



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器研究

作者姓名: 何玮

指导教师: 龚海梅 研究员 邵秀梅 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

2020 年 6 月

**Research on the High Quantum Efficiency Broadband Vis-
SWIR InGaAs 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-State Electronics**

By

He Wei

Supervisor: Professor Gong Haimei

Professor Shao Xiumei

**Shanghai institute of technical physics,
Chinese Academy of Sciences**

June 2020

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：

日 期：

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內容，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：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

目前主流的微光夜视装置主要装配超二代、三代像增强器以及 Si 基器件，在可见-近红外波段具有很高的灵敏度，但其光谱与大气辉光的短波红外不匹配，在无月光夜晚存在局限性。室温工作的 InGaAs 焦平面探测器在短波红外波段具有高灵敏度，将 InGaAs 探测器的光谱响应范围向可见波段拓展，实现可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器，有望成为下一代微光成像装备的理想选择。本论文面向微光夜视的应用需求，主要研究了高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器的研制方法和不同种类 InGaAs 探测器的增透方法。

针对微光夜视环境高质量成像的应用需求，本文首先详细介绍了 InGaAs 探测器的量子效率模型和测试方法，重点分析了影响宽光谱 InGaAs 探测器量子效率的关键因素：吸收层浓度、吸收层厚度以及接触层厚度。根据 Silvaco 软件模拟结果，创新性地提出了~10 nm 厚度超薄接触层的 InGaAs 焦平面探测器器件结构。对 DCA 设备生长的该新型 InGaAs 外延材料进行了部分表征，如扫描电子显微镜 (SEM)、室温光致发光 (PL) 谱以及 X 射线衍射 (XRD) 分析等，为制备高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器提供基础。

~10 nm 厚度超薄接触层的精确控制是实现高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器的关键。根据量子效率分析和结构设计，本文进一步探索了制备高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 焦平面探测器的关键工艺及各工艺对器件性能的影响。研究了不同扩散条件下器件的 I-V 特性曲线，探索了可见拓展工艺对焦平面的暗噪声和暗电流的影响，分析了引起器件暗噪声和暗电流变化的原因。提出了采用感应耦合等离子体 (ICP) 刻蚀技术实现超薄接触层的精确控制，并成功制备了~10 nm 接触层厚度的 160×120 元宽光谱 InGaAs 焦平面器件，获得了从可见到短波红外波段 (0.5 μm – 1.7 μm) 整体量子效率超过 60% 的宽光谱高量子效率水平，验证了设计的合理性和实验方法的可行性。

为了进一步提升器件量子效率，本文探索了可见-短波红外宽光谱 InGaAs 焦平面探测器的层状增透膜参数。本论文首先从麦克斯韦方程组出发求解电磁场，详细阐述了多层介质膜的等效原理。结合宽光谱 InGaAs 探测器的结构参数，采用 Tfc 模拟软件设计并优化了多层膜参数。利用磁控溅射低温生长技术，研究了

基于 InP 衬底的多层增透膜的抗反射效果。并且将传统介质膜增透技术应用于基于刻蚀绒面的 160×120 元宽光谱 InGaAs 焦平面探测器模块，其膜层分别为单层 ($\text{SiO}_2 = 107 \text{ nm}$) 和双层 ($\text{ZnS}/\text{SiO}_2 = 44 \text{ nm}/127 \text{ nm}$) 介质膜。对比了增透前后 InGaAs 焦平面探测器表面反射率和电流响应率的变化。结果显示，增透后的 InGaAs 焦平面电流响应率出现了明显的提升。以 1500 nm 处为例，单层增透膜增透前后焦平面的响应率分别为 0.71 A/W 和 0.87 A/W ，双层增透膜增透前后响应率由 0.83 A/W 提升至 1.15 A/W ，最终实现了量子效率高达 $66.23 \% @ 600 \text{ nm}$ 、 $95.91 \% @ 900 \text{ nm}$ 、 $95.18 \% @ 1500 \text{ nm}$ 的宽光谱可见-短波红外 InGaAs 探测器。

三维全介质材料亚波长结构具有高的集成度和优异的增透效果，为提升器件量子效率提供了新的增透方法。针对可见-短波红外宽光谱 InGaAs 焦平面探测器，提出了采用折射率梯度渐变的纳米锥增透方法，采用 FDTD Solutions 优化了 SiN_x 纳米锥结构尺寸，获得了在 $0.4 \mu\text{m} - 1.7 \mu\text{m}$ 宽光谱范围内平均反射率低至 5.4% 的增透效果，并探索了纳米锥制备方法，提出了采用二次刻蚀实现纳米锥的形貌调控。针对传统平面型 InGaAs 焦平面探测器设计了一种亚波长 InP 纳米柱阵列结构，采用 FDTD Solutions 软件，模拟了不同结构尺寸对反射率的影响。通过多次优化，发现 InP 纳米柱的周期为 600 nm 、边长为 360 nm ，高度为 200 nm 时，InGaAs 焦平面探测器的反射率最低，在 $900 \text{ nm} - 1700 \text{ nm}$ 之间平均反射率低至 3.07% 。结合 Mie 理论散射模型，分析了 InP 纳米柱阵列宽波段广角度增透的物理机制。对比了不同的微纳结构制备工艺，最终采用电子束曝光 (EBL) 技术和感应耦合等离子体 (ICP) 刻蚀技术，制备了表面集成 InP 纳米柱的 160×120 元 InGaAs 焦平面探测器。并对其焦平面性能进行测试，对比了有无 InP 纳米柱阵列的信号电压与量子效率。结果显示，表面集成 InP 纳米柱阵列后，InGaAs 焦平面探测器的量子效率分别为 $44.5 \% @ 1200 \text{ nm}$ 、 $88.0 \% @ 1500 \text{ nm}$ 、 $90.8 \% @ 1600 \text{ nm}$ ，与没有结构相比，分别增加了 3.6% 、 11.2% 、 15.0% 。

关键词：短波红外，InGaAs 焦平面，宽光谱，量子效率，增透

Abstract

Recently, the mainstream low-light night vision devices are mainly equipped with super second-generation and third-generation image intensifiers, as well as Si-based devices for their high sensitivity in the visible-near infrared (Vis-NIR) spectrum. However, their respond spectrums cannot match with the short-wave infrared (SWIR) band of the atmospheric glow, which make it limited in moonless nights. The visible extended InGaAs focal plane arrays (Vis-InGaAs FPAs) working at room temperature has high sensitivity in the SWIR spectrum, which is expected to become an ideal choice of the next generation of low-light imaging equipment. In this work, the methods of fabricating high quantum efficiency broadband Vis-InGaAs FPAs and different types of anti-reflection coatings have been studied to satisfy the requirement of the night vision imaging.

To improve the quality of imaging in low-light night vision environment, the model of quantum efficiency and the system of the measurement were introduced in detail firstly. The key factors affecting the QE of the broadband InGaAs detector are the concentration of absorption layer, the thickness of absorption layer and the thickness of InP contact layer. They were mainly analyzed in this paper. Based on the simulation results of Silvaco software, a structure of the InGaAs FPA with ultrathin contact layer thickness of ~ 10 nm was innovatively proposed. The novel InGaAs epitaxial material grown by DCA equipment was partially characterized, such as Scanning Electron Microscope (SEM), Photoluminescence Spectroscopy (PL) and X-ray diffraction (XRD) analysis, etc., which provided for the preparation of high quantum efficiency broadband Vis-InGaAs detector.

The critical process of fabricating Vis-InGaAs FPAs is precise thinning of ~ 10 nm-thick InP contact layer. According to the analysis of the QE and the design of the

detector structure, the key technologies to produce broadband Vis-InGaAs FPAs with high QE were explored further. The I-V characteristic curves of the detectors in different diffusion conditions were studied. The influence of the visible extension on the dark noise and dark current was explored, and the reasons behind these phenomenons were analyzed. A 160×120 broadband InGaAs FPA detector with a ~ 10 nm contact layer was prepared by using the inductively coupled plasma (ICP) etching technique to control the ultra-thin contact layer. A high QE of $> 60\%$ over the Vis-SWIR spectrum ($0.5 \mu\text{m}$ - $1.7 \mu\text{m}$) has been achieved finally, which verified the rationality of the design and the feasibility of the experimental method.

In order to further improve the quantum efficiency of the device, the laminar anti-reflection coatings of the Vis-SWIR InGaAs FPA were explored in this paper. Based on Maxwell's equations, the equivalent principle of multilayer films was described in detail. The parameters of the multilayer films were designed and optimized by the Tfc simulation software combined with the structure parameters of the Vis-SWIR InGaAs detectors. The anti-reflection effect of multilayer anti-reflection films deposited on InP substrate by magnetron sputtering low temperature growth technique was also studied. Moreover, this anti-reflection technology was applied to the 160×120 Vis-SWIR InGaAs FPA detector modules based on etched surface. The films were respectively single layer ($\text{SiO}_2 = 107 \text{ nm}$) and double layers ($\text{ZnS}/\text{SiO}_2 = 44 \text{ nm}/127 \text{ nm}$). The changes of surface reflectance and current response of InGaAs FPA detectors before and after depositing anti-reflection films were compared, which showed the QE of the latter improved obviously. For example, the responsibility of the Vis-InGaAs FPA coated with ZnS/SiO₂ bilayer was increased from 0.83 A/W to 1.15 A/W at wavelength of 1500 nm. Benefiting from the anti-reflection coatings, high quantum efficiencies of 66.23 % @ 600 nm, 95.91 % @ 900 nm and 95.18 % @ 1500 nm has been achieved.

The subwavelength structure of three-dimensional all-dielectric material had a high integration degree and excellent anti-reflection effect, which provided a new anti-reflection method for improving the quantum efficiency of devices. In this paper, the refractive index gradient method was proposed for the Vis-SWIR InGaAs FPAs. The

structure size of the SiN_x nano-cone was optimized by using FDTD Solutions, and the a mean reflectance of 5.4% within the full working spectrum of 0.4 μm -1.7 μm was obtained. Besides, the preparation method of nano-cone was also explored, and the morphology regulation of the nano-cone was realized by the second etching method. Besides, a s column-shaped nanoarray (CLNA) was designed for the traditional planar InGaAs FPA. FDTD Solutions software was used to simulate the influence of different size structures on reflectivity. After several optimizations, it was found that when the period of InP nanometer column was 600 nm, the side length was 360 nm, and the height was 200 nm, the reflectivity of InGaAs FPA detector was the lowest, with an average reflectivity as low as 3.07 % between 900 nm and 1700 nm. Combining with Mie scattering model, the physical mechanism of InP nanometer column array was analyzed. Comparing the different preparation technology, the 160 \times 120 InGaAs FPA detector integrated with InP CLNA was manufactured using electron beam lithography (EBL) and inductively coupled plasma (ICP) etching technology. The performance of the signal voltage and the QE was tested and compared between the FPA with and without InP CLNAs. It was shown that the QE of the InGaAs FPA with InP CLNAs reached @1200 nm, 88.0 % @1500 nm and 90.8 % @1600 nm, respectively, which increased by 3.6 %, 11.2 % and 15.0 % compared with the FPA without nano structure.

Key words: Short-wave infrared, InGaAs focal plane array, wide spectrum, quantum efficiency, anti-reflection.

目录

第 1 章 引言.....	1
1.1 红外探测器及其发展趋势	1
1.2 InGaAs 探测器的研究进展.....	3
1.2.1 InGaAs 探测器的研究进展及其发展方向.....	4
1.2.2 可见-短波红外 InGaAs 探测器的研究进展	7
1.3 宽光谱广角度增透研究	14
1.3.1 传统层状介质膜增透研究	14
1.3.2 梯度渐变介质增透研究	16
1.3.3 全介质材料亚波长结构增透研究	18
1.4 本论文的研究目的和主要内容	21
第 2 章 宽光谱 InGaAs 探测器设计模拟.....	23
2.1 引言	23
2.2 量子效率模型	23
2.2.1 量子效率理论模型	23
2.2.2 量子效率测试方法	25
2.3 材料结构对量子效率的影响	27
2.3.1 InGaAs 探测器材料结构介绍.....	27
2.3.2 吸收层浓度与厚度对量子效率的影响	29
2.3.3 接触层厚度对量子效率的影响	30
2.4 宽光谱 InGaAs 探测器材料结构与表征.....	34
2.5 小结	36
第 3 章 宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺与焦平面验证.....	37
3.1 引言	37
3.2 InGaAs 探测器物理模型.....	38
3.2.1 暗电流模型	38

3.2.2 噪声模型	41
3.3 宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺.....	42
3.3.1 扩散工艺	42
3.3.2 衬底剥离工艺	47
3.3.3 接触层精确减薄工艺	50
3.4 宽光谱 InGaAs 焦平面器件验证.....	54
3.4.1 宽光谱 InGaAs 探测器的制备流程.....	54
3.4.2 宽光谱 InGaAs 探测器性能分析.....	56
3.5 小结	61
第 4 章 宽光谱广角度增透研究	65
4.1 引言	65
4.2 层状介质膜增透研究	65
4.2.1 单层增透膜原理	65
4.2.2 多层增透膜原理	66
4.3 层状介质膜增透设计与单项实验	71
4.3.1 宽光谱 InGaAs 探测器膜层设计.....	71
4.3.2 InP 衬底增透单项实验	72
4.4 基于绒面层状介质膜的 InGaAs 焦平面增透研究.....	73
4.5 小结	74
第 5 章 全介质材料亚波长结构增透研究	77
5.1 引言	77
5.2 亚波长结构增透机制	77
5.2.1 梯度渐变纳米锥增透原理	77
5.2.2 Mie 共振原理.....	79
5.2.3 FDTD 仿真原理.....	83
5.2.4 AFM 测试原理.....	84
5.3 亚波长结构制备工艺	85
5.3.1 纳米压印光刻技术	86
5.3.2 电子束光刻技术	88
5.3.3 胶体晶粒光刻技术	90
5.4 梯度渐变纳米锥增透研究	91

5.4.1 纳米锥增透效果模拟	91
5.4.2 纳米锥制备工艺探索	93
5.5 InP 纳米柱阵列增透研究	96
5.5.1 增透机制研究	96
5.5.2 InP 纳米柱结构尺寸优化	100
5.5.3 InP 纳米柱阵列制备工艺探索	102
5.5.4 表面集成 InP 纳米柱阵列的 InGaAs 探测器制备	106
5.6 小结	108
第 6 章 全文总结与展望	109
6.1 全文小结	109
6.2 后期展望	110
参考文献	113
致 谢	121
作者简介及攻读学位期间发表的学术论文及科研成果	123

第 1 章 引言

1.1 红外探测器及其发展趋势

温度在绝对零度 (-273°C) 以上的物体可以源源不断地发射电磁波, 这种波长处于 $0.75\ \mu\text{m} - 1000\ \mu\text{m}$ 之间的电磁波属于红外辐射[1]。最初红外辐射的发现起源于英国科学家 William Herschel[2], 随后业界内出现了大量的红外探测器, 如热探测器、光电导探测器、光伏探测器、光电磁探测器以及量子阱、超晶格探测器等。图 1.1 给出了红外探测器的发展历程[3], 从第一代波长单一、制冷环境下工作以及器件量子效率较低, 逐渐发展为以碲镉汞为代表的第三代红外探测器。

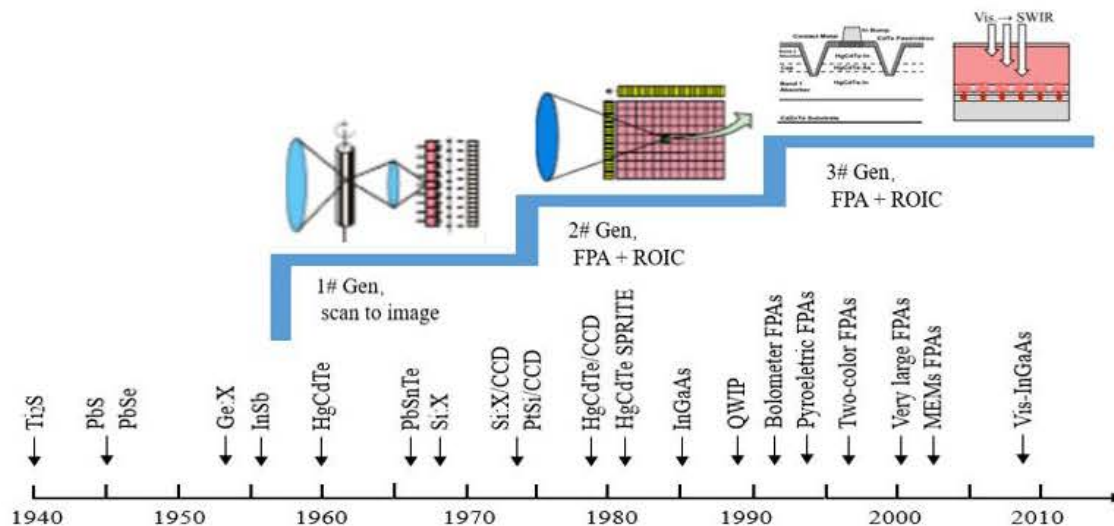


图 1.1 红外探测器的发展历程[3]

Fig 1.1 The development of infrared detector. [3]

目前, 国际上对第三代红外探测技术没有一个明确的定义, 波兰 Rogalski 对第三代红外探测器的性能进行了一个大致性的总结。

1) 具有百万像素以上的高性能单波段探测器

短波红外波段, 以 InGaAs 探测器为代表, 目前大多数公司如美国 FLIR 公司[4]、Judson 公司[5]、以色列 SCD 公司[6]、比利时 XenICs 公司[7]以及美国 Sensors Unlimited 公司等都已经实现了 $1\text{k}\times 1\text{k}$ 以上规模的面阵产品化。像元中心距低达 $10\ \mu\text{m}$, 美国 Teledyne 公司的 1280×1024 焦平面的零偏压附近暗电流密

度为 $2 \text{ nA/cm}^2 @ 25^\circ\text{C}$ ，室温下探测率高达 $10^{14} \text{ cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ [8]。2018 年，美国 SUI 公司的 InGaAs 探测器规模更是达到了单片 $4\text{k} \times 4\text{k}$ 面阵。中波红外波段 InSb 探测器的最大焦平面规模已经达到 $2\text{k} \times 2\text{k}$ [9]。30K 时它的读出噪声为 2.4 e^- ，暗电流密度低至 $0.01 \text{ e}^-/\text{s}$ ，具有高可靠性、高量子效率等特点。

2) 具有多波段探测功能的焦平面探测器

多波段红外探测器是指同一个探测器可以实现多个波段的探测，它可以同时对目标的多个红外光谱强度进行采集、处理及合并，从而使得复杂物体的图像更为清晰。作为第三代红外焦平面探测器，多波段红外探测器具有高分辨率、高集成度、微型化等特点。目前，国际公认的实现双色或多色探测器的方法主要是改变材料结构实现多色探测，代表性的材料主要分为四大类，即碲镉汞、量子阱、量子点以及二类超晶格材料。

目前发展最为成熟的多色探测器材料是碲镉汞 (HgCdTe) 材料。它主要是通过调节 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 中 Cd 组分 x 的大小，达到控制其材料禁带宽度的大小，探测波段可以遍及短波红外 ($1\sim 3 \mu\text{m}$)、中波红外 ($3\sim 5 \mu\text{m}$)、长波红外 ($8\sim 14 \mu\text{m}$) 乃至甚长波红外 ($14\sim 30 \mu\text{m}$)。探测器结构也主要以纵向叠层生长的背对背的 pn 结构为主[10-12]。

量子阱 (QWIP) 红外探测技术主要是基于成熟的 GaAs 生长技术发展而来，它具有工艺成熟、成本低、响应波长范围大等特点。目前为止，实现多色量子阱红外探测器的形式主要有三种：一是基于 Kock 等人研制第一台双色 GaAs/AlGaAs QWIP 的思想[13]，将不同波长响应的 QWIP 层叠在同一个基板上，然后将分隔各 QWIP 的传导层用多条引线引出，实现多路寻址多色 QWIP；二是 Liu 等人提出的方法 [14]，将普通的单色 QWIP 层叠在一起，并由重掺杂薄层分别隔开，依靠器件暗电流 - 电压特性的高度非线性及指数特性实现可协调性[3]。三是 Martinet[15, 16]等人提出的束缚-连续态、束缚-扩展态跃迁的非对称阶梯式多量子阱结构。

II 类超晶格材料也是基于 III - V 族材料生长技术发展而来，其应变超晶格 (SLS) 器件被公认为唯一可以超过体碲镉汞的红外探测器材料。目前为止，主要分为 $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x/\text{InSb}$ [17] 和 $\text{InAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ [18] 体系。SLS 超晶格也是通过改变

组分、厚度以及界面的应变来达到调节类似材料“禁带宽度”的效果[19]，从而实现从短波到甚长波的多色红外探测的能力。图 1.2 给出了碲镉汞、量子阱以及 II 类超晶格材料制备的多色探测器的响应光谱[12,20,21]。

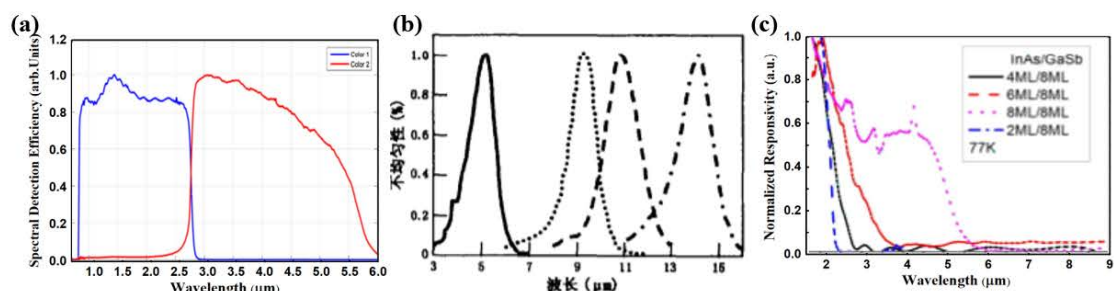


图 1.2 不同材料多色探测器的响应光谱：(a) 碲镉汞[12]；(b) 量子阱[20]；(c) 二类超晶格[21]

Fig.1.2 Response spectra of the multi-color detectors with different materials: (a) HgCdTe, (b) quantum well, (c) type-II superlattices.

对于单色材料来说，不能直接通过调节组分实现多色探测，但是为了实现高质量成像，人们通常采用波长拓展或多个薄膜探测器异质集成的方式，来实现宽光谱探测。

1.2 InGaAs 探测器的研究进展

由于 H_2O 、 CO_2 及其它众多含水物质在短波红外波段（1 – 3 μm ）具有四个重要的吸收区域：1.1 μm 、1.4 μm 、1.9 μm 以及 2.7 μm ，如图 1.3 所示[22]，短波红外成像引起了业界大量的关注。在短波红外波段，目前主要依赖于 II-VI 和 III-V 族半导体材料体系。II-VI 族具有代表性的 HgCdTe，目前可以成功应用于短波红外波段，但是存在成本较高、需要在低温下工作等局限性。在 III-V 族材料体系中，四元系锑化材料（InAsPSb 和 InGaAsSb）和三元 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料也可以很好的覆盖短波红外波段。理论上，锑化物体系探测器不受限制，但实际生产过程中存在对含 Sb 材料的处理问题[22]。相比较，InP 基三元 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料具有非制冷室温工作、探测率高、均匀性好等优点，有利于实现小型化、低功耗、高可靠性的红外系统，因而在环境监测、安全防卫、航天遥感等领域得到了广泛的应用[23-25]。

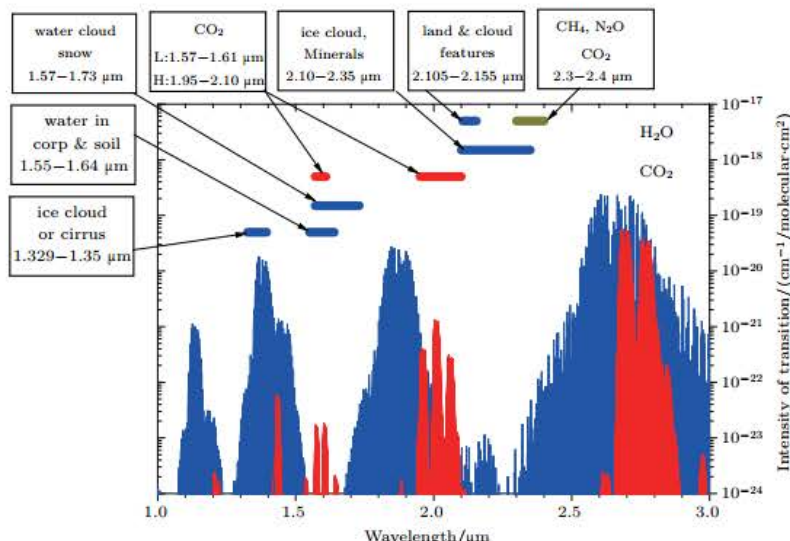


图 1.3 短波红外波段的光谱特征[22]

Fig.1.3 Spectral features of SWIR band. [22]

1.2.1 InGaAs 探测器的研究进展及其发展方向

晶格匹配的 InGaAs 探测器最初发展起源于七十年代, Pearsall 和 Hopson 等人为了实现光纤通讯采用液相外延 (LPE) 生长了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料, 发现 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 与 InP 衬底晶格可以很好地匹配, 室温下禁带宽度为 0.75eV, 制备的探测器响应光谱范围为 1.0~1.7 μm [26, 27]。光纤通讯的进一步发展以及应用场景的多样化, 加速了 InGaAs 探测器的发展。

2007 年, Onat 等人[28]针对微光成像识别, 制备了中心距为 20 μm 的 640×512 低噪声焦平面探测器, 它的读出噪声低于 10 e^- , 在 12.3°C、-100 mV 偏压下暗电流密度小于 2 nA/cm^2 。该探测器可以识别 0.5 mlux 照度下 100 m 位置的人影, 但是无法清晰识别人体的具体信息。

为了进一步提升微光成像质量, 2010 年, MacDougal 等人[29]在优化器件结构和改进制备工艺的基础上, 使用相关双采样 (CDS) 来进一步降低焦平面噪声。测试结果显示, 在 7°C 零偏附近, 20 μm 中心距的 640×512 焦平面暗电流密度不到 1 nA/cm^2 , 15 μm 中心距的焦平面暗电流密度也可以达到 1.5 nA/cm^2 以下。

2012 年 Hood 等人对 FLIR 公司的最新研究进展进行了报道, 在焦平面中心距保持在 15 μm 基础上, 焦平面规模从 640×512 迅速增加到 1920×1080 [4]。在温度为 10°C 时, 高频增益下, 它的读出噪声 < 30 e^- , 在中频和低频增益下, 其

读出噪声分别为 $< 70 e^-$ 和 $< 200 e^-$ 。在温度为 20°C 时，它的读出噪声为 $22 e^-$ ，并且具有良好的线性度。在 20°C 温度下，它的零偏压附近暗电流密度为 2.95 nA/cm^2 。

由于 InGaAs 探测器在微光成像领域具有重要的应用前景，国内外还有众多的研究机构都在发展 InGaAs 材料和器件。国际上处于领先地位的美国 Judson 公司 2014 年报道的 1024×1280 InGaAs / InP 探测器，其中心距达到 $12.5 \mu\text{m}$ 。在 25°C 下，零偏压附近暗电流密度可以控制在 2.0 nA/cm^2 。目前，他们已经开始研制中心距小于 $10 \mu\text{m}$ 的焦平面探测器。其中中心距为 $8 \mu\text{m}$ 的器件零偏压附近暗电流密度可以达到 9.7 nA/cm^2 。随着中心距逐渐减小，暗电流密度逐渐增加。中心距分别为 $6 \mu\text{m}$ 和 $5 \mu\text{m}$ 器件的室温零偏压附近暗电流密度分别为 10.3 nA/cm^2 和 13.8 nA/cm^2 [5, 30]。

法国 III-V 实验室 2015 年公开报道了不同像元尺寸的暗电流水平，室温下在反偏压为 0.2 V 时， $\Phi = 6 \mu\text{m}$ 像元的暗电流为 11 fA ， $\Phi = 4 \mu\text{m}$ 像元的暗电流为 7 fA 。SNAKE SW 640×512 的有效像元率更是高达 99.9% [31]。

2016 年，以色列 SCD 公司 SXGA 产品实现了中心距为 $10 \mu\text{m}$ 的 1280×1024 焦平面阵列，它的响应光谱可以延伸至可见波段， 280K 零偏压附近的平均暗电流为 0.5 fA ， 1550 nm 处的量子效率超高 80% ，有效像元比例超过 99.5% [6]。同年，土耳其公开报道的 MT12815CA-3G 产品规模也达到了 $1\text{k} \times 1\text{k}$ ，中心距为 $15 \mu\text{m}$ [32]。国内上海微系统与信息技术研究所、昆明物理研究所、中国电子科技集团 44 所以及上海技术物理研究所也出现了大量的 InGaAs 产品。其中上海技术物理研究所研制的 320×256 、 640×512 以及 1024×128 多种规格的 InGaAs 焦平面，室温零偏压附近的暗电流密度可以达到 5 nA/cm^2 [33, 34]。图 1.4 为目前报道的国际上较为领先的部分研究机构的 InGaAs / InP 探测器焦平面代表性产品规格。由此可见，实现高性能、小像元、大面阵是 InGaAs 探测器的一个重要发展趋势。

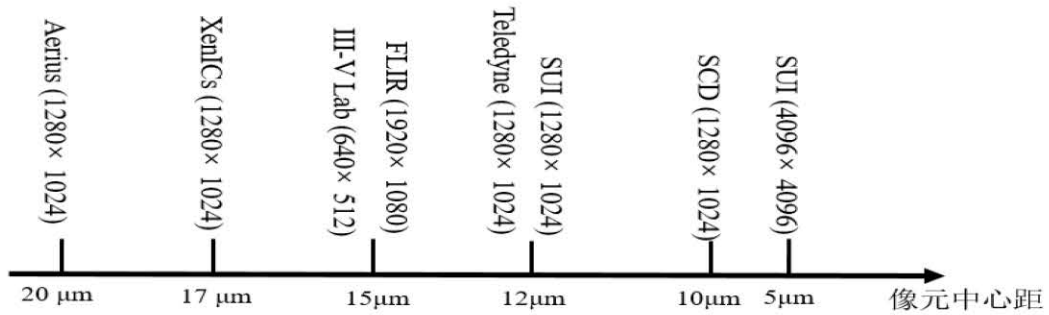


图 1.4 国际上代表性机构的 InGaAs 焦平面规格

Fig 1.4 Typical sizes of the InGaAs focal plane array for some international representative institutions.

除此之外，随着第三代红外探测器的发展趋势，实现双波段或宽光谱探测也是 InGaAs 探测器发展的另一个重要方向。晶格匹配的 InGaAs 探测器的探测波段范围是 0.9 - 1.7 μm，波长拓展的两个方向是向可见波段拓展和向长波方向延伸。图 1.5 (a) 为 In_xGa_{1-x}As 材料的能带结构示意图。可以看到 InGaAs 材料为直接带隙半导体，其 X、L、Γ 能谷会随着 In 组分 x 的变化而发生变化。In_xGa_{1-x}As 禁带宽度可以通过计算得到：

$$E_g = xE_{gInAs} + (1 - x)E_{gGaAs} - Cx(1 - x) \quad \dots (1.1)$$

C 为不同能谷对应的弯曲常数。图 1.5 (b) 为不同截止波长 InGaAs 探测器所对应的响应光谱。

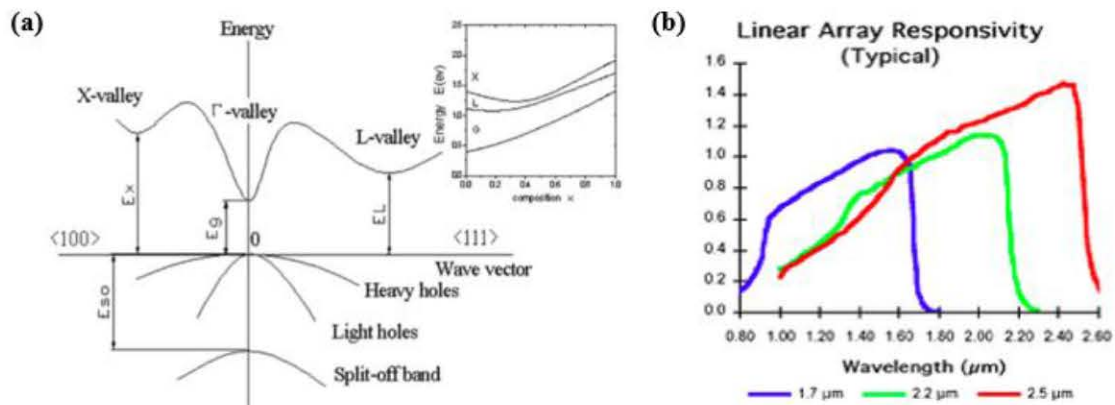


图 1.5 (a) In_xGa_{1-x}As 材料的能带结构；(b) 不同截止波长 InGaAs 探测器所对应的响应光谱

[35]

Fig.1.5 (a) Energy band structure of the In_xGa_{1-x}As material, (b) Response spectra of InGaAs detectors with different cutoff wavelengths. [35]

业界通过改变 In 组分，实现了多种不同截止波长的 InGaAs 探测器。2001

年, 延伸波长 InGaAs 探测器首次被应用到 ESA ENVISAT 环境卫星上 [36]。它是一个 1024×1 的线性阵列, 像元尺寸是 $25 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ 。读出电路采用 4 个通道, 分别采用材料 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 、 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ 、 $\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}$ 、 $\text{In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}$, 涵盖了 1000 - 1590 nm、1590 - 1770 nm、1940 - 2040 nm、2265 - 2380 nm 多个波段。

后来, 其它研究机构也成功制备了延伸波长 InGaAs 探测器器件。如 Judson 公司的 $2.6 \mu\text{m}$ InGaAs 探测器的峰值量子效率可以达到 80%。室温下, 响应波段为 1.6 - $2.6 \mu\text{m}$, 在 $-65 \text{ }^\circ\text{C}$, 其响应波段为 1.5 - $2.5 \mu\text{m}$ [37]。中科院上海技术物理研究所也出现了 256×1 元的线性阵列, 随后又出现了一系列 64×64 元和 512×256 元焦平面产品, 截止波长包含了 $2.4 \mu\text{m}$ 、 $2.6 \mu\text{m}$ 等多个波段。上海技术物理研究所制备的截止波长 $2.6 \mu\text{m}$ 的 10×10 面阵, 中心距达到 $10 \mu\text{m}$, 像元面积 $9 \times 9 \mu\text{m}^2$, 在 -10 mV 下, 室温和 22 K 的暗电流密度分别为 0.45 nA 和 0.5 pA[38]。目前他们报导的截止波长为 $2.5 \mu\text{m}$ 的 512×256 、 1024×128 元 InGaAs 探测器电流密度更是低至 $10 \text{ nA/cm}^2 @ 200 \text{ K}$ 。

宽光谱 InGaAs 探测器的另一个拓展方向: 向可见波段拓展将在下一节 1.2.2 中进行展开介绍。

1.2.2 可见-短波红外 InGaAs 探测器的研究进展

1.2.2.1 研究背景与意义

在夜暗环境中存在的月光、大气辉光、星光等夜天光, 能量主要集中在可见-短波红外波段 ($0.4 \sim 1.7 \mu\text{m}$)。目前, 国际上主流的微光夜视仪主要装备超二代和三代像增强器, 其光电阴极材料限制了光谱范围主要在 $0.7 \mu\text{m} \sim 0.9 \mu\text{m}$ [39], 与大气辉光不匹配 (图 1.6[40]), 因而在无月光的夜晚存在严重局限性。因此为了实现微光夜视环境的高质量成像, 发展可见-短波红外宽波段 InGaAs 焦平面探测器成为短波红外技术的另一个研究热点。

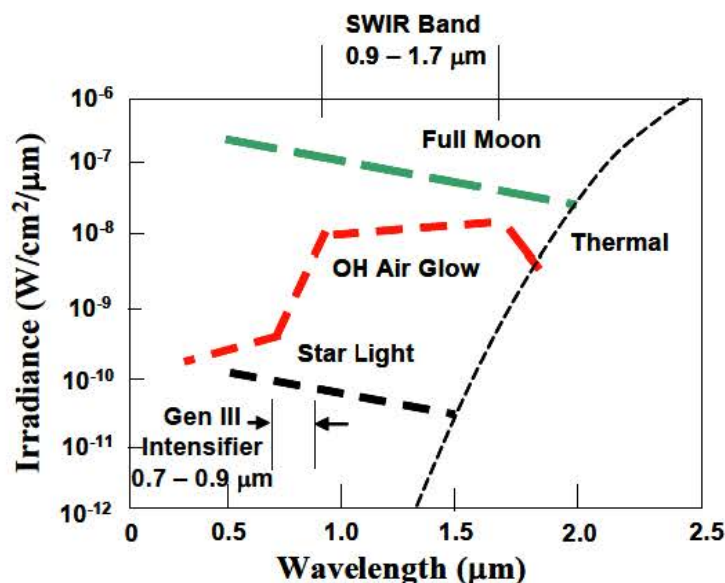


图 1.6 三代像增强器及夜空光谱辐射亮度曲线示意图[40]

Fig.1.6 Schematic diagram of the third generation image intensifier and spectral luminance curves of the night sky. [40]

实现一种全固态化的微光夜视探测器组件,其光谱响应范围可以从可见到短波红外,实现与夜天光良好匹配,是 InGaAs 探测器可见拓展的发展方向。美国 Sensors Unlimited 公司和法国 III-V 实验室先后提出采用衬底移除方法实现 InGaAs 探测器可见拓展。国内北方夜视集团和上海技术物理研究所杨波等人相继采用此方法进行了实验验证,结果显示 InGaAs 焦平面探测器可见波段量子效率仍然较低 ($<10\% @ 500 \text{ nm}$) [41]。因此,实现可见波段量子效率的大幅提升是 InGaAs 焦平面探测器可见拓展的技术瓶颈。

实现高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器,将新型可见-短波红外宽光谱全固态 InGaAs 探测器推向微光夜视应用,对于实现微光夜视成像技术集成化、小型化具有重要意义,在枪瞄、夜视望远镜等方面存在重大应用需求。

1.2.2.2 技术手段

最早的 InGaAs 探测器可见拓展技术出现于 1999 年,Marshall J. Cohen 等人提出通过在 InGaAs 吸收层下添加一个厚度小于 $0.3 \mu\text{m}$ 的公共接触层,然后等 InGaAs 焦平面探测器制备完成后,采用 $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4 (3:1)$ 混合液和酒石酸溶液分别去除 InP 衬底和 InGaAs 刻蚀阻挡层,如图 1.7 所示[42]。衬底剥离后新型 InGaAs 探测器厚度只有 $4.3 \mu\text{m}$,如图 1.7 (c) 所示。

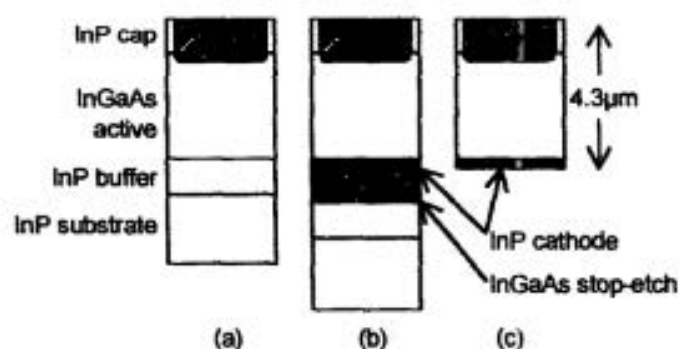


图 1.7 (a) 标准 InGaAs 探测器材料结构; (b) 可见拓展 InGaAs 外延层材料结构; (c) 可见拓展 InGaAs 探测器结构[42]

Fig.1.7 (a) Epitaxial structure of the standard InGaAs photodiode array, (b) epitaxial structure of the Vis- InGaAs photodiode array, (c) the device structure the Vis- InGaAs photodiode array.[42]

除衬底剥离技术外, Laxmy Menon 等人[43]在 SOI 硅片上制备了三色硅基探测器, 用 PDMS 印章将单元器件转移到 InP 衬底上, 利用 Cr/Au 形成电路, 用 HD4104 聚酰亚胺隔离各层互连电路。单元器件的尺寸为 $100\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$, 硅探测器和 InGaAs 探测器的厚度分别为 $6.5\ \mu\text{m}$ 和 $2.56\ \mu\text{m}$, 如图 1.8 所示。图 1.8 (a) 为硅基探测器的响应光谱, 图 1.8 (b) 为 InGaAs 探测器的响应光谱。

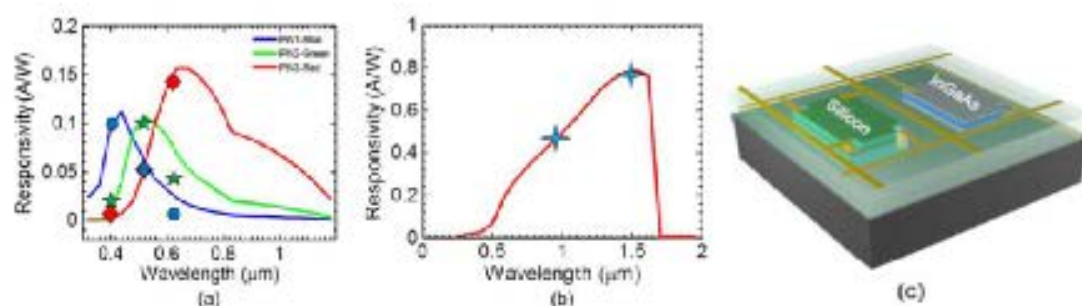


图 1.8 异质集成 InGaAs 和 Si 薄膜探测器[43] (a) Si 探测器响应率模拟图 (b) InGaAs 响应率模拟图 (c) 结构示意图

Fig.1.8 Heterogeneously Integrated InGaAs and Si Membrane Four-Color Photodiode Arrays.[48] Simulated (solid lines) and measured (symbols) responsivity for (a) silicon and (b) InGaAs, (c) Schematics.

表 1.1 分别为上述硅探测器和 InGaAs 探测器的具体材料参数, 其中 InGaAs 探测器帽层 InP 厚度为 $80\ \text{nm}$, 吸收层厚度为 $2000\ \text{nm}$, 光谱响应范围在 $0.5 - 1.55\ \mu\text{m}$, 该器件可以实现可见、短波红外三色探测, 但整体需要两组电路去匹配, 系统庞大。

表 1.1 硅探测器和 InGaAs 探测器的具体材料结构[43]

Table 1.1 Structure of (a) SOI and (b) InGaAs Used for Simulation and Fabrication. [43]

Material	Thickness	Doping	Concentration	Material	Thickness	Doping	Concentration
Si	0.2 μm	n+	1E18 cm^{-3}	In _{0.53} Ga _{0.47} As	80 nm	p	Mid E19 cm^{-3}
Si	0.4 μm	p+	1E18 cm^{-3}	In _{0.53} Ga _{0.47} As	2000 nm	i	Low E14 cm^{-3}
Si	1.4 μm	n+	1E18 cm^{-3}	In _{0.53} Ga _{0.47} As	400 nm	n	Low E19 cm^{-3}
Si	4.5 μm	p+	1E18 cm^{-3}	InP	150 nm		UNDOPED
SiO ₂ 1.0 μm				In _{0.53} Ga _{0.47} As	150 nm		UNDOPED
Si-substrate 660 μm				InP substrate			

(a)

(b)

第三种方法是 Abhay Joshi 等人[44]提出的采用 uni-travelling carrier (UTC) 结构来实现紫外-短波红外探测。将晶格匹配的 GaAs 紫外-可见探测器和晶格失配的 InGaAs 短波红外探测器结合在一个探测器中，如图 1.9 所示。其 GaAs 吸收层和短波红外 In_{0.82}Ga_{0.18}As 吸收层均采用 p 掺杂，从而形成一种单一传输载流子 UTC 器件结构。这种结构因为只有电子传输，且电子沿宽带隙-窄带隙-电极传输，所以器件运行速度较快。该技术中采用薄 AlAs 刻蚀阻挡层来实现 GaAs 衬底的移除，其模拟量子效率在可见波段可以达到 50%，器件测试结果在文章中并没有进行展示。

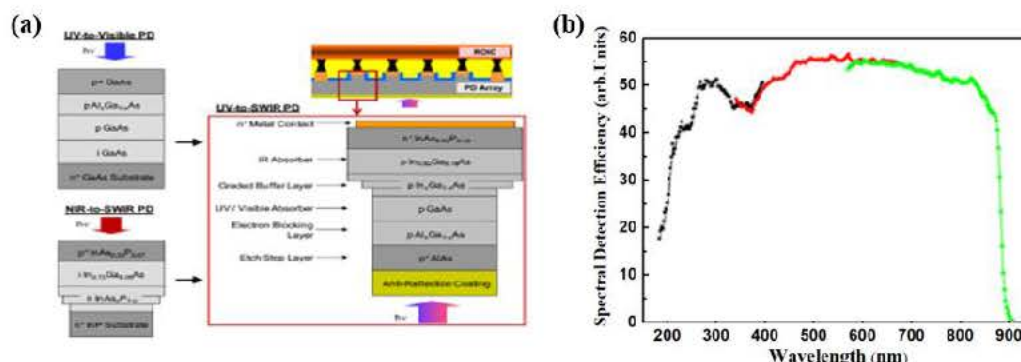


图 1.9 基于 UTC 结构的紫外-可见-短波红外探测器[44] (a) 材料结构示意图 (b) 可见波段量子效率模拟图

Fig.1.9 UV-to-SWIR photodetectors based on UTC structure. [49] (a) Schematic diagram of material structure, (b) The simulated quantum efficiency in visible spectrum.

除此之外，上海微系统与信息技术研究所张永刚老师提出，通过生长背对背的 p-n 结实现 InGaAs 探测器的双波段探测。器件主要是通过控制偏压的方式，让纵向集成的 InAlAs 和 InGaAs 探测器交替工作。如图 1.10 所示，它采用两个

串向对接的 InAlAs-InGaAs np-pn 结构成。图中 1 为 InP 半绝缘衬底，2 为高掺杂 InP 接触层，3 为接触电极，4 和 5 分别为 n 型和 p 型 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ，二者构成同质结，用来探测可见波段。6 为 n 型低掺杂 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 短波吸收层，与 p 型 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 形成异质结，探测短波红外波段。7 和 8 分别为高掺杂 n 型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和接触电极。两个背对背的 pn 结工作波段由偏置电压决定，对上电极 8 施加正偏压时，短波探测器工作，对红外光照没有响应；同理，对上电极 8 施加反偏压时，长波探测器工作，对可见光无响应。

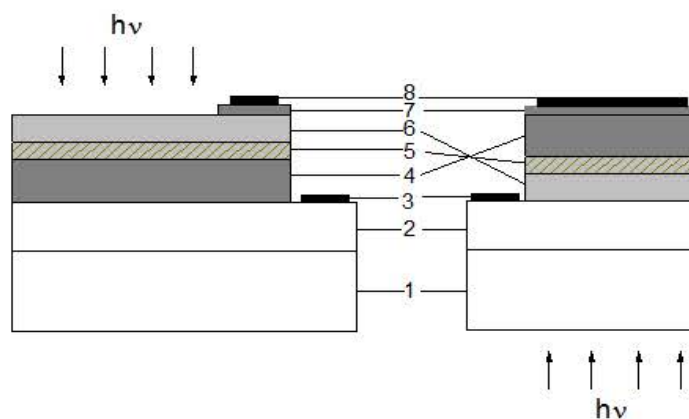


图 1.10 可见-短波红外 InAlAs-InGaAs 双波段探测器结构示意图

Fig.1.10 Schematics of Vis-SWIR dual-color detectors based on InAlAs-InGaAs.

1.2.2.3 国内外量子效率水平

自 Marshall J. Cohen 等人提出标准 InGaAs 外延层材料中添加刻蚀阻挡层后，国内外掀起了 InGaAs 探测器可见拓展的热潮。国际上一些处于领先地位的短波红外探测器研究机构都有关于可见 InGaAs 探测器的相关报道。美国 SUI 公司 2005 年制备的 320×240 InGaAs/InP 焦平面探测器可以同时探测可见波段（400-750 nm）、短波红外波段（750-1000 nm）和短波红外波段（1000-1700 nm），在各波段的代表性量子效率分别为 15 % @ 500 nm、70 % @ 850 nm、85 % @ 1310 nm 以及 80 % @ 1550 nm[45]。2008 年，他们的 SU1280AC1 Vis-InGaAs 探测器的量子效率提升到了 25 % @ 500 nm、45 % @ 600 nm、70 % @ 800 nm[28, 39, 46]。图 1.11 为 2018 年 SUI 背照射 InGaAs 探测器量子效率水平。

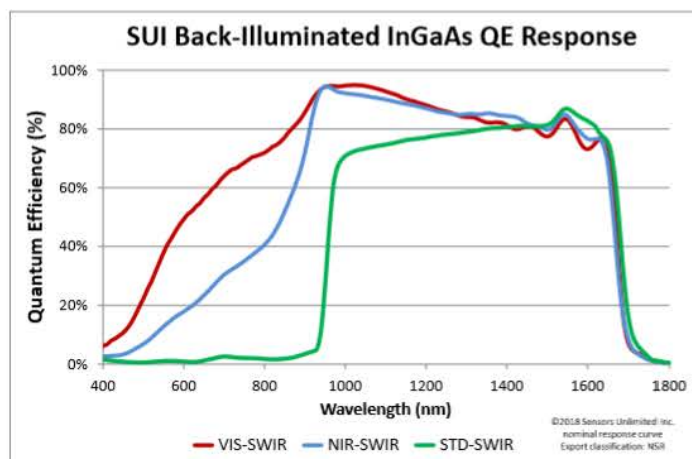


图 1.11 SUI 背照射 InGaAs 量子效率水平

Fig1.11 QE Response of Back-Illuminated InGaAs in SUI

美国 Judson 公司的 SR 系列 InGaAs 探测器可以实现可见-短波红外宽光谱探测，它们的代表性量子效率曲线如图 1.12 所示[30, 37]。该量子效率曲线是单层增透后的 InGaAs 探测器测试结果。可以看到在 400 – 800 nm 之间，量子效率介于 40 % -60 % 之间。

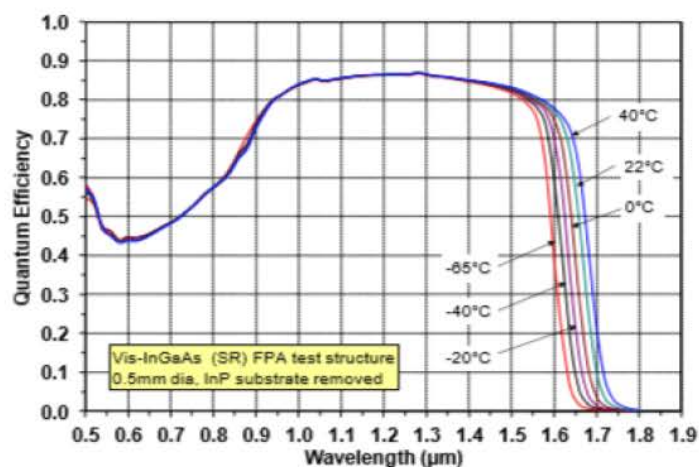


图 1.12 Judson 公司的 Vis-InGaAs 探测器的量子效率曲线[30, 37]

Fig.1.12 QE spectras of Vis-InGaAs in Judson

法国 III-V 实验室于 2011 年首次报道可见拓展 InGaAs 探测器[47]，其规模为 $15\ \mu\text{m}$ 中心距的 640×512 元焦平面探测器。在衬底移除后对可见 InGaAs 焦平面进行背面增透，增透后的量子效率为 10 % @ 500 nm、30 % @ 700 nm、>70 % @ 950-1550 nm。2013 年，A. Rouvié 等人采用 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 增透膜进行优化，获得了低至 6% 的反射率，从而使得可见-短波红外 InGaAs 焦平面的量子效率高达 40 %

@ 500 nm、75 % @ 800 nm、80 % @ 900 – 1600 nm[48]。2015 年报道的量子效率水平与 2013 年相同。图 1.13 为目前法国 III-V 实验室（Sofradir 公司）的可见拓展 InGaAs 量子效率水平。

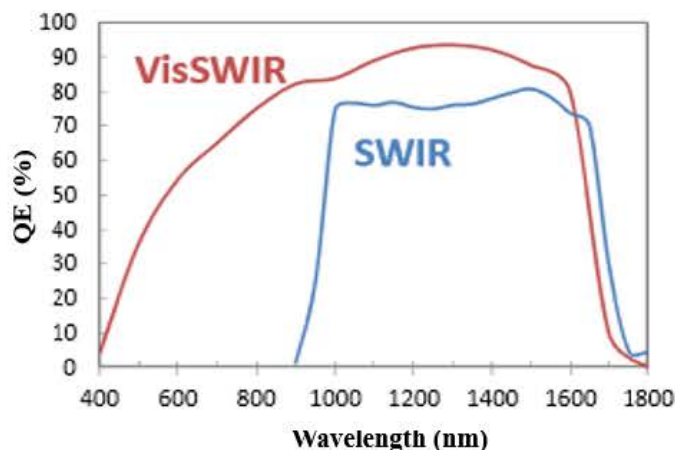


图 1.13 法国 III-V 实验室短波红外和可见-短波红外 InGaAs 探测器量子效率水平[31]

Fig.1.13 Measured QE of the SWIR and Vis-SWIR InGaAs photodetectors in III-Vlab.[31]

国内可见拓展 InGaAs 探测器起步较晚。2015 年，云南昆明物理研究所史衍丽等人制备了 320×256 宽光谱 InGaAs 焦平面探测器，它的响应波段从 $0.87 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 拓展到 $0.6 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 。图 1.14 为昆明物理研究所宽光谱 InGaAs 探测器在不同温度下的量子效率测试结果[49]。

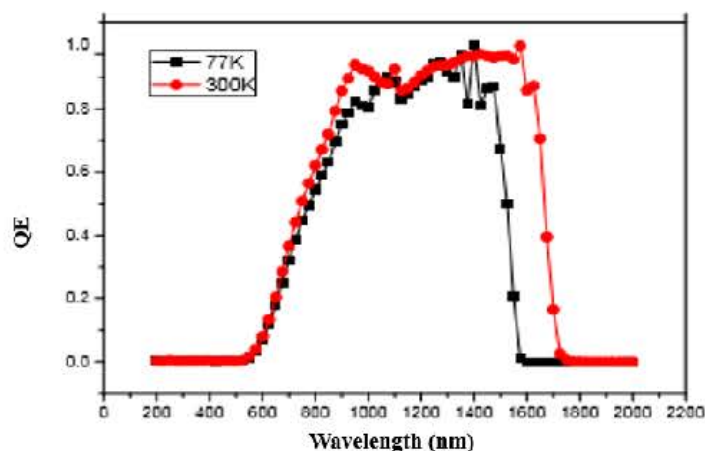


图 1.14 北方夜视科技集团有限公司的宽光谱 InGaAs 探测器在不同温度下的量子效率曲线 [49]

Fig.1.14 The quantum efficiency of the broadband InGaAs detector at different temperatures in North night vision Science and Technology Group.[49]

中国科学院上海技术物理研究所对可见增强的 InGaAs 探测也进行了大量的研究。2015 年杨波等人[41]制备的 32×32 元 InGaAs 探测器可以实现 $0.5 \sim 1.7$

μm 的宽光谱探测。室温下, 该 InGaAs 探测器的量子效率为 16 % @ 500 nm、54 % @ 850 nm、91 % @ 1550 nm。2020 年, 集成微纳结构的宽光谱 InGaAs 探测器的截止波长从 0.9 μm 扩展至 0.4 μm , 可见波段的量子效率也出现了明显的提升, 在 500 nm、800 nm 处的量子效率分别为 40 % 和 60 %, 如图 1.15 所示[50]。

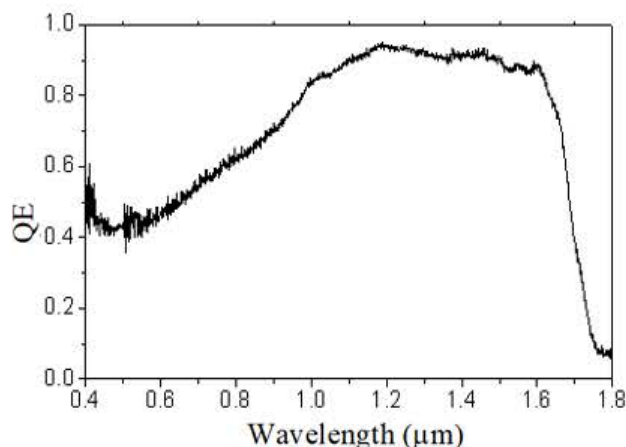


图 1.15 集成微纳结构的宽光谱 InGaAs 探测器量子效率曲线[50]

Fig.1.15 Quantum efficiency of the InGaAs FPAs integrated with InP nanopillar.[50]

1.3 宽光谱广角度增透研究

除了从材料结构、制备工艺提升探测器性能外, 降低器件表面反射对提升量子效率也至关重要。目前, 业界内常用的增透方法主要分为三大类: 传统层状介质膜增透、梯度渐变介质增透以及亚波长微纳结构增透。

1.3.1 传统层状介质膜增透研究

传统的层状介质膜增透主要指的是采用单一折射率的各向同性单层或多层介质膜, 通过调节膜层厚度, 使得膜层上下表面出现干涉相消, 从而达到减反增透的效果。图 1.16 给出了单层增透膜的原理示意图。当增透膜上下界面处的反射光振幅相同、相位相差 180° 时, 将会出现干涉相消的效果。膜层厚度需要满足 $d = m \left(\frac{\lambda}{4n} \right)$, m 取奇数, n 为减反膜折射率。由此可见, 单层介质膜增透受到折射率和膜层厚度的制约。

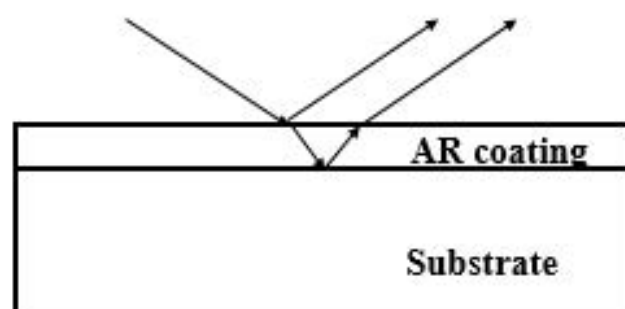


图 1.16 增透膜的抗反射机理

Fig.1.16 Mechanism of the anti-reflection film.

业界内常用的固有折射率增透材料主要有 MgF_2 ($n=1.38$)、 AlF_3 ($n=1.38$)、 SiO_2 ($n=1.524$)、 Al_2O_3 ($n=1.62$)、蓝宝石 ($n=1.712$)、 Si_3N_4 ($n=2.04$)、 ZnS ($n=2.192$)、 Ti_2O_5 ($n=2.3$) 等。为了获得更多的折射率材料，人们还通常将不同折射率的材料进行混合，如 Walheim 等人将有机物聚苯乙烯 (polystyrene) 和聚甲基丙烯酸甲酯 (polymethylmethacrylate) 进行混合，获得了多孔介质材料。通过改变两种有机物的比例，可以实现介于 1.0 - 1.5 之间的可调谐折射率，对可见波段的增透具有重要意义。

为了避免膜层厚度带来的制备困难，以及单层膜增透角度单一、波段窄的缺点，人们提出了采用多层介质膜增透的思想。多层介质膜的应用最早起源于 1966 年，Turner 和 Baumeister 两人采用两种不同折射率 ($n_H=2.3$ 和 $n_L=1.38$) 的介质材料进行交替生长，如图 1.17 所示[51]，获得了一种高反射镜，它可以在一个较宽的光谱范围内具有连续的高反射率。

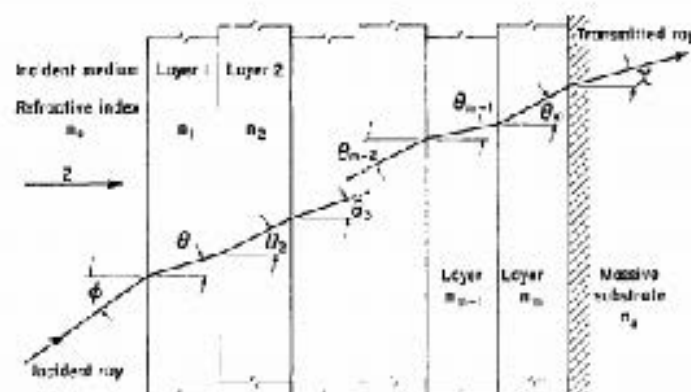


图 1.17 多层介质膜结构示意图[51]

Fig.1.17 Structure of a multilayer stack. [51]

基于该四分之一波长叠加原理，1997 年 Popov[52] 等人进一步研究了宽带高

反射器的角度特性。给出了几种在 0.4 - 0.8 μm 光谱范围、 0° 到 50° 广入射角度的高反射器数值计算结果。结果表明这种高反射器设计可以在广角度范围内维持高的反射率，并且随机误差扰动分析显示这种层设计在实验中可以实现。

随后这种多层介质膜交替生长技术在宽光谱广角度范围增透领域得到了广泛的应用。2009 年, A. Ghosh[53]等人在 ZnS 衬底上制备了一个由 ThF_4 ($n=1.42$) / ZnS ($n=2.2$) 重复叠加的 15 层光学薄膜组成的复合增透膜。它可以同时实现在短波红外 (SWIR)、中波红外 (MWIR) 和长波红外 (LWIR) 宽光谱范围的增透。在 0.9 - 10.5 μm 光谱范围内平均透过率为 95 %，在 9 μm 处透过率达到极大 (99 %)。同时，该 15 层膜的单层膜最大厚度控制在 0.7 μm 以内，有限抑制了薄膜的应力问题。

2016 年，伊朗 Moghadam[54]等人采用同种方法，针对 8 - 12 μm 波段在多光谱 ZnS 衬底上制备了 Ge/ZnS/Ge/ZnS 四层光学薄膜。实验发现，在 8-10.5 μm 波段范围，ZnS 衬底双面均生长该 4 层增透膜的平均透过率比未增透前增加了 26 %，其中透过率最高可达 98 %。单面生长该 4 层增透膜的 ZnS 衬底平均透过率则居于二者之间。

对于 InGaAs 探测器焦平面，使用更多的是单层或双层增透介质膜。如 2015 年，Rouvié 等人采用 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 双层膜对 InGaAs 焦平面探测器进行增透[31]；2016 年 Kolodeznyi 等人[55]采用不同厚度的 SiN_x 介质膜对 InGaAs/InP PIN 探测器进行增透，研究发现当膜层厚度为 200 nm 时，在 1300 - 1550 nm 波段范围内，InGaAs/InP 探测器的表面反射率可以降低到 10 %以下。

1.3.2 梯度渐变介质增透研究

光传输过程中高的反射率主要是由于界面突变造成。1879 年，Rayleigh 提出如果采用梯度变化的折射率材料，反射率将会大大降低，并通过数学计算对其进行了数学验证。由于实验条件的限制，直到 1960 年，才首次制备出了具有渐变折射率的增透膜。随着微纳光学设备精度的提高，人们发现“蛾眼”结构具有折射率替变的效果。1982 年，Wilson 等人[56]发现“蛾眼”表面的抗反射效果与优化后的多层抗反射涂层的反射和透射效果相同。通过对蛾眼表面的精细结构的研究，发现这组凸起是通过折射率的递变来实现反射率的降低。

2005 年，Stavenga 等人[57]采用高分辨率扫描电镜、透射电镜以及原子力显

显微镜，对蝴蝶的眼角质层突起进行了进一步研究。发现这些凸起呈六角分布，间距 180 nm - 240 nm，高度 0 - 230 nm，如图 1.18 所示[57]。将这些凸起的高度 100 等分，这些薄片的叠加类似于多层膜结构。作者采用多层膜模型分别对角质层凸起结构的角速度与偏振对反射率的影响进行计算，发现计算值与实验值正好吻合。

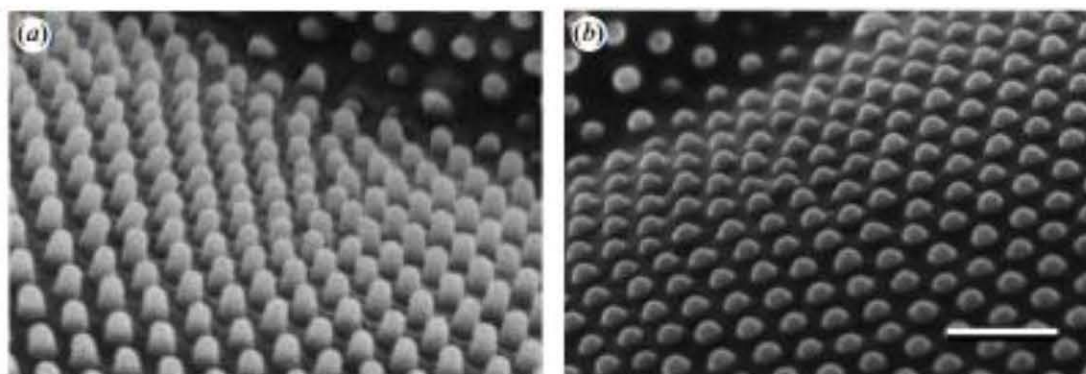


图 1.18 两种不同蝶科动物的角质层凸起 SEM 图[57]

Fig.1.18 Corneal nipple arrays in the two different butterflies, as as revealed by SEM[57]

从蛾眼结构得到启发，金字塔、纳米锥、三角锥等大量类蛾眼结构引起了业界的研发热潮。以黑硅为代表，通过湿法腐蚀的方法，在硅基太阳能电池表面制备金字塔结构，由于该结构带来的低反射率，使最终制备的电池的效率高达到 17.6 % [58]。

2014 年，美国 Perl[59]等人基于 InGaP 器件提出了一种新的增透膜设计，它将亚波长纳米结构与基于干涉理论的多层增透膜结合在一起。与传统双层膜和多层膜的增透效果相比，这种复合设计可以降低 10 - 50 W/m² 的 AM1.5D 太阳光反射。在 300 nm - 1240 nm 波段，复合结构的反射率为 0.6 %，与多层增透膜 (TiO₂/SiO₂/ TiO₂/SiO₂/ TiO₂/SiO₂) 反射率 (2.2 %) 相比，降低了 3.7 倍。在 300 nm - 1879 nm，反射率从 3.1 %降低到了 1.0 %。亚波长纳米结构具有促进吸收的效果，为此，该设计中采用了低折射率材料 (SiO₂)。这种复合结构在宽波段和广入射角度领域的抗反射优势更为明显。

同年 9 月，他们分别在蓝宝石衬底和 GaN 衬底上制备了多层膜和人工纳米锥相结合的复合增透膜，结构如图 1.19 (a) 所示，获得了近乎完美的抗反射效果 [60]。多层膜采用 Ti₂O₅ 和 SiO₂ 材料，纳米锥采用 SiO₂ 材料。结果显示，在 300 nm - 1800 nm，没有增透的蓝宝石衬底的平均反射率为 7.7 %，表面生长 Ti₂O₅ 和

SiO₂ 增透膜后的平均反射率降至 3.2%，而表面进行复合增透的蓝宝石衬底平均反射率几乎为零（0.2%），如图 1.19（b）所示。同样在 GaN 衬底上获得了类似的结果。在 300 nm - 1800 nm 范围内，没有增透、多层增透膜增透、复合增透膜增透的 GaN 衬底的平均反射率分别为 16.3%、2.4%和 0.6%，如图 1.19（c）所示。

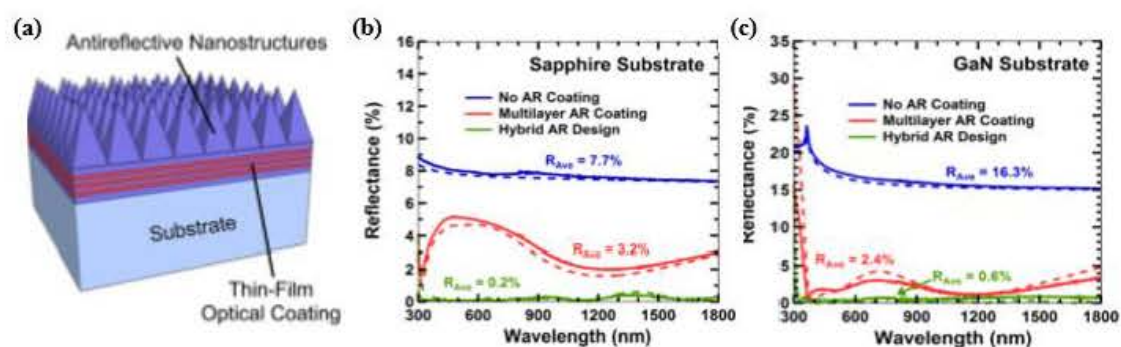


图 1.19 多层膜和梯度渐变介质膜相结合的复合增透膜[60]: (a) 结构示意图; (b) 蓝宝石衬底增透效果; (c) GaN 衬底增透效果

Fig.1.19 (a) hybrid anti-reflections based on the films with the gradient refractive index[60]. (a) The structure diagram, (b) the reflectance for the sapphire substrate, (c) the reflectance for the GaN substrate.

1.3.3 全介质材料亚波长结构增透研究

除了传统光学薄膜增透，纳米尺度光场的调控对于光电子器件及其集成具有重要意义，主要以 Au、Ag 等贵金属等离子体为主，广泛应用于光伏器件[61]、生物传感器[62]以及超材料[63]等领域。然而，它们也存在许多不好的地方，如金属等离子体可以耗散大量的入射光能量，进而影响器件的转换效率；金属等离子体纳米结构的散射特性通常只受电谐振的控制，因而不利于对光学场的调控[64, 65]。相比较，全介质材料亚波长结构既可以降低耗散损耗，又可以同时激励电共振和磁共振，从而在二者近场中产生巨大的共振天线。因此，操纵全介质材料（all-dielectric materials, ADMs）亚波长结构中的光诱导共振是纳米光子学领域的一个新热点。

1.3.3.1 集成 ADM 亚波长结构的太阳能电池

对于薄膜太阳能电池，光的吸收通常和膜层厚度有关。但是 Peter N. Saeta 等人指出如果将自由传输的光转化为波导模式，就可以有效增加光程，从而提升太

太阳能电池的吸收[66]。目前，国内外已经对这方面做了大量的研究[67-70]。

2011年，Jonathan 等人在典型的 α -Si 太阳能电池表面放置氧化硅介质球，如图 1.20 (a) 所示[71]。图中硅纳米球的直径为 600 nm，折射率为 1.46。为了反映太阳能电池表面纳米颗粒的影响，作者测试了含介质球与无介质球两种状态下太阳能电池的光电流，如图 1.20 (b) 所示。结果显示，表面集成介质球的 α -Si 太阳能电池的总电流密度为 $J = 13.77 \text{ mA/cm}^2$ ，与无介质球结构相比，增加了 12%。通过 FDTD solution 模拟，发现图中特定波长光电流的激增主要来自于纳米球与太阳能电池之间的耦合，而宽波段的增强主要是因为纳米球阵列起到绒面抗反射的作用。

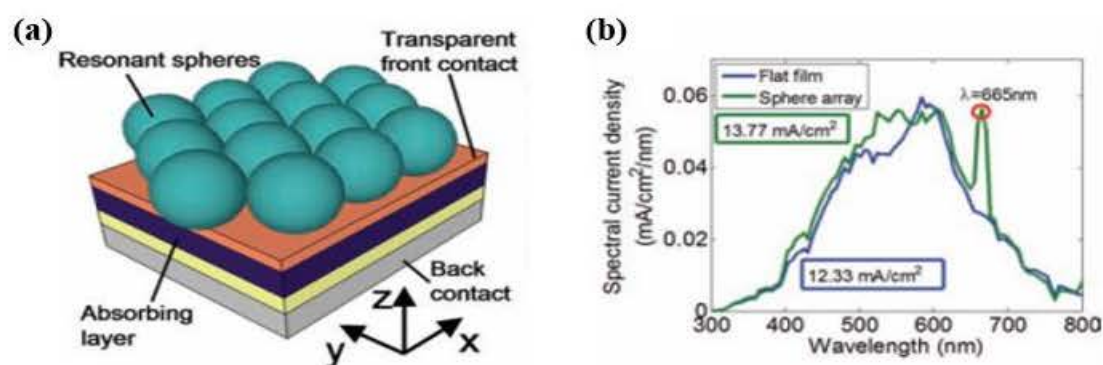


图 1.20 (a) 介质球太阳能电池结构示意图；(b) 含纳米球与不含纳米球非晶硅层的光电流密度光电流密度[71]。

Fig1.20 (a) Schematic of the dielectric nanosphere solar cell. (b) Current density in the amorphous silicon layer with and without the presence of nanospheres[71].

基于同样的思想，2012年 P. spinelli 等人报道了一种复合二维周期性硅阵列，它首先在硅片表面制备了高度为 150 nm，直径为 250 nm，周期 450 nm 的硅纳米柱阵列，然后采用优化的 60 nm SiN_x 进行进一步增透。结果显示，该阵列与衬底之间形成强烈的耦合共振，使得其从紫外到短波红外整个波段范围内的反射率接近于零。同年，A. Mavrokefalos 等人[72]采用成本较低的湿法腐蚀工艺，在薄膜非晶硅太阳能电池上制备了一种晶圆级的内置金字塔陷光结构，形貌如图 1.21 (a) 所示。测试其吸收谱，发现该结构的吸收曲线接近于 Yablonovitch 极限（图 1.21 (b) 红色虚线）。并且该实验发现这种该陷光结构的表面积仅仅是没有微结构表面积的 1.7 倍，但是含内置陷光结构的太阳能电池厚度不到 10 μm 的吸收效果可以与 300 μm 不含结构的相当。因此它一方面可以节省材料、降低成本，另

一方面与其他微结构相比，表面积较小从而表面复合小。

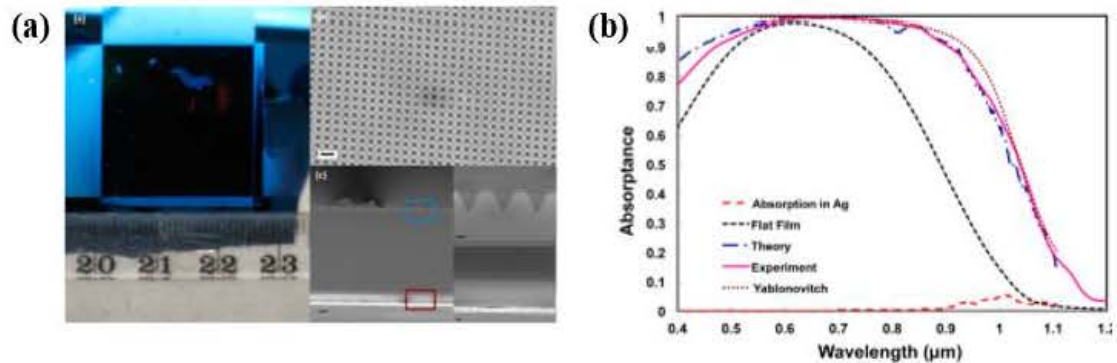


图 1.21 (a) 内置纳米金字塔的 Si 薄膜 SEM 形貌图 (b) 理论和实验吸收光谱对比[72]。

Fig.1.21 (a) SEM images of the Si film integrated with nanopillars, (b) Comparison of the theoretical and experimental absorbance spectra [72].

1.3.3.2 集成 ADM 亚波长结构的探测器

光电探测器在光电转换过程中起着关键作用。随着微电子器件的微小化，对转换效率和响应速率的权衡极其重要。光子学的发展为突破光电探测器尺寸和极化灵敏度的限制提供了一种新的方法。Ge 的禁带宽度为 0.8 eV，吸收系数较大，并且与硅工艺兼容，因此是制备短波红外波段探测器的良好材料。2010 年，Cao 等人制备了 Ge 纳米线探测器，形貌如图 1.22 (a) 所示。该探测器集中了纳米天线的优点，可以急剧增加光响应 (>25 倍)，并且具有波长和极化选择性。由于该设计采用了非对称金属接触设计，它具有底暗电流 (~ 20 pA)、低损耗、高响应速率 (> 100 GHz)。

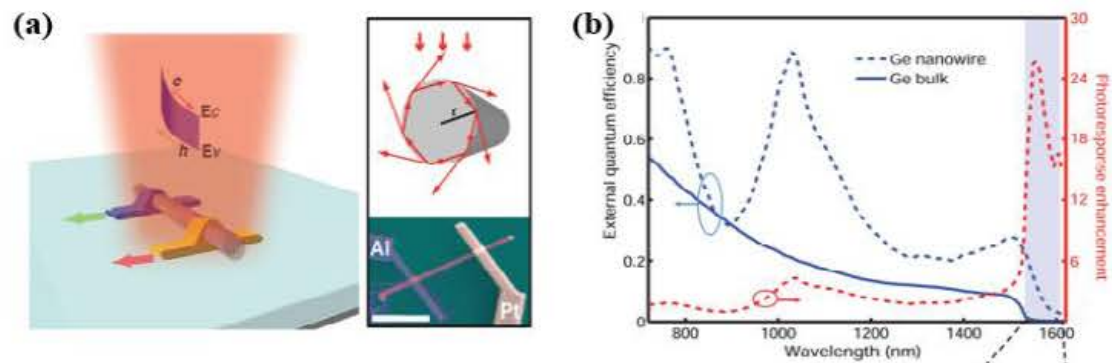


图 1.22 (a) 基于 Ge 纳米天线的金属-半导体-金属探测器结构示意图，(b) Ge 纳米线探测器的外量子效率

Fig1.22 (a) Schematics of a germanium (Ge) nanowire-based MSM photodetector, (b) Enhanced EQE of Ge nanowire photodetectors.

2013年, M. Garin 等人制备了一个多晶硅纳米球的光电二极管, 它通过共振光的长逗留时间, 增强了光电流响应, 使得大量硅吸收边缘的红外光子被吸收, 突破了目前硅光电器件的探测范围[73]。国内半导体所付东等人采用 FDTD solutions 软件模拟了表面集成 InP 纳米结构的 InGaAs 探测器光电性能。通过对比含 InP 纳米结构和没有纳米结构的 InGaAs 焦平面吸收谱和外量子效率, 发现周期排列的 InP 纳米颗粒更有助于提高探测器的光学吸收, 如图 1.23 所示[74, 75]。

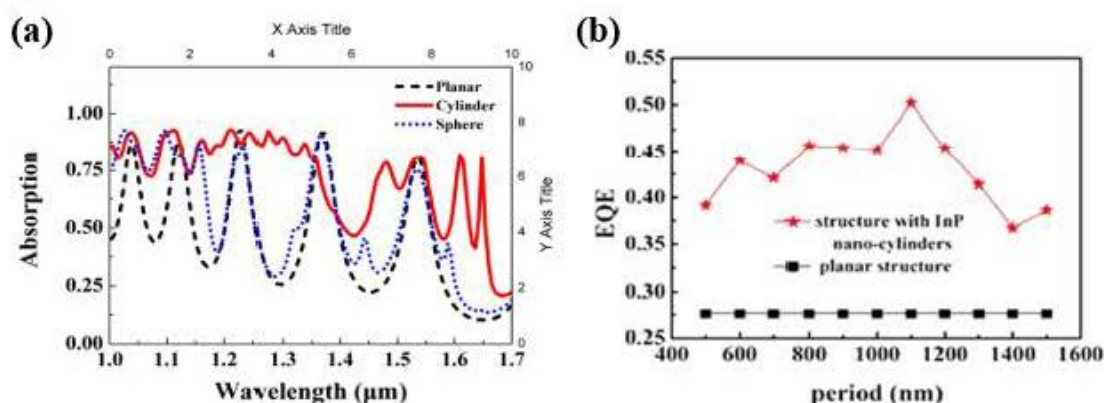


图 1.23 表面集成 InP 纳米结构的薄吸收层 InGaAs 探测器: (a) 光学吸收谱[75]; (b) 外量子效率[74]

Fig. 1.23 The thin absorption layer InGaAs detector with integrating with the InP nanostructured on the surface: (a) Optical absorption spectrum [75]; (b) External quantum efficiency [74].

1.4 本论文的研究目的和主要内容

InGaAs/InP 探测器具有非制冷室温工作、探测率高、均匀性好的特点, 使其在短波红外领域具有重要的应用价值。本课题围绕 InGaAs 探测器微光夜视应用的发展需求, 开展了 InGaAs 焦平面的可见拓展研究和宽光谱广角度增透研究, 对于微光夜视成像技术集成化、小型化具有重要意义。

本论文第一章为引言部分, 主要介绍了红外探测器, 尤其 InGaAs 探测器的研究进展和发展方向, 详细论述了实现可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器的技术手段与目前的国内外研究进展。同时简单的介绍了三种增透方法: 简单层状介质膜、梯度折射率介质膜以及基于微纳光子学的亚波长结构增透膜, 对于提升 InGaAs 焦平面的量子效率具有重要意义。第二章重点介绍了 InGaAs 探测器量子效率模型及其测试方法, 分析了影响宽光谱 InGaAs 探测器量子效率的关键因素。

结合探测器的量子效率模型,采用 silvaco 软件模拟并设计了宽光谱 InGaAs 探测器器件结构,对 DCA 设备生长的宽光谱 InGaAs 外延材料进行了 SEM 和 PL 表征。第三章对实现宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺进行了探索,重点介绍了扩散工艺、衬底剥离工艺以及接触层减薄工艺,分析了各工艺对器件性能的影响,为制备宽光谱焦平面奠定基础。基于上述关键工艺,进一步研制了 160×120 元可见-短波红外宽光谱 InGaAs 焦平面,测试了其光谱响应、暗信号以及噪声等性能,并与可见拓展前的 InGaAs 焦平面进行了对比。为了进一步提升宽光谱 InGaAs 探测器量子效率,第四章重点介绍了层状介质膜的增透原理,采用 tfc 光学模拟软件,设计并分析了多层增透膜的结构尺寸和增透效果。结合宽光谱 InGaAs 焦平面探测器的制备工艺,分别在 SD-6-1 和 SD-6-2 两个可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器表面制备了单层和双层增透膜,并测试了增透后 InGaAs 探测器的表面反射率和量子效率。第五章主要介绍了一种基于微纳光子学的全介质材料亚波长结构增透方法,理论分析了 InP 纳米颗粒的增透原理,通过 FDTD solutions 进一步模拟了不同结构尺寸对反射率的影响,给出了符合于传统 InGaAs 探测器的 InP 亚波长结构尺寸:周期为 600 nm,边长为 360 nm,高度为 200 nm。探索了 InP 纳米结构的制备方法,并在 160×120 元 InGaAs 焦平面探测器中间区域位置集成了 InP 纳米柱阵列,对比了有无 InP 纳米柱阵列的焦平面信号电压与量子效率。第六章是对全文的总结和展望。

第2章 宽光谱 InGaAs 探测器设计模拟

2.1 引言

实现 InGaAs 探测器可见-短波红外宽光谱高量子效率探测, 在枪瞄、夜视望远镜等方面存在重大应用需求。为提升全固态 InGaAs 探测器在可见波段的量子效率, 国内外研究机构均作出了重大努力。国外以美国 Sensors Unlimited、Judson 公司、比利时 XenICs 公司为代表, 保留接触层厚度为百纳米, 有效提高了探测器可见波段的量子效率。目前法国 III-V 实验室公开报道的 VisSWIR-coating InGaAs 焦平面量子效率在 500 nm 处可以达到 40%, 800 nm 处 75%, 900 nm~1600 nm 超过 80% [31]。国内北方夜视集团和中国科学院上海技术物理研究所采用同样衬底剥离技术对传统 InGaAs 探测器进行了可见拓展研究。结果显示, 吸收层厚度 2.5 μm 和接触层厚度 0.2 μm 的 InGaAs 焦平面在 0.4 μm 波长处的量子效率不到 10% [41, 49]。

量子效率是指探测器吸收层产生并由电极收集到的电子-空穴对的数目与入射光照射到器件表面的入射光子数的比值。器件的表面反射、接触层材料的吸收、材料缺陷以及 pn 结空间电荷区等, 都是影响探测器量子效率的关键因素。

提升 InGaAs 探测器可见波段的量子效率是制备宽光谱 InGaAs 探测器的关键。本章重点介绍了 InGaAs 探测器的量子效率模型和测试方法, 重点分析了 InGaAs 探测器吸收层厚度和接触层厚度对量子效率的影响。根据理论计算设计了新型宽光谱 InGaAs 外延层的材料结构, 并根据优化的结构参数生长了宽光谱外延材料, 并测试其性能, 为后续研制高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器提供基础。

2.2 量子效率模型

2.2.1 量子效率理论模型

量子效率包括内量子效率和外量子效率。内量子效率是指探测器形成光电流的有效电子空穴对数目和进入探测器的电子空穴对数目的比值; 外量子效率是指

探测器形成光电流的有效电子空穴对数目和照射射到探测器表面的电子空穴对数目的比值，它包含了反射、散射等部分。通常所说的 InGaAs 探测器量子效率是指外量子效率。

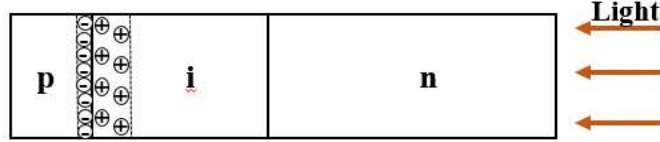


图 2.1 InGaAs 探测器光电流模型

Fig.2.1 Schematic diagram of the photocurrent for InGaAs detector.

探测器光生电流主要是指，入射光照射到探测器激发出的电子空穴对，在 pn 结内建电势作用下，电子和空穴被立即分开，并分别向 n 区和 p 区漂移，形成的光电流。它包括耗尽区内光生载流子产生的光电流 J_1 和耗尽区之外通过扩散作用进入空间电荷区的光生载流子产生的光电流 J_2 。对于耗尽区内光电流 J_1 对应的量子效率可以通过公式 (2.1) 计算得到：

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \exp(-\alpha_1 d_1) \cdot \alpha_2 \int_{d_1-l}^{d_2} \exp(-\alpha_2 x) dx \\ &= \exp(-(d_2 - l)\alpha_2) - \exp(-d_2 \alpha_2) \end{aligned} \quad \dots (2.1)$$

对于耗尽区之外通过扩散进入耗尽区的光生载流子，在电场作用下被分开形成的光电流 J_2 ，对应的量子效率可以为两个部分：一是 p 区的光生电子产生的光电流，二是 n 区的空穴产生的光电流。以 n 区为例，空间电荷区外的少数连续性方程为：

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \phi_0 \alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta p}{\tau} + D_n \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} \quad \dots (2.2)$$

稳态下方程的解为：

$$\Delta p(x) = A_1 e^{-x/L_n} + A_2 e^{x/L_n} + M e^{-\alpha x} \quad \dots (2.3)$$

根据边界条件，在耗尽区界面位置 $\Delta p = 0$ ，可以得到 A_1 、 A_2 表达式：

$$A_1 = \frac{\left[(\alpha_2 D_p + S) e^{(d_2-l)/L_p} - \left(S - \frac{D_p}{L_p} \right) e^{-\alpha_2 (d_2-l)} \right] M}{\left[\left(S - \frac{D_p}{L_p} \right) e^{-(d_2-l)/L_p} - \left(S + \frac{D_p}{L_p} \right) e^{(d_2-l)/L_p} \right]} \quad \dots (2.4a)$$

$$A_2 = \frac{\left[-(\alpha_2 D_p + S)e^{-(d_2-l)/L_p} + \left(S + \frac{D_p}{L_p}\right)e^{-\alpha_2(d_2-l)} \right] M}{\left[\left(S - \frac{D_p}{L_p}\right)e^{-(d_2-l)/L_p} - \left(S + \frac{D_p}{L_p}\right)e^{(d_2-l)/L_p} \right]} \quad \dots (2.4b)$$

式中 $M = \frac{\alpha_2 \Phi_0 e^{-\alpha_2 d_1} \tau}{1 - L_p^2 \alpha_2^2}$ ， D_p 为少子扩散系数， L_p 为扩散长度。从而可以得到 n 区少

子空穴扩散引起的光电流为：

$$J_p = qD_n \frac{d\Delta p}{dx} \quad \dots (2.5a)$$

同理 p 区电子扩散引起的光电流为：

$$J_n = qD_n \frac{d\Delta n}{dx} \quad \dots (2.5b)$$

从而可以得到耗尽区外光电流 J_2 产生的量子效率为：

$$\eta_2 = \frac{J_p + J_n}{q\Phi_0} \quad \dots (2.6)$$

总量子效率为 η_1 、 η_2 的和。

2.2.2 量子效率测试方法

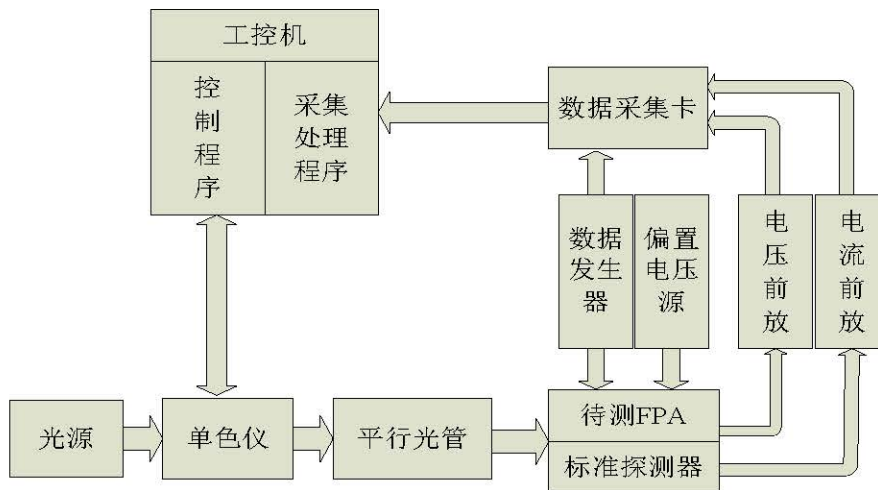


图 2.2 InGaAs 焦平面的光谱测试系统

Fig.2.2 Spectral measurement system for InGaAs focal plane arrays

InGaAs 焦平面的光谱测试系统如图 2.2 所示，光源通过单色仪和平行光管准直器照射到焦平面探测器上，焦平面光谱信号通过电压放大器被数据采集卡收集，进而通过计算机处理，得到焦平面光谱响应曲线。为了去除水汽和测试用光源的影响，通常会同时测试标准探测器的响应光谱进行校准。

通过上述测试得到的相对响应光谱曲线可以计算出 G 因子。G 因子的定义是焦平面峰值响应率与黑体响应率的比值，它的计算公式为：

$$G = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \phi(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda} \quad \dots (2.7)$$

$\phi(\lambda)$ 为黑体辐射功率， $R(\lambda)$ 为相对响应光谱。 λ_1 、 λ_2 分别为起始波长和截止波长。

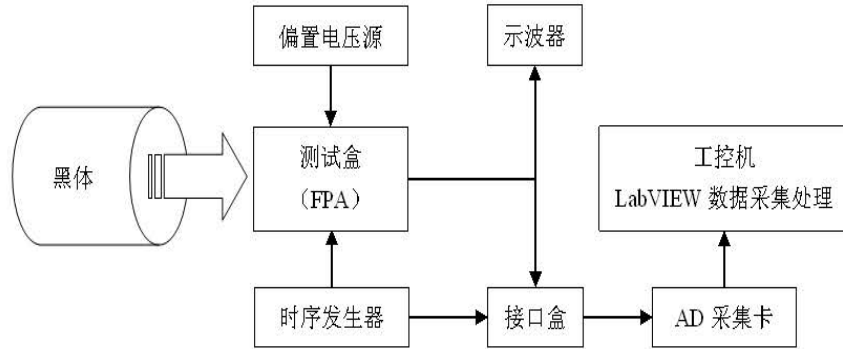


图 2.3 InGaAs 焦平面的黑体响应测试系统

Fig.2.3 Blackbody response signal measurement for InGaAs FPAs

InGaAs 焦平面的黑体响应信号测试系统如图 2.3 所示。通过频率调制，黑体发出一定能量的红外辐射信号，照射在探测器上。探测器将光信号转化为电信号，在偏置电压和时序发生器的控制下，输出电信号并被采集卡收集，最后采用 labview 对数据进行处理。

InGaAs 探测器的量子效率表达式为：

$$\eta = \frac{hc}{\lambda q} R_i \quad \dots (2.8)$$

式中 R_i 为电流响应率，可以通过黑体响应信号和光谱特性计算得到：

$$R_i = \frac{V_s C_{int}}{T_{int} A_v P_s} \cdot G \quad \dots (2.9)$$

其中， V_s 为信号电压， C_{int} 为积分电容， T_{int} 为积分时间， A_v 为电路增益， P_s 为黑体辐射功率， G 为 G 因子。

黑体辐射功率：

$$P_s = \frac{\sigma \times (T_2^4 - T_1^4) \times d^2 \times A_d}{4 \times L^2} \quad \dots (2.10)$$

σ 为斯忒潘常数， T_2 黑体温度， T_1 为背景温度， d 是黑体孔径， A_d 为光敏元面积， L 是黑体与光敏芯片之间的距离。

2.3 材料结构对量子效率的影响

2.3.1 InGaAs 探测器材料结构介绍

2.3.1.1 平面型 InGaAs 探测器材料结构介绍

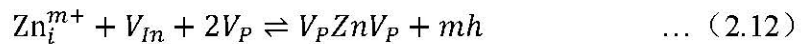
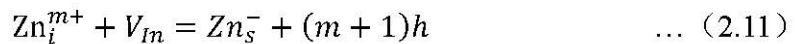
晶格匹配的平面型 InGaAs 探测器采用的外延层材料通常是在 InP 衬底上依次生长 N⁺型 InP 接触层、N⁻型 In_{0.53}Ga_{0.47}As 吸收层、N⁻型 InP 帽层。常用结构参数如表 2.1 所示。

表 2.1 常规平面型 InGaAs 外延材料结构参数

Table 2.1 Structure parameters of conventional planar InGaAs epitaxial materials

	导电类型	厚度 (μm)	掺杂浓度 (cm ⁻³)
InP	n-	1	2~5E16
In _{0.53} Ga _{0.47} As	n-	1.5	2E14~5E16
InP	n+	0.5	>2E18
InP	SI 衬底	350	>2E18

对于平面型 InGaAs 探测器，P-N 结是通过杂质 Zn₃P₂ 在帽层 InP 中扩散形成。扩散机制通常分为间隙-替代机制和 Kick-out 机制。间隙-替代机制适用于空位缺陷，而 Kick-out 机制主要针对间隙原子引起的缺陷。一般认为，P 型 InP，间隙原子 In 是主要缺陷；N 型 InP，In 空位占主导。因此，对于上述平面型 InGaAs 外延材料结构，Zn 主要以间隙-替代式存在于 N 型帽层 InP 材料中，如公式(2.11) - (2.12)所示[76, 77]。



式中 Zn 既可以占据 In 空位，以受主 Zn_s⁻ 的形式存在于材料中，也可以占据 P 空位以中性复合体 V_PZnV_P 存在。Tuck 等人对扩散后的 Zn 进行追踪，证实了这一结果。发现除了 Zn 受主、中性复合体外，还有少量 Zn_i^{m+} 以填隙式存在。通常这部分 Zn_i^{m+} 会在退火后从基体内蒸发，从而 Zn 浓度接近于受主 Zn_s⁻ 浓度[78]。

本实验中采用的是闭管扩散，扩散后的帽层 InP 呈 P⁺型，其杂质浓度远大于吸收层，因而其 p 区耗尽区的宽度远小于吸收层。决定量子效率的主要因素光生载流子，主要产生于空间电荷区，因此吸收层的浓度、吸收层厚度以及扩散工艺都是影响量子效率的关键因素。

2.3.1.2 可见拓展 InGaAs 探测器材料结构

对于可见拓展的 InGaAs 探测器,相比扩散工艺和吸收层对量子效率的影响,在可见波段接触层 InP 材料对光的吸收造成的影响更为明显。基于传统 InGaAs 探测器材料结构和光敏芯片制备工艺,首先制备出光敏芯片,然后通过钢柱将光敏芯片与读出电路倒焊互联,进而实现 InGaAs 探测器的衬底剥离。为实现衬底剥离,需要在 InP 衬底和 N⁺型接触层 InP 之间添加一层刻蚀阻挡层,如表 2.2 所示。自下而上材料结构依次为~350 μm 半绝缘 InP 衬底,0.5 μm InGaAs 刻蚀阻挡层、N⁺型 InP 接触层、N⁻型 In_{0.53}Ga_{0.47}As 吸收层以及 N⁻型 InP 帽层。

表 2.2 平面型可见拓展 InGaAs 外延材料结构参数

Table 2.2 Structure parameters of planar Vis-InGaAs epitaxial materials.

	导电类型	厚度 (μm)	掺杂浓度 (cm ⁻³)
InP	N ⁻	1	2~5E16
In _{0.53} Ga _{0.47} As	N ⁻	1.5	2E14~5E16
InP	N ⁺	0.2	>2E18
In _{0.53} Ga _{0.47} As	N ⁺	0.5	>2E18
InP 缓冲层 N	N ⁺	~0.2	>2E18
InP 衬底	SI 衬底	350	>2E18

2.3.1.3 可见拓展 InGaAs 探测器器件结构

可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器器件的制备工艺流程如图 2.4 所示。整个流程主要分为两大部分:光敏芯片的制备和去除 InP 衬底。首先通过淀积 SiN_x 实现扩散掩膜,通过紫外光刻和感应耦合等离子(ICP)刻蚀技术开扩散孔。扩散和热退火是光敏芯片制备的关键,扩散效果决定了器件性能的好坏。本实验中采用的是 Zn₃P₂ 闭管扩散,扩散后杂质分布均匀且对材料的损伤较小。热退火可以有效去除以填隙式存在的 Zn_i^{m+},在制备过程中必不可少。生长 Au 作为 P 电极、生长 Cr/Au 作为加厚电极。最后生长钢柱用于与读出电路连接。以上部分为光敏芯片的制备过程。若直接对光敏芯片进行减薄,减薄后芯片的厚度只有几个微米,芯片容易碎裂,所以衬底剥离技术在光敏芯片与读出电路倒焊互联后完成。由于湿法腐蚀具有选择性,所以首先采用 HCl、H₃PO₄ 混合液去除 InP 衬底,然后通过酒石酸与双氧水的混合液去除 InGaAs 刻蚀阻挡层。考虑到湿法钻蚀问题,

最终超薄接触层的制备采用干法刻蚀的方式实现。后续章节将对宽光谱 InGaAs 焦平面制备的部分关键工艺及其对性能的影响进行更为详细的论述。可见拓展后的 InGaAs 探测器只由 InP 帽层、InGaAs 吸收层以及 N⁺型 InP 接触层构成。

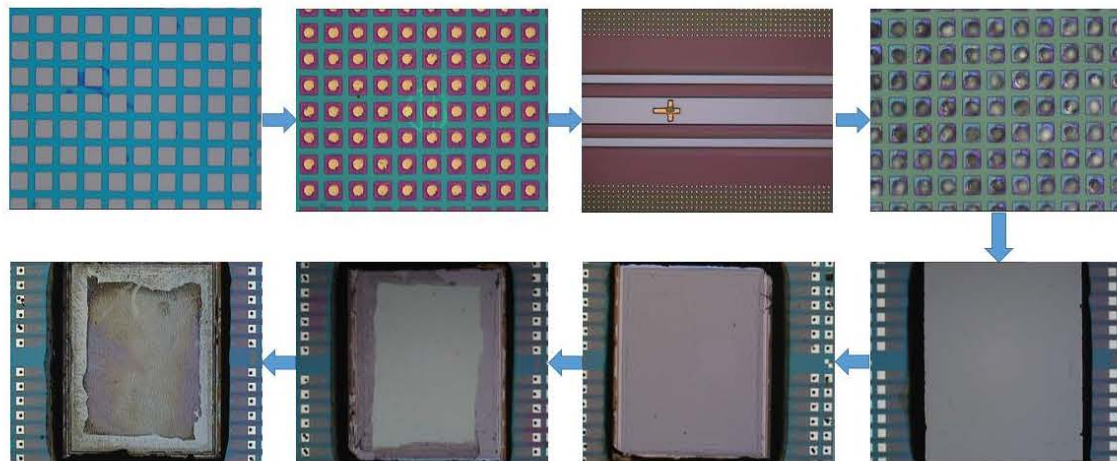


图 2.4 宽光谱 InGaAs 探测器制备工艺流程图

Fig.2.4 Flow chart of the fabrication processes for broadband InGaAs FPAs.

2.3.2 吸收层浓度与厚度对量子效率的影响

对于平面型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器而言，其对入射光的特性主要由 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层所决定，吸收层的厚度及其掺杂浓度直接影响探测器的量子效率。由于探测器帽层（P 区）的掺杂浓度远大于吸收层，因此吸收层的空间电荷区宽带也远大于帽层。入射光主要被探测器的吸收层所吸收，被光子所激发的电子空穴对需要穿过整个的吸收层才能够被结区所吸收，从而可以发现，吸收层的掺杂浓度和厚度能够决定探测器的量子效率。

下面通过前面引入的理论模型研究吸收层的掺杂浓度和厚度对量子效率的影响。首先，基于传统的 InGaAs 探测器的结构，可见光基本上被 InP 层所吸收，因此研究的入射光波长限于 $0.9\text{-}1.7\ \mu\text{m}$ 。 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层在不同入射光波长下的吸收系数不同，模拟单一波长下的量子效率，取典型的吸收系数为 $1 \times 10^4\ \text{cm}^{-1}$ 。具体的量子效率值如图所示：

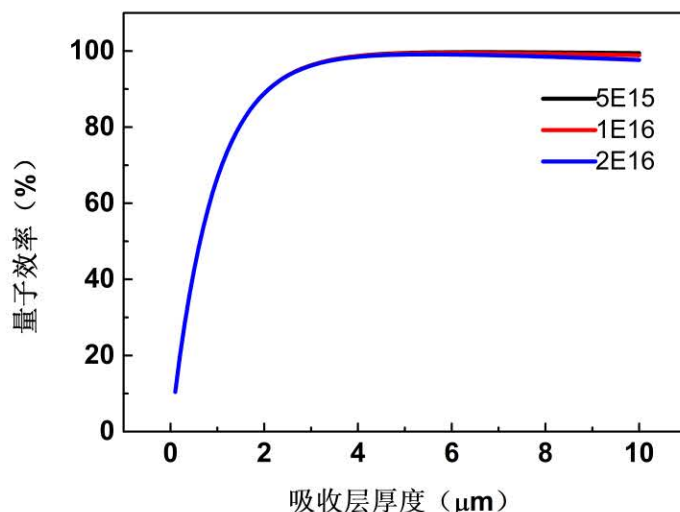


图 2.5 吸收层厚度和浓度对器件量子效率的影响

Fig.2.5 The influence of the thickness and the concentration of absorption layer on the quantum efficiency.

从图中可以看出,首先,在吸收层厚度小时,器件的量子效率很低,随后量子效率随着吸收层厚度的增加而迅速增加达到顶峰。在此之后,即使吸收层厚度继续增加,量子效率也基本保持不变。造成该现象的原因为入射光主要吸收层的表面被吸收,根据入射光的传播公式,入射光光强随着距离指数变衰减。当吸收层厚度较小时,随着厚度的增加,空间电荷区也随之增加,产生更多的光生载流子,从而提高量子效率。当吸收层厚度继续增加时,入射光已经被表层的空间电荷区全部吸收,不会再产生其余的光生载流子,导致量子效率基本保持不变。当吸收层厚度增加过多时,被激发的光生载流子在扩散到结区的过程中出现复合,反而使量子效率降低。其次,吸收层的掺杂浓度对量子效率的影响与之相似,当掺杂浓度较高时,吸收入射光所需要的吸收层厚度较低,量子效率更早地达到饱和。反之亦然,当掺杂浓度较低时,量子效率达到饱和时所需的吸收层厚度更大。

2.3.3 接触层厚度对量子效率的影响

平面型 InGaAs 焦平面探测器采用的是背照射结构。与常规材料不同的是,宽光谱 InGaAs 探测器外延层材料在衬底与接触层之间添加了 $0.5 \mu\text{m}$ 厚的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 刻蚀阻挡层。衬底剥离前 InGaAs 探测器结构如图 2.6 (a) 所示,外延层材料结构具体包括: InP 帽层、n⁻型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层、n⁺型 InP 接触层、 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 刻蚀阻挡层以及 InP 衬底。宽光谱 InGaAs 探测器需要剥离衬底,

如图 2.6 (b) 所示。衬底剥离后探测器结构仅有 InP 帽层、n⁻型 In_{0.53}Ga_{0.47}As 吸收层、n⁺型 InP 接触层。入射光从焦平面背面，即 n⁺型 InP 接触层进入光芯片，因此接触层 InP 的吸收是影响量子效率的重要因素之一。

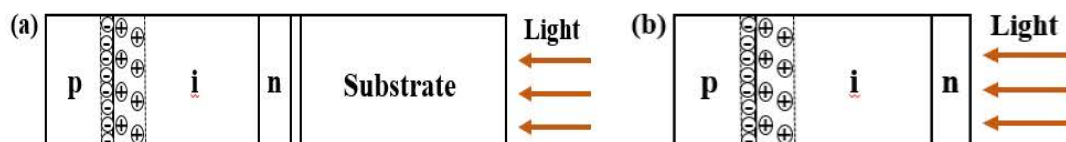


图 2.6 InGaAs 探测器可见拓展前后材料结构示意图

Fig.2.6 Structure diagrams of the InGaAs photodetector before (a) and after (b) substrate removal.

根据材料吸收模型，图 2.7 给出了 InP 厚度对可见光透过率的影响，横轴为入射光波长，纵轴为 InP 厚度，颜色代表透过率。随着 InP 接触层厚度的减薄，可见光的透过率明显增大，当厚度 $L=0.2\ \mu\text{m}$ 时，只有在 800~900 nm 范围内可见光的透过率较强；而 $L=0.01\ \mu\text{m}$ 时，在 450~900 nm 范围内均有明显的透过。因此，后续对两种不同厚度 ($L=0.2\ \mu\text{m}$ 和 $L=0.01\ \mu\text{m}$) 的 n⁺接触层的宽光谱 InGaAs 探测器器件结构进行模拟仿真，计算其量子效率。

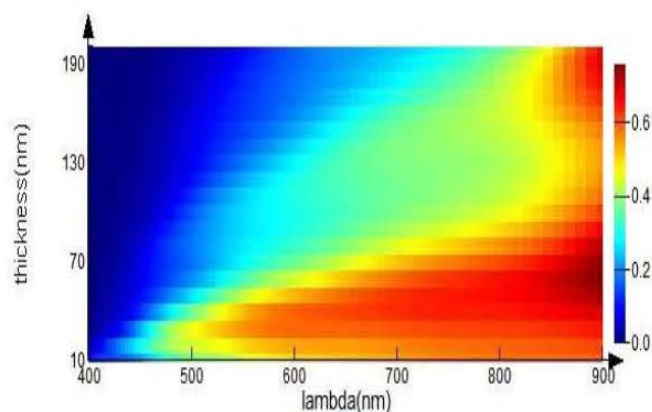


图 2.7 InP 厚度对可见光透过率的影响

Fig.2.7 Effect of the InP thickness on visible light transmittance.

Silvaco International 软件是一个通过建立物理模型，对二维或三维器件结构的电学性能进行仿真的软件。它包含器件编辑组件 DevEdit、交互式组件 DeckBuild、工艺仿真模块 Atlema、器件仿真组件 Atlas 以及可视化组件 TonyPlot[79]。本实验主要采用了 DeckBuild、Atlas 和 TonyPlot 模块。首先在 DeckBuild 界面进行结构描述，定义结构尺寸、电极位置、掺杂情况等，并划分网格，通常界面位置网格较为精细，体材料部分可以降低精度来提升运行速度；

其次定义材料模型，软件自带模型有迁移率模型、漂移扩散模型、Shockley Read Hall (SRH)复合模型、碰撞电离模型、声子辅助隧穿模型以及极化模型等多种模型，可以根据自己需要直接调用；然后设置外部条件，如光源等；最后进行描述需要求解的参数，并对数据进行保存。仿真结果主要通过 Atlas 和 TonyPlot 进行输出。可视化主要用于输出器件结构模型，通过结果提取对数据进行分析。

为了简化仿真模型，本实验以单元结构代替焦平面结构，材料参数按照表 2.2 所述。由于该仿真的目的是分析 InP 接触层对探测器量子效率的影响，因此该简化模型足以显现其变化趋势。图 2.8 为可视化输出的 InGaAs 探测器可见拓展前后的二维结构图。

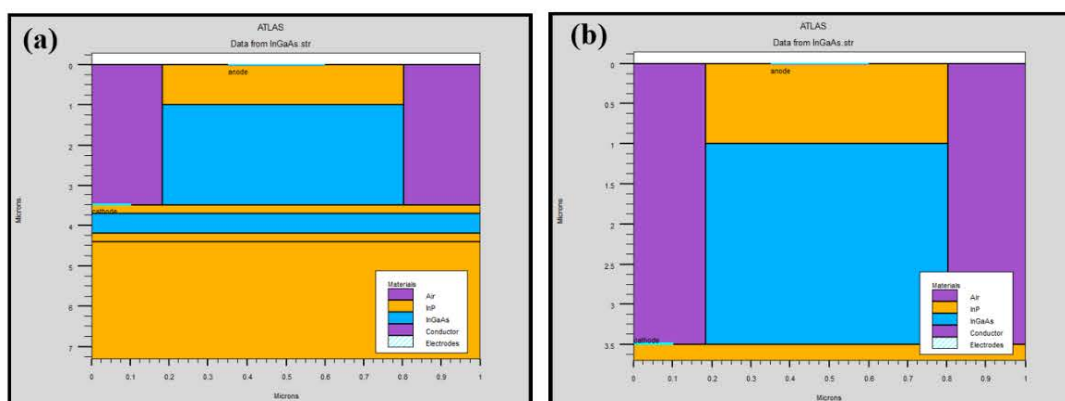


图 2.8 可见拓展前后 InGaAs 探测器仿真模型

Fig.2.8 Simulation models of the InGaAs photodetector before (a) and after (b) visible enhancement.

可见拓展前后器件结构的区别是：可见拓展前，InGaAs 探测器含有衬底和刻蚀阻挡层，可见拓展后只剩下帽层、吸收层和 N^+ 接触层。入射光均采用被背照射，即图 2.8 (a) 中入射光需要经过 InP 衬底和 InGaAs 刻蚀阻挡层以及 N 型接触层后才能进入吸收层，图 2.8 (b) 入射光只是需要经过 N 型接触层即可。仿真过程中，假设 pn 结为突变结，采用迁移率模型，电极为理想的欧姆接触。两种结构的光谱响应如图 2.9 所示。衬底剥离前，InGaAs 探测器在 $0.8 \mu\text{m}$ 前的响应率为零，而衬底剥离后，在可见波段量子效率出现了明显的提升，说明 InP 吸收是影响可见波段量子效率的关键因素。短波红外波段，由于刻蚀阻挡层采用了 InGaAs 材料，所以衬底剥离前量子效率明显低于衬底剥离后，与理论相符。

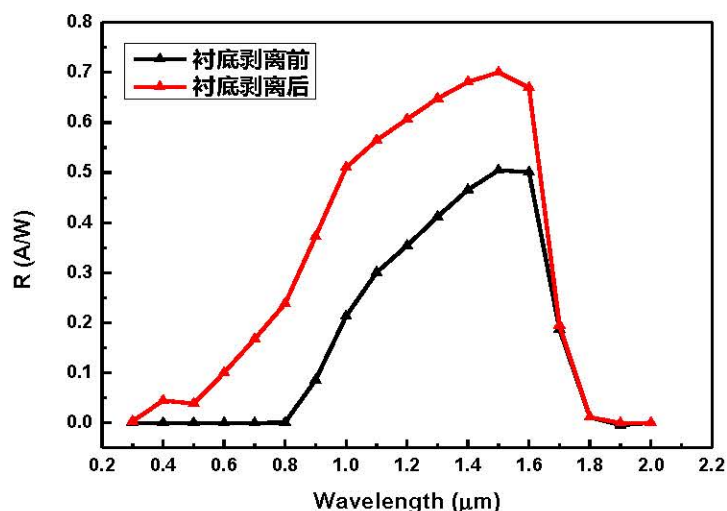


图 2.9 InGaAs 探测器衬底剥离前后的光谱响应模拟曲线

Fig.2.9 The simulated spectrum response of the InGaAs photodetector before and after visible enhancement.

图 2.9 中衬底剥离后, n 型 InP 接触层厚度为 200 nm, 可以看到该 InGaAs 探测器在可见波段出现了明显的光谱响应。结合前面图 2.7 透过率模拟, 当 InP 厚度 $L=0.01 \mu\text{m}$ 时, 在 450~900 nm 范围内透过率会出现明显提升。因此, 进一步对两种不同 InP 接触层厚度 ($L=0.2 \mu\text{m}$ 和 $L=0.01 \mu\text{m}$) 的 InGaAs 探测器的光谱响应进行模拟对比, 结果如图 2.10 (a) 所示。响应率 R = 光电流 I / 入射光功率 P , 量子效率 $\eta = \frac{R_i \times hc}{\lambda_i}$ 。如图 2.10 (b) 所示, 在短波红外波段, 接触层的厚度变化对探测器的量子效率基本没有影响, 这是因为室温下 InP 禁带宽度为 1.35 eV, 不会吸收可见光。另外仿真模型采用的是简化模型, 衬底缺陷等造成的载流子复合可以忽略, 所以二者量子效率几乎没有变化。在可见波段, 随着接触层厚度的减小, 探测器的量子效率出现了明显的提升。当接触层厚度降至 $L=0.01 \mu\text{m}$, 在整个工作光谱范围, 量子效率达到了 60 % 以上, 通常没有进行增透处理的探测器表面反射率高达 30 % 以上, 模拟结果与理论相符。因此要实现 InGaAs 探测器可见-短波红外宽光谱高量子效率探测, InP 接触层厚度需要设计为 ~10 nm 尺度。

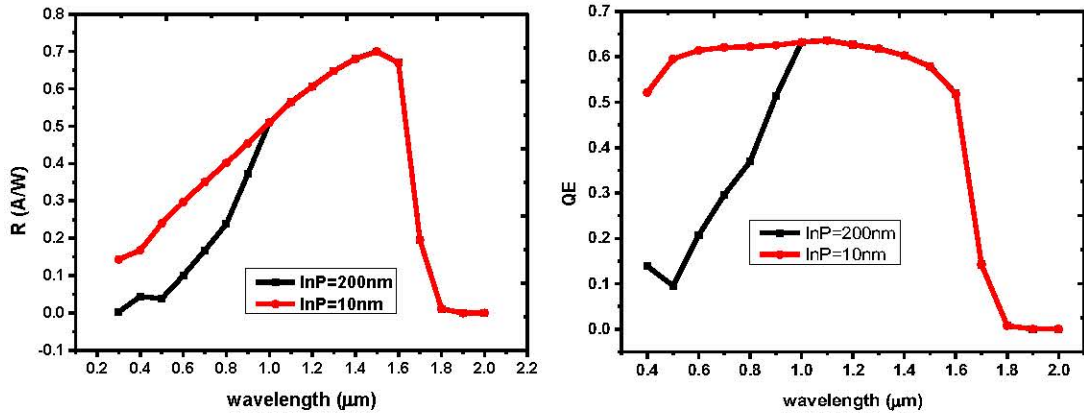


图 2.10 不同 InP 接触层厚度下器件的光谱响应与量子效率曲线

Fig.2.10 Spectrum response and quantum efficiency for the InGaAs photodetect with different thicknesses of the InP contact layer.

2.4 宽光谱 InGaAs 探测器材料结构设计及表征

结合上述分析，本实验设计的可见拓展 InGaAs 外延层材料结构如表 2.3 所示，吸收层浓度采用了 $1E16 \text{ cm}^{-3}$ ，吸收层厚度为 $2.5 \mu\text{m}$ ，衬底与 InP 接触层之间添加了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 刻蚀阻挡层，且 InP 接触层的厚度控制在 $0.04 \sim 0.2 \mu\text{m}$ 以内。

表 2.3 宽光谱 InGaAs 探测器外延层材料结构参数

Table 2.3 Structure parameters for the epitaxial layer of the broadband InGaAs detector

Material	Type	Thickness/ μm	Dopant	Concentration/ cm^{-3}
InP 帽层	N	1	Si	$5E16$
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层	N	2.5	Si	$1E16$
InP 接触层	N	$0.04 \sim 0.2$	Si	$>2E18$
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 刻蚀阻挡层	N	0.5	Si	$>2E18$
InP 缓冲层	N	0.2	Si	$>2E18$
InP substrate	N	350		

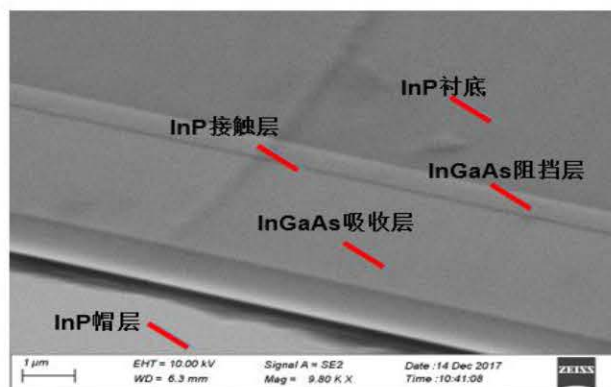


图 2.11 宽光谱 InGaAs 探测器外延材料的 SEM 结构表征

Fig.2.11 Structure characterization of the broadband InGaAs epitaxial material tested by SEM.

顾溢老师课题组采用 DCA 设备进行了材料生长，图 2.11 为宽光谱 InGaAs 探测器外延材料的 SEM 结构表征。图 2.12 为 InGaAs 材料的室温光致发光(PL)谱测试结果，测试采用的激光源为固体激光器，其波长为 532 nm。

图中 SD5#和 SD6#分别代表了接触层厚度为 40 nm 和 50 nm 的外延材料。本实验中采用傅里叶变换红外 (FTIR) 光谱仪 Nicolet IS50 探测荧光信号。测试结果显示，SD5#外延材料的吸收层荧光峰位是 0.732 eV，SD6#的吸收层荧光峰位是 0.735 eV，接近于室温晶格匹配的 InGaAs 材料的禁带宽度 (0.74 eV)，说明该外延材料与衬底材料匹配良好。该曲线荧光包络平滑，SD5#和 SD6#的半峰宽 (FWHM) 分别为 46 meV 和 45 meV。较大的 PL 强度和窄的半峰宽说明该外延材料组分均匀，没有太多的杂质和缺陷。

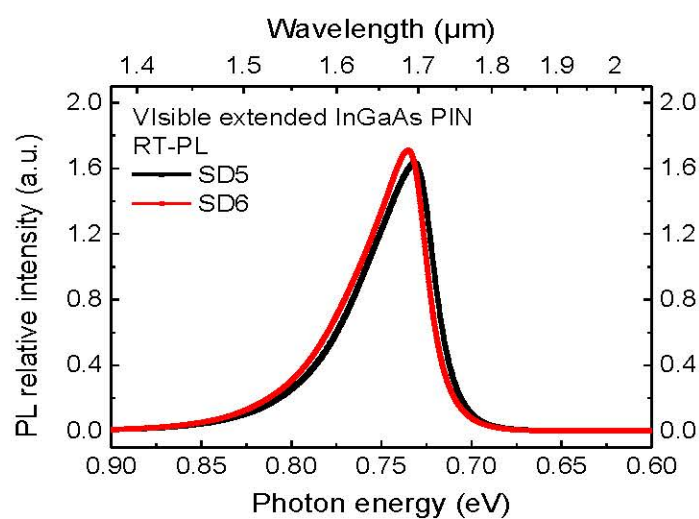


图 2.12 宽光谱 InGaAs 材料的室温光致发光谱

Fig.2.12 Room temperature photoemission spectra of InGaAs materials with wide spectrum

进一步对宽光谱 InGaAs 材料进行 X 射线衍射 (HRXRD) $\Omega/2\theta$ 扫描, 测试结果如图 2.13 所示。图中 SD5#材料 InGaAs 和 InP 峰位重合, SD6#的 InGaAs 吸收层失配度仅为 -4.17×10^{-4} , 说明该宽光谱 InGaAs 材料的吸收层和 InP 之间晶格匹配良好, 进一步证明了材料的均匀性和良好的结晶度。

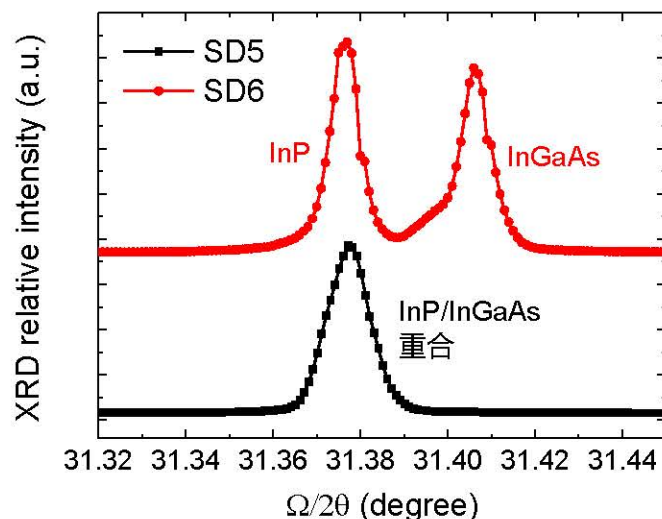


图 2.13 宽光谱 InGaAs 材料的高分辨 X 射线衍射 (HRXRD) $\Omega/2\theta$ 曲线

Fig.2.13 Wide spectrum of InGaAs materials high resolution X ray diffraction (HRXRD) $\Omega/2\theta$ theta curve

2.5 小结

本章重点介绍了 InGaAs 焦平面探测器的量子效率模型和测试方法, 分析了 InGaAs 焦平面探测器影响量子效率的关键因素。重点分析了吸收层浓度、吸收层厚度以及接触层厚度对量子效率的影响。计算结果表明吸收层的浓度会影响耗尽区的宽度, 所以低掺杂浓度的吸收层外延材料, 量子效率达到饱和时对应的吸收层厚度略大于高掺杂浓度材料。对于固定吸收层掺杂浓度的材料, 量子效率达到饱和后, 随着吸收层厚度增加, 光生载流子的复合几率增加, 进而导致量子效率下降。对于宽光谱 InGaAs 探测器, 影响可见波段量子效率的关键因素是接触层的厚度。随着接触层的大幅度减小, 可见波段量子效率出现了明显的提升。根据理论分析, 本章设计优化了宽光谱 InGaAs 探测器外延层材料结构, 采用 DCA 设备进行了材料生长, 并对外延材料进行了测试表征。

第3章 宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺与焦平面验证

3.1 引言

暗电流水平、信噪比以及量子效率等参数是衡量 InGaAs 探测器性能的重要指标。为降低器件暗电流，提高信噪比，国内外研究机构已经做了大量的工作。对于大光敏元器件，暗电流是噪声的主要来源。通过工艺优化，美国 FLIR 公司的 $15\ \mu\text{m}$ 中心距 InGaAs 探测器量子效率可以降至 $2.95\ \text{nA}/\text{cm}^2$ ，法国 SOFRADIR 公司的 640×512 焦平面的暗电流水平可以达到 $4.8\ \text{nA}/\text{cm}^2$ ，上海技术物理研究所 320×256 、 640×512 、 4000×128 等多种规格的焦平面在零偏压附近暗电流密度可以实现 $<5\ \text{nA}/\text{cm}^2$ [80]。随着焦平面向大面阵高密度方向的发展，光敏元的中心距尺寸也由几十微米下降至亚 $10\ \mu\text{m}$ 尺寸。在低暗电流水平、小光敏元尺寸条件下，探测器耦合噪声的影响显得更为明显。降低探测器耦合噪声的关键因素是降低探测器电容，而电容又和吸收层浓度的 $1/2$ 次方成正比。所以获得低吸收层浓度材料的低暗电流水平对于高密度器件信噪比具有重要意义。本章 3.2 部分研究了不同掺杂浓度外延材料的扩散行为，探索了不同扩散条件下低掺杂浓度材料的暗电流水平。

根据第二章的结构设计分析，可以知道要实现可见-短波红外宽光谱范围高量子效率的 InGaAs 探测器，需要制备超薄接触层厚度的光敏芯片。因此，对于宽光谱 InGaAs 探测器，除了探测器光敏芯片研制过程中引入的噪声外，衬底剥离、接触层减薄的过程也会引起器件性能的变化。

结合宽光谱 InGaAs 探测器的制备工艺需求，重点探索了影响量子效率的几个关键工艺：扩散工艺、衬底剥离工艺以及接触层减薄工艺，分析了各工艺对器件性能的影响，为制备高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器提供基础。结合宽光谱 InGaAs 探测器的结构设计和关键工艺探索，本章第 5 小节详细介绍了宽光谱 InGaAs 焦平面探测器的制备流程，并进行了焦平面验证。实验中所用材料的吸收层浓度为 $1\times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ ，对于该杂质浓度的材料，采用条件 530°C 扩散 9min 即可获得性能良好的光敏芯片。光敏芯片的规格为 160×120 元，像元

中心距为 30 μm 。通过对比可见拓展前后 InGaAs 探测器的光电性能，证实了设计的合理性和工艺的可行性。

3.2 InGaAs 探测器物理模型

3.2.1 暗电流模型

对于平面型非制冷 InGaAs 探测器，暗电流对器件性能的影响至关重要。Forrest 等人[81]根据暗电流的成分建立了暗电流模型，将总的暗电流定量的描述为三个独立的分量：杂质缺陷引起的产生-复合电流、带隙间的隧穿电流以及扩散电流。2011 年，Andresen 等人[82]针对平面型 InGaAs 探测器暗电流模型做出了概述，如图 3.1 所示。平面型 InGaAs 探测器的暗电流主要来源于器件内部，大致可以分为：主要来源于耗尽区内的产生复合电流、InGaAs 体材料的扩散电流（图中标注为横向分量 $I_{\text{diff}1}$ 和纵向分量 $I_{\text{diff}2}$ ）、器件表面和界面缺陷引起的辅助隧穿电流，理论上器件的极限水平是暗电流成分中只有扩散电流。

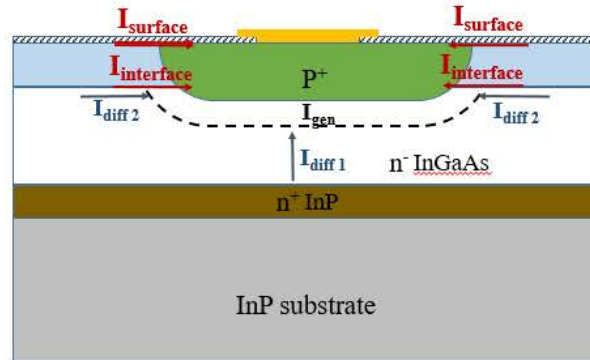


图 3.1 平面型 InGaAs 探测器暗电流成分

Fig.3.1 Dark current contributions of the planar InGaAs photodetector

3.2.1.1 产生复合电流

产生复合电流主要来源于空间电荷区的杂质和缺陷，它们构成了 Shockley-Read 复合中心。当对 InGaAs 探测器施加偏置电压时，这种由复合中心引起的非平衡载流子的产生-复合动态平衡将被打破，从而产生电流。这种产生-复合电流的表达式为：

$$I_{gr} = \frac{Aqn_iW}{2\tau_{eff}} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad \dots (3.1)$$

式中，A 和 W 分别代表光敏元的扩散结面积和耗尽层宽度， τ_{eff} 为材料的有效

SRH 寿命。耗尽层宽度 W 和外加偏置电压成正比，和吸收层杂质浓度 N_d 的平方根成反比，具体表达式为：

$$W_d = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s V_0 - V}{q N_d} \right]^{1/2} \quad \dots (3.2)$$

内建电势 V_0 可以通过公式 (3.3) 计算得到：

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad \dots (3.3)$$

由此可见，要降低 InGaAs 探测器的产生复合电流，一方面需要降低材料吸收层的杂质浓度，另一方面降低材料的缺陷。

3.2.1.2 扩散电流

扩散电流主要是指热激发产生的电子空穴对通过扩散到达耗尽区边缘，在 p-n 结内建势场的作用下，少数载流子漂移形成的电流。定义 n 区的少数载流子浓度表达式为：

$$p = p(\mathbf{x}, \mathbf{r}) \quad \dots (3.4)$$

以圆柱形作为背景模型，根据连续性方程可以得到[82]：

$$\text{Div}(\mathbf{J}) = \nabla \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{r} \frac{\partial(rJ)}{\partial r} \mathbf{r} + \frac{\partial J}{\partial x} \mathbf{x} = \frac{q(p - p_0)}{\tau} \quad \dots (3.5)$$

$$\mathbf{J} = qD_p \text{grad}(p) = qD_p \nabla p = \frac{\partial p}{\partial r} \mathbf{r} + \frac{\partial p}{\partial x} \mathbf{x} \quad \dots (3.6)$$

引入 Debye 长度[83]：

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad \dots (3.7)$$

式中， D_p 为少子扩散系数， τ_p 为少子寿命。根据连续性方程可以得到载流子浓度变化量 p' ：

$$p' = p(x, r) - p_0 \quad \dots (3.8)$$

$$\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} \right) \mathbf{r} + \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \mathbf{x} - \frac{p'}{L_p^2} = 0 \quad \dots (3.9)$$

平面型 InGaAs 探测器类似于单边突变结，扩散电流主要产生于轻掺杂区，所以下面主要分析 I_{diff} 。公式 (3.9) 可以简化为

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \mathbf{x} - \frac{p'}{L_p^2} = 0 \quad \dots (3.10)$$

则，

$$p(x) = p_0 + Ae^{\frac{-x}{L_p}} + Be^{\frac{x}{L_p}} \quad \dots (3.11)$$

代入边界条件:

$$p(x=0) = p_0 e^{\frac{qV}{kT}} \quad \dots (3.12)$$

$$\left. \frac{dp(x)}{dx} \right|_{x=d} = \frac{-\alpha_x(p(H) - p_0)}{L_p} \quad \dots (3.13)$$

其中, α_x 为表面复合速率, 从而可以得到扩散电流为:

$$I_{diff1} = \frac{\pi R_0^2 q D_p n_i^2}{N_d L_p} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \frac{\left[\sinh\left(\frac{H}{L_p}\right) + \alpha_x \cosh\left(\frac{H}{L_p}\right) \right]}{\left[\cosh\left(\frac{H}{L_p}\right) + \alpha \sinh\left(\frac{H}{L_p}\right) \right]} \quad \dots (3.14)$$

πR_0^2 代表光敏元的面积, 后续可采用 A 来代替; n_i 为本征载流子浓度, N_D 是掺杂浓度。

3.2.1.3 隧穿电流

根据电子跃迁方式, 光电探测器的隧穿电流可以分为直接隧穿电流和间接隧穿电流。直接隧穿电流是指电子通过结区直接从价带跳跃至导带, 它的理论方程为:

$$I_{bbt} = \frac{Aq^3 E_m V}{4\pi^2 h^2} \left(\frac{2m}{E_g} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{4 \sqrt{2mE_g^3}}{3qhE_m} \right] \quad \dots (3.15)$$

式中 h 为普朗克常数, E_m 是电场强度, 对于单边突变结, 采用耗尽层近似。根据三角形势垒图, 电场强度可以近似为:

$$E_m = \left[\frac{2qN_d \left(\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) - V \right)}{\epsilon_0 \epsilon_S} \right]^{1/2} \quad \dots (3.16)$$

m 为有效质量:

$$m = \frac{m_e m_h}{(m_e + m_h)} \quad \dots (3.17)$$

间接隧穿电流也叫陷阱辅助隧穿电流, 主要是指电子通过耗尽区的一些陷阱或杂质等进行二次跃迁到达导带形成的电流。将不同状态下的表面和界面 (如不同的有效带隙以及不同的缺陷密度或缺陷能级) 暗电流, 都归纳为公式[82]:

$$I_{int/surf} = \kappa_1 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \frac{|V - V_{bi}| \exp\left(\frac{-\kappa_2 W_d \sqrt{E_g^3}}{|V - V_0|}\right)}{E_g - E_t} \quad \dots (3.18)$$

κ_1 、 κ_2 与缺陷密度有关， E_t 是缺陷能级， W 为耗尽层宽度。外加偏压越小，辅助隧穿电流会越小，所以在低偏压下不是主要因素。

3.2.1.4 欧姆电流

以上电流都可以通过材料模型和二极管模型来进行估算，而欧姆电流则需要通过动态电阻-电压 (R_d - V) 特性来评估。表面效应和结区材料的位错是欧姆分流的主要来源。此处位错是将区域的不连续等效为晶格的不连续，与位错有关的分流电流可以表述为[84]:

$$I_{sh} = \frac{V}{R_{sh}} \propto C^* VT^{3/2} \exp(-E_g / 2kT) \quad \dots (3.19)$$

k 是玻尔兹曼常数， q 电子电量， T 是样品的温度， I_R 是位错复合电流。

3.2.2 噪声模型

InGaAs 探测器的噪声主要来自于三个部分：光敏芯片噪声、读出电路噪声以及光敏芯片和读出电路耦合带来的热噪声。总的的噪声电压表达式可以表示为:

$$\begin{aligned} \bar{V}_{total}^2 = & \frac{2k_B T}{C_s} + \frac{4\alpha k T (C_{int} + C_d)^2}{C_{int}(C_L C_{int} + C_L C_d + C_d C_{int})} + \frac{2kT}{R_d C_{int}^2} T_{int} + \frac{q(I_c + I_{dc})}{C_{int}^2} T_{int} \\ & + \frac{A_f \ln(N/2)}{C_{int}^2} T_{int}^2 \quad \dots (3.20) \end{aligned}$$

常数项 $\frac{2k_B T}{C_s}$ 和 $\frac{4\alpha k T (C_{int} + C_d)^2}{C_{int}(C_L C_{int} + C_L C_d + C_d C_{int})}$ 分别代表读出电路噪声和耦合噪声。对于宽光谱 InGaAs 探测器，衬底剥离工艺和精确减薄工艺主要针对光敏芯片进行，探测器读出电路以及芯片与电路的耦合方式没有任何变化，所以可见拓展 InGaAs 探测器的噪声变化更多来自于光敏芯片噪声。

光敏芯片噪声又可以分为约翰逊 (Johnson) 噪声，即自由载流子和晶格原子碰撞，导致电阻发热产生的热噪声，它与偏置电压无关，与频率无关，也叫白噪声。光敏芯片热噪声的噪声电压平方与积分时间成线性关系:

$$\bar{V}_{out,int,the}^2 = \frac{2kT}{R_d C_{int}^2} T_{int} \quad \dots (3.21)$$

散粒噪声也是光敏芯片的主要噪声，它主要来自于少数载流子在 pn 结区受到散射而引起的电流电压变化。在低频下，它也是一种白噪声，表达式为：

$$\bar{V}_{out,shot}^2 = \frac{q(I_c + I_{dc})}{C_{int}^2} T_{int} \quad \dots (3.22)$$

光敏芯片还有一种噪声也叫散粒噪声，它主要来自于半导体缺陷，其噪声电压平方的表达式为：

$$\bar{V}_{out,int,1/f}^2 = \frac{A_2 \ln(N/2)}{C_{int}^2} T_{int}^2 \quad \dots (3.23)$$

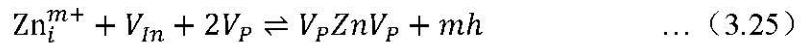
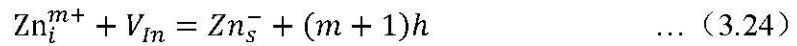
可以通过拟合噪声电压与积分时间的关系来分析噪声的来源。

3.3 宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺

3.3.1 扩散工艺

3.3.1.1 扩散原理及测试方法

本实验中 InGaAs 探测器为平面型结构，其 P-N 结是通过杂质 Zn_3P_2 在帽层 InP 中扩散形成。扩散后，Zn 主要以间隙-替代式存在于 N 型帽层 InP 材料中，如公式(3.24) - (3.25)所示。具体扩散机制已在 2.3.1 中详细论述，此处不再赘述。



扩散后载流子的分布有三种测试方法：二次离子质谱（SIMS）[85]、电化学 CV 法（ECV）以及扫描电容显微镜（SCM）[86]。SIMS 测试的是元素的分布，它是采用一定能量的聚焦离子束轰击样品表面，将其部分能量传递给晶格原子，然后晶格原子向表面运动，并进一步将能量传递给表面离子，形成粒子溅射。然后通过质量分析仪收集溅射的二次离子，从而获得某一元素的分布。ECV 是通过半导体施加偏压，使其发生化学反应，从而获得载流子的浓度分布。该方法只适合于单层材料，且精度较差。扫描电容显微技术 SCM(scanning capacitance microscopy)可以通过测试电容的变化量来测试半导体材料的载流子分布。本实验中主要采用的是 SCM 测试方法，SCM 测试原理如图 3.2 所示

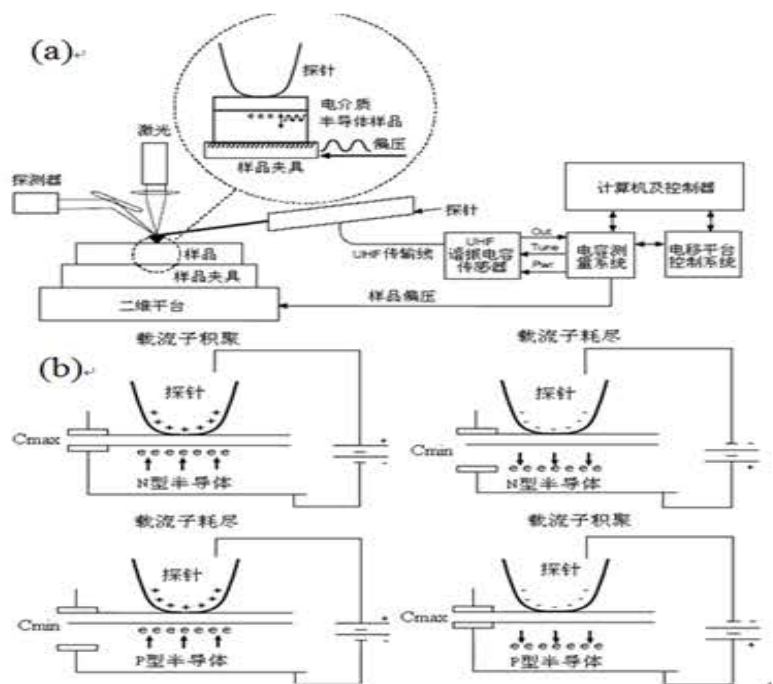


图 3.2 扫描电容显微技术的测试原理

Fig. 3.2 Testing mechanism of the scanning capacitance microscopy.

从图 3.2 可以看到，测试过程中在针尖和测试样品之间形成了一个 MIS 结构，中间绝缘层通常由样品表面的氧化层构成。整个 MIS 电容可以等效为两个电容器的串联，如图 3.3 所示。 $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_s}$ ， C_{ox} 为探针与绝缘层之间的电容， C_s 为绝缘层和半导体之间的电容。理想状态下氧化层中不存在任何电荷，所以在氧化层和半导体界面上无界面态， $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}}$ 。绝缘层和半导体之间的电容是一个与电势相关的变化量， $C_{ox} = f(V_s)$ 。测试过程中会在针尖和样品之间加一个直流电压和交流信号，从而电场的变化会引起半导体材料中多子的耗尽与积累。这样通过测试电容的变化量 dC/dV 就可以判断载流子的分布。

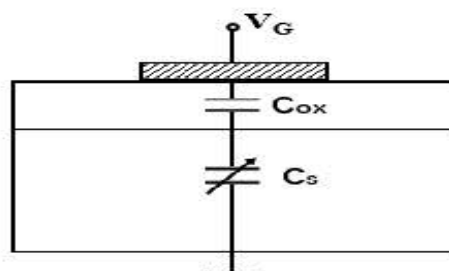


图 3.3 MIS 结构等效电容

Fig. 3.3 Equivalent capacitance of the Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) structure.

本实验中，采用的是恒压模式，即保持 ΔV 为恒量，通过扫描电容的差值

$\Delta C = [1 - \alpha N_D^{\frac{1}{2}} / (\frac{\epsilon_{ox}}{T_{ox}} + \alpha N_D^{\frac{1}{2}})] \frac{\epsilon_{ox}}{T_{ox}}$ 来获得载流子的变化。由于 InGaAs 光敏芯片，表面氧化层较为复杂，难以准确计算其介电常数和厚度。所以 SCM 只是用来定性分析杂质分布以及 pn 结位置等。

3.3.1.2 扩散条件对器件性能的影响

影响光敏芯片噪声的主要因素是焦平面的暗电流水平和零偏电阻。在大光敏元尺寸下，暗电流影响占主导因素。但随着工艺的优化，InGaAs 焦平面的暗电流水平可以达到 1 nA/cm^2 以下，光敏元的中心距尺寸也由 $30 \text{ }\mu\text{m}$ 降至 $10 \text{ }\mu\text{m}$ 。在低暗电流水平、小光敏元尺寸条件下，探测器耦合噪声的影响更为明显。降低探测器耦合噪声的关键因素是降低探测器电容。PN 结零偏电容的表达式为：

$$\frac{C_j}{A_j} = \left[\frac{q\epsilon N_D}{2V_d} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots (3.26)$$

式中， A_j 和 V_d 分别代表 PN 结的面积与内建电势， ϵ 为吸收层介电常数， N_D 为 PN 结轻掺杂一侧的杂质浓度。所以降低 InGaAs 吸收层的掺杂浓度可以有效降低小光敏元尺寸的焦平面噪声。

本实验先采用了两种掺杂浓度的 InGaAs 材料，编号分别为 F59 和 F306，对应的吸收层掺杂浓度分别为 $5\text{E}16 \text{ cm}^{-3}$ 和 $2\text{E}14 \text{ cm}^{-3}$ 。F59 材料采用扩散温度 530°C ，扩散时间 11 分钟，F306 采用扩散温度 530°C 、扩散时间 9 分钟的扩散工艺，分别制备了不同光敏元面积的器件。器件结构示意图和光学显微镜形貌图如图 3.4 所示。

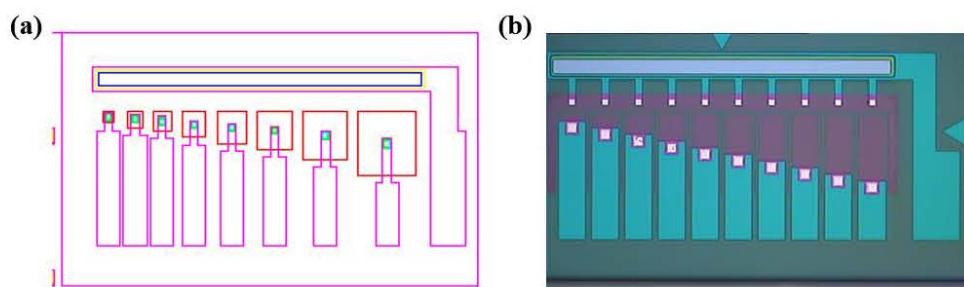


图 3.4 (a) 器件结构示意图，(b) 器件光学显微镜图

Fig.3.4 (a) Structure diagram of the device, (b) Optical microscope diagram of the device.

挑选不同面积的光敏元进行 I-V 测试。测试结果如图 3.5 所示。在 -100 mV 偏压下，F59 材料面积为 $200 \text{ }\mu\text{m} \times 200 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $120 \text{ }\mu\text{m} \times 120 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $50 \text{ }\mu\text{m} \times 50 \text{ }\mu\text{m}$ 的光敏元的暗电流密度分别为 5.83 nA/cm^2 、 6.63 nA/cm^2 、 6.13 nA/cm^2 。相比较，F306

材料在-100 mV 偏压下，面积为 $200\ \mu\text{m}\times 200\ \mu\text{m}$ 、 $120\ \mu\text{m}\times 120\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m}\times 50\ \mu\text{m}$ 的光敏元的暗电流密度分别为 $18.4\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 、 $37.1\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 、 $104.7\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 。

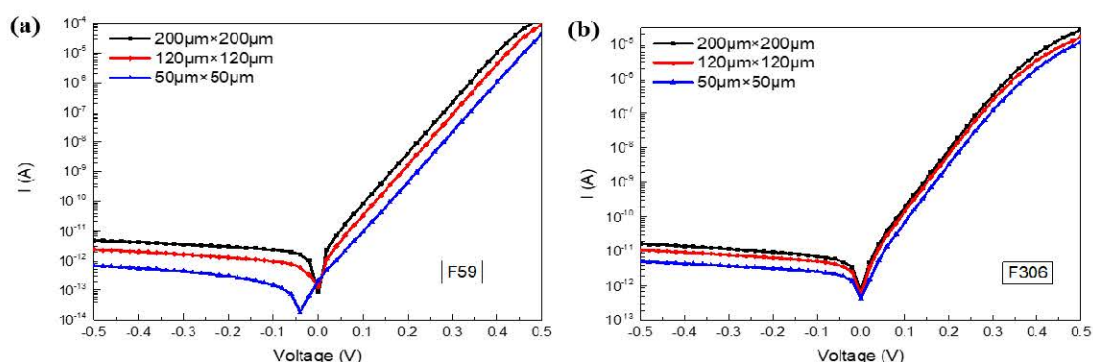


图 3.5 不同掺杂浓度材料器件的 I-V 特性曲线

Fig.3.5 Typical I-V curves for the device with different absorption concentration.

可见，吸收层掺杂浓度为 $5E16\ \text{cm}^{-3}$ 的 InGaAs 材料，扩散温度 530°C 、扩散时间 9 分钟条件下器件的暗电流水平比较平稳。相比较，低掺杂浓度的 F306 材料，随着扩散孔面积的变大，暗电流密度逐渐增大。说明低掺杂浓度材料稳定性较差，可能低掺杂浓度材料扩散速率过快引起。为了证实这一观点，进一步对比了二者的扩散深度，测试了两种材料的光敏元 SCM 分布图，如图 3.6 所示。

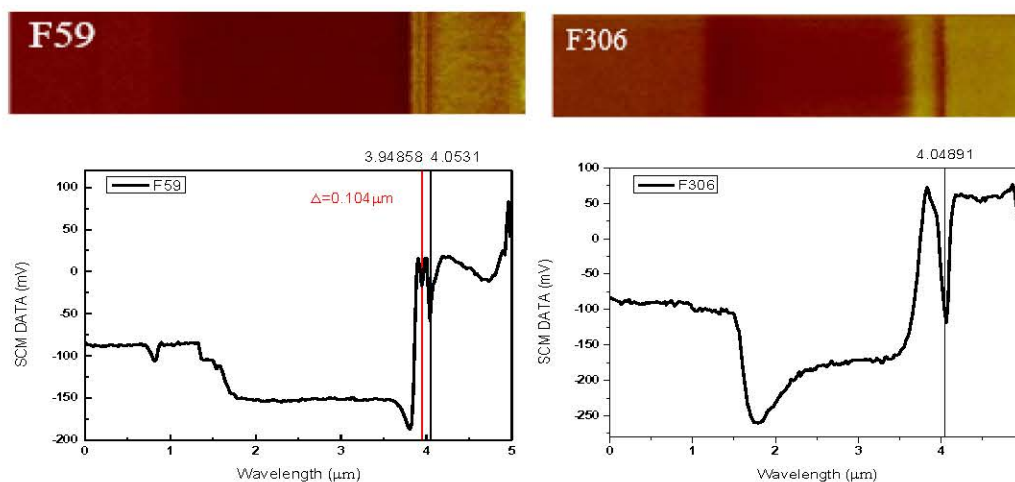


图 3.6 两种材料的光敏元 SCM 分布图

Fig.3.6 The SCM profile of the InGaAs detector made by two different materials.

对比二者 SCM 测试结果，发现高掺杂浓度材料， 530°C 扩散时间 9 分钟形成的 pn 结更接近于突变结。相比较，F306 材料中形成了缓变的 pn 结。对比二者扩散深度，低掺杂浓度材料扩散得更深一些。所以精确调控扩散成结的位置也是一个难点。

扩散深度对 InGaAs 探测器的性能具有重要的影响。为了获得低掺杂浓度 InGaAs 材料光敏芯片的低暗电流水平，对扩散工艺进行了优化，共采用了三个扩散条件：扩散温度均为 530°C，扩散时间分别为 7 分钟、9 分钟、11 分钟，对应的编号依次为 F306-1、F306-2、F306-3，它们来自于同一片材料。

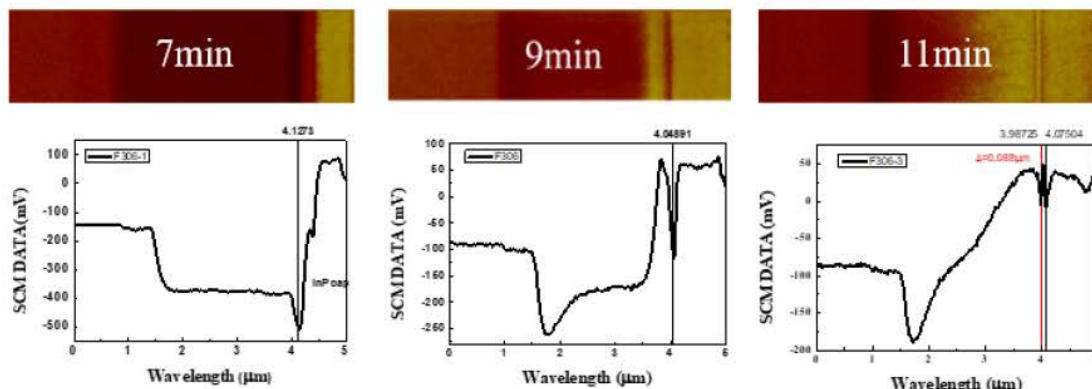


图 3.7 三种不同扩散条件下的载流子分布图

Fig.3.7 The carrier profile measured by SCM for the InGaAs detector with different diffusion conditions

图 3.7 为上述三种不同扩散条件下载流子分布的 SCM 测试结果。从载流子的二维分布图可以直观地看出，随着扩散时间的延长，杂质 Zn 的扩散深度也随之增大。从 SCM 信号分布可以看到，Zn 元素在 InGaAs 材料中的扩散速率小于帽层 InP，所以在帽层与吸收层的界面位置出现了载流子的堆积。对比三种条件下的扩散深度，530°C 扩散时间 9 分钟条件下材料 pn 结位置更接近于界面附近。

为了进一步验证扩散效果，分别对三个不同扩散条件下的器件测试其 I-V 特性曲线。测试单位的面积为 $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ 。结果如图 3.8 所示，扩散时间 7 min、9 min、11 min 对应的暗电流密度分别为： $9605\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 、 $104\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 、 $129\ \text{nA}/\text{cm}^2$ ，说明扩散深度在略进入吸收层位置附近，器件的性能会更好一些。

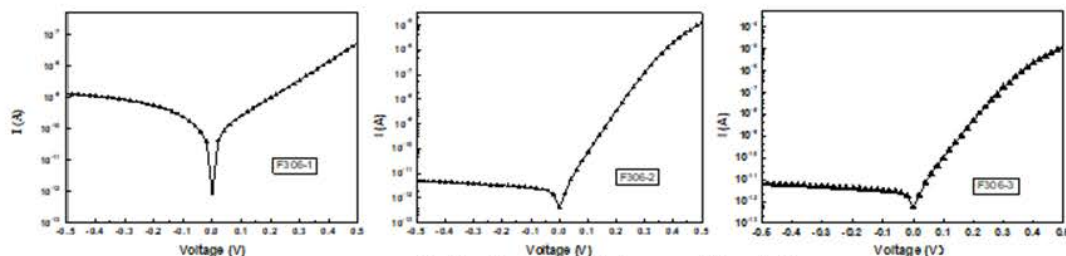


图 3.8 不同扩散时间下器件的 I-V 特性曲线

Fig.3.8 I-V curves of the device at the different diffusion conditions.

扩散深度不仅与扩散时间有关,与扩散孔的面积也有一定的关系。挑选性能最好的 F302-2 条件,对不同扩散孔面积的器件进行测试,如图 3.9 所示。扩散孔面积 $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ 、 $120\ \mu\text{m} \times 120\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ 对应的暗电流密度分别为 $14.8\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 、 $37.1\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 、 $104.7\ \text{nA}/\text{cm}^2$ 。扩散深度与扩散孔面积息息相关,说明精确控制 pn 结位置是提升器件性能的关键因素。

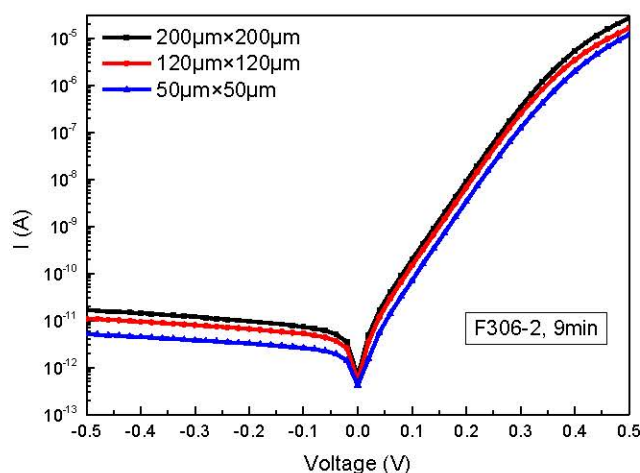


图 3.9 扩散孔面积对器件性能的影响

Fig.3.9 Effect of the diffusion area on device performance.

3.3.2 衬底剥离工艺

3.3.2.1 剥离原理及方法

衬底剥离技术是宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺之一。Marshall J. Cohen 等人提出了采用机械抛光和湿法腐蚀相结合的方法实现背照射 InGaAs 焦平面的衬底剥离[42]。大部分 InP 衬底通过机械抛光的方法去除,剩余的 InP 衬底和 InP buffer 层通过 $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4$ (3:1)湿法腐蚀去除。InGaAs 刻蚀阻挡层通过 $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7:\text{H}_2\text{O}_2$ 混合液湿法腐蚀去除。剩下的探测器结构为 $1\ \mu\text{m}$ InP 帽层、 $3\ \mu\text{m}$ InGaAs 吸收层和 $0.3\ \mu\text{m}$ InP 阴极公用接触层。后续 Tara Martin 等人采用同样的方法制备了 320×240 元 InGaAs/InP 焦平面[45]。实验过程中发现机械抛光和湿法腐蚀相结合的方法优于纯机械抛光的方法。只采用机械抛光的方法,厚度仅能减薄到微米级,但 InP 接触层越薄,可见波段量子效率越高、成像能力越强。

衬底剥离的一个关键步骤是光敏芯片与读出电路的倒焊互联及充胶固化。衬底剥离后的 InGaAs 焦平面仅有几个微米,为防止光敏芯片破裂,衬底剥离前首

先将光敏芯片和读出电路倒焊互连，同时采用环氧树脂对 In 柱进行保护，如图 3.10 所示。图中淡绿色为环氧树脂，充胶越均匀，对 In 柱固定效果越好。为此，采用较为流动性较好的 301 进口胶代替低温胶。

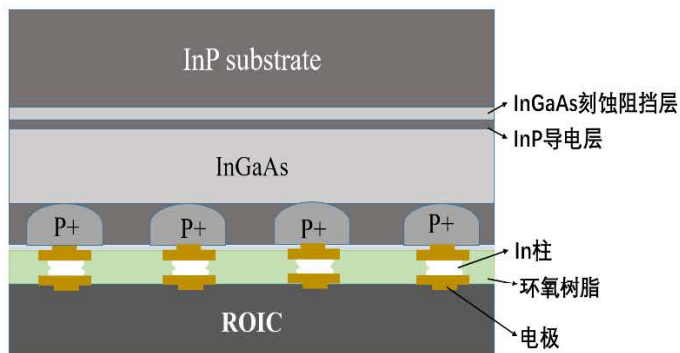


图 3.10 衬底剥离前 InGaAs 模块结构示意图

Fig.3.10 Schematic diagram of the InGaAs module structure before substrate removal.

湿法腐蚀过程中，首先采用光刻胶对光敏芯片周围裸露的电路进行保护，然后采用 HCl: H₃PO₄ (3:1)混合溶液腐蚀衬底。反应过程中：第一步是 HCl 和 InP 化学键的交换，如图 3.11 (a)，In-Cl、P-H 键替代 H-Cl、In-P 键，这一步决定了反应的速率；第二步（图 3.11 (b)）是形成 InCl₃ 和 PH₃ 气体，这一步在刻蚀过程中通过气泡可以判断[87]。H₃PO₄ 用于调控刻蚀速率，因为 H₃PO₄ 可以抑制 P 原子的电离。

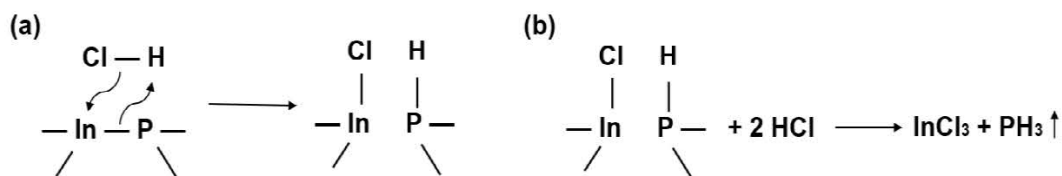


图 3.11 衬底剥离反应方程式

Fig.3.11 Reaction equation of the substrate removal.

InGaAs 刻蚀阻挡层采用酒石酸（重量比酒石酸: H₂O = 1:1）: 双氧水（5:1），35℃水浴刻蚀。为防止 n 电极脱落，可以将 n 槽位置的刻蚀阻挡层进行保留。衬底剥离后器件结构如图 3.12 (a) 所示，光敏芯片由 InP 帽层、InGaAs 吸收层和 InP 接触层构成。为了可以展示衬底剥离后焦平面的整体形貌，采用 64 × 64 元焦平面作为衬底剥离样品。图 3.12 (b) 为 64 × 64 元焦平面衬底剥离后的光学显微镜图片，可以看到四周为 n 电极，中间为光敏元形貌，衬底剥离前，InP 厚度为

350 μm ，衬底剥离以后，InP 接触层的厚度为 200 nm，可以清晰地看到每一元所对应的位置。

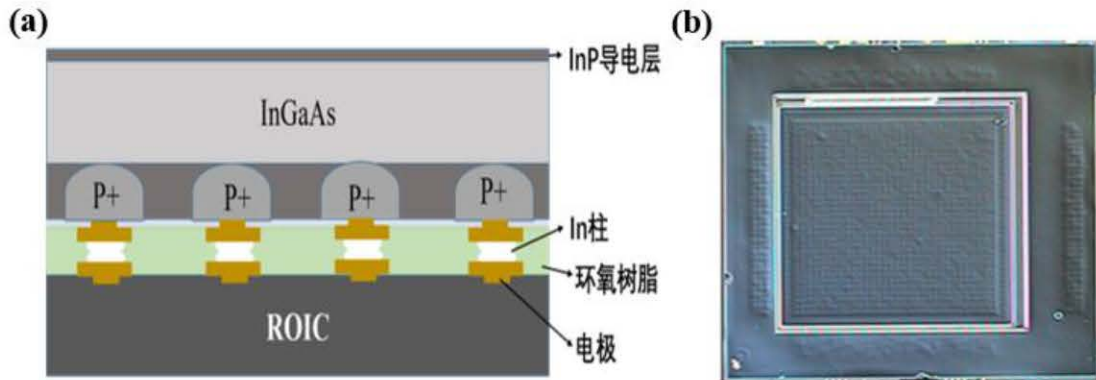


图 3.12 衬底剥离后的 InGaAs 焦平面探测器 (a) 结构示意图；(b) 形貌图

Fig.3.12 The InGaAs FPA after substrate removal. (a) structure illustration, (b)optical micrograph.

3.3.2.2 衬底剥离对器件暗电流的影响

根据焦平面暗信号与积分时间的关系：

$$V_d = \eta \frac{I_d T_{int}}{C_{int}} \quad \dots (3.29)$$

V_d 为焦平面暗信号电压， η 为电路增益， T_{int} 为积分时间， C_{int} 为积分电容。通过测试焦平面的暗信号，可以推算出器件暗电流。对样品 1906017 衬底剥离前后的暗信号进行测试，样品面积为 $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ ，积分电容为 50 fF，测试结果如图 3.13 所示。电路增益为 0.8 时，衬底剥离前暗电流为 30.15 fA，暗电流密度为 3.35 nA/cm^2 ；衬底剥离后暗电流为 40.19 fA，暗电流密度为 4.47 nA/cm^2 。

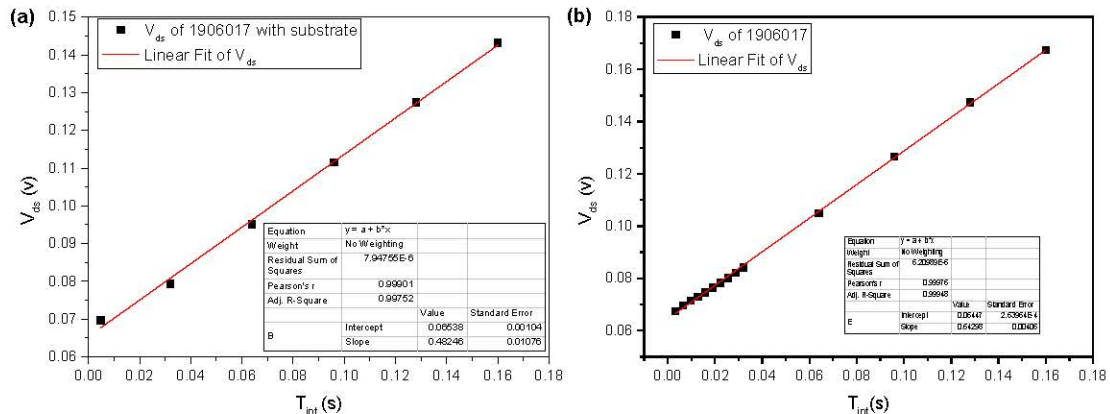


图 3.13 不同积分时间下 InGaAs 焦平面的暗信号 (a) 衬底剥离前；(b) 衬底剥离后

Fig.3.13 The dark signal of the InGaAs FPA at different integral time. (a) the FPA before substrate removal, (b) the FPA after substrate removal.

3.3.3 接触层精确减薄工艺

3.3.3.1 减薄原理及方法

高量子效率宽光谱 InGaAs 探测器接触层厚度设计为~10nm，直接采用化学腐蚀，会存在以下两个风险：(1)衬底剥离后的 InGaAs 探测器 n 电极容易脱落；(2)如果材料存在缺陷，会出现大面积钻蚀，导致盲元率增多，如图 3.14 所示。

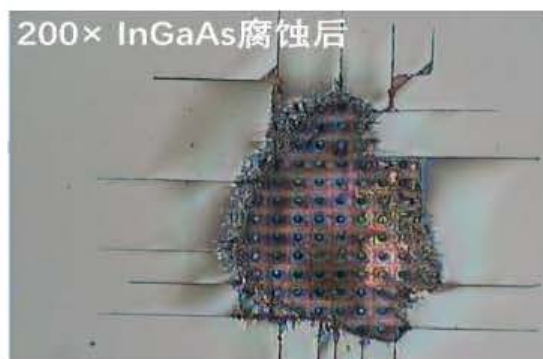


图 3.14 缺陷导致的大面积钻蚀

Fig.3.14 Large area excessive corrosion caused by defects.

考虑到湿法钻蚀问题，本论文采用干法刻蚀的方式来实现超薄接触层。先采用光刻胶将 n 槽进行涂胶保护，然后通过精确控制刻蚀时间，实现接触层的进一步减薄，进而达到预设尺寸。图 3.15 为接触层减薄前后的结构示意图。

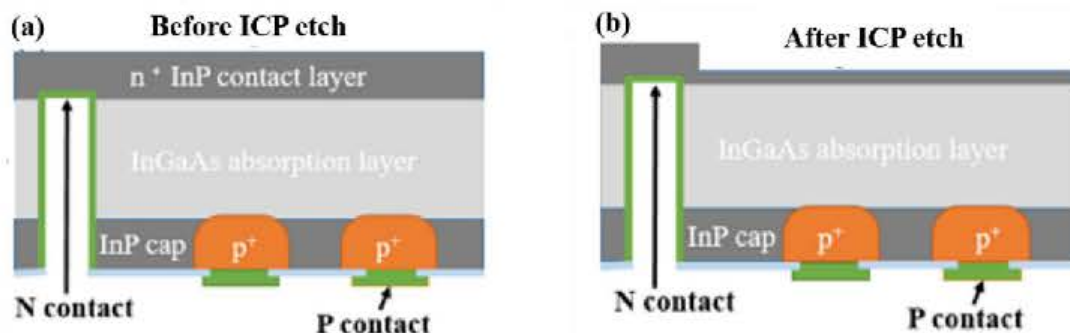


图 3.15 n 型 InP 接触层减薄前后的 InGaAs 焦平面结构示意图

Fig.3.15 The illustration the InGaAs FPA before (a) and after (b) high precision thinning of the n-type InP contact layer.

业界常用的干法刻蚀主要包括物理刻蚀和化学刻蚀两种工艺。物理刻蚀是通过辉光放电，将刻蚀气体电离成离子，然后对其加速，与衬底材料发生物理轰击。相比较，化学刻蚀主要是利用等离子体将刻蚀气体电离成原子、分子、带电离子等化学基团，它们与衬底材料发生化学反应，产生的刻蚀残留物以气体的形式，

从腔体内抽离。半导体集成工艺中，通常会将二者相结合，采用化学刻蚀一方面可以提升刻蚀速率，另一方面可以实现高的刻蚀选择比。通过物理刻蚀对化学刻蚀过程中产生的刻蚀残留物进行轰击，保证化学反应的顺利进行。

本实验中采用的干法刻蚀技术是感应耦合等离子（Inductively Coupled Plasma, ICP）刻蚀技术。刻蚀气体为 Cl_2 、 CH_4 、 H_2 ，RF 功率为 80W，ICP 功率为 1000W。降低 ICP 刻蚀功率为 1000W、800W、600W、400W 等多组参数，发现刻蚀速率会下降，有利于精确控制刻蚀厚度，但是随着 ICP 功率的下降，刻蚀残留物增多，会出现表面发黑现象。图 3.16 为刻蚀温度对刻蚀效果的影响。可以看到，温度低于 145°C 时，InP 表面呈黄绿色，说明有氯化铟生成。

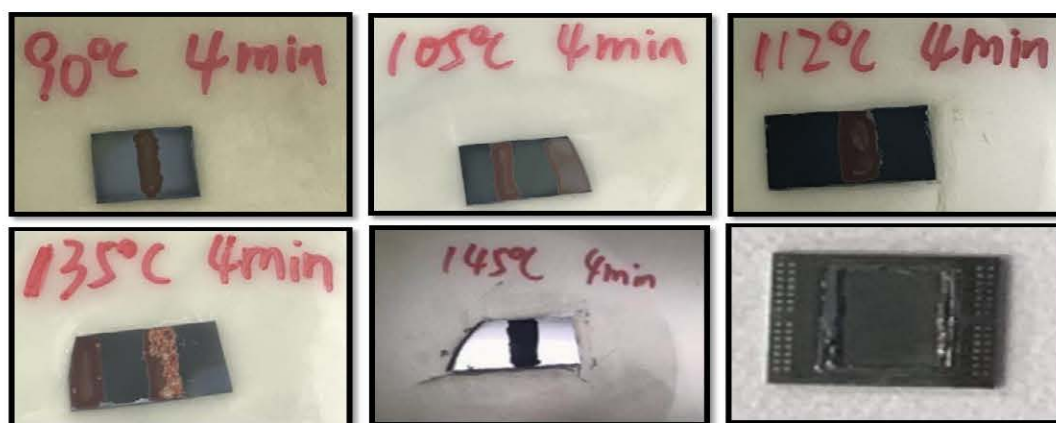


图 3.16 刻蚀温度对刻蚀效果的影响

Fig.3.16 The effect of the etching temperature.

3.3.3.2 接触层减薄对器件性能的影响

3.3.3.2.1 对反射率的影响

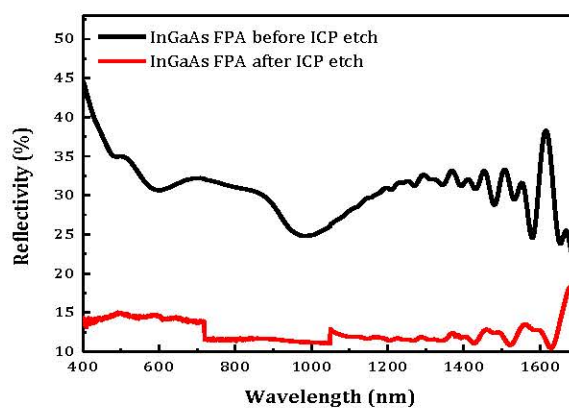


图 3.17 接触层减薄对反射率的影响

Fig.3.17 The effect of the contact layer thinning on reflectivity.

没有进行增透处理的 InGaAs 探测器反射率接近于 30%，业界通常会采用传统层状介质膜进行增透。传统增透膜通常是针对某一特定波长和特定角度进行设计，所以层数较少时，增透波段较窄[88]。相比较，这种刻蚀绒面在宽波段广角度抗反射方面体现出优越性。采用 Agilent Carry 7000 UMS 测试接触层减薄前后样品的反射率，如图 3.17 所示。ICP 刻蚀前，InP 接触层厚度为 200 nm，样品平均反射率高达 30%；刻蚀后，InP 接触层厚度仅有~10 nm，在整个工作光谱范围内表面反射率降低至 17%以下。这是因为刻蚀过程中，InGaAs 焦平面表面形成了绒面陷光结构，如图 3.18 所示，有效增加了光程。

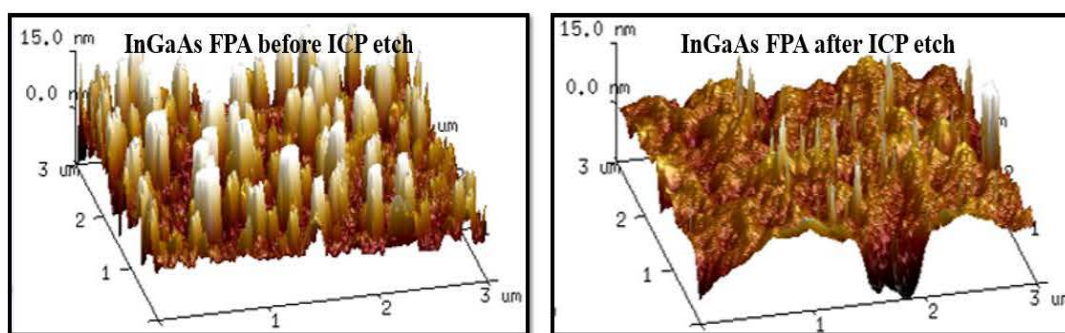


图 3.18 接触层减薄前后 InGaAs 焦平面的表面形貌

Fig.3.18 Surface morphology of InGaAs FPA before and after the contact layer thinning.

3.3.3.2.2 对噪声暗信号的影响

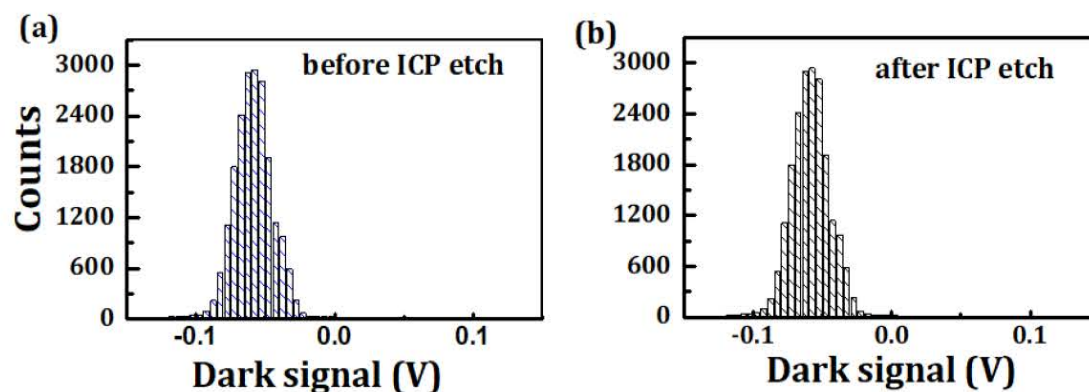


图 3.19 接触层减薄前后 InGaAs 焦平面的暗信号变化

Fig.3.19 The changes of the dark signal for InGaAs FPA before and after the contact layer thinning.

图 3.19 为 InGaAs 焦平面探测器接触层减薄前后的暗信号分布图，从图中可以看到 ICP 刻蚀前后暗信号变化不大。暗信号主要与暗电流有关，平面型 InGaAs

探测器的暗电流主要来源于器件内部，大致可以分为：主要来源于耗尽区内的产生复合电流、InGaAs 体材料的扩散电流、器件表面和界面缺陷引起的辅助隧穿电流以及欧姆电流。理论上 InGaAs 焦平面的暗电流成分主要来自于结区，而接触层减薄工艺是在焦平面背面进行，所以理论上暗信号变化不大。

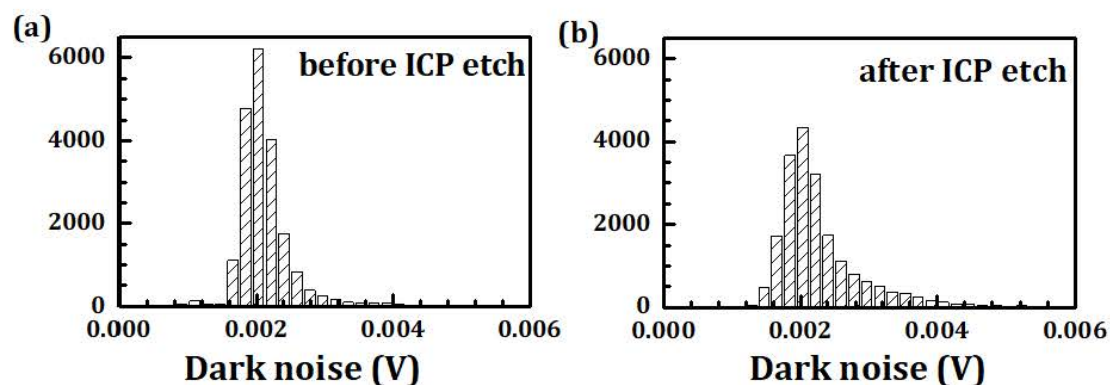


图 3.20 接触层减薄前后 InGaAs 焦平面的噪声变化

Fig.3.20 The noise change of InGaAs FPA before and after the contact layer thinning.

图 3.20 为接触层减薄前后 InGaAs 焦平面的噪声变化，ICP 刻蚀前，焦平面的平均噪声信号为 0.0023V，ICP 刻蚀后焦平面的平均噪声信号为 0.0028V，相比较，接触层减薄后焦平面平均噪声信号增加了 21%，并且噪声分布变得较为离散。目前噪声增加的原因尚不明确，暂且认为是刻蚀损伤引起。

为了验证衬底减薄工艺和 ICP 刻蚀工艺对焦平面模块性能影响的可靠性，测试了多个模块的暗信号变化，如表 3.1 所示。350 μm InP 代表衬底剥离之前，200 nm InP 代表衬底剥离以后，10 nm InP 代表 ICP 刻蚀以后。可以看到衬底剥离以后，焦平面模块的平均暗信号电压出现了明显下降，相比较，干法刻蚀对焦平面模块的性能影响不太明显，具体原因还需要进一步分析。

表 3.1 衬底剥离工艺和 ICP 刻蚀工艺对焦平面模块性能的影响

Table 3.1 The influence of the substrate thinning on the performance of FPA modules.

	Sample 1	Sample 2	Sample 3
	dark signal (V)	dark signal (V)	dark signal (V)
350 μm InP	0.0647	0.0445	0.0552
200 nm InP	0.0519	0.0384	0.0458
10 nm InP	0.0528	0.0342	0.0437

3.3.3.3 接触层减薄后光谱的均匀性

为了验证接触层减薄工艺的均匀性，本实验对 ICP 刻蚀后的 160 \times 120 元焦

平面的第 50 行进行光谱测试，获得如图 3.21 所示的相对响应光谱曲线。刻蚀前该焦平面的接触层厚度为 40 nm，刻蚀后厚度仅为~10 nm。对比图 3.21 中曲线，可以看到该行 168 元光敏元的光谱响应曲线比较接近，说明刻蚀工艺对光敏元的光谱均匀性影响不大。

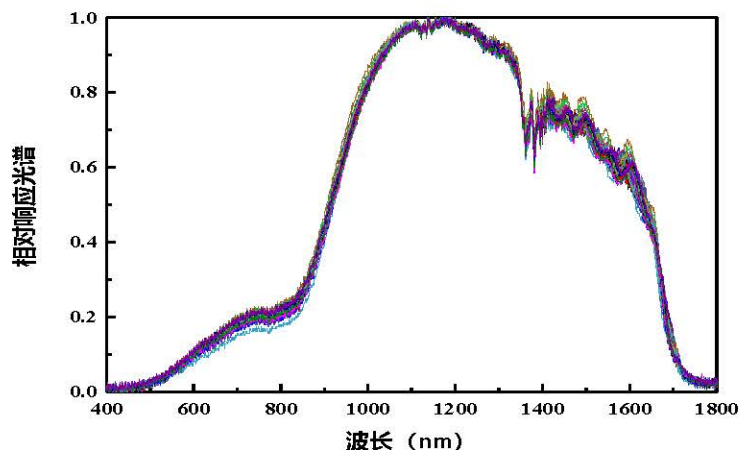


图 3.21 接触层减薄工艺对光谱均匀性的影响

Fig.3.21 The influence of the contact layer thinning on the response uniformity

3.4 宽光谱 InGaAs 焦平面器件验证

3.4.1 宽光谱 InGaAs 探测器的制备流程

宽光谱高量子效率 InGaAs 探测器的制备流程主要可以分为三个部分：①制备光敏芯片，并将其与读出电路互联，形成探测器模块；②衬底剥离部分；③n 型 InP 接触层的精确减薄部分。对于光敏芯片的制备，与常规平面型 InGaAs 探测器的制备工艺相同。首先通过 PECVD 淀积 300 nm SiN_x 薄膜作为扩散掩膜，然后通过光刻和 ICP 刻蚀的方法开扩散孔。扩散工艺采用 530℃、9 min，退火工艺采用 450℃、10 min。然后生长 Au 作为 P 电极，再通过 Ar 离子刻蚀的方法开 N 槽。最后同样生长 SiN_x 作为掩膜，同时刻蚀开 p 孔和 n 孔，生长 Cr/Au 作为 P 电极和 N 电极的加厚电极。完成光敏芯片的制备后，将读出电路与光敏芯片通过钢柱进行倒焊互联，构成 InGaAs 探测器模块。此时 InGaAs 探测器模块的 InP 衬底厚度为 350 μm ，形貌如图 3.22 所示。

图 3.22 350 μm InP 衬底厚度的 160 \times 120 InGaAs 探测器形貌Fig.3.22 The morphology of the FPA with 350 μm mechanically polished InP substrate.

室温下 InP 的禁带宽度为 1.35eV，350 μm InP 衬底可以大量吸收可见光。图 3.23 为 InGaAs 焦平面探测器实现可见拓展的关键步骤。首先通过化学腐蚀的方法去除 InP 衬底，如图 3.23 (b) 所示。腐蚀液采用体积比为 3: 1 的盐酸溶液和磷酸溶液的混合液。然后采用 35 $^{\circ}\text{C}$ 水浴的方式，将衬底剥离后的 InGaAs 探测器放置在酒石酸与双氧水 (5: 1) 的混合液中，以湿法腐蚀的方式剥离掉 InGaAs 刻蚀阻挡层。腐蚀过程中，可以通过光学显微镜下光敏芯片的平整度来判断腐蚀情况。腐蚀后的 InGaAs 探测器结构如图 3.23 (c) 所示。由于湿法腐蚀通常存在钻蚀问题，如若材料中有缺陷存在，则会出现大面积盲元的现象。所以~10 nm 接触层厚度的 InGaAs 探测器是通过衬底剥离和湿法腐蚀相结合实现的，如图 3.23 (d) 所示。

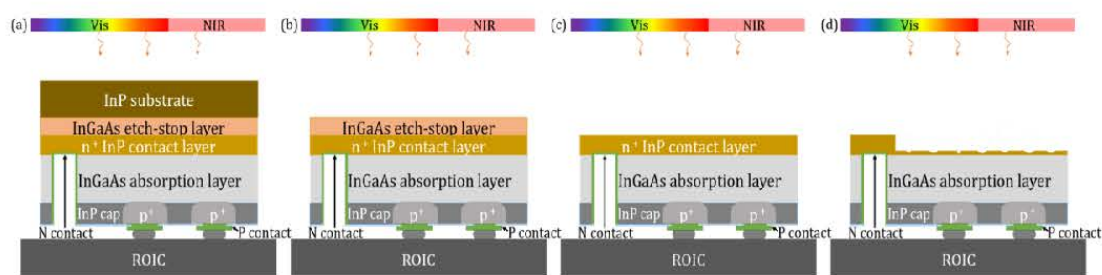


图 3.23 InGaAs 探测器可见拓展流程示意图

Fig.3.23 Schematic illustrations for the fabrication processes for the broadband InGaAs FPA module

为了避免读出电路因长时间浸泡在腐蚀液中受到损伤，可以采用两种方法进行避免，一种是首先将光敏芯片以外的读出电路进行保护，然后采用机械抛光的方法进行减薄。本实验采用的设备是日本 Engis 公司的 EJW-400IFN，如图 3.24

所示。通过粗抛模式，将 InP 衬底减薄至 $100\ \mu\text{m}$ ，然后再通过湿法腐蚀的方法，去除剩余的 InP 衬底。另一种方法是对光敏芯片以外的读出电路直接采用光刻胶保护，这种方法简单，但也存在一定的风险，它与光刻胶的涂敷厚度、黏贴度等息息相关。

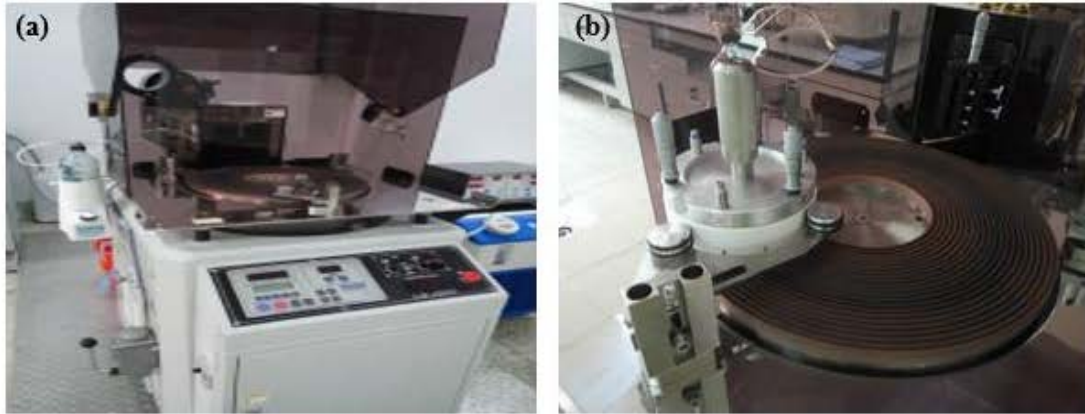


图 3.24 InGaAs 探测器衬底机械抛光所用仪器

Fig.3.24 Instrument for mechanical polishing of InGaAs probe substrates

对于 N 型 InP 接触层的精确减薄工艺，本实验中采用了感应耦合等离子体刻蚀技术。刻蚀气体为 Cl_2 、 CH_4 、 H_2 ，刻蚀温度为 145°C 。由于对钢柱进行了充胶保护工艺，所以刻蚀过程中不会因为温度升高而造成钢柱断裂的现象。刻蚀后 $\sim 10\ \text{nm}$ 接触层厚度的 InGaAs 探测器形貌如图 3.25 所示。



图 3.25 $\sim 10\ \text{nm}$ InP 接触层厚度的 160×120 InGaAs 探测器形貌

Fig.3.25 The morphology of the FPA with $10\ \text{nm}$ InP contact layer.

3.4.2 宽光谱 InGaAs 探测器性能分析

3.4.2.1 反射率

采用 Agilent Carry 7000 UMS，对 160×120 宽光谱 InGaAs 探测器在不同状

态下的反射率进行测试。如图 3.26 所示，黑色线代表衬底剥离前 InGaAs 探测器的表面反射率，蓝色线代表衬底剥离后的表面反射率，红色线是最终状态，即 ICP 刻蚀后 InGaAs 探测器的表面反射率。InGaAs 光敏芯片在倒焊前会进行机械抛光，所以衬底剥离前 InGaAs 探测的表面是抛光后的状态。结果显示，在整个工作波段范围内，该种状态下 InGaAs 探测器的反射率高于 30%，并且衬底剥离工艺对焦平面的反射率影响不大。而 ICP 刻蚀减薄后，焦平面的反射率出现了明显下降，其平均反射率测试值为 12.8%。

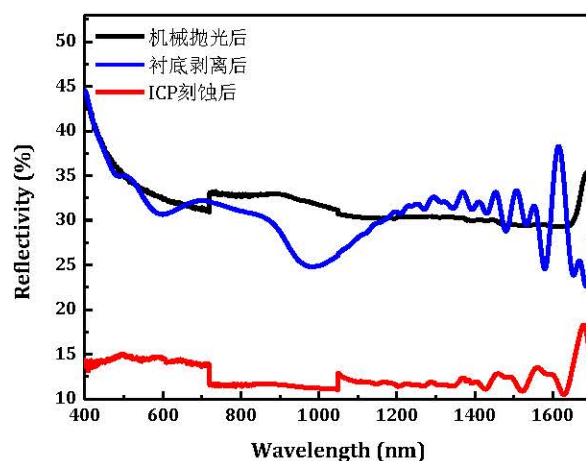


图 3.26 不同状态下的 InGaAs 探测器表面反射率

Fig.3.26 Different surface reflectivities of the FPAs at different stages. (a) mechanically polished, (b) wet etched, (c) ICP etched.

为了寻找 ICP 刻蚀后探测器反射率下降的原因，测试了三种不同状态下器件的表面形貌。图 3.27 为原子力显微镜 (Atomic Force Microscopy, AFM) 测试结果。可以看到机械抛光和湿法腐蚀后焦平面都具有一个较为平坦的表面。衬底剥离使其粗糙度略有增加，但器件的平整度并未发生变化。而刻蚀后的 InGaAs 探测器表面出现了一些不规则的形变和纹理，它们引起了界面的多次反射，进而降低了表面反射率[89]。

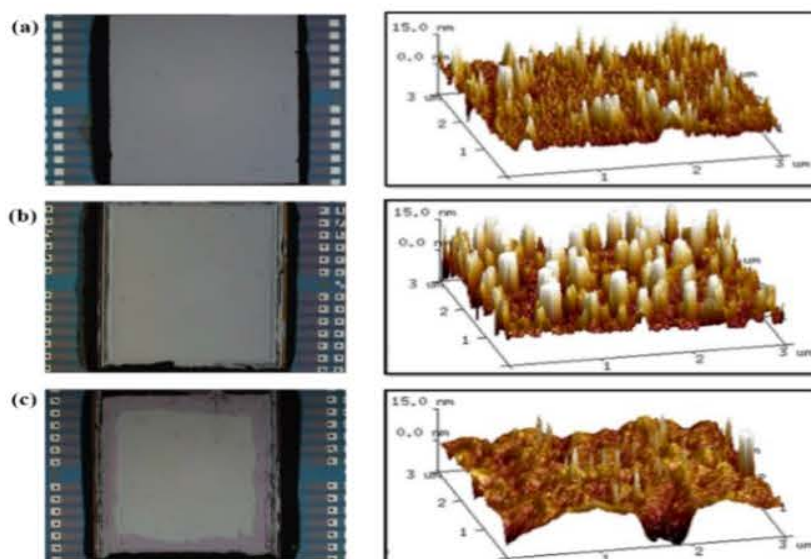


图 3.27 不同状态下的 InGaAs 探测器表面形貌

Fig.3.27 Surface morphologies of the FPAs at different fabrication stages. (a) with 350 μm mechanically polished InP substrate, (b) after wet etching of the InGaAs etch-stop layer, (c) after ICP thinning.

3.4.2.2 量子效率

InGaAs/InP PIN 焦平面探测器的量子效率可以通过响应率计算得到:

$$\eta = \frac{R_i}{\frac{\lambda_i \cdot q}{h \cdot c}} \quad \dots (3.30)$$

图 3.28 为 InGaAs 焦平面探测器可见拓展前后的归一化相对响应光谱, 其中 SWIR 代表含有衬底的短波红外 InGaAs 探测器, 对应于图 3.23 (a); Vis-SWIR 代表超薄接触层的宽光谱 InGaAs 探测器, 对应于图 3.23 (d)。可以看到可见拓展前后器件的峰值响应率没有发生明显变化, 都在 1.5 μm 附近。但是响应波段明显拓宽, 可见拓展之前, InGaAs 探测器只有在短波红外波段具有响应, 可见拓展后, 在 500 nm - 900 nm 之间, 探测器也出现了明显的响应信号。

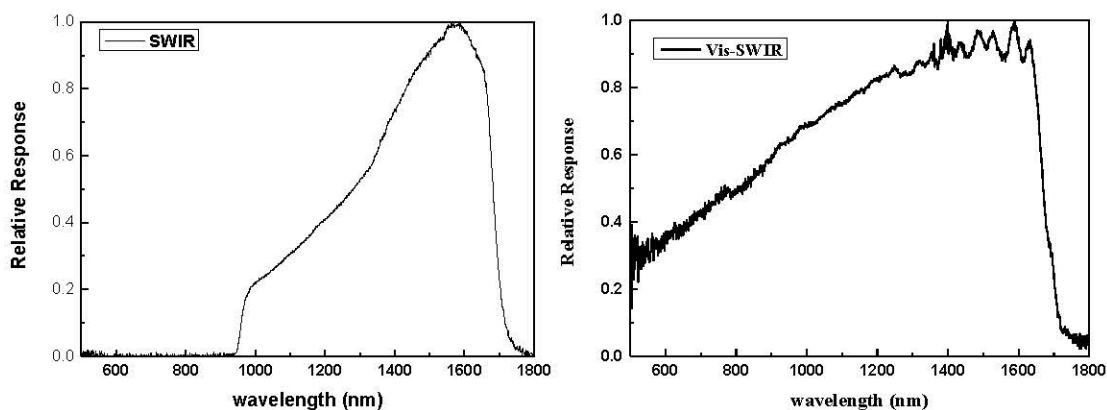


图 3.28 InGaAs 焦平面探测器可见拓展前后的相对响应光谱

Fig.3.28 Relative responses of the InGaAs FPA before and after visible extension.

通过相对响应光谱可以拟合出 InGaAs 焦平面探测器可见拓展前后的 G 因子。然后通过黑体响应测试系统, 获得探测器的响应率 R_i , 代入公式 (3.30), 计算出 InGaAs 探测器的量子效率。InGaAs 焦平面探测器可见拓展前后的量子效率如图 3.29 所示。

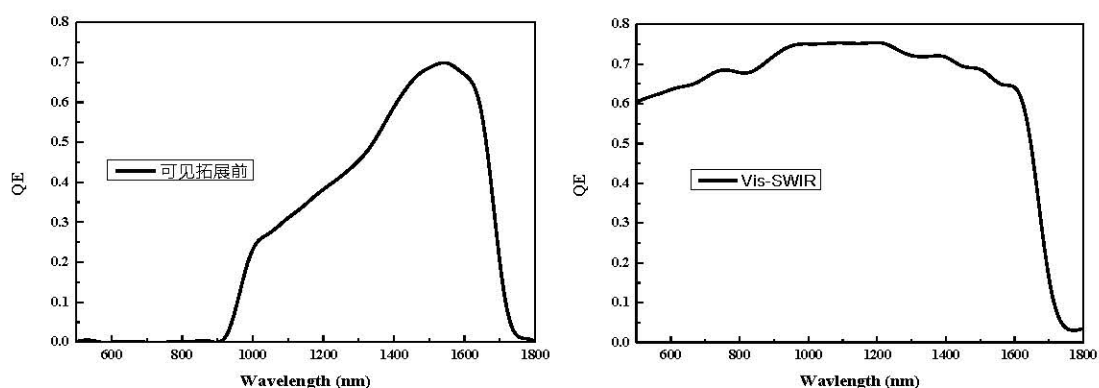


图 3.29 InGaAs 焦平面探测器可见拓展前后的量子效率

Fig.3.29 QE of the InGaAs FPA before and after visible extension.

对 InGaAs 焦平面探测器拓展前后两种状态的量子效率进行对比, 可以看到, 对于传统含衬底的 InGaAs 焦平面探测器, 它在短波方向 900 nm 处就会截止。如图 3.29 (a) 所示, 这与 InP 室温下的禁带宽度为 1.35 eV 有关, InP 材料可以大量吸收能量较高的可见光。对于短波红外波段 900 nm - 1700 nm, 含衬底的 InGaAs 焦平面探测器 (SWIR) 在 900 nm - 1700 nm 波段的量子效率明显低于峰值量子效率, 这主要是由于该材料中添加了一层刻蚀阻挡层, 其所用材料与吸收层的材料相同造成。图 3.29 (b) 代表可见拓展后宽光谱 InGaAs 焦平面探测器 (~10 nm InP) 的量子效率。它在可见-短波红外整个工作波段范围内量子效率出

现了明显的提升, 在 600 nm、1200 nm 处量子效率分别达到了 63.6% 和 75.4%, 实现了在可见-短波红外波段 500 nm - 600 nm 范围内, 整体量子效率超过 60% 的宽光谱高量子效率水平。

3.4.2.3 焦平面特性

采用同一套测试系统, 对可见拓展前后的 InGaAs 焦平面模块进行测试。测试系统见第二章 2.4 部分。测试条件为: 室内温度 296 K, 黑体温度 900 K, 黑体与焦平面之间的测试距离 50 cm, 黑体孔径选用 0.6 inch, 积分时间 0.3 ms。测试结果如图 3.30 所示, 图 (a)、(b)、(c) 分别为暗信号、暗噪声以及黑体响应信号的电压分布图。

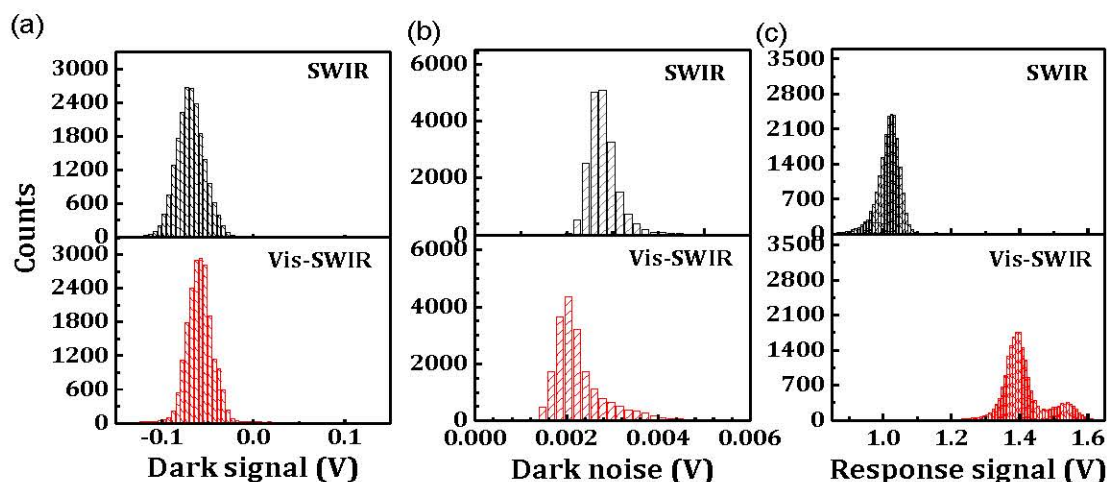


图 3.30 InGaAs 探测器可见拓展前后的焦平面性能变化: (a) 暗信号 (b) 暗噪声 (c) 黑体响应信号

Fig. 3.30 Performance changes of the InGaAs FPA before and after visible extension. (a) The dark signal, (b) The dark noise, (c) The response signal.

从焦平面电学性能分布图 3.30 可以看出, 可见拓展前后 InGaAs 探测器的暗信号电压分布略有集中, 但整体变化不大, 结合 3.2-3.4 关键工艺研究, 暗信号变化主要来自于暗电流的变化。光敏芯片的暗电流主要来源于热激发产生的电子空穴对扩散到耗尽区, 少子漂移产生的扩散电流、空间电荷区中杂质或缺陷引起的产生-复合电流和陷阱辅助隧穿电流。扩散成结在光敏芯片倒焊之前完成, 衬底剥离对暗电流不会有太大影响, 所以暗信号变化不大。

如图 3.30 (b) 所示, Vis-SWIR InGaAs 焦平面探测器的噪声电压分布变得较为离散, 且平均噪声电压值略有下降, 从 0.031 V 降至 0.028 V。根据 3.3.2.1

噪声拟合，焦平面的暗噪声包括光敏芯片噪声、读出电路噪声以及光敏芯片和读出电路耦合带来的热噪声。其中常数项代表读出电路噪声和耦合噪声，由于宽光谱拓展过程中读出电路和耦合方式没有发生变化，所以常数项变化不大；一次项代表光敏芯片噪声，它主要来自于探测器电阻产生的热噪声和暗电流带来的散粒噪声；二次项代表 $1/f$ 噪声，即闪烁噪声，它主要来源于半导体内部和表面存在的缺陷。衬底移除后线性项变小，二次项绝对值有所增加，说明探测器电阻产生的热噪声下降，表面缺陷引起的闪烁噪声有所增加。总平均噪声电压的下降说明探测器电阻产生的热噪声是探测器噪声变化的主要原因。

图 3.30 (c) 为信号电压的分布变化。可以看出可见拓展后 Vis-SWIR InGaAs 焦平面探测器 ($\sim 10 \text{ nm InP}$) 的平均信号电压明显增强，并且出现了双峰现象。结合图 3.27，可以认为信号电压的分散是由于刻蚀的不一致性引起。接触层刻蚀减薄过程一方面降低了 InP 材料对可见光的吸收，另一方面刻蚀绒面有效降低了 InGaAs 探测器的表面反射。

3.4.2.4 成像对比

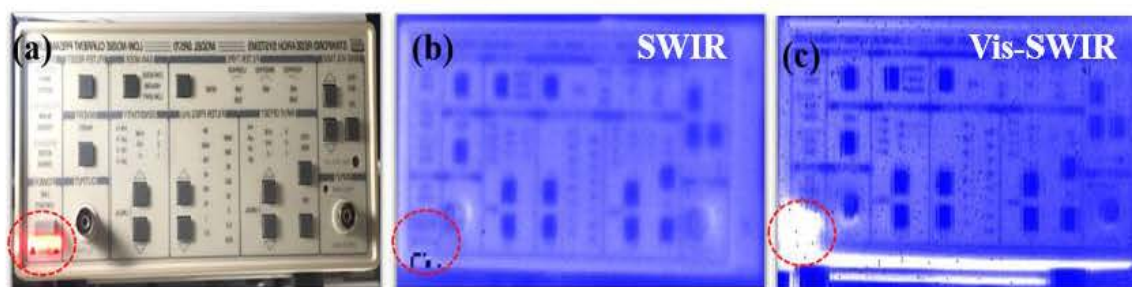


图 3.31 InGaAs 探测器可见拓展前后的成像对比

Fig3.31 Imaging contrast of the InGaAs FPA before and after visible extension.

分别采用可见拓展前后的 InGaAs 焦平面模块进行成像，如图 3.31 所示。成像对象为一个电压放大器，采用 $635\text{-}850 \text{ nm}$ 的激光光源照射其左下角，如图 3.31 (a) 所示。可见拓展前的 SWIR InGaAs 焦平面探测器对激光信号没有响应，但是 Vis-SWIR InGaAs 焦平面探测器可以清晰的看到激光信号。

3.5 小结

本章主要研究了可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器的关键工艺及关键工艺对性能的影响。首先对两种不同掺杂浓度的扩散行为进行了研究，采用 SCM

对载流子分布进行表征,发现扩散结的深度及结的位置会影响器件性能。然后对低掺杂浓度材料采用三种不同的扩散条件进行工艺优化,并测试其 I-V 特性曲线,发现三个条件中 530°C、扩散 9 min 所对应的器件性能最好,其扩散孔面积 200 $\mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 、120 $\mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$ 、50 $\mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ 对应的暗电流密度分别为: 14.8 nA/cm^2 、37.1 nA/cm^2 、104.7 nA/cm^2 。对比高掺杂浓度 F59 材料的暗电流情况:面积为 200 $\mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 、120 $\mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$ 、50 $\mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ 的光敏元的暗电流密度分别为 5.83 nA/cm^2 、6.63 nA/cm^2 、6.13 nA/cm^2 ,说明低掺杂浓度材料的扩散速率更快,扩散孔的大小对扩散结深也有一定的影响,对于低掺材料小光面元器件,可以在 530°C、扩散 9 min 的基础上通过轻微增加扩散时间或扩散温度来实现低暗电流水平。

除了扩散工艺以外,降低 InP 材料对可见光的无效吸收是实现 InGaAs 焦平面宽光谱高量子效率探测的关键因素。本章第三、四节详细介绍了衬底剥离工艺和接触层减薄工艺的制备方法,论述了各反应的物理机制,并分析了可见拓展工艺对暗信号的影响。暗信号与暗电流息息相关,实验发现暗信号变化较小,平均噪声信号电压略有减小。结合第二章 InGaAs 探测器的物理模型,认为光敏芯片的暗电流主要来源于热激发产生的电子空穴对扩散到耗尽区,少子漂移产生的扩散电流、空间电荷区中杂质或缺陷引起的产生-复合电流和陷阱辅助隧穿电流。扩散成结在光敏芯片倒焊之前完成,所以理论上推测可见拓展对暗电流影响不大。最后结合前面的关键工艺研究和第二章的结构设计,制备了一个 160 \times 120 μm^2 的可见短波红外宽光谱 InGaAs 焦平面,其接触层 InP 厚度低至~10 nm,在可见-短波红外整个工作波段范围内量子效率出现了明显的提升,在 600 nm、1200 nm 处的量子效率分别为 63.6 %和 75.4 %,实现了在可见-短波红外波段 500 nm - 1700 nm 范围内,整体量子效率超过 60 %的宽光谱高量子效率水平。

第4章 传统层状介质膜增透研究

4.1 引言

降低表面反射是提升 InGaAs 探测器量子效率的关键因素。目前发展最为成熟、成本最低的增透方法是传统层状介质增透膜。Rouvié 等人采用 SiO₂/TiO₂ 增强 InGaAs 探测器光的传输，将器件全谱段量子效率提升到了 75 % 左右；Kolodeznyi 等研究了不同膜层厚度的 SiN_x 对 InGaAs/InP PIN 光电探测器反射率的影响，发现当 SiN_x 厚度为 200 nm 时，在 1300 - 1550 nm 之间，器件的反射率可以降低到 10 % 以下。结合宽光谱 InGaAs 探测器结构参数与制备工艺，本章优化了多层增透膜厚度以提升器件量子效率。并最终在 Sd-6-1 和 Sd-6-2 两个宽光谱模块上分别进行了单层和双层增透膜的增透效果验证，并对器件增透前后的量子效率进行了对比。

4.2 层状介质膜增透研究

4.2.1 单层增透膜原理

单层增透膜主要利用的是干涉相消的原理降低表面反射。如图 4.1 所示[90]，对于厚度为 d ，折射率为 n 的单层膜，当光垂直入射时，薄膜上下表面反射光的光程差为 $2nd$ ，此时为了减少反射，要使薄膜上下表面的反射光干涉相消，应满足 $2nd = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$ ，式中 λ 为入射光波长，从而可以得出单层增透膜的最小厚度为 $d = \frac{\lambda}{4n}$ 。

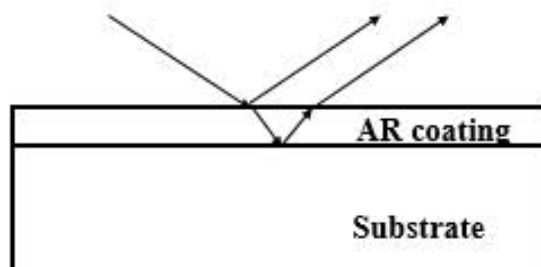


图 4.1 单层增透膜抗反射机理

Fig.4.1 Anti-reflection mechanism of a single layer anti-reflection film.

4.2.2 多层增透膜原理

不同波长的入射光属于电磁波，满足电磁波的麦克斯韦方程组，式 4.1 - 4.4 为常见的微分形式的麦克斯韦方程组：

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad \dots (4.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \dots (4.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \dots (4.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \dots (4.4)$$

其中，电位移矢量 \mathbf{D} 、磁感应强度 \mathbf{B} 和电流密度 \mathbf{j} 满足方程：

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad \dots (4.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \dots (4.6)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad \dots (4.7)$$

式中， \mathbf{E} 为电场强度， \mathbf{H} 为磁场强度， ρ 为电荷密度， ϵ 为介电常数， μ 为磁导率， σ 为电导率。将它们代入麦克斯韦方程组，并取旋度可以得到以下电磁场方程式：

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots (4.8)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots (4.9)$$

以上两个方程式描述了电磁场在介质中的传播，表明电磁场传播的波动形式。为了公式简化，假设上述公式表示的是电磁场在均匀的非导电介质中传播。在本章中，研究对入射光的减反作用，因此，可以假定入射光沿 z 轴传播，可以将上式简化为光沿单一方向传播，即

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots (4.10)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots (4.11)$$

式中 v 为电磁波在介质中的传播速率。电磁波在真空中的传播速率用 c 来表示，从而该介质的折射率 n 可以表示为 $n = \frac{c}{v}$ 。对上述波动方程求解，可以得到：

$$\mathbf{E} = E_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] \quad \dots (4.12)$$

$$\mathbf{H} = H_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] \quad \dots (4.13)$$

对于导电介质来说，公式可以描述为：

$$E = E_0 \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi N z}{\lambda} \right) \right] \quad \dots (4.14)$$

其中 $N = \frac{c}{v} = n - ik$, 为复折射率, k 称为消光系数。将其代入上式后可得:

$$E = E_0 \exp \left(-\frac{2\pi k z}{\lambda} \right) \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi n z}{\lambda} \right) \right] \quad \dots (4.15)$$

引入一个重要的物理参数, 光学导纳 Y 代表磁场强度的数值与电场强度数值之比:

$$Y = \frac{H}{E} \quad \dots (4.16)$$

在可见光及红外波段, 可以用介质的复折射率来表示光学导纳, 即

$$Y = N \quad \dots (4.17)$$

无论入射光通过导电介质或非导电介质, 通过对其传播方程的求解, 都可以在其交界处得出电场强度 E 的切向分量是连续的, 同理也可得出磁场强度 H 的切向分量也是连续的。

电磁波的传播带来能量的传播, 用物理量波印廷矢量来表示入射光传播的能量密度:

$$S = E \times H \quad \dots (4.18)$$

由于电磁波传播时的相位在不断变化, 介质中波印廷矢量也是不断变化的, 为了表示传播能量的大小, 采用光强度 I 来表示波印廷矢量在时间段内的平均大小。

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T E_0 H_0 \cos(\omega t + \alpha) \cos(\omega t + \beta) dt \quad \dots (4.19)$$

式中, α 与 β 分别代表 E 和 H 的初始相位。至此, 有了光强度这一定义, 能够准确描述反射率 R 和透过率 T 的物理含义。 R 为反射光强度与入射光强度的比值, T 为透射光强度与入射光强度的比值。

首先, 讨论入射光在两种不同介质表面发生的反射和透射现象。为简化运算, 在不影响其物理意义的前提下, 假设入射光垂直从折射率为 n_0 的介质入射到折射率为 n_1 的介质中。应用前面的波动方程和边界条件, 可以得到:

$$r = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad \dots (4.20)$$

$$t = \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \quad \dots (4.21)$$

式中, r 和 t 分别代表入射光在两种介质表面发生的反射系数和透射系数。因此

反射率 R 可以表示为

$$R = r \cdot r^* = \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2 \quad \dots (4.22)$$

$$T = \frac{4n_0n_1}{(n_0 + n_1)^2} \quad \dots (4.23)$$

上式为入射到的介质材料不吸收光的情况，若该介质为可吸收光的材料，此时其折射率变为负折射率，记为 $N_1 = n_1 - ik_1$ 。为简化起见，假设入射光垂直入射，此时反射率 R 可以表示为

$$R = \frac{(n_0 - n_1)^2 + k_1^2}{(n_0 + n_1)^2 + k_1^2} \quad \dots (4.24)$$

前面已经讨论了入射光在两种介质之间的反射情况，现在将问题进一步推广，研究入射光通过单层光学膜时发生的变化。假设光学膜的折射率为 n_1 ，其上下两侧介质的折射率分别为 n_0 和 n_2 ，根据电场和磁场在边界处切向分量相同的条件，可以将上述描述的三种折射率的结构等效为两种折射率的结构，这样就能够回归到前面已经描述的入射光在两种介质之间传播的问题。将折射率为 n_1 的薄膜和折射率为 n_2 的薄膜等效为一层薄膜，其等效结构的折射率记为 Y ，即其光学导纳 $Y = \frac{H_0}{E_0}$ 。该结构的反射率可以表示为

$$r = \frac{n_0 - Y}{n_0 + Y} \quad \dots (4.25)$$

此时，解决问题的关键就转化为求解 H_0 与 E_0 。

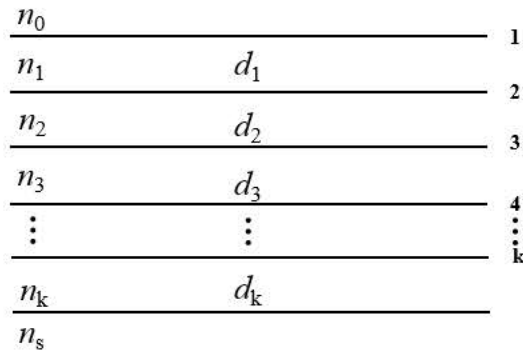


图 4.2 多层增透膜抗反射机理

Fig.4.2 Anti-reflection mechanism of multi-layer anti-reflection films.

根据电场和磁场在边界处的连续性，界面 1 处的 H_0 与 E_0 可以分别表示为

$$H_0 = H_0^+ + H_0^- = \eta_1 E_{11}^+ - \eta_1 E_{11}^- \quad \dots (4.26)$$

$$E_0 = E_0^+ + E_0^- = E_{11}^+ + E_{11}^- \quad \dots (4.27)$$

其中, η 定义为 H 与 E 的比值, E 与 H 上方的角标+和-分别代表光波的传播方向为正方向和负方向。而对于界面 2 处相同的坐标点来说, 他们电场与磁场的振幅与界面 1 处相同, 对于同向传播的光波乘以对应的相位变化 e^{-ik_1} , 对于异向传播的光波乘以对应的相位变化 e^{ik_1} 即可。从而, 可以得到关于 H_0 与 E_0 的表达式, 写成矩阵形式为:

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ik_1} & e^{-ik_1} \\ \eta_1 e^{ik_1} & -\eta_1 e^{-ik_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{12}^+ \\ E_{12}^- \end{bmatrix} \quad \dots (4.28)$$

同理, 根据电场和磁场在边界处的连续性, 界面 2 处的 H_2 与 E_2 可以分别表示为:

$$H_2 = \eta_1 E_{12}^+ - \eta_1 E_{12}^- \quad \dots (4.29)$$

$$E_2 = E_{12}^+ + E_{12}^- \quad \dots (4.30)$$

写成矩阵形式为:

$$\begin{bmatrix} E_{12}^+ \\ E_{12}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2\eta_1} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2\eta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad \dots (4.31)$$

将该式代入上面矩阵, 可以得到:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} e^{ik_1} & e^{-ik_1} \\ \eta_1 e^{ik_1} & -\eta_1 e^{-ik_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2\eta_1} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2\eta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} \quad \dots (4.32) \end{aligned}$$

联系到前面的定义 $H_0 = Y E_0$, $H_2 = \eta_2 E_2$, 然后将这两个式子代入到上述矩阵, 可以得到:

$$E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} E_2 \quad \dots (4.33)$$

将矩阵变形为:

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} \quad \dots (4.34)$$

中间矩阵 $\begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix}$ 被称为薄膜的特征矩阵。根据前面定义, 考虑

到正入射的假设, $\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1$ 。其中, n_1 和 d_1 分别为薄膜的折射率和薄膜厚度,

即薄膜的特征矩阵能够包含所需要的薄膜的有效信息。而将衬底和薄膜等效的矩阵为 $\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$ ，此时可以得出

$$Y = \frac{C}{B} = \frac{\eta_2 \cos \delta_1 + i\eta_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + i\frac{\eta_2}{\eta_1} \sin \delta_1} \quad \dots (4.35)$$

因此，可以推出反射系数：

$$r = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} = \frac{(\eta_0 - \eta_2) \cos \delta_1 + i\left(\frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} - \eta_1\right) \sin \delta_1}{(\eta_0 + \eta_2) \cos \delta_1 + i\left(\frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} + \eta_1\right) \sin \delta_1} \quad \dots (4.36)$$

进而可以得到反射率：

$$R = r \cdot r^* = \frac{(\eta_0 - \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} - \eta_1\right)^2 \sin^2 \delta_1}{(\eta_0 + \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} + \eta_1\right)^2 \sin^2 \delta_1} \quad \dots (4.37)$$

前面，对入射光这一电磁场的传播从两种介质之间扩展到两种介质间加入一层光学膜的情形，同理也可以从一层光学膜扩展到多层光学膜，所用的方法跟前者一样，同样是采用等效界面的形式来解决这一问题。此时，等效界面的光学导纳 $Y = \frac{H_0}{E_0}$ 。根据前面的理论计算，在多层光学膜的第 N 层和 $N+1$ 层的交界处，利用电场和磁场的切向分量连续，可以得到：

$$\begin{bmatrix} E_{k-1,k} \\ H_{k-1,k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_N & \frac{1}{\eta_N} \sin \delta_N \\ i\eta_N \sin \delta_N & \cos \delta_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{N+1,N+1} \\ H_{N+1,N+1} \end{bmatrix} \quad \dots (4.38)$$

将每层的边界条件联系起来，便可以得到一组矩阵方程，可以使用矩阵方程的形式将其表达出来，即：

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{k=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{1}{\eta_k} \sin \delta_k \\ i\eta_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} \quad \dots (4.39)$$

考虑到光学导纳，可以用 η_{N+1} 来表示 $\frac{H_{N+1}}{E_{N+1}}$ 。从而可以得到多层光学膜的特征矩阵方程

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{k=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{1}{\eta_k} \sin \delta_k \\ i\eta_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{N+1} \end{bmatrix} \quad \dots (4.40)$$

此时就可以完全表示出多层光学膜的光学传播了。

4.3 层状介质膜增透设计与单项实验

4.3.1 宽光谱 InGaAs 探测器膜层设计

参照宽光谱 InGaAs 探测器的光谱响应范围 (400 nm - 1700 nm), 以 InP 衬底为基底, 进行增透膜单项实验。设计目标: 在 400 nm - 1700 nm 波段范围内, 平均反射率低于 10%。

增透膜的设计应遵循原则: ①在光谱响应范围内膜层对光的吸收少; ②膜层与膜层之间、膜层与衬底之间的粘附性较好; ③膜层应力较小或应力匹配性好。在可见-短波红外波段(400 nm - 1800 nm), 常用的抗反射膜材料有 MgF_2 ($n=1.38$)、 AlF_3 ($n=1.38$)、 SiO_2 ($n=1.524$)、 Al_2O_3 ($n=1.62$)、蓝宝石 ($n=1.712$)、 Si_3N_4 ($n=2.04$)、 ZnS ($n=2.192$) 以及 Ti_2O_5 ($n=2.3$) 等。

考虑到 ZnS 的透明窗口为 0.38 - 14 μm , SiO_2 的透明区域更是可以延伸至紫外波段。结合实验室生长条件, 本设计中选用 ZnS 和 SiO_2 作为增透材料。以 InP 作为基底, 以 500 nm 作为中心波长, 增透范围: 400 nm - 1700 nm。采用 TFCalc 膜系设计软件, 通过膜堆公式 (ZnS/SiO_2) 进行优化。优化原理同 4.2.2 所述, 优化结果如图 4.3 所示。

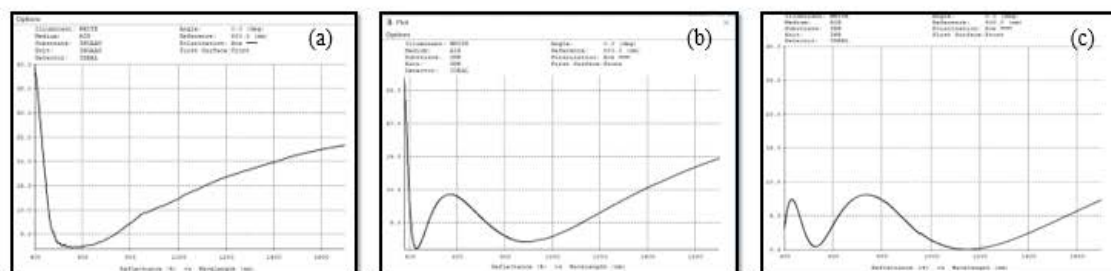


图 4.3 不同增透膜下 InP 衬底的反射率: (a) 单层膜 (b) 双层膜 (c) 多层膜

Fig.4.3 The reflectivity of the InP substrate with different coatings. (a) single layer anti-reflection coatings, (b) dual-layer anti-reflection coatings, (c) multi-layer anti-reflection coatings.

优化结果显示, 采用 ZnS/SiO_2 双层膜和 $ZnS/SiO_2/ZnS/SiO_2$ 四层膜进行增透, InGaAs 衬底的平均反射率均可以降至 10% 以下, 二者分别为 7.25% 和 3.3%。四层膜的抗反射效果更好, 在 400 nm - 1700 nm 全光谱范围内, 各点反射率均在 10% 以下。两种膜系的各膜层厚度见表 4.1。

表 4.1 不同层数增透膜的膜层参数

Table 4.1 The film parameters for different anti-reflection coatings.

	ZnS	SiO ₂	ZnS	SiO ₂
单层膜厚度 (nm)	-	107.36		
双层膜厚度 (nm)	44	127	-	-
多层膜厚度 (nm)	67	34	24	118

4.3.2 InP 衬底增透单项实验

铟柱的熔点为 156.6℃, InGaAs 探测器增透膜的生长需要在低温下进行。参照表 4.1 中多层膜的膜层参数,首先在 InP 衬底上进行了四层介质膜单项实验。实验分别采用设备磁控溅射 JCP-350M1 和 JCP-350 低温生长 (<45℃) ZnS 和 SiO₂。ZnS 生长气体流量为 185 sccm、气压为 0.25 Pa、功率为 300 W; SiO₂ 生长气体流量为 8.9 sccm、气压为 0.3 Pa、功率为 300 W。InP 衬底增透前后的反射率对比如图 4.4 所示。与模拟值相比,实测反射率峰谷右移,且平均反射率测试值大于模拟值。分析原因是 ZnS 和 SiO₂ 两种膜在不同的设备中生长,多次置换腔体环境会有所变化,导致膜层厚度难以精确控制。但与增透前的衬底的反射率相比,多层增透膜的抗反射效果较为明显。增透前 InP 衬底的平均反射率为 37.6%,增透后平均反射率为 9.6%,相比较下降了 28%。

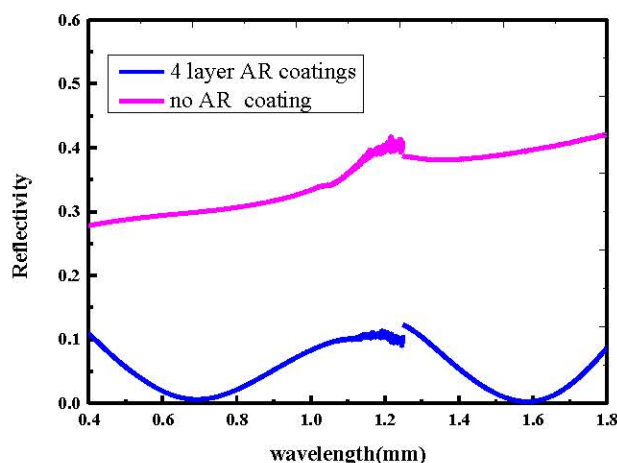


图 4.4 四层增透膜下 InP 衬底的反射率

Fig.4.4 Reflectivity of InP substrate with 4-layer anti-reflection coatings.

4.4 基于绒面层状介质膜的 InGaAs 焦平面增透研究

根据第二章的宽光谱探测器性能分析, 知道要获得高量子效率的 InGaAs 焦平面探测器, 需要同时降低焦平面 InP 接触层的吸收和整个工作波段(400 nm - 1700 nm)范围内的表面反射。根据本章 4.2 层状介质膜的增透原理和 4.3 宽光谱模拟增透设计, 在宽光谱 InGaAs 探测器模块表面分别生长了单层介质膜和双层介质膜。膜层厚度参照表 4.1 中优化尺寸。增透后模块形貌的光学显微镜图如图 4.5 所示, 图 (a) 为 SiO₂ 单层增透膜, 图 (b) 为 ZnS/SiO₂ 双层增透膜。

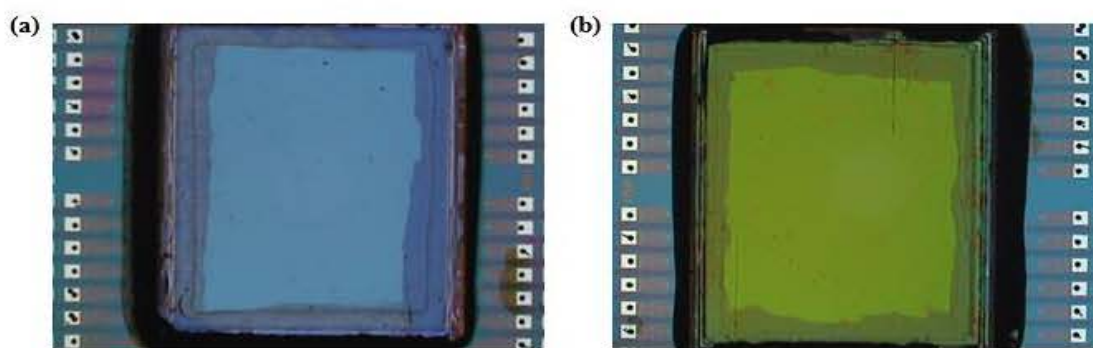


图 4.5 增透后的 InGaAs 焦平面模块形貌图 (a) 单层膜 (b) 双层膜

Fig.4.5 Morphology of the InGaAs FPA module with different anti-reflection coatings. (a) single layer film (b) double layer film.

采用安捷伦 Carry 7000 UMS 对增透后的 InGaAs 探测器模块的反射率进行测试, 测试结果如图 4.6 所示, 单层增透膜和双层增透膜的平均反射率分别为 20.54%和 9.21%, 与传统未增透的 InGaAs 焦平面平均反射率 (32.04%) 相比, 分别下降了 11.5 %和 22.83 %。

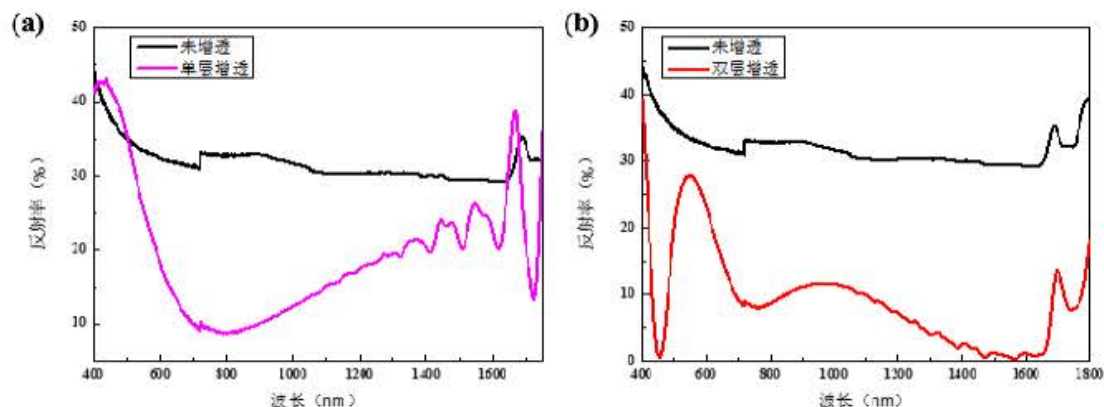


图 4.6 不同增透膜下宽光谱 InGaAs 探测器的平均反射率

Fig.4.6 The average reflectance of the broad band InGaAs detector with different anti-reflection films.

采用第二章所述焦平面量子效率测试系统，对增透后的宽光谱 InGaAs 探测器进行测试，结果如图 4.7 所示。显然，双层增透膜下响应率的提升更为明显。以 1500 nm 处为例，单层增透膜增透前后焦平面的响应率分别为 0.71 A/W 和 0.87 A/W，双层增透膜增透前后响应率由 0.83 A/W 提升至 1.15 A/W，其对应的量子效率如表 4.2 所示。

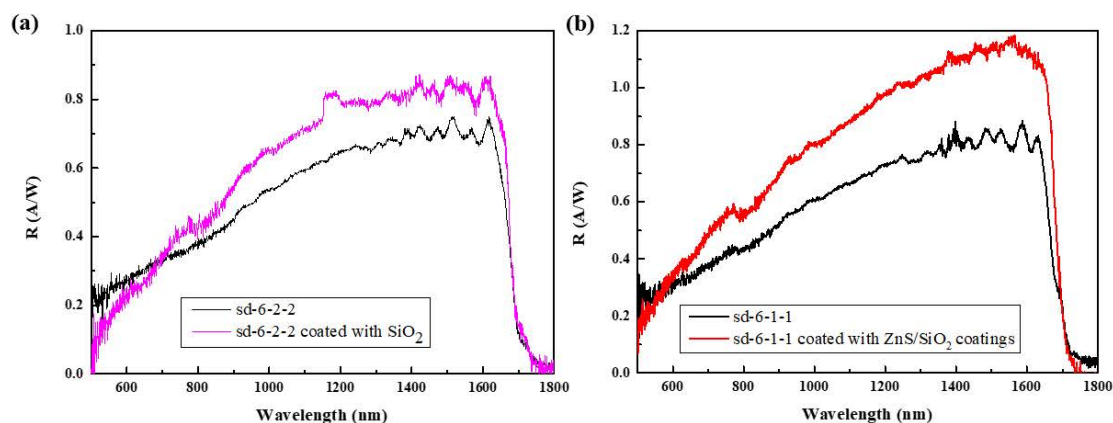


图 4.7 增透膜对 InGaAs 探测器响应率的影响

Fig.4.7 The influence of antireflection films on the responsivity of InGaAs detectors.

表 4.2 不同增透膜量子效率的提升

Table 4.2 The improvement for the QE of the InGaAs FPA with different anti-reflection coatings.

	ZnS	SiO ₂	增透前 QE @ 1500 nm	增透后 QE @ 1500 nm	QE 提升 @ 1500 nm
SD-6-1-1	44 nm	127 nm	68.46 %	95.18 %	26.72 %
SD-6-2-2		107 nm	59.01 %	71.89 %	12.88 %

综上，在 ZnS/SiO₂ 双层介质膜增透下，可见-短波红外 InGaAs 探测器的量子效率高达 47.16 % @ 500 nm、66.23 % @ 600 nm、85.95 % @ 700 nm、87.02 % @ 800 nm、95.91 % @ 900 nm、97.56 % @ 1200 nm、95.18 % @ 1500 nm。

4.5 小结

本章重点介绍了传统层状介质增透膜的物理机制。首先介绍了单层膜增透原理和简单估算方法。对于多层增透膜，从麦克斯韦方程组出发求解电磁场，详细阐述了多层介质膜的等效原理。结合宽光谱 InGaAs 探测器结构参数，采用 tfc 模拟软件设计并优化了多层膜参数。利用磁控溅射低温生长技术，首先在 InP 衬底

上进行单项实验，制备了 ZnS/SiO₂/ZnS/SiO₂ 多层增透膜，并对其反射率进行了测试。然后将多层增透膜技术应用于宽光谱 InGaAs 探测器，分别在 SD-6-1 和 SD-6-2 两个可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器表面制备了单层和双层增透膜，获得了分别为 20.54% 和 9.21% 的平均反射率。最终在 ZnS/SiO₂ 双层介质膜增透的情况下，实现了量子效率高达 66.23% @ 600 nm、95.91% @ 900 nm、95.18% @ 1500 nm 的宽光谱可见-短波红外 InGaAs 探测器。

第5章 全介质材料亚波长结构增透研究

5.1 引言

传统介质薄膜在增透领域具有重要的应用价值,但是受到介质材料固有折射率的限制,以及膜层应力和精确控制膜层厚度的难度的影响,使得传统层状介质膜在实现宽波段广角度增透方面受到了制约。近年来,以周期排列的亚波长结构阵列受到了人们的青睐。以金属等离子体为代表,广泛应用于光伏器件[68]、生物传感器[69]以及超材料[70]等领域。然而,它们也存在许多不好的地方,如金属等离子体可以耗散大量的入射光能量,进而影响器件的转换效率;金属等离子体纳米结构的散射特性通常只受电谐振的控制,因而不利于对光学场的调控[71, 72]。相比较,全介质材料亚波长结构既可以降低耗散损耗,又可以同时激励电共振和磁共振,从而在二者近场中产生巨大的共振天线。因此,操纵全介质材料(all-dielectric materials, ADMs)亚波长结构中的光诱导共振是纳米光子学领域一个新的热点。

5.2 亚波长结构增透机制

5.2.1 梯度渐变纳米锥增透原理

表面微结构能够减少对入射光的反射。当表面微结构的尺寸远大于入射光的波长时,入射光会在微结构表面发生多重反射,增加光程,从而减少表面对光的反射;而当表面微结构尺寸小于入射光波长时,微结构的折射率可以理解为是逐渐变化的,入射光经过折射率连续递变的材料,同样能够达到减少反射的目的。本文中梯度渐变纳米锥,主要针对的是小尺寸表面微结构对入射光产生的减反作用。在该情况下,可以将不同折射率的介质等效为连续的多层折射率均匀分布的薄膜结构,即等效介质理论(EMT)。根据等效介质理论,可以将微结构的折射率表述为:

$$0 = F \left(\frac{n_{eff} - n_1}{n_{eff} + n_1} \right) + (1 - F) \left(\frac{n_{eff} - n_0}{n_{eff} + n_0} \right) \quad \dots (5.1)$$

将人工纳米锥微结构等效成多层折射率均匀变化的光学薄膜,每层光学薄膜

的等效折射率为 n_{eff} 。其中 n_0 、 n_1 分别代表空气和纳米锥材料的折射率， F 则代表不同层光学薄膜的面积分。在微结构周期远小于入射光波长的情况下，可将问题简化为只考虑零级衍射，忽略高阶衍射项的影响。入射光通过多层折射率均匀变化的光学薄膜时会产生各种不同的相位，有效抑制了零级衍射，从而可以达到降低样品表面对入射光反射的目的。

纳米锥的抗反射效果与结构的几何参数密切相关，可以通过设计合适的结构尺寸来达到抗反射的效果。为简化计算，首先把纳米锥微结构等效为不同尺寸纳米柱的叠加。以单个纳米柱为例，计算出所需微结构尺寸的大致范围，再通过软件模拟出纳米锥结构的最佳尺寸，根据 EMT 理论，周期应该满足公式：

$$\frac{T_x}{\lambda} = \frac{1}{[n_x^2 - (n_i \sin \theta_i \sin \varphi)^2]^{\frac{1}{2}}} + |n_i \sin \theta_i \sin \varphi| \quad \dots (5.2)$$

$$\frac{T_y}{\lambda} = \frac{1}{[n_x^2 - (n_i \sin \theta_i \sin \varphi)^2]^{\frac{1}{2}}} + |n_i \sin \theta_i \sin \varphi| \quad \dots (5.3)$$

在该结构设计中，采用了对称的微结构，因此，公式可以表示为：

$$T_x = T_y = T \quad \dots (5.4)$$

$$T < \frac{\lambda_d}{n_i + n_x} \quad \dots (5.5)$$

$$\lambda_d = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad \dots (5.6)$$

其中， T_x 和 T_y 分别表示微结构在 x 轴和 y 轴方向的周期（对应于入射光不同的偏振状态）、 T 代表等效微结构的周期（ μm ）； θ_i 、 φ 分别代表入射光的入射角和入射方位角； λ 代表入射光波长， λ_1 、 λ_2 分表代表入射光波长的最小值与最大值；式中的 λ_d 则对应于中心波长（ μm ）； n_i 、 n_x 分别代表空气和微结构材料的折射率。

在实际应用中，目前 InGaAs 探测器在可见波段的增透材料主要选用二氧化硅、氮化硅、氧化钛、硫化锌等。结合实验室条件，选用 SiN_x 作为纳米锥抗反射膜的材料，平顶锥体作为抗反射微结构，示意图如图 5.1 所示。

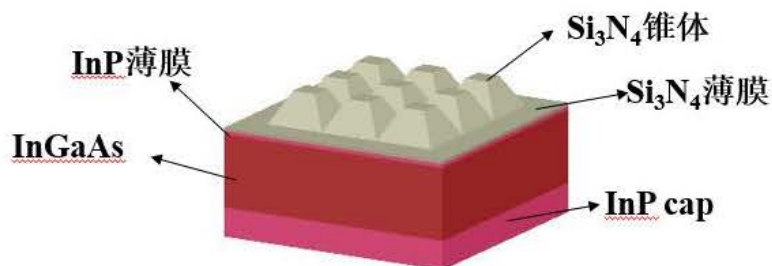


图 5.1 梯度渐变折射率介质的抗反射结构示意图

Figure 5.1 Schematic diagram of the anti-reflection structure with gradient refractive index medium

根据等效介质理论，二维亚波长结构可以等效成均一的介质。因此可以将纳米锥结构等分成多层柱形纳米结构的堆叠，每层纳米柱又可以将其近似的看成一层均匀的薄膜，实验中所用的氮化硅的折射率为 2，当衬底折射率 $1.5 < n_x < 4$ 时，其等效折射率 n_{2D} 满足以下公式：

$$\frac{n_i}{n_{2D}} = \frac{(1-f)(n_x^2 - n_i^2)}{n_x^2 - n_{2D}^2} \quad \dots (5.7)$$

$$n_{2D} = \sqrt{n_i n_x} \quad \dots (5.8)$$

式中的 f 代表微结构的占位比。根据入射光反射的菲涅尔公式可得， $n_{2D} = \sqrt{2}$ 。因此，根据上面公式可以得到占位比 f 为 0.53。根据干涉相消原理，光学膜厚度为入射光波长的四分之一整数倍时的反射率最低

$$H = \frac{\lambda}{4n_{2D}} (2k + 1) \quad \dots (5.9)$$

式中 H 指微结构的高度， K 代表整数， λ 代表入射波长。从而可以计算出高度 H 为 650 nm。

综上所述，根据理论计算结果可知，当要在全波段达到最佳的减反效果，纳米柱的结构参数应为： $T=300$ nm， $f=0.53$ ， $H=600$ nm。实际制备中纳米锥的结构尺寸应以仿真结果为准。

5.2.2 Mie 共振原理

一般当颗粒尺寸和入射光波长相当时会出现 Mie 弹性散射，使得光场的分布发生变化。1908 年，Gustav Mie 在研究光经过水中悬浮颗粒发生的散射现象时，提出采用麦克斯韦方程组来求解这一现象。求解过程中，采用均匀介质的球形颗粒作为物理模型。

麦克斯韦方程组表达式为：

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \dots (5.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \dots (5.11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \dots (5.12)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial D}{\partial t} \quad \dots (5.13)$$

在 Maxwell 方程组 (5.10) - (5.13) 中引入极化强度 \vec{P} (5.14) 和磁化强度 \vec{M} (5.15)：

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \dots (5.14)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M} \quad \dots (5.15)$$

由于 \vec{P} 和 \vec{M} 可以分别表述为：

$$\vec{P} = (\varepsilon - 1) \vec{E} \quad \dots (5.16)$$

$$\vec{M} = (\mu - 1) \vec{H} \quad \dots (5.17)$$

所以，

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \quad \dots (5.18)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \dots (5.19)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad \dots (5.20)$$

式中， \vec{D} 是电位移矢量， \vec{B} 是磁感应强度， \vec{E} 是电场强度， \vec{H} 是磁场强度， \vec{j} 为电流密度， ε 为介电常数， μ 为磁导率， σ 为表示电导率。将式子 (5.14) 和 (5.15) 代入 Maxwell 方程组，并进行微分，可以得到：

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} [\nabla \times (\mu \vec{H})] = 0 \quad \dots (5.21a)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} - \nabla \times \vec{J}_F - \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} [\nabla \times (\varepsilon \vec{E})] = 0 \quad \dots (5.21b)$$

对于一个均匀介质颗粒，由于无自由电子存在， $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ ， $\nabla \times \vec{J}_F = 0$ ，所以公式 (5.12) 可以简化为：

$$\nabla^2 \vec{E} + \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \omega^2 \vec{E} = 0 \quad \dots (5.22a)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \omega^2 \vec{H} = 0 \quad \dots (5.22b)$$

波矢 $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$, 假设 $\vec{M} = \nabla \times (\vec{c}\varphi)$, \vec{c} 为常数矢量, 将 5.22 式转化为标量形式,

$$\nabla^2 \vec{M} + k^2 \vec{M} = \nabla \times [\vec{c}(\nabla^2 \varphi + k^2 \varphi)] \quad \dots (5.23)$$

因此, 若 φ 是标量波动方程的解, \vec{M} 满足波动方程:

$$\nabla^2 \varphi + k^2 \varphi = 0 \quad \dots (5.24)$$

同样, 若 \vec{M} 与 \vec{c} 垂直, $\vec{M} = -\vec{c} \times \nabla \varphi$, 又可以从 \vec{M} 中构造出另一个波矢方程,

$$\vec{N} = \frac{\nabla \times \vec{M}}{k} \quad \dots (5.25)$$

它同样满足波矢方程

$$\nabla^2 \vec{N} + k^2 \vec{N} = 0 \quad \dots (5.26)$$

这样, \vec{M} 、 \vec{N} 满足电磁场分布的一切性质, 且二者相互关联。对于球形颗粒, 采用极坐标:

$$\varphi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \quad \dots (5.27)$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \phi^2} \quad \dots (5.28)$$

通过分离变量法, 最终可以得到:

$$\varphi_{emn} = \cos(m\phi) P_n^m(\cos\theta) z_n(kr) \quad \dots (5.29a)$$

$$\varphi_{omn} = \sin(m\phi) P_n^m(\cos\theta) z_n(kr) \quad \dots (5.29b)$$

式中 $z_n(kr)$ 是四个球贝塞尔函数: $j_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{n+1/2}(\rho)$, $y_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} Y_{n+1/2}(\rho)$, $h_n^{(1)}(\rho) = j_n(\rho) + iy_n(\rho)$, $h_n^{(2)}(\rho) = j_n(\rho) - iy_n(\rho)$ 中的一个; $P_n^m(\cos\theta)$ 是勒让德函数。由于三角函数的存在, 每一项都可以展开为无限级次。这样由 φ_{emn} 、 φ_{omn} 产生的球面谐波波矢可以表述为:

$$\begin{aligned} \vec{M}_{emn} &= \nabla \times (r\varphi_{emn}) \\ &= \frac{-m}{\sin\theta} \sin m\phi P_n^m(\cos\theta) z_n(\rho) \vec{e}_\theta - \cos m\phi \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} z_n(\rho) \vec{e}_\phi \quad \dots (5.30a) \end{aligned}$$

$$\vec{M}_{omn} = \nabla \times (r\varphi_{omn})$$

$$= \frac{m}{\sin\theta} \cos m\Phi P_n^m(\cos\theta) z_n(\rho) \vec{e}_\theta - \sin m\Phi \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} z_n(\rho) \vec{e}_\Phi \quad \dots (5.30b)$$

$$\begin{aligned} \vec{N}_{emn} &= \frac{\nabla \times \vec{M}_{emn}}{k} \\ &= \frac{z_n(\rho)}{\rho} \cos m\Phi n(n+1) P_n^m(\cos\theta) \vec{e}_r + \cos m\Phi \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \vec{e}_\theta \\ &\quad - m \sin m\Phi \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \vec{e}_\Phi \quad \dots (5.30c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{N}_{omn} &= \frac{\nabla \times \vec{M}_{omn}}{k} \\ &= \frac{z_n(\rho)}{\rho} \sin m\Phi n(n+1) P_n^m(\cos\theta) \vec{e}_r + \sin m\Phi \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \vec{e}_\theta \\ &\quad + m \cos m\Phi \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho z_n(\rho)] \vec{e}_\Phi \quad \dots (5.30d) \end{aligned}$$

场分布的任何问题都可以展开为函数 5.30 的无穷级数，这样就可以求解球形颗粒的任何散射问题。

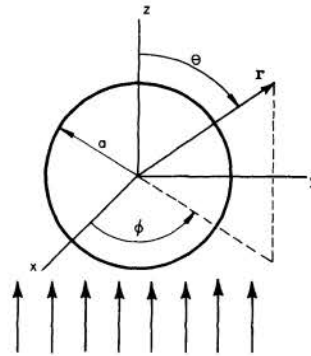


图 5.2 半径为 a 的球的极坐标系[91]

Fig 5.2 Spherical polar coordinate system centered on a spherical particle of radius a [91].

假设一平面光沿 x 方向极化，z 方向入射，照射一个均匀介质的颗粒，如图 5.2 所示，则其散射场可以表述为：

$$\vec{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n \vec{N}_{eln} - b_n \vec{M}_{oln}) \quad \dots (5.31a)$$

$$\vec{H}_s = \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n \vec{N}_{oln} - a_n \vec{M}_{eln}) \quad \dots (5.31b)$$

从而可以推算出散射截面为：

$$C_{sca} = \frac{W_s}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad \dots (5.32)$$

类似地，消光截面为：

$$C_{ext} = \frac{W_{ext}}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}\{a_n + b_n\} \quad \dots (5.33)$$

其中， a_n 、 b_n 分别为与贝塞尔函数和汉克尔函数相关的函数：

$$a_n = \frac{\mu m^2 j_n(mx) [x j_n(x)] - \mu_1 j_n(x) [mx j_n(mx)]}{\mu m^2 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)] - \mu_1 h_n^{(1)} [mx j_n(mx)]} \quad \dots (5.34)$$

$$b_n = \frac{\mu_1 j_n(mx) [x j_n(x)] - \mu_1 j_n(x) [mx j_n(mx)]}{\mu_1 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)] - \mu_1 h_n^{(1)} [mx j_n(mx)]} \quad \dots (5.35)$$

5.2.3 FDTD 仿真原理

自从麦克斯韦方程组被提出以来，人们对电场与磁场的理解和应用与日俱增。麦克斯韦方程组能够有效地概括不同种类的电磁场形式，对任何电磁场问题的求解都可以归为求解特定条件下的麦克斯韦方程组。因此，快速有效地求解麦克斯韦方程组的方法成为人们研究的重点。针对不同的侧重点，人们提出了多种算法，包括矩量法、有限元法和时域有限差分法等。其中，时域有限差分法（finite-difference time-domain, FDTD）可以将麦克斯韦方程组离散化，通过计算机进行迭代，进而实现对方程组简单有效的求解。

麦克斯韦方程组在前文中已经介绍，在此不再赘述。FDTD 算法可由 Yee 元胞来描述，如图 5.3 所示。在 Yee 元胞中，每一个磁场分量的周围都环绕着四个电场分量，同理，在每一个电场分量的周围也都环绕着四个磁场分量，电场与磁场之间相差半个步长。

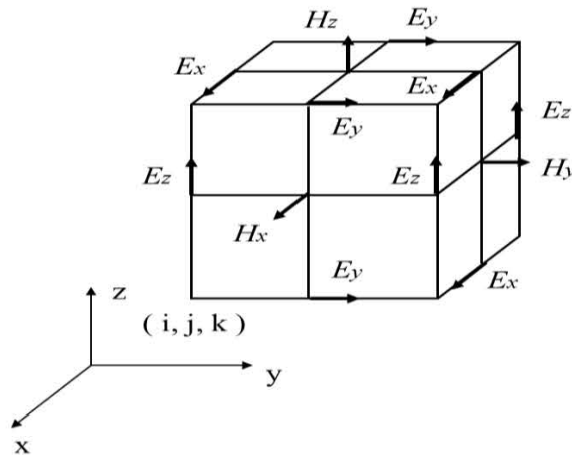


图 5.3 电场和磁场的递推分布

Figure 5.3 The recursive distribution of electric and magnetic fields.

麦克斯韦方程组中电场和磁场的旋度方程可以分别在笛卡尔坐标系中写成标量方程。其中，电场的标量方程（以 x 方向为例）为：

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_x} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_x^e E_x - J_{ix} \right) \quad \dots (5.36)$$

磁场的标量方程（以 x 方向为例）为：

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma_x^m H_x - M_{ix} \right) \quad \dots (5.37)$$

对其进行一阶差分近似，忽略二阶小量，就可以进行迭代求解。使用前一时刻磁场结果可以推导出电场分量结果，再利用得出的电场分量结果来继续推出磁场分量。该方法简单快速，可以充分利用计算机的迭代并行计算，大幅度提高计算的速率和准确性。其算法可以总结为图 5.4 所示。

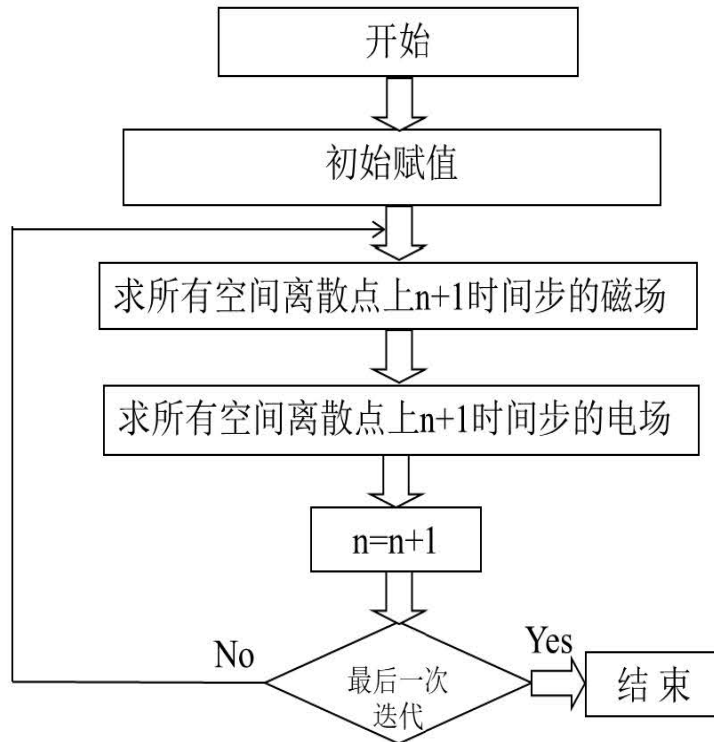


图 5.4 FDTD 算法示意图

Fig.5.4 Arithmetic of the finite-difference time-domain.

5.2.4 AFM 测试原理

对于纳米级微结构，光学显微镜的精度已无法满足测试需求，所以常常扫描电子显微镜和原子力显微镜来进行形貌表征。图 5.5 为原子力显微镜（Atomic Force Microscope, AFM）测试原理示意图。当探针与样品间的距离小到一定程度后，原子力的作用会显著上升，AFM 测试主要是通过探针受到原子力的大小

来实现样品形貌的测试。如图 5.5 所示，图中探针悬臂 cantilever 和探针 tip 属于 AFM 系统中的力检测部分；针尖与样品间受范德华力而使得悬臂 cantilever 发生摆动，从而激光 laser beam 打到悬臂 cantilever 上产生的反射光会发生变化，检测器 photo diode 会记录下变化量并转换成电信号，这一部分称为 AFM 位置检测部分；最后将该检测信号输送到反馈系统，控制压电陶瓷，使样品和针尖维持在一个合适的范围。检测信号会通过计算机输出，以图象的形式给出了样品的表面形貌。本实验所用的设备采用的是非接触模式，对微结构不会造成损伤。

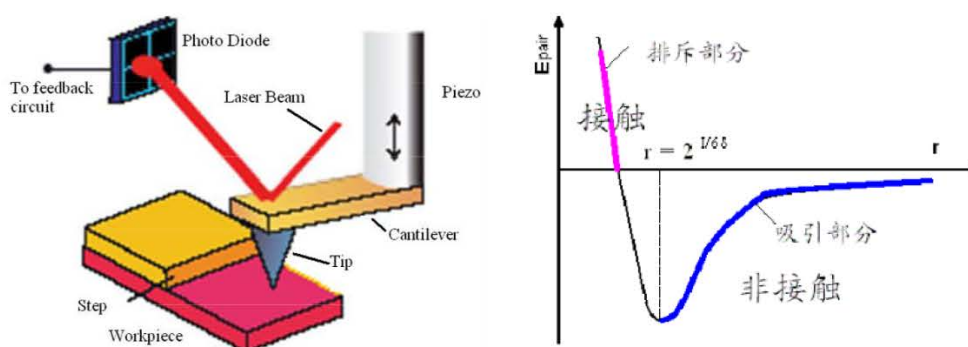


图 5.5 AFM 测试原理图

Fig.5.5 Test schematic of the atomic force microscope.

5.3 亚波长结构制备方法

纳米尺度这一概念被人类熟悉的时间并不长，最早在 1959 年由物理学家费恩曼提出。在短短的几十年时间内，以集成电路为代表的微纳加工行业使人们的工作生活发生了翻天覆地的变化。纳米技术代表了现代科技的生产力，影响了整个人类的历史进程。世界各国都将目光聚焦在以集成电路和 MEMS 系统为代表的电子信息行业，纳米技术对国家的经济发展和国防建设都起着至关重要的作用。我国也将在这一领域内突破外部封锁，坚持这一科技发展的前沿方向。纳米技术在今后的时间里会发挥出愈来愈重要的作用。

限制纳米技术应用的关键在于纳米加工工艺，不同加工工艺的特点决定了纳米技术的尺寸限制程度。一般来讲，可以将纳米加工技术分为两种形式：一种是从原子尺度，利用不同条件下的自组装技术完成纳米加工工艺，一般将这种工艺称为自下而上工艺；另一种工艺与之相反，工艺理念为通过不同的技术手段直接在目标物体上实现所需要的纳米结构，这种工艺称为自上而下工艺，包括常见的

光刻和纳米压印技术。

5.3.1 纳米压印光刻技术

提出纳米压印技术这一概念的科学家为华人科学家周郁(Stephen Y. Chou)，他在 25 年前的 1995 年率先提出。该技术流程为：首先在硅衬底表面制备一层供压印的聚合物，他们使用旋涂工艺在硅表面沉积一层 PMMA（聚甲基丙烯酸甲酯），然后将其加热，使得 PMMA 的温度超过其玻璃化温度 T_g ，待其具有流动性后将制备的掩模版压在 PMMA 上，保持一定的温度和压力，由于 PMMA 的流动性会将掩模版填充，此时掩模版的图形就能够完全转移到 PMMA 中，这时再将温度降低至 T_g 以下，使 PMMA 的形状固定，将掩模版取出后，再使用反应离子刻蚀（RIE）技术将残余的压印胶刻蚀去除，完成整道工序，如图 5.6 所示。

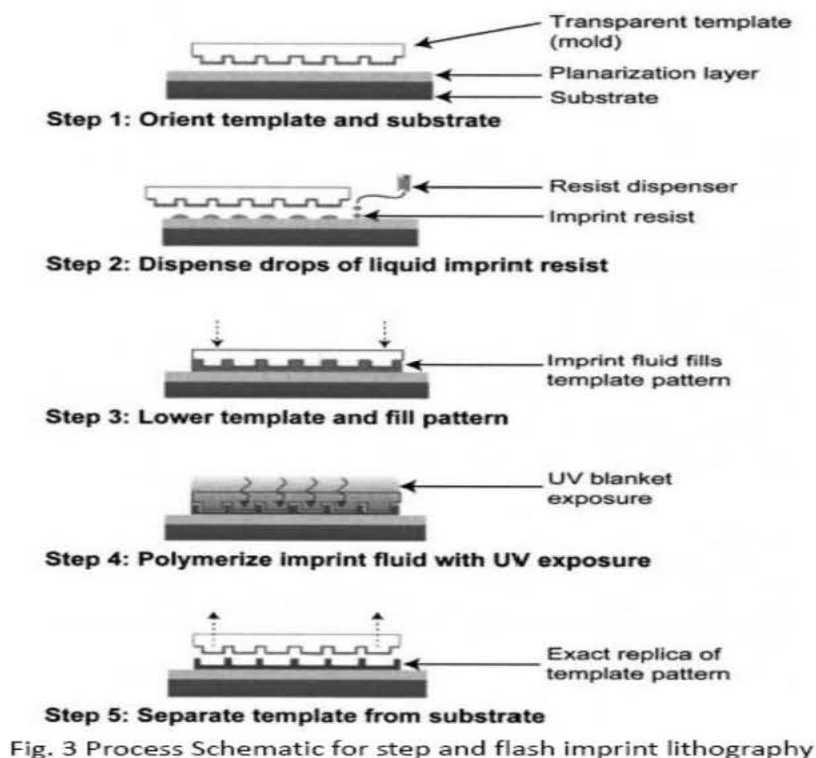


图 5.6 纳米压印工艺流程图

Fig.5.6 The flow chart of the nanoimprint process.

从工艺的过程来看，纳米压印能够有效地解决光刻衍射限制的问题，纳米压印刻蚀的尺度限制完全取决于掩模版的精度，而掩模版的制作可以采用波长更短的电子束光刻来完成[92,93]。不仅如此，纳米压印的掩模版还能够重复使用，并且工艺过程简单，使得工序成本相较光刻等其他工艺大幅度降低，因此备受大家

青睐，广泛应用于实验室研究及工厂生产中。

随着科技的不断发展，人们研究出各种各样的纳米压印工艺用于各自合适的方向[94]。总的来讲，可以根据压印胶的固化和接触方式分为以下三类，即热压印、紫外压印和微接触压印，如图 5.7 所示。

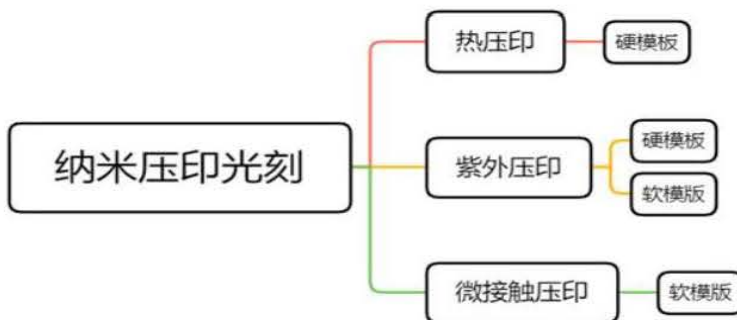


图 5.7 纳米压印技术分类

Fig.5.7 Classification of the nanoimprint technology.

5.3.1.1 热压印

早期纳米压印技术采用的是热压印的工艺，该工艺的流程为：通过加热使得旋涂在硅衬底上的聚合物超过其玻璃化温度 T_g ，在加压的条件下填充掩模版的图形，然后通过降温使其低于玻璃化温度 T_g ，降压后去除掩模版，此时掩模版上的图形能够完全转移到压印聚合物上，再通过刻蚀工艺除掉残余的压印胶。该工艺特点是通过调节温度使压印聚合物处在不同的流动状态，固称之为热压印。该方法存在的弊端在于，对于复杂的掩模版图案，压印聚合物即使在温度高于其玻璃化温度后也不能够充分的流动去填满掩模版图形，而且由于在加热过程中，衬底、压印聚合物和掩模版的膨胀收缩系数不同，使得压印图形会产生内部应力，影响压印效果。不仅如此，在压印过程中带来的高温和高压既增加了工序成本，也带来了掩模版受压力变形的风险。

5.3.1.2 紫外压印

为了解决热压印带来的问题，1999 年物理学家 Willson 提出了紫外压印工艺。该工艺优化了压印胶的固化形式，使用光敏感的聚合物作为压印胶。使用的光敏感聚合物的黏度低，流动性好，能够在不施加高压的条件下填充掩模版的图形，并且聚合物在紫外光照射的情况下变形固化，并不需要加热和降温来实现图形固定，这样就减少了因为衬底、聚合物和掩模版热膨胀不一致带来的图形失配。

不仅如此，由于在转移掩模版图形的过程中，并不需要升温 and 降温过程，使得工艺时间大幅度缩短，减少了工艺成本。根据所使用的掩模版种类可细分为硬模板紫外纳米压印和软模版紫外纳米压印技术。

5.3.1.3 微接触压印

除上面两种纳米压印技术以外，在生物和化学领域，微接触纳米压印也被广泛使用。该技术最早在 1993 年被 Whitesides G M 教授提出，该方法首先制备出用于图形转移的掩模版，然后将相应的压印胶旋涂在掩模版的表面，当掩模版与衬底轻微接触时，附着在掩模版上的压印胶会与衬底发生反应，并通过分子自组装来实验掩模版的图形转移。该工艺对实验室条件要求宽松，成本低且生产效率高，但是存在分辨率相对前面两种压印工艺较低的问题，更加适用于生物和化学领域。

5.3.2 电子束光刻技术

光学曝光技术是决定工艺精细程度的关键工艺。传统光学曝光技术采用紫外线作为光源，照射到光刻胶上面，引起光刻胶的性质发生改变，在 Lift-off 工艺后将其剥离，从而将掩模版上面的图形转移到衬底上。这种光刻胶称为正性光刻胶，与之相反，负性光刻胶在受到紫外线照射后发生变性，难以被去除，而未被紫外线照射的部位在 Lift-off 工艺后被去除，可以将与掩模版上面图形相反地转移到衬底上。

由于紫外线衍射的作用，光刻的精度受到限制，分辨率难以继续提高，因此人们提出了电子束曝光 (Electron beam lithography, EBL) 技术[95]。根据德布罗意的波粒二象性，电子也是一种电磁波，具有比紫外线更短的波长，因此也可以利用电子束来进行光刻。其工作原理与光学曝光技术相类似，对于正性光刻胶，电子束入射到其表面时会通过散射使光刻胶变性，变得容易被后续的 Lift-off 工艺去除，完成图形转移。对于负性光刻胶，电子束的入射使其发生变性，不会被后续的 Lift-off 工艺去除，从而完成与电子束入射相反的图形转移。与紫外线相比，不同的是，由于电子束具有极短的波长，电子束的入射方向和位置可以被精确控制，在电子束曝光过程中并不需要额外的掩模版，从而减少了工艺的复杂程度。电子束曝光的工艺流程如图 5.8 所示。



图 5.8 电子束曝光的工艺流程

Fig.5.8 The flow chart of electron beam lithography.

电子束曝光可以分为多种不同的工艺，适用于各自的应用场合。根据不同的分类标准，电子束曝光可分为以下几类：



图 5.9 电子束曝光分类

Fig.5.9 Classification of the electron beam lithography.

投影式电子束曝光是指电子束入射到光刻胶之前会通过掩膜和光阑限制电子束入射的方向和位置，而直写式电子束曝光则不需要上述方式来限制电子束的入射方位，事先通过软件就可以控制电子束的入射，简化了工艺路线。若入射到光刻胶的电子束只在曝光区域内扫描，则将该种扫描方式称为矢量扫描。若入射到光刻胶的电子束对整个区域进行扫描，通过光栅来控制只在曝光区域内曝光，这种扫描被称为光栅扫描。根据入射电子束的束斑形状可将电子束曝光分为上图中的四种形式。

决定电子束曝光质量的因素主要包含以下三个方面：一、发射电子束的加速电压决定了入射电子的能量，高能量的入射电子在光刻胶表面的散射角会更小，因此会得到更高的精度；二、电子束的孔径大小决定了入射电子束电流的大小，孔径越大的电子束入射到光刻胶表面会产生更大的能量，缩短光刻的时间的同时也会引起光刻精度的降低；三、不同光刻胶对曝光剂量的需求不一致，需要根据所选用的光刻胶类型、所需的曝光量来调节电子束曝光系统的参数，从而达到精确刻蚀的目的。本实验中亚波长结构的制备采用的是 EBL 技术，待结构尺寸固定后可采用纳米压印技术来降低生产成本。

5.3.3 胶体晶粒光刻技术

胶体晶粒光刻技术 (colloidal lithography, CL) 已经成为一种有效且廉价的大面积图形化方法, 可以用于制备周期性的亚波长图案。如图 5.10 所示, Shagufta Naureen 等人通过自组装的方法, 在 InP/GaInAs/InP 表面沉积单层二氧化硅纳米球粒, 并通过 ICP-RIE 刻蚀技术对胶粒未遮挡的部分进行选择性的刻蚀, 最终得到 InP 纳米柱结构[96]。基于 CL 光刻技术的亚波长结构制备过程中, 可以通过热退火或等离子体刻蚀等技术对胶粒尺寸进行调控, 进而实现不同结构尺寸的亚波长结构制备。如 Huang 等人在硅片上沉积上单层聚苯乙烯 (PS) 胶粒, 并通过氧等离子体刻蚀对胶粒的尺寸进行调控, 然后通过湿法刻蚀, 对胶粒未遮挡的部分进行选择性的刻蚀, 最终得到 Si 纳米柱结构[97]。更多的关于 CL 技术的方法和应用可以参考 Ai 等人关于制备表面等离子体激元的综述[98]。

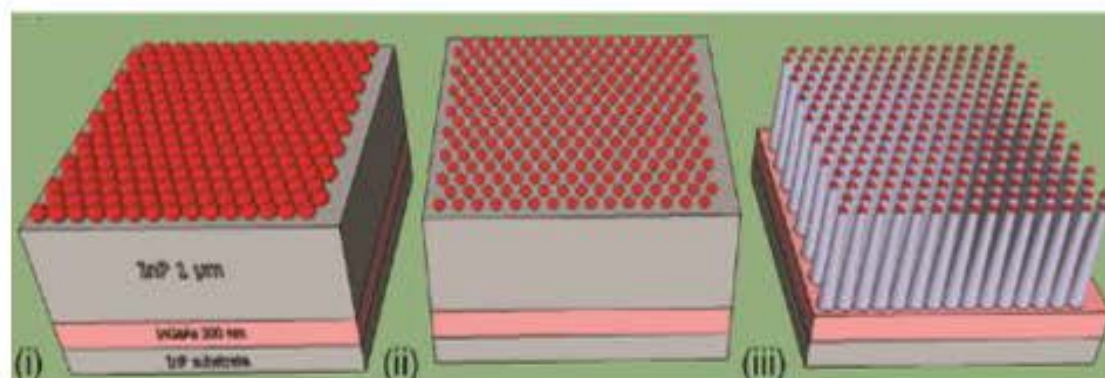


图 5.10 胶体晶粒光刻技术制备 InP 亚波长结构示意图[96]

Fig.5.10 The process of InP sub-wavelength structures fabricated by colloidal lithography. [96]

通过合适的沉积方法, 原则上可以获得具有单层(ML)覆盖或空间密集的颗粒。然后再用适当的各向异性刻蚀技术和化学腐蚀方法刻蚀所需要的材料。但在实际操作过程中, 会出现胶体晶粒堆积或分布不均匀的情况, 进而影响到亚波长结构的抗反射效果。

综上, 纳米压印技术工艺过程简单, 除制备模板成本较高以外, 对于大批量生产具有明显的优势。电子束曝光技术根据实验结果灵活调节参数, 但大面积制备成本较高。胶体晶粒光刻技术是属于最为廉价的大面积图形化方法, 但工艺稳定性较差, 难以制备出均匀的大面积亚波长结构。结合以上分析, 本实验采用了 EBL 光刻技术进行 InP 纳米柱工艺探索, 有利于随时调整结构参数。

5.4 梯度渐变纳米锥增透研究

5.4.1 纳米锥增透效果模拟

图 5.11 为纳米锥仿真模型。以理论计算结果为参照，采用 FDTD solutions 商业软件进行微结构尺寸优化。通过变化周期、高度以及对比尖锥和平顶锥两种结构，最终发现如图 5.11 所示的平顶锥仿真模型下反射率较低。

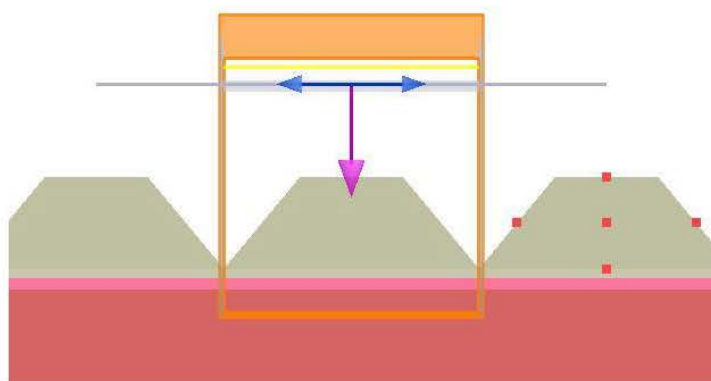


图 5.11 基于 Bruggeman 有效介质理论的纳米锥仿真模型

Fig. 5.11 Simulation model of the nanocone based on equivalent medium theory.

根据宽光谱 InGaAs 探测器工作波段，设置入射光波长为 400 nm - 1700 nm，经过多次扫描，发现当图 5.11 中锥体结构的尺寸为：底边长为 1 μm ，上边长为 200 nm，仿真结构周期为 1 μm 时，InGaAs 探测器的表面反射较低。为了进一步得到锥体的最佳高度，固定锥体的边长和周期，扫描锥体的高度，得到了在全光谱下的反射率图谱，如图 5.12 所示。

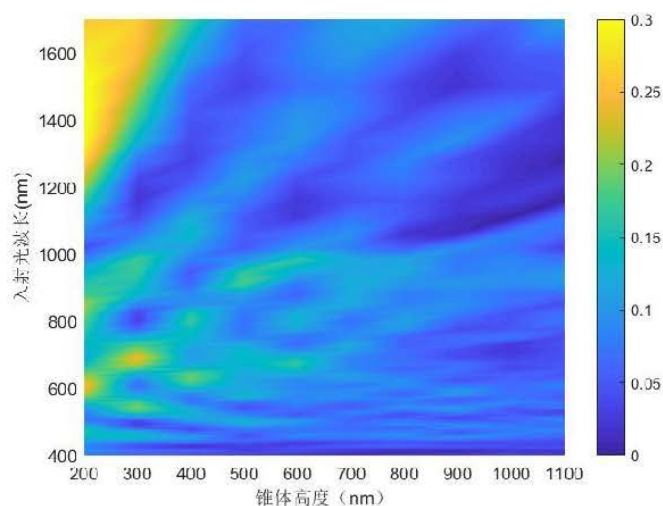


图 5.12 不同锥体高度的反射率图谱

Fig. 5.12 The reflectivity of the nanocone with different height.

从图 5.12 可以看出在锥体高度为 900 nm 时的反射率最低, 此时反射率曲线如图 5.13 所示, 在整个工作波段范围内都可以保持低于 10%, 其平均反射率为 5.4%。

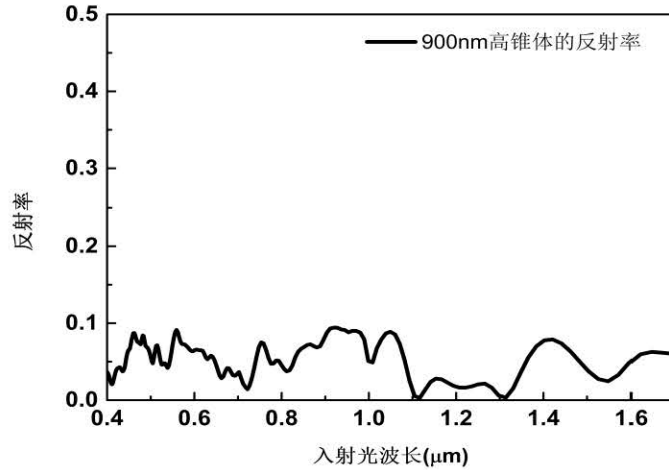


图 5.13 锥体周期 1 μm 、上边长 200 nm、高度 900 nm 时的反射率

Fig.5.13 The reflectivity of the nanocone with a period of 1 μm , an upper side length of 200 nm, and a height of 900 nm.

为了研究纳米锥的抗反射效果与入射光角度的关系, 采用 $\pm 45^\circ$ 入射光照射样品表面, 监测其反射率的变化。模拟结果如图 5.14 所示。可以看到, 对于垂直入射光, 表面集成纳米锥的 InGaAs 探测器在不同波长位置均可以保持较低的反射率。但是随着入射光角度的增大, 在 900 nm - 1000 nm 之间, 表面反射率有所增大, 当角度达到 45° 时, 反射率接近于 30%。但是其它波段仍然可以保持在一个较低的反射率范围。由此说明, 折射率梯度变化的纳米锥结构可以在较宽波段广角度范围内保持较低的反射率。

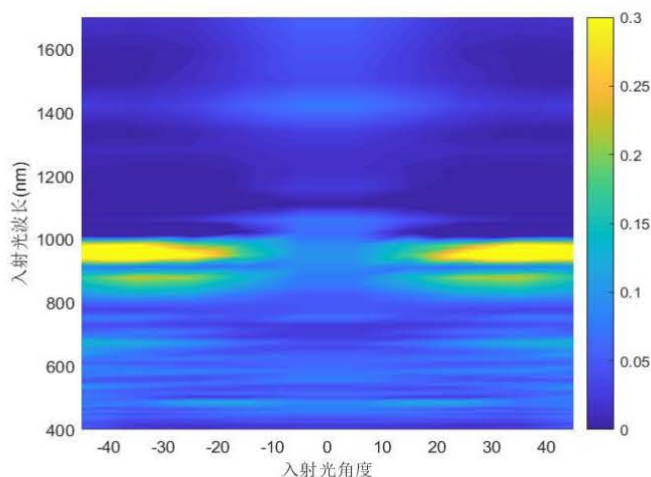


图 5.14 周期 $1\ \mu\text{m}$ 、上边长 $200\ \text{nm}$ 、高度 $900\ \text{nm}$ 纳米锥在广入射角度下的反射率图谱

Fig.5.14 The reflectivity at the wide incident angles of the nanocone with a period of $1\ \mu\text{m}$, an upper side length of $200\ \text{nm}$, and a height of $900\ \text{nm}$.

5.4.2 纳米锥制备工艺探索

纳米锥制备的关键是高度和角度的调控，其主要制备流程如图 5.15 所示，具体包括以下工艺：

- (1) 制备掩膜：可选择的工艺有电子束曝光、纳米压印、小球光刻技术、金属退火技术等。
- (2) 刻蚀纳米柱：刻蚀方法分为湿法腐蚀和干法刻蚀两种，通常采用干法刻蚀，因为其可控性强，侧向不容易钻蚀。
- (3) 调控纳米锥形貌：主要以各项同性刻蚀为主，通过调控刻蚀气体流量、刻蚀速率、刻蚀时间实现对微结构角度的调控。
- (4) 去除掩膜：去除液的选择原则是可以与掩膜材料发生反应，同时对微结构没有影响。以光刻胶作为掩膜，通常用丙酮清洗即可，若用金属作为掩膜，则需要腐蚀液去除。

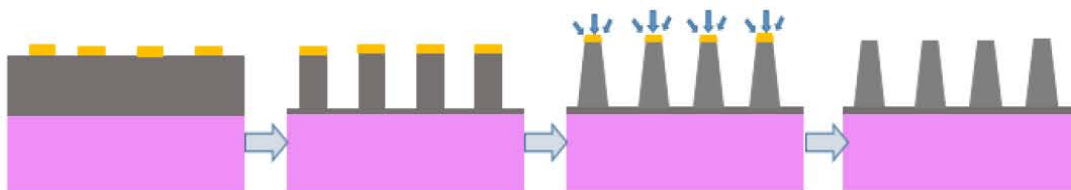


图 5.15 SiN_x 纳米锥微结构制备示意图

Fig.5.15 Schematic diagram of the preparation for SiN_x nanocone arrays.

本实验中光刻技术采用的是电子束曝光 (electron beam lithography, EBL), 刻蚀技术采用的是感应耦合等离子 (Inductively Coupled Plasma, ICP) 刻蚀。电子束曝光的本质是利用波长极短的聚焦电子直接作用于抗蚀剂表面形成与目标图形相符的结构, 突破了光学曝光的衍射极限[99-101], 精度可以达到纳米级, 正好满足实验要求。对于高深宽比纳米结构, 直接采用光刻胶作为掩膜, 无法达到预设刻蚀深度, 实验中常采用金属作为掩膜。首先将 InP 衬底分别用丙酮、乙醇进行清洗并用氮气吹干。然后采用负胶 HSQ 均匀旋涂在衬底表面, 135℃热板进行烘干。接下来采用 10kV 加速电压和 $500 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ 基础剂量进行电子束曝光。剂量因子对形貌具有很大的影响。最后采用磁控溅射在衬底表面生长一层金属作为掩膜, 通过浮胶获得设计的图形。生长完金属 Cr 掩膜后的光学显微镜图如 5.16 所示。

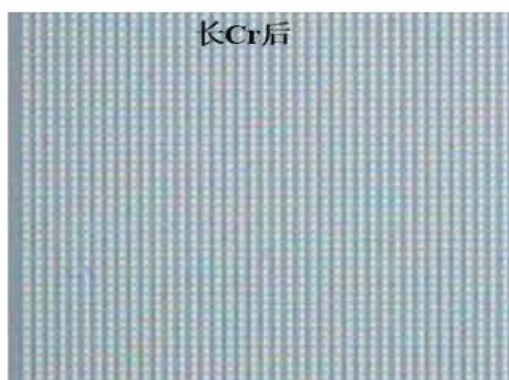


图 5.16 生长金属掩膜后的纳米结构显微镜图

Fig.5.16 The microscopic view of the nanostructures after growing a metal mask.

刻蚀工艺是纳米锥制备的关键步骤。ICP 刻蚀技术是通过腔外螺旋线圈产生的耦合电磁场, 将刻蚀气体电离成高密度等离子体。自由电子在样品台下方的射频电场作用下加速, 发生碰撞产生二次电子, 此过程中离子与电子的复合电离达到动态平衡。辉光放电产生的离子轰击被刻蚀材料, 同时发生化学反应, 进而实现对预去除的区域进行选择性刻蚀, 刻蚀残留物以气体的形式排出腔体。ICPCVD 刻蚀原理图如图 5.17 所示。

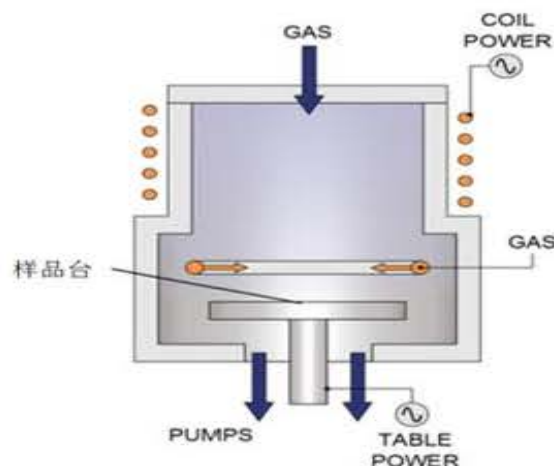


图 5.17 ICPCVD 刻蚀原理图

Fig. 5.17 The principle diagram of the etching based on ICPCVD.

刻蚀的难点是纳米锥侧壁形状的调控。图 5.18 (a) 为各向同性刻蚀，刻蚀在各个方向刻蚀速率相同。而各向异性刻蚀（图 5.18 (b)、(c)），方向主要沿着晶体表面的垂直方向进行刻蚀。各向同性刻蚀主要以化学反应为主，各向同性刻蚀则通过物理轰击为主，通过调控各向同性刻蚀速率，可以实现纳米锥角度的调控。

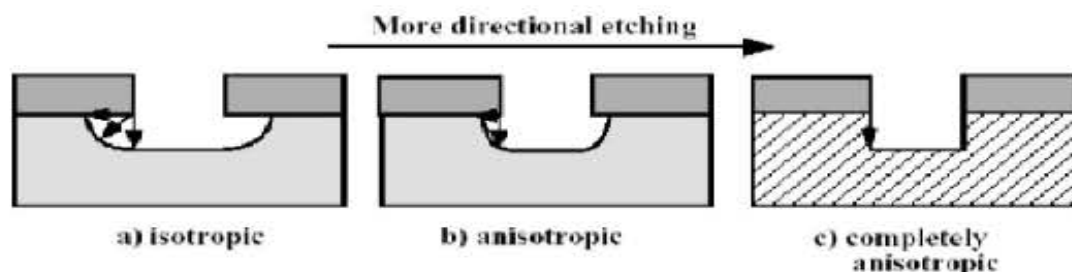


图 5.18 各向同性刻蚀和各向异性刻蚀的区别

Fig.5.18 The difference between isotropic etching and anisotropic etching.

本实验中采用 SF_6 进行各向异性刻蚀，采用 Ar 进行各向同性刻蚀，两次刻蚀后的 SiN_x 纳米结构形貌如图 5.19 所示。纳米锥的周期 $T=1\ \mu\text{m}$ 、上边长 $a=200\ \text{nm}$ 、高度 $h=850\ \text{nm}$ ，测试的微结构尺寸接近于仿真优化尺寸。考虑到制备成本，目前还未进行大面积制备，因而无法测试反射率。

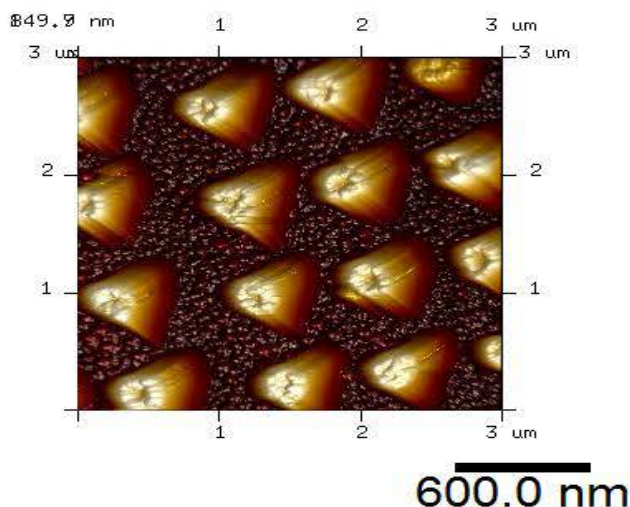


图 5.19 SiN_x 纳米锥 AFM 形貌图

Fig.5.19 Morphology of the SiN_x nanocones tested by AFM.

5.5 InP 纳米柱阵列增透研究

5.5.1 增透机制研究

传统平面型背照射 InGaAs 焦平面探测器依次由 1 μm InP 帽层、2.5 μm InGaAs 本征吸收层以及 350 μm InP 衬底构成。作为高折射率材料，直接选用 InP 衬底作亚波长纳米结构的原材料为实验制备提供了便利。

图 5.20 展示了两种表面集成 InP 纳米结构的 InGaAs 探测器器件结构模型。InGaAs 焦平面通过钢柱与读出电路倒焊互联，图 5.20 (a) 为球形纳米颗粒，图 5.20 (b) 为柱型纳米颗粒。

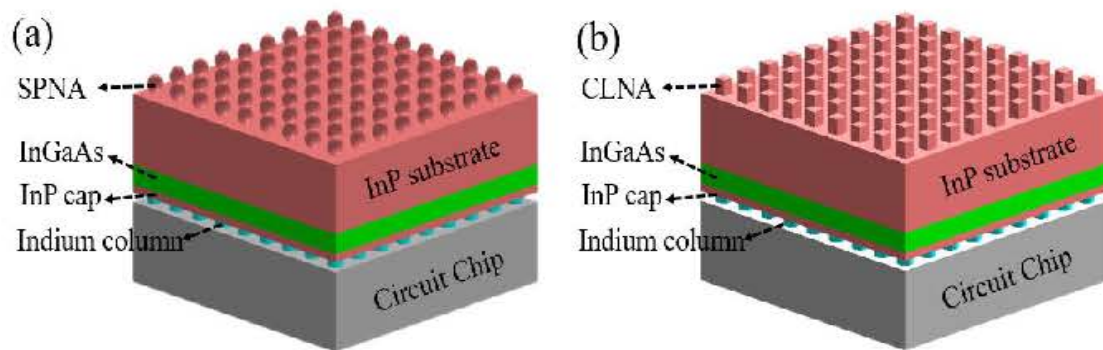


图 5.20 表面集成 InP 纳米结构的 InGaAs 焦平面模型：(a) 球形纳米颗粒，(b) 为柱型纳米颗粒

Fig.5.20 Schematic of textured InGaAs focal plane arrays. (a) sphere-shaped texture, (b) column-shaped texture.

全介质材料亚波长结构的抗反射效果主要来自于微结构的陷光作用, 它可以通过 Mie 共振的极致散射理论来解释[102, 103]。以经典模型球形结构为例, 散射截面可以表述为:

$$C_{scat} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad \dots (5.38)$$

a_n 与 b_n 为 Mie 共振的分量, 它们与贝塞尔函数 $\varphi_n(\alpha)$ 和汉克尔函数 $\varepsilon_n(\alpha)$ 有关:

$$a_n = \frac{\varphi_n(\alpha)\varphi_n'(\alpha) - m\varepsilon_n(\alpha)\varphi_n(\alpha)}{\varepsilon_n(\alpha)\varphi_n'(\alpha) - m\varepsilon_n'(\alpha)\varphi_n(\alpha)} \quad \dots (5.39)$$

$$b_n = \frac{m\varphi_n(\alpha)\varphi_n'(\alpha) - \varphi_n'(\alpha)\varphi_n(\alpha)}{m\varepsilon_n(\alpha)\varphi_n'(\alpha) - \varepsilon_n'(\alpha)\varphi_n(\alpha)} \quad \dots (5.40)$$

式中, $\alpha = \pi D/\lambda$, D 为球形颗粒的直径, m 为相对折射率。可见亚波长纳米结构的抗反射效果与微结构的尺寸息息相关。采用商业软件 FDTD Solutions, 对微结构性能进行仿真。反射率仿真以平面光作为入射光源, XY 方向采用周期性边界条件, Z 方向采用完美匹配层 (perfectly matched layers, PML) 边界条件。根据球形 InP Mie 散射理论计算知道, 当直径为 400 nm 时, InP 纳米球的共振曲线正好落在 InGaAs 探测器响应波段范围。因此首先对表面集成直径为 400 nm 和边长为 360 nm 的 InP 纳米柱阵列的 InGaAs 焦平面模块的反射率进行了模拟。

为了对比复合全介质亚波长结构的抗反射效果, 图 5.21 中添加了没有增透膜和具有传统双层增透膜设计的 InGaAs 探测器结构作为对比。图中 bare flat surface 代表没有增透设计的 InGaAs 探测器反射率曲线, optimized AR coating 为优化后的双层增透膜, 它由 134 nm ZnS 和 212 nm SiO₂ 构成。多层增透膜的选择设计参照第四章内容。Hybrid SPNA 和 Hybrid CLNA 分别代表 150 nm SiN_x 覆盖的球形 InP 纳米颗粒和柱形纳米颗粒。可以看到, 没有增透设计的焦平面表面平均反射率为 25.7%。双层增透膜的平均反射率为 3.7%, 但是只是在较窄波段范围的抗反射效果较好, 如若持续增加膜层, 理论上可以获得宽波段的抗反膜设计, 但随着抗反膜的层数增加, 膜层应力增加, 同时引入的缺陷会复合光载流子, 进而引起器件性能下降。相比较, 复合 InP 纳米结构可以在整个工作波段范围内保持良好的抗反射效果, Hybrid SPNA 平均反射率为 2.6%, Hybrid CLNA 平均反射率为 0.53%。

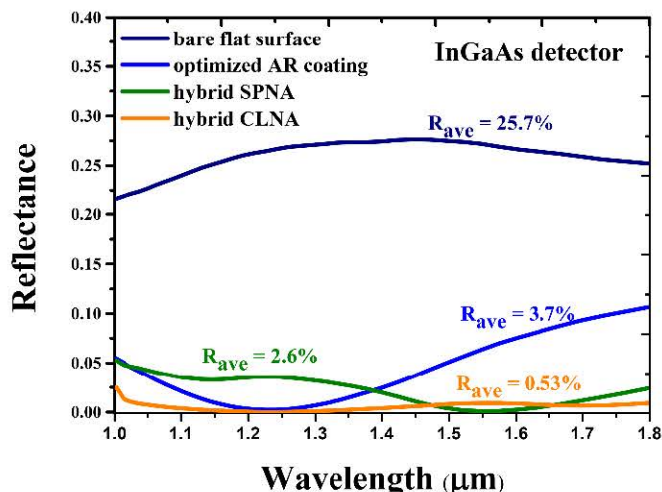


图 5.21 InGaAs 焦平面表面集成不同减反结构的反射率图谱

Fig.5.21 Reflectivity of the InGaAs FPA with different anti-reflection systems.

除了宽波段抗反射效果，全介质亚波长结构抗反膜对角度也不敏感。采用 1200 nm 波长的光源照射不同抗反膜设计的 InGaAs 焦平面探测器，改变其入射角度。结果发现，没有增透设计的焦平面对入射光的角度非常敏感，如图 5.22 所示。相反，复合 InP 亚波长结构对入射光角度不敏感，并且基于其对称结构，s 光和 p 光照射下的反射率几乎重合。

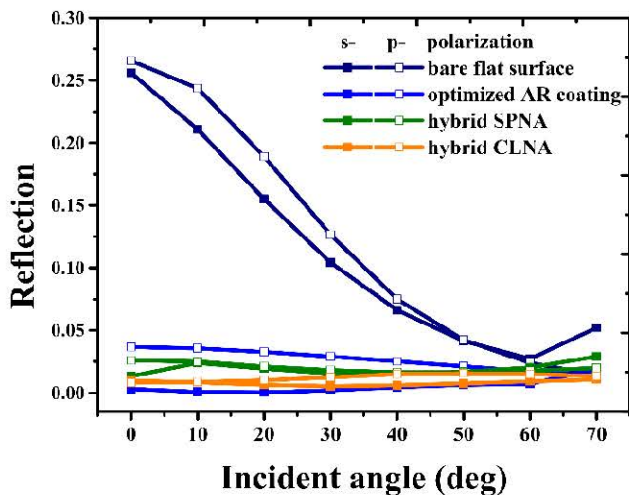


图 5.22 入射角度对反射率的影响

Fig.5.22 The changes in the reflection at varied incident angles.

ADM 亚波长纳米结构宽波段广角度的抗反射性能主要来自于两个方面，一是纳米颗粒本身的陷光作用，二是亚波长纳米阵列可以等效为新的膜层介质，有效降低了材料与空气之间折射率的跳变。等效介质理论计算可以参考 4.2，这里主要对其陷光作用进行研究。根据 Mie 散射理论，对 InP 纳米结构在不同状态下

的散射场分布进行了研究。

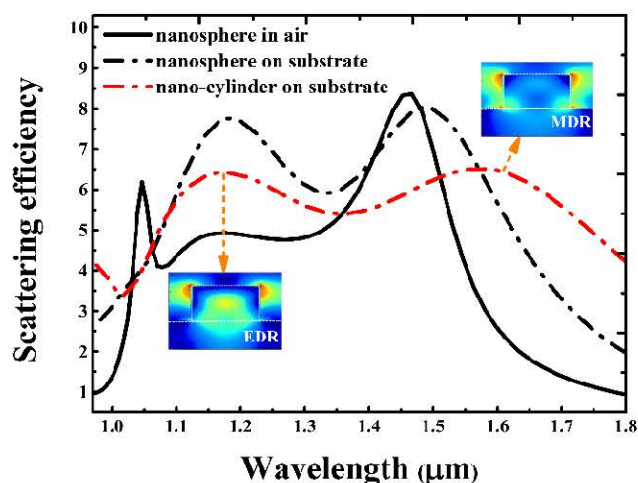


图 5.23 InP 纳米结构在不同状态下的散射效率

Fig.5.23 Scattering efficiency in InP nanostructures at different conditions

图 5.23 为不同状态下 InP 亚波长结构的散射情况。图中采用经典模型：空气中的纳米球颗粒作为参照，主要模拟了 InP 纳米球和 InP 纳米柱与衬底耦合时的散射效率。可以从经典结构(nanosphere in air)的散射效率曲线看到，在 InGaAs 探测器工作波段范围内出现了两个明显的共振峰。根据 5.2.2 Mie 理论介绍，可知这两个共振峰主要来自于电偶极子共振 a_1 和磁偶极子共振 b_1 。与经典模型相对比，nanosphere on substrate 和 nano-cylinder on substrate 的共振峰明显变宽，尤其纳米柱结构更为明显。这种现象主要是由于 InP 纳米结构在电磁近场中产生了共振并局域在颗粒中，然后通过衬底耦合，形成类似漏电通道从而进入衬底 [104]。另外可以看到这种现象在柱形结构中更为明显。图中柱形结构散射峰位置的场分布与 Mie 散射理论相对应，电偶极子共振和磁偶极子共振均与衬底之间出现了强耦合 [74,75]。相比较，球形结构可以很好的将光局域在颗粒中，但传输效果较差，这也是图 5.21 中复合纳米柱结构抗反射效果更好的原因。

根据 Mie 散射理论，采用经典 InP 纳米球 (nanosphere in air) 模型，对 InP 纳米球的散射效率进行解析，如图 5.24 (a) 所示。图中上半部分为 InP 纳米球的总散射效率，下半部分为其组成部分。图中 EDR、MDR、EQR、MQR 分别代表 Mie 散射中的电偶极子共振 a_1 、磁偶极子共振 b_1 、电四极矩共振 a_2 和磁四极矩共振 b_2 。从解析中可以看到，对于高阶共振可以忽略。根据 Kerker 条件，当 $a_1 = b_1$ 的时候，纳米颗粒的前向散射达到极大。观察 $a_1 = b_1$ 位置附近 (1450

nm) 的能量分布 (图 5.24 (b)), 可以看到在纵向传输 (z 轴) 方向, 达到了前向散射极大。由此可见, 除了宽波段广角度抗反射作用外, ADM 亚波长纳米颗粒还可以作为定点纳米天线。此结论在 Jonathan 等人介质球太阳能电池实验中得到过证实。

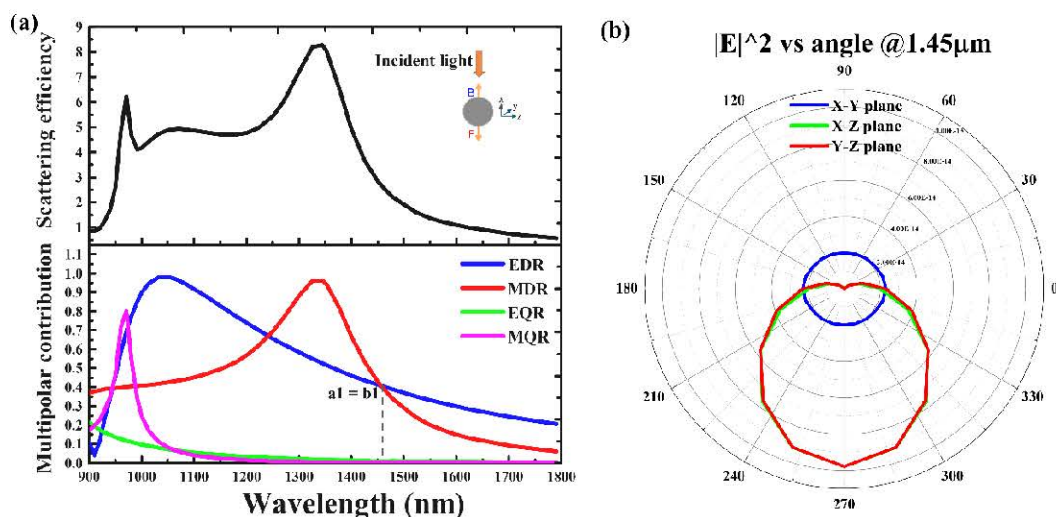


图 5.24 直径为 400 nm 的 InP 纳米球的散射性能: (a) 总散射效率及其分量; (b) 极大前向散射能量分布

Fig.5.24 the scattering properties of an InP nanosphere with a diameter of 400 nm in free space.

(a) The calculated scattering efficiency of an InP nanosphere and their multipolar contributions.

(b) Energy distribution at the wavelength of maximum transmittance ($a_1 = b_1$).

5.5.2 InP 纳米柱结构尺寸优化

参照 5.5.1 理论模型, 采用 FDTD Solutions 对 InP 亚波长纳米柱的结构尺寸进行多次扫描优化, 结果如图 5.25 所示。InP 纳米柱采用的是正方柱结构, 边长为 360 nm, 图片的横轴为纳米柱的高度, 纵轴为入射光的波长, 也是平面型 InGaAs 探测器的工作波段。图片颜色代表反射率, 颜色越深, 反射率越低。可以看到当 InP 纳米柱高度为 100 nm - 300 nm 之间时, 随着周期减小, 短波方向反射率明显降低。但是当周期小于 500 nm 时, InP 纳米柱整个波段反射率又会有所升高。其中周期为 600 nm 的时候, InP 纳米柱阵列的抗反射效果最好。

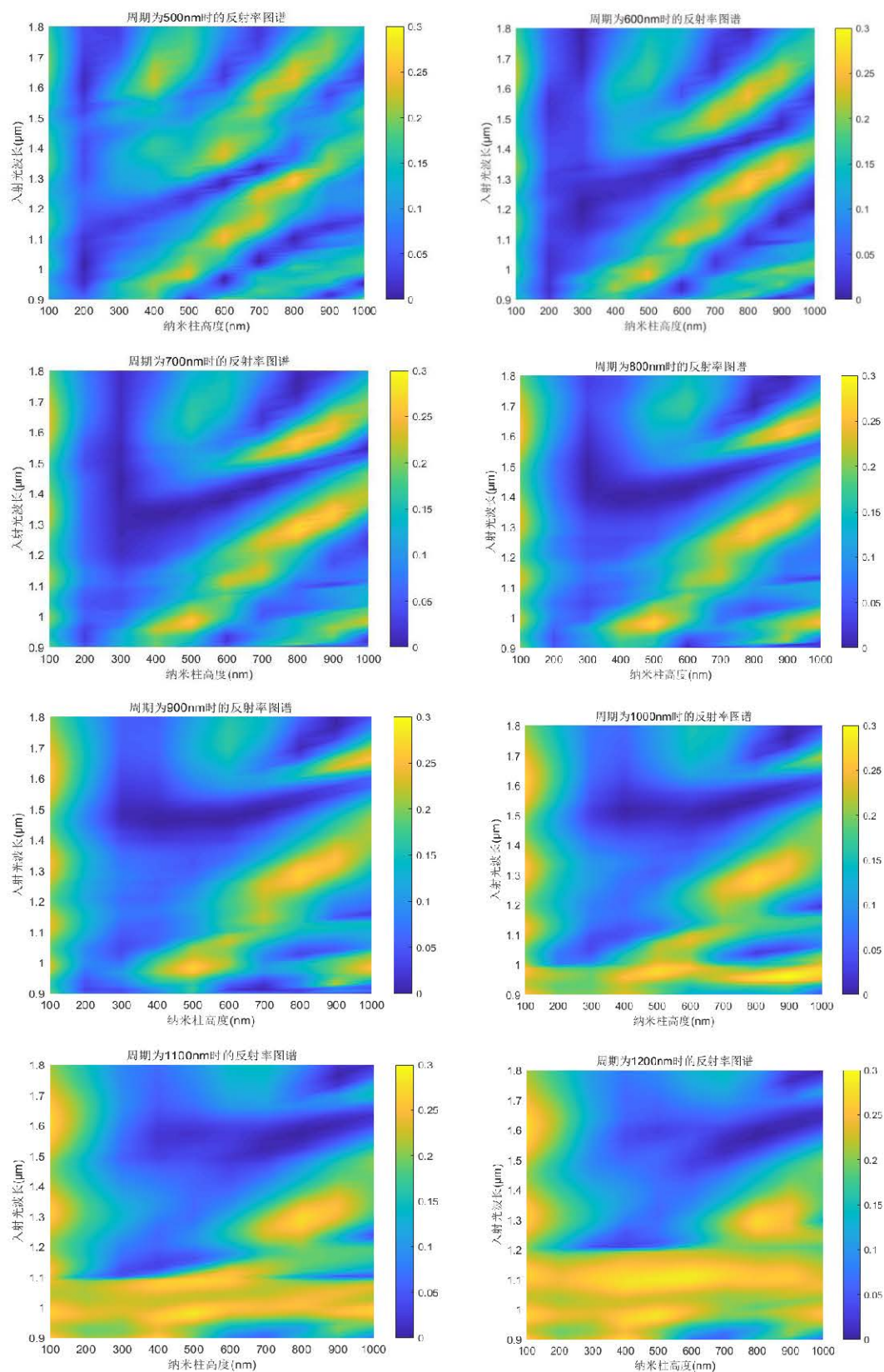


图 5.25 InP 纳米柱结构尺寸优化

Fig.5.25 Size optimization of the InP column-shaped nano arrays.

5.5.3 InP 纳米柱阵列制备工艺探索

5.5.3.1 掩膜材料探索

结合 5.3 工艺分析，由于在实验阶段，电子束曝光技术具有结构参数容易调整的优势，所以采用 EBL 技术进行工艺探索。图 5.26 为 InP 纳米柱的制备工艺流程。在实验过程中，共探索了三种掩膜材料，分别为光刻胶、金属以及氮化硅，如图 (a)、(b)、(c) 所示。

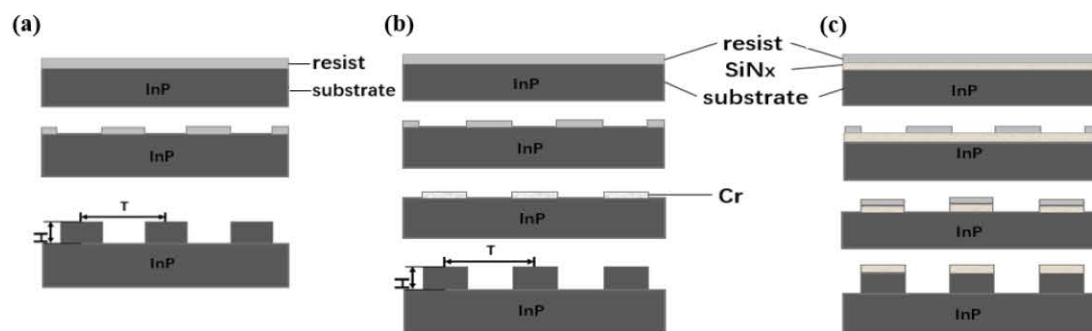


图 5.26 InP 纳米柱制备流程示意图

Fig.5.26 The flow chart of the fabrication process for InP column-shaped nano arrays.

5.5.3.1.1 光刻胶作为刻蚀掩膜

如图 5.26 (a) 所示，首先在 InP 衬底表面旋涂 HSQ 抗蚀剂，使其在衬底表面形成一层约为 30 nm 厚的抗蚀剂薄膜，然后采用电子束曝光系统，根据预设尺寸定义出方形图案。曝光采用的加速电压为 10 keV，曝光剂量为 $4000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ 。然后进行显影，获得以 HSQ 抗蚀剂为材料的刻蚀硬掩模。

完成电子束曝光以后，采用感应耦合等离子体刻蚀技术对 InP 材料进行刻蚀。刻蚀设备型号为 Oxford Plasmalab System 100 ICP 180，刻蚀气体为 $\text{Cl}_2/\text{CH}_4/\text{H}_2$ 。刻蚀过程中，ICP 射频源功率和 RF 功率分别设置为 1000W 和 80W，刻蚀腔体的气压维持在 5×10^{-6} 托以下。刻蚀结果如图 5.27 所示。

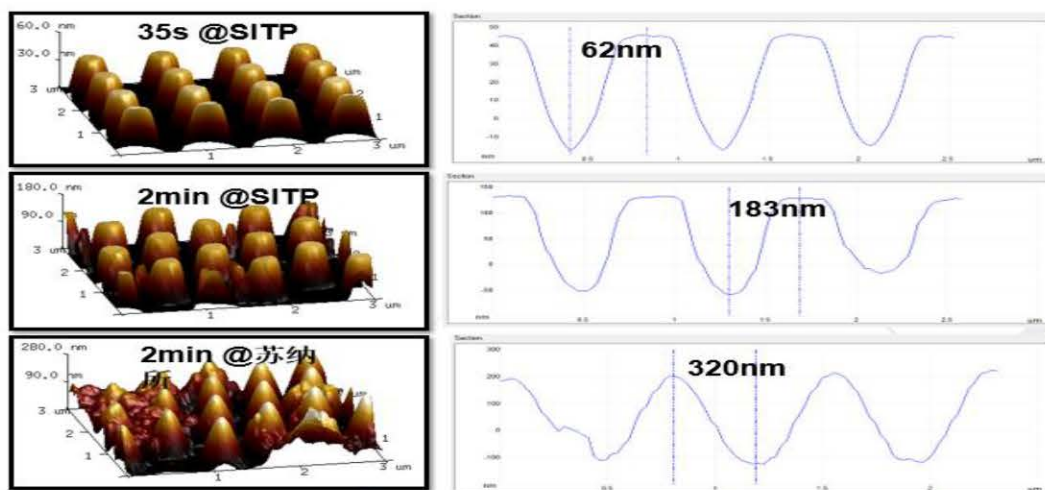


图 5.27 光刻胶作为刻蚀掩膜制备的 InP 纳米柱形貌

Fig. 5.27 The morphology of InP CLNA prepared by photoresist as etching mask.

从图 5.27 可以看到，不同的刻蚀设备，刻蚀速率完全不同。35 s @ SITP 和 2 min @ SITP 为上海技术物理研究所 ICP 180 刻蚀结果。刻蚀时间为 35s 时，InP 纳米柱的高度为 62 nm；刻蚀时间为 2 min 时，InP 纳米柱的高度为 180 nm，且进一步增加刻蚀时间，出现了如图 2 min @苏纳所一样的结果，即顶部光刻胶被刻蚀，纳米柱变成纳米锥形状。

5.5.3.1.2 金属作为刻蚀掩膜

图 5.26 (b) 为金属作为刻蚀掩膜的制备流程图，首先采用 4k rpm 转速分别在 InP 衬底表面旋涂黏附剂 HDMS 和光刻胶 UV5，然后对其 135℃ 前烘 1min。光刻后曝光区域经过显影被去掉，留下如图 5.28 (a) 所示区域。然后采用磁控溅射生长金属 Cr 30 nm，通过丙酮进行 lift-off，去除纳米孔以外的金属。剩余的金属 Cr 呈纳米柱阵列，如图 5.28 (b) 所示。

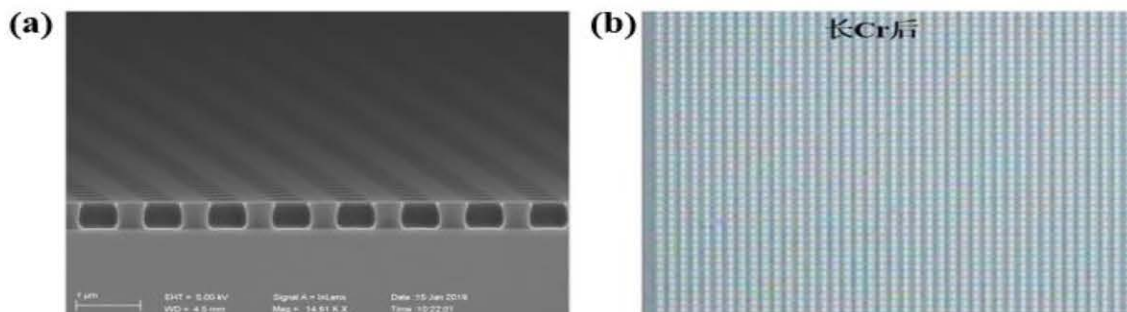


图 5.28 金属作为刻蚀掩膜 (a) 光刻后；(b) 长完金属后

Fig.5.28 The preparation of InP CLNA using metal as the etching mask. (a)after lithography,

(b)after deposition metal.

完成电子束曝光以后，采用感应耦合等离子体刻蚀技术对 InP 材料进行刻蚀。刻蚀参数同上。刻蚀后发现金属作为掩膜，InP 纳米柱的垂直度较好，不会随着刻蚀时间的增加形貌发生变化。但是金属掩膜会降低衬底对入射光的吸收，所以需要去除 InP 纳米柱表面剩余的 Cr。高锰酸钾是强氧化剂，可以与金属 Cr 发生反应。本实验采用了高锰酸钾去除表面 Cr 掩膜，结果出现了 InP 纳米柱被腐蚀的现象，如图 5.29 所示。

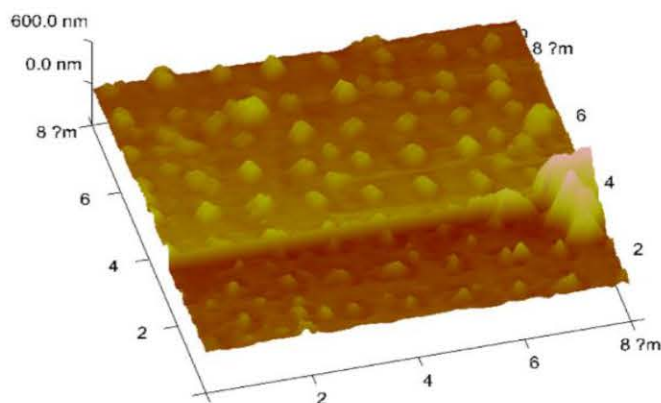


图 5.29 高锰酸钾处理后的微结构形貌

Fig.5.29 The morphology of InP CLNA after etching mask removal by potassium permanganate.

5.5.3.1.3 氮化硅作为刻蚀掩膜

图 5.26 (c) 为金属作为刻蚀掩膜的制备流程图。首先采用 ICP CVD 在 InP 衬底上生长 SiN_x 薄膜，设置 ICP 功率为 750W，RF 功率为 0W， N_2/SiH_4 气体流量的比例为 0.867，固定生长温度为 75°C 。生长 SiN_x 薄膜后进行 EBL 光刻，首先在 InP 衬底表面旋涂 HSQ 抗蚀剂，使其在衬底表面形成一层抗蚀剂薄膜，然后采用电子束曝光系统，根据预设尺寸定义出方形图案。完成电子束曝光以后，采用感应耦合等离子体刻蚀技术实现 InP 纳米柱的制备。

刻蚀过程分为两个步骤：一是对氮化硅的刻蚀，二是 InP 材料的刻蚀。第一步氮化硅刻蚀过程中，采用 SF_6 45 sccm，RF 功率为 40 W，ICP 功率 2000 W。在此过程中，尝试了不同膜层厚度的 SiN_x 掩膜刻蚀，最终发现当四周 SiN_x 刻蚀干净的时候，剩余的 SiN_x 掩膜高度相差不大，这是由于表层 HSQ 抗蚀剂被刻蚀完之后，会接着对 SiN_x 掩膜材料进行刻蚀。

第二步刻蚀是采用 SiN_x 纳米柱作为掩膜，采用 $\text{Cl}_2/\text{CH}_4/\text{H}_2$ 作为刻蚀气体。刻蚀过程中，ICP 射频源功率和 RF 功率分别设置为 1000W 和 80W，刻蚀腔体的

气压维持在 5×10^{-6} 托以下。刻蚀后的结果如图 5.30 所示，刻蚀设备的状态对刻蚀后 InP 纳米柱的形貌具有很大的影响。

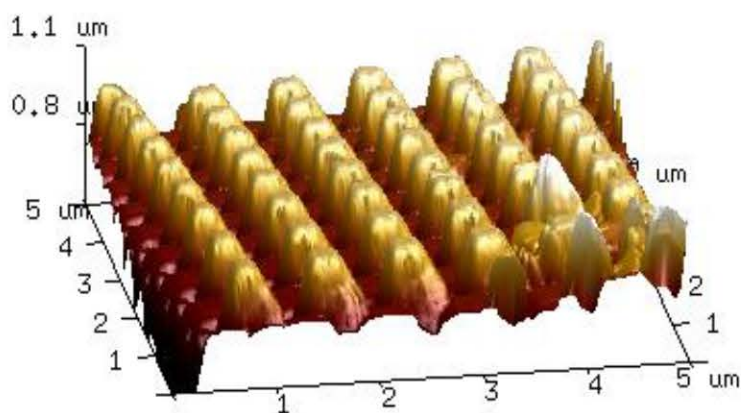


图 5.30 SiN_x 作为掩膜制备的 InP 纳米柱形貌

Fig.5.30 The morphology of InP CLNA prepared by SiN_x as the etching mask.

5.5.3.2 曝光剂量对形貌的影响

本实验中共采用了 5 个剂量 (0.3 - 0.7)，分别在 160×120 模块上光刻了周期为 800 nm、700 nm、600 nm 的 InP 纳米柱阵列结构，如图 5.31 所示。

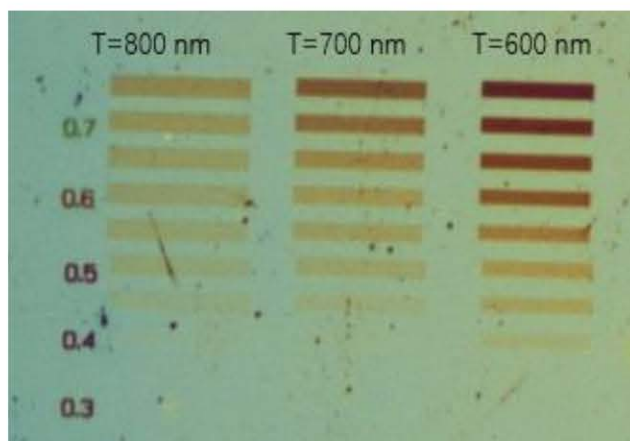


图 5.31 不同曝光剂量对器件形貌的影响

Fig.5.31 The effect of different exposure dose on the nanostructure morphology.

然后采用 SF₆ 刻蚀 SiN_x，形成如图 5.32 所示掩模。以周期 600 nm 为例，进行了 AFM 表征。由于设备状态不太稳定，所以 SiN_x 纳米柱表面出现了部分刻蚀残留。

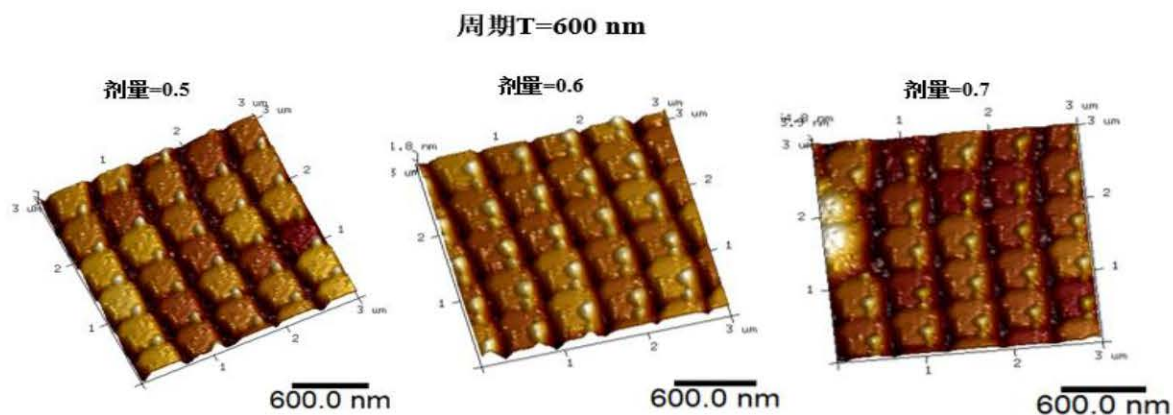


图 5.32 ICP 刻蚀后的 SiNx 纳米柱阵列形貌

Fig.5.32 The morphology of SiNx CLNA after icp etching.

然后再浮胶，采用 $\text{Cl}_2/\text{CH}_4/\text{H}_2$ 刻蚀 InP 纳米柱，最终在 InGaAs 焦平面模块上即可获得 InP 纳米柱阵列。对比不同剂量的刻蚀结果，发现对于周期为 600 nm 的亚波长结构，剂量为 0.6 时刻蚀形貌最好。

5.5.4 表面集成 InP 纳米柱阵列的 InGaAs 探测器研制

根据以上微结构尺寸优化与制备工艺探索，本实验制备了片上集成 InP 纳米柱阵列的 160×120 元 InGaAs 探测器。设计 InP 纳米柱阵列的周期为 600 nm，边长为 360 nm，高度为 200 nm。通过二次刻蚀，最终获得了如图 5.33 所示的 InP 纳米柱阵列形貌。图 5.33 (a) 为 InP 纳米柱 AFM 形貌图，图 5.33 (b) InP 纳米柱在 160×120 元 InGaAs 探测器模块上的分布位置。

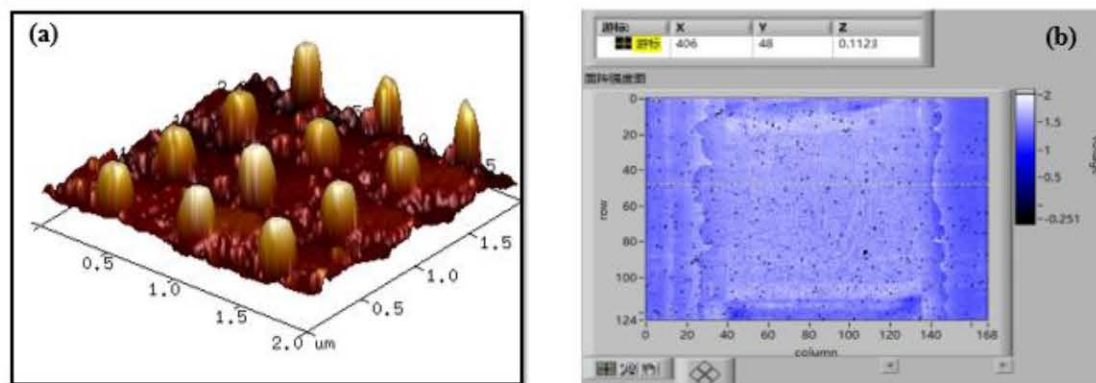


图 5.33 片上集成 InP 纳米柱阵列的 InGaAs 探测器模块

Fig.5.33 The InGaAs FPA module coated by InP CLNA.

对该探测器进行焦平面测试，其信号电压如图 5.34 所示。显然，表面集成 InP 纳米柱阵列的区域（中间位置）信号明显增强。分别取有结构和无结构的相同像元个数的信号电压进行平均，发现表面集成 InP 纳米柱阵列区域的平均信号电压为

1.46 V，四周没有 InP 纳米柱阵列区域的平均信号电压仅为 1.25 V，相比较提升了 16.8%。从而说明该亚波长结构增透效果明显。

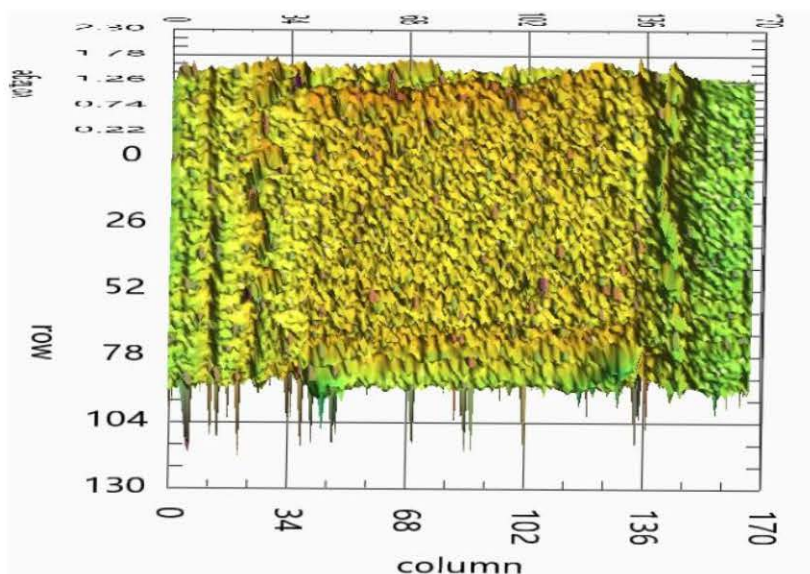


图 5.34 片上集成 InP 纳米柱阵列的 InGaAs 探测器模块信号电压分布

Fig.5.34 The signal distribution of the InGaAs FPA module coated by InP CLNA.

进一步对探测器的光谱响应进行测试，并拟合其 G 因子。探测器的暗信号、噪声电压如表 5.1 所示。从而可以得到如图 5.35 所示的量子效率曲线。图中红色曲线为含有纳米结构的光敏元量子效率，在 1200 nm、1500 nm、1600 nm 处的量子效率分别为：44.5 %、88.0 %、90.8 %，比没有纳米结构（黑色曲线）的光敏元量子效率提升了 3.6 %、11.2 %、15.0 %。

表 5.1 表面集成和没有集成 InP 纳米阵列的 InGaAs 焦平面性能对比

Table 5.1 Comparison of the performance between the FPA with InP CLNA and without CLNA.

编号	信号 (V)	噪声 (V)	暗信号 (V)	G 因子	峰值响应率
无结构	1.25	4.42E-3	7.85E-2	82.17	1.02
有结构	1.46	4.46E-3	7.69E-2	82.62	1.19

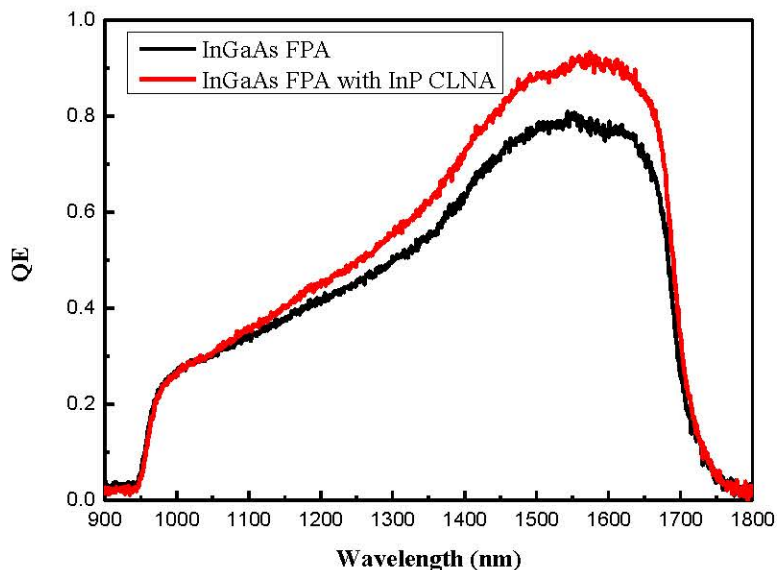


图 5.35 表面集成和没有集成 InP 纳米阵列的 InGaAs 焦平面性能对比

Fig.5.35 Comparison of QE between the FPA with InP CLNA and without CLNA.

5.6 小结

本章首先介绍了全介质材料亚波长增透结构的优点，重点讲述了介质材料亚波长结构的增透原理与测试方法。具体来说就是亚波长纳米锥增透原理、Mie 散射共振原理、电磁场的时域有限差分算法以及 AFM 测试原理。根据理论模型，优化了宽光谱 InGaAs 纳米锥结构尺寸，并初步探索了纳米锥制备方法。重点针对传统晶格匹配的 InGaAs 焦平面探测器，提出了表面集成全介质材料 InP 亚波长纳米阵列的增透方案。传统平面型 InGaAs 依次由 $1\ \mu\text{m}$ InP 帽层、 $2.5\ \mu\text{m}$ InGaAs 本征吸收层以及 $350\ \mu\text{m}$ InP 衬底构成，直接选用 InP 衬底作亚波长纳米结构的原材料为实验制备提供了便利。

文章首先采用 FDTD Solutions 探索了 InP 亚波长纳米结构增透机理，发现直径大约为 $400\ \text{nm}$ 左右的颗粒，其共振曲线正好落在 InGaAs 探测器工作波段范围 ($0.9 - 1.7\ \mu\text{m}$)。采用经典 InP 纳米球 (nanosphere in air) 模型，对 InP 纳米球的散射效率进行解析，发现共振更多地来自于 Mie 散射中的电偶极子共振 a_1 、磁偶极子共振 b_1 ，且这种共振局域在颗粒中，然后通过与衬底耦合，形成类似漏电通道从而进入衬底，从而增强对入射光的吸收。接下来优化了基于传统 InGaAs 探测器的 InP 纳米柱阵列的结构尺寸。发现当 InP 纳米柱边长为 $360\ \text{nm}$ 、周期为 $600\ \text{nm}$ 、高度为 $200\ \text{nm}$ 时，InP 纳米柱阵列的反射率最低，其平均反射率 3.07% 。

进一步探索了 InGaAs 探测器片上集成 InP 纳米柱的制备工艺，从不同掩膜材料的选择、曝光剂量、刻蚀条件等方面进行了初步的探索。

文章最后在 160×120 μm^2 InGaAs 焦平面探测器中间区域位置集成了大面积的 InP 纳米柱阵列。并对其焦平面性能进行测试，对比了有无 InP 纳米柱阵列的信号电压与量子效率。结果显示，表面集成 InP 纳米柱阵列后，InGaAs 焦平面探测器的量子效率分别为 44.5 % @ 1200 nm、88.0 % @ 1500 nm、90.8 % @ 1600 nm，与没有结构相比，分别增加了 3.6 %、11.2 %、15.0 %。

第 6 章 全文总结与展望

6.1 全文总结

宽光谱 InGaAs 探测器可以同时探测可见信号和短波红外信号，在微光夜视环境具有重要的应用价值。本论文围绕可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器，对其制备方法、物理机制以及如何进一步提升器件性能进行了研究。具体包括：建立宽光谱 InGaAs 探测器量子效率模型及测试方法、明确影响器件量子效率的关键因素、优化宽光谱 InGaAs 探测器器件结构参数、探索宽光谱 InGaAs 探测器的制备工艺以及宽波段广角度的增透研究等。具体取得的研究成果主要有：

(1) 获得了高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器

分析了 InGaAs 探测器可见波段量子效率低的原因，依据量子效率模型，提出了~10 nm 超薄接触层厚度的可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器结构，并通过衬底剥离技术和 ICP 精确减薄技术，实现了 InGaAs 探测器在可见-短波红外宽光谱范围的高量子效率探测。在不增透情况下，达到了整体量子效率超过 60 % 的宽光谱高量子效率水平。

(2) 研究了宽光谱 InGaAs 探测器制备工艺对器件性能的影响

详细介绍了影响宽光谱 InGaAs 探测器量子效率的关键工艺：扩散工艺、衬底剥离工艺和接触层精确减薄工艺。论述了工艺过程中各反应的物理机制，并测试分析了可见拓展工艺对性能的影响。光敏芯片的暗电流主要来源于热激发产生的电子空穴对扩散到耗尽区，少子漂移产生的扩散电流；空间电荷区中杂质或缺陷引起的产生-复合电流和陷阱辅助隧穿电流。扩散成结在光敏芯片倒焊之前完成，所以理论上认为可见拓展对暗电流影响不大。

(3) 探索了宽光谱 InGaAs 探测器增透方法

针对宽光谱 InGaAs 探测器，提出了两种增透方法：传统层状介质增透膜和折射率梯度渐变介质膜。结合宽光谱 InGaAs 探测器结构参数，采用 Tfc 模拟软件设计并优化了多层膜参数，并利用磁控溅射低温生长技术，对宽光谱 InGaAs 探测进行 ZnS/SiO₂ 双层增透，获得了低至 9.21 % 的平均反射率。以 1500 nm 处

为例, 单双层增透膜增透前后响应率由 0.83 A/W 提升至 1.15 A/W, 实现了量子效率高达 66.23 % @ 600 nm、87.02 % @ 800 nm、95.18 % @ 1500 nm 的宽光谱可见-短波红外 InGaAs 探测器。另外本实验对折射率梯度渐变介质膜进行了初步的探索, 采用 FDTD Solutions 模拟了 SiN_x 纳米锥阵列的增透效果, 优化了结构尺寸, 并进行了制备工艺摸索, 提出采用二次刻蚀的方式进行形貌调控。

(4) 实现了表面集成全介质材料亚波长结构的 InGaAs 焦平面探测器

介绍了全介质材料亚波长结构的优点, 采用 FDTD Solutions 探索了 InP 亚波长纳米结构增透机理。基于传统晶格匹配的 InGaAs 探测器, 优化并设计了 InP 纳米柱阵列的结构尺寸, 即当 InP 纳米柱边长为 360 nm、周期为 600 nm、高度为 200 nm 时, 表面集成 InP 纳米柱阵列的 InGaAs 焦平面反射率最低, 其平均反射率 3.07 %。基于 EBL 光刻技术, 从不同掩膜材料的选择、曝光剂量、刻蚀条件等多方面探索了 InP 亚波长结构片上集成制备工艺。

最终在 160 × 120 元 InGaAs 焦平面探测器中间区域位置制备了大面积的 InP 纳米柱阵列。并对其焦平面性能进行测试, 对比了有无 InP 纳米柱阵列的信号电压与量子效率。结果显示, 表面集成 InP 纳米柱阵列后, InGaAs 焦平面探测器的量子效率分别为 44.5 % @ 1200 nm、88.0 % @ 1500 nm、90.8 % @ 1600 nm, 与没有结构相比, 分别增加了 3.6 %、11.2 %、15.0 %。

6.2 后期展望

虽然本论文实现了高量子效率可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器的制备和表面集成全介质材料亚波长结构的 InGaAs 焦平面制备, 但仍存在一些问题需要进行更为深入的研究。

(1) SiN_x 纳米锥增透的焦平面验证

针对宽光谱 InGaAs 探测器, 除传统层状介质膜增透外, 本文还提出采用 SiN_x 纳米锥进行增透。采用 FDTD Solutions 对增透效果进行了模拟, 优化了结构尺寸, 并在 InP 衬底上获得了与设计尺寸接近的纳米锥结构, 但没有制备到宽光谱 InGaAs 探测器上, 后续需要进一步实验上验证纳米锥阵列的抗反射效果。

(2) 宽光谱 InGaAs 探测器的夜视成像

InGaAs 探测器实现微光夜视应用的关键一方面是实现可见-短波红外宽光谱

探测,代替可见-短波红外双探测系统,实现探测系统的微型化;另一方面是降低器件暗电流和噪声,实现高质量成像。目前已经实现了可见-短波红外的双波段探测,且在两个波段范围内均具有高的量子效率。但是为了提升夜视成像质量,还需要进一步提升材料的生长质量、优化焦平面的制备工艺,从而进一步降低器件暗电流和噪声。

(3) 实现 0.4 - 2.6 μm 宽光谱 InGaAs 探测器研制

O-H、C-H、C-O、C=O 和 N-H 等功能键的大量特征吸收占据了整个短波红外波段(1~3 μm)的一半以上,而这些特征吸收谱信息基本位于 1.7~2.6 μm 波段,因此实现 InGaAs 探测器的延伸波长扩展对环境监测、天气预报、遥感等都具有重要意义。本论文常规波段可见-短波红外宽光谱 InGaAs 探测器的设计与制备方法,对于实现延伸波长 InGaAs 探测器的可见拓展具有一定的借鉴意义。0.4 - 2.6 μm 宽光谱工作范围很好地覆盖了可见波段、近红外波段以及短波红外波段,对实现 InGaAs 探测器高质量成像具有重要意义。

参考文献

- [1] 刘普霖, 褚君浩. 现代红外物理和技术的发展[J]. 科学, 1996, (6).
- [2] E.Scott Barr. The Infrared Pioneers—II. Macedonio Melloni[J]. Infrared physics, 1962, 2(2): 67-70.
- [3] Rogalski A. Infrared detectors[M]. CRC press. 2010.
- [4] Hood AD, MacDougal MH, Manzo J, et al. Large-format InGaAs Focal Plane Arrays for SWIR Imaging[J]. Proc. of SPIE, 2012, 8353:8353A.
- [5] Yuan P, Chang J, Boisvert J, et al. Low-dark current 1024×1280 InGaAs PIN arrays[J]. Proc. of SPIE, 2014, 9070: 907007.
- [6] Fraenkel R, Berkowicz E, Bykov L, et al. High definition 10μm pitch InGaAs detector with asynchronous laser pulse detection mode[J]. Proc. of SPIE, 2016, 9819: 981903.
- [7] Vereecken W, Bogget UV Colin T, et al. A low noise, extended dynamic range 1.3 Megapixel InGaAs Array[J]. Proc. of SPIE, 2013, 8704: 870404.
- [8] Yuan H, Meixell M, Zhang JW, et al. Low dark current small pixel large format InGaAs 2D photodetector array development at Teledyne Judson Technologies[J]. Proc. of SPIE, 2012, 8353: 835309.
- [9] Hoffman A W, Corrales E, Love P J, et al. 2K x 2K InSb for astronomy[C], Spie-Int Soc Optical Engineering, 2004, 5499: 59-67.
- [10] Rogalski A, New material systems for third generation infrared photodetectors[J]. Opto-Electronics Review, 2008, 16(4): 458-482.
- [11] Li H, Lin C, Zhou SM, et al. HgCdTe avalanche photodiode FPA[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2019. 38(5): 587-590.
- [12] Eich D, Ames C, Breiter R, et al. MCT-Based High Performance Bispectral Detectors by AIM[J]. Journal of Electronic Materials, 2019. 48(10): 6074-6083.
- [13] Köck A, Gornik E, Abstreiter G, et al. Double wavelength selective GaAs/AlGaAs infrared detector device[J]. Applied physics letters, 1992. 60(16): 2011-2013.
- [14] Liu HC, Li JM, Thompson JR, et al. Multicolor voltage-tunable quantum-well infrared

- photodetector[J]. IEEE Electron Device Letters, 1993,14(12): 566-568.
- [15] Martinet E, Luc F, Rosencher E, et al. Electrical tunability of infrared detectors using compositionally asymmetric GaAs/AlGaAs multiquantum wells[J]. Applied physics letters, 1992. 60(7): 895-897.
- [16] Martinet E, Rosencher E, Luc F, et al. Switchable bicolour (5.5 - 9.0 μm) infrared detector using asymmetric GaAs/AlGaAs multiquantum well[J]. Applied physics letters, 1992. 61(3): 246-248.
- [17] Osbourn GC. Design of III-V quantum well structures for long-wavelength detector applications[J]. Semiconductor Science and Technology, 1990, 5.
- [18] Smith D, Mailhiot C, Proposal for strained type II superlattice infrared detectors[J]. Journal of Applied Physics, 1987. 62(6): 2545-2548.
- [19] 史衍丽, 第三代红外探测器的发展与选择[J]. 红外技术, 2013. 35(1): 1-8.
- [20] 顾聚兴, 用于空间和地球科学研究的大规格窄波段、多波段和宽波段长波红外量子阱光电探测器焦平面[J]. 红外, 2006. 27(5): 43-46.
- [21] Guo J, Wang GW, Lin X, et al. Short to long-wave IR detectors based on InAs/GaSb superlattices in multi-color application[J], Proceedings of SPIE, 2013, 8907.
- [22] Zhang YG, Gu Y, Shao XM, et al. Short-wave infrared InGaAs photodetectors and focal plane arrays[J]. Chinese Physics B, 2018. 27(12): 7.
- [23] Coussement J, Rouvie A, Oubensaid EH, et al. New developments on InGaAs focal plane array[M], Proceedings of SPIE - Infrared Technology and Applications XI, 2014, 9070.
- [24] Judd KP, Nichols JM, Howard JG, et al. Passive shortwave infrared broadband and hyperspectral imaging in a maritime environment[J]. Optical Engineering, 2012. 51(1): 13.
- [25] Ajayan J, Nirmal D. A review of InP/InAlAs/InGaAs based transistors for high frequency applications[J]. Superlattices and Microstructures, 2015, 86: 1-19.
- [26] Pearsall T P, Hopson R W. Growth characterization of lattice-matched epitaxial-films of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ -InP by liquid-phase epitaxy[J]. Journal of Electronic Materials, 1978. 7(1): 133-146.
- [27] James D, Oliver JR. Electrical characterization and alloy scattering measurements of LPE $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ /InP for high frequency device applications[J]. Journal of Crystal Growth, 1981,

- 54(1): 64-68.
- [28] Onat BM, Huang W, Masaun N, et al. Ultra low dark current InGaAs technology for focal plane arrays for low-light level visible-shortwave infrared imaging[M]. Proceedings of SPIE - Infrared Technology and Applications Xxxiii, 2007, 6542.
- [29] MacDougal M, Geske J, Wang C, et al. Low-Light-Level InGaAs Focal Plane Arrays with and without Illumination[M]. Proceedings of SPIE - Infrared Technology and Applications Xxxvi, 2010, 7660.
- [30] Andresen BF, Yuan H, Meixell M, et al. Low dark current small pixel large format InGaAs 2D photodetector array development at Teledyne Judson Technologies[M]. Proceedings of SPIE - Infrared Technology and Applications Xxxviii, 2012, 8353: 835309.
- [31] Rouvie A, Coussement J, Coussement J, et al. InGaAs focal plane array developments and perspectives[M]. Proceedings of SPIE - Infrared Technology and Applications Xli, 2015, 9451: 945105.
- [32] Andresen BF, Fulop GF, Hanson CM, et al. A 1280×1024-15 μm CTIA ROIC for SWIR FPAs[J]. Proc. of SPIE, 2015, 9451: 94510W.
- [33] Yu CL, Li X, Yang B, et al. Noise characteristics analysis of short wave infrared InGaAs focal plane arrays[J]. Infrared Physics & Technology, 2017. 85: 74-80.
- [34] Li X, Huang SL, Chen Y, et al. Noise characteristics of short wavelength infrared InGaAs linear focal plane arrays[J]. Journal of Applied Physics, 2012. 112(6): 064509.
- [35] 张卫锋, 张若岚, 赵鲁生等, InGaAs 短波红外探测器研究进展[J], 红外技术, 2012, 34(6): 361-365.
- [36] Hoogeveen R W, Goede A P. Extended wavelength InGaAs infrared (1.0 - 2.4 μm) detector arrays on SCIAMACHY for space-based spectrometry of the Earth atmosphere[J]. Infrared Physics & Technology, 2001, 42: 1-16.
- [37] Yuan H, Apgar G, Kim J, et al. FPA development: from InGaAs, InSb, to HgCdTe[M]. Proceedings of SPIE - in Infrared Technology and Applications Xxxiv, 2008, 6940.
- [38] He W, Li P, Shao X M, et al. The study of a InGaAs focal plane array with the sub-10 μm pixel pitch and 2.6 μm cut-off wavelength[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2018, 37(6): 649-652.

- [39] Hansen MP, Malchow DS. Overview of SWIR detectors, cameras, and applications[M], Proceedings of SPIE - Thermosense Xxx, 2008, 6939: U82-U92.
- [40] Dayton DC, Allen J, Nolasco R, et al. Passive SWIR airglow illuminated imaging compared with NIR-visible for low-light nighttime observations[J]. Proceedings of SPIE, 2011, 8014: 801407.
- [41] 杨波, 邵秀梅, 唐恒敬等, 可见增强的 32×32 元平面型 InGaAs/InP 面阵探测器[J], 红外与毫米波学报, 2015, 34(03): 286-290.
- [42] Marshall J, Cohen MJ, Martin L, et al. A Thin Film Indium Gallium Arsenide Focal Plane Array for Visible and Near Infrared Hyperspectral Imaging[J]. IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings, 1999, 2: 744-745.
- [43] Menon L, Yang H, Cho SJ, et al. Heterogeneously Integrated InGaAs and Si Membrane Four-Color Photodetector Arrays[J]. IEEE Photonics Journal, 2016. 8(2): p. 1-7.
- [44] Joshi A, Datta S. Low-noise UV-to-SWIR broadband photodiodes for large-format focal plane array sensors[J]. Proc. of SPIE, 2012, 8385: 838507.
- [45] Martin T, Dixon P, Gagliardi M A, et al. 320×240 pixel InGaAs/InP focal plane array for short-wave infrared and visible light imaging[C]. Proc. of SPIE, 2005. 5726: 85-91.
- [46] Turner D G, Bakker T C, Dixon P, et al. The development of, and applications for, extended response (0.7 to 1.7 μm) InGaAs focal plane arrays[C]. Proc. of SPIE, 2008, 6940: 694037.
- [47] Meynart, R., et al., 15 μm pixel-pitch VGA InGaAs module for very low background applications[J]. Proc. of SPIE, 2011, 8176: 81761A.
- [48] Rouvié A, Huet O, Hamard S, et al. SWIR InGaAs focal plane arrays in France[C]. Proc. of SPIE, 2013, 8704: 870403.
- [49] 史衍丽, 郭骞, 李龙等, 可见光拓展 InP/InGaAs 宽光谱红外探测器[J]. 红外与激光工程, 2015, 44(11): 3177-3180.
- [50] 李雪, 邵秀梅, 李淘等, 短波红外 InGaAs 焦平面探测器研究进展[J]. 红外与激光工程, 2020, 49(01): 64-71.
- [51] Turner AF, Baumeister PW. Multilayer mirrors with high reflectance over an extended spectral region[J]. Appl Opt, 1966, 5(1): 69-76.
- [52] Popov KV, Dobrowolski JA, Tikhonravov AV, et al. Broadband high-reflection multilayer

- coatings at oblique angles of incidence[J]. *Appl Opt*, 1997, 36(10): p. 2139-51.
- [53] Ghosh A, Upadhyaya AS. Broad band antireflection coating on zinc sulphide simultaneously effective in SWIR, MWIR and LWIR regions[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2009. 52(4): 109-112.
- [54] Moghadam Z, Ahmadvand R H, Jannesari M, Design and fabrication of multi-layers infrared antireflection coating consisting of ZnS and Ge on ZnS substrate[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2016, 75: 18-21.
- [55] Kolodeznyi E S, Novikov I I, Gladyshev A G, et al. Study of antireflection coatings for high speed 1.3 -1.55 μm InGaAs/InP PIN photodetector[J]. *Materials Physics and Mechanics*, 2017, 32(2): 194-197.
- [56] Wilson SJ, Hutley MC, The Optical Properties of 'Moth Eye' Antireflection Surfaces[J]. *Journal of Modern Optics*, 1982, 29(7): 993-1009.
- [57] Stavenga DG, Foletti S, Palasantzas G, et al. Light on the moth-eye corneal nipple array of butterflies[J]. *Proceedings of the Royal Society B: Biological Sciences*, 2006, 273(1587): 661-667.
- [58] Matthew E, Bowden S, Ujjwal D, et al. Effect of texturing and surface preparation on lifetime and cell performance in heterojunction silicon solar cells[J]. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2008, 92(11): 1373-1377.
- [59] Perl EE, Lin CT, McMahon WE, et al. Ultrabroadband and Wide-Angle Hybrid Antireflection Coatings With Nanostructures[J]. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 2014, 4(3): 962-967.
- [60] Perl EE, McMahon WE, Farrell RM, et al. Surface structured optical coatings with near-perfect broadband and wide-angle antireflective properties[J]. *Nano Lett*, 2014, 14(10): 5960-4.
- [61] Oh YL, Lim JW, Kim JG, et al. Plasmonic periodic nanodot arrays via laser interference lithography for organic photovoltaic cells with $> 10\%$ efficiency[J]. *ACS nano*, 2016, 10(11): 10143-10151.
- [62] Howes PD, Rana S, Stevens MM, et al. Plasmonic nanomaterials for biodiagnostics[J]. *Chemical Society Reviews*, 2014, 43(11): 3835-3853.
- [63] Aljunid SA, Chan EA, Adamo G, et al. Atomic response in the near-field of nanostructured plasmonic metamaterial[J]. *Nano letters*, 2016, 16(5): 3137-3141.

- [64] Husnik M, Klein MW, Feth N, et al. Absolute extinction cross-section of individual magnetic split-ring resonators[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(10): 614-617.
- [65] Ma CR, Yan JH, Huang YC, et al. Directional scattering in a germanium nanosphere in the visible light region[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(24): 1700761.
- [66] Saet PN, Ferry VE, Pacifici D, et al. How much can guided modes enhance absorption in thin solar cells? [J]. *Optics Express*, 2009. 17(23): 20975-20990.
- [67] Crouse D, Solomon R. Numerical modeling of surface plasmon enhanced silicon on insulator avalanche photodiodes [J]. *Solid-state electronics*, 2005, 49(10): 1697-1701.
- [68] Cao LY, Fan PY, Vasudev AP, et al. Semiconductor nanowire optical antenna solar absorbers [J]. *Nano Lett*, 2010, 10(2): 439-45.
- [69] Kuznetsov AI, Miroshnichenko AE, Brongersma ML, et al. Optically resonant dielectric nanostructures[J]. *Science*, 2016, 354(6314).
- [70] Han SE, Chen G. Toward the Lambertian limit of light trapping in thin nanostructured silicon solar cells[J]. *Nano Lett*, 2010, 10(11): 4692-6.
- [71] Grandidier J, Callahan DM, Munday JN, et al. Light absorption enhancement in thin-film solar cells using whispering gallery modes in dielectric nanospheres[J]. *Adv Mater*, 2011, 23(10): 1272-6.
- [72] Mavrokefalos A, Han SE, Yerci S, et al. Efficient light trapping in inverted nanopillar thin crystalline silicon membranes for solar cell applications[J]. *Nano Lett*, 2012. 12(6): 2792-6.
- [73] Garin M, Fenollosa R, Alcubilla R, et al. All-silicon spherical-Mie-resonator photodiode with spectral response in the infrared region[J]. *Nat Commun*, 2014, 5: 3440.
- [74] Fu D, Liu J T, Song J K, et al. Coupled optical and electrical study of thin-film InGaAs photodetector integrated with surface InP Mie resonators[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016. 119(10): 103103.
- [75] Fu D, Liu J T, Zhu X, et al. Exploring the effective photon management by InP nanoparticles: Broadband light absorption enhancement of InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP thin-film photodetectors[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(20): 203102.
- [76] 赵爱英, 叶玉堂, 吴云峰等, 杂质 Zn 在 InP 中的扩散机制[J]. *激光与光电子学进展*, 2005, 42(9): 39-42.

- [77] 郑显明, 尹华琼, Zn 和 Cd 在 InP 中扩散的研究[J]. 半导体光电, 1986. 3(003): 26-30.
- [78] Borghesi A, Guizzetti G, Patrini M, et al. Infrared study and characterization of Zn diffused InP[J]. Journal of Applied Physics, 1993. 74(4): 2445-2449.
- [79] Manual AU, Santa Clara, CA, USA: Silvaco, 2016.
- [80] 邵秀梅, 龚海梅, 李雪等, 高性能短波红外 InGaAs 焦平面探测器研究进展[J], 红外技术, 2016. 38(08): 629-635.
- [81] Forrest S R, Leheny R F, Nahory R E, et al. In_{0.53}Ga_{0.47}As photodiodes with dark current limited by generation - recombination and tunneling[J]. Applied Physics Letters, 1980. 37(3): 322-325.
- [82] Andresen BF, Trezza JA, Fulop GF, et al. Analytic modeling and explanation of ultra-low noise in dense SWIR detector arrays[C]. Proc. of SPIE, 2011, 8012: 80121Y.
- [83] Alexandre WW, Denhoff MW, et al. Minority carrier diffusion lengths and mobilities in low-doped n-InGaAs for focal plane array applications[C]. Proc. of SPIE, 2017, 10177: 101772D.
- [84] Gopal V, Gupta S. Temperature dependence of ohmic shunt resistance in mercury cadmium telluride junction diode[J]. Infrared Physics & Technology, 2004. 45(4): 265-271.
- [85] Yun I, Hyun KS. Zinc diffusion process investigation of InP-based test structures for high-speed avalanche photodiode fabrication[J]. Microelectronics Journal, 2000, 31(8): 635-639.
- [86] Williams CC. Two-dimensional dopant profiling by scanning capacitance microscopy[J]. Journal of Vacuum Science Technology A Vacuum Surfaces Films, 1990. 8(2): 895-898.
- [87] Notten P. The etching of InP in HCl solutions: a chemical mechanism[J]. Journal of The Electrochemical Society, 1984, 131(11): 2641.
- [88] Hao J M, Qiu C W, Qiu M, et al. Design of an ultrathin broadband transparent and high-conductive screen using plasmonic nanostructures[J]. Optics Letters, 2012. 37(23): 4955-4957.
- [89] He W, Shao X M, Ma Y J, et al. Broadband high quantum efficiency InGaAs/InP focal plane arrays via high precision plasma thinning[J]. Optics Letters, 2019. 44(24): 6037-6040.
- [90] 左德堂, 马超, 赵乐然等, 近红外增透薄膜的研究进展[J]. 冶金与材料, 2019, 39(01): 38-39.
- [91] Bohren C F, Huffman D R. Absorption and scattering of light by small particles[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 1984, 98(1).
- [92] Austin M D, Ge H, Wu W, et al. Fabrication of 5 nm linewidth and 14 nm pitch features by

- nanoimprint lithography[J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(26): 5299-5301.
- [93] Xia D, Ku Z, Lee S C, et al. Nanostructures and functional materials fabricated by interferometric lithography[J]. Advanced Materials, 2011, 23(2): 147-179.
- [94] Guo L J. Nanoimprint Lithography: Methods and Material Requirements[J]. Advanced Materials, 2007, 19(4): 495-513.
- [95] Vitor R M, Zhang L H, Su D, et al. Resolution Limits of Electron-Beam Lithography Toward the Atomic Scale[J]. Nano Letters, 2013, 13(4): 1555-1558.
- [96] Naureen S, Sanatinia R, Shahid N, et al. High optical quality InP-based nanopillars fabricated by a top-down approach[J]. Nano Lett, 2011, 11(11): 4805-11.
- [97] Huang Z, Fang H, Zhu J, Fabrication of Silicon Nanowire Arrays with Controlled Diameter, Length, and Density. Advanced Materials[J], 2007, 19(5): 744-748.
- [98] Ai B, Yu Y, Mohwald H, et al. Plasmonic films based on colloidal lithography[J]. Adv Colloid Interface Sci, 2014, 206: 5-16.
- [99] 谢莹, 电子束光刻制备 Au 线栅阵列及表征[J]. 信息记录材料, 2019, 20(05): 158-159.
- [100] Yue W, Wang Z, Yang Y, et al. Electron-Beam Lithography of Gold Nanostructures for Surface-Enhanced Raman Scattering[J]. Journal of Micromechanics and Microengineering, 2012, 22(12): 125007.
- [101] Razali A R, Qin Y. A Review on Micro-Manufacturing, Micro-Forming and Their Key Issues[J]. Procedia Engineering, 2013, 53: 665-672.
- [102] Spinelli P, Verschuuren M, Polman A, et al. Broadband omnidirectional antireflection coating based on subwavelength surface Mie resonators[J]. Nature communications, 2012, 3(1): 1-5.
- [103] Person S, Jain M, Zachary L, et al. Demonstration of zero optical backscattering from single nanoparticles[J]. Nano letters, 2013, 13(4): 1806-1809.
- [104] Kippenberg T J, Tchebotareva A L, Kalkman J, et al. Purcell-factor-enhanced scattering from Si nanocrystals in an optical microcavity[J]. Physical review letters, 2009, 103(2): 027406.

致 谢

时光荏苒，岁月如梭。蓦然回首，我的硕博生涯已悄然接近尾声。回想这亦长亦短的五年硕博时光，有欣喜，有失落，更多的是感激与不舍。

在此，首先衷心感谢我的导师龚海梅研究员。这五年期间，多次被导师丰富的人生阅历和开阔清晰的科研思路所折服。他严谨、负责、豁达的人生态度永远都是我学习、工作的榜样。同时，衷心感谢我的二导师邵秀梅研究员，在邵老师的指导下，我不仅学会了科研的能力，也学到了对待科研的态度。她认真严谨的科学态度和对学术锲而不舍的追求精神，将使我终身受益，我所有取得的成绩都离不开老师您的细心指导。非常感谢李雪老师和张永刚老师实验上的指导与帮助，每次的组会都会让自己有新的思考。

特别感谢马英杰老师，于我而言，亦师亦友，让自己的博士生活变得轻松快乐很多。感谢顾溢老师和李淘老师的指导与包容，为自己以后不能继续跟着老师学习而有点遗憾。感谢所有曾为我提供过帮助的老师：杨波、陈郁、邓双燕、程吉凤、于一榛、赵振力、杨力怡、贺香荣、朱宪亮、黄松垒、黄张成、范广宇、刘大福、王小坤、洪斯敏、田冬冬、贾嘉、刘诗嘉、周青、汤亦聃、姜佩璐、张在实、刘向阳、李向阳、王仍等。特别感谢物理室的王少伟老师、陈刚老师、夏辉老师、李天信老师以及苏州纳米所的时文华老师、蔡佳林老师、方彬老师、柏燕老师等对实验的帮助与支持。

感谢所有陪伴我度过博士生涯的同学们：李平、魏杨、曹高奇、于春蕾、张亚光、孙权、孙夺、姚鹏飞、景松、万露红、刘煦、余利权、刘雅歌、王红真、王镇、续晓丽、曹嘉晟、李云铎、姚晓梅、殷子薇、刘清泉、尹知沁、叶新辉等。

非常感谢研究生部老师们在生活中给予的关怀与帮助。

感谢我的爸爸妈妈、哥哥嫂子以及其它所有亲人一直以来对我的照顾与呵护。感谢我的男朋友对我的包容与谦让。

最后，感谢所有百忙之中抽空参与论文评阅和答辩的专家老师们。

何玮

2020年5月

作者简介及攻读学位期间发表的学术论文及科研成果

作者简介:

2008年09月—2012年06月,在兰州大学物理科学与技术学院获得学士学位。

2015年09月—2020年06月,在中国科学院上海技术物理研究所攻读博士学位。

获奖情况:

2015-2016 上海技术物理研究所奖学金二等奖

2016-2017 上海技术物理研究所奖学金三等奖

2017-2018 上海技术物理研究所奖学金二等奖

2018-2019 上海技术物理研究所奖学金一等奖

2020.1 所创新专项优秀奖

已发表(或正式接受)的学术论文:

- [1] **Wei He**, Ping Li, Xiumei Shao, et al. The study of a InGaAs focal plane array with the sub-10 μm pixel pitch and 2.6 μm cut-off wavelength, Journal of Infrared and millimeter waves. Vol.37, No.6, 2018.
- [2] **Wei He**, Xiumei Shao, Yingjie Ma, et al. Broadband high quantum efficiency InGaAs/InP focal plane arrays via accurate plasma thinning, Optics Letters, Vol.44, No.24, 2019.
- [3] **Wei He**, Xiumei Shao, Yingjie Ma, et al. Full spectrum ultra-low reflectance of InGaAs/InP photodetectors integrated with InP Mie resonators, AIP advances (under review).

申请或已获得的专利:

- [1] **何玮**, 邵秀梅, 李淘等, 一种背照射型的可见及短波红外宽光谱 InGaAs 探测器, 申请号: 201811226485.0, 2018年10月10日, 已受理
- [2] **何玮**, 邵秀梅, 李淘等, 一种正照射型的可见及短波红外宽光谱 InGaAs 探测器, 申请号: 201811226467.2, 2018年10月10日, 已受理
- [3] 于一榛, **何玮**, 曹高奇等, 一种集成亚波长结构的聚合物和纳米材料的 InGaAs 探测器, 专利号: ZL201810090438.1.