



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

中波带间级联红外探测器研究

作者姓名: 柴旭良

指导教师: 陈建新 研究员 周易 研究员

中国科学院上海技术物理研究所

学位类别: 工学博士

学科专业: 微电子学与固体电子学

培养单位: 中国科学院上海技术物理研究所

2021 年 6 月

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：柴旭良

日期：2021.6.11

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：柴旭良

日期：2021.6.11

导师签名：

日期：

陈建新
2021-6-11

Studies of the mid-wavelength interband cascade infrared
photodetector

A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Microelectronics and Solid electronics
By Chai Xuliang

Shanghai Institute of Technical Physics
Chinese Academy of Sciences

June 2021

摘要

红外探测系统的重要发展方向之一是“SWaP”，也就是更小的体积、更轻的重量和更低的功耗。而红外光电探测器由于禁带宽度窄，一般工作在液氮温区，制冷系统是带来探测系统体积功耗的主要原因。因此，提高红外探测器的工作温度并且降低制冷系统的功耗和体积，可以推动红外探测技术在便携式手持装备等小型化设备方面的发展和应用。红外探测器在高工作温度下面临的两个主要问题：首先，探测器的暗电流是温度的指数函数，随着温度的升高，暗电流急剧增长；此外，少数载流子的扩散长度随着温度升高而降低，导致量子效率下降。这些问题可以通过带间级联结构进行克服，带间级联红外探测器是一种基于锑化物超晶格材料的多吸收区级联结构，通过多量子阱弛豫和隧穿实现光生载流子单方向输运，又避免了PN结的形成，抑制了暗电流，同时，多级级联结构可以获得更高的器件电阻，使器件能够更好地与放大器或输出电路的匹配。多级短吸收区结构可以减小光生载流子的复合，在扩散长度很短的情况下仍然可以有效地收集光生载流子，从而提高探测器在高工作温度下的探测率。本论文主要针对生长在InAs衬底上的中波带间级联探测器进行研究，对带间级联探测器的探测率和响应速度性能进行了研究，本论文的主要研究内容如下：

(1) 带间级联探测器结构设计。带间级联探测器可以突破扩散长度不足对器件探测性能的限制，通过级数和吸收区厚度等结构的优化可以提高探测器的探测率。合理的结构设计对于带间级联探测器非常重要，首先推导了带间级联探测器量子效率和探测率的表达式，计算了在不同扩散长度下不同级数的带间级联探测器能达到的最大探测率，对于光电流匹配结构计算了不同级数的吸收区厚度。根据变温响应率拟合了中波InAs/GaAsSb超晶格吸收区的扩散长度，针对300 K工作的情况，设计了不同级数的带间级联探测器结构。

(2) 带间级联结构材料界面特性分析。在带间级联结构中，能级的精确调控尤其重要，光生载流子的传输过程严重依赖于弛豫区和隧穿区中的量子能级的相对位置，带间级联探测器设计中的关键参数是每一层中原子组分的准确组成。利用分子束外延技术在InAs衬底上生长了带间级联探测器材料，然后对生长的材料进行了扫描透射电子显微镜(STEM)的测试，对InAs/GaAsSb超晶格吸收区、InAs/AlAsSb弛豫区和GaAsSb/AlAsSb隧穿区的界面结构和组分分布进行了

分析,结合高分辨率 X 射线衍射结果,拟合得到了各功能区的原子组分分布。根据拟合的界面组分分布,改进了能带计算中的界面模型,在考虑界面后计算的不同 InAs 厚度的 InAs/GaAsSb 超晶格的截止波长与实验结果符合较好。

(3) 带间级联探测器器件制备和测试。进行了带间级联探测器的制备和测试,对不同级数的带间级联探测器光电性能进行了比较。对于一级和三级带间级联探测器,从 220 K 温度开始器件的响应率都开始降低,而十级器件由于吸收区厚度较短,在高温下响应率基本不变,相比于一级器件,十级器件的响应率受扩散长度的影响较小。在 300 K 下,一级、三级、五级和十级正入射器件的探测率分别为: 4.5×10^8 、 4.9×10^8 、 7.6×10^8 、 $8.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。在此基础上制备了集成浸没透镜带间级联探测器,通过将背入射器件的 InAs 衬底加工成半球透镜,提高器件的光学响应。通过浸没透镜和减反膜的作用,器件的响应率提高了 7.5 倍。集成了浸没透镜的十级带间级联探测器,在 220 K 温度下 $5 \mu\text{m}$ 处的探测率达到了 $1.4 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, 300 K 下 $5 \mu\text{m}$ 处探测率达到了 $4.7 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

(4) 带间级联探测器的响应时间研究。对带间级联探测器进行了 2 级热电致冷的封装,对封装的器件进行了响应时间的测试。通过对比不同面积、不同级数和不同偏压下器件的响应时间,分析发现器件主要受 RC 时间和的光生载流子扩散时间限制,短吸收区厚度的器件的响应时间更短,而且通过加偏压可以减小载流子的响应时间。-1.3 V 下十级带间级联探测器的上升时间为 0.28 ns,下降时间为 0.51 ns。

关键词: 带间级联探测器, 中波红外探测器, 高工作温度红外探测器, 高速探测器

Abstract

One of the important development trends of infrared detection is "SWaP", which means smaller size, lighter weight and lower power consumption. The infrared photodetectors generally work at the temperature of liquid nitrogen due to the nature of narrow bandgap semiconductor, and the cooler system is the main reason for the size and power consumption of the detection system. Therefore, increasing the operating temperature of the infrared detector can reduce the power consumption and volume of the cooler system, and promote the applications of infrared detection technology in miniaturized devices such as portable handle equipment. Infrared detectors face two main problems at high operating temperatures: one the one hand, the dark current of the detector is an exponential function of temperature, and the dark current increases sharply as the operating temperature rises. On the other hand, the diffusion length of minority carriers decreases with temperature, and the quantum efficiency decreases. This problem can be overcome by the interband cascade structure. The interband cascade infrared photodetector (ICIP) is a multiple-absorption cascade structure based on antimonide superlattice materials, which can achieve the directional transport of photogenerated carriers through relaxation and tunneling region, and avoids the formation of PN junction which can suppresses the dark current. At the same time, the cascade structure can increase the device resistance, so that the device can match the amplifier or output circuit better. The cascade structure with short absorption thickness can reduce the recombination of photogenerated carriers, and can effectively collect photogenerated carriers even when the diffusion length is very short, thereby the detectivity can improved at high operating temperatures. This paper mainly focuses on the development of mid-wavelength interband cascade infrared photodetectors grown on InAs substrates, and studies the detectivity and response time of interband cascade detectors. The main contents of this paper are as follows:

(1) Structure design for the interband cascade detector. The interband cascade detector can overcome the limitation of diffusion length to the detection performance of the detector, and the detectivity can be improved using the multiply stage structure including the number of stage and absorber thickness. Proper structure design is very important for the interband cascade detector, and the relationships between the quantum efficiency and detectivity of the ICIP is derived. The maximum detectivity of ICIP is calculated for different diffusion lengths, and the thickness of the absorber thickness

for each stage is calculated for the photocurrent-matching architecture. The diffusion length of the mid-wavelength InAs/GaAsSb superlattice absorber is fitted according to the responsivity at different temperatures. For the operating temperature of 300 K, the ICIP structures with different stages are designed according to the fitted diffusion length.

(2) Characterization on the material interface of interband cascade detectors. In the ICIP structures, precise information of the energy levels is in particular important as the transport process of the photogenerated carriers heavily relies on proper energy level alignments. A crucial parameter in the design of the ICIP is the accurate control of the composition of the alloy in each layer. Using molecular beam epitaxy system, mid-wavelength ICIPs was grown on an InAs substrates and Scanning transmission electron microscopy (STEM) analyzation is performed. The interface structures and chemical composition profiles of the InAs/GaAsSb superlattice absorber, InAs/AlAsSb relaxation region and GaAsSb/AlAsSb tunneling region are characterization. Combined with the high-resolution X-ray diffraction results, the atom composition distributions of the absorber, relaxation region and tunneling region are fitted. The energy band calculation model is improved by using the interface composition profile. The cutoff wavelengths of InAs/GaAsSb superlattices with different InAs thicknesses are calculated considering the interface, and are in good agreement with the experimental results.

(3) The fabrication and performance measurement for the ICIPs. After the material growth, the interband cascade detectors are fabricated, and the electro-optical performance of ICIPs with different stages and absorber thicknesses are measured and analyzed. For one-stage and three-stage interband cascade detectors, the responsivity of the device starts to decrease from the temperature of 220 K, while the responsivity of the ten-stage device is nearly unchanged even at high temperature due to the shorter absorber thickness. At high operating temperatures, the responsivity of the one-stage ICIP is reduced due to the decrease of diffusion length, while the responsivity of ten-stage device is nearly not affected by the diffusion length, so that the detectivity can be improved. At the temperature of 300 K, the detectivity of one-stage, three-stage, five-stage, and ten-stage ICIPs with front-illuminated architecture are: 4.5×10^8 , 4.9×10^8 , 7.6×10^8 , $8.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, respectively. The ICIPs with immersion lens is fabricated by the InAs substrates into lens for the back-illuminated devices to improve the responsivity of the detector. The responsivity of the device is increased by about 7.5

times by the means of immersion lens and anti-reflection film. The ten-stage interband cascade detector with immersion lens has a detectivity of $1.4 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ at the temperature of 220 K and wavelength of 5 μm , and detectivity of $4.7 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ at the temperature of 300 K.

(4) Characterization on the response time of interband cascade detectors. The response time for the interband cascade detectors with two-stage thermoelectric cooling, is analyzed. By comparing the response time of the device with different sizes, stages and bias, the it was found that the device is mainly limited by the RC time and the diffusion time of the photogenerated carrier. The response time of the device with a shorter absorber thickness and reverse bias can be reduced. The rise time of the ten-stage ICIP at the bias of -1.3 V is 0.28 ns, and the fall time is 0.51 ns.

Key Words: interband cascade infrared photodetector, mid-wavelength infrared detector, high operating temperature infrared detector, high speed detector

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	VII
第 1 章 引言.....	1
1.1 红外辐射及红外探测器.....	1
1.1.1 红外辐射和红外探测.....	1
1.1.2 红外探测器简介.....	2
1.1.3 高工作温度红外探测器.....	4
1.2 带间级联红外探测器.....	9
1.2.1 铋化物超晶格基本概念.....	10
1.2.2 带间级联红外探测器的工作原理.....	11
1.2.3 国内外研究进展.....	15
1.3 本论文研究内容和论文内容安排.....	17
第 2 章 带间级联红外探测器理论计算和结构设计	19
2.1 能带结构计算.....	19
2.1.1 Kane 模型	19
2.1.2 K·P 方程数值求解	23
2.1.3 中波带间级联红外探测器能带结构设计	26
2.2 带间级联探测器探测率模型.....	29
2.2.1 扩散电流限模型.....	30
2.2.2 探测率计算结果.....	32
2.2.3 带间级联探测器结构设计.....	34
2.3 本章小结.....	36
第 3 章 带间级联结构材料界面特性研究	37
3.1 带间级联结构材料生长.....	37
3.1.1 分子束外延生长.....	37
3.1.2 材料结构和表征.....	38
3.2 带间级联结构材料界面特性研究.....	40
3.2.1 扫描透射电子显微成像技术.....	40

3.2.2 InAs/GaAsSb 超晶格组分分布	43
3.2.3 弛豫区和隧穿区组分分布	48
3.3 界面组分分布对能带结构影响	51
3.3.1 InAs/GaAsSb 超晶格吸收区	51
3.3.2 弛豫区和隧穿区能带结构	56
3.4 本章小结	58
第 4 章 带间级联红外探测器光电性能研究	61
4.1 器件制备和测试方法	61
4.1.1 器件制备工艺	61
4.1.2 探测器光电性能测试方法	63
4.2 带间级联红外探测器暗电流特性研究	64
4.3 带间级联红外探测器响应特性研究	68
4.3.1 正入射和背入射响应率比较	68
4.3.2 正入射器件变温响应率和探测率	69
4.3.3 背入射器件响应率和探测率	73
4.4 带间级联红外探测器焦平面研究	76
4.5 本章小结	77
第 5 章 高带宽中波带间级联红外探测器	79
5.1 集成浸没透镜带间级联探测器	79
5.1.1 浸没透镜原理	79
5.1.2 浸没透镜制备	80
5.1.3 集成浸没透镜探测器响应率测试结果	81
5.2 带间级联红外探测器响应时间研究	83
5.2.1 响应时间测试方法	83
5.2.2 带间级联探测器响应时间测试	84
5.2.3 响应时间和带宽分析	87
5.3 本章小结	90
第 6 章 总结与展望	91
6.1 工作总结	91
6.2 工作展望	92
附 录	94
附录 1. Kane 模型中微扰项推导	94

附录 2. 能带计算中使用的材料参数.....	95
附录 3. 上升时间与带宽关系.....	97
参考文献.....	98
致 谢.....	107
作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果	108

第1章 引言

1.1 红外辐射及红外探测器

1.1.1 红外辐射和红外探测

任何高于绝对零度的任何物体都会发出电磁辐射,对于温度为 T 的黑体,其电磁辐射遵循普朗克定律:

$$M_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1.1)$$

其中 h, k, c, λ 分别是普朗克常数、玻尔兹曼常数、光速和波长。红外辐射是电磁光谱的一部分,其光谱覆盖的波长范围从 700 nm 到 1 mm。图 1.1(a)是不同温度的黑体辐射光谱,从图中可以看出物体红外辐射的峰值波长随着温度的降低而从可见光向红外拓展,也就是物体的温度越低,辐射的峰值波长越长。对于接近室温的物体,其红外辐射在中波(3 μm ~8 μm)、长波(8 μm ~15 μm)和远红外(15 μm ~100 μm)波段均有分布。

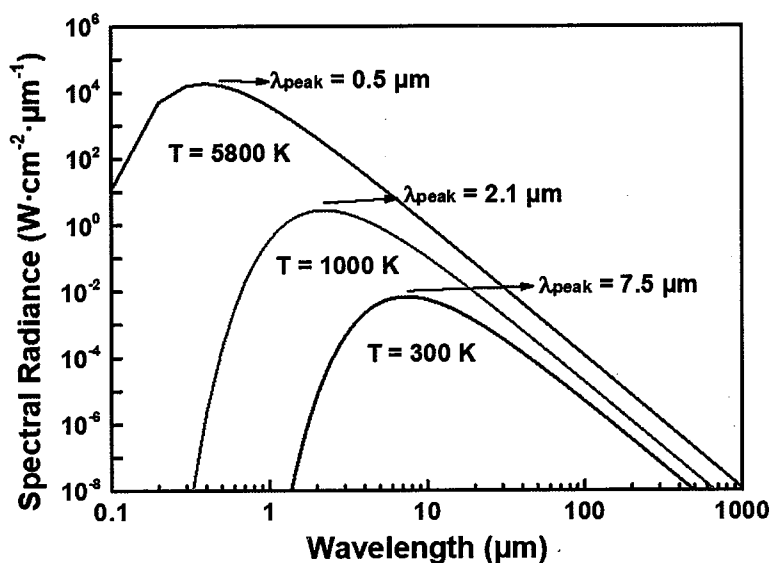


图 1.1 不同温度黑体红外辐射光谱

Figure 1.1 Spectral radiance for selected blackbody temperatures

随着红外探测器的发展,红外探测技术在航天、军事、科学、医疗以及日常生活中等方面得到了广泛应用,比如:夜视、对地观测、气象监测、机载和弹载的导弹制导系统等。在夜视方面,利用红外辐射热成像的特点,通过检测物体发出的热辐射,获得物体的温度信息。红外探测器也广泛应用于导弹制导系统,红

外探测器可以追踪和探测飞机发动机和导弹产生的热量, 由于这些物体的温度较高, 一般采用中波红外探测器, 或者中短波和中长波双色探测器, 利用多波段的信息可以更好的识别伪装目标, 提高对导弹的分辨能力。气象卫星中通常会使用不同的电磁频谱频段来全面了解气象系统, 中长波红外探测器可以提供水蒸气通道 ($3.9\ \mu\text{m}$ 至 $7.3\ \mu\text{m}$) 和热通道 ($9\ \mu\text{m}$ 至 $12\ \mu\text{m}$) 中的红外图像。来自水蒸气通道的图像可以获得大气中的湿度分布, 对水蒸气图像进行处理可以得到大气的运动信息。热通道中可以得到地球和云发射的热辐射图像, 并推算出到云的温度信息。

红外探测在气体检测中也有重要应用, 由于很多重要的分子在中红外波段有很强的特征吸收谱线, 中长波红外探测器可以用于多种气体和液体的成分检测, 图 1.2 是不同分子在红外波段的特征谱线。利用中红外波段进行成分检测, 可以获得比近红外探测更高的灵敏度^[1], 以甲烷为例, 甲烷分子在 $3.26\ \mu\text{m}$ 附近的吸收强度是在 $1.66\ \mu\text{m}$ 处的 160 多倍, 利用甲烷分子在 $3.26\ \mu\text{m}$ 的吸收, 对甲烷的探测精度可以达到 $1.7\ \text{ppb}$ 。结合双光梳光谱探测等技术, 可以实现对液体或气体的吸收光谱的测量, 获得被测样品的成分和浓度等信息, 双光梳光谱探测技术的发展对红外探测器探测的灵敏度和响应速度也提出了很高的要求^[2]。

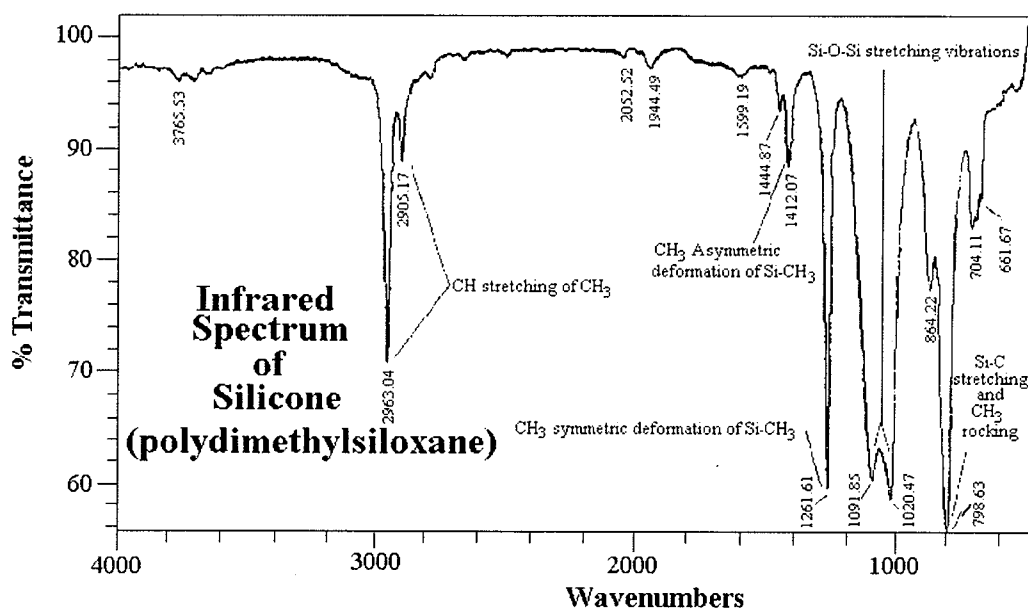


图 1.2 不同分子在红外波段的特征谱线^[3]

Figure 1.2 The infrared absorption lines for different silicone moleculars^[3]

1.1.2 红外探测器简介

红外探测技术的核心是红外探测器,红外探测器的基本原理是利用光热效应或者光电效应,将红外辐射转换为热信号或电信号等可以测量的物理量,实现红外探测^[4-7]。红外探测器可以分为热敏型和光子型探测器。热敏探测器利用红外辐射的热效应进行红外探测,不具有波长选择性。光子型探测器利用光电效应进行红外辐射的探测。当红外光照射到半导体上时,如果光子能量大于半导体带隙,光子会和价带电子相互作用,把电子激发到导带,这种现象叫做本征吸收。半导体的本征吸收仅对高于其带隙能量的光子具有响应,因此红外光电探测器需要窄带隙的半导体材料作为吸收区,目前在红外探测领域广泛使用的窄带隙半导体材料有: III-V 族化合物(例如 InSb、InAsSb 等), II-VI 族化合物(HgCdTe), 基于量子结构的量子阱和超晶格等。

碲镉汞(HgCdTe)红外探测器通过改变 Hg 和 Cd 的组分可以实现带隙的调控,探测波长可以覆盖短波、长波和甚长波波段, HgCdTe 是直接带隙半导体,具有吸收系数大、量子效率高、迁移率高等优点^[6, 8]。该材料自从被发现以来,就在红外探测领域有着重要的应用,国内外对该材料系统的进行了长期深入的研究,取得了一系列进展^[9-13]。但该材料体系仍存在一些局限性,由于 II-VI 族化合物的成键不稳定性容易导致材料缺陷增多,整个晶圆的均匀性较低等问题。

III-V 族材料是光电子领域中使用最广泛的化合物半导体。III-V 族材料中 InSb 和 InAsSb 都被用于红外探测, 77 K 下 InSb 的截止波长为 5.5 μm , InSb 是中波红外探测器使用最广泛的材料之一。而 InAsSb 是一种三元化合物半导体,其带隙能覆盖 3-5 μm 的范围,与 GaSb 和 GaAs 衬底晶格匹配的 InAsSb 材料的截止波长分别为 4.1 和 5.1 μm ^[14]。在 III-V 族化合物半导体材料中,通过使用异质结量子结构可以实现对波长的调控,代表性的有量子阱和超晶格红外探测器。

GaAs/AlGaAs 量子阱(quantum well, QW)红外探测器是基于子带间跃迁实现的,通过 AlGaAs 势垒,将电子和空穴都限制在 GaAs 势阱中,形成量子化能级,能级位置主要由 GaAs 的厚度决定,通过调控层厚可以改变带隙的大小。但是由于是子带间跃迁,根据跃迁选择定则,量子阱材料对垂直入射光没有响应,而且量子阱红外探测器的量子效率一般比较低^[9, 15]。

InAs/GaSb II类超晶格(type-II superlattice, T2SL)是由 InAs 和 GaSb 组成的周期性结构,通过改变 InAs 和 GaSb 的厚度可以调控探测波长。InAs/GaSb II类超晶格材料具有电子有效质量大、可抑制俄歇复合、材料均匀性好、对垂直入

射光有强烈的吸收等优点^[16-20]。由于超晶格探测器基于量子结构，可以通过能带工程设计多层异质结结构，设计各种势垒结构探测器^[21-24]，通过宽禁带的势垒区可以降低产生-复合电流，有效抑制暗电流，提高红外探测器的探测性能。

1.1.3 高工作温度红外探测器

在过去的几十多年中，随着材料生长和器件制备工艺的发展，红外探测技术得到了极大的发展，第三代红外焦平面在国际上已经进入工程应用阶段，高工作温度红外探测器是其中重点发展的方向之一^[9, 13]。由于红外探测器的吸收区采用窄禁带半导体材料，窄禁带半导体在高工作温度下，本征载流子激发严重，热噪声急剧增加。对于中长波红外探测器来说，为了满足应用需求一般需要制冷，需要在液氮温度或者更低温度下工作。提高红外探测器在高工作温度下的性能，可以降低对制冷系统的需求以及系统的复杂度和功耗，可以极大的推动红外技术在微型无人机、车载平台、便携式手持装备等小型化设备上的应用^[25, 26]。高工作温度红外探测器主要面临着两个主要问题：一是随着工作温度的提高，探测器的热噪声会急剧增大；二是由于温度升高扩散长度降低，导致量子效率降低。国内外研究者对高工作温度红外探测器进行了大量的研究，提出了势垒结构、俄歇抑制结构和多吸收区结构红外探测器等来解决这一系列问题，从而提高红外探测器在高温下的性能。

1.1.3.1 势垒结构红外探测器

对于 PN 结探测器来说，其暗电流主要有产生-复合电流和扩散电流。不同的暗电流的来源不同，随着温度的变化关系也不同，对不同的暗电流需要不同的抑制方法。图 1.3 是 PN 结二极管的能带示意图，在 p 区和 n 区的载流子由于存在浓度梯度会形成扩散电流，p 区少子电子扩散电流 J_{diff}^p 的表达式为：

$$J_{\text{diff}}^p = q \frac{n_0}{\tau_n} L_n \tanh\left(\frac{x_p}{L_n}\right) \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) \quad (1.2)$$

其中 q 是电子电荷， n_0 是少子电子浓度， τ_n 是少子寿命， x_p 是 p 区的长度， L_n 是少子扩散长度， V 是偏压， k 是玻尔兹曼常数， T 是探测器工作温度。

在 PN 结的空间电荷区中，由于 Shockley-Read-Hall (SRH) 产生-复合中心的存在，SRH 中心产生的电子空穴对会在电场作用发生漂移，电子和空穴的运动形成了产生-复合 (generation-recombination, GR) 电流，产生-复合电流的表达式

为:

$$J_{GR} = \frac{qWn_i}{2\tau_0} \quad (1.3)$$

其中, W 是空间电荷区的宽度, n_i 是电子本征载流子浓度, τ_0 是载流子 SRH 寿命。

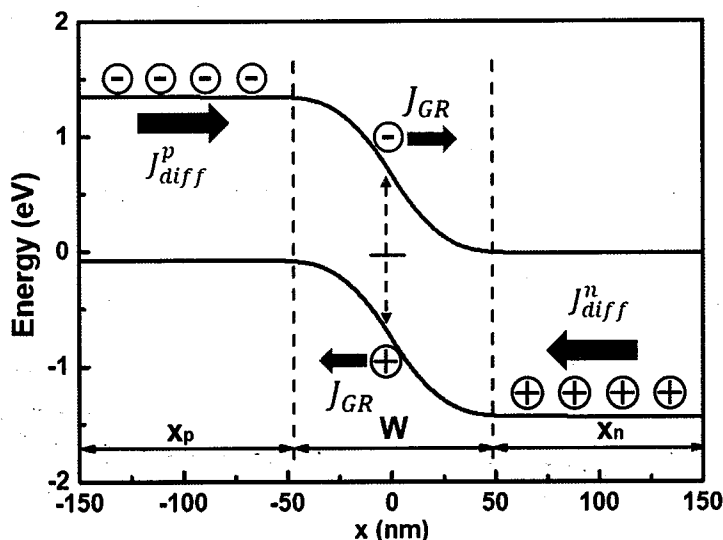


图 1.3 PN 结二极管能带示意图

Figure 1.3 Energy band diagram of a PN junction diode

对于 PN 结中波红外探测器来说, 在低温下 (150 K 以下), 一般主要是产生-复合电流占主导, 抑制产生-复合电流的主要方法是减小和消除空间电荷区的内建电场。通过引入宽禁带的势垒层, 将空间电荷区主要限制在势垒层中, 从而减小来自吸收区的产生-复合电流。国内外研究人员对基于 InAsSb、II 型超晶格和 HgCdTe 材料的 XBn 结构^[27-31], pBπBn 结构^[22, 23, 32, 33]和双层异质结构^[34, 35]进行了广泛的研究。图 1.4 是以色列 SCD 公司报道的 InAsSb 的 nBn 结构暗电流随温度变化关系^[30, 31]。当势垒为 p 型掺杂时, 吸收区中仍然存在空间电荷区, 而当势垒为 n 型掺杂时, 吸收区中空间电荷区可以被消除, 从而使其工作在扩散电流限下。在 150 K 温度下, n 型掺杂势垒比 p 型掺杂的 nBn 探测器的暗电流降低了接近 2 个量级。

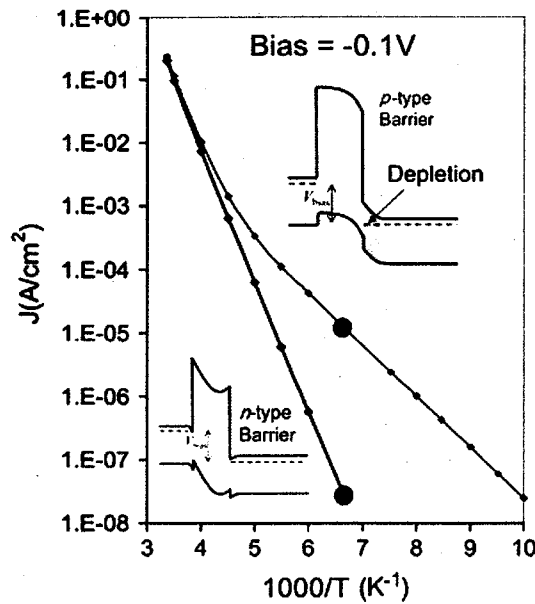


图 1.4 InAsSb nBn 结构暗电流随温度变化关系^[30, 31]

Figure 1.4 The current density for InAsSb nBn detector for different temperatures^[30, 31]

随着红外探测器在材料、器件结构和制备工艺等方面的发展，国内外已有多家研究团队报道了研制的中波高工作温度焦平面探测器，英国 Selex 公司^[26]、德国 AIM 公司^[25, 35, 36]、美国 EPIR 公司^[37]、法国 SOFRADIR 公司^[38]、美国 DRS-RSTA 公司^[39]、以色列 SCD 公司^[31]和美国 HRL 实验室^[40]等均已实现中波高温焦平面器件制备，探测波段（50%截止）大于 $5\mu\text{m}$ ，在 160 K 的工作温度下噪声等效温差（Noise equivalent temperature difference, NETD）约 30mK。在超晶格中波高工作温度红外焦平面的研究方面，美国 VISTA 计划中采用 InAs/InAsSb 超晶格 nBn 结构^[41, 42]，实现了在 150K 工作温度下不同面阵规模中波高工作温度焦平面的产品化^[42]。如图 1.5(a)所示，其中左边组件是 L3 公司的 $1280 \times 720 \ 8\mu\text{m}$ 中心距焦平面组件，右边的组件是 InSb 探测器组件，得益于工作温度的提高，整个组件的尺寸、重量、功耗大大降低，图 1.5(b)是在 150K 工作温度下的室外成像图。

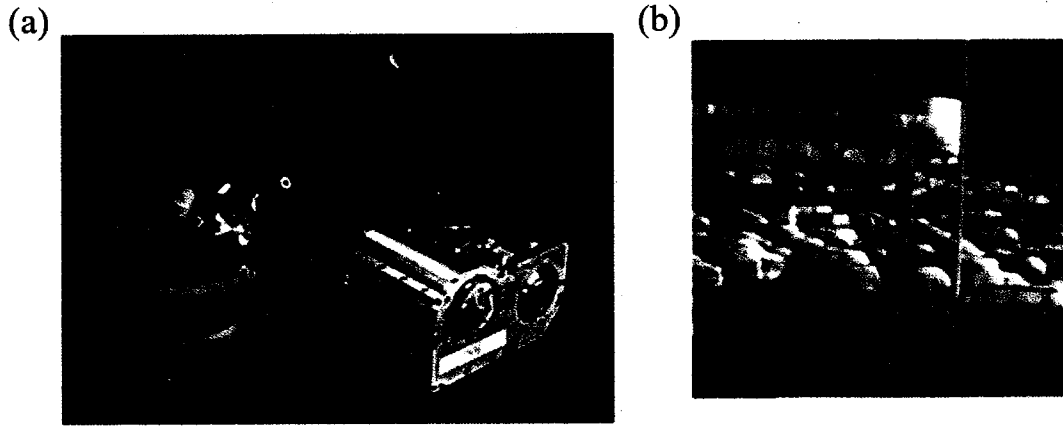


图 1.5 (a) 高工作温度中波红外成像微型成像仪示意图 (左是超晶格焦平面组件, 右是 InSb 焦平面组件), (b) 150K 成像演示图^[42]

Figure 1.5 (a) High-operating-temperature mid-wavelength infrared detector mini-camera (the left is T2SL array and the right is InSb array), (b) images captured with the T2SL array operating temperature at 150 K^[42]

随着工作温度继续升高, 甚至在近室温的温度下, 探测器将工作在扩散限电流下, 由于在载流子浓度会随着温度升高指数增加, 红外探测器的暗电流也将指数增加。高温下载流子的复合主要受到俄歇复合作用限制, n 型吸收区的俄歇限电流可以表示为^[43]:

$$J_A = \frac{qn_i}{\tau_{Ai}} d \quad (1.4)$$

其中 τ_{Ai} 是俄歇寿命, d 是 n 区厚度, 提高俄歇寿命可以降低暗电流, 从而提高工作温度, 但是扩散电流随温度的指数增加依然起到主导作用。为了抑制扩散电流, 研究者提出了俄歇复合抑制探测器 (Auger-suppressed detector), 利用双势垒异质结构, 在反向偏压下使得吸收区全部耗尽, 降低载流子浓度, 从而抑制俄歇限扩散电流。但是这一结构对材料提出了很高的要求^[43, 44], 如图 1.6(a)所示, 首先吸收区的掺杂浓度要足够低, 才能实现吸收区全耗尽; 另外工作在耗尽模型下, 产生-复合电流又会起作用, 如图 1.6(b)所示, 只有在材料在高的工作温度下依然具有高的 SRH 寿命, 产生-复合电流很小的情况下, 这一结构才能起到降低暗电流作用。

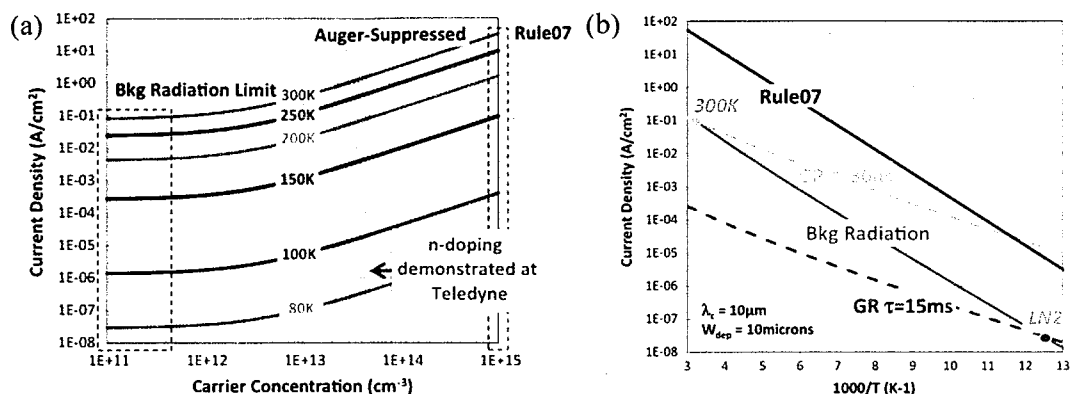


图 1.6 (a) 不同掺杂浓度下俄歇限暗电流, (b) 不同 SRH 寿命下的产生-复合电流与背景限暗电流比较^[43]

Figure 1.6 (a) Auger-suppressed dark current density for different doping concentration, (b) Arrhenius plot of dark current density for background-limited current with comparison to the GR current with different SRH lifetimes^[43]

1.1.3.2 多吸收区结构红外探测器

对于高工作温度红外探测器,研究者又提出了其它能改善其性能的方法,比如:光学浸没透镜^[45-50]、人工光子微结构^[51-54]等,通过光学方法提高探测器的响应,另一种改善红外探测器在高工作温度下性能的方法是采用多吸收区结构探测器^[46]。探测器在高工作温度下会面临少子扩散长度的降低,从而导致量子效率的降低的问题,采用多吸收区结构可以解决这一问题。在多吸收区结构中,每一级吸收区厚度可以小于扩散长度,从而减小光生载流子在扩散过程中的复合,而总的吸收区厚度可以大于扩散长度,从而可以更有效地收集光生载流子。多吸收区结构还可以提高器件的阻抗,从而使器件更好地与放大器或输出电路的电阻匹配,这对于阻抗非常低的高工作温度探测器,特别是中长波红外探测器而言尤为重要。多吸收区结构探测器最早在 HgCdTe 探测器中提出和报道^[55-57],如图 1.7 所示,他们提出了两种多吸收区结构探测器,一种是在横向上实现多吸收区串联结构,另外一种是在垂直方向上多吸收区串联结构。利用多级结构波兰 Vigo 公司成功实现了可以室温工作的长波红外探测器^[58],在面积 $4 \times 4 \text{ mm}^2$ 的材料上实现了 160 级多吸收区结构的串联,利用这一结构大大的提高了其阻抗,实现了室温下的工作,室温下 $11 \mu m$ 波长处的探测率达到了 $10^7 \text{ cmHz}^{1/2}/W$ 。

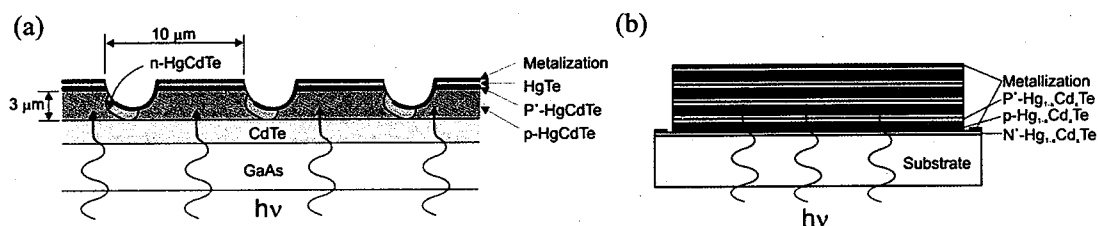


图 1.7 (a) 横向和 (b) 纵向 HgCdTe 多吸收区结构光电探测器的结构示意图^[56-58]

Figure 1.7 (a) Horizontal and (b) vertical multiple heterojunction HgCdTe devices^[56-58]

HgCdTe 多吸收区结构中通过高掺杂的 n 区和 p 区形成隧穿结来实现，而高掺杂的 p 区和 n 区会产生很大电场，如图 1.8 所示，吸收区到高掺杂的 n 区之间会产生较大的隧穿电流。而带间级联红外探测器 (interband cascade cascade photodetectors, ICIP) 是一种利用 6.1 Å 族材料 (InAs, GaSb 和 AlSb) 中的独特能带对准关系的多吸收区联探测器，通过量子结构实现不同级之间的串联^[59]，从而可以避免这一问题。本论文中的主要工作都是基于中波带间级联红外探测器展开，在下一节中将详细讨论其结构和工作原理和特性。

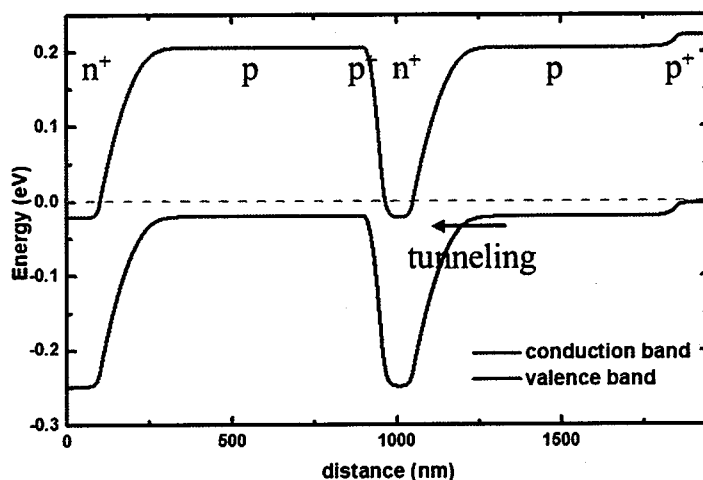


图 1.8 多吸收区结构器件能带图

Figure 1.8 Band diagram of the multiple-junction device

1.2 带间级联红外探测器

在带间级联探测器中，每一级吸收区为 InAs/Ga(As)Sb II类超晶格，入射光在吸收区中被吸收后产生光生载流子，再通过 InAs/Al(As)Sb 弛豫区和 Ga(As)Sb/Al(As)Sb 隧穿区输运到下一级的吸收区。带间级联红外探测器利用了多吸收区级联的结构，同时又避免了高掺杂隧穿结的引入，可以实现探测器在高温

工作下的探测性能的提高。在本节中我们首先介绍了锑化物超晶格的基本概念，然后对带间级联探测器的工作原理进行了介绍。

1.2.1 锑化物超晶格基本概念

超晶格是两种或多种材料组成的周期性结构，通常每一层的厚度在几纳米到几十纳米数量级。超晶格的周期远大于晶格的间距，周期性结构会形成周期性的电势，超晶格的能带结构等性质是由这种周期性的结构决定的。InAs/GaSb II 类超晶格的概念由 Sai-Halasz、Tsu 以及 Esaki 等人于 20 世纪 70 年代提出的^[60, 61]。通过调节 InAs 和 GaSb 的厚度，可以实现截止波长在很宽的光谱范围内变化，具有高度的设计灵活性，InAs/GaSb II 类超晶格也被广泛用于红外探测。锑化物 II 类超晶格主要材料来源于 III-V 族半导体材料内 6.1 Å 族材料，该族由晶格常数近似匹配的三个半导体 InAs, GaSb 和 AlSb 组成，其晶格常数在 6.1 Å 附近。InAs 与两种锑化物（GaSb 和 AlSb）及其三元或四元合金结合在一起，可以形成各种不同的能带对准关系。如图 1.9 所示，InAs 导带的底部位于 GaSb 价带的顶部下方约 150 meV 处，在 InAs/GaSb 之间存在 II 类对准情况，在 GaSb/AlSb, InAs/AlSb 之间存在 I 型，II 型对准带隙的情况。

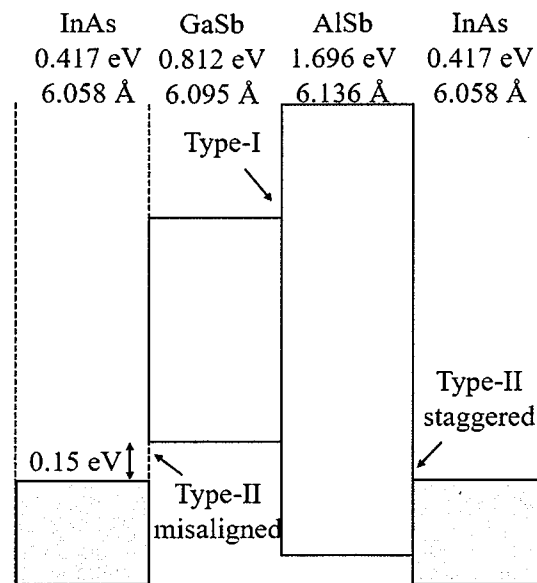


图 1.9 6.1 Å 族 InAs/GaSb/AlSb 材料系统能带排列的示意图

Figure 1.9 Schematic drawing of energy band lineups between 6.1 Å material family (InAs/GaSb/AlSb)

图 1.10(a)是 InAs/GaSb 超晶格的能带结构示意图，电子在被限制在 InAs 层中，而空穴被限制在 GaSb 层中，电子和空穴在实空间上是分离的。当 GaSb 层

的厚度在几纳米以下时，由于量子效应，相邻 InAs 层之间的电子的相互作用，电子波函数会发生交叠形成电子微带。InAs/GaSb 超晶格的带隙由电子微带和第一重空穴带之间的能量差确定，超晶格的能隙取决于周期的厚度，通过调节 InAs 和 GaSb 的厚度，超晶格的带隙可以在 0 至约 400 meV 之间的范围内连续变化。图 1.10(b)是 InAs/GaSb II 类超晶格的能量色散关系，不同于量子阱结构，超晶格的带间跃迁发生在价带微带到导带微带之间，超晶格中的光学跃迁是直接跃迁。由于是带间跃迁，因此对与垂直入射的光也有响应，类似体材料，超晶格的吸收也是宽谱吸收。

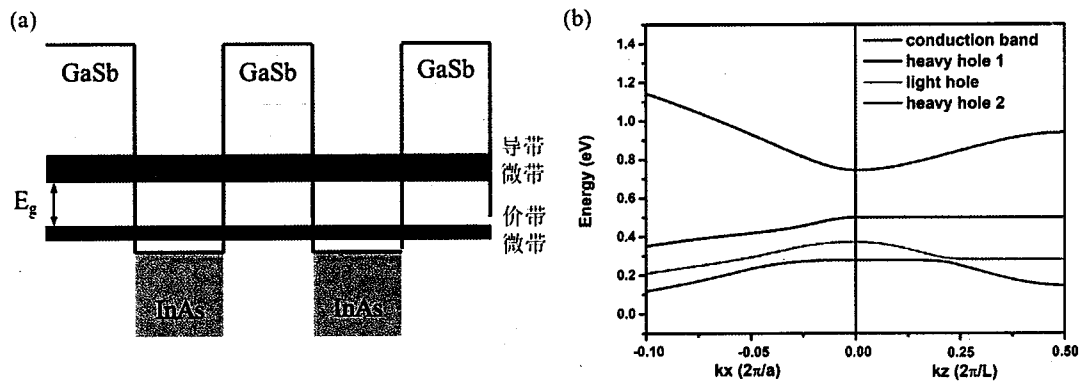


图 1.10 InAs/GaSb II 类超晶格 (a) 能带结构示意图, (b) 能量色散关系

Figure 1.10 (a) The schematic drawing of energy structure and (b) energy dispersing for the InAs/GaSb type-II superlattices

1.2.2 带间级联红外探测器的工作原理

带间级联红外探测器采用多级级联结构,如图 1.11(a)所示,每一级由吸收区、弛豫区和隧穿区构成,吸收区采用 InAs/Ga(As)Sb II类超晶格材料,弛豫区为 InAs/Al(As)Sb 多量子阱,隧穿区为 Ga(As)Sb/Al(As)Sb 多量子阱,弛豫区和隧穿区同时作为空穴势垒和电子势垒^[59, 62]。如图 1.11(b)所示,吸收区吸收红外光产生的电子和空穴,由于电子位于隧穿区的带隙中,电子向隧穿区的运动受到了阻挡,电子会运动通过弛豫区,在弛豫区通过声子共振散射弛豫到最低能级,再通过共振隧穿到达隧穿区,在相邻吸收区中返回价带。基于这种带间级联结构,由于能带结构的不对称结构,在没有 PN 结形成的情况下也可以产生光电流,产生光伏效应,实现对红外光的探测。

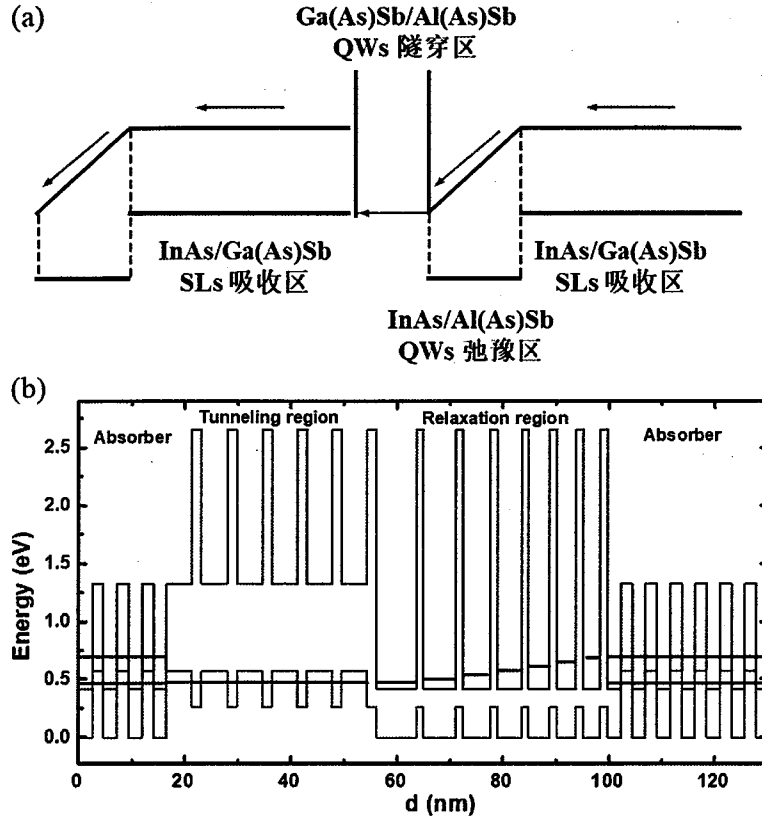


图 1.11 带间级联探测器 (a) 结构示意图, (b) 能带结构示意图

Figure 1.11 Schematic drawing of (a) the structure and (b) energy band alignments for the interband cascade detector

在多吸收区级联结构中, 由于每一级厚度较短, 器件的响应率会降低。但是带间级联探测器可以提高器件的阻抗, 从而抑制热噪声, 其探测率不会降低, 相反, 与传统的单吸收区探测器相比, 探测率可以得到增强^[63, 64]。我们首先比较了多吸收区结构和单吸收区结构的探测率, 图 1.12(a)和(b)分别表示 N 级多吸收区级联结构和单吸收区结构探测器, 这两种结构的总吸收区厚度相等, 单吸收区结构厚度为 d , 多吸收区结构每一级吸收区厚度为 d/N 。假设单吸收区结构探测器的量子效率为 η_{single} , 在理想的情况下, 忽略多吸收区结构中光在传播过程中的衰减, 并且假设扩散长度是无限的, 则多吸收区结构探测器的量子效率 η_{ICIP} 为 η_{single}/N 。假设单吸收区结构探测器的阻抗为 R_{single} , 在多吸收区结构中每一级的阻抗为 NR_{single} , 由于串联效应作用, 多吸收区结构探测器的阻抗 $R_{\text{ICIP}} = N^2 R_{\text{single}}$ 。通过推导可以进一步得到单吸收区结构探测率 D_{single}^* 和多吸收区结构探测器探测率 D_{ICIP}^* 之间的关系:

$$D_{\text{ICIP}}^* = \frac{q\lambda\eta_{\text{ICIP}}}{hc} \sqrt{\frac{R_{\text{ICIP}}A}{4kT}} = \frac{q\lambda\eta_{\text{single}}}{Nhc} \sqrt{\frac{N^2 R_{\text{single}}A}{4kT}} = \frac{q\lambda\eta_{\text{single}}}{hc} \sqrt{\frac{R_{\text{single}}A}{4kT}} = D_{\text{single}}^* \quad (1.5)$$

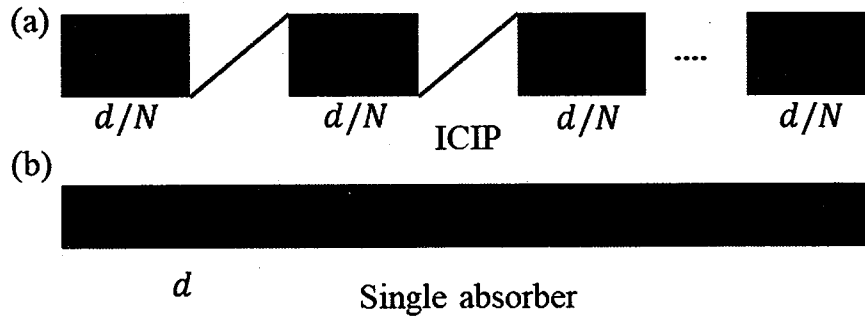
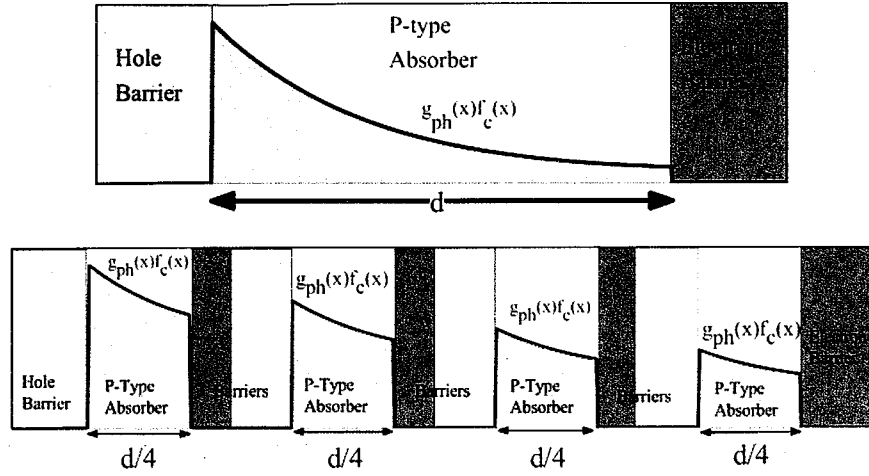


图 1.12 (a) 多吸收区结构和 (b) 单吸收区结构的探测器示意图^[65]

Figure 1.12 Schematic drawings for (a) multiple-absorber detector and (b) single-absorber detector^[65]

因此,在扩散长度是无限的情况下,总吸收区厚度相同的带间级联探测器探测器与单吸收区结构的探测率近似相等。在多级带间级联探测器结构中,为了减少噪声而牺牲了一些光电流。当在低温下工作,如果电路或者系统噪声远高于器件的噪声,在这种情况下带间级联探测器并不具有优势。但是,对于在高工作温度下的器件来说,带间级联探测器拥有比单吸收区探测器更大的探测率。因为当温度升高时,载流子的扩散长度会降低,当扩散长度短于单吸收区的厚度时,光生载流子在被收集之前会发生复合,导致单吸收区探测器的探测率会减小。而对于带间级联探测器,每一级的吸收区厚度都可以比扩散长度短,短吸收区的设计将避免由短扩散长度导致的响应率减小,保证光生载流子被充分收集,另一方面通过级数的增加,总的吸收区厚度可以比扩散长度更长,从而可以实现更高的探测率。

Hinkey 等对带间级联探测器的光电流收集效率进行了理论计算^[64],如图 1.13 所示,假设 $g_{ph}(x)$ 是光生载流子的产生率, $f_c(x)$ 是光生载流子被收集到的几率,当扩散长度不足时,光生载流子在扩散过程中的会发生复合,导致光电流的减小。而对于多级带间级联结构而言,由于每一级厚度的减小,载流子的复合减小。假设当 $\alpha L_n = 0.5$ 时,单吸收区结构对载流子的收集效率仅为 54%,而采用 4 级带间级联结构的收集效率可以提高到 93%。所以对于带间级联探测器而言,即使在高工作温度下,其响应率几乎不受扩散长度的影响,带间级联探测器的这一特点使得其在近室温的工作温度下仍然有很高的探测性能。

图 1.13 多级和单级带间级联结构收集效率的比较^[64]Figure 1.13 Comparison of the collection efficiency of the multiply-stage and single-stage ICIPs^[64]

在带间级联结构中，在式(1.4)的推导中我们忽略了入射光的衰减，但是实际中由于入射光在器件中传播时，由于材料对红外光的吸收，入射光会发生衰减，因此对于等吸收区结构的器件，在有光照的情况下，不同级之间的光电流差异会很大。带间级联探测器不同级之间可以看作是串联结构，每一级的总电流应该相等，为了达到平衡态，不同级之间会发生载流子的重新分布。处于平衡下的光电流应该与每一级的光电流都相关，为了推导带间级联探测器光电流的表达式，进行了简化分析，用电势的重新分布来描述这一现象，假设光生载流子的重新分布会导致带间级联结构中每一级电势的变化，在电势的作用下产生的暗电流会与光电流进行补偿或者抵消。假设 I_s 是在有光照的情况下通过带间级联探测器的总电流， I_m^p 是每一级的光电流，则 I_s 的表达式如下：

$$I_s = I_m^p - I_0 \left(e^{\frac{qV_m}{kT}} - 1 \right) \approx I_m^p - I_0 \frac{qV_m}{kT} \quad (1.6)$$

其中 I_0 是饱和扩散电流， V_m 是由于载流子不平衡导致每一级产生的电势，在高温下，扩散电流远大于光电流，因为光生载流子的浓度远小于材料的载流子浓度，所以由于光生载流子不平衡导致的电势的变化很小，因此可以对暗电流进行近似 $I_0 e^{\frac{qV_m}{kT}} \approx I_0 \frac{qV_m}{kT} + 1$ ，代入到式(1.6)中可以得到 V_m 的表达式：

$$V_m = \frac{kT}{qI_0} (I_s - I_m^p) \quad (1.7)$$

在零偏下总的电势为零， $V_1 + V_2 + \dots + V_N = 0$ ，将式(1.7)代入到可得：

$$I_s = \frac{1}{N} \sum_i I_i^p \quad (1.8)$$

在带间级联结构中,光电流大的那一级和光电流小的会互相平衡,器件总的光电流等于每一级光电流的平均值,在实验中也发现了类似的现象^[66-68]。

1.2.3 国内外研究进展

带间级联探测器结构来源于带间级联激光器 (interband cascade laser, ICL), 利用 ICL 结构可以实现电子和空穴的定向运动,从而可以产生光伏效应,因此可以将它们用于实现光电探测,2005 年 Jian V. Li 和 Rui Q. Yang 等人报道了将 ICL 结构用于红外探测的结果^[62],在 ICL 中的有源区域通常由两个 InAs/GaInSb QW 组成,ICL 结构的直接用于探测器时的响应率很低。研究人员继续对带间级联结构进行了优化以提高其探测性能,2010 年美国俄克拉荷马大学的 Yang 课题组报道了改进后的带间级联探测器结构^[59, 69],使用了数百纳米的 InAs/GaSb II 类超晶格作为吸收区,该器件在 320 K 的温度下测到了探测器响应光谱,截止波长为 7 微米,室温下的峰值探测率为 $4.5 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。2012 年美国新墨西哥大学报道了 7 级中波带间级联探测器,在室温以上 (最高 450 K) 可以正常工作,室温下峰值探测率达到 $8.9 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$,显示出了在高工作温度的优势^[70]。2012 年美国俄克拉荷马大学 Z. Tian 对带间级联探测器结构中隧穿区的结构进行了优化,如图 1.14 所示,通过增加 GaSb/AlSb 量子阱来抑制可能产生的隧穿电流,同时对吸收区的掺杂浓度进行了优化,室温下 4 μm 处的探测率达到了 $2.0 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ^[71]。

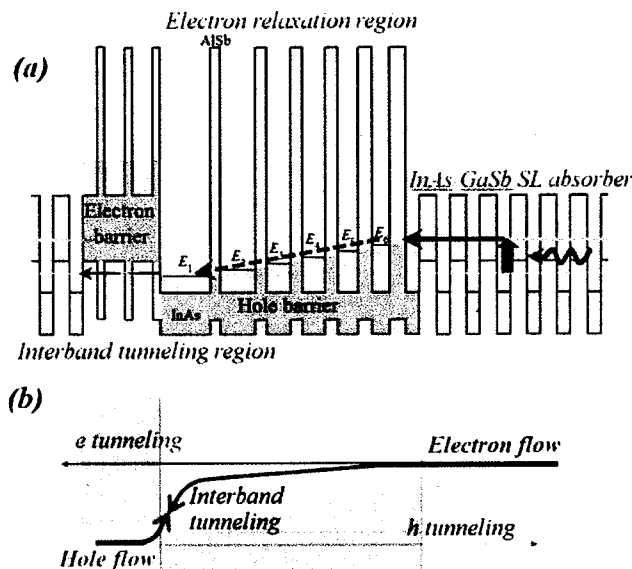


图 1.14 带间级联结构中光电流和暗电流机制示意图^[71]

Figure 1.14 Schematic drawing for the photo-current and dark current of the ICIP^[71]

随后国内外研究者对长波带间级联探测器进行了制备和研究^[72-74], 由于在高温下长波材料的吸收系数和扩散长度都更低, 带间级联探测器的优势更大。2015 年美国俄克拉荷马大学报道了长波和甚长波带间级联探测器的研究成果^[72, 75], 2016 年报道的长波带间级联探测器在室温下 $8\ \mu\text{m}$ 处探测率达到了 $1.3 \times 10^8\ \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ^[73]。研究者对带间级联探测器进行了大量的理论和实验研究, 已经实现了高工作温度短波、中波到长波带间级联探测器的制备和研究^[57, 71-74, 76-79]。另外, 研究者对带间级联结构在高速器件^[80, 81]、光伏器件^[82-84]、片上光源和探测集成系统^[85-87]等方面的应用进行了研究。表 1.1 总结了不同波长的带间级联探测器的探测性能, 同时列出了 Vigo 公司的 HgCdTe (无浸没透镜) 的中长波产品作为比较。在中波方面带间级联探测器的探测率比 Vigo 公司的 HgCdTe 略低。而在长波方面, 带间级联探测器已经实现了比 HgCdTe 探测器更高的探测率, 展现了在高温工作下的优势。

表 1.1 不同波长带间级联探测器探测率总结

Table 1.1 Summary of interband cascade photodetectors and their performance for different wavelength

	stage	T (K)	λ (μm)	RA ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	R_λ (A/W)	D^* ($\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$)	
Oklahoma University	3	300	2.9	4.18	0.37	5.8×10^9	[79]
	3	300	4	1.17	0.35	1.8×10^9	[88]
	8	200	8	2.23	0.09	8.6×10^8	[73]
	8	300	8	0.01	0.17	1.3×10^8	[73]
New Mexico	7	300	4	-	-	8.9×10^8	[70]
University	5	300	4	2.39	0.13	1.7×10^9	[76]
Vigo System	-	300	4			4.0×10^9	HgCdTe [89]
	-	200	8			4.0×10^8	
	-	300	8			6.0×10^7	

本课题组提出了在 InAs 衬底上生长的晶格匹配型 InAs/GaAsSb 超晶格光电探测器^[90-94]。InAs 衬底上的 InAs/GaAsSb 超晶格可以有更高的生长温度, 有利于降低材料的缺陷位错, 提高材料的光电性能^[95, 96]。之后, 我们开展了基于 InAs/GaAsSb 超晶格吸收区的带间级联探测器研究, 在 2016 年报道了中红外带

间级联探测器的结果^[97], 图 1.15 是 1 级和 2 级带间级联探测器的变温光谱, 中波两级器件室温下峰值探测率达到 $1.2 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$, 室温量子效率达到 20%, 焦平面在 127K 的工作温度噪声等效温差为 55 mK^[98]。

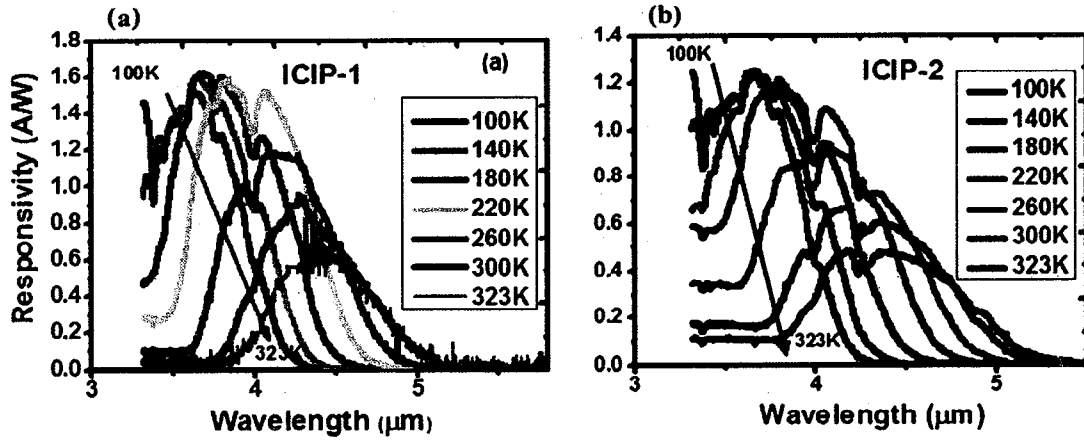


图 1.15 (a) 1 级和 (b) 2 级带间级联探测器的变温响应光谱^[97]

Figure 1.15 Responsivity spectrum for the (a) one-stage and (b) two-stage ICIP^[97]

1.3 本论文研究内容和论文内容安排

本论文在课题组关于 InAs 基带间级联探测器的研究基础上进行, 由于在之前的研究中主要关注的还是器件在低温下的响应, 为了实现低温下的高量子效率采用的较厚吸收区厚度, 在高温下器件的响应仍然会受到扩散长度的影响。为了进一步验证带间级联探测器在高温下性能, 本论文开展了 InAs 基中波带间级联探测器的相关研究工作, 对带间级联探测器的结构设计、材料生长、器件的光电性能等方面开展了系统而深入的研究, 比较了多级级联结构和单吸收区结构的在高温下的探测性能, 进一步探索了带间级联探测器在高温和高速探测领域的应用。本论文的内容安排如下:

第 1 章: 引言。首先介绍了红外探测的应用和意义以及红外探测器的基本概念, 介绍了超晶格红外探测器的基本概念和原理, 结合目前高温下中波红外探测器的研究现状和瓶颈, 引出了本文的主要研究对象带间级联红外探测器, 随后对带间级联探测器的工作原理和发展历史进行了介绍。

第 2 章: 带间级联红外探测器理论计算和结构设计。主要介绍了八带 K·P 模型及求解方法, 对吸收区、弛豫区和隧穿区的能带结构进行了模拟。然后对带间级联探测器的探测率进行了分析, 分析了器件结构和材料参数对器件的探测率的影响, 最后针对高温工作的条件设计了带间级联探测器结构。

第3章：带间级联结构材料界面特性研究。通过分子束外延生长获得了相应的器件材料，分析了扫描透射电子显微镜测试的微观原子图像，对 InAs/GaAsSb 吸收区、InAs/AlAsSb 弛豫区、GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的界面组分分布进行了计算和拟合。随后对能带结构模型进行了改进，讨论了界面组分对能带结构的影响。

第4章：带间级联红外探测器光电性能研究。制备了一级、三级、五级和十级的带间级联探测器，对不同级数和不同温度下响应率和暗电流进行了测试分析。对不同级数的带间级联探测器的响应率随温度的变化进行了研究，对比了不同温度下带间级联探测器的探测率。

第5章：高带宽带间级联红外探测器研究。对集成浸没透镜带间级联探测器进行了制备和测试，通过光学结构设计实现了器件响应率的提高。并对带间级联探测器的响应速度进行了测试和分析，分析了不同级数和不同面积的器件的响应速度，进一步验证了带间级联探测器在高温高速方面的潜在的应用价值。

第2章 带间级联红外探测器理论计算和结构设计

在带间级联器件结构设计中,能级位置的精确控制非常重要,因为光生载流子的传输过程(声子辅助散射和共振隧穿)都依赖于对能级位置的精确控制。能带结构的计算是带间级联器件结构设计的关键,本章介绍了8带K·P模型及其求解方法,对超晶格吸收区的能带结构、弛豫区和隧穿区的能带结构进行了计算和分析。带间级联探测器作为一种多级级联结构探测器,可以从级数和吸收区厚度等方面对器件性能进行优化,合理的结构设计对于提高带间级联探测器的性能非常重要。在本章中我们推导了带间级联探测器的探测率表达式,分析了带间级联探测器探测率与器件结构和材料参数间的关系,随后针对高温工作情况,设计了不同级数的带间级联探测器结构。

2.1 能带结构计算

2.1.1 Kane 模型

计算能带结构和波函数的数值方法包括K·P方法^[99-102],紧束缚近似^[103],赝势平面波近似^[104]等。K·P模型是采用较广泛的方法之一,由于我们主要感兴趣是直接带隙半导体的带边性质和布里渊区中心附近的能带结构,K·P模型是对布里渊区带中心附近的能带结构进行建模的方法^[102],K·P模型可以从理论上利用对称性减少不确定的常数,从而使计算变得更加简单和准确^[105,106]。在本论文中我们选用K·P方法来求解能带结构。K·P方法最初由Bardeen和Seitz提出^[107,108],随后该方法被广泛应用与半导体、超晶格和量子阱的能带结构研究中^[109-115]。本论文主要讨论Kane的8带K·P模型^[99,100],首先推导了Kane模型中的哈密顿矩阵元,然后对K·P方程进行了数值求解。

对于处于周期势中的电子,其势能满足周期性关系:

$$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \quad (2.1)$$

其中 $\mathbf{R}$ 是晶格矢,电子波函数满足薛定谔方程:

$$H\psi(\mathbf{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E(\mathbf{k})\psi(\mathbf{r}) \quad (2.2)$$

对于处于周期性电势中的电子,电子的哈密顿量满足半导体晶体的对称性要求,电子波函数满足Bloch定律:

$$\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

其中 $u_{nk}(\mathbf{R} + \mathbf{r}) = u_{nk}(\mathbf{r})$, $u_{nk}(\mathbf{r})$ 是周期性函数, $\mathbf{k}$ 是波矢。将式(2.3)代入(2.2)中得:

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} + V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \right] u_{nk}(\mathbf{r}) = E_n(\mathbf{k}) u_{nk}(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

我们主要关心布里渊区中心附近的能带结构, 将 $k_0 = 0$ 处哈密顿量视为 H_0 , 将哈密顿量中与 H_0 的差值视为微扰:

$$H = H_0 + \frac{\hbar^2}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} \quad (2.5)$$

$$H_0 = \frac{p^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \quad (2.6)$$

选取 $k_0 = 0$ 处本征函数 $u_{n0}(\mathbf{r})$ 为基矢, 根据微扰理论 $u_{nk}(\mathbf{r})$ 可以表示为 $u_{n0}(\mathbf{r})$ 的线性组合:

$$u_{nk}(\mathbf{r}) = \sum_m^N a_m u_{m0}(\mathbf{r}) \quad (2.7)$$

将上式代入哈密顿方程中:

$$H u_{nk}(\mathbf{r}) = E_n(\mathbf{k}) u_{nk}(\mathbf{r}) \quad (2.8)$$

并利用正交性关系 $\langle u_{m0}(\mathbf{r}) | u_{n0}(\mathbf{r}) \rangle = \delta_{mn}$, 可以得到:

$$\begin{cases} \sum_m^N H_{mn} a_m = E_n(\mathbf{k}) a_n \\ H_{mn} = \langle u_{m0}(\mathbf{r}) | H | u_{n0}(\mathbf{r}) \rangle \end{cases} \quad (2.9)$$

式(2.9)是 K·P 方程的矩阵表示, 其中 H_{mn} 是 $N \times N$ 的矩阵。处理上述 K·P 方程的一种方法是采用 Löwdin 微扰理论^[116], 在 Löwdin 微扰理论中将本征函数和能量分为两个部分, 假设我们主要对 A 类的状态感兴趣, 在 A 类中每个态之间相互作用较强, 而作用较弱的态分为 B 类, 将 B 类的状态的影响看作是一种扰动。式(2.9)中 a_n 分量 (除 a_m 外其余分量移至等式右边) 有:

$$(E - H_{nn}) a_n = \sum_{m \neq n}^A H_{mn} a_m + \sum_{\alpha \neq n}^B H_{\alpha n} a_\alpha \quad (2.10)$$

$$a_n = \sum_{m \neq n}^A \frac{H_{mn}}{(E - H_{nn})} a_m + \sum_{\alpha \neq n}^B \frac{H_{\alpha n}}{(E - H_{nn})} a_\alpha \quad (2.11)$$

同理对于 a_α 有:

$$a_\alpha = \sum_{m \neq \alpha}^A \frac{H_{m\alpha}}{E - H_{\alpha\alpha}} a_m + \sum_{\beta \neq \alpha}^B \frac{H_{\beta\alpha}}{E - H_{\alpha\alpha}} a_\beta \quad (2.12)$$

将式 a_α 表达式代入式(2.11)中, 考虑 1 阶近似的情况 ($|H_{m\alpha}| \ll |E - H_{\alpha\alpha}|$, $m \in A, \alpha \in B$), 忽略 B 类态对 a_α 的贡献, 可得:

$$\begin{cases} a_n = \sum_m^A \frac{U_{mn}^A - H_{mn} \delta_{mn}}{E - H_{nn}} a_m \\ U_{mn}^A = H_{mn} + \sum_{\alpha \neq n}^B \frac{H_{m\alpha} H_{\alpha n}}{E - H_{\alpha\alpha}} \end{cases} \quad (2.13)$$

在 K·P 方程中考虑微扰情况, 如式(2.5)所示, 在哈密顿量中将微扰项记为 $H' = \frac{\hbar^2}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, 式(2.13)可以改写为:

$$E_n(k) = U_{nn}^A = E_n(0) + H'_{nn} + \sum_{\alpha \neq n}^B \frac{H'_{n\alpha} H'_{\alpha n}}{E_n(0) - E_\alpha(0)} \quad (2.14)$$

在 Kane 的 8 带模型中考虑自旋轨道相互作用, Kane 模型中的哈密顿量表示为:

$$H = H_0 + H' + \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla V \times \mathbf{p} \quad (2.15)$$

其中 $\boldsymbol{\sigma}$ 是 Pauli 矩阵, 将自旋相互作用代入到薛定谔方程(2.2)中, 得到 $u_{nk}(\mathbf{r})$ 满足的关系式:

$$\left\{ \frac{p^2}{2m_0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p} + \frac{\hbar^2}{4m_0^2 c^2} [\nabla V \times \mathbf{p}] \cdot \boldsymbol{\sigma} \right\} u_{nk}(\mathbf{r}) = E_n(\mathbf{k}) u_{nk}(\mathbf{r}) \quad (2.16)$$

在 Kane 模型中, 考虑了导带, 重空穴, 轻空穴和自旋轨道分裂带, 它们自旋对应带具有双重简并性, 总共 8 带, Kane 模型中选用基矢如下^[99, 100]:

(1) 导带: $S \uparrow$, $S \downarrow$, 导带能量为 E_c 。

(2) 价带: $X \uparrow$, $X \downarrow$, $Y \uparrow$, $Y \downarrow$, $Z \uparrow$, $Z \downarrow$, 价带能量为 E_v 。

将这 8 带作为 A 类态, 除了导带和价带其余态作为 B 类态, 利用 Löwdin 微扰理论可以推导得到 8×8 哈密顿矩阵元^[102, 109, 115, 117], 表示如下:

$$H = \begin{pmatrix} M & G \\ -G^* & M^* \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

其中 $M = M_1 + M_2 + M_{so} + M_{\text{strain}}$

$$M_1 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \begin{pmatrix} E_c & iPk_x & iPk_y & iPk_z \\ -iPk_x & E_{v'} & 0 & 0 \\ -iPk_y & 0 & E_{v'} & 0 \\ -iPk_z & 0 & 0 & E_{v'} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

M_2

$$= \begin{pmatrix} A'(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) & Bk_y k_z & Bk_x k_z & Bk_x k_y \\ Bk_y k_z & L'k_x^2 + M(k_y^2 + k_z^2) & N'k_x k_y & N'k_x k_z \\ Bk_z k_x & N'k_x k_y & Mk_x^2 + L'k_y^2 + Mk_z^2 & N'k_y k_z \\ Bk_x k_y & N'k_x k_z & N'k_y k_z & M(k_x^2 + k_y^2) + Lk_z^2 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

$$M_{so} = -\frac{\Delta}{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$G = -\frac{\Delta}{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 1 & -i & 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

其中 $E_{v'} = E_v - \frac{\Delta}{3}$, Δ 为自旋分裂能量, 参数 P 表达式如下:

$$P = \frac{-i\hbar}{m_0} \langle S | p_x | X \rangle \quad (2.22)$$

参数 P 在材料中用能量 E_p (单位 eV) 表示:

$$E_p = \frac{2m_0}{\hbar^2} P^2 \quad (2.23)$$

其它参数 A' , L' , M , N' 的表达式都可以由 Löwdin 微扰理论推导得到, 详细表达式见附录 1。由于对称性要求, 在闪锌矿结构中参数 B 一般为零。在后续的计算过程中我们采用了 Luttinger 参数 γ_1 , γ_2 , γ_3 , Kane 模型中的参数与 Luttinger 参数的关系如下^[109]:

$$\begin{cases} A' = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} - \frac{P^2(E_g + \frac{2}{3}E_{so})}{E_g(E_g + E_{so})} - \frac{\hbar^2}{2m_0} \\ L' = -\frac{\hbar^2}{2m_0}(1 + \gamma_1 + 4\gamma_2) + \frac{P^2}{(E_g + E_{so}/3)} \\ M = -\frac{\hbar^2}{2m_0}(1 + \gamma_1 - 2\gamma_2) \\ N' = -\frac{3\hbar^2}{m_0}\gamma_3 + \frac{P^2}{(E_g + E_{so}/3)} \end{cases} \quad (2.24)$$

对于应变超晶格等, 由于晶格的不匹配, 材料晶格会发生形变。为了考虑到应变的作用, 在哈密顿量中会引入额外的应变势能, 应变哈密顿矩阵表示为^[109, 110, 117]:

$$M_{\text{strain}} = \begin{pmatrix} a_c(2e_{xx} + e_{zz}) & -iPe_{xx}k_x & -iPe_{yy}k_y & -iPe_{zz}k_z \\ iPe_{xx}k_x & a_v(2e_{xx} + e_{zz}) & 0 & 0 \\ & +b(e_{xx} - e_{zz}) & & \\ iPe_{yy}k_y & 0 & a_v(2e_{xx} + e_{zz}) & 0 \\ & & +b(e_{yy} - e_{zz}) & \\ iPe_{zz}k_z & 0 & 0 & a_c(2e_{xx} + e_{zz}) \\ & & & -2b(e_{xx} - e_{zz}) \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

其中 a_c 和 a_v 分别是导带和价带的静水压形变势, b 是价带剪切形变势, e_{ij} 是应变张量。假设材料的生长方向为 z 方向, 并且材料生长中在 (001) 方向的衬底上, 应变张量的计算表达式如下:

$$\begin{cases} e_{xx} = e_{yy} = \frac{a_{sub} - a_{layer}}{a_{layer}} \\ e_{zz} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}} e_{xx} \end{cases} \quad (2.26)$$

其中 a_{sub} 是衬底的晶格常数, a_{layer} 是生长材料的晶格常数, c_{11} 和 c_{12} 是弹性常数。

2.1.2 K·P 方程数值求解

在超晶格和量子阱等异质结结构中, 材料参数是随位置相关的, 因此哈密顿矩阵元也是与位置相关的。为了求解本征值和本征函数方程, 我们使用了傅里叶变换的方法对 8 带 K·P 方程进行了数值求解^[115, 117-119]。相比有限元和时域有限差分法等^[101, 120-123], 傅里叶变换的方法可以避免繁琐的微分和积分过程, 求解方法较简单, 并且更适用于超晶格等周期性结构的计算^[124]。

考虑一维方向的异质结构, 假设 z 方向为生长方向, z 方向上周期为 L , 对 a_n 做傅里叶展开^[117]:

$$\begin{cases} a_n(\mathbf{r}) = \sum_j F_n(j) \varphi_j(z) e^{i(k_x x + k_y y)} \\ \varphi_j(z) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{i2\pi j \frac{z}{L}} \end{cases} \quad (2.27)$$

在展开中在 z 方向上采用了离散傅里叶级数, 其中包含假设即在 z 方向上是周期性的。对于超晶格结构, 这一点正好满足了所需要的周期性结构。在解决单周期的异质结构时, 如量子阱等, 必须合理选择 L 值, 使其相对于实际结构的尺寸足够大, 从而使得不同周期之间的相互作用很小。而在 xy 平面是各向同性的, k_x 和 k_y 可以取任意值, 当哈密顿量中算符 k_x 和 k_y 作用在傅里叶系数上时, 可以将这些算符代替为 k_x 和 k_y 的值。将式(2.27)代入到哈密顿方程中:

$$\sum_{n'} H_{nn'} \left(z, k_x, k_y, -i \frac{\partial}{\partial z} \right) a_{n'}(z) = E a_n(z) \quad (2.28)$$

利用正交性关系 $\langle \varphi_j(z) | \varphi_{j'}(z) \rangle = \delta_{jj'}$, 哈密顿方程变换为:

$$\begin{cases} \sum_{n'} \sum_{j'} H_{nn'}(j, j') F_{n'}(j') = E F_n(j) \\ H_{nn'}(j, j') = \int dz \varphi_j^*(z) H_{nn'} \left(z, k_x, k_y, -i \frac{\partial}{\partial z} \right) \varphi_{j'}(z) \end{cases} \quad (2.29)$$

在傅里叶变换后的矩阵元 $H_{nn'}(j, j')$ 不与位置相关, 因此我们将哈密顿方程(2.28)变换为了常数代数方程组, 其中每一个矩阵元 $H_{nn'}(j, j')$ 可通过分段积分计算。对于异质结构来说, 每个区域具有确定的成分和应变状态。在这种情况下, 哈密顿矩阵中的参数在每个区域中都是常数, 因此对于区域 R 上述矩阵元的积

分有以下形式:

$$I_{jj'}^R = \frac{1}{L} \int_{R_L}^{R_R} dz e^{-i2\pi j \frac{z}{L}} e^{i2\pi j' \frac{z}{L}} \quad (2.30)$$

其中 R_L 是区域 R 的左边界, R_R 是右边界, 对上式积分可得:

$$I_{jj'}^R = \begin{cases} \frac{R_R - R_L}{L} & j = j' \\ \frac{2\pi i}{(j-j')} \left[e^{2\pi i(j'-j)\frac{R_R}{L}} - e^{2\pi i(j'-j)\frac{R_L}{L}} \right] & j \neq j' \end{cases} \quad (2.31)$$

对于算符 $H_{nn'}(z, k_x, k_y, -i\frac{\partial}{\partial z})$ 中包含的常数项, 一次项和二次项, 都可以表示成式(2.31)的形式, 从而可以计算得到矩阵元 $H_{nn'}(j, j')$ 。

对于超晶格来说, 在 z 方向上具有周期性结构, 假设其在 z 方向上周期为 L , 波函数上满足 Bloch 定律:

$$a_n(z + L) = a_n(z) e^{i2\pi q_z} \quad (2.32)$$

其中 q_z 根据 $q = \frac{2\pi q_z}{L}$ 计算得到, q 为第一布里渊区的倒格矢, 为了使得上述求解满足周期性的关系, 在傅里叶展开中做如下的替换:

$$\varphi_j(z) \rightarrow \varphi_{j+q_z}(z) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{i2\pi(j+q_z)\frac{z}{L}} \quad (2.33)$$

在这一替换后周期性条件可以满足。在数值求解过程中另外一个重要的问题是连续性问题。为了满足边界处的连续性条件, 在哈密顿量中的每一项, 对出现材料参数和导数的情况下, 进行如下替换^[118]:

$$\begin{cases} Q \frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{1}{2} \left[Q(z) \frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu} Q(z) \right] \\ Q \frac{\partial}{\partial x_\mu} \frac{\partial}{\partial x_\nu} \rightarrow \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x_\mu} Q(z) \frac{\partial}{\partial x_\nu} + \frac{\partial}{\partial x_\nu} Q(z) \frac{\partial}{\partial x_\mu} \right] \end{cases} \quad (2.34)$$

其中 $Q(z)$ 是材料参数或者应变分量, 进行这种替换后可以满足边界条件。利用傅里叶变换的方法, 通过求解方程组(2.29)的本征值和本征函数, 可以得到超晶格的能带结构和波函数。在计算得到了超晶格的能带结构和波函数后, 我们可以进一步得到其吸收特性。光学矩阵元由下式给出:

$$M_{vc} = \left\langle \psi_c(z) \left| \hat{e} \cdot \frac{\hbar}{i} \nabla \right| \psi_v(z) \right\rangle \quad (2.35)$$

其中 $\hat{e}$ 是入射光电场的偏振矢量, ψ_c 和 ψ_v 是跃迁过程末态和初态波函数, 根据式(2.3)(2.8)(2.34), 将波函数用傅里叶级数 $F_n(j)$ 表示:

$$\psi_{c,v}(z) = \sum_{n=1}^8 a_n^{c,v}(z) U_n(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^8 \sum_j F_n^{c,v}(j) \varphi_j(z) U_n(\mathbf{r}) \quad (2.36)$$

将上式代入到式(2.35)中, 通过积分得到跃迁强度 S_{vc} :

$$S_{vc} = |M_{vc}|^2$$

$$= \left(P \frac{m_0}{\hbar} \right)^2 \left| \sum_j \sum_{i=X,Y,Z} \left[e_i \sum_{k=\uparrow,\downarrow} \left(F_{S_k}^{c*}(j) F_{i_k}^v(j) - F_{i_k}^{c*}(j) F_{S_k}^v(j) \right) \right] \right|^2 \quad (2.37)$$

其中 $e_i (i = X, Y, Z)$ 表示光电场不同的偏振方向, $k = \uparrow, \downarrow$ 表示不同的自旋方向。由于选择定则, 只考虑 S 态到 XYZ 态之间的跃迁, F_{S_k} 和 F_{i_k} 分别表示 S 态和 XYZ 态的傅里叶展开系数。为了计算吸收系数, 需要对所有可能的跃迁进行积分, 将 k 空间划分成网格, 其联合态密度 $\rho = \frac{\Delta N}{\Delta E}$, 其中 ΔN 与网格的体积成正比, ΔE 取网格的最大能量与最小能量之间的差值。对于单个网格, 假设其平均跃迁能量为 E , 其吸收系数为^[115, 125, 126]:

$$\delta\alpha(E)\Delta E = \frac{4\pi^2\alpha_{fs}\hbar^2}{nEm_0^2} \rho S_{vc} f_v(k) [1 - f_c(k)] \Delta E \quad (2.38)$$

其中 α_{fs} 是精细结构常数 ($\alpha_{fs} = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$), n 是材料的折射率, f_v 和 f_c 分别是价带和导带的费米-狄拉克函数。对式(2.38)进行积分可以得到完整吸收谱, 对于某一跃迁对所有的网格进行求和可以得到这一波长下的吸收系数, 对所有的波长求解可以得到吸收谱。然而由于不确定性关系, 实际的能带会存在一定的展宽, 因此我们引入了高斯展宽来描述这一物理特征, 假设高斯展宽为 ΔE_{in} , 我们选择足够小的网格尺寸 $\Delta E < \Delta E_{in}$, 从而使得计算结果与网格划分的数量无关, 将每个网格替换为以平均能量 E 为中心的高斯分布, 其标准偏差 $\sigma = \frac{\Delta E_{in}}{2}$ 。

根据上述推导, 编写了 8 带 K·P 模型的数值求解程序, 使用的材料参数见附录 2, 本论文中对能带结构的计算都是对 77 K 温度下, 采用的材料的参数也是 77 K 温度下的。在本论文的能带计算中取 InAs 价带顶的能量为 0, 所有其它能级位置都是基于 InAs 价带顶能量计算。为了验证程序的正确性, 我们首先对文献^[115]中结构进行了计算, 计算的超晶格周期结构为 13.8/7.8 MLs (monolayer, 1ML $\approx$ 0.3 nm) InAs/GaSb, 采用和文献中^[115]相同的界面结构 (InSb 界面) 和材料参数。计算得到的 77 K 下的色散关系如图 2.1 所示, 图 2.1(a) 是垂直与生长方向 (100) 和 (110) 方向的色散关系, 图 2.1(b) 是沿着生长方向 (001) 方向的色散关系, 计算截止波长为 9.76 μm , 与文献^[115]中的计算结果 (FIG. 4) 相符。

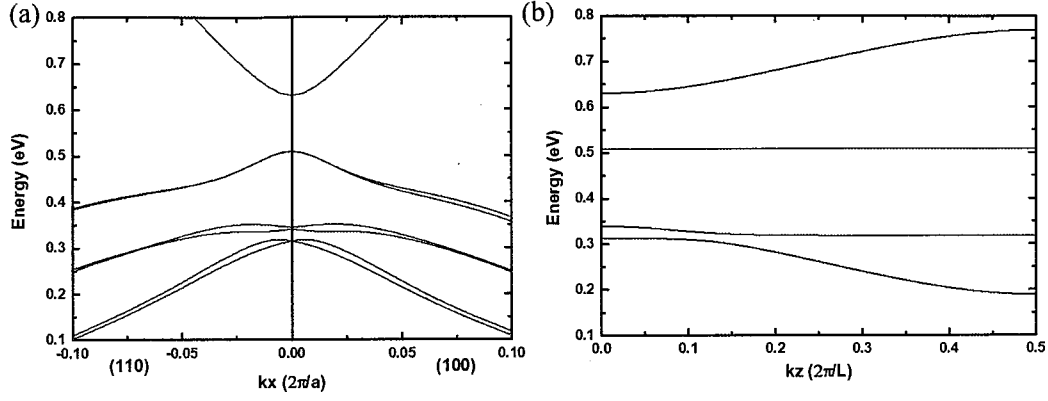


图 2.1 InAs/GaSb (13.8/7.8 MLs) II 类超晶格 (a) 垂直与生长方向, (b) 沿着生长方向能量色散关系

Figure 2.1 InAs/GaSb (13.8/7.8 MLs) type-II superlattices energy dispersion (a) perpendicular to the growth direction and (b) along the growth direction

2.1.3 中波带间级联红外探测器能带结构设计

在 GaSb 基 InAs/GaSb 超晶格中, 由于 InAs 和 GaSb 存在 0.6% 的失配, 为了控制失配需要在生长中插入 InSb 界面来平衡应力, 因此生长条件需要兼顾 InAs、GaSb 以及界面 InSb 三种化合物半导体材料。在 InAs 基材料中, 超晶格吸收区结构为 InAs/GaAsSb, 通过 As 组分的调控可以实现 GaAsSb 和 InAs 完全晶格匹配, 所以在 InAs 基超晶格中不需要生长额外的界面, 因此超晶格的生长温度可以更接近 InAs 和 GaSb 的最优生长温度, 可以更有利于材料质量的提高 [90-92]。在本章中, 我们主要对 InAs 基中波带间级联探测器的结构设计进行了研究。利用 8 带 K·P 模型, 通过能带计算程序可以设计吸收区、弛豫区和隧穿区的结构。带间级联探测器的吸收区为 InAs/GaAsSb 超晶格, InAs 和 GaAsSb 的周期厚度分别为: 2.85/2.1nm, GaAsSb 中 As 的组分约为 9%, 相对于 InAs 衬底几乎无失配。图 2.2 分别是超晶格在垂直于生长方向和沿着生长方向的色散关系, 其中 C1、HH1、LH1 和 HH2 分别表示导带、重空穴 1、轻空穴 1 和重空穴 2。在 $k = 0$ 处的带隙为 0.210 eV, 对应的截止波长为 5.9 μm 。

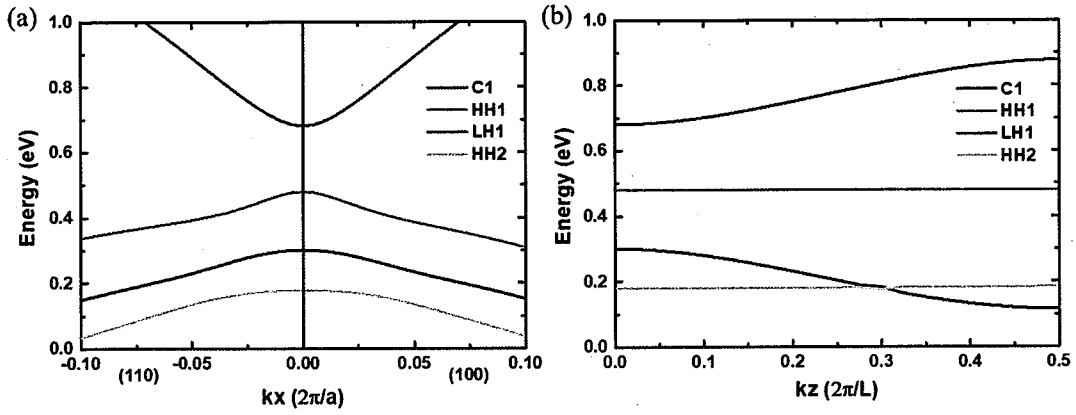


图 2.2 InAs/GaAsSb 超晶格色散关系 (a) 垂直于生长方向, (b) 沿着生长方向
Figure 2.2 InAs/GaAsSb superlattices energy dispersion (a) perpendicular to the growth direction, (b) along the growth direction

假设入射光光场的偏振方向为(100), 计算了不同波矢下跃迁强度 S_{vc} , 图 2.3 分别是垂直于生长方向和沿着生长方向的跃迁强度。图 2.3(a)是垂直于生长方向的跃迁强度, 对于(100)方向的光场, 在(100)和(110)方向的波矢表现出了各向异性。图 2.3(b)是沿着生长方向的跃迁强度, 在 $k_z = \frac{\pi}{L}$ 时, HH1 和 LH1 带到 C1 带的跃迁矩阵元为零, 这是由于超晶格带间跃迁选择定则决定的^[127, 128], 从 $k_z = 0$ 到 $k_z = \frac{\pi}{L}$, 空穴的波函数的对称性由对称变为反对称, 相应的从价带到导带的跃迁也变为禁止, 而 HH2 带的对称性与 HH1 和 LH1 相反, 所以表现了相反的选择定则。由于超晶格的带间跃迁的特性, 由于在超晶格中跃迁强度是各向异性, 所以对于超晶格对不同偏振方向的光也具有不同的吸收系数, 在实验上也观察到了超晶格带间跃迁的特点^[129]。

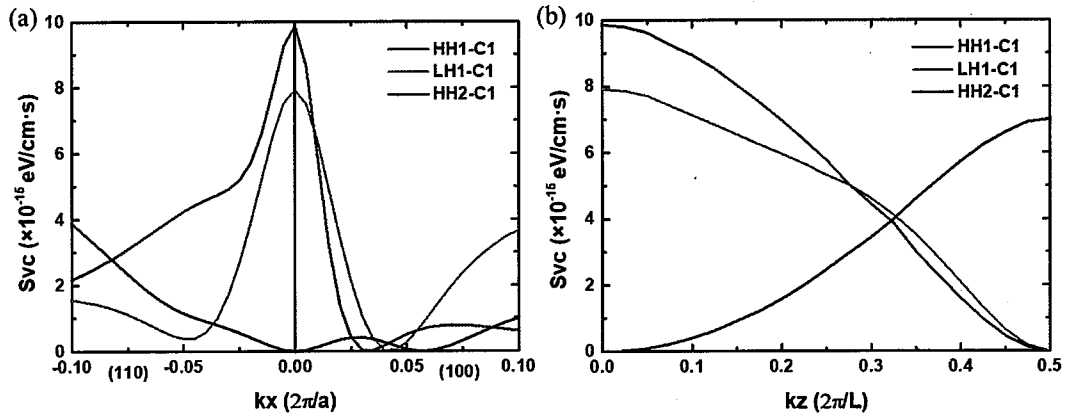


图 2.3 不同波矢下的跃迁强度 (a) 垂直于生长方向, (b) 沿着生长方向
Figure 2.3 Oscillation strength as a function of wave vectors (a) perpendicular to the growth direction, (b) along the growth direction

由于在超晶格中跃迁强度的各向异性, 为了计算吸收系数需要计算整个布里渊区内的能带结构和跃迁矩阵元。对 2.85/2.1nm InAs/GaAsSb 超晶格的吸收系数进行了计算, 假设入射光的光场方向为(100)。我们使用柱坐标对 k 空间进行网格划分, 对于垂直于生长方向的波矢 k_z 网格数为 80, 沿着生长方向上波矢网格为 60, 平面内极角取值为 6, 由于对称性原因, 可以只对 k 空间第一象限进行积分, 最后将计算的吸收系数乘以 4 倍得到最终的吸收系数。图 2.4 是计算得到的 InAs/GaAsSb 超晶格的吸收系数, 计算得到了 HH1、LH1 和 HH2 到 C1 带的跃迁对吸收系数的贡献, 在 4 μm 处总的吸收系数为 4300 cm^{-1} 。

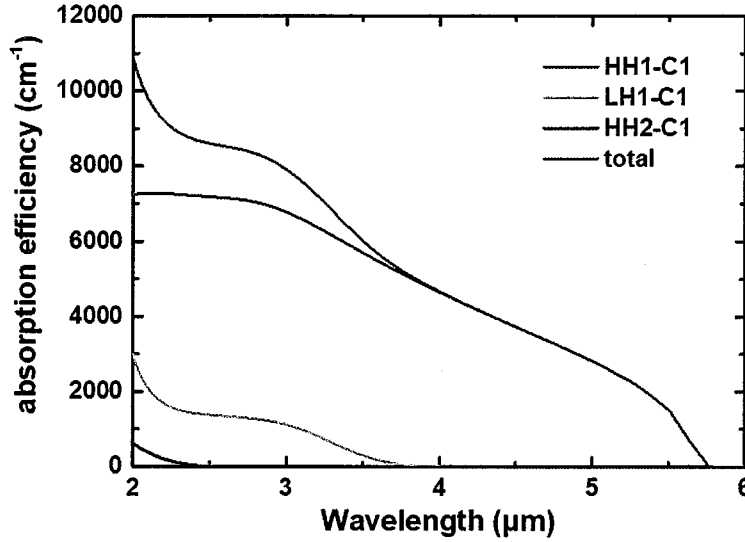


图 2.4 2.85/2.1nm InAs/GaAsSb 超晶格吸收系数

Figure 2.4 The absorption efficiency 2.85/2.1nm InAs/GaAsSb superlattice

在 InAs 基带间级联结构中, 空穴势垒采用 InAs/AlAsSb 多量子阱结构, 电子势垒采用 GaAsSb/AlAsSb 多量子阱结构, AlAsSb 中 As 的组分约为 13%。利用能带计算程序, 设计了弛豫区和隧穿区的结构, 其中弛豫区为 7 个 InAs/AlAsSb 多量子阱, InAs 阱的厚度分别为: 7.4/6.1/5.2/4.5/4.0/3.6/3.2 nm, AlAsSb 势垒的厚度为 1.4 nm。图 2.5(a)为弛豫区能带结构和基态波函数示意图, 相邻阱之间的基态能量差接近 30 meV, 接近 InAs 中的光学声子能量, 从而电子可以通过声子共振散射完成弛豫运输的过程。隧穿区为 5 个 GaAsSb/AlAsSb 多量子阱, GaAsSb 厚度为 2.4 nm, AlAsSb 厚度为 1.8 nm, 图 2.5(b)为隧穿区的能带结构和基态波函数示意图。

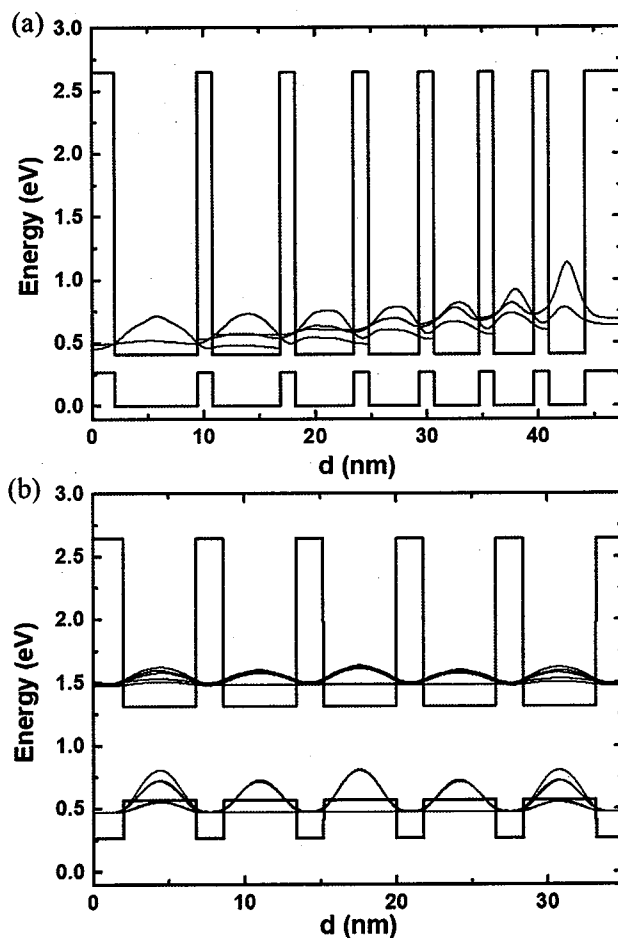


图 2.5 (a) InAs/AlAsSb 弛豫区和 (b) GaAsSb/AlAsSb 隧穿区能带结构示意图

Figure 2.5 Energy band structure for (a) InAs/AlAsSb relaxation region and (b) GaAsSb/AlAsSb tunneling region

2.2 带间级联探测器探测率模型

由于单吸收区结构探测器的量子效率会受限于扩散长度, 随着工作温度上升, 少子的扩散长度降低会导致探测率的降低。而采用多吸收区结构可以解决这个问题, 在带间级联探测器中每一级吸收区厚度都小于扩散长度 L_n , 减小了光生载流子在扩散过程中的复合, 因此在带间级联探测器的响应率受扩散长度的影响较小。与传统单吸收区结构相比, 带间级联探测器可以从级数和吸收区厚度两方面对器件结构进行调控, 通过合理的结构设计和优化, 可以提高探测器的探测率性能。本节建立了带间级联探测器探测率的模型, 分析了器件结构和材料参数对带间级联探测器探测率的影响, 并针对高温工作的条件设计了带间级联探测器的结构。

2.2.1 扩散电流限模型

在高工作温度下，器件的暗电流主要以扩散电流为主导，高温工作下的探测器主要受到热噪声的限制，探测器在零偏工作时热噪声限探测率的表达式为：

$$D_{\lambda}^* = \frac{q\lambda\eta}{hc} \sqrt{\frac{R_0 A}{4kT}} \quad (2.39)$$

其中， η 是波长 λ 处的量子效率， $R_0 A$ 是探测器零偏时阻抗与结面积乘积， T 是工作温度， q 是电子电荷量， h 是普朗克常数， k 是玻尔兹曼常数， c 是光速。假设吸收区为p型，单吸收区结构探测器扩散电流表达式为：

$$J = qg_{th}L_n \tanh\left(\frac{d}{L_n}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.40)$$

其中， L_n 是扩散长度， g_{th} 为少子电子的热产生率， $g_{th} = \frac{n_0}{\tau}$ ， n_0 是少数载流子电子的浓度， τ 是少子电子的载流子寿命， V 是工作偏压， d 是p区的厚度。扩散电流限下单吸收区结构探测器 $R_0 A$ 的表达式为：

$$R_0 A = \frac{kT}{q^2 g_{th} L_n \tanh(d/L_n)} \quad (2.41)$$

带间级联探测器可以看做是多个探测器的串联结构，阻抗近似等于每一级阻抗之和，假设带间级联探测器的级数为 N ，每一级厚度分别为 $d_1, d_2 \dots d_N$ ，带间级联探测器 $R_0 A$ 的表达式为：

$$R_0 A = \sum_{m=1}^N \frac{kT}{q^2 g_{th} L_n \tanh(d_m/L_n)} \quad (2.42)$$

在量子效率的计算中，由于超晶格的吸收系数较低，存在入射光在器件中的多次反射和吸收。我们主要考虑背入射的情况，如图2.6所示，以2级带间级联探测器为例，入射光从衬底入射， R 为入射光从空气入射到InAs衬底上的反射率，根据菲涅耳公式（InAs折射率为3.51），反射率 R 为0.3。 R_s 为入射光通过器件上表面后的反射率，在器件制备中器件的上表面会沉积金属电极，在背入射器件制备中上表面有60%区域覆盖了金属，被金属覆盖的区域反射率为1，而其它区域的反射率为0.3，计算得到 R_s 为0.7。我们考虑了入射光在器件中多次反射的情况，包括入射光第一次通过材料，在上表面反射后第二次通过材料，以及再次通过衬底反射第三次通过材料。在经过材料的多次吸收和上下表面反射后，其它多次反射的光已经很弱，在计算中忽略了它们的贡献。在之前的研究中发现，InAs基材料中高掺的InAs缓冲层在长波波段的折射率很低，但是对于中波波段

时 InAs 缓冲层与超晶格材料之间的折射率之间的差别可以忽略, 所以在计算中我们忽略了材料中各区域之间的反射^[93, 96]。

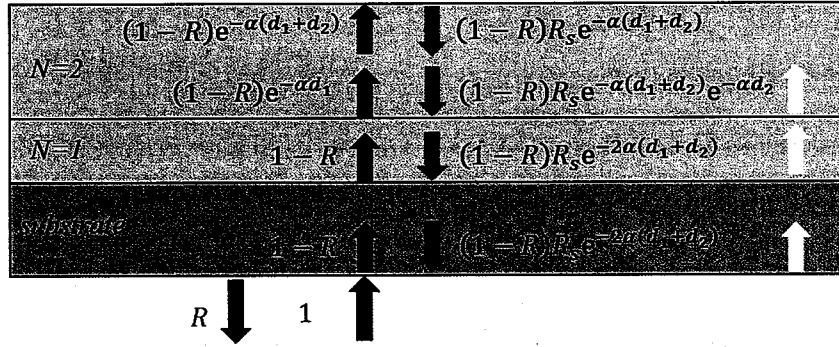


图 2.6 入射光在 2 级带间级联探测器中的传播过程示意图

Figure 2.6 Schematic drawing of the light propagation in two-stage ICIP

对于每一级的量子效率, 假设其吸收区厚度为 d , 其量子效率 (quantum efficiency, QE) 达式为:

$$\begin{cases} \eta^b(d) = \left[\frac{\alpha L_n}{1 - (\alpha L_n)^2} \right] \times \left[\frac{\sinh(d/L_n) + \alpha L_n \exp(-\alpha d) - \alpha L_n \cosh(d/L_n)}{\cosh(d/L_n)} \right] \\ \eta^f(d) = \left[\frac{\alpha L_n}{1 - (\alpha L_n)^2} \right] \times \left[\frac{\sinh(d/L_n) \exp(-\alpha d) + \alpha L_n \cosh(d/L_n) \exp(-\alpha d) - \alpha L_n}{\cosh(d/L_n)} \right] \end{cases} \quad (2.43)$$

其中 $\eta^b(d)$ 为光从衬底入射时单级的量子效率, $\eta^f(d)$ 为光从上表面入射时的单级的量子效率, α 是吸收系数。考虑到多次反射以及入射光在传播过程中衰减的情况下, 带间级联探测器中每一级的量子效率表达式为:

$$\begin{cases} \eta_m^b(d_m) = (1 - R) \exp[-\alpha \sum_{j=1}^{m-1} d_j] \eta^b(d_m) [1 + (1 - R) R_s \exp[-2\alpha d_t - \alpha \sum_{j=1}^{m-1} d_j]] \\ \eta_m^f(d_m) = (1 - R) R_s \exp[-\alpha d_t] \cdot \exp[-\alpha \sum_{j=m+1}^N d_j] \eta^f(d_m) \end{cases} \quad (2.44)$$

$\eta_m = \eta_m^b + \eta_m^f$ 表示第 m 级的量子效率, d_j 是第 j 级的吸收区厚度, d_t 是吸收区总厚度。由于材料对入射光的吸收, 多吸收区结构在光的入射方向上光强不断衰减, $\exp[-\alpha d_j]$ 表示由于材料的吸收导致吸收区通过第 j 级吸收区后入射光的衰减。对于多吸收区结构, 当每一级产生的光生载流子数量不相等时, 由于电流连续性的要求, 光电流的不匹配会影响带间级联结构中载流子的输运过程, 整体的光电流等于每一级光电流的平均值, 带间级联探测器的量子效率为:

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_m \eta_m = \frac{1}{N} \sum_m [\eta_m^b(d_m) + \eta_m^f(d_m)] \quad (2.45)$$

我们得到了热噪声限下 N 级的带间级联探测器探测率, 其表达式为:

$$D^* = \frac{q\lambda\eta}{hc} \sqrt{\frac{R_0 A}{4kT}} = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}} \cdot \eta \sqrt{\sum_{m=1}^N \frac{1}{\alpha L_n \tanh(d_m/L_n)}} \quad (2.46)$$

2.2.2 探测率计算结果

我们首先分析了单吸收区结构的探测率与扩散长度和吸收区厚度的关系, 假设超晶格材料吸收系数为 4000 cm^{-1} , 图 2.7(a)是在不同扩散长度 L_n 下单吸收区结构的量子效率随吸收区厚度 d 的变化关系。随着扩散长度的降低, 光生载流子在扩散过程中的复合几率增加, 单吸收区结构的饱和量子效率逐渐降低。当扩散长度 $L_n = 10.0 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 量子效率最大可以达到 62%; 当扩散长度 $L_n = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 量子效率最大只能达到 18%。如图 2.7(a)所示, 在扩散长度较低时即使再增加吸收区厚度也不能再提高量子效率, 相反在量子效率达到最大后继续增加吸收区的厚度, 由于扩散电流的增加还会导致探测率的降低。图 2.7(b)是在不同扩散长度 L_n 下单吸收区结构的探测率随吸收区厚度 d 的变化关系。当 $L_n = 10.0 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 探测率最大为 $0.61 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$; 当 $L_n = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 探测率最大为 $0.44 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$ 。当少子扩散长度 L_n 减小时, 单吸收区结构的探测率会降低。

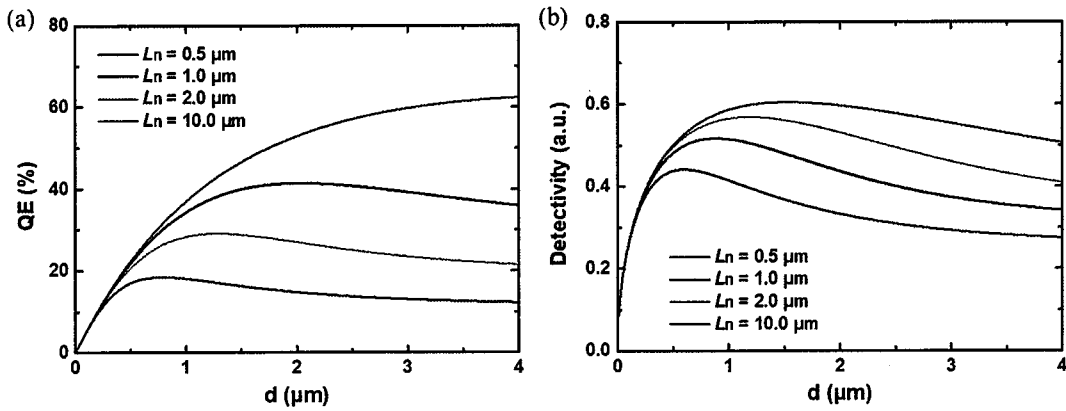


图 2.7 单吸收区结构 (a) 量子效率, (b) 探测率与吸收区厚度 d 关系

Figure 2.7 The relationship between the (a) QE and (b) the detectivity and absorber thickness d for single-absorber detector

带间级联探测器有两种典型的结构, 一种是每一级吸收区厚度相等, 另一种是每一级光电流大小匹配。吸收区厚度相等的结构会由于吸收光的衰减导致量子效率的降低。光电流匹配结构即通过吸收区厚度的调节, 保证每一级产生的光生载流子相同, 满足光电流匹配条件。我们首先考虑了光电流匹配的结构, 图 2.8(a)是光电流匹配结构在不同扩散长度和不同的级数下能达到的最大的探测率。

当 $L_n = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 单吸收区结构最大探测率为 $0.44 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$, 随着级数的增加,

多级级联结构能达到的最大探测率逐渐增加, 10 级结构的最大探测率为 $0.60 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$ 。图 2.8(b) 是扩散长度 $L_n = 0.5 \mu\text{m}$ 条件下, 计算得到的不同级数 (N) 的带间级联探测器最优吸收区厚度 d_m 。

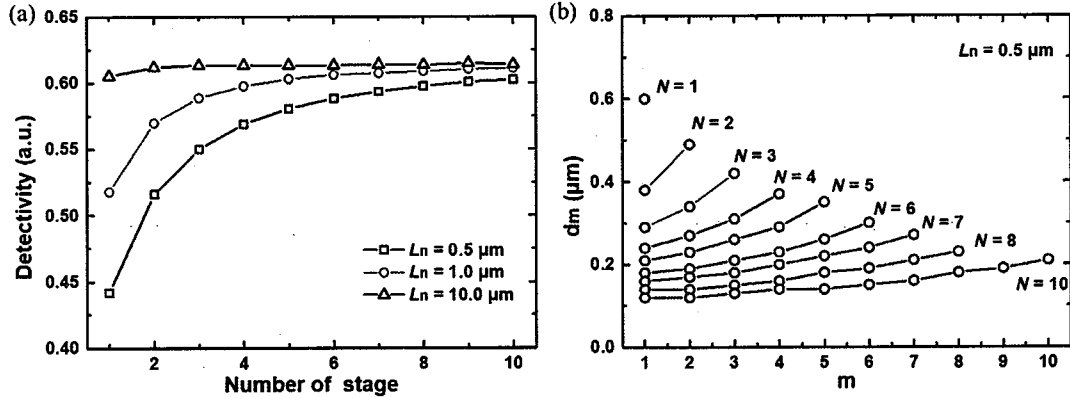


图 2.8 (a) 光电流匹配结构在不同的扩散长度下能达到的最大探测率与级数的关系,

(b) $L_n = 0.5 \mu\text{m}$ 时不同级数带间级联探测器每一级吸收区厚度 d_m

Figure 2.8 (a) The maximum detectivity of current-matched structure for different number of stage and diffusion length, (b) the absorber thickness for ICIP with different number of stages at the diffusion length L_n of $0.5 \mu\text{m}$

图 2.9(a) 是在不同扩散长度下不同级数带间级联探测器能达到的最大的探测率, 图 2.9(b) 是在探测率达到最大时的第一级吸收区厚度 d_1 。可以看出随着扩散长度的减小, 最大探测率都会降低, 单吸收区结构探测器随扩散长度减小探测率降低的最多, 而对于多级级联探测器来说, 随着级数的增多探测率受扩散长度的影响越小。对于单吸收区结构探测器来说, 当扩散长度分别为 $10 \mu\text{m}$ 和 $0.1 \mu\text{m}$ 时, 最大探测率为分别为 $0.60 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$ 和 $0.25 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$ 。对于 10 级带间级联探测器来说, 当扩散长度分别为 $10 \mu\text{m}$ 和 $0.1 \mu\text{m}$ 时, 最大探测率为分别为 $0.61 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$ 和 $0.51 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{4g_{th}}}$ 。

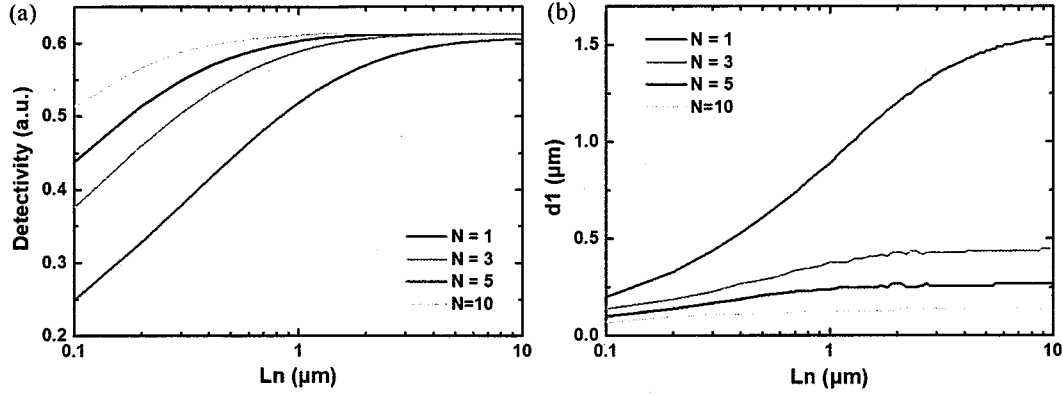


图 2.9 (a) 光电流匹配结构在不同的扩散长度下能达到的最大探测率, (b) 不同级数带间级联探测器第 1 级吸收区厚度

Figure 2.9 (a) The maximum detectivity of current-matched structure as a function of diffusion length, (b) the optimal absorber thickness of the first stage for different diffusion length

2.2.3 带间级联探测器结构设计

光电流匹配条件需要材料准确的吸收系数和扩散长度等参数, 因此对于光电流匹配结构, 结构设计的一个关键是每一级吸收区厚度的计算。其中最关键的是扩散长度, 而扩散长度随着工作温度的改变变化很大。为了确定 InAs 基中波超晶格的扩散长度, 我们首先对其变温量子效率进行了分析, 通过量子效率的拟合可以得到扩散长度随温度的变化关系。我们对 2 级 (2-ICIP) 和 3 级 (3-ICIP) 带间级联探测器的量子效率进行了测试, 2 级带间级联探测器的吸收区厚度分别为: 1100 和 1250 nm, 3 级带间级联探测器的吸收区厚度分别为: 1100, 1250 和 1500 nm, 2 级和 3 级的器件结构如图 2.10 所示。

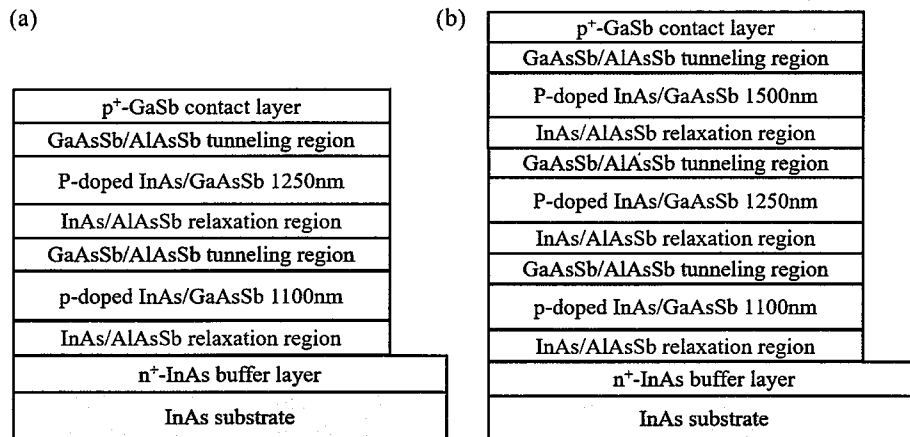


图 2.10 (a) 2-ICIP 和 (b) 3-ICIP 器件结构示意图

Figure 2.10 Schematic drawing for the (a) 2-ICIP and (b) 3-ICIP

图 2.11(a)是 2 级和 3 级带间级联探测器的变温量子效率, 这两个器件的量子效率都在 224 K 以上的温度下迅速下降。在 300 K 下 2 级和 3 级带间级联探测器的量子效率分别为 5.9% 和 4.7%。利用上述推导的量子效率计算公式, 对不同温度下的扩散长度进行了拟合, 根据拟合的扩散长度计算了不同温度下的量子效率, 计算结果如图 2.11(a)所示, 拟合结果和测试结果符合较好。图 2.11(b)是拟合得到扩散长度, 随着温度的升高扩散长度显著降低, 在 300 K 的温度下, 扩散长度仅为 $0.25\ \mu\text{m}$ 。图 2.12(a)是 3-ICIP 在零偏下的热噪声限探测率谱, 图 2.12(b)是在 $4.1\ \mu\text{m}$ 处探测率随温度的变化关系。148 K 温度下, 探测率为 $1.4 \times 10^{11}\ \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, 300 K 温度下探测率为 $1.9 \times 10^8\ \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。在 300 K 下由于 InAs 基中波超晶格的扩散长度很短, 而在 2 级和 3 级结构中采用了较厚的吸收区, 厚的吸收区可以在低温下实现高量子效率, 但是在高温下这种结构不再合适。

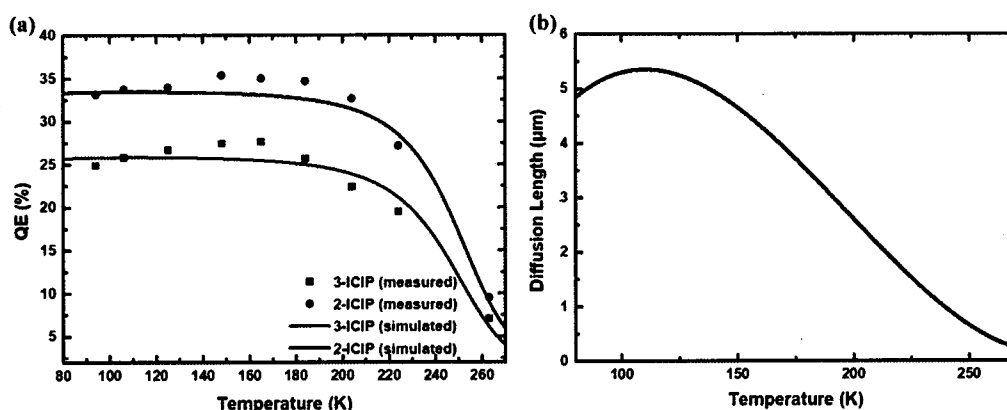


图 2.11 (a) 2-ICIP 和 3-ICIP 量子效率测量和拟合结果, (b) 不同温度下扩散长度拟合值
Figure 2.11 (a) The measured and simulated QE for 2-ICIP and 3-ICIP, (b) simulated diffusion length for different temperatures

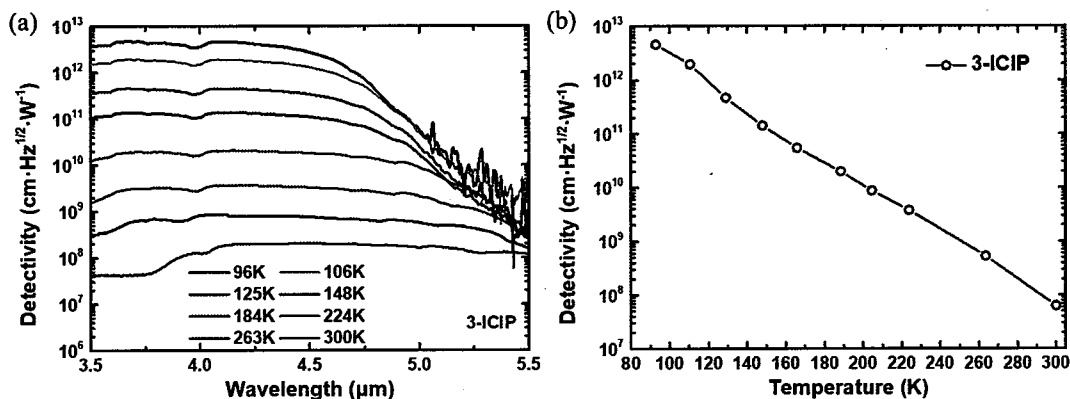


图 2.12 (a) 3-ICIP 的探测率谱, (b) $4.1\ \mu\text{m}$ 处探测率随温度的变化

Figure 2.12 (a) Detectivity spectrum for the 3-ICIP, (b) detectivity at the wavelength of $4.1\ \mu\text{m}$ as a function of temperature

为了实现在高工作温度下探测率的提高,我们对带间级联探测器的结构进行了设计和改进。针对 220 K 和 300 K 工作温度分别进行了带间级联探测器的结构设计,由于在 300 K 工作温度下扩散长度较短 ($0.25\ \mu\text{m}$),针对 300 K 工作温度设计了十级结构,而针对 220 K 温度设计了三级和五级结构。表 2.1 是一级、三级、五级和十级带间级联探测器的每一级的吸收区厚度,其中一级器件作为对比,这四个器件的吸收区总厚度相等。三级和五级器件采用光电流匹配结构,每一级吸收区厚度通过上述的探测率模型计算得到,而十级器件采用等吸收区厚度的设计。

表 2.1 设计的不同级数的带间级联探测器吸收区厚度

Table 2.1 Designed absorber thicknesses for ICIPs with different numbers of stage

编号	级数	吸收区厚度(nm)
one-stage	1	2350
three-stage	3	551,722,1079
five-stage	5	330,380,448,530,673
ten-stage	10	250 $\times$ 10

2.3 本章小结

本章首先介绍了 Kane 的 8 带 K·P 模型,利用傅里叶变换的方法对 8 带 K·P 模型进行了数值求解,并编写了相应的求解程序,程序计算的结果与文献报道相符合。随后对 InAs 基带间级联探测器结构中 InAs/GaAsSb 超晶格,InAs/AlAsSb 弛豫区, GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的能带结构进行了计算。在扩散电流限模型下,推导了带间级联探测器的探测率与器件结构和材料参数之间的关系,分析了扩散长度、级数和吸收区厚度对带间级联探测器探测率的影响。根据变温响应率测试结果,拟合得到了不同温度下的扩散长度,针对高工作温度下的结果,设计了不同级数的带间级联探测器结构。

第3章 带间级联结构材料界面特性研究

带间级联结构中能带结构与每一层材料组分相关,然而在 III-V 族化合物半导体的分子束外延生长过程中会发生 III 族原子的偏析和 V 族原子的置换等,从而导致实际的组分与设计值的偏差,进而会对器件的光电性能造成影响。在本章中,我们进行了带间级联探测器的材料生长,随后对生长的带间级联探测器材料进行了扫描透射电镜显微镜的研究,对材料中的组分进行了测试和分析。在获得了带间级联探测器材料中的界面组分信息后,计算了超晶格吸收区的有效带隙和带边位置,以及弛豫区和隧穿区的能级位置,分析了界面组分分布对能带结构的影响,并于实验结果进行了比较。

3.1 带间级联结构材料生长

3.1.1 分子束外延生长

带间级联探测器由数千层构成,每一层的厚度仅为几纳米。因此,在外延生长期间需要非常高的精度和控制度。分子束外延(Molecular beam epitaxy, MBE)是一种超高真空($<10^{-9}$ Torr)生长系统,可以实现单原子层精度的材料生长。在 MBE 的超高真空条件下,束源以原子或分子束的形式以一定的速率沉积到衬底表面上。外延层的厚度、成分和掺杂浓度可以通过对束流强度的精确控制来实现。源的束流强度是其蒸气压的函数,通过控制源炉的温度可以实现对束流大小的精确控制。在生长过程中,通过加热衬底基板和基板的旋转以确保材料的均匀生长。在 MBE 生长中,可以通过反射高能电子衍射(Reflection high-energy electron diffraction, RHEED)图案对生长过程进行实时检测。我们利用 MBE(设备型号: RIBER COMPACT 21)进行了带间级联结构材料的生长,采用高温裂解炉实现 V 族材料(Sb 和 As)的生长,通将 Sb_4 和 As_4 裂解为 Sb_2 和 As_2 , In 和 Ga 分别采用高纯的固态 In 和 Ga 束源炉, Si 和 Be 束源炉作为掺杂源,分别用来提供 n 型和 p 型掺杂。

根据第二章中设计的结构,在 InAs (100)衬底上生长了相应的带间级联探测器, InAs/GaAsSb 超晶格、GaAsSb/AlAsSb 隧穿区和 InAs/AlAsSb 弛豫区生长温度都设定为 480°C 。InAs 和 GaAsSb 或 AlAsSb 层之间的切换通过打开或关闭相应的阀实现,在不同层的生长之间没有引入额外的生长停滞期。在带间级联探测

器材料生长之前分别进行了 GaAsSb、InAs/GaAsSb 超晶格、InAs/AlAsSb 和 GaAsSb/AlAsSb 样品预生长,通过调整 As 的束流大小,使其与 InAs 衬底晶格匹配。在材料生长过程中,InAs 的生长速率为 0.5 ML/s ($1\text{ ML}\approx 0.3\text{ nm}$),GaAsSb 的生长速率为 0.7 ML/s。

3.1.2 材料结构和表征

图 3.1(a)和(b)分别是一级和三级带间级联探测器结构:吸收区由 InAs (2.85 nm)/GaAsSb (2.10 nm) 超晶格组成;隧穿区由 5 个 GaAsSb (4.80 nm)/AlAsSb (1.80 nm) 量子阱组成。弛豫区由 7 个 InAs/AlAsSb 量子阱组成,其 InAs 厚度为 7.40/6.10/5.20/4.52/4.00/3.58/3.23 nm,AlAsSb 厚度为 1.36 nm,弛豫区为 n 型掺杂,掺杂浓度为 $5\times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ 。InAs/AlAsSb 接触区为 20 周期 InAs (9.3 nm)/GaAsSb (1.05 nm),掺杂浓度为 $1\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ 。GaAsSb/AlAsSb 接触区为 30 周期 GaAsSb (4.80 nm)/AlAsSb (1.80 nm),掺杂浓度为 $1\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ 。吸收区 p 型掺杂浓度为 $5\times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$,三级器件的吸收区厚度分别为 550、720 和 1080 nm,一级器件的吸收区厚度为 2350 nm。五级和十级带间级联探测器结构如表 2.1 所示,其中吸收区厚度均是从衬底到材料表面逐渐增加,以满足在背入射条件的光电流匹配条件。

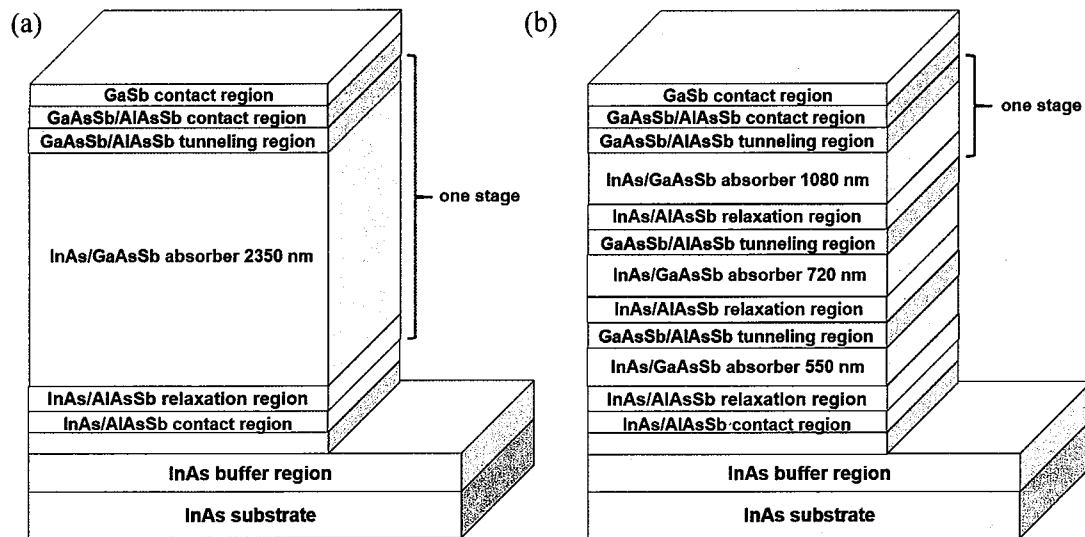


图 3.1 (a) 一级和 (b) 三级带间级联探测器的示意图

Figure 3.1 Schematic drawing for (a) one-stage and (b) three-stage ICIPs

利用 8 带模型对上述设计的结构进行了模拟,图 3.2 是带间级联探测器单级的能带结构,箭头表示光生载流子(电子)的输运方向。弛豫区的最窄 InAs 量

子阱的基态电子能级为 0.686 eV（相对于 InAs 价带的顶部的能量），与 InAs/GaAsSb 超晶格吸收区的电子微带（0.686 eV）的底部对准。之后每个 InAs 量子阱中的基态电子都比前一个低了约一个纵光学声子能量（30 meV），从而有利于电子的声子共振散射。InAs/AlAsSb 量子阱的最低地电子能级为 0.477 eV，接近 GaAsSb/AlAsSb 量子阱中的空穴能级（0.473 eV），因此光生载流子可以通过共振隧穿传输到下一级的吸收区。

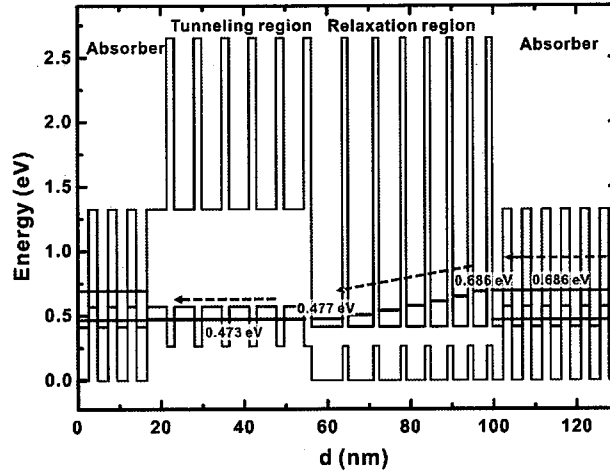


图 3.2 带间级联探测器能带结构的示意图

Figure 3.2 Energy band structure for interband cascade photodetector

在材料生长完成之后，对材料进行了高分辨率 X 射线衍射图像（HRXRD）和原子力显微镜测试（Atomic Force Microscope, AFM），来表征材料生长的质量。图 3.3 是三级带间级联探测器的（004）面 HRXRD 测试曲线。超晶格 0 级衍射卫星峰（SL-0）和 InAs 衬底峰之间的失配 $\frac{\Delta a}{a} = -4.4 \times 10^{-4}$ ，超晶格 0 级衍射卫星峰的半峰全宽（full width at half maximum, FWHM）为 35.6 弧秒。根据负 2 到正 2 级衍射卫星峰的位置可以求得超晶格的平均周期厚度 $d^{[130]}$ ：

$$d = \frac{\lambda}{2\Delta\theta \cos \theta} \quad (3.1)$$

其中， λ 是 X 射线的波长（1.54 Å）， $\Delta\theta$ 是相邻卫星峰之间的平均角度差， θ 是超晶格 0 级峰位置。根据上式求得周期厚度为 46.8 Å，较短于设计值 49.5 Å。InAs/AlAsSb 接触区的 0 级衍射卫星峰与 InAs 衬底峰几乎重合，表明 InAs/AlAsSb 与衬底之间的失配很小。而 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区存在较大的失配，②号峰是 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区 0 级衍射卫星峰位置，①③④号峰分别是 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的衍射卫星峰。GaAsSb/AlAsSb 隧穿区与 InAs 衬底之间存在较大的失配，

可能原因是在隧穿区生长中 As 组分比设计值低, 根据失配计算的弛豫区平均 As 的组分为 9%。表 3.1 总结了生长的 4 个带间级联探测器的通过 HRXRD 曲线的计算的 InAs/GaAsSb 超晶格周期, 失配和 0 级衍射卫星峰半峰宽。

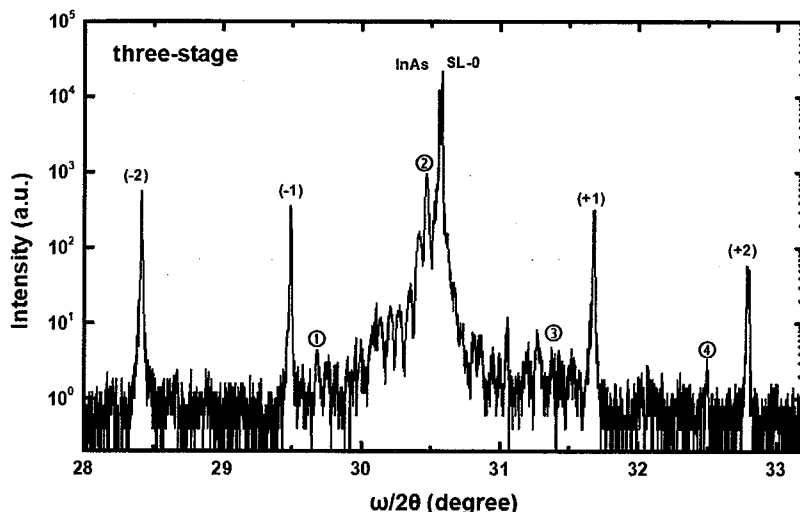


图 3.3 三级带间级联探测器 HRXRD 测试结果

Figure 3.3 HRXRD curve of three-stage ICIP

表 3.1 带间级联探测器 HRXRD 测试结果总结

Table 3.1 Summary of the HRXRD measurements of the ICIPs

	周期厚度 (Å)	失配	0 级峰 FWHM (arcsec)
one-stage	47.08	-4.8×10^{-4}	32.04
three-stage	46.74	-4.4×10^{-4}	35.64
five-stage	46.80	2.8×10^{-4}	25.92
ten-stage	46.61	-5.7×10^{-4}	30.60

3.2 带间级联结构材料界面特性研究

3.2.1 扫描透射电子显微成像技术

扫描透射电子显微镜 (Scanning Transmission Electron Microscopy, STEM) 是一种电子成像技术, 利用高能电子束作为光源, STEM 可以实现亚埃级的分辨率, STEM 广泛应用于材料的原子尺度高分辨率成像的表征和分析中^[131-133]。STEM 中通过对电子束进行聚焦, 从而形成直径约为 $<1 \text{ Å}$ 的电子探针, 再通过扫描获得样品每一个位置的信息。STEM 利用的是透射电子进行成像, 电子束照射在样品后, 电子束会与样品原子发生相互作用, 电子束的一部分会透射穿过样

品。入射电子与样品中原子或离子的电子以及原子核相互作用，会发生弹性和非弹性散射，这两种类型的散射都可以给出有关样品的结构和成分信息。通过收集透射的相干或部分相干的弹性散射电子可以形成高分辨率图像，另外利用电子能量损失谱（Electron energy loss spectroscopy, EELS）可以测量得到透射电子的能量，利用非弹性散射电子可以获得有关样品的化学组成或原子键合状态的信息。图 3.4 是 STEM 的工作原理示意图，电子束通过物镜聚焦到样品上，电子束与样品中原子相应作用发生散射，散射的电子信号被不同类型的探测器收集，通过扫描得到不同电子探针位置的成像图。在 STEM 中使用的探测器有环形明场探测器 (ABF)，大角度环形暗场探测器 (HAADF)，中等角度环形暗场探测器 (MAADF) 和 EELS 测试仪。ABF 探测器收集透射电子和小角度散射电子（散射半角 <10 mrad），HAADF 和 MAADF 探测器用于收集以高角度散射的电子 (>60 mrad)。在相同的成像条件下，暗场像比明场像具有更高的分辨率。HAADF 和 MAADF 收集的主要是非相干散射的电子，收集到的电子散射强度与样品中原子平均原子序数 (Z) 的平方成正比，因此 HAADF 和 MAADF 图像通常都称为 Z 衬度图像 [133, 134]。

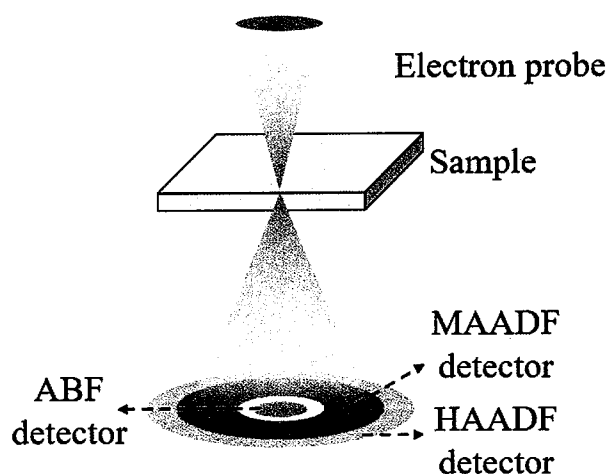


图 3.4 STEM 工作原理示意图

Figure 3.4 Schematic of STEM

III-V 族化合物半导体分子束外延 (MBE) 生长过程中 In 和 Sb 原子发生的偏析，导致原子组分与设计值的偏离^[135-137]。Muraki 等人报道了不同生长条件下 In 原子的表面偏析以及 InGaAs/GaAs 量子阱能级与 In 偏析之间的关系^[135]；国内外研究者对 InAs/InAsSb 超晶格中 Sb 的偏析^[138-141]、InAs/GaSb 界面组分互扩散

[142-145]进行了研究；界面互扩散会导致能带结构发生变化^[146-151]。在 InAs 衬底上生长的 InAs/GaAsSb 超晶格，可以不用 InSb 界面^[92]，因此可以实现比 InAs/GaSb 超晶格更高的温度下生长，有利于提高材料的光电性能^[91, 95, 152]。然而，在更高的生长温度下界面互扩散也可能得到增强^[137]。

在带间级联结构中，能级的精确信息尤其重要，因为光生载流子的传输过程（例如声子辅助散射和共振隧穿）严重依赖于弛豫区和隧穿区中的量子能级的相对位置。带间级联探测器设计中的关键参数是每一层中原子组分的准确组成。需要有关原子组分分布和应变的信息来计算超晶格吸收区的有效带隙和带边位置，以及弛豫和隧穿区域的能级位置。在带间级联探测器的能带结构设计中，我们没有考虑实际生长中的界面问题，假设 InAs 和 GaAsSb 层是完全晶格匹配的，但在实际生长中，在界面处可能发生原子的偏析，导致界面处组分的混合，使得实际的原子组分偏离理想情况。而能带结构与材料中界面和原子组分都相关。为了获得带间级联结构的详细原子组分信息，我们对带间级联探测器进行了 STEM 的研究，研究的样品为三级带间级联探测器。首先利用聚焦离子束（Focused Ion beam, FIB）制备用于 STEM 的样品。图 3.5 是制备的 (001) 晶面的测试样品，区域 1-3 标记了 STEM 测试的区域，区域 1-3 分别为 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区，InAs/GaAsSb 吸收区，InAs/AlAsSb 弛豫区。

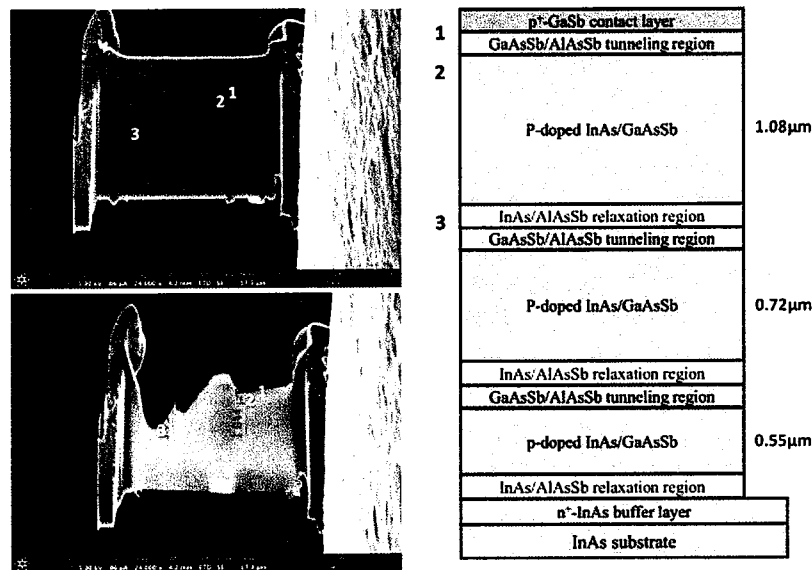


图 3.5 三级带间级联探测器 (001) 晶面的扫描电镜测试样品

Figure 3.5 Three-stage ICIP specimen for the STEM along the (001) crystal orientation

样品制备完成后，对测试样品进行了 STEM 图像测试和 EELS 测试，使用设

备型号为 Nion HERMES-100, 电镜配备了球差校正器, 工作电压为 100 kV。HAADF 和 MAADF 收集半角分别为 92-210 mrad 和 60-92 mrad。图 3.6 是低倍下区域 3 的 STEM 图像, 从图中清晰的分辨出吸收区、弛豫区和隧穿区。

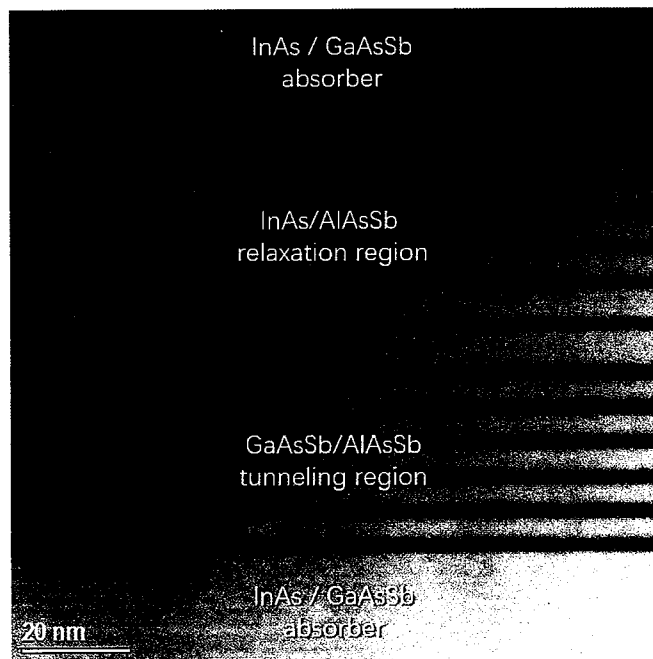


图 3.6 三级带间级联探测器材料低倍 STEM 图像

Figure 3.6 Low-magnification STEM image of the three-stage ICIP

3.2.2 InAs/GaAsSb 超晶格组分分布

图 3.7(a)是 InAs/GaAsSb 超晶格沿生长方向 (z) 的 HAADF 图像。综合带间级联结构不同区域的 HAADF 图像以及 EELS 结果, 可以分辨出 InAs、GaAsSb 和 AlAsSb 层, 对于每一层可以根据原子序数分辨出 III 族和 V 族原子, 如图 3.7(e) 所示。由于 HAADF 图像的 Z 衬度特性, 在 InAs 层中 In 原子 ($Z=49$) 比 As 原子 ($Z=33$) 强度高, 而在 GaAsSb 层中 Sb 原子 ($Z=51$) 比 Ga 原子 ($Z=31$) 强度高。对于 InAs 和 GaAsSb 层, 阳离子和阴离子之间的对比度相反, InAs 层和 GaAsSb 层的总体强度接近。但是, InAs 和 GaAsSb 层之间的过渡区域具有较弱的强度, 表明在过渡区域可能存在 Ga 和 As 原子的混合。如图 3.7(e)所示, InAs 和 GaAsSb 层之间的过渡区域厚度在 2~3 MLs。图 3.7(b)是相同区域的 MAADF 图像中, 相比 HAADF 图像, MAADF 图像的强度可以反映一定的应变衬度。在 MAADF 图像中, 在过渡区域可以观察到增强的对比度, 表明 InAs 和 GaAsSb 之间的过渡层可能存在应变。为了分析 InAs/GaAsSb 超晶格中的应变, 使用几何相位分析 (Geometric phase analysis, GPA) 工具计算了研究生长生长方

向的应力 (E_{zz}), 计算中选取了 (004) 面的衍射, 最左侧的 InAs 层作为参考晶格。 E_{zz} 应力和应变曲线分别如图 3.7(c)和(d)所示。在 GaAsSb 层中观察到正应力 (对应生长方向上的压应力), 说明材料晶格常数大于 InAs 层, 这可能是由于 In 穿透到 GaAsSb 层中引起的, 而 InAs 层和 GaAsSb 层之间的过渡区域呈现了负应力 (对应生长方向上的张应力), 说明其晶格常数小于 InAs。

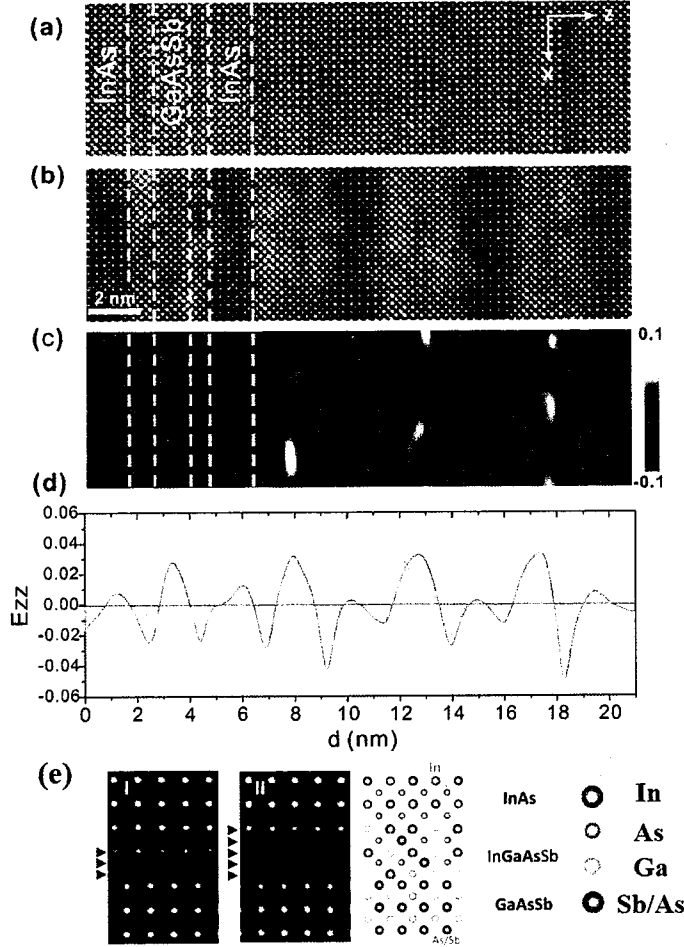


图 3.7 InAs/GaAsSb 超晶格 (a) HAADF 和 (b) MAADF 图像, (c) 沿生长方向 z 的应力 E_{zz} 分布图, (d) 应力 E_{zz} 曲线, 实线表示了 InAs 层/GaAsSb 层/界面过渡区域的分界线, (e) 界面区域 Ga/In/As/Sb 原子示意图

Figure 3.7 (a) Detailed HAADF and (b) MAADF images of the InAs/GaAsSb superlattices, (c) E_{zz} strain component map along the growth direction z , (d) E_{zz} strain component profile extracted from (c). Dashed lines delimitate the boundaries between InAs, GaAsSb layers and interface regions, (e) The patterns Ga/In/As/Sb atoms around the interface regions

图 3.8 分别是了 InAs/GaAsSb 超晶格的 In、As、Ga 和 Sb 的 HAADF-EELS 图像。在 InAs 和 GaAsSb 层之间的界面区域有明显的组分互扩散, 并且组分分布呈现梯度分布, 这与 HAADF (MAADF) 图像中较弱 (增强) 的对比度一致。

对于 GaAsSb-on-InAs 和 InAs-on-GaAsSb 界面区域的平均宽度分别为 0.90 和 0.60 nm。界面处的原子混合是由于 In 和 Sb 的偏析引起的。In 的偏析主要发生在 GaAsSb-on-InAs 界面处，导致了 In 原子进入到 GaAsSb 层，而 Ga 原子交换到界面区域。而在 InAs-on-GaAsSb 界面处，会发生 Sb 的偏析，Sb 原子会进入 InAs 层中，As 原子则被交换至在界面区域。

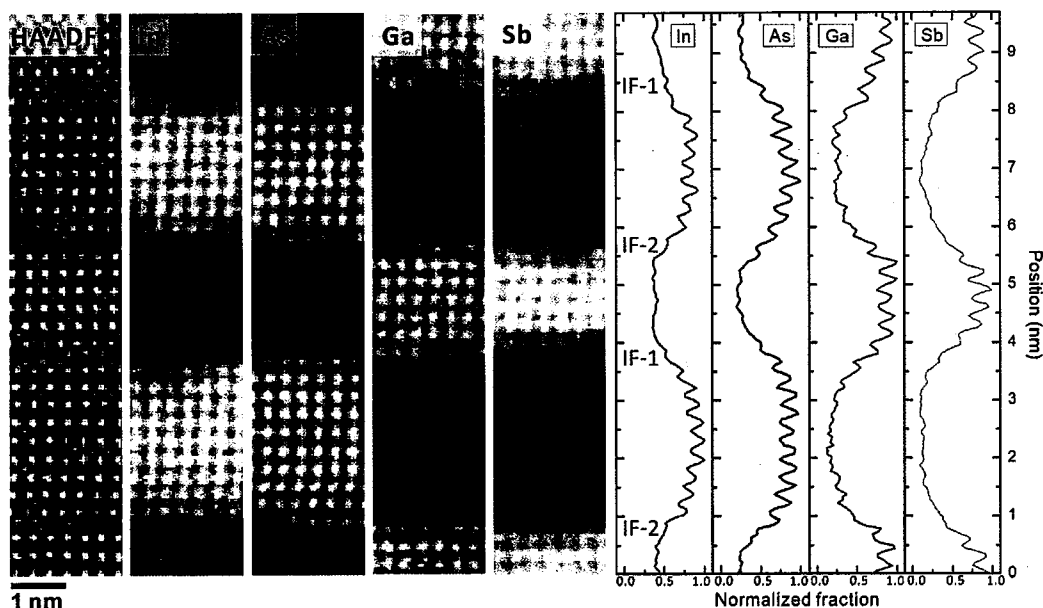


图 3.8 InAs/GaAsSb 超晶格的 In、As、Ga、Sb 的 HAADF-EELS 图像

Figure 3.8 HAADF-EELS chemical maps of the In, As, Ga and Sb atoms for the InAs/GaAsSb superlattices

通过 STEM 我们获得了 InAs/GaAsSb 超晶格的原子结构信息，发现其与理论设计之间存在较大的偏差，为了得到 InAs/GaAsSb 超晶格的原子组分信息，结合 STEM 的测试结果建立了界面组分模型，对 HRXRD 曲线进行了拟合，对原子组分分布进行了定量分析。通过 HRXRD 可以获得超晶格区域的宏观结构信息包括平均厚度和失配，利用 STEM 得到的信息对 HRXRD 曲线进行了拟合，可以获得超晶格中各原子的组分的定量分布，采用 sigmoidal 函数对原子的组分进行了拟合^[142, 153]：

$$x = \frac{x_0}{1 + e^{-\frac{z}{L}}} \quad (3.2)$$

其中 x_0 是组分， L 表征界面的宽度，将界面厚度定义为 10% 到 90% 的值，界面厚度为 $4.4L$ 。根据 STEM 结果 GaAsSb-on-InAs 界面（宽度 0.90 nm）和 InAs-on-GaAsSb 界面（宽度 0.60 nm）来计算 L 的值， x_0 为主要的拟合参数。拟合的

HRXRD 曲线如图 3.9(a)所示, 拟合得到的组分如图 3.9(b)所示。根据拟合结果, GaAsSb 层实际的组成为 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, 其中 x 值为 20%, y 的值为 8%。对于 InAs 层, 我们假设 InAs 层中的 Ga/Sb 含量可以忽略不计。在界面区域, 存在 Ga/In/As/Sb 的混合, 原子的组分分布遵循 sigmoidal 函数。如图 3.9(a)所示, 拟合的 XRD 曲线与测试结果符合的很好, 如图 3.9(b)所示, 通过 EELS 测量的原子组分分布与拟合值之间有一定的差别, 主要是在 InAs 层 Ga/Sb 组分分布有差别。在 EELS 元素测试中, 由于测试中的空间分辨率问题, 测试结果中会包含一个 Ga/In/As/Sb 混合的背景, 因此测得的 InAs 层中 Ga/Sb 组分并不为 0。

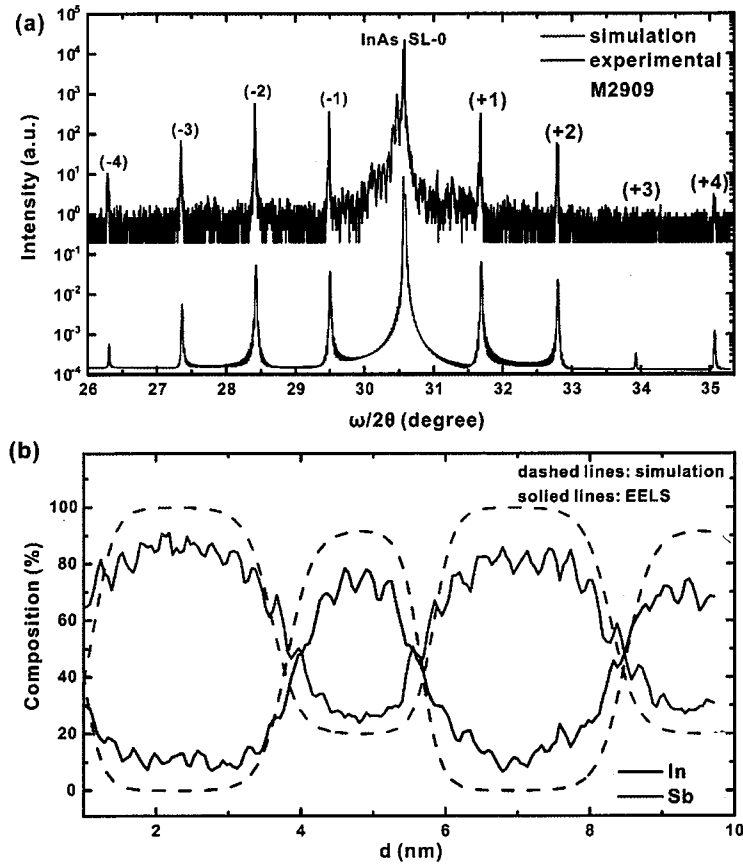


图 3.9 (a) 三级带间级联探测器的 HRXRD 测试和拟合 ω - 2θ 曲线, (b) InAs/GaAsSb 超晶格中 In 和 Sb 原子组分分布, 虚线表示拟合值, 实线表示 EELS 测试值

Figure 3.9 (a) Measured and simulated HRXRD ω - 2θ curve for the three-stage ICIP sample, (b) composition profiles for Sb and In atoms for the InAs/GaAsSb superlattices, the solid and dashed lines indicate the composition measured by EELS and simulated through the HRXRD curve, respectively

在获得了 InAs/GaAsSb 超晶格的组分分布后, 可以通过计算晶格常数计算得到微观的应力分布。在 GPA 算法中, 在选择了参考区域后, 通过计算不同区域

与参考区域之间的相对位移获得，GPA 算法得到的是生长方向的应力 $\varepsilon^\perp$ ：

$$\varepsilon^\perp = \frac{a_{layer}^\perp - a_{ref}}{a_{ref}} \quad (3.3)$$

其中 a_{ref} 是参考区域中的晶格常数， $a_{layer}^\perp$ 是沿着生长方向的晶格常数，在存在失配的情况下 $a_{layer}^\perp$ 与没有应变下的晶格常数 a_{layer} 存在一定的关系，如图 3.10 所示，如果 a_{layer} 小于 a_{ref} ，在垂直与生长方向的平面内的晶格会被压缩，而在生长方向的晶格会被拉伸。面内应力 ε_m 的计算公式如下：

$$\varepsilon_m = \frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{layer} - a_{ref}}{a_{ref}} \quad (3.4)$$

应变晶格常数 $a_{layer}^\perp$ 可以使用泊松比 ν 和非应变晶格常数 a_{layer} 来计算，所以 GPA 测量的应力 $\varepsilon^\perp$ 与失配应力有如下关系^[140, 141]：

$$\varepsilon^\perp = \frac{1+\nu}{1-\nu} \varepsilon_m \quad (3.5)$$

对于在 InAs 衬底（InAs 层作为参考区域）上生长的 GaSb， ε_m 为 0.62%，而 $\varepsilon^\perp$ 为 1.19%；对于 AlSb 来说， ε_m 和 $\varepsilon^\perp$ 分别为 1.28%和 2.55%。根据拟合的结果 InAs/GaSb 超晶格中 GaSb 层的组成为 $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$ ，相应的 $\varepsilon^\perp$ 为 2.54%。

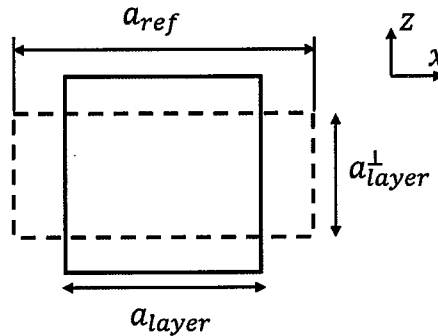


图 3.10 存在应变后晶格常数的变化

Figure 3.10 The lattice constant under strain

根据之前拟合得到的 InAs/GaSb 超晶格中的组分分布，利用式(3.4)和式(3.5)计算得到了微观的应力分布，如图 3.11 所示，在界面处应力为负，而在 GaSb 层中为正应力，这些特征都与测得的 GPA 应力符合较好，说明了拟合得到的原子组分分布的合理性。但是通过 GPA 测量的应变和计算出的应变之间存在一些误差，可能的原因一是在 GPA 计算中，InAs 层被选作 InAs/GaSb 超晶格吸收区的参考区域，但是此处的 InAs 层可能和 InAs 衬底之间存在很小的晶格失配偏差，另外在实际生长可能存在组分的波动，实际在 InAs/GaSb 超晶格并

不是完美的周期性结构。

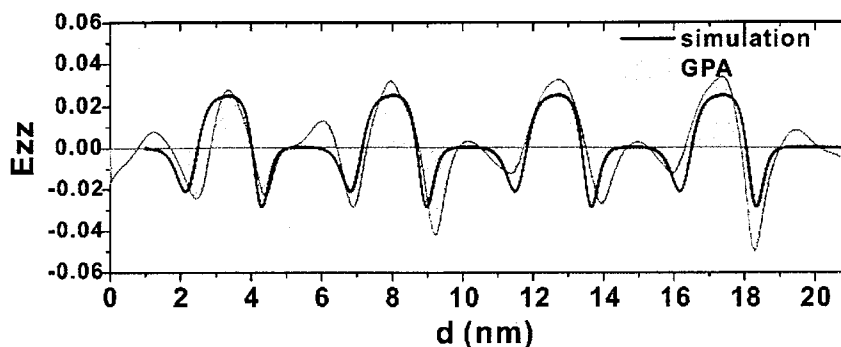


图 3.11 InAs/GaAsSb 超晶格中的根据拟合的组分计算的应力 E_{zz}

Figure 3.11 The strain E_{zz} calculated using the simulated composition profile for the InAs/GaAsSb superlattice

3.2.3 弛豫区和隧穿区组分分布

图 3.12(a)和(b)分别是 InAs/AlAsSb 弛豫区的 HAADF 和 MAADF 图像。在 HAADF 图像中,由于界面互扩散的存在,我们观察到 InAs 层的厚度比设计的要短,比如,对于最窄的 InAs/AlAsSb 量子阱,InAs 阱的设计厚度为 3.23 nm,而 InAs 层的实际只有 2.26 nm。图 3.12(c)和(d)分别是 InAs/AlAsSb 弛豫区的 E_{zz} 应力分布图和应力曲线。与 InAs/GaAsSb 超晶格相似,AlAsSb-on-InAs 和 InAs-on-GaAsSb 的界面区域都表现出负应力,而在 AlAsSb 层内则观察到正应力。图 3.13 分别是 InAs/AlAsSb 超晶格的 In、As、Sb 和 Al 的 HAADF-EELS 图像。同样的在 InAs 和 AlAsSb 层之间的过渡区域存在明显原子的混合。利用 sigmoidal 函数拟合得到的 InAs/AlAsSb 隧穿区的 In 和 Sb 原子组分分布,由于 InAs/AlAsSb 隧穿区在 HRXRD 中的卫星峰很弱,对于式(3.2)中各参数的拟合主要和 GPA 测得的应力比较来确定。用拟合得到的组分计算得到的应力如图 3.12(d)中的红线所示,拟合结果和 GPA 计算结果符合较好。

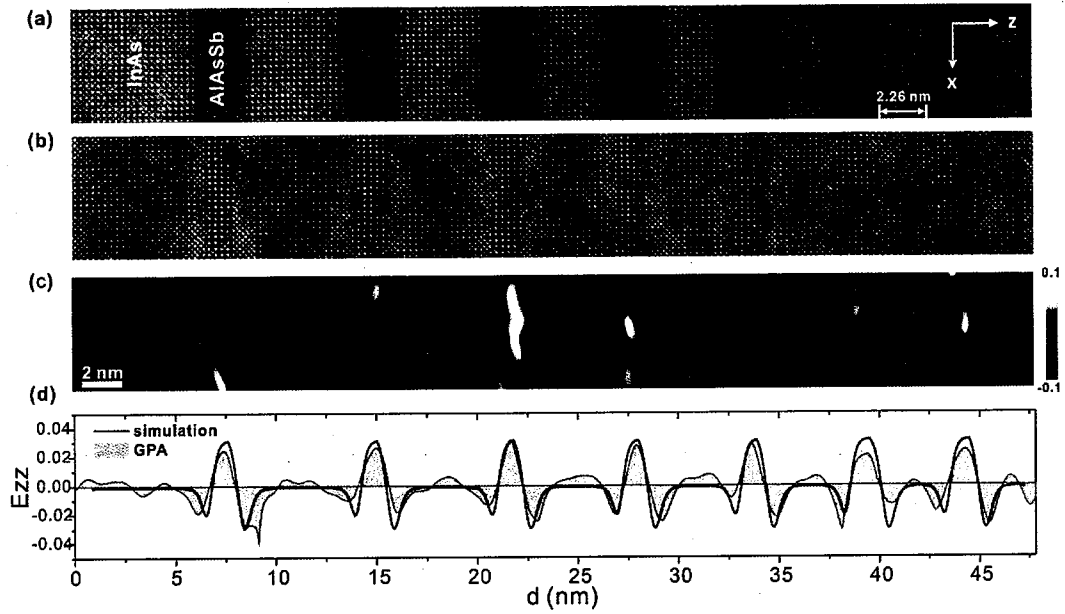


图 3.12 InAs/AlAsSb 弛豫区的 (a) HAADF 和 (b) MAADF 图像, (c) 沿生长方向的 E_{zz} 应力分布图, (d) 应力 E_{zz} 曲线, 红色实线表示根据拟合组分值计算得到的应力

Figure 3.12 (a) HAADF and (b) MAADF images of the InAs/AlAsSb relaxation region, (c) E_{zz} strain component map along the growth direction, (d) E_{zz} strain component profile extracted from c, the red line indicates the calculated strain using the calculated simulated composition profile

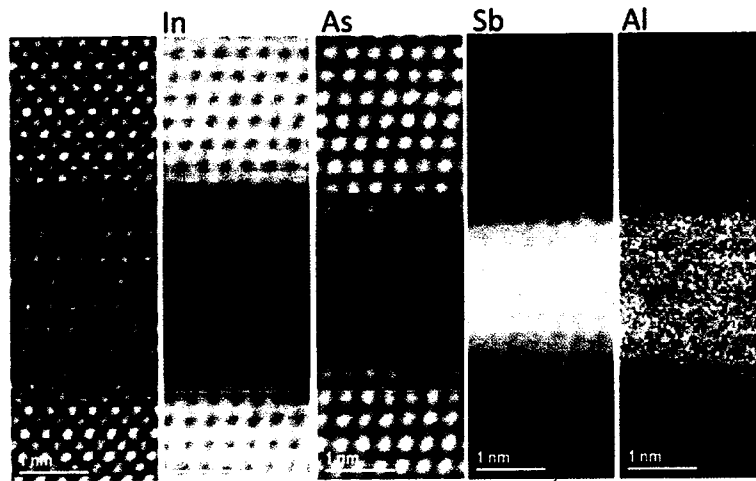


图 3.13 InAs/AlAsSb 弛豫区的 In, As, Sb, Al 的 HAADF-EELS 图像

Figure 3.13 HAADF-EELS chemical maps of the In, As, Sb and Al atoms for the InAs/AlAsSb relaxation region

图 3.14(a)和(b)分别是 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的 HAADF 和 MAADF 图像。
图 3.14(c)和(d)分别是 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的 E_{zz} 应力分布图和应力曲线。图

3.15(a)分别是 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的 Sb、Ga、As 和 Al 的 HAADF-EELS 图像，图 3.15(b)显示了 Sb、Ga 和 Al 原子的 RGB 彩色处理后的图像，在 GaAsSb 和 AlAsSb 层之间存在一个的过渡区域，在这个区域存在明显 Ga 和 Al 原子的混合。在界面处没有明显的 Ga 或者 Al 的偏析发生，由于 GaSb 和 AlSb，GaAs 和 AlAs 的晶格常数都很接近，GaAsSb 和 AlAsSb 层之间的晶格常数很接近，如图 3.14(c)和(d)所示，应力 E_{zz} 基本都小于 1%。因此在组分拟合中，我们只考虑了界面区域的 Ga 和 Al 原子互扩散，界面区域厚度取 0.75 nm。假设 GaAsSb(AlAsSb) 层没有 Al (Ga) 组分的存在，GaAsSb 和 AlAsSb 中 As 的组分根据 HRXRD 中的 0 级峰计算为 9%。

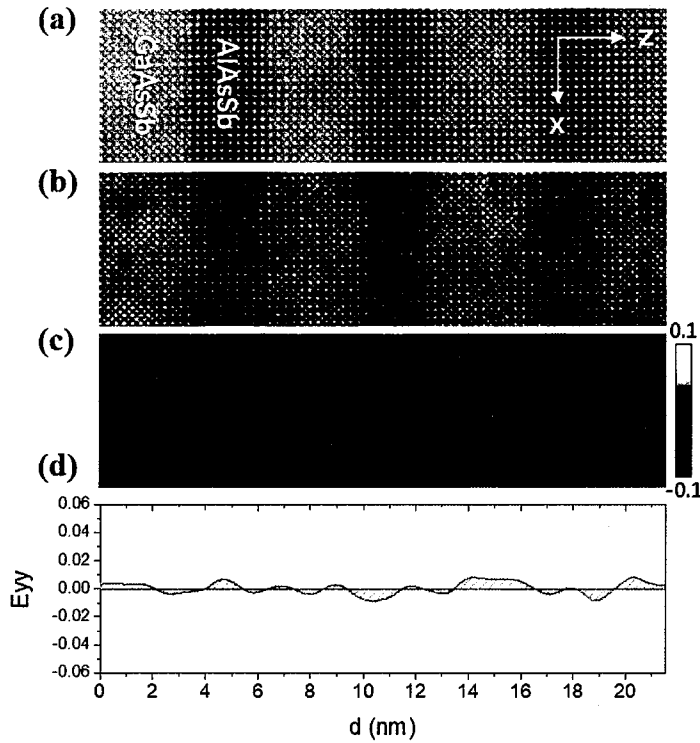


图 3.14 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的 (a) HAADF 和 (b) MAADF 图像，(c) 沿生长方向的 E_{zz} 应力分布图，(d) E_{zz} 应力曲线。

Figure 3.14 (a) HAADF and (b) MAADF images of the GaAsSb/AlAsSb tunneling region, (c) E_{zz} strain component map along the growth direction, (d) E_{zz} strain component profile

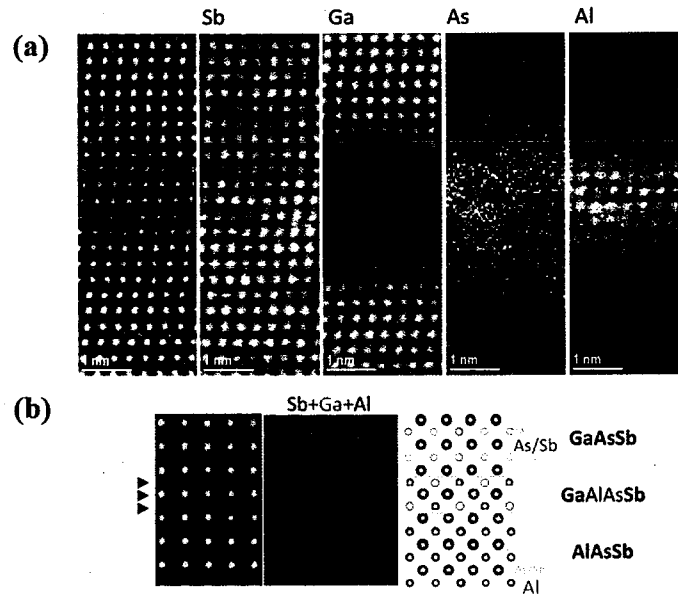


图 3.15 (a) GaAsSb/AlAsSb 超晶格的 Sb、Ga、As 和 Al 的 HAADF-EELS 图像, (b) 界面区域 Ga/Al/As/Sb 原子示意图

Figure 3.15 (a) HAADF-EELS chemical maps of the In, As, Sb and Al atoms for the InAs/AlAsSb relaxation region, (b) The patterns Ga/Al/As/Sb atoms around the interface regions

3.3 界面组分分布对能带结构影响

3.3.1 InAs/GaAsSb 超晶格吸收区

通过 STEM 微观原子图像和 HRXRD 拟合, 得到了各功能区的原子组分分布, 实际的组分分布在界面区域是渐变的, 而在理想的情况下, 不同层之间的没有混合的, 在界面处原子组分是突变的。我们利用 8 带 K·P 模型对渐变界面的模型 (graded model) 和突变界面模型 (abrupt model) 进行了能带结构的计算。这两种模型下的 InAs/GaAsSb 带边位置如图 3.16(a)和(b)所示, 从图中可以看出, 渐变界面的形成减少了 InAs 层和 GaAsSb 层的有效宽度。图 3.16(c)和(d)分别是计算在布里渊区中心 ($k = 0$) 处的导带电子 (C1 带) 和价带空穴 (HH1 带) 的波函数。电子主要分布在 InAs 层中, 空穴主要分布在 GaAsSb 层中。这两种模型计算得到的波函数的分布差别不大, 考虑渐变界面模型后更多的是对电子和空穴能级位置的改变。表 3.2 是在布里渊区中心的超晶格能带位置, C1 和 HH1 之差为带隙, 相比突变模型, 渐变模型计算得到的带隙更大。在超晶格中空穴的能带位置主要与 GaAsSb 层厚度相关, 对于渐变模型, 由于 GaAsSb 厚度的减小,

HH1 带的位置降低；而 C1 带的能级位置会同时受到 InAs 层和 GaAsSb 层的影响，GaAsSb 厚度的减小会导致相邻电子之间的相互作用变强，从而导致 C1 带能级的降低。

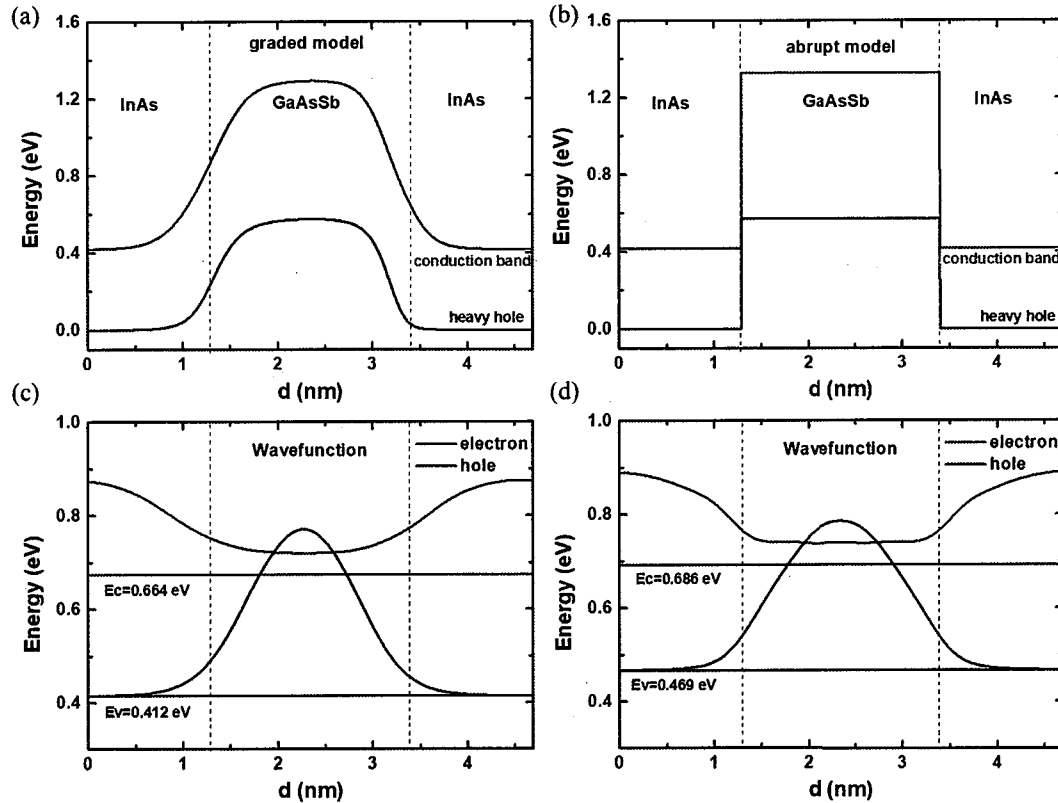


图 3.16 InAs/GaAsSb 超晶格的 (a) 渐变模型和 (b) 突变模型下的带边位置，(c) 渐变模型和 (d) 突变模型下的电子和空穴的波函数分布

Figure 3.16 Energy Band profile for the (a) abrupt and (b) graded interface profiles for the InAs/GaAsSb superlattices. Electron and hole wavefunction for the (a) abrupt and (b) graded interface profiles

表 3.2 计算得到的渐变和突变模型下 InAs/GaAsSb 超晶格能带位置

Table 3.2 Calculated energy levels for the abrupt and graded composition profiles

Energy (eV)	C1	HH1	Bandgap
Abrupt profile	0.686	0.469	0.217
Graded profile	0.664	0.412	0.252

图 3.17 是采用渐变界面模型计算得到的超晶格色散关系，相比突变模型的结果（图 2.2），除了 C1 和 HH1 带位置的变化，LH1 和 HH2 能带的位置也都发生了变化，采用渐变模型下，HH1 和 LH1 之间的能量差变小，而 LH1 和 HH2 之

间的能量差则变的更大, 在突变模型中, LH1 和 HH2 带之间存在交叉的现象, 但是在渐变模型中, 在 k_z 很大时 LH1 和 HH2 带才出现交叉。

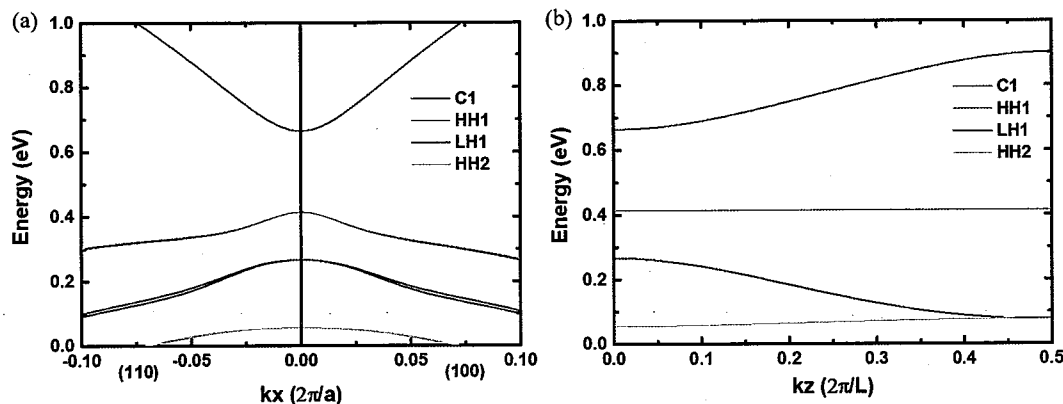


图 3.17 采用渐变界面模型计算的 InAs/GaAsSb 超晶格的色散关系 (a) 垂直于生长方向, (b) 沿着生长方向

Figure 3.17 Energy dispersion of the InAs/GaAsSb superlattices using the graded model for the direction (a) perpendicular to the growth direction, (b) along the growth direction

为了验证这两种模型的准确性, 我们对三级带间级联探测器材料进行了光致发光 (Photoluminescence, PL) 谱测试。光致发光是由于材料的光激发而产生的电子空穴对的辐射复合而产生的光子。在测试中选用的激发源是波长为 1082 nm 的单模 Nd: YAG 激光器, 为了提高 PL 实验的信噪比, 对激光器进行调制, 再通过锁相放大器将 PL 信号与背景分离, 在测试中采用的调制频率为 300 Hz, 激光功率为 0.5 W, 利用傅里叶红外光谱仪 (Fourier-transform infrared spectroscopy, FTIR, 型号: Nicolet 8700) 对 PL 信号进行光谱测试, 测试采用 InSb 探测器 (工作温度 77 K) [154, 155]。图 3.18 是在 77 K 温度下获得的样品的 PL 光谱, PL 峰的位置位于 $5.03\mu\text{m}$ 处, 在 PL 谱中峰值波长即代表带隙大小。实线和虚线箭头分别表示渐变模型 ($4.93\mu\text{m}$) 和突变模型 ($5.71\mu\text{m}$) 的计算截止波长, 使用渐变模型计算的波长与实验符合的更好。

对中波 InAs 基 InAs/GaAsSb 超晶格的吸收系数进行了测试, 测试方法如下: 首先对生长后的材料进行了机械减薄至 $200\mu\text{m}$, 然后分别测试了 InAs 衬底、包括 InAs 衬底和超晶格材料的透过率, 两者相除即可得到超晶格的透过率, 再通过超晶格的透过率可以得到吸收系数。在测试中入射光与材料表面垂直, 因此测试得到的是光场方向与材料生长方向垂直的吸收系数。图 3.19(a) 是中波 InAs/GaAsSb 超晶格材料和 InAs 衬底的透过率, 图 3.19(b) 分别是中波

InAs/GaAsSb 超晶格在 77K 下吸收系数的计算和测试结果, 在 $4\ \mu\text{m}$ 处计算和测试的吸收系数分别为 $3167\ \text{cm}^{-1}$ 和 $3319\ \text{cm}^{-1}$, 而采用突变模型计算得到的 $4\ \mu\text{m}$ 处的吸收系数为 $4300\ \text{cm}^{-1}$, 采用渐变模型计算得到的吸收系数与测试结果基本能符合上。

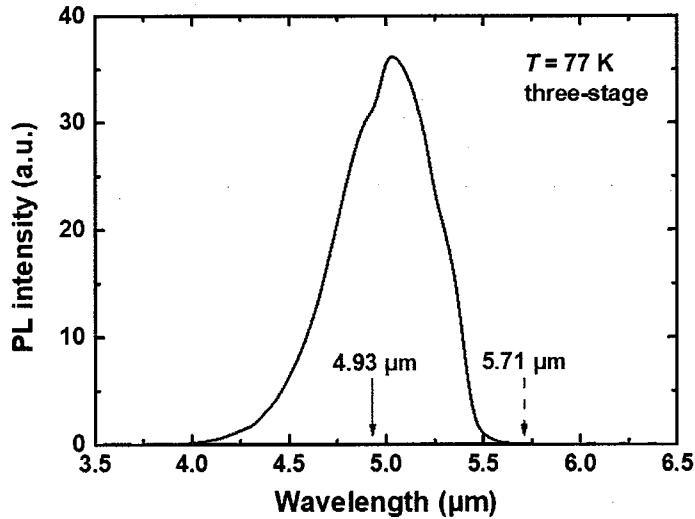


图 3.18 三级带间级联探测器材料 77 K 时的 PL 谱

Figure 3.18 PL spectrum at the temperature of 77 K for the three-stage ICIP

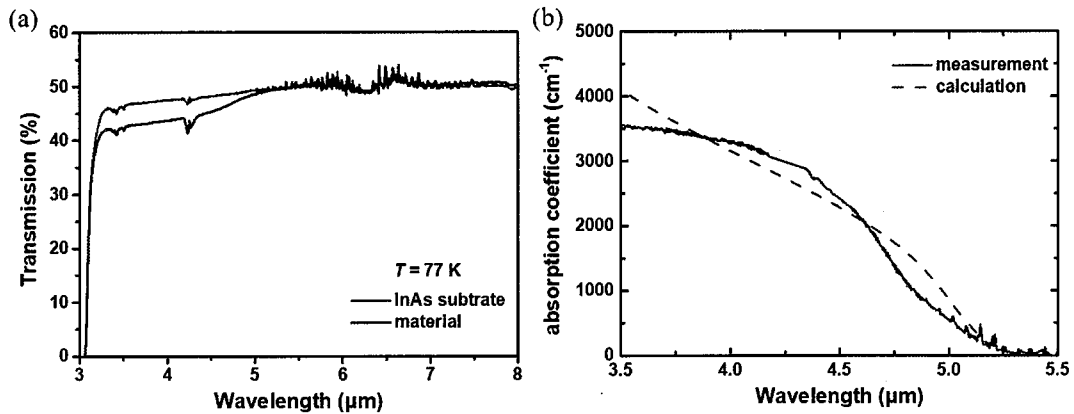


图 3.19 (a) InAs/GaAsSb 超晶格和 InAs 衬底透过率, (b) InAs/GaAsSb 超晶格吸收系数计算和测试结果

Figure 3.19 (a) The transmission spectrum for the InAs/GaAsSb superlattice and InAs substrate, (b) the calculated and measured absorption efficiency for the InAs/GaAsSb superlattice

我们利用渐变模型对不同 InAs 厚度的 InAs 基超晶格的截止波长进行了计算 (GaAsSb 厚度不变), 计算结果如图 3.20 所示。从图中可以看出考虑了渐变模型后, 计算的截止波长和实验结果符合较好。InAs 厚度越厚时, 采用突变界面模

型计算的截止波长与实验值差别越大。对于 12 μm 器件, 需要的 InAs 层厚度为 48 $\text{\AA}$ (突变模型) 和 58 $\text{\AA}$ (渐变模型)。可以看出由于渐变界面的存在, 在实际材料生长过程中, 需要更厚的 InAs 厚度才可以实现和突变界面模型相同的截止波长。

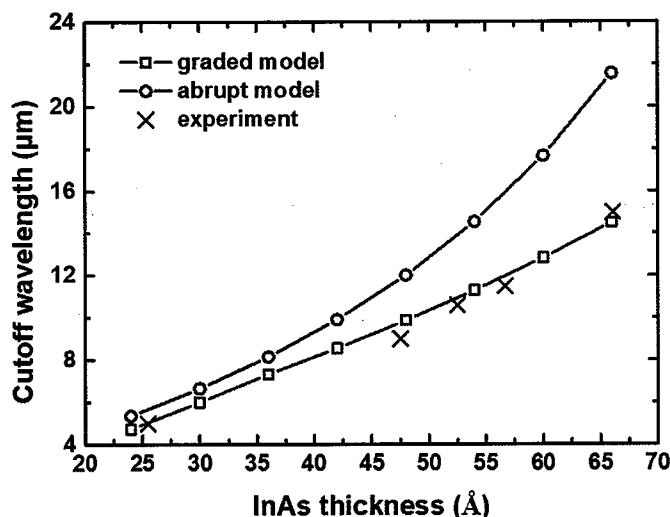


图 3.20 不同 InAs 厚度计算的 InAs/GaAsSb 超晶格截止波长

Figure 3.20 The calculated cut-off wavelength for InAs/GaAsSb superlattice with different InAs thickness

对 InAs 基 InAs/GaAsSb 超晶格的导带电子的带边有效质量进行了计算, 电子有效质量通过对超晶格的导带结构的求曲率得到, 沿生长方向的有效质量计算公式如下:

$$\frac{1}{m_c^*} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right) \bigg|_{k=0, E=E_c} \quad (3.6)$$

计算得到的电子有效质量的如图 3.21(a)所示, 随着 InAs 的厚度的增加, 截止波长变短, 电子的有效质量也变小, 考虑到实际界面后的电子有效质量比突变模型计算得到的电子有效质量要小。InAs 层厚度从 24 $\text{\AA}$ 增大到 66 $\text{\AA}$ 后, 考虑实际界面计算的 InAs/GaAsSb 超晶格的截止波长由 4.7 μm 变为 14.5 μm , 电子有效质量从 $0.025m_0$ 变为 $0.022m_0$ 。图 3.21(b)是计算的 $k = 0$ 时的跃迁矩阵元强度, 由于界面的存在, 实际的跃迁强度比理想的 InAs/GaAsSb 超晶格结构要小, 吸收系数也会变小。

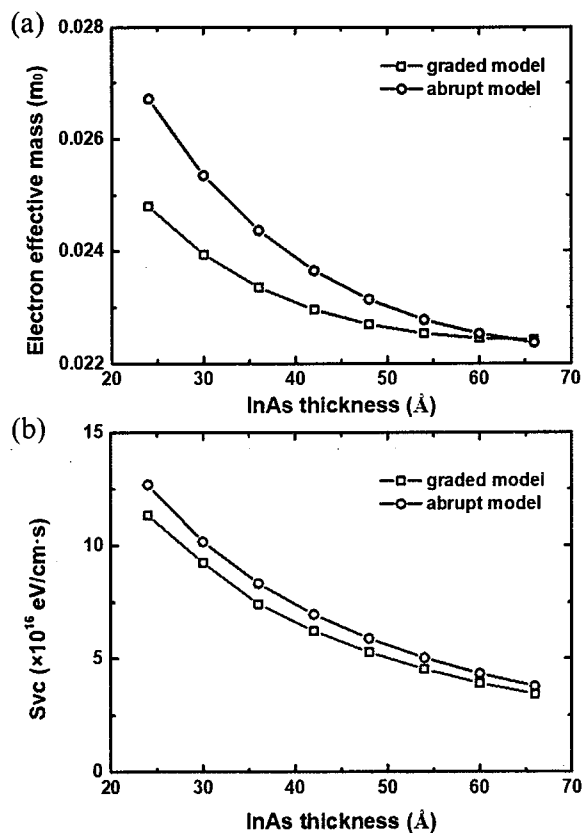


图 3.21 不同 InAs 厚度的 InAs/GaAsSb 超晶格 (a) 电子有效质量, (b) 跃迁矩阵元强度
Figure 3.21 The calculated (a) electron effective mass and (b) optical transition strength for InAs/GaAsSb superlattice with different InAs thickness

3.3.2 弛豫区和隧穿区能带结构

图 3.22(a)是考虑了渐变界面后带间级联能带结构图,对于 InAs/AlAsSb 弛豫区,由于 InAs 层的厚度比设计的要窄,导致电子能级位置的提高。计算结果表明,与吸收区相邻的弛豫区量子阱的能级为 0.755 eV,比吸收区的导带微带(0.664 eV)高 0.091 eV。GaAsSb/AlAsSb 隧穿区的实际空穴能级位置为 0.456 eV,也高于 InAs/GaAsSb 超晶格的价带顶位置 (0.412 eV)。这种能量不对准对光生载流子的输运造成了阻挡。因此,需要一定的反偏电压来克服势垒才能使光生载流子有效注入弛豫区和隧穿区。对于这四个材料进行了器件的制备(详细的器件制备和器件测试结果见第四章),图 3.22(b)是在不同反向偏置下三级带间级联探测器的响应率。响应率随着反向偏压的增加而增加,在 -0.1 V 的偏压下达到最大值,响应率对偏压的依赖性表明光生载流子的输运过程存在被阻挡的现象。

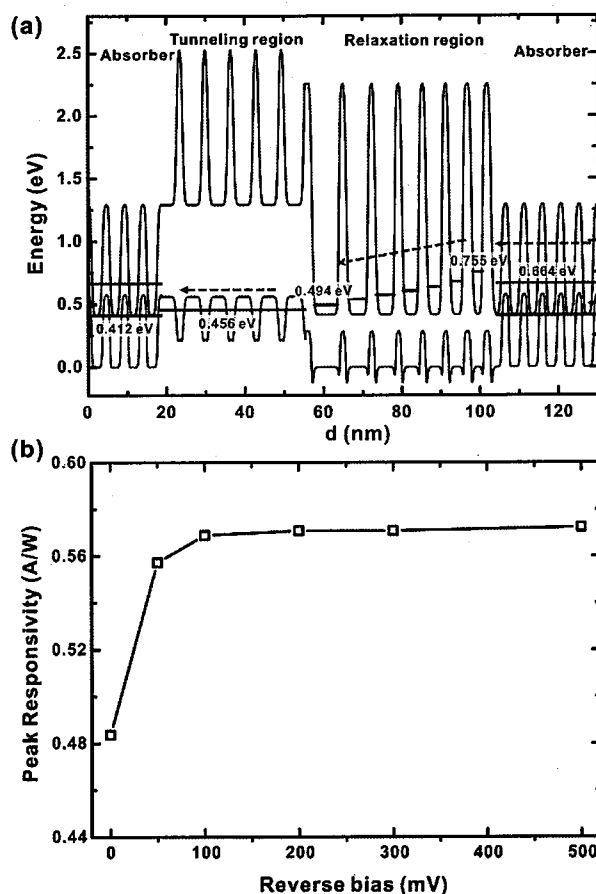


图 3.22 (a) 考虑渐变界面都计算的带间级联能带结构示意图, (b) 77 K 下三级带间级联探测器不同反向偏置下的峰值响应率

Figure 3.22 (a) Calculated energy band structure for the ICIP with graded composition profiles, (b) peak responsivity for different reverse bias at the temperature of 77 K for the three-stage ICIP

不同级数的带间级联探测器均出现了这种现象,即使对于一级带间级联探测器,也需要一定的偏压才能使响应率达到饱和。为了验证上述解释的正确性,生长了双势垒结构,对空穴势垒区结构进行了优化,器件结构如图 3.23(a)所示,与一级带间级联相比将弛豫区替换为 3.7nm InAs/1.2 nm AlAsSb 超晶格空穴势垒区,其它结构以及生长条件都相同。利用渐变能带模型计算的空穴势垒电子能级为 0.64 eV, 低于超晶格吸收区电子微带,通过 K·P 方程分别计算得到了吸收区、空穴势垒区和电子势垒区的能带位置后,利用 Sentaurus 软件对器件进行了仿真,仿真得到的器件能带图如图 3.23(b)所示,在调整了空穴势垒的结构后,在空穴势垒和吸收区之间不存在任何的阻挡。图 3.24(a)是在 77 K 测试得到的响应率光谱,图 3.24(b)是在不同反偏电压下测得的峰值响应率,零偏下器件的峰值响应率为

1.97 A/W, -300 mV 下峰值响应率为 1.99 A/W, 响应基本不随偏压变化, 初步验证了能带计算模型的正确性。

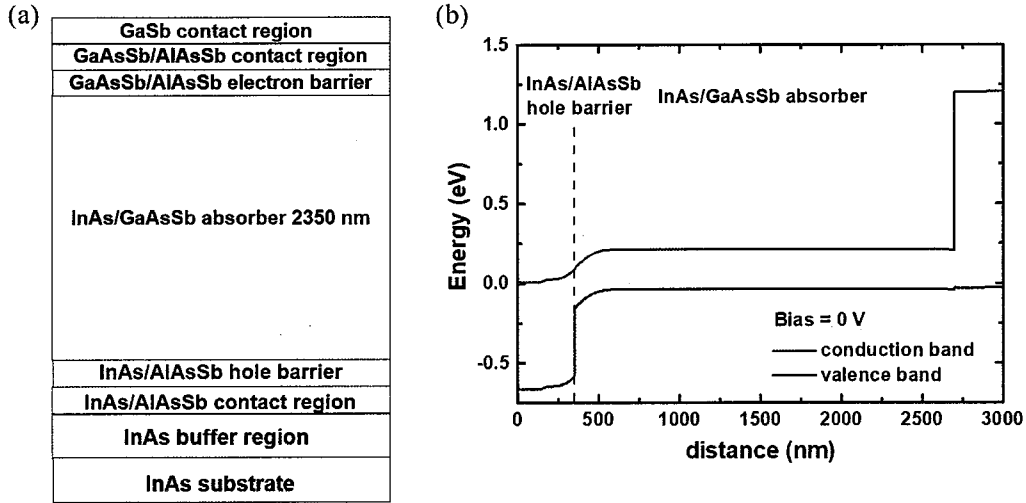


图 3.23 (a) 双势垒结构探测器的示意图, (b) 能带结构示意图

Figure 3.23 (a) The schematic drawing for the double barrier detector, (b) the energy structure for the double barrier detector

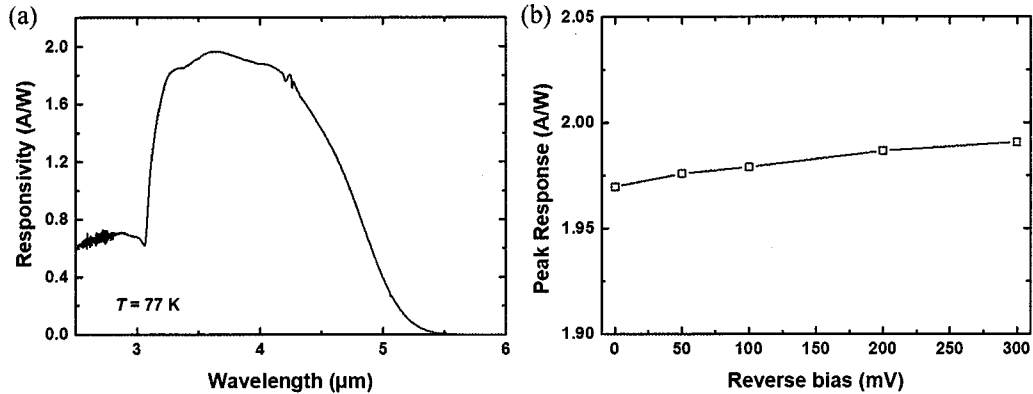


图 3.24 (a) 77 K 下器件响应率, (b) 不同反向偏置下的峰值响应率

Figure 3.24 (a) Responsivity at the temperature of 77 K, (b) peak responsivity at different reverse bias

3.4 本章小结

本章对 InAs 基带间级联结构材料的界面特性进行了研究, 对 InAs/GaAsSb 吸收区、InAs/AlAsSb 弛豫区和 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区中的 STEM 测试得到的微观原子图像进行了分析。结合 HRXRD 和 STEM 的结果对原子组分分布进行了拟合, 考虑实际界面结构提出了渐变界面模型, 利用渐变模型对带间级联探测器的能带结构进行了计算, 计算得到的 InAs/GaAsSb 吸收区的截止波长为 4.94

μm ，与 PL 实验结果 $5.03\ \mu\text{m}$ 符合较好。界面互扩散还导致 InAs/AlAsSb 弛豫区和 GaAsSb/AlAsSb 隧穿区中的量子态能级与设计值的偏移，引起级联结构中能带结构的不对准。三级带间级联探测器的响应率会随反向偏压的增加而增加，表明光生载流子存在运输的势垒，对带间级联探测器响应中出现的“开启电压”进行了解释。

第4章 带间级联红外探测器光电性能研究

在高工作温度下,红外探测器会由于扩散长度不足导致量子效率降低,导致探测率的下降,而在带间级联红外探测器中,采用多级短吸收区结构可以克服这一问题。采用短吸收区结构可以减小光生载流子的复合,在扩散长度很短的情况下仍然可以有效地收集光生载流子,多级结构可以保证对入射光的有效吸收,从而提高了探测器在高工作温度下的探测率。在本章中,我们对比了不同级数的带间级联探测器的响应率,分析了不同级数的带间级联探测器响应率随温度的变化关系,对不同级数和吸收区厚度的带间级联探测器响应率和探测率进行了比较,对带间级联探测器在高工作温度红外探测器方面的性能进行了研究。

4.1 器件制备和测试方法

4.1.1 器件制备工艺

在材料生长完成后,我们首先进行了正入射单元器件的制备,来表征器件的性能。正入射器件的制备工艺如图4.1所示,正入射器件的工艺过程主要包含两步,台面形成和金属电极生长。在材料生长完成后,首先需要通过化学腐蚀的方法产生台面,从而形成每一个独立的像元。在台面形成过程中,首先通过旋涂将光刻胶覆盖在材料上。光刻胶是对紫外线敏感的材料,当其暴露于紫外线下时其化学性质会发生变化。通过在光刻胶和紫外光源之间放置的光掩模版,在显影之后,将掩膜的图案转移到光刻胶上,再通过基于柠檬酸的化学腐蚀方法,形成台面结构。本论文中采用的腐蚀液是柠檬酸-磷酸-双氧水的混合试剂,其中双氧水作为氧化剂,InAs和GaAsSb首先被双氧水氧化,生产的氧化物会和磷酸继续反应,铟的氧化物会与柠檬酸继续反应生产易溶于水的络合物^[155]。在化学腐蚀之后,通过清洁程序进一步去除化学腐蚀过程中的副产物。清洁完成后,通过电子束蒸发进行金属沉积,然后进行剥离工艺,形成台面顶部和底部金属接触电极的沉积。在此步骤中,同样利用光刻胶和掩模版形成特定的图案,从而将不需要覆盖的金属通过剥离去除。在正入射器件的工艺完成后,在金属电极上进行键压引线后进行测试。

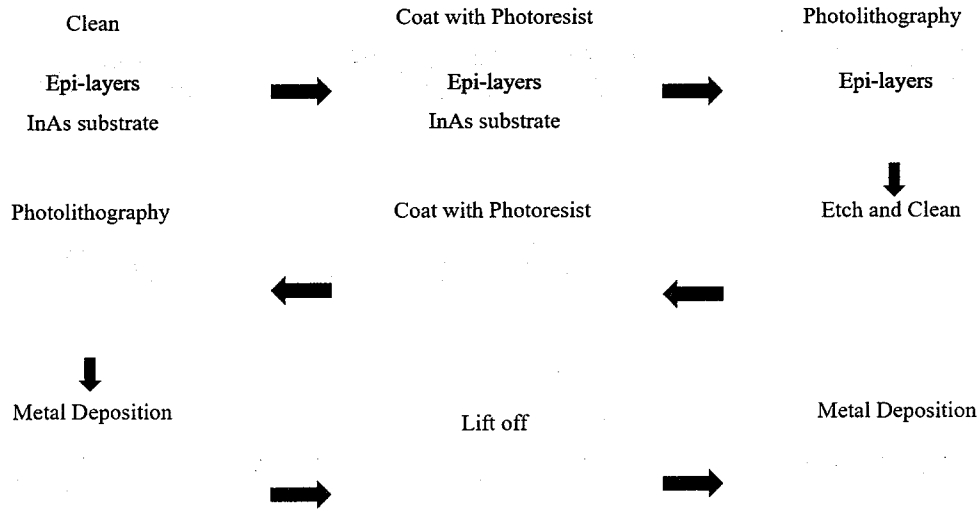


图 4.1 正入射器件制备工艺

Figure 4.1 The fabrication processes for the front-illuminated devices

在正入射器件中，由于需要在器件表面沉积金属电极，器件表面同时用做接触电极和入射光接受面，因此会损失一部分接受光的面积，而在背入射器件中，入射光从器件背面（衬底表面）入射，器件表面做接触电极，从而可以整个器件面积都可以利用到。另外，对于焦平面探测器来说，因为需要与读出电路或测试宝石片进行倒焊互连，广泛都采用背入射的结构。背入射器件的制备工艺如图 4.2 所示，其中省略了和正入射器件制备工艺相同的台面形成和金属电极沉积中的光刻和显影的步骤。相比单元器件来说，在腐蚀完之后进行了钝化，使用了化学气相沉积的方法（chemical vapor deposition, CVD）生长了 Si_3N_4 钝化层^[156]，钝化层厚度为 400 nm，介质膜的生长速率为 10 nm/min。钝化完成之后使用电感耦合等离子体刻蚀（Inductively coupled plasma, ICP）的方法刻蚀形成电极孔，之后进行金属电极的沉积。金属电极制备完成之后，再进行铟柱的生长，铟柱的高度大约 8 μm ，铟柱用于和宝石片或者电路进行倒焊互连。铟柱生长完之后，对器件进行减薄和切割，之后将器件倒焊到宝石片上，将芯片和宝石片中的铟柱倒焊互连，最后再从宝石片引出电极进行键压和测试。

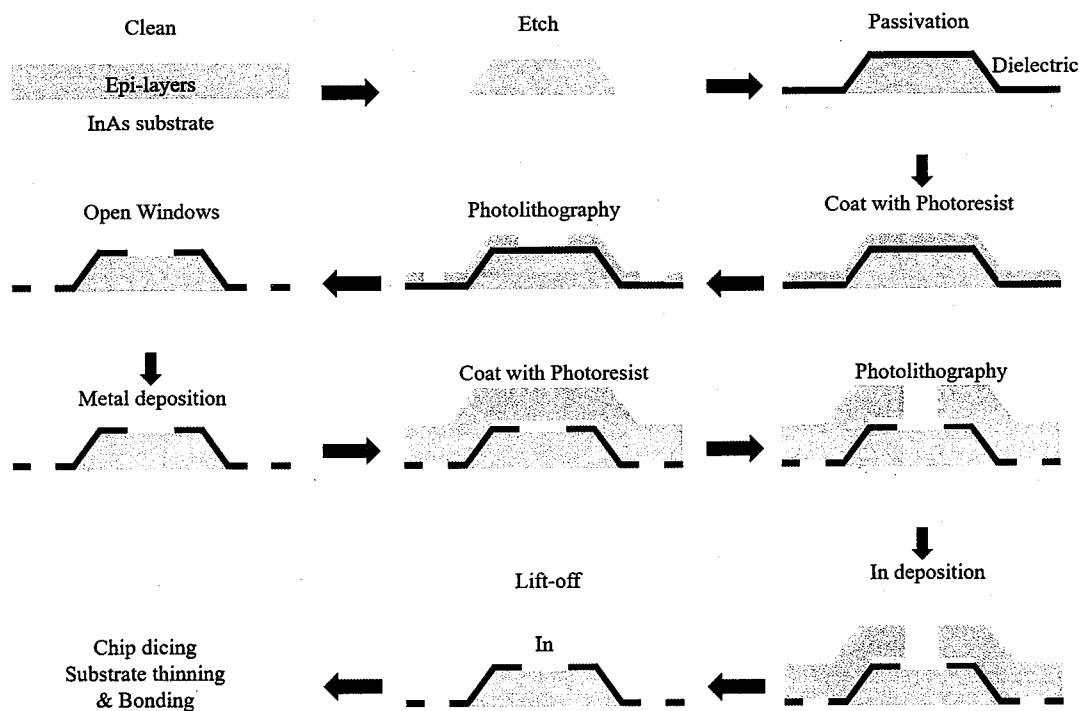


图 4.2 背入射器件制备工艺

Figure 4.2 The fabrication processes for the back-illuminated devices

4.1.2 探测器光电性能测试方法

我们利用源表（型号：Keithley 6430）测试的电流-电压（I-V）曲线以及微分电阻，微分电阻可以通过电流 I 计算得到：

$$R = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1} \quad (4.1)$$

为了测量光谱量子效率，首先测量响应归一化光谱，然后通过黑体响应率的测试来对归一化光谱进行标定。使用傅立叶变换红外光谱仪测量相对光谱响应。FTIR 的主要功能是分析未知红外光束的光谱。使用 DTGS 非致冷红外探测器作为参考，通过将被测探测器的响应与参考探测器的响应进行比较来获得其响应光谱。

之后再通过黑体响应测试对器件的响应进行定标，图 4.3 是黑体响应测试示意图，经过斩波器调制后的信号为正弦信号，通过示波器可以读出响应信号的幅值大小和频率等信息，通过波形和频率可以判断响应信号是否正确。探测器表面接受到的辐射通量 ϕ_d 为：

$$\phi_d = LA_s \Omega_d = LA_s \frac{A_d}{R^2} \quad (4.2)$$

其中， L 是辐亮度， A_s 是黑体面积， A_d 是探测器面积， Ω_d 是探测器接收到的

光的立体角， R 是探测器面积。理想的黑体辐亮度 L 与方向无关，辐亮度 L 与辐射出射度 M 之间存在如下关系：

$$L = \frac{M}{\pi} \quad (4.3)$$

根据斯蒂芬-玻尔兹曼定律可得：

$$M = \sigma T^4 \quad (4.4)$$

其中 σ 是斯特藩-玻尔兹曼常数， T 是黑体温度。通过前放和示波器测量得到探测器的光电流 i_s ，则探测器的黑体响应率为：

$$R_{bb} = \frac{i_s}{\Phi_d} = \frac{2\sqrt{2}\pi R^2 i_s}{\sigma(T^4 - T_0^4) A_s A_d} \quad (4.5)$$

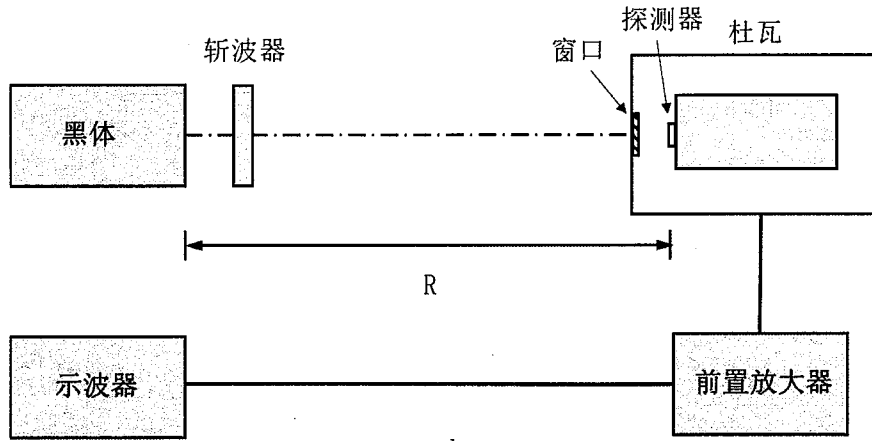


图 4.3 黑体响应测试系统示意图

Figure 4.3 The schematic drawing for the blackbody response measurement

在获得了探测率的相对响应光谱和黑体响应，我们可以得到器件的响应率光谱。根据测得的相对响应率光谱可以计算得到 G 因子：

$$G = \frac{\int R(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda}{\int \phi(\lambda) d\lambda} \quad (4.6)$$

其中 $R(\lambda)$ 是器件相对响应率光谱， $\phi(\lambda)$ 是黑体辐射光谱。则器件的响应率光谱为：

$$R_\lambda = \frac{R_{bb}}{G} \quad (4.7)$$

4.2 带间级联红外探测器暗电流特性研究

对正入射器件的暗电流进行了测量，图 4.4(a)-(d)分别是一级、三级、五级和十级带级联探测器的变温暗电流密度的测试结果。表 4.1 是不同级数带间级联探测器在-200 mV 偏压下的暗电流密度 J_d ，由于暗电流密度与吸收区厚度成正比关

系, 对于级数更多和吸收区更短的器件, 其暗电流更低。图 4.5 是在 -200 mV 偏置下的带间级联探测器暗电流密度随温度的变化关系。为了确定暗电流主导机制, 根据 Arrhenius 方程拟合了暗电流密度与温度曲线的关系^[157]:

$$J_d \sim \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (4.8)$$

其中 E_a 为激活能, 拟合的激活能结果见表 4.1。在 150 K 至 300 K 的温度下的激活能 E_a 约为 200 meV, 与 300 K 下的带隙基本相等, 这意味着在 150 K 之上主要受扩散电流限制。而在 150 K 之下, 激活能 E_a 在 $1/2E_g$ 和 E_g 之间, 在此温度下可能是由于产生-复合和扩散电流都有贡献。三级、五级和十级带间级联探测器与一级器件的激活能基本接近, 说明了它们的暗电流主导机制基本相同。

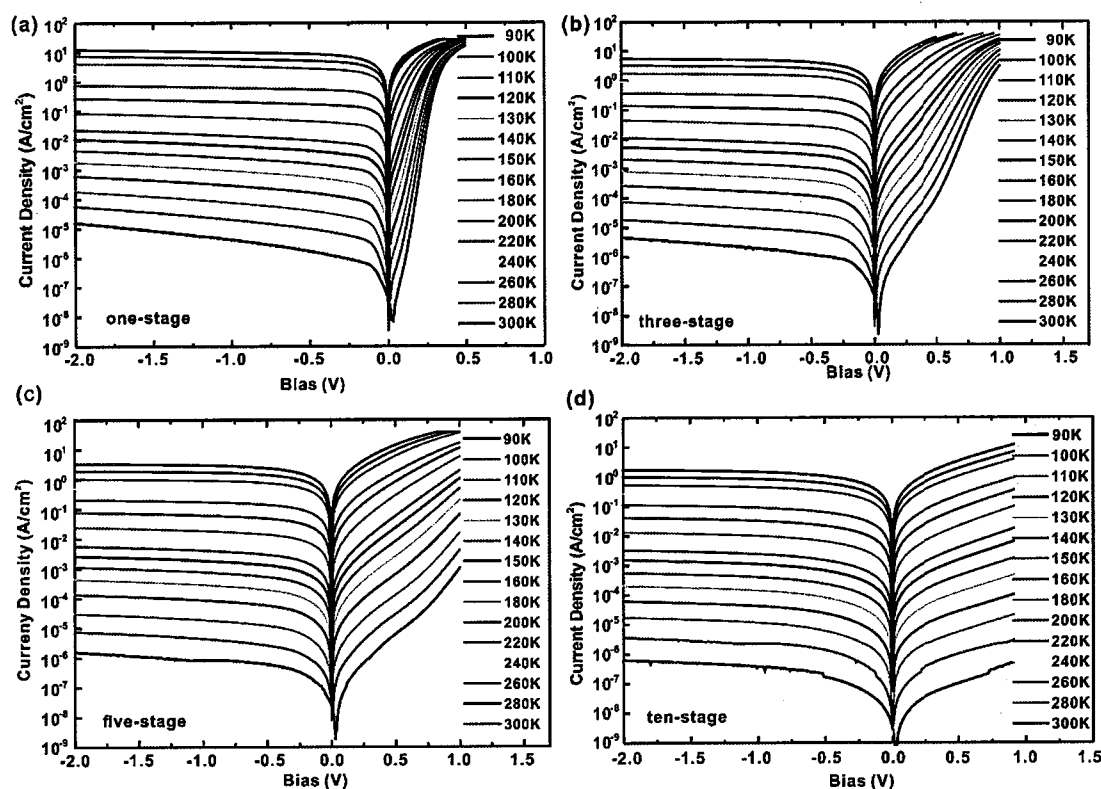


图 4.4 (a) 一级, (b) 三级, (c) 五级, (d) 十级带间级联探测器变温暗电流曲线 (正入射结构, 器件面积 $200 \times 400 \mu\text{m}^2$)

Figure 4.4 The dark current density at different temperatures for the front-illuminated (a) one-stage, (b) three-stage, (c) five-stage and (d) ten-stage ICIPs

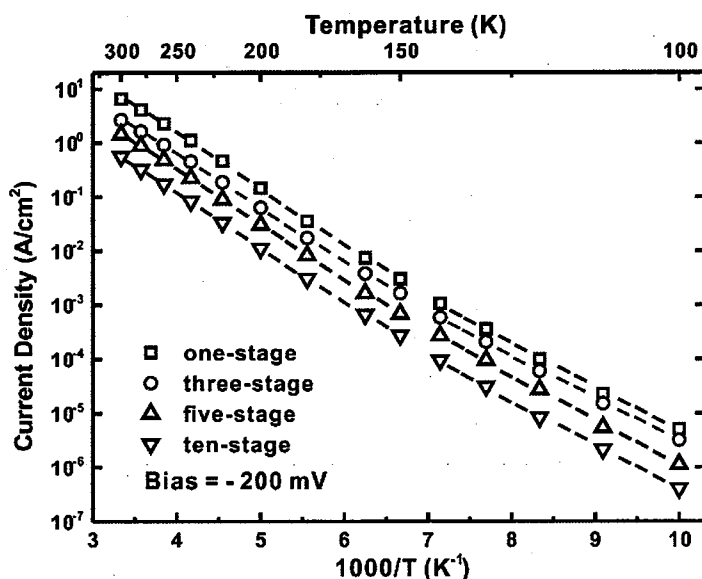


图 4.5 带间级联探测器暗电流 (-200 mV 偏压下) 随温度变化

Figure 4.5 Dark current density at the bias of -200 mV and different temperatures for the ICIPs

表 4.1 带间级联探测器暗电流和激活能总结

Table 4.1 Summary of the dark current density and activation energy for the ICIPs

	$J_d(A/cm^2)$ (-200mV 90 K)	$J_d(A/cm^2)$ (-200mV 200 K)	$E_a(eV)$ (150-300 K)	$E_a(eV)$ (100-140 K)
one-stage	7.9×10^{-7}	1.4×10^{-1}	206	162
three-stage	6.6×10^{-7}	6.3×10^{-2}	197	158
five-stage	2.6×10^{-7}	3.0×10^{-2}	203	167
ten-stage	5.4×10^{-7}	1.1×10^{-2}	200	164

图 4.6(a)是在 300 K 温度下不同级数的带间级联探测器的暗电流密度, 图 4.6(b)是根据暗电流计算的不同面积的零偏阻抗-结面积乘积 (R_0A) 的倒数。在相同温度下, 级数越多的器件暗电流更低, 相应的零偏电阻和器件面积 (R_0A) 更大。一级, 三级, 五级和十级器件 (面积: $200 \times 400 \mu m^2$) 300 K 下 R_0A 分别为 1.8×10^{-2} 、 4.7×10^{-2} 、 9.9×10^{-2} 、 $2.9 \times 10^{-1} \Omega \cdot cm^2$ 。为了分析表面漏电流对带间级联探测器暗电流的影响, 我们研究 R_0A 与器件尺寸的关系。图 4.6(b)是在 300 K 温度下, 不同尺寸带间级联探测器的 $1/R_0A$ 随器件周长 (P) 与面积 (A) 之比而变化的曲线。侧边电阻率 (ρ_s) 和体零偏阻抗-结面积乘积 (R_0A)_{bulk} 可以根据以下方程式拟合:

$$\frac{1}{R_0 A} = \left(\frac{1}{R_0 A}\right)_{\text{bulk}} + \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{P}{A}\right) \quad (4.9)$$

如图 4.6(b)所示, $1/R_0 A$ 与周长面积比 P/A 呈线性关系, 通过斜率可以拟合得到侧边电阻率 ρ_s 。在 300 K 的温度下, 拟合得到的一级, 三级, 五级和十级带间级联探测器的侧边电阻率 ρ_s 分别为 3.03、9.26、31.62、182.15 $\Omega \cdot \text{cm}^2$, 级数越多的器件的侧边电阻更大, 侧边漏电对暗电流的影响更小。级数越多的器件的较大的侧边电阻率可能来自串联效应, 另外弛豫区和隧穿区同时作为势垒, 宽禁带的势垒可以一定程度上抑制侧边漏电^[158], 十级带间级联探测器拥有更多的弛豫区和隧穿区, 对侧边漏电的抑制更有效。

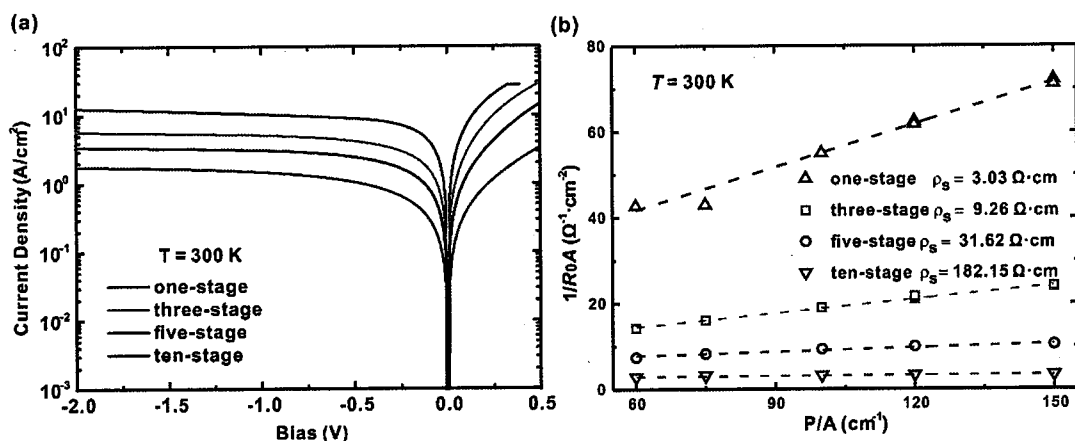


图 4.6 (a) 300 K 下不同级数器件的暗电流 (器件面积 $200 \times 400 \mu\text{m}^2$), (b) $R_0 A$ 与器件面积关系

Figure 4.6 (a) The dark current density for the ICIPs at the temperature of 300 K, the size of the detectors is $200 \times 400 \mu\text{m}^2$, (b) the relationship between $R_0 A$ and P/A

在背入射器件中使用了 Si_3N_4 钝化, 我们对比了正入射器件和背入射器件的暗电流, 从而比较钝化对器件暗电流的影响以及暗电流的均匀性。图 4.7(a)和(b)分别是 220 K 和 300 K 温度下十级带间级联探测器正入射和背入射不同器件的暗电流密度曲线, 从图中可以看出在相同温度下不同的工艺和不同面积的器件的暗电流差别不大, 器件的均匀性较好。由于器件本身的侧边漏电的影响较小, 钝化对侧边漏电的抑制作用不明显, 在背入射器件中钝化的主要还是起到绝缘层的作用。

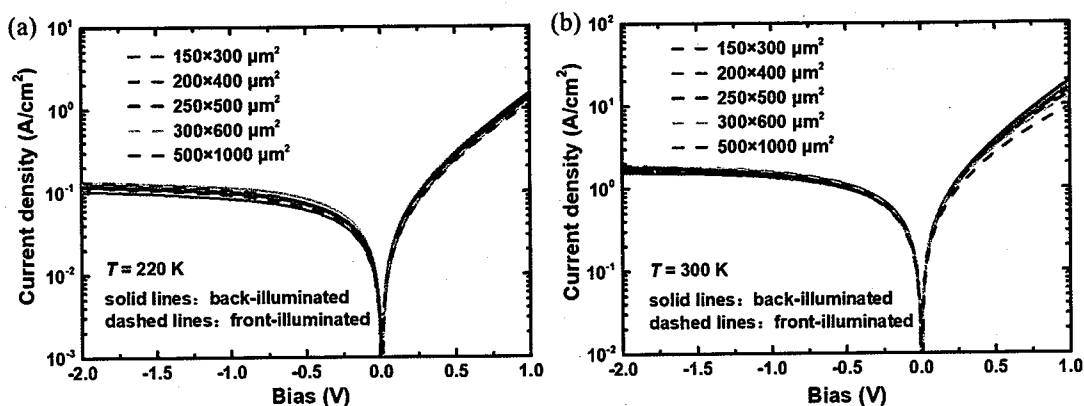


图 4.7 (a) 220 K 和 (b) 300 K 下十级器件正入射和背入射器件的暗电流

Figure 4.7 The dark current density for the front-illuminated and back-illuminated devices at the temperature of (a) 220 K and (b) 300 K

4.3 带间级联红外探测器响应特性研究

4.3.1 正入射和背入射响应率比较

我们首先比较了正入射和背入射器件的响应率的大小, 由于带间级联结构响应存在一定“开启电压”, 选择-200 mV 下的响应率, 在此偏压下器件的响应率都达到了饱和, 在 77 K 温度下可以保证扩散长度远大于吸收区厚度, 从而可以排除扩散长度不足对量子效率的影响。图 4.8 是正入射和背入射量子效率的比较, 正入射器件的量子效率都比背入射器件的量子效率大, 对于一级带间级联探测器, 正入射器件 4.1 μm 处的量子效率为 68%, 而背入射器件的量子效率为 47%, 正入射器件的量子效率比背入射器件量子效率高出了大约 40%。采用 2.2.1 节介绍的方法计算了背入射器件的量子效率, 如图 4.8 中的虚线所示, 因为测试在变温杜瓦中进行, 杜瓦采用宝石片窗口, 在计算中考虑了窗口的透过率 90%。对于背入射的器件, 计算的量子效率与测试量子效率基本符合。正入射的量子效率比背入射量子效率要大, 一方面正入射器件中衬底背面全部镀上了金, 因此背面的反射率基本为 100%, 而背入射器件中的台面表面只有 60% 有金属覆盖; 另一方面在正入射器件中入射光在台面底部电极的作用下会产生横向的反射光, 一定程度上增强入射光的吸收。由于光电流匹配的结构是针对的背入射结构设计的, 而对于正入射的结构, 入射光反而首先通过吸收区最厚的一级, 所以各级之间的光电流失配更大, 但是由于“电学增益”的存在, 光电流的失配会导致器件中的载流子浓度分布发生变化, 载流子的分布会重新达到平衡后总的光电流响应等于各级光

电流的平均^[66,68], 在计算中考虑了这一情况, 正入射器件的响应率仍然比按照平均值计算值大。

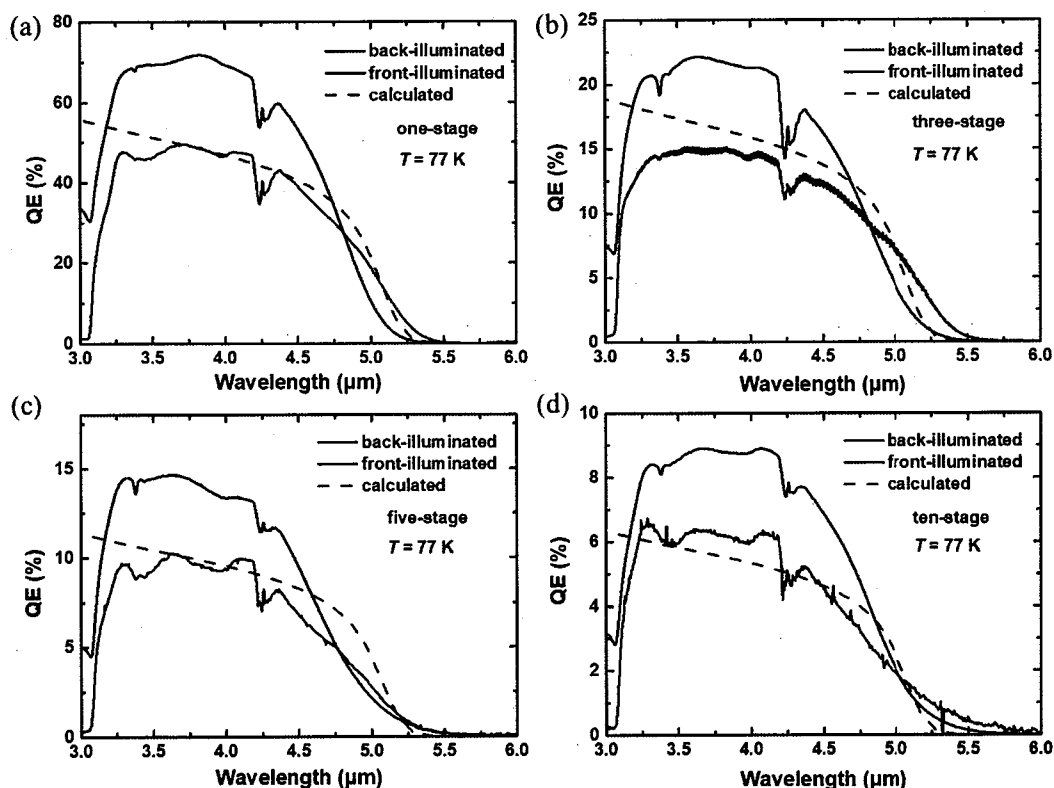


图 4.8 (a) 一级, (b) 三级, (c) 五级, (d) 十级带间级联探测器 77 K 和 -200 mV 下的正入射器件和背入射器件的量子效率的比较

Figure 4.8 The quantum efficiency comparison of the front-illuminated and back-illuminated devices for the (a) one-stage, (b) three-stage, (c) five-stage and (d) ten-stage ICIPs at the temperature of 77 K and the bias of -200 mV

4.3.2 正入射器件变温响应率和探测率

我们对正入射器件变温响应率进行了测试, 图 4.9 是在 150 K 至 300 K 的温度下 -200 mV 偏置下的一级带间级联探测器的响应光谱。150 K 下 50% 截止波长为 $5.0 \mu\text{m}$, 在 300 K 的温度下 50% 截止波长为 $5.7 \mu\text{m}$ 。200 K 下, 一级器件在 $4.1 \mu\text{m}$ 处的响应率为 2.27 A/W , 量子效率为 67%。而在正入射器件中, 入射光先通过吸收区再通过 InAs 衬底, 能量大于 InAs 带隙的光会被 InAs 衬底吸收, 而能量小于 InAs 带隙的光在衬底与空气的表面反射回来, 形成二次吸收。所以在正入射器件中, 能量大于 InAs 带隙的光也有响应, 由于存在多次反射, 能量小于 InAs 带隙的光的响应率更大。图 4.10(a) 是一级带间级联探测器 -200 mV 偏压下响应率随温度的变化, 当温度低于 200 K 时, 响应率随温度增加而增加, 而当温

度高于 220 K 时，响应率随温度上升而快速降低。一级器件在 200 K 和 300 K 下的 -200 mV 下的响应率分别为 2.27 A/W 和 0.68 A/W。图 4.10(b)是一级带间级联探测器不同偏压下响应率光谱，在 200 K 温度以下，响应随偏压的关系是由于弛豫区和吸收区之间的能带不对准造成的。在 220 K 温度之上，需要更大的偏压才能使光电流达到饱和，而达到饱和后的响应率还是随着温度增加而上升的，另外随着温度的升高扩散长度进一步的降低，达到饱和所需要的偏压也逐渐增大。变温响应率的测试结果说明了在 200 K 之上响应率随温度的降低是由于扩散长度的减小而引起的。在 240 K 的温度下，由于扩散长度的减小，响应率在 -400 mV 的偏压下才达到饱和，在 280 K 下饱和偏压需要大于 -1000 mV。

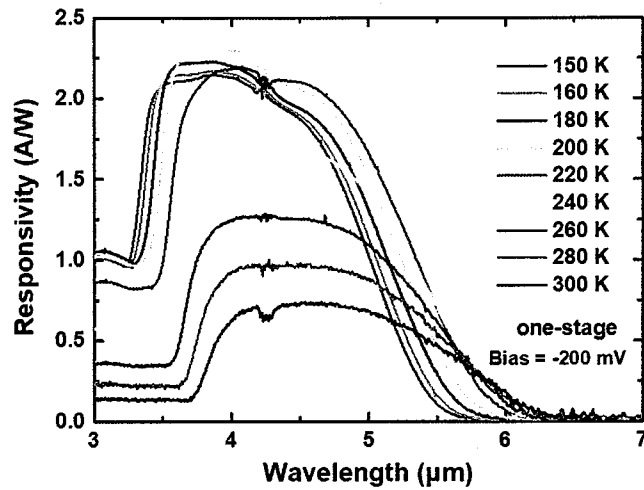


图 4.9 一级带间级联探测器 -200 mV 偏压下变温响应光谱

Figure 4.9 The response spectrum at different temperatures and the bias of -200 mV for the one-stage ICIP

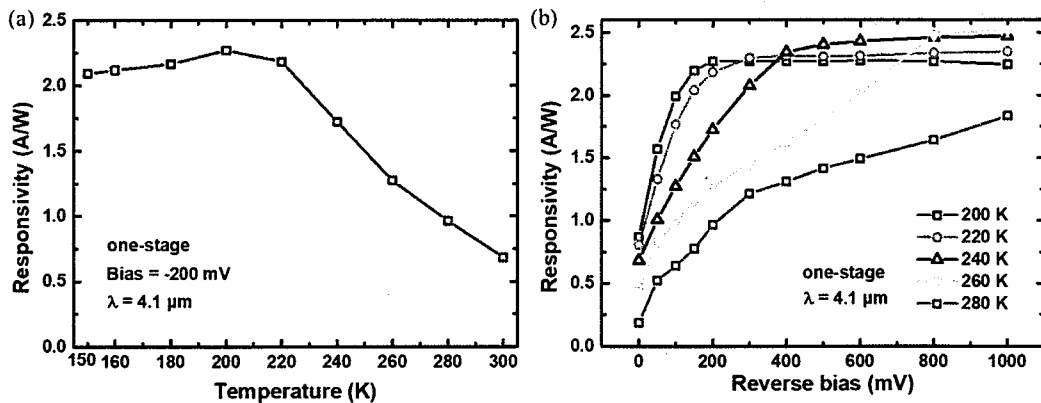


图 4.10 一级带间级联探测器 (a) -200 mV 下不同温度的响应率, (b) 不同偏压下的响应率

Figure 4.10 (a) The responsivity at different temperature and the bias of -200 mV, (b) the responsivity at different bias for the one-stage ICIP

对不同偏压下的量子效率进行了计算，总的量子效率等于两个区域（空间电荷区和准中性 p 型区域）的量子效率贡献之和，准中性 p 型区域的量子效率的计算公式如式(2.44)所示，中性区的量子效率与扩散长度 L_n 有关，空间电荷区中的量子效率计算公式如下所示：

$$\begin{cases} W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_{bi}-V)}{q} \frac{N_d}{N_a(N_a+N_d)}} \\ QE_{SCR} = (1 - e^{-\alpha W}) \end{cases} \quad (4.10)$$

其中 W 是空间电荷区的宽度， V 是所加的偏压，空间电荷区的宽度与掺杂浓度和所加偏压相关，其中吸收区掺杂浓度 N_a 为 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ，隧穿区掺杂浓度 $N_d = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ，当所加偏压等于开启电压时，假设此时空间电荷区的宽度为零。对一级带间级联探测器在 280 K 温度下量子效率进行了拟合，图 4.11(a)是拟合的不同偏压下的量子效率，图 4.11(b)是计算的不同偏压下空间电荷区宽度，开启电压 V_{bi} 为 0.1 V，拟合得到的扩散长度 $L_n = 0.5 \mu\text{m}$ ，当所加偏压为-1 V 时，空间电荷区宽度为 $1.2 \mu\text{m}$ 。由于在 280 K 温度下，扩散长度小于吸收区厚度，需要足够大的反向偏压量子效率才能达到饱和。

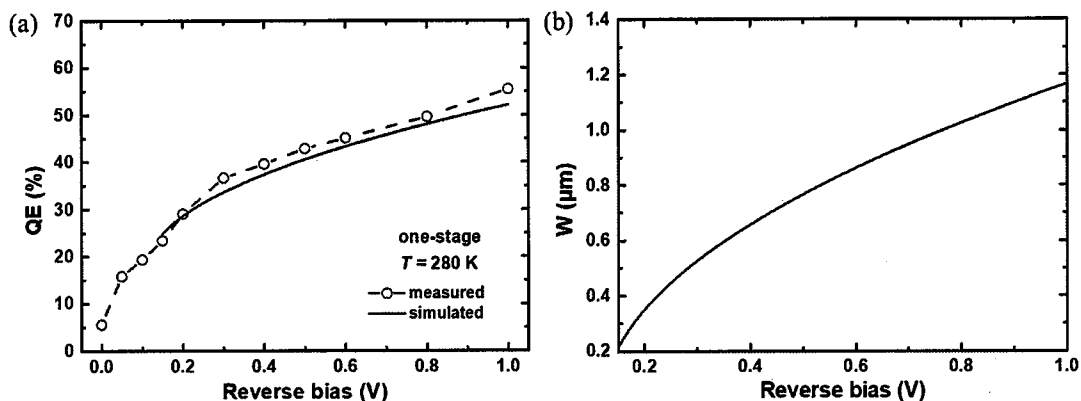


图 4.11 (a) 一级带间级联探测器不同偏压下拟合和测试的量子效率，(b) 不同偏压下空间电荷区宽度

Figure 4.11 (a) The simulated and measured quantum efficiency for the one-stage-ICIP, (b) width of the space charge region at different reverse bias

图 4.12(a)-(c)分别是三级，五级和十级带间级联探测器的变温响应光谱。图 4.12(d)是-200 mV 偏压下 $4.1 \mu\text{m}$ 处下不同级数带间级联探测器响应率随温度变化曲线。在高于 200 K 的温度下，三级和五级带间级联探测器的响应率开始降低。而对与十级带间级联探测器，直到 280 K 的温度之上响应率才开始降低，由于十级器件的吸收区厚度较短，所以十级器件的响应受温度的影响较小，即使在 300

K 下扩散长度比较小的情况下,仍然可以有效的收集光生载流子。十级器件在 200 K 和 300 K 下的响应率分别为 0.24 A/W 和 0.22 A/W, 300 K 的响应率相比 200 K 几乎不变。

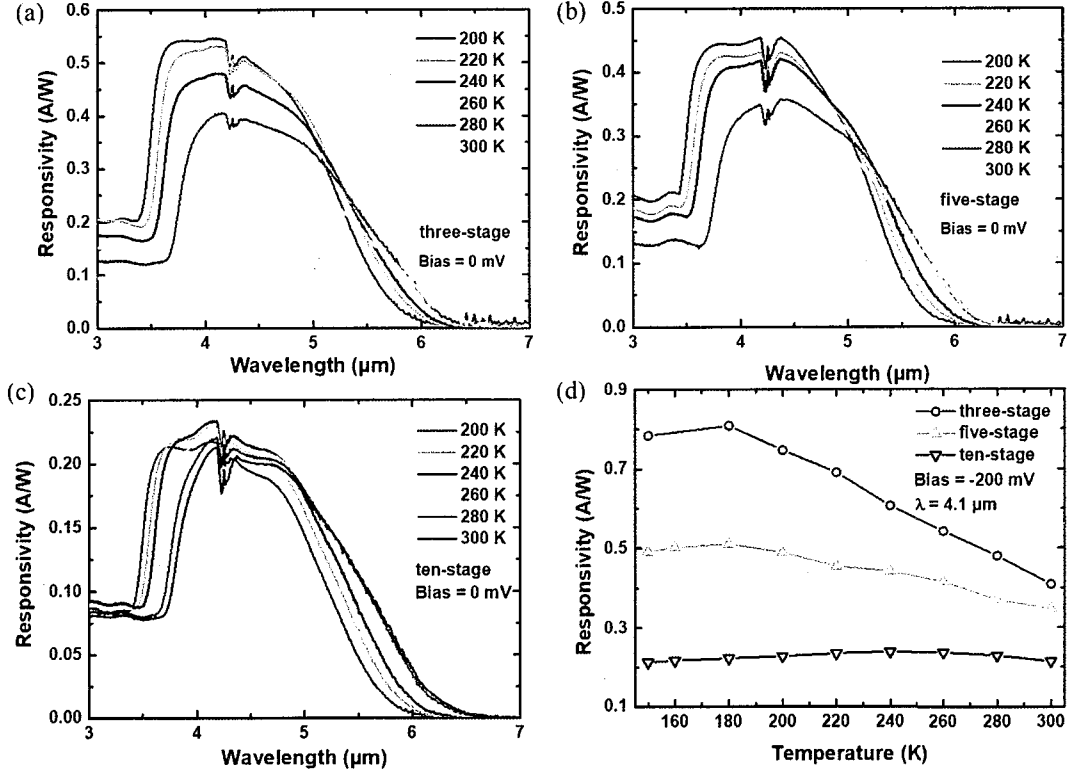


图 4.12 (a) 三级, (b) 五级和 (c) 十级带间级联探测器的变温响应光谱, (d) -200 mV 偏压下 4.1 μm 下响应率随温度变化曲线

Figure 4.12 The response spectrum at different temperatures for (a) three-stage, (b) five-stage and (c) ten-stage ICIP, (d) the responsivity for different temperatures at the bias -200 mV and the wavelength of 4.1 μm

根据测试得到的响应率和暗电流, 计算了不同级数带间级联探测器的热噪声限探测率 D^* ^[63]:

$$D^* = \frac{R_\lambda}{\sqrt{\frac{4kT}{RA} + \frac{2qI}{N}}} \quad (4.11)$$

其中 R_λ 是响应率, RA 是阻抗-结面积乘积, I 是暗电流密度, N 是级数。图 4.13(a) 是-200 mV 偏压和波长为 5 μm 下不同级数带间级联探测器的探测率。在低于 220 K 的温度下, 一级带间级联的 D^* 略高于其他三个器件。对于一级, 三级, 五级, 十级带间级联探测, 在 200 K 温度下的 D^* 分别为 6.9×10^9 、 5.2×10^9 、 6.0×10^9 、 $5.2 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 。在高于 220 K 的温度下, 一级器件的 D^* 低于其他多级器件。

图 4.13(b) 是 300 K 温度下探测率光谱, 在 5 μm 波长处, 一级, 三级, 五级和十

级带间级联探测器的 D^* 分别为 4.5×10^8 、 4.9×10^8 、 7.6×10^8 、 $8.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。图 4.13(c)和(d)分别是 200K 和 280K 下 D^* 随偏压变化关系。在 200 K 下, 在扩散长度足够的情况下, 一级器件的 D^* 高于其他多级级联器件。在 280 K 的温度下, 由于扩散长度非常短, 一级器件需要较大的偏压才能收集所有光生载流子, 一级带间级联探测器的探测率随偏压的变化很大, 在 -800mV 以下五级和十级器件的 D^* 比一级器件高。

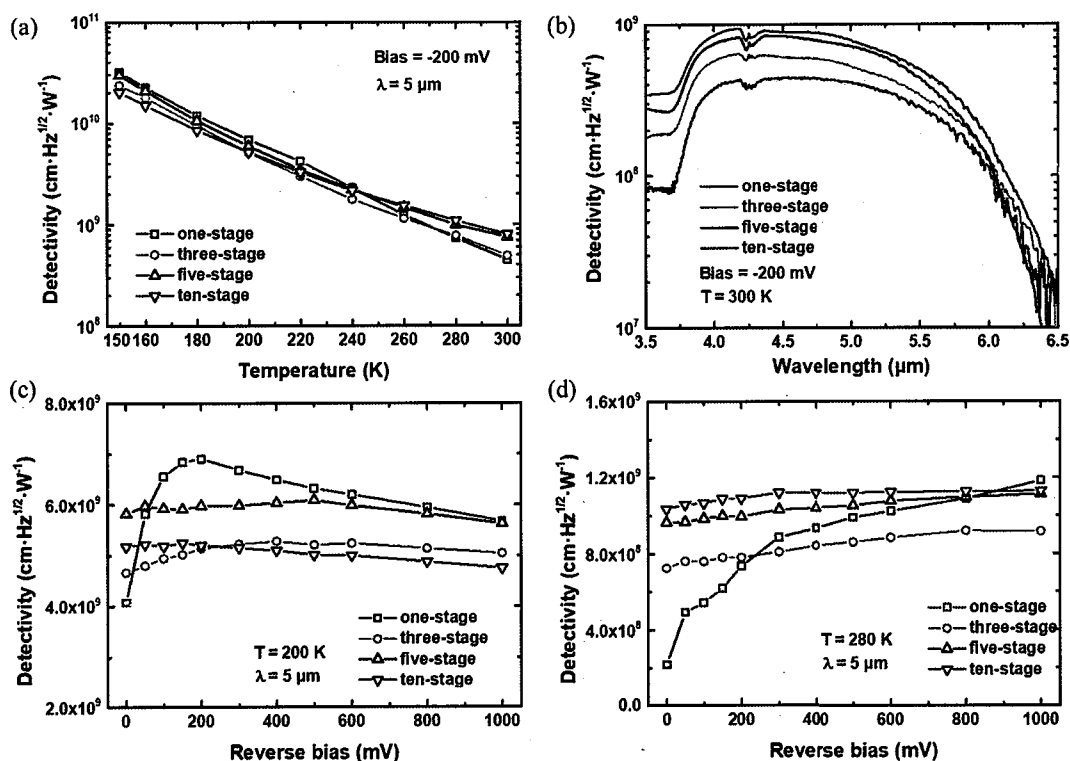


图 4.13 (a) -200 mV 偏压和 $5 \mu\text{m}$ 波长处的探测率, (b) -200 mV 偏压下 300 K 探测率谱, (c) 200 K 和 (d) 280 K 温度下 D^* 随偏压变化关系

Figure 4.13 (a) Detectivity for the ICIPs at the bias of -200 mV and wavelength of $5 \mu\text{m}$, (b) detectivity spectrum at the bias of -200 mV and temperature of 300 K, detectivity for different bias of the ICIPs at the temperatures of (c) 200 K and (d) 280 K

4.3.3 背入射器件响应率和探测率

对背入射带间级联探测器的变温响应率进行了测试, 图 4.14(a)是在 -200 mV 偏置下的十级带间级联探测器的变温响应光谱。图 4.14(b)是在 -200 mV 偏置下的十级带间级联探测器的探测率谱, 200 K 下十级器件的在 $5 \mu\text{m}$ 处的探测率为 $4.5 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, 300 K 下探测率为 $6.8 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

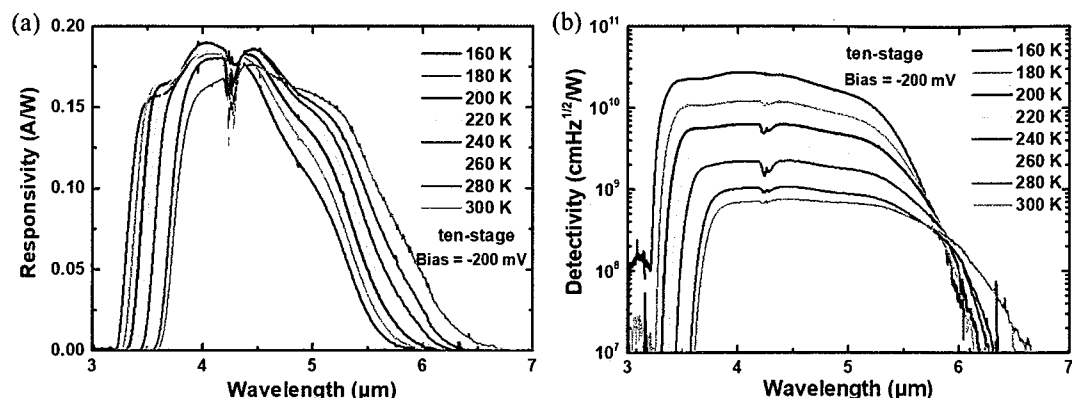


图 4.14 (a) 十级带间级联探测器变温响应率光谱, (b) 探测率谱

Figure 4.14 (a) Responsivity and (b) detectivity spectrum for the ten-stage ICIP at the temperatures from 160 K to 300 K and the bias of -200 mV

图 4.15 分别是三级, 五级和十级带间级联探测器的响应率随偏压的变化关系。三级器件 200 K 开始响应率开始下降, 与正入射器件的情况类似, 在高温下由于扩散长度的降低导致了量子效率的降低。与一级器件不同的是, 在扩散长度不足之后, 三级器件需要的饱和偏压更大, 因为多级级联结构是一种串联结构, 多级结构同时会起到分压的作用, 因此需要的总偏压更大, 另外一种可能的原因是, 扩散长度的降低会进一步导致不同级之间光电流失配的增大, 所以需要更大的偏压来克服不同级之间光电流失配。五级器件出现了类似的现象, 但是由于五级器件的吸收区厚度比三级的短, 在 260 K 之下响应率几乎不变, 而从 260 K 开始响应率才开始降低, 而且需要大于 -1000 mV 的偏压才有可能达到饱和。而十级器件的响应率直到 280 K 才开始降低。

图 4.16(a)是 -200 mV 偏压下三级, 五级和十级带间级联探测器的响应率。图 4.16(b)是 -200 mV 偏压和波长为 5 μm 条件下的探测率。在高于 220 K 的温度下, 十级 ICIP 的 D^* 略高于其他两个器件。三级, 五级, 十级带间级联探测, 在 300 K 温度下的 D^* 分别为 4.8×10^8 、 5.3×10^8 、 $6.8 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 。虽然背入射器件的响应率和探测率比正入射器件的小, 但是背入射器件更方便进行光学结构的设计和集成, 在下一章中我们将通过浸没透镜和减反膜等方法进一步提高器件的响应率。

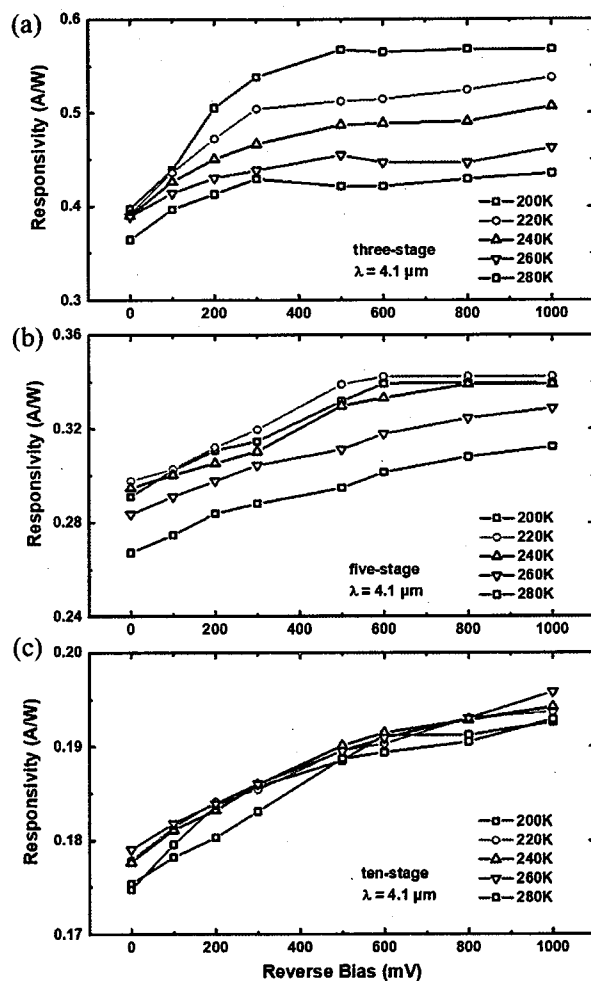


图 4.15 (a) 三级, (b) 五级, (c) 十级的响应率随偏压的变化关系

Figure 4.15 Responsivity for the (a) three-stage, (b) five-stage, and (c) ten-stage ICIP at the bias from 0 to -1000 mV

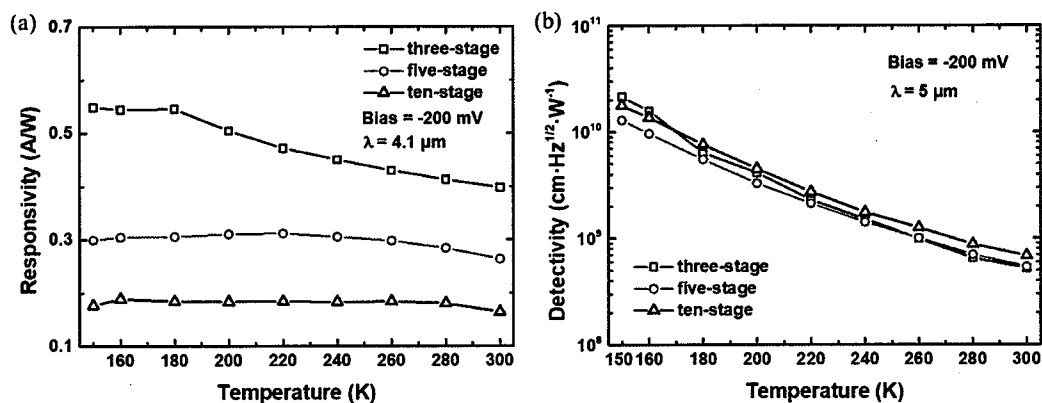


图 4.16 带间级联探测器 (a) 响应率和 (b) 探测率随温度变化关系

Figure 4.16 (a) Responsivity and (d) detectivity spectrum for the ICIPs at the bias of -200 mV

4.4 带间级联红外探测器焦平面研究

我们开展了带间级联红外焦平面的制备和性能的初步研究,进行了一级带间级联探测器焦平面的制备,在焦平面的制备工艺中,台面刻蚀利用电感耦合等离子体刻蚀(inductively coupled plasma, ICP)工艺,在 ICP 刻蚀中选用 SiN_x 作为掩膜。台面钝化、金属电极生长和铟柱生长等工艺与背入射器件工艺类似,流片完成后对芯片进行切割和减薄,最后与读出电路倒焊互联。制备完成的焦平面面阵规模为 320×256 ,中心距为 $30 \mu\text{m}$,台面尺寸为 $27 \mu\text{m}$,在芯片切割完成后将焦平面与读出电路倒焊,使用的读出电路摆幅为 3.3 V ,电荷容量为 16 Me^- ,之后将焦平面封装在变温杜瓦(F 数为 2)中进行性能测试。

在焦平面测试中,光源为面源黑体,分别测量在 293 K (T_0) 和 308 K (T_1) 黑体温度下 100 帧的焦平面各像元的电压值,通过不同温度的电压值计算得到各像元的响应信号电压 V_s ,通过各像元不同帧间的响应值计算得到噪声电压 V_N ^[154]。根据上述测试的数据,计算可以得到焦平面的相关参数,其中噪声等效温差(NETD)是评价焦平面性能的一个重要参数,NETD 的计算公式如下^[154]:

$$\text{NETD} = \frac{T_1 - T_0}{V_s / V_N} \quad (4.12)$$

NETD 表征了焦平面的对探测物体的温度灵敏度,另外统计不同像元的像元和噪声可以得到表征焦平面的整体均匀性的参数,比如盲元率和响应非均匀性等^[154]。一级带间级联探测器 135 K 下 50%截止波长为 $4.9 \mu\text{m}$,焦平面测试结果如表 4.2 所示,在 135 K 下积分时间为 1.7 ms ,NETD 为 34.3 mK ,盲元率为 0.3% ,响应非均匀性为 8.8% 。对该焦平面器件进行了室内成像演示,如图 4.17 所示,可以实现最高 145 K 温度下的清晰成像。

表 4.2 一级带间级联探测器焦平面性能参数

Table 4.2 Performance of the one-stage ICIP focal plane array

Operating temperature (K)	135
Integral time (ms)	1.7
Responsivity (mV/K)	22.3
Non-uniformity	8.8%
Detectivity ($\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$)	1.4×10^{11}
NETD (mK)	34.3
Noise (mV)	0.76
Bad pixels	0.3%

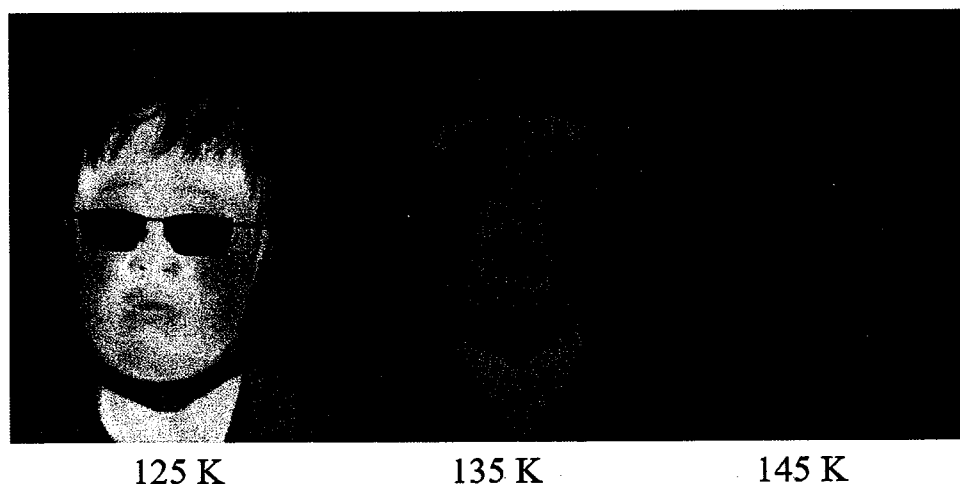


图 4.17 工作温度为 125 K、135 K 和 145 K 下一级带间级联探测器焦平面成像演示
 Figure 4.17 Images taken at the operating temperature of 125 K, 135 K and 145 K using the one-stage ICIP focal plane array

4.5 本章小结

本章对带间级联探测器的暗电流和响应率进行了测试和分析。在 150 K 之上，带间级联探测器主要工作在扩散限电流下。300 K 下，一级，三级，五级和十级带间级联探测器 R_0A 分别为 1.8×10^{-2} 、 4.7×10^{-2} 、 9.9×10^{-2} 、 $2.9 \times 10^{-1} \Omega \cdot \text{cm}^2$ 。对不同级数的带间级联探测器的响应率进行了测试和比较。一级和三级带间级联探测器的响应率在 220 K 之上开始降低，表明在 220 K 之上扩散长度开始降低，随着温度的继续升高，一级和三级器件的响应率急剧降低。而十级带间级联探测器的响应率受到温度的影响不大，利用带间级联探测器短吸收区的特点，可以保证响应率几乎不受扩散长度的影响，从而可以实现在高温下探测率的提高。在 300 K 温度下，一级，三级，五级，十级正入射器件在 $5 \mu\text{m}$ 波长处的探测率分别为 4.5×10^8 、 4.9×10^8 、 7.6×10^8 、 $8.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

第5章 高带宽中波带间级联红外探测器

双光梳光谱探测技术^[2]和自由空间光通信^[159-161]等应用不仅要求红外探测器的灵敏度高,另外还要有很快的响应速度。光伏探测器的响应时间主要由光生载流子产生后通过漂移或扩散被外电路收集的时间决定。当载流子的输运以漂移为主时,提高响应速度的方法是加反向偏压,但是在反偏下探测器的暗电流会增大,而且反偏下 $1/f$ 噪声会增大;对于以扩散为主的过程,提高响应速度的方法是减小吸收区的厚度,但吸收区厚度的减小会导致量子效率的降低。对于传统的红外探测器,在提高响应速度的同时都会导致探测率的降低。而带间级联探测器采用多级级联结构,可以通过减小每一级吸收区的厚度,减小载流子的扩散时间,从而可以提高响应速度。在上一章中,我们已经验证了带间级联探测器可以有效的实现在高温下探测率的提高,在本章中,我们首先制备了集成浸没透镜的带间级联探测器,通过浸没透镜的作用提高器件的响应。并对带间级联探测器进行了热电致冷封装,对封装后的器件的进行了响应时间的测试和分析,对带间级联红外探测器在高温和高速探测方面的应用进行了研究和验证。

5.1 集成浸没透镜带间级联探测器

5.1.1 浸没透镜原理

为了进一步提高响应率和探测率,我们对集成浸没透镜探测器进行了研究。通过将探测器与半球形透镜集成,在器件的电学面积不变的情况下,提高探测器接受光的面积。半球形浸没透镜的工作原理如图 5.1 所示,探测器位于浸没透镜中心,浸没式透镜起到会聚光作用,从而可以提高器件的响应率。图中 θ' 和 θ 分别是入射光通过透镜之前和折射之后的角度,根据折射定律, θ' 和 θ 存在如下关系:

$$\sin \theta' = n \sin \theta \quad (5.1)$$

其中 n 是透镜的折射率, L 和 L' 分别为器件的尺寸和接受到光的尺寸, A_e 和 A_o 分别是探测器的面积和接受到光的面积。

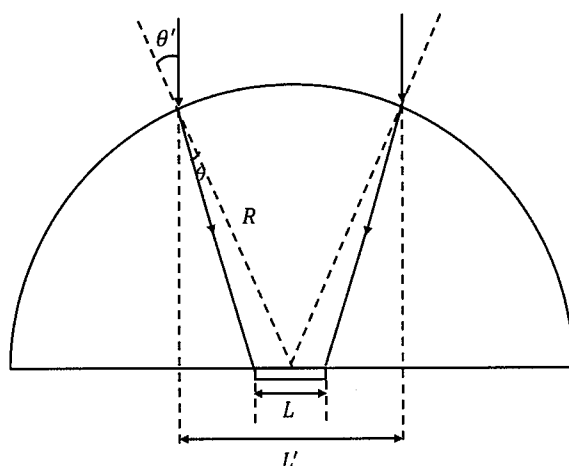


图 5.1 浸没透镜原理图

Figure 5.1 Principle of immersion lens

InAs 衬底的折射率大约为 3.5^[162], 图 5.2(a)是计算的光学面积与器件面积之比 A_o/A_e 与器件尺寸 L 的关系 (假设透镜半径 $R = 400 \mu\text{m}$), 图 5.2(b)是 A_o/A_e 与透镜半径 R 的关系 (假设器件尺寸 $L = 100 \mu\text{m}$)。对于理想的半球型透镜, 光学面积最高可以提高 n^2 倍, 即 12.2 倍。另外, 透镜的形状对器件响应率的影响也很大, 透镜的效果与透镜的半径和器件的尺寸都有关系。

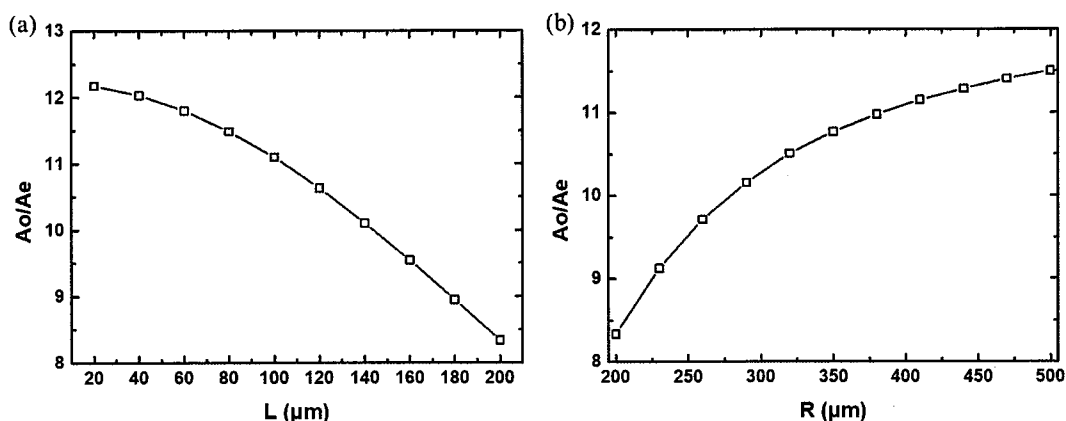


图 5.2 光学面积与器件面积之比与 (a) 器件尺寸和 (b) 透镜半径关系

Figure 5.2 The relationship between the ratio of A_o/A_e and (a) the device size and (b) the radius of immersion lens

5.1.2 浸没透镜制备

我们选择了将 InAs 衬底加工成浸没透镜的方案, InAs 衬底对中红外光几乎没有吸收, 而且可以减少反射的损耗。集成浸没透镜的带间级联红外探测器示意图如图 5.3 所示, 首先制备了背入射的器件, 芯片制备完成后, 将芯片倒焊到宝石片上, 入射光将通过 InAs 衬底入射到光敏元上。之后再对 InAs 衬底进行加工,

采用单点金刚石的方法对衬底进行磨抛，将衬底加工成半球形。图 5.4 是加工后的浸没透镜的扫描电子显微镜（scanning electron microscope, SEM）图像。可以看出衬底已经被加工出具有一定的弧度，但是仍然不是理想的半球形，但是已经可以起到对入射光的会聚作用。

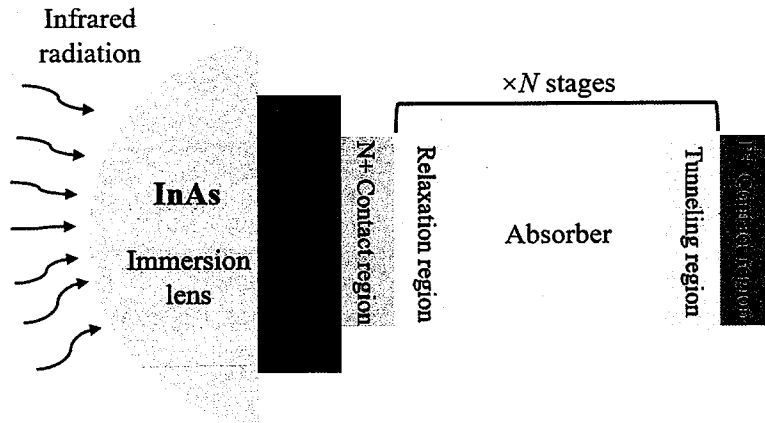


图 5.3 集成浸没透镜带间级联红外探测器示意图

Figure 5.3 Schematic drawing of the interband cascade infrared photodetector with immersion lens

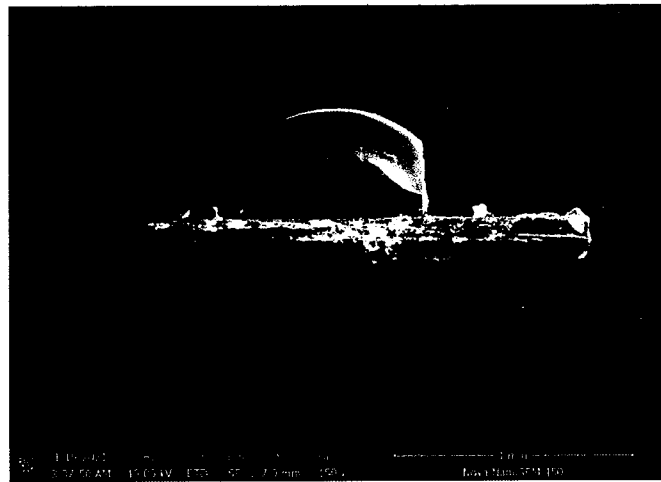


图 5.4 浸没透镜 SEM 图

Figure 5.4 The SEM image for the immersion lens

5.1.3 集成浸没透镜探测器响应率测试结果

浸没透镜加工完成后，对集成浸没透镜的带间级联探测器进行了响应率的测试。图 5.5 是 220 K 下和零偏下，十级带间级联器件的响应率测试结果。十级背入射器件峰值响应率为 0.14 A/W，集成浸没透镜后探测器响应率为 0.82 A/W，响应率提高了 5.9 倍。在此基础上开展了减反膜（anti-reflection layer, AR）的实

验, 在透镜的表面进一步生长了 ZnS/Ge/ZnS 三层减反膜, 通过降低器件表面的反射, 提高器件的响应率。在生长了减反膜后, 集成浸没透镜的器件的响应率达到了 1.05 A/W , 在减反膜和浸没透镜的共同作用下探测器的响应率提高了接近 7.5 倍。图 5.6 是集成浸没透镜带间级联探测器的 220K 探测率测试结果, 十级背入射器件在 $5 \mu\text{m}$ 处探测率为 $1.8 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。通过浸没透镜和减反膜的作用, 十级器件在 $5 \mu\text{m}$ 处探测率达到了 $1.4 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

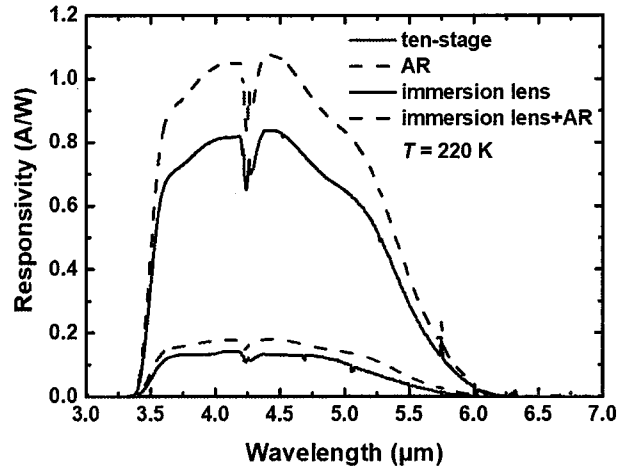


图 5.5 集成浸没透镜十级带间级联探测器 220 K 温度下的响应率

Figure 5.5 The responsivity of ten-stage ICIP with immersion lens at 220 K

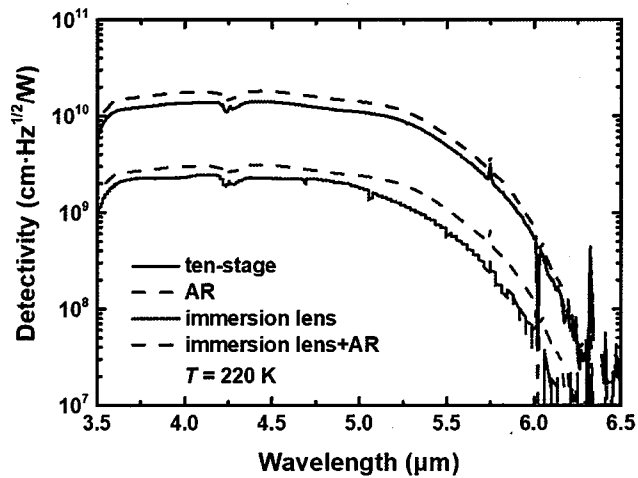


图 5.6 集成浸没透镜十级带间级联探测器 220 K 温度下的探测率

Figure 5.6 The detectivity of ten-stage ICIP with immersion lens at the temperature of 220 K

图 5.7 是十级器件在 300 K 和零偏下响应率和探测率测试结果, 十级背入射器件峰值响应率为 0.14 A/W , $5 \mu\text{m}$ 处探测率为 $6.8 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。集成浸没透镜的十级带间级联探测器 300K 下峰值探测率为 1.0 A/W , $5 \mu\text{m}$ 处探测率达到

了 $4.7 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

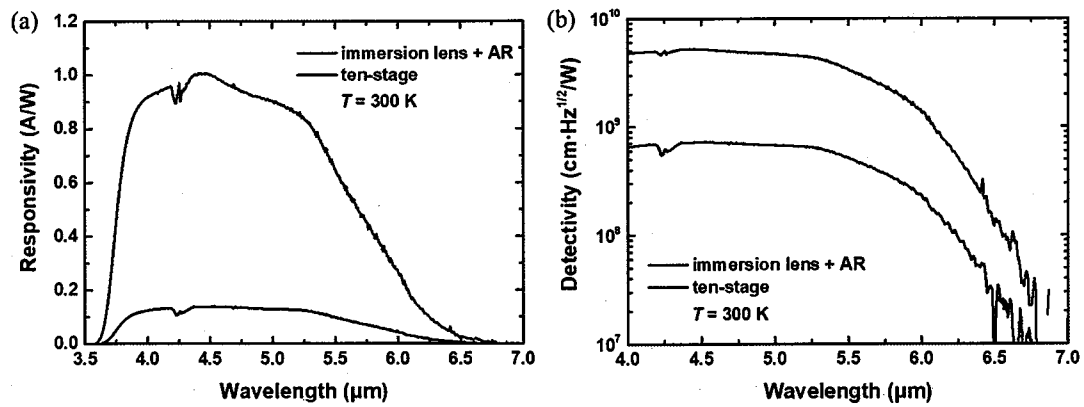


图 5.7 集成浸没透镜十级带间级联探测器 300 K 温度下 (a) 响应率和 (b) 探测率

Figure 5.7 (a) The responsivity and (b) detectivity of ten-stage ICIP with immersion lens at the temperature of 300 K

5.2 带间级联红外探测器响应时间研究

5.2.1 响应时间测试方法

探测器响应速度的测试一般有两种方法，一种是入射光采用脉冲激光，测量探测器的对脉冲光的瞬时响应，用响应时间来 t_R 来表征器件的响应速度。另一种方法对入射光进行一定的频率调制，测量探测器对不同频率光的响应，用 3dB 截止频率 f_{3dB} 来表征器件的响应速度。这两种测量方法都可以表征器件的响应速度，对于 RC 电路来说 $f_{3dB} = \frac{3.5}{t_R}$ （推导过程见附录 3）。在本论文中，我们采用脉冲激光的方法测试器件的响应速度。响应时间测试系统如图 5.8 所示，在响应时间测试中，测试采用飞秒脉冲激光作为种子光源，通过非线性晶体将脉冲波长的变频 [163, 164]，最终实现中心波长 $3.7 \mu\text{m}$ 的脉冲激光输出，脉冲激光周期为 10 ns，脉冲脉宽 $< 10 \text{ ps}$ 。探测器接收到激光信号后，输出脉冲信号通过高速示波器读取。

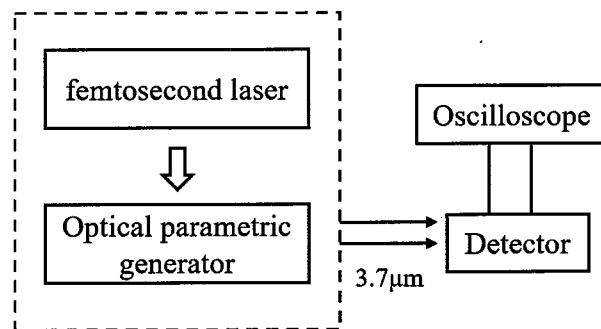


图 5.8 响应时间测试系统示意图

Figure 5.8 The schematic drawing of the response time measurement system

5.2.2 带间级联探测器响应时间测试

对器件进行了封装和测试,采用 2 级热电致冷(thermoelectric cooling, TEC)封装,通过对 TEC 加电流实现致冷效果,TEC 工作电流为 300 mA 左右,2 级热电致冷可以实现约 240 K 的工作温度,封装后器件如图 5.9 所示。

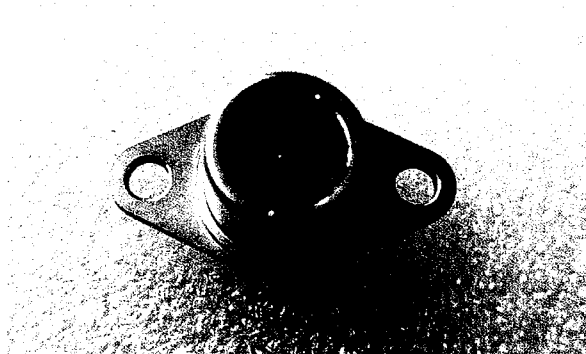


图 5.9 热电致冷封装(2 级)带间级联红外探测器

Figure 5.9 Interband cascade infrared photodetector with two-stage thermoelectric cooling

利用上述测试系统,我们对不同级数的带间级联探测器的响应时间进行了测试。图 5.10 是三级器件在零偏下的响应时间,可以看出此时器件的响应时间较长,信号脉冲的周期接近测试激光脉冲周期(10 ns),而且下降时间远远高于上升时间。图 5.11 分别是三级和十级带间级联探测器在零偏和-1.3 V 偏置下的响应时间测试结果。零偏下三级器件的上升时间为 0.76 ns,下降时间为 6.95 ns,-1.3 V 偏置下三级器件的上升时间为 0.33 ns,下降时间为 0.69 ns。在零偏下光生载流子主要是靠扩散运动,当所加偏压为-1.3V 时,对于三级带间级联探测器而言,由于分压关系每一级所加偏压大约为 0.4 V,根据式(4.10)计算得到的空间电荷区宽度约为 0.7 μm ,所以只有吸收区厚度为 1.08 μm 的一级未完全耗尽,在空间电荷区内光生载流子在电场作用下发生漂移运动,所以响应时间会大幅降低。在相同的偏压下,十级器件的上升时间和下降都短于三级器件,由于在零偏下三级器件的下降时间主要是受限于光生载流子的扩散时间,而十级器件每一级的吸收区厚度比三级器件短,十级器件的响应时间比三级器件短。在-1.3 V 反偏下,三级器件和十级器件的上升时间和下降时间都大幅度下降,但是反偏下的上升时间的变化没有下降时间变化的大,在反偏下的上升时间可能已经接近器件的 RC 时间常数,继续加大偏压响应时间不会再降低。

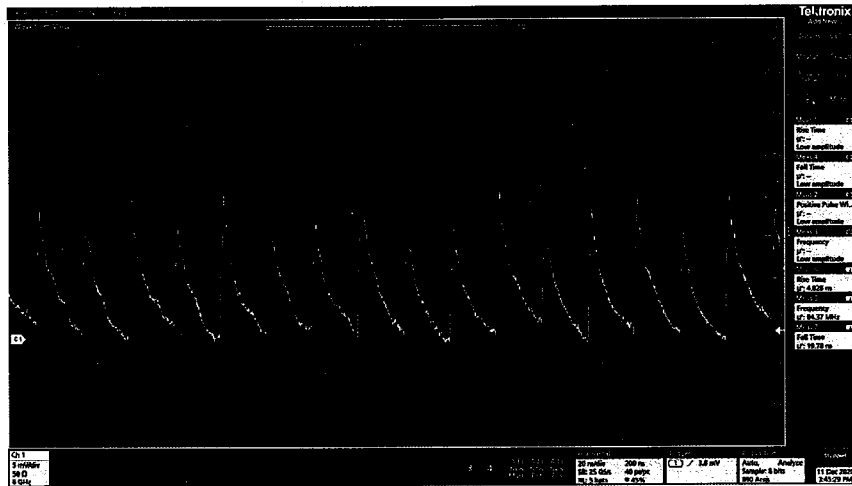


图 5.10 三级器件无偏置下响应时间测试结果

Figure 5.10 The response time results of the three-stage ICIP under zero-bias

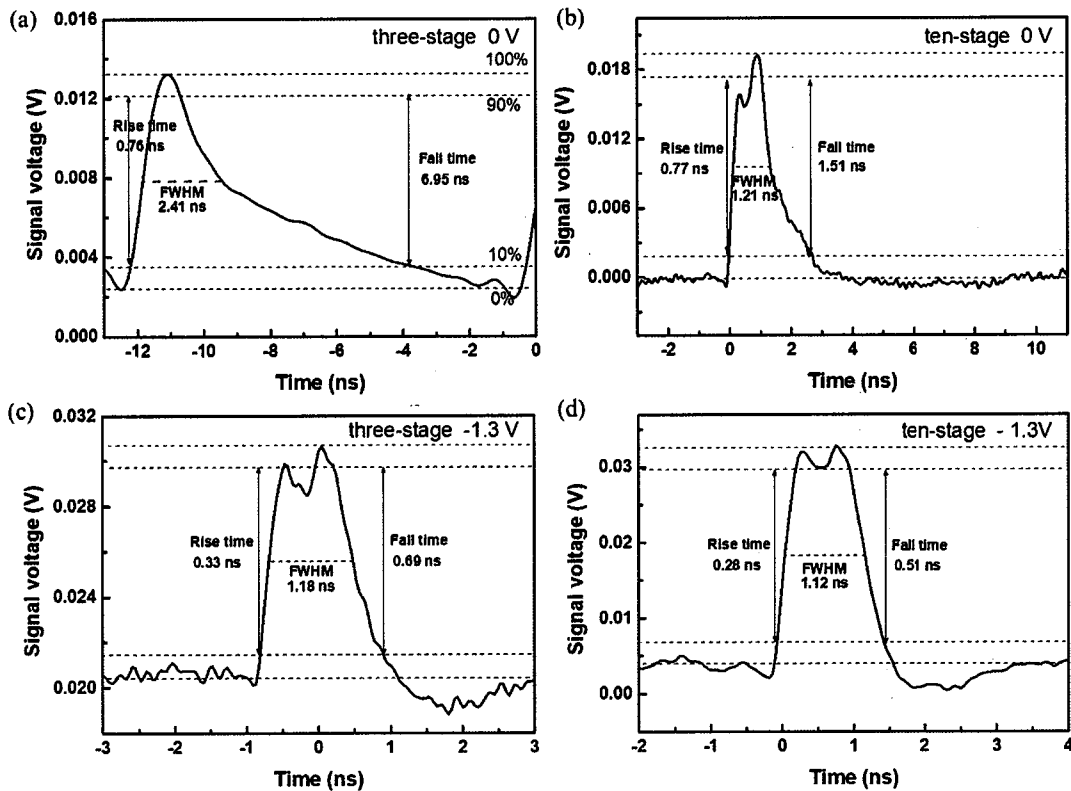


图 5.11 (a) 三级带间级联探测器零偏下, (b) 十级器件零偏下, (c) 三级器件-1.3 V 下, (d) 十级器件-1.3 V 下的响应时间 (探测器面积: $100 \times 100 \mu\text{m}^2$)

Figure 5.11 The response time for the (a) three-stage ICIP under zero-bias, (b) ten-stage ICIP under zero-bias, (c) three-stage ICIP under the bias of -1.3 V and (d) ten-stage ICIP under the bias of -1.3 V, the size of the detector is $100 \times 100 \mu\text{m}^2$

我们进一步对十级带间级联探测器不同面积的器件的响应时间进行了测试, 图 5.12 分别是十级带间级联探测器的 (面积分别为: $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, $30 \times 30 \mu\text{m}^2$) 在

零偏和-1.3 V 偏置下的响应时间测试结果。在零偏下，尺寸为 100, 50 和 30 μm 器件的下降时间分别为：1.51 ns, 1.13 ns, 0.68 ns。相比与上升时间来说，下降时间随器件面积变化很大，说明下降时间受到 RC 时间的影响。而在-1.3 V 偏置下，不同面积的器件的响应时间变化不大。对于不同面积的器件，上升时间随面积变化不大。而下降时间则受面积的影响很大，在-1.3 V 偏压下的下降时间相比于零偏下也会明显减小，说明了器件的下降时间可能是同时受到 RC 时间和扩散时间的影响。

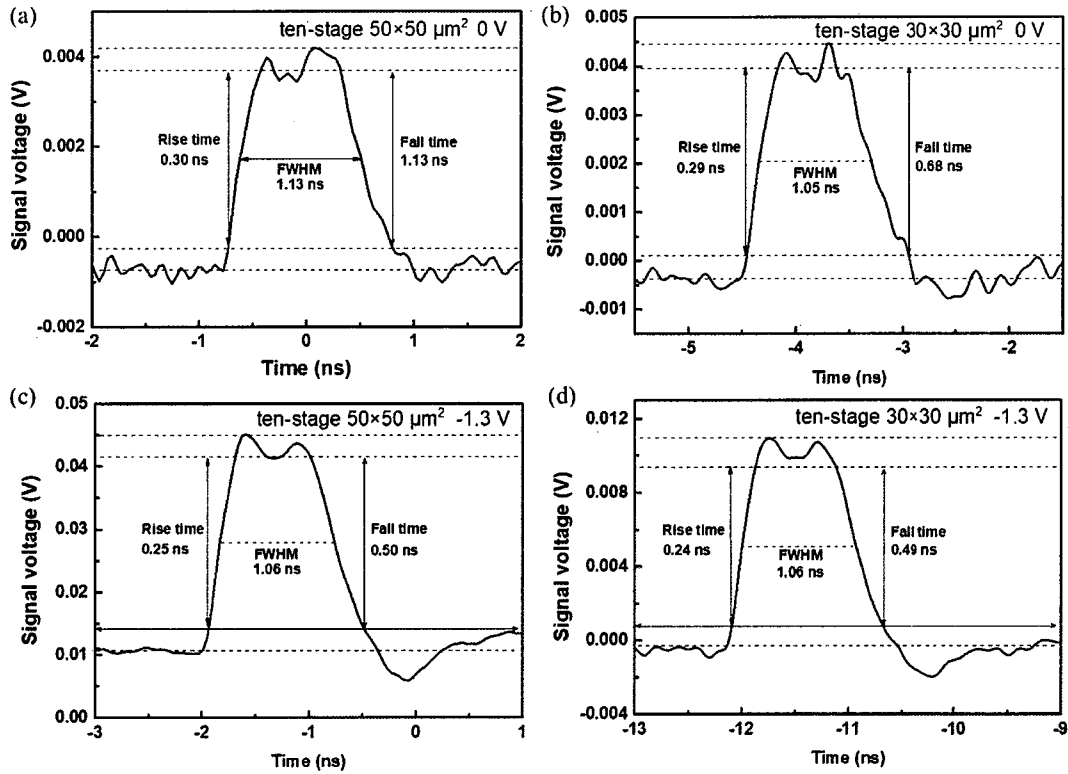


图 5.12 不同面积的十级带间级联探测器响应时间测试结果 (a) $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 0 V, (b) $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ 0 V, (c) $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ -1.3 V, (d) $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ -1.3 V

Figure 5.12 The response time for the ten-stage ICIPs with different devices size (a) $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 0 V, (b) $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ 0 V, (c) $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ -1.3 V, (d) $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ -1.3 V

图 5.13 是五级带间级联探测器响应时间测试结果，在零偏下，五级器件的上升时间和下降时间分别为：0.76 ns 和 1.22 ns。-1.3 V 偏压下，五级器件的上升时间和下降时间分别为：0.24 ns 和 0.52 ns。五级器件与相同面积的十级器件相比，无论在零偏还是反偏下的响应时间的差别都不大，在下一节我们进一步对限制响应时间的因素进行了分析。

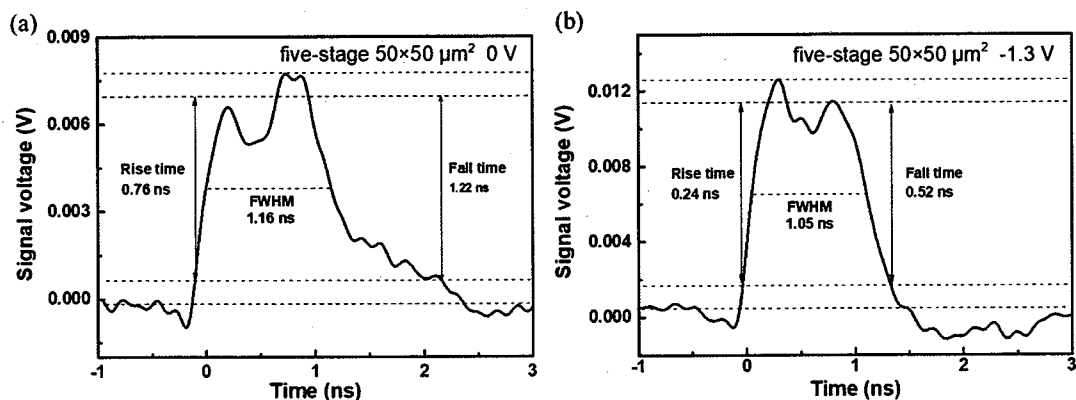


图 5.13 五级带间级联探测器 (a) 零偏和 (b) -1.3 V 偏压下的响应时间

Figure 5.13 The response time for the five-stage ICIP at the bias of (a) zero and (b) -1.3 V

5.2.3 响应时间和带宽分析

半导体中载流子传输的主要机制有两种：漂移和扩散。光生载流子在电场作用下运动会产生漂移电流，载流子浓度不均匀导致载流子从高浓度区移动到低浓度区产生的是扩散电流。通常情况下，扩散速度要比漂移慢得多。PN 结光电探测器的总响应时间等于：

$$t_R = \sqrt{t_{\text{drift}}^2 + t_{\text{diffusion}}^2 + t_{\text{RC}}^2} \quad (5.2)$$

在实际测试中，响应时间会受到很多因素的影响：当吸收区吸收光子时，会产生电子和空穴，电子和空穴沿相反方向运动，由于电子一般比空穴的迁移率高，因此电子响应会比空穴快，在收集了电子电流之后，速度较慢的空穴会继续贡献电流^[165-167]，这导致下降沿出现较慢的脉冲分量。另外，探测器的封装和测试中会引入其它的寄生电容和电感^[168, 169]，这些寄生电容和电感会通过负载放电。为了进一步分析限制器件响应时间的因素，我们对器件的限响应时间进行了计算和分析，图 5.14 是光电探测器的等效电路模型。

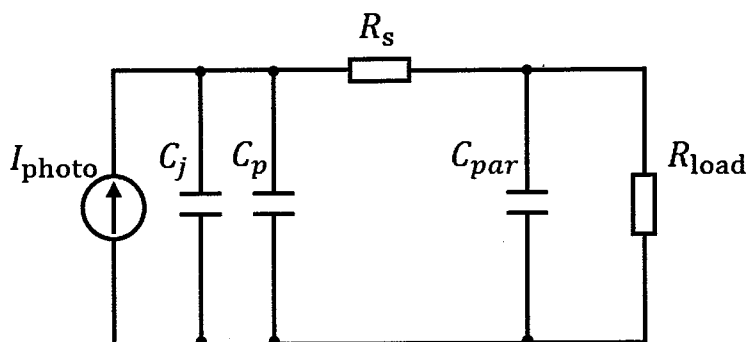


图 5.14 光电探测器等效电路模型

Figure 5.14 Equivalent circuit of the photodiode

其中, R_s 和 R_{load} 分别为串联电阻和负载电阻。 R_s 可以通过器件的 I-V 器件拟合得到, $R_{load} = 50 \Omega$ 为测试时示波器的负载电阻。 C_j 为二极管结电容, C_p 为钝化层电容, C_{par} 为寄生电容。对于光生载流子的扩散时间, 我们分别考虑了电子和空穴扩散时间, 使用爱因斯坦关系式可以得到扩散时间的表达式为:

$$\begin{cases} t_{diff}^e = \frac{L_{diff}^2}{\mu_e kT/q} \\ t_{diff}^h = \frac{L_{diff}^2}{\mu_h kT/q} \end{cases} \quad (5.3)$$

其中 L_{diff} 为光生载流子从产生到被收集过程中的扩散长度, μ_e 和 μ_h 分别电子和空穴的载流子迁移率。结电容计算公式为:

$$C_j = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{d} \quad (5.4)$$

其中 ϵ_0 是真空介电常数, ϵ_r 为氮化硅的相对介电常数, A 为结面积, 钝化层电容计算公式为:

$$C_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{SiN} A_{overlap}}{d_{SiN}} \quad (5.5)$$

其中 ϵ_{SiN} 为氮化硅的相对介电常数, $A_{overlap}$ 为氮化硅钝化层面积, d_{SiN} 为氮化硅的厚度, 在钝化中氮化硅钝化层的厚度为 400 nm。所以器件的 RC 限响应时间为:

$$t_{RC} = 2.2(R_s + R_d)(C_j + C_p + C_{par}) \quad (5.6)$$

利用图 5.14 所示的等效电路对器件的响应时间进行了计算, 在拟合中器件寄生电容 C_{par} 被视为拟合参数。对十级带间级联探测器的 $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ 面积器件进行了等效电路分析, 图 5.15 是响应时间随寄生电容 C_{par} 的变化关系。根据暗电流曲线提取的器件阻抗 $R_s = 20 \Omega$, 计算得到的钝化层电容为 $5.6 \times 10^{-13} \text{ pF}$, 器件电容为 $5.6 \times 10^{-13} \text{ pF}$, 电子扩散时间 $t_{diff}^e = 0.015 \text{ ns}$, 空穴扩散时间 $t_{diff}^h = 0.076 \text{ ns}$, 拟合得到的寄生电容为 $2.4 \times 10^{-12} \text{ pF}$ 。寄生电容的有可能是器件的封装中或者键压的引线造成的, 由于寄生电容大于器件本身的电容, 探测器的响应时间主要受限于寄生电容, 如果可以消除或者减小寄生电容, 器件的响应速度可以进一步提高。

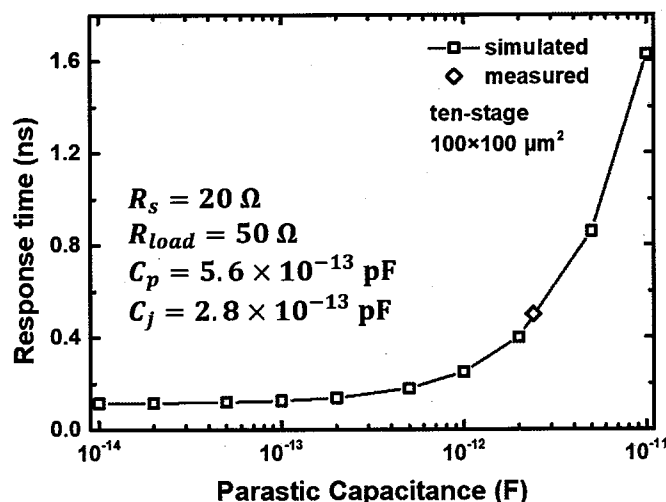


图 5.15 十级带间级联探测器响应时间与寄生电容 C_p 的关系 (面积 $100 \times 100 \mu\text{m}^2$)

Figure 5.15 The response time of ten-stage ICIP as a function of the parasitic capacitance, the size of the detector $100 \times 100 \mu\text{m}^2$

响应时间与 3dB 截止频率之间的关系 $f_{3\text{dB}} = \frac{0.35}{t_R}$ 是针对理想的 RC 模型推导出来的, 然而实际的器件并不是理想的 RC 电路, 因此用上式估计带宽存在一定误差。为了评估带间级联探测器的带宽, 对器件的脉冲测试结果进行傅里叶变换来从而获得其频率响应特性。利用 Matlab 中的快速傅里叶变换函数(FFT)对脉冲测试结果进行了变换, 图 5.16(a)是三级和十级器件的频率响应曲线。零偏下三级器件 3dB 截止频率仅为 79 MHz, -1.3 V 偏置下为 409 MHz。零偏下十级器件 3dB 截止频率为 293 MHz, -1.3 V 偏置下为 491 MHz。图 5.16(b)是十级器件不同面积的频率响应曲线, 尺寸为 $30 \mu\text{m}$ 的器件在零偏下 3dB 截止频率为 540 MHz, -1.3 V 偏置下为 570 MHz。可以看出除了面积为 $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ 的器件在零偏下 3dB 截止频率较低, 其它的在反偏下以及更小面积的器件的 3dB 截止频率都差别不大, 这也说明了器件的带宽主要是受到 RC 限的影响, 器件本身的带宽并没有表现出来。

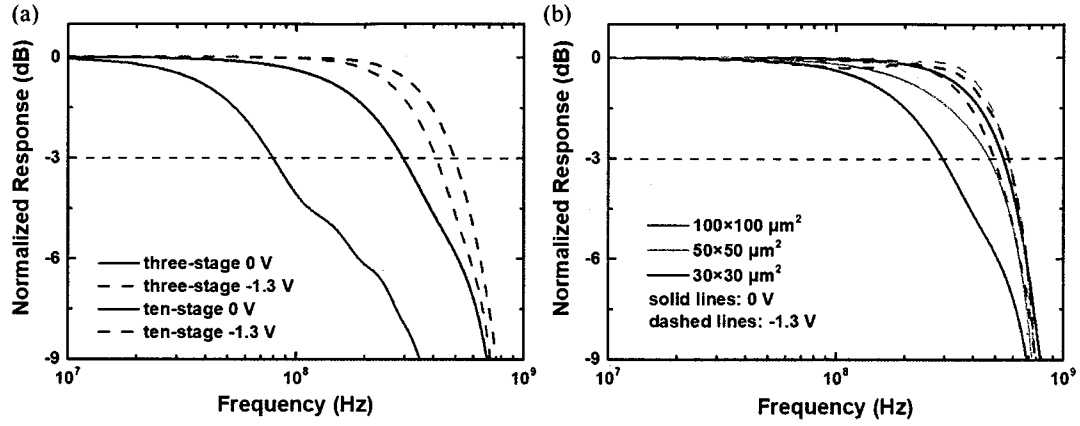


图 5.16 (a) 三级和十级器件在 0 V 和 -1.3 V 下频率响应曲线 (面积 $100\times100\ \mu\text{m}^2$), (b) 不同面积的十级带间级联探测器频率响应曲线

Figure 5.16 (a) The normalized frequency response for the three-stage and ten-stage ICIPs under the bias of zero and -1.3 V, the device size is $100\times100\ \mu\text{m}^2$, (b) The normalized frequency response for the ten-stage ICIPs with different size at the bias of zero and -1.3 V

5.3 本章小结

在本章中我们对集成浸没透镜带间级联探测器进行了研究,通过浸没透镜的作用实现器件响应率的提高,在浸没透镜和减反膜的作用下响应率可以提高 7.5 倍左右。结合减反膜和浸没透镜,十级带间级联探测器在 $5\ \mu\text{m}$ 处探测率达到了 $1.4\times10^{10}\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ (220 K), $4.7\times10^9\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ (300 K)。另外,我们对带间级联探测器的响应速度进行了测试。在零偏下三级带间级联探测器的下降时间大于十级器件,器件的下降时间受光生载流子的扩散的影响,在反偏下可以减小光生载流子的扩散可以有效的减小器件的响应时间。-1.3 V 下十级带间级联探测器的上升时间为 0.28 ns,下降时间为 0.51 ns。对比不同面积和不同偏压下器件的响应时间,器件主要受 RC 时间常数的限制。

第6章 总结与展望

带间级联探测器采用量子结构,利用声子共振散射和共振隧穿等量子效应,实现光生载流子的单向输运,避免与PN结空间电荷区相关的暗电流,同时带间级联红外探测器采用多级短吸收区结构,在短扩散长度条件下仍然可以有效地收集光生载流子,从而提高探测率。本论文对中波带间级联探测器从结构设计到器件的光电性能表征等方面进行了系统的研究,为带间级联探测器在高温和高速探测器方面的发展奠定了基础。

6.1 工作总结

本论文主要针对中波带间级联红外探测器进行研究,分别从结构设计、界面表征、器件制备与测试等方面对带间级联探测器进行了研究,验证了带间级联探测器在高工作温度下的性能优势,本论文总结如下:

(1) 利用傅里叶变换的方法推导了8带K·P方程的数值求解方法,利用MATLAB编写了8带K·P模型的求解程序。计算InAs/GaSb超晶格的能带结构,与文献报道的一致。随后利用该程序设计了中波带间级联探测器的InAs/GaAsSb吸收区、InAs/AlAsSb弛豫区和GaAsSb/AlAsSb隧穿区的能带结构。

(2) 在扩散限电流假设下,推导了带间级联探测器量子效率和探测率的表达式,分析了在不同扩散长度下,带间级联探测器响应率和探测率与不同吸收区厚度的关系。对于光电流匹配结构,计算了在不同扩散长度和不同级数下的吸收区厚度。对2级和3级带间级联探测器的变温响应率进行了测试和分析,采用了较厚的吸收区厚度,在220 K以上由于扩散长度降低量子效率开始下降,导致在300 K下探测率的降低。拟合得到在300 K下中波InAs/GaAsSb超晶格吸收区的扩散长度,根据拟合的扩散长度设计了高温工作的带间级联探测器结构。

(3) 根据设计的结构,生长了相应的带间级联探测器材料。对带间级联探测器材料进行了STEM研究,对带间级联探测器中吸收区、弛豫区和隧穿区的界面结构和组分分布进行了STEM的测试和分析。结合HRXRD结果,拟合得到InAs/GaAsSb超晶格、InAs/AlAsSb弛豫区和GaAsSb/AlAsSb隧穿区的原子组分分布,根据拟合结果计算的应力分布与GPA方法的基本相符。根据拟合的界面组分分布,改进了能带计算中的界面模型,在考虑界面后计算得到的超晶格截止

波长与测得的 PL 谱基本相符, 对不同 InAs 厚度的超晶格截止波长的计算结果也与实验结果相符。对弛豫区和隧穿区能带结构的计算揭示了其与吸收区之间的存在能带的不对准关系, 对带间级联探测器响应中出现的“开启电压”进行了解释。

(4) 制备了带间级联红外探测器, 采用正入射和背入射两种结构, 并对不同级数和吸收区厚度的带间级联探测器光电性能进行了比较。暗电流测试表面在 150 K 之上器件主要工作在扩散限下。对于一级带间级联探测器, 从 220 K 开始器件的响应率开始降低, 而十级器件在高温下响应率基本不变。在 300 K 下, 一级、三级、五级和十级正入射器件的探测率分别为: 4.5×10^8 、 4.9×10^8 、 7.6×10^8 、 $8.0 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

(5) 开展了带间级联红外焦平面探测器的初步研究, 面阵规模为 320×256 , 135 K 下积分时间为 1.7 ms, NETD 为 34.3 mK, 盲元率为 0.3%, 响应非均匀性为 8.8 %。对该焦平面器件进行了室内成像演示, 可以实现 145 K 温度下的清晰成像。

(6) 开展了集成浸没透镜红外探测器研究, 通过将背入射器件的 InAs 衬底加工成半球透镜, 来提高器件的光学响应。通过浸没透镜和减反膜的作用, 器件的响应率提高了 7.5 倍左右。集成了浸没透镜的十级带间级联探测器, 在 220 K 和 $5 \mu\text{m}$ 处的探测率达到了 $1.4 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, 300 K 下 $5 \mu\text{m}$ 处探测率达到了 $4.7 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。

(7) 对带间级联探测器的时间响应特性进行了测试和分析。对带间级联探测器进行了 2 级热电致冷封装, 在两级热电致冷下工作温度接近 240 K。在零偏下三级带间级联探测器的下降时间大于十级的下降时间, 器件的下降时间受光生载流子的扩散的影响, 通过加反偏减小光生载流子的扩散可以有效的减小器件的响应时间。-1.3 V 下十级带间级联探测器的上升时间为 0.28 ns, 下降时间为 0.51 ns。通过对比不同面积和不同偏压下器件的响应时间, 分析发现器件主要受 RC 时间常数的限制。

6.2 工作展望

本论文对带间级联探测器在高温和高速方面的研究方法取得了一定的进展, 但是仍然存在一些问题有待解决和改善:

(1) 对于带间级联探测器响应需要一定的开启电压的问题, 仅仅在双势垒的中波器件中进行了验证, 但是带间级联探测器的弛豫区比双势垒结构中的空穴势垒之间仍然存在一定的差别。因此考虑了界面后的弛豫区结构设计仍然需要在带间级联探测器中进行验证。

(2) 能带计算中没有考虑电子-声子相互作用、电子-光子相互作用、电荷相互作用, 仅仅得到了基本的能级位置信息。考虑到这些因素后, 同时可以将器件作为整体仿真可以得到更符合实际的理论仿真结果。

(3) 在 150 K 温度以下, 带间级联探测器的暗电流仍然会受到产生-复合电流的影响, 这说明了在带间级联结构中仍然有 PN 结的存在, 吸收区内仍然存在电场, 后续需要继续优化弛豫区的结构, 从而进一步减小产生-复合电流。

(4) 尽管制备的浸没透镜已经起到了提高响应的效果, 但是仍然没有达到理论上最大的提高效应, 响应的继续提高对透镜形状的提出了很高的要求, 需要对透镜加工过程进行优化。

(5) 响应时间的测试表明目前器件的响应时间主要受限于 RC 时间常数, 后续需要进行进一步分析寄生电容的来源, 并进一步消除这些这些因素。在寄生电容的影响降低后, 同时对测试方法进行进一步的优化, 从而得到带间级联探测器本身响应时间特性。

附录

附录 1. Kane 模型中微扰项推导

在 K·P 模型中, A 类态为导带 (S) 和价带 (X、Y、Z), 将 B 类态记为 r 类态 (remote band), r 类态满足如下关系 $|E_r - E_{cv}| \gg |E_c - E_v| = E_g$ 。利用 Lowdin 微扰理论可以推导得到 Kane 模型中的参数的表达式。导带和价带之间的动量算符的矩阵元可以用参数 P 表示:

$$P = -i \frac{\hbar}{m_0} \langle S | p_x | X \rangle \quad (\text{A.1})$$

r 类态对导带的二阶微扰项可以表示为:

$$A' = \frac{\hbar^2}{m_0^2} \sum_r \frac{|\langle S | p_x | u_r \rangle|^2}{E_c - E_r} \quad (\text{A.2})$$

其中 $\langle S | p_x | u_r \rangle$ 为导带和 r 类态之间的动量算符的矩阵元。对于价带的二阶微扰项, 将 r 类态按原子轨道的对称性分为 s (Γ_1), p (Γ_{12}) 和 d (Γ_{15}) 态。将价带和 r 类态的动量矩阵元表示为:

$$\begin{cases} G = \frac{\hbar^2}{2m_0^2} \sum_r \frac{|\langle X | p_x | u_r \rangle|^2}{E_v - E_r} \\ F' = \frac{\hbar^2}{m_0^2} \sum_r \frac{|\langle X | p_x | u_r \rangle|^2}{E_v - E_r} \\ H = \frac{\hbar^2}{2m_0^2} \sum_r \frac{|\langle X | p_x | u_r \rangle|^2}{E_v - E_r} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

G 、 F' 和 H 与 Kane 模型中价带参数间的关系为:

$$\begin{cases} M = H \\ L' = F' + 2G \\ N' = F' - G - H \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Kane 模型中考虑了自旋轨道相互作用, 自旋轨道作用的哈密顿量为:

$$H_{so} = \frac{\hbar^2}{4m_0^2 c^2} [\nabla V \times \mathbf{p}] \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{A.5})$$

自旋轨道分裂与动量矩阵元关系如下:

$$\frac{\Delta}{3} = -i \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} \langle X | (\nabla V_0 \times \mathbf{p})_y | Z \rangle \quad (\text{A.6})$$

附录 2. 能带计算中使用的材料参数

在能带计算中, 采用文献^[14]总结的参数, 另外对于 InAs 和 GaSb 的 Luttinger 参数, Livneh 等^[115]对 InAs/GaSb 超晶格的截止波长进行了拟合, 通过拟合对 InAs 和 GaSb 的 Luttinger 参数进行了优化, 在计算中我们也选用了这些参数。表 B.1 是在能带计算中使用的参数, 在能带拟合中都保持材料参数不变, 从而可以对比界面对能带结构的影响。

表 B.1 77K 下部分 III-V 族材料参数

Table B.1 Band structure parameters for III-V binary compounds at the temperature of 77 K

Parameter	InAs	GaSb	GaAs	InSb	AlSb	AlAs
$a_0(\text{\AA})$	6.052	6.085	5.645	6.472	6.130	5.655
$E_g(\text{eV})$	0.407	0.801	1.508	0.227	2.375	3.090
$VBO(\text{eV})$	0.0	0.56	-0.21	0.59	0.18	-0.74
$\Delta(\text{eV})$	0.380	0.760	0.341	0.810	0.676	0.280
$E_p(\text{eV})$	22.42	22.75	28.80	23.3	18.7	21.1
m_e^*	0.022	0.042	0.067	0.014	0.140	0.150
γ_1	20.00	11.87	6.98	34.8	5.18	3.76
γ_2	9.00	4.61	2.06	15.5	1.19	0.82
γ_3	9.16	4.99	2.93	16.5	1.97	1.42
$a_c(\text{eV})$	-5.08	-7.50	-7.17	-6.94	-4.50	-5.64
$a_v(\text{eV})$	-1.00	-0.80	-1.16	-0.36	-1.40	-2.47
$b(\text{eV})$	-1.8	-2.0	-2.0	-2.0	-1.4	-2.3
$c_{11}(\text{GPa})$	832.9	884.2	1221.0	684.7	876.9	1250.0
$c_{12}(\text{GPa})$	452.6	402.6	566.0	373.5	434.1	534.0

对于三元或四元化合物, 我们采用插值的方法得到其材料参数, 对于三元化合物 $A_{1-x}B_xC$, 其参数表示为:

$$G_{ABC} = (1-x)G_{AC} + xG_{BC} - x(1-x)C_{ABC} \quad (\text{B.1})$$

其中 G_{AC} 和 G_{BC} 是材料 AC 和 BC 的参数, C_{ABC} 是 bowing 参数, 四元化合物 $A_{1-x}B_xC_{1-y}D_y$ 可以用相应的三元化合物的参数通过插值得到:

$$G_{ABCD} = \frac{x(1-x)[(1-y)G_{ABD} + yG_{ABC}] + y(1-y)[xG_{ACD} + (1-x)G_{BCD}]}{x(1-x) + y(1-y)} \quad (\text{B.2})$$

三元化合物的 bowing 参数如表 B.2 所示。

表 B.1 77K 下部分 III-V 族三元化合物材料的 Bowing 参数

Table B.1 Bowing parameters for III-V ternary compounds at the temperature of 77 K

Parameter	GaInAs	InAsSb	GaInSb	GaAsSb	InAlAs	AlInSb	AlAsSb
$E_g(eV)$	0.477	0.67	0.415	1.43	0.70	0.43	0.8
$VBO(eV)$	-0.38	0	0	-1.06	-0.64	0	-1.71
$\Delta(eV)$	0.15	1.2	0.1	0.6	0.15	0.25	0.15
$E_p(eV)$	-1.48	0	0	0	-0.481	0	0
m_e^*	0.0091	0.035	0.0092	0	0.049	0	0

AlGaAs 和 AlGaSb 材料的 Bowing 参数与组分相关:

$$\begin{cases} C_{E_g}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = -0.127 + 1.310x \\ C_{E_g}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}) = -0.044 + 1.220x \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

在 HRXRD 拟合中, 由于测试是在室温下进行, 在拟合中使用材料在室温下的晶格常数, 如图表 B.3 所示。

表 B.3 室温下部分材料晶格参数

Table B.3 Lattice parameters for III-V binary compounds at room temperature

Parameter	InAs	GaSb	GaAs	InSb	AlSb	AlAs
$a_0(\text{\AA})$	6.058	6.096	5.653	6.479	6.136	5.661
ν	0.352	0.313	0.310	0.350	0.331	0.330

附录 3. 上升时间与带宽关系

如图 C.1 所示, 对于 RC 电路, 当电源电压首次打开时, 电荷在板上的积聚速率最高, 随着电压变大, 电荷积聚在电容板上的速率变慢。当 v_{out} 和 v_{in} 相等时, 电流停止通过。输出电压 v_{out} 和输入电压 v_{in} 之间有如下关系^[170]:

$$v_{out}(t) = v_{in}(1 - e^{-t/RC}) \quad (C.1)$$

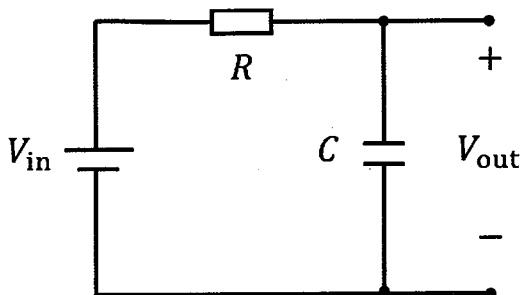


图 C.1 RC 电路简化模型

Figure C.1

假设 t_1 为输出信号达到 10% 对应的时间, t_2 为输出信号达到 90% 对应的时间, 根据式 (C.1) 可得到:

$$\begin{cases} v_{out}(t_1) = v_{in}(1 - e^{-t_1/RC}) = 0.1v_{in} \\ v_{out}(t_2) = v_{in}(1 - e^{-t_2/RC}) = 0.9v_{in} \end{cases} \quad (C.2)$$

上升时间表达式为:

$$t_R = t_2 - t_1 = -\ln(0.1)RC + \ln(0.9)RC \approx 2.2RC \quad (C.3)$$

相反, 如果对入射光强度进行正弦调制, 那么输出也将进行正弦调制。当入射光的频率小于某一个值时, 输出信号的幅度与频率无关, 直至达到一个频率上限, 超过该上限, 输出信号的幅度开始变小。RC 电路的频率响应关系为:

$$v_{out}(\omega) = v_{in}(\omega) \frac{1}{\sqrt{(\omega RC)^2 + 1}} \quad (C.4)$$

在频率测试中一般用 3dB 带宽表征探测器的频率响应特性, 3dB 带宽即输出信号降为最大值 0.707 时的带宽, 根据上式可得 3dB 带宽表达式为:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (C.5)$$

根据上升时间的表达式 (C.4), 3dB 带宽与上升时间有如下关系:

$$f_{3dB} = \frac{2.2}{2\pi t_R} = \frac{3.5}{t_R} \quad (C.6)$$