



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

硅基 InAs/InGaAs/GaAs 阱中量子点中红外光电探测器

作者姓名: 陈伟

指导教师: 陈佰乐 研究员

上海科技大学

学位类别: 工学硕士

学科专业: 微电子学与固体电子学

培养单位: 中国科学院上海微系统与信息技术研究所

2018 年 6 月

Silicon-based InAs/InGaAs/GaAs quantum dots-in-a-well
mid-wave infrared photodetectors

A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of [Science in Engineering]
in [Microelectronics and Solid State Electronics]

By

[Chen Wei]

Supervisor: Professor Chen Baile

[Shanghai Institute of Microsyst & Information Technology, Chinese

Academy of Sciences]

June 2018

中国科学院大学
研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：陈伟
日期：2018.6.9

中国科学院大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：陈伟
日期：2018.6.9

导师签名：陈伟平
日期：2018.6.11

摘 要

在过去的十年里, 阱中量子点 (DWELL) 中波红外 (MWIR) 光电探测器由于其较低的暗电流、更强的电子约束和更灵活的控制探测波长等优点, 逐渐引起了人们广泛的关注。在本论文的工作中, 我们展示了第一个单片生长在 Si 衬底上的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器。我研究了生长在 Si 衬底上量子点材料的光学性质, 及 DWELL 光电探测器的电学和光电特性。然后在基于激活能的暗电流模型上对此 DWELL 器件的暗电流进行了拟合, 并对拟合结果进行了分析。结果如下:

- (1) 从这个 DWELL 样品测量得到的变温光致发光 (PL) 谱验证了载流子量子点间转移过程的存在, 时间分辨 PL 谱显示有一个 1.52 ns 的长载流子寿命。
- (2) 在 77 K 和 1 V 偏压条件下, 器件有一个值为 2.03×10^{-3} mA/cm² 的低暗电流密度。激活能随偏压的反常变化表明载流子的点间转移过程同时与温度和偏压相关, 而这个过程在之前 PL 的结果中也被确认过了。在 77 K 和 2 V 偏压条件下, 器件的峰值波长为 6.4 μ m, 峰值响应度为 10.9 mA/W, 相应的峰值探测度为 5.78×10^8 cm $\cdot$ Hz^{1/2}/W。以上这些表征结果表明, 本论文中的硅基 DWELL 光电探测器在未来很有希望应用于中红外领域, 同时可以享受中红外硅基光子学技术带来的潜在优势。
- (3) 暗电流是红外光电探测器最基本和最重要的参数之一, 它对光电探测器的整体性能有着重要的影响, 包括暗噪声、灵敏度、探测度和最高工作温度等。在本论文的工作中, 一个基于激活能的暗电流模型被用来对实验数据进行拟合。在较高的偏压范围内, 拟合结果与实验结果非常吻合; 而在较低的偏压范围内, 拟合效果较差, 这可能是由于没有考虑载流子扩散运动对暗电流的贡献和载流子的点间转移过程造成的。未来的工作集中在对暗电流模型进行修正来得到更好的拟合结果。

关键词: 激活能, 红外光电探测器, 阱中量子点, 硅基, InAs/InGaAs/GaAs

Abstract

In the past decade, quantum dots-in-a-well (DWELL) mid-wave infrared (MWIR) photodetectors have attracted extensive attention due to their lower dark current, stronger confinement of electrons and more flexibility of controlling the operation wavelength. In this work, we have demonstrated the first InAs/InGaAs/GaAs DWELL photodetector monolithically grown on silicon substrate. I studied the optical properties of the quantum dot materials on Si, and the electrical and optoelectronic characteristics of the DWELL photodetectors. Then I performed the dark current fitting by using a dark current model based on activation energy. The results are listed as follows:

- (1) The temperature-dependent photoluminescence(PL) spectra of the DWELL photodetector verified the existence of the inter-dot transfer process of the carrier, time-resolved PL spectra showed a long carrier lifetime of 1.52 ns.
- (2) Low dark current density of 2.03×10^{-3} mA/cm² was achieved under 1 V bias at 77 K. The anomalous E_A dependence on bias indicated that the inter-dot transfer process of the carrier was related to both temperature and bias, which was also confirmed by PL results. The device showed a peak responsivity of 10.9 mA/W under 2 V bias at the wavelength of 6.4 μ m at 77 K, and the corresponding detectivity was 5.78×10^8 cm $\cdot$ Hz^{1/2}/W. These results demonstrated that these silicon-based DWELL photodetectors are very promising for future mid-infrared applications, which can enjoy the potential benefit from mid-infrared silicon photonics technology.
- (3) The dark current is one of the most basic and important parameters of infrared photodetectors, which has a significant influence on the overall performance of the photodetectors, including the dark noise, sensitivity, specific detectivity and the highest operating temperature. In this work, a model based on activation energy is used to fit the experimental results. In higher bias range, the fitting results are well consistent with the experimental results; while in lower bias range, the fitting consistency is low, which is likely because the contribution of the carrier diffusion and the inter-dot transfer process of the carriers are not included in consideration. Future works are proposed to modify the dark current model to achieve better fitting results.

Key Words: Activation energy, Infrared photodetector, Quantum dots-in-a-well,
Silicon substrate, InAs/InGaAs/GaAs

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	II
目 录.....	IV
图表目录.....	VI
第 1 章 绪论.....	1
1.1 选题背景及意义.....	1
1.2 红外探测器分类.....	3
1.2.1 热探测器.....	4
1.2.2 光电探测器.....	4
1.3 中红外光电探测器主要材料体系.....	5
1.3.1 IV-VI 和 II-VI 材料体系.....	5
1.3.2 InSb 和 InAs 基光电探测器.....	6
1.3.3 QWIPs.....	6
1.3.4 InAs/GaSb 二类超晶格光电二极管.....	7
1.3.5 QDIPs 和 DWELL IRPDs.....	8
1.4 本领域国内外研究现状.....	8
1.5 论文创新点与内容结构.....	10
第 2 章 红外光电探测器制备工艺及常见表征参数.....	13
2.1 器件制备工艺.....	13
2.2 器件表征参数定义.....	16
2.3 QDIPs 表征参数.....	16
2.3.1 暗电流.....	16
2.3.2 响应度.....	17
2.3.3 暗噪声.....	19
2.3.4 黑体响应度和黑体探测度.....	20
2.3.5 探测度.....	21
第 3 章 硅基 InAs/InGaAs/GaAs 阱中量子点红外光电探测器表征结果与分析.....	23
3.1 器件结构及制备工艺.....	23

3.2 材料 TEM 表征	24
3.3 光致发光表征.....	25
3.4 电学表征.....	28
3.5 光电表征.....	30
第 4 章 硅基 InAs/InGaAs/GaAs 阱中量子点红外光电探测器暗电流特性分析	35
4.1 基于暗电流激活能的 QDIPs 暗电流模型.....	35
4.2 暗电流拟合结果与分析.....	37
第 5 章 结论与展望.....	43
参考文献.....	45
致 谢.....	51
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果.....	53

图表目录

图 1.1	电磁频谱表	1
图 1.2	红外探测器应用:	2
图 1.3	红外探测器和系统历史发展路线图.....	3
图 1.4	不同工作温度下各种探测器的探测度.....	4
图 1.5	III-V 族和 II-VI 族化合物半导体带隙和晶格常数的关系.....	6
图 1.6	InAs/GaSb T2SLs 能带图:	7
图 2.1	红外光电探测器的工艺制备流程:	15
图 2.2	低偏压下 QDIPs 中的暗电流机制.....	16
图 2.3	FTIR 工作原理图.....	17
图 3.1	InAs/InGaAs/GaAs DWELL 结构示意图.....	23
图 3.2	TEM 图像:	24
图 3.3	DWELL 光电探测器的相关 PL 谱及 PL 参数图:	26
图 3.4	时间分辨 PL 谱:	27
图 3.5	不同温度下测量得到的 DWELL 光电探测器的暗电流-电压 ($I-V$) 特性	28
图 3.6	0.5 V 偏压下暗电流的 Arrhenius 图, 实线表示从 77 到 180 K 的线性拟合.....	29
图 3.7	在不同偏压下计算得到的暗电流激活能 (E_A)	29
图 3.8	77 K 下和偏压的关系:	31
图 3.9	77 K 温度下 DWELL 光电探测器的绝对响应度:	32
图 3.10	根据实验结果得到的 DWELL 结构的导带和价带分布图.....	33
图 3.11	在 77 K, ± 2 V 偏压和不同波长下计算得到的 DWELL 光电探测器的探测度.....	34
图 4.1	QDIP 中两种电子传输的连续耦合过程	36
图 4.2	正偏压下 DWELL 光电探测器的暗电流拟合结果.....	37
图 4.3	负偏压下 DWELL 光电探测器的暗电流拟合结果.....	38
表 3.1	几种相似 DWELL 光电探测器的性能比较.....	34
表 4.1	DWELL 光电探测器暗电流模型中的常数.....	39
表 4.2	不同温度和正偏压下 DWELL 光电探测器的拟合参数.....	39
表 4.3	不同温度和负偏压下 DWELL 光电探测器的拟合参数.....	39

第1章 绪论

1.1 选题背景及意义

红外（IR）辐射首先是 William Herschel 发现的^[1]，他在观察太阳光谱的热效应实验中发现了在可见光谱外存在另外一种射线—红外线。红外辐射是一种波长从可见光谱的红色边缘约 750 nm 处延伸到 300 μm 处的电磁波（见图 1.1），其波长介于可见光和微波之间，这个范围的波长所对应的光子能量范围从 4.13 meV 到 1.65 eV，包括室温下大多数物体发出的热辐射。红外辐射光谱区域主要包括近红外（NIR, 0.75–1.6 μm ），短波红外（SWIR, 1.6–3 μm ）、中波红外（MWIR, 3–8 μm ），长波红外（LWIR, 8–15 μm ）和远红外（FIR, 15–300 μm ）。

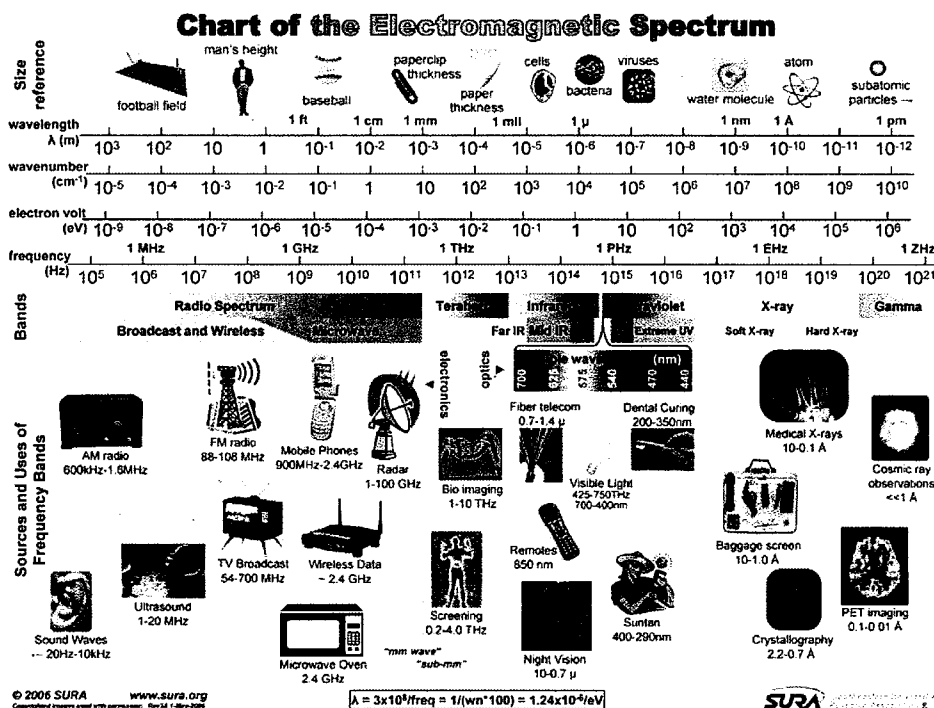


图 1.1 电磁频谱表^[2]

Figure 1.1 Chart of the electromagnetic spectrum.

目前红外探测器民用、军用和科研等领域有着非常广泛的应用和迫切的需求，最主要的有光纤通信、遥感、夜视、热成像（见图 1.2（a））和大气气体检测（见图 1.2（b））等^[3,4]。

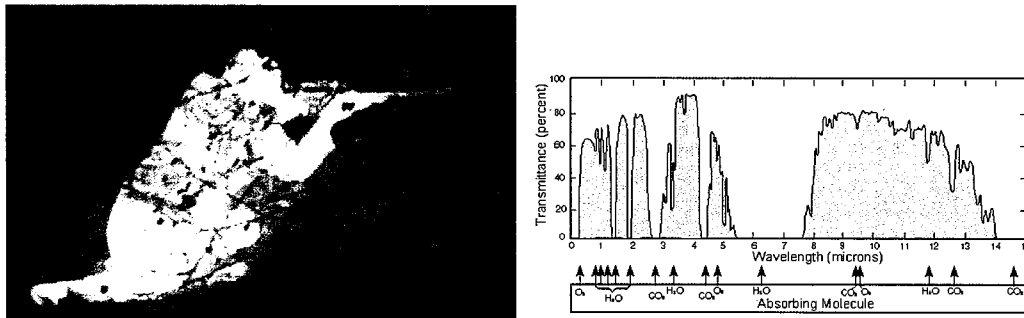


图 1.2 红外探测器应用:

(a) 热成像^[5]; (b) 红外区域内的大气传输^[6]

Figure 1.2 The application of infrared detector:

(a) Thermal imaging; (b) Transmission of the atmospheric gases in the infrared region.

图 1.3 描述了红外探测器和系统从 1940 年以来的历史发展路线图, 主要应用于军事和民用领域, 大致可以分为四代系统^[3, 7]:

(1) 20 世纪 60 年代末 70 年代初, 基于光电导线性阵列的第一代系统出现, 这些系统建立在扫描光学系统之上, 但不具备焦平面中的多路复用功能, 如今已经大量生产并被人们广泛应用。

(2) 20 世纪 70 年代中期, 人们开始关注应用于无源红外成像中的光电二极管, 这通常被认为是第二代红外探测器的开始。与光电导体相比, 光电二极管明显有诸多优点: 极低功耗, 固有高阻抗, 可忽略的 $1/f$ 噪声, 以及基于现有的处理技术, 在含有超过百万像素的二维阵列中进行组装, 从而使得光电二极管很容易就能在焦平面硅芯片上进行复用。随着 Boyle 和 Smith 利用全固态电子扫描二维 (2D) 红外探测器阵列发明了电荷耦合器件 (CCD), 人们的注意力开始转向碲镉汞光电二极管。到上个世纪 70 年代末, 重点主要集中在应用于中波和长波波段热成像的大型光伏 HgCdTe 阵列。最近的研究成果已经扩展到短波, 以及超过 $15\ \mu\text{m}$ 的超长波红外空间遥感领域。

(3) 1990 年, 随着红外探测器的快速发展, 推动了第三代红外探测器的出现, 第三代红外探测器系统目前还没有很明确的定义。一般的理解, 第三代红外探测系统相比之前两代系统, 它的功能更多且更强, 如增加了多色功能, 成本更低, 分辨率和工作温度更高等。第三代 HgCdTe, 量子阱红外光电探测器 (QWIPs) 和 InAs/GaSb II 型超晶格 (T2SL) 光电二极管仍然是当前的主要发展材料系统, 同时所谓的第四代系统的发展概念也将于最近开始。

(4) 第四代系统的定义目前尚未形成, 这些系统具有更大的像素, 更高的帧速

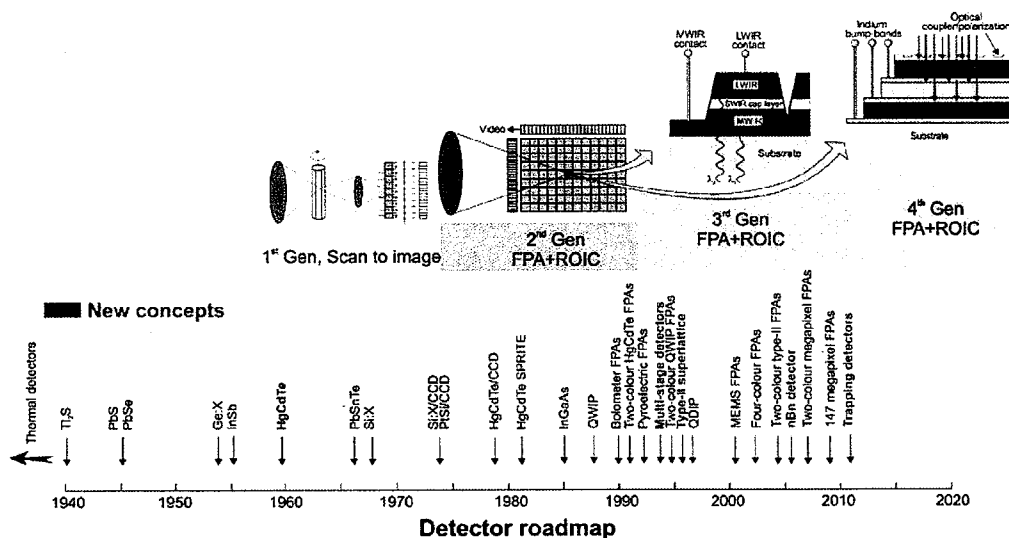


Figure 1.3 History of the development of infrared detectors and systems.

探测器的低温冷却工作一直是敏感红外系统的负担,人们已经作出许多努力来开发不需要低温冷却的成像红外系统。近年来,人们逐渐研究出了一些提高高工作温度(HOT)红外探测器性能的器件,最开始主要集中在光电导探测器和光电磁(PEM)探测器上。随后,人们又提出了一些实现探测器高温条件下工作的策略,主要包括俄歇抑制的非平衡探测器,势垒探测器如 nBn 探测器,较低产生复合泄漏电流的低维固态器件(尤其是 T2SLs),光子俘获探测器和多级/级联红外器件等^[3, 8]。

在面积焦平面阵列 (FPA) 中, 提高探测器的工作温度可以减少冷却系统的功耗, 增加寿命, 同时能全面减小手持式应用的尺寸、重量和功耗 (SWaP) [9]。低功率, 大规模, 小像素的红外 FPA 可以实现大的、动态的片上数字图像处理 and 高速读出等这些功能 [9]。

1.2 红外探测器分类

通常红外探测器根据探测过程中物理机制的不同可以分为热探测器和光电

探测器，它们都是通过吸收光子从而响应，来改变器件的速度，响应度，探测度（见图 1.4）和工作温度等，但同时它们又有着不同的响应机制。热探测器是通过吸收光子改变温度来进行探测，而光电探测器是通过吸收光子产生电学信号进行探测。

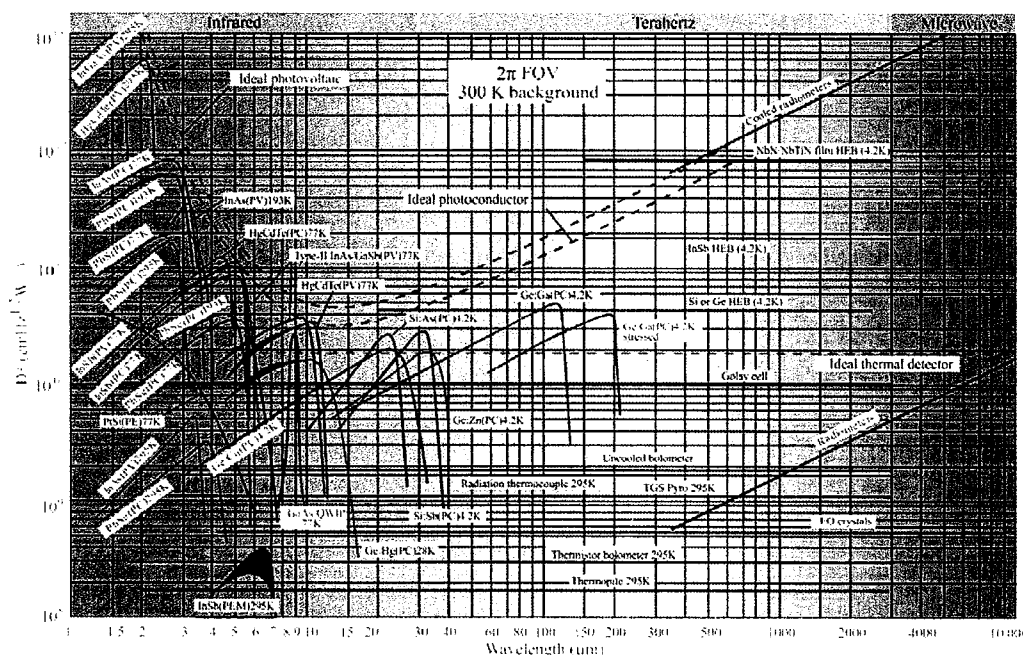


图 1.4 不同工作温度下各种探测器的探测度^[10]

Figure 1.4 Detectivities of various infrared detectors at different operating temperatures.

1.2.1 热探测器

热探测器在吸收入射光之后会改变器件的温度，而温度的改变又可以通过一些与温度相关的机制检测到，例如热电电压，电阻和热释电电压^[1]。通常来说，热探测器的输出信号不依赖于入射辐射光子的性质，也就是说，响应一般是波长无关的，信号取决于辐射功率，而不是相应的光谱信息。常见的热探测器主要有热电偶，电阻测辐射热计和热释电探测器，它们通常重量轻，坚固耐用，可靠，成本低以及能在室温下工作。然而，这些探测器的响应速度比较慢（响应时间为 ms 量级），且对高频不太敏感^[1]。

1.2.2 光电探测器

由于热探测器的这些缺点，使得人们开始研究和开发一种替代的红外探测系统，即基于半导体材料的光电探测器。光电探测器又可以称为量子探测器，它一般在电子能级水平上对入射辐射做出响应，因为没有必要将整个器件加热变成热

探测器,所以光电探测器的响应速度比热探测器要快得多,同时也对入射光的波长具有一定的选择性。当光电探测器吸收入射辐射之后,光生载流子会与晶格原子,或杂质原子,或自由电子相互作用,这将会改变电子的能量分布,从而可以观察到电学输出信号。为了得到一个相对较高的信噪比,红外光电探测器通常需要在低温冷却的条件下进行工作,这样是为了减少载流子的热激发,从而达到减小噪声的目的^[10]。

半导体光电探测器又可以分为光电导(PC)探测器和光伏(PV)探测器两大类。光电导探测器是由低电导率材料制成的,当给探测器外加偏置电压时,随着入射辐射强度的增加,光生载流子增加,电导率也随之增加,最后引起电流增加。而光伏探测器就好比是一个二极管,当吸收光子后,二极管的两端会产生一个电压;由于光照而引起的电位差会导致电流与入射光强度成正比。

1.3 中红外光电探测器主要材料体系

半导体光电探测器的组成材料主要包括IV族,III-V族化合物,II-VI族化合物和IV-VI化合物。图 1.5 清晰的显示了III-V族和II-VI族化合物半导体带隙和晶格常数间的关系。下面我会把中红外光电探测器几种常用的材料体系逐一列出来。

1.3.1 IV-VI和II-VI材料体系

铅的硫族化物(PbS, PbSe, PbSnTe)材料体系是IV-VI族化合物半导体红外光电探测器的主要材料体系。因为比较容易制备,它们广泛应用于20世纪60年代后期至70年代中期。但是它们有两个严重的缺点:首先,因为温度和光照的影响,它们的相对介电常数非常大,这将带来高的二极管电容,从而使得它们的频率响应受到限制;另一个缺点是它们的热膨胀系数很高,限制了它们在硅多路复用器混合配置中的应用^[1]。

II-VI材料体系中目前使用最多的是HgCdTe。通过改变 $(\text{HgTe})_x(\text{CdTe})_{1-x}$ 合金的组成可以将它的带隙从1 μm 调整到30 μm ^[11]。因为有较大的光吸收系数,HgCdTe红外光电探测器的量子效率和探测度通常比较高。与其它光电探测器相比,HgCdTe光电探测器的热产生复合速率相对较低,这让它有一个更高的工作温度。然而HgCdTe材料也有一些很严重的缺点:较弱的Te-Hg键导致大规模生

产存在问题,材料均匀性较差,Hg基化合物的外延生长比较困难,CdZnTe 衬底成本较高以及表面稳定性较差^[12, 13]。这些困难使得人们有必要去寻找一些替代的材料体系。

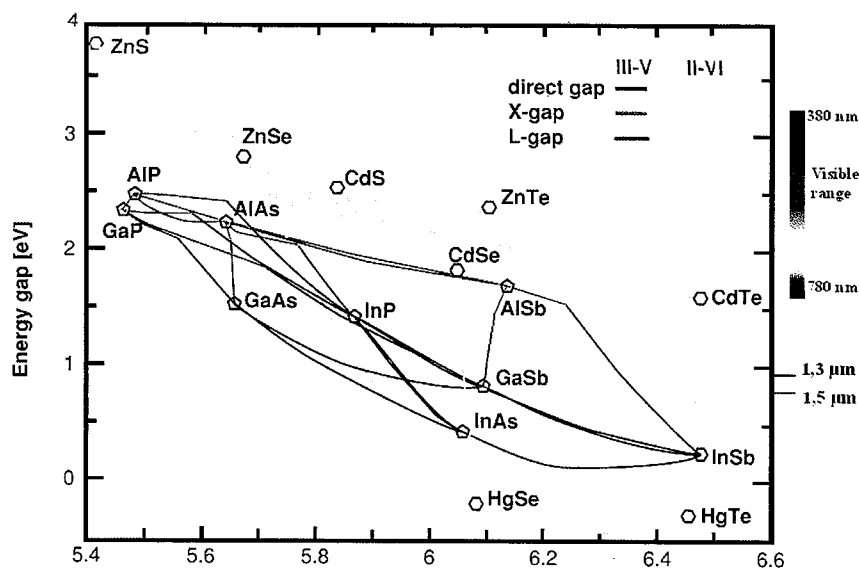


图 1.5 III-V 族和 II-VI 族化合物半导体带隙和晶格常数的关系^[14]

Figure 1.5 Band gap versus lattice-constant of III-V and II-VI materials

1.3.2 InSb 和 InAs 基光电探测器

InSb 是 III-V 族二元化合物中带隙最窄的。基于 InSb 的光电探测器的光响应截止波长在 $5\ \mu\text{m}$ 左右,同时均匀性也高于 HgCdTe,可以作为中红外探测的另一种选择。然而,当在室温条件下工作时,基于 InSb 的光电二极管的暗电流性能要明显低于 HgCdTe 光电探测器^[1, 15]。

InAs 与 InSb 相似,但有一个较大的能带间隙,因此它的光响应截止波长要短一些(大约在 $3.6\ \mu\text{m}$)。并且在室温条件下 InAs 光电探测器的暗电流性能也会明显降低^[16]。此外,当用于成像时,基于 InAs 的光电二极管需要将衬底减薄后再连接到一个读出集成电路上进行封装,而这整个过程的产量较低且比较繁琐。

1.3.3 QWIPs

QWIPs 的吸收机制是载流子吸收光子在子带间(带内)进行跃迁,而不是在导带与价带间的带间跃迁。与带间跃迁不同的是,量子阱(QW)必须进行掺杂才能使子带间跃迁有可能发生。红外吸收机制是指一个电子(或空穴)吸收光子从掺杂量子阱或量子点的导带(或价带)基态跃迁到同一能带的空激发态上。

量子阱通常可以分为 I 类和 II 类量子阱。在一个 I 类量子阱中，电子和空穴被局限在同一层中，常见的 I 类量子阱主要有 GaAs/AlGaAs, InGaAs/InP 和 GaAs/InGaP；而在一个 II 类量子阱中，电子和空穴分别被局限在不同的层中，所以人们通常也将 II 类量子阱称做“空间间接带隙”半导体，常见的有 InGaAs/GaAsSb。II 类量子阱是当今人们研究得较多的一种量子阱，通过改变材料的组成和厚度可以达到调节光响应截止波长的目的，但同时因为较少的电子空穴波函数重叠使得它的光吸收偏弱。

QWIP 具有成熟的材料生长和器件工艺制备技术，这些技术均匀性高、可再生能力强^[17]。同时 QWIPs 也有一些缺点：量子效率低，由于量子力学的选择定则而对正入射光激发不敏感，载流子寿命较短（大约 10 ps）^[17, 18]。

1.3.4 InAs/GaSb 二类超晶格光电二极管

在上世纪 70 年代，Esaki 等人首先提出了 InAs/GaSb T2SLs 的概念^[19]。如图 1.6 所示，室温下 InAs 的导带底在 GaSb 的价带顶下方大约 0.1 eV 处，电子主要被限制在 InAs 量子阱层中，而空穴则主要被限制在 GaSb 量子阱层中，这种电子和空穴的空间分离形成了 II 型能带的排列。当各层的厚度足够薄时，相邻阱中的电子和空穴相互作用，从而在超晶格中形成了一个穿过不同阱的连续能量状态。通过改变量子阱层的厚度，可以调节 SLS 结构的光吸收截止波长在 2 μm 到 30 μm 之间变化^[20]。

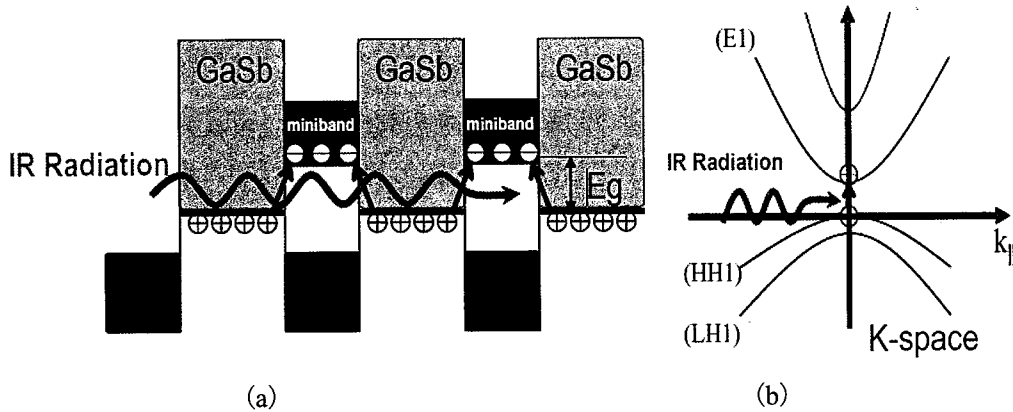


图 1.6 InAs/GaSb T2SLs 能带图:

(a) T2SLs 的空间能带排列; (b) 直接带隙能带结构及 k 空间中的吸收过程^[20]

Figure 1.6 Energy bands of type II InAs/GaSb T2SLs:

(a) Spatial band alignment in T2SL; (b) Band structure with direct band gap and absorption process in k-space.

HgCdTe 材料的带隙对 Cd 的组成成分非常敏感, 导致 HgCdTe 材料的生长极其困难, 而 InAs/GaSb 材料体系对各量子阱层的厚度和组成成分不那么敏感, 这对于 InAs/GaSb T2SLs 光电二极管工作在长波模式是非常有利的。可以预料的是, InAs/GaSb T2SLs 材料系统被认为是新一代红外探测器的一个重要替代选择。尽管 InAs/GaSb 材料体系有着比较乐观的发展前景, 但它目前还处于发展的初期阶段, 与成熟的 GaAs 基和 InP 基红外光电探测器技术相比, InAs/GaSb T2SLs 的材料生长和器件工艺制备技术还有很多需要提高的地方。

1.3.5 QDIPs 和 DWELL IRPDs

1998 年, 第一个基于子带间跃迁的量子点红外光电探测器 (QDIP) 跟随着第一个 QD 激光器被人们提出来^[21]。在过去的几十年里, Lin 等人通过将 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 电流阻挡层夹在 QD 层中间制备出了一个高性能 QDIP, 与之前的 QDIP 相比, 这个器件的响应度, 探测度和工作温度得到提高, 暗电流则有所降低。同时这个提高后的 QDIP 的背景限制性能 (BLIP) 最高可以达到 250 K^[22]。

阱中量子点 (DWELL) 红外光电探测器 (IRPDs) 结构是在 QDIPs 中加入 InGaAs 应变消除层的基础上发展起来的^[23]。Krishna 带领的研究小组已经对这个结构进行了广泛深入的研究, 其中的一些主要研究成果也展示在他们的一些综述性文章中^[24]。

1.4 本领域国内外研究现状

QDIP 是近十几年来飞速发展的一种新型的 III-V 族红外探测技术。1982 年, 量子点 (QD) 被首次提出作为一个用于减少或消除量子阱激光器温度依赖性的结构^[25]。一直到 1993 年, 当用 MBE 第一次生长出量子点时, 人们对量子点的理论研究已经超过了十年^[26]。2000 年以后, 量子点红外探测器的研究进展得非常顺利。2002 年, 一个叫做 DWELL 的结构首次在红外光电探测器中成功得到实现, 虽然这个结构之前也曾用在半导体激光器内^[27]。在过去的二十年里, 基于 QD 和 DWELL 的中红外光电探测器已经得到了足够多的关注^[28-30]。

QDIP 的生长通常是采用分子束外延 (MBE) 技术将一层直径为纳米量级的点沉积在一层阱材料上, 这些点通常具有比势垒材料更窄的带隙, 从而可以产生高度局部化的量子点, 然后再将这种结构沉积一定数量的周期来提高器件的光吸

收^[31]。通常是采用 Stranski Krastanow (SK) 生长模式来制造量子点, 这种模式需要阱材料和点材料间产生一定数量的晶格失配 (1%–10%) 来确保有足够的应变使量子点发生孤立。同时也必须精确地监测点层的厚度, 因为该层中的过厚厚度 (> 2–3 单层 (ML)) 会将材料的表面形貌从量子点转变为具有大密度位错的固态层^[32]。跟 QWIPs 一样, QDIPs 通常也被掺杂, 使得量子点基态能级上也有电子分布, 这些电子在入射光子的激发下跃迁到更高的激发态, 之后可以在电场的作用下漂移到器件的接触层中。

同时 QDIP 和 QWIP 相比又有一些不同的特征, 其中最显著的区别在于量子点的三维限制使得量子点可以吸收正入射光子, 量子阱则由于量子力学的选择定则而对正入射光激发不敏感。三维的限制也会使探测器理论上具有更低的暗电流, 这反过来会得到更高的探测度和工作温度^[28]。通常 QDIP 的载流子寿命比 QWIP 长, 一般为几百 ps, 但短于一些体材料探测器的载流子寿命, 这被认为是由于 QDIP 中的声子散射较弱造成, 而这种现象也被称为声子瓶颈。在这个瓶颈中, 载流子会首先填充量子点中的激发态能级, 如果这些载流子没有快速地从量子点中逃逸出来, 那么其它的载流子将因为缺少可用的能级而不会发生声子的散射过程, 从而被激发到一个更高的能级上^[33]。在理想的生长条件下, QDIPs 也有着更窄的光谱吸收宽度^[28, 31]。当然 QDIP 也有着一些不足, 如量子点外延生长的复杂性, 量子点尺寸、成分及掺杂的不均匀性, 光吸收波长极难调整, 增加吸收层数目后带来更多的应变和位错问题, 低量子效率等^[12]。

DWELL 的物理结构非常类似于一个 QWIP 和一个 QDIP 的组合结构。一个周期的吸收层由一层宽禁带势垒材料, 一层窄禁带阱材料和一层禁带更窄的量子点材料沉积而成, 有时一些器件还会增加一层阱材料组成的覆盖层。因为 DWELL 器件通常需要精确地控制各层材料的生长顺序和厚度, 所以目前用的最多的是 MBE 生长技术。DWELL 结构既有 QDIP 和 QWIP 的一些优点, 同时它也能解决双方的一些弱点, 例如 QWIP 对正入射光激发没有响应, DWELL 却能做到; 因为量子点中点的尺寸分布不均匀, 使得 QDIP 很难控制量子点中的能级, 当在两层量子点中间加上一层阱材料后, 可以增强器件对能级的控制; 可以通过改变阱层的厚度来调整量子阱层中能级的位置, 从而可以达到调整吸收光波长的目的; 由于量子点层和量子阱层中都有能级存在, 通过精确地控制可以实现双色及多色功能^[12]。同时 DWELL 也有一些缺点, 如偏低的量子效率, 吸收层周期数增加之

后的应变和缺陷增加^[34]。

在过去的十多年里，关于 QDIPs 的研究主要集中在四种材料体系：InAs/GaAs，InGaAs/GaAs，InGaAs/InGaP 和 InAs/InGaAs。本论文中的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器正是基于 InAs/GaAs 材料体系，这个体系是近年来研究的最多的，主要集中在^[35-40]：

(1) 采用了新型结构即双势垒谐振隧穿的 T-QDIP，可以进一步降低暗电流并且保持可观的探测度，但整体偏低的光响应和复杂的结构限制了这些器件的进一步发展。

(2) 采用 DWELL 红外光电探测器结构，这个结构设计的主要特点是在 InGaAs 量子阱层中加入一层 InAs 量子点层。

(3) 研究硅基 QDIP 和 DWELL 红外光电探测器，这样可以用已经很成熟的 Si 互补金属氧化物半导体 (CMOS) 超大规模集成电路技术把半导体化合物材料集成在 Si 基底上，这是降低成本普遍采用的途径，也是本文中主要采取的方法。

1.5 论文创新点与内容结构

本论文创新点主要在于硅基，如今很多同样的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器结构都是生长在 GaAs 衬底上，而本文中的 DWELL 器件是第一个生长在 Si 衬底上的。近二十年来硅基光子学的出现，使得硅成为光子集成的首选衬底平台。虽然硅基光子学最初主要应用于近红外电通信波段，但最近中红外硅基光子学也逐渐引起了人们广泛的注意^[41]。工作在中波红外波段的硅平台，为气体检测，低成本国防和医疗应用提供了一个集成的解决方案。因此，作为中波红外硅基光子学系统的关键组成部分，将中红外光电探测器单片生长在 Si 衬底上，并与其它有源和无源中红外器件集成起来，这是一种切实可行的方法。此外，通过在大面积硅衬底上单片生长红外光电探测器材料，可以大幅度降低 FPA 的成本。近十年来，在大面积硅衬底上制备出的碲镉汞光电探测器和焦平面阵列已取得重大进展，相比于之前用的衬底，这些探测器和 FPA 大大降低了成本^[42]。

最近英国伦敦大学的 Wu, J 等人已经成功在 Si 衬底上单片集成了 InAs/GaAs QDIPs，这个器件工作在中红外波段^[43]。然而在他们的工作中，对响应度，暗噪声和探测度没有给出定性的表征结果。不久后，Wan 等人成功地在 GaAs-Si 柔性衬底上制备出一个光响应波长约 1310 nm 的 p-i-n 光电探测器，其中 InAs 量

子点层用来吸收近红外光^[44]。在本论文中,我们详细描述和定量表征了第一个生长在 Si 衬底上的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 中红外光电探测器。与硅基的 InAs/GaAs QDIP 相比,这个器件展现出了一个更低的暗电流,一个 6.4 μm 附近的峰值光响应和一个相对高的探测度,同时我们还将这个器件与生长在传统的 GaAs 衬底上的 DWELL 器件进行了比较和讨论。可以预料的是,这些器件非常有希望应用于未来的中红外硅基光子学和低成本 FPA 中。

本论文主要内容结构如下:

第一章简要叙述了论文的研究背景及意义,红外探测器的分类,红外光电探测器的定义与几种主要的材料体系及它们的优缺点,QDIPs 和 DWELL IRPDs 的发展历史和研究现状,论文的创新点。

第二章详细介绍了红外光电探测器的工艺制备流程,各类表征参数的定义及 QDIPs 表征参数的计算方法。

第三章主要列出了硅基 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 红外光电探测器的各类实验表征结果与分析,主要有材料 TEM 表征,光致发光表征,电学表征和光电表征。

第四章详细阐述了基于激活能的 QDIPs 和 DWELL IRPDs 的暗电流拟合模型,并对硅基 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 红外光电探测器的暗电流拟合结果进行了详细的分析。

第五章总结论文的主要研究成果,并提出了一些未来可能的工作内容和方向。

第2章 红外光电探测器制备工艺及常见表征参数

2.1 器件制备工艺

红外光电探测器的制备工艺步骤主要有：光刻、湿法刻蚀、SiO₂沉积、金属沉积和剥离。具体制备工艺流程如下：

(1) 样品表面超声清洗。一共清洗3遍，每遍先后使用四氯化碳，丙酮和异丙醇（或酒精）各5 mins进行超声清洗；超声清洗完之后再用水离子水对样品表面进行冲洗，洗完后用氮气吹干，并在100℃下烘烤3 mins。

(2) 涂胶、光刻及显影。使用的光刻胶类型为AZ5214，涂光刻胶时转速为2500 rpm，涂胶时间为30 s，涂胶完成后在100℃下烘烤3 mins；使用的光刻机型号为MA6或MJB3，曝光时间一般为14 s（可根据光刻机的曝光功率进行调整）；显影液型号为NMD-3（2.38%），显影时间一般为20 s或更多，显影后观察显微镜，根据显影是否完全的具体情况来决定是否还需要再显影。

(3) 坚膜。显影完成后将样品放在热板上，120℃条件下烘烤20 mins，这一步是为了使光刻胶变得比较坚固，不至于在湿法刻蚀过程中脱落。

(4) 湿法刻蚀。这一步根据样品的具体材料结构来配腐蚀液，每一步刻蚀的深度通过台阶仪测量得到，刻蚀全部完成后用水离子水冲洗干净，接着使用丙酮和异丙醇进行去胶，去胶完成后再用台阶仪测量出样品实际的刻蚀深度，最后在100℃下烘烤3 mins。

(5) SiO₂沉积。使用等离子体增强化学气相沉积（PECVD）系统在样品表面沉积一层厚度为200 nm的SiO₂，作为第二遍光刻的硬掩膜版及器件的钝化层。

(6) 第二遍涂胶、光刻（此处也称套刻）及显影。先涂剥离胶LOR 10B（5A），转速为5500（2500） rpm，涂胶时间为30 s；150℃下烘烤3 mins，再室温冷却10 mins，接着再涂AZ5214，之后的光刻、显影与步骤（2）相同。

(7) 坚膜。与步骤（3）相同。

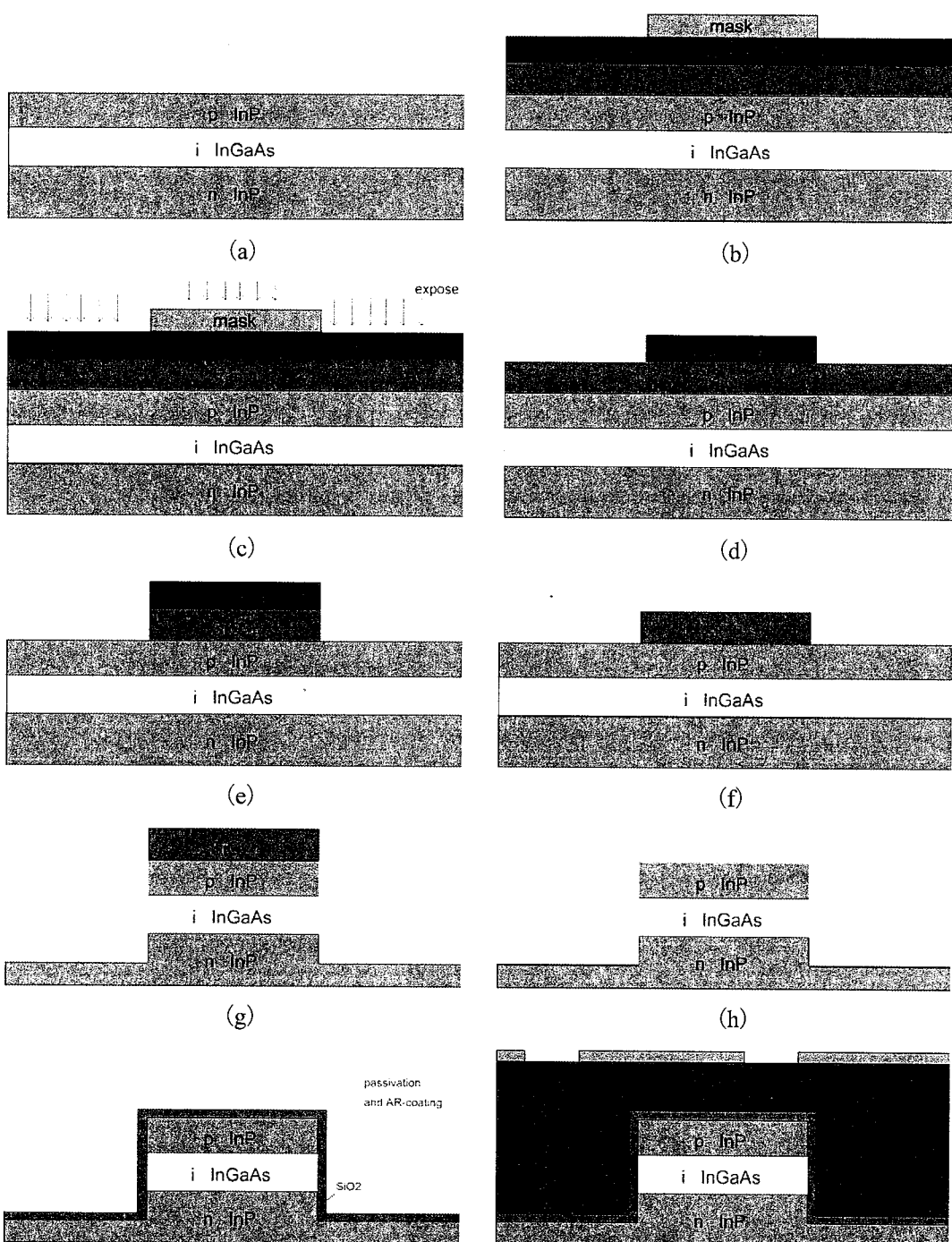
(8) SiO₂刻蚀。选用BOE溶液（HF和NH₄F的混合水溶液）或HF：H₂O=1：10的混合溶液，此步刻蚀需借助台阶仪测量，务必确保曝光处的SiO₂全部被刻蚀掉。

(9) p级和n级金属沉积。使用电子束蒸发镀膜系统，在样品表面镀上Ti/Au，

对应厚度为 50/300 nm。

(10) 金属剥离。金属生长完成后，将样品取出放在“Remover PG”溶液中，在 60 °C 水浴加热条件下剥离 10 mins(可根据具体剥离情况适当增加剥离时间)，必要时可采用超声进行剥离。剥离完成后再用异丙醇和去离子水冲洗，氮气吹干，最后在热板上烘干，到此红外光电探测器的工艺制备完成。

下面我用一组图片来详细介绍一个红外光电探测器的工艺制备流程：



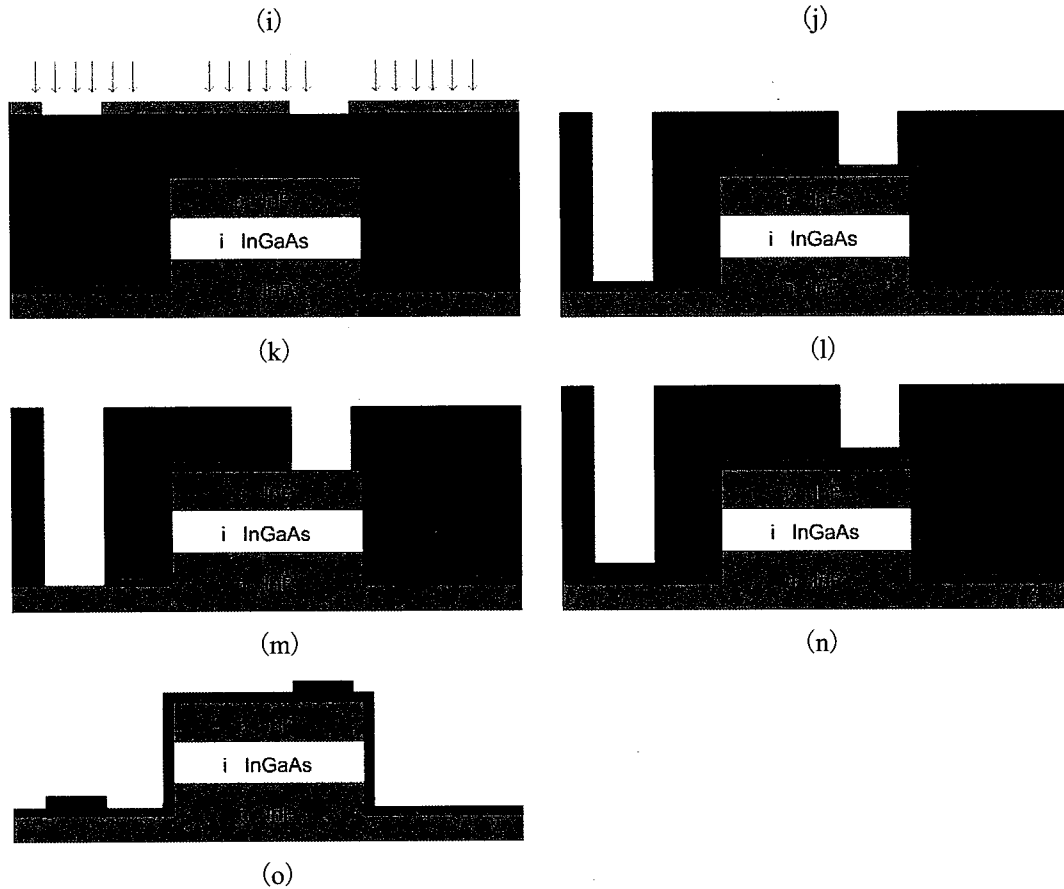


图 2.1 红外光电探测器的工艺制备流程：

(a) 一个 p-i-n 红外光电探测器样品，其中 p 层和 n 层是 InP，i 层是 InGaAs；(b) 样品涂上 AZ5214 系列光刻胶，完成后盖上掩膜版；(c) 对准曝光；(d) 光刻完成后，拿掉掩膜版，开始显影；(e) 刻蚀 SiO₂；(f) 去除剩余的光刻胶；(g) 湿法刻蚀；(h) 去除剩余的 SiO₂；(i) 再沉积一层新的 SiO₂；(j) 第二遍涂胶，依次涂上剥离胶和 AZ5214 光刻胶，最后盖上第二遍光刻需要的掩膜版；(k) 对准曝光；(l) 光刻完成后，拿掉掩膜版，开始显影；(m) 刻蚀 SiO₂；(n) 电子束蒸发生长金属；(o) 金属剥离。

Figure 2.1 Process flow of a infrared photodetector:

(a) A p-i-n infrared photodetector sample, in which the p and n layer are InP, and the i layer is InGaAs; (b) Spinning the AZ5214 photoresist for the sample, and add the mask; (c) Aligning and exposing; (d) After the photolithography is completed, take off the mask and start developing; (e) Etching the SiO₂; (f) Removing the residual photoresist; (g) Wet etching; (h) Removing the residual SiO₂; (i) Redepositing a new SiO₂ layer; (j) Spinning the AZ5214 and the lift-off photoresist, then add the mask for the second photolithography; (k) Aligning and exposing; (l) After the photolithography is completed, take off the mask and start developing; (m) Etching the SiO₂; (n) Growing metal by using electron beam evaporation; (o) Lift-off the metal.

2.2 器件表征参数定义

红外光电探测器的主要表征参数包括：

- (1) 暗电流：无入射光照辐射下的输出电流。
- (2) 暗噪声：无入射光照辐射下探测器中载流子的随机运动引起的。
- (3) 响应度：在特定波长处单位入射光功率转化为光生电流的效率。
- (4) 频谱响应：响应度随红外辐射波长的变化关系。
- (5) 探测度：面积归一化后器件的信噪比。
- (6) 还有其它一些比较重要的参数，如工作温度、光导增益、噪声增益和噪声等效功率（NEP）等。

2.3 QDIPs 表征参数

2.3.1 暗电流

严格来说，暗电流需要在探测器没有入射光照照射（零背景辐射）的情况下进行测量，然而，这不可能实现，因为零背景辐射永远不会存在。对此，我在这里使用的定义是：无论在什么条件下，只要背景辐射度足够低，对光电探测器电流的影响可以忽略时，我就把此时的电流定义为光电探测器的暗电流。为了更好地满足这个条件，我们需要使用冷屏蔽罩将器件的任何杂散红外辐射降到最低。在我们的实验中，我们主要使用 Keysight B1500A 半导体参数分析仪来测量器件的暗电流电压关系。

如图 2.2 所示，QDIPs 的暗电流机制主要有以下三种：

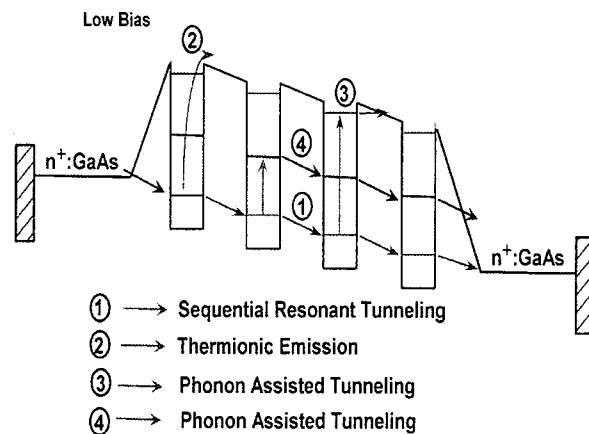


图 2.2 低偏压下 QDIPs 中的暗电流机制^[45]

Figure 2.2 Dark current mechanisms in QDIPs biased at low voltage.

- (1) 热电子发射，位于量子点或接触层束缚态上的电子受到热激发后，向接触

层移动，进而被外部电路收集形成电流。热电子发射电流随温度呈指数增长：

$$I_{dark}(T) \propto \exp(E_a/kT) \quad \dots(2.1)$$

在表达式 2.1 中， E_a 是暗电流激活能， k 是玻尔兹曼常数， T 是温度。

(2) 低偏压连续共振隧穿，电子在平行排列的量子点能级间的隧穿。

(3) 声子辅助隧穿。

2.3.2 响应度

在我们的实验中，通过使用一个 NICOLET 傅里叶变换红外光谱仪 (FTIR) 和一个工作温度为 700 °C 的黑体来测量响应度。

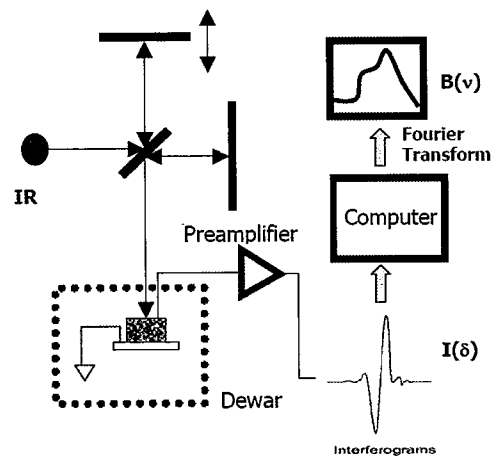


图 2.3 FTIR 工作原理图^[45]

Figure 2.3 Principle of FTIR operation.

如图 2.3 所示为一个基于迈克尔逊干涉仪的 FTIR 的工作原理图。首先，光从红外光源发出并进行了校准，打到一个分束器上。理想情况下，有 50% 的光会传送到一个固定的镜子上，剩余 50% 的光会反射到另一个移动的镜子上，在镜子的运动过程中，干涉仪到两个臂之间的光学路程差被记录下来。通过镜子的移动，记录不同镜子位置时探测器接收到的信号（不同的光学路程差），可以得到相应的干涉图。干涉图做完傅里叶变换后可以作为辐射目标的实际光谱。

FTIR 系统允许用户连接一个外部探测器单元，而不使用内置的标准宽带 DTGS (KBr 窗口) 探测器。通过使用两种不同的探测器收集同一个红外辐射源发出的光谱，我们可以计算出待测探测器的相对响应度，以及它的截止波长信息。相对响应度的具体测量和计算步骤如下：首先，我们利用 FTIR 内置的一个标准 DTGS 探测器在红外光源照射下得到一个光谱；然后用我们的待测探测器代替

DTGS 探测器，在同一个红外光源照射下得到另一个光谱；最后用待测探测器得到的光谱除以标准 DTGS 探测器得到的光谱就得到了相对响应度。在测量相对响应度的过程中，我们使用一个 SRS 570 低噪声电流前置放大器来放大外部探测器的输出信号。

在上面的测量步骤中，我们做了一个假设：因为 DTGS 是一个热探测器，所以我们假设它在整个波长范围内有着一个比较平坦的光响应。然而当波长低于 $1.8 \mu\text{m}$ 时，这个假设可能不太正确，此时可能会产生一些错误的光响应谱。因此在近红外范围内，我们不采用上述的方法来测量和计算器件的绝对响应度。对此我们通常采用的方法是：通过比较待测探测器和一个商用校准光电二极管（例如 InGaAs 光电二极管）的光响应来测量响应度。其中我们会用一个光栅单色仪滤波过的卤钨灯来产生一束单色光（从 1000 nm 到 1800 nm ）；为了消除单色仪中产生的较高阶短波（如可见光），我们也会使用一个截止波长在 1000 nm 的长通滤波器。

探测器的绝对响应度测量需要的仪器主要有：一个工作在 700°C 条件下用来校准探测器相对响应的黑体辐射源，一个调制频率为 140 Hz 的斩波器，一个电流前置放大器和一个快速傅里叶变换（FFT）网络频谱分析仪。具体测量和计算步骤如下：

$$N(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1} \quad \dots (2.2)$$

基于 Planck 热辐射定理，公式 2.2 显示了黑体辐射能量的光谱分布。 λ 是波长， T 是温度， k 是玻尔兹曼常数， h 是普朗克常数， c 是光在真空中的速度， $N(\lambda, T)$ 是黑体在温度为 T 时每单位时间辐射（或功率），正入射面每单位面积，每单位固体角，每单位波长下的能量。我们选用 700°C 作为黑体辐射温度的原因在于：基于 Wien 的放射性位移定律，在 700°C 下黑体产生的最大辐射对应的波长在 $3 \mu\text{m}$ 左右。从黑体发出的光信号经过一个 140 Hz 的斩波器进行调制，调制完成后光信号中环境背景辐射这部分被去除了。黑体的功率密度可以用下面的方程 2.3 来计算：

$$M(\lambda_1, \lambda_2, T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N(\lambda, T) d\lambda \quad \dots (2.3)$$

器件的入射功率由方程 2.4 给出：

$$P_{inc} = M(\lambda_1, \lambda_2, T) \times \frac{\pi D_{ap}^2}{4\pi d^2} \cdot T_{ZnSe} \cdot T_i \cdot A_{det} \cdot MF \quad \dots (2.4)$$

在方程 2.3 和 2.4 中, T 是黑体辐射温度即 700 °C, D_{ap} 是黑体源的孔径, d 是光电探测器和黑体源间的距离, T_{ZnSe} 是低温恒温器上 ZnSe 窗片的透射率, T_i 是 1800 nm 长通滤波器的透射率, A_{det} 是器件台面顶部的面积, MF 是与斩波器有关的方波输入信号的调制因子 (在本实验中为 0.45), $M(\lambda_1, \lambda_2, T)$ 为黑体在波长从 λ_1 到 λ_2 的光谱范围内每单位面积上的光子功率。探测器在黑体辐射下的光电流可以通过一个电流前置放大器和一台 FFT 频谱分析仪测量得到。在得到上述参数后, 我们便可以通过方程 2.5 计算出绝对响应度和波长间的关系:

$$\beta = \frac{R_{ab}}{R_{re}} = \frac{I_{total}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N(\lambda, T) \times \frac{\pi D_{ap}^2}{4\pi d^2} \cdot T_{ZnSe} \cdot T_i \cdot A_{det} \cdot MF \cdot R_{re}(\lambda) d\lambda} \quad \dots (2.5)$$

上面方程中 R_{re} 为相对响应度, R_{ab} 为绝对响应度, I_{total} 为器件在黑体辐射下的光电流。

2.3.3 暗噪声

暗噪声是由于探测器中载流子的随机运动引起的, 是一种期望信号之外的电学输出信号。它也是在一个黑暗的环境中使用一个电流前置放大器和一个 FFT 网络频谱分析仪测量得到的。暗噪声的具体测量步骤与上面所述响应度的测量步骤非常相似, 只不过暗噪声的测量不需要外加红外辐射, 最终器件的噪声谱密度等于测量得到的总噪声谱密度减去仪器本身自带的噪声谱密度。影响红外光电探测器性能的暗噪声主要包括以下四种:

(1) 热噪声 (Johnson 噪声或 Nyquist 噪声)。热噪声在所有温度在 0 K 以上的电阻中都存在, 它来源于材料中载流子的随机热运动。热噪声的计算可以用表达式 2.6 来表示:

$$i_{thermal}^2 = 4 \frac{hf}{\exp(\frac{hf}{kT}) - 1} \frac{\Delta f}{R} \sim \frac{4kT\Delta f}{R} \quad \dots (2.6)$$

R 是电阻, f 是噪声测量频率, Δf 是噪声测量带宽。实际上由于 $hf \ll kT$,

方程 2.6 中的因子 $\frac{hf}{\exp(\frac{hf}{kT})-1}$ 可以近似等于 kT 。

(2) 散粒噪声。这种噪声源于电荷的离散特性，在某一电子水平上，探测器中的电流流动并不是平坦、均匀的，即使是恒定的平均电流（直流），它的均方根值相对于平均值也会有偏差。散射噪声的计算表达式如下：

$$i_{shot}^2 = 2eI\Delta f \quad \dots (2.7)$$

表达式 2.7 中， e 是电子电荷量， I 是平均电流。

(3) 产生复合噪声，它来源于半导体中载流子的随机产生和复合。半导体中的跃迁形式主要有：空陷阱捕获电子，满陷阱释放电子，满陷阱捕获空穴及空陷阱释放空穴。产生复合噪声的功率谱密度跟半导体中陷阱的数量成正比。

(4) $1/f$ 噪声（Flicker 噪声）。这种噪声的功率谱密度与频率成反比，且只存在于非零偏压工作条件下。因为在较高的频率下 $1/f$ 噪声容易被其他噪声源所掩盖，所以它通常在低频条件下才能体现出来。虽然目前 $1/f$ 噪声的起因人们还没有完全弄清楚，但它有可能由各种原因造成，如迁移率波动、表面相关问题等。正因为在本论文中器件的光响应和噪声测量都是在 140 Hz 的低频条件下进行，所以或许我们需要考虑这种噪声对总的暗噪声的影响。

2.3.4 黑体响应度和黑体探测度

为了研究响应度在不同偏压和温度下的特性，我们测量和计算了黑体响应度（ BR ）的值，它定义为黑体光源在 700 °C 下输出光电流与输入功率的比值。黑体响应通常与绝对响应度成正比，而绝对响应度可以粗略地表示为光电二极管的平均光响应。

对应于黑体响应度，我们同时又研究了黑体探测度（ BD^* ）随偏压和温度的变化规律，黑体探测度的定义如下：

$$BD^* = \frac{BR\sqrt{A}}{i_n/\sqrt{\Delta f}} \quad \dots (2.8)$$

式 2.8 中， A 是器件面积， Δf 是带宽， i_n 是噪声电流。

2.3.5 探测度

信噪比通常被用作各种探测器结构之间性能比较的一个重要的品质因数, 这个比较的复杂之处在于: 信噪比是与器件面积和带宽有关的一个函数。为了解决这个问题, 人们提出了探测度的概念。探测度定义为噪声等效功率的倒数, 通常可以通过噪声电流谱密度和响应度的值来进行计算:

$$D^* = \frac{R\sqrt{A}}{i_n/\sqrt{\Delta f}} \quad \dots (2.9)$$

上式中, A 是器件面积, R 是响应度, Δf 是带宽, i_n 是噪声电流, 可以得到探测度的单位是 $\text{cm}\cdot\text{Hz}^{0.5}/\text{W}$ (Jones)。

第3章 硅基 InAs/InGaAs/GaAs 阱中量子点红外光电探测器表征结果与分析

3.1 器件结构及制备工艺

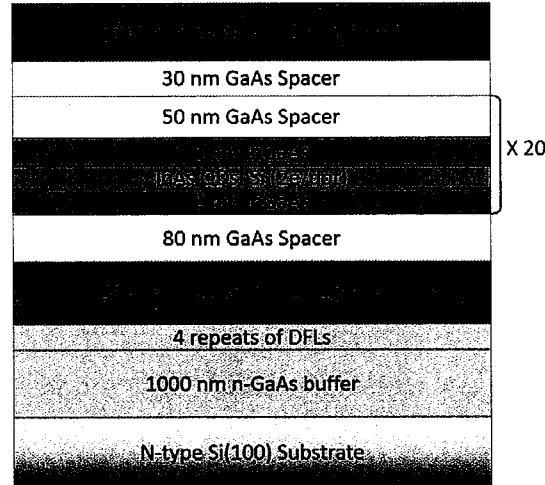


图 3.1 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 结构示意图

Figure 3.1 Schematic layout of the InAs/InGaAs/GaAs DWELL structure.

图 3.1 所示为 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 样品的结构示意图，它是通过使用一种固态源 Veeco Gen-930 MBE 系统直接生长在 Si (100) 衬底上的。为了尽量减少反相畴的形成，Si 衬底在 [100] 晶向上有一个 4° 的偏角。材料 MBE 生长步骤简单列举如下：首先将一层 1000 nm 厚的 n 型 GaAs 缓冲层直接生长在 Si 衬底上；接着在上面继续生长 4 层重复的 InGaAs/GaAs 超晶格位错过滤层 (DFLs)。当 DFLs 层生长完成之后，接着在上面依次生长一层 500 nm 的 n 型 GaAs (Si 掺杂浓度为 $2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$) 底部接触层和一层 80 nm 的未掺杂 GaAs 分隔层。紧接着生长 DWELL 有源区层，这层由 20 个周期的重复结构组成，每个周期包括一层 50 nm 的未掺杂 GaAs 分隔层，2 层 InGaAs QW 层及夹在中间的一层 InAs QD (掺杂 Si，每个 QD 中有两个电子) 层，2 层 InGaAs QW 层的厚度分别为 6 nm 和 2 nm，QD 的密度大约为 $400 \text{ QDs}/\mu\text{m}^2$ 。最后，在之前生长的结构之上，再依次生长一层 30 nm 的未掺杂 GaAs 分隔层和一层 800 nm 的 n 型 GaAs (Si 掺杂浓度为 $2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$) 顶部接触层。

材料生长完成之后，我们通过标准紫外 (UV) 光刻和湿法化学刻蚀 (腐蚀溶液为 $\text{H}_3\text{PO}_4: \text{H}_2\text{O}_2: \text{H}_2\text{O}=1: 1: 8$) 工艺制备出了一系列未钝化台面隔离的圆形器件，这些器件直径最小为 20 μm ，最大为 500 μm 。最后采用电子束蒸发和金

属剥离技术成功地在 n 型 GaAs 底部和顶部接触层上沉积了两层 Ti/Au (50 nm/300 nm) 金属接触层。到此器件的工艺制备完成。

3.2 材料 TEM 表征

图 3.2 (a) 展示出了 GaAs 缓冲层和 4 层重复 InGaAs/GaAs 超晶格 DFLs 层的亮场透射电子显微镜 (TEM) 图像。由于 Si 和 GaAs 晶格常数和热膨胀系数的不匹配, 我们可以从衬底/缓冲层界面上观察到一个比较大的螺位错, 它的密度大约为 $10^9/\text{cm}^2$ 。InGaAs/GaAs 超晶格 DFLs 结构可以显著地抑制位错的扩展。当沉积 4 层重复的 DFLs 层之后, 位错密度 (TDD) 迅速减小, 最后大约维持在 $3 \times 10^6/\text{cm}^2$ 的水平上。从图 3.2 (b) 中可以看出 20 周期的 DWELL 有源区没有出现螺位错, 这证明了在 Si 衬底 GaAs 缓冲层之上生长的一层 DFLs 结构可以有效地减少位错密度。

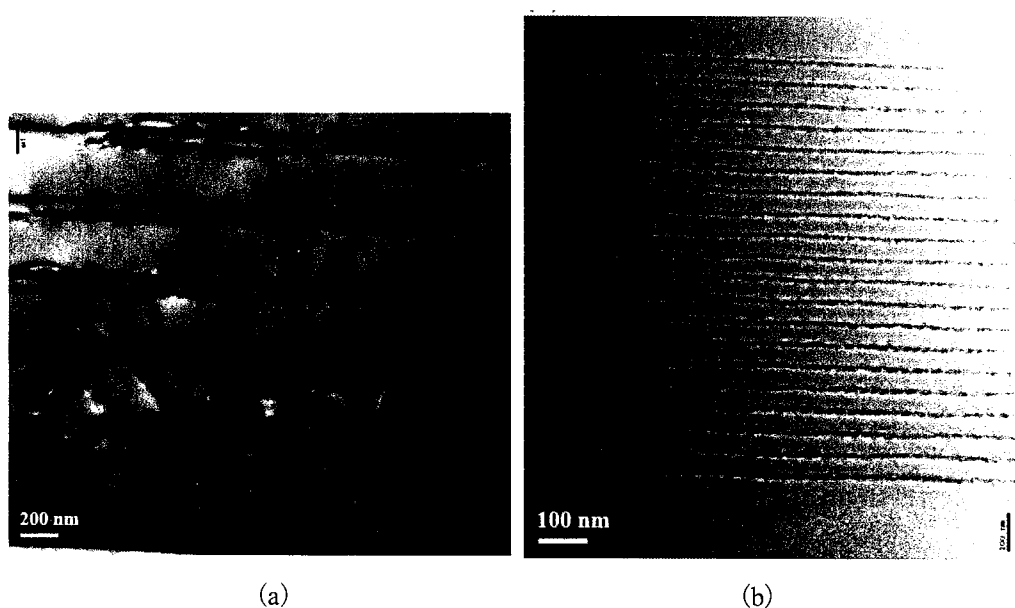


图 3.2 TEM 图像:

(a) GaAs 缓冲层和 4 层重复 InGaAs/GaAs 超晶格位错过滤层的亮场 TEM 图像; (b) 20 周期 DWELL 有源区的低倍率亮场 TEM 图像。

Figure 3.2 TEM image:

(a) Bright-field TEM image of the GaAs buffer layer and four repeats of the InGaAs/GaAs dislocation filter layers (DFLs); (b) Low-magnification bright-field TEM image of the 20 periods DWELL active region.

3.3 光致发光表征

连续波 (CW) 光致发光 (PL) 测量是在一个闭合循环氮变温低温恒温器中进行的, 激发光源选用的是一个 532 nm 的倍频 Nd:YAG (掺钕钇铝石榴石) 激光器。这个激光器的光斑直径大约为 20 mm, 激发光功率的范围从大约 10^{-7} mW 到 10^2 mW 之间。从样品测得的 PL 信号首先用一个单色仪进行色散, 然后再用一个液氮冷却条件下的 InGaAs 光电二极管阵列进行探测。图 3.3 (a) 显示了在不同激发功率下, InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器在温度为 10 K 时的 PL 谱。在最低的激发功率 ($I_{ex} = 25 \mu\text{W}/\text{cm}^2$) 条件下, 可以发现一个峰值位置大约在 1.04 eV 处的发射峰, 而这个 1.04 eV 很可能对应的是从 QD 的电子基态到空穴基态间的带间跃迁能量差。随着激发功率的增加, 在 PL 谱较高能量的一边出现了第二个发射峰, 峰值位置大约在 1.09 eV 处, 同理这个 1.09 eV 也很可能对应的是从 QD 的电子激发态到空穴激发态间的带间跃迁能量差, 第二个发射峰的出现可能与高激发光功率下的状态填充有关^[43]。图 3.3 (a) 中 PL 的谱线形状呈现出不对称的特性, 这可能是由于 QDs 尺寸的不均匀分布造成的, 这种不对称现象之前也多次出现在 InAs QDIP 和 DWELL 结构中^[23, 43]。

图 3.3 (b) 展示了在一个固定的激光器激发功率 ($I_{ex} = 10 \text{ mW}/\text{cm}^2$) 下, 测量温度从 80 K 升到 300 K 条件下得到的温度相关 PL 谱。如图 3.3 (c), 从 PL 谱中提取出的与 QDs 基态跃迁有关的一些参数, 包括积分强度, 峰值位置和半高宽 (FWHM), 都是与温度有关的函数。随着温度的升高, PL 谱的峰值位置发生红移, 此类红移现象也经常 InAs 基 QDIP 结构中出现。这种行为表明, 在一定的热激发条件下, 载流子经历了一个转移过程: 从浅能级的较小 QDs 转移到深能级的较大 QDs 中, 结果导致带间发射能量变小和 PL 谱峰值位置红移^[43, 46, 47]。同时这种载流子转移过程也可以通过图 3.3 (c) 中的 PL 谱线宽随温度的变化关系来证明。在低温条件下, PL 谱的半高宽主要由 QDs 的不均匀分布决定。随着温度的升高, 可以观察到 PL 谱的半高宽值一直减小, 直到 180 K 后才有所增加, 这可能是由于在热激发条件下载流子从较小的量子点转移到较大的量子点中。随着温度的进一步升高直到超过 180 K 后, PL 谱的半高宽值增加, 这可能归因于不同尺寸 QDs 间的电子声子散射^[43, 47-49]。此外, 从图 3.3 (c) 中可以看出, 随着温度的升高, PL 谱的积分强度减小。为了研究 DWELL 结构中载流子的热淬灭机制, 图 3.3 (d) 显示出了积分强度的 Arrhenius 图。230 K 后的实验

数据可以用一个线性函数拟合得很好, 拟合后可以计算得到激活能 (E_A) 大约为 153.8 meV。这个能量值大致对应于电子受到热激发从 DWELL 中的限制状态跃迁到 GaAs 势垒的准连续状态间的能量差, 同时这也表明了载流子的热逃逸是高温下 PL 谱快速淬灭的主要损耗机制。

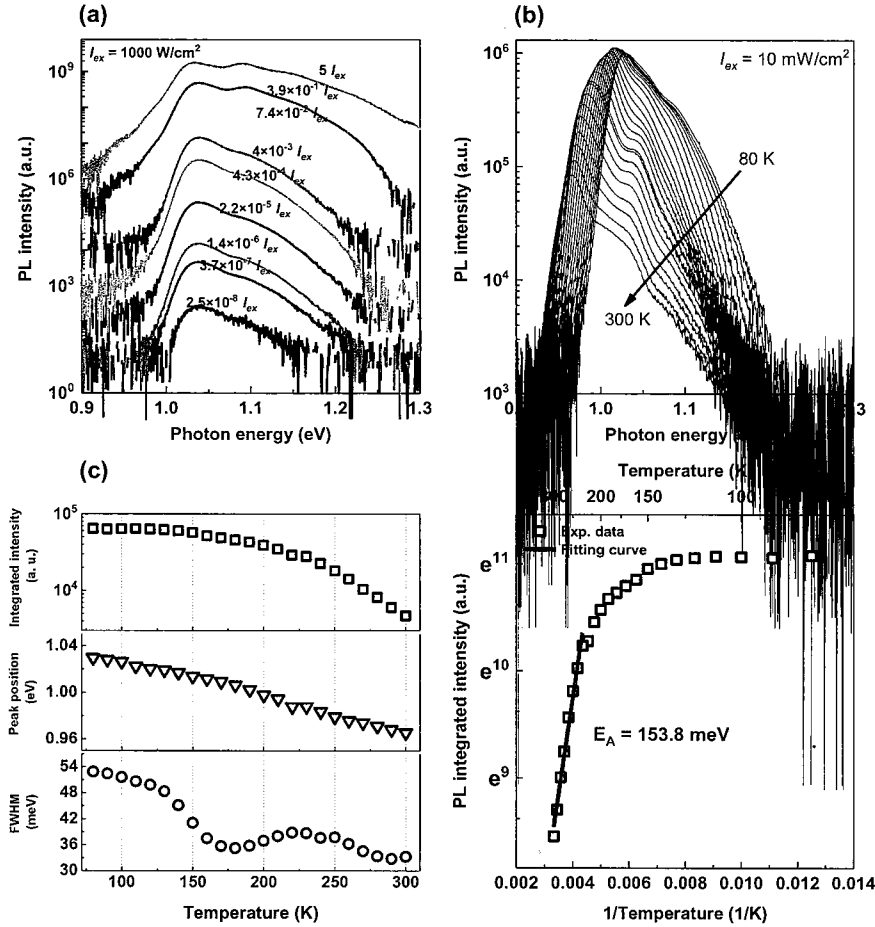


图 3.3 DWELL 光电探测器的相关 PL 谱及 PL 参数图:

(a) 在 10 K 下测量得到的 DWELL 光电探测器的激发功率相关的 PL 谱; (b) 从 80 到 300 K 测量得到的 DWELL 光电探测器的随温度变化的 PL 谱; (c) 从 (b) 中提取得到的与 QDs 基态跃迁相关的 PL 参数 (与温度相关); (d) 从 80 K 到 300 K 的 PL 积分强度 Arrhenius 图, 实线表示线性拟合是从 230 K 到 300 K。

Figure 3.3 The related PL spectra and PL parameter diagram:

(a) Excitation power-dependent PL spectra of the DWELL photodetector measured at 10 K; (b) PL spectra as a function of temperature of the DWELL photodetector measured from 80 to 300 K; (c) Temperature dependences of PL parameters associated with the QDs ground state transition extracted from (b); (d) Arrhenius plot of the PL integrated intensity from 80 K to 300 K. The solid line is the linear fit from 230 K to 300 K.

为了进一步研究在硅衬底上生长的InAs/InGaAs/GaAs DWELL光电探测器的光学特性, 选用一个锁模钛宝石激光器产生的750 nm波长的2 ps脉冲进行时间分辨PL测量。这个激光器每脉冲的激发密度为 6×10^{11} 个光子/ cm^2 , 光脉冲串的频率为76 MHz。为了检测瞬态PL信号, 采用一个带单色仪的Hamamatsu Synchroscan C5680超高速扫描照相机, 这个照相机同时配备了一个红外增强的S1阴极, 系统的整体时间分辨率大约为15 ps。

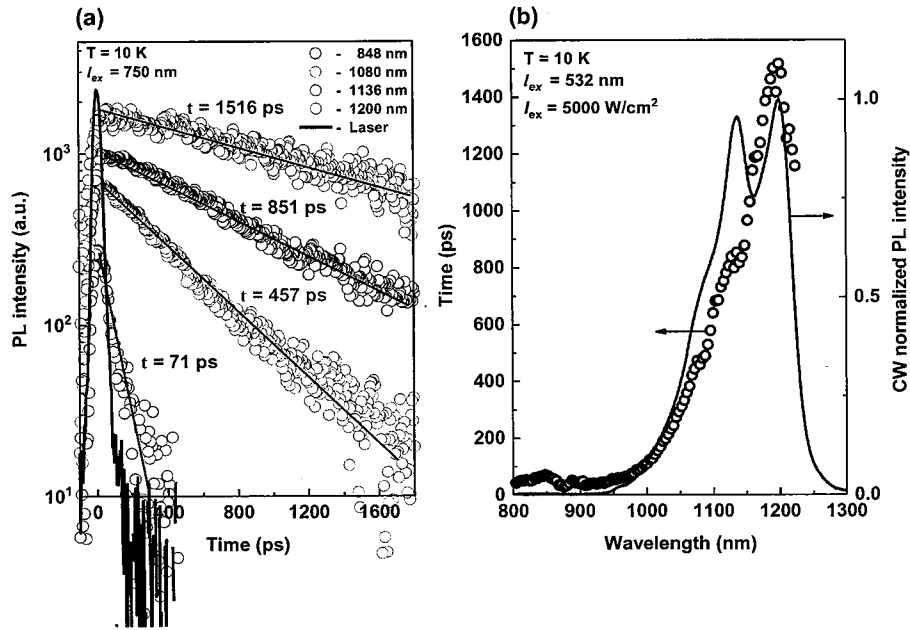


图 3.4 时间分辨 PL 谱:

(a) 在 10 K 条件下测量得到的不同发射波长的时间分辨 PL 谱; (b) 估计得到的 PL 寿命 (红色开环) 与波长间的关系。蓝色曲线是归一化的 PL 谱。

Figure 3.4 The time-resolved PL spectra:

(a) Time-resolved PL spectra measured from the DWELL photodetector at 10 K for different emission wavelengths; (b) Estimated PL lifetime (red open circles) versus wavelength. The blue curve is the normalized PL spectrum.

图 3.4 (a) 显示了在 10 K 条件下测量得到的不同发射波长的时间分辨 PL 谱。除了有一层的发射波长大约在 848 nm (71 ps), 其它所有的 PL 衰变过程都有一个超过 450 ps 的相对较长的寿命。图 3.4 (b) 展示了 PL 寿命随波长的变化关系, 归一化 PL 光谱是在 10 K 条件下测量得到的, 激光器的激发功率为 5000 W/cm^2 , 激发波长为 532 nm。对应于 QDs 基态和激发态跃迁的两个主要 PL 峰都显示出一个相对较长的衰减寿命 (>800 ps)。特别是, 在 1200 nm 波长下测量的与量子点基态跃迁有关载流子的寿命大约是 1.52 ns, 这比之前报道的生长在

Si 衬底上的 InAs/GaAs QDIP 的载流子的寿命要长 17% 左右^[43]。因此, 加入 DWELL 结构可以确保 QDs 中有一个长的载流子弛豫时间, 同时这也表明有着较大探测度和较高工作温度的子带间 DWELL 光电探测器是很有希望实现的。

3.4 电学表征

为了测量 DWELL 光电探测器的暗电流-电压 (I - V) 特性, 我们从放到低温探针台里的样品上选了一个直径为 130 μm 的器件来进行变温测试, 温度范围从 77 K 到 300 K。图 3.5 呈现出了测量的结果, 注意当温度高于 180 K 时, 在一些比较大的偏压下测量得到的暗电流值超过了我们设置的一个安全电流值 (1 mA), 因此温度高于 180 K 的暗电流电压数据范围变窄。随着温度从 77 K 升到 300 K, -1V 偏压下的暗电流增加了大约 5 个数量级: 从 1.13×10^{-6} mA 增大到 1.12×10^{-1} mA (相应的暗电流密度 (J_d) 从 8.5×10^{-3} mA/cm² 增大到 8.4×10^2 mA/cm²)。这个器件在 1V 偏压和 77 K 处的暗电流值为 2.69×10^{-7} mA ($J_d = 2.03 \times 10^{-3}$ mA/cm²), 而生长在 Si 衬底上的 InAs/GaAs QDIP 在 1 V 偏压和 80 K 处的暗电流值为 2.8 mA/cm²^[43], 通过对比这两个暗电流值可以得出如下结论: 在一个 QDIP 中插入 2 个 InGaAs QWs (DWELL 结构) 可以显著降低暗电流。从图 3.5 中也可以明显地发现暗电流电压曲线在正偏压和负偏压下不对称, 这可能源于量子点的不均匀几何生长和不对称的能带结构, 导致载流子在向顶部或底部接触层移动时有不同的能量差^[23, 43]。

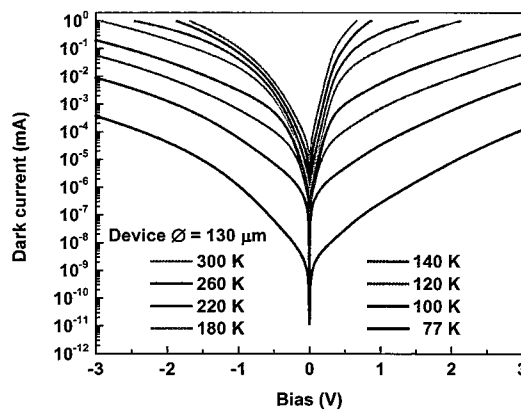


图 3.5 不同温度下测量得到的 DWELL 光电探测器的暗电流-电压 (I - V) 特性

Figure 3.5 Dark current-voltage (I - V) characteristic of the DWELL photodetector measured at different temperatures.

图 3.6 显示了 0.5 V 偏压下从暗电流测量数据中提取出来的 Arrhenius 图, 可以看到图中做了一个线性拟合, 并据此计算出暗电流激活能 (E_A) 的值为 151.4 meV。这个值与图 3.3 (d) 的 PL 积分强度中提取得出的激活能的值能很好地吻合, 由此也进一步支持了我们先前的观点: 载流子的热逃逸是从 DWELL 中的电子准费米能级 (E_F) 跃迁到 GaAs 势垒的准连续态能级。

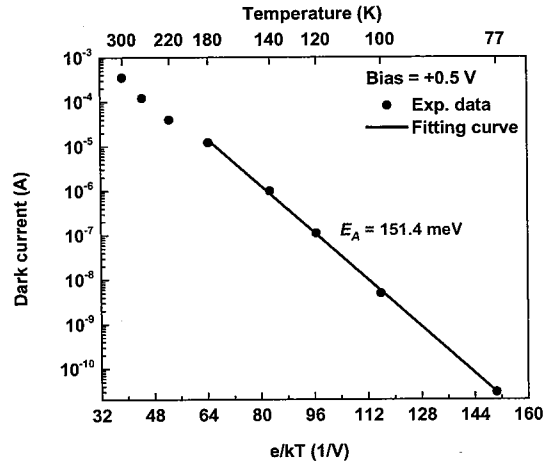


图 3.6 0.5 V 偏压下暗电流的 Arrhenius 图, 实线表示从 77 到 180 K 的线性拟合

Figure 3.6 Arrhenius plot of the dark current under 0.5 V bias, the solid line represents the linear fitting of the plot from 77 to 180 K.

图 3.7 画出了 E_A 与偏压间的关系, 可以注意到曲线在正偏压超过 2 V 后就产生了中断, 这是因为温度为 180 K 时, 偏压大于 2 V 对应的暗电流值已经超过了我们设置的安全电流值, 因此超过 2 V 的对应的数据不包括在计算中。

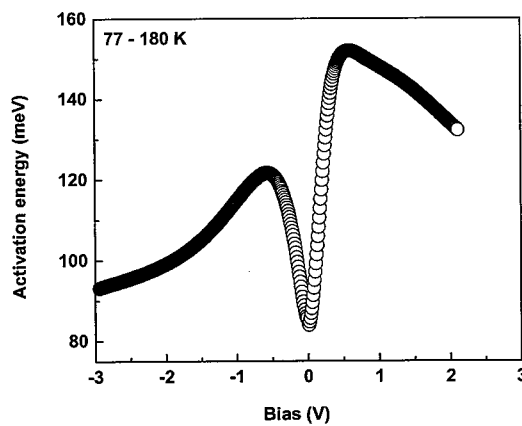


图 3.7 在不同偏压下计算得到的暗电流激活能 (E_A)

Figure 3.7 Dark current activation energy (E_A) calculated at different bias voltages.

随着偏压从 0 V 朝正偏压和负偏压方向同时增加时, E_A 都快速地增加, 然

后在 0.58 V 和 -0.6 V 处分别到达各自的极大值，接着随偏压的进一步增加而缓慢减小。在之前关于生长在 GaAs 衬底上的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器的研究中报道过的 E_A 随偏压的变化规律与我们的器件不同，他们的 E_A 都是随偏压的增加而在正负两个方向上均单调的减少^[23, 27, 50-53]。

我们尝试解释 E_A 随偏压反常变化的原因如下：在 77–180 K 的温度范围内，热激发促进了载流子从较小 QDs 转移到较大 QDs 的点间转移过程，而这个转移过程在之前的 PL 半高宽和峰值位置测量实验中已经被证明过了。由于较大 QDs 的电子能级相对于 GaAs 导带边缘来说是很深的，因此随着越来越多的载流子占据在较大的 QDs 上，暗电流激活能也就相应地增加了。特别需要注意的是在图 3.3 (c) 中，当温度从 130 K 升到 180 K 的过程中，PL 的半高宽迅速减小，这表明 QDs 的点间转移过程速度相当快，从而导致 E_A 随偏压的增加而急剧增加。另一方面，除了温度的影响外，还需要注意的是：载流子的点间转移过程也与偏置电压有关。通过外加偏压带来的强电场会降低 DWELL 结构中 InGaAs QW 和 GaAs 层相关势垒的高度，从而随着偏压的增加，场辅助隧穿概率增加，载流子的点间转移过程也因此得到了增强^[54, 55]。如图 3.7 所示， E_A 在 0.58 V 和 -0.6 V 处的两个极大值点表明此时载流子的点间转移过程趋于饱和，不同尺寸的量子点几乎都处于平衡状态，其中大多数量子点中的大多数低能级状态都被载流子填充满了。在这种情况下，偏置电压的进一步增加会促进 E_F 向 GaAs 导带边缘方向移动，从而电子从 E_F 逃逸到 GaAs 准连续态能级所需的能量差（即 E_A ）减小。注意到 E_A 在 -1.5 V 后衰减变慢，衰减曲线斜率变小，这是因为暗电流在不同的温度下产生了一些偏差，例如图 3.5 中的曲线间距随偏压的增加而变小。 E_A 随偏压的反常变化或许也能说明：在高偏压条件下，场辅助隧穿是生长在 Si 衬底上的 DWELL 结构中载流子逃逸的一个主导机制。

3.5 光电表征

为了进一步研究硅基 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器的光电性能，我们继续选用之前测过暗电流的同一个 130 μm 的器件来进行。首先对这个器件做好引线键合，然后将它放入到一个低温恒温器里进行红外光响应和暗噪声的测量。同时这个 DWELL 器件光响应的测量是处在一个正面光照和无抗反射 (AR) 涂层的条件下。如图 3.8 (a) 所示为器件在 77 K 下测量得到的黑体响应度和偏

压间的关系，图中曲线在正负偏压下也呈现出不对称性，这可能与之前描述的暗电流密度不对称的原因相同。图 3.8 (b) 所示为器件在 77 K 下测量得到的暗噪声谱密度，在一个相对较小的偏压范围内 ($< \pm 0.5$ V)，仪器的本底噪声对器件暗噪声的影响很大，导致此时测量得到的噪声处于一个不确定的状态。而当偏压达到一定的值之后，可以看到随着正偏压和负偏压的增加，黑体响应度和噪声谱密度都随着增加。图 3.8 (c) 画出了黑体探测度随偏压的变化关系。随着偏压从 0.5 V 增加到 1.25 V，黑体响应度增大了 605.2%，而暗噪声只增大了 27.5%，因此在这个偏压范围内，黑体探测度随偏压的增加而迅速增加。然而，当随着偏压进一步的从 1.25 V 增加到 2 V，暗噪声的上升 (447.1%) 快于黑体响应度的上升 (243%)，导致黑体探测度在到达一个极大值点后下降。同时从图 3.8 (c) 中也可以得出：器件在黑体辐射下的最好性能在 1.25 V 处获得，此时黑体探测度的值为 $2.11 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 。

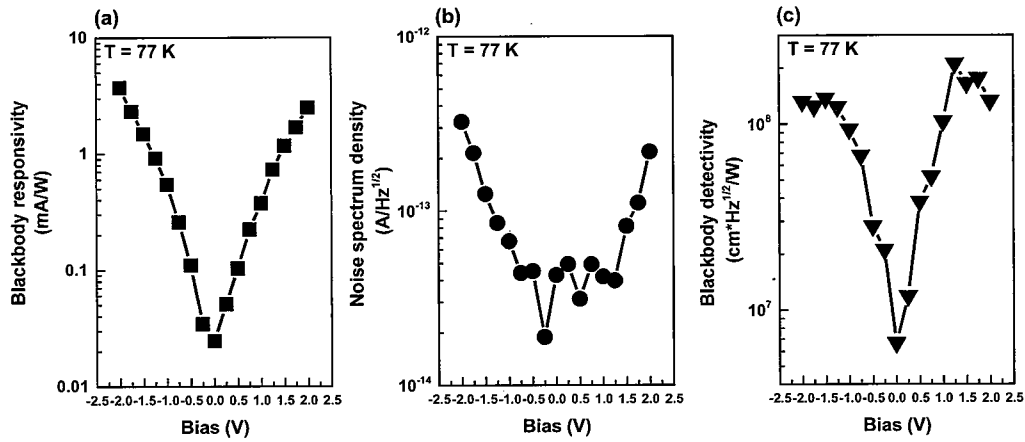


图 3.8 77 K 下和偏压的关系：

(a) 黑体响应度；(b) 噪声谱密度；(c) 黑体探测度。

Figure 3.8 Bias voltage dependences of:

(a) Blackbody responsivity; (b) Noise spectrum density; and (c) Blackbody detectivity measured at 77 K.

图 3.9 (a) 和 (b) 展示了硅基 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器在 ± 2 V, ± 1 V 和 ± 0.5 V 偏压及 77 K 温度条件下计算得到的绝对响应度。我们可以同时在正偏压和负偏压曲线中观察到在大约 $8.6 \mu\text{m}$ 处有一个尖峰，这是一个伪峰，应该被舍弃。如图 3.9 (b) 所示，在 -2 V 偏压下，DWELL 光电探测器绝对响应度的峰值为 14.67 mA/W ，峰值波长位置大约在 $7.09 \mu\text{m}$ (175 meV) 处；当偏压减小到 -1 V 和 -0.5 V 时，绝对响应度的峰值分别为 1.97 mA/W 和 0.39 mA/W ，相应的峰值波长位置分别在大约 $5.5 \mu\text{m}$ (225 meV) 和 $5.45 \mu\text{m}$ (228 meV)。

处。同样地在 2 V, 1 V 和 0.5 V 正向偏压下, 绝对响应度的峰值分别为 10.9 mA/W, 1.29 mA/W 和 0.46 mA/W, 相应的峰值波长位置分别在大约 6.39 μm (194 meV), 5.85 μm (212 meV) 和 5.52 μm (225 meV) 处。我们可以注意到: DWELL 光电探测器的光响应峰值能量值, 对应于从 QDs 的电子基态到 GaAs 层的准连续态的子带间跃迁能量差, 要比生长在 Si 衬底上 InAs/GaAs QDIP 的峰值能量值大。例如, 一个生长在 Si 衬底上的 InAs/GaAs QDIP 在 1 V 偏压下的光响应峰值波长位置大约在 6.5 μm (190.7 meV) 处^[43], 这个峰值能量值要比我们的 DWELL 器件的峰值能量值小 21.3 meV。从另一方面来看, 与 QDs 电子基态有关的 PL 发射能量值对应的波长, 在本论文 DWELL 结构中为 1200 nm, 而在上述同样的 InAs/GaAs QDIP 结构中为 1036 nm, 即发生了蓝移。这些结果共同表明了 InAs QDs 层中间额外加入 InGaAs QW 层可以降低 QDs 中电子和空穴的基态能级, 从而导致子带间探测波长的蓝移。因此接下来的工作可能会集中在优化 QWs 层的厚度和组成, 最终可以更好地调节 DWELL 器件的探测波长及提高器件的性能。

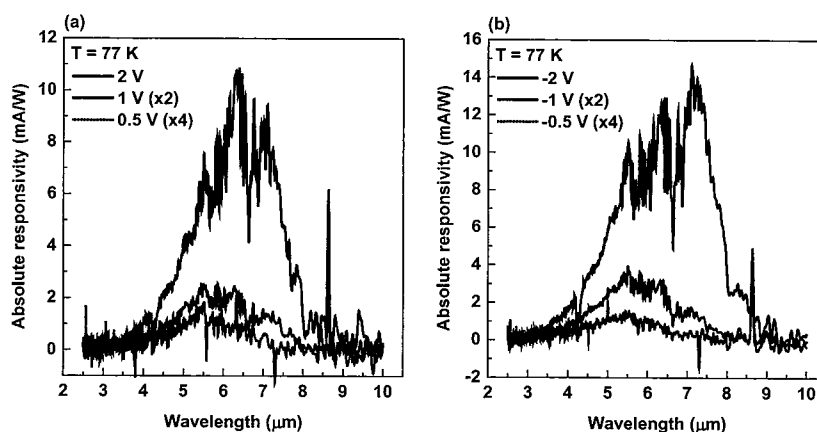


图 3.9 77 K 温度下 DWELL 光电探测器的绝对响应度:

(a) 2 V, 1 V 和 0.5 V; (b) -2 V, -1 V 和 -0.5 V。

Figure 3.9 Absolute responsivity of the DWELL photodetector measured at 77 K:

(a) 2 V, 1 V and 0.5 V; (b) -2 V, -1 V and -0.5 V.

此外, 从图 3.9 (a) 和 (b) 也可以看出: 无论是在正偏压还是反偏压下, 随着偏压值的增加, 光响应峰值波长位置都朝着长波 (红移) 的方向移动, 且负偏压下的波长红移长度要稍微大于正偏压下的波长红移长度。上述的光响应峰值波长位置随偏压增加而发生红移的现象也能在很多 InAs 基 DWELL 光电探测器结构中观察到, 这些红移现象可以归因于量子限制 Stark 效应 (QCSE)^[56]。值

得注意的是，在相同的偏压（0.5 V）条件下，光响应的峰值能量值（225 meV）明显大于之前得到的暗电流激活能的值（151.4 meV）。类似这种暗电流激活能和子带间光响应能量之间存在能量差的现象，也曾出现在很多相似的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器结构中^[54, 57, 58]，所以我们有理由相信这种差异是由于电子的准费米能级位于完全填充的量子点基态能级之上造成的。

如图 3.10 所示，基于前人对类似 DWELL 结构的研究和我们从实验中得到的带间 PL，暗电流激活能拟合及光响应测量等有力数据，我们可以推断出本论文中 DWELL 光电探测器结构的能带分布图。根据 Krishna 等人^[28]和 Dixit 等人^[58]提出的半经验计算模型，可以估算出 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 结构中 GaAs 分隔层和 InAs QDs 层的导带偏移差为 250–297 meV^[28, 58]。同样地，InGaAs QWs 层和 GaAs 分隔层之间的势垒高度为 194 ± 10 meV^[58]。以上这些能量关系可以进一步支持我们之前提出的峰值光响应能量值，即它是从 InAs QDs 层的电子基态能级到 GaAs 分隔层的准连续态能级之间的子带间跃迁能量差。

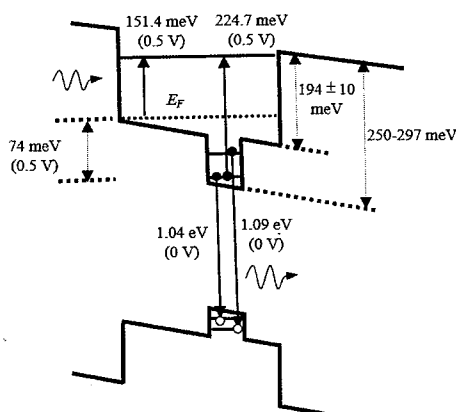


图 3.10 根据实验结果得到的 DWELL 结构的导带和价带分布图

Figure 3.10 Experimentally obtained conduction and valence band profile of the DWELL structure.

最后，根据之前得到的噪声谱密度和绝对响应度的值，我们计算出硅基 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测器在 77 K 和不同偏压下的探测度。如图 3.11 所示为器件在 77 K 和 ± 2 V 偏压下探测度随波长的变化曲线图：器件的最好性能是在 2 V 偏压下得到，峰值探测度的值为 $5.78 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{0.5} / \text{W}$ ，峰值位置大约在 $6.4 \mu\text{m}$ 处，相应的峰值响应度的值为 10.9 mA/W。

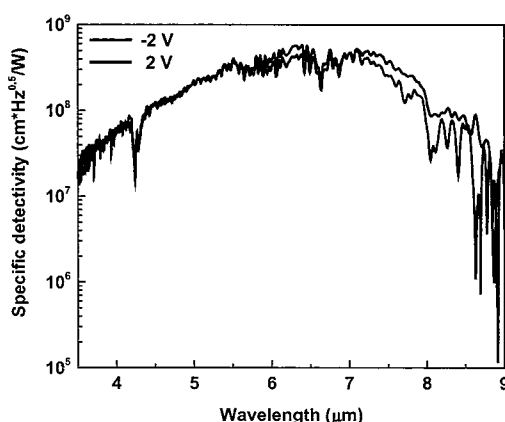


图 3.11 在 77 K, ± 2 V 偏压和不同波长下计算得到的 DWELL 光电探测器的探测度

Figure 3.11 Specific detectivity of the DWELL photodetector calculated at different wavelength under ± 2 V bias at 77 K.

表 3.1 展示出了最近报道生长在 GaAs 衬底上的相似 DWELL 光电探测器结构的探测度值。Ling 等人通过在 DWELL 结构中加入一层 AlGaAs 势垒结构从而得到了大约 $1 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{0.5} / \text{W}$ 的峰值探测度值^[34], 这比我们的 DWELL 器件探测度的值高了大约 20 倍。然而我们也注意到, 在同样的实验条件下 (77 K, -1 V), 他们器件的暗电流密度为 $3.8 \times 10^{-1} \text{ mA/cm}^2$, 远大于我们的器件 ($8.5 \times 10^{-3} \text{ mA/cm}^2$), 而最终他们器件的探测度又远好于我们的器件, 这可能是因为我们器件的响应度较低导致的。这一结果是令人鼓舞的, 同时也证实了硅基 DWELL 光电探测器在硅基 MWIR 领域有一个广阔的发展前景。

表 3.1 几种相似 DWELL 光电探测器的性能比较

Table 3.1 Comparison of performance of similar DWELL photodetectors

作者	有源区结构	衬底	峰值探测度 D^* ($\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$)	峰值波长 λ (μm)
Ling 等人 ^[59]	InAs/InGaAs/AlGaAs	GaAs	1×10^{10} (-0.9 V, 77 K)	8
H. Ghadi 等人 ^[30]	InAs/InGaAs/GaAs	GaAs	4.1×10^9 (-1 V, 87 K)	7.3
A. G. U. Perera 等人 ^[60]	InAs/InGaAs/GaAs	GaAs	1.4×10^9 (-2 V, 78 K)	5
本论文	InAs/InGaAs/GaAs	Si	5.8×10^8 (2 V, 77 K)	6.4
Srinivasan 等人 ^[61]	InAs/InGaAs/GaAs/AlGaAs	GaAs	4×10^8 (2 V, 77 K)	4.4

最后, 从本论文中的硅基 DWELL 器件的实验结果出发, 未来的工作主要集中在: 通过优化器件设计结构和材料生长条件, 来提高探测器的量子效率以及更好地调节峰值探测波长。

第4章 硅基 InAs/InGaAs/GaAs 阱中量子点红外光电探测器暗电流特性分析

4.1 基于暗电流激活能的 QDIPs 暗电流模型

暗电流是红外光电探测器中最基本和最重要的参数之一，它影响着探测器的暗噪声、灵敏度、探测度和最高工作温度等性能^[23, 62]。近年来国内外科研人员对 QDIPs 的暗电流进行了广泛而深入的研究。2003 年，加拿大国家研究委员会的刘惠春教授从 QDIPs 中微米尺度电子传输对暗电流激活能的影响出发，提出了一个可以通过计算 QDs 势垒中运动载流子的数目来估算暗电流的模型^[63]。2009 年，刘教授的团队在考虑了外加偏压对电子漂移速度的影响后，从而对之前提出的暗电流模型进行了修正^[64]。然而在他们的暗电流模型中，只考虑了微米尺度电子传输对暗电流激活能的影响，实际上还应包括纳米尺度电子传输与暗电流激活能间的关系。正是基于这个考虑，J.Y. Duboz、Z.Y. Zhao 和 Z.M. Ye 等人在研究 QDIPs 暗电流激活能时，认为它与纳米尺度电子传输有关^[65-67]。

2010 年，中国科学院上海技术物理研究所陆卫教授团队在研究 QDIPs 暗电流特性时发现，在 QDIPs 的整个电子传输过程中，暗电流由微米尺度（与热激发有关）和纳米尺度（与场辅助隧穿有关）两种电子传输过程共同决定，并提出了一个连续耦合的多尺度电子传输暗电流模型，最后通过实验数据对这个模型进行了验证^[62]。2012 年至今，西安电子科技大学张建奇教授团队对上述多尺度电子传输暗电流模型进一步进行了验证，使得该模型更加符合 QDIPs 的实际暗电流机制，同时模型的计算精度也得到了提高^[68-70]。

刘惠春教授提出的暗电流计算模型可以表示为：

$$I_{dark} = ev_d n_{3D} A \quad \dots (4.1)$$

式 4.1 中， e 是电子电荷量， v_d 是 QDs 势垒中载流子的漂移速度， n_{3D} 是 QDs 势垒中三维电子浓度， A 是器件面积。可以发现模型中只考虑了载流子的漂移运动，而忽略了载流子的扩散运动对暗电流的影响^[63]。三维电子浓度 n_{3D} 可以表示为：

$$n_{3D} = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad \dots (4.2)$$

上式中, m 是电子有效质量, k 是玻尔兹曼常数, T 是器件工作温度, $\hbar$ 是归一化普朗克常数, E_a 是暗电流激活能, 它等于 QDs 势垒层导带连续态能级与费米能级之间的能量差。根据之前报道过的相关研究可知, E_a 由微米尺度和纳米尺度两种电子传输过程共同决定, 对应的连续耦合暗电流模型中电子的传输可以分为图 4.1 所示的三个过程^[62]:

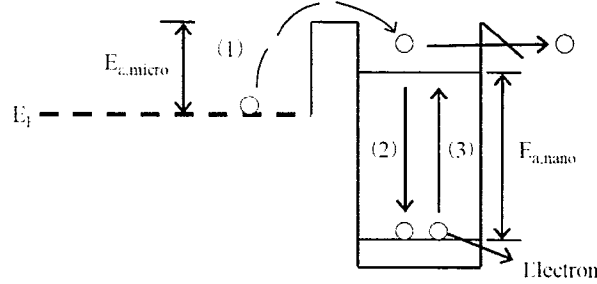


图 4.1 QDIP 中两种电子传输的连续耦合过程

Figure 4.1 The sequential coupling process of two kinds of electron transport in the QDIP

- (1) QDs 或 DWELL 结构中费米能级附近的电子在热激发作用下越过势垒层, 这对应的是微米尺度电子传输过程。
- (2) QDs 或 DWELL 结构捕获电子。
- (3) QDs 或 DWELL 结构中的基态能级电子首先受热激发跃迁到一个较高的激发态能级上, 然后在场辅助隧穿作用下从 QDs 中逃逸出去, 这对应的是纳米尺度电子传输过程

基于上述过程, QDIPs 或 DWELL IRPDs 的暗电流激活能可以表示为下式:

$$E_a = E_{a,micro} + E_{a,nano} = E_{0,micro} \exp(-E/E_0) + E_{0,nano} - \beta E \quad \dots (4.3)$$

其中, $E_{a,micro}$ 是微米尺度电子传输激活能, 它等于 QDs 势垒层顶端连续态能级到费米能级之间的能量差, $E_{0,micro}$ 是零偏置电场下的微米尺度电子传输激活能, E_0 是实验参数, 对应着微米尺度电子传输激活能随外加偏压增加而发生变化的速度; $E_{a,nano}$ 是纳米尺度电子传输激活能, 实际上是 QDs 的离化能, $E_{0,nano}$ 是零偏置电场下的纳米尺度电子传输激活能, β 同样也是实验参数, 对应着纳米尺度电子传输激活能随外加偏压增加而发生变化的速度。 E 是外加电场强度, 等于外加偏压与器件本征吸收区厚度的比值。

电子漂移速度 v_d 在之前人们的研究中一直被看成是一个常数, 然而在实际的 QDIPs 中, 电子漂移速度并不是一个常数, 它与器件的外加电场、电子迁移

率和电子饱和漂移速度等因素有关^[71, 72]。在此基础上人们又提出了一个修正后的电子漂移速度:

$$v_d = \mu E \left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad \dots (4.4)$$

式 4.4 中, μ 是电子迁移率, v_s 是电子饱和漂移速度。将式 4.2, 4.3 和 4.4 带入到式 4.1 中, 最终可以得到基于激活能的 QDIPs 和 DWELL IRPDs 的暗电流模型为:

$$I_{dark} = 2Ae\mu E \left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_{0,micro} \exp(-E/E_0) + E_{0,nano} - \beta E}{kT} \right) \quad \dots (4.5)$$

4.2 暗电流拟合结果与分析

基于公式 4.5 所示的暗电流模型, 我们把 $E_{0,micro}$, E_0 , $E_{0,nano}$ 和 β 这四个参数当做拟合参数, 其它参数视为常量, 对硅基 InAs/InGaAs/GaAs 阱中量子点红外光电探测器在 77 K, 100 K, 120 K, 140 K 和 180 K 这五个温度下进行了拟合, 其中每个温度在正负偏压范围内分别进行了拟合, 拟合结果分别如下图 4.2 和 4.3 所示:

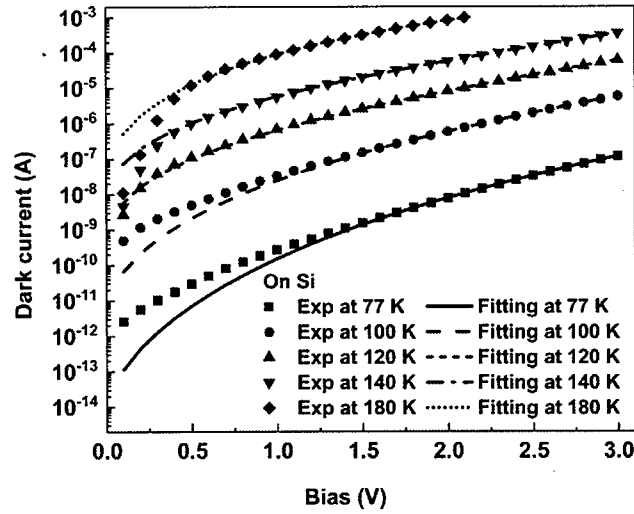


图 4.2 正偏压下 DWELL 光电探测器的暗电流拟合结果

Figure 4.2 The dark current fitting results of the DWELL photodetector at positive bias.

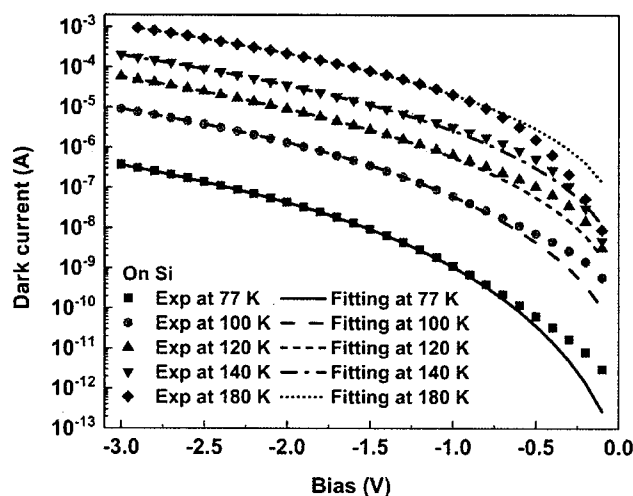


图 4.3 负偏压下 DWELL 光电探测器的暗电流拟合结果

Figure 4.3 The dark current fitting results of the DWELL photodetector at negative bias.

从图 4.2 及图 4.3 中可以发现,不管是正偏压还是负偏压条件下,77 K 和 100 K 温度下的拟合在一个小偏压范围内有较大的偏差:拟合结果小于实验测得的结果。从之前 PL 的实验中我们也已经知道,在一定的热激发条件下,载流子经历了一个转移过程:从浅能级的较小 QDs 转移到深能级的较大 QDs 中。同时这个转移过程对应的正好是载流子的扩散过程:从载流子浓度高的较小 QDs 扩散到载流子浓度低的较大 QDs 中。所以在我们的暗电流拟合模型中,因为没有考虑到载流子的扩散运动对总的暗电流的贡献,导致在一个较小的偏压范围内,拟合结果小于实验结果。随着偏压逐渐增加,隧穿相关的漂移运动占据主导,此时可以忽略载流子的扩散运动带来的影响,所以拟合模型拟合出来的结果与实验数据符合的很好。

当温度增加到 120 K, 140 K 和 180 K 时,小偏压范围内的拟合结果基本等于或大于实验结果。我们尝试作出如下解释:从之前图 3.3 (c) 中发现,当温度从 130 K 升到 180 K 的过程中,PL 的半高宽迅速减小,这表明载流子从浅能级的较小 QDs 转移到深能级的较大 QDs 的点间转移过程速度相当快。而这个快速的转移过程会促使载流子更快更多的占据在较低的能级上,对应的是激活能变大,使得这些载流子受热激发从 QDs 中逃逸出去的难度增加,最后导致暗电流减小。而在我们的暗电流模型中,并没有考虑到这个快速点间转移过程对激活能带来的影响,所以在一个小偏压范围内,拟合模型中的激活能要小于实际的激活能,相应拟合出来的暗电流要大于实际测出的暗电流。同时与 77 K 和 100 K 温度下一样,因为没有考虑载流子扩散运动的贡献,又会使得拟合出来的暗电流小

于实际测得的暗电流。综合以上两种原因,我们分析认为:在 120 K 温度下,由于没有考虑载流子的扩散运动对暗电流的贡献,导致拟合结果偏小,和由于点间转移使得激活能变大,从而导致拟合结果偏大,这两者带来的影响基本相等,所以此温度下拟合结果基本等于实验结果。而在 140 K 和 180 K 温度下,激活能的迅速增加导致的拟合结果偏大占据主导,没有考虑载流子的扩散运动带来的影响相对较小,所以此时还是表现为拟合结果大于实验结果。

随着外加偏压逐渐增加,与 77 K 和 100 K 一样,120 K,140 K 和 180 K 温度下的拟合结果和实验结果也符合的很好。此时载流子的点间转移过程已经接近饱和,DWELL 中隧穿相关的漂移运动占据主导,之前提到的小偏压下对暗电流有影响的两种原因都可以忽略。

上述暗电流模型中使用到的常数和拟合参数分别如下表 4.1,4.2 和 4.3 所示:

表 4.1 DWELL 光电探测器暗电流模型中的常数

Table 4.1 The constants of the DWELL photodetector in the dark current model

m	A	μ	v_s	d
$6.1 \times 10^{-32} \text{ kg}$	$1.3273 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$	$1000 \text{ cm}^2/\text{V/s}$	$1 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$1.27 \times 10^{-4} \text{ cm}$

表 4.2 不同温度和正偏压下 DWELL 光电探测器的拟合参数

Table 4.2 The fitting parameters of the DWELL photodetector at various temperatures and positive bias.

温度	$E_{0,micro} \text{ (meV)}$	$E_0 \text{ (kV/cm)}$	$E_{0,nano} \text{ (meV)}$	$\beta \text{ (meV.cm/kV)}$
77 K	49.52	9962.2	152.8	1.51
100 K	41.19	9457.9	168.44	1.86
120 K	22.76	9048.6	183.15	2.24
140 K	21.64	8822.8	190.45	2.39
180 K	49.2	5878.2	202.39	2.54

表 4.3 不同温度和负偏压下 DWELL 光电探测器的拟合参数

Table 4.3 The fitting parameters of the DWELL photodetector at various temperatures and negative bias.

温度	$E_{0,micro} \text{ (meV)}$	$E_0 \text{ (kV/cm)}$	$E_{0,nano} \text{ (meV)}$	$\beta \text{ (meV.cm/kV)}$
77 K	57.6	7074.2	141.1	1.22
100 K	56.83	9181.4	149.98	1.28
120 K	51.4	9132.5	167.79	1.65
140 K	53.09	8904.1	182.94	1.87
180 K	55.66	8390.4	215.07	2.35

在表 4.1 中, d 是器件本征吸收区的厚度。表 4.2 和 4.3 分别是正负偏压下不同温度的拟合参数。从表 4.2 和 4.3 中可以发现,在五组温度下,正负偏压下四

个拟合参数的值完全不相同，这可能与 SK 量子点的不均匀几何生长和不对称的能带结构有关。同时我们也能发现 $E_{0,nano}$ 和 β 均随着温度的增加而增加，前者应该是与载流子的点间转移过程有关，温度升高，点间转移速度更快，更多的载流子转移到能级更深的较大 QDs 中，从而使得 $E_{0,nano}$ 增加；而后者则可能是因为温度越高，热激发越强， $E_{a,nano}$ 随着偏压的增加而减小的更快，载流子更容易从 QDs 基态跃迁到一个较高激发态能级上，从而隧穿出去。

$E_{0,micro}$ 由 DWELL 中的费米能级决定，所以它与热激发和载流子的点间转移过程均相关。在一个较低的温度下，载流子的点间转移过程还比较弱，此时热激发对费米能级的影响占主导，随着温度的升高，大部分的载流子会从一个较低的能级跃迁到一个相对较高的能级上，这表现为费米能级向上移，所以 $E_{0,micro}$ 会减小。而当温度升高到 130 K 左右时，载流子的点间转移过程开始快速增强并占主导，表现为费米能级向下移，所以 $E_{0,micro}$ 又会有所增加。同理， E_0 随温度的变化与热激发和载流子的点间转移过程均有关，同时它也与外加偏压有关，关于它随温度的具体变化规律目前还没有弄明白，是接下来的工作中需要解决的。

总结图 4.2 和 4.3 中的拟合结果，尽管在较大偏压范围内实验数据和拟合结果符合的很好，但还是存在一些轻微的偏差，造成这些偏差的原因到目前为止还不是很清楚，这可能归因于拟合参数和一些跟材料相关的参数共同对暗电流造成的影响。在之前的拟合模型中，我们把电子有效质量 m ，电子迁移率 μ 和电子饱和速度 v_s 这三个参数视为常数，然而实际上，它们可能与器件结构及其组成材料，温度，外加偏压和其它因素有关。

在半导体物理中，电子迁移率主要与能带结构、温度、掺杂浓度及各种散射机制有关，在一定的条件下，当电子迁移率增加时，对应电子的漂移速度随之增大，单位时间内通过某一截面的电子数目也会增加，从而导致暗电流增加；电子的有效质量代表电子受外力作用时，外力与加速度的一个比值，它除了和材料组成及结构有关，还应和其他外界因素有关，例如温度、应力和外加电场等，因此有效质量的变化就对应着暗电流的变化；电子饱和漂移速度主要是通过电子迁移率的关系来影响暗电流。

综合以上拟合结果及分析，需要对基于激活能的暗电流模型进行进一步的修正，才能使得它更好的适用于我们的硅基 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 光电探测

器，所以下一步的工作重点主要集中在：

(1) 原暗电流模型中忽略了载流子扩散运动的贡献，而在我们的器件中，由于载流子的点间转移过程与载流子扩散运动存在一定的联系，且 77 K 和 100 K 温度下较小外加偏压范围的拟合偏差也表明了扩散运动的存在，所以在模型中将载流子的扩散运动考虑进来是有必要的。

(2) 除了四个拟合参数对暗电流的影响，还应该将三个与器件材料性能有关的参数考虑进来，这样才能使得暗电流模型更加完善。

(3) 需要对载流子的点间转移过程进行更深入的分析，因为它明显会对激活能产生影响，但目前关于这个转移过程还没有定量的表征形式，只是一些定性的分析。

第 5 章 结论与展望

本论文主要描述了第一个生长在 Si 衬底上的 InAs/InGaAs/GaAs DWELL 中红外光电探测器。这个 DWELL 结构是在一个基本的 QDIP 结构上演变而来，它由两层 InGaAs QW 层和夹在其中的 InAs QD 层组成。这种混合结构将传统 QDIP 和 QWIP 结构结合了起来，它的暗电流较低，对电子的约束更强，同时能更好的调节探测波长。论文重点分析和讨论了器件的工艺制备流程，各类表征参数定义及计算方法，光学表征、电学表征及光电表征结果与分析，和基于激活能的暗电流拟合模型及拟合结果与分析，具体分别如下：

(1) 器件工艺制备流程主要包括光刻、湿法刻蚀、SiO₂ 沉积、金属沉积和剥离等步骤，并结合图文详细介绍了红外光电探测器的工艺流程；对一些常见红外光电探测器的表征参数进行了定义，并列出了相应的计算过程。

(2) 光学表征主要为连续波 PL 表征，激发功率相关 PL 谱表明我们的 DWELL 样品中有两个发射峰，温度相关 PL 谱证明了载流子点间转移过程的存在，时间分辨 PL 谱显示出了一个较长的载流子寿命 (1.52 ns)；电学表征结果展现出了一个较低的暗电流，暗电流激活能随偏压的变化关系再次证明了载流子点间转移过程的存在，这个过程不仅和温度有关，同时还与外加偏压有关；光电表征中光响应结果表明我们的器件工作在中红外波段，噪声和探测度的实验结果显示了我们的器件有一个相对较高的性能。

(3) 暗电流是红外光电探测器中最基本和最重要的参数之一。基于激活能的暗电流拟合模型及相应的拟合结果表明：在较高的偏压范围内，拟合结果能比较好的符合实验结果；而在低偏压范围内，拟合效果较差，需要同时考虑载流子的扩散运动对暗电流的贡献和载流子的点间转移过程来对拟合模型进行修正，但这个模型的修正现在更多的集中在定性的分析上，定量的修正是下一步工作中的重点。

整个论文的工作揭示了直接集成在 Si 衬底上的 III-V 器件很有希望应用于基于硅基光子学的新一代 MWIR 光电探测器领域中。未来可以进一步研究的工作主要包括：

(1) 通过对比 Si 基和 GaAs 基器件的结构设计、制备工艺、各类实验表征结果

和暗电流拟合结果等，分析这两种器件性能的优劣之处，并找到原因。

(2) 通过优化器件设计结构和材料生长条件，来提高探测器的量子效率以及更好地调节峰值探测波长。

(3) 通过在器件工艺流程中加入合适的钝化技术来进一步降低器件的暗电流。

(4) 在暗电流拟合模型中，将载流子的扩散运动和载流子点间转移过程考虑进来，对模型进行修正，以使得它更好的符合我们的实验结果。