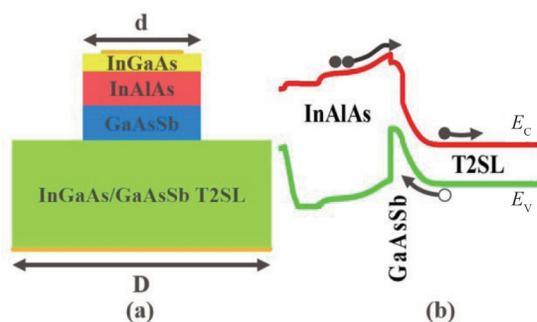


图1 小基区尺寸光电晶体管器件结构:(a)几何结构简图;(b)能带图

Fig. 1 The device structure of the phototransistor with small base size: (a) the schematic diagram of geometric structure; (b) the band diagram.

10^{10} cm^{-2} 。

电子和空穴的电流输运方程描述了器件内的电流密度与载流子输运的驱动力之间的关系。本文采用的模型为流体力学输运模型,该模型除了考虑了电场以及载流子浓度梯度这两个驱动力所引起的载流子输运外,还考虑了载流子的能量输运,适用于载流子扩散比较重要的器件。本文的光电晶体管利用了多数载流子(电子)的注入来实现信号的内部放大,载流子的扩散起到了重要的作用,因此使用流体力学模型更能贴近实际的器件性能。电子和空穴的流体力学输运方程分别由下式给出:

$$(R - G)_{\text{SRH}} = \frac{np - n_i^2}{\tau_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_{\text{trap}} - E_i}{kT}\right) \right) + \tau_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{\text{trap}}}{kT}\right) \right)}, \quad (7)$$

其中 n_i 为本征载流子浓度, τ_n 和 τ_p 分别为电子和空穴寿命, E_i 和 E_{trap} 分别为本征费米能级和缺陷能级。

数值仿真模型中所采用的材料参数如表1所示,其中SRH寿命为仿真结果与实验结果较准后得到的参数。

表1 数值仿真中用到的材料参数

Table 1 The parameters used in the simulation

Parameter	InAlAs	GaAsSb	T2SL
Bandgap /eV ^[19-20]	1.48	0.78	0.46
Electron affinity /eV ^[20-21]	4.28	4.37	4.72
Electron effective mass / m_0 ^[21-22]	0.08	0.05	0.048
Hole effective mass / m_0 ^[21]	0.47	0.46	0.46
Electron mobility /($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) ^[23-25]	1500	2000	3300
Hole mobility /($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) ^[26]	150	200	300
SRH life time /s	5.0×10^{-6}	5.0×10^{-6}	5.0×10^{-6}
absorption coefficient at $2.0 \mu\text{m}$ /(cm^{-1}) ^[27]	0.0	0.0	2000

$$J_n = q\mu_n \left(n\nabla E_C + kT_n \nabla n - nkT_n \nabla \ln \gamma_n + \lambda_n f_n^{td} kn \nabla T_n - 1.5nkT \nabla \ln m_n \right), \quad (2)$$

$$J_p = q\mu_p \left(p\nabla E_V + kT_p \nabla p - nkT_p \nabla \ln \gamma_p + \lambda_p f_p^{td} kp \nabla T_p - 1.5pkT \nabla \ln m_p \right), \quad (3)$$

其中 J_n 和 J_p 分别为电子电流密度和空穴电流密度, μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴迁移率, E_C 和 E_V 分别为导带和价带能级, T_n 、 T_p 和 T 分别是电子、空穴温度以及晶格温度, m_n 和 m_p 分别为电子和空穴的有效质量。 γ_n 和 γ_p 是跟载流子统计分布相关的参数。

电子和空穴的连续性方程描述了器件内载流子浓度随时间的变化以及电流与载流子产生复合率之间的关系,其表达式如下:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_{\text{opt}} - (R - G) + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_{\text{opt}} - (R - G) - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p, \quad (5)$$

其中 G_{opt} 是光产生率,表达式如下:

$$G_{\text{opt}}(x, y, z, t) = I(x, y, z)(1 - e^{-\alpha L}), \quad (6)$$

其中 $I(x, y, z)$ 为光照强度, α 为半导体材料的吸收系数, L 是光吸收材料厚度。

G 和 R 分别是除光产生率外的载流子的产生率和复合率,对应的产生复合机制采用的是浓度依赖的肖特基-里德-霍尔(Schottky-Read-Hall, SRH)模型,相应的产生复合率计算式如下:

2 结果与讨论

光电晶体管的主要性能指标包括电流增益、暗电流、响应时间、探测率和噪声等效光子数等^[11, 13-18, 28-31], 因此本文选取这几个关键参数进行研究。

2.1 实验与仿真结果对比

实验与仿真结果的对比是验证仿真模型可靠性的重要部分,由此也可以获得器件的仿真误差,因此保证光电晶体管的关键性能参数的仿真和实验结果的一致性为进一步深入研究光电晶体管光电性能的关键之一。鉴于此,我们对比了200 K温度下器件在没有刻蚀掉基区情况下的电流增益、暗电流和响应时间的实验和仿真结果,结果如图2和图3所示。图中结果显示,仿真与实验结果数值相近,仿真与实验结果之间吻合度较高。探测率和噪声等效光子数则可以通过电流增益、暗电流和响应时间这三者计算得到,通过计算对比,探测率和噪声等效光子数的仿真误差分别为11%和0.08%。仿真与实验结果之间的高度吻合说明仿真模型具有较高的可靠性,因此利用该仿真模型可进一步深入探索器件的光电性能。

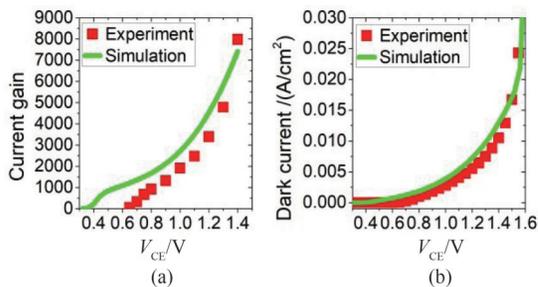


图2 实验与仿真结果对比:(a)电流增益;(b)暗电流
Fig. 2 The comparison of the experimental and the simulated results: (a) the current gain; (b) the dark current.

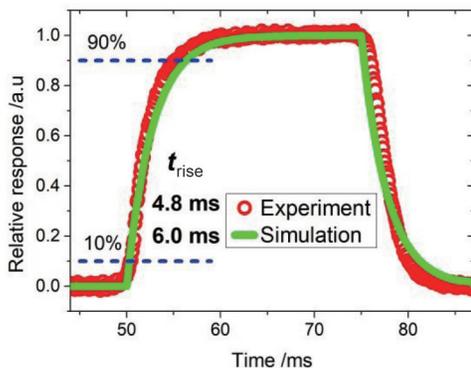


图3 0.8 V下实验与仿真相对响应随时间变化曲线。图中 t_{rise} 为光响应电流由最大值的10%上升到90%所需要的时间
Fig. 3 The relative response versus time of the experiment and simulation at 0.8 V (t_{rise} is the time required for the light response to rise from 10% to 90% of the maximum value of the response)

2.2 电流增益

为了进一步提升光电晶体管的器件性能,利用该数值仿真模型进一步研究了基区尺寸对于器件光电性能的影响。在仿真设计中,为保证器件处于正常的工作状态,将基区比例 d/D 的范围设置在1~0.005之间。利用搭建的数值仿真模型,计算得到了缩小基区尺寸后器件的电流增益变化情况,结果如图4所示。图4(a)给出了电流增益与工作偏压之间的变化关系,电流增益随着工作偏压的增加而增加,最后发生基区穿通效应^[32],晶体管失去了正常的放大作用,器件不表现出电流增益性能。对于不同基区尺寸的结果,基区尺寸减小后电流增益随工作偏压变化的增长速率增加了。为了定量分析相同偏压下的增益随基区尺寸的变化情况,同时为了尽量让器件保持高增益且不发生穿通,我们选取了0.8 V和1.0 V偏压下的增益进行研究,结果如图4(b)所示。相同工作偏置下的电流增益随基区尺寸的减小而增加,0.8 V下的电流增益由1 802.9增加到了5 426.0,1.0 V下电流增益由2 875.3增加到了7 371.5。

电流增益随基区尺寸的增加说明基区尺寸对器件内部物理量具有重要的影响,电流增益显著提升的现象可以通过器件内的电子浓度和电场强度随基区尺寸的变化来解释,如图5所示。图5(a)的结果表明,随着基区尺寸的降低,流经基区和集电区的电子浓度逐渐增加。这种负电荷浓度的增加增强了集电结内的电场强度,并扩大了基区内的耗尽区宽度,如图5(b)所示。电场强度和耗尽区的增加使得发射区注入到基区的电子能更快地渡越基区,电子更少地在基区复合从而获得了更高的电流增益。然而,尽管缩小基区尺寸可以提升器件的电流增益,但同时也带来了器件在更小的偏压下发生基区穿通效应的问题,此时发射结和集电结耗尽层相连,器件的电流急剧增加^[32],因此仍需通过能带或掺杂结构设计等手段来避免该现象。

2.3 暗电流

图6展示了暗电流密度和增益归一化暗电流密度(gain-normalized dark current density, GND CD)与基区尺寸之间的变化关系,其中GND CD是暗电流密度除以电流增益后的结果,用于衡量集电结反向漏电流大小。在0.8 V工作偏置下,随着基区尺寸的缩小,当 d/D 从1降低到0.017后,暗电流密度由 $1.6 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ 下降到了 $5.9 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$,GND CD由

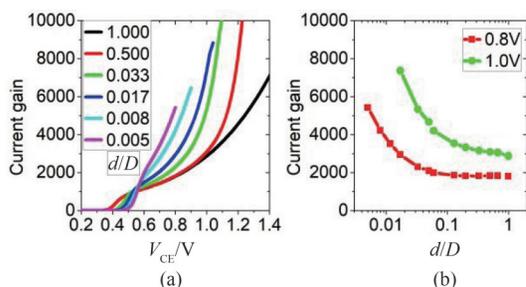


图4 电流增益与工作偏压及基区尺寸之间的关系:(a)不同基区尺寸下电流增益随偏压的变化关系;(b)不同偏压下电流增益随基区尺寸的变化关系

Fig. 4 The relationship between the gain, the operating bias and the base size: (a) the variation with bias voltage for different base sizes; (b) the variation with base size for different bias voltages.

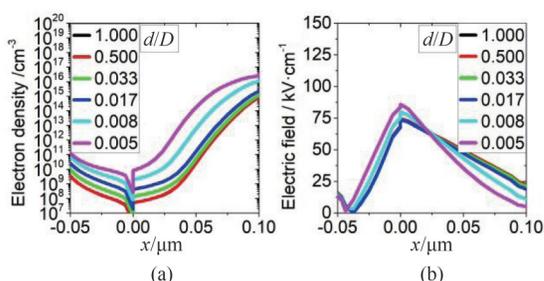


图5 不同基区尺寸器件在基区附近的物理场分布:(a)电子浓度;(b)电场(其中 $-0.05\sim 0.0\ \mu\text{m}$ 为基区,大于 $0.0\ \mu\text{m}$ 为集电区)

Fig. 5 The physical field distribution near the base region for different base sizes: (a) the electron density; (b) the electric field (the region of $-0.05\sim 0.0\ \mu\text{m}$ is the base, the region larger than $0.0\ \mu\text{m}$ is the collector)

$8.7\times 10^{-7}\ \text{A}/\text{cm}^2$ 下降到了 $2.0\times 10^{-9}\ \text{A}/\text{cm}^2$,实现了两到三个数量级的降低。随着尺寸的进一步缩小,暗电流缓慢增加,GNDCD基本不变。当偏压增加到 $1.0\ \text{V}$ 后,暗电流密度和GNDCD随基区尺寸的变化具有相同的趋势。而 $1.0\ \text{V}$ 下器件具有更高的暗电流密度和GNDCD,一方面源于更高的电流增益,另一方面则是因为随着器件偏压的增加,集电结电场强度增加,器件反向漏电流增加。

暗电流的这种大幅度降低归因于集电结强电场区的缩小,使得器件的反向漏电流受到了抑制。器件的反向漏电流源于器件内部的产生率,而强电场区和中性区的产生率之间存在巨大差异。为了进行对比,我们提取了器件内的SRH产生率分布,结果展示在图7中。由于GaAsSb/T2SL组成一个异质PN结,因此器件反向漏电流主要由集电区的产

生率所贡献,如图7(a)所示。此外,集电区内的产生率随位置而变化,强电场区的产生率比中性区高4个数量级。当基区被部分刻蚀掉之后,剩余集电区的强电场区消失了,该区域的产生率得到了抑制,如图7(b)所示。当基区尺寸较大时,由于强电场区具有更高的产生率,反向漏电流的贡献主要来自于强电场区的产生率。此时反向漏电流正比于基区面积,随着基区尺寸的缩小而线性下降,导致暗电流和GNDCD线性下降。随着基区尺寸进一步缩小,强电场区的产生率贡献逐渐减弱,当 d/D 缩小到 0.017 时,基区面积缩小了4个数量级,中性集电区的产生率贡献与强电场集电区的产生率贡献相当。继续缩小基区尺寸已无法继续降低反向漏电流,最终反向漏电流由中性区产生率主导,GNDCD不再发生变化。对于暗电流,由于电流增益会随基区尺寸的缩小而增加,因此在更小尺寸下器件的暗电流会有所增加。这样的结果表明,缩小基区尺寸是降低暗电流、提高器件性能的有效方法,为实现高性能光电晶体管提供了新的技术途径,有助于提升器件的探测灵敏度。

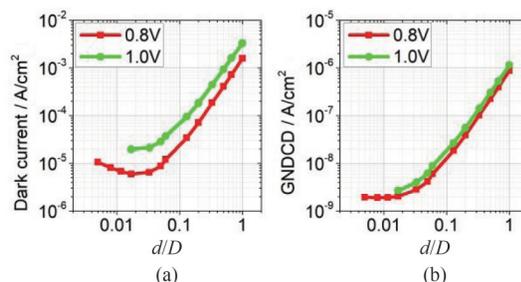


图6 电流密度随基区尺寸的变化关系:(a)暗电流;(b)增益归一化暗电流

Fig. 6 The current density versus the base size: (a) the dark current; (b) the gain-normalized dark current.

2.4 响应时间

为研究器件的响应时间特性,利用瞬态仿真计算得到了器件光响应随时间的变化曲线。图3展示了 $0.8\ \text{V}$ 下 $d=D$ 器件的结果,器件的上升时间为 $6.0\ \text{ms}$ 。由于在不同电流大小的情况下,光电晶体管具有不同的响应时间,而器件的电流由暗电流和光响应电流两部分组成,因此有必要同时表征这两种电流分别占主导时的响应时间信息^[33]。为实现该目的,我们将光功率密度分别设置为 $1\times 10^{-10}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 和 $1\times 10^{-6}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 计算器件的响应时间,当光功率密度为 $1\times 10^{-10}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 时器件总电流由暗电流主导,而

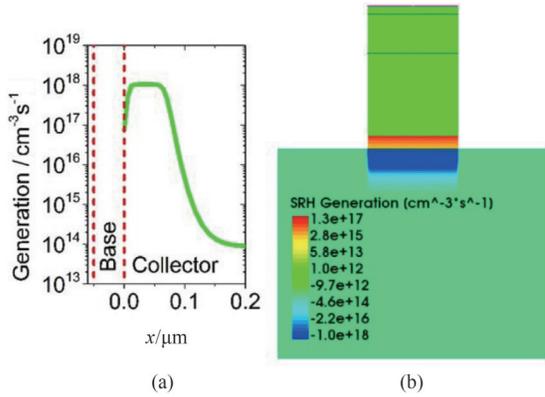


图7 SRH产生率分布:(a)器件中心;(b)整个器件
Fig. 7 The SRH generation rate distribution: (a) at the center of device; (b) the whole device.

光功率密度为 $1 \times 10^{-6} \text{ W/cm}^2$ 时则由光响应电流主导(如图8所示)。图9展示了不同光功率下的响应时间随基区尺寸的变化情况,结果显示,暗电流和光响应电流分别占主导时,响应时间随基区尺寸变化具有不同的变化趋势。随基区尺寸的缩小,暗电流主导下的响应时间首先基本不变,当 d/D 下降到 0.033 后,响应时间降低。随基区尺寸继续缩小,响应时间近似线性下降。对于光响应电流占主导的情况,响应时间随基区尺寸先缓慢下降,当暗电流比光响应电流小一个数量级后一直线性下降。基区尺寸下降了三个数量级后,器件的响应时间也下降了三个数量级。这样的结果表明,基区尺寸的缩小显著提升了器件对信号的响应速度,此外通过增加光功率可以进一步提升其响应速度,这对于需要快速检测的应用非常关键,如高速成像、光通信等等。

不一致的响应时间变化趋势源于光电晶体管的响应时间不仅与其电容有关,还与其总电流有关,是两者共同作用的结果。对于光电晶体管的响应时间,文献报道了其理论推导表达式,可用式(8)近似计算^[18,33-34]:

$$t_{\text{rise}} = 2.2 \frac{V_i C_T}{I_T}, \quad (8)$$

其中 t_{rise} 是响应时间, V_i 是与温度相关的热电压, C_T 是总电容, I_T 是器件总电流。由式(8)可知,响应时间正比于总电容而反比于总电流,其中总电容主要来自于基区电容^[18,33-34]。对于本文的器件结构,由于基区被部分刻蚀掉了,因此可以获得更低的电容,该电容随基区尺寸的缩小而线性下降。对于总电流的影响,则需要分别讨论暗电流和光响应电流

占主导时的结果。对于暗电流主导下的情况,随着基区尺寸的缩小,暗电流首先线性下降,最后缓慢增加。由于暗电流和基区电容线性下降速率一致,导致响应时间前期基本不变;当 d/D 下降到 0.033 后,暗电流缓慢增加,而电容仍然线性下降,两者共同作用使得响应时间随后线性下降。而当光响应电流主导时,由于光响应电流正比于电流增益,因此随基区尺寸的降低而增加。当暗电流比光响应电流小一个数量级后,总电流不再受暗电流的影响,此时光响应电流的增加和基区电容的降低共同作用使得响应时间线性下降。

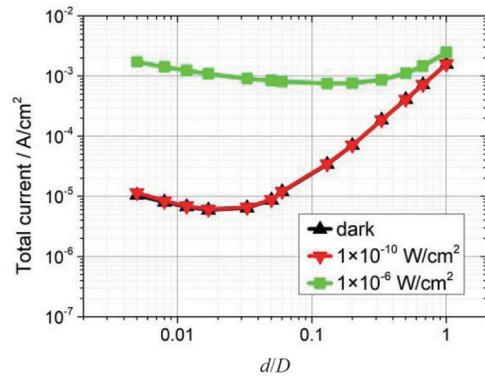


图8 0.8 V下不同光功率下的总电流随基区尺寸的变化关系
Fig. 8 The total current density versus the base size for different optical powers at 0.8 V.

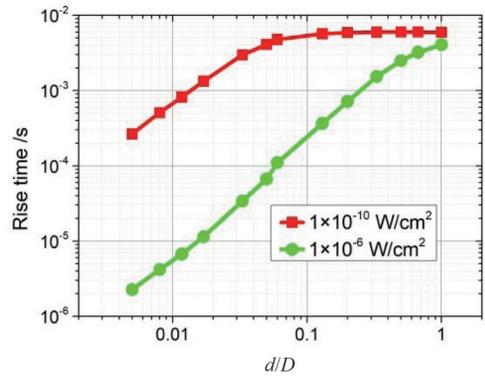


图9 0.8 V下不同光功率下的响应时间随基区尺寸的变化关系
Fig. 9 The response time versus the base size for different optical powers at 0.8 V.

2.5 探测率和噪声等效光子数

利用光电晶体管的散粒噪声表达式可以计算得到光电晶体管的探测率,表达式如下^[16-17,35]:

$$D^* = \frac{R_i \sqrt{A}}{\sqrt{I_n^2 / \Delta f}} = \frac{R_i}{\sqrt{2q\gamma F J_T \text{Gain}}}, \quad (9)$$

其中 R_i 为响应率,通过电流增益以及量子效率(QE=30%)计算得到。 A 为探测器面积, I_n 为散粒噪声, Δf 为带宽, $F=2$ 为过剩噪声因子, $\gamma=0.5$ 为法诺因子, J_T 为总电流密度。利用式(9)计算得到的不同光功率下的探测率随基区尺寸的变化结果如图 10 所示。结果显示,随基区尺寸的缩小,不同光功率下的探测率均得到了提升,弱光照下的探测率更是提升了一个数量级,由 $7.8 \times 10^{11} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{0.5}/\text{W}$ 提升到了 $1.6 \times 10^{13} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{0.5}/\text{W}$ 。探测率性能的提升有利于提升整个红外光电系统的性能,特别是低光功率下的探测灵敏度,说明小基区尺寸的光电晶体管在需要高灵敏度的微光探测领域具有潜在的应用前景。

器件探测率的提升得益于暗电流性能的提升。由于探测率反比于暗电流密度,而基区尺寸缩小后暗电流密度初期线性下降,探测率在这一阶段也呈线性提升趋势。随着基区尺寸继续降低,暗电流密度虽然缓慢上升,但电流增益的增加提升了器件的响应率,暗电流的增加和响应率的提升相互抵消,最终导致探测率基本不变。当光响应电流占主导时,探测率首先缓慢上升,这得益于暗电流的抑制。当暗电流比光响应电流小一个数量级后,继续缩小基区尺寸已无法显著降低总电流,因此探测率也无法继续提升。

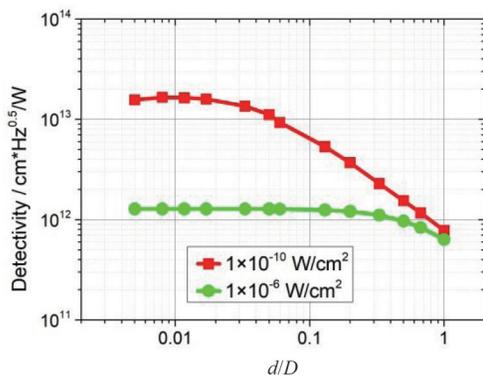


图 10 0.8 V 下不同光功率下的探测率随基区尺寸的变化关系
Fig. 10 The detectivity versus base size for different optical power at 0.8 V.

噪声等效光子数 (noise equivalent photon, NEPh) 是另一个衡量探测器灵敏度的参数,光电晶体管的 NEPh 的计算公式参考于文献^[36],本文仅是采用该公式作了简单计算,缺乏相关的理论分析和深入研究:

$$\text{NEPh} = \sqrt{\frac{2 \cdot I_T \cdot t_{\text{rise}}}{q \text{Gain}}} \quad (10)$$

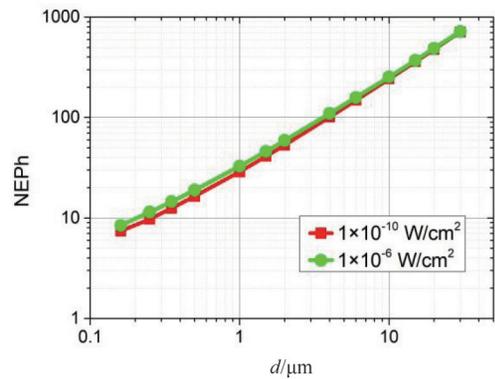


图 11 0.8 V 下不同光功率下的噪声等效光子数随基区尺寸的变化关系

Fig. 11 The noise equivalent photon versus base size for different optical power at 0.8 V.

由于 NEPh 与台面面积相关,以像元尺寸 $30 \mu\text{m}$ 为例,计算得到的 NEPh 如图 11 所示。随着基区尺寸的减小,NEPh 线性下降。当基区直径减小到 $2 \mu\text{m}$ 后,NEPh 下降了一个数量级,NEPh 低于 100;当基区直径小于 250 nm 后,器件具有低于 10 的 NEPh。这说明缩小基区尺寸的光电晶体管可以实现光子级别的灵敏度,这样的器件结构为实现高灵敏探测系统提供了新的技术途径。

NEPh 的下降受到多个性能参数变化的共同影响,包括暗电流降低、响应时间降低以及电流增益增加等,而其线性下降的趋势主要源于基区电容的线性下降。由响应时间表达式(8)可以知道,器件的响应时间和总电流呈反比,因此式(10)中的总电流和响应时间的乘积正比于器件电容。由于器件电容正比于基区面积,随基区尺寸缩小线性下降,这便是为什么 NEPh 随基区尺寸的缩小而线性下降的原因。此外,对于同一基区尺寸,不同光功率下的总电流和响应时间虽然具有不同的值,但两者乘积是一定的,这导致了不同光功率下的 NEPh 具有相近的值。

3 结论

本文搭建了适用于分析 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格光电晶体管器件性能的数值仿真模型,并利用搭建的数值仿真模型,计算分析了一种具有小尺寸基区的面向弱光探测的短波红外光电晶体管的光电性能。通过缩小基区的尺寸,器件的各项性能均得到了提升,包括电流增益增加、暗电流和响应时间下降。最终实现了灵敏度的显著提升,当基区直径低于 250 nm 后,器件的噪声等效光子数可低于

10. 这样的器件结构可应用在需要高灵敏度探测器的红外探测系统中,特别是在弱光探测等领域具有广阔的应用价值,如微光夜视、天文观测和单光子探测等场景。后续将在本文研究的基础上开展实验研究,通过控制刻蚀速率等手段制备小基区尺寸的光电晶体管器件,以期获得实用的具有高探测灵敏度的异质结光电晶体管探测器。

References

- [1] Leinert C, Bowyer S, Haikala L K, et al. The 1997 reference of diffuse night sky brightness [J]. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1998, 127(1): 1–99.
- [2] Cohen N, Aphek O. Extended wavelength SWIR detectors with reduced dark current [C]. *Infrared Technology and Applications XLI*. SPIE, 2015, 9451: 30–41.
- [3] Tidhar G A, Segal R. New applications with a SWIR imager employing long wavelengths [C]. *Infrared Technology and Applications XXXVII*. SPIE, 2011, 8012: 70–82.
- [4] Jovanovic N, Martinache F, Guyon O, et al. The subaru coronagraphic extreme adaptive optics system: enabling high-contrast imaging on solar-system scales [J]. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 2015, 127(955): 890–910.
- [5] Thimsen E, Sadtler B, Berezin M Y. Shortwave-infrared (SWIR) emitters for biological imaging: a review of challenges and opportunities [J]. *Nanophotonics*, 2017, 6(5): 1043–54.
- [6] Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, et al. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication [J]. *Light-Sci. Appl.*, 2015, 4(5): e286.
- [7] Strausbaugh R, Jackson R, Butler N. Night vision for small telescopes [J]. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 2018, 130(991): 10.
- [8] Fathipour V, Bonakdar A, Mohseni H. Advances on sensitive electron-injection based cameras for low-flux, short-wave infrared applications [J]. *Front. Mater.*, 2016, 3: 33.
- [9] Liang Y, Perumalveeramalai C, Lin G C, et al. A review on III-V compound semiconductor short wave infrared avalanche photodiodes [J]. *Nanotechnology*, 2022, 33(22): 222003.
- [10] Campbell J C. Evolution of low-noise avalanche photodetectors [J]. *IEEE J. Sel. Top Quantum Electron.*, 2022, 28(2): 11.
- [11] Memis O G, Kohoutek J, Wu W, et al. A short-wave infrared nanoinjection imager with 2500 A/W responsivity and low excess noise [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2010, 2(5): 858–64.
- [12] Memis O G, Katsnelson A, Kong S C, et al. Sub-poissonian shot noise of a high internal gain injection photon detector [J]. *Opt. Express*, 2008, 16(17): 12701–12706.
- [13] Dehzangi A, McClintock R, Wu D H, et al. Extended short wavelength infrared heterojunction phototransistors based on type II superlattices [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2019, 114(19): 5.
- [14] Li J K, Dehzangi A, Razeghi M. Performance analysis of infrared heterojunction phototransistors based on Type-II superlattices [J]. *Infrared Phys. Technol.*, 2021, 113: 6.
- [15] Xie Z H, Deng Z, Huang J, et al. InP-based extended-short wave infrared heterojunction phototransistor [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2021, 39(14): 4814–9.
- [16] 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 Letter*, 2019, 114(16): 5.
- [17] Liu L, Rabinowitz J, Bianconi S, et al. Highly sensitive SWIR detector array based on nanoscale phototransistors integrated on CMOS readout [J]. *Applied Physics Letter*, 2020, 117(19).
- [18] Rezaei M, Park M S, Tan C. L., et al. Sensitivity limit of nanoscale phototransistors [J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2017, 38(8): 1051–4.
- [19] Vurgaftman I, Meyer J R, Ram-Mohan L R. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys [J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, 89(11): 5815–75.
- [20] Chai X L. Studies of the mid-wavelength interband cascade infrared photodetector [D]. *Chinese Academy of Science*, 2021.
柴旭良. 中波段间级联红外探测器研究 [D]. 中国科学院大学, 2021.
- [21] Movassaghi Y, Fathipour V, Fathipour M, et al. Analytical modeling and numerical simulation of the short-wave infrared electron-injection detectors [J]. *Applied Physics Letter*, 2016, 108(12): 5.
- [22] Kawamata S, Hibino A, Tanaka S, et al. Effective mass of two-dimensional electrons in InGaAsN/GaAsSb type II quantum well by Shubnikov-de Haas oscillations [J]. *J. Appl. Phys.*, 2016, 120(14): 3.
- [23] Goto S, Ueda T, Ohshima T, et al. Effect of growth conditions on electrical properties of Si-doped In_{0.52}Al_{0.48}As grown by metalorganic vapor phase epitaxy [J]. *Japanese journal of applied physics*, 1999, 38(2B): 1048–1051.
- [24] Detz H, Klang P, Andrews A M, et al. Si doping of MBE grown bulk GaAsSb on InP [J]. *J. Cryst. Growth*, 2011, 323(1): 42–4.
- [25] Higashino T, Kawamura Y, Fujimoto M, et al. Properties of In_{0.53}Ga_{0.47}As/GaAs_{0.5}Sb_{0.5} type II multiple quantum well structures grown on (111)B InP substrates by molecular beam epitaxy [J]. *J. Cryst. Growth*, 2002, 243(1): 8–12.
- [26] Martinez M J, Look D C, Szelove J R, et al. Monte-Carlo simulation of bulk hole transport in alxgal-xas ALXGA1-XAS, IN1-XALXAS, AND GAASXSB1-X [J]. *J. Appl. Phys.*, 1995, 77(2): 661–4.
- [27] Easley J, Martin C R, Ettenberg M H, et al. InGaAs/GaAsSb type-II superlattices for short-wavelength infrared detection [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2019, 48(10): 6025–6029.
- [28] Choi S W, Furue S, Hayama N, et al. Gain-enhanced InGaAs-InP heterojunction phototransistor with Zn-doped mesa sidewall [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2009, 21(17): 1187–1189.
- [29] Ogura M, Choi S W, Furue S, et al. Effects of Zn doped Mesa sidewall on gain enhanced InGaAs/InP heterobipolar phototransistor [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2010, 46(2): 214–219.

- [30] Memis O G, Katsnelson A, Kong S C, et al. A photon detector with very high gain at low bias and at room temperature [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 91(17): 3.
- [31] Li J, Dehzangi A, Wu D, et al. Type-II superlattice-based heterojunction phototransistors for high speed applications [J]. *Infrared Phys. Technol.*, 2020, 108: 103350.
- [32] Shi M, Wu G J, Geng L, et al. *Physics of semiconductor devices (Third Edition)* [M]. Xi'an Jiaotong University Press, 2008.
施敏, 伍国钰, 耿莉, et al. *半导体器件物理(第三版)* [M]. 西安交通大学出版社, 2008.
- [33] Rezaei M, Park M S, Tan C L, et al. Heterojunction phototransistor for highly sensitive infrared detection [C]. *Infrared Technology and Applications XLIII*. SPIE, 2017, 10177: 385-390.
- [34] Helme J P, Houston P A. Analytical modeling of speed response of heterojunction bipolar phototransistors [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, 25(5): 1247-1255.
- [35] Wang Z T, Huang J, Zhu L Q, et al. High-performance InP-based bias-tunable near-infrared/extended-short wave infrared dual-band photodetectors [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2022, 40(15): 5157-5162.
- [36] Liu L N, Rabinowitz J, Bianconi S, et al. Highly sensitive SWIR detector array based on nanoscale phototransistors integrated on CMOS readout [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2020, 117(19): 7.