

1. 引言

从 19 世纪初首先发现红外辐射以来，红外技术已有超过 200 多年的发展历史。近半个世纪以来，一方面随着红外技术在航天、军事、科学、医疗以及日常生活中等方面得到了广泛的应用；另一方面，红外技术中的材料和器件的不断创新，使得红外技术发展极为迅速。目前的红外焦平面器件已进入了大面阵、高分辨率、多波段、高集成、轻型化为特性的第三代焦平面时代。在该时代内，既有碲镉汞材料红外焦平面器件的长足发展，又有新型材料体系的发明和发展，如砷化物超晶格材料中的 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器和 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器。

本章首先介绍了红外辐射的基础知识、红外探测器的概况，然后重点介绍了砷化物超晶格红外探测器的国内外发展现状，最后对本文的研究目的和论文主要工作进行了介绍。

1.1. 红外辐射

1800 年英国天文学家赫歇尔爵士 (Sir William Herschel) 在研究太阳的七色光的热效应时发现了红外辐射，它是一种人眼看不见的辐射，也被称为红外线^[1, 2]。世界上任何温度高于 0 K 的物体都自发地向外辐射红外光。红外辐射也是一种电磁波。如图 1.1 所示。在电磁波谱中，红外辐射的波长在 $0.78 \mu\text{m}$ — $1000 \mu\text{m}$ 之间，光谱范围从可见光的红光一直到微波。它的光谱范围比其他光(X 光、可见光)等都要宽。

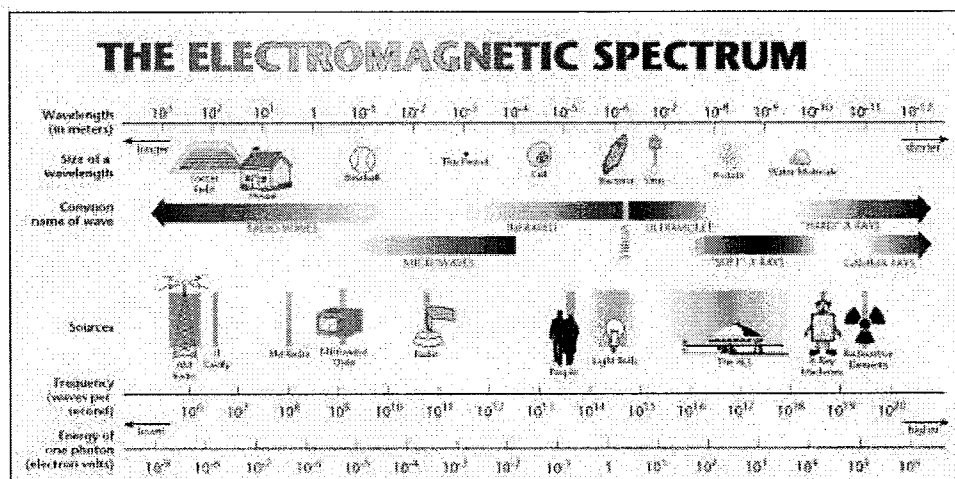


图 1.1 电磁波示意图

红外辐射除了具有反射、折射、衍射、偏振等现象和波粒二象性之外，还有一些特殊的特性，如具有热效应、不被人眼感知及更易穿透大气传输。红外辐射遵守热辐射的相关定律^[3]，其中最重要的为普朗克辐射定律。

普朗克辐射定律又被称为黑体辐射定律 (Blackbody radiation law)^[4]，用于描述任意温度下黑体的辐射出射度与辐射频率 (或波长) 之间的关系。描述黑体的辐射出射度 $M_{\lambda T}$ 与波长关系的普朗克公式如下：

$$M_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_B T)} - 1} \quad (1-1)$$

T 是黑体的绝对温度， h 为普朗克常数， c 为光速常数， k_B 为玻尔兹曼常数， λ 为波长。相应的不同黑体温度和波长范围下的普朗克定律见图 1.2。

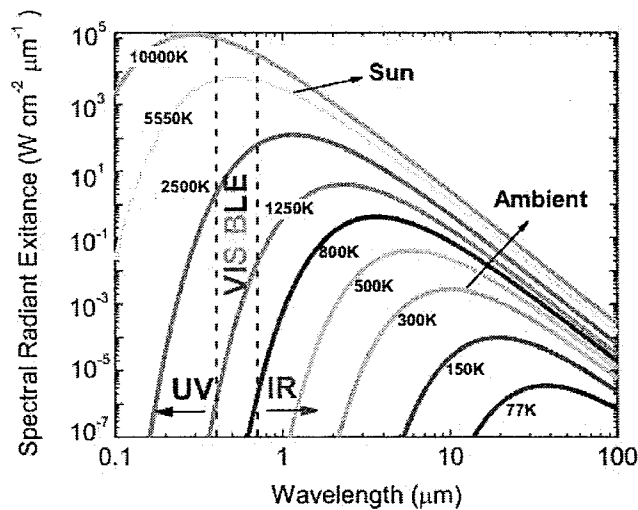


图 1.2 不同黑体温度和波长范围下的普朗克定律

普朗克的发现结果结合爱因斯坦对于光的量子性质的解释，孕育了光量子的想法，并推动了光子探测器的发展。

1.2. 红外探测器

将红外辐射信号转换为便于测量信号的器件称为红外探测器，其原理为将红外辐射信号转换为电能、热能等不同形式的能量^[5, 6]。根据转换之后的能量种类，红外探测器可分为光热型红外探测器和光子型红外探测器。

1.2.1. 光热型红外探测器

光热型探测器是利用探测材料对温度的敏感特性，通过吸收红外辐射引起探测材料温度的变化，而温度的变化引起探测材料其他物理参数的变化，从而来探测红外辐射能量。典型光热型探测器包括以下几种类型：气动高莱管、热电偶、

温差电堆、测辐射热计、热释电探测器等^[7-10]。

1.2.2. 光子型红外探测器

光子型红外探测器的工作原理是由红外辐射光子与光敏材料的直接作用产生光电效应，从光电效应中可以获取被吸收的光子数。光子型探测器属于波长选择性的探测器，探测器能够探测的红外辐射波长有一定的阈值，并且不同材料的探测阈值不同，该阈值又称为长波限。当红外信号光的波长大于长波限时，光子探测器就无法响应，因此与光热型探测器相比，光子型探测器的光谱响应范围较窄。但是光子型探测器是与光子直接作用的，光子型红外探测器的探测率一般比光热探测器要高出 1 到 2 个数量级，同时光子探测器的响应时间很短，为微秒或纳秒量级，因此它也是目前用途最为广泛的红外探测器。常见的光子型探测器有光电导探测器和光伏探测器两种。

光电导探测器是利用探测器吸收红外光子引起体内自由载流子浓度的增加，改变了探测器的电导率，从而实现对红外辐射信号的探测。高响应率的光电导探测器还要求在无光子辐照的时候有相对较低的电导率，即要求器件无光照时的载流子数降到最低。对于红外长波的探测器而言，探测器的光敏材料禁带宽度小，在室温下，即使没有光照探测器也会产生大量的热激发载流子，因此一般都需要致冷在低温下进行工作。

光伏探测器的机理是利用能量大于禁带宽度的红外光子在 p-n 结区附近激发电子空穴对，随后在结电场作用下，驱使电子和空穴定向移动。在探测器输出开路的情况下，可以形成正向的光电压，如果输出短路，将形成反向的光电流。光伏探测器在未受到辐照时的 I-V 特性曲线与普通二极管相同。当光伏探测器处于一定的反向偏压下时，探测器的耗尽区宽度会增加，中性吸收区光生载流子扩散到耗尽区的时间变短，探测器的响应时间常数变短，因此反偏下的光伏探测器具有较好的高频特性。通过理论计算对比光伏探测器和光电导探测器的最大探测率，可以发现前者比后者大 40%^[11]，此外由于光伏探测器具有较高的阻抗，容易与高阻的读出电路（CMOS）相匹配，所以红外焦平面器件一般都采用光伏探测器。

目前主要的光子型探测器有 HgCdTe 探测器（MCT）、InGaAs 探测器、GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器（QWIP）及铋化物红外探测器等，它们各有其优劣势。

MCT 探测器可以通过调节组分实现禁带宽度从负禁带连续变化到 1.65 eV，覆盖波长范围广。由于电子以直接跃迁方式跃迁，探测器具有高的量子效率和高探测率，此外还具有多色探测能力。但是 HgCdTe 材料中 Te-Hg 成键作用较弱，

当受到外界影响时,原子易在晶体内发生迁移形成层错和位错,因此材料的位错密度一般较高。同时 HgCdTe 材料的生长过程一般采用低温生长来防止 Hg 的损失,从而导致材料的原子迁移率低和外延材料的质量受影响。另外, MCT 探测器工艺难度较高,可重复生产性差,机械强度低,抗辐照能力较弱,也对它的应用带来了一定的限制^[12-15]。

InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器,材料与衬底的晶格常数匹配,易于生长,而且有着很低的暗电流密度,接近 $1 \times 10^{-7} \text{ A/cm}^2$,能在室温下进行工作,所构成的红外探测系统可以摆脱制冷的制约。但是 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 红外探测器的工作波长只能覆盖 $0.9\text{-}1.7 \mu\text{m}$ ^[16-20]。在应用中由于一些特定需求,需要延伸 InGaAs 探测器的波长范围,一般通过增加 InGaAs 材料中的 In 组份,使得禁带宽度变小,探测波段向长波方向移动。同时高 In 组份的 InGaAs 晶格常数变大,这使得在 InP 衬底上外延薄膜材料时难度大大增加,且易产生大量的缺陷和位错,从而导致器件的暗电流有着明显的增加^[21, 22]。

GaAs/AlGaAs 量子阱探测器是利用子带间的本征跃迁来响应红外辐射光子的。它具有材料生长技术成熟、器件制备工艺成熟、材料均匀性高等优势。但是受到量子跃迁选择定则的限制,量子阱探测器对正入射辐射不敏感,需要通过合适的光耦合方式实现入射光与探测器的光耦合,因此量子效率低,且只能实现窄波段吸收^[23, 24]。

由铋化物半导体组成的红外探测器就称为铋化物红外探测器,包括 InSb 探测器和铋化物超晶格探测器。InSb 探测器只能工作于中波红外,探测波长不可调节。InSb 探测器是 80 K 温度下中波性能较佳的一种探测器,其材料高度均匀,与平面注入工艺相结合可以使得 InSb 面阵响应率的均匀性达到最佳。但是 InSb 探测器需要背减薄来提高面阵的填充因子与量子效率,因此其成品率相对较低,且随着工作温度的升高,性能会明显衰退^[25]。铋化物超晶格探测器是由含铋半导体组成超晶格结构的探测器。通过调节探测器中的材料的厚度来实现探测器探测范围的改变,因此材料生长技术相对简单,材料的均匀性好,并且又有成熟的 III-V 族化合物半导体工艺。同时可以通过多层异质结的设计来改变能带结构,有效降低暗电流。但是也存在焦平面器件量子效率低、侧壁钝化,还有热失配等问题^[26-31]。

1.3. 铋化物超晶格红外探测器

1.3.1. 铋化物半导体

当化合物半导体是由元素铋与其他不同的元素相互组合形成时,可以称该半

导体为锑化物半导体。锑化物半导体种类丰富且性质各异。如组成锑化物半导体的元素个数不定，可以是二元化合物、三元化合物、四元化合物或五元化合物。元素组成的差异会引起半导体性质的变化，如禁带宽度，电子亲和势、晶格常数等。有些锑化物半导体具有相近的晶格常数，有些则与其它半导体的晶格常数相差较大。禁带类型也是如此，有的是属于间接禁带，有的则是直接禁带。正是由于锑化物半导体的灵活多变的性质，可以灵活的对锑化物的结构和组份进行设计和调整来满足实际应用中的不同需求^[22]。图 1.3 给出了二元锑化物的禁带宽度和晶格常数^[32]。表 1.1 列出了常见锑化物的性质参数^[33, 34]。

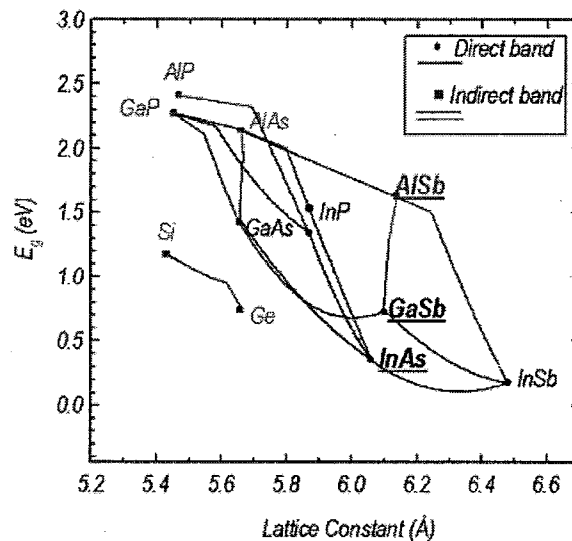


图 1.3 二元锑化物的禁带宽度和晶格常数^[32]

表 1.1 常见锑化物的性质参数^[22, 33, 34]

材料	禁带宽度 (300 K) (eV)	晶格常数 (300 K) (Å)	电子有效质量(m_0)	禁带类型
GaSb	0.71	6.09	0.039	直接带隙
AlSb	1.6	6.13	0.14	间接带隙
InSb	0.22	6.48	0.135	直接带隙
GaAs _{0.51} Sb _{0.49}	0.72	5.86	0.052	直接带隙
InAs _{0.5} Sb _{0.5}	0.096	6.27	0.2	间接带隙

1.3.2. 锑化物超晶格

超晶格的概念是 L.Esaki 和 R.Tsu 在 19 世纪 70 年代初提出的。他们指出该结构可以形成周期性的势场，并可能实现红外探测^[35]。随后，在 1973 年 L.L.Chang 等成功生长出 GaAs/AlAs 材料体系超晶格，并对该体系的特性进行了研究，证实了 L.Esaki 等人的猜想^[36, 37]。根据超晶格中材料的禁带能级位置，可以分为 I

类超晶格和 II 类超晶格，如图 1.4 所示^[32]。当超晶格中一种材料的禁带能级完全包含在另一材料的禁带能级时，称这类超晶格为 I 类超晶格。反之，当两种材料的禁带能级互相不完全包含时，则称为 II 类超晶格^[31]。

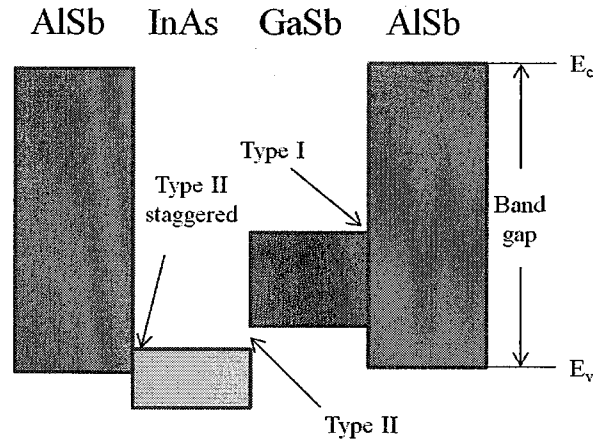


图 1.4 InAs、GaSb 和 AlSb 三种材料所形成的超晶格能带示意图^[32]

从表 1.1 可以看出， $\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 材料的晶格常数是 5.86 \AA ，与 InP 衬底的晶格常数 (5.86 \AA) 匹配。此外， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 也具有与 InP 相匹配的晶格常数。将这些材料组合可以形成晶格匹配的异质结以及更为复杂的结构材料，其中 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格是一种新型的短波红外探测器的优选材料体系。InAs、GaSb 和 AlSb 三种材料的晶格常数接近，分别为 6.06 \AA ， 6.09 \AA 和 6.14 \AA ，所以这三种材料常被称为 6.1 \AA 材料体系^[38]，它们形成的 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器是目前三代红外焦平面探测器的一个重要研究方向。除了上述材料体系，InAs/InAsSb II 类超晶格材料也是一种新型的红外探测器材料^[39-41]。

1.3.3. InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器

1.3.3.1. 器件工作原理

G.A.Sai-Halasz, R.Tsu 等人在 1977 年首次提出利用导带和价带位置错开的 InAs、GaSb 材料可以形成 II 类超晶格^[42]。之后 InAs/GaSb II 类超晶格材料体系被广泛研究，主要涉及其半金属性质、能带色散曲线以及电子性质等。

与 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料体系类似，InAs/GaSb II 类超晶格材料体系也具有特殊的能带排列结构，其中 GaSb 的价带顶部比 InAs 的导带底部还要高，如图 1.5 所示，因此电子会被局限在 InAs 层，而空穴则被局限在 GaSb 层中。由于波函数的叠加，在 InAs 层和 GaSb 层中形成“电子微带”和“空穴微带”。“电子微带”的能量最小值和空穴微带的能量最大值都在动量空间 (k 空间) 坐标的 0

点处。因此在 k 空间，超晶格是直接带隙材料，电子微能带的最小值与空穴微能带的最大值之差，即有效微禁带宽度。当 InAs/GaSb II 类超晶格的 InAs 和 GaSb 材料的层厚发生变化时，电子和空穴的基态能级发生改变，可以实现有效禁带宽度的调控。通过这种禁带宽度的调控可以实现探测波长从 $3\mu\text{m}$ 到 $30\mu\text{m}$ 的变化。

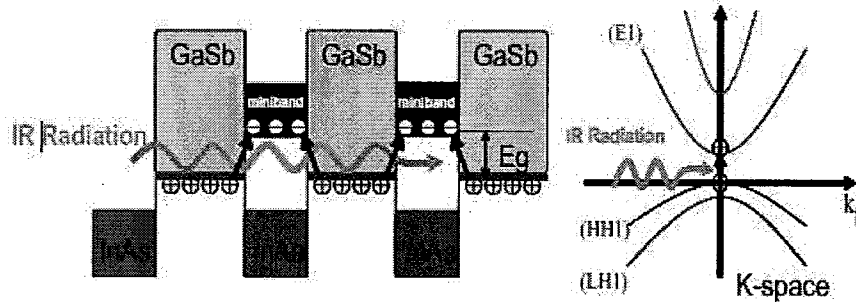


图 1.5 InAs/GaSb II 类超晶格能带空间排布及 k 空间能带结构与吸收过程

与传统的红外探测材料比较，InAs/GaSb II 类超晶格材料体系具有电子有效质量大、抑制俄歇复合、均匀性好、对垂直入射光有强烈的吸收及通过多层异质结的设计来改变能带结构等优点^[43-46]。

1.3.3.2. 发展现状

由于 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器具有以上的优点，因此该红外探测器在国际上发展迅速。90 年代末，科学家主要关注于该材料体系生长技术的研究和质量的提高，并成功的生长出高质量的外延材料^[47-49]。到 21 世纪初，先后实现了单元器件和焦平面器件的制备，随后还成功研制了各种新型结构、双色以及多色焦平面器件^[50-54]。国外对于 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件的研究机构主要有美国西北大学量子器件中心 (QCD)、美国喷气动力实验室 (JPL)、美国 Raytheon 公司、QmagiQ 公司、德国 Fraunhofer 固态电子研究所、以色列 SCD 公司等。

美国西北大学量子器件中心对于 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器的研究始于上世纪 90 年代，并在近期取得了显著的进展。2010 年西北大学量子中心报道了基于新型结构材料研制的焦平面器件结果，他们成功研制了 1024×1024 像元的 InAs/GaSb II 类超晶格长波超晶格焦平面器件，50% 截止波长 $11\mu\text{m}$ ，81 K 下有效像元达到 95.4%，平均噪声等效温差 (NEDT) 为 27 mK，图 1.6 是利用此高性能的 1024×1024 焦平面器件分别在 81K 和 68K 温度下拍摄的高质量图像^[55]。

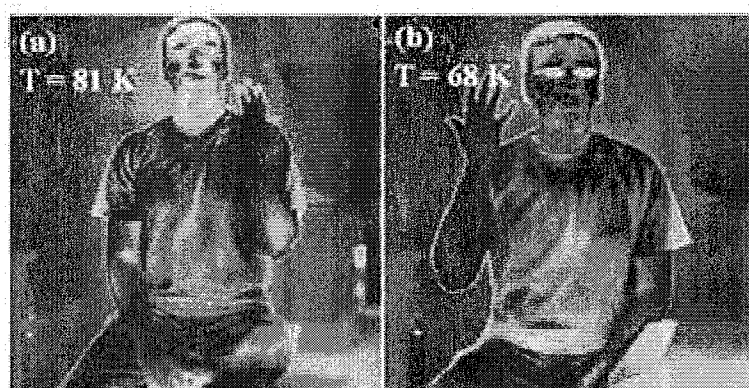


图 1.6 在 81 K (a)和 68 K (b)工作温度下 1024×1024 焦平面器件成像图^[55]

德国的 Fraunhofer 研究所在 Type II SLs 研究方面也有很多成果。2005 年，该研究所的 M. Walther 等人和德国的 AIM 公司的 W. Cabanski 等人合作，研制了 256×256 规模的 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件。该器件的探测波长为 3-5 μm 的范围，量子效率超过 30 %^[56]。2007 年，他们又报道了 288×384 规模的中波单色焦平面器件，同时他们还研制成功了 288×384 规模的双色 II 类超晶格焦平面器件^[57]。

美国的 Raytheon 公司和 JPL 实验室也有相应成果。2007 年，D. R. Rhiger 等人与西北大学量子器件研究中心联合报道了工作温度为 78 K，截止波长为 10.5 μm 的 256×256 InAs/GaSb II 类长波超晶格焦平面器件，并进行了静态和动态成像^[58]。

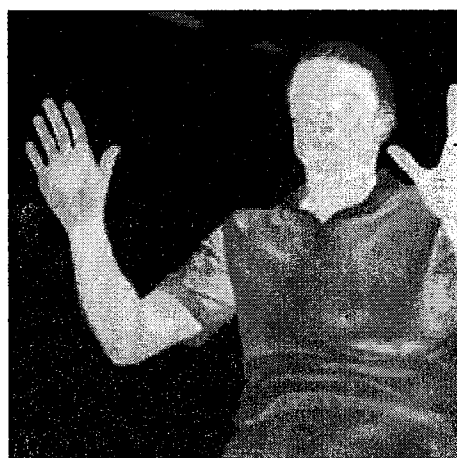


图 1.7 QmagiQ 公司 77 K 温度下长波红外成像图^[59]

美国 QmagiQ 公司于 2012 年制备了 1024×1024 规模的红外焦平面器件，像元尺寸 18 μm ，截止波长 9.5 μm ，测试得到量子效率约 50%，77 K 温度下，F 数为 4 时，NEDT 30 mK，有效像元率 95%。图 1.7 是该焦平面器件获取的人体热成像图。此外，他们也制备了截止波长 11 μm 的 320×256 焦平面器件，在 68 K

下测得器件性能和上述器件相当。该公司准备发展 $12\ \mu\text{m}$ 探测器，并实现超晶格红外探测器的商业化^[59]。

以色列 SCD 公司在 2015 年报道了 XBp 结构的 640×512 规模的 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件，像元尺寸 $15\ \mu\text{m}$ ，量子效率约 50%（单光程），截止波长 $9.5\ \mu\text{m}$ ，在 77 K 温度下实现了背景限探测，测得的 NETD 13mK，分布图见图 1.8 (a)，有效像元大于 99%，响应不均匀性小于 2.5%，并进行了成像验证，如图 1.8 (b)所示^[60]。

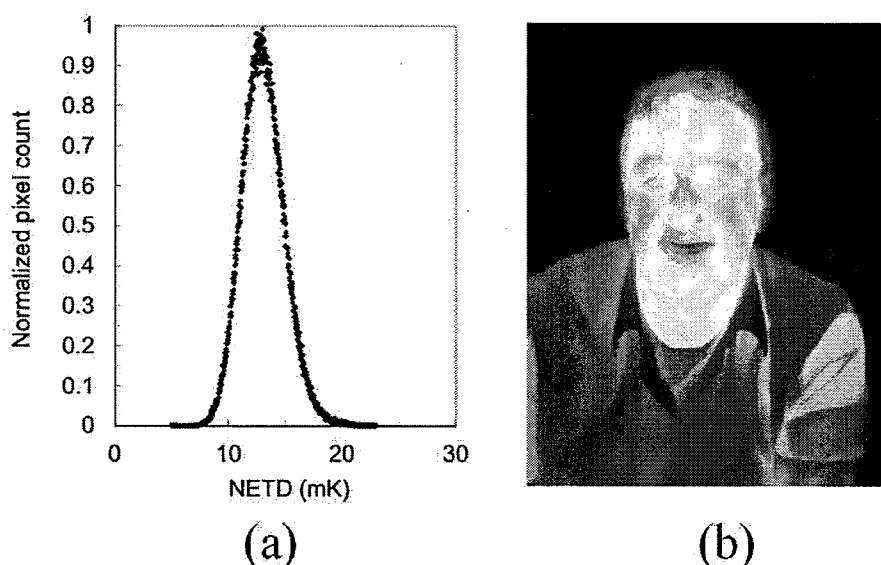


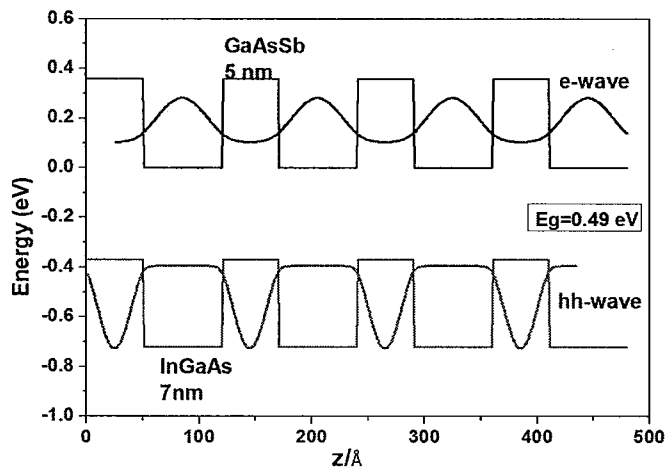
图 1.8 (a) SCD 公司的长波 XBp 的 NETD 分布图 (b)成像图^[60]

国内 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件发展的起步相对较晚，但近年随着国内不同研究机构加大了对 InAs/GaSb II 类超晶格的研究，目前也取得了较好的研究结果。中科院上海技术物理研究所 2009 年建立了 III-V 族材料分子束外延实验室和 III-V 族半导体器件工艺线，重点发展 InAs/GaSb II 类超晶格红外技术，并已经基本建成了材料生长和器件制备的实验室，并已经取得了一系列的突破^[61-65]。2013 年在国内首次报道了高性能的中波 128×128 红外焦平面器件，在 77 K 温度下器件 50%截止波长为 $5.2\ \mu\text{m}$ ，盲元率为 1.2%，NETD 为 33.4 mK。在此基础上进一步研制了高性能 320×256 焦平面器件^[66]。2013 年又突破了长波红外超晶格探测器的各项关键技术，在国内首次研制并报道了 320×256 的长波红外长波焦平面器件，100 %截止波长 $10.5\ \mu\text{m}$ ，盲元率为 2.6 %，响应不均匀性为 6.2 %^[67]。中科院半导体研究所也开展了 II 类超晶格红外技术的研究，从材料界面控制的角度研究了长波和甚长波单元器件的制备，50%截止波长分别达到 $13.1\ \mu\text{m}$ 和 $14.5\ \mu\text{m}$ ， R_0A 分别达到 $0.143\ \Omega\cdot\text{cm}^2$ 和 $0.031\ \Omega\cdot\text{cm}^2$ ^[68, 69]。

1.3.4. InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器

1.3.4.1. 器件的工作原理

InP 基 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器是新型的 1-3 μm 波段的红外探测器。由于 InGaAs/GaAsSb 异质材料体系具有特殊的能带排列结构，电子主要被束缚在 InGaAs 层中，空穴则被束缚在 GaAsSb 层中，它们在空间上是分离的，其有效的禁带宽度为电子基态能级到空穴基态的能量差。图 1.9 给出了 7 nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 5 nm $\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 形成 II 类超晶格的电子和重空穴的基态包络波函数。InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器响应红外辐射的原理是探测器中的电子吸收红外光子能量，从空穴基态跃迁到电子基态，产生电子空穴对，然后在内建电场的的作用下，这些电子空穴对定向移动产生可探测的电信号。



c

图 1.9 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格电子和重空穴的基态包络波函数

InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器的响应波长可以通过改变超晶格中各材料的层厚和结构来实现探测波长的调节。而其中 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 类超晶格由于晶格常数与 InP 衬底晶格常数完全匹配，因此还具有外延容易、均匀性好、器件工艺成熟等优点。

1.3.4.2. 发展现状

由于 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器具有以上优点，近年来越来越多的研究人员致力于此类探测器的研究。大阪府立大学的 A.Yamamoto 在 1999 年报道了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 类超晶格可以实现 2.5 μm 波长处的光学响应^[70]。21 世纪初，InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器的单元器件和焦平面器件陆续出现。目前对于 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器的国外研究机构主要

有美国德克萨斯大学、美国维吉尼亚大学、日本住友电气工业株式会社、以色列航空航天工业公司等。

对于 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格单元器件的研究相对较多。美国德克萨斯大学的 Rubin Sidhu 在 2005 年首次报道了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 类超晶格单元器件。在室温下,探测器的峰值探测率为 $3.8 \times 10^9 \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 50%截止波长为 $2.39 \mu\text{m}$ ^[71]。美国维吉尼亚大学的 B. Chen 等人在 2011 年也研制了不同结构的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 类超晶格探测器,100%截止波长为 $2.8 \mu\text{m}$, 290K 温度下器件在 $2.5 \mu\text{m}$ 的峰值探测率为 $2.79 \times 10^9 \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 200 K 温度下峰值探测率为 $4.96 \times 10^{10} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ 。随后他们还通过应变补偿的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格实现了 100%截止波长 $3.4 \mu\text{m}$, 290 K 温度下 $3.0 \mu\text{m}$ 处器件的峰值探测率 $2.0 \times 10^8 \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ ^[72]。2015 年以色列航空航天工业公司报道了不同结构的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器,包括 nin, pin, npin 结构,并对这些结构的探测器性能进行了测试与对比, npin 结构探测器的增益大于 250 ^[73]。

日本住友电气工业株式会社机构在 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格焦平面器件取得了较好的进展。2011 年 H.Inada 等人采用金属有机气相外延技术(MOVPE)生长了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料,首先制备了单元器件。233 K 温度下,单元器件的暗电流密度是 $9.0 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, 利用 $2 \mu\text{m}$ 的激光对探测器的响应进行了测试,450 周期厚度的探测器的响应率为 $0.8 \text{ A}/\text{W}$ 。随后成功制备了 320×256 像元的红外焦平面器件,其采用热电冷却封装结构。在 208 K 温度下对焦平面器件性能进行测试,盲元率小于 1%,响应不均匀性小于 7%^[74]。在 2013 年,他们又报道 320×256 面阵器件,其在 213 K 温度下,像元的暗电流是 3 pA 。在常规卤素灯照明下以 100 Hz 的帧频和 1 ms 的积分时间,用该焦平面器件进行了人像成像,见图 1.10,可以清晰的分辨皮肤和毛发^[75]。2014-2017 年该机构又报道相关结果,目前已经实现了商业化^[76-78]。图 1.11 给出了相应的产品实物图^[78]。



图 1.10 213 K 温度下 320×256 焦平面器件成像图^[75]

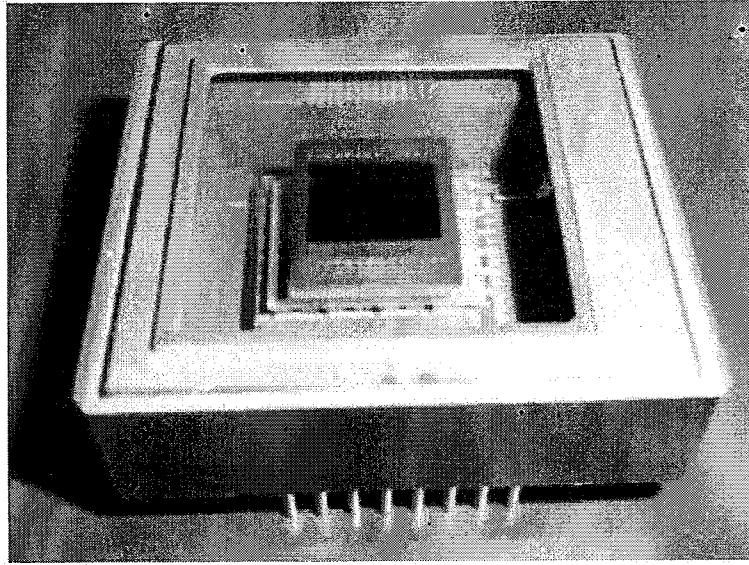


图 1.11 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格焦平面器件实物图^[78]

目前国内对于 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格的研究主要还是对于 GaAsSb 或者 InGaAs 材料特性的研究，并未有相关的课题组对于 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器的相关报道。

1.4. 本论文的研究目的和内容构成

由于铟化物超晶格红外探测器具备许多优点和很大的发展潜力,特别在大面阵 FPA 方面,是当前红外探测器研究方面的热点之一。为了满足第三代红外焦平面器件相应的需求,得到高性能的红外焦平面器件,近二十多年来在国际上铟化物超晶格红外探测器发展迅速。在国防军事及民用领域的应用需要推动下,国外对铟化物超晶格红外探测器的研究正风生水起,而国内在该领域仅处于起步阶段。依托中国科学院上海技术物理研究所红外成像材料与器件重点实验室现有的红外探测器研发体系,本文以高性能、大面阵、实际应用为导向,开展了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器和 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器的相关研究工作。结构安排如下:

第一章: 引言。对红外辐射的基本概念、红外探测器的原理与分类进行了介绍了,然后对铟化物超晶格红外探测器的原理以及国内外的研究现状进行了介绍,最后介绍了本论文的研究目的和结构安排。

第二章: 铟化物超晶格红外探测器实验研究方法。介绍了铟化物超晶格红外探测器材料生长、材料性能表征方法、器件制备工艺和器件性能表征方法。

第三章: InGaAs/GaAsSb II 类超晶格特性研究。首先对 GaAsSb 的材料生长特性进行了研究,并在此基础上生长了高质量的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料。随后对超晶格材料的光学特性和电学特性进行了分析,并系统研究了不同器

件结构的探测器及内在物理机制，最终获得了 320×256 超晶格短波焦平面器件。

第四章：InAs/GaSb II 类超晶格长波焦平面器件。为了获得高性能的长波焦平面器件，从探测器结构设计、材料生长、去衬底工艺和焦平面器件封装结构的优化四个方面对长波焦平面器件的设计和制备工艺进行了研究。

第五章：InAs/GaSb II 类超晶格长波焦平面器件性能测试与分析。结合探测器的性能对焦平面器件的性能测试结果进行了分析，并反馈器件制备工艺，最终获得了国内第一个长波 $12 \mu\text{m}$ InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件。

第六章： γ 辐照对 InAs/GaSb II 类超晶格探测器的影响研究。首先介绍了辐照与半导体的作用机制，然后通过 InAs/GaSb II 类超晶格背照型器件的实时辐照实验，研究了相应辐照与半导体作用的物理机制，最后对比了 γ 辐照对焦平面器件和正照型器件的影响。

第七章：总结和展望。对本论文的工作进行总结和展望。

2. 铋化物超晶格红外探测器实验研究方法

上章介绍了红外辐射、红外探测器的概括，以及铋化物超晶格红外探测器国内外研究发展现状，本章将主要介绍铋化物超晶格红外探测器涉及到的实验研究方法，包括材料生长、材料表征技术、器件制备工艺流程及红外器件性能表征分析方法。

2.1. 材料生长

为了获得高性能的铋化物超晶格红外探测器，首先很重要的生长是铋化物超晶格薄膜材料。目前可用于半导体材料外延技术有很多，如：分子束外延技术 (MBE)^[79, 80]、液相外延技术 (LPE)、金属有机化合物化学气相沉淀 (MOCVD) 等。本文采用分子束外延生长技术来制备铋化物超晶格材料。MBE 技术制备高质量外延材料需要超高真空的条件，所需元素经过分子束或原子束的喷射、吸附、迁移等一系列物理和化学作用在衬底表面沉积形成薄膜材料。

本文中用于铋化物超晶格材料制备的分子束外延系统是 RIBER COMPACT 21。该系统由三个主要部分构成，包括预处理室、过渡室、生长室。对衬底的进样和预先除气在预处理室中完成；样品的传递或暂存一般在过渡室内，对于铋化物超晶格薄膜材料的外延则在生长室中完成。

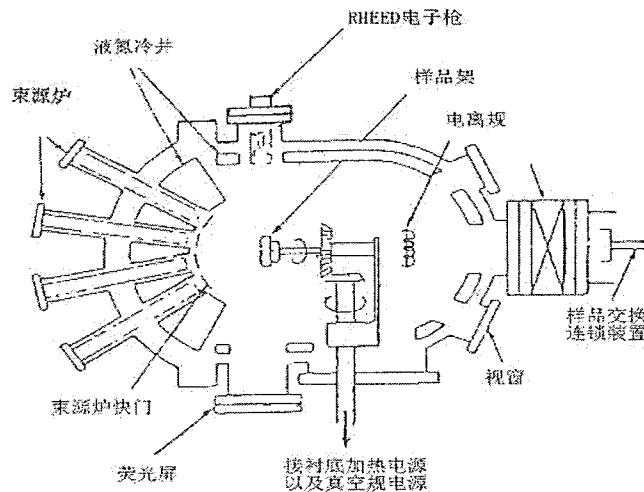


图 2.1 生长室装置示意图

从图 2.1 中可以知道，生长室主要包括束源炉、样品架、真空系统和实时监控系统。束源炉中装有外延薄膜所需要的各种高纯源材料，主要为 In (7N)，Ga

(7N), Al (6N5), 然后通过对束源炉中的源材料进行加热, 以获得一定的强度的分子或原子束流。为了得到更有利于低缺陷超晶格外延生长的双分子 As_2 和 Sb_2 [81, 82], 我们给该系统装配了裂解炉, 将束源炉通过三温区加热设计以及高温碰撞分解区将热蒸发产生的 As_4 或 Sb_4 裂解为 As_2 或 Sb_2 。样品架用于放置生长材料用基底晶片, 包括多种应用功能, 如旋转、加热和热电偶温度实时监控等。其中旋转功能是保证生长条件, 如温度, 束流的均匀性以实现高均匀的外延材料组份和厚度。为了确保系统的超高真空条件, 该设备通常配离子泵、低温泵和升华泵, 并用液氮冷阱包围生长室的整个腔体, 然后加上系统的密封装置, 其极限真空能够到 10^{-11} Torr。实时监控系统包括反射式高能电子衍射仪 (RHEED) [83, 84] 及红外辐射测温仪。外延材料表面的再构形态以及晶体生长的动力学过程都可以通过 RHEED 在荧光屏上的衍射图样获得 [85, 86]。此外, 红外辐射测温仪是利用黑体辐射的原理对薄膜材料表面的实际温度进行监控, 能够准确获得外延材料的表面温度。

铋化物超晶格外延层的生长工艺流程如下: 在钼块的中间放置好衬底, 然后并利用钼环固定住衬底。随后将衬底放入预处理室, 并利用红外灯烘烤 2 小时, 去除衬底和钼块表面的水汽等杂质。然后将衬底传送至缓冲过渡室, 进一步提高烘烤温度烘烤 30 分钟。最后将衬底放入生长室中, 通过 RHEED 图像变化监控衬底升温过程, 在升温过程中, 可以很明显的看到 RHEED 图像由点状变成条纹状, 此时稳定温度 3-5 分钟, 并始终观察 RHEED, 直到获得锐利清晰的图像, 表明衬底表面的氧化物已基本去除。然后将衬底温度降至铋化物超晶格外延生长温度, 开始铋化物超晶格的外延生长。材料生长结束后, 将衬底温度降至 200°C 以下。最后将外延材料取出。

2.2. 材料表征方法

经过 MBE 生长获得了铋化物超晶格外延材料后, 需要对这些外延材料的表面形貌、晶体质量及相关半导体参数进行评价。通常采用光学干涉显微镜 (OM) 和原子力显微镜 (AFM) 对材料的表面形貌进行表征; 而对于外延材料晶体质量的评价, 采用 X 射线双晶衍射仪 (XRD) 测定超晶格的失配、周期厚度等; 对于材料光学特性的评价可采用红外透射光谱和光致发光谱 (PL); 对于材料的电学参数采用霍尔测量系统。接下来将对相关的设备或测试方法进行介绍。

2.2.1. 光学干涉显微镜

光学干涉显微镜系统是评价外延材料宏观表面形貌的一种方法。本课题研究所使用的 OLYMPUS 公司生产的 BX51M 光学显微镜如图 2.2 所示, 放大倍数

从 50 倍到 1000 倍。在高倍率 1000 倍下，物镜的最小分辨尺寸为 $2\ \mu\text{m}$ ，可以观察到外延材料表面的宏观缺陷和宏观表面。

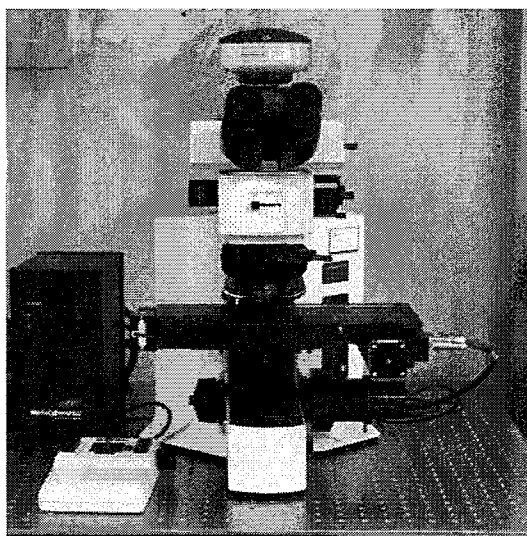


图 2.2 BX51M 光学干涉显微镜系统

2.2.2. 原子力显微镜

原子力显微镜是一种用于研究材料表面结构的分析仪器，通过待测样品表面原子与悬臂梁末端针尖的微弱作用力的变化来研究表面的结构和性质。可以得到其微观表面结构，如二维层状结构、三维岛状结构等。本课题研究用的是 Bruker 公司的 Multi-Mode 8 系统，分辨率精度可以到 $0.1\ \text{\AA}$ ，如图 2.3 所示。

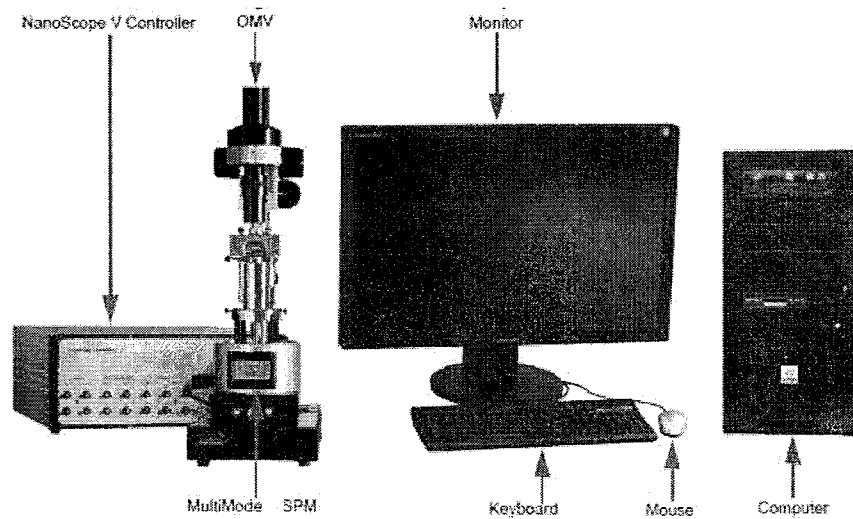


图 2.3 AFM 测试系统

2.2.3. X 射线衍射仪

X 射线衍射分析广泛应用于研究材料的晶体质量，以获得超晶格的周期厚

度、失配^[87, 88]。利用 X 射线对晶体材料进行照射，晶体物质中规则排列的质点对 X 射线发生弹性相干散射，当这些结构因子不为 0 的晶面满足布拉格衍射定律时，会产生衍射现象，在一些方向上散射加强。其中 Bragg 衍射公式^[87]为

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2-1)$$

其中 n 是反射级数， d 是晶体材料中的晶面间距， θ 是衍射角，即入射 X 射线与样品晶面法线的夹角， λ 是入射 X 射线的波长。

可以用公式 (2-2) 来表达结构因子不为 0 的晶面。

$$F(hkl) \neq 0 \quad (2-2)$$

式中 h, k, l 为晶面的 Miller 指数。对于确定的 X 射线衍射仪，其 X 射线的波长为确定值，对公式 (2-1) 进行数学变形后，可以获得以下表达式：

$$\Delta d \sin \theta + d \cos \theta \times \Delta \theta = 0 \quad (2-3)$$

$$\Delta \theta = -\tan \theta \times \Delta d \quad (2-4)$$

从公式(2-4)可以发现，当晶体中的晶面间距 d 改变 Δd 时，衍射角也相应发生 $\Delta \theta$ 的变化，当晶体中存在位错等缺陷或某种晶格畸变时，晶体的衍射角度在一定范围内发生变化，会引起 X 射线回摆曲线半峰宽的增加，还会导致衍射峰强度的变弱。因此根据外延薄膜材料的 X 射线衍射曲线，可以对外延薄膜材料的缺陷、晶格失配等进行精确分析。

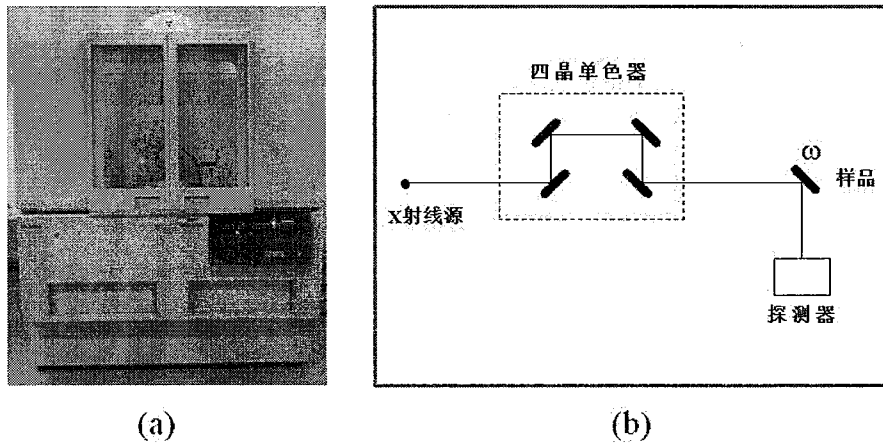


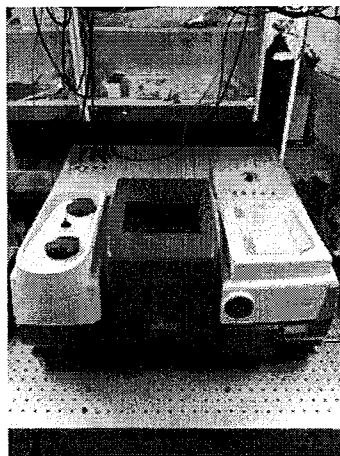
图 2.4 X 射线衍射仪(a)及原理图(b)

对超晶格薄膜材料的晶体特性研究是在 Philips 公司的型号为 X' Pert MRD 高分辨四晶衍射仪析进行的，如图 2.4 所示。该系统采用四晶单色器消除 X 射线的波长色散，得到了单色、准直的 X 射线，示意图如图 2.4 (b) 所示，该系统的分辨率可以达到 $12''$ 。

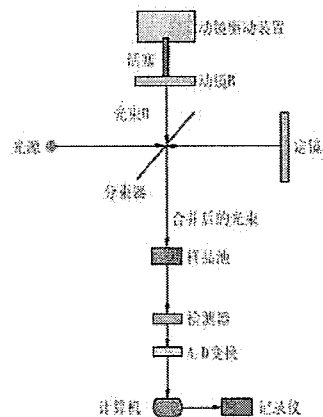
2.2.4. 红外透射光谱测试系统

红外透射光谱是测试半导体材料禁带宽度、透射率及吸收系数的有效手段，一般采用傅立叶光谱仪来实现材料红外透射光谱的测试。傅立叶光谱仪主要是由红外光源、干涉仪和探测器三部分构成。其中干涉仪主要包括分束器、动镜、定镜。其基本原理是对干涉后的红外光进行傅立叶变换，来获取相应的光谱信息。具体的原理图见图 2.5 (b)，由红外光源发出的光被分束器分为两束，一束光经反射到达动镜，另外一束光经透射到达定镜。两束光分别经定镜和动镜反射再回到分束器，动镜以一恒定的速度做直线运动，因此两束光存在光程差，产生干涉。通过样品后含有样品光谱信息的干涉光到达探测器后转换为电压信号，经过傅立叶的逆变化得到包含样品信息的光谱，最后扣除红外光源的背景光谱，便得到了样品的吸光度或透过率与波数的红外透射光谱图。通过该光谱图可以获得半导体材料的相关参数，如禁带宽度、吸收系数、外延材料的厚度及组份等。

本文对于半导体材料的透射光谱研究是在 Nicolet 公司生产的 8700 红外光谱仪上进行的，如图 2.5 所示。



(a)



(b)

图 2.5 傅立叶光谱仪(a)及原理图(b)

2.2.5. 光致发光谱测试系统

半导体光致发光 (PL) 过程可以分为以下三步：第一步，激发光源激励半导体，产生光生电子-空穴对；第二步，在导带和价带中处于较高能量位置的电子和空穴释放声子，弛豫到带边。在带边附近的光生载流子可被带边能级或局域态俘获，或者形成激子；第三步，在能带边的光生电子和空穴复合，以光子或者声子来实现能量的多余释放。其中通过光子释放能量的过程就是通常观测到的 PL。它是通过光来实现对样品的测试，本身是非破坏性的，并对样品的尺寸、

结构没有特殊要求。PL 光谱可以得到材料的禁带宽度、杂质能级、均匀性、组份测定等相关信息，是半导体光学性质表征的重要手段。本文中对外延材料的光致发光谱的研究是在自主搭建的红外幅度调制光致发光谱测试系统上进行的。该系统见图 2.6。图 2.6 (b)给出了该幅度调制方法的原理^[89-91]：采用幅度调制使得 PL 信号呈周期性的振荡，从而将 PL 信号与背景黑体辐射的直流信号相分离，采用步进的方法解除对幅度调制频率和锁相放大器积分时间的限制，从而实现降低噪声和提高 PL 信号。该装置包括傅立叶变换红外光谱仪 (FTIR) Nicolet 8700，输出功率可以调节的半导体激光器 Sapphire -532LP (532 nm)，用于频率调制的斩波器，探测荧光信号的红外探测器，以及锁相放大器 SR-5210、Lakeshore 110 低温恒温器等。

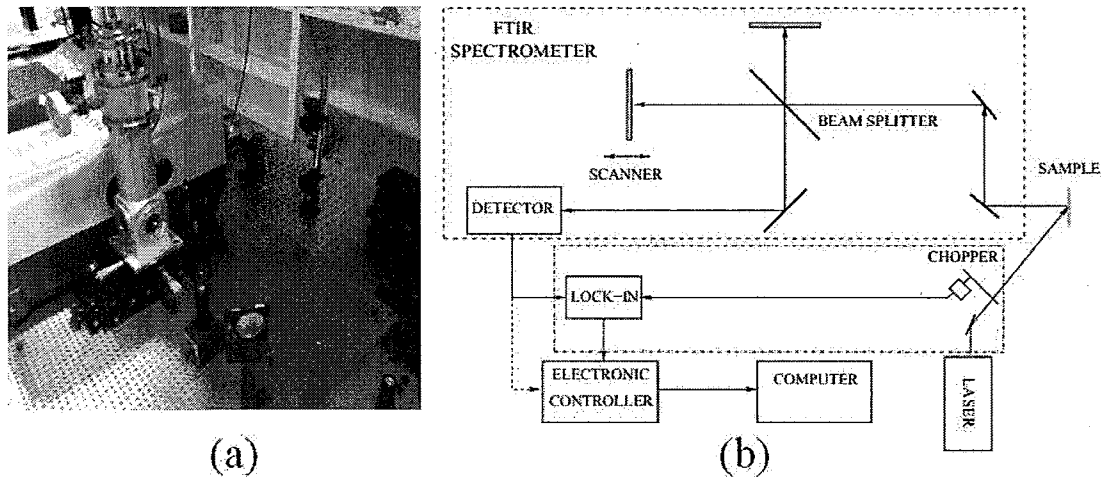


图 2.6 PL 测试系统(a)及原理图(b)

2.2.6. 霍尔测试系统

把通有电流密度为 j 的半导体样品放置于均匀的磁场 H 中， j 和 H 的方向垂直。由于半导体中的载流子受洛仑兹力影响，电荷会积累在半导体的边界处，积累的电荷在垂直于 j 和 H 方向上产生一个电场 E_H ，该电场对载流子产生电场力来抗衡洛仑兹力，并最终达到动态平衡，这种现象便称为霍尔效应^[92]。此效应是电磁效应的一种。 E_H 就是霍尔电场，大小与电流密度及磁场强度成正比。公式见下，其中比例系数 R 就霍尔系数

$$E_H = R_j \times H \quad (2-5)$$

图 2.7 (b)给出了霍尔测试的原理图。其中 A 为恒流源，V 为电位差计或数字电压表， \oplus 表示磁场系统。此处采用范得堡法，在样品边缘制备四个电极，给其中两电极通电流 I ，测量另外两电极的电压 V 。从霍尔效应中，可以得到半导体材料的导电类型、载流子迁移率、载流子浓度、及杂质电离能等^[93]。

对于外延材料的霍尔测试在自主搭建的霍尔测试系统上进行的。如图 2.7 所示，该系统包括 Lakeshore340 温控仪、多通道开关、低温制冷系统，万用表、恒流源、磁铁等组成。

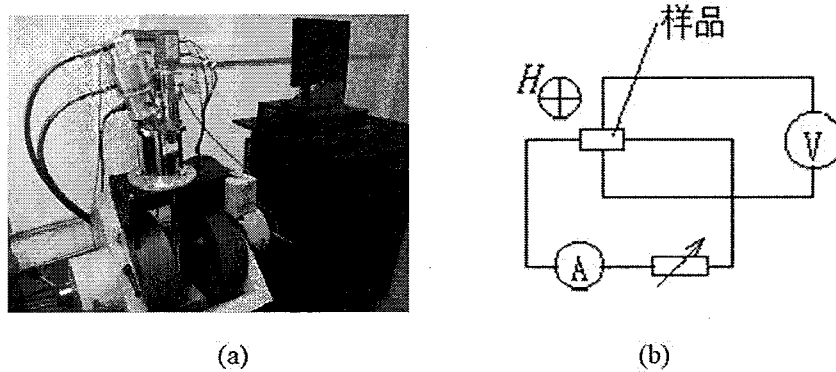


图 2.7 霍尔测试系统(a)及原理图(b)

2.3. 器件制备工艺

本小节主要介绍如何在实验上实现探测器的器件制备，以下从单元器件及焦平面器件两方面进行详细地介绍。

2.3.1. 单元器件

铋化物超晶格的单元器件具体工艺流程如图 2.8 所示：1) 首先按照器件结构生长外延材料，并对其材料进行清洗；2) 通过标准紫外光刻形成台面掩模；3) 通过具体配比的腐蚀液对材料进行湿法腐蚀，形成台面，深度控制到下电极层；4) 台面形成后，利用介质膜对器件的侧边进行钝化保护；5) 然后再次光刻电极窗口并利用感应耦合等离子（ICP）刻蚀形成窗口；6) 光刻电极孔，并利用电子束蒸发沉积金属；7) 对器件进行剥离、切割，然后再进行上下电极的键合，并装架杜瓦进行测试。

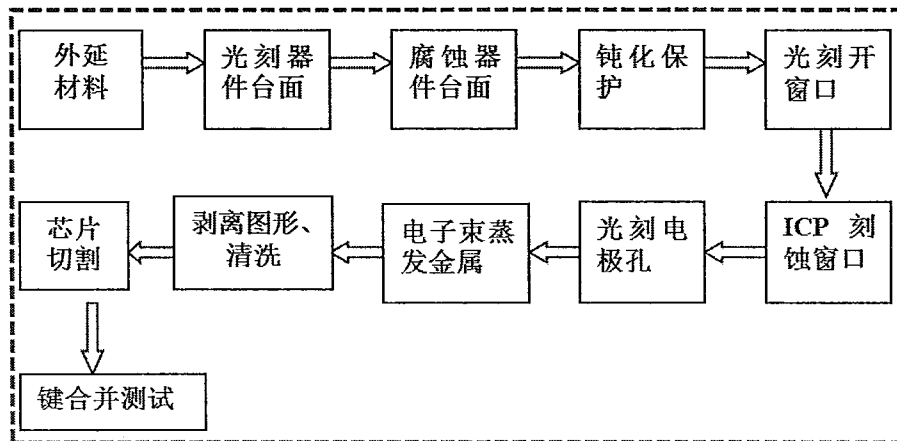


图 2.8 单元器件工艺流程图

2.3.2. 焦平面器件

铋化物超晶格红外焦平面器件的工艺流程较单元器件，则相对复杂一些，具体流程见图 2.9，主要有以下步骤：1) 首先将外延材料进行清洗，并通过标准紫外光刻形成台面掩模；2) 然后通过 ICP 刻蚀形成台面，深度控制到下电极层；3) 然后进行钝化层保护并在台面上光刻开窗口，利用 ICP 刻蚀形成窗口；4) 光刻电极孔，并蒸发金属形成欧姆接触，然后进行剥离，形成电极；5) 光刻钢柱孔，并生长钢柱，然后剥离钢柱；6) 将长好钢柱的探测器阵列用光刻胶保护，然后进行切割，并进行减薄和抛光；7) 将抛光的探测器阵列进行清洗，然后与电路倒焊互连；8) 对互连电路的探测器进行结构封装；9) 对封装后进行初测筛选，随后对筛选的焦平面器件衬底；10) 最后将焦平面器件再测试，并组件封装。

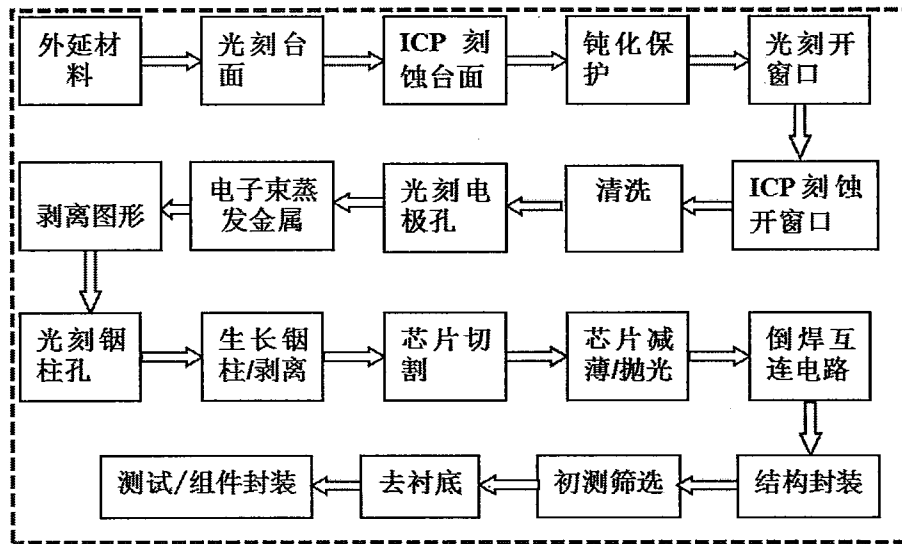


图 2.9 焦平面器件工艺流程图

2.4. 器件的测试表征方法

红外探测器的器件性能表征是反映该器件性能的直接依据，本小结主要对铋化物超晶格红外探测器的测试表征方法进行了介绍，主要从单元器件和焦平面器件两个方面展开。

2.4.1. 单元器件测试表征

2.4.1.1. I-V 测试

电流-电压测试可以用来表征探测器的电学特性。对于光伏探测器，其曲线具有明显的正反向特性。铋化物超晶格探测器一般需要在低温下工作，所以将其

封装在真空低温杜瓦中。然后通过信号线将探测器与源表相连接，测试不同电压下的电流值。测试的源表有 keithley 236、6430、2450。为了防止环境背景辐射对探测器的暗电流-电压曲线造成影响，通常在测试过程中，需要在测试杜瓦中装架全封闭的冷屏。此外，我们也可以测试不同背景辐照下的电流，通过不同条件下器件的电流/暗电流对比，得到器件的光电流。

2.4.1.2. 黑体探测率测试

探测率是直接表明探测器性能的指标。通过黑体响应测试得到器件的响应电流和噪声电流，通过计算获得探测器的探测率，该测试系统如图 2.10 所示。该系统是由黑体源、斩波器、电流前置放大器、锁相放大器、电脑终端组成。首先根据探测器的波长设置合适的黑体温度，并设定斩波器的频率。当黑体的温度达到设定温度时，将测试杜瓦放置于黑体前，然后通过 STANFORD RESEARCH 570 (SR 570) 电流前置放大器为探测器提供合适的偏压，器件被光激发产生与斩波器调制频率相同的电流信号，并通过 SR 570 得到放大。将放大后的信号导入锁相放大器 SIGNAL RECOVERY 5210，滤掉放大信号中的系统噪声，将光电流信号从噪声中提取出来，然后将相关数据导入电脑终端进行采集。对于噪声的电流测试类似于电流响应测试。

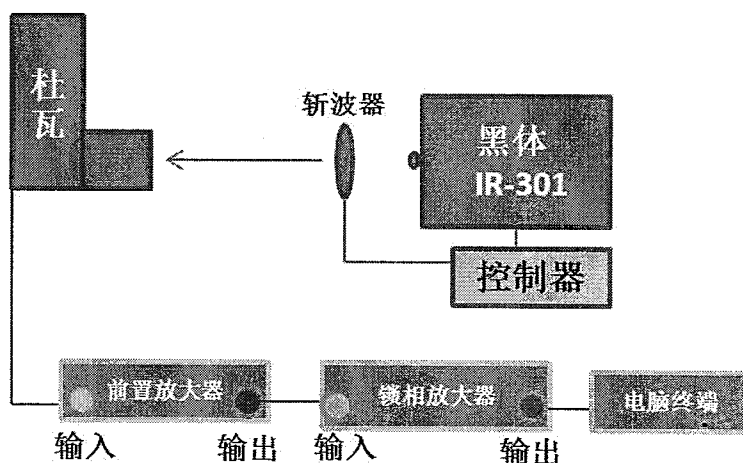


图 2.10 黑体响应测试系统

这时，可以通过测试得到的响应电流和噪声电流，即可计算黑体探测率。首先，黑体辐射源的红外辐射强度可由公式^[8]：

$$\varphi_s = \frac{\sigma(T_b^4 - T_D^4)A_b A_D}{2\sqrt{2}\pi L^2} \quad (2-6)$$

式中 σ 是斯忒潘常数 $5.67 \times 10^{-12} \text{ (W} \cdot \text{cm}^{-2} \text{K}^{-4})$ ， T_b 为黑体源温度； T_D 为背景温度， A_b 为黑体出射孔面积， A_D 为探测器光敏元面积， L 为黑体出射孔至探测

器光敏元间的距离。另外，黑体电流响应率可由式： $R = i_s / \varphi_s$ (A/W)，其中 i_s 是信号电流。峰值响应率 $R_i^* = R / g$ ，其中 g 因子测试见下节。

因此对于黑体探测率的计算公式则有： $D^* = \frac{i_s}{i_n} \cdot \frac{\sqrt{A_D \Delta f}}{\varphi_s}$ ($\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$)，其中 i_n 是噪声电流， Δf 是锁相放大器的噪声等效带宽。

2.4.1.3. 相对响应光谱测试

为了更进一步地研究不同波长处的光电流响应与入射光子能量的关系，需要进行相对响应光谱测试。测试系统示意图见图 2.11。该系统主要包括：测试低温杜瓦；电流前置放大器；傅立叶红外光谱仪 (Nicolet-8700)；电脑终端。首先启动 OMINIC 测试软件，光路设置为内光路，设置动镜扫描速度、光阑孔径、增益等参数，采集背景信号；将光路切换至外光路，设置电流前置放大器带宽。根据干涉仪信号调节探测器位置，采集被测样品的干涉信号，然后与背景信号相除，即得到器件的相对响应光谱。该数值为一个相对数值，需要结合黑体响应及相对响应谱得到绝对数值的光电流谱。也可以通过响应光谱计算黑体探测率和峰值响应率之间的比例因子，称为 g 因子^[94]。

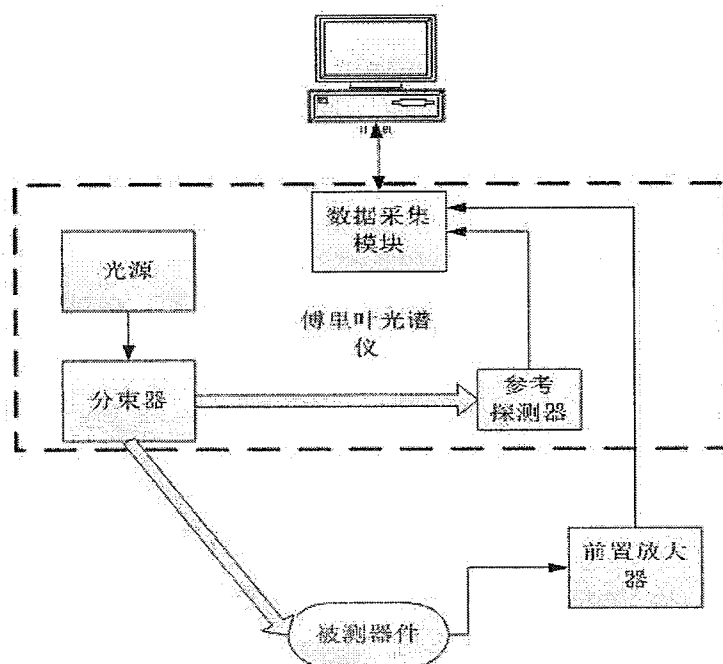


图 2.11 相对响应光谱测试图

2.4.1.4. 量子效率

量子效率是红外探测器的另一个重要的性能参数，由光谱响应 $R(\lambda)$ 可以计

算探测器的量子效率，具体公式见 (2-7)：

$$\eta(\lambda) = R(\lambda) \frac{hc}{\lambda q} \quad (2-7)$$

式中 h 为普朗克常数， q 为电子电荷， c 为光速， λ 为波长。

2.4.2. 焦平面器件测试表征

前面介绍了单元器件的测试表征方法，下面介绍焦平面器件测试表征。焦平面器件性能参数采用红外焦平面参数测试系统进行测试。装置如图 2.12，包括：面源黑体、脉冲发生模块、电平控制模块、模数转换模块、数据采集模块、计算机软件模块。

测试的流程是按要求设置好二个测试面源黑体温度 T_0 与 T_1 (中波、长波红外焦平面器件测试的黑体温度推荐为 293 K 和 308 K，短波红外焦平面器件测试的黑体温度采用合适的温度)，并调正放大器增益。然后将面源黑体温度 T 、光敏元面积、器件冷屏 F 数、积分时间等器件相关参数输入焦平面参数测试系统中。分别测量在 T_0 与 T_1 黑体辐射温度下，100 帧各探测器像元的电压值，即 $VT_0(i, j, k)$ ， $VT_1(i, j, k)$ ，其中 i, j, k 分别表示像元的坐标， k 表示黑体设置温度。随后通过不同温度的电压值得到像元的响应电压值。

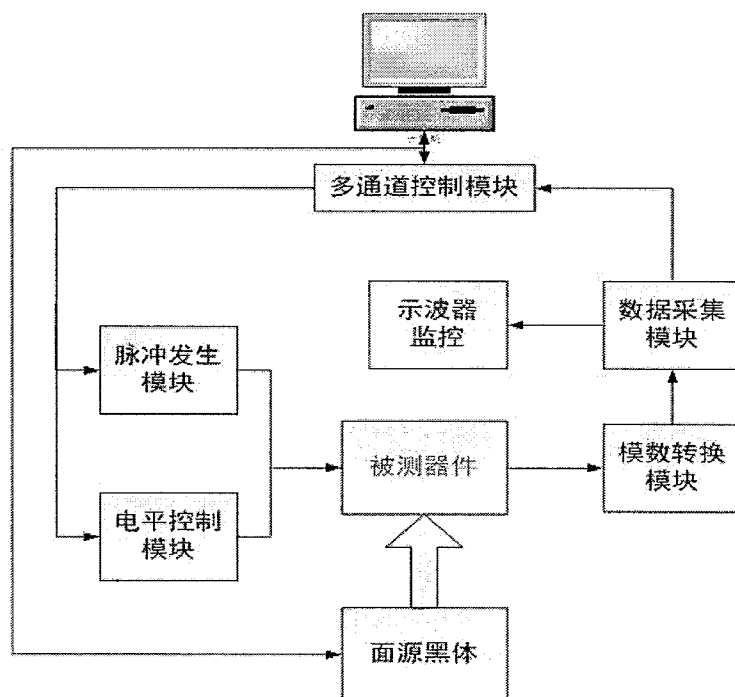


图 2.12 红外焦平面特性参数测试装置

通过上面测试的多组电平数据，可以计算出焦平面器件相应的性能参数。下面给出了相关的特征参数^[95]：

- 1) 有效像元率: 焦平面器件中的无效像元 (包括热像元数量和死像元数量) 占总像元数的百分比, 计算公式如下:

$$N_{ef} = \left(1 - \frac{d+h}{M \cdot N}\right) \cdot 100\% \quad (2-8)$$

其中 d 为死像元数量, h 为过热像元数量, M 、 N 为探测器阵列大小

- 2) 平均响应率: 焦平面器件中除去盲元之后的各像元响应率的平均值, 计算公式如下:

$$\bar{R} = \frac{1}{M \cdot N - (d+h)} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N R(i, j) \quad (2-9)$$

- 3) 响应率不均匀性: 响应率的均方根偏差 ΔR 与平均响应率的比值, 符号为 U_R , 计算公式如下:

$$U_R = \frac{1}{\bar{R}} \sqrt{\frac{1}{M \cdot N - (d+h)} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [R(i, j) - \bar{R}]^2} \cdot 100\% \quad (2-10)$$

其中 $R(i, j)$ 表示各像元的响应率。

- 4) 噪声等效温差: 当平均噪声电压信号与目标温差产生的信号电压相等时, 该温差被称为噪声等效温差 (Noise equivalent temperature Difference, NETD)。这一参数表明了红外系统对目标温度变化的灵敏度, 该单位为绝对温度 (K), 对于焦平面器件可表示为公式 (2-11):

$$NETD = \frac{T_1 - T_0}{(V_s / V_N)} \quad (2-11)$$

式中 V_s , V_N 分别表示焦平面器件的信号电压和噪声电压。

2.5. 本章小结

本章主要介绍了铋化物超晶格红外探测器研究中涉及到的一些研究、制备和测试的方法。具体地, 使用分子束外延生长技术来制备铋化物超晶格材料, 介绍了分子束外延设备以及铋化物超晶格材料的生长工艺流程, 然后对外延材料的常用表征手段进行了介绍; 器件制备部分分别对单元器件和焦平面器件的制备工艺流程进行了详细地介绍; 最后对红外探测器的测试表征方法进行了介绍, 包括单元器件的 I-V 测试、黑体探测率测试以及相对响应光谱的测试内容, 焦平面器件的测试方法和相关的性能参数。

3. InGaAs/GaAsSb II 类超晶格特性研究

在 1-2.5 μm 波段的背景辐射包括夜光 (1.7-2 μm) 和 270-300 K 黑体自发射 (2-2.5 μm)。特别地, 在 2-2.5 μm 波长范围内的黑体辐射比夜辉辐射高大约 1-2 个数量级, 因此研究截止波长 2.5 μm 的红外探测器有着重要的意义^[73]。通过改变 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料体系的周期结构与具体的材料生长结构, 可以使得该材料体系探测器的探测范围覆盖 1-3 μm 。通过调节材料结构来形成全新的载流子能带结构的技术也常常被称为能带工程。“能带工程”使得该材料体系成为一种非常有潜力的红外探测新材料, 基于该材料的探测器是近几年来发展起来的新型红外探测器^[74-78]。

本章对 GaAsSb 材料的生长工艺进行了研究, 并通过相应工艺优化生长获得了高质量的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料; 利用光致发光谱对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料的光学性质进行了测试和表征; 研究了 Be 掺杂对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格性能的影响; 制备了不同吸收区厚度和吸收区补偿掺杂的单元器件, 并对器件进行了性能测试与分析; 最后制备了焦平面器件, 报道了相应的测试结果。

3.1. InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料的生长

要获得高质量的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料, 高质量的 InGaAs、GaAsSb 单层材料是必需的。InGaAs 材料的研究目前已经比较成熟^[96], 然而由于 V 族元素 As 和 Sb 在 GaAsSb 材料中的竞争关系, 要获得高质量的 GaAsSb 外延薄膜则比较困难。GaAsSb 材料生长的文献报道较少^[97]。同时, 对于不同的生长情况 (包括设备状态、材料结构等), 材料的生长工艺会发生相应的变化。

为获得适用于高质量 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格的 GaAsSb 材料, 我们首先在实验上固定 Ga 束流 (GaAsSb 的生长速率为 0.138 nm/s), 通过调整材料的生长温度、不同元素的束流大小, 以及不同的 V:III 比, 在半绝缘的 InP 衬底上生长一系列的 GaAsSb 材料, 研究了生长工艺参数与材料组份之间的关系, 尝试优化组份比接近于 $\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 的外延材料的最佳生长工艺。其中, GaAsSb 中 As 和 Sb 组份比需通过 X 射线双晶衍射曲线获得 GaAsSb 外延材料与 InP 衬底的衍射角度, 再利用相关公式计算得到。本实验中 As 和 Sb 分别为 As_2 和 Sb_2 , 不同生长条件下的 GaAsSb 材料的组份结果如表 3.1 所示。可以看出, 样品 8 最接

近我们所需要的 $\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 外延材料, 生长工艺参数为: 外延材料的生长温度为 480°C , Sb 的束流为 7.91×10^{-6} Torr, As:Sb 束流比值为 1:1.7。

表 3.1 不同生长条件的 GaAsSb 材料组份结果汇总

生长编号	生长温度 $^\circ\text{C}$	Sb 的束流 Torr	Sb/(As+Sb)	Sb 组分
Sample 1	495	4.97×10^{-6}	0.2	0.14
Sample 2	495	9.04×10^{-6}	0.66	0.41
Sample 3	495	5.05×10^{-6}	0.5	0.38
Sample 4	495	2.52×10^{-6}	0.33	0.29
Sample 5	495	7.91×10^{-6}	0.60	0.39
Sample 6	495	7.91×10^{-6}	0.71	0.56
Sample 7	480	7.91×10^{-6}	0.60	0.47
Sample 8	480	7.91×10^{-6}	0.63	0.48
Sample 9	480	7.91×10^{-6}	0.61	0.47

为了研究以上生长工艺参数对生成材料组份的影响机理, 我们对 GaAsSb 材料生长机理及 V 族元素在 GaAsSb 材料中的竞争行为进行了分析。根据非平衡热力学生长模型 $\text{GaAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ 三元化合物中组份 y 与晶格应变能、V 族元素的束流比满足公式^[98](3-1):

$$\frac{F_{\text{Sb}}}{F_{\text{As}}} = \frac{F_{\text{Sb}_2}^{\text{eq}}}{F_{\text{As}_2}^{\text{eq}}} \left(\frac{y}{1-y} \right)^2 \left[\exp \frac{(1-2y)\Omega + y\Delta G_{\text{GaSb}}^{\text{str}} - (1-y)\Delta G_{\text{GaAs}}^{\text{str}}}{k_B T} \right]^2 \quad (3-1)$$

式中 ΔG^{str} 表示由于 GaAsSb 材料与 InP 衬底的晶格失配所引起吉布斯能的变化, F_i 和 F_i^{eq} 分别表示元素 i 入射的束流值与相应平衡时的束流值, Ω 是 GaAsSb 三元化合物中 GaAs 和 GaSb 的相互作用参数, 该值可以通过 delta 晶格参数模型 (DLP)^[99] 获得, k_B 是波尔兹曼常数, T 是衬底的温度。 F^{eq} 在平衡状态时, 可以表达为 GaAsSb 中组份的线性函数, 因此 $F_{\text{Sb}_2}^{\text{eq}}$ 和 $F_{\text{As}_2}^{\text{eq}}$ 可以分别表示为:

$$F_{\text{Sb}_2}^{\text{eq}} = n_{\text{sb}_2} y \quad (3-2)$$

$$F_{\text{As}_2}^{\text{eq}} = n_{\text{As}_2} (1-y) \quad (3-3)$$

式中 n_{As_2} 和 n_{sb_2} 表示 As_2 和 Sb_2 的掺入系数, 假设其为一个常数, 因此 $\frac{F_{\text{Sb}_2}^{\text{eq}}}{F_{\text{As}_2}^{\text{eq}}}$ 可以变形为以下形式^[100]:

$$\frac{F_{\text{Sb}_2}^{\text{eq}}}{F_{\text{As}_2}^{\text{eq}}} = \frac{n_{\text{sb}_2}}{n_{\text{As}_2}} \frac{y}{1-y} = n \frac{y}{1-y} \quad (3-4)$$

式中的 n 为无解吸条件下 Sb_2 和 As_2 有效掺入系数比值。在热力学生长模型中, 由于应变引起的吉布斯能可以有以下表达方式:

$$\Delta G = \alpha M' (\Delta\delta)^2 \quad (3-5)$$

当晶格的应变是弹性应变时，式中 α 为 1， M' 是单位长度应变所引起的吉布斯能， $\Delta\delta$ 则是晶格失配的量。对于 $\text{GaAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ 三元化合物而言，公式(3-5)可以变形为以下公式：

$$\Delta G = y\Delta G_{\text{GaSb}}^{\text{str}} - (1-y)\Delta G_{\text{GaAs}}^{\text{str}} = M' (y\delta_{\text{GaSb}} + (1-y)\delta_{\text{GaAs}} - \delta_0)^2 \quad (3-6)$$

其中当 δ_{GaSb} 、 δ_{GaAs} 、 δ_0 分别表示 GaSb、GaAs、InP 衬底的晶格常数。将公式(3-6)带入公式(3-1)中，调整 n 和 M' 参数来拟合实验结果。如图 3.1 所示，当 n 和 M' 分别为 2.25 和 -3.1×10^{-21} J 时，理论模拟与实验结果吻合良好。 n 为 2.25 表示 Sb_2 和 As_2 的有效掺入系数的比值为 2.25， M' 指衬底与外延材料之间的失配引起的单位长度应变所引起吉布斯能。从图 3.1 中可以得到，非热力学生长模型能够很好的解释 GaAsSb 中 As 和 Sb 的竞争机制。随着 $\text{Sb}/(\text{Sb}+\text{As})$ 增大，GaAsSb 中 Sb 的组份先缓慢的增加，后急剧上升。此外，从图中还可以看出，随着生长温度的降低，同样的束流比时，Sb 的组份反而增加。Genty 等人也发现了该现象^[101]。根据 Burton-Cabrera-Frank (BCF) 晶体生长理论，这种行为源于 step-flow 模式的增长^[102]。较低温度更加利于 Sb 在 GaAsSb 中的竞争。

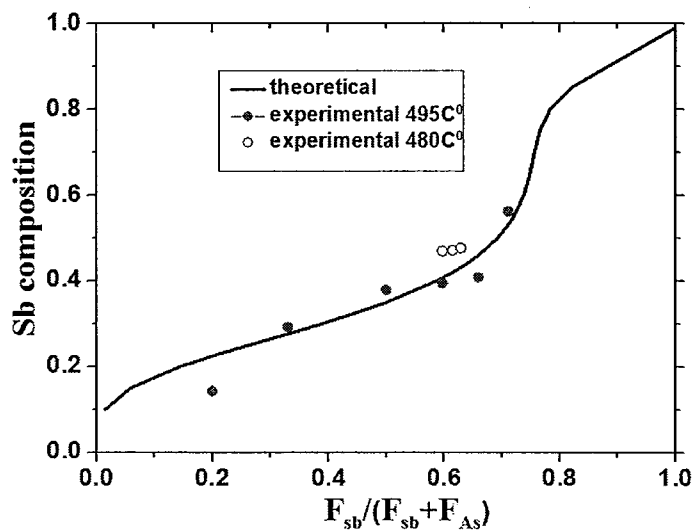


图 3.1 GaAsSb 中不同温度下 Sb 组份与 Sb 束流的关系

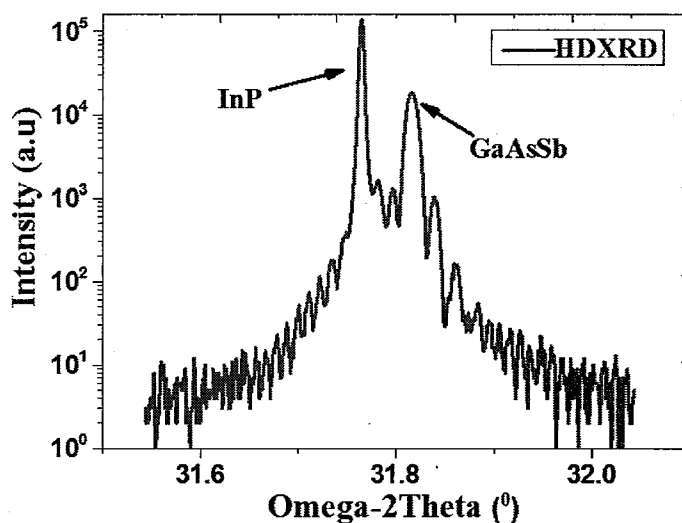
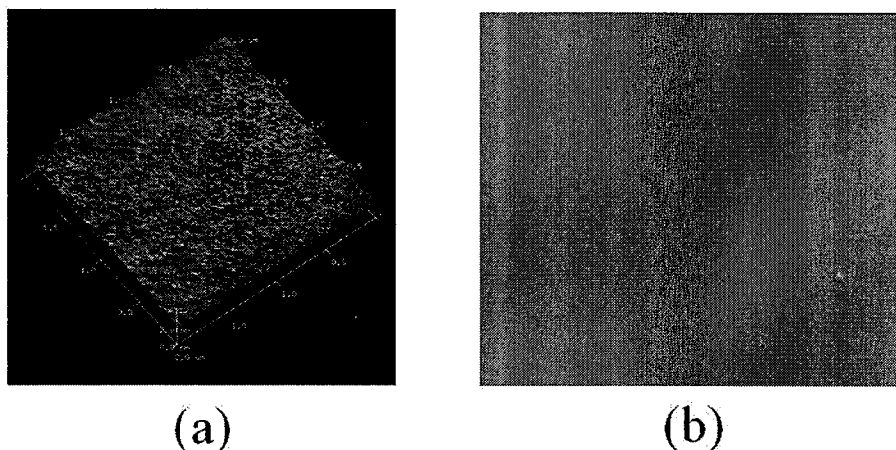


图 3.2 GaAsSb 的 XRD 摇摆曲线

图 3.3(a)GaAsSb 材料 AFM($2\mu\text{m}\times 2\mu\text{m}$) (b) GaAsSb 材料的宏观表面 (放大 1000 倍)

接着，我们利用高分辨的 X 射线双晶衍射、光学干涉显微镜、AFM 原子力显微镜和光致发光光谱对组分符合要求的样品 8 的晶体结构、表面形貌和光学特性进行了表征。图 3.2 是样品 8 的 XRD 摇摆曲线，可以发现生长所得的 GaAsSb 与 InP 的角度差为 0.052° ，对应的失配 $\Delta a/a=7.5\times 10^{-4}$ ，说明了外延材料的高晶体质量。图 3.3 给出了 GaAsSb 外延材料的 AFM 以及放大 1000 倍下材料的宏观表面。结果表明，样品 $2\mu\text{m}\times 2\mu\text{m}$ 区域表面粗糙的均方根值为 0.1\AA （为了方便，后文我们将表面粗糙的均方根值简写为表面粗糙度）。材料的宏观表面平滑，无明显的缺陷。最后也利用光致发光谱（PL）对材料的光学性质进行了表征，图 3.4 所示的 GaAsSb 材料 78 K 的光致发光谱（PL），光谱基本复合高斯分布，半峰全宽（FWHM）仅为 24 meV ，再次表明了材料具有良好的晶体质量。

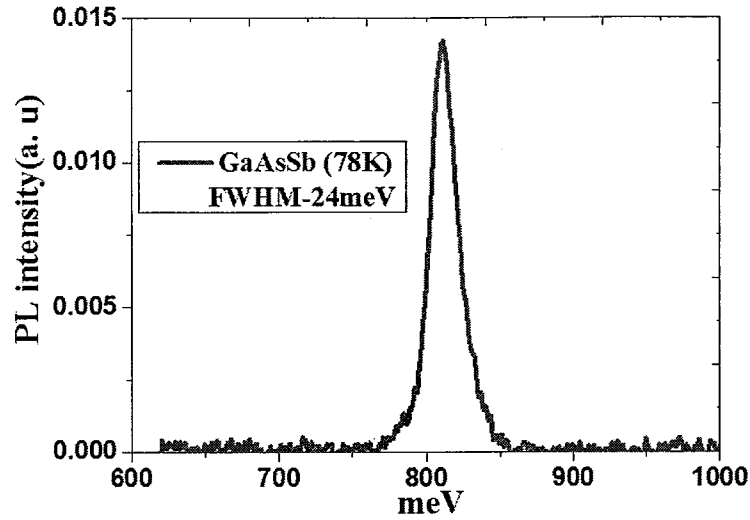


图 3.4 GaAsSb 材料的 PL 谱

最后，在优化得到高质量 GaAsSb 材料的基础上，针对截止波长 $2.5 \mu\text{m}$ 的探测器，我们设计并生长了 50 个周期的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 类超晶格材料，其中 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的厚度为 7 nm ，生长速率为 0.27 nm/s ， $\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 的厚度为 5 nm ，最后生长了 20 nm 的 InGaAs 作为 cap 层。为了方便，后文我们将 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 类超晶格简写为 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格。根据图 3.5 所示的高分辨 XRD 曲线，可以计算出所生长的超晶格材料的周期厚度为 12.1 nm ，基本与理论设计值吻合。如图 3.6 是材料的 AFM 照片，从图中可以明显看出外延材料呈台阶生长，表面粗糙度为 1 \AA ，说明 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格是以二维层状结构生长。

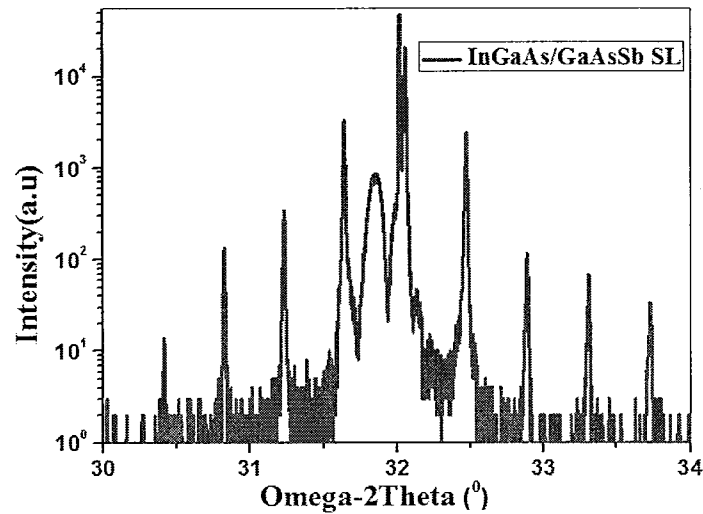
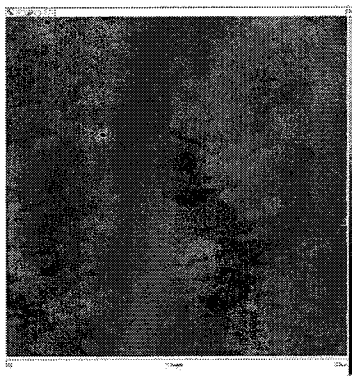


图 3.5 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格 XRD 摇摆曲线

图 3.6 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格 $2\ \mu\text{m}\times 2\ \mu\text{m}$ 的 AFM

3.2. InGaAs/GaAsSb II 类超晶格的光致发光谱研究

通过超晶格材料光致发光谱,可以获得材料的禁带宽度、缺陷能级以及内部载流子的分布等材料的光学参数。对于红外探测器而言,其外延材料光学特性与器件的性能息息相关,因此我们对所生长的 InGaAs / GaAsSb II 类超晶格材料的光学性质进行了研究。本节所采用的光致发光测试系统是自主搭建的,采用 532 nm 半导体激光器作为激发光源。

3.2.1. 变激发功率光致发光谱分析

首先我们研究了激发功率对材料光致发光谱的影响,具体实验步骤为:将上述生长的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料放置于变温测试杜瓦中,杜瓦温度设置为 78 K,并利用测温电阻实时监控杜瓦中样品的实际温度。然后调节半导体激光器的输出功率从 50 mW 增加到 300 mW,测试得到不同激发功率下材料的光致发光谱。如图 3.7 所示,该样品的 PL 峰值在 550 meV 附近,在主峰的附近有两个强度较弱的峰,能量值分别为 526 meV 和 534 meV,且这两个峰并不会随着激发功率增加而移动,分析认为这些峰可能是由缺陷能级所产生。同时从图 3.7 中还可以看出,随着激发光的功率增加,PL 的主峰值出现了轻微的蓝移。根据辐射加热原理,当激光器使材料表面温度升高,材料禁带宽度变小,光致发光谱峰值红移,而实验中 PL 峰值明显出现了一定的蓝移现象,因此分析认为这一现象的来源并非辐射加热,而可能主要来自于 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格特殊能带结构造成的能带弯曲效应。如图 3.8 所示,在该结构中电子和空穴分别被束缚在不同的材料层中,在激光辐射下,光生电子被限制在 InGaAs 层材料中,而空穴则被限制在 GaAsSb 层中,因此在 InGaAs /GaAsSb 异质结构界面处就存在一定的电场分布,该电场会导致 InGaAs 的导带和 GaAsSb 的价带发生弯曲,从而造成电子和空穴被束缚在界面处一个很小的区域内。当激发光的功率增加时,

材料的能带的弯曲更加厉害, 从而造成电子和空穴的能量增加, 使得光致发光谱峰值蓝移。

我们通过非平衡载流子密度模型对该现象进行了分析, 假设激光束的束斑尺寸不随功率发生变化, 当电子和空穴被限制在界面处的狭窄区域时, 电子的基态能级和激发功率之间的关系可以用以下公式表达^[97, 103, 104]:

$$E_c = \left(\frac{9\pi}{8}\right)^{2/3} \left(\frac{h^2}{8\pi^2 m_e}\right)^{1/3} \left(\frac{2\pi e^2}{\varepsilon_{\text{InGaAs}}}\right)^{2/3} \left(\frac{\alpha(L+W)^2}{\gamma}\right)^{1/3} I^{1/3} \quad (3-7)$$

其中, I 代表光子通量, α 是吸收系数, L 和 W 分别表示 InGaAs 层、GaAsSb 层的宽度, γ 表示辐射复合系数, $\varepsilon_{\text{InGaAs}}$ 为 InGaAs 材料的介电常数, m_e 是电子的有效质量, h 为普朗克常数。

同样空穴的基态能级与激发功率之间的关系用公式(3-8)表达。

$$E_h = \left(\frac{9\pi}{8}\right)^{2/3} \left(\frac{h^2}{8\pi^2 m_h}\right)^{1/3} \left(\frac{2\pi e^2}{\varepsilon_{\text{GaAsSb}}}\right)^{2/3} \left(\frac{\alpha(L+W)^2}{\gamma}\right)^{1/3} I^{1/3} \quad (3-8)$$

式中, $\varepsilon_{\text{GaAsSb}}$ 为 GaAsSb 材料的介电常数, m_h 为空穴的有效质量。

从公式(3-7)和公式(3-8)中可以发现电子和空穴的基态能级与 I 的立方根成正比关系, 由于 PL 的峰值对应电子基态能级和空穴基态能级的差值, 因此我们认为若材料能带存在弯曲, 则 PL 峰值也应与激发功率立方根成正比, 因此我们对实验结果进行了拟合, 拟合的结果见图 3.9。可以发现, 采用线性关系可以很好拟合实验测得的 PL 峰值能量与激发功率立方根之间的关系, 这也证明了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格界面处的确出现了能带的弯曲。

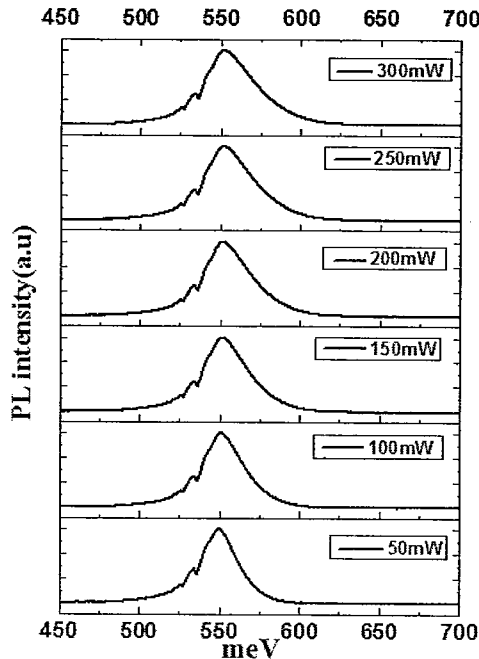


图 3.7 78 K 温度下 InGaAs/GaAsSb 超晶格变激发功率的 PL 光谱

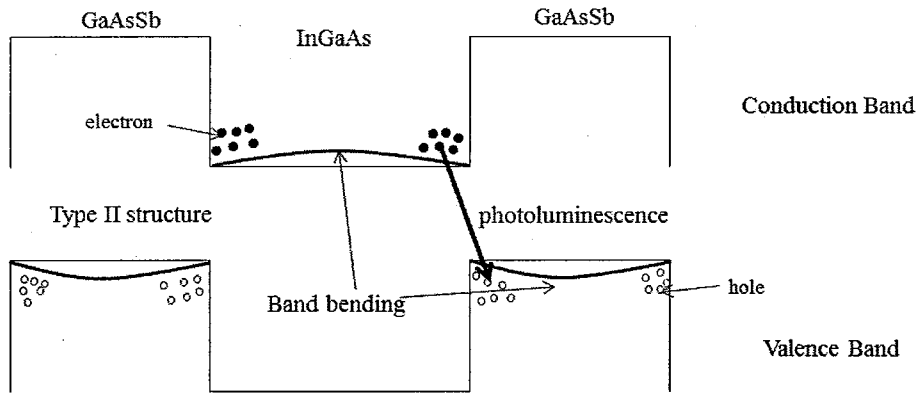


图 3.8 InGaAs/GaAsSb 超晶格中电子和空穴的分布示意图

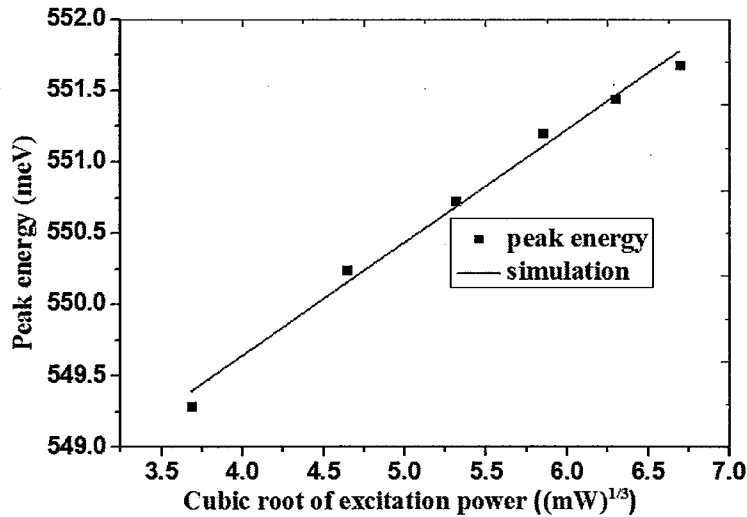


图 3.9 超晶格 PL 峰值与激发功率立方根的关系

3.2.2. 变温度光致发光谱分析

接着，对不同温度对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料光致发光谱的影响进行了研究。所采用激光激发源的功率为 100 mW，变温杜瓦的温度为 78 K-308 K，不同温度下的 PL 光谱见图 3.10。为了清楚的比较 PL 随温度的演化，图中数据均经过归一化处理。

从图 3.10 中可以看出，随着温度由 78 K 增大到 308 K，PL 峰值的能量值由 550.25 meV 逐渐减小为 491.18 meV，对应的波长由 2.25 μm 红移至 2.53 μm。室温下波长与理论设计值基本吻合。这种 PL 峰值的红移是因为超晶格的能带带隙随着温度升高而逐渐变小。不同温度下的 PL 峰值能量演化可以通过 Varshni 关系进行数值拟合分析，其表达式为^[28]：

$$E_g(T) = E_0 - \frac{aT^2}{T+b} \quad (3-9)$$

其中 E_0 是低温极限时的光学带隙能量, a, b 分别是量纲为 meV/K 和 K 的 Varshni 常数。图 3.11 给出了相应的拟合结果, 其中 E_0, a 和 b 的拟合参数分别为 $555.2 meV$ 、 $0.55 meV/K$ 和 $182.6 K$, 可以发现拟合值与实验值吻合较好。

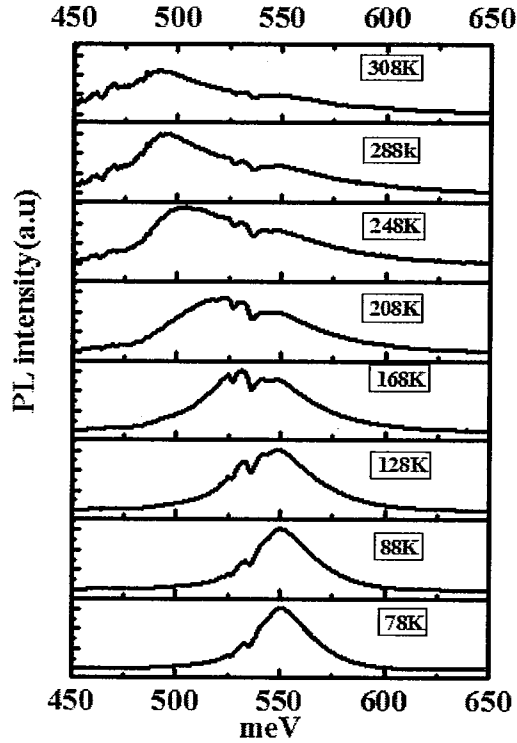


图 3.10 不同温度下超晶格材料的 PL 光谱

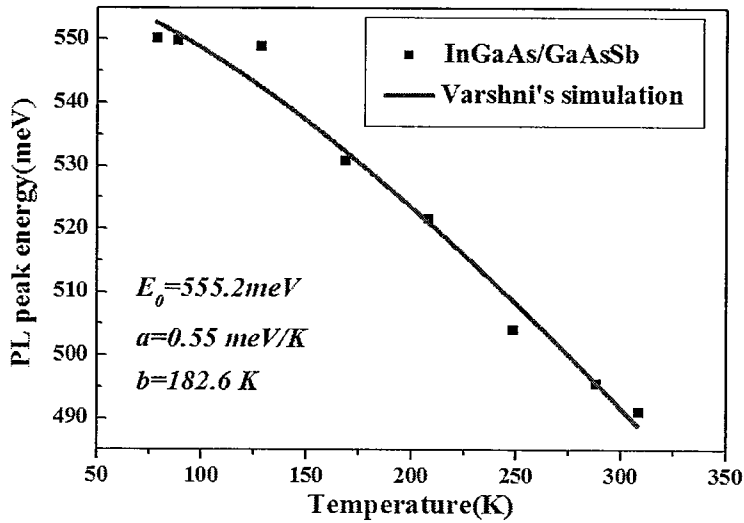


图 3.11 变温度 PL 光谱的峰值能量演化

从图 3.10 中可知, 室温下 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料的 PL 光谱仍有比较强的强度, 说明该材料的非辐射缺陷密度较小, 材料的晶体质量良好。此外, 我们对 PL 光谱的总积分强度与温度之间的关系也进行了研究。当温度从 78 K

增加到 298 K 时, 强度的变化值为 6.5。对于积分强度与温度之间的关系, 可以通过以下公式进行拟合^[28, 105], 拟合结果见图 3.12, 其中实验结果为红色的圆点, 虚线为拟合结果。

$$I(T) = I_0 + C \exp\left(\frac{-T}{T_0}\right) \quad (3-10)$$

式中 $I(T)$ 为温度 T 时样品的积分强度值, T 表示样品温度, T_0 表示特征温度, 即激发载流子的活化温度, C, I_0 均为常数。通过拟合可以发现, 强度随着温度呈现指数的衰减, 且可以分为两个阶段。当温度小于 148 K 时, 拟合得到的特征温度 T_0 为 67.2 K, 当温度高于 168 K 时, T_0 则降低为 51.2 K。这两种状态表示两种不同的复合过程, 该现象在 InAs/GaSb II 类超晶格中也观察到了^[106]。

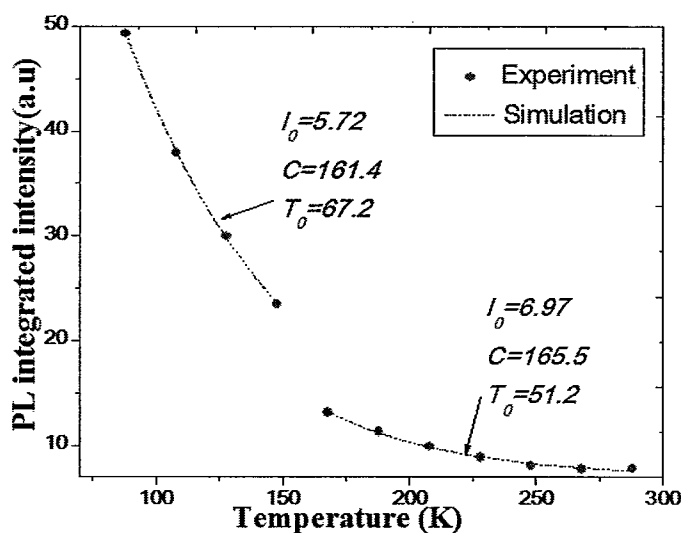


图 3.12 超晶格变温 PL 光谱积分强度与温度的关系

3.3. Be 掺杂对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格性能的影响

光伏探测器中吸收区的载流子浓度与探测器的性能之间有着直接的关系, 吸收区中载流子浓度的高低决定着少子的寿命与扩散长度, 从而影响着探测器的量子效率以及探测率。InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器中采用超晶格作为吸收区, 本征超晶格中的背景载流子呈 n 型导电, 这意味着探测器的少子为空穴, 而空穴的扩散长度比电子的扩散长度小。如果吸收区的少子为电子, 则可以提升少子的扩散长度。因此我们采用了 p 型的 Be 对超晶格材料进行了补偿掺杂, 研究了不同 Be 掺杂温度与 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格性能之间的关系。

在 InGaAs/GaAsSb 材料生长工艺的基础上, 生长了未掺杂及 Be 的掺杂温度为 680°C , 700°C , 720°C , 740°C , 和 760°C 的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料, 分别标记为样品 1-6。每个样品周期数均为 100, 每个周期中 InGaAs 的厚度是 7

nm, GaAsSb 层的厚度是 5 nm。在生长的过程中, 一直保持 Be 挡板的打开。

首先, 我们研究了 Be 掺杂是否会对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格晶体质量及光学特性产生影响, 分别测试了各样品的高分辨 XRD 摇摆曲线和 PL 光谱, 统计结果如表 3.2 不同样品的 XRD 和 PL 测试结果所示。从中可以看出, 6 个样品的周期厚度均在 12 nm 附近, 最大的偏差只有 1%, 晶格失配比较接近, $\Delta a/a$ 均小于 2.3×10^{-3} 。大部分样品的一级卫星峰半峰全宽 (FWHM) 小于 50 弧秒。对样品 78 K 温度下 PL 光谱性质也进行了对比, 可以发现各样品 PL 峰值半峰全宽范围在 25.3 meV 到 36.8 meV 之内, 显示出样品良好的光学性能。从上面的实验结果可以得到, 在实验的 Be 掺杂温度范围内, 各样品间的晶体性能和光学性能差异很小, 且与 Be 束源炉温度无关联, 差异的产生主要是生产轮次之间的涨落引起的, 与 Be 的掺杂浓度无关。

由于各样品的晶格失配存在一定差异, 因此可以发现当材料具有较大的负失配时, 材料处于张应变而导致超晶格的能带带隙变大, PL 峰值蓝移^[107-109], 因此所生长的 6 个样品的 PL 峰值存在一定的变化范围 (541.4 meV-569 meV)。

表 3.2 不同样品的 XRD 和 PL 测试结果

样品	样品 1	样品 2	样品 3	样品 4	样品 5	样品 6
掺杂温度	undoped	680 °C	700 °C	720 °C	740 °C	760 °C
周期厚度(Å)	121.3	121	121.2	121.1	121.1	120
晶体失配 ($\times 10^{-3}$)	-2.3	-1.4	-1.2	-0.4	-1.4	-0.4
一级卫星峰半 峰宽 (arcsec)	28.8	46.8	21.6	36	39.6	79.2
PL 峰值能量 (meV)	569	553.3	553.1	541.4	553.1	548.4
PL 强度 (a.u)	4.3	6.3	6.3	4.5	5.8	6.3
PL 的半峰宽 (meV)	36.8	28.1	27.8	34.4	25.3	23.4

接着, 在室温条件下, 用霍尔测量方法对上述各超晶格样品的载流子类型及浓度进行了测试与分析, 并与相同掺杂条件下 Be 掺杂的 InGaAs 材料进行了对比, 结果如图 3.13 所示。

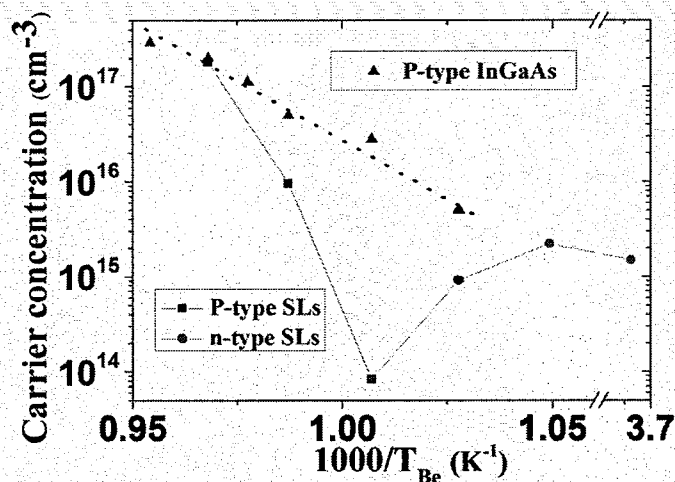


图 3.13 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料和 InGaAs 材料的霍尔测试结果

从图 3.13 可知, 在 InGaAs 材料中, 在实验范围内, InGaAs 一直呈 p 型导电, 并且背景载流子的浓度与温度之间满足 Arrhenius 关系, 通过拟合可以发现, 斜率值为 -54.9, 与文献报道接近^[110]。而未掺杂的样品 1 呈 n 型导电, 背景载流子浓度为 $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。当 Be 的掺杂温度由 $680 \text{ }^\circ\text{C}$ 升高至 $720 \text{ }^\circ\text{C}$ 时, 样品 2、3、4 虽仍呈 n 型导电, 但是由于 Be 原子的补偿效应, 材料中背景载流子浓度随着掺杂温度的升高逐渐降低, 实验中样品 4 的背景载流子浓度已经降为 $8.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。当 Be 掺杂温度升高至 $740 \text{ }^\circ\text{C}$ 时, 超晶格材料已经开始呈现 p 型导电, 背景载流子浓度为 $9.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 当 Be 掺杂温度继续升至 $760 \text{ }^\circ\text{C}$, 材料的载流子浓度变增大到 $1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。类似现象在 Be 掺杂温度的 InAs/InAsSb II 类超晶格材料中也被观察到, 随着 Be 掺杂温度的升高, InAs/InAsSb II 类超晶格材料的载流子浓度先变小, 然后急剧增大^[111]。我们还可以观察到当 Be 掺杂温度为 $760 \text{ }^\circ\text{C}$ 时, 超晶格材料的载流子浓度与 InGaAs 材料的载流子浓度可以比拟。但超晶格材料中的载流子浓度随着 Be 掺杂温度降低逐渐偏离 Arrhenius 关系, 说明 Be 在超晶格中的掺杂效率明显小于 InGaAs 材料中, 这一现象有待进一步深入研究。

3.4. InGaAs/GaAsSb 单元器件研究

3.4.1. 不同吸收区厚度

为实现高性能的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器, 我们生长了 pin 结构的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格探测器外延材料。如图 3.14 所示, 吸收区是 300 周期的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格, InGaAs (7 nm), GaAsSb (5 nm), p 区和 n 区分为 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 材料, 厚度分别为 500 nm, 掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 最后生

长了 50 nm 的 InGaAs 作为 p 型的电极接触，掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。图 3.15 给出了 300 周期 pin 结构的能带结构图。为了研究不同吸收区厚度对探测器性能的影响，我们生长了吸收区为 200 周期超晶格的 pin 探测器作为对比。

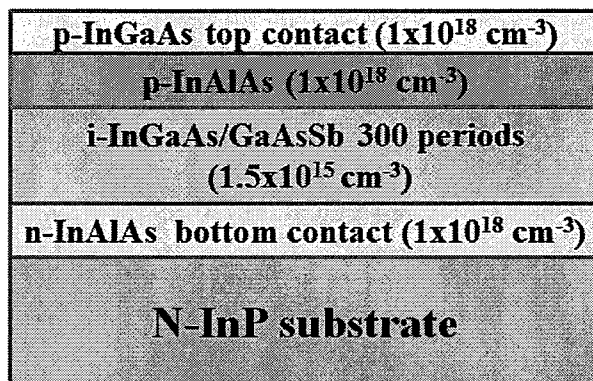


图 3.14 300 周期超晶格 pin 探测器结构示意图

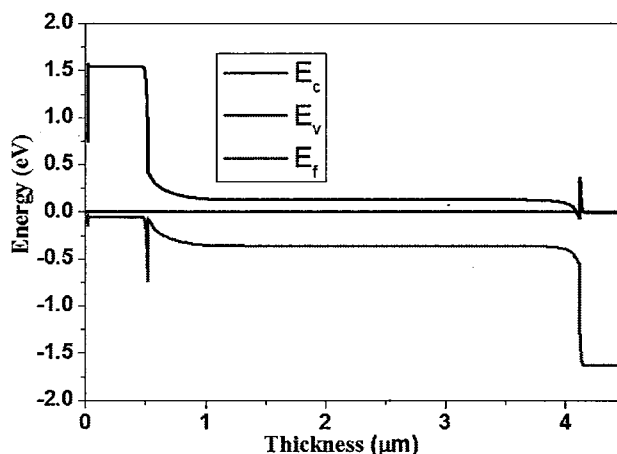


图 3.15 吸收区 300 周期的 pin 探测器能带结构图

为了更准确地得到吸收区厚度对器件性能的影响，我们首先对所制备的吸收区为 200 周期和 300 周期的材料的晶体质量和厚度进行了对比。图 3.16 是不同吸收区厚度探测器材料的 XRD 曲线，从图中可以清晰看出超晶格材料的四级卫星峰，表明了所生长的外延材料均具有良好晶体质量。此外，通过相邻卫星峰的角度间距，可以算出 200 周期和 300 周期中超晶格的周期厚度基本一致，分别为 12.05 nm 和 12.03 nm，与理论设计值（12 nm）相吻合。

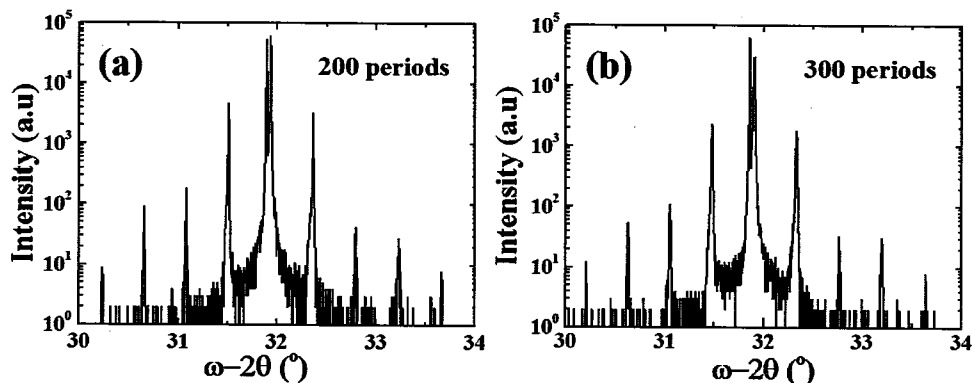


图 3.16 不同吸收区厚度的 X 衍射曲线 (a)200 周期 (b)300 周期

接着，我们采用第二章实验中单元器件的制备工艺，将所生长的不同吸收区厚度的探测器外延材料，制备成为单元器件，并对它们的光学和电学性能进行了测试。图 3.17 给出了 293K 温度下暗电流密度-电压曲线和 -50 mV 偏压下器件的暗电流密度-温度曲线。

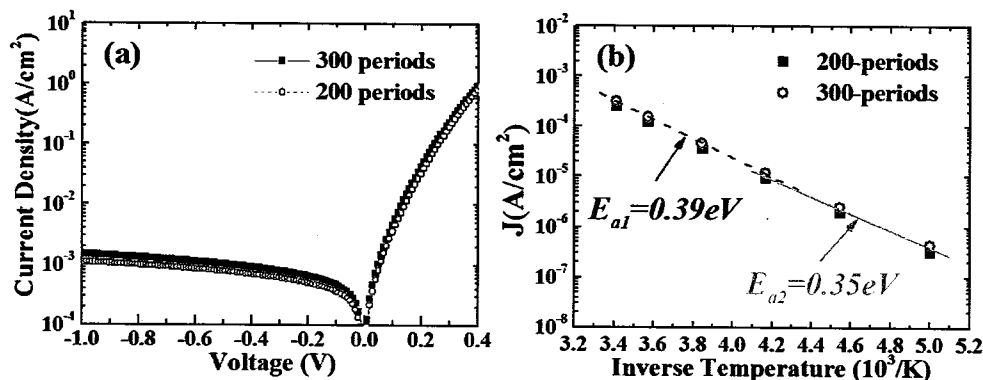


图 3.17 (a) 293K 温度下不同周期厚度的暗电流密度与电压曲线 (b) -50mV 时不同吸收区厚度的暗电流密度与温度的关系

从图 3.17 (a)可知，293K 温度下 200 周期和 300 周期探测器的暗电流密度-电压曲线基本吻合。-50 mV 时，200 周期和 300 周期探测器的暗电流密度分别为 0.32 mA/cm^2 和 0.26 mA/cm^2 。由此可以看出，200 周期和 300 周期的暗电流密度差别不大。从图 3.17 (b)中可以看出，随着温度降低，两个探测器在 -50 mV 下的暗电流密度下降比较明显，我们利用公式(3-11)对探测器暗电流密度与温度的关系进行了拟合^[28]：

$$J \propto \exp(-E_a / kT) \quad (3-11)$$

公式中， E_a 代表激活能。当激活能为 E_g 时，表示器件的暗电流为扩散电流，当激活能为 $1/2 E_g$ 时，则表示器件的暗电流为产生复合电流。对图 3.17 (b)中的

实验数据进行拟合，可以得到，当温度 200 K-240 K 时，激活能为 0.39 eV，而当温度高于 240 K 时，激活能值为 0.35 eV。从图 3.17 中可以知道，在 200 K-293 K 温度区间内，激活能均处于 E_g 和 $1/2 E_g$ 之间，因此在整个过程中暗电流主要是由扩散电流和产生复合电流两种机制组成。

同时，我们对不同吸收区厚度探测器的光学性能也进行了比较。首先根据黑体辐射定律将黑体温度设置为 973 K 来获得峰值波长 3 μm 的黑体辐射，同时在冷光阑上装架 2 μm 的长波通滤光片来消除 cap 层 InGaAs 材料对于红外信号光吸收的影响，对器件的相对响应光谱进行了测试。随后测试了不同反向偏压下探测器的黑体响应值，并根据相对响应光谱和黑体响应值获得了器件量子效率与反向偏压的关系，实验结果见图 3.18。图 3.18 (a) 给出了不同周期厚度的探测器在零偏压下的器件响应光谱，100%截止波长 2.5 μm ，与光致发光谱的测试结果基本吻合。同时，两个器件的响应光谱基本吻合，也再次证明了 MBE 系统生长的可重复性。零偏压下器件在 2.1 μm 处的电流响应率为 0.2 A/W。图 3.18 (b) 中给出了器件在 2.1 μm 处反向偏置电压与量子效率的关系。从图中可以发现，随着反向偏置电压的增加，探测器量子效率是逐渐增加的，且周期数厚度的变化对量子效率的影响不大。我们分析认为原因主要有两个：一是 pin 探测器中少子（空穴）的扩散长度较短，光生载流子不能够有效的扩散到耗尽区形成光电流，因此变化吸收区的厚度并不能增加其响应。随着偏压的加大，器件耗尽区的宽度逐渐变大，更多的光生载流子形成光电流，因此其响应也会变大。第二个原因是由于价带的尖峰势垒挡住了少子（空穴）的移动。如图 3.15 中所示，InAlAs 材料与超晶格之间存在一定的价带势垒，因此 pin 探测器中的少子（空穴）在移动的过程中，被尖峰势垒所阻挡。随着反向偏置电压的加大，其尖峰势垒的宽度变小，更多的空穴能够通过隧穿穿过势垒，达到 p 区形成光电流。

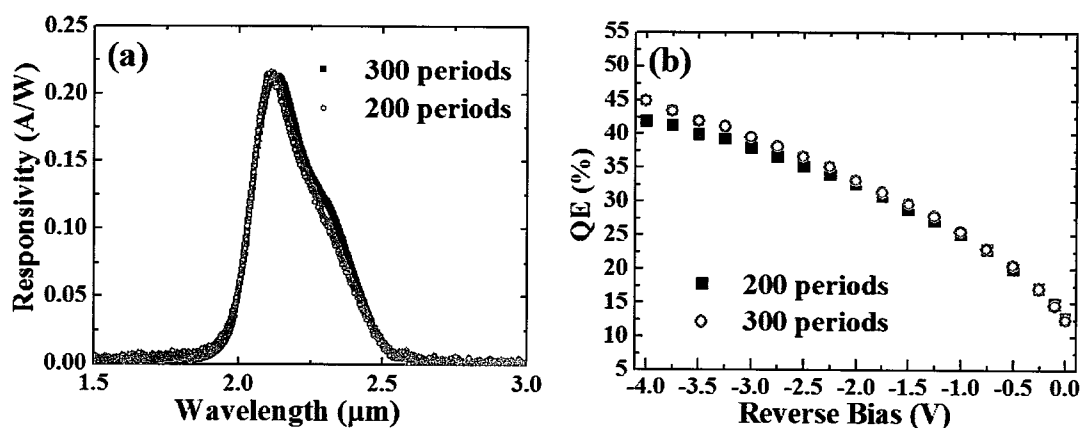


图 3.18 (a)不同周期厚度探测器零偏时的光谱响应 (b) 不同周期厚度探测器量子效率与偏压的关系

从以上的实验结果可以看出，200 周期和 300 周期探测器的电学性能和光学性能差异均不大。对于器件光学性能的限制主要是其中少子（空穴）的扩散长度不够。如将吸收区中的少子由空穴变为电子之后，其扩散长度增加，可进一步提升器件性能。

3.4.2. 吸收区补偿掺杂

从不同吸收区厚度的探测器性能对比实验中可以发现，空穴的扩散长度限制了探测器的性能。而 3.3 节对 Be 掺杂的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格的特性研究发现，通过 p 型的 Be 掺杂可以获得 p 型的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料。因此在此基础上，我们设计了 740 °C 掺杂温度下 Be 掺杂的 p 型 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格作为吸收区的 pπn 结构探测器，示意图见图 3.19。吸收区的周期数为 300 周期，各层材料的层厚仍然是 7 nm InGaAs/ 5 nm GaAsSb，材料的生长结构与图 3.14 类似。对应的能带结构图见图 3.20，当采用 p 型 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格作为吸收区时，对比图 3.15 可以发现 pπn 结构的费米能级更靠近价带顶。

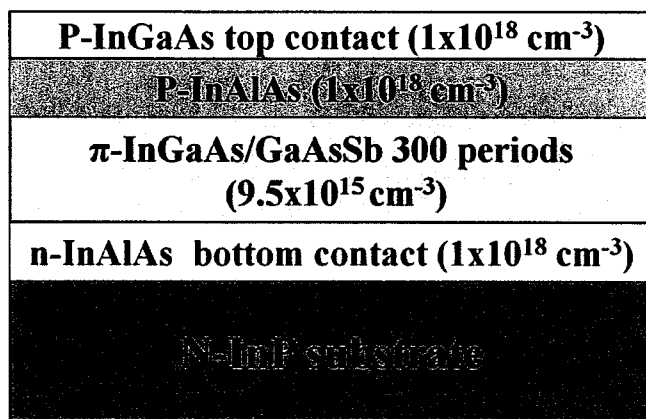


图 3.19 pπn 结构的示意图

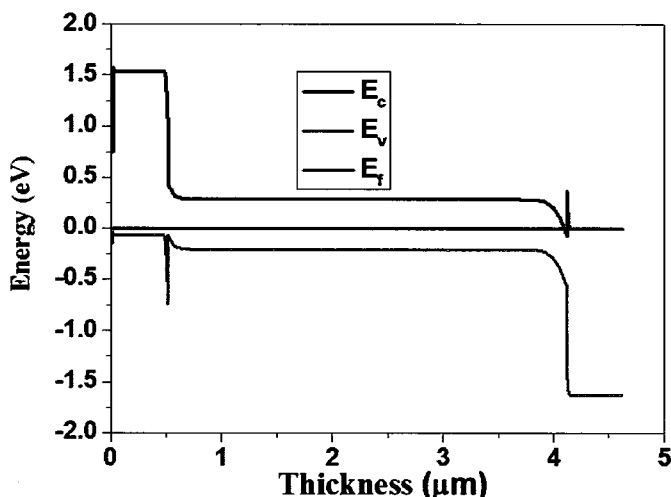


图 3.20 pπn 结构的能带结构示意图

图 3.21 给出了 $p\pi n$ 结构的 XRD 摇摆曲线, 从图中可以清晰看到尖锐的四级卫星峰, 如果扩展扫描的角度时, 能够看到更多的卫星峰, -1 级卫星峰的半峰全宽为 36 弧秒, 这显示了外延材料的晶格质量完整。通过卫星峰的角度间距, 可以算出超晶格周期厚度为 12.04 nm, 与理论设计值(12 nm)仅有 0.04 % 的差异。

随后, 我们将该结构的外延材料制备成了单元器件, 具体的工艺流程见第二章单元器件制备工艺, 最后将单元器件封装在杜瓦中。在 293 K 温度下对该器件进行了暗电流密度-电压测试、黑体响应测试和相对光谱响应测试, 相应的测试条件类似 3.4.1 节。

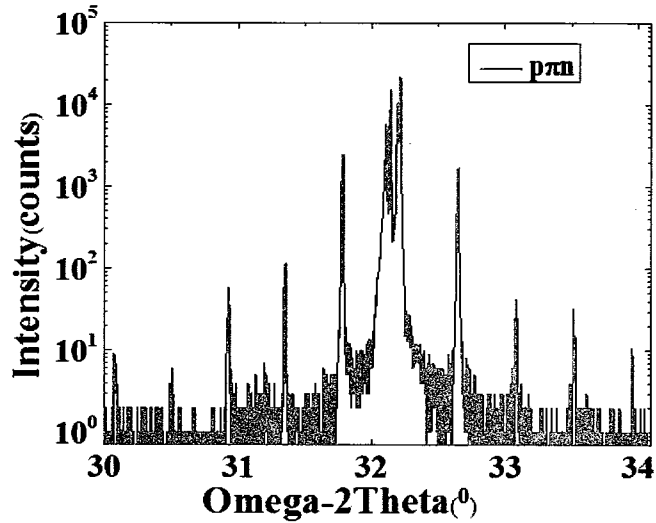


图 3.21 $p\pi n$ 结构的 XRD 摇摆曲线

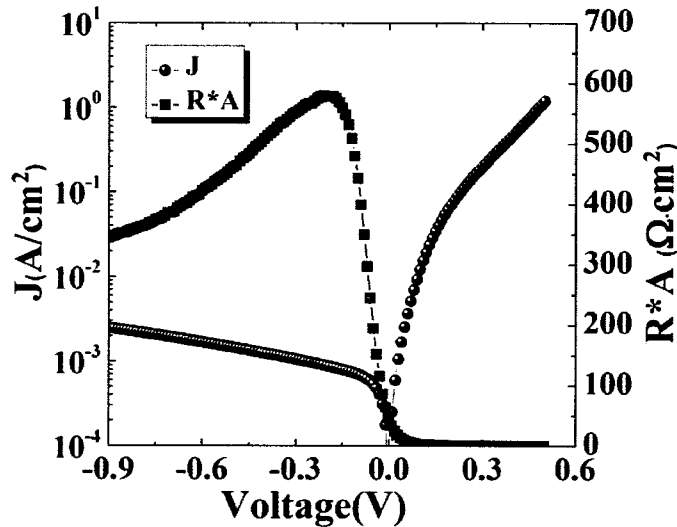


图 3.22 $p\pi n$ 结构的电流密度-电压曲线

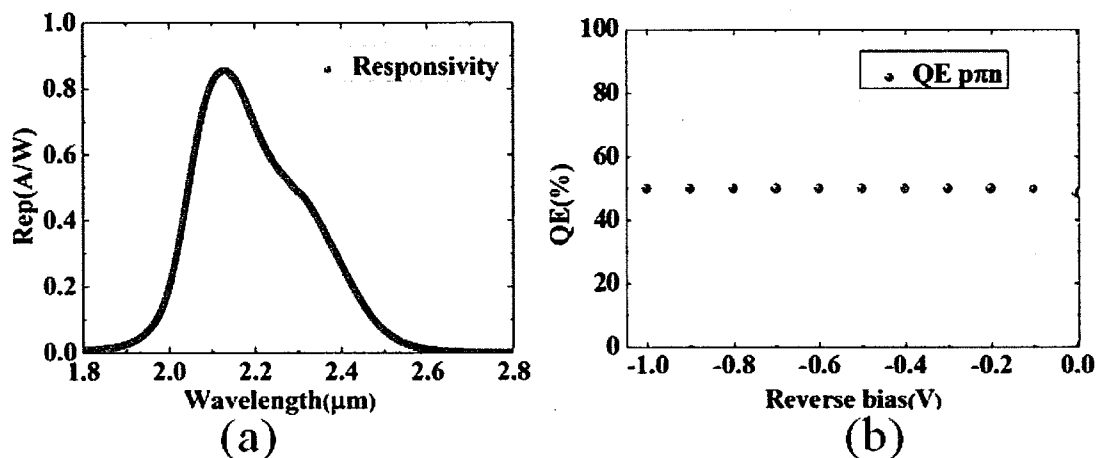


图 3.23 $p\pi n$ 结构的(a)光谱响应 (b)量子效率与反向偏置电压的关系

图 3.22 给出了 $p\pi n$ 结构的器件暗电流密度-电压曲线及动态电阻-电压曲线, 台面尺寸是 $250\ \mu\text{m}\times 250\ \mu\text{m}$ 。该器件在 $-50\ \text{mV}$ 时的暗电流密度是 $0.54\ \text{mA}/\text{cm}^2$, 器件的零偏阻抗与探测器面积之乘积(R_0A)是 $46\ \Omega\cdot\text{cm}^2$ 。响应光谱曲线图 3.23 (a) 是通过傅立叶变化红外光谱仪测试所得, $293\ \text{K}$ 温度下 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格单元器件的 50% 截止波长是 $2.35\ \mu\text{m}$, $2.1\ \mu\text{m}$ 波长处的电流响应率是 $0.82\ \text{A}/\text{W}$ 。探测器 $2.1\ \mu\text{m}$ 波长处的量子效率与反向偏压的关系见图 3.23 (b), 当反向偏压从 $0\ \text{V}$ 变化到 $0.2\ \text{V}$ 时, 器件的量子效率从 48.2% 变化到 49.7% ; 随着反向偏压的继续增加, 量子效率饱和。根据泊松方程, 计算了零偏压下探测器耗尽区的宽度是 $253\ \text{nm}$, 当反向偏压增大至 $0.2\ \text{V}$ 时, 耗尽区的宽度增加到 $315\ \text{nm}$ 。由于 $p\pi n$ 结构中吸收区的总厚度是 $3.6\ \mu\text{m}$, 比耗尽区的厚度大很多, 因此吸收区并未完全被耗尽, 此时耗尽区外的光生载流子需要扩散到耗尽区内才能产生光电流。当器件的反向偏置电压从 $0.2\ \text{V}$ 继续增加时, 器件的量子效率并未发生变化, 这说明 $p\pi n$ 结构探测器中少数(电子)具有足够长的扩散长度来达到耗尽区, 即少子的扩散长度大于($3.3\ \mu\text{m}$)。与 pin 结构的探测器相比较, 其量子效率得到了显著的提升。

3.5. InGaAs/GaAsSb II 类超晶格焦平面器件

随后我们采用前面介绍的焦平面器件制备工艺, 制备了 320×256 像元 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器阵列, 随后将探测器阵列进行了封装, 并放入变温杜瓦中, 最后进行红外焦平面性能测试。选用的电路是上海技术物理研究所材料中心读出电路研究组设计的 640×512 电容反馈跨阻抗放大器 (CTIA) 型读出电路。该读出电路的积分电容被放置在放大器的反馈回路中, 探测器产生的光电流在该电容上积分, 然后再输出。同时由于放大器具有很高的增益, 使得探测器

的偏置电压基本不发生变化。该读出电路的原理图见图 3.24。测试的实物图如图 3.25 所示。

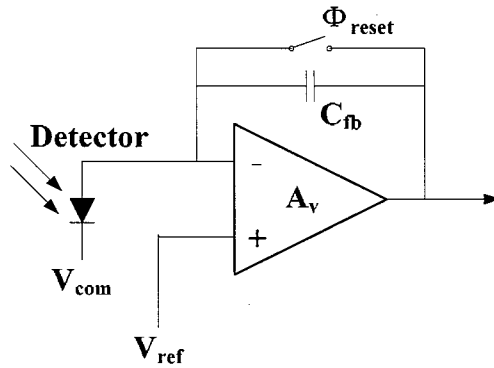


图 3.24 电容反馈跨阻抗放大器读出电路的原理图

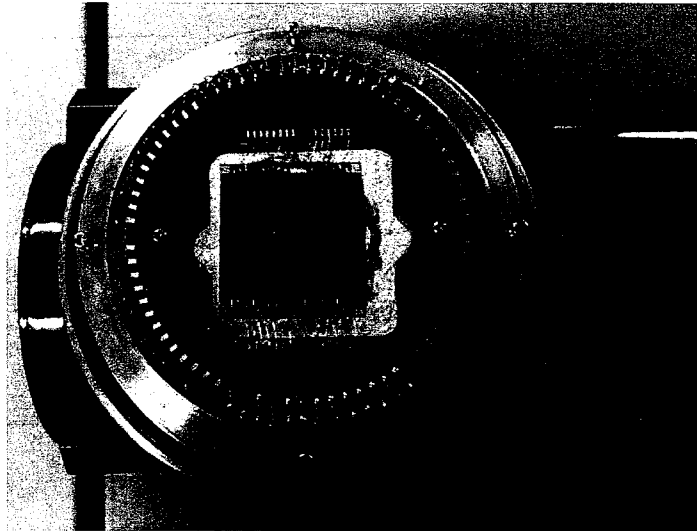


图 3.25 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格焦平面器件实物图

将变温杜瓦的温度设置为 200 K, 然后变化面源黑体的温度(323 K 至 373 K), 测试该焦平面器件的相关参数, 总共两个芯片, 吸收区超晶格的周期数均为 300 周期, 一个是 $p\pi n$ 结构, 另一个 pin 结构。对两个焦平面器件进行了性能测试, 性能测试结果见表 3.3, 盲元面阵分布见图 3.26。

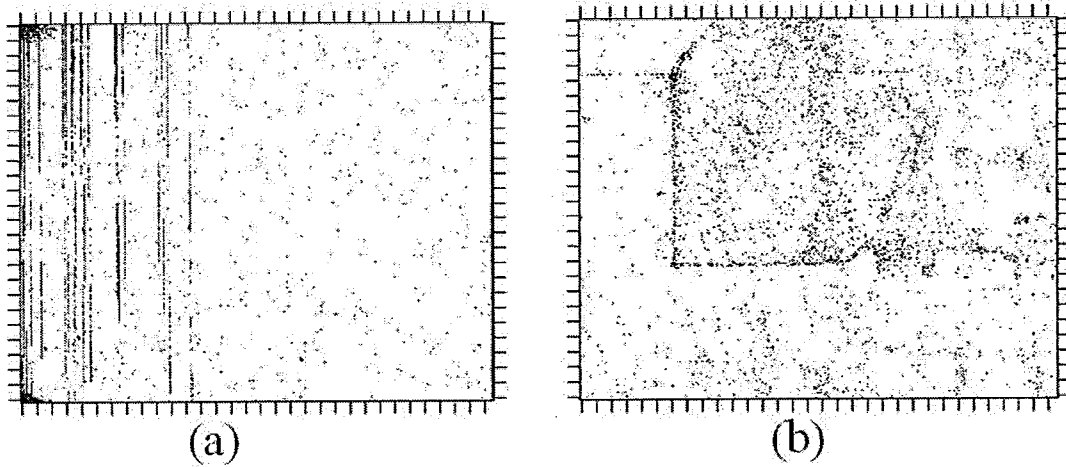


图 3.26 (a)pin 结构焦平面器件的盲元分布 (b)pπn 结构焦平面器件的盲元分布

表 3.3 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格焦平面器件性能测试汇总

样品	积分时间 (ms)	峰值探测率 ($\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$)	响应不 均匀性 (%)	盲元率 (%)	测试温度 (K)
pπn	13	4.3×10^{11}	12	7.8	200
pin	13	1.5×10^{11}	15	4.3	200

由于读出电路的规格为 640×512 ，我们在测试过程中进行了开窗处理，以 320×256 输出模式，积分时间为 13 ms，F 数为 2，工作温度 200 K。pπn 结构的峰值探测率为 $4.3\times 10^{11} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ ，而 pin 的样品则只有 $1.5\times 10^{11} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$ ，这与单元器件的测试结果相吻合。

3.6. 本章小结

为了获得 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格短波红外探测器，本章从材料生长及表征、单元器件和焦平面器件等方面展开了研究，所得到的主要结论包括：

1. 为了获得高质量的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料，首先对 GaAsSb 材料的生长工艺进行了研究，获得了高质量的 GaAsSb 外延材料。利用非平衡热力学生长模型对生长过程进行了模拟，理论模拟与实验结果基本吻合。对高质量的 GaAsSb 材料进行了表征，晶格失配 $\Delta a/a=7.5\times 10^{-4}$ ，78 K 温度下 PL 的半峰全宽为 24 meV。随后生长了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料。利用变功率光致发光谱和变温度光致发光谱对材料的光学性质进行了研究；PL 的峰值能量值与激发光功率的立方根成正比，利用 Varshni 关系对 PL 谱峰值能量随温度的演化关系进行了拟合，理论拟合值与实验基本吻合；研究了 Be 掺杂与 InGaAs/GaAsSb II

类超晶格特性的影响，随着 Be 掺杂温度的升高，超晶格的导电型从 n 型变化为 p 型，并最终获得了 p 型的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料。

2. 在材料的研究基础上，我们对比了不同吸收区周期厚度、不同结构红外探测器的器件性能，并进行了分析。在 pin 结构中，由于少子(空穴)的扩散长度不够，吸收区厚度的增加并不能提升器件的量子效率。当采用 p π n 结构探测器时，探测器中少子空穴变为电子，探测器的量子效率得到了显著提升。

3. 最后在单元器件的基础上制备了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外焦平面原型器件，200 K 温度下 p π n 结构焦平面器件的峰值探测率为 4.3×10^{11} cm \cdot Hz $^{1/2} \cdot$ W $^{-1}$ ，响应不均匀性为 12%。

4. InAs/GaSb II 类超晶格长波焦平面器件

自 1977 年 G.A.Sai-Halasz, R.Tsu 和 L.Esaki 发现 InAs 和 GaSb 两种导带、价带位置错开的材料可形成 InAs/GaSb II 类超晶格后, 该材料体系作为一种性能优良的探测器材料在各个波段, 特别是在长波红外波段, 被广泛的研究^[42]。当探测器波长大于 10 μm 时, HgCdTe (MCT) 的电子有效质量小于 0.01 m_0 , InAs/GaSb 超晶格的有效质量则为 0.03 m_0 , 而较大的有效质量能降低隧穿电流。InAs/GaSb II 类超晶格可以通过调节超晶格中材料的层厚来实现探测器波长的变化, 因此该体系材料具有能带可调的优势, 通过能带结构的设计, 还可以使得 InAs/GaSb II 类超晶格在长波和甚长波段获得更低的暗电流。此外, II 类超晶格中的轻空穴能带和重空穴能带有较大分离, 可以有效抑制俄歇 (Auger) 复合。这些性质都使得基于 InAs/GaSb II 类超晶格的器件性能在长波波段理论上具备超越 MCT 的可能。因此, 对于长波 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件的研究有着重要的意义^[15, 44-46]。

本章首先介绍了 InAs/GaSb II 类超晶格长波势垒结构 pB π Bn, 采用分子束外延技术生长了相应材料结构, 并对材料测试和表征。随后对去衬底技术进行了研究, 并对焦平面器件的封装结构进行了优化, 最后获得了 InAs/GaSb II 类超晶格长波焦平面器件。

4.1. 长波势垒结构 pB π Bn

高性能的长波焦平面器件需要有高的量子效率和较低的暗电流。InAs/GaSb II 类超晶格 pin 结构长波探测器本征层中的背景载流子通常呈现 n 型, 少数载流子为空穴, 其较小的纵向迁移率 (约为 300 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 左右), 在很大程度上限制了光生空穴的扩散长度, 导致探测器的量子效率较低^[112]。此外, pin 长波探测器中本征层能带带隙较小, 耗尽区的内建电场较大, 探测器的暗电流相对较大。因此如何提高 InAs/GaSb 长波超晶格探测器的量子效率及降低器件的暗电流就变得尤为重要。

为改善 InAs/GaSb 长波超晶格探测器的量子效率及暗电流特性, 本章将 InAs/GaSb II 类超晶格长波探测器结构设计为 pB π Bn 结构, 由 p 型和 n 型的电极接触区、吸收区、空穴势垒和电子势垒区组成。具体结构如图 4.1 所示。该结构中吸收区采用 Be 补偿掺杂技术将吸收区中的少子由空穴变为电子。由于超晶格

中电子的纵向迁移率为 $2000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 左右，远远大于空穴的迁移率，假设寿命与空穴相同，因此当吸收区的少子由空穴变为电子，能有效提高光生载流子的扩散长度，从而增加探测器的量子效率^[112]。电子势垒采用低掺杂的中波超晶格材料，空穴势垒采用浅掺杂的 n 型 InAs/AlSb 多量子阱结构。结构中的电子势垒和空穴势垒的引入可以有效的抑制器件的纵向电流，同时降低耗尽区的电场，并将耗尽区主要形成在势垒区，从而减小长波器件的暗电流。

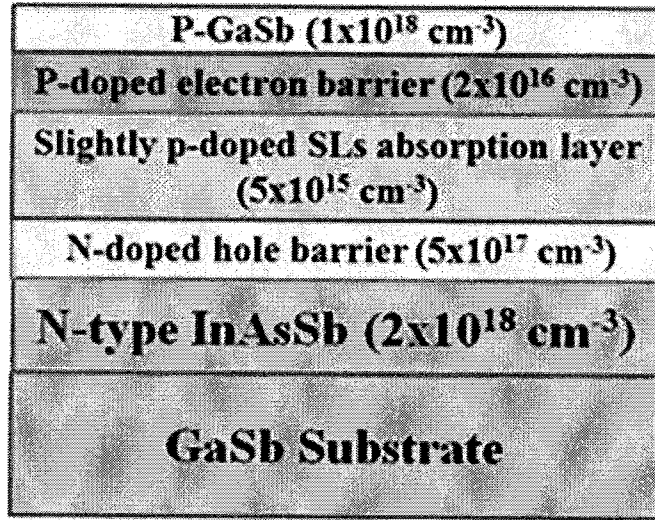


图 4.2 pBπBn 结构

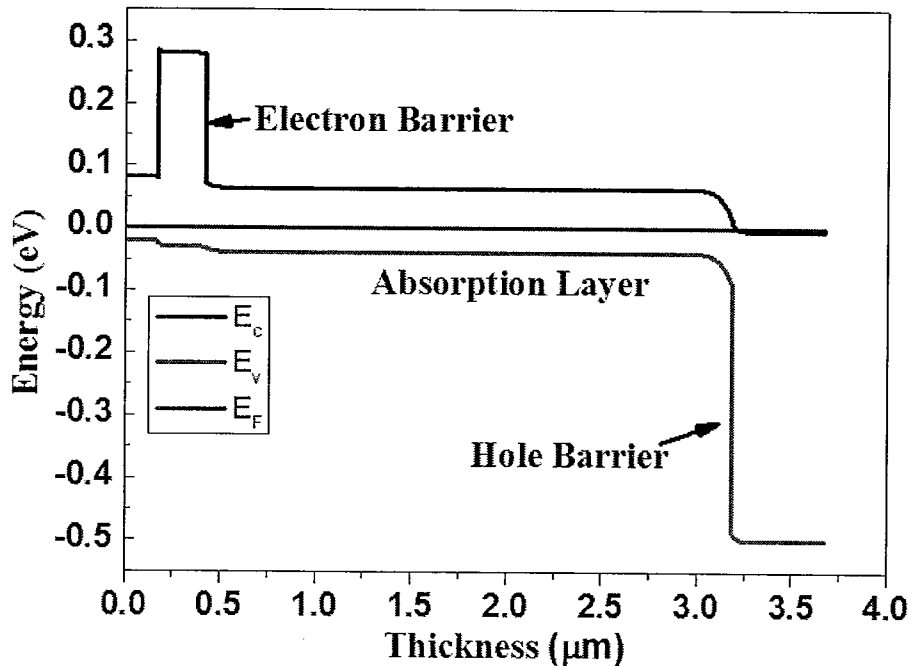


图 4.3 pBπBn 结构的能带结构图

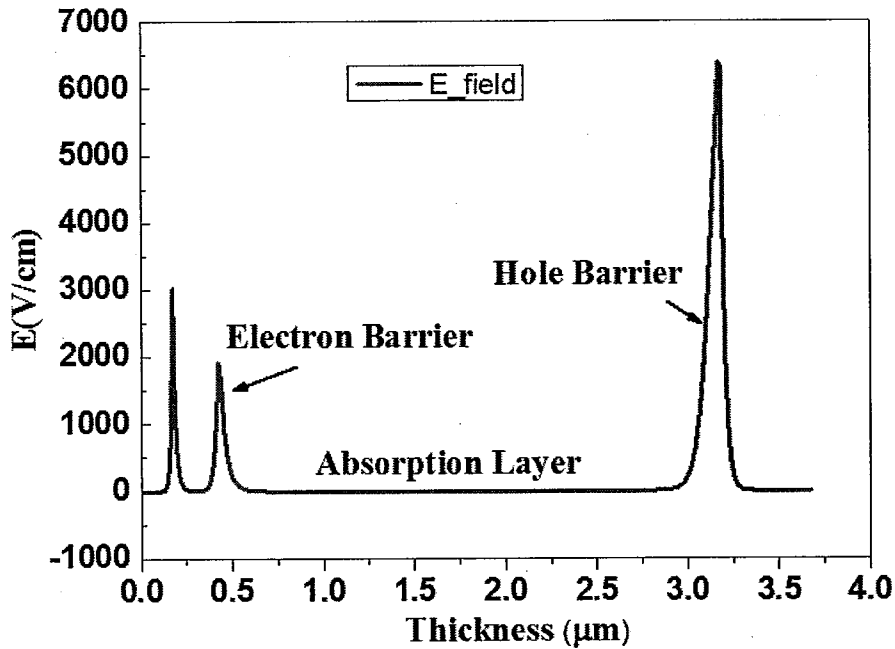
图 4.4 pB π Bn 结构的电场分布图

图 4.3 是针对 50% 截止波长 12 μm 的长波超晶格器件 pB π Bn 能带结构图。在电子有效质量近似的前提下，采用 k·p 理论模型，分别计算了电子势垒区、吸收区、空穴势垒区的能带参数，然后利用 Crosslight 软件模拟出相应的能带结构图。其中 InAs/AlSb 多量子阱的能带带隙为 0.46 eV，可以看到其价带的位置低于长波吸收区超晶格的价带位置，从而阻挡了空穴的扩散，减少了器件的暗电流；同时该势垒区导带的位置与吸收区的导带位置相齐平，在降低暗电流的同时还可以保证器件光电流的正常输运。图 4.4 是通过模拟计算得到的结构的电场分布图，可以看出，其中吸收区的电场极低，从而可以推断出所设计的 pB π Bn 探测器可以获得较小的暗电流。

4.2. 长波材料的生长和特性

在前面设计的 pB π Bn 结构基础上，采用固态源分子束外延技术在 (100) 晶向的 GaSb 衬底上首先外延生长 200 nm 的 GaSb 缓冲层，随后由下到上依次是 1 μm 的 n-InAsSb 接触层，掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，80 个周期的弱 n 型空穴势垒区 (15 ML) InAs / (4 ML) AlSb，掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ；400 周期的长波超晶格吸收区 (15 ML) InAs / (7 ML) GaSb，掺杂浓度 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ，60 周期的 p 型掺杂 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的电子势垒层 (7 ML) InAs / (7 ML) GaSb，和 25 个周期的 (15 ML) InAs / (7 ML) GaSb p 型超晶格接触层，掺杂浓度为 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ，上面覆盖了 50 nm 的 GaSb 层用来做金属接触，其中 Be 掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

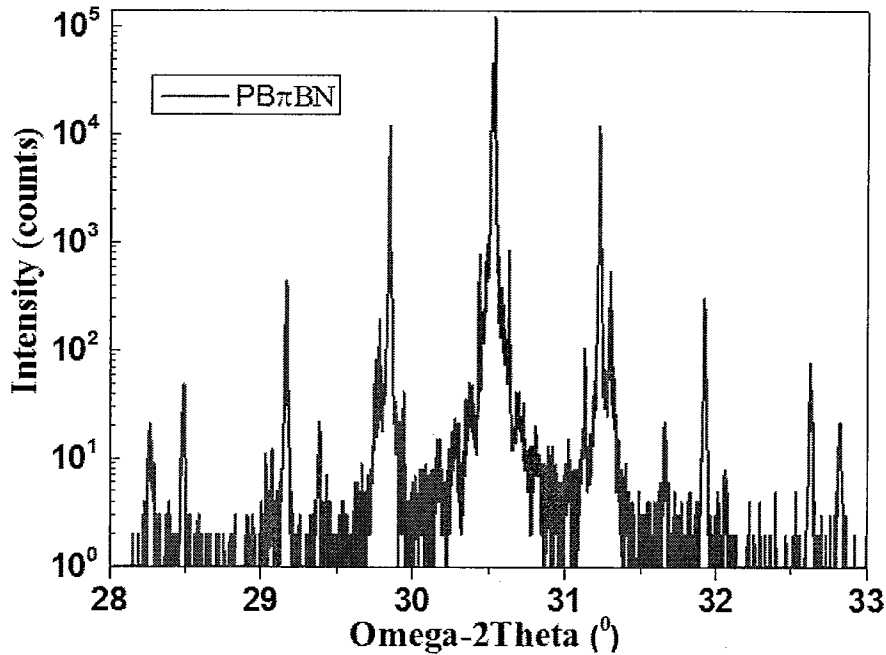


图 4.5 pB π Bn 长波探测器结构的 XRD 摇摆曲线，长波超晶格-1 级卫星峰的全宽半高峰 (FWHM) 为 21.6 弧秒

InAs/GaSb pB π Bn 结构超晶格材料生长完成后，首先采用高分辨 X 射线衍射仪对材料 (004) 面的双晶衍射摇摆曲线进行了测试，如图 4.5 所示。从测试数据中可以知道，XRD 摇摆曲线中间的两个强度最大峰分别为衬底衍射峰(30.534 $^\circ$)和空穴势垒多量子阱 0 级衍射峰(30.52 $^\circ$)，对称分布在两边的是超晶格高阶卫星峰。超晶格 X 射线衍射卫星峰位置满足公式^[87]：

$$L = \lambda / (2\Delta\theta \cdot \cos\theta_{SL}) \quad (4-1)$$

其中， L 为超晶格周期厚度， λ 为 X 射线入射波长， $\Delta\theta$ 为相邻卫星峰的角间距， θ_{SL} 为超晶格外延材料的布拉格角。

为了对材料的晶格质量进一步进行表征，我们对 XRD 摇摆曲线中衬底峰，及外延材料各级卫星峰的位置拟合，计算得到了该结构中各层材料与 GaSb 衬底的晶格失配和各层材料的周期厚度。结果表明，长波吸收区材料与 GaSb 衬底的晶格失配很小， $\Delta a/a$ 仅为 2.1×10^{-5} ，因此长波吸收区超晶格的 0 级峰与衬底峰重合。InAs/AlSb 空穴势垒层与衬底的晶格失配 $\Delta a/a$ 是 3.2×10^{-4} ，中波电子势垒层与衬底的晶格失配 $\Delta a/a$ 为 4.7×10^{-4} 。长波吸收区超晶格-1 级卫星峰的全宽半高峰 (FWHM) 为 21.6 弧秒，空穴势垒区-1 级卫星峰的 FWHM 为 36 弧秒，说明了外延材料的晶格质量完整。通过拟合得到长波材料周期为 74 Å，与设计值 69 Å，相差大约 5 Å。InAs/AlSb 空穴势垒层的周期为 68 Å，与设计值 61 Å 相差 7 Å，而中波电子势垒结构周期厚度为 45 Å，与设计值 42 Å 相差 3 Å。由于设计的结

构周期中没有考虑界面厚度,因而以上实验拟合值与设计值的差异主要来自于不同材料生长的界面的厚度,由此可见,所制备得到结构中的各层的周期厚度与设计值吻合,超晶格器件结构中长波吸收区、空穴势垒区、电子势垒区的晶格质量完整。

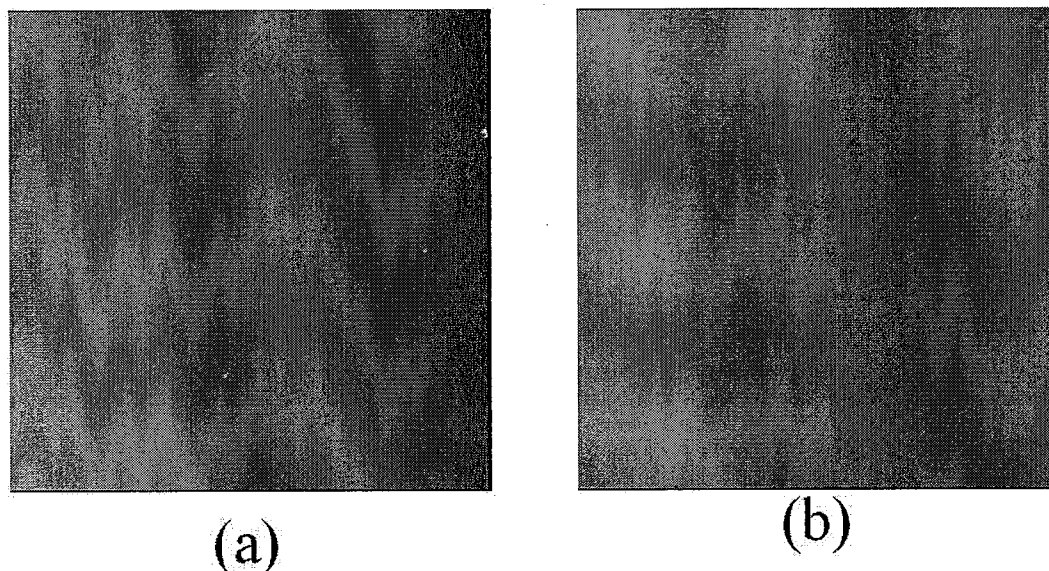


图 4.6 InAs/GaSb II 类超晶格表面形貌光学显微镜图片(a) 200 倍 (b) 1000 倍

首先采用高分辨率的 X 射线衍射仪对材料晶体质量的表征,然后对 InAs/ GaSb II 类超晶格表面的宏观形貌进行了表征。图 4.6 (a) 和 (b) 分别是样品的宏观表面的形貌图片,分辨率分别为 200 倍和 1000 倍。可以看出器件表面平滑,没有明显的缺陷,这也再次证明了该外延材料的具有较高的晶体质量。

4.3. 超晶格的去衬底研究

4.3.1. 相对响应光谱

通过势垒结构的设计和材料的生长,我们首先制备台面尺寸 $30\ \mu\text{m}\times 30\ \mu\text{m}$ 的线列器件来实现探测器阵列的工艺贯通。首先通过标准紫外光刻形成了台面,并利用 ICP 刻蚀形成台面,使用 SiO_2 对台面侧壁进行保护,利用 ICP 刻蚀开电极窗口,蒸发 Ti/Pt/Au 合金形成电极,生长钢柱,将线列直接倒焊在宝石互连基板上,衬底厚度为 $200\ \mu\text{m}$ 。随后将该线列器件放置于杜瓦中,对器件的相对响应光谱进行了测试,测试结果如图 4.7 所示。

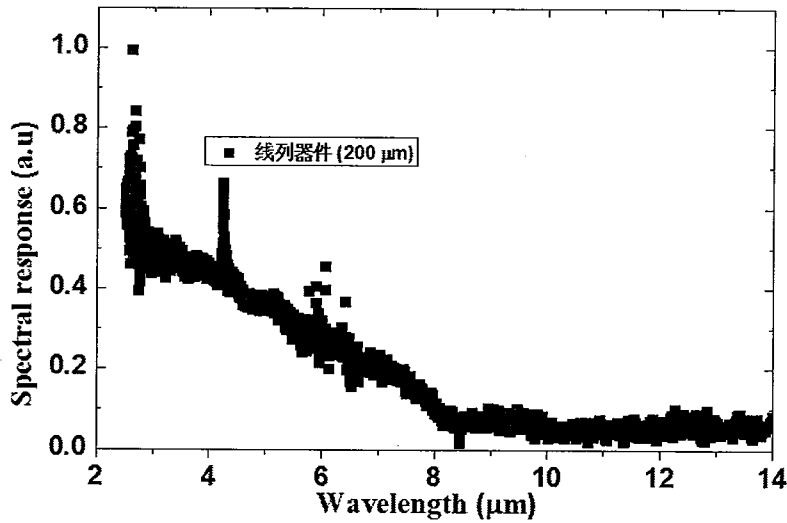


图 4.7 线列器件的相对响应光谱图

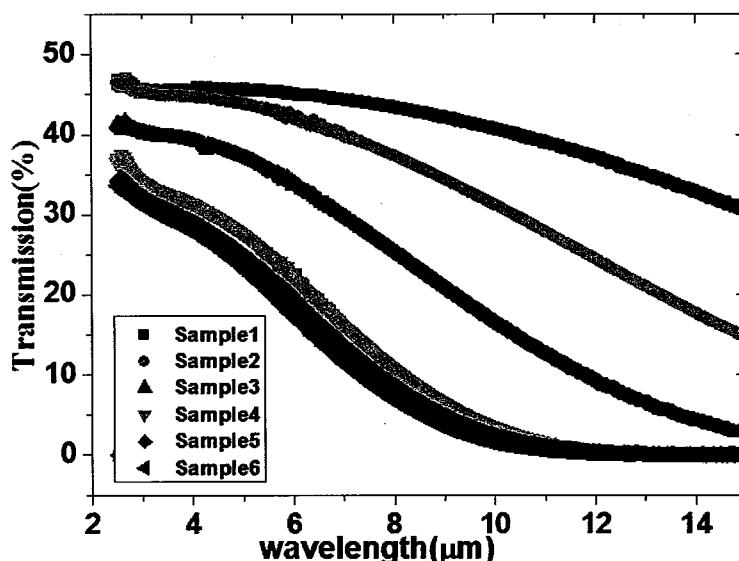
从图 4.7 可以看出，线列器件的 100%截止波长为 $8 \mu\text{m}$ 。从 4.1 节中可知，我们设计的 $\text{pB}\pi\text{Bn}$ 结构探测器的截止波长为 $12 \mu\text{m}$ ，线列器件的响应截止波长与理论设计值相差较大。从文献中可知，p 型 GaSb 衬底对红外光的高吸收， $500 \mu\text{m}$ 的衬底能够吸收大于 99% 的红外辐射光，因此目前研究人员多采用 Te 掺杂的弱 n 型 GaSb 作为 InAs/GaSb II 类超晶格的外延衬底，其对红外辐射的吸收相对 p 型 GaSb 要小，但仍会吸收红外信号光^[30, 58, 113]。因此我们分析认为是线列器件中 n 型的 GaSb 衬底对长波段红外光的吸收，使得该波段的信号光无法达到吸收区形成光电流，响应截止波长明显变短。

对于红外焦平面器件，由于探测器阵列要与 Si 读出电路进行倒焊互连，要求红外辐射信号从衬底入射。如果衬底吸收红外光，那么到达探测器阵列的信号就会减弱，从而影响到探测器的响应。为了能够获得高性能的焦平面器件，因此需要对探测器芯片进行深减薄或是完全去除衬底。

因此以下针对 GaSb 衬底吸收红外光的问题开展工作，首先对 GaSb 衬底吸收红外光的机理进行了研究，并进行了 GaSb 深减薄工艺的研究，随后进行 GaSb/InAsSb 选择性腐蚀试验，最后进行了实验验证。

4.3.2. GaSb 衬底红外吸收的机理分析

相比于 GaAs 和 InP 等常见的 III/V 族化合物衬底，商用的 GaSb 衬底仍不成熟，不同批次 GaSb 衬底的厚度和掺杂浓度均不一样。因此我们分别对不同批次的 GaSb 衬底的透射率及吸收系数进行研究，深入分析了 GaSb 吸收红外光的机理，并为探测器芯片的去衬底技术奠定基础。

图 4.8 不同批次 GaSb 衬底 400 μm 厚度透射率谱

首先将不同批次的 GaSb 衬底经过机械减薄，再抛光，统一减薄至 400 μm 。然后分别对这些样品的透射率进行测试。测试结果见图 4.8。可以发现不同批次的 GaSb 衬底透射率的差异较大。样品 1-6，透射率逐渐变小。在波长 12 μm 处，样品 1 的透射率能够到 37.16%，而样品 6 的透过率只有 0.15%。对于不同衬底的透射率差异，我们进一步对实验结果进行了理论分析。

当考虑 GaSb 内部的多层反射时，GaSb 衬底的透射率与反射率、材料折射率之间满足下面的公式^[114]：

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha t}}{1-R^2 e^{-2\alpha t}} \quad (4-2)$$

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad (4-3)$$

公式中 α 、 T 、 R 、 n 、 t 分别表示 GaSb 的吸收系数、透射率、反射率、折射率、衬底厚度。GaSb 衬底的折射率为 $n=3.8$ ， t 为 400 μm 。当 $\alpha=0$ 时，即不考虑 GaSb 衬底样品内部对于红外光的吸收，其 T 为 49%。根据实验中不同样品的透射率谱计算出不同样品的吸收系数谱，相应的结果见下图 4.9。从图中可以看出，GaSb 衬底在短波红外波段的吸收系数相对较小，因此 GaSb 衬底在短波红外的透射率都较高，其中样品 1 甚至接近于透射率 49%。随着波长的增加，不同衬底的吸收系数均有明显的增加，但是幅度不一致。在波长为 12 μm 处样品 6 中最大的吸收系数能到 139.7 cm^{-1} ，样品 1 的吸收系数为 5.9 cm^{-1} 。从图 4.9 中可以看出，样品 4、5、6 在 12 μm -14 μm 处出现了吸收系数的波动，这主要是由于这些样品在该波段内的透射率过低，从而引起计算的不准确。

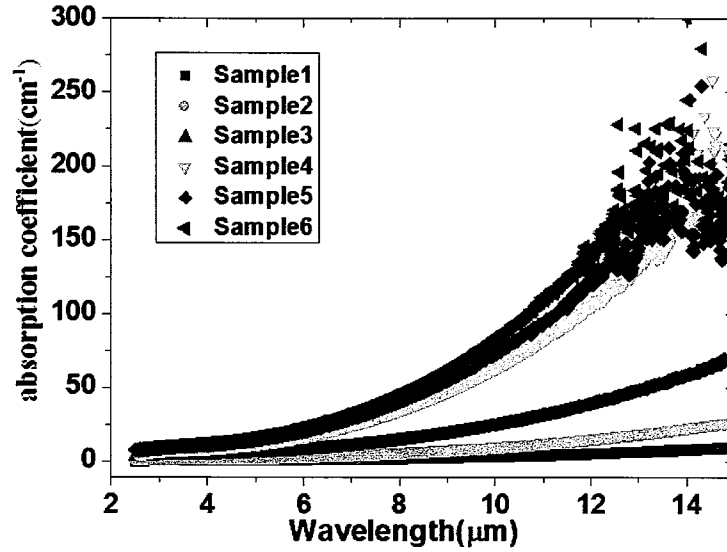


图 4.9 不同样品的吸收系数谱

对于 GaSb 衬底的红外吸收，主要有以下几种机制：自由载流子的吸收、价带间的吸收、导带能谷间的吸收。根据样品中电子和空穴的相对浓度，存在一种或多种机制。对于 n 型 GaSb 衬底而言，红外吸收主要来自于自由电子的吸收以及导带能谷间的吸收。导带能谷间的吸收只有在能量分离的情况下才是可能的，该吸收系数随着波长的增加而减小^[115]。实验测试结果中显示，吸收系数随着波长的增加是逐渐变大的，因此在此处不考虑导带能谷间的吸收。

对于自由电子的光吸收，其主要机制是自由载流子的散射导致对红外光的吸收，因此可以采用 Drude-Zener 模型对其吸收系数进行理论模拟，吸收系数的表达公式如下^[116]：

$$\alpha_{FCA} = \left(\frac{e^3}{4\pi^2 c^3 m_0^2 \epsilon_0} \right) \left(\frac{1}{n(m^*/m_0)^2} \right) \left(\frac{\lambda^2}{\mu} \right) N = s\lambda^2 N \quad (4-4)$$

其中 α_{FCA} 为电子的吸收系数， n 为材料的折射率， m^* 为电子的有效质量， μ 为材料的迁移率， N 为样品的掺杂浓度。其根据散射机制的不同，电子吸收光子有以下三种形式：声学声子、光学声子、电离杂质，它们对于吸收系数的贡献与波长的关系为 $\lambda^{1.5}$ 、 $\lambda^{2.5}$ 、 λ^3 ^[117-119]。当考虑以上三种机制时，其公式 (4-4) 变形为：

$$\alpha_{FCA} = s(A\lambda^{1.5} + B\lambda^{2.5} + C\lambda^3) \quad (4-5)$$

其中 A, B, C 分别为拟合参数，为了拟合方便，公式 (4-5) 可以变为以下公式：

$$\alpha_{FCA} = K_{FCA} \lambda^m \quad (4-6)$$

K_{FCA} 为相关因子，正比于材料浓度和迁移率的比值， m 为拟合参数。

从上面公式可以看出，其 K_{FCA} 与材料的载流子浓度、迁移率均有关系，因

此我们对不同样品进行了常温霍尔测试，并得到了不同样品的浓度和迁移率。用公式 (4-5) 对不同材料的吸收系数谱进行了拟合，相应的测试结果和拟合参数见表 4.1。图 4.10 给出了对于样品 3 吸收系数谱的理论模拟图。

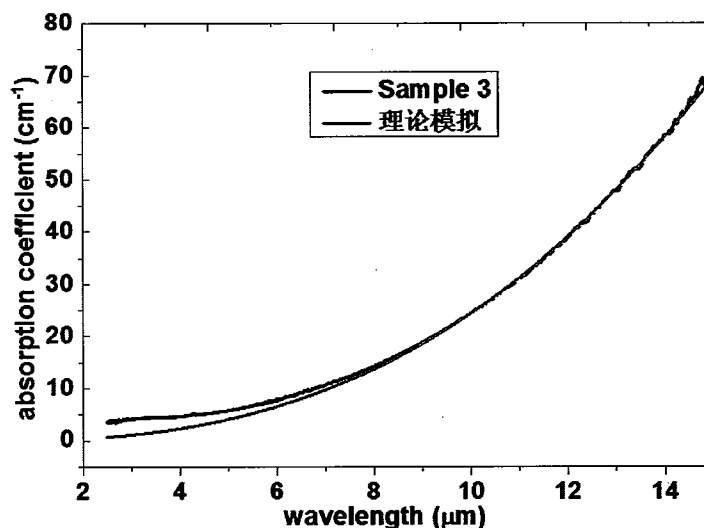


图 4.10 样品 3 的吸收系数谱拟合

从图 4.10 可以知道，模拟曲线与实验曲线基本吻合。对于短波处的吸收系数的差异，主要来自于导带能谷间的吸收，此处不再深入的探讨。

表 4.1 不同样品的霍尔测试结果与吸收系数拟合

Sample name	浓度 ($\times 10^{17} \text{cm}^{-3}$)	迁移率 ($\times 10^3 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	K_{FCA}	m
Sample 1	0.78	2.74	0.0088	2.61
Sample 2	1.77	3.1	0.017	2.71
Sample 3	2.17	3.08	0.064	2.58
Sample 4	5.36	1.34	0.11	2.75
Sample 5	3.78	0.035	0.17	2.65
Sample 6	5.15	0.076	0.18	2.67

从表中可以看出，对于不同的衬底，其自由载流子浓度与迁移率存在一定的差异，因此引起了不同衬底吸收系数的不同。通过拟合可以得到不同样品的 m 因子均在 2.5-3 之间，因此对于上述的 GaSb 衬底样品，其散射的机制以光学声子、电离杂质散射为主。随着相关因子 K_{FCA} 增加，透射率递减，但该因子与浓度的关系不是单一的线性关系，从公式 (4-5) 中可以知道，该因子与衬底的载流子浓度以及电子迁移率都有关系。低载流子浓度、高迁移率的 GaSb 衬底的吸收系数均比较小，相应的透过率较高，因此我们在选择外延衬底时，应以此为标

准。

4.3.3. GaSb 衬底的深减薄

通过以上对衬底透射率与吸收系数的研究，对 GaSb 衬底吸收光的机制有了更深入的理解。为了解决 GaSb 衬底吸收红外光的问题，首先对不同批次的样品进行了深减薄，并对不同厚度衬底的透射率谱进行了研究。图 4.11、图 4.12 和图 4.13 分别给出了样品 1、4 和 6 不同的透射率谱。从图 4.11 可得到随着衬底厚度的减小，样品 1 透射率增加的幅度不大，主要是因为该样品的吸收系数比较小，大部分的红外光可以透过。同时当衬底厚度减小时，样品的透射率谱出现了震荡。这是因为随着衬底厚度的减小，衬底与空气层之间形成了法布里-珀罗谐振腔。

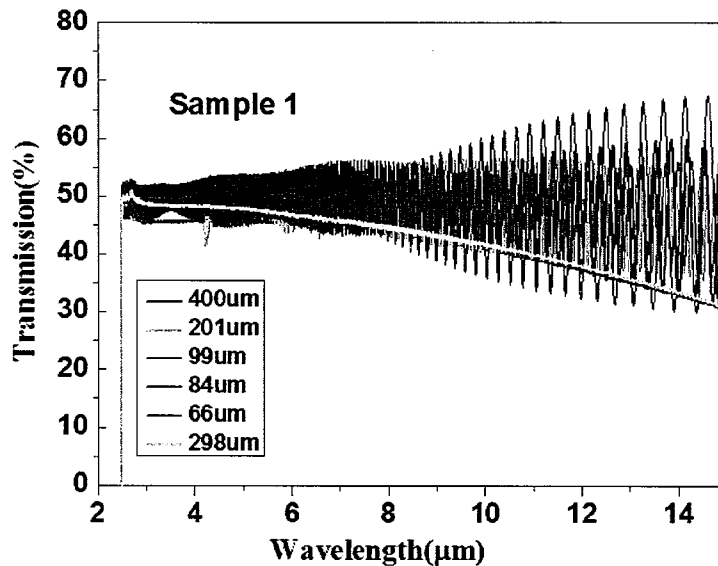


图 4.11 样品 1 不同厚度的透射率谱

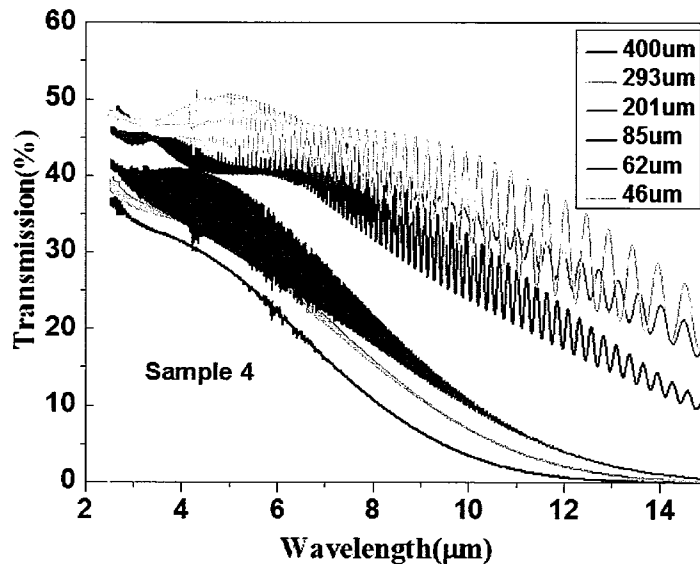


图 4.12 样品 4 不同厚度的透射率谱

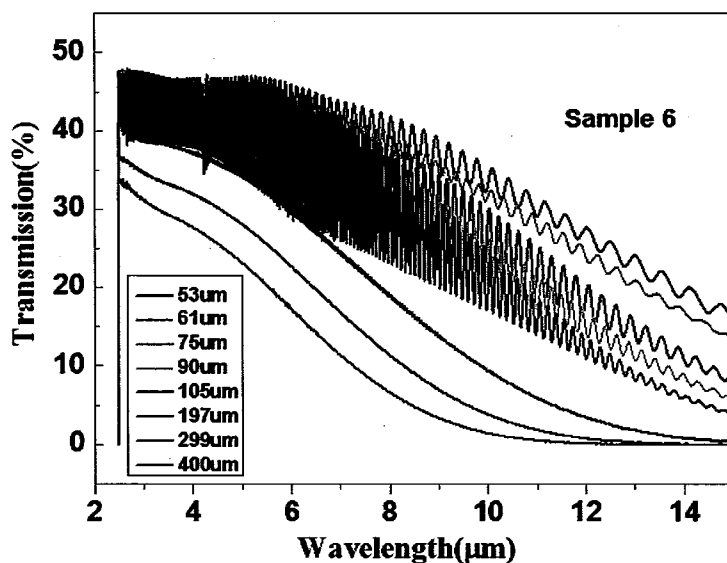


图 4.13 样品 6 不同厚度的透射率谱

从图 4.12 和图 4.13 中可知,随着衬底减薄,样品 4 和样品 6 的透射率都有着明显的增加。样品 4 中,当衬底厚度由 400 μm 减薄至 46 μm 时,衬底的透射率从 0.65%变化到 36%;样品 6 中,当衬底厚度从 400 μm 减薄至 53 μm 时,其衬底的透射率由 0.15%增加到 27.68%。因此对于吸收系数较大的衬底,可以通过对衬底深减薄来实现透射率的增加。与样品 1 一样,当衬底深减薄时,样品 4、6 的透射率谱中均出现了震荡。

通过上面的研究,对于长波红外波段(8-14 μm)而言,通过 GaSb 衬底的深减薄可以适当提高衬底的透射率,但非常有限,不能完全解决 GaSb 衬底吸收红外信号光的问题,因此提高器件的响应最理想的方式是将衬底完全去除,通常采用的方法为选择性腐蚀^[120-122]。

4.3.4. GaSb/InAsSb 的选择性腐蚀试验

经过上一节的研究,对于 InAs/GaSb II 类超晶格长波焦平面器件而言,解决 GaSb 彻底吸收红外光最好的办法是将 GaSb 衬底能完全去除。本实验的目的是探索不同配比腐蚀液对 GaSb 材料和 InAsSb 材料的腐蚀选择比,为 InAs/GaSb 超晶格探测器阵列的衬底去除提供实验基础。

同一种腐蚀液,对不同材料的腐蚀速率有很大差别,这种选择性腐蚀可以用于材料的减薄甚至去除。如果某种腐蚀液对 GaSb 衬底材料腐蚀速率较大,而对于 $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ 材料的腐蚀速率很小,那么可以在 GaSb 衬底和超晶格外延层之间生长一层 $\text{InAs}_{1-y}\text{Sb}_y$ 材料作为阻挡层,然后从背面腐蚀焦平面器件的衬底,此时阻挡层可以起到阻止腐蚀液对外延层的腐蚀。这样可以利用机械减薄与选择性腐

蚀相结合的办法来去除 GaSb 衬底。

本实验选用的腐蚀液是基于 CrO_3 、HF 和 H_2O 的混合液，生长的阻挡层为 $\text{InAs}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ ，其晶格常数与 GaSb 及 InAs/GaSb II 类超晶格匹配，不会影响到超晶格材料的外延质量。首先我们通过分子束外延技术生长了 $\text{InAs}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 和 GaSb 薄膜材料，将 GaSb、 $\text{InAs}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 材料解理成小尺寸的样品，然后将样品清洗，光刻、显影（将样品部分表面用光刻胶保护），将样品贴在宝石片上。再配制以不同配比的 CrO_3 、HF、水混合而成的腐蚀液。实验在恒温环境中进行，首先在腐蚀之前测试样品的台阶高度，然后将宝石片放入腐蚀液中，并计时 10 min，后取出样品，用清水冲洗表面残余的腐蚀液， N_2 吹干，再用台阶仪测试不同材料的台阶高度，取平均值。由于 InAsSb 的腐蚀速率相对较慢，为了准确测量台阶高度，需将 InAsSb 中的光刻胶去掉后测试台阶高度。并根据上面的台阶测试结果计算出不同配比的腐蚀液对 GaSb 和 $\text{InAs}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ 两种材料的腐蚀速率及选择比。相应的实验结果见表 4.2。

表 4.2 不同配比的腐蚀液的组份与实验结果

腐蚀液	配比			台阶高度-10min		选择比
	$\text{CrO}_3(\text{g})$	HF(ml)	$\text{H}_2\text{O}(\text{ml})$	GaSb(μm)	InAsSb(nm)	
腐蚀液 1	2	2	300	16.5	85	194
腐蚀液 2	2	2	250	18.4	80	230
腐蚀液 3	3	3	300	30.3	62	488
腐蚀液 4	4	4	300	27.7	60	462

保持 $\text{CrO}_3:\text{HF}=1:1$ 的前提下，变化 H_2O 的配比来实现腐蚀液浓度的变化。经过上面的对比可知，腐蚀液对 InAsSb 基本无腐蚀作用。不同配比的腐蚀液对 GaSb 衬底的腐蚀速率差距比较明显，其中腐蚀液 3 腐蚀 GaSb 的速率最快，选择比有 488，所以我们最终选择了 $\text{CrO}_3:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}=1:1:100$ 的配比溶液作为 InAs/GaSb II 类超晶格去衬底的腐蚀溶液。

4.3.5. 去衬底实验

采用上述腐蚀溶液，我们对 II 类超晶格线列器件进行了腐蚀试验。将 $\text{pB}\pi\text{Bn}$ 结构探测器的线列器件，倒焊在互连宝石基板上，并采用机械研磨减薄至 $70\ \mu\text{m}$ ，然后利用化学腐蚀的方法去掉 GaSb 衬底，腐蚀液 $\text{CrO}_3:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ 的配比为 5g:5ml:500ml，总共耗时 30 min，随后将该样品放入液氮杜瓦中，进行响应光谱测试，样品测试的相对响应光谱图，并将保留衬底的线列器件的相对响应光谱放于图中进行了对比，如图 4.14 所示。

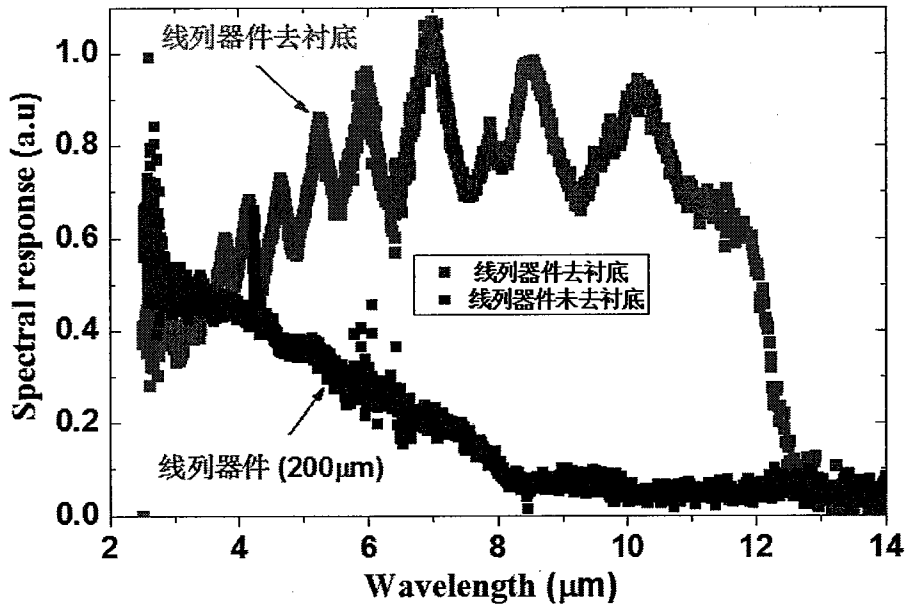


图 4.14 线列器件去除衬底之后的响应光谱

图 4.14 给出了去除衬底之后的线列器件相对响应光谱图，该器件的 50%截止波长为 $12\ \mu\text{m}$ ，与单元器件和结构设计的响应波长相吻合，GaSb 衬底对红外光的吸收问题已经完全解决，对获得高性能的长波焦平面器件奠定基础。此外，该探测器的响应光谱呈现完好的干涉图样，这主要是由于去除衬底之后，结构中的 InAsSb/空气和 GaSb/空气形成了法布里-珀罗谐振腔，使得光在 InAsSb 层材料与顶层的 GaSb 材料间不断的来回传输，造成不同波段的响应不同。响应的光谱震荡问题，可以通过减反膜的膜系设计，消除相应的震荡峰，同时也能够进一步提高器件的响应，提升焦平面器件的性能，这也是下一步工作的重点。

4.4. 焦平面器件的封装结构优化

完成探测器阵列制备之后，下一步需要将探测器阵列封装形成焦平面器件。红外焦平面器件在正常工作时需要经历多次高低温循环冲击，温度的变化会带来焦平面器件中材料热胀或收缩的程度不同，焦平面器件产生应力，从而使得焦平面器件产生低温形变，而这些应力和形变会容易造成焦平面器件的失效或者裂片，因此在红外焦平面器件的制备过程中，选择适合焦平面器件的封装结构是非常关键的。然而，目前国内外对于 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件的封装结构研究尚鲜有报道，因此本节针对此类超晶格焦平面的封装结构进行了热失配的研究，尝试寻找出适合于此类焦平面器件的优化封装结构。

4.4.1. 焦平面器件的封装结构

图 4.15 给出了超晶格焦平面器件最直接的封装结构—结构一，从上向下依

次为超晶格探测器阵列、Si 读出电路和 Al_2O_3 基板。II 类超晶格探测器阵列是由 GaSb 衬底上外延 InAs/GaSb II 类超晶格薄膜, 然后经过器件制备工艺制备而成。探测器阵列为焦平面器件实现光电转换功能, 然后 Si 读出电路将探测器阵列的电信号进行积分, 然后时序输出。 Al_2O_3 基板主要为 Si 读出电路提供电学的输入、输出功能。



图 4.15 焦平面器件直接封装结构（结构一）

采用结构一进行封装的焦平面器件在低温工作时, 由于超晶格探测器阵列、Si 读出电路和基板材料的热膨胀系数不同, 而产生的应力过大超过了适用范围, 导致了 II 类超晶格焦平面器件的裂片。图 4.16 给出了超晶格焦平面器件裂片的实物图和测试图。

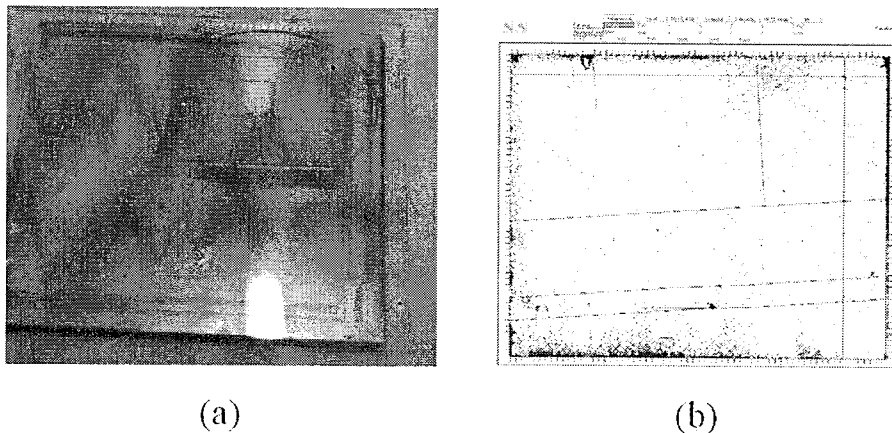


图 4.16 (a)超晶格焦平面器件裂片实物图 (b)超晶格焦平面器件裂片测试图

对于红外焦平面器件热失配的调节一方面可以通过对焦平面器件中各层材料的尺寸优化来实现, 另一方面也可以通过对现有焦平面器件的封装结构进行优化来实现。在实际焦平面器件的封装结构中, 都是经过综合考虑实际的需求和工艺的可操作性之后, 设计焦平面器件封装结构的结构尺寸, 因此在现有封装结构中尺寸优化的调节空间较小。对于焦平面器件封装结构的调整, 需要在不改变固有结构尺寸的条件下, 改善焦平面器件封装结构中探测器阵列的应力。对于碲镉汞、InSb 焦平面, 目前封装结构中经常使用的优化方案就是引入复合平衡层材料, 通过复合平衡层来调节焦平面结构中的探测器阵列的应力和形变, 最终获得高可靠性的焦平面器件封装结构^[123-125]。而目前国内对于 InAs/GaSb II 类超晶格

焦平面器件的热失配研究尚是一片空白。本文在现有焦平面器件封装结构的基础上，基于复合平衡层原理，通过调节 Si 读出电路的热收缩程度，使之与其热膨胀系数较大的 GaSb 热匹配，提出如图 4.17 所示的两种优化结构。

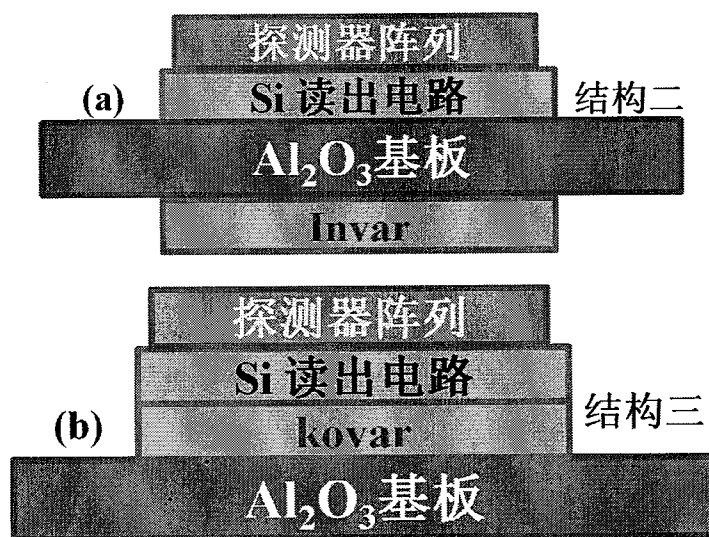


图 4.17 (a)结构二-平衡层材料为 Invar (b)结构三-平衡层材料为 kovar

对于不同封装结构焦平面器件热失配的研究通常采用理论模拟结合实验验证的方法，其一般研究步骤为：利用 ANSYS 软件对焦平面器件不同封装结构的热失配进行分析，计算得到不同结构中各层材料热膨胀系数差引起热膨胀或收缩不均匀而引起的应力，给出低温时探测器阵列 Von-Mises 等效应力及其分布。并对不同结构进行比较，提出优化方案，最后进行实验验证。

为了能够更加准确的对不同结构的等效应力进行理论模拟，因此需要知道封装结构中不同材料的相关材料参数，如 GaSb、InAs、Al₂O₃、Si、Kovar（可伐）、Invar（因瓦）。

4.4.2. 相关材料参数获取

从上一节可以知道，封装结构相关材料参数的获取对于后续的理论模拟有着重要的作用。由于红外焦平面器件工作温度的特殊性，因此理论模拟需要知道低温下各材料的性能参数，如热膨胀系数、杨氏模量及泊松比等。对于 Si 材料的性能参数研究比较充分，300 K~80 K 内 Si 的平均热膨胀系数为 $1.15 \times 10^{-6} / \text{K}$ ，泊松比为 0.28，等效杨氏模量 130 Gpa^[126]。然而对于封装结构中其他材料低温下的性能参数的研究相对较少，因此如何获得这些材料低温下的性能参数就尤为重要。

当一个结构系统中各层材料的热膨胀系数不同时，该结构从室温降至低温，各材料的膨胀收缩程度不相同，便会使该结构产生一定形变值。当知道这些层状

结构的尺寸及结构中材料参数之后,可以通过模拟计算得到结构中各层材料相应的形变值。同理如果得到结构的形变值,也能够获得该结构中材料的平均线热膨胀系数。因此本文采用不同材料形成双层结构,然后测量 80 K 温度时该双层结构中的形变值,结合理论模拟,计算出相应材料的平均线热膨胀系数。

实验中采用的各层材料的尺寸如表 4.3 所示。按照表 4.3 中的要求将 Si、GaSb、InAs 切割成相应尺寸大小的正方形结构,将 Al_2O_3 、可伐、因瓦加工成相应的尺寸结构。并按照表格中相应的顺序用低温环氧树脂胶将两者粘合在一起,该胶的厚度约为 $5\ \mu\text{m}$,对双层结构的形变影响微小,忽略不计。

表 4.3 形变实验中双层结构样品的尺寸

双层结构样品(上/下)	上层材料尺寸 (mm)	下层材料尺寸 (mm)	样品个数
Si/ Al_2O_3	19.6×19.6×0.46	25×24×0.33	2
Si/GaSb	16×16×0.46	16×16×0.5	2
Si/Kovar	16×16×0.46	16×16×0.5	2
Si/Invar	16×16×0.46	16×16×0.6	2
InAs/ Al_2O_3	15×15×0.6	25×24×0.33	2

双层结构的形变测试系统由 L 型液氮杜瓦、三维影像测试仪以及电脑 PC 组成。图 4.18 (a)和(b)分别为测试系统的实物照片与示意图。三维影像测试仪是用来测试结构表面的三维坐标,结构的 XY 平面内的坐标是通过该测试仪的光栅尺测试完成,对于结构的 Z 坐标则通过激光聚焦测试获得,Z 方向的测试精度小于 $0.5\ \mu\text{m}$ 。L 型液氮杜瓦,是专门设计满足与常温、低温形变测试要求的。如图 4.19 所示,它具有较大面积的透明窗口,该窗口可以满足三维影像测试仪的激光透射。同时冷平台具有温敏电阻,能够满足对样品温度进行实时监控。测试过程中,将 L 型杜瓦放置于三维影像测试仪的 XY 平台上,然后通过电脑 PC 设置好测试路径并发送三维影像测试仪,随后三维测试仪对结构表面的三维坐标进行测量,获得结构表面的坐标值。

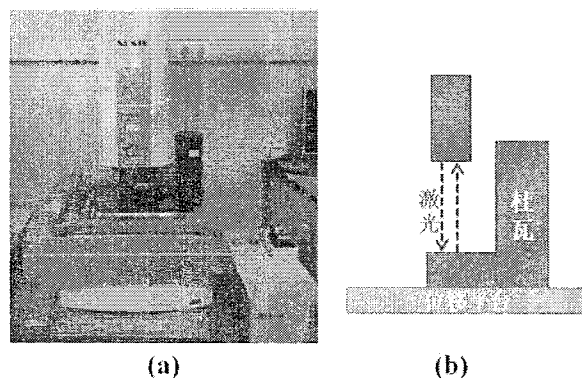


图 4.18 测试系统(a)实物图及(b)示意图

在图 4.18 所示的测试系统结构示意图中, 为了满足低温形变的测试, 双层结构需要安装在杜瓦冷平台上。通常采用少量的低温导热硅脂来实现双层结构样品与杜瓦冷平台之间的接触。一方面保证双层结构与冷平台之间良好的热传导, 这样能够保证样品处于低温状态; 另一方面需避免冷平台低温形变对结构形变产生影响, 尽可能的降低外部因素对测试的结果产生影响使样品处于一个准自由状态, 同时采用测温电阻对冷平台温度实时监测。具体安装实物图和示意图如图 4.19 所示。

测试分别在室温(300 K)与低温(80 K)两种状态进行。测试示意图见图 4.4 所示。首先, 在室温状态下沿着 X 方向测试, 获得结构表面的相关三维坐标数据; 然后再沿着 Y 方向进行测试, 获得结构表面的三维坐标数据。随后向 L 型杜瓦中注入液氮使其降温至液氮温度, 然后重复常温的测试步骤, 获得结构表面的一系列低温下的三维坐标数据。由于样品在杜瓦中安装时, 无法保证样品表面完全的水平, 因此需要对原始测试数据进行数据处理。处理的标准是该双层结构具有对称性。最终获得不同温度下, 不同层状结构样品表面的相对形变值。

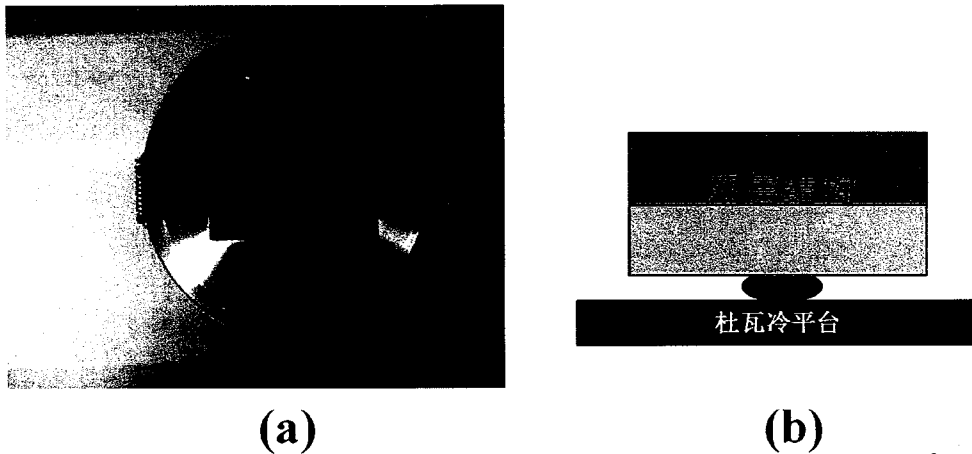


图 4.19 样品安装 (a) 实物图与 (b) 示意图

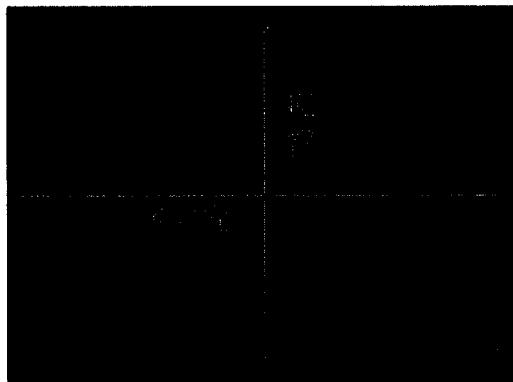


图 4.20 双层结构形变的测试示意图

结合双层结构的形变测试结果，对不同顺序的双层结构进行了理论拟合，以下双层结构形变值均指样品中心与边线中点的差值。由于双层结构是对称的，因此只需选取 1/4 的结构进行建模，忽略环氧树脂胶的影响，模型的有限元网格划分如下图 4.21 所示。在理论拟合过程中，认为材料各向同性，材料的性能参数并不会随着温度的变化。模型对称面上施加对称边界条件，层状结构的中心点采用约束，模型上温度由室温 300 K 均匀地降至 80 K 的工作温度。

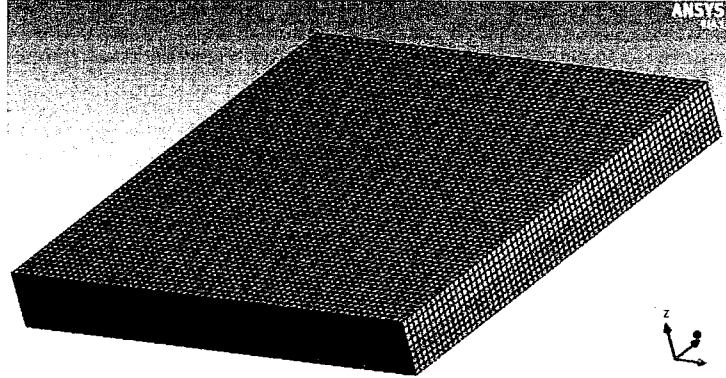


图 4.21 双层结构中网格划分的示意图

图 4.22 给出了不同温度条件下 Si/GaSb 双层结构的表面形变值。300 K 时，结构表面很平整。当温度降为 80K 时，该结构两个样品的中心点比边线中点分别高 41.3 μm 与 40.7 μm 。通过对相应的形变结果进行理论模拟，可以得到 GaSb 的平均线膨胀系数为 $5 \times 10^{-6} / \text{K}$ 。

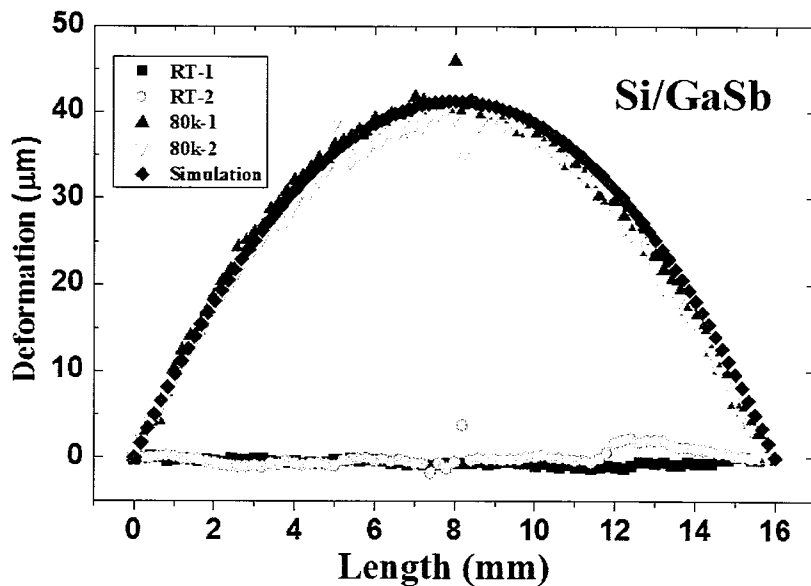


图 4.22 Si/GaSb 双层结构常温、低温时形变值

图 4.23 为不同温度下 Si/Kovar 双层结构样品的表面形变值。300 K 时，结构表面平整。当温度降为 80K 时，该结构两个样品的中心点比边线中点分别高

55 μm 与 52 μm 。通过对相应的形变结果进行理论模拟，可以得到 kovar 的平均线膨胀系数为 $6.3 \times 10^{-6} / \text{K}$ 。

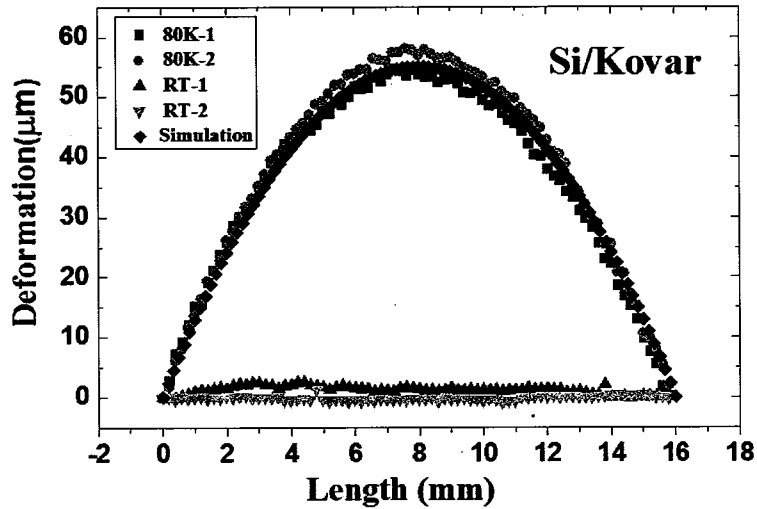


图 4.23 Si /Kovar 双层结构的常温、低温时形变值

图 4.24 为不同温度下 Si/Invar 双层结构样品的表面形变值。300 K 时，结构表面较平整，平均起伏 1 μm 。当温度降为 80K 时，该结构两个样品的中心点比边线中点分别高 8.2 μm 与 8 μm 。通过对相应的形变结果进行理论模拟，可以得到 Invar 的平均线膨胀系数为 $2 \times 10^{-6} / \text{K}$ 。

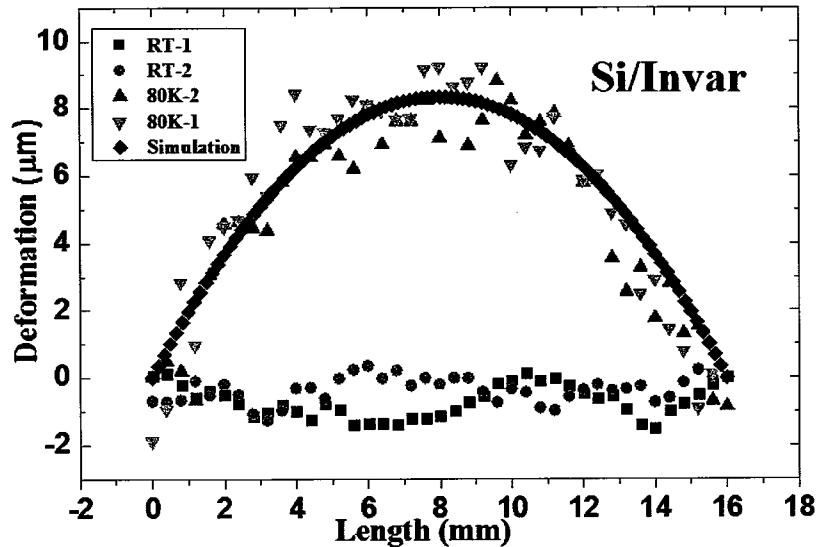


图 4.24 Si/Invar 的双层结构常温、低温时形变值

图 4.25 为不同温度下 Si /Al₂O₃ 双层结构样品的表面形变值。300 K 时，结构表面平整。当温度降为 80K 时，该结构两个样品的中心点比边线中点分别高 35 μm 与 33 μm 。通过对相应的形变结果进行理论模拟，可以得到 Al₂O₃ 的平均线膨胀系数为 $2.9 \times 10^{-6} / \text{K}$ 。

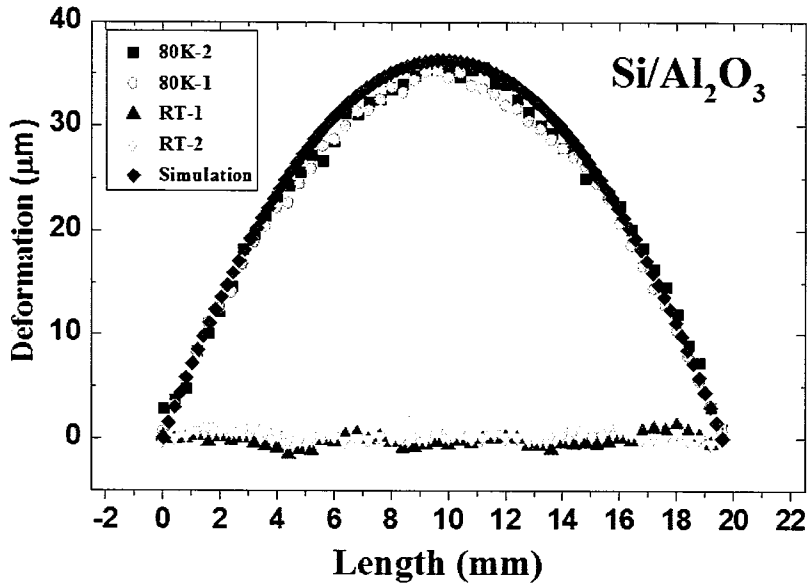


图 4.25 Si /Al2O3 的双层结构的常温、低温时形变值

图 4.26 为 InAs/Al₂O₃ 的双层结构常温、低温下，样品的表面形变值。与之前的双层结构不同，其低温时出现了发生向下凹进形变，两个样品的形变值分别为 5 μm 与 6 μm，对相应的实验结果进行理论模拟，得到 InAs 的平均线膨胀系数为 $3.55 \times 10^{-6} /K$ 。

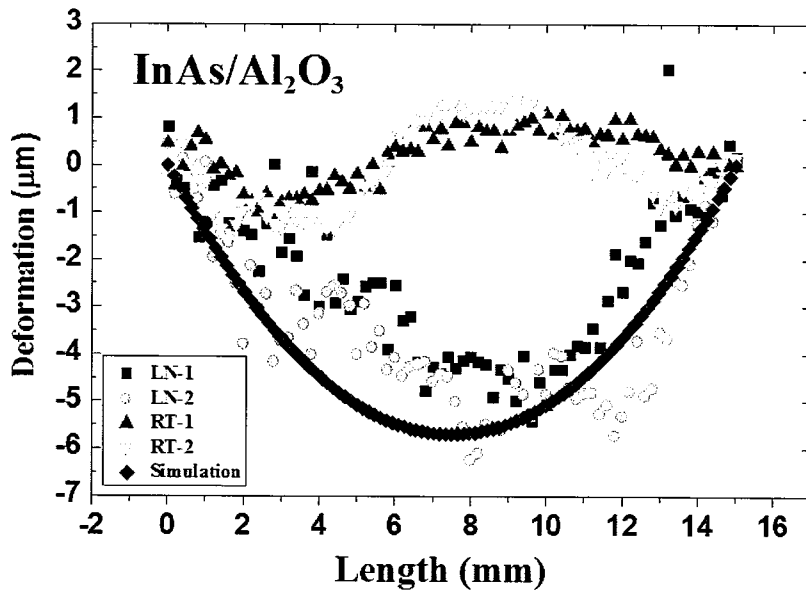


图 4.26 InAs/Al2O3 的双层结构常温低温时形变值

上述理论模拟得到各种材料的平均热膨胀系数的结果统计见表 4.4。从表中可以看出，Si 材料的平均线膨胀系数最小，最大的热膨胀系数材料为 kovar。GaSb 衬底材料的热膨胀系数与硅差异明显，由此可知，当红外焦平面器件采用封装结构一时，GaSb 衬底与 Si 电路之间的热失配情况严重，因此容易造成 InAs/GaSb II

类超晶格红外焦平面的可靠性问题，甚至芯片裂片问题。

表 4.4 焦平面封装结构材料的性能参数

材料	平均线膨胀系数- $10^{-6}/K$	平均杨氏模量/Gpa	泊松比
Si	1.15	130	0.28
Al ₂ O ₃	2.9	390	0.3
InVar	2	200	0.3
kovar	6.3	200	0.3
InAs	3.55	53	0.3
GaSb	5	63	0.31

4.4.3. 封装结构的理论模拟

上一节获得了焦平面器件的封装结构中各层材料的相关参数，随后我们通过理论模拟对比了三种不同封装结构的探测器阵列表面形变以及应力大小，为下一步的实验提供了理论依据。假设三种封装结构中探测器阵列、硅读出电路和 Al₂O₃ 基板三层结构分别具有相同的尺寸，平衡层材料的尺寸保持一致。以 640×512 规模的红外焦平面器件为例展开模拟，具体的结构尺寸见表 4.5。对焦平面器件的热失配进行了理论模拟，首先对不同结构中衬底厚度与探测器阵列形变、等效应力的关系进行了模拟计算，得到了不同结构中探测器阵列等效应力的区别；并进一步对于结构二、三中的平衡层厚度与探测器阵列等效应力、形变的关系进行了研究。由于焦平面器件具有对称特性，因此在理论模拟中也采用 1/4 封装结构进行建模。探测器阵列与读出电路间采用块状结构进行等效模拟，由于环氧树脂胶所占的体积分数较大，此处性能参数为环氧树脂胶的性能参数。环氧树脂的相关参数见参考使用说明书，平均线膨胀系数 $5.65 \times 10^{-5}/K$ ，平均等效杨氏模量 7 Gpa，泊松比为 0.36^[127]。其中超晶格外延层的厚度为 4 μm。模型中各层材料的参数设置参考表 4.4，约束条件以及载荷的加载类似于双层结构。模型中网格的划分根据材料的相应厚度进行区别划分。

表 4.5 焦平面器件不同封装结构的相关尺寸

	结构一	结构二	结构三
探测器阵列	20.16×16.32×0.2	20.16×16.32×0.2	20.16×16.32×0.2
Si 读出电路	22.8×20.8×0.48	22.8×20.8×0.48	22.8×20.8×0.48
Al ₂ O ₃ 基板	25×24×0.33	25×24×0.33	25×24×0.33
平衡层	/	22.8×20.8×0.5 (Invar)	22.8×20.8×0.5 (kovar)

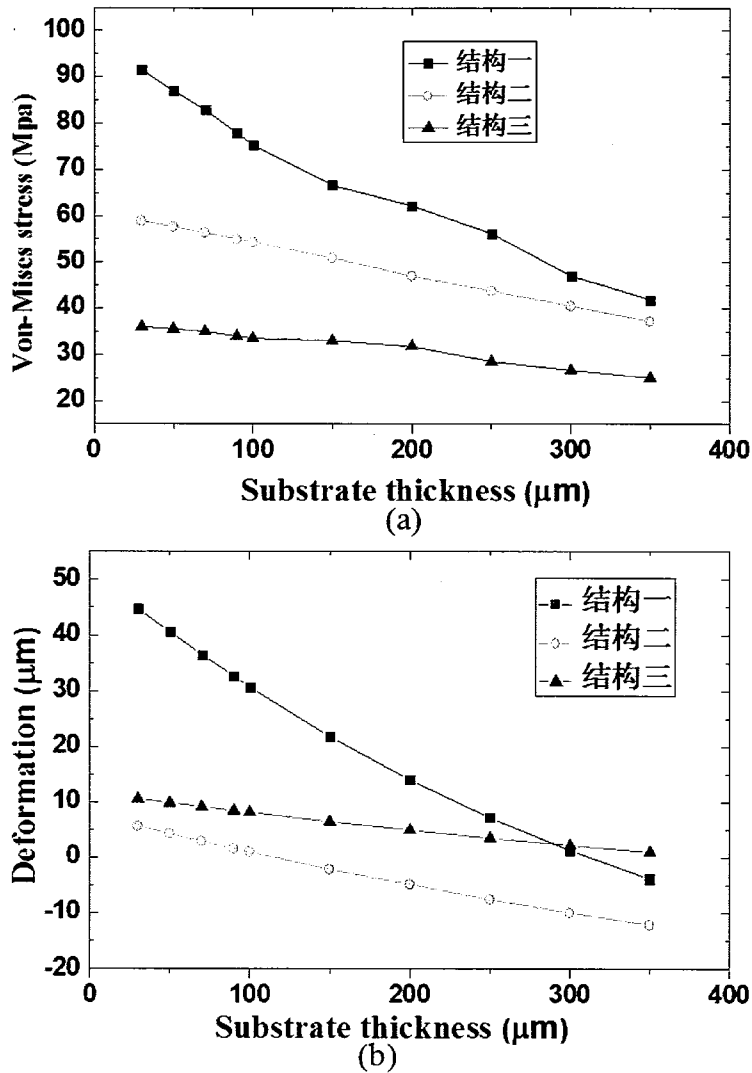
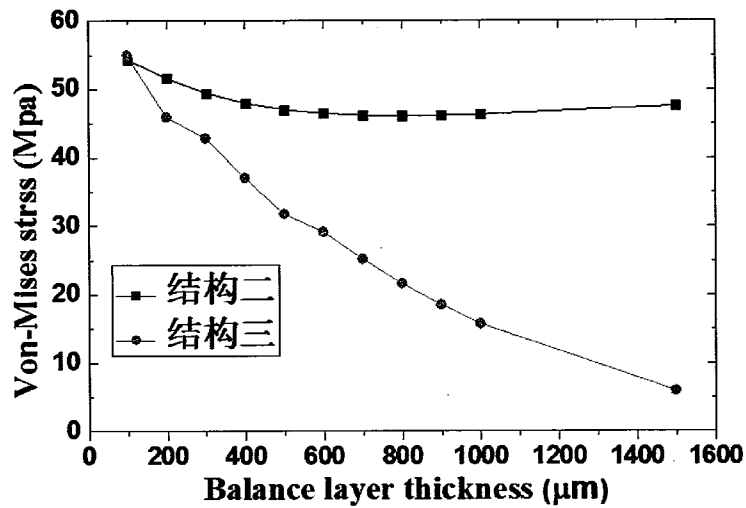


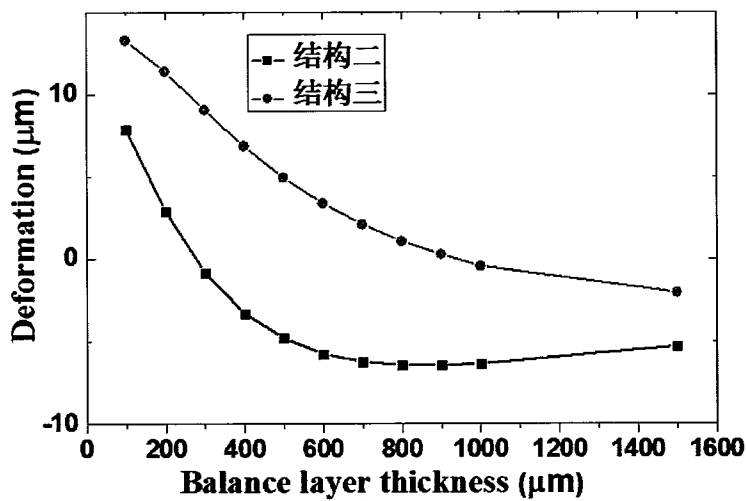
图 4.27 不同封装结构中(a)探测器阵列等效应力随衬底厚度变化关系 (b)探测器阵列低温形变值随衬底厚度变化关系

探测器阵列等效应力、形变值与探测器阵列衬底厚度、Si 读出电路厚度、 Al_2O_3 基板厚度以及平衡层厚度均有关系。图 4.27 为不同封装结构中 GaSb 衬底厚度变化时探测器阵列的相应等效应力、低温形变值的关系曲线；从上图中可以看出，随着衬底厚度的减小，三种结构中探测器阵列的等效应力均逐渐变大。结构一中，当衬底厚度由 $350 \mu\text{m}$ 减小到 $30 \mu\text{m}$ 时，应力由 41.9 MPa 增加到 91.5 MPa ，表面形变值由向下凹 $3.8 \mu\text{m}$ 变化为向上凸 $45.7 \mu\text{m}$ 。当衬底厚度减小时，探测器阵列伸缩相对自由，随着 Si 读出电路和 Al_2O_3 基板组成系统的热失配程度变化，等效应力相对较高。当结构二中加入 InVar 平衡层时，等效应力有了一定的下降，当衬底厚度由 $350 \mu\text{m}$ 减小到 $30 \mu\text{m}$ 时，等效应力由 37.3 MPa 增加到 58.9 MPa ，表面形变值由向下凹 $12 \mu\text{m}$ 变化为向上凸 $5.8 \mu\text{m}$ 。这是由于加入的 Invar 平衡层的热膨胀系数为 $2 \times 10^{-6} / \text{K}$ ，与宝石基本形成双层结构之后，增加了对 Si 电路的

压缩作用，从而使探测器阵列的等效应力减小，也使得表面的形变值变小。当结构三采用热膨胀系数更大的 kovar 作为平衡层材料时，其探测器阵列的等效应力得到了大幅度的改善，均在 40 Mpa 以下，同时最大的形变值为 10.6 μm 。



(a)



(b)

图 4.28 不同结构中(a)探测器阵列等效应力与平衡层厚度的关系 (b) 探测器阵列形变与平衡层厚度的关系

图 4.28 是结构二、三中平衡层厚度的变化与探测器阵列等效应力、形变的关系图。对于结构二，随着平衡层厚度从 0.1 mm 增加 0.6 mm 时，一定程度上降低了芯片的等效应力，幅度为 10 Mpa，形变值由向上凸 7.9 μm 变化到向下凹 5.7 μm ；但当其厚度继续增加时，其等效应力的变化不明显；结构三中，随着 kovar 厚度的增加，对硅电路压缩作用增强，探测器阵列等效应力的逐渐减小，由 55 Mpa 减小到 6 MPa，形变值由向上凸 13.3 μm 变化到向下凹 2 μm 。

经过上面对焦平面器件不同封装结构进行的理论模拟和分析,我们认为结构三中探测器阵列的等效应力最小,且表面的相对形变值可接受,因此适合于InAs/GaSb II类超晶格焦平面器件的封装。同时为了兼顾焦平面器件的引线键压工艺以及其他相关工艺,我们将 kovar 平衡层的厚度选为 $500\ \mu\text{m}$ 。对于结构三的探测器阵列应力状态以及形变值,能否满足于焦平面器件的温度循环可靠性问题,有待实验进一步验证。

4.4.4. 优化封装结构的实验验证

基于上节内容中对焦平面器件不同封装结构的理论仿真,我们选择了结构三作为最优方案,进行实验验证。根据上面的分析,我们选择 $500\ \mu\text{m}$ 厚的 kovar 作为平衡层,然后对 640×512 焦平面器件进行了高低温($300\ \text{K}$ - $80\ \text{K}$)循环实验,次数为 30 次,焦平面器件并未发生裂片。

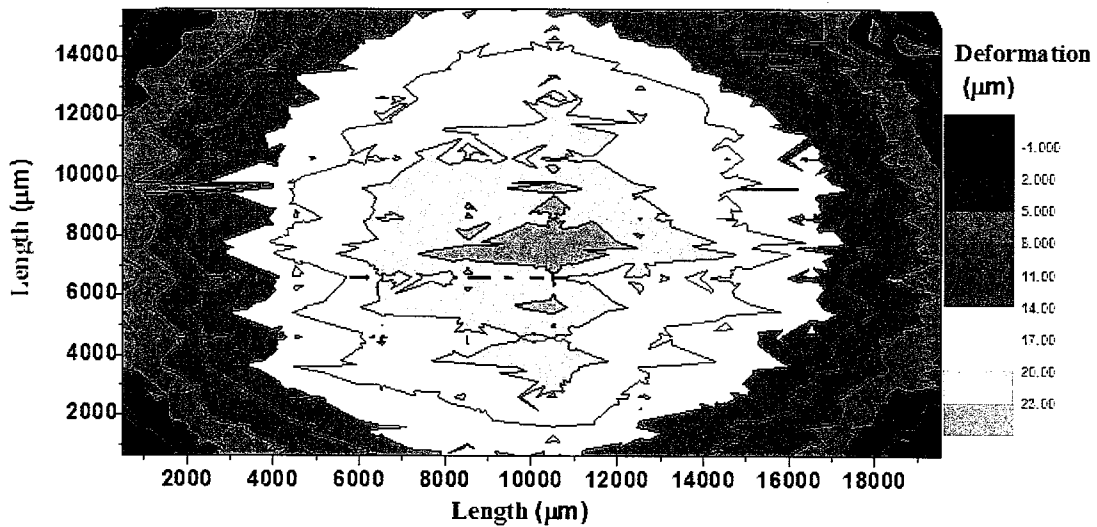


图 4.29 高低温冲击 30 次后探测器阵列低温形变

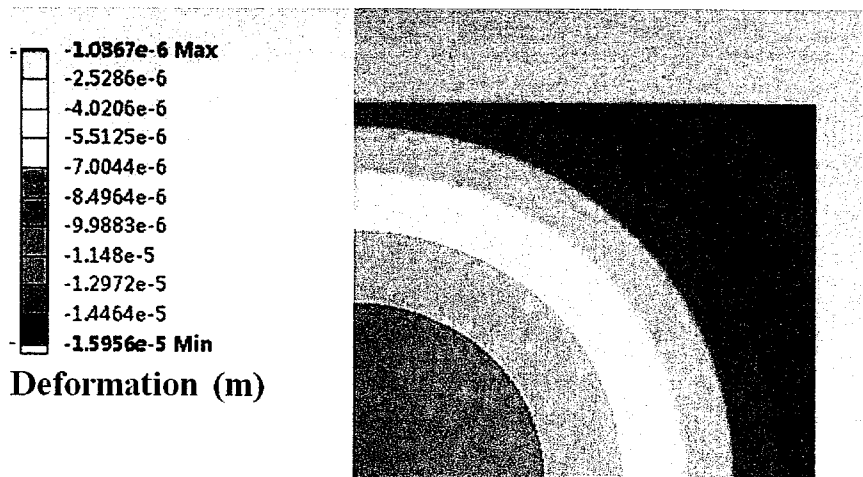


图 4.30 理论模拟探测器阵列的低温形变

随后我们利用形变测试系统对 30 次冲击后的 640×512 焦平面器件中的探测器阵列低温形变值，并进行了数据处理，结果见图 4.29。探测器阵列在低温时表现为向上凸 $23 \mu\text{m}$ ，即面阵中心与顶点的差值。我们也进行了相应的理论模拟，模拟的结果如图 4.30 所示。从理论模拟中可以知道探测器阵列低温形变向上凸，形变量有 $15 \mu\text{m}$ ，基本与实验测试结果吻合。除了实验误差的影响外，两者之间的差异可能来自于表面的不平整，

基于以上 640×512 焦平面器件的实验结果，我们将封装结构三也应用于 320×256 焦平面器件。 320×256 长波焦平面器件的温度循环前后的性能测试结果如表 4.6 所示。高低温循环次数为 30 次， 320×256 焦平面器件也没有发生裂片，其中焦平面的盲元率、响应率、噪声及响应不均匀性等特征性能参数都没有出现明显的变化。

表 4.6 320×256 长波焦平面器件的高低温循环前后的性能测试结果

测试时间	盲元率(%)	响应电压(V)	噪声(mV)	不均匀性(%)
实验前	3.97	0.38	0.88	15
实验后	3.75	0.39	0.89	15

通过上面实验的验证结果，可以发现封装结构三能够满足 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件的温度循环可靠性问题，该结构已经正式应用于 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件的常规工艺中。

通过以上对于长波超晶格结构的设计、材料的生长、去衬底技术的研究和封装结构的优化，并通过第二章的焦平面器件制备工艺流程，最终我们成功制备了长波 $12 \mu\text{m}$ 的 320×256 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件，光敏元面积为 $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ ，台面侧壁采用 SiO_2 进行钝化保护。图 4.31 给出该焦平面器件的实物图，从图 4.31 (a)中可以清晰的看出焦平面器件像元的分布。

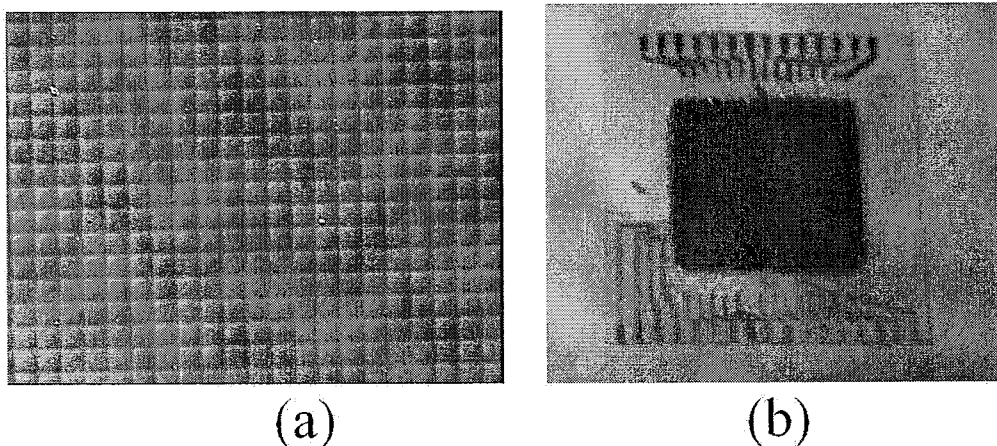


图 4.31 (a) 探测器阵列表面照片 (b) 焦平面器件实物图

4.5. 本章小结

为了获得高性能的长波 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件,本章从探测器结构设计、材料生长、去衬底工艺和焦平面封装结构的优化四个方面对长波 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件的设计和制备工艺进行了研究,所得到的主要结论包括:

1. 为改善 InAs/GaSb 长波超晶格探测器的量子效率及暗电流特性,设计了 pB π Bn 的 InAs/GaSb II 类超晶格长波势垒结构,并在此基础上采用固态源分子束外延技术生长了高质量的 InAs/GaSb 长波超晶格材料,吸收区的晶格失配 $\Delta a/a$ 仅 2.1×10^{-5} , -1 级卫星峰的全宽半高峰 (FWHM) 为 21.6 弧秒。

2. 针对 GaSb 衬底强吸收红外光的问题,研究发现 GaSb 衬底对红外光的吸收机制源自于光学声子和电离杂质的散射。在此基础上研究了 GaSb 衬底厚度与透射率的关系,发现深减薄对衬底透射率提高的效果十分有限。通过 GaSb 与 InAsSb 材料的选择性腐蚀实验,得到了 II 类超晶格单元器件的去衬底优化工艺,解决了 GaSb 衬底吸收红外光问题,并将该工艺用于焦平面器件常规工艺中。

3. 针对 InAs/GaSb 超晶格大面阵焦平面器件热失配裂片的问题,对超晶格焦平面封装结构进行了优化设计和实验验证,提出了最优的封装结构方案。并将该方案用于焦平面器件常规工艺中。

4. 成功实现长波 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件工艺贯通,获得了长波 12 μm 的 320×256 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件。

5. 长波焦平面器件性能测试与分析

上一章节我们通过对 II 类超晶格长波焦平面器件制备的研究, 获得了长波 $12\ \mu\text{m}$ 的焦平面器件。这一章我们对该长波焦平面器件的主要性能进行了测试与分析, 并对探测器的暗电流机制以及焦平面器件性能与测试条件之间的关系进行了研究。经过工艺的优化成功制备出高性能长波 $12\ \mu\text{m}$ InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件。

5.1. 探测器的性能测试

在焦平面器件的探测器阵列设计中, 为了能够直观、准确了解探测器阵列的性能参数, 通常在探测器阵列上设置测试像元。通过这些像元的器件性能来了解探测器的性能, 并为焦平面器件的性能测试分析提供依据。

5.1.1. 相对响应光谱测试

将焦平面器件放置于变温杜瓦中, 随后用傅立叶红外光谱仪测试了 80 K 和 65 K 温度下测试像元的相对响应光谱, 测试结果如图 5.1 所示。可以看出, 随着温度的降低, 器件的截止波长基本不发生变化, 50%截止波长为 $12\ \mu\text{m}$, 与理论设计值相吻合。

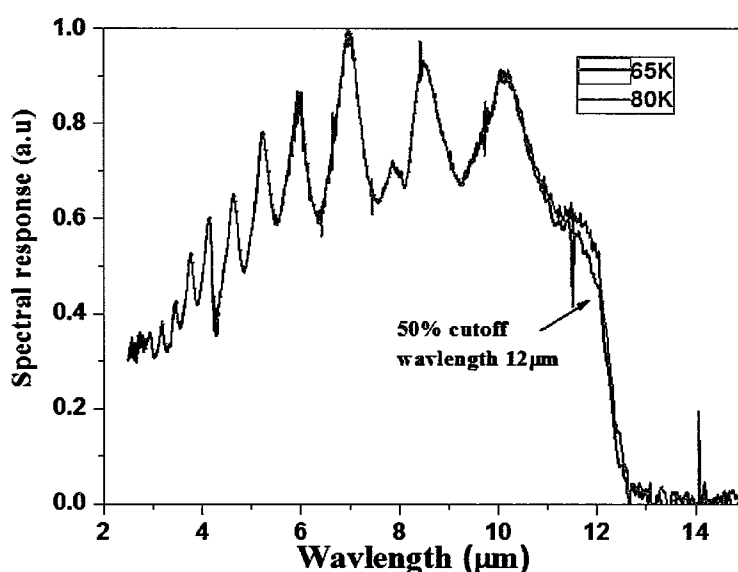


图 5.1 不同温度下探测器的相对响应光谱

5.1.2. 暗电流测试和拟合

探测器的暗电流是指在没有光照的情况下,对探测器施加电压测试其电流值,这是探测器性能测试和评价中常用的方法之一。暗电流测试通常采用封闭的冷屏来屏蔽背景辐射对于探测器电流的影响,由此测试得到暗电流。与其他光伏探测器一样, InAs/GaSb II 类超晶格探测器中暗电流类型主要为以下几种:扩散电流(diff),产生复合电流(gr),带间隧穿电流(btb)缺陷辅助隧穿电流(tat),以及表面漏电流(surface)。这些不同类型的暗电流对应于不同的产生机制及原理^[128, 129],也具有不同的 I-V 特性。因此可以对探测器的实测暗电流-电压曲线进行拟合,得到不同类型暗电流分量与偏置电压的关系。随后提取出探测器的相关物理参数,如缺陷密度、缺陷能级位置、产生复合寿命等。这些参数有利于我们对探测器结构和外延材料的质量深入的理解,以便进一步优化材料质量与探测器结构设计。此外,也为焦平面器件性能的测试分析提供相应的依据。

扩散电流是一种最基本的暗电流机制,源自于热产生的少数载流子从准电中性区扩散到耗尽区形成的电流。扩散电流在正反向偏压下都有一定的贡献,大小与 p 区和 n 区的载流子浓度、少子寿命、偏压大小及温度密切相关。由于扩散电流的产生依赖于载流子浓度梯度的存在,因此在考虑扩散电流时,只需要考虑空间电荷区边界处的电势而不需要考虑内部的情况。扩散电流机制的公式表示为^[130]:

$$I_{diff} = I_0[\exp(\frac{qV}{k_B T}) - 1] \quad (5-1)$$

$$I_0 = Aq(\frac{D_e n_i^2}{L_e N_A} + \frac{D_h n_i^2}{L_h N_D}) \quad (5-2)$$

上述公式中, k_B 是玻尔兹曼常数, q 是电子电荷, T 是温度, D_e 和 D_h 分别是电子和空穴扩散系数, A 是器件台面面积, L_e 和 L_h 分别是电子和空穴扩散长度, V 是器件外加偏置电压, N_A 和 N_D 分别是受主和施主的浓度, n_i 是本征载流子浓度。

器件耗尽区中总存在一定的缺陷,这些缺陷有的来自于体缺陷(如材料生长引入的缺陷),有的来自于器件制备工艺流程中带来器件表面态。这些缺陷在耗尽区的产生复合过程中起到媒介的作用,在正反偏压下均有贡献,产生复合电流的表达式为^[131]:

$$I_{GR} = \frac{qn_i WA}{\sqrt{\tau_{GR}}} \frac{2k_B T}{q(V_{bi} - V)} \sinh(\frac{qV}{2k_B T}) f(b) \quad (5-3)$$

$$f(b) = \int_0^{\infty} \frac{du}{u^2 + 2bu + 1} \quad b = \exp(-qV / 2k_B T) \cosh\left(\frac{E_t - E_g}{k_B T}\right) \quad (5-4)$$

其中 W 是耗尽区宽度, E_t 为缺陷能级, E_g 为吸收区超晶格材料有效禁带宽度, τ_{GR} 为产生复合寿命, V_{bi} 为内建电势大小。

当 p 区的价带电子通过直接隧穿穿过耗尽区到达 n 区导带时, 就会形成电流, 即为带间直接隧穿电流。隧穿电流取决于材料的能带带隙, 施加的电压以及结两侧的掺杂水平, E_g 越小, 反向偏置电压越大, 掺杂水平越高, 越可能发生隧穿。可以用以下公式表示带间直接隧穿电流^[132]:

$$I_{btb} = \frac{A\sqrt{2m_e^*}q^3EV}{4\pi^2\hbar^2\sqrt{E_g}} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_e^*}E_g^{1.5}}{3qE\hbar}\right) \quad (5-5)$$

其中 E 是电场强度, \hbar 是有效普朗克常数, m_e^* 是电子有效质量。

缺陷辅助隧穿电流是电子首先隧穿或者通过热效应跃迁到结区的一些陷阱中, 然后再隧穿到导带所形成暗电流。通过简单的一维模型, 考虑隧道效应和陷阱占有概率, 缺陷辅助隧穿电流的一般可以表达为^[133]:

$$I_{tat} = \frac{Aq^2m_e^*VM^2N_t}{8\pi\hbar^3(E_g - E_t)} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_e^*}(E_g - E_t)^3}{3qE\hbar}\right) \quad (5-6)$$

其中 N_t 是缺陷密度, 缺陷势能 $M^2 = 1 \times 10^{-23} \text{ eV}^2$, E_t 为缺陷能级。

在不考虑表面漏电流的前提下, 探测器的总暗电流为不同机制暗电流之和, 可以表达为:

$$I_{dark} = I_{diff} + I_{gr} + I_{btb} + I_{tat} \quad (5-7)$$

表 5.1 给出了拟合计算中所需的部分参数。

表 5.1 暗电流拟合所使用的基本参数:

参数	m_e	m_h	μ_e	μ_h	E_t	M^2
数值	0.03 m_0	0.4 m_0	1000 cm ² /V·s	100 cm ² /V·s	$E_g/3$	$1 \times 10^{-23} \text{ eV}^2$

我们将获得的长波 12 μm InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件放于变温杜瓦中, 采用全封闭的冷屏, 对测试像元在 50 K- 120 K 温度区间的暗电流-电压曲线进行了测试, 测试结果如图 5.2 所示。

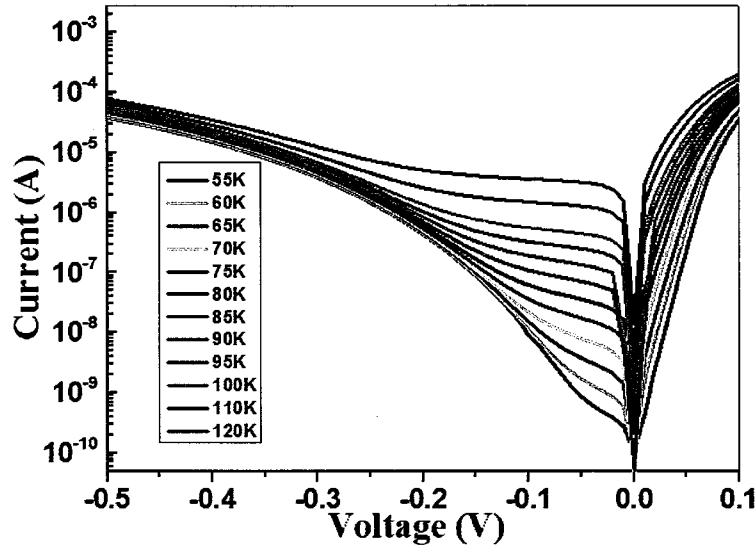
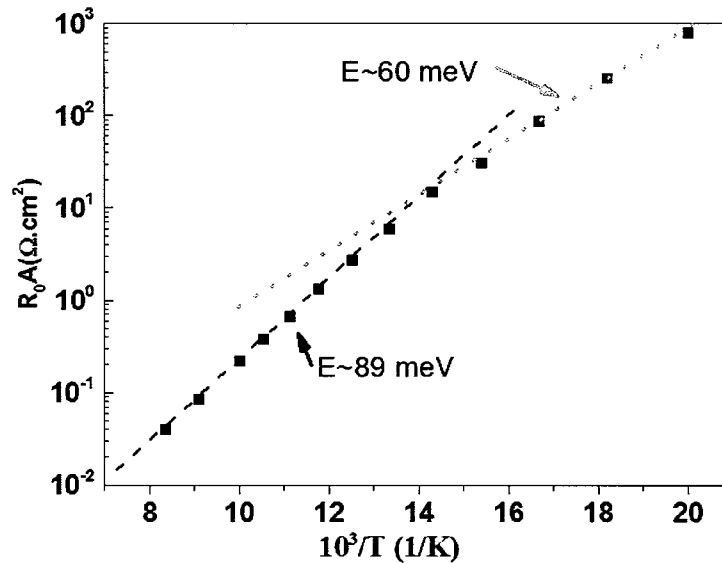


图 5.2 测试像元的变温 I-V 曲线

图 5.3 测试像元的 R_0A 曲线

如图 5.2 所示，温度 120 K 时 p-n 结二极管的伏安特性就不再明显。随着测试温度的降低，小反向偏压下的器件暗电流有了明显的降低。图 5.3 得到了焦平面测试像元器件在零偏压下，器件的动态阻抗和面积的乘积 (R_0A) 与温度的关系。随着温度的降低，器件的 R_0A 逐渐变大，80 K 温度下，器件的 R_0A 为 $3.25 \Omega \cdot \text{cm}^2$ ，65 K 温度下器件的 R_0A 为 $31.05 \Omega \cdot \text{cm}^2$ 。此外为了分析不同温度下暗电流的主导机制，我们比较不同温度下的 R_0A ，当温度大于 70 K 时， R_0A 与温度的关系正比于 $\exp(E/K_bT)$ ，其中激活能 E 值为 89 meV，较接近与长波超晶格能带的带隙 E_g (103 meV)，因此可以推断在此温度区间中扩散电流占主导；而随着温度的降低，拟合得到的激活能为 60 meV，该数值接近于 $1/2 E_g$ ，可推断出此时

产生复合电流占主导。同时我们在不考虑表面漏电还对 80 K 温度时，器件的暗电流进行了拟合，相应的拟合结果见图 5.4。

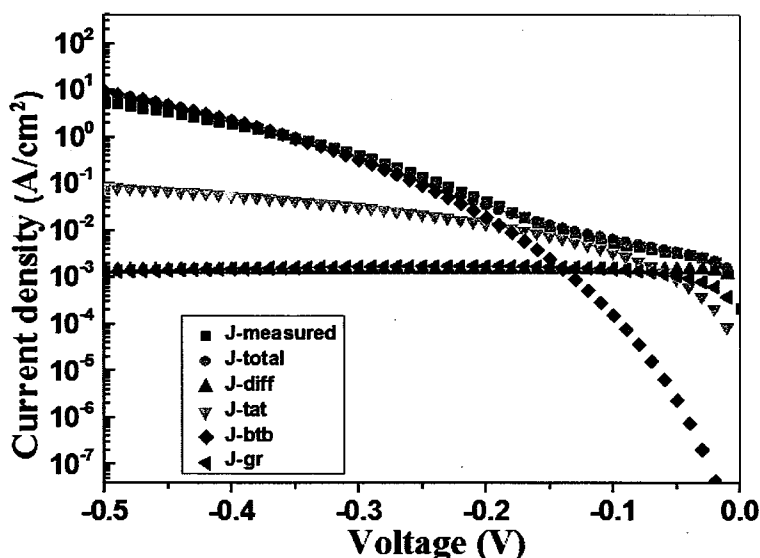
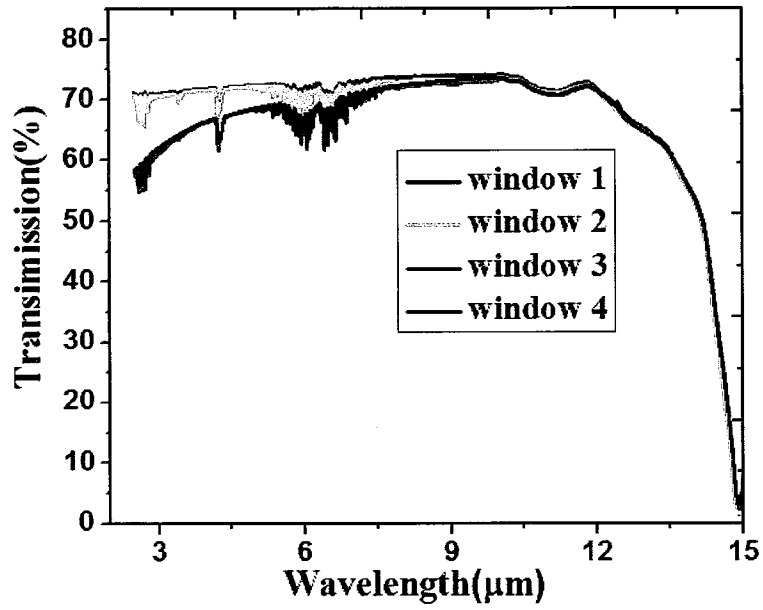


图 5.4 80 K 时像元暗电流密度测量曲线以及拟合曲线

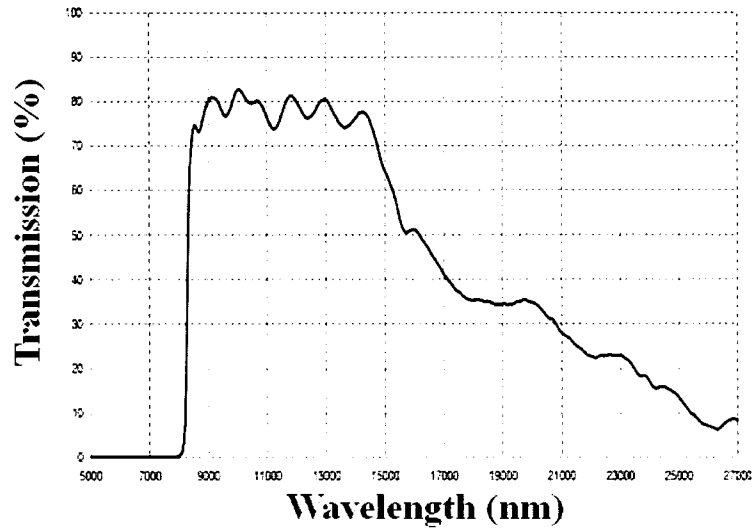
由图 5.4 的暗电流拟合结果可以很明显看出，在小负偏压下主要以扩散电流占主导，这也与上文中变温测试的结果吻合，而在大反偏压下时，所对应的暗电流机制为带间隧穿电流和缺陷辅助隧穿电流为主导。其中产生复合寿命约 30 ns，缺陷密度为 $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。

5.1.3. 黑体辐射下的电流测试

在对测试像元的相对响应光谱和暗电流进行测试分析之后，本节对背景辐射下测试像元的电流-电压曲线进行了测试。在实际的焦平面器件性能测试过程中，焦平面器件处于一定的背景辐射下。因此为了模拟焦平面器件性能测试的工作状态，在不同温度面源黑体的辐射背景下，我们对测试像元的电流-电压曲线和动态阻抗-电压曲线进行了测试。具体的实验步骤如下：首先将该焦平面器件放置于变温杜瓦中，该杜瓦与焦平面性能测试杜瓦为相同杜瓦。图 5.5 给出了该杜瓦窗口和滤光片的透射曲线。首先将杜瓦温度设置为 80 K，利用电流源表测试了像元在全封闭冷屏下的电流-电压曲线，随后将全封闭冷屏换成 F 数为 2 的冷光阑并装架长波通滤光片，再将焦平面器件按放在面源黑体 293 K 背景辐射下，测试在该背景辐射下测试像元的电流-电压曲线，最后将面源黑体温度升高至 308 K 时，得到测试像元的电流-电压曲线。待测试结束后，将杜瓦的温度设置为 65 K，按照上述测试步骤测试了 65 K 测试温度下，该焦平面器件的测试像元在不同背景辐照下电流-电压曲线。



(a)



(b)

图 5.5 (a)杜瓦窗口(b)滤光片的透射率曲线

图 5.6 和图 5.7 给出杜瓦温度为 80 K 时, 测试像元在不同面源黑体温度下测试像元的电流-电压曲线及其相应的动态阻抗-电压曲线。

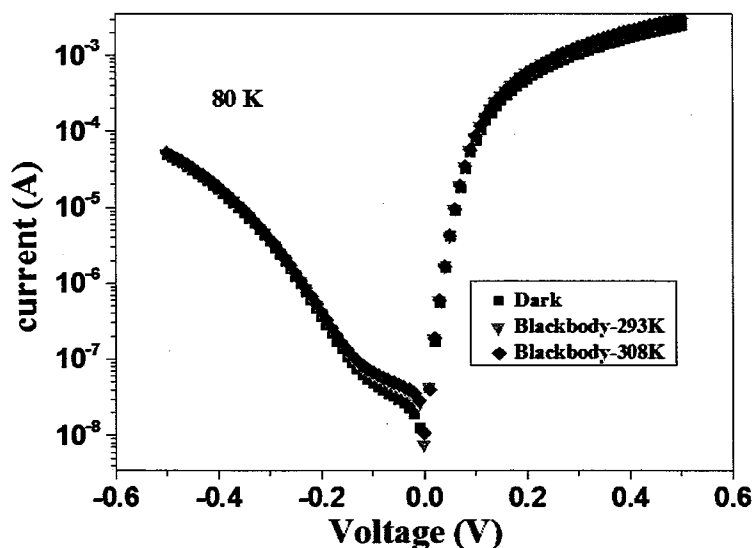


图 5.6 80 K 温度时测试像元的电流-电压曲线

从图 5.6 中可以看出,不同的测试条件下,像元电流-电压曲线在正向偏压和大反偏压下基本重合,当反向偏压由 0 V 增大到 0.1 V 时,像元的电流开始随着背景辐射通量的增加而增加。当 -50 mV 下,像元的暗电流为 30.18 nA,而在 308 K 的面源黑体辐射下,像元的电流增大到 46.36 nA。此外也获得了不同测试条件下像元的动态阻抗与电压的关系,见图 5.7。从图 5.7 中可知,不同测试条件下,像元的动态阻抗与电压的测试曲线基本吻合。图 5.7 中的插图给出了反向偏压由 0 V 增大到 0.1 V 时器件动态阻抗的对比图。可以看到小偏压下,测试像元器件的动态阻抗也基本没有变化。暗场时, -50 mV 时像元的动态阻抗为 $3.14 \times 10^6 \Omega$,在最大的背景辐射时,器件的动态阻抗为 $3 \times 10^6 \Omega$ 。

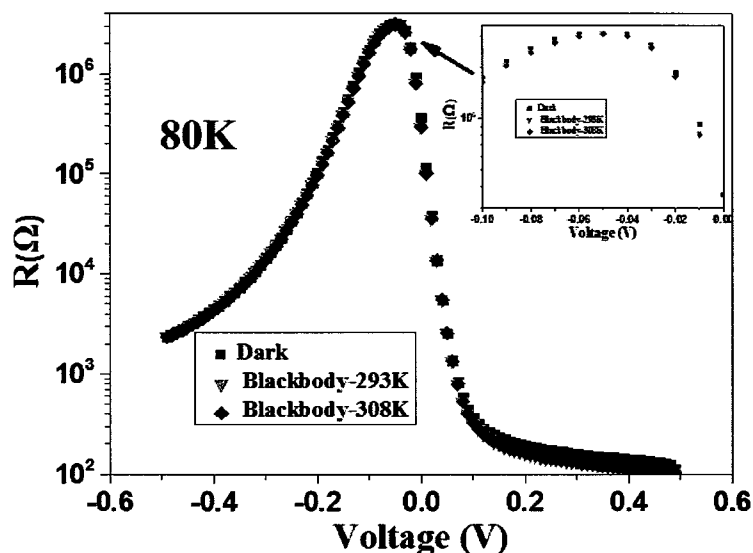


图 5.7 80 K 温度时测试像元的动态阻抗-电压曲线

从第二章的焦平面性能测试过程中可以知道,焦平面器件的响应电压是通过不同面源黑体温度下输出电平的差值(此处面源黑体温度为 293 K 和 308 K),这个差值源自于焦平面器件在不同辐射背景下的电流差值。因此,我们将 293 K 和 308 K 黑体辐射背景下测试像元的电流-电压曲线相减,获得小偏压下测试像元电流差值与偏压的关系,结果如图 5.8 所示。从中可以看出,像元器件的电流差值与反向偏压无明显的关系,随着反向偏压的加大,电流的差值基本保持一致,说明器件的响应基本不随着偏置电压变化,相应的电流差值为 3.5 nA。

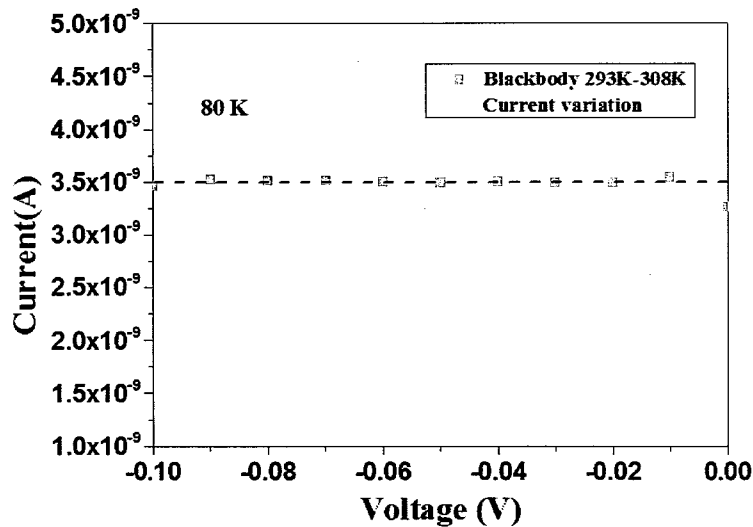


图 5.8 80 K 温度时黑体温度变化引起的电流差与偏压的关系

图 5.9 给出了 65 K 温度时测试像元在不同的背景下电流-电压曲线。从图中可以知道,在面源黑体辐射下,器件的电流有着显著的提升。图 5.10 给出了测试像元 65 K 温度时的动态阻抗-电压曲线,可以发现测试像元在不同的背景下的曲线基本重合。同样,我们也将 293 K 和 308 K 黑体辐射背景下测试像元的电流-电压曲线相减,获得了测试像元电流差值与反向偏压的关系。可以看出,随着偏压的加大,电流差值基本保持一致,电流差值略低于 3.5 nA。

类似地,我们分别测试了其余三个测试像元在不同温度、不同温度的黑体背景辐射下的器件的电流-电压曲线及对应的动态阻抗-电压曲线,并对这些数据进行了处理,获得了不同温度下,不同黑体温度时的像元电流差值,相关测试结果汇总见表 5.2。

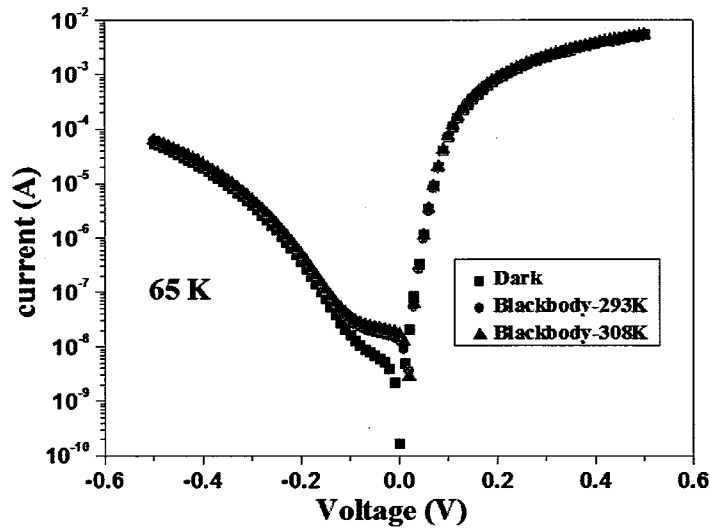


图 5.9 65 K 温度时像元的电流-电压曲线

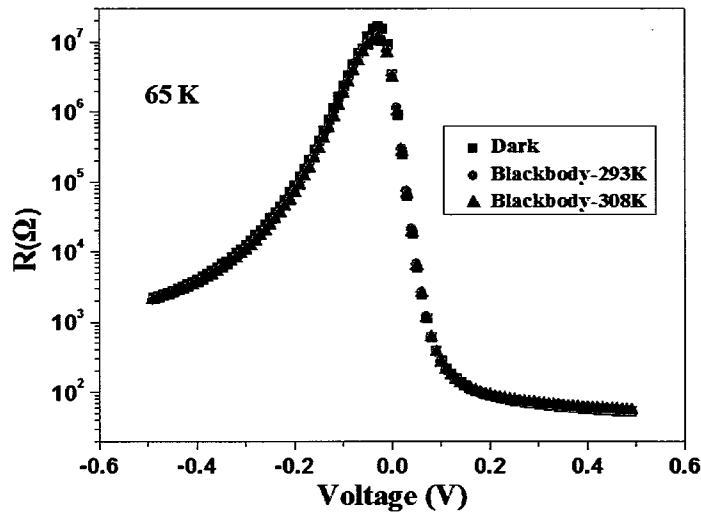


图 5.10 65 K 温度时像元的动态阻抗-电压曲线

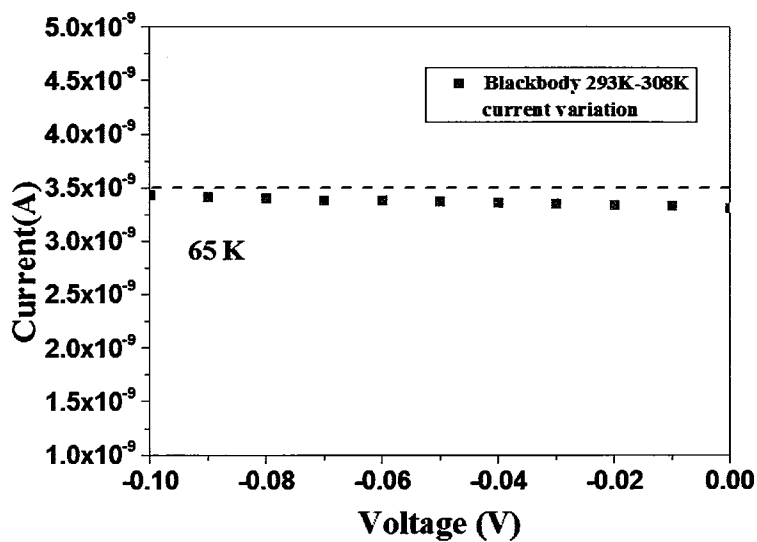


图 5.11 65 K 温度时黑体温度变化引起的电流差与偏压的关系

表 5.2 不同温度下黑体测试像元的电流差值

测试像元	80K 温度下黑体温度 293K-308K 测试像元电流差值 (nA)	65K 温度下黑体温度 293K-308K 测试像元电流差值 (nA)
1	3.55	3.41
2	3.50	3.38
3	3.46	3.3
4	3.5	3.35

从表 5.2 中可以知道, 当温度由 80 K 降低至 65 K 时, 测试像元的电流差值未发生明显变化, 说明了器件的响应并不会随着温度的变化而变化。该实验结果与之前的相对相应光谱测试相吻合。

5.2. 长波焦平面器件性能测试

由于红外焦平面器件的是通过 Si 读出电路来实现电信号的传输, 因此红外焦平面器件的性能是由探测器与 Si 读出电路耦合之后的整体性能。因此, 在完成对探测器性能表征之后, 我们选用本所自研的 320×256 DI 型读出电路与像元芯片互连混成获得焦平面器件。该读出电路获取单元电流信号的原理简图如图 5.12 (a)所示。探测器的电流信号流经栅极控制的 MOS 管, 给积分电容充电, 产生一个信号电压。信号电压经多路传输器至列放大器, 然后输出。列放大器的基本原理如图 5.12 (b)所示。该电路设计的积分电容为 0.86 pF。

将获得的 320×256 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件装架于杜瓦中, 并在冷光阑上装架长波通的滤光片。随后使用红外焦平面测试系统, 对该焦平面器件的性能进行了测试, 面源黑体温度分别设置为 293 K 和 308 K, 具体测试的步骤见第二章实验环节, 相关测试结果汇总见表 5.3。在测试过程中, 环形公用电极端 $V_{detcome}$ 保持电压不变, 通过调节 V_{Bias} 来实现探测器反向偏置电压的改变。当电路偏置电压 V_{Bias} 减小时, 探测器的反向偏置电压增大。

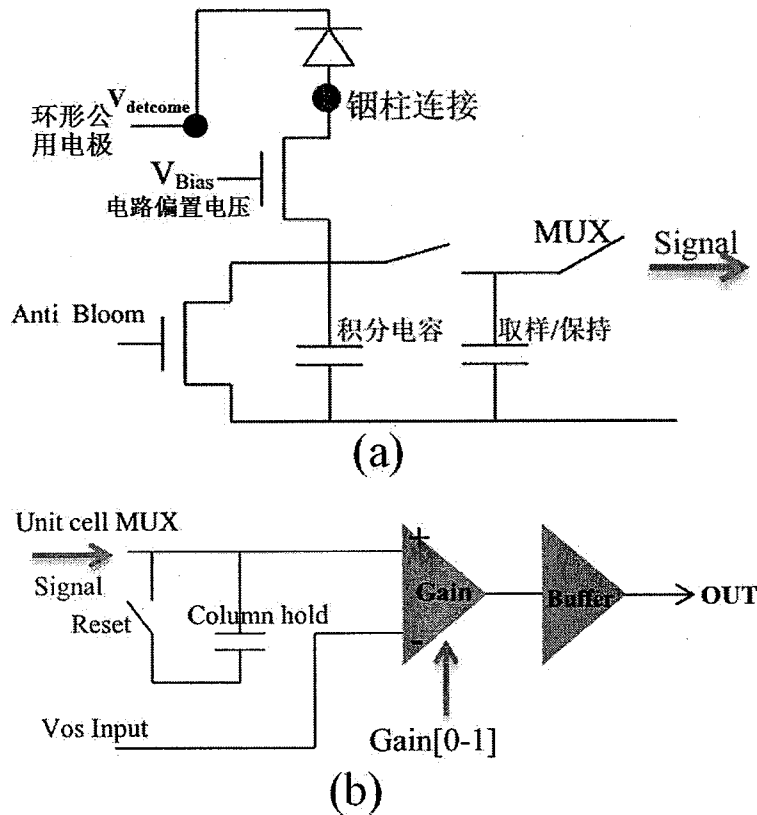


图 5.12 读出单元的简化原理示意图(a)，列信号放大原理图(b)

表 5.3 焦平面器件的测试结果如下

测试条件	电路偏置电压 V_{Bias} (mV)	293 K 黑体下电平平均值 (V)	盲元率(%)	响应电压(V)	噪声电压(mV)	不均匀性(%)	积分时间(μ s)
80K	4900	3.98	6.78	0.139	1.05	20	150
65K-1	4900	3.47	4.61	0.327	0.85	11	150
65K-2	4900	3.97	5.00	0.420	0.87	11	200
65K-3	4880	3.57	4.57	0.365	0.88	10	150
65K-4	4850	3.68	6.07	0.375	0.91	8.6	150
65K-5	4820	3.77	8.20	0.380	0.93	7.6	150
65K-6	4790	3.87	10.91	0.380	0.95	7	150

从表 5.3 中可以发现,当温度从 80 K 降至 65 K 时,焦平面器件的响应增加。在 65 K 温度下,随着电路偏置电压的减小,焦平面器件的响应电压和响应率不均匀性分别增大和减小。下节我们将对以上各焦平面器件性能参数的测试结果展开具体分析。

5.3. 长波焦平面器件的响应分析

5.3.1. 温度对焦平面器件响应电压的影响

由表 5.3 可以发现随着测试温度的变化，焦平面器件的响应电压变化明显。图 5.13 给出了在 80 K 和 65 K 测试温度积分时间为 150 μs 时，4900 mV 电路偏置电压下焦平面器件响应电压的分布图。

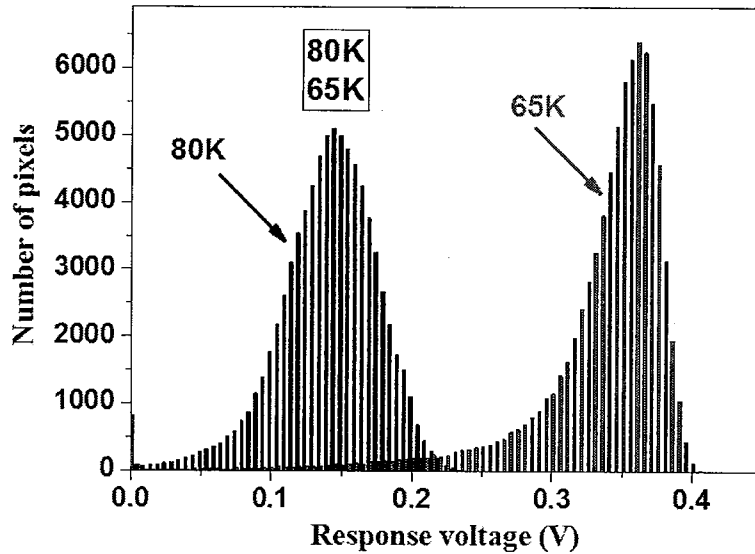


图 5.13 积分时间 150 μs 时不同测试温度下焦平面器件的响应电压分布

从图 5.13 中可以看出，在保证其他测试条件一致的情况下，当焦平面面阵的温度从 80 K 降低到 65 K 时，焦平面器件的响应电压增加了 1 倍，从 0.139 V 增加到 0.327 V。我们对该现象的相关机理进行了进一步的分析。从测试像元的变黑体温度的电流差值结果可知，随着温度的降低，探测器的电流差值并未有明显的增加，因此我们认为可能有其它的原因，比如电路注入效率的提升造成了焦平面器件响应电压的成倍增加。由于我们采用的 DI 型读出电路，其积分电容上的电压的贡献来自于两部分，一部分是探测器的直流电流，另一部分是时变小信号电流（包括小信号光电流和噪声电流）。在直流输入状态下，不考虑探测器小信号的微分等效电阻的作用，此时探测器电流全部通过注入管，随后在积分电容上进行积分并输出^[134]。而对于时变小信号，则需考虑电路注入效率的影响^[134-136]。电路的注入效率由探测器动态阻抗和注入管跨导的相互关系决定，对应公式如下^[134]：

$$\eta_m = \frac{g_m R_D}{g_m R_D + 1} \quad (5-8)$$

其中是 η_m 注入效率， g_m 是注入管的跨导， R_D 是探测器的动态阻抗。理想

的跨导与注入管栅的长宽比有关，对于实际的红外焦平面器件而言，其长宽比的调整余地有限。 g_m 满足以下计算公式：

$$g_m = \frac{\partial I_m}{\partial V_G} = \frac{qI_m}{N^* K_B T} \quad (5-9)$$

其中的 q 表示电子电量， I_m 为探测器的电流（包括光电流和暗电流）， N^* 为注入管亚阈值区斜率因子（取值范围为 1~2，本文中取值 2）， K_B 为玻尔兹曼常数， T 为读出电路的工作温度。从公式(5-8)和(5-9)中可以发现，DI 电路的注入效率与探测器的阻抗和注入的电流成正比。本文依据公式(5-8)和(5-9)对 80 K 和 65 K 下，对 DI 电路的注入效率进行了定性的计算。

由于探测器一般工作在零偏或者小反偏压下，且需要考虑电路的电荷容量是固定值（17 Me⁻）的限制，因此本文此处分别考虑零偏压和 -10 mV 偏压时 DI 电路的注入效率值。从测试像元背景辐射下的电流-电压曲线和动态阻抗-电压曲线中可以获知，当 80 K 时，-10 mV 时探测器的动态阻抗为 $8.19 \times 10^5 \Omega$ ，器件的电流值为 24.89 nA。零偏压下，探测器的动态阻抗为 $2.94 \times 10^5 \Omega$ ，器件的电流为 7.93 nA，通过计算可以得到零偏压和 -10 mV 偏压时 DI 电路的注入效率 η_m 分别为 13.84% 和 59.62%。当工作温度为 65 K 时，零偏压和 -10 mV 时探测器的阻抗分别为 $3.37 \times 10^6 \Omega$ 和 $7.52 \times 10^6 \Omega$ ，探测器的电流值分别为 13.64 nA 和 15.29 nA，计算得到电路的注入效率分别为 80.36% 和 91.11%。从上面的计算结果可以看出，随着温度的降低，DI 电路的整体注入效率值均明显提升，提升倍数的范围是 1.5~5。在温度为 65 K 时，电路的注入效率保持在一个比较高的水准，由此就能够定性解释当探测器温度从 80 K 降温到 65 K 时，焦平面器件的响应电压提高了一倍多的现象。但对于 DI 电路而言，探测器实际的工作偏置电压是无法直接获取的，因此若需深入、准确地理解 DI 电路的注入效率，可以考虑利用等效电路模型进行模拟仿真。

5.3.2. 偏置电压对焦平面器件响应的影响

由表 5.3 可以发现随着电路偏置电压的变化，焦平面器件的响应电压和响应率不均匀性变化明显。图 5.14 给出了焦平面器件在 65 K 温度积分时间 150 μ s 时，焦平面器件响应电压和响应率不均匀性与电路偏置电压的关系。当读出电路的偏置电压从 4900 mV 减小到 4780 mV 时，焦平面器件的响应电压逐渐变大随后趋于饱和，从 0.327 V 增大到 0.38 V。同时，随着电路偏置电压的减小，焦平面器件的响应率不均匀性逐渐减小，从 11% 减小到 7%。我们认为该现象的产生可能是源自读出电路注入效率的提升造成焦平面器件响应电压的增加和响应率不

均匀性的降低。本文中所用的 DI 电路，调节电路中的偏置电压实际是调节探测器的反向偏置电压。当电路的偏置电压减小时，探测器的实际反向偏置电压是增大的。因此电路的注入效率与电路偏置电压的关系，可以通过探测器反向偏置电压与注入效率的关系来表达。结合 65 K 温度时测试像元的暗电流-电压曲线，光电流值参考表 5.2，利用公式(5-8)和(5-9)对电路注入效率和探测器的反向偏压关系进行了理论计算，相应的计算结果见图 5.15。

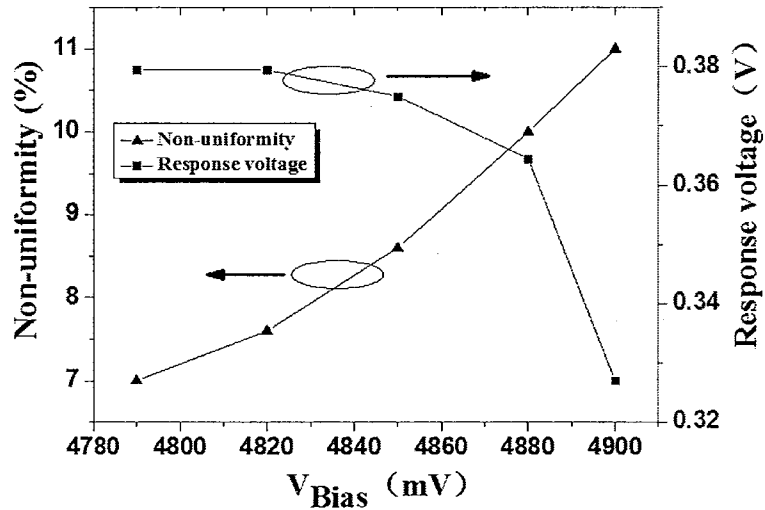


图 5.14 焦平面器件响应电压和响应率不均匀性与电路偏置电压的关系

从图 5.15 中可以发现，随着探测器反向偏置电压逐渐变大，电路的注入效率逐渐变大直至趋于饱和，当反向偏置电压为 0 mV 增加到 50 mV 时，电路的注入效率先由 80.36% 增加到 94.78% 后趋于饱和。从以上可知，电路的偏置电压减小导致探测器的反向偏压增大，DI 电路的注入效率也变大。在焦平面器件性能测试中，当光源黑体温度从 293 K 变化到 308 K 时，焦平面器件产生的光电流差值为一定值，随着电路注入效率的增加，焦平面器件响应也会相应的增加，这与图 5.14 中实验测试结果相吻合。另外当电路的注入效率较大时，各个像元结阻抗的差异引起电路注入效率的涨落就会相对减小，焦平面器件的响应率不均匀性则降低，图 5.14 中焦平面器件响应率不均匀性与电路偏置电压的关系正是如此。

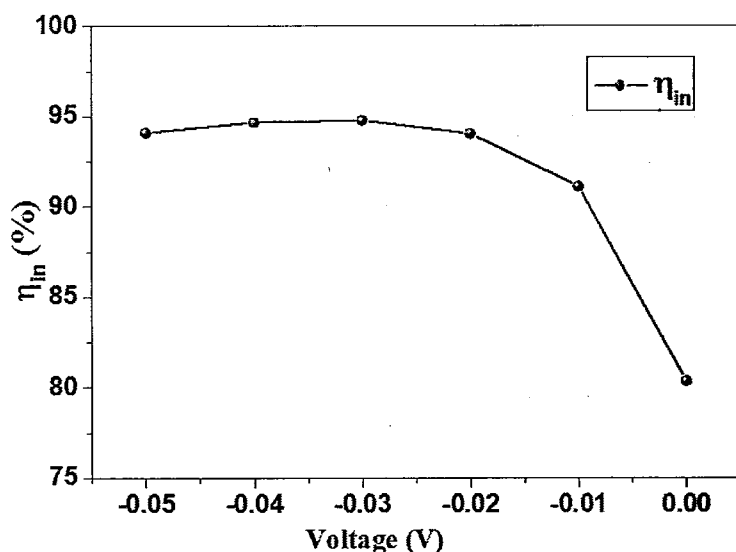


图 5.15 65 K 温度时 DI 电路注入效率与探测器偏置电压的关系

从上面的分析中可以看出，随着探测反向偏置电压的增大，DI 电路的注入效率逐渐增加，焦平面的响应增大，器件的响应率不均匀性减小。因此适当减小电路的偏置电压可以提高电路的注入效率，从而提升焦平面器件的性能。在实际的焦平面性能测试过程中，电路偏置电压的设置还需要考虑电路电荷容量的限制、焦平面盲元率、动态范围等多个因素。如表 5.3 所示，随着电路偏置电压减小，器件的盲元率显著增加，因此如何寻找焦平面器件的最佳工作点是非常重要的。

此外，焦平面响应率不均匀性，除了源自于 DI 电路注入效率的差异，还有可能来源于各像元自身电流响应率的差异和辐射通量的非均匀性。

5.3.3. 响应盲元

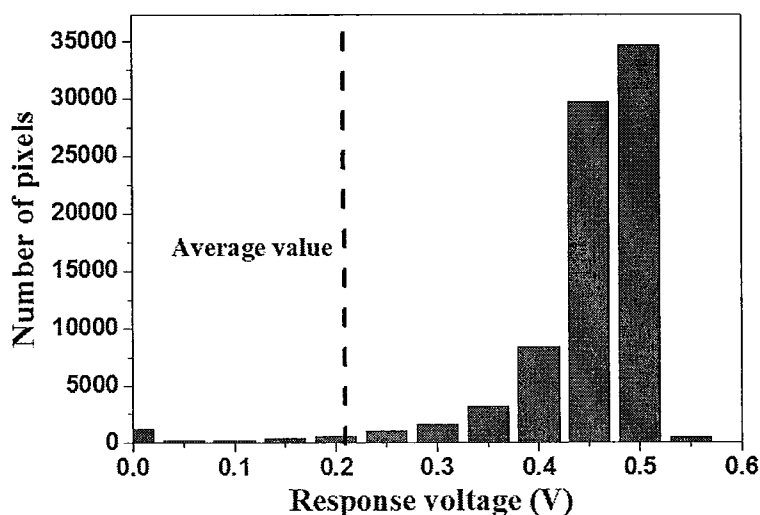


图 5.16 焦平面面阵的响应电压分布柱状图

盲元是表征焦平面器件性能的重要指标之一,可以分为噪声盲元和响应盲元。像元响应率小于平均像元响应率 $1/2$ 的像元称为响应盲元,又称为死像元。像元响应率是像元电平差值和入射到像元的辐射功率差值的比值。由于本文中焦平面器件接受的辐射功率差值为固定值,因此我们利用像元的响应电压对响应盲元进行了分类。图 5.16 给出了积分时间 $200\ \mu\text{s}$, 工作温度 $65\ \text{K}$ 时, 320×256 焦平面器件像元的响应电压分布柱状图,其中虚线位置对应盲元与正常元的分界线。该焦平面的平均响应电压为 $0.42\ \text{V}$, 因此低于 $0.21\ \text{V}$ 的像元均为响应盲元, 总共有 2720 个, 其中响应电压为 $0\ \text{V}$ 的盲元个数为 1261 个。响应电压 $0\sim 0.21\ \text{V}$ 的盲元个数为 1459。

同时,我们还对焦平面器件响应盲元的分布进行了研究,图 5.17 给出了焦平面响应电压为 $0\ \text{V}$ 的盲元分布图。从图中可以看出盲元是随机分布的,并没有出现团簇的现象。其中右上角的成对盲元是由于探测器阵列中测试时所带入的损伤。图 5.18 给出了这部分响应电压为 $0\ \text{V}$ 的盲元在 $293\ \text{K}$ 面源黑体辐射下电平值的柱状分布图。我们根据电平值将它们分为 A、B、C 三类,其中 A 类的电平值为 $1.56\ \text{V}$, 与电路基准电平值相同, B 类的电平值为 $4.6\sim 4.7\ \text{V}$, 已经接近与电路电平的饱和值。为了进一步的分析其中各类盲元产生的缘由,我们结合噪声统计分布,对各类盲元进行了相应的分析。

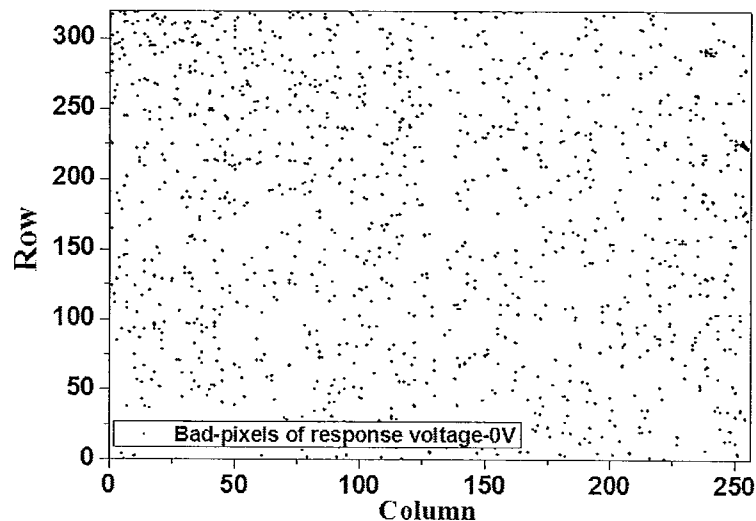


图 5.17 响应电压为 $0\ \text{V}$ 盲元的面阵分布图

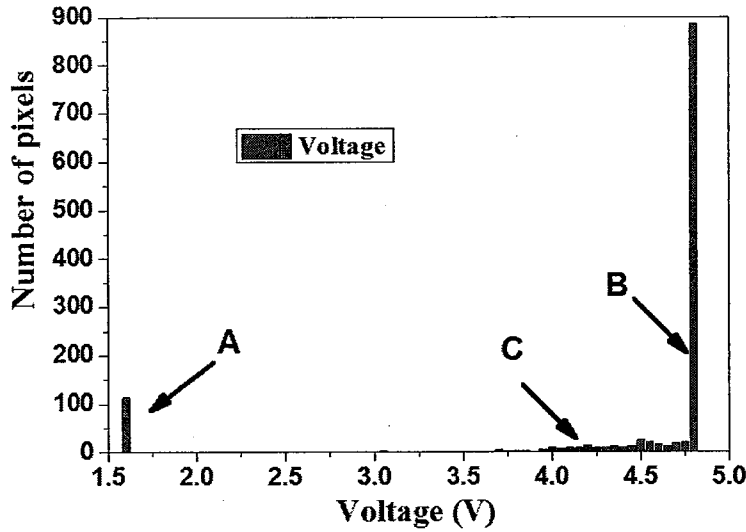


图 5.18 响应电压为 0 V 盲元的电平分布图

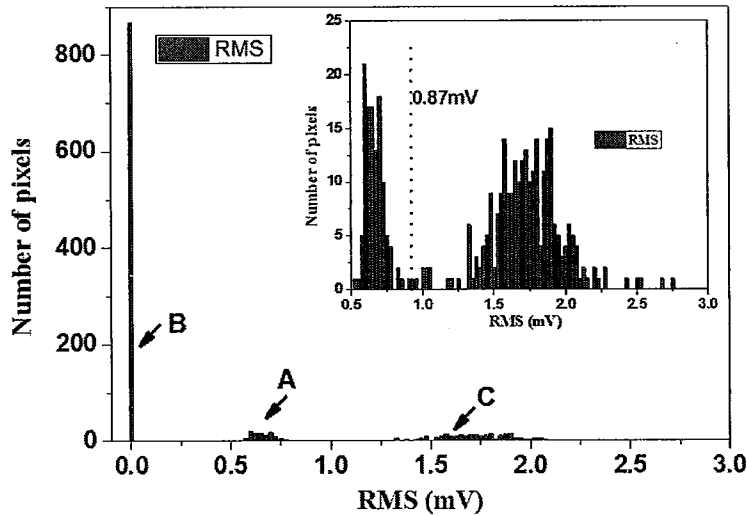


图 5.19 响应电压为 0V 盲元的噪声柱状图

从图 5.19 中可以看出，A 类盲元的噪声值在 0.5 mV 附近，电平值与读出电路的基准电平值相同，因此我们认为 A 类盲元产生的缘由是像元与读出电路之间的钢柱互连不佳。A 类盲元个数为 144 个，占响应电压 0 V 盲元的 11.4%。响应电压 0 V 盲元的大部分为 B 类盲元和 C 类盲元，它们的个数分别为 885 个和 262 个。从图 5.18 和图 5.19 中可以发现，B 类盲元电平值为电路饱和电平值，噪声值为 0 mV。分析认为 B 类盲元的产生是由于暗电流较大而将读出电路的积分电容充满，使得光电流和暗电流的变化均无法引起电平的变化，从而响应电压和噪声值均为 0 V。C 类盲元的产生也是由于像元的暗电流偏大，从而引起电平值和噪声值均高于平均值。对于 DI 电路而言，探测器暗电流的差异会引起偏置电压的差异。C 类盲元中像元的偏置可能处于正偏置状态，光电流值无法进入积分电容形成响应电压。

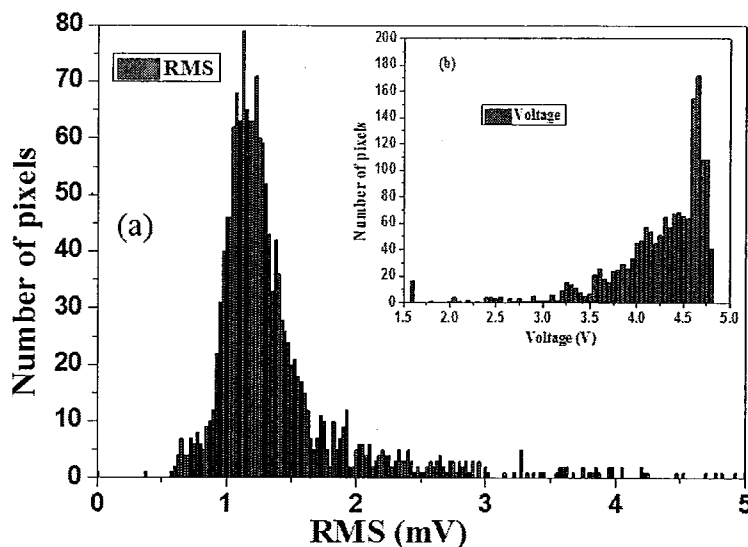


图 5.20 响应电压 0-0.21 V 盲元的噪声分布(a)和电平分布(b)

响应电压 0-0.21 V 盲元的个数为 1459 个，占总响应盲元的 53%。图 5.20 给出了响应电压为 0-0.21 V 盲元的噪声分布和电平分布。可以看出，盲元的噪声值比焦平面的平均噪声值 (0.87 mV) 大，且相应电平值也大于平均电平值 4 V。分析认为此类盲元的器件暗电流稍大于面阵暗电流平均值，相应的器件动态阻抗较小。从公式 (5-8) 和 (5-9) 中可以发现，随着器件动态阻抗的降低，电路的注入效率逐渐降低，使得探测器的光电流不能完全输入到电路的积分电容中，从而使对应像元的响应电压值变小。

经过对焦平面器件的响应盲元分析，可以得到响应盲元的产生主要有两种原因：少部分来自于像元与读出电路的钢柱连通不佳，大部分为探测器的暗电流比平均值偏大，暗电流充满积分电容或引起读出电路的注入效率较低，导致探测器的光响应较小。因此，只有从材料与器件工艺方面解决以上两种问题，才能降低焦平面面阵的响应盲元。

5.4. 长波焦平面器件的噪声盲元

上一节对于焦平面器件的响应进行了分析，随后本节对于焦平面器件的噪声盲元进行了分析。噪声盲元指焦平面像元的噪声电压大于平均噪声电压 2 倍的像元，又称为过热盲元。我们对温度为 65 K，积分时间为 200 μs ，电路偏置电压为 4900 mV 的焦平面器件噪声盲元进行了分析。首先对焦平面器件噪声盲元的分布进行了研究。图 5.21 给出了焦平面器件噪声盲元的分布图。从图中可以看出噪声盲元是随机分布的，并没有出现团簇的现象。随后我们结合噪声盲元的电平值对噪声盲元的成因进行了分析。图 5.22 给出了噪声盲元在 293 K 面源黑体辐射下电平值的柱状图。

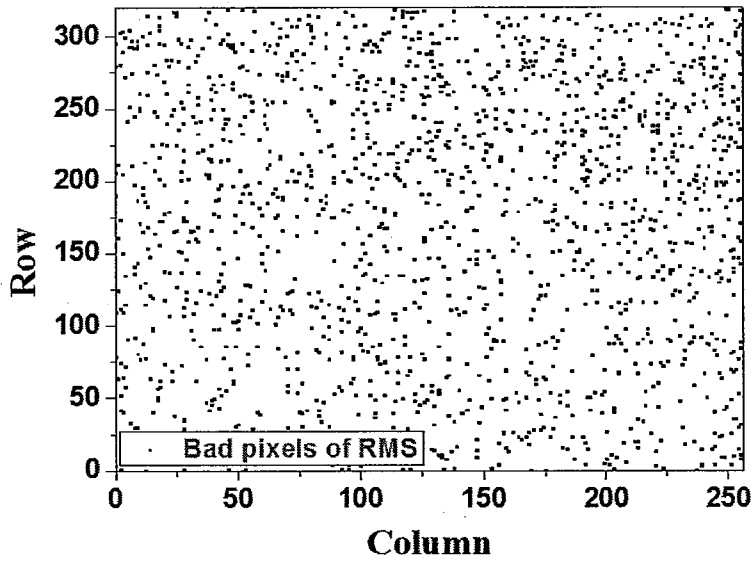


图 5.23 噪声盲元的面阵分布图

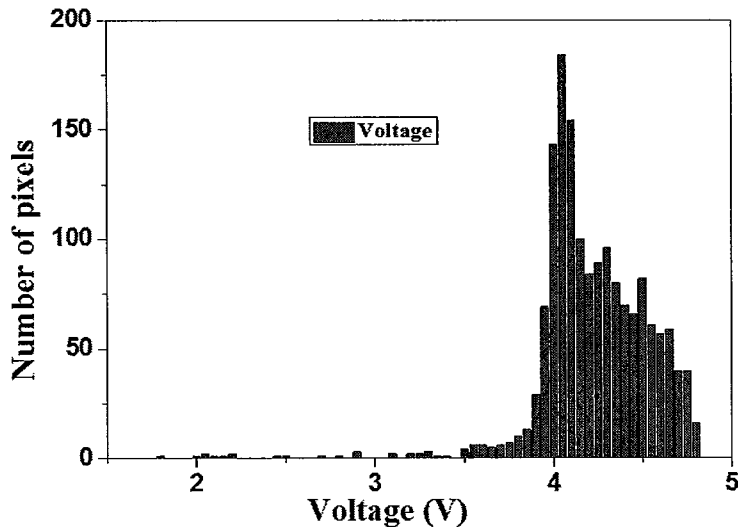


图 5.24 噪声盲元的电平柱状图

从表 5.3 中可以发现，焦平面器件在 293 K 面源黑体下的平均电平值为 3.97 V。从图 5.25 可知，噪声盲元的电平值基本大于面阵的平均值，即噪声盲元的暗电流较大。

接着我们对焦平面器件噪声盲元的成因进行了定性分析。红外焦平面器件在恒定温度黑体的辐射条件下，像元输出电平值涨落的均方根偏差被称为焦平面器件的噪声电压。它通常是以电子数或者电压来表达。焦平面器件的噪声主要包括探测器的暗电流噪声、光子噪声、热噪声、读出电路与测试系统的噪声。由于读出电路和测试系统的噪声值一般为一固定值。光子噪声主要与光子通量密度和探测器量子效率相关。在焦平面性能测试过程中，黑体温度设置为固定值，同时探测器量子效率的涨落一般较小，因此光子噪声的变化相对较小。热噪声和暗电流

噪声值是与探测器的 p-n 结性能相关, 当不同像元结阻抗的涨落较大, 暗电流变化相对较大一些, 引起器件的噪声电压变大, 同时暗电流偏大的像元其电平均比较大。因此我们认为噪声盲元主要是探测器的暗电流比平均值偏大引起的。

5.5. 长波焦平面器件的量子效率

焦平面器件的量子效率是焦平面器件性能的重要参数之一, 反应了器件的灵敏度。量子效率的定义为光生载流子数目与入射光子数目的比值, $\Delta n/N_{ph}$, 其中 Δn 表示光生载流子数目, N_{ph} 表示入射光子数目。焦平面器件性能中是通过在不同辐射功率下, 各个像元输出电平变化值求解得到的。焦平面所接受的光子通量取决于面源黑体温度、窗口和滤光片的透射率及冷光阑的 F 数。其中面源黑体辐射通量的变化可以通过温度的调节实现, 在滤光片和窗口透射率及 F 数已知的情况下可以准确的计算出探测器光敏面上的光子通量密度。

根据普朗克定律, 焦平面器件受到的光子通量密度可以用光子数/(秒·厘米平方)表达, 其表达式见下^[25]:

$$E(T) = \pi(\sin \theta)^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} t(\lambda) \frac{2c}{\lambda^4 (e^{hc/kT\lambda} - 1)} d\lambda \quad (5-10)$$

其中 θ 为冷光阑的弧度, $t(\lambda)$ 为杜瓦窗口和滤光片的透射率谱, T 为面源黑体的设置温度。当不同的黑体温度时, 其光子通量密度是不同的。

当温度从 T_0 变化到 T_1 时, 焦平面器件的像元响应电压对应的电子数为:

$$\Delta n = \frac{CdV_{output}}{q} \quad (5-11)$$

当温度从 T_0 变化到 T_1 时, 像元所接收的光子数差为:

$$N_{ph} = dE(T)t_{int}A_d \quad (5-12)$$

从上面两个公式(5-11)和(5-12)可以推导出焦平面器件像元量子效率的表达式为:

$$\eta = \frac{C}{t_{int}qA_d} \frac{dV_{output}}{dE(T)} \quad (5-13)$$

A_d 为像元尺寸, q 为电荷, t_{int} 为积分时间, C 为电路的积分电容, η 为焦平面的量子效率, dV_{output} 表示输出电平的差值, $dE(T)$ 表示光子通量密度的变化值。焦平面器件性能测试中, 中长波的面源黑体温度分别设置为 293 K 和 308 K。根据图 5.5, 窗口和滤光片在 8-12 μm 的总透过率为 56%, 冷光阑的 F 数为 2。

结合表 5.3 中的测试结果, 对 65 K 温度下, 电路偏置电压 4900 mV, 200 μs 积分时间测试条件下, 焦平面器件量子效率的分布图和柱状图进行了计算, 其形

状如图 5.26 和图 5.27。计算中所用到的相关参数见表 5.4。

表 5.4 焦平面量子效率计算的相关参数

参数	数值
C	0.86 pF
A_d	(30 μm \times 30 μm)
t_{int}	200 μs
dV_{output}	0.42V
$dE(T)$	8 μm \sim 12 μm 4.88 E15 (ph.cm ⁻² .s ⁻¹)

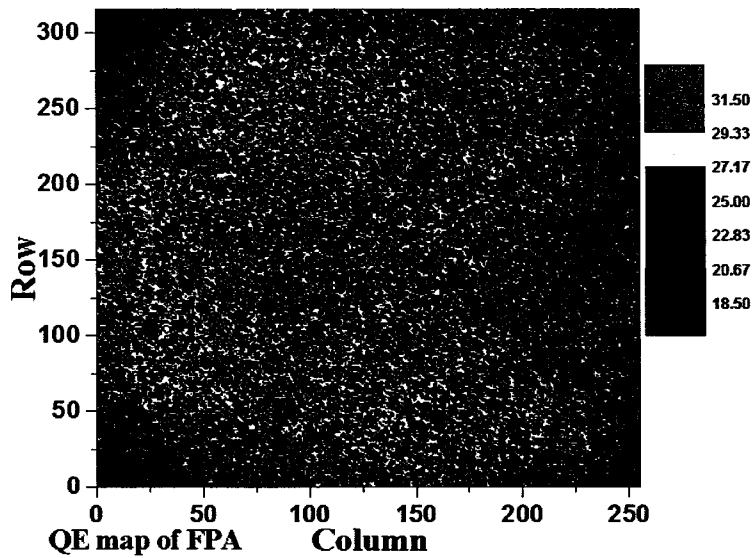


图 5.26 65K 温度下焦平面器件量子效率的分布图

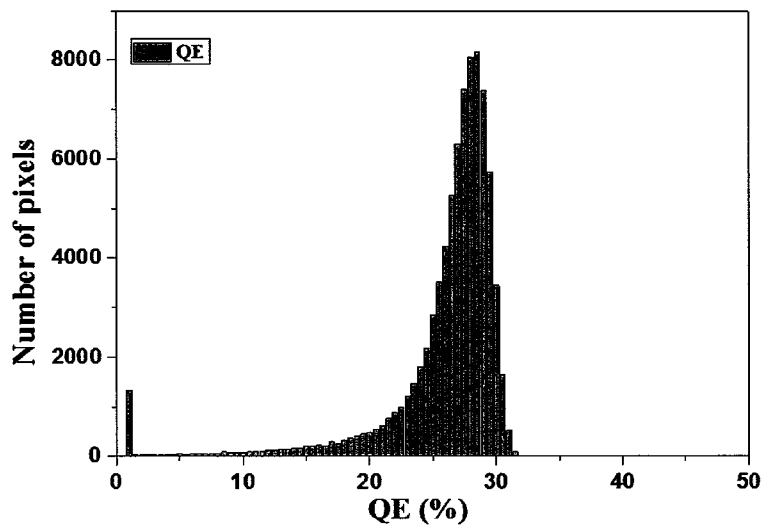


图 5.27 65K 温度 200 μs 焦平面器件量子效率的柱状图

如图 5.26 所示,可知 320×256 焦平面器件量子效率分布不均匀,在面阵中心区域的量子效率均大于 27%,而四周的量子效率分布则为 25%-27%之间,面阵的最大的量子效率为 32%。从图 5.27 的柱状图中,可以看出像元的量子效率主要集中在 28%,有 1338 个像元量子效率为 0%。同时该焦平面器件的分布不是标准的高斯分布,存在一定的“拖尾”现象。

从 5.1 节中的测试像元电流的测试结果可知,65 K 温度下当光源黑体从 293 K 变化到 308 K 时,产生的电流差值为 3.4 nA,因此 1s 时间内产生的电子数为 2.13×10^{10} 。对于该尺寸面积的像元,光子通量密度变化产生的光子数为 4.39×10^{10} 。将光生电子数与光子数相除,可以得到测试像元的量子效率为 48.52%。由此可以看出,焦平面的量子效率比测试像元的量子效率小,我们分析认为这一现象的产生主要是由于变化黑体温度下像元产生的光生电子(小信号)需要通过读出电路传输后才能形成电压输出,在此过程中受限于电路注入效率与传输效率并非 100%,因此计算得到焦平面器件的量子效率会明显小于测试像元的量子效率。此外,可以看出该焦平面的量子效率较低,因此下一步的主要工作是通过优化长波超晶格探测器的结构设计来获得高量子效率的焦平面器件。

5.6. 长波 $12 \mu\text{m}$ 焦平面组件

经过以上对长波焦平面器件的特性分析,可以发现焦平面器件的盲元主要来自于探测器的暗电流比平均值偏大,结的阻抗较小;温度和偏置电压对焦平面器件的响应影响主要是由于电路的注入效率过低导致的。针对上面的两个问题,我们对相关的器件制备工艺进行了优化(如光刻的均匀性、刻蚀的均匀性、钝化层工艺及倒焊工艺等),制备了 50% 截止波长为 $12 \mu\text{m}$ 320×256 焦平面器件,最终完成了组件封装,F 数为 2。图 5.28 给出了本课题组制备的国内第一个长波 $12 \mu\text{m}$ InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件实物图,积分时间 $150 \mu\text{s}$,60 K 温度下超晶格焦平面组件性能测试的结果见表 5.5。

表 5.5 $12 \mu\text{m}$ InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件测试结果

测试时间	盲元率 (%)	响应电压 (V)	噪声 (mV)	响应率不均匀性 (%)	NEDT(mK)	$D^*(\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W})$	50%截止波长 (μm)
排气后	2.7	0.459	0.95	7.8	29.2	7.2×10^{10}	12



图 5.28 12 μm InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件实物图

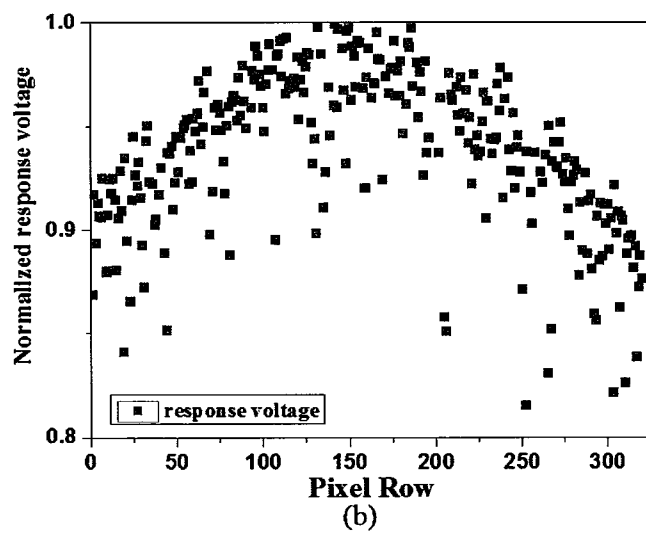
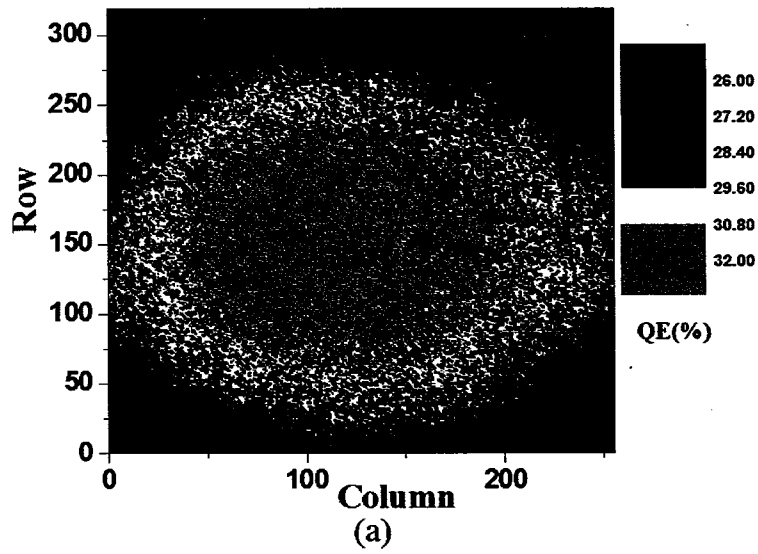


图 5.29 (a)12 μm 超晶格焦平面组件量子效率分布图 (b)一行的响应分布对比图

从表 5.5 可知, 12 μm 超晶格焦平面组件的峰值探测率达到了 $7.2 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 盲元率为 2.7%, 响应率不均匀性为 7.8%。经过器件工艺优化之后, 盲元率有了显著的降低, 从 5% 下降到 2.7%。响应均匀性也有了相应的提高, 响应率不均匀性从 11% 降低到 7.8%。图 5.29 (a) 和 (b) 给出了该组件的量子效率分布图及一行的响应分布对比图。从图中可知, 该组件的响应分布出现了环状, 分析认为这是由于辐射通量的非均匀性而造成焦平面器件中间区域的响应明显较大, 而四周较小。

对该焦平面组件在室温背景中目标的进行了红外热成像, 如图 5.30 所示。

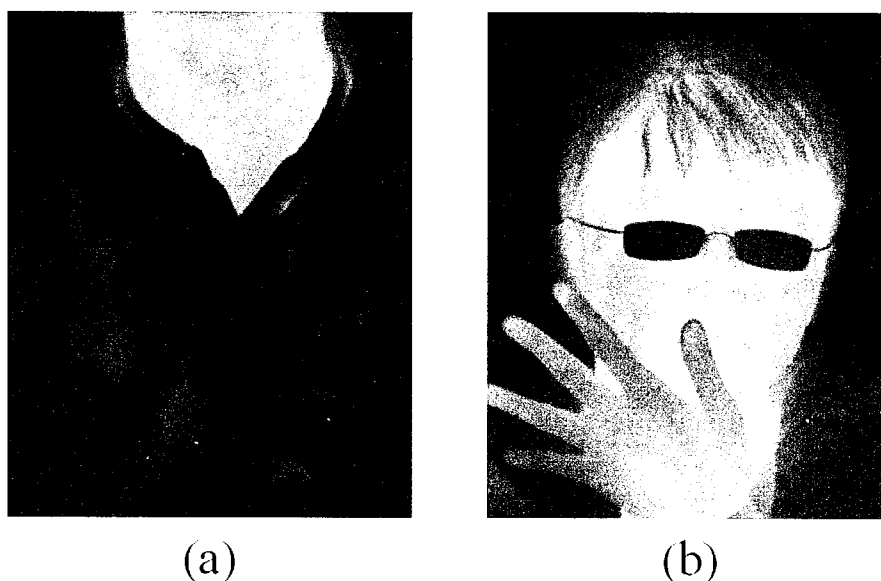


图 5.30 12 μm 超晶格焦平面组件红外成像 (a)手印 (b)头像

5.7. 本章小结

本章节通过对第四章所制备的超晶格长波红外焦平面器件的性能进行测试与分析, 反馈器件制备工艺, 成功制备出了我国第一个长波 12 μm InAs/GaSb II 类超晶格组件。

1. 利用探测器阵列的测试像元对探测器的光电性能进行测试, 当温度高于 70 K 时, 探测器暗电流以扩散电流为主导, 低温时则以产生复合电流为主导。80 K 和 65 K 温度下, 零偏时的 R_0A 分别为 $3.25 \Omega \cdot \text{cm}^2$ 和 $31.05 \Omega \cdot \text{cm}^2$ 。得到不同背景辐射下探测器的电流-电压曲线, 为焦平面器件的性能分析提供依据。

2. 基于探测器的性能测试, 对红外焦平面的性能测试结果进行了分析。研究了温度、电路偏置电压与焦平面响应之间的关系, 得到了电路的注入效率是主要影响因素。随后对焦平面的盲元产生的缘由进行了分析, 发现少部分盲元来自于钢柱互连不佳, 大部分是由于超晶格探测器的暗电流比平均值偏大。

3. 在焦平面器件测试分析基础上,对器件制备工艺进行反馈优化,最终成功制备了国内第一个长波 $12\ \mu\text{m}$ InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件。60 K 温度下探测器峰值探测率能够达到 $7.2\times 10^{10}\ \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$,盲元率为 2.7%,响应不均匀性为 7.8%,NEDT 29.2 mK,并进行了成像验证。

6. γ 辐照对 InAs/GaSb II 类超晶格器件的影响研究

航天红外遥感是红外焦平面器件的一大重要应用领域,然而,空间环境中大量存在的带电粒子、中性粒子分子、空间 X 射线和空间 γ 射线等的空间辐照,对于飞行器内部固体电子元器件具有很大的影响,可能会在探测器中引入瞬态甚至永久损伤。因此,研究高能辐射对红外探测器性能的影响,对寻求辐照加固的途径和措施,有效提高器件的工作稳定性、可靠性和使用寿命有重要的实际意义 [137, 138]。

近年来,针对太空中的各种辐射,研究人员对 HgCdTe、InP、InGaAs 和 Si 等材料的红外探测器辐照效应及其辐照损伤机理进行了大量的研究^[139-142],然而对于新型的 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器辐照特性的研究则相对较少。美国海军实验室的 B. D. Weaver 和 E. H. Aifer 报导,他们用能量为 1 MeV 的质子辐射 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器,结果造成器件的量子效率降低,漏电流增大,载流子扩散的激活能降低,而且少数载流子寿命缩短^[143]。美国空军实验室的 V. M. 等人研究了 nBn 结构的 InAs/GaSb II 类超晶格探测器的 γ 射线辐照效应,结果表明 γ 辐照效应主要是电离效应^[144]。而在国内,对于 InAs/GaSb II 类超晶格器件的抗辐照特性的研究目前还未见相关报道。 γ 射线辐照是航天遥感中比较关注的探测器辐照效应,因此研究 γ 辐照对 InAs/GaSb II 类超晶格探测器的影响对该类探测器应用于航天遥感领域具有重要的意义。

本章首先介绍了半导体辐照效应理论,然后对背照型 InAs/GaSb 探测器进行了 γ 辐照实验,研究了辐照对单元器件的电流-电压特性和焦平面器件性能的影响及其作用机制,最后对正照型 InAs/GaSb 探测器进行了辐照测试,与背照型结构进行了对比。

6.1. 半导体辐照效应

随着近几十年来,空间和航天技术的发展,人类在地球外层空间的活动日益增多,发射了许多人造航天器。这些人造航天器不可避免地受到太空环境中来自各种射线以及带电粒子(包括范·艾伦带、宇宙射线和太阳耀斑)的辐射影响,从而导致器件性能的退化,甚至失效^[145]。范·艾伦带主要是由地磁场捕获的电子及质子组成,根据高度的不同,可以分为“内带”(6000 千米以下的低空)及“外带”,它主要影响绕地卫星。宇宙射线粒子来自于太阳系外的空间,主要由质子、 α 粒子和重粒子组成,元素组成包含原子数 1 到 92 的多种元素。太阳耀斑则主

要产生质子及重离子，它可以连续数小时至数天产生高能量的质子，主要发生在太阳周期最小时，并受地磁带的影响^[146]。

电子器件，尤其半导体器件对于辐照特别敏感，因此在航天工程中半导体器件的抗辐照性能研究是一项十分重要的议题。通常采用辐照效应来对辐照对半导体的影响进行描述，而非辐照的类型、强度及能量分布等，其对应的主要损失机制包括电离效应和位移效应。

6.1.1. 电离效应

电离效应指的是辐照粒子与半导体中的电子相互作用。根据入射粒子的能量不同，可以产生不同的基本相互作用。当大于半导体禁带宽度的入射粒子与半导体作用时，原本处于原子核束缚下的价带电子会因吸收了入射粒子的能量而足以脱离束缚而被激发到导带，在价带中留下一个自由空穴，即产生了一对电子空穴对。通常，只有当入射粒子的能量为半导体禁带宽度的 3~5 倍时，才能在半导体中产生一对电子-空穴对^[145, 146]。如果入射粒子的能量远大于半导体的禁带宽度时，被激发的电子到达导带之后，仍然具有相当大的动能。这部分过剩的能量将通过次级电离产生次级电子-空穴对，或者以热能的方式传递给晶格，迅速损耗过剩的能量，降回到价带顶或导带低，形成热化空穴或电子。如果入射粒子的能量小于半导体的禁带宽度时，虽然不能将价带电子激发形成电子-空穴对，但可以将电子激发到半导体中的缺陷能级上，或者将缺陷能级中的电子激发到导带，在半导体中形成非平衡载流子。这种激发过程所需的入射粒子的最低能量是由半导体中缺陷能级与导带低或价带顶的能量差决定的^[146]。

当半导体受到电离辐照时，入射的粒子改变了半导体中的电子-空穴对数量，使得半导体中的载流子浓度增加。当这些电子-空穴对处于电场作用下（如 pn 结的内建电场）产生定向移动，从而形成电流。根据辐照的剂量率的不同，产生的电流大小存在一定的差异。这些电流可能会对器件造成损伤甚至失效。电离效应产生的非平衡载流子与热激发产生的一样，会通过直接复合、表面复合及间接复合消失。因此对于电离效应，半导体中的载流子浓度会在辐照效应停止后的较短时间内恢复到平衡状态，从而使电离损失随之消失^[147]。

电离效应除了对半导体的体材料产生影响之外，还会在接近于半导体表面或接近于钝化层（对于钝化器件）的位置产生电离，从而在表面的氧化层中产生电荷聚集并引入界面态，产生表面效应。钝化层中电子在外电场作用下，被扫除钝化层，而正电荷总是积聚在半导体一氧化层的界面。当这些正电荷积累到一定数量时，会在半导体的表面形成反型层，使得器件表面复合速度增加，器件的漏电流变大。除此之外，电离效应还会引入一些表面缺陷，与半导体进行电荷交换。

这些表面效应能使器件性能产生半永久的变化，在辐照以后可以持续若干年。

6.1.2. 位移效应

位移效应指的是入射粒子和被辐照材料的原子核发生碰撞而产生的一种效应，入射粒子的能量会被转移到被击原子。当转移能量小于某值时，被击原子获得的能量以无规则的热振动方式损失掉，而不发生晶格位置的移动，而当转移能量大到足以撞击原子使它发生离位，形成了空位间隙对，又称为 Frenkel 类型缺陷。当转移能量足够大时，被击原子除了自身发生离位外，还会进一步撞击另外的原子发生位移，造成级联碰撞，形成缺陷团^[145, 146]。

对于这些缺陷，当温度在 100 K 以上时，由于热运动和点阵形变，空位和间隙可以在晶体中移动，通过各种形式释放出多余的能量以达到稳态。在移动的过程中可能出现如下的情况：被冻结在晶体表面、位错及间隙中、与晶体中的原有缺陷或杂质结合形成稳定缺陷、彼此结合形成稳定缺陷以及间隙和空穴结合而相互湮没。

辐照所带来的位移效应，会在半导体材料的带隙中产生一个或多个能级稳定的缺陷。这些缺陷所带来的位移损伤对半导体电学性质的影响主要有以下五种：辐射引入的缺陷俘获载流子、辐射引入的施主及受主补偿、辐射引入的缺陷产生电子空穴对、辐射引入的缺陷使电子空穴对复合和载流子隧穿。一般来说，一些重要的材料参数，如自由载流子迁移率及密度、电阻率及产生复合寿命都将受到位移效应的影响。其中自由载流子的去除及减小，是比较常见的主要现象^[148]。

6.2. 实验

6.2.1. 器件制备

本文进行辐照实验的器件包括背照型器件和正照型器件两种。其中背照型器件是采用固态源分子束外延技术在 (100) 晶向的 GaSb 衬底上外延生长 InAs/GaSb II 类超晶格 pB π Bn 结构，具体结构包括 GaSb 衬底/n 型 InAsSb/空穴势垒/吸收区/电子势垒/p 型接触层，如图 6.1 所示。首先在衬底上沉积 1 μ m 的 N-InAsSb 接触层，掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，随后是 80 个周期的 n 型空穴势垒区，掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ，接着是 400 周期的长波超晶格吸收区，掺杂浓度 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ，最后是 60 周期 n 型掺杂 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的电子势垒层和 25 周期的超晶格接触层，其上为 50 nm 的 Be 掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 GaSb 层用来作为金属接触层。

器件的光敏元面积为 30 $\mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ 。台面通过等离子体干法刻蚀形成，台面侧壁用 SiO_2 进行钝化保护，电子束蒸发 Ti/Pt/Au 合金形成电极。器件的 50%截

止波长为 $12\ \mu\text{m}$ 。实验中的样品包括一个单元器件，采用钢柱倒装方式将探测器和过渡电极板互连以便测试，其余的 3 个均为焦平面器件，样品编号依次为 S1, S2, S3, S4。

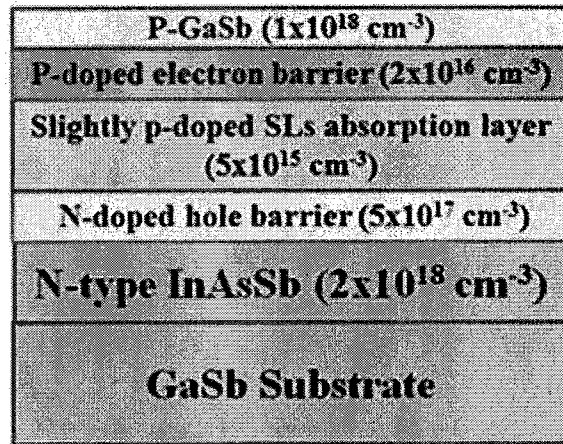


图 6.1 InAs/GaSb II 类超晶格长波背照型器件结构示意图

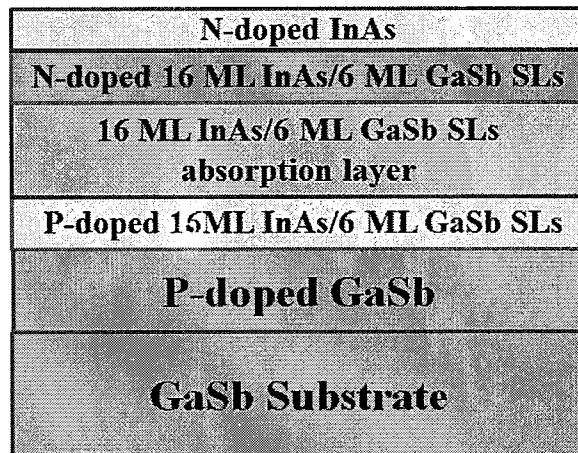


图 6.2 InAs/GaSb 正照型长波器件结构示意图

正照型器件也是采用固态源分子束外延技术在(100)晶向的 GaSb 衬底上外延生长的 InAs/GaSb II 类超晶格 pin 结构长波器件，如图 6.2 所示。制备步骤为：首先在衬底上沉积 $1\ \mu\text{m}$ 的 N-GaSb 接触层，掺杂浓度为 $1 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ，随后是 50 个周期的 P 型超晶格，掺杂浓度为 $1 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ ，接着是 200 周期的超晶格吸收区(16 ML InAs/ 6 ML GaSb)，最后是 50 周期 n 型掺杂 $1.5 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 的超晶格层，上面覆盖了 $30\ \text{nm}$ 的 n 型 InAs 层用来做金属接触，其中 Si 掺杂浓度为 $1 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 。对应的 50%截止波长 $12.1\ \mu\text{m}$ 。

器件采用湿法腐蚀台面成型工艺，未采用钝化层保护，单元器件的光敏元面积是 $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$ ，编号为 S5。

6.2.2. 辐照和测试

将辐照器件封装于灌满液氮的低温真空杜瓦内的冷头上,通过装于冷平台上的铂电阻来实时监测辐照过程冷平台的温度,确保辐照过程中器件温度始终维持在 77 K 的工作温度。辐照实验是在中科院上海应用物理研究所的辐照中心进行,采用 γ 射线的平均能量为 1.25 MeV 的 ^{60}Co 源作为辐照源。基于不同位置的辐照剂量率测试结果,选定辐照剂量率为 20 rad(Si)/s 的工位作为器件的实验位置,由于辐照剂量可以表示为辐照剂量率与辐照时间的乘积,因此我们通过延长辐照时间得到不同辐照剂量。

对背照型器件中 S1 的 30-100 Krad (Si)辐照剂量下电流电压特性(I-V)曲线进行实时测试。相应的实时测试系统见图 6.3。通过屏蔽引线将器件与控制室内的 I-V 测试仪 Keithley 2450 相连接。辐照结束后,将辐照后的器件放置 5min、1h、3h 以及置于室温环境中 24hour 后,再对器件 I-V 特性 (77 K) 以及光电流进行了测试,观察辐照停止后器件电学特性随时间的演化情况。

表 6.1 各样品的测试条件

样品	辐照剂量 Krad(Si)	测试条件						
		辐照前	实时 测试	后 5min	后 1hour	后 3hour	后 5hour	室温 24hour
S1	100	√	√	√	√	√		√
S2	100	√			√			√
S3	100	√			√	√		√
S4	30	√			√			√
S5	30	√			√	√	√	√

背照型样品 S2、S3 与 S1 进行了同条件的辐照实验。S2 和 S4 中的读出电路采用上电,但未加载时序,而 S3 中的读出电路未上电。分别在辐照前、辐照后 1 hour、辐照后 3 hour、以及置于室温环境中 24 hour 再降温至 77 K 的条件下,对 S2、S3 样品进行了性能测试。S4 样品辐照总剂量为 30 Krad (Si), 分别对辐照前、辐照后以及置于室温环境中 24hour 后再降温至 77 K 条件下,对样品进行性能测试。焦平面器件测试系统采用法国 HGH 公司的 BIRD 红外焦平面器件标准测试系统。

正照型器件 S5, 总的辐照剂量为 30 Krad (Si), 分别对于器件的辐照前、辐照后 1 hour、辐照后 3 hour、辐照后 5 hour 以及置于室温环境中 24 hour 后再降温至 77 K 条件下,对于样品的电学性能进行了测试。各个样品的测试条件汇总见表 6.1。

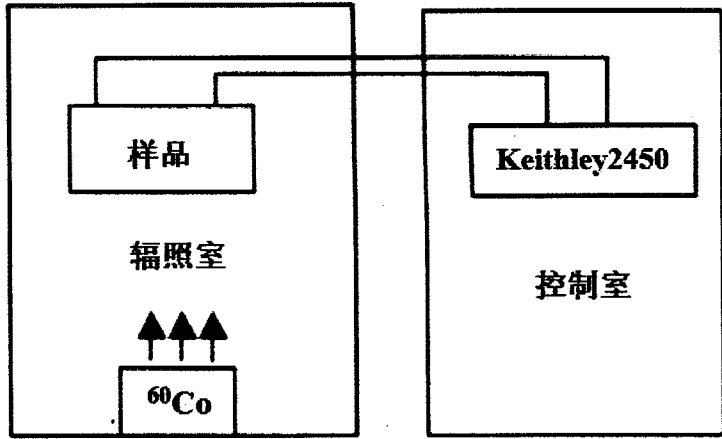


图 6.3 γ 实时辐照实验示意图

6.3. 实验结果

6.3.1. 背照型器件

6.3.1.1. 线列器件测试结果

图 6.4 (a)给出了不同辐照剂量下器件 S1 的实时 I-V 曲线，可以发现随着辐照剂量的增大，所制备 InAs/GaSb II 类超晶格长波红外探测器的 I-V 特性曲线与未辐照前基本重合，说明辐照并未对器件的 I-V 特性带来显著的变化。图 6.4 (b) 由(a)图 I-V 曲线所得到不同辐照剂量下的零偏阻抗 R_0 ，可以发现，辐照前器件的零偏阻抗为 $4.12 \times 10^5 \Omega$ ，而随着辐照剂量的增大，零偏阻抗逐渐减小，当辐照剂量为 100 Krad (Si)时，零偏阻抗减小到 $3.98 \times 10^5 \Omega$ ，相较辐照前的减小率仅为 3.4%。通常将 R_0 变为辐照前一半时所接受的辐照剂量定义为器件的辐照损失阈值，从而可以推断器件的辐照损伤阈值远远大于 100 Krad (Si)，具有良好的抗辐照特性。

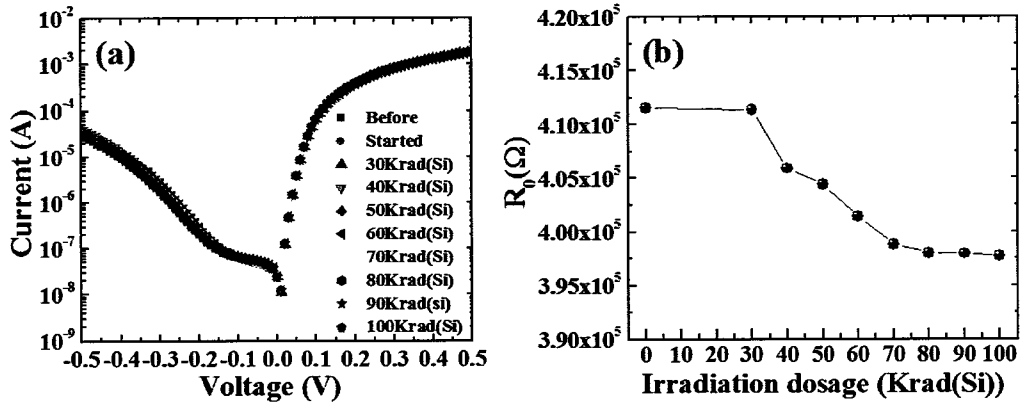


图 6.4 (a)不同辐照剂量下器件的实时 I-V 特性曲线(b)零偏阻抗 R_0 与辐照剂量的关系

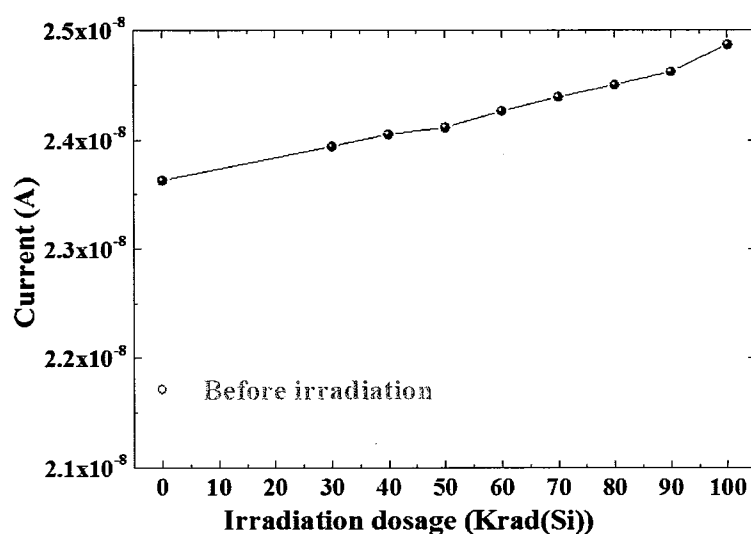


图 6.5 零偏压下器件的电流与辐照剂量的关系

从前面理论基础知道, γ 辐照对于半导体的效应主要有电离效应和位移效应。不同的效应产生不同的损伤机制。为了研究辐照对于器件性能产生影响的作用机制, 我们首先由图 6.4 提取出不同辐照剂量下的零偏压电流, 如图 6.5 所示, 可以发现器件的电流在 γ 辐照刚开始时呈阶跃增大, 由此说明此时辐照的电离效应起主导作用, 这是因为电离效应在器件 pn 结耗尽区及其附近区域产生了一定数量的电子-空穴对, 从而有效增大了器件的非平衡载流子浓度, 这些非平衡载流子在内建电场作用下形成光电流, 随着辐照剂量的逐渐增大, 所产生的光电流也逐渐增大。而随着辐照剂量的进一步增大, 光电流的增加率逐渐减小, 这可能是由于随着辐照剂量的增大, 位移效应所引入的辐照损伤越来越多, 从而使得辐照电离效应产生的自由载流子产额随之逐渐降低。但我们也可以注意到, 辐照刚开始电流虽然呈现阶跃增加, 但数值仅由 2.17×10^{-8} A 增大到 2.36×10^{-8} A, 因此, 辐照带来的电离效应对我们所制备的长波红外 InAs/GaSb II 类超晶格探测器 S1 的性能影响并不明显, 分析认为这来自于我们在器件中引入的双势垒阻挡层的作用, 与文献报道的相一致。

不同偏压下的器件电流可以反应探测器不同的性质。因此, 我们通过研究较小反向偏压 (-20 mV) 和较大反向偏压 (-400 mV) 下器件的电流与辐照剂量的关系以及辐照停止后器件电流随时间的演化情况, 对辐照损伤及其作用机制进行进一步的分析。

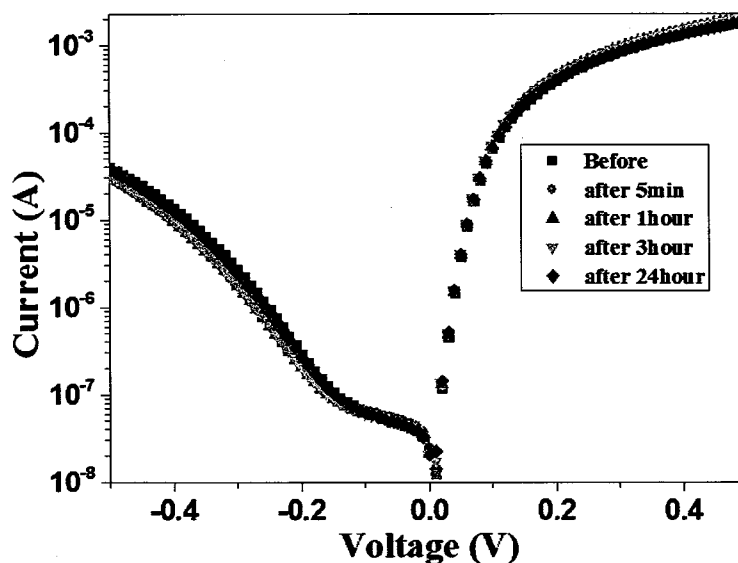


图 6.6 辐照前后样品的 I-V 曲线

表 6.2 辐照停止后一定时间的器件电流与辐照前及辐照中对比

探测器 偏置电压 (mV)	辐照前 (A)	100Krad (Si)辐照时 (A)	辐照后(A)			
			5min	1h	3h	室温环 境 24h
-20	3.87×10^{-8}	4.38×10^{-8}	4.37×10^{-8}	3.90×10^{-8}	3.89×10^{-8}	3.88×10^{-8}
-400	1.36×10^{-5}	9.49×10^{-6}	9.53×10^{-6}	9.59×10^{-6}	9.72×10^{-6}	1.25×10^{-5}

如图 6.6 所示, 给出了辐照前后, 器件的电流电压特性随着时间的变化。随着时间的增大, InAs/GaSb II 类超晶格长波红外探测器的 I-V 特性曲线与未辐照前吻合的越多。为了更加详细的分析其中的变化, 表 6.2 给出了不同时间下, 器件在偏压为 -20 mV 和 -400 mV 时的电流。

从图 6.7 中可以发现在偏压为 -20 mV 时, 与零偏压下类似, 辐照刚刚开始, 电流即由 3.87×10^{-8} A 阶跃到 4.23×10^{-8} A, 说明此时辐照所带来的电离效应占据主导, 电流本质上的增加主要是电离效应所产生的光电流, 随后随着辐照剂量的进一步增大, 位移效应的影响越来越大, 从而引起电流的增速明显减慢。另外, 如表 6.2 所示, 当辐照停止 5 min 后, 器件的电流即出现了一定的恢复, 由 4.38×10^{-8} A 减小到 4.37×10^{-8} A, 而停止 1 h 后, 即可以恢复到 3.90×10^{-8} A, 与辐照前基本一致。由于电离效应所引起的非平衡载流子浓度变化是一种瞬态效应, 非平衡载流子在辐照停止后会通过各种复合方式发生复合, 从而使得载流子浓度恢复到平衡状态, 而位移效应则因涉及到缺陷对载流子的俘获, 从非平衡态恢复到平衡态弛豫时间大大增长。由此可以看出, 在小反向偏压和在所测试的辐照剂量下, γ

辐照所带来的器件损伤以暂态的电离损伤为主，在较短时间内即可恢复。

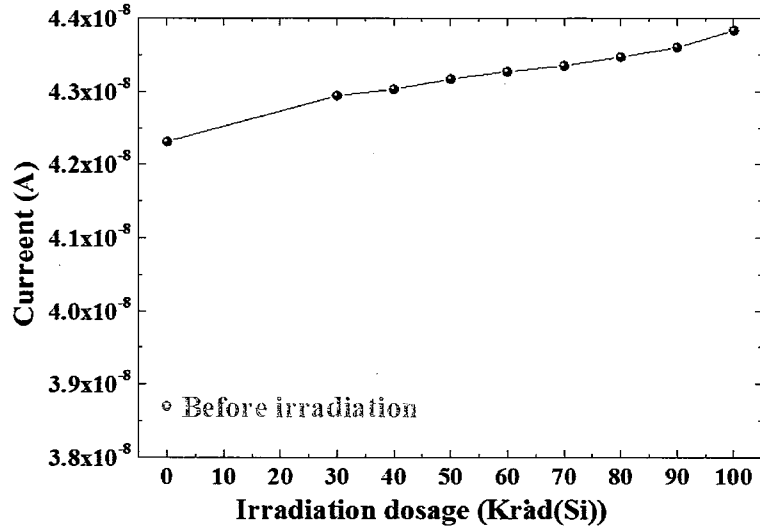


图 6.7 -20 mV 偏压下器件的电流与辐照剂量的关系

而当器件所加的反偏电压增大到-400 mV 时，如图 6.8 所示，与较小反偏电压时的情况不同，辐照刚开始电流并未出现明显变大的现象，仍保持在未辐照时的 1.36×10^{-5} A，随着辐照剂量的增大，器件的电流则呈减小的趋势，当辐照剂量达到 100 Krad (Si) 时，电流减小到 9.49×10^{-6} A。另外，当辐照停止后，如表 6.2 所示，器件的电流增大缓慢，辐照停止 3 h 后器件的电流仅增加到 9.72×10^{-6} A，仍明显小于辐照前的数值。只有当回到室温环境 24 hour 后，器件的暗电流才恢复到辐照前水平。因此，我们可以推断出此时具有较长弛豫时间的辐照位移效应是影响器件性能的主导因素。

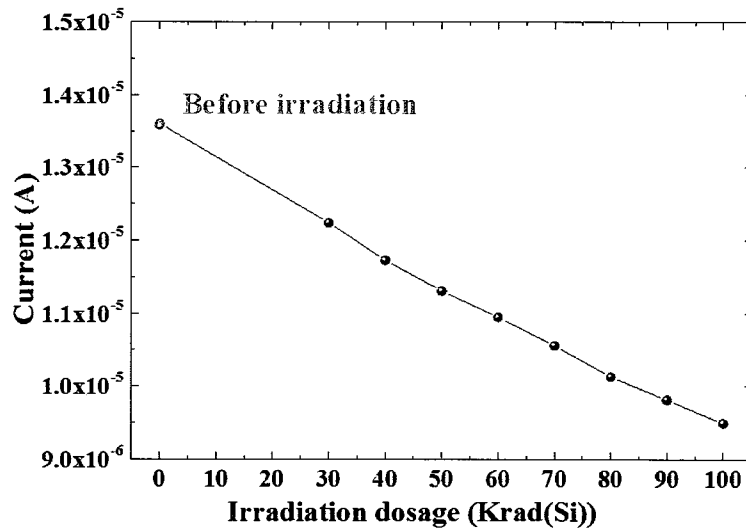


图 6.8 -400mV 反偏下器件的电流与辐照剂量的关系

为了深入理解位移效应对 InAs/GaSb II 类超晶格的影响，我们分析辐照位移效应的微观机制，利用数值拟合方法对器件的 I-V 特性曲线进行拟合，对所制

备器件的主导暗电流机制进行了分析。相关的理论拟合公式见上一章。

经过拟合可以发现，大反向偏压下直接隧穿电流 (btb) 限制的暗电流及其影响占据主导，如图 6.9 所示。其中耗尽区的产生复合寿命为 30 ns。从辐照前和辐照剂量 100 Krad(Si) 时暗电流的拟合得到，器件空穴浓度由 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 变化到 $4.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。由于 ^{60}Co 源 γ 射线与半导体材料之间的主要作用机理是康普顿效应，所产生的高能康普顿电子能够与材料晶格发生碰撞而产生点缺陷或缺陷团等位移损伤，这些损失可以形成缺陷能级俘获载流子或者形成极性相反的缺陷而产生补偿效应，使得载流子浓度减小，即产生多子去除效应^[148, 149]。因此，当 InAs/GaSb II 类超晶格材料受到辐照作用后，材料中部分载流子被缺陷能级俘获而导致材料中空穴浓度降低。另外，辐照还能够产生 n 型损伤，使得 p 型 InAs/GaSb II 类超晶格的空穴浓度也会由于补偿效应而降低，从而带来直接隧穿电流 (btb) 的减小。然而，在一定温度下，由于退火效应所带来的热运动和晶格重构，这些由于位移效应带来的缺陷会弛豫消失，从而使得电流也可以恢复到辐照前水平，因此我们可以观察到的器件的电流会经过室温放置 24 hour 后恢复到辐照前水平。由于位移效应会在器件的串联电阻上有所表现，因此我们同时对串联电阻随辐照剂量的变化情况进行了研究，结果如下图 6.10 所示，可以看出随着辐照剂量的增加，器件的串联电阻逐渐变大。辐照剂量为 100 Krad (Si) 时，器件电阻的增量约为 5 Ω 。材料电阻与浓度的关系^[92]，见公式 (6-1) 及 (6-2)。

$$\rho_s = \frac{1}{nq\mu_n + pq\mu_p} \quad (6-1)$$

$$R = \rho_s \frac{L}{S} \quad (6-2)$$

其中 ρ_s 为材料的电阻率， p 、 n 分别代表空穴和电子浓度， L 为材料的厚度， μ_n 、 μ_p 代表电子和空穴迁移率， S 为光敏元的面积， q 为电子电量。根据文献报道^[112]，空穴在超晶格中的纵向迁移率为 $300 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。根据图 6.9 暗电流的拟合结果，吸收区的浓度由 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 变化到 $4.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ，由此可以计算得到对应的吸收区体电阻由 127 Ω 增加到 133 Ω ，变化值为 6 Ω ，与实验值基本吻合，从而也进一步证明了较大反偏下暗电流的辐照特性与位移效应相关。除了实验误差的影响之外，二者之间的差异还可能来自于纵向迁移率的差异，以及金属-半导体接触电阻的影响。

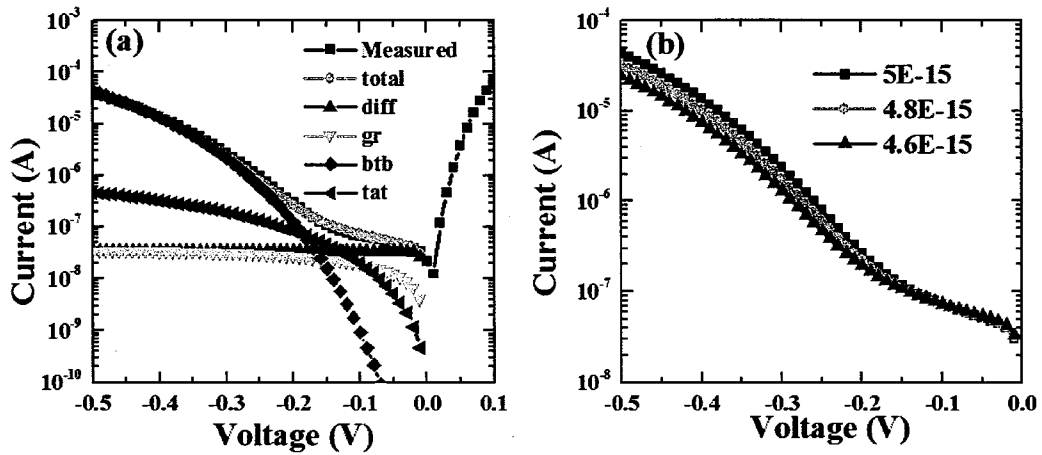


图 6.9 (a)辐照前 I-V 曲线拟合 (b)载流子浓度变化对电流的影响

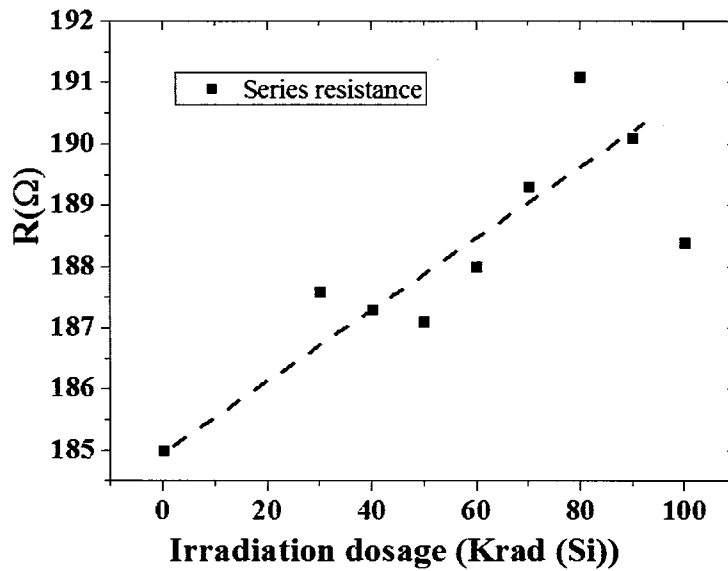


图 6.10 器件串联电阻与辐照剂量的关系

6.3.1.2. 焦平面器件测试结果

对辐照前后对背照型面阵器件（焦平面器件）进行了性能测试，S2 样品的测试结果见表 6.3，可以发现测试前焦平面器件的性能均处于正常，而当辐照结束后测试时，由于读出电路工作不正常，相应电路管脚的电流由辐照前的 2.4 mA 增大到 60 mA。将样品放于室温环境 24 hour 后再测试，读出电路仍不能正常工作，由此说明经过 100 Krad(Si)剂量的辐照后，读出电路失效了。S3 样品读出电路并未上电及时序，辐照前后器件的性能测试结果见表 6.4。可以发现样品 S3 辐照前后，面阵器件的性能基本没有发生变化，与单元器件的测试结果基本吻合。其中焦平面器件的响应电压没有发生变化，也说明辐照并不会影响 InAs/GaSb II 类超晶格探测器光响应。已有的扰动，可以认为是系统环境测试时的一致。当辐照后 3h 器件的盲元率增大到 5.35%，增加的盲元中主要为响应盲元。当至于

室温 24h 后再降温测试时, 其盲元率又回归正常。这个现象的原因有待我们进一步深入的研究。

表 6.3 辐照前后样品 S 2 的测试结果对比

时间	电路偏置电压 (mV)	293K 黑体下电平值 (V)	响应电压 (V)	噪声 (mV)	响应不均匀性(%)	盲元率 (%)
辐照前	4930	3.78	0.362	0.85	16	3.83
辐照后 1hour	/	/	/	/	/	/
室温 24hour 后	/	/	/	/	/	/

表 6.4 辐照前后样品 S 3 的测试结果对比

时间	电路偏置电压 (mV)	293K 黑体下电平值 (V)	响应电压 (V)	噪声 (mV)	响应不均匀性(%)	盲元率 (%)
辐照前	4930	4.17	0.420	0.89	15	3.3
辐照后 1hour	4930	4.16	0.434	0.91	15	3.23
辐照后 3hour	4930	4.16	0.419	0.96	16	5.35
室温 24hour 后	4930	4.16	0.438	0.94	15	2.87

表 6.5 辐照前后样品 S 4 的测试结果对比

时间	电路偏置电压 (mV)	293K 黑体下电平值 (V)	响应电压 (V)	噪声 (mV)	不均匀性(%)	盲元率 (%)
辐照前	4930	3.82	0.384	0.86	14	3.8
辐照后 1hour	4930	3.72	0.341	0.86	17	4.2
室温 24hour 后	4930	3.77	0.371	0.85	16	3.93
室温 24hour 后-2	4923	3.81	0.397	0.86	14	3.71

样品 S4 的测试结果见表 6.5。当辐照 1h 后, 器件的响应电压由 0.384 V 减小为 0.341 V。置于室温 24 hour 后再降温测试时, 响应变大到 0.371 V。将电路偏置电压调整为 4923 mV 时, 其响应能够调整到 0.397 V。样品 S4 对应的电平值也是同样的变化规律。分析认为可能是 γ 辐照引起读出电路中 MOS 管的阈值

电压发生变化, 从而引起电路工作状态的改变^[150]。

综上所述, 单元器件 S1 和未上电的面阵样品 S3 经 100 Krad(Si) 剂量辐照后, 器件的性能在辐照前后没有明显变化。而读出电路上电的面阵样品 S2 经 100 Krad(Si) 剂量辐照后, 由于辐照对电路造成了永久损伤, 器件无法正常工作, 即使回温之后损伤也无法消除。当剂量辐照降低为 30 Krad(Si), 该辐照剂量会引起焦平面器件中读出电路的阈值电压电压发生改变, 使得同样上电的面阵样品 S4 的焦平面器件的响应变小, 而回温后损伤即可得到一定的恢复。

6.3.2. 正照型器件

正照型样品 S5 的测试结果见图 6.11, 与背照射样品类似, 辐照前后小反向偏压和正向偏压下器件的电流-电压曲线基本重合, 而在大反向偏压下器件的电流-电压曲线出现了一定的差异。辐照后大反偏下器件的电流有着一定程度的下降, 在室温放置 24 hour 之后, 再降温测试, 器件的暗电流有一定的恢复。

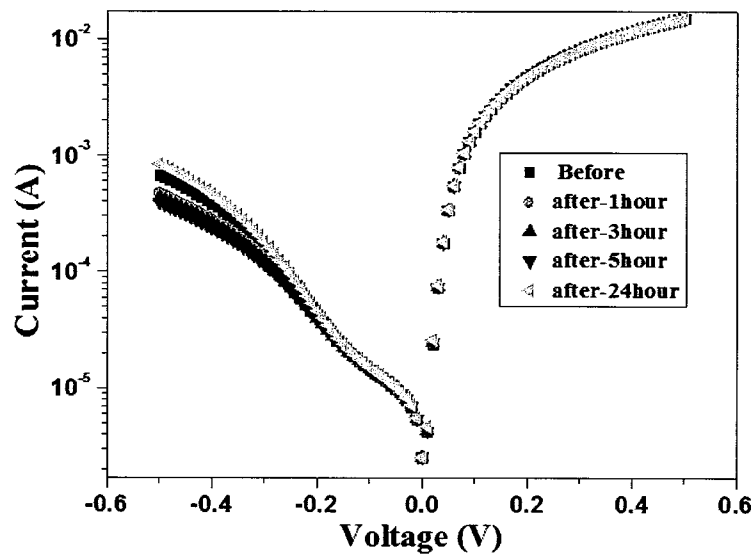


图 6.11 长波正照型辐照前后的电流-电压曲线

同时, 我们也对该长波正照型器件的暗电流进行了拟合分析, 相应的拟合结果见图 6.12。其中耗尽区的产生复合寿命为 10 ns。正照型器件的小反偏压是产生复合电流占主导, 大反向偏压下直接隧穿(btb)电流占主导。当 γ 辐照引入位移效应之后, 使得材料中多子载流子浓度减小, 从而引起 btb 电流的减小, 使得探测器总的暗电流减小, 温度上升之后会有一定的恢复, 这与图 6.11 的实验结果相吻合。从上面的分析可知 γ 辐照对于正照型器件的影响与背照型器件基本相同。

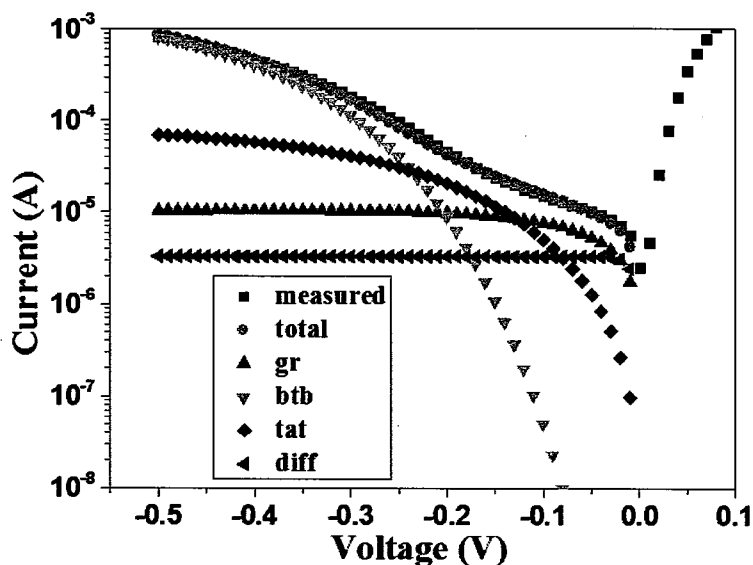


图 6.12 长波正照型器件的电流拟合曲线

6.4. 小结

本章主要研究了 InAs/GaSb II 类超晶格探测器的 γ 辐照效应，主要研究内容和结论有：

1. 实时测试了长波背照型器件在 γ 辐照下的电流-电压特性，发现器件的电流-电压 (I-V) 特性并未随辐照剂量的增大而发生显著的变化，100 Krad (Si) 辐照剂量下的零偏阻抗相较辐照前的减小率仅为 3.4%，表明该探测器具有很好的抗辐照性能。

2. 结合不同辐照剂量下的实时 I-V 特性曲线和辐照停止后器件暗电流随时间的演化情况，对辐照所带来的器件性能的损伤以及微观损伤机理进行了分析。发现零偏压和小反向偏压下，辐照开始后电流即有明显增大，辐照损伤以暂态的电离效应为主导，器件性能可以在很短时间内恢复。而大反向偏压下器件暗电流的主导机制为直接隧穿电流，辐照所引入位移效应的影响使得暗电流随辐照剂量增大而减小，损伤需通过退火效应缓慢恢复，弛豫时间明显长于电离效应损伤。随着辐照剂量的增加，器件的串联电阻变大。

3. 对背照型的焦平面器件进行辐照前后的性能测试。焦平面器件的测试结果基本与单元器件吻合。但是辐照效应对上电的读出电路有着一定的损伤，当剂量相对较小时，读出电路中 MOS 管的阈值电压发生改变，而当剂量足够大时，可以造成读出电路的失效。

4. 对正照型器件辐照前后的性能进行了测试与分析。 γ 辐照对于正照型器件的影响与背照型器件基本相同，大反向偏压下，器件的电流先减小再增加，经过室温 24 hour 后，器件的性能出现了一定的恢复。

7. 总结与展望

7.1. 总结

铟化物超晶格红外探测器是新一代红外探测器技术。本文为了能获得高性能的红外焦平面器件,满足第三代焦平面器件相应需求,开展了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格红外探测器和 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器材料生长、器件制备和焦平面器件测试以及辐照测试等相关研究。主要研究结果如下:

1. 通过对 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格中 GaAsSb 的材料生长工艺和生长机制的研究,获得了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格材料。并利用光致发光谱对该材料的光学性质进行了研究,解释了随着激发功率的增加峰值能量值出现的蓝移现象。对其峰值能量与温度关系进行了拟合,拟合值与实验值基本吻合。通过 Be 的补偿掺杂技术,获得了 p 型的 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格。研究了吸收区厚度与器件性能的关系,发现吸收区厚度的增加并不能提升器件的量子效率,当采用吸收区补偿掺杂的探测器时,器件的量子效率得到了显著提升。成功制备出了 InGaAs/GaAsSb II 类超晶格 320×256 焦平面原型器件,在 200 K 温度下, pπn 结构器件的峰值探测率为 $4.3 \times 10^{11} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 响应不均匀性为 12%。

2. 设计 pBπBn 的长波势垒结构,并生长了高质量的 InAs/GaSb II 类超晶格外延材料,吸收区的晶格失配 $\Delta a/a$ 仅 2.1×10^{-5} , -1 级卫星峰的全宽半高峰 (FWHM) 为 21.6 弧秒。为了获得高性能的 InAs/GaSb II 类超晶格的长波 12 μm 焦平面器件,研究了所用 GaSb 衬底对红外光的吸收机制,发现 GaSb 衬底的强吸收是源自于光学声子和电离杂质的散射。深减薄对衬底透射率的提高十分有限,去衬底是解决 GaSb 衬底强吸收的最佳途径。通过选择性腐蚀试验优化得到了超晶格探测器的去衬底工艺,并成功应用于焦平面常规工艺中。为解决大面阵超晶格焦平面热失配导致裂片的问题,对焦平面的封装结构进行优化设计和实验验证,提出了最优的封装结构方案。在以上工艺基础上,成功获得了 320×256 长波 12 μm InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件。

3. 对 12 μm InAs/GaSb II 类超晶格焦平面器件的性能进行了测试与分析。通过四种不同的暗电流机制对探测器的暗电流进行了拟合,当温度高于 70 K 时,暗电流以扩散电流为主导,低温时以产生复合电流为主导。测试不同背景辐射下的器件电流-电压曲线,发现探测器响应并不会随着温度与偏压发生变化。随后对该结构红外焦平面器件的测试结果进行了分析,包括温度、电路偏置电压与焦

平面响应之间的关系,得到了电路的注入效率是主要影响因素。随后对盲元产生的缘由进行分析,发现少部分盲元来自于钢柱互连不佳,大部分是由于探测器的暗电流比平均值偏大。对器件的制备工艺进行反馈优化,最终获得了国内第一个 12 μm 长波组件,峰值探测率能够达到 $7.2 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$,盲元率为 2.7%,响应不均匀性为 7.8%,NEDT 29.2 mK。

4. 针对航天红外遥感的应用,我们研究了 γ 辐照对 InAs/GaSb II 类超晶格探测器的影响。首先对背照型单元器件进行了实时辐照实验,InAs/GaSb II 类超晶格器件性能基本未发生变化,具有良好的抗辐照特性。结合不同辐照剂量下的实时 I-V 特性曲线和辐照停止后器件电流随时间的演化情况,对辐照所带来的器件性能的损伤以及微观损伤机理进行了分析。发现零偏和小反偏压下,主要以电离效应是主要影响因素,大反偏压则以位移效应为主要影响因素。在对焦平面器件辐照前后的性能进行对比,发现辐照会影响焦平面器件中读出电路的阈值电压使其发生变化甚至是失效。最后对正照型器件进行了辐照实验分析,其结果与背照型器件效应相类似。

7.2. 展望

本论文在铟化物超晶格探测器的研究中取得了上述研究成果,但还存在一些尚待解决的问题,有待未来进一步拓展研究。具体如下:

1. InGaAs/GaAsSb II 类超晶格短波焦平面器件的性能有待进一步优化。主要可以从以下两个方面改进:一是提升探测器电学性能和光学性能如能带结构的优化设计和增透膜的生长;二是读出电路的优化设计,目前使用的电路为中波红外焦平面器件设计,积分电容值对短波器件来说偏大,由于短波红外探测器的光电流较小,适宜采用小积分电容。

2. 针对大面阵红外焦平面器件的需求,有待开展 640×512 和 1024×1024 规模的 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面器件。

3. 有待通过 InAs/GaSb II 类超晶格红外探测器减反膜的膜系设计,消除响应光谱的干涉峰,提高器件的量子效率。

4. 论文第五章对噪声进行了定性的分析,有待下一步结合焦平面器件中不同的噪声来源:探测器的光子噪声、暗电流噪声、热噪声、1/f 噪声、读出电路噪声和测试系统噪声对焦平面器件的噪声电压进行定量计算,分析出焦平面器件噪声电压的主导噪声,并反馈 II 类超晶格的结构设计、材料生长工艺及器件制备工艺,通过相关优化降低焦平面器件的噪声电压,进一步提高焦平面器件的性能。

5. 论文第五章对 InAs/GaSb II 类超晶格焦平面组件的性能进行测试,有待

下一步对其进行相关可靠性试验, 如热循环试验、振动试验及加速寿命试验等, 为 II 类超晶格焦平面组件的实际应用打下坚实的基础。

6. 在已有的 γ 辐照对 InAs/GaSb II 类超晶格探测器的研究基础上, 对红外焦平面器件制定合理的抗辐照加固技术。从材料筛选、器件工艺对 II 类超晶格焦平面器件进行抗辐照加固, 并结合对不同退火或高温烘烤条件与辐照后器件性能恢复关系的研究, 采用预辐照和退火方法进行 II 类超晶格焦平面器件的抗辐照加固技术的研究。

参考文献

- [1] Herschel W. Investigation of the Powers of the Prismatic Colours to Heat and Illuminate Objects[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1800, 90(28): 255-283.
- [2] 张建奇, 方小平. 红外物理——研究生系列教材[M]. 西安电子科技大学出版社, 2004.
- [3] Spiro I J, Schlessinger M. Infrared technology fundamentals[M]. Marcel Dekker, Inc, 1995: 156484.
- [4] Wei Y. Type II indium arsenide/gallium antimonide superlattice photodiodes and infrared focal plane arrays[D]. Ann Arbor: Northwestern University, 2005.
- [5] 纪红. 红外技术基础与应用[M]. 科学出版社, 1979.
- [6] 杨建荣. 碲镉汞材料物理与技术[M]. 国防工业出版社, 2012.
- [7] 方广志. 非制冷红外探测器用 VO 薄膜的制备与性能研究[D]. 合肥工业大学, 2009.
- [8] 汤定元. 光电器件概论[M]. 上海科学技术文献出版社, 1989.
- [9] 吴淼. 非制冷红外探测器用高 TCR 氧化钒薄膜的制备研究[D]. 天津大学, 2005.
- [10] 张德银. 热释电钽酸锂薄膜红外探测器原理和制备研究[D]. 电子科技大学, 2008.
- [11] Long D. Photovoltaic and photoconductive infrared detectors[M]. Springer Berlin Heidelberg, 1977: 101-147.
- [12] Bratt P, Johnson S, Rhiger D, etc. Historical perspectives on HgCdTe material and device development at Raytheon Vision Systems[C]. Proc. of SPIE, 2009, 7298: 72982U-72982U-35.
- [13] Norton P. HgCdTe infrared detectors[J]. Opto-Electronics Review, 2002, 10(3): 3303-3308.
- [14] Rogalski A. Material considerations for third generation infrared photon detectors[J]. Infrared Physics & Technology, 2007, 50(2-3): 240-252.
- [15] Sullivan G, Aifer E, Razeghi M. Comparison of type-II superlattice and HgCdTe infrared detector technologies[C]. Proc. of SPIE, 2007, 6542: 65420B-65420B-8.
- [16] Cohen A M J, Olsen G H. Room-temperature InGaAs camera for NIR imaging[C]. Proc. of SPIE 1993, 1946: 436-443.
- [17] Olsen G H, Joshi A M, Ban V S, etc. Multiplexed 256 Element InGaAs Detector Arrays For 0.8-1.7 um Room-Temperature Operation[C]. Proc. of SPIE 1988, 972: 279-285.
- [18] Porod W, Ferry D K. Modification of the virtual-crystal approximation for ternary III-V compounds[J]. Physical Review B Condensed Matter, 1983, 27(4): 2587-2589.

- [19] 李淘, 汪洋, 李永富等. 台面型 InGaAs 探测器暗电流及低频噪声研究[J]. 光电子·激光, 2010, (4): 500-503.
- [20] 郝国强. InGaAs 红外探测器器件与物理研究[D]. 中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 2006.
- [21] Olsen G H, Joshi A M, Ban V S. Current status of InGaAs detector arrays for 1-3 μm [C]. Proc. of SPIE, 1991,1157: 276-282.
- [22] 靳川. 含铟半导体异质结构光电材料及物理研究[D]. 暨南大学, 2013.
- [23] Theocharous E, Ishii J, Fox N P. A comparison of the performance of a photovoltaic HgCdTe detector with that of large area single pixel QWIPs for infrared radiometric applications[J]. Infrared Physics & Technology, 2005, 46(4): 309-322.
- [24] Rogalski A. Quantum well photoconductors in infrared detector technology[J]. Journal of Applied Physics, 2003, 93(93): 4355-4391.
- [25] 陈伯良, 李向阳. 航天红外成像探测器[M]. 科学出版社, 2016.
- [26] Brown G J. Type-II InAs/GaInSb superlattices for infrared detection: an overview[C]. Proc. of SPIE, 2005,5783: 65-77.
- [27] Brown G J, Houston S, Szmulowicz F, etc. Type-II superlattice photodiodes: an alternative for VLWIR detection[C]. Proc.of SPIE, 2003,5074: 191-198.
- [28] Hoffman D M. Minority carrier dynamics of type-II indium arsenide/gallium antimonide superlattice photodiodes via optical and electrical characterization[D]. Ann Arbor: Northwestern University, 2009.
- [29] Klein B. Defect investigations in InAs/GaSb type-II strained layer superlattice[D]. Ann Arbor: The University of New Mexico, 2014.
- [30] Delaunay P-Y. Focal plane arrays based on Type-II indium arsenide/gallium antimonide superlattices[D]. Ann Arbor: Northwestern University, 2010.
- [31] Mohseni H. Type-II indium arsenide/gallium antimonide superlattices for infrared detectors[D]. Ann Arbor: Northwestern University, 2001.
- [32] Nathan V, Razeghi M. Type II superlattice infrared detector and focal plane arrays[C]. Proc. of SPIE 2007,6542: 654209-654209-11.
- [33] Vurgaftman I, Meyer J R, Rammohan L R. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys[J]. Journal of Applied Physics, 2001, 89(11): 5815-5875.
- [34] Hu J, Xu X G, Stotz J A H, etc. Type II photoluminescence and conduction band offsets of GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InP heterostructures grown by metalorganic vapor phase epitaxy[J]. Applied Physics Letters, 1998, 73(19): 2799-2801.
- [35] Esaki L, Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors[J]. Ibm

- Journal of Research & Development, 1970, 14(1): 61-65.
- [36] Chang L L, Esaki L, Howard W E, etc. The Growth of a GaAs–GaAlAs Superlattice[J]. Journal of Vacuum Science & Technology, 1973, 10(1): 11-16.
- [37] Esaki L, Chang L L. New Transport Phenomenon in a Semiconductor "Superlattice"[J]. Physical Review Letters, 1974, 33(33): 495-498.
- [38] Kroemer H. The 6.1 Å family (InAs, GaSb, AlSb) and its heterostructures: a selective review[J]. Physica E Low-Dimensional Systems and Nanostructures, 2004, 20(85): 196–203.
- [39] Haddadi A, Suo X V, Adhikary S, etc. High-performance short-wavelength infrared photodetectors based on type-II InAs/InAs_{1-x}Sb_x/AlAs_{1-x}Sb_x superlattices[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(14): 141104.
- [40] Höglund L, Ting D Z, Khoshakhlagh A, etc. Influence of proton radiation on the minority carrier lifetime in midwave infrared InAs/InAsSb superlattices[J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(26): 263504.
- [41] Nguyen B M, Hoffman D, Huang K W, etc. Background limited long wavelength infrared type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes operating at 110 K[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(12): 085316.
- [42] Sai - Halasz G A, Tsu R, Esaki L. A new semiconductor superlattice[J]. Applied Physics Letters, 1977, 30(12): 651-653.
- [43] Razeghi M, Wei Y, Gin A, etc. High performance Type II InAs/GaSb superlattices for mid, long, and very long wavelength infrared focal plane arrays[C]. Proc. of SPIE 2005,5783: 86-97.
- [44] Nguyen B M, Hoffman D, Delaunay P Y, etc. Very high performance LWIR and VLWIR Type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes with M-structure barrier[C]. Proc.of SPIE 2008,7082: 708205-708205-12.
- [45] Mohseni H, Litvinov V I, Razeghi M. Interface-induced suppression of the Auger recombination in type-II InAs/GaSb superlattices[J]. Physical Review B, 1998, 58(58): 86904-15380.
- [46] Rhiger D R. Performance Comparison of Long-Wavelength Infrared Type II Superlattice Devices with HgCdTe[J]. Journal of Electronic Materials, 2011, 40(8): 1815-1822.
- [47] Feenstra R M, Collins D A, Ting D Z, etc. Interface roughness and asymmetry in InAs/GaSb superlattices studied by scanning tunneling microscopy[J]. Physical Review Letters, 1994, 72(17): 2749-2752.
- [48] Zborowski J T, Fan W C, Golding T D, etc. Epitaxial and interface properties of InAs/InGaSb multilayered structures[J]. Journal of Applied Physics, 1992, 71(12): 5908-5912.

- [49] Golding T D, Shih H D, Zborowski J T, etc. Investigation of molecular - beam epitaxially grown InAs/(In,Ga)Sb strained - layer superlattices[J]. Journal of vacuum science & technology. B., 1992, 10(2): 880-884.
- [50] Hill C J, Gunapala S D, Rhiger D R. MBE grown type-II superlattice photodiodes for MWIR and LWIR imaging applications[C]. Proc.of SPIE, 2007,7082: 708205-708205-12.
- [51] Razeghi M, Wei Y, Gin A, etc. Type II InAs/GaSb superlattices for high-performance photodiodes and FPAs[C]. Proc. of SPIE, 2003,5246: 512556-512556-12.
- [52] Gautam N, Myers S, Barve A V, etc. Barrier Engineered Infrared Photodetectors Based on Type-II InAs/GaSb Strained Layer Superlattices[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2013, 49(2): 211-217.
- [53] Huang E K, Haddadi A, Chen G, etc. Type-II superlattice dual-band LWIR imager with M-barrier and Fabry-Perot resonance[J]. Optics Letters, 2011, 36(13): 2560.
- [54] Rehm R, Walther M, Rutz F, etc. Dual-Color InAs/GaSb Superlattice Focal-Plane Array Technology[J]. Journal of Electronic Materials, 2011, 40(8): 1738-1743.
- [55] Manurkar P, Ramezani-Darvish S, Nguyen B M, etc. High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices[J]. Applied Physics Letters, 2011, 97(19): 193505-193505-3.
- [56] Walther M, Rehm R, Fuchs F, etc. 256×256 focal plane array midwavelength infrared camera based on InAs/GaSb short-period superlattices[J]. Journal of Electronic Materials, 2005, 34(6): 722-725.
- [57] Walther M, Rehm R, Ziegler J, etc. InAs/GaSb type-II short-period superlattices for advanced single and dual-color focal plane arrays[C]. Proc. of SPIE, 2007,6542: 654206-654206-8.
- [58] Rhiger D R, Bornfreund R E, Hill C J, etc. Progress with type-II superlattice IR detector arrays[C]. Proc. of SPIE, 2007,6542: 654202-654202-12.
- [59] Sundaram M, Bundas J. 1024 x 1024 LWIR SLS FPAs: status and characterization[C]. Proc. of SPIE, 2012,8353: 83530W-83530W-9.
- [60] Klipstein P C, Fraenkel A, Ilan E, etc. Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging[C]. Proc. of SPIE 2015,9451: 94510K-94510K-8.
- [61] 周易, 陈建新, 徐庆庆等. 长波 InAs/GaSb II类超晶格红外探测器[J]. 红外与毫米波学报, 2013, 32(3): 210-213.
- [62] Zhou Y, Chen J X, Li H. Band structure calculation of InAs/GaSb superlattice under 4 layers model[J]. Journal of Infrared & Millimeter Waves, 2013, 32(1): 13.
- [63] Qing-Qing X U, Chen J X, Yi Z. Mid-wavelength infrared InAs/GaSb superlattice grown by molecular beam epitaxy[J]. Journal of Infrared & Millimeter Waves, 2011, 30(5):

- 406-408+438.
- [64] Chen J, Zhou Y, Xu Z, etc. InAs/GaSb type-II superlattice mid-wavelength infrared focal plane array detectors grown by molecular beam epitaxy[J]. *Journal of Crystal Growth*, 2013, 378(7): 596-599.
- [65] 徐志成. InAs/GaSb II类超晶格探测器结构MBE生长研究[D]. 中国科学院研究生院上海技术物理研究所, 2014.
- [66] Xu J. 128x128 元 InAs/GaSb II 类超晶格红外焦平面探测器[J]. *Journal of Infrared & millimeter Waves*, 2012, 31(6): 501-504.
- [67] 许佳佳, 陈建新, 周易等. 320×256 元 InAs/GaSb II 类超晶格长波红外焦平面探测器[J]. *红外与毫米波学报*, 2014, 33(6): 598-601.
- [68] Zhang Y, Ma W, Cao Y, etc. Long Wavelength Infrared InAs/GaSb Superlattice Photodetectors With InSb-Like and Mixed Interfaces[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2011, 47(12): 1475-1479.
- [69] Wei Y, Ma W, Zhang Y, etc. High Structural Quality of Type II InAs/GaSb Superlattices for Very Long Wavelength Infrared Detection by Interface Control[J]. *Quantum Electronics IEEE Journal of*, 2012, 48(4): 512-515.
- [70] Yamamoto A, Kawamura Y, Naito H, etc. Optical properties of GaAs_{0.5}Sb_{0.5} and In_{0.53}Ga_{0.47}As/GaAs_{0.5}Sb_{0.5} type II single hetero-structures lattice-matched to InP substrates grown by molecular beam epitaxy[J]. *Journal of Crystal Growth*, 1999, s 201–202(3): 872-876.
- [71] Sidhu R, Duan N, Campbell J C, etc. A long-wavelength photodiode on InP using lattice-matched GaInAs-GaAsSb type-II quantum wells[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2005, 17(12): 2715-2717.
- [72] Chen B, Jiang W Y, Yuan J, etc. Demonstration of a Room-Temperature InP-Based Photodetector Operating Beyond 3 m[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2011, 23(4): 218-220.
- [73] Fulop G F. Extended wavelength SWIR detectors with reduced dark current[C]. *Proc. of SPIE*, 2015,9451: 945106-945106-12.
- [74] Inada H, Mori H, Nagai Y, etc. MOVPE grown InGaAs/GaAsSb type II quantum well photodiode for SWIR focal plane array[C]. *Proc.of SPIE* 2011,8012: 801220-801220-5.
- [75] Yasuhiro IGUCHI, Hiroki MORI, Masaki MIGITA, etc. Two-Dimensional Near Infrared Sensor with Low Noise and Wide Wavelength Range[J]. *Sei Technical Review*, 2013, (76): 98-101.
- [76] Balasekaran S, Migita M, Kawahara T, etc. Stray light suppression in InGaAs/GaAsSb type-II FPA[C]. *Proc. of SPIE*, 2016,9755: 97551Z-97551Z-7.

- [77] Miura K, Iguchi Y. Recent development of SWIR focal plane array with InGaAs/GaAsSb type-II quantum wells[C]. Proc. of SPIE, 2016: 98190C-98190C-7.
- [78] Kawahara T, Machinaga K, Sundararajan B, etc. InGaAs/GaAsSb type-II quantum-well focal plane array with cutoff-wavelength of 2.5 μm [C]. Proc. of SPIE, 2017,10111: 1011115-1011115-7.
- [79] Panish M B. Molecular-beam epitaxy[J]. Bell Labs Technical Journal, 1989, 68(1): 916.
- [80] Parker E H C. The Technology and physics of molecular beam epitaxy[M]. Springer US, 1985.
- [81] Nosho B Z, Bennett B R, Whitman L J, etc. Effects of As_2 versus As_4 on InAs/GaSb heterostructures: As-for-Sb exchange and film stability[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B Microelectronics & Nanometer Structures, 2001, 19(4): 1626-1630.
- [82] Xie Q, Nostrand J E V, Jones R L, etc. Electrical and optical properties of undoped GaSb grown by molecular beam epitaxy using cracked Sb 1 and Sb 2[J]. Journal of Crystal Growth, 1999, 207(4): 255-265.
- [83] Inc S N Y. Reflection High-Energy Electron Diffraction and Reflection Electron Imaging of Surfaces[J]. Nato Asi, 2013, 188(9): 476-480.
- [84] Maksym P A, Beeby J L. A theory of rheed[J]. Surface Science, 1981, 110(2): 423-438.
- [85] Whitman L J, Thibado P M, Erwin S C, etc. Metallic III-V (001) Surfaces: Violations of the Electron Counting Model[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(4): 693-696.
- [86] Bracker A S, Yang M J, Bennett B R, etc. Surface reconstruction phase diagrams for InAs, AlSb, and GaSb[J]. Journal of Crystal Growth, 2000, 220(4): 384-392.
- [87] 张克从. 近代晶体学基础[M]. 科学出版社, 1987.
- [88] Bowen D K, Tanner B K. High resolution X-ray diffractometry and topography[J]. Measurement Science & Technology, 1998, 11(2).
- [89] Shao J, Chen L, Lu W, etc. Backside-illuminated infrared photoluminescence and photoreflectance: Probe of vertical nonuniformity of HgCdTe on GaAs[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(12): 121915-121915-3.
- [90] Shao J, Lu W, Tsen G K O, etc. Mechanisms of infrared photoluminescence in HgTe/HgCdTe superlattice[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 112(6): 063512-063512-8.
- [91] Shao J, Lu W, Yue F, etc. Photoreflectance spectroscopy with a step-scan Fourier-transform infrared spectrometer: Technique and applications[J]. Review of Scientific Instruments, 2007, 78(1): 013111.
- [92] 刘恩科, 朱秉升, 罗晋生. 半导体物理学-第6版[M]. 电子工业出版社, 2003.
- [93] Pauw I J V D. A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient of Lamellae of

- Arbitrary Shape[J]. Philips Research Reports, 1958, (13): 1-9.
- [94] 康蓉, 李立华, 彭曼泽等. 由黑体 $D_b \lambda^*$ 确定峰值 $D \lambda^*$ 以及黑体波段 $D \Delta \lambda^*$ ——G 因子的计算[J]. 红外技术, 2005, 27(3): 263-265.
- [95] 《红外焦平面测试评价技术研究》课题组. 焦平面探测器测试与评价[M]. 中国科学院上海技术物理研究所, 1995.
- [96] Okada T, Weatherly G C, McComb D W. Growth of strained InGaAs layers on InP substrates[J]. Journal of Applied Physics, 1997, 81(5): 2185-2196.
- [97] Miura K, Iguchi Y, Tsubokura M, etc. The growth of high quality GaAsSb and type-II InGaAs/GaAsSb superlattice structure[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(14): 872.
- [98] Egorov A, Kovsh A, Ustinov V, etc. A thermodynamic analysis of the growth of III-V compounds with two volatile group V elements by molecular-beam epitaxy[J]. Journal of Crystal Growth, 1998, 188(1-4): 69-74.
- [99] Liu W K, Santos M B. Thin Films: Heteroepitaxial Systems[M]. WORLD SCIENTIFIC, 1999: i.
- [100] Zhi-Cheng Y E, Shu Y C, Cao X, etc. Thermodynamic analysis of growth of ternary III-V semiconductor materials by molecular-beam epitaxy[J]. Transactions of Nonferrous Metals Society of China, 2011, 21(1): 146-151.
- [101] Genty F, Almuneau G, Chusseau L, etc. Growth and characterization of vertical cavity structures on InP with GaAsSb/AlAsSb Bragg mirrors for 1.55 μm emission[J]. Journal of Crystal Growth, 1999, 201(3): 1024-1027.
- [102] Mochizuki K, Nishinaga T. MBE Growth of $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ and $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ and Application of BCF Theory to Study the Alloy Composition[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1988, 27(9): 1585-1592.
- [103] Ledentsov N N, Böhrer J, Beer M, etc. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells[J]. Phys Rev B Condens Matter, 1995, 52(19): 14058-14066.
- [104] Chiu Y S, Ya M H, Su W S, etc. Properties of photoluminescence in type-II GaAsSb/GaAs multiple quantum wells[J]. Journal of Applied Physics, 2002, 92(92): 5810-5813.
- [105] Ongstad A P, Kaspi R, Moeller C E, etc. Spectral blueshift and improved luminescent properties with increasing GaSb layer thickness in InAs-GaSb type-II superlattices[J]. Journal of Applied Physics, 2001, 89(4): 2185-2188.
- [106] Wei Y, Bae J, Gin A, etc. High quality type II InAs/GaSb superlattices with cutoff wavelength $\sim 3.7 \mu\text{m}$ using interface engineering[J]. Journal of Applied Physics, 2003, 94(7): 4720-4722.
- [107] Chen B, Jiang W Y, Jr A L H. Design of strain compensated InGaAs/GaAsSb type-II quantum well structures for mid-infrared photodiodes[J]. Optical and Quantum Electronics, 2012,

- 44(3): 103-109.
- [108] Huang J Y T, Mawst L J, Kuech T F, etc. Design and characterization of strained InGaAs/GaAsSb type-II 'W' quantum wells on InP substrates for mid-IR emission[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2008, 42(2): 25108-25115.
- [109] Yonezawa Y, Hiraïke R, Miura K, etc. Growth and characterization of strain-compensated InGaAs/GaAsSb type II multiple quantum wells on InP substrate[J]. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2010, 42(10): 2781-2783.
- [110] Ilegems M. Beryllium doping and diffusion in molecular - beam epitaxy of GaAs and Al_xGa_{1-x}As[J]. *Journal of Applied Physics*, 1977, 48(3): 1278-1287.
- [111] Steenbergen E H, Elhamri S, Mitchel W C, etc. Carrier transport properties of Be-doped InAs/InAsSb type-II infrared superlattices[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 104(1): 092109-1.
- [112] Umana-Membreno G A, Klein B, Kala H, etc. Vertical minority carrier electron transport in p-type InAs/GaSb type-II superlattices[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(25): 253515-253515-4.
- [113] 金巨鹏. III-V族化合物半导体微结构红外探测器研究[D]. 中国科学院研究生院, 2012.
- [114] Chandola A, Pino R, Dutta P S. Below bandgap optical absorption in tellurium-doped GaSb[J]. *Semiconductor Science & Technology*, 2005, 20(8): 886-893.
- [115] Lorenz M R, Reuter W, Dumke W P, etc. BAND STRUCTURE AND DIRECT TRANSITION ELECTROLUMINESCENCE IN THE In_{1-x}Ga_xP ALLOYS[J]. *Applied Physics Letters*, 1969, 13(12): 421-423.
- [116] Pankove J I. Optical processes in semiconductors[M]. Prentice-Hall, 1971: 805-807.
- [117] Fan H Y, M B. *Semiconducting Materials*[M]. London: Butterworth: Scientific Publications, 1951.
- [118] Visvanathan S. Free Carrier Absorption Due to Polar Modes in the III-V Compound Semiconductors[J]. *Physical Review*, 1960, 120(2): 376-378.
- [119] Fan H Y, Spitzer W, Collins R J. Infrared Absorption in n-Type Germanium[J]. *Phys Rev*, 1956, 101(2): 566-572.
- [120] Rodriguez J B, Plis E, Lee S J, etc. Type-II InAs/GaSb strain layer superlattice detectors for higher operating temperatures[C]. *Proc. of SPIE*, 2007: 654208-654208-10.
- [121] Delaunay P Y, Nguyen B M, Hofman D, etc. Substrate removal for high quantum efficiency back side illuminated type-II InAs/GaSb photodetectors[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(23): 231106-231106-3.
- [122] Dier O, Lin C, Grau M, etc. Selective and non-selective wet-chemical etchants for

- GaSb-based materials[J]. *Semiconductor Science & Technology*, 2004, 19(11): 1250-1253(4).
- [123] 陈星. 碲镉汞红外焦平面探测器可靠性相关技术研究[D]. 中国科学院研究生院(上海技术物理研究所), 2014.
- [124] 李言谨, 何力, 杨建荣等. 碲镉汞红外焦平面器件热失配应力研究[J]. *红外与毫米波学报*, 2008, 27(6): 409-412.
- [125] 余倩. 红外焦平面探测器碎裂研究[D]. 河南科技大学, 2013.
- [126] Swenson C A. Recommended Values for the Thermal Expansivity of Silicon from 0-K to 1000-K[J]. *J Phys Chem Ref Data*, 1983, 12(2): 179-182.
- [127] Cease H, Derwent P, Diehl H, etc. Measurement of mechanical properties of three epoxy adhesives at cryogenic temperatures for CCD construction[J]. *Fermi National Accelerator Laboratory*, 2006.
- [128] Gopal V, Plis E, Rodriguez J B, etc. Modeling of electrical characteristics of midwave type II InAs / GaSb strain layer superlattice diodes[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 104(12): 124506-124506-6.
- [129] Nguyen J, Ting D Z, Hill C J, etc. Dark current analysis of InAs/GaSb superlattices at low temperatures[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2009, 52(6): 317-321.
- [130] Rogalski A. *Infrared Detectors, Second Edition*[M]. Crc Press, 2010.
- [131] Rhiger D R, Kvaas R E, Harris S F, etc. Characterization of LWIR diodes on InAs/GaSb Type-II superlattice material[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2009, 52(6): 304-309.
- [132] Sze S M. *Physics of Semiconductor Devices, 3rd Edition*[M]. 1981: 364.
- [133] Yang Q K, Fuchs F, Schmitz J, etc. Investigation of trap-assisted tunneling current in InAs/(GaIn)Sb superlattice long-wavelength photodiodes[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81(25): 4757-4759.
- [134] 刘成康. 红外焦平面阵列 CMOS 读出电路研究[D]. 重庆大学, 2001.
- [135] Johnson J F. Hybrid infrared focal plane signal and noise model[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1999, 46(1): 96-108.
- [136] Lee I, Polovinkin V. Mathematical Modeling of Multi-Element Infrared Focal Plane Arrays Based on the System'Photodiode-Direct-Injection Readout Circuit'[M]. INTECH Open Access Publisher, 2012.
- [137] 李桃生, 陈军, 王志强. 空间辐射环境概述[J]. *辐射防护通讯*, 2008, 28(2): 1-9.
- [138] 魏志勇, 方美华, 杨浩. 深空条件下航天器内的辐射环境研究[J]. *航天器环境工程*, 2008, 25(3): 7+39-42.
- [139] 乔辉, 廖毅, 邓屹等. γ 辐射对碲镉汞光伏探测器的暂态损伤与永久损伤[J]. *激光与红外*, 2009, 39(11): 1163-1165.

- [140] Qiu W C, Hu W D, Chen L, etc. Dark Current Transport and Avalanche Mechanism in HgCdTe Electron-Avalanche Photodiodes[J]. *Electron Devices IEEE Transactions on*, 2015, 62(6): 1-1.
- [141] Voitshovski A V, Brounyi V N, Lilenko Y V, etc. High temperature defects in electron irradiated semiconductors HgCdTe, PbSnTe[J]. *Solid State Communications*, 1979, 31(31): 105-108.
- [142] Barde S, Ecoffet R, Costeraste J, etc. Displacement damage effects in InGaAs detectors: experimental results and semi-empirical model prediction[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2000, 47(6): 2466-2472.
- [143] Weaver B D, Aifer E H. Radiation Effects in Type-Two Antimonide Superlattice Infrared Detectors[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2009, 56(6): 3307 - 3309.
- [144] Cowan V M, Morath C P, Swift S M, etc. Gamma-ray irradiation effects on InAs/GaSb-based nBn IR detector[C]. *Proc. of SPIE 2011*, 7945: 79451S-79451S-8.
- [145] 曹建中. 半导体材料的辐射效应[M]. 科学出版社, 1993.
- [146] 黄星. 短波红外 InGaAs 探测器辐照特性研究[D]. 中国科学院大学, 2015.
- [147] Hopkinson G R. Radiation effects on solid state imaging devices[J]. *Radiation Physics & Chemistry*, 1994, 43(43): 79-91.
- [148] Srour J R, McGarrity J M. Radiation effects on microelectronics in space[C]. *Proc. of the IEEE*, 1988, 76: 1443-1469.
- [149] Look D C, Sizelove J R. Defect production in electron - irradiated, n - type GaAs[J]. *Journal of Applied Physics*, 1987, 62(9): 3660-3664.
- [150] 林加木, 丁瑞军, 陈洪雷等. 红外焦平面读出电路辐射特性研究[J]. *激光与红外*, 2009, 39(8): 868-871.

作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果

作者简介：（一般应包含教育经历和工作经历）

1987年2月出生于四川宣汉。

2006年9月—2010年7月，在西北大学物理学系获得学士学位。

2010年9月—2013年7月，在暨南大学光电工程系获得硕士学位（联培于中科院上海技术物理研究所）。

2013年9月—2014年8月，在上海济物光电有限公司就职。

2014年9月—2017年7月，在中国科学院上海技术物理研究所研究所攻读博士学位。

获奖情况：

2016年度所三好学生

2016年度所研究生学业奖学金二等奖

2015年度中国科学院大学三好学生

2015年度所研究生学业奖学金一等奖

2014年度所三好学生

2014年度所研究生学业奖学金二等奖

已发表（含已接收）的学术论文：

1. **Chuan Jin**, Qingqing Xu, Jianxin Chen. Growth mechanism and optical properties of InGaAs/GaAsSb Superlattice structures[J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2015, 58(4):044202
2. **Chuan Jin**, Qingqing Xu, Chengzhang Yu, etc. Short-wavelength infrared photodetector with InGaAs/GaAsSb superlattice[C]. Proc. of SPIE, 2016, 9819:98190B-98190B-7
3. **Chuan Jin**, Fangfang Wang, Qingqing Xu, etc. Beryllium compensation doped InGaAs/GaAsSb superlattice photodiodes[J]. Journal of Crystal Growth, 2017, DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2017.01.050 (available online)
4. 靳川, 许佳佳, 黄爱波等. InAs/GaSb II类超晶格长波红外探测器的实时 γ 辐照效应研究[J]. 红外与毫米波学报 (已录用)
5. **Chuan Jin**, Jianxin Chen, Qingqing Xu, etc. Electrical and Optical performances of InGaAs/GaAsSb Superlattice Short-wavelength Infrared

Detectors[J] Optical Engineering, 2017 (accepted)

6. 余成章, 靳川, 白治中, 陈建新. GaAs/AlGaAs 双量子阱实空间转移效率模拟与实验[J]. 红外与毫米波学报, 2016, 35(4): 407-411

参与项目:

1. 科技部 973 计划子专题, InGaAs/GaAsSb 超晶格材料与器件
2. 光电子预研项目, II 类 XXX