

第五章 p-InP 与 Ti/Pt/Au 欧姆接触研究

5.1 引言

良好的欧姆接触对于器件的性能和可靠性都至关重要, 金属-半导体接触是固体物理和半导体技术的一个具有近百年历史的古老研究领域, 金属-半导体接触是 1874 年由 Braun 提出的。在 1930 年, Schottky 提出了第一个金属-半导体接触的检测理论^[1]。对于 p-InP/InGaAs/n-InP 结构的探测器, n-InP 和 p-InP 欧姆接触都非常重要, 由于 InP 基的器件的广泛应用, 所以 InP 的欧姆接触研究文章比较多^[2]。n-InP 的欧姆接触比较容易实现, Katz^[3]等研究了 n-InP 上的 Pt/Ti 欧姆金属化系统, 比接触电阻 $\rho_c \approx 8 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$; Bahci 等研究了 AuGe/Ni/Au 系, $\rho_c \approx 2 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$; Stremdoerfer 等研究了 InPd 系, $\rho_c \approx 5 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$; Wen Chang Huang^[4]等研究了 PtGe 系和 AuGePt^[5]系, 比接触电阻分别为 $\rho_c \approx 7.71 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ 和 $\rho_c \approx 2.15 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$; Navid S. Fatemi 研究了 Au/Ni 系, 得到接近理论最低比接触电阻 $\rho_c \approx 5 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ^[6]。

P 型欧姆接触要比 n 型难做得多, 其原因一部分是由材料本身特性决定的, 空穴的有效质量要比电子的有效质量大得多, 势垒高度也比 n 型材料高(n-InP 的势垒高度 Φ_{Bn} 为 0.4eV, 而 p-InP 的 Φ_{Bp} 为 0.97eV), 另一部分原因是制备欧姆接触工艺本身的问题。目前 p-InP 欧姆接触多采用 Zn/Au, Be/Au, Ti/Pd/Au, AuBe/Cr/Au, Ge/Pd/Zn/Pd, Zn/Pd, AgZn/Mn, WSb, Au/Pd/Zn/Pd, Ni/Zn/Ni, Pd/Zn/Pd 等电极, 材料及特性见表 5.1。一般退火温度较高, 在 410°C 到 520°C 之间, 由于 InP 表面会产生 In 凝聚和 P 空位, 这样会增加光生载流子的表面复合, 影响探测器的探测率, 所以对器件性能有不利的影晌。现在比较常见的 Zn/Au、Be/Au 合金膜系, Zn 不仅与 InP 粘附性差, 而且由于 Zn 具有较高的蒸汽压, 在 Zn/Au 蒸发过程中很难控制 Zn 的比例。Be 的蒸汽压与 Au 差不多, 是很好的掺杂剂, 但它的缺点是具有毒性, 对人体有害。所有 Au 基的接触, 都需要合金化, 使金属和半导体之间产生混合层, 这样会产生很多缺陷: (1)产生的混合层一般为接触电极厚度的 2~3 倍; (2)混合层的反应厚度和成分的不同会导致接触区的电流密度不均匀; (3)在器件老化过程中, 由于 Au 是快扩散杂质, Au 很容易扩散到有源区而影响可靠性。为了改善这些特性, 有两种方法可以应用。

一种是控制 InP 表面的氧化物来减少退火温度; 另一种方法就是用不发生反应的金属例如 Ni、Pd 和 Pt 作为接触金属, 因为他们在低温下和 InP 有化学反应。

表 5.1 p-InP 欧姆接触的材料及特性
Table 5.1 Ohmic contact materials and characters with p-InP

| 接触电极 | $\rho_c (\Omega \cdot \text{cm}^2)$ | 退火条件 | 参考文献 |
|-----------------|-------------------------------------|------------------|------|
| Au/Be/Cr/Au | 5×10^{-5} | 410 °C, 3~4min | [7] |
| Sb /In/ W | 10^{-5} | 400 °C, 10min | [8] |
| Ge/Pd/Zn/Pd | $<4 \times 10^{-5}$ | 500 °C, 1min | [9] |
| Au/Pt/Ni | 3×10^{-6} | 400 °C, 30s | [10] |
| M/Zn/M M=Ni, Pd | 7×10^{-5} | 300~375 °C, 2min | [11] |
| Sb/Zn/Pd | 7×10^{-5} | 375 °C, 2min | [12] |
| Zn /Au | 2×10^{-5} | 490 °C, 15s | [13] |
| Be/Au | 5×10^{-5} | 410 °C, 3~4min | [14] |
| Ti/Pd/Au | 5×10^{-3} | 450 °C, 5min | [15] |
| AgZn/Mn | $2 \sim 4 \times 10^{-4}$ | 400 °C 10min | [16] |

由于 Ti 与 InP 表面粘附性好, 并且 Pt 可以阻挡 Au 的内扩散和 InP 向电极表面扩散, 有利于器件的稳定性, 所以 Ti/Pt/Au^[17]多用于 n-InP 欧姆接触。p-InGaAs 的 Ti/Pt/Au 欧姆接触研究的也比较多, 但是 Ti/Pt/Au 与 p-InP 的欧姆接触特性研究较少。一个好的欧姆接触其比接触电阻足够小, 使得电极接触电阻与器件的电阻相比可以忽略。由于工艺的需求, 本章对金属 p-InP 与 Ti/Pt/Au 欧姆接触特性进行了研究, 研究了 p-InP 外延材料不同掺杂浓度和退火温度对接触的影响, 并进行了比接触电阻的测量计算, 对影响接触性能的原因进行了讨论, 对 InGaAs 探测器的制备工艺的改进有重要的指导意义。

5.2 传输线模型理论

欧姆接触与肖特基接触两者都是金属与半导体在特定条件下的接触。关于 III-V 族化合物半导体器件的欧姆接触, 已广受关注。欧姆接触的特点是电流-电

压特性是直线的，在接触上的压降相对于器件的压降可以忽略。理论上，如果工作参数(温度和偏压)和物理参数(接触面积、掺杂浓度、势垒高度、有效质量和介电常数)都知道，接触电阻就可以完全定义。在实验上，接触电阻常受一些别的因素影响，比如：氧化或玷污的界面层、表面损伤、杂质能级和缺陷等。金属-半导体欧姆接触的理论研究往往涉及到表面和界面的问题，而这些问题至今仍未得到解决，理论模型和实验之间仍不能较好的符合^[18]。比接触电阻(ρ_c)是表征欧姆接触特性的基本参量，定义为：

$$\rho_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)^{-1} \Big|_{V=0} \quad (\Omega \cdot \text{cm}^2) \quad (5.1)$$

比接触电阻是欧姆接触的界面电阻，实际上无法直接测量，接触区一般包括金属层、金属与半导体界面和半导体结，此外还有各种寄生电阻引入。现在有多种测试方法，这些测试方法基于不同的物理模型，但都是在一定的恒定电流下，在一些接触点间测试电压，求出各自电阻，然后按照不同的物理模型，从总电阻中扣除各种寄生电阻，最后求得比接触电阻值。本章主要对薄膜材料进行测试，因此采用了适用于薄膜样品的传输线模型法(Transmission line model)。这种方法首先有 Schockley 引入，后经 Berger 做了进一步改进，在欧姆接触电阻测定中经常使用。

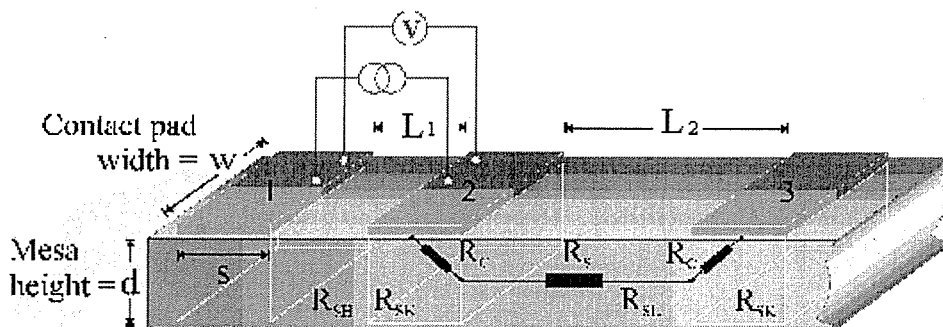


图 5.1 传输线结构的测试模型

Fig.5.1 Schematic diagram of a semiconductor material with ohmic contact pads prepared for TLM analysis

在与周围环境绝缘的条形半导体材料上制备不等距的长方形接触块如图 5.1 所示，分别在两个不同距离 l_n 的长方形接触间通恒定电流 I 并由电压探针测出响应的电压 V ，并求得总电阻 R_T ，这可由下式表示：

$$R_T = 2R_c + \frac{R_{sh}l_n}{W} \quad (5.2)$$

其中 R_c 是接触电阻, R_{sh} 是半导体材料的方块电阻。

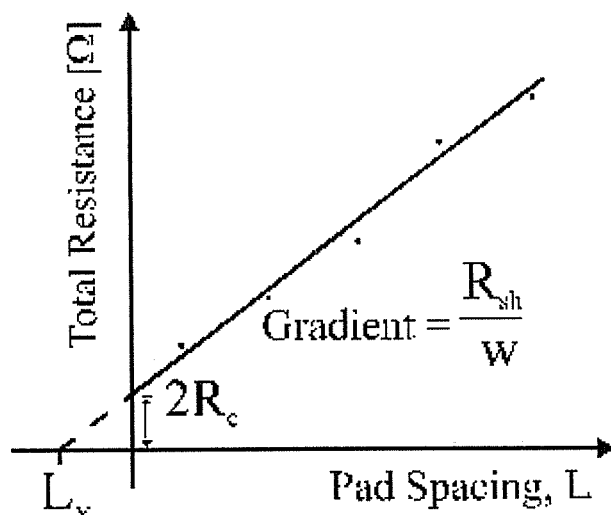


图 5.2 传输线模型结构下测量电阻与金属电极间距的关系

Fig.5.2 An example of a plot of total resistance as a function of TLM pad spacing

在不同距离 l_n 下可测出一系列对应的 R_T , 把这些点连接成如图 5.2 所示的一条直线, 直线的斜率就是 R_{sh}/W , 在 x 轴和 y 轴的交点分别是 L_x 和 $2R_c$, Reeves 等人把 R_c 用下式表达:

$$R_c = \frac{R_{sk}L_T}{W}, \text{ 且 } L_T = \sqrt{\rho_c / R_{sk}} \quad (5.3)$$

R_{sk} 是欧姆接触下半导体的方块电阻, L_T 为传输长度。若近似认为当合金化后, 欧姆接触时半导体的方块电阻和半导体材料的方块电阻 R_{sh} 相等, 则 $2L_T=L_x$, 所以

$$\rho_c = R_{sk}L_T^2 \approx R_{sh}L_T^2 = R_c^2W^2 / R_{sh} \quad (5.4)$$

这可以简单计算比接触电阻。但 R_{sk} 和 R_{sh} 确有不同, 为了精确计算比接触电阻值, Reeves 等人对此法提出修正, 在图 5.1 中测量电极 1, 2 间的电阻 R_{12} , 2, 3 间的电阻 R_{23} , 和 1, 3 间电阻 R_{13} , 根据等式 $R_T = 2R_c + \frac{R_{sh}l_n}{W}$, 可知

$$\begin{aligned} R_{12} &= R_{c1} + R_{c2} + R_{sh}(L_1/W) \\ R_{23} &= R_{c3} + R_{c2} + R_{sh}(L_2/W) \\ R_{13} &= R_{c1} + R_{c3} + R_{sh}((L_1 + L_2)/W) + R_{sk}(s/W) \end{aligned} \quad (5.5)$$

其中 s 是接触的长度, 接触末端电阻 R_e : $R_e = (R_{12} + R_{23} - R_{13})/2 = R_c - R_{sk} \cdot s/2W$,

所以 $R_{sk} = (2W/s)(R_c - R_e)$,

$$\rho_c = \frac{R_c^2 W s}{2(R_c - R_e)} \quad (5.6)$$

5.3 实验

样品是分别采用分子束外延(MBE)和金属有机物化学气相沉积(MOCVD)在 2 英寸 350 μm 厚的(100)晶向半绝缘 InP 衬底上制备的 p-InP 外延薄膜, 外延层的厚度约为 0.8 μm , 两种方法生长的样品载流子浓度分别为 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 和 $7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。晶片依次用氯仿、乙醚、丙酮和酒精清洗后, 用氮气吹干, 采用标准光刻工艺来定义传输线模型 (TLM), 然后在真空度为 10^{-4}Pa 电子束蒸发系统溅射金属薄膜 Ti(200 \AA)/Pt(300 \AA)/Au(1500 \AA), 浮胶后划片。如图 5.3 所示, 金属层长 250 μm , 宽 120 μm , 间距从 10 μm , 12 μm , 14 μm 一直到 28 μm 。需要退火的样品置于退火炉中, 在 N_2 气氛下快速退火, 退火温度分别为 300 $^\circ\text{C}$ 和 400 $^\circ\text{C}$, 退火时间为 5min~20min, 氮气的流速约为 2.5L/min。I-V 测试在样品的 10 μm 间距进行, 测试系统是计算机控制 Keithley236 源测量仪, 测试时样品封于杜瓦瓶中置入暗的金属屏蔽盒, 以减少干扰。利用原子力显微镜(AFM)研究不同退火条件的样品的表面形貌, 用俄歇电子能谱(AES)研究了电极元素的深度分析。俄歇电子能谱深度分析是在 PHI550 ESCA/SAM 多功能光电子能谱仪上进行的, 用 Ar^+ 离子进行深度刻蚀, 仪器的束斑直径 15 μm , 刻蚀的能量 3KeV, 刻蚀速率是 35s/cycle。不同退火温度的样品的表面形貌被 Multimode Nanoscope IIIa AFM 详细的研究。

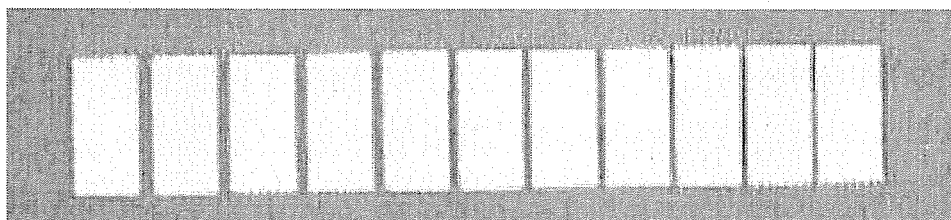


图 5.3 浮胶后 TLM 结构图
Fig5.3 TLM structure after lift-off

5.4 结果与讨论

5.4.1 电学性质

表 5.2 InP 接触特性与载流子浓度的关系
Table 5.2 Relationship between contact performance of InP and carrier consistence

| 参数 | 热电子发射 | | 热场发射 | | 场发射 | |
|-------|-------------------------|-------------------|----------------------|----------------------|-------------|--|
| | ~0.....0.5 |2 |2 |>> 2 | | |
| n-InP | N_D/cm^{-3} | n^- | 5×10^{17} | 7×10^{18} | n^{++} | |
| | Φ_B/eV | 0.48 | 0.425 | 0.37 | | |
| | $R_c/\Omega \cdot cm^2$ | 3.5 | 2×10^{-2} | 1.5×10^{-6} | $< 10^{-6}$ | |
| p-InP | N_A/cm^{-3} | p^- | 5.4×10^{17} | 8.6×10^{18} | p^{++} | |
| | Φ_B/eV | 0.75 | 0.689 | 0.625 | | |
| | $R_c/\Omega \cdot cm^2$ | 1.1×10^5 | 2.3×10^2 | 5.9×10^{-4} | $< 10^{-4}$ | |

图 5.4 是 MBE 生长 p-InP (掺 Be 浓度为 $7.5 \times 10^{18} cm^{-3}$) 与 Ti/Pt/Au 接触在 $10 \mu m$ 间距处不同退火温度和退火时间下样品的 I-V 曲线, 图 5.5 是接触电阻与间距的关系。我们使用传输线模型方法, 测量电阻和间距计算出比接触电阻值。I-V 测试清楚的表明 Ti/InP 界面接触性能, 利用最小二乘法线性拟合, 接触电阻 R_c 和面电阻 R_s 可从直线的截距和斜率中得到, 比接触电阻 ρ_c 用 $R_c^2 W^2 / R_s$ 估算, 结果表明随退火时间的增长和退火温度的升高, 比接触电阻反而增大, 从未退火到 $300^\circ C$ 退火 20min 样品, 比接触电阻从 $2.49 \times 10^{-3} \Omega \cdot cm^2$ 增加到 $1.05 \times 10^{-1} \Omega \cdot cm^2$, $400^\circ C$ 退火 5min 比接触电阻为 $8.8 \times 10^{-2} \Omega \cdot cm^2$ 。未退火样品, 为欧姆接触, 退火后形成了肖特基接触。MBE 生长 p-InP (掺 Be 浓度为 $2 \times 10^{18} cm^{-3}$) 外延与 Ti/Pt/Au 接触的 I-V 曲线和接触电阻与间距的关系分别如图 5.6 和图 5.7, 从图中可以看出, 未退火样品不是欧姆接触, 比接触电阻为 $30.7 \Omega cm^2$, 随着退火温度和退火时间的增加, 比接触电阻逐渐增大。同样的结果发生在 MOCVD 生长的 p-InP (掺 Zn 浓度为 $2 \times 10^{18} cm^{-3}$) 外延材料上, 与 Ti/Pt/Au 接触的 I-V 曲线和接触电阻与间距的关系分别如图 5.8 和图 5.9, 未退火样品比接触电阻为 $2.5 \Omega \cdot cm^2$, 比相同掺杂浓度的 MBE 生长 p-InP 样品比接触电阻小, 这与生长方法有关, 不同的生长方法生长出的外延薄膜的致密程度不一样, Ar^+ 离子刻蚀结果表明, MOCVD 生

长的外延较为致密，p-InP 的刻蚀速率分别为 $642\text{\AA}/\text{min}$ (MBE) 和 $278\text{\AA}/\text{min}$ (MOCVD)。当然比接触电阻的大小也可能与掺杂元素的不同有关，一个掺杂为 Be(MBE 生长)，一个掺杂为 Zn(MOCVD 生长)。掺杂浓度对比接触电阻起决定性作用，表 5.2 给出了 p 型和 n 性 InP 不同载流子浓度对应电流输运方式和比接触电阻的关系，p 型掺杂浓度为 $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 和 $7.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 时，电流输运方式都属于热场发射，既有热电子发射的成分，又有场发射的成分，当场发射占主导地位的时候，比接触电阻减小，形成欧姆接触。

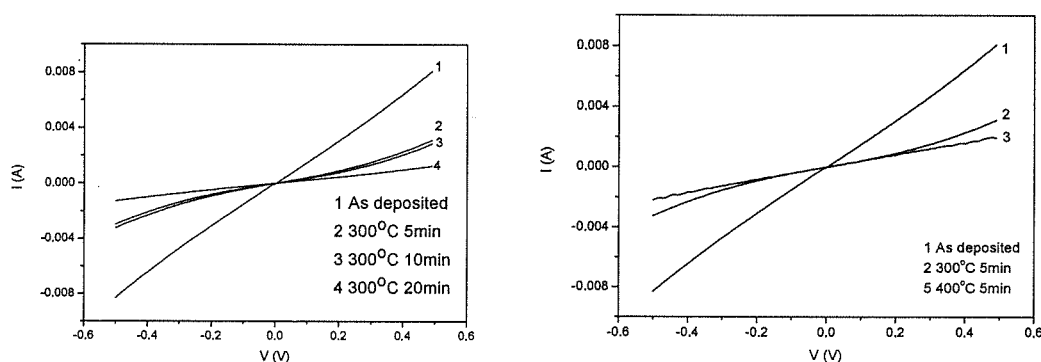


图5.4 MBE生长p-InP ($7.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$)与Ti/Pt/Au接触的I-V曲线
Fig.5.4 I-V curves of Ti/Pt/Au contacts on p-InP ($7.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) grown by MBE

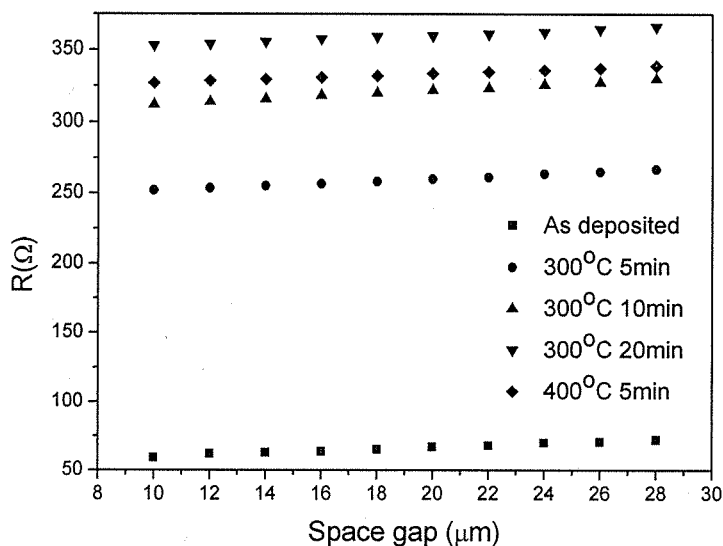


图 5.5 MBE 生长 p-InP ($7.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$)与 Ti/Pt/Au 接触电阻与间距的关系
Fig.5.5 Measured resistance versus gap spacing of of Ti/Pt/Au contacts on p-InP ($7.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) grown by MBE

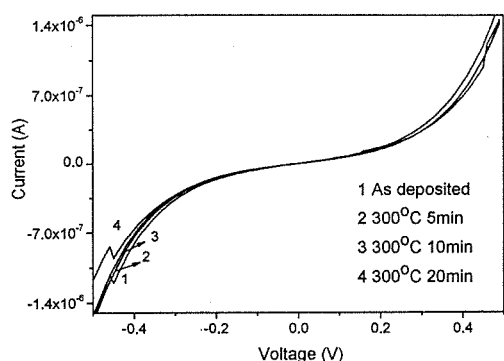


图5.6 MBE生长p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)与Ti/Pt/Au接触的I-V曲线
Fig.5.6 I-V curves of Ti/Pt/Au contacts on p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) grown by MBE

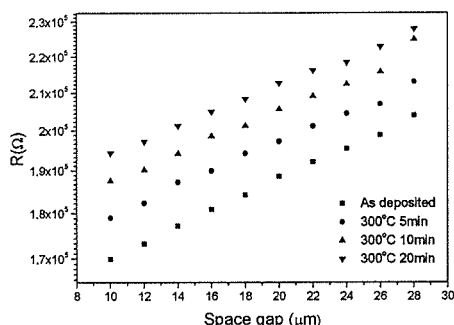


图 5.7 MBE 生长 p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)与 Ti/Pt/Au 接触电阻与间距的关系
Fig.5.7 Measured resistance versus gap spacing of of Ti/Pt/Au contacts on p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) grown by MBE

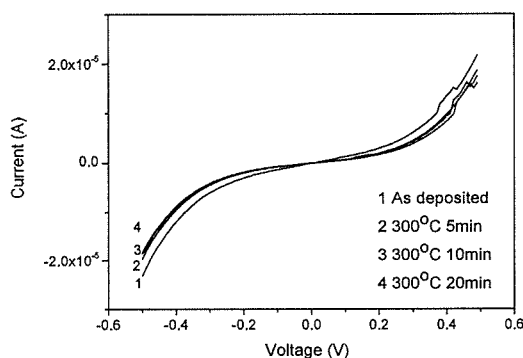


图5.8 MOCVD生长p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)与 Ti/Pt/Au接触的I-V曲线
Fig.5.8 I-V curves of Ti/Pt/Au contacts on p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) grown by MOCVD

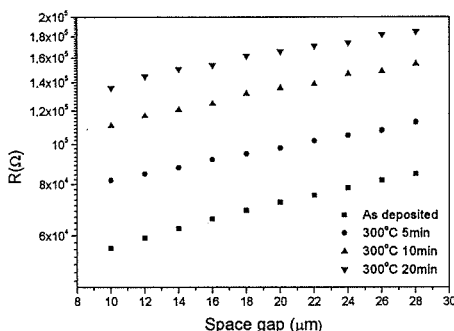


图 5.9 MOCVD 生长 p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)与 Ti/Pt/Au 接触电阻与间距的关系
Fig.5.9 Measured resistance versus gap spacing of of Ti/Pt/Au contacts on p-InP ($2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) grown by MOCVD

5.4.2 退火对表面形貌的影响

用 AFM 详细研究了退火对样品表面形貌的影响。图 5.10 是不同退火温度下样品表面的 AFM 显微照片，五个样品分别经过以下处理：(1) 未退火，(2) 300°C 退火 5min，(3) 300°C 退火 10min，(4) 300°C 退火 20min，(5) 400°C 退火 5min。从实验结果可知随着退火温度的升高和退火时间的增长，样品表面形貌的改变非常明显，300°C 时，随着退火时间的增长，表面均匀的小凸起逐渐长大并且更致密。退火时间 5min 时，随退火温度的升高，结果也是如此。分析认为，是由于退火后 Ti/Pt/Au 表面层的 Au 凝聚的结果，由于 Pt 阻挡层的作用，表面主要是 Au。这个推断从超声溅压焊与 Au 丝互联时也可以看得出，因为经过以上处理的

电极，电极互连依然没有问题，说明表面没有形成合金。相比之下，我们尝试了只生长 Ti/Au 电极，没有 Pt 阻挡层，经过退火后，电极不容易互连，表明生成了合金。

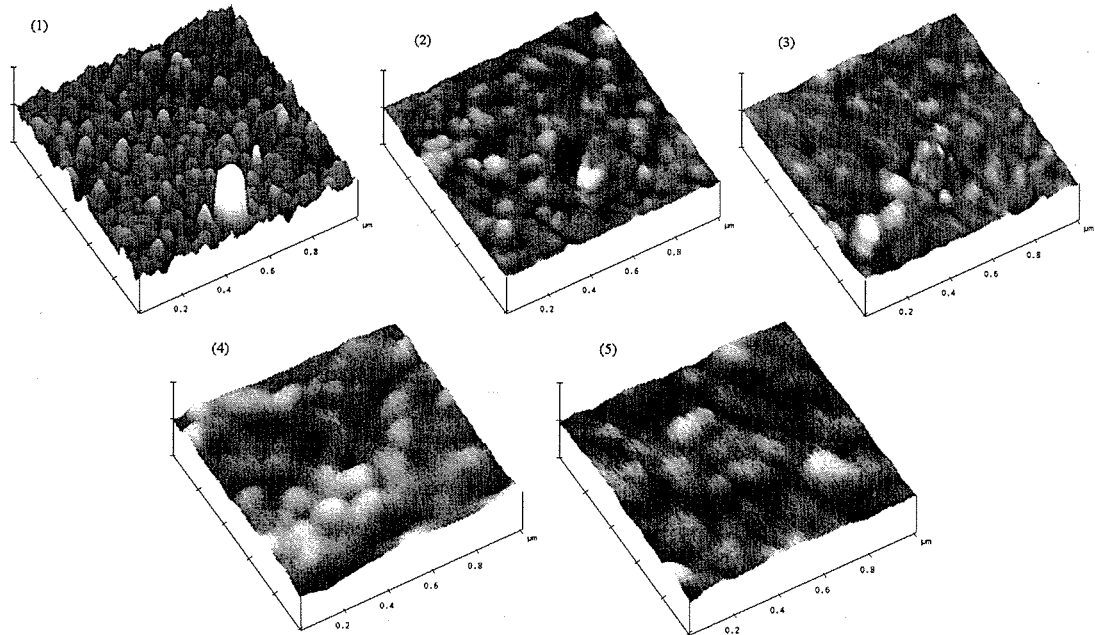


图 5.10 快速热退火后 Ti/Pt/Au 接触的表面形貌 (1) 未退火 (2) 300°C 退火 5min (3) 300°C 退火 10min (4) 300°C 退火 20min (5) 400°C 退火 5min
 Fig.5.10 Surface morphologies of Ti/Pt/Au contacts after RTA (1) as-deposited (2) after 300°C for 5min (3) after 300°C for 10min (4) after 300°C for 20min (5) after 400°C for 5min

5.4.3 采用 AES 深度分析研究界面结构

为了进一步证实表面和界面在退火后发生的变化，我们采用 AES 对表面和界面进行分析。利用 AES 可以得到元素深度方向的分布，根据元素灵敏度系数法，这是非常实用的一种定量分析方法。元素 x 所占的百分比 C_x 为：

$$C_x = \frac{I_x / S_x}{\sum_i I_i / S_i} \quad (5.7)$$

其中， C_x 是元素 x 原子百分比浓度， I_x 是元素 x 俄歇峰峰高， S_x 是元素 x 相对灵敏度因子， $\sum I_i / S_i$ 是该图谱上所有主峰和杂峰的和。

按上式对 AES 谱图进行计算处理，分别得到退火前后 Au, Pt, Ti, In, P 元素百分比的深度分布，见图 5.11 为 300°C 退火两种样品的 AES 深度分布，都为 MBE 生长的 p-InP 外延，(a)、(b)和(c)掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ，(d)、(e)和(f)掺杂浓度为 $7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。由于工艺的兼容性，所以主要研究了 300°C 退火的表面和界面特性。从图中可以看出，两种掺杂的界面特性呈相同的趋势，300°C 退

火 5min 后, Pt 和 Ti 向 InP 外延层内扩散, 如图 5.11b 和 5.11e, 进一步退火 10min, Pt 和 Ti 向 InP 外延层内进一步扩散, 尤其 Ti 的扩散更明显。分析认为在电极层和 InP 外延层之间形成 Pt, Ti, In, P 四元体系, 由于 In 扩散较快, 所以中间层以 TiIn 化合物为主, 由于这种化合物存在, 增加了接触势垒, 反而增加了接触电阻。这与 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As(Zn:5×10¹⁸cm⁻³)的 Ti/Pt/Au 接触有类似和不同之处^[19], p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 与 Ti/Pt/Au 不经过退火, 就是欧姆接触, 比接触电阻为 1.7×10⁻⁴Ω·cm², 退火可以降低接触电阻, 最小可达到 9.0×10⁻⁶Ω·cm²。因为退火时, 主要是 In 和 As 外扩散, Ga 扩散比较慢, 内扩散以 Ti 为主, 界面层以 InAs 为主, 此种化合物减小了接触势垒, 进而减小了接触电阻。

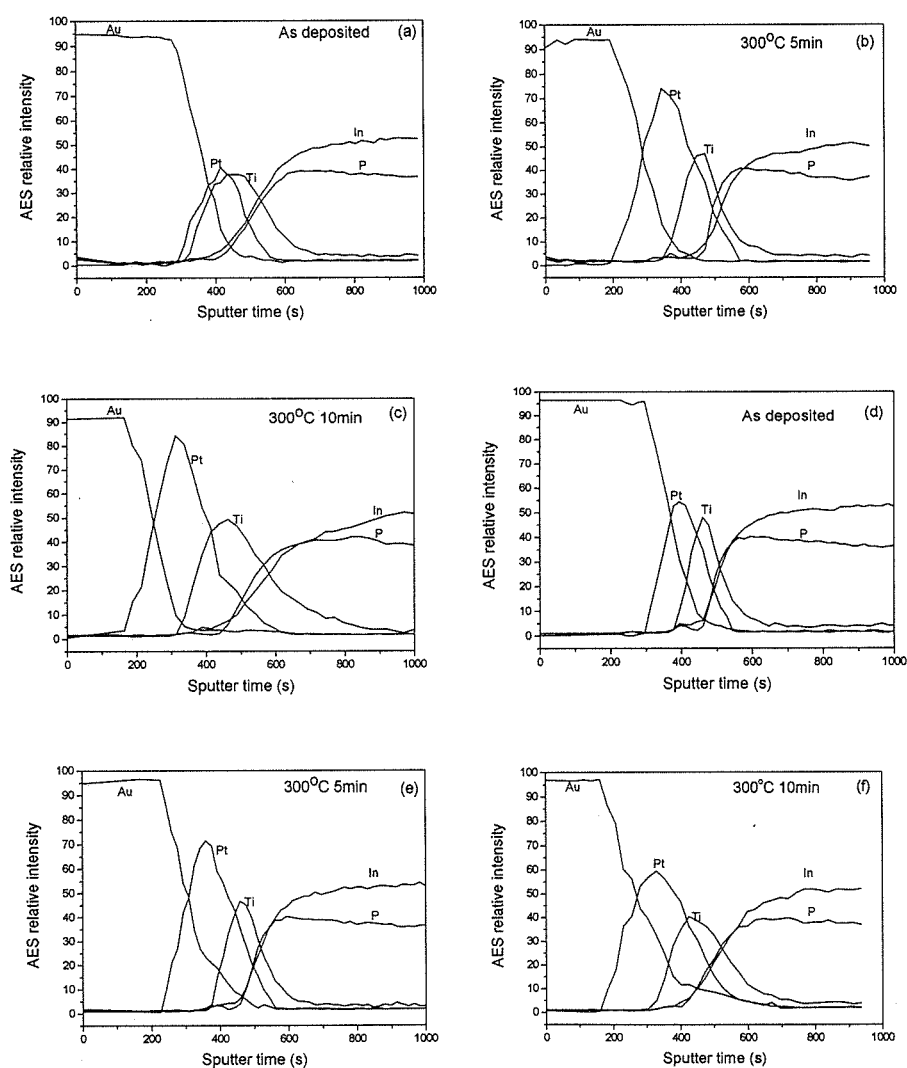


图 5.11 300°C 退火两种样品的 AES 深度分布 (a)、(b)和(c) p-InP 掺杂浓度为 2×10¹⁸cm⁻³, (d)、(e)和(f) p-InP 掺杂浓度为 7.5×10¹⁸cm⁻³

Fig.5.11 AES depth profiles of Ti/Pt/Au contact to two p-InP samples (a), (b) and (c) p-doped concentration 2×10¹⁸cm⁻³, (d), (e) and (f) p-doped concentration 7.5×10¹⁸cm⁻³

5.5 InGaAs 探测器 p 型欧姆接触

InGaAs 探测器的 p 型欧姆接触, 一般来说就是 p-InP 的欧姆接触, 目前报道的最多的是 Zn/Au 欧姆接触电极, 退火温度大于 490°C , 这么高的退火温度会导致 P 挥发, 增加表面复合电流, 影响探测器性能, 而且 Zn 不仅与 InP 粘附性差, 由于 Zn 具有较高的蒸汽压, 在 Zn/Au 蒸发过程中很难控制 Zn 的比例, 并且由于 Au 的内扩散会导致器件的可靠性降低。经过对 Ti/Pt/Au 的接触特性研究, 为什么不通过 p-InP 的高掺杂, 来减小欧姆接触呢? 实践证明是不可行的, 由于在外延层的生长过程中, 生长温度较高, 如果 p-InP 掺杂浓度大于 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 杂质就会向 InGaAs 扩散, 所以原位高掺杂是不可行的。由于 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 与 Ti/Pt/Au 不用退火就是欧姆接触, 所以我们可以改变外延结构, 在原来的 p-InP/InGaAs/n-InP 结构的基础上, 增加 20nm 的 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 层(如图 5.12)。改造结构的外延层制备出的器件(如图 5.13), 可以在不退火的情况下同时实现 p 电极和 n 电极的欧姆接触。为了避免 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 对近红外波段的吸收, 在器件制备过程中可以把光敏面上的 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 腐蚀掉, 也就是说 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 层是专门实现欧姆接触而设计的。这种设计方式, 在背照射台面器件的制备时, 可以不用腐蚀 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 层, 能够大大减小因为退火而带来的工艺复杂性, 而且 Ti/Pt/Au 的接触的长期稳定性也非常好。从外延材料的生长方面考虑, 也是可行的。

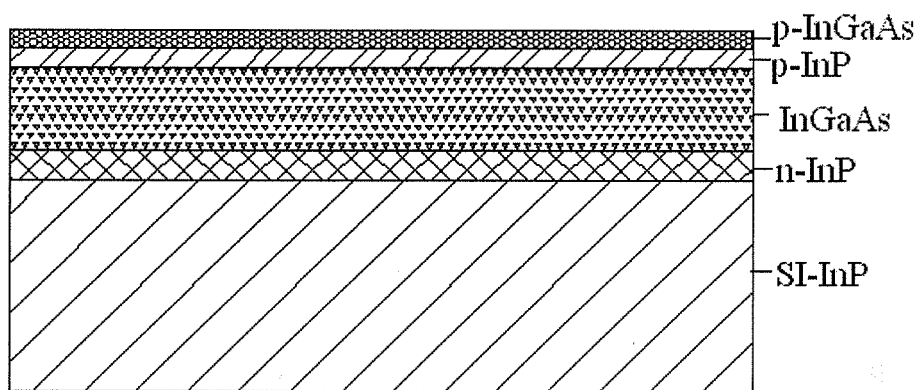


图 5.12 为了同时实现 Ti/Pt/Au 的 p 和 n 电极的欧姆接触而改进的 InGaAs 外延结构
Fig.5.12 Developed InGaAs epitaxial structure in order to achieve p-InP and n-InP ohmic contacts at the same time

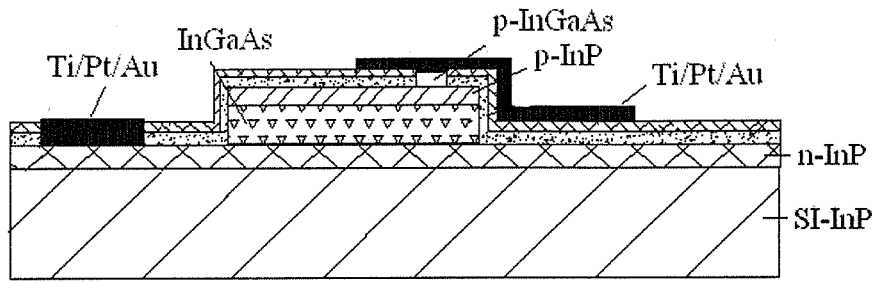


图 5.13 改进的 InGaAs 外延结构的探测器
Fig.5.13 Detector of developed InGaAs epitaxial structure

5.6 小结

本章测试了 Ti/Pt/Au 接触电极的 I-V 特性, 原子力显微镜观察了金属-半导体表面形貌, AES 深度分析了不同工艺条件对界面元素分布的影响, 并通过设计新的外延结构, 来实现 Ti/Pt/Au 的 p 和 n 电极的同时欧姆接触。研究表明:

(1) MOCVD 和 MBE 两种方法生长的 p-InP 与 Ti/Pt/Au 接触电阻都随着退火温度的升高和退火时间的增长变大, MBE 生长 p-InP 掺杂浓度为 $7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时, 未退火样品为欧姆接触, 比接触电阻为 $2.49 \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ 。MBE 和 MOCVD 生长 p-InP, 掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 时, 为肖特基接触, MOCVD 生长 p-InP 接触电阻比 MBE 生长的小。分析认为接触特性与外延的生长方法、掺杂元素和掺杂浓度有关;

(2) AFM 分析了样品表面形貌, 退火后, 随着退火时间的增长和退火温度的升高表面均匀的小凸起逐渐长大并且更致密;

(3) AES 分析认为退火后 Ti/Pt/Au 层和 InP 外延层之间形成 Pt, Ti, In, P 四元体系, 由于 In 扩散较快, 所以中间层以 TiIn 化合物为主, 这种化合物存在, 增加了接触势垒, 增加了接触电阻;

(4) 设计了外延结构, 在原来的 p-InP/InGaAs/n-InP 结构的基础上, 增加 p-In_{0.53}Ga_{0.47}As 层, 改造结构后的器件, 可以在不退火的情况下同时实现 p 电极和 n 电极的欧姆接触。

参考文献

- [1] V. L. Rideout, A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors, Solid-State Electronics, 1975, 18: 541-550.

- [2] 许振嘉,《近代半导体材料的表面科学基础》,第一次印刷,北京:北京大学出版社,2002, 724-725.
- [3] A. Katz, B. E. Weir, S. N. G. Chu, et al, Pt/Ti/n-InP nonalloyed ohmic contacts formed by rapid thermal processing, *J. Appl. Phys.*, 1990, 67(8): 3872-3875.
- [4] Wen Chang Huang, Tan Fu Lei, Chuang Len Lee, PtGe ohmic contact to n-type InP, *J. Appl. Phys.*, 1995, 78 (10): 6108-6112.
- [5] Wen Chang Huang, Tan Fu Lei, Chuang Len Lee, AuGePt ohmic contact to n-type InP, *J. Appl. Phys.*, 1996, 79(12): 9200-9205.
- [6] Navid S. Fatemi, The achievement of near-theoretical-minimum contact resistance to InP, *J. Appl. Phys.*, 1993, 74(11): 6740-6746.
- [7] T. C. Hasenberg, E. Garmire, An Improved Au/Be contact to p-type InP, *J. Appl. Phys.*, 1987, 61(2): 808-809.
- [8] R. Dutta, M. A. Shahid, P. J. Sakach, Graded band-gap ohmic contacts to n- and p-type InP, *J. Appl. Phys.*, 1991, 69(7): 3968-3974.
- [9] L. C. Wang, Moon-Ho Park, Fei Deng, et al, Ge/Pd(Zn) Ohmic contact scheme on p-InP based on the solid phase regrowth principle, *Appl. Phys. Lett.*, 1995, 66(24): 3310-3312.
- [10] 李秉臣, 彭晔, 李建中, Au-Pt-Ni/p-InP 新的低欧姆接触电极, *科学通报*, 1998, 43(20): 2167-2170.
- [11] Akira Yamaguchi, Hirokuni Asamizu, Takeshi Okada, et al, Near-noble transition-metal-based ohmic contacts to p-InP: Comparison of Ni and Pd as a base metal, *J. Appl. Phys.*, 1999, 85(11): 7792-7796.
- [12] Hirokuni Asamizu, Akira Yamaguchi, Yasuhiro Iguchi, et al, The effect of a thin antimony layer addition on PdZn ohmic contacts for p-type InP, *Applied Surface Science*, 2000, 159/160: 174-178.
- [13] Navid S. Fatemi, Electrical and metallurgical behavior of Au/Zn contacts to p-type indium phosphide, *J. Appl. Phys.*, 1995, 77(10): 5241-5247.
- [14] T. C. Hasenberg, E. Garmire, An improved Au/Be contact to p-type InP, *J. Appl. Phys.*, 1987, 61(2): 808-809.
- [15] 张桂成, 水海龙, p-InP/TiPdAu 体系的冶金行为和电学特性, *电子科学学刊*, 1984, 6(2): 172-175.
- [16] 张桂成, 程宗权, 蒋惠英, 等, p-InP/Ag-Zn/Mn 系的接触特性及其应用, *电子科学学刊*, 1990, 12 (20): 214-218.
- [17] Hidenori Shimawaki, Naokj Furuhashi, Kazuhiko Honjo, Ohmic contacts to p-GaAs with p⁺/p regrown structures formed by metalorganic molecular beam epitaxy, *J. Appl. Phys.*, 1991, 69(11): 7939-7941.
- [18] 李雪, GaN 基半导体 M-S 接触和 p-i-n 紫外探测器的研究, 中科院上海技术物理研究所博士学位论文, 2005.

- [19] S. N.G. Chu, A. Katz, T. Booone, et al, Interfacial microstructure and electrical properties of the Pt/Ti ohmic contact in p-In_{0.53}Ga_{0.47}As formed by rapid thermal processing, J. Appl. Phys., 1990, 68(8): 3754-3760.

第六章 航天遥感用 InGaAs 探测器几点问题的研究

6.1 引言

航天遥感用与光纤通讯用的 InGaAs 探测器不同,性能要求比较高。对线列和面阵探测器来说,要求探测器之间有较小的串音和限制光敏面扩大,否则影响焦平面的成像分辨率。航天遥感用红外探测器一般工作于低频,器件的低频噪声是影响性能的重要因素,因此低频噪声的研究是对器件可靠性表征的新方法。红外探测器作为遥感探测卫星有效载荷的核心部件之一,在太空中不可避免会受大量高能电子的辐照,这会对探测器的正常工作造成影响,所以器件的抗辐照加固问题是航天应用中必须解决的重要问题。

国外在 80 年代末由美国的 Rockwell 公司率先将激光诱导电流(LBIC)技术应用于碲镉汞焦平面器件的均匀性和盲元检测方面^[1-3]。该方法的原理是基于 1956 年 Wallmark 发现的水平光伏效应(LPV),即当 p-n 结受到不均匀光照时,会在平行于 p-n 结方向产生电场,其大小与 p-n 结的类型及面积有关。黄杨程^[4]博士用 LBIC 研究了平面结 InGaAs 探测器光面面积扩大的问题, LBIC 技术作为一种无损检测方法在 InGaAs 材料和器件,尤其是线列和面阵光伏器件中有着良好的应用前景。

以 $1/f$ 噪声和 g-r 噪声为主的低频噪声广泛地存在于各种组分和结构的半导体材料和器件中,同时又敏感地反映了半导体材料和器件中的许多潜在缺陷,而这些缺陷用现有的测试分析手段往往又难以表征。正是由于这些特点,随着低频噪声理论和实验研究的进一步深入,低频噪声的测量和分析可望成为半导体质量表征和可靠性评估的一种新手段,并且具有快速、简单、非破坏性等优点。近年在这方面取得重要的进展,例如用 $1/f$ 噪声表征集成电路中金属薄膜互连的电迁移;用 $1/f$ 噪声研究 Si-SiO₂ 界面附近的氧化层缺陷;用 g-r 噪声分析半导体材料和器件的深能级^[5-8]等。

InGaAs 器件在航天遥感的应用过程中由于受到空间辐射的影响,器件会出现盲元,部分像元暗电流增大,成像质量下降等现象。O. Amore^[9]等对 InGaAs 成像系统受到空间辐照的影响进行了分析总结,在地面上通过高能质子辐照进行了模拟,认为损伤主要集中于 InGaAs 器件,器件的暗电流会随辐照剂量的增大

而逐渐出现数量级的增大。Shaw^[10]研究了室温下 1MeV 电子辐照对 InGaAs 探测器的电流-电压特性的影响, 在辐照前器件的暗电流主要是扩散电流, 电子辐照后器件的暗电流中包含有很大的产生-复合电流成分, 他们通过分析器件暗电流与温度的关系及器件在室温下退火时暗电流随时间的变化, 认为电子辐照在器件中引入了一个深能级, 位于导带底 0.29eV 处, 后来他们通过深能级瞬态谱实验 (DLTS) 证实了这一结果。Ohyama^[11]研究了不同温度下 2MeV 电子辐照对 InGaAs 器件的影响, 发现随着辐照温度的升高, 器件的受损伤程度下降, 他认为这与晶格缺陷在高温下的恢复有关。因此研究 InGaAs 器件在电子辐照条件下器件性能的变化并提出应对的方法, 对于 InGaAs 器件在航天遥感领域有效合理的使用具有重要的意义。

本章利用 LBIC 测试 InGaAs 台面线列探测器相邻探测器的串音和光敏感区扩大问题, 研究了偏压和温度对 InGaAs 探测器低频噪声的影响, 与白云博士合作研究了 InGaAs 探测器的电子辐照特性, 分析了辐照对器件性能的影响。

6.2 串音及有效光敏面研究

6.2.1 LBIC 测试原理

LBIC (Laser Beam Induced Current) 是一种高效、非破坏性的, 用来研究材料空间结构和电活性区域以及缺陷的光学方法。在样品的两边各做一个欧姆接触的电极, 然后用一束低功率的激光束聚焦在样品的特定区域产生电子-空穴对。通过观察两侧电场的变化, 可以确定电活性的杂质、缺陷簇和材料的不均匀性等。利用 LBIC 技术可以测试 p-n 结结深、载流子的扩散长度、探测器的品质因子 (R_0A) 及均匀性等, 还可以分析表面状况等因素对器件特性的影响, 是一种很有用的无损测试分析工具, LBIC 信号产生的机理如图 6.1 所示。激光束在 p-n 结表面扫描时, 若连接 A 和 B 电极, 光生载流子扩散到空间电荷区边缘会立刻被电极收集, 产生光伏响应信号 I_{AB} ; 若连接 A 和 C 电极, 光生载流子扩散到空间电荷区边缘后被分离, 电子向 n 区移动, 空穴留在 p 区, 由于电子的迁移率比空穴高, 考虑 n 区的导电性比 p 区好, 可看成等势体, 电子能不断地在 n 区内快速地趋于均匀分布, 致使光入射点之外的各点电势偏离平衡状态, n 区中的电子重新注入 p 区, 会产生水平电场, 产生如图所示的激光束诱导电流 I_{AC} , 水平电

场的方向与光斑位置有关，图中所示的方向为光斑在图中的位置时所产生。

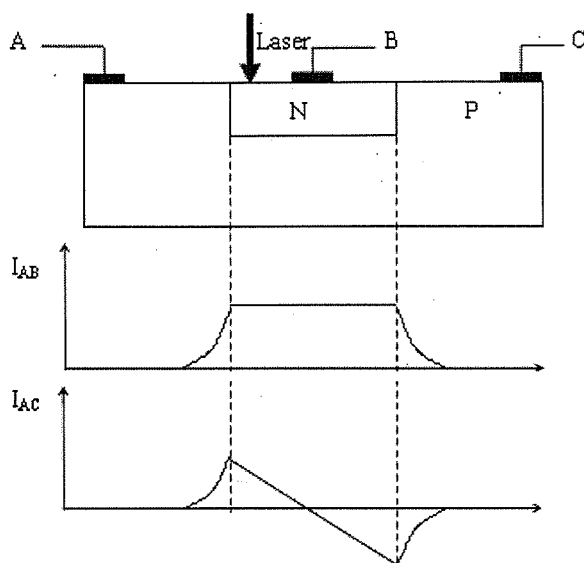


图 6.1 LBIC 信号原理图

Fig.6.1 Schematic illustration of signal and theory by LBIC

6.2.2 结果与讨论

测试设备为 SEMILAB 公司产的 Micro LBIC 仪器，脉冲激光波长为 980nm，频率为 1kHz，激光束斑直径为 $5\mu\text{m}$ ，扫描步进可选择。测试的器件 256×1 InGaAs 台面线列探测器，如图 6.2 所示为 ZnS/聚酰亚胺双层钝化 InGaAs 台面探测器结构，光敏面面积为 $56\times 56\mu\text{m}^2$ ，品字型交错排列，下电极为公用电极。

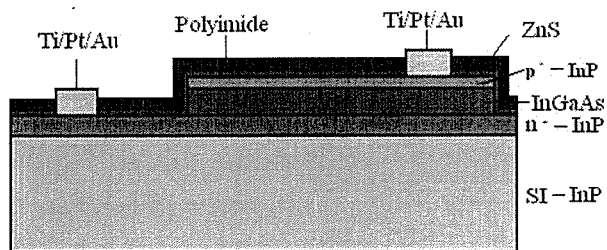


图 6.2 ZnS/聚酰亚胺双层钝化 InGaAs 台面探测器的结构

Fig.6.2 The mesa InGaAs detector structure with ZnS/polyimide double passivation layers

图 6.3 为 LBIC 仪器扫描得到的 256×1 InGaAs 台面线列探测器的局部照片，电极 A 与台面顶端 p-InP 相连，公用电极 B 与台面底部 n-InP 相连。此扫描方式即为图 6.1 中连接 AB 电极扫描相同，产生光伏响应信号 I_{AB} 。图 6.3a 是 AB 间扫描步进为 $5\mu\text{m}$ 的 LBIC 扫描信号照片及分布图，图 6.3b 是 AB 间扫描步进为

2 μm 的 LBIC 扫描信号照片及分布图。图中可以明显直观的看到连有电极的探测器的响应信号, 相邻探测器几乎没有响应, 因为相邻探测器的颜色和 p 电极颜色一样, p 电极表面为 Au 层, 对 980nm 红外光完全反射, 所以认为 p 电极处收集信号为本底噪声。测试表明, 相邻探测器间几乎没有光串音, 证实了台面结构比扩散形成的平面结 InGaAs 探测器串音小, 而且我们设计的品字型排列方案及探测器间距是合理的。n-In_{0.53}Ga_{0.47}As 吸收层掺杂浓度为 $4\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, 少子寿命为 168ns^[12], 扩散长度为 0.4 μm , 980nm 红外光在吸收层中全部吸收产生光电子, 由于吸收层在台面上, 而且相邻探测器距离为 44 μm , 光生电子就不会被电极 AB 收集。

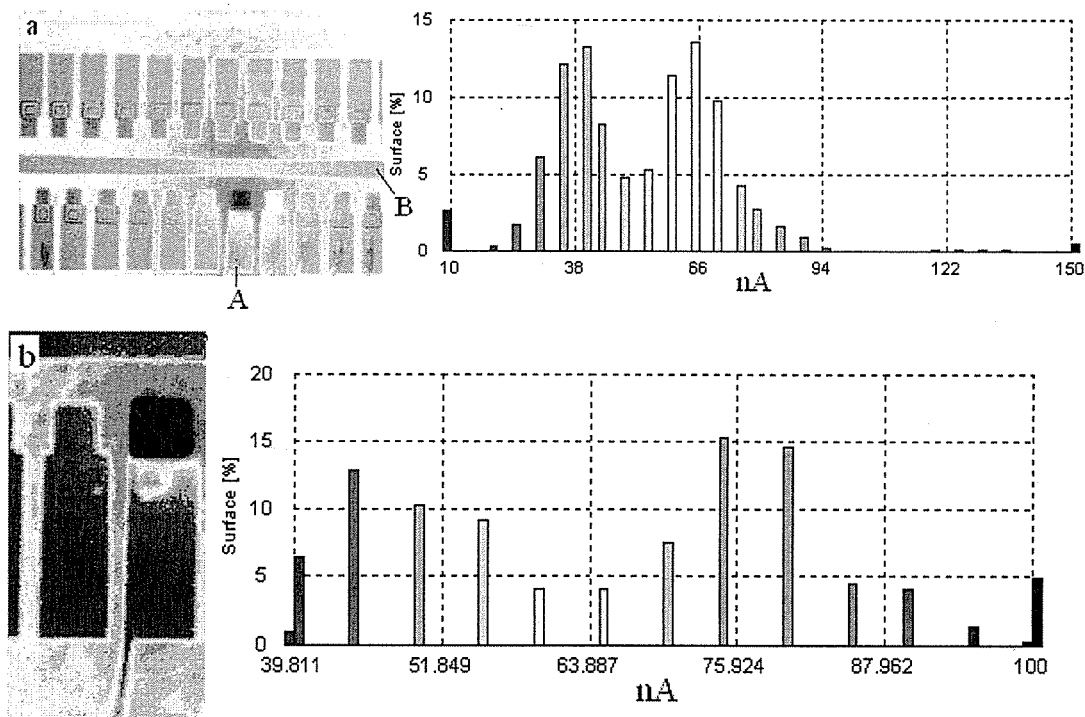


图 6.3 电极 AB 间收集的 LBIC 扫描信号照片及分布图

(a. 扫描步进为 5 μm , b. 扫描步进为 2 μm)

Fig.6.3 Photograph and distribution of scan signal between electrode A and B by LBIC

(a. Scanning rate: 5 μm , b. Scanning rate: 2 μm)

另外从照片可以看出, 有效光敏感区增大, 设计的光敏面面积为 $56\times 56\mu\text{m}^2$, 测试出有效光敏感区面积为 $70\times 70\mu\text{m}^2$, 除去因光斑直径引起的误差 5 μm , 实际有效光敏感区面积为 $65\times 65\mu\text{m}^2$, 即探测器两侧分别扩大了 4.5 μm , 相对扩散形成的平面结 InGaAs 探测器来说, 有效光敏感区扩大较小。原则上台面外两侧 InGaAs 吸收层已经被腐蚀, 应该不会出现有效光敏感区过大的现象。掺杂浓度为 $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 的 n-InP 的少子扩散长度为 2 μm , 即使是 n-InP 少子扩散引起的,

有效光敏感区扩大,也与测试结果不相符。我们认为在 MBE 生长 InP/InGaAs 层时,界面处由于高温产生 InGaAsP 化合物,腐蚀 InGaAs 层的腐蚀液是选择性的,只对 InGaAs 层有腐蚀作用,未腐蚀掉的 InGaAsP 化合物,在光照时,光生载流子引起了有效光敏感区扩大。结合光感信号的分布图,我们发现在电极和台面周围,也就是被腐蚀到的 n-InP 区也有相对较弱的信号,因为 n-InP 直接与公用电极相连, n-InP 对 980nm 红外光有微弱的吸收,产生的光电子被电极收集。

6.3 低频噪声研究

6.3.1 半导体器件的噪声理论

半导体器件中的噪声,按照物理机构的不同来分类可以分为热噪声、散粒噪声、g-r 噪声和 1/f 噪声四大类^[13],每一大类又可根据不同情况分为若干小类,如图 6.4 所示。各种噪声机构功率谱密度的频率特性如图 6.5 所示。

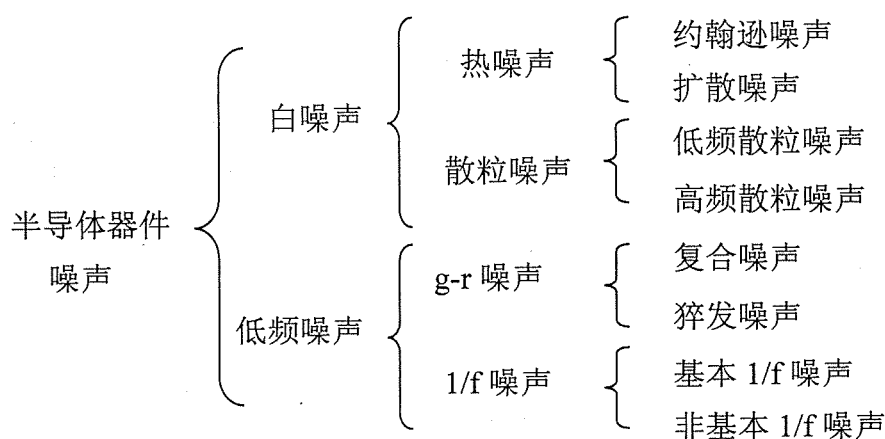


图 6.4 半导体器件中噪声的分类
Fig.6.4 Noises in semiconductor device

在一般的频率范围内,热噪声和散粒噪声的功率谱密度与频率无关,统称为白噪声。g-r 噪声和 1/f 噪声的功率谱密度则与频率有关,前者按 $1/(1 + f^2 / f_0^2)$ 规律变化 (f_0 为转折频率),后者与频率成反比,统称为有色噪声。由于这两种噪声在低频情况下显著,所以也称为低频噪声。

在半导体材料或器件中,存在着能够发射或俘获载流子的各种杂质中心,这些杂质中心对载流子的影响是一种随机事件,因此占据其能级的载流子数目随机涨落,由此产生的噪声称为产生-复合噪声 (g-r 噪声),其功率谱密度为:

$$S_N(f) = 4\overline{\Delta N^2} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (6.1)$$

式中 $\overline{\Delta N^2}$ 表示占据产生-复合中心能级的载流子数目的涨落均方值, τ 为特征时间常数, 是一个与温度密切相关的函数。

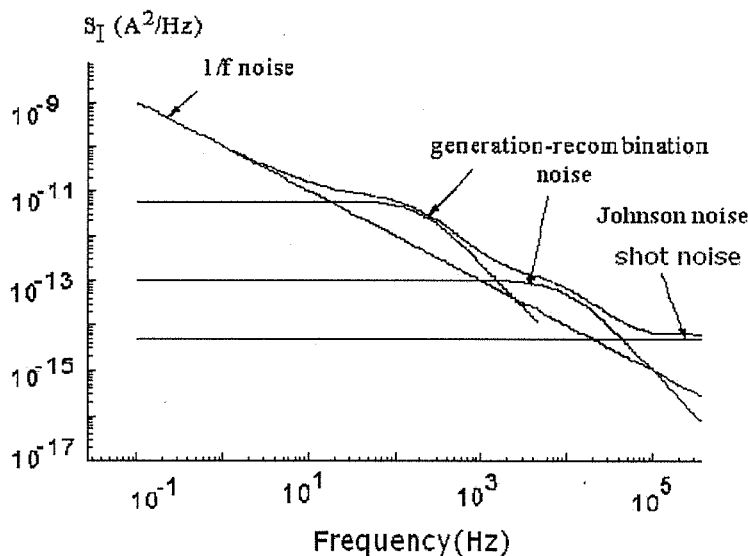


图 6.5 噪声功率密度的频谱特性
Fig.6.5 Character of noise power density with frequency

1/f 噪声的基本特征是其功率谱密度与频率成反比, 其基本表达式为:

$$S_I(f) = AI^\beta / f^\gamma \quad (6.2)$$

其中 I 为通过器件的电流; f 为频率; 参数 A 由器件结构决定; 常数 $\gamma = 0.8 \sim 1.2$, 典型值为 1.0; 对于均匀材料 $\beta = 2.0$, 对于结构较复杂的器件 $\beta = 1.0 \sim 2.0$ 。由于噪声大小与频率成反比, 所以在低频区, 1/f 噪声是器件的主要噪声表现形式。由于 1/f 噪声往往能反映器件内在质量和可靠性的优劣, 所以具有更大的研究价值, 但与其它噪声相比, 1/f 噪声的理论还不成熟, 其物理机理至今仍是国际上的研究热点。目前主要有两个物理模型, 即表面载流子数涨落模型和迁移率涨落模型^[14]。

热噪声和散粒噪声是由器件的基本工作原理决定的, 从本质上看是不能彻底消除的, 而 g-r 噪声和 1/f 噪声在很大的程度上是由器件中的杂质与缺陷引起的, 而且这两种噪声都与频率有着紧密的联系, 在低频区它们是器件的主要噪声来源。航天遥感仪器的工作频段一般在低频区, 红外器件的低频噪声是限制系统性能的重要因素, 因此需要对此进行更多细致的研究。

6.3.2 实验

噪声频谱的测量方法主要有两种。一是利用锁相放大器的选频功能在不同中心频率和带宽下逐点测量, 一是利用时域与频域的关系通过快速傅立叶变换将得到的实时噪声转化为噪声频谱。两种方法各有优缺点, 利用锁相放大器逐点测量可以减小其它频段的干扰, 但测量过程过于繁琐。采用傅立叶变换测量快速简单, 但外界干扰较大, 需要测试设备噪声小, 性能好。

先在室温下测试了聚酰亚胺单层钝化和 ZnS/聚酰亚胺双层钝化两种器件不同偏压下器件的低频噪声谱, 测试是在安捷伦公司的动态信号分析仪 HP35670A 上进行的, 该仪器可以直接进行 FFT 分析。低噪声电流前置放大器采用的是美国 DL Instruments 公司的高速低噪声前置电流放大器 DL1211, 可以提供偏压。测试时先对器件进行有效的屏蔽, 尽量减少外界因素的干扰。最后测试了不同温度下器件在 1000Hz 的噪声, 为了保证测试的准确性, 采用了 EG&G 公司的 model 124a 的锁相放大器定点测量。

6.3.3 结果和讨论

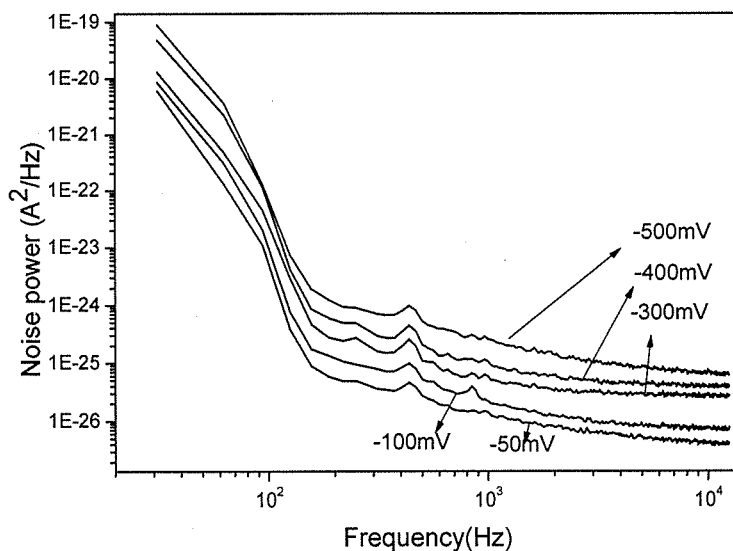


图 6.6 聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器反偏低频噪声
Fig.6.6 Low frequency noise of InGaAs detector passivated by PI at reverse bias

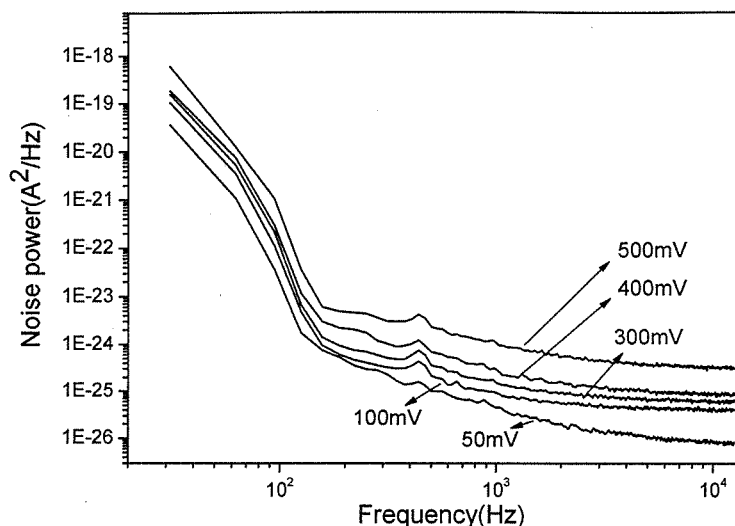


图 6.7 聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器正偏低频噪声

Fig.6.7 Low frequency noise of InGaAs detector passivated by PI at forward bias

图 6.6 为聚酰亚胺单层钝化 InGaAs 探测器反偏低频噪声图，光敏面面积为 $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ ，反偏电压为 $-50\text{mV} \sim -500\text{mV}$ ，噪声拐点约为 150Hz ，前边是典型的 $1/f$ 噪声，拐点后，逐渐有产生-复合噪声，在高频区以散粒噪声为主。随着反偏电压的增大，噪声不断增大，这与随着偏压增大，耗尽区宽度 $W = (2\varepsilon_s V_{bias} / qN_B)^{1/2}$ 不断增大，导致产生-复合电流也逐渐增大有关。图 6.7 为聚酰亚胺单层钝化 InGaAs 探测器正偏低频噪声，偏压为 $50\text{mV} \sim 500\text{mV}$ ，噪声谱特性与反偏时基本一样，在相同偏压时，噪声比反偏大，这主要是因为噪声功率与器件暗电流的平方成正比。

图 6.8 硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化 InGaAs 探测器反偏低频噪声，探测器光敏面面积为 $56 \times 56 \mu\text{m}^2$ ，反偏电压为 $-20\text{mV} \sim -300\text{mV}$ ，拐点在 110Hz 附近，随着偏压的增大，拐点变化较小，噪声变化不大。拐点以前，以 $1/f$ 噪声为主；拐点以后，在较小偏压 (-20mV 和 -50mV) 时，以散粒噪声和产生-复合噪声为主，较大偏压时，主要以散粒噪声为主。图 6.9 硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化 InGaAs 探测器正偏低频噪声，电压从 20mV 到 300mV ，随着偏压增大，拐点由 110Hz 减小到 80Hz ，而且噪声增大明显，拐点以前，以 $1/f$ 噪声为主；拐点以后，在较小偏压 (20mV 和 50mV) 时，以散粒噪声和产生-复合噪声为主，较大偏压时，主要以散粒噪声和 $1/f$ 噪声为主。硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化器件与聚酰亚胺单层钝化相比，拐点减小，噪声也减小，拐点后产生-复合噪声也不明显，这除去

因光敏面面积减小有关外，主要是因为硫化和 ZnS 的钝化效果增强，表面钝化效果好的器件的暗电流较小，导致噪声功率也减小。从实验结果可以得出，器件的表面钝化是器件工艺中非常关键的一步，特别是对于原位掺杂成结器件，因为 p-n 的侧面裸露，是引起漏电流增大的重要原因。同时也可以看出，器件的低频噪声主要来源于器件的表面，这与 M.Joshi^[15]得出的结果是一致的，他认为低频噪声主要来源于 InP 保护层与钝化层的界面，而且噪声大小与表面复合电流成正比。在室温下，InGaAs 光电探测器的暗电流主要是扩散电流和产生-复合电流，产生-复合电流主要来自于空间电荷区载流子的产生-复合，以及来自于 InP/InGaAs 的界面。界面处存在的位错等缺陷是重要的产生-复合中心。根据耗尽区宽度 $W = (2\epsilon_s V_{bias} / qN_B)^{1/2}$ ，适当增大掺杂浓度可以减小耗尽区宽度，进而能减小产生-复合电流，这对于器件响应速度要求不高的情况是可行的。与黄杨程博士^[4]测试的非掺杂 InGaAs 层 SiN_x 钝化的探测器相比，我们制作的硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化器件噪声小，拐点低，主要是因为我们采用的外延材料对 InGaAs 层掺杂，并且加强了表面钝化，使器件的表面漏电流明显减小，极大的降低了器件的低频噪声。

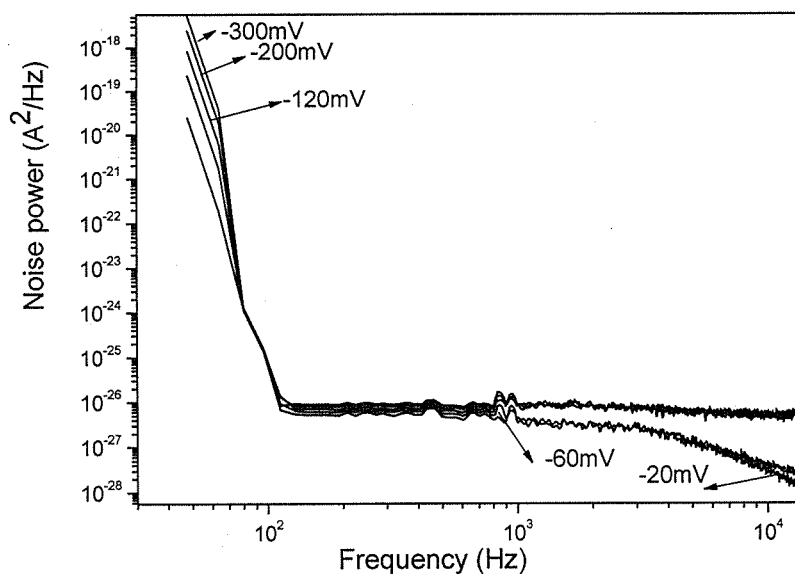


图 6.8 ZnS/聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器反偏低频噪声

Fig.6.8 Low frequency noise of InGaAs detector passivated by ZnS/PI at reverse bias

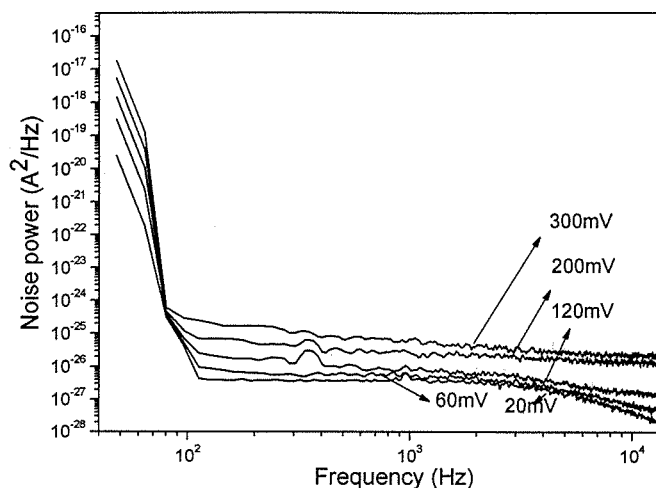


图 6.9 ZnS/聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器正偏低频噪声
Fig.6.9 Low frequency noise of InGaAs detector passivated by ZnS/PI at forward bias

我们曾经试验用频谱仪研究温度对器件低频噪声的影响，发现测试结果不理想，所以采用定点的办法测量，噪声频率中心为 1000Hz，带宽为 100Hz。航天遥感用 InGaAs 探测的一般工作温度为 278K，我们选取了聚酰亚胺单层钝化器件和硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化器件各 20 个，测试了 278K 和 300K 时的噪声，测试结果如图 6.10。图中可以看出，温度对噪声是有影响的，278K 与 300K 时器件噪声相比都减小，聚酰亚胺单层钝化器件平均噪声从 38.9 μ V 降到 30.1 μ V，硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化器件由 28.5 μ V 降到 22.8 μ V。主要是因为，温度降低使暗电流减小，进而减小了产生-复合噪声和散粒噪声。两种器件相比，硫化+ZnS/聚酰亚胺双层钝化器件噪声较小，主要是因为钝化效果的提高。

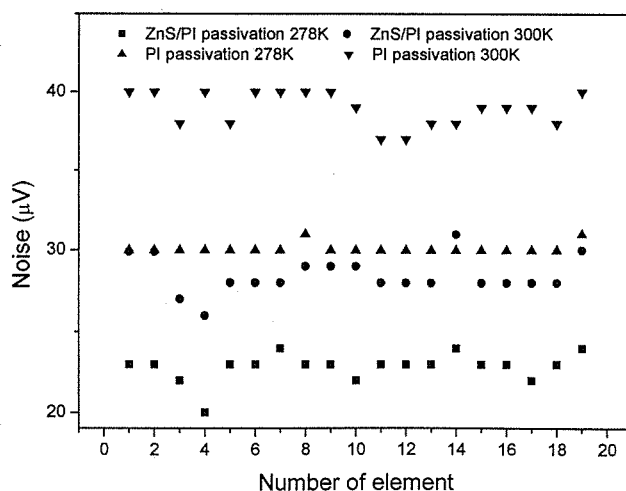


图 6.10 InGaAs 探测器在不同温度的噪声
Fig.6.10 Noise of InGaAs detectors at different temperature

6.4 抗电子辐照研究

6.4.1 辐照对半导体的损伤机制

各种辐射对半导体造成损伤的主要机制有^[16,17]：位移效应、电离效应和表面效应。位移效应是辐射与物质的晶格原子相互作用的过程。入射粒子与晶格原子碰撞，将其能量的一部分交付给晶格原子，导致晶格原子离开正常位置，从而形成许多空位间隙对(Frenkel 缺陷)。电离效应的直接结果是产生非平衡载流子。当半导体材料接受能量大于禁带宽度 E_g 的电离辐射粒子的辐照时，一些束缚电子吸收入射粒子的能量，从价带被激发到导带，从而产生电子-空穴对。对大多数半导体来说，产生一个电子-空穴对所需要的平均能量，约为其禁带宽度的 3 至 5 倍。若入射粒子束的能量比禁带宽度大许多，被激发电子获得的能量比达到导带所需要的能量大得多，从而初始电离电子往往具有相当大的动能。这些具有一定能量的电子通过各种方式：如产生次级电子-空穴对(次级电离)，或者以热能方式交给晶格等，迅速损失其多余能量，降回到导带底(或价带顶)，变成热化电子(或空穴)。如果在半导体材料的禁带中存在许多缺陷能级，能量小于禁带宽度的入射粒子，虽然不能将价带中的电子直接激发到导带，产生电子-空穴对；但可能将电子从价带激发到缺陷能级，或从缺陷能级激发到导带。这个激发过程所需要的入射粒子的最低能量，等于缺陷能级与导带底或价带顶之间的能量差。表面效应即电离辐射在半导体表面的氧化层中产生电离，其结果是使氧化层中产生正电荷并引入界面态。氧化层中由于辐射电离产生电子-空穴对，电子的迁移率远大于空穴的迁移率，故在外电场作用下，电子漂向正电极，正电荷总是积聚在半导体-氧化层的界面。正电荷产生到一定程度可使半导体表面处于反型，形成导电通道，增大表面复合速度和空间电荷区宽度；同时还引入界面态（表面缺陷），与半导体进行电荷交换。正电荷的产生及界面态均能影响器件电学性能，在适当高温下退火可以消除。

6.4.2 实验

将 256 元 ZnS/聚酰亚胺双层钝化 InGaAs 线列探测器封装到杜瓦中，连续抽取 20 元，在 278K 测试其探测率和响应光谱。探测器经过 $2 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ 剂量电子

辐照后, 在相同条件下测试探测器的探测率和响应光谱。在上海市辐照中心的脉冲型 ELU-8 加速器上进行电子辐照, 响应光谱通过 NICOLET 红外光谱仪测试, 探测率测试采用常规的红外探测器黑体测试方法, 电流-电压特性是采用计算机控制的 Keithley236 可编程电流-电压测试仪。

6.4.3 结果和讨论

图 6.11 为电子辐照前后 InGaAs 探测器典型的归一化响应光谱, 响应光谱在短波方向的响应有些降低。我们发现不同性能的器件响应光谱的变化幅度有所不同, 大部分器件的响应光谱短波响应都出现降低的现象。黄杨程博士对碲镉汞器件的电子辐照研究中也发现类似的现象, 经过电子辐照后, 碲镉汞器件响应光谱比 InGaAs 变化明显^[18]。虽然器件的响应光谱在短波方向的响应有所下降, 但器件的峰值波长和截止波长都没有明显的变化, 由于短波的响应有所下降, 器件的 G 因子有所增大, 但幅度不是很大。

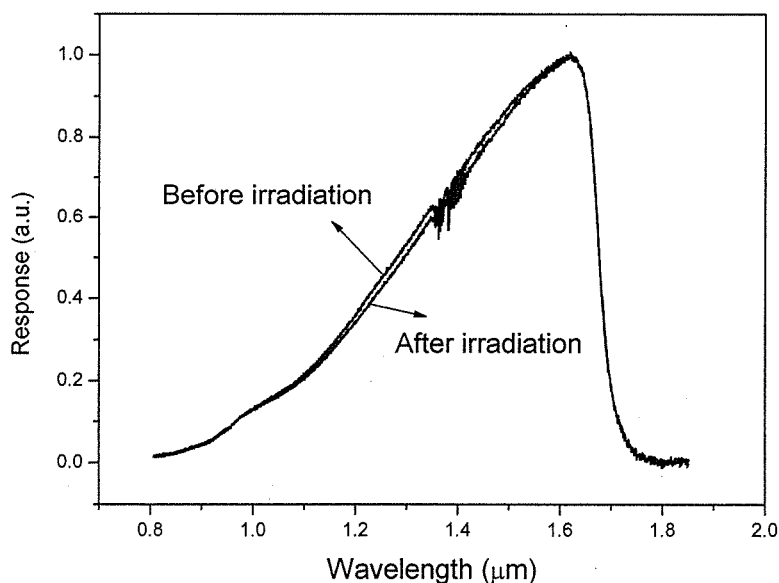


图 6.11 InGaAs 探测器辐照前后响应光谱

Fig.6.11 Response spectra of InGaAs detector before and after irradiation

电子辐照后器件响应光谱短波方向的响应降低, 可能有以下原因: (1) 电子辐照对晶格造成损伤, 产生缺陷, 短波方向光的散射有所增强。虽然我们分析电子辐照主要产生点缺陷, 但在室温下, 这些缺陷大多可以移动, 在迁移过程中, 它们可以互相结合, 也可以与辐照前样品中存在的其它缺陷相结合, 最后可以形

成较大的并且相对稳定的缺陷团，这些缺陷团可能对特定波段的光有较强的散射。(2)接近表面处的载流子复合速度增大，使产生的光生过剩载流子来不及扩散到结区便复合掉了，而光伏器件的光生电子空穴对必须扩散到结区才能对信号有贡献。(3)辐照过程中在钝化层和 InP 间的界面处产生界面态和在 InP 中产生缺陷能级。根据 Shockley-Reed-Hall 复合模型，这些界面态和缺陷能级很容易起到复合中心的作用而使载流子的复合速度增大。

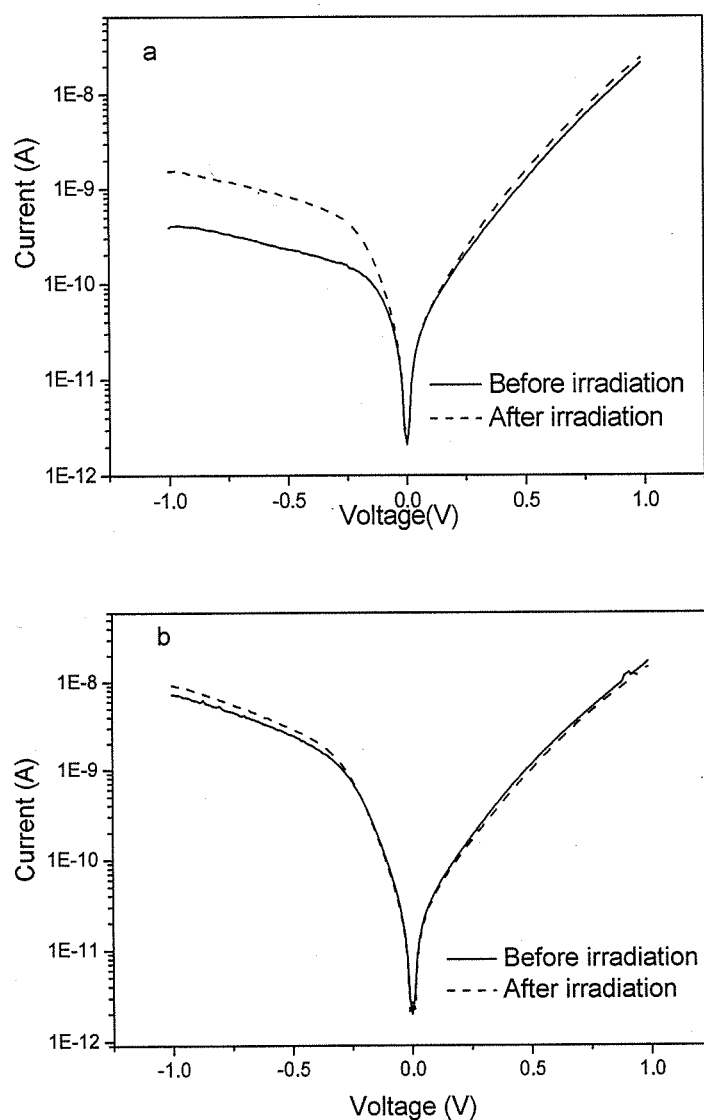


图 6.12 电子辐照前后 InGaAs 探测器的暗电流(a)小暗电流器件(b)大暗电流器件
Fig.6.12 Dark current of InGaAs detector before and after electrons irradiation (a) device with small dark current (b) device with big dark current

图 6.12 为电子辐照前后 InGaAs 探测器的 I-V 曲线，测试范围为-1V 到 1V，辐照后器件的暗电流都明显变大，在实验中我们发现对于某些性能较好的器件，其受电子辐照的影响较大，其暗电流的增大可达到 1 个量级。但某些性能较差