

中国科学院上海微系统与信息技术研究所
博士学位论文
砷化镓基高温HBT器件及其特性研究
姓名：刘文超
申请学位级别：博士
专业：微电子学与固体电子学
指导教师：夏冠群
20040601

摘 要

GaAs 基 HBT 具有其优良的频率特性,使得它在微波及毫米波领域有着广泛的应用。同时, GaAs 基 HBT 因其异质结构具有较大的 ΔE_g , 在高频功率方面有着广泛的应用前景。目前, GaAs 基 HBT 的使用温度远未达到其理论极限。本论文以提高欧姆接触的高温可靠性入手,着重对高温 HBT 器件及其特性进行了研究。

通过对器件失效机制的分析得出,高温下器件欧姆接触性能的退化和失效是制约 HBT 器件应用的主要因素。为了进一步提高 HBT 器件的高温特性,论文采用 Ti、Mo、W 等难容金属制备 GaAs 基 HBT 器件的欧姆接触电极。通过采用 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 溶液钝化处理技术和快速合金化技术,得到了理想的难熔金属欧姆接触,其最小比接触电阻达到 $10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ 。并经过对样品的电学特性和结构特性研究,分析了 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 溶液钝化效应的机理和欧姆接触的形成机理。

分析了 HBT 纵向结构中各层的设计特点,概括了 HBT 器件的制备工艺。为了研究温度对 HBT 性能的影响,建立了一个高温 HBT 电流输运模型。由于模型包括了 BC 结漏电流随温度和偏压的变化,所以可以用来模拟高温 HBT 中的“软击穿”现象;同时,利用将温度分布方程和电流方程组解耦合的方法,建立了 HBT 热分布模型。通过 Kirchhoff 变换可以将热导率随温度的变化考虑在内,使得该 HBT 热分布模型能够适用更多的情况。

在 GaAs 基 DHBT 器件中,集电结势垒尖峰是决定发射极-集电极饱和电压 $V_{\text{CE,sat}}$ 的重要因素。研究发现,在 GaAs 基 DHBT 器件的集电结引入厚度为 20nm 的非掺杂 i-GaAs 层后,可以消除集电结导带尖峰,从基区扩散过来的电子能顺利被集电结收集,克服了导带尖峰引起的电子阻挡效应。使其发射极-集电极饱和电压 $V_{\text{CE,sat}}$ 从原来的 3V 下降到 0.6V 左右;达到了在集电结不存在导带尖峰的 SHBT 的水平。

首次在发射结采用难熔金属 Mo/W/Ti/Au 代替常规的 AuGeNi 合金系作接触金属,同时在基极接触金属 Ti/Au 中加入 Pt 作为扩散阻挡层制备出 GaAs 基高温

DHBT。结果表明 DHBT 可以稳定工作在室温至 673K 的温度范围内。通过对 DHBT 器件发射结和集电结二极管特性的分析得出：双异质结双极晶体管的发射结和集电结均采用 AlGaInP/GaAs 异质结构，高温下能有效的抑制 HBT 中空穴的反向注入；同时，器件的欧姆接触的采用难熔金属系，从而克服了高温下发射极欧姆接触退化以及基区欧姆接触失效，这是 HBT 器件具有稳定的高温性能的重要因素。

关键词：砷化镓 异质结双极晶体管 AlGaInP/GaAs 直流特性 高温特性

Abstract

Due to their excellent high-frequency performance, GaAs-based heterojunction bipolar transistors (HBTs) are promising devices for microwave and millimeter wave application. With the development of the integrate circuits and increasing of the integration, transistors in the chip are facing the challenge of high-temperature and/or high-power applications. For their higher bandgap discontinuity (ΔE_g), AlGaInP/GaAs HBTs are very promising devices for use in power application under high-frequency conditions. However, The former reports show that AlGaInP/GaAs HBTs can't operate up to their highest temperature in theory, because of the reliability of device's ohmic contact. In this work, the DC and temperature characteristics GaAs-based high-temperature heterojunction bipolar transistors are studied.

Different failure mechanisms of GaAs-based HBT have been discussed. To improve GaAs-based HBT's reliability, thermally stable ohmic contacts of Mo/W/Ti/Au and Ti/W/Ti/Au were fabricated using $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ passivation and rapid thermal annealing. The I-V characteristics of this structure behaved in ohmic-junction characteristics, indicating that $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ passivation eliminated Fermi level pinning. Electrical measurement showed a minimum ohmic contact resistivity of $10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. The electrical and structural properties of ohmic contacts were studied by measuring the contact resistivity and analyzing Auger Energy Spectrum (AES) and X-ray Diffraction (XRD).

In order to fully understand the influence of temperature on characteristics in HBT, a high-temperature HBT model has been established. In this model, the variations of BC junction reverse current with temperature and applied voltage have been taken into account. "Soft breakdown" phenomenon at high temperature can be simulated with model. In addition, a new thermal distribution model is developed in this study on the basis of work done by others.

For GaAs-based DHBT, the potential spike of B-C heterojunction is a significant

factor in determining the collector-emitter saturation voltage. In this work, the undoped GaAs layer has been employed at the B-C heterojunction to avoid the undesired electron blocking effect. This result shows that the collector-emitter saturation voltage decreases from 3V to 0.6V. We think that this phenomenon is mainly caused by the absence of potential spike at the B-C heterointerface due to the insertion of the i-GaAs layer. So at the B-C heterojunction, for the forward-biased condition, electrons can be injected directly from the emitter into base and the collector in spite of the existence of ΔE_c . These results collectively indicate that the electron blocking effect is indeed removed in the studied device.

A novel high-temperature HBT with thermally stable ohmic contacts has been proposed and fabricated to obtain temperature performance for power amplifier. In this device, Mo/W/Ti/Au has been used for emitter contact metal instead of AuGeNi and Pt diffusion barrier has been inserted into base contact metal Ti/Au. This studied HBT device can stably work in range from room temperature to 673K. Device's B-E and B-C junction diode properties at different temperatures have been studied. It shows that the thermal stability of the ohmic contacts is key factor of the high-temperature characteristics for GaAs-based HBT.

Key words: GaAs, heterojunction bipolar transistor, AlGaInP/GaAs, DC characteristics, high-temperature characteristics.

中国科学院上海微系统与信息技术研究所

学位论文独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院上海微系统与信息技术研究所或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一起工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

研究生签名: 刘文超 日期: 2004. 6. 28

中国科学院上海微系统与信息技术研究所

学位论文使用授权声明

本人完全了解中国科学院上海微系统与信息技术研究所有关保留、使用学位论文的规定，即研究所有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。本人电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。保密的论文在解密后遵守此规定。论文的公布（包括刊登）授权中国科学院上海微系统与信息技术研究所人才教育处。

研究生签名: 刘文超 导师签名: _____ 日期: _____

第一章 引言

GaAs 体系良好的频率特性及相对成熟的工艺,使得它在微波及毫米波领域有着广阔的应用前景。目前,研究最多和市场应用最广泛的仍然是 GaAs 基 HBT 及其相关的集成电路。

由于各组分的 AlGaAs 材料均能与 GaAs 材料实现晶格匹配,因此,最初 GaAs 基 HBT 的发射区采用 AlGaAs 材料。但是材料中的 Al 组分很容易形成深能级复合中心,使器件的性能尤其是可靠性下降。后来,人们用四元系 AlGaInP 材料代替 AlGaAs 材料作为 GaAs 基 HBT 的发射区, AlGaInP 材料由于具有比 AlGaAs 材料更宽的禁带范围,它比 AlGaAs 材料发射区结构有更优越的直流和射频特性;由于 AlGaInP/GaAs 异质结具有更大的禁带宽度差 ΔE_g , 理论上砷化镓基 AlGaInP/GaAs HBT 具有更好的高温特性。但是,由于欧姆接触稳定性等因素的制约,实际制备出的 AlGaInP/GaAs HBT 远未达到其理论使用温度。本论文以制备器件的难熔金属欧姆接触入手主要就砷化镓基高温 HBT 的设计、制作、模拟与特性进行了研究。

1.1 GaAs 材料的特性

GaAs 是 III-V 族化合物半导体材料,是继 Si 之后最重要的半导体材料,晶体结构是立方晶系的闪锌矿型,直接带隙,其能带结构如图 1.1 所示^[1]。GaAs 导带极小值位于布里渊区中心 $\kappa=0$ 的 Γ 点,等能面是球面,导带底电子有效质量为 $0.067m_0$ 。在 $[111]$ 和 $[100]$ 方向布里渊区边界 L 和 X 点处还各有一个极小值,电子的有效质量分别为 $0.55 m_0$ 和 $0.85 m_0$ 。室温下, Γ 、L 和 X 三个极小值与价带顶的能量差分别为 1.42eV 、 1.71eV 和 1.90eV 。L 极小值的能量比布里渊区中心极小值的约高 0.29eV 。GaAs 价带具有一个重空穴带 V_1 , 一个轻空穴带 V_2 和由于自旋-轨道耦合分裂出来的第三能带 V_3 , 重空穴带极大值稍许偏离布里渊区中心。重空穴有效质量为 $0.082 m_0$, 第三能带的裂距为 0.34eV 。

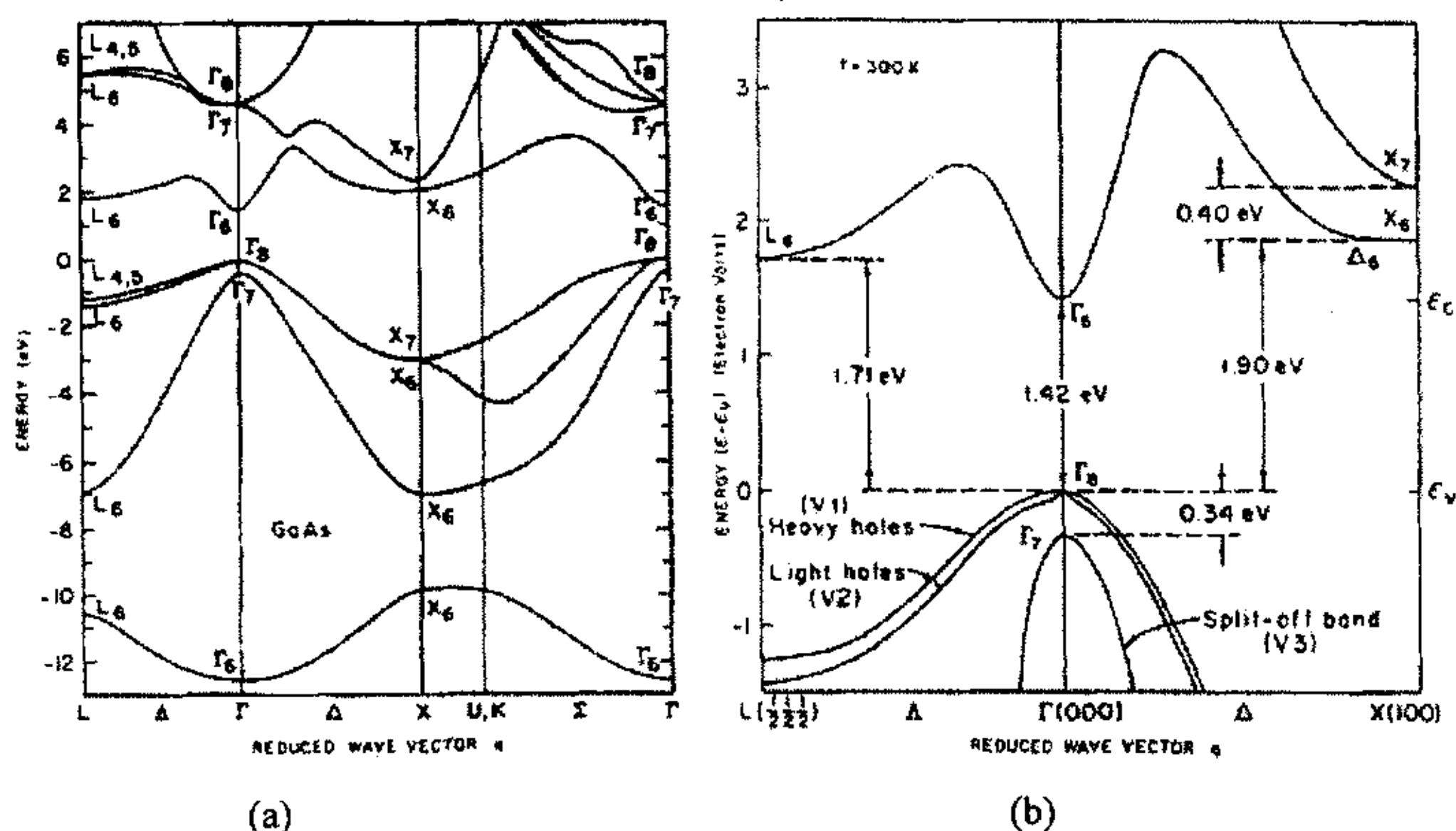


图 1.1 (a) GaAs 能带结构

(b) GaAs 局部能带结构

GaAs 基集成电路与 Si 基集成电路相比，具有两个显著的特点：在同样的功耗下，GaAs 基集成电路的速度更快；而在同样的速度下，GaAs 基集成电路的功耗更小。GaAs 基集成电路的这些优点与其材料本身固有的性质密切相关。与 Si 材料相比，GaAs 材料具有以下特点：

- (1) GaAs 的电子迁移率高。在 GaAs 中,电子迁移率可达 $6000 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 以上,约为相同的条件下 Si 的 6 倍。同样的掺杂浓度, GaAs 器件具有更低的导通电阻。GaAs 的电子漂移速度比 Si 大得多,最大电子漂移速度为 Si 的两倍多,且在比较低的电场下达到最大电子漂移速度,因此 GaAs 器件和集成电路可以在较低的电压下工作,在工作频率、开关速度和低功耗等方面与 Si 器件和电路相比具有明显的优势。
- (2) GaAs 的禁带宽度大。在 300K 时, Si 的禁带宽度是 1.12eV, 而 GaAs 的禁带宽度为 1.42eV。这意味着 GaAs 器件可以比 Si 器件工作在更高的温度环境下。
- (3) GaAs 的本征载流子浓度低。其本征载流子浓度比 Si 的本征载流子浓度低约四个数量级, GaAs 的本征电阻率比 Si 的高约三个数量级。GaAs 材料呈半绝缘性。利用这个特性,以半绝缘 GaAs 材料作衬底可实现器件自隔离,使工艺简化,而且与 Si 的 p-n 结隔离相比寄生电容大大降低,因而 GaAs 电路有更高的工作速度。

- (4) GaAs 材料的肖特基势垒为 $0.7-0.8\text{eV}$ ，比 Si 材料的肖特基势垒高。反向饱和电流 $J_s < 1\mu\text{A}/\text{cm}^2$ ，比硅材料优越。故利用 GaAs 材料易于实现具有良好栅控特性的 MES 结构。
- (5) GaAs 的能带结构是直接跃迁型。直接带隙的特点使得少数载流子寿命很短，由辐射产生的电子、空穴对可以很快的复合，从而避免了因辐射引起的电路性能的退化，因此 GaAs 器件和电路的抗辐射能力强。
- (6) GaAs 的导带能带结构可产生负的微分迁移率。这就是说在适当的电场强度下，电子从轻、快状态向重、慢状态迁移，利用这种效应可以制作压控振荡器件 (VCO) 和电子迁移逻辑器件 (TELD)。

表 1.1 GaAs 与 Si 的材料参数的比较

参数	GaAs	Si
能带结构	直接带隙	间接带隙
禁带宽度 (300k)	1.42eV	1.12eV
电子迁移率	$6000\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{S})$	$1000\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{S})$
空穴迁移率	$350\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{S})$	$480\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{S})$
介电常数	$13.1\epsilon_0$	$11.9\epsilon_0$
本征电阻率	$10^8\Omega\cdot\text{cm}$	$2.3\times 10^5\Omega\cdot\text{cm}$
少子寿命	10^{-8}s	$2.5\times 10^{-3}\text{s}$
热导率	$0.46\text{W}/\text{cm}\cdot^\circ\text{C}$	$1.5\text{W}/\text{cm}\cdot^\circ\text{C}$
本征载流子浓度	$1.79\times 10^5\text{cm}^{-3}$	$1.45\times 10^{10}\text{cm}^{-3}$
MIS 界面态密度	$10^{12}-10^{13}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$	$10^{10}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$
肖特基势垒高度	$0.7\sim 0.8\text{V}$	$0.4\sim 0.6\text{V}$
击穿场强	$4\times 10^5\text{V}/\text{cm}$	$3\times 10^5\text{V}/\text{cm}$
晶格结构	闪锌矿	金刚石
密度	$5.307\text{g}/\text{cm}^3$	$2.328\text{g}/\text{cm}^3$

当然，GaAs 材料与 Si 材料相比，也有不利的一面。GaAs 的空穴迁移率比电子迁移率低得多，同质 GaAs 结构很难形成类似 Si 的双极形式的电路结构。GaAs 材料很脆，热导率较低；同时，GaAs 与其本体氧化物或其它绝缘层之间的

界面态密度较高,难以找到象 Si 器件中那样具有良好粘性和绝缘层性能的介质材料,从而难以实现 MOS 和 MIS 结构的器件。但是 GaAs 优良的肖特基势垒特性足以补偿这方面的不足。表 1.1 给出了 GaAs 材料与 Si 材料的参数比较^[2,3]。

1.2 异质结双极晶体管(HBT)概述

异质结双极晶体管与同质结晶体管最显著的区别是在异质结双极晶体管中,发射结为异质结,发射区材料的禁带宽度要大于基区禁带宽度。宽禁带发射区可以抑制由基区向发射区的少子注入,提高发射极的注入效率,得到更高的增益。

双极型晶体管的发射区采用宽禁带半导体材料的设想最早于 1951 年由 Shockley 首先提出^[4],随后被不断发展;后来, H.Kroemer 从理论上系统的阐述若发射区材料的禁带宽度大于基区的禁带宽度,可以获得很高的注入比^[5]。Kroemer 指出宽禁带的发射极能够有效阻挡基区空穴反方向注入,并提高电子注入效率和电流增益。在此后的十年内,人们在实验和理论两方面都做了大量的工作。但是由于材料生长技术相对滞后,直到 1972 年才由 Dumke 等人利用液相外延技术(LPE)制备出第一个用 n-AlGaAs/GaAs 作为发射区的 HBT^[6]; 1978 年, Bell 实验室利用 MBE 获得了调制掺杂的 AlGaAs/GaAs 异质结构。到 1980 年, HBT 的截止频率可以达到 1GHz 以上。此后,随着 MBE、MOVCD 等材料生长技术不断完善和进步, HBT 的理论和实验研究取得了快速发展。各种新的材料系统使 HBT 的性能不断提高。例如, InGaAs/InP HBT 的截止频率可以达到 200GHz 以上^[7-8], AlGaInP/GaAs HBT 可以实现高温条件下保持恒定的电流增益^[9-10]。Si/SiGe HBT 不但远远突破了 Si 同质结晶体管的频率,而且可以实现与 Si 半导体技术相兼容^[11-13]。新材料结构不断被提出,进一步提高了 HBT 的性能。例如,缓变发射极结构可以完全消除 AlGaAs/GaAs HBT 的发射极导带峰,从而降低开启电压。而复合集电极结构可以保持双异质结双极晶体管(DHBT)的反向击穿电压,并改善 I-V 输出特性,从而提高 DHBT 的输出功率^[14-18]。总之,随着材料生长技术和 HBT 理论快速发展, HBT 的性能不断提高,并被广泛应用于功率放大、微波与毫米波和光纤通讯等电路系统中^[19-24]。

1.2.1 HBT 的特点

从本质上说, HBT 的高性能来自于它的双极特性。因为 HBT 是一种双极型器件, 异质结双极晶体管在电路中与 Si 同质结双极晶体管的工作原理基本相同, 但是在材料系统和掺杂特点方面有很大差别。图 1.2 和图 1.3 分别给出 HBT 和 Si 双极晶体管的能带结构示意图。

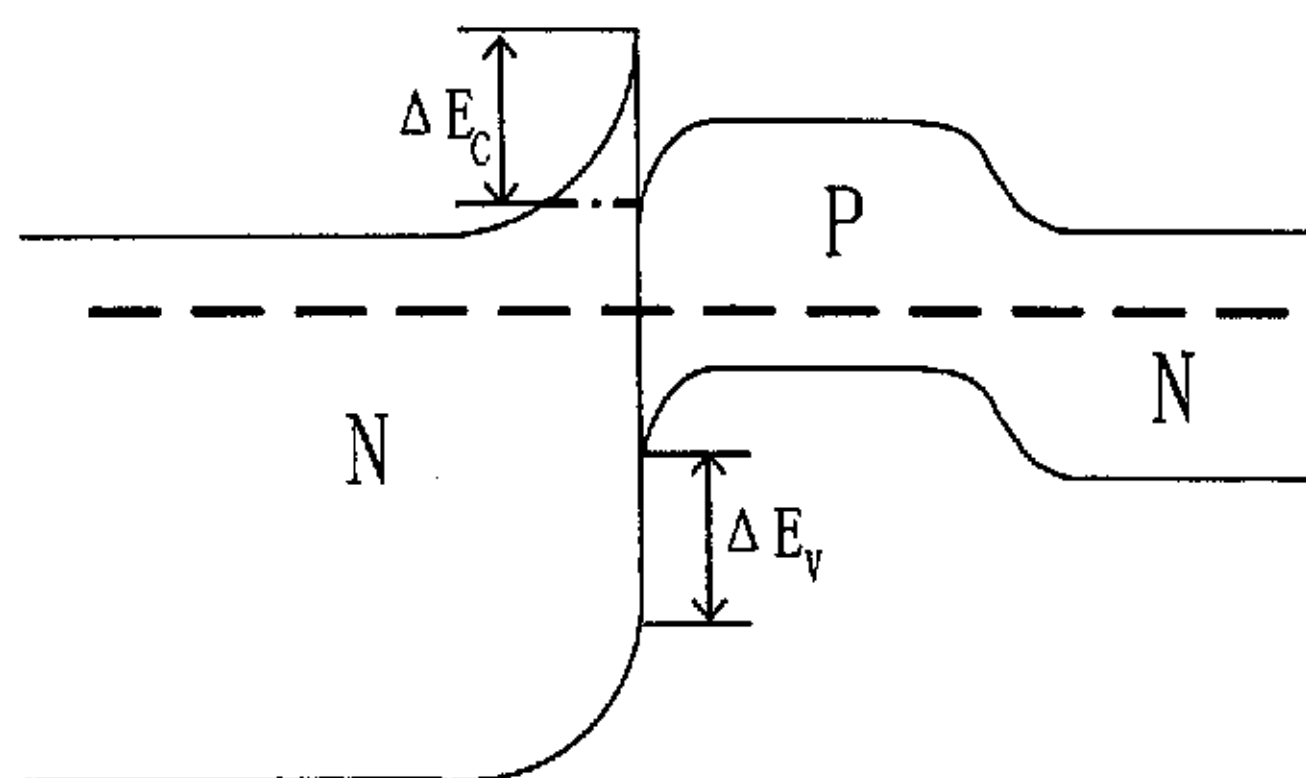


图 1.2 单异质结 HBT 的平衡能带图

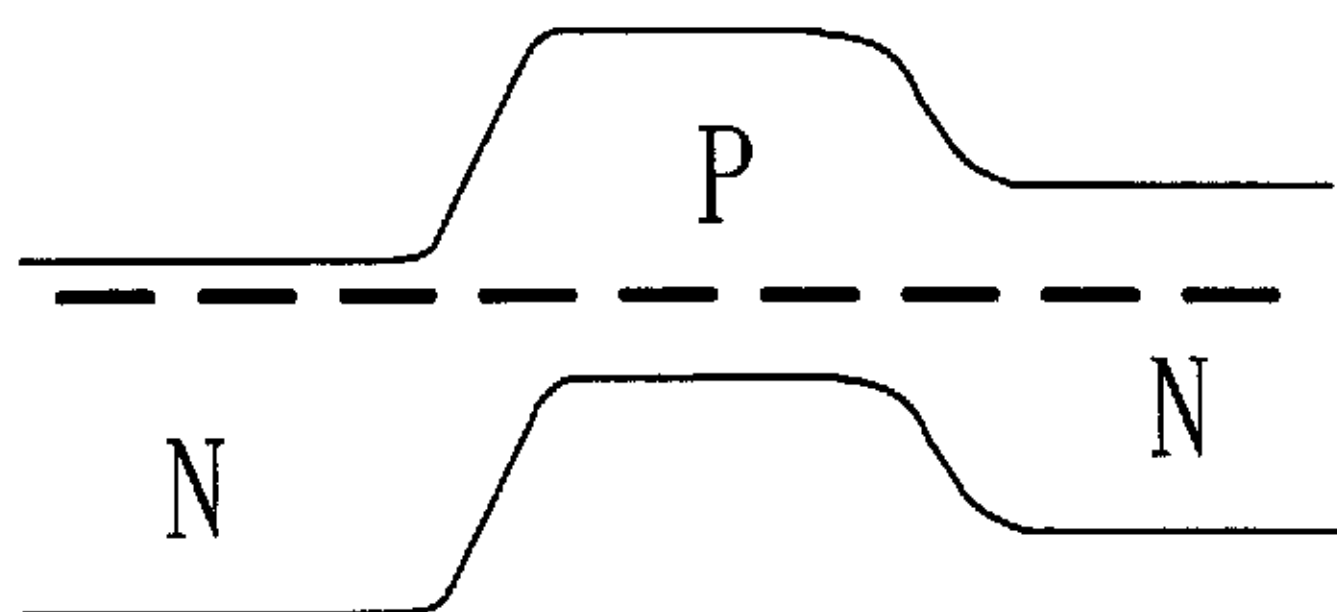


图 1.3 Si 双极晶体管的平衡能带图

HBT 的发射极采用宽禁带材料, 基极和集电极采用窄禁带材料。由于发射极材料和基极材料的禁带宽度不同, HBT 在异质界面处存在导带不连续和价带不连续。价带不连续阻挡基区空穴向发射区反向注入, 所以 HBT 的电子注入效率和电流增益大大提高。GaInP/GaAs HBT 的电流增益可以达到 320^[25-26], 而典型掺杂的 Si 双极晶体管的电流增益小于 100。HBT 主要使用化合物半导体材料, 与 Si 材料相比, 化合物半导体材料具有更大的禁带宽度和更高的电子迁移率与电子饱和速率。因此 HBT 具有很高的开关速度和截止频率。典型掺杂的

InGaAs/InP HBT 的截止频率可以达到 $200\text{GHz}^{[27]}$ 。而且 HBT 集电区材料的禁带宽度大，可以提高反向击穿电压，从而增大输出功率。

由于价带不连续阻挡基区空穴反向注入，在基区的掺杂浓度很高时，HBT 仍然能够保持很高的电流增益。因此可以提高基区的掺杂浓度，而降低发射极的掺杂浓度。典型 HBT 的基区掺杂浓度在 10^{19}cm^{-3} 量级，发射区掺杂浓度在 10^{17}cm^{-3} 量级。这样的掺杂特点与 Si 双极晶体管正好相反，为了保持电流增益，Si 双极晶体管的基区掺杂浓度一般在 $10^{17}-10^{18}\text{cm}^{-3}$ 量级，发射区掺杂浓度一般在 10^{20}cm^{-3} 量级。基区高掺杂和发射区低掺杂的特点可以进一步完善和提高 HBT 的性能：基区掺杂浓度升高可以大大减小基区电阻，从而提高 HBT 的开关速度和最高振荡频率 $f_{\max}$ 。而且基区高掺杂可以减弱基区宽度调制效应，降低谐波失真。同时 HBT 的基区很薄，可以减少电子的渡越时间，从而进一步提高 HBT 的开关速度和最高振荡频率 $f_{\max}$ 。发射极掺杂浓度降低可以减小单位面积的结电容，从而降低 HBT 的噪声，而且使倒装的平面关成为可能。倒装结构的优点是：1. 减小集电极面积为正常的 $1/3$ ，结电容降为 $1/3$ ，可以提高 HBT 的开关速度和最高振荡频率 $f_{\max}$ 。2. 可以减少集电极引线的电容，提高 HBT 的频率性能。总之，由 HBT 的材料特性和结构特点决定，与 Si 双极晶体管相比，HBT 具有高的开关速度、高的截止频率、高的电流增益和高的输出功率。

HBT、MESFET 和 HEMT 共同称为化合物半导体超高速器件。与 FET 相似，HBT 也是三端器件，它们在电路中的作用在许多方面是相似的。不同的是 MESFET 和 HEMT 等场效应管都是横向器件，而 HBT 是纵向器件。因此 HBT 一般不适用于平面结构和低噪声应用。然而与 MESFET 和 HEMT 相比，它具有许多其它的优点：

- (1). HBT 的速度是由载流子纵向穿过薄基区和集电区的渡越时间决定的。材料厚度由快速发展的外延生长技术（现可以精确到原子量级）决定，因此在 HBT 的制作中， $1\sim 3\mu\text{m}$ 的光刻技术即可实现毫米波、微波的高频领域（ f_T 和 $f_{\max}$ 达到 $100\sim 200\text{GHz}$ ）。场效应管的速度取决于横向渡越时间，由栅的尺寸决定。如果要达到与 HBT 相同的应用频率，栅的尺寸要达到 $0.2\sim 0.3\mu\text{m}$ 。该尺寸必须采用复杂的电子束光刻技术才能实现。低频范围内，HBT 和 FET 都可以采用光学光刻的制作工艺，因此造价相当；对于高频器件，FET 必须

采用亚微米光刻，因而成本较高而且难以实现。

- (2). HBT 的基区一般采用高掺杂，减弱了基区宽度调制效应，及集电极电流随集电极—发射极电压 V_{CE} 的变化，降低了 HBT 的输出电导。所以 HBT 具有较高的线性和直流电流增益。模拟电路中 FET 的输出电导受沟道—衬底间漏电流和陷阱的影响，其漏源电流—电压特性随着频率而变化，故不适用于高精度的模拟电路。HBT 在模拟电路中有更为重要的作用。
- (3). 在 MESFET 和 HEMT 中，夹断电压基本上依赖于制作工艺（离子注入的分布和有源沟道的挖槽深度）。HBT 的开启电压 V_{BE} 可通过材料的本征特性和器件设计加以控制。 V_{BE} 可由下式近似表示：

$$V_{BE} = E_{gB} / q + (kT/q) \ln(N_A W_B I_C / q D_n N_C N_V A) + I_C R \quad (1.1)$$

式中 E_{gB} 是基区禁带宽度； N_A 是基区掺杂浓度； W_B 基区厚度； A 是发射结面积； I_C 是相应的集电极电流； R 是寄生电阻。一般来说，对应于特定的 I_C ， V_{BE} 的值可以做到均匀、可重复。因此 HBT 更容易匹配，可用于高精度比较器（A/D 转换器）、直流耦合（模拟放大器）等。

- (4). 在 FET 器件中，载流子在表面和衬底界面之间流动，严重受到陷阱影响。而 HBT 的有源区与表面和衬底界面相隔离，因此陷阱影响较弱，器件的 $1/f$ 噪声较低。
- (5). HBT 是纵向器件，单位有效面积可流过较高的电流。HBT 的发射极区域可全部用于传导电流，而横向结构的 FET 只有较薄的一层沟道可导通电流。所以单位有效面积的 HBT 有较大的电流容量，其上限由 HBT 的热阻决定。
- (6). 与 FET 和 HEMT 相比，HBT 的击穿电压可以更容易控制。一是利用能带工程，在 HBT 中采用宽禁带发射区和宽禁带集电区来增大器件的击穿电压；二是可以通过改变集电区的掺杂和厚度来控制击穿电压。
- (7). 此外，作为双极型器件，HBT 可以制作成互补形式（即可以实现 n-p-n 和 p-n-p 两种形式的晶体管）。作为单极多子器件的 FET 和 HEMT 则不具备这种灵活性。

1.2.2 HBT 的工作原理

在同质结双极晶体管中,描述载流子输运过程的模型有扩散模型、热电子发射模型和隧道模型等,对于异质结双极晶体管,仍可采用这些模型,但是必须考虑异质结中的能带断续、能带的渐变及各种复合等诸方面对载流子输运的影响,最终得到表征载流子输运过程的 I-V 特性。

在 HBT 器件中,发射结和集电结的导带不连续和价带不连续影响电子电流和空穴电流在晶体管中的传输,导带不连续阻挡发射区的电子向基区注入,价带不连续阻碍空穴由基区向发射区注入。电子和空穴在异质界面处遇到的势垒不同,电子遇到的势垒为 $(qV_D - \Delta E_C)$,空穴遇到的势垒为 $(qV_D + \Delta E_V)$,空穴势垒比电子势垒高出很多 (V_D 是 P-N 结电势差),所以异质结电流主要是电子电流,空穴电流很小。流经异质界面的电子电流 J_n 、空穴电流 J_p 和异质结注入效率 γ 可以分别表示为:

$$J_n = -qD_n \frac{n_{iB}^2 / N_A}{L_n \tanh(W_p / L_n)} \exp\left(\frac{qV - \Delta E_{fn}}{kT}\right), \quad (1.2)$$

$$J_p = qD_p \frac{p_{iE}^2 / N_D}{L_p \tanh(W_n / L_p)} \exp\left(\frac{qV - \Delta E_{fp}}{kT}\right), \quad (1.3)$$

$$\gamma = \frac{J_n}{J_p + J_n} \approx \left[1 + \frac{N_A D_p L_n \tanh(W_p / L_n)}{N_D D_n L_p \tanh(W_n / L_p)} \exp\left(-\frac{\Delta E_v + qV_p}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (1.4)$$

式中, D_n 和 D_p 分别是电子和空穴的扩散系数, L_n 和 L_p 分是电子及空穴的扩散长度, N_D 和 N_A 分是异质界面两侧的掺杂浓度, W_p 、 W_n 分别是异质界面两侧少子的耗尽长度。如果取 ΔE_C 和 ΔE_V 为 0, 上面的公式就变为同质结电流和注入效率的表达式。从式 1.4 可知, 由于异质界面处存在价带不连续, 即使基区的掺杂浓度很高, HBT 器件仍然可以保持很高的注入效率, 而且价带不连续 ΔE_V 越大, 电子注入效率越高。

在电子电流由发射区经过基区向集电区注入的过程中, 电子与空穴发生复合, 形成复合电流。图 1.4 给出 HBT 的电流传输模型。模型中的各电流分量分别为: 基区少子电流 J_{en} 、基区空穴反向注入电流 J_{ep} 、E-B 结空间电荷区的复合电流 J_{SCE} 、基区表面复合电流 J_{SUR} 、异质界面的复合电流 J_{INT} 、准中性基区的

复合电流 J_b 和集电区电流 J_{cn} 。E-B 结空间电荷区的复合电流 J_{SCE} 包括 $J_{SCE,E}$ ($-X_N < x < 0$) 和 $J_{SCE,B}$ ($0 < x < X_P$)。考虑复合电流的影响后, 发射极电流 J_E 、基极电流 J_B 、集电极 J_C 电流分别表示为:

$$J_E = J_{en} + J_{ep} + J_{SCR} + J_{INT} + J_{SUR}, \quad (1.5)$$

$$J_B = J_b + J_{ep} + J_{SCR} + J_{INT} + J_{SUR}, \quad (1.6)$$

$$J_C = J_{cn}. \quad (1.7)$$

由于基区材料表面存在大量的界面态, 当电流流到基区表面时, 发生电子-空穴复合, 并形成复合电流。在 HBT 器件中, 复合电流是影响小电流增益的主要电流分量。

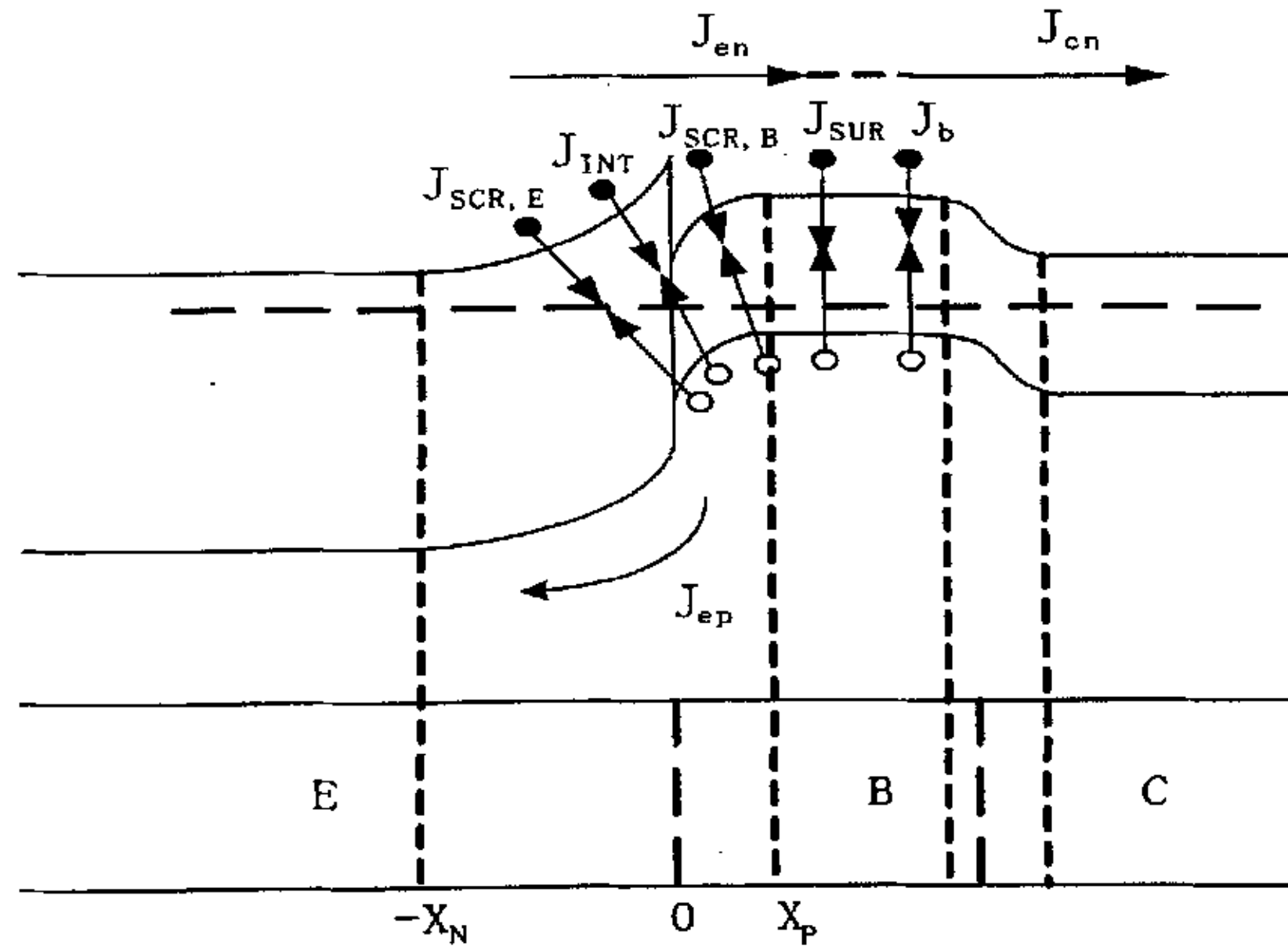


图 1.4 异质结双极晶体管 (HBT) 的电流传输模型

1.2.3 HBT 的基本特性

HBT 的基本特性包括直流特性、频率特性和瞬变特性。其主要性能指标有: 输出特性、偏移电压、击穿电压、开启电压、电流增益和截止频率等。

输出特性 HBT 的输出特性曲线表示 HBT 的输出电流和输出电压之间的关系。一般有共发射极和共基极两种组态, 对共射组态, 即 I_C - V_{CE} 特性; 对共基组

态, 即 I_C - V_{CB} 特性。图 1.5 是单异质结双极晶体管 (SHBT) 和双异质结双极晶体管 (DHBT) 的共发射极输出特性曲线。DHBT 由于集电结导带峰阻挡电子电流由基区向集电区注入, 使 I - V 输出特性变差。而 SHBT 的集电区材料和基区材料相同, 集电结不存在导带峰, 所以 I - V 输出特性较好。

器件的输出特性变差会减少 DHBT 的电压输出范围 (饱和电压与反向击穿电压之间的范围), 并降低最大输出功率。为改善 I - V 输出特性, DHBT 常采用复合集电极结构, 即在集电极加入 N^+ 层^[28-29]。 N^+ 层可以降低集电极的导带峰, 并改善 DHBT 的 I - V 输出特性。但是采用复合集电极时, DHBT 的寄生电阻和电容增大, 频率性能降低。

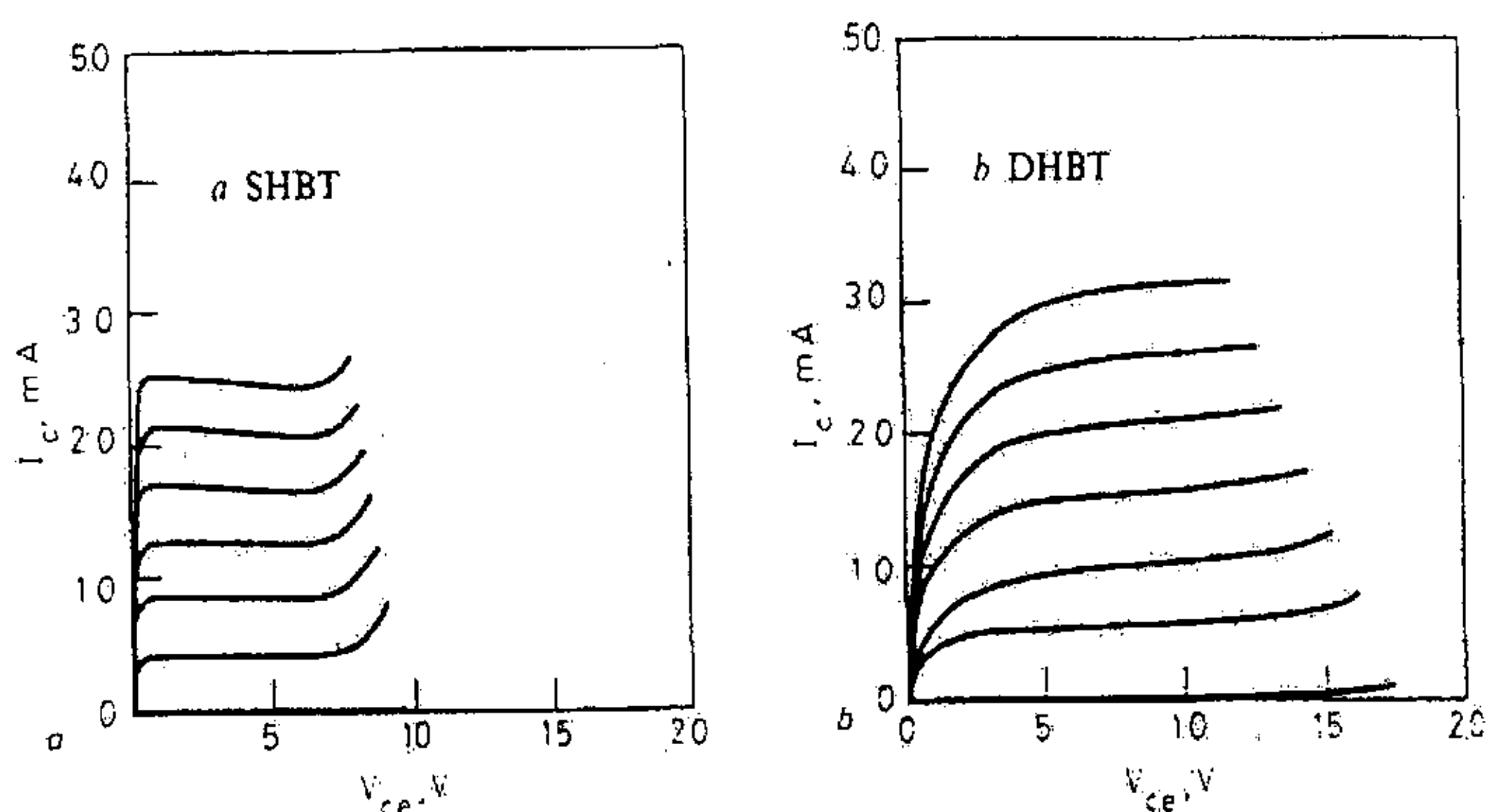


图 1.5 SHBT 和 DHBT 的共发射极输出特性曲线

击穿电压 双极晶体管任意两引出端之间外加反向电压升高到一定数值时, 反向电流急剧增加的现象称作双极晶体管的电击穿。击穿电压的数值大小决定着输入端和输出端工作电压的容许上限。经常被使用的有以下击穿电压: 发射极开路, 集电极-基极击穿电压 BV_{CBO} ; 集电极开路, 发射极-基极击穿电压 BV_{EBO} ; 基极开路, 集电极-发射极击穿电压 BV_{CEO} ; 击穿电压的测量电路和反向电流的测量电路相同, 通常将反向电流上升到额定值的电压规定为击穿电压。

在 HBT 器件中, 对 BV_{CBO} 的要求是比较高的, 因为它直接关系到 BV_{CEO} 的大小。B-C 结的电压击穿通常由雪崩效应引起, 分为“硬击穿”和“软击穿”两种情况。室温时发生“硬击穿”, 在“硬击穿”发生前, B-C 结反向漏电流几乎保持

不变；而一旦击穿发生，B—C 结反向漏电流随反向偏压的提高以指数形式迅速上升。“软击穿”发生在高温时，B—C 结漏电流在发生“软击穿”前就开始增大，并在击穿发生后快速上升，但上升速度要小于发生硬击穿时的速度。

雪崩击穿时的电流可表示为^[30]：

$$J_{av} = k(M-1)J_C(0)。 \quad (1.8)$$

式中， k 是拟和参数， $J_C(0)$ 是未发生击穿时的集电极电流， M 是雪崩倍增因子，与 B—C 结反向偏压和材料结构参数有关。B—C 结反向击穿电压与集电区材料禁带宽度成正比，为提高反向击穿电压，HBT 可以选用宽禁带的材料系统作为器件的集电区。

BV_{EBO} 是集电极开路时，发射极与集电极间的击穿电压。通常也是由发射结的雪崩击穿电压决定，只是在发射结两侧掺杂浓度很高时才可能是齐纳击穿。在 HBT 中，对 BV_{EBO} 的要求较低，一般只要 $BV_{EBO} \geq 4V$ 即可。所以在设计中即使不作特别考虑，也可以达到器件的要求。

在 HBT 中， BV_{CEO} 是器件的重要参数之一，标志着共发射极工作时，集电极—发射极间所能承受的最大反向电压。 BV_{CEO} 与 BV_{CBO} 有一定的关系：

$$BV_{CEO} = \frac{BV_{CBO}}{\sqrt[n]{1 + \beta_0}} \quad (1.9)$$

式中， n 为常数，与 HBT 的材料和结构有关。由上式可以看出，为提高 HBT 的击穿电压 BV_{CEO} 必须提高 BV_{CBO} 。

开启电压 开启电压是指 HBT 集电极电流由零开始增大时发射极和集电极之间的偏压。图 1.6 给出的是双异质晶体管的 (DHBT) 开启电压的示意图。与单异质晶体管 (SHBT) 的直流输出特性曲线不同，DHBT 的输出曲线在开启电压与线性区起点之间还有一段集电极电流缓慢增长的区域 (ΔV_{CE} 与 V_{CEO} 之间的范围)。如果开启电压增大，要使器件处于工作状态，必须加同样高的偏置，这必然会带来耗散功率增大的问题；同时开启电压增大也会增加数字电路的饱和功耗，减小 HBT 的输出电压摆幅，并降低噪声容限。而且开启电压会减小 HBT 的功率附加效率 (PAE)^[31-32]，并且增大电路的工作电压和功耗。单异质结 HBT 和 DHBT 的偏移电压分别表示为^[33-34]：

$$\Delta V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \frac{A_C}{A_E} + \frac{kT}{q} \ln \frac{1}{\gamma_{bc}} + I_B r_E + \frac{kT}{q} \ln \frac{D_n f}{W v_e} + \Delta E_C, \quad (1.10)$$

$$\Delta V_{CE} = \frac{kT}{q} \ln \frac{A_C}{A_E} + I_B r_E + \frac{kT}{q} \ln \frac{D_n f}{W v_e} + \Delta E_C. \quad (1.11)$$

式中, A_C 和 A_E 分别是器件的集电极与发射极面积, ΔE_C 是发射结有效导带峰的高度。

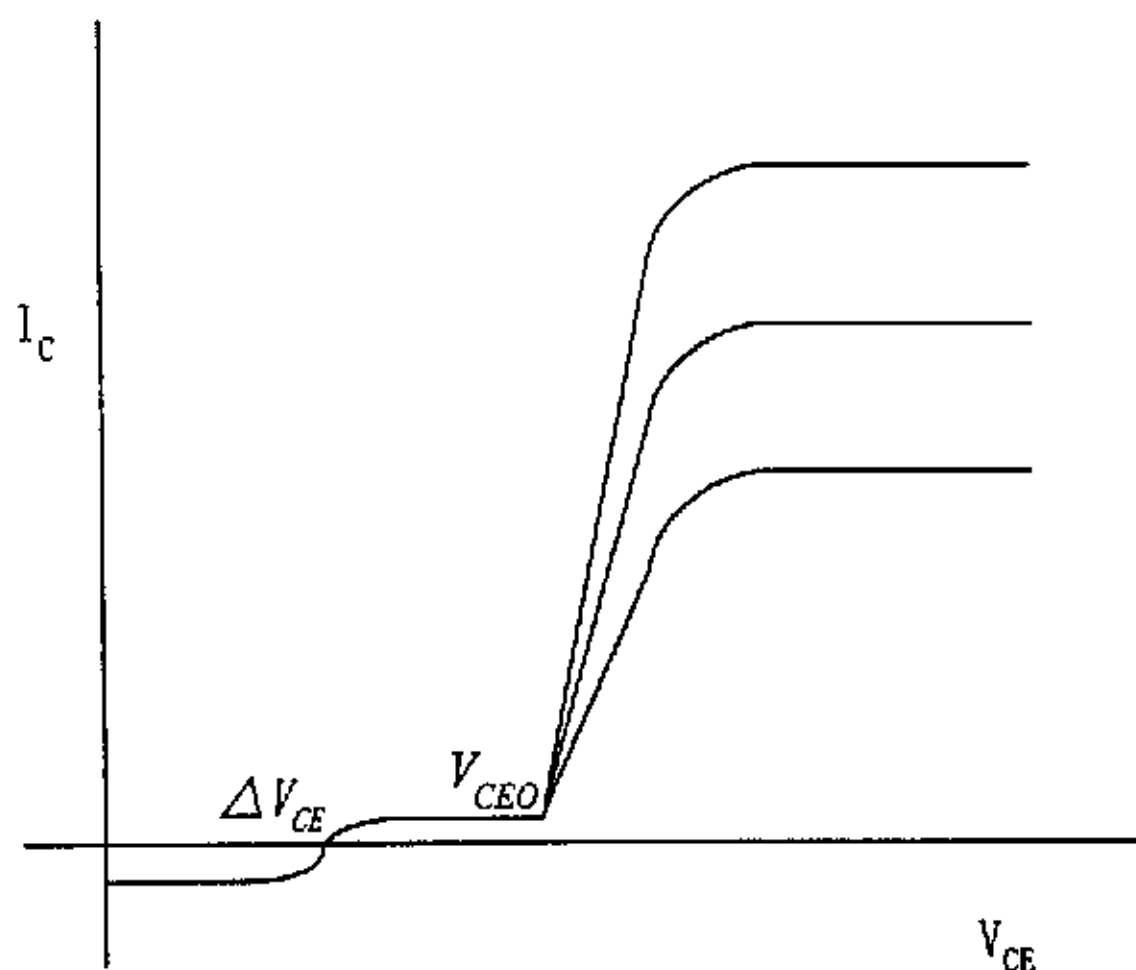


图 1.6 双异质结双极晶体管开启电压的示意图

由上面的公式可知, 发射极有效导带峰的高度越小, 偏移电压值越低。通过合适的发射极结构, 如, 缓变发射极结构、HEBT 结构和非掺杂层结构等, 可以降低或完全消除发射极的导带峰。降低开启电压的另一个方法是减小集电极面积 A_C 与发射极面积 A_E 的比值, 当面积比值为 1 时, 开启电压降至最低。但是由 HBT 的器件结构决定, A_C 与 A_E 不可能做到完全相等, 所以面积不相等对开启电压的影响不可能被完全消除。

电流增益 电流增益又称为电流放大系数, 是双极晶体管最重要的参数之一。电流增益越大, 电路中不必要的功耗就越小。HBT 的电流增益表示为:

$$Gain = \frac{J_C}{J_B} = \frac{J_C}{J_b + J_{SCR} + J_{pe}} \quad (1.12)$$

基极电流 J_B 由空间电荷区的复合电流与基区体复合电流构成。基极电流的各电流分量越小, 电流增益越高。通过选取合适的材料结构参数, 可以有效减小复合

电流并提高电流增益。对于理想的突变异质结, 电流增益与价带的不连续量 ΔE_v 呈指数变化关系。在设计突变异质结双极晶体管时, 要获得高增益, 发射区与基区的材料组合要有尽可能大的 ΔE_v 。AlGaInP 在与 GaAs 晶格匹配的 III—V 族化合物中, 具有最大的价带不连续量 ΔE_v ($0.27 \sim 0.63 \text{ eV}$)^[35-37]。另外, 宽禁带的 GaN/SiC、AlGaIn/GaN HBT 也属于这一类器件^[38-41]。

截止频率 在器件的频率特性中, 截止频率 f_T 是指 HBT 在共发射偏置时使电流增益为 1 时的频率。除了截止频率 f_T , 最高振荡频率也经常被用到。最高振荡频率 $f_{\max}$ 是指 HBT 的功率增益为 1 时的频率。截止频率 f_T 与 HBT 的掺杂浓度、寄生电阻和寄生电容有关, 它们之间的关系可以表示为:

$$f_T = \left\{ 2\pi \left[R_e (C_{eb} + C_{bc}) + W_b^2 / (2.43 D_{bn}) + (R_c + r_e) C_{bc} + x_m / (2V_{cs}) \right] \right\}^{-1}, \quad (1.13)$$

$$f_{\max} = 1/2 \left(\frac{f_T}{R_b C_c} \right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

式中, r_e 是发射极接触电阻, R_e 、 R_c 和 R_b 分别是发射极、集电极和基极的串联电阻与接触电阻之和, C_{eb} 是发射结的结电容, C_{bc} 是集电结的结电容, W_b 是基区的宽度, D_{bn} 是基区的电子扩散系数, x_m 是 B—C 结耗尽层的厚度, V_{cs} 是集电极的电子饱和速度。由上述的公式可知, 为提高 HBT 的截止频率, 应当尽量减少各电极和各异质结的寄生电阻、电容^[42-44]。

对于微波 HBT 器件来说, 基区层的参数对频率特性起着关键作用, 因为它强烈地影响着截止频率 f_T 和最高振荡频率 $f_{\max}$ 。HBT 器件的 f_T 和少子在基区地渡越时间有关, 即

$$\tau_B = W_B^2 / 2D_B \quad (1.15)$$

式中扩散系数

$$D_B = \mu_e kT / q \quad (1.16)$$

不难看出, 减小 τ_B , 可提高 f_T 。当器件发射区—基区外表面被钝化时 (降低表面复合), 影响基区电流地主要是发射结空间电荷区地复合电流和基区体复合电流。因此减少基区宽度, 从而减少基区渡越时间 τ_B , 可以提高器件的频率特性。

1.3 不同材料系统的 HBT

作为超高速半导体器件，HBT 的性能主要由材料系统的电子迁移率、禁带宽度和导带不连续等特性决定。材料系统不同，HBT 的性能有很大差别。例如，InGaAs/InP HBT 具有高频和低噪声的优点，AlGaInP/GaAs HBT 具有高温性能稳定的优点等。常用的 HBT 材料系统有 Si/GeSi、AlGaAs/GaAs、GaInP/GaAs、AlGaInP/GaAs 和 InGaAs/InP 等。

1.3.1 SiGe HBT

长期以来，人们一直在想制作成一种器件，既能利用异质结地优点，又可以与标准的硅双极技术兼容。后来发现，Ge 的引入能使硅的禁带宽度变窄，于是可以用 SiGe 合金来构成双异质结双极晶体管的基区。SiGe 合金的晶格常数与硅的晶格常数不同，但如果 SiGe 外延层的厚度小于临界厚度，它与硅衬底的晶格失配可通过弹性形变来化解，而且没有失配位错形成（赝晶生长）^[45]。由于晶格常数的失配，SiGe 赝晶层存在应变。硅能带结构的特点使得这个应变对晶体管的性能大有裨益。硅和锗含量适中的 SiGe 在无应变时导带的最小值对应 k 空间 {100} 方向的六重简并能谷。当有应变时，能谷的简并就会解除。在 (100) 衬底上生长的 SiGe，其垂直于异质结方向的 4 个能谷的能量会降低，而其余两个能谷的能量要升高。于是，总的禁带宽度变窄量比等锗含量的无应变 SiGe 材料的禁带变窄量要大。同时，电子优先填充的能谷在输运方向的电子有效质量特别低。事实上，对于垂直于异质结方向的输运，电子有效质量与横向有效质量 ($0.19m_0$) 相近，这比无应变的情况减少了 60%。类似地，SiGe 价带顶的简并也会解除，在锗含量一定时，这也会使禁带能量的移动增加。对于在异质结平面内的输运，能量占先的价带对应于轻有效质量的空穴，于是基区电阻降低。各向异性的应变导致的有效质量的改变足以补偿由于合金散射引起的迁移率降低带来的影响。另外，SiGe 和 Si 的禁带差主要表现在价带的跃迁，因此不存在导带不连续引起的电子流受阻的问题，这为 n-p-n HBT 带来了很大的好处。

大多数情况下，SiGe HBT 能够与标准的硅双极（以及 BiCMOS）工艺兼容，这样就可以利用很多已经成熟的技术。器件设计注重充分利用 SiGe 的优点，即通过基区禁带缓变来减小基区渡越时间。

如果不要和标准的硅工艺兼容,那么基区锗含量可以大大增加^[46-47],基区掺杂浓度也可以大幅度增加,达到 $10^{19} \sim 10^{20}/\text{cm}^3$ 量级。这种晶体管通过一次外延生长基区和发射区(因为温度要求很低,不能淀积或掺杂多晶硅),通过低能 Ga 注入或采用选择腐蚀的方法与薄基区接触。

由文献可知,基区禁带宽度的变窄使 I_C-V_{BE} 关系朝着降低开启电压的方向变化^[48-49]。当基区 SiGe 中 Ge 的摩尔数为 0.215 时,基区电流随基区宽度 w 不同而变化。当 w 小于 300nm 时,理想因子接近 1,基极电流随 w 变化基本不变,这是由于发射区注入效率限制电流增益所希望的结果。当 w 大于 300nm 时,理想因子和基极电流的增加可看作是失配位错形成引起的^[46-49]。与硅同质结晶体管相比, SiGe HBT 有许多优点,其中包括:

- 1、截止频率高。GeSi/Si HBT 通过采用基区 Ge 含量缓变结构,可以在基区引入很强的自建场,并大幅降低基区电子的渡越时间,进一步提高截止频率。GeSi/Si HBT 的截止频率可以达到 115Hz [10]。
- 2、基区掺杂浓度高。对于给定的电流增益, HBT 的基区掺杂浓度较高,高的基区掺杂浓度可以减小基区电阻,降低 Johnson 噪声,减小电流的集边效应。
- 3、Early 电压高。GeSi/Si HBT 的品质因数(电流增益与 Early 电压的比值)是 Si 晶体管的 20—100 倍。
- 4、基区穿通电压较高。

SiGe HBT 的高速性能是很突出的。由于锗含量在基区缓变所引入的自建电场很强,故可以采用这一方法使电子在基区的渡越时间大幅度下降^[47]。从图 1.7 可以看出,在同样的工艺条件下, SiGe HBT 的 f_T 比标准双极晶体管的 f_T 高许多。通过优化自建电场以及减小其它延迟因子,已经获得了高达 115GHz 的 f_T 。

当基区锗含量很高时,可以使基区厚度减小很多,从而大大提高 f_T ;或者使基区的薄层电导增加很多,从而大大提高 f_{max} 。对增益曲线进行外推,得到的 f_{max} 可高达 150GHz。

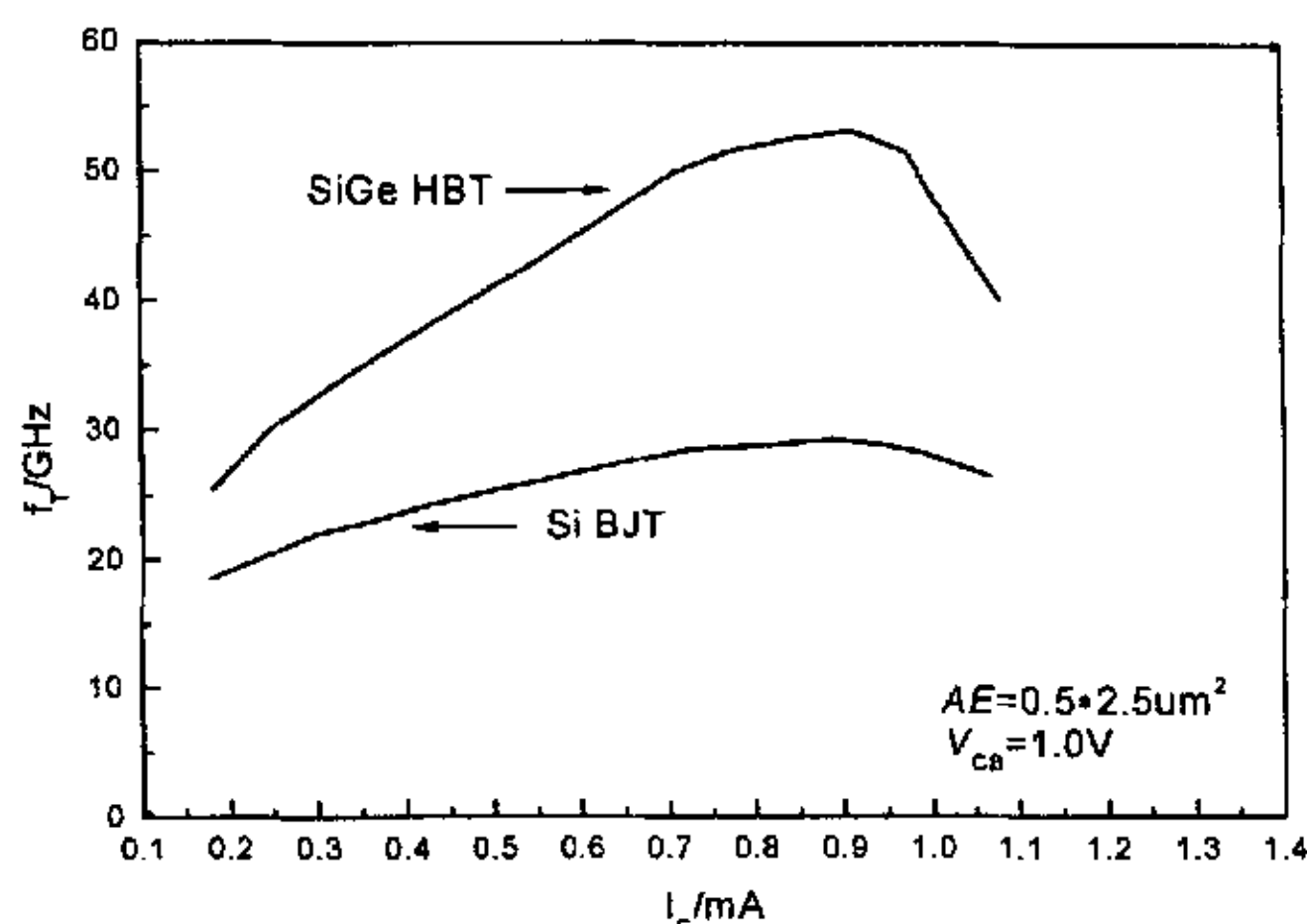


图 1.7 SiGe HBT 和同样工艺制备的 Si BJT 的截止频率与电流关系^[47]

1.3.2 AlGaAs/GaAs HBT

在 III—V 族化合物基 HBT 中, 最早被研究的是 AlGaAs/GaAs HBT 器件。

Al_xGa_{1-x}As/GaAs 材料系统在 HBT 的制备中有许多优点^[50-54], 其中包括:

- 1、AlGaAs/GaAs 材料系统的晶格匹配非常好, 在室温下, AlAs 与 GaAs 的晶格失配常数在 0.14% 量级。而且, 由于热膨胀系数的差别很小, 在典型的晶体生长温度下, 晶格常数的失配甚至更小。当 Al 组分任意变化时, AlGaAs 与 GaAs 可以一直保持晶格匹配。这就使得外延生长中成分控制上得限制大为减小。
- 2、GaAs 电子具有速度过冲效应。在强电场 ($>3\text{kV/cm}$) 下, GaAs 中的电子在稳态条件下具有负的微分迁移率, 其速度会下降至饱和值 $0.8 \times 10^7 \sim 1.0 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 。当电子进入强场区时, 短时间内, 它们的速度会大大超过这个极限值。这个现象就是速度过冲效应, 它对于减小载流子渡越集电结耗尽区的渡越时间是非常重要的。
- 3、GaAs 的禁带宽度大, 室温下, 本征载流子浓度低, 约为 $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, 本征材料的电阻率约为 $5 \times 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$, 是很好半绝缘体。由于衬底中很容易产生深能级, 而深能级可以将费米能级钉扎在禁带中央附近, 故此, 衬底的电阻率很容易接近这个极限值。衬底的半绝缘特性使器件和互连之间的绝缘变得简单易行。
- 4、禁带差异可以很大。合金系统的禁带宽度有下式给出:

$$\begin{aligned} E_g &= 1.424 + 1.247x (x < 0.45) \\ E_g &= 1.424 + 1.247 + 1.147(x - 0.45)^2 (x > 0.45) \end{aligned} \quad (1.17)$$

在临界组分 $x=0.45$ 以下，禁带是直接禁带；临界值以上，导带最小值在布里渊区中的 X 点，而价带最大值仍在 Γ 点。

但是 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 材料系统也有不利的方面^[55-57]：

- 1、 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 材料的带隙差大，而且当 $x>0.45$ 时，禁带差主要是导带不连续，约占 62%，因此发射极的导带势垒很大，HBT 的开启电压较高。利用 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 材料晶格匹配好的特性，采用缓变发射极结构可以削弱发射极的导带尖峰，并减小开启电压。
- 2、 AlGaAs 中的 Al 组分容易发生氧化，并影响 HBT 的稳定性和寿命。
- 3、 AlGaAs 与 GaAs 的材料选择腐蚀性差，器件制作工艺难度较大。

1.3.3 GaInP/GaAs HBT

90 年代后， GaInP/GaAs HBT 被广泛研究，并且逐渐替代 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 成为制作 HBT 的主要材料。 GaInP/GaAs HBT 与 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HBT 相比具有许多优点：

- 1、 GaInP/GaAs 异质结的导带间隙 ΔE_C 约为 0.192eV，价带间隙 ΔE_V 约为 0.26eV，与 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 材料相比， GaInP/GaAs 的 ΔE_V 更大（ $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 导带间隙 ΔE_C 约为 0.192eV，价带间隙 ΔE_V 约为 0.138eV），因此 GaInP/GaAs HBT 电子注入效率更高^[58-59]。
- 2、 GaInP 与 GaAs 之间的材料选择腐蚀性好^[60]。器件制作工艺容易控制，重复性好。
- 3、 GaInP 材料没有 DX 复合中心，不存在 AlGaAs 材料中 Al 组分氧化的问题，因此 GaInP/GaAs HBT 的稳定性好，寿命长。
- 4、 GaInP/GaAs 的界面复合速率约为 1.5cm/s，小于 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 的界面复合速率（约为 210cm/s），因此 HBT 的 1/f 噪声小^[61]。

$\text{Ga}_{0.49}\text{In}_{0.51}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 典型的电流增益超过 100。小电流时直流增益比 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ HBT 的大，即使在 $I_C=10\text{nA}$ 时，电流增益仍为 10。 $\text{Ga}_{0.49}\text{In}_{0.51}\text{P}/\text{GaAs}$

HBT 的发射结开启电压 V_{on} 的典型值为 1.07V，与 AlGaAs/GaAs HBT 的开启电压相近，它的残余电压 V_{offset} 为 0.13V 左右，膝点电压 V_K 的值主要由 V_{offset} 及发射区和集电区电阻及电流密度所决定，一般小于 1V。

在对 $Ga_{0.49}In_{0.51}P/GaAs$ HBT 的研究过程中，人们尝试用各种新结构去提高其频率特性，用组分渐变的 $In_xGa_{1-x}As$ 基区可以减少基区渡越时间，提高频率特性。采用 $Al_xGa_{1-x}As/In_{0.49}Ga_{0.51}P$ 复合发射区可以减少发射结的电容，使截止频率由 $In_{0.49}Ga_{0.51}P$ 为发射区时的 45GHz，提高到 62GHz。减少基区和集电区的厚度也是提高器件频率特性的一种非常有效的方法。当 $Ga_{0.49}In_{0.51}P/GaAs$ HBT 的基区降到 30nm，集电区降到 200nm 时，发射极面积为 $0.5\mu m \times 4.5\mu m$ 的器件；在集电区电流为 3.5mA 的条件下，截止频率 f_T 最大值可达 156GHz，最大振荡频率 f_{max} 的最高值为 256GHz^[63]。

1.3.4 AlGaInP/GaAs HBT

由 Harrison 关于异质结处能带排列的理论预测^[64]， $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ 异质结的价带不连续性要大于 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 异质结。对于晶格匹配的 $Ga_{0.52}In_{0.48}P/GaAs$ ，价带不连续性达到 0.26eV。如果 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 异质结要达到同样的注入效率，Al 组分必须达到 0.6 左右。然而 $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ 是间接禁带材料，而且异质结界面处会形成高的导带尖峰，这些都是制作器件时应避免的不利因素。 $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ 异质结可以避免上述不利因素。

Kroemer 预测^[65]， $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ 是具有很大的发展潜力的 HBT 材料系统。自从 1985 年首次研制成 $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ HBT 以后^[66]，该材料系的 HBT 迅速发展。目前， $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ HBT 已经实现了电流理想因子接近于 1 的电学特性^[67]；开启电压小于同类型的 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ HBT；以及可在室温至 623K 的范围内保持较稳定的电流增益。

$AlGaInP/GaAs$ HBT 与 $AlGaAs/GaAs$ HBT 相比，具有以下优势：

首先， $AlGaInP/GaAs$ 异质结构中，价带不连续 ΔE_V 很大， ΔE_g 绝大部分位于价带上。而在 $AlGaAs/GaAs$ 异质结中， $\Delta E_C/\Delta E_g$ 约等于 0.62。 $AlGaInP/GaAs$ HBT 中，大的价带不连续可以有效抑制基区空穴反向注入，因此理论上在高温

条件下 AlGaInP/GaAs HBT 仍然可以保持稳定的电流增益。AlGaInP/GaAs HBT 可以在一定的温度范围内保持较稳定的电流增益。此外, 小的导带差 ΔE_c 可以降低 V_{CE} 的开启电压, 从而在大信号功率放大时可得到更大的工作电压幅度。

其次, AlGaInP 与 GaAs 的材料选择腐蚀性好。这样制作器件时在腐蚀基区台面和集电区台面时能精确的控制, 而 AlGaAs/GaAs 系统则很难找到选择性强的腐蚀剂。所以, AlGaInP/GaAs HBT 制作工艺的可重复性要远胜于 AlGaAs/GaAs HBT, 对于制作频率特性较高的薄基区器件, 这一点尤为重要。

此外, AlGaInP 的禁带宽度和晶格常数可以被分别控制, 禁带宽度决定于 AlP 的摩尔分量, 晶格常数决定于 InP 的摩尔分量。随着 AlP 摩尔分量的增大, AlGaInP/GaAs 材料的禁带宽度可以从 1.9eV 增大到 2.32eV^[68]。因此 AlGaInP/GaAs HBT 可以获得很高的反向击穿电压和输出功率^[69]。

AlGaInP/GaAs HBT 中, 当基区掺杂元素为碳元素时, AlGaInP/GaAs 异质结有助于抑制冶金结和 p-n 结异位的现象。碳在基区作为 GaAs 的 p 型掺杂原子, 具有较高的电学和热稳定性; 试验证明, 碳很难进入 AlGaInP 中成为 p 型掺杂剂, 从而避免了冶金结和 p-n 结异位所造成的器件性能退化。这一特性对于高温、高功率下基区重掺杂 HBT 器件尤为重要。

1.3.5 InGaAs/InP HBT

与 InP 衬底晶格匹配的 III-V 族半导体材料包括禁带宽度为 0.75eV 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和禁带宽度为 1.5eV 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 。采用 InGaAs 作为基区, 用禁带宽度为 1.34eV 的 InP 作宽禁带发射区可以制作出频率特性较好的 HBT, 与 GaAs 基 HBT 相比, InGaAs/InP HBT 具有许多优点^[70-72]:

- 1、InGaAs 中的电子迁移率很高, 就纯净材料而言, 它比 GaAs 电子迁移率高 1.6 倍, 比 Si 材料高 9 倍。而且在 InGaAs 和 InP 中, 瞬时的速度过冲也比在 GaAs 中要大。与 GaAs 相比, 这些材料中导带最小点 Γ 和卫星能谷的距离要高许多。因此 InGaAs/InP HBT 具有更高的截止频率。InGaAs/InP HBT 截至频率 f_T 可以达到 200GHz 以上^[62]。
- 2、InGaAs/InP 异质结界面的缺陷密度小, 界面质量好, 所以由界面复合引起的 $1/f$ 噪声也比较小。

3、InGaAs 的表面复合速率很低, 约为 10^3cm/s , 远小于 GaAs 的表面复合速率(约 10^6cm/s ^[73]), 于是, 由发射区周边复合引起的基极电流较小, 器件尺寸缩小较容易。

4、InGaAs/InP HBT 的 InP 衬底导热率高, 约为 $0.7 \text{W}\cdot\text{cm/K}$ ^[74], 大于 GaAs 的导热率 (约为 $0.46 \text{W}\cdot\text{cm/K}$)。所以 InGaAs/InP HBT 的散热性能好, 有利于实现连续、稳定的工作。

5、InGaAs/InP 可以与各种激光器、发光二极管及探测 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.5\mu\text{m}$ 辐射的 p-i-n 二极管等光电探测器兼容, 可以实现单片集成的光电电路。

InGaAs/InP HBT 一般情况下, I-V 特性中失调电压较高, 击穿电压相对较低, 这是由于 InGaAs 禁带宽度较小造成的。可以通过采用宽禁带集电区 (比如 DHBT) 和渐变结得以改善。

InGaAs/InP HBT 的频率特性比较突出^[73-74], 其 f_T 可以达到 200GHz 以上, 相应的 τ_{ec} 值为 0.8ps。在器件中影响 τ_{ec} 的各因素都被最大限度地减小。由于异质结处没有空穴贮存, 并且器件工作在高电流密度下 ($2 \times 10^5 \text{A/cm}^2$), 所以发射结充电时间减小。因为电子以很高的过冲速度通过集电区空间电荷区而且距离在过冲区范围之内, 因此集电区空间电荷区的渡越时间很小。为了维持这个条件, 应使用窄耗尽区, 而且 V_{CB} 偏压范围应限制在 0.6V 之内, 以对应于 Γ 点到 L 谷的能量差。超高速和尺寸可缩小等特点将使这些器件在未来的数字和微波电路中成为有力的竞争者。

表 1.2 列出了常用 HBT 材料系统的能带参数和器件的截止频率^[79-87]。比较各种材料可以看出, InGaAs/InP HBT 具有最好的频率性能, InGaAs/InP HBT 的截止频率 f_T 可以达到 200GHz。但 InGaAs 的禁带宽度很窄, 只有 0.75eV, 用作集电极时, 反向击串电压很低, 在典型的掺杂条件下, InGaAs/InP 单异质结 HBT 的反向击穿电压只有 3.2V。因此 InGaAs/InP HBT 多采用双异质结结构以提高反向击穿电压和输出功率。另外, 由于 InGaAs 的禁带宽度很窄, 所以该器件在高温、高功率方面的应用受到限制, 在此方面, AlGaInP/GaAs HBT 有着无可比拟的优势^[88-89]。

表 1.2 常用 HBT 材料系统的能带参数和 HBT 的截止频率

HBT 材料系统	$E_G(\text{eV})$	$E_G(\text{eV})$	$\Delta E_C(\text{eV})$	$\Delta E_V(\text{eV})$	$f_T(\text{GHz})$
Si/GeSi	1.1	1.0	—	—	130
AlGaAs/GaAs	1.80	1.43	0.37	0.21	160
InGaP/GaAs	1.91	1.43	0.19	0.3	120
AlGaInP/GaAs	1.9–2.32	1.43	—	0.3–0.62	—
InP /InGaAs	1.35	0.75	0.20	0.39	200

1.4 HBT 在高温/高功率中的应用

随着半导体器件尺寸的缩小和芯片集成度的进一步提高,电子器件和芯片的使用条件和环境也越来越苛刻。很多环境下,要求器件的工作性能受工作状态和环境的影响越小越好。其中,各种芯片中晶体管面临的最大挑战就是高温、高功率应用。一般情况下,晶体管的电流增益随着器件温度的变化而变化;在高功率工作状态下,器件经常发生过量的自加热效应,导致芯片内部温度上升,产生性能退化甚至失效。所以设计和制作出工作性能对温度不敏感的高温晶体管将大大拓宽器件和芯片的应用范围。

在异质结双极晶体管中,各种复合电流的影响是不可忽略的。在发射结和基区的各项复合电流组成了 HBT 的基极电流,它于 HBT 集电极电流的比值决定了 HBT 的电流增益;而各项复合电流的大小又取决于与温度有关的载流子寿命。因此温度对于晶体管电流增益的稳定性有着重要的影响。

为了改善器件的性能,通过适当的设计和改进行,多数复合电流都是可以降低的。比如可以通过采用表面复合速度低的材料或表面钝化的方法,使表面复合电流降低到次要地位。另外,分子束外延(MBE)和金属有机化学汽相淀积(MOCVD)等现代外延生长技术已经可以生长出高质量的异质结界面,使界面复合速率大大降低。设计中,在发射结采用具有大 ΔE_V 的异质结构,可以极大地减少从基区向发射区的反向少子注入电流。如果采用宽禁带发射区,空间电荷区复合电流也可以减少。所以,通过恰当的设计能够使得在 HBT 基极电流中,基区体复合电流占主导地位。而基区体复合电流与集电极电流之比受器件温度得影响较小。

W.Liu 等人根据上述理论, 对 GaInP/GaAs HBT 和 AlGaAs/GaAs HBT 进行了电流增益与温度关系得试验研究^[75]。结果表明, 在从 25℃~300℃ 的温度范围内, GaInP/GaAs HBT 在集电极电流密度大于 0.1A/cm² 时, 电流增益几乎与衬底温度无关; 而 AlGaAs/GaAs HBT 的电流增益随着温度上升而单调下降; 测量的结果分别见图 1.8 和图 1.9。

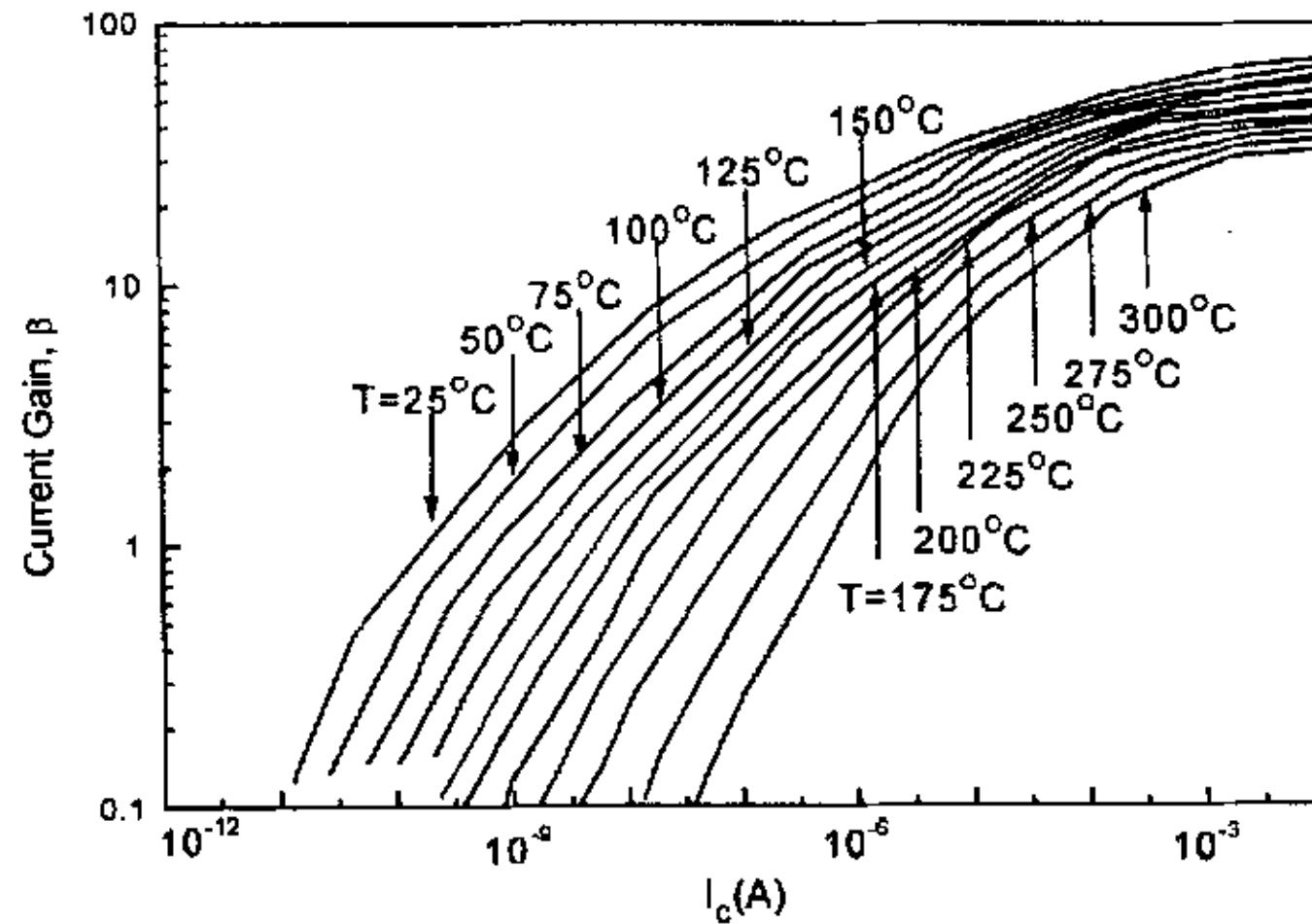


图 1.8 AlGaAs/GaAs HBT 在不同衬底温度下测得的电流增益变化

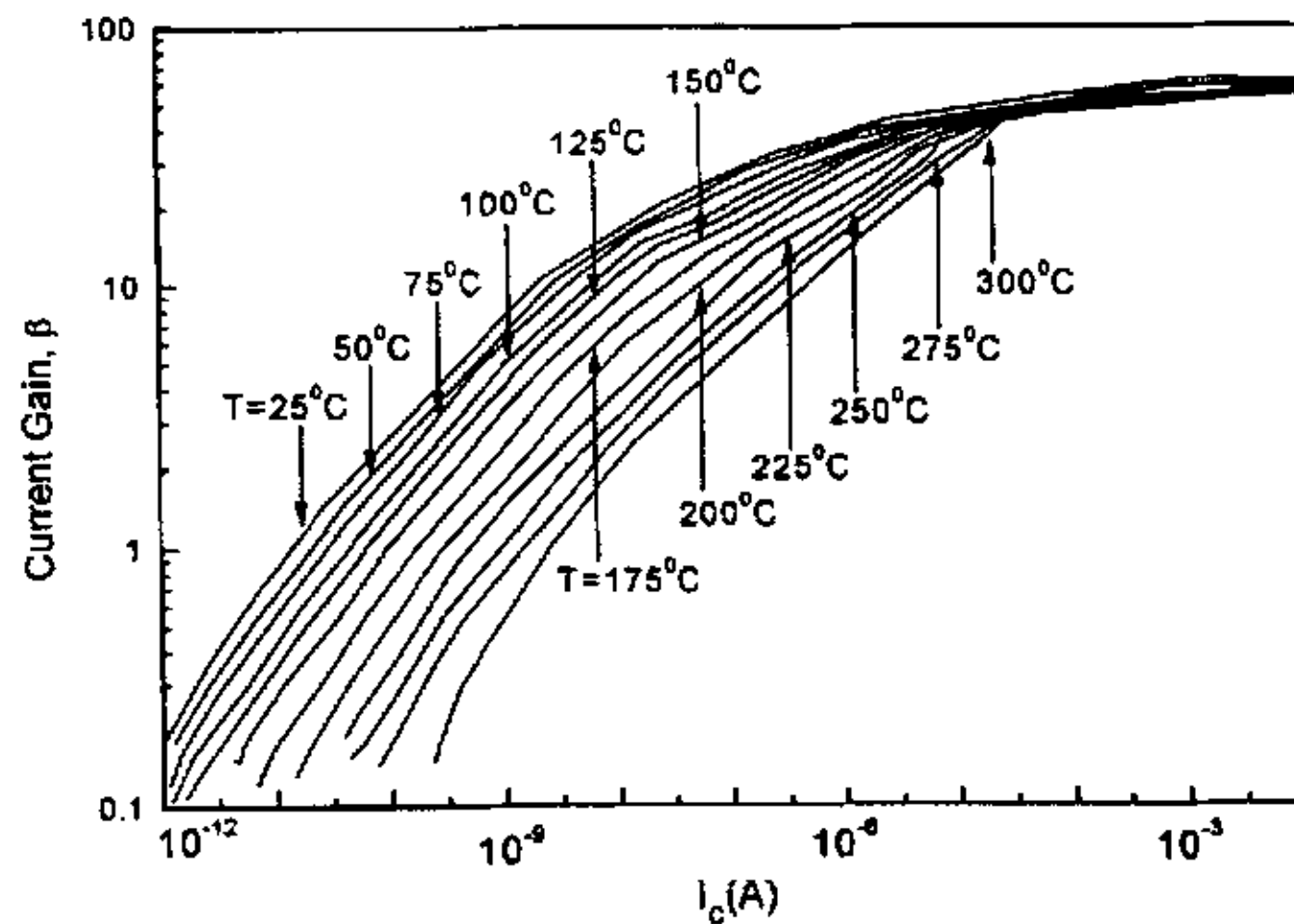


图 1.9 GaInP/GaAs HBT 在不同衬底温度下测得的电流增益变化

对于这两种 HBT 在温度特性方面存在的差异, W.Liu 等人认为是由于两种发射结(BE)异质结的价带差 ΔE_v 不同所造成的。当温度升高时, AlGaAs/GaAs HBT 中的空穴反向注入电流增大, 导致电流增益下降; 而在 ΔE_v 较大的 GaInP/GaAs HBT 中, 空穴反向注入电流始终处于可忽略不计的地位, 所以电流

增益随温度的变化较小。

根据 W.Liu 等人的实验结果和理论, AlGaInP/GaAs HBT 在发射结处具有更大的导带差 ΔE_v , 由此可以预测, AlGaInP/GaAs HBT 可以在更高的温度下保持电流增益的稳定。因此, 我们在吴杰等人^[76-78]研究的基础上从能带设计以及器件的欧姆接触可靠性方面进行了理论和试验研究工作。结果表明, 宽禁带发射区和发射结大的导带差 ΔE_v 有助于改善 HBT 的温度性能; 同时 HBT 金属电极的高温稳定性也使 HBT 器件的高温性能有所提高。

1.5 论文的研究目的及内容

随着集成电路的快速发展, 各种芯片中晶体管面临的最大挑战就是高温、高功率应用。砷化镓基 HBT 由于其禁带宽度大, 与 Si 基 HBT 器件相比具有较好的高温性能。例如 AlGaInP/GaAs HBT 其异质结的禁带宽度差可达 0.9 eV, 理论上具有很宽的应用温度范围。在国内, 本室夏冠群研究员、孙晓伟研究员、程知群博士、吴杰博士、顾伟东等最早对四元系 AlGaInP/GaAs HBT 进行了研究, 并取得了较大进展; 但是 AlGaInP/GaAs HBT 器件由于欧姆接触稳定性原因还远未达到其理论使用温度极限。本文在本研究室已取得的研究成果的基础上以提高 GaAs 基 HBT 器件欧姆接触稳定性入手, 重点进行了以下几方面的研究工作:

研究了 HBT 器件的欧姆接触的稳定性。采用 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液钝化处理和快速合金化方法, 得到难熔金属 Mo/W/Ti/Au 和衬底间的比接触电阻为 $10^{-6} \Omega\text{cm}^2$, 并分析了欧姆接触的形成机理和 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 溶液钝化效应的机理。

借鉴本研究室吴杰等已取得研究结果, 在未对载流子在空间电荷区的复合机制进行过多简化的基础上, 建立了一个高温 HBT 电流输运模型。同时, 将温度分布方程和电流方程组解耦合的方法, 建立了 HBT 热分布模型。

设计并制备了几种不同集电结结构的 AlGaInP/GaAs HBT。根据测试结果, 具有非掺杂 GaAs 层的复合集电结的 AlGaInP/GaAs HBT 能有效克服电子阻挡效应, 具有较好的直流特性。

采用难熔金属 Mo/W/Ti/Au 作为欧姆接触电极首次成功制作出具有良好高温特性的 AlGaInP/GaAs HBT, 该 HBT 器件克服了高温下由于欧姆接触退化而引起的失效, 可以稳定工作的 673K, 拓宽了器件的应用范围。

参考文献

- [1] Micheal Shur, *GaAs DEVICES AND CIRCUIT*, New York, Plenum Press, 1987: 15
- [2] S.J.Harrold, *An Introduction to GaAs IC Design*, Prentice Hall International Ltd(UK), 1993: 1
- [3] Omar Wing, *Gallium Arsenide Digital Circuits*, Kluwer Academic Publishers, 1990: 3
- [4] W.Shockley, U.S.Patent 2 569 347, 1951
- [5] H.Kroemer, "Theory of a Wide Gap Emitter for Transistors", Proc. IRE, 1957(45): 1535-1537
- [6] W.P.Dumke, J.M.Woodall and V.L.Rideout, "GaAs-AlGaAs Heterojunction Transistor for High Frenquency Operation", Solid-state Electron., 1972(15): 1339-1343
- [7] J.Sitch, "HBTs in telecommunications", Solid-state Electron. 41(10) 1997: 1397-1405
- [8] S.Chandrasekrar, "Optoelectronic system integration using InP-based HBTs for lightwave communications", Solid-State Electron. 41(10) 1997: 1413-1417
- [9] H.K.Yow, P. A.Houston, C.M.Sidney, "High-temperature DC characteristics of AlGaInP/GaAs HBT's grown by MOVPE". IEEE Trans. Electron Devices, 1996, 43: 2
- [10] 顾伟东, 夏冠群, 冯先根等. P. A. Houston, "AlGaInP/GaAs HBT 发射结空间电荷区复合电流的研究". 半导体学报, 1997, 18(10), 748
- [11] V.Roberts and D.W.E.Allsopp, "Non-ideal current-voltage characteriststics in MBE-grown SiGe/Si Heterojunction Bipolar transistors", Semicond. Sci. Technol. 1996 (11): 1346-1353
- [12] John D.Cressler et al, "On the profile design and optimization of epitaxial Si- and SiGe-base bipolar technology for 77K application-part I: Transistor DC design considerations", IEEE Trans. Electron Devices, 1993, 40(3): 455-467
- [13] Alvin J.Joseph, et al., "Operation of SiGe heterojunction bipolar transistors in

- the liquid-helium temperature*", IEEE Electron Device Letters, 1995, 16(6): 268-270
- [14] H.Sugahara, J.Nagano, T.Nitto, K.Ogawa, et al, "*Improved reliability of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with a strain-relaxed base*", IEEE GaAs IC Symp. Tech. Dig., San Jose (USA), 1989: 115-118
- [16] P.Launay, R.Driad, F.Alexandre, P.Legay, A.M.Duchenois, "*A planar self-aligned GaAlAs/GaAs HBT Technology achieved by CBE selective base and collector contacts regrowth*", compound Semiconductors, Proceedings of 21th international Symposium. IOP Publishing, Bristol, UK, 1995: 619-624
- [17] Watanabe N, Nittono T, Ito H. "*Precise control of lattice strain in carbon-doped GaAs by indium co-doping for reliable GaAlAs/GaAs Heterojunction bipolar transistors*". J. Cryst. Growth., 1994, 145: 929-34
- [18] W.E.Hafizi, C.R.Crowell and M.E.Grupen, "*The Characteristics of GaAs/AlGaAs Heterojunction Bipolar Transistors with Application to Device Modeling*", IEEE Trans. on Electron Devices, 1990, 37(10): 2127-2129
- [19] M.A.di Forte-Poisson, S.L.Delage, S.Cassete, "*GaAs-based materials for heterojunction bipolar transistors reliability results and MMIC applications*", Materials Science in Semiconductor Processing, 2001, (4): 503-511
- [20] Delage S.L, di Forte-poisson M.A, Blanck H, Brylinski C, Chartier E, Collot P, "*First microwave characterization of LP-MOCVD grown InGaP/GaAs self-aligned HBT*". Electron Lett 1991, (27): 253-256
- [21] Low T.S, Hutchinson C.P, Canfield P.C, Shirley T.S, Yeats R.E, Chang J.S.C, Essilfie G.K, Culver M.K, Whiteley W.C, D'Avanzo D.C, Pan N, Elliot J, Lutz C, "*Migration from an AlGaAs to an InGaP emitter HBT IC process for improved reliability*", GaAs IC symposium, 1998: 153-157
- [22] Pan N, Elliot J, Knowles M, Vu D.P, Kishimoto K, Twynam J.K, Sato H, Fresina M.T, Stillman G.E, "*High reliability InGaP/GaAs HBT*", IEEE Electron Dev Lett, 1998, (19): 115-118
- [23] Ueda O, Kawano A, Takahashi T, Tomioka T, Fuji T, Sasa S, "*Current status of reliability of InGaP/GaAs HBTs*", Solid-State Electron 1997, (41): 1605-1608

- [24] M.A.di Forte-Poisson, Brylinski C, Delage S.L, Floriot D, S.Cassete, Chartier E, Pons D, Hubert A. "*GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition for voltage-controlled oscillators and power amplifier microwave monolithic integrated circuits*". Mater Sci Eng B, 1994, (28): 242-247
- [25] Mohammadi S, Park J.W, Pavlidis D, Dua C, Guyaux J, Garcia J.C, "*High-gain GaInP/GaAs HBT Monolithic transimpedance amplifier for high-speed optoelectronic receivers*". Proceedings of IEEE International Device Meeting (IEDM), 1998: 661-664
- [26] Fresina M.T, Ahmari D.A, Mares P.J, Hartmann Q.J, Feng M, Stillman G.E, "*High-speed, low-noise InGaP/GaAs HBTs*", IEEE Electron Dev Lett, 1995, (16): 540-541
- [27] J.I. Song, B.W. P. Hong, and C.J. Palmstrom, "*Ultra-high-speed InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors*", IEEE Electron. Dev. Lett. **EDL-3**, 1994: 94—97
- [28] Y.M. Hsin, C.H. Lin, C.C. Fan, M.F. Huang, K.C. Lin, "*A novel double heterojunction bipolar with composite collector*", Solid-State Electron., 2002, (46): 139-143
- [29] S.Y. Cheng, H.J. pan, S.C. Feng, K.H. Yu, J.H. Tsai, W.C. Liu, "*A new wide voltage opretion regime double heterojunction bipolar transistor*", Solid-State Electron. 2000, (44): 581-585
- [30] H.K. Yow and P. A. Houston, "*Heterojunction bipolar transistors in AlGaInP/GaAs grown by metal-organic vapor epitax*", J. Appl. Phys. 1994, (76): 135-139
- [31] D. Sawdai and S. S. H. Hsu, "*Power performance of InP-based single and double heterojunction bipolar transistors*", IEEE Tran. on Microwave Theory and Techniques., 1999, (47): 1149-1152
- [32] T.Won, S.Iyer, S.Agarwala, H.Morkoc, "*Collector offset voltage of HBTs grown by MBE*". IEEE Electron Dev Lett., 1989, 10(6): 274-276
- [33] B. Mazhari and G. B. Gao, "*Collecotr-emitter offset voltage in heterojuntion*

- bipolar transistors*", Solid-State Electronics., 1991, (34): 315
- [34] N.Chand, R.Fischer, H.Morkoc, et al. "Collector-emitter offset voltage in AlGaAs/GaAs HBTs". Appl Phys Lett., 1985, 47(3): 313-315
- [35] P.Blood, "Material issue in AlGaInP red-emitting laser diodes", Materials Science and Engineering., 1999, (B66): 174-180
- [36] P.Blood, "Heterostructures in semiconductor lasers", in: D.V.Morgan, R.H.Williams(Eds.), Physics and Technology of Heterostructure Devices, Perigrinus, London, 1990
- [37] J.F.Lin, M.C.Wu, M.J.Jou, C.M.Chang, and B.J.Lee, "AlGaInP orange light-emitting diodes grown on misoriented p-GaAs substrates", Solid-State Electron. 1995, 38(2): 305-308
- [38] B. S. Kang , G. Louche , R. S. Duran , Y. Gnanou , S. J. Pearton and F. Ren, "Gateless AlGaIn/GaN HEMT response to block co-polymers", Solid-State Electron. 2004, 48(5): 851-854
- [39] O. Aktas, A. Kuliev, V. Kumar, R. Schwindt, S. Toshkov, D. Costescu, J. Stubbins and I. Adesida, "⁶⁰Co gamma radiation effects on DC, RF, and pulsed I-V characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs", Solid-State Electron. 2004, 48(3): 471-475
- [40] C. Buchheim , A. T. Winzer , R. Goldhahn , G. Gobsch , O. Ambacher , A Link , M. Eickhoff and M. Stutzmann, "Photoreflectance studies of (Al)Ga- and N-face AlGaIn/GaN heterostructures", Thin Solid Films, 2004, 450(1): 155-158
- [41] Z. J. Qiu, Y. S. Gui, Z. W. Zheng, N. Tang, J. Lu, B. Shen, N. Dai and J. H. Chu, "Beating patterns in the oscillatory magnetoresistance of an AlGaIn/GaN heterostructure", Solid State Communications., 2004, 129(3): 187-190
- [42] S. M. Sze, "Modern Semiconductor Device Physics", John Wiley & Sons, Inc. 1998.
- [43] X. J. Chen, P. Peng, Q. K. Yang, and A. Z. Li, "High current gain InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors with double spaces grown by Gas source molecular beam epitaxy", Chin. Phys. Lett. 2000, 17: 915-918
- [44] F. Ren and C. R. Abernathy, "InGaP/GaAs based single and double

- heterojunction bipolar transistors grown by MOMBE*', Electronics Letters, 1992, 28: 150-153
- [45] S.S.Iyer, G.L.Patton, J.M.C.Stork, B.S.Meyerson, and D.L.Harame, "Heterostructure bipolar transistors using Si-Ge alloys," IEEE Trans. Electron Dev. 1989, ED-36: 2043-2047
- [46] A.Gruhle, I.Kibbel, U.Konig, U.Erben, and E.Kasper, "MBE-Grown Si/SiGe HBT's with High F_t and F_{max} ," IEEE Electron Dev. Lett. 1992, EDL-13: 206-209
- [47] D.L.Harame, J.H.Comfort, J.D.Cressler, E.F.Crabbe, J.Y.C.Sun, B.S.Meyerson, and T.Tice, "Si/SiGe epitaxial-base transistors: Part I-Materials, physics and circuits," IEEE Trans. Electron Dev. 1995, ED-42: 455-462
- [48] H.Temkin, J.C.Bean, A.Antreasyan, and R.Leibenguth, " Ge_xSi_{1-x} strained-layer heterostructure bipolar transistors," Appl. Phys. Lett., 1988, 52; 1089-1092
- [49] J.F.Gibbons, C.A.King, J.L.Hoyt, D.B.Noble, C.M.Gronet, M.P.Scott, S.J.Rosner, G.Reid, S.Laderman, K.Nauka, J.Turner, and T.I.Kamins, "Si/SiGe heterojunction bipolar transistors fabricated by limited reaction processing," Tech. Dig. IEDM, 1988: 566-570
- [50] D.Ankri and L.F.Eastman, "GaAlAs/GaAs Ballistic heterojunction bipolar transistor," Electron. Lett. 1982, 18:750-753
- [51] M.F.Chang, P.M.Asbeck, K.C.Wang, G.J.Sullivan, N.H.Sheng, J.A.Higgins, and D.L.Miller, "AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors fabricated using a self-aligned dual-liftoff process," IEEE Electron Dev. Lett. 1987, EDL-8: 7-11
- [52] S.Tiwari, "GaAlAs/GaAs heterostructure bipolar transistors: experiment and theory," Tech. Dig. IEDM, 1986: 262-265
- [53] H.H.Lin and S.C.Lee, "Super-Gain AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors using an emitter edge-thinning design," Appl. Phys. Lett. 1985, 47: 839-892
- [54] M.F.Chang, ed., *Current Trends in Heterojunction Bipolar Transistors*, World Scientific, Singapore, 1996.
- [55] C.M.Maziar, M.E.Klausmeier-Brown, and M.Lundstorm, "A proposed

- structure for collector transit-time reduction in AlGaAs/GaAs bipolar transistors*,” IEEE Electron Dev. Lett. 1986, EDL-7: 483-486
- [56] R.Katoh and M.Kurata, “*Self-consistent particle simulation for AlGaAs/GaAs HBTs under high bias condition*,” IEEE Trans.Electron Dev. 1989, ED-36: 2122-2126
- [57] T.Ishibashi, and Y.Yamauchi, “*A possible near-ballistic collection in an AlGaAs/GaAs HBT with a modified collector structure*,” IEEE Trans.Electron Dev. 1988, ED-35: 401-405
- [58] M. A. Rao and E. J. Caine, “*Determination of valence and conduction-band discontinuities at the (Ga, In)P/GaAs heterojunction by C-V profiling*”, Appl. Phys. Lett. 1987, 61: 643-645
- [59] M. O. Watanabe and Y. Ohba, “*Interface properties for InGaP/GaAs heterojunctions by the capacitance-voltage profiling technique*”, Appl. Phys. Lett. 1987, 50: 906-908
- [60] A. W. Hanson and J. N. Baillargeon, Electron. Mater. Conf. Boulder, CO, 1991.
- [61] H. F. Chau, “*Breakdown-speed considerations in InP/InGaAs single- and double-Heterostructure bipolar transistors*”, IEEE Tran. Electron. Dev. 1993, (40): 2-7
- [62] M. Rudolph, R. Doerner, and P. Heymann, “*A HBT noise model valid up to transit frequency*”, IEEE Electron Dev. Lett. 1999, 20: 24-27
- [63] T.Oka, K.Hirata, K.Ouchi, IEEE IEDM., 1998:653-656
- [64] W.A.Harrison, “*Elementary Theory of Heterojunctions*”, J. Vac. Sci. Technol., 1977, 14(4): 1016-1021
- [65] H.Kroemer, “*Heterostructure Bipolar Transistors: What Should We Build?*”, J. Vac. Sci. Technol., 1983, B1(2): 126-130
- [66] M.J.Mondry and H.Kroemer, “*Heterojunction Bipolar Transistor Using a (Ga,In)P Emitter on a GaAs Base Grown by Molecular Beam Epitaxy*”, IEEE Electron Dev. Lett. 1985, 6: 175-177
- [67] W.Liu, and S.K.Fan, “*Near-ideal I-V characteristics of GaInP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors*”, IEEE Electron Dev. Lett. 1992,13: 510-512

- [68] J. J. Chen and G. Gao, "*Heterojunction bipolar transistors in AlGaInP/GaAs grown by metal-organic vapor epitaxy*", J. Appl. Phys. 1994, 76: 135-138
- [69] H. K. Yow and P. A. Houston, "*Heterojunction bipolar transistors in AlGaInP/GaAs grown by metal-organic vapor epitax*", J. Appl. Phys. 1994, 76: 135-138
- [70] R.J.Malik, J.R.Hayes, F.Capasso, K.Alavi, and A.Y.Cho, "*High-gain $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ transistors grown by molecular beam epitaxy*," IEEE Electron Dev. Lett. 1983, EDL-4: 383-387
- [71] R.N.Nottenburg, H.Temin, B.Panish, R.Bhat, and J.C.Bischoff, "*InGaAs/InP double-heterostructure bipolar transistors with near-ideal beta versus I_c characteristics*," IEEE Electron Dev. Lett. 1986, EDL-7: 643-647
- [72] U.K.Mishra, J.F.Jensen, D.B.Rensch, A.S.Brown M.W.Pierce, L.G.Mcgray, et al., "*48GHz AlInAs/GaInAs heterojunction bipolar transistors*," Tech. Dig. IEDM, 1988: 873-876
- [73] Y.K.Mishra, R.N.Nottenburg, M.B.Panish, R.A.Hamm, and D.A.Humphrey, "*Subpicosecond InP/InGaAs heterostructure bipolar transistors*," IEEE Electron Dev. Lett. 1989, EDL-10: 267-270
- [74] J.I.Song, K.B.Chough, C.J.Palmstrom, et al., "*Carbon-doped base InP/InGaAs HBTs with $f_T=200GHz$* ," in IEEE Device Research Conf., 1994
- [75] W.Liu, S.K.Fan, T.Henderson, et al., "*Temperature dependence of current gains in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors*," IEEE Trans. Electron Devices, 1993, ED-40: 1351-1353
- [76] 吴杰, 夏冠群, 束为民, 顾伟东, 张兴宏, " *高温 AlGaInP/GaAs HBT 的电流增益计算分析*", 半导体学报, 2000, 21 (1): 56—63
- [77] 张兴宏, 胡雨生, 吴杰, 夏冠群, 程知群等, " *深能级对 AlGaInP-GaAs 异质结双极晶体管性能的影响*", 物理学报, 1999, 48 (3): 556—560
- [78] 程知群, 孙晓伟, 束为民, 张兴宏, 顾伟东, 夏冠群, " *四元系 AlGaInP 为发射极异质结双极晶体管研究*", 半导体学报, 1999, 20 (5): 425—428
- [79] H. Wang and G. I. Ng, "*Avalanche multiplication in InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistors with composite collectors*", IEEE Tran.

- Electron. Dev. 2000, 47: 1125-1128
- [80] A. E. Riad and J. Q. He, "*Investigation of injection mechanisms for InGaAs/InP double heterostructure bipolar transistors*", Solid-State Electronics, 1989, 32: 853-836
- [81] K. Yang and R. East, "*Numerical modeling of abrupt heterojunction using a thermionic-field emission boundary condition*", Solid-State Electronics, 1993, 36: 321-323
- [82] J. J. Liou and C. S. Huang, "*An analytical model for current transport in AlGaAs/GaAs abrupt HBTs with a setback layer*", Solid-State Electronics, 1993, 36: 819-821
- [83] S. C. Lee and H. H. Lin, "*Transport theory of the double heterojunction bipolar transistor base on current balancing concept*", J. Appl. Phys. 1986, 59: 1688-1890
- [84] K. Yang and J. R. East, "*Numerical study on the injection performance of AlGaAs/GaAs abrupt emitter heterojunction bipolar transistors*", IEEE Tran. Electron. Dev. 1994, 41: 138-141
- [85] Q. J. Hartmann and M. T. Fresina, "*Effect of collector design on the d.c. characteristics of InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors*", Solid-State Electronics 1995, 38: 2017-2020
- [86] S. P. Mcalister and W. R. Mckinnon, "*Use of dipole doping to suppress switching in indium phosphide double heterojunction bipolar transistors*", Appl. Phys. Lett. 1997, 82: 5231-5234
- [87] 齐鸣, 李爱珍, "*AlGaAs/GaAs 缓变异质结双极晶体管空间电荷区的复合电流*", 半导体学报 1996, 17: 119-123
- [88] T. W. Lee and P. A. Houston, "*Generalized analytical transport modeling of the DC characteristic of heterojunction bipolar transistors*", IEEE Tran. Electron. Dev. 1993, 40, 1390-1394
- [89] H.K.Yow, "*An experimental study of $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ Heterojunction Bipolar Transistors*", Ph.D. dissertation, 1995

第二章 HBT 器件欧姆接触特性的研究

2.1 引言

随着电子器件的广泛应用,对于器件的使用条件和环境的要求也越来越苛刻,希望器件的工作性能受工作状态和环境的影响越小越好。通常, HBT 器件由于常常采用宽禁带材料作为发射区,所以具有较好的温度特性;由于种种原因,实际制作的 HBT 器件使用温度远低于其理论使用温度。在高温、高功率下, HBT 器件的失效机制有以下三种:

首先,基区掺杂原子的扩散运动。据报道^[1],对于, MBE 生长的 Be 掺杂基区,很容易发生受主原子向发射区的外扩散,引起 HBT 器件特性的变化。在此情况下通常表现为基区-发射区间的发射结二极管的开启电压增大,电流增益降低。有文献证实碳掺杂的 p 型基区具有比 Be 掺杂更好的热稳定性,可以改善上述问题。

其次,“热失控”现象。由于发射基-基极二极管开启电压与温度形成正反馈,双极型晶体管很容易发生“热失控”现象。如 Gao 等人所报道的 GaAs HBT 的基区-发射区二极管具有负的温度系数,因此多采用多指型结构时,有可能引起电流和温度分布的局域化,产生不稳定因素。对于这种失效机制,常用的解决方法是在每一个发射指上串接镇流电阻。但是这样会增加发射极电阻从而降低器件的功率增益和效率。

最后,欧姆接触的稳定性。HBT 是纵向器件,欧姆接触制作在三个不同的外延层上。形成的欧姆接触必须浅而且热稳定,否则器件的外延层容易由于金属原子的扩散而被短路,造成失效。这种失效机制在 HBT 器件最常见,也是最难控制的因素。

吴杰等人在研究 AlGaInP/GaAs HBT 的失效原因时得出, HBT 器件失效是由于 BC 结短路引起的^[2-3]。BC 结短路的根本原因在于基极金属的穿透效应:器件基区欧姆接触在高温下不稳定,欧姆接触金属向半导体扩散严重,加上 HBT 的基区很薄,基极金属穿透基区使 B-C 结短路,导致器件的失效。

图 2.1 是典型的 GaAs 基 HBT 的结构示意图。由图可知, GaAs 基 HBT 器件

的欧姆接触可归结于合金系与 GaAs 的欧姆接触。

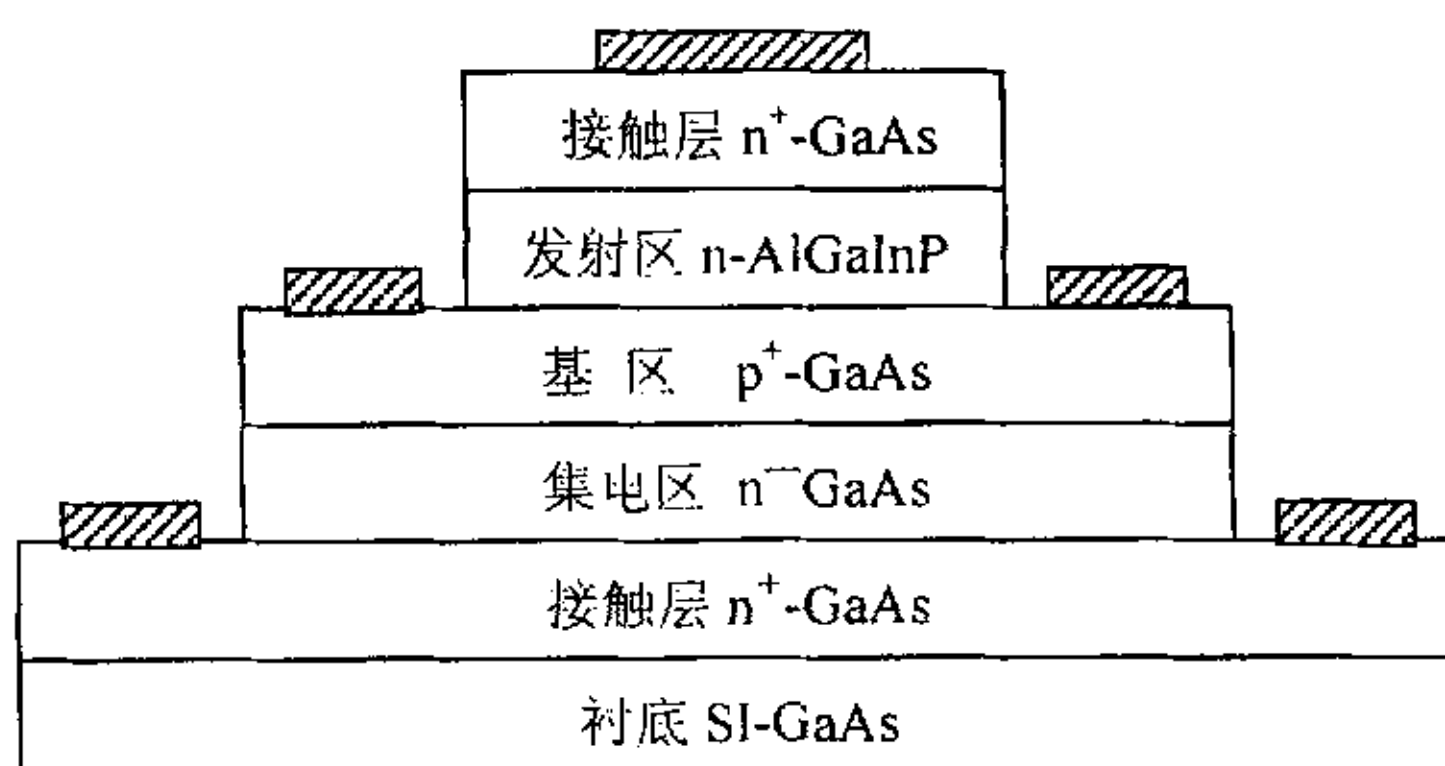


图 2.1 GaAs 基 HBT 的结构示意图

基于上述 HBT 器件的失效机制，本文重点研究了欧姆接触对 HBT 高温性能的影响，提出了以难熔金属 Ti/W/Ti/Au、Mo/W/Ti/Au 等替代常规的 AuGeNi、AuZn 合金作为 GaAs 欧姆接触材料，提高 GaAs 基 HBT 器件的高温性能。

2. 2 欧姆接触理论

2. 2. 1 金属-半导体接触

金属和半导体材料具有不同的功函数，二者之间接触，则电子会通过接触界面自由流动，直到达到一个平衡状态，即二者具有统一的费米能级。金属和 n 型半导体接触，假设金属的功函数大于半导体的功函数，即 $W_m > W_s$ 。接触前，尚未达到平衡时的能带图如图 2.2 (a) 所示。此时半导体的费米能级 $(E_F)_s$ 高于金属的费米能级 $(E_F)_m$ ，接触后，半导体中的电子将向金属流动，使金属表面带负电，半导体表面带正电。由于半导体中自由电荷密度的限制，这些正电荷分布在半导体表面相当厚的一层表面层内，即空间电荷区。空间电荷区内存在一定电场，造成能带弯曲，如图 2.2 (b)，使得半导体表面和内部之间存在电势差，即表面势 V_s 。这时半导体一边的势垒高度为 $qV_D = W_m - W_s$ ，金属一边的势垒高度为

$$q\phi_m = qV_D + E_n。$$

根据以上分析，当金属与 n 型半导体接触时，若 $W_m > W_s$ ，则在半导体表面形成一个正的空间电荷区，能带向上弯曲，形成一个阻挡层；若 $W_m < W_s$ ，则在半导体表面形成负的空间电荷区，能带向下弯曲，形成反阻挡层。当金属和 p 型半导体接触时，情况和 n 型的相反。

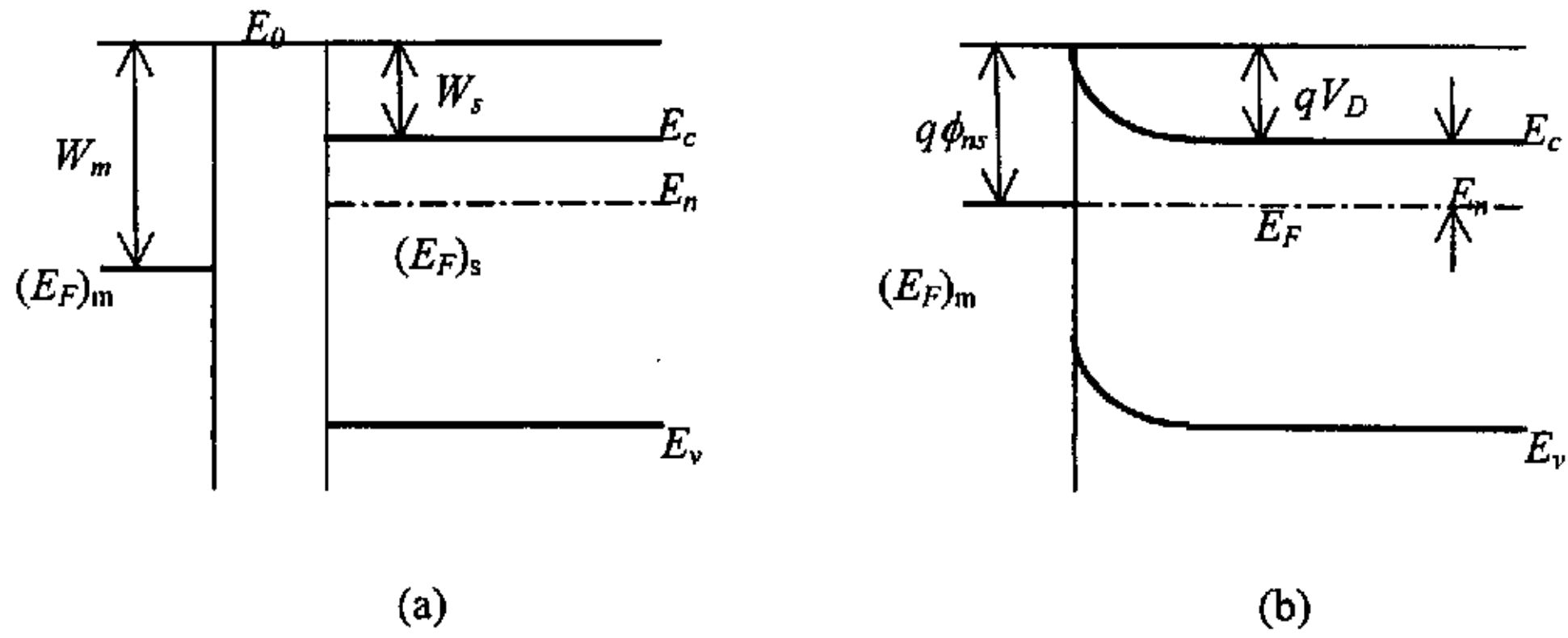


图 2.2 M-S 接触能带图

欧姆接触是指具有线性和对称的 I-V 特性，且其接触电阻远小于材料体电阻的一种金属-半导体接触。实际上，由于半导体表面态的存在，金属-半导体接触的情况与以上分析不完全一样。如果半导体的表面态密度很大，表面态上就会积累较多的负电荷，导致能带弯曲，这时势垒高度被高表面态密度钉扎。这种钉扎效应可以屏蔽金属接触的影响，使半导体内的势垒高度和金属的功函数几乎无关，基本上由半导体的表面性质所决定。

2.2.2 电流传输机理

根据上述的 n 型半导体与金属的接触，电子能越过金属-半导体结的各种输运方式可如图 2.3 所示，

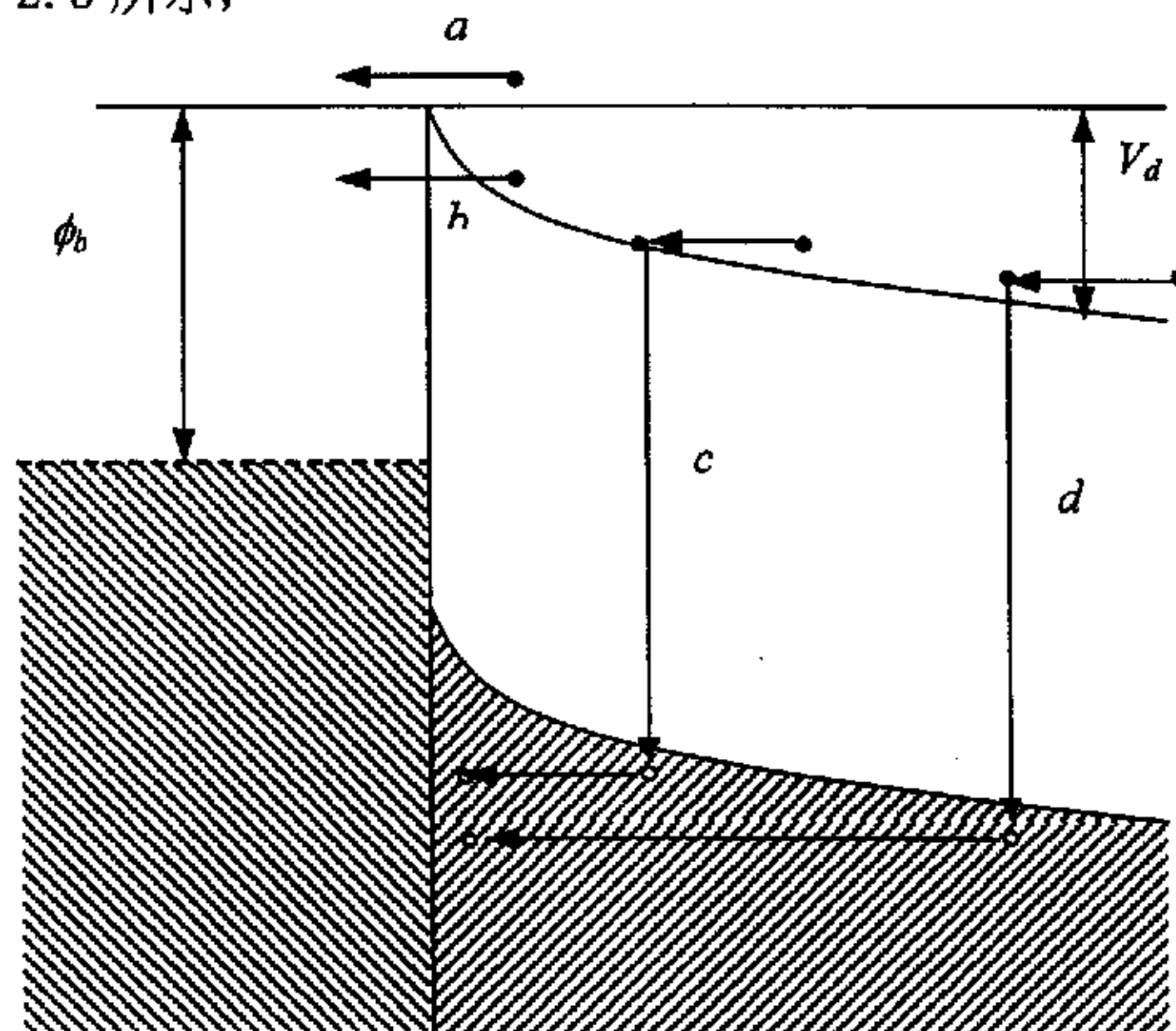


图 2.3 肖特基势垒正向偏压下的电荷输运过程

主要输运方式有^[4-8]:

- (a) 电子越过势垒顶部从半导体发射到金属中的热电子发射机理;
- (b) 量子力学隧道穿过势垒的场发射机理;
- (c) 在空间电荷区的复合;
- (d) 在中性区的复合(“空穴注入”)。

在上述四种输运方式中(d)在一般情况下可以忽略。(c)方式即空间电荷区的复合它使肖特基势垒偏离理想行为,但也可利用这机理形成欧姆接触。(a)方式是电子越过肖特基势垒顶部进行电流输运,这将是整流接触。(b)的情况分为两种,一种是能量处于半导体 E_F 附近的电子隧道穿过势垒,这称为场发射(b_1);另一种是电子被激发到较高能量,此时电子遇到一个比较薄而且低的势垒,因此隧道穿透几率很快增加,这种情况称为热电子场发射(b_2)。对欧姆接触来说 b_1 是重要的,目前半导体器件工艺中绝大部分欧姆接触都是根据这一原理做成的。

2.2.3 输运方程

金属-半导体势垒的基本输运方程可由下式表示:

$$J = J_{SM} - J_{MS}, \quad (2.1)$$

其中 J 是总电流密度, J_{SM} 是由半导体流向金属的电流密度,而 J_{MS} 是由金属流向半导体的相应电流密度。根据 Chang、Fang 和 Sze 提出的理论^[9-11],在一定正偏压 V 下的 J_{SM} 表示为:

$$J_{SM} = \frac{A^*T}{k} \int_0^\infty P(\xi) e^{-(q\phi_b - qV + \xi)/kT} d\xi + \frac{A^*T}{k} \int F_s P(\eta) (1 - F_m) d\eta, \quad (2.2)$$

这里 A^* 是有效查德逊常数, F_s 与 F_m 是半导体与金属中费米-笛拉克分配函数, $P(\xi)$ 与 $P(\eta)$ 分别是在势垒最大以上及以下的量子传输函数。方程(2.2)的右边第一项是热电子发射传输所贡献的电流,第二项是隧道穿越所贡献的电流。式中量子传输函数 $P(\eta)$ 可由下式表示:

$$P(\eta) = \exp\left[-\frac{4}{3}(\Delta E)^{3/2} / E_\infty V_0^{1/2}\right] \quad (2.3)$$

$$\text{或 } P \cong \exp[-q(V_{b0} - V)/E_{\infty}], \quad (2.4)$$

式中 V_{b0} 即自建电场, ΔE 即电子隧道穿越处与势垒高度处能量之差。 E_{∞} 是隧道作用中起重要作用的一个参数^[12]:

$$E_{\infty} = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2}, \quad (2.5)$$

式中 m^* 是半导体的有效质量, ϵ_s 是介电常数, N_D 是施主浓度以 m^{-3} 表示。 E_{∞} 的重要性在于由 kT 与 E_{∞} 的比值可以判断电子输运属于哪一范畴。近似地说如 $E_{\infty} \gg kT$, 应属于场发射机理; 如 $E_{\infty} \sim kT$ 则是热电子场发射机理; $E_{\infty} \ll kT$ 则是热电子发射机理。

对于场发射机理的电流-电压关系, 根据 Padovani^[13] 与 Yu^[14] 等的理论:

$$J = J_s \exp(qV/E_{\infty}), \quad (2.6)$$

J_s 为饱和电流:

$$J_s = \frac{A^* \pi T}{C_1 k \sin(\pi C_1 k T)} \exp\left(-\frac{E_B}{E_{\infty}}\right), \quad (2.7)$$

$$\text{式中 } C_1 = (1/2E_{\infty}) \ln(4E_B/U_F) \quad (2.8)$$

其中, U_F 是费米能级和导带或价带的间能量差。 E_B 是不考虑镜像力降低的势垒高度 (eV)。

对热电子场发射机理^[15-16],

$$J = J_s \exp(qV/E_0) \quad (2.9)$$

这里,

$$E_0 = E_{\infty} \coth(E_{\infty}/kT), \quad (2.10)$$

$$J_s = \frac{A^* T [\pi E_{\infty} (E_B + U_F)]^{1/2}}{k \coth(E_{\infty}/kT)} \exp\left(\frac{U_F}{kT} - \frac{E_B + U_F}{E_0}\right). \quad (2.11)$$

2.2.4 欧姆接触电阻的计算公式

表征欧姆接触大小的是用比接触电阻 ρ_c 。按 ρ_c 的理论定义以 ρ_{cl} 表示如下^[77]：

$$\rho_{cl} = \frac{\partial V}{\partial J} \Big|_{V \rightarrow 0} \quad (2.12)$$

这样按上节的 J-V 关系式，式 (2.12) 在零偏压附近进行偏微分就可以得出相应的 ρ_{cl} 计算公式。

对场发射机理，

$$\rho_{cl} = \frac{E_\infty C_1 k \sin(\pi C_1 k T) \exp\left(\frac{E_B}{E_\infty}\right)}{A^* \pi T} \quad (2.13)$$

$$E_\infty = \frac{h}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2}, \quad (2.14)$$

对电子场发射机理，

$$\rho_{cl} = \frac{E_\infty k \coth\left(\frac{E_\infty}{kT}\right) \cosh\left(\frac{E_\infty}{kT}\right)}{A^* T [\pi E_\infty (E_B + U_F)]^{1/2}} \exp\left(\frac{E_B + U_F}{E_0} - \frac{U_F}{kT}\right) \quad (2.15)$$

由式 (2.13) 与 (2.15) 可见比接触电阻与接触层下的半导体层中载流子浓度有强烈的依赖关系。此外它与半导体材料中电子或空穴的隧道质量和接触的势垒高度等有关。但这些对确定的半导体材料和导电类型来说是一个常数，因此实际的测定或理论计算多是比接触电阻与载流子浓度的关系，以势垒高度作为参数。

2.3 比接触电阻测试方法

比接触电阻的测试方法是在一定的恒定电流下，在一些接触点间测定电压，求出各自电阻，然后按不同的物理模型，自总电阻中除去各种寄生电阻，最后求得比接触电阻值。比接触电阻的测试方法很多，这里主要介绍传输线模型法(TLM)^[18]。该方法在欧姆接触电阻的测定中用的较多，其测试示意图如图 2.4 所示。

欧姆电阻测试仪采用 16 位的 A/D 转换卡，转换频率为 50kHz，输入阻抗大于 100 M Ω ，输入电压为 0~ ± 10 V，精度为 $\pm 0.02\%$ ，测试仪的灵敏度为 0.15mV，量程为 0~ ± 10 V，最高精度为 0.02%。转换卡带有数字电压输入输出接口，可用

于控制继电器端子板。测量时电脑通过 A/D 转换卡控制继电器端子板，从而使恒流电源输出不同大小和方向的电流，该电流通过 CarSuss 探针台输入到待测样品；与此同时，A/D 转换卡通过 CarSuss 探针台探测样品两端的模拟电压信号。该模拟电压信号由 A/D 转换卡转换为数字信号后输入到电脑由相应的测试程序进行数据处理。

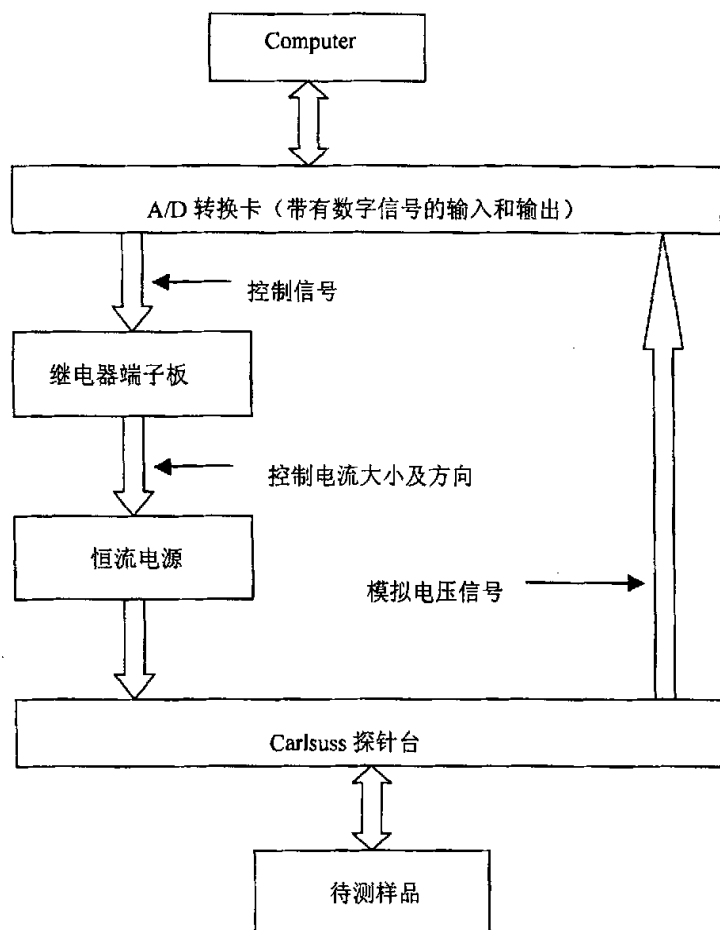


图 2.4 欧姆接触电阻测试示意图

在与周围环境绝缘的条形半导体材料上制备出不等距的长方形接触块如图 2.5 所示，分别在两不同距离 L_0 的长方形接触块间通恒定电流 I 并由电压探针测出相应的电压 V ，并求得总电阻 R_T ，这可由下式表示出：

$$R_T = 2R_f + \frac{R_{sH}l}{W} = \frac{2R_{sK}L_T}{W} + \frac{R_{sH}l}{W}, \quad (2.16)$$

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sK}}}, \quad (2.17)$$

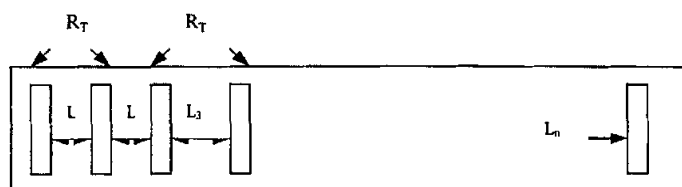


图 2.5 欧姆接触电阻测试样品示意图

式中 R_{sK} 是合金化后接触块下的半导体材料的方块电阻。 L_T 为传输长度。在不同的距离 l_n 下可测出一系列对应的 R_T 。

在欧姆接触下半导体的方块电阻 $R_{sK}=R_{sH}$ ，则 ρ_c 按下式计算^[79-20]：

$$\rho_c = R_{sK}L_T^2 \approx R_{sH}L_T^2. \quad (2-18)$$

2.4 欧姆接触制作工艺

本论文欧姆接触测试版图如图 2.6 所示：

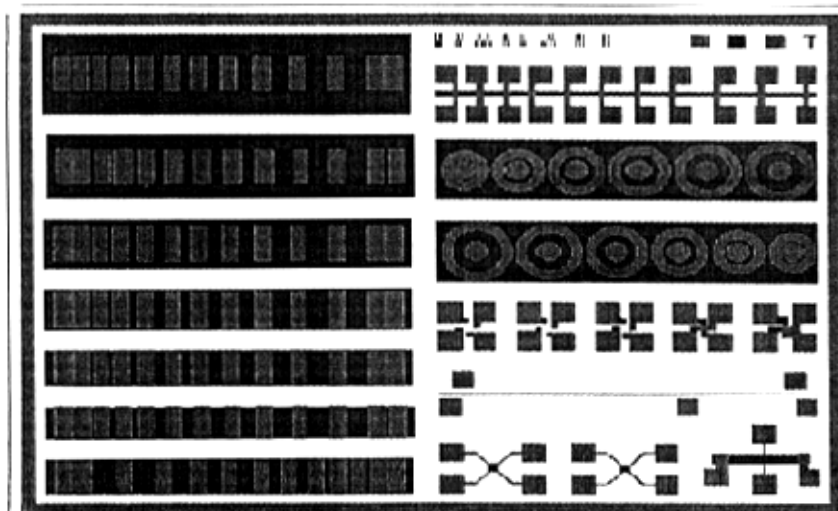


图 2.6 欧姆接触测试版图

欧姆接触测试芯片流片过程如下所示：

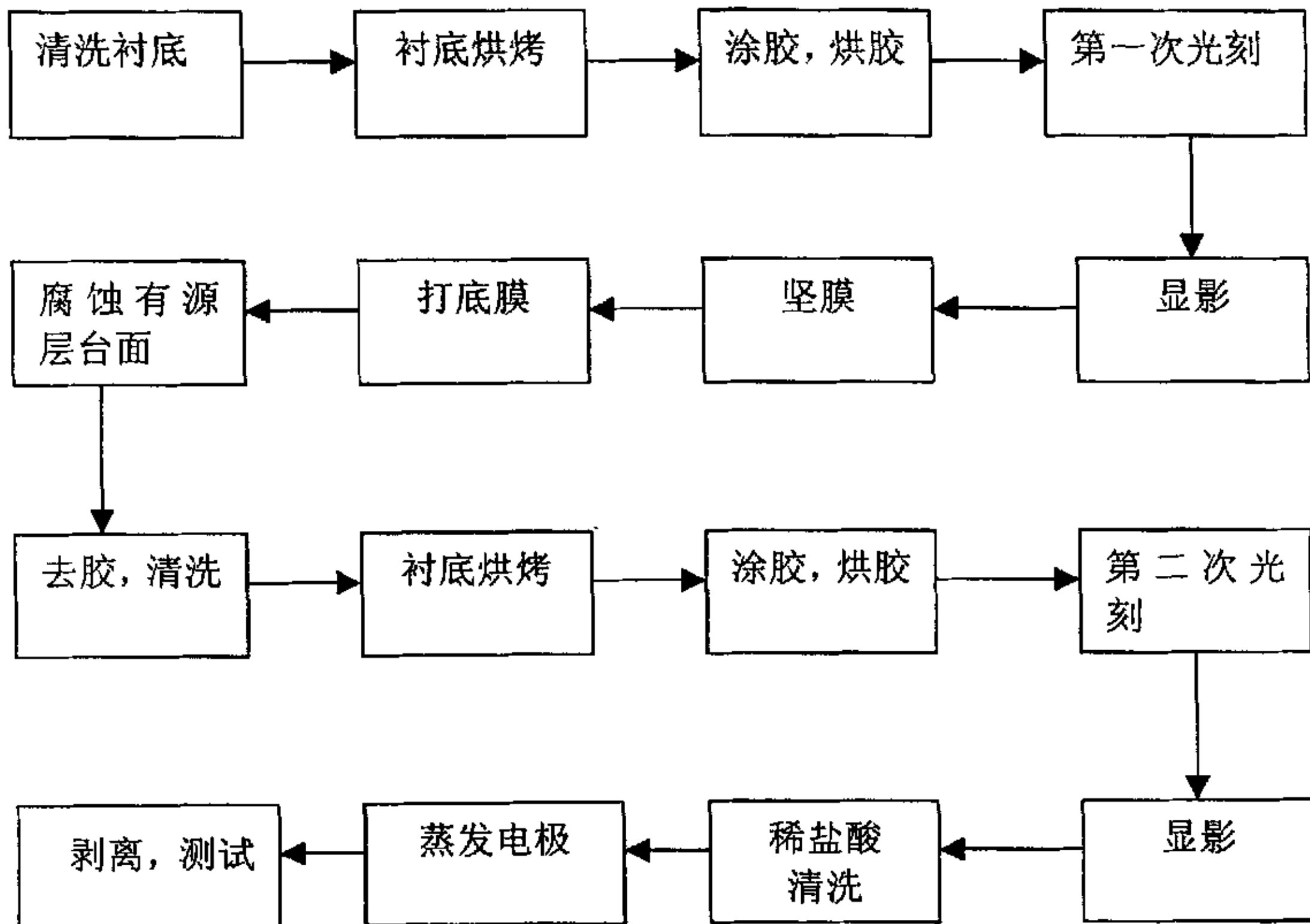


图 2.7 欧姆接触测试芯片制作流程

2.5 Ti/W/Ti/Au 与 HBT 发射极 n-GaAs 的欧姆接触

在 GaAs 基高速器件的研究中，人们多采用 AuGeNi 合金体系作为 n-GaAs 的欧姆接触金属^[21-25]。这种欧姆接触的工艺最成熟，使用的也最普遍。但是当器件和集成电路应用在高温、高功率的状态时，或者在采用自对准工艺制作器件过程中，该合金体系常常发生横向和纵向扩散形成尖锋，形貌不平整。同时金属层与衬底的互扩散可能导致在界面处生成大量的合金相(β -AuGa 相的熔点只有 375℃)，使接触电阻增大，欧姆接触特性严重退化。因此，常规的 AuGeNi/GaAs 欧姆接触已逐渐不能满足 GaAs 基器件和电路的性能及可靠性的要求。

本研究室吴杰等人在研究中发现^[2,3]，HBT 在高温时失效的原因是：器件的欧姆接触在高温下不稳定，基区欧姆接触金属向半导体内扩散的深度较大，超过了基区的宽度。表明基区金属的扩散已经穿透整个基区，导致发射极和集电极短路，器件失效。而且未经退火的器件也有扩散的现象，主要是由于器件制作过程

中的合金化步骤造成的。所以为了提高 HBT 等半导体器件的工作温度上限,寻找高温稳定的欧姆接触是十分必要的。由 2.1 节的叙述可知, GaAs 基 HBT 的欧姆接触的研究可归结于合金系与 GaAs 材料的欧姆接触特性研究。

近年来,采用难熔金属(W、Ti、Mo)在 GaAs 材料上制备欧姆接触开始受到关注^[31]。M.Murakami 等人曾经对 MoGeW、MoGeInW、GeInW、NiInW 等合金体系与 GaAs 的接触特性进行了研究^[32-36]。研究中发现, MoGeW 与 n-GaAs 的接触在 800℃以上合金化以后才能形成欧姆接触;由于合金化的温度较高,金属表面易出现缩球的现象。为了进一步降低合金化温度, M.Murakami 等人分别在难熔金属层中分别加入 2~3nm 的 In 层,如 MoGeInW、GeInW、NiInW 等。金属层中的 In 在合金化过程中易于扩散到金属/半导体界面,并和 GaAs 形成 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 相。因为 InGaAs 的禁带宽度较窄,与金属层之间的势垒较低,较易形成欧姆接触。但是由于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 相在界面的分布均匀性在工艺上较难控制,而且该相在持续的高温下也会影响难熔金属与 n-GaAs 欧姆接触的稳定性^[37-39]。所以直到现在这些合金体系还没有真正的应用到 GaAs 基集成电路中^[40-41]。在本实验中,我们采用磁控溅射技术在 n-GaAs 上制备了难熔金属层 Ti/W/Ti/Au,采用快速合金化法得到欧姆接触特性;并对其电学特性和微观特性进行了分析。

2.5.1 实验

欧姆接触金属为 Ti/W/Ti/Au 多层金属膜,其中 Ti、W 金属膜采用 MLH-2306RDE 磁控溅射仪溅射获得,溅射气体为 99.9999% 高纯 Ar,溅射前本底真空为 $2 \times 10^{-4}\text{Pa}$,溅射压力为 0.15Pa,衬底温度为 100℃。Ti、W 金属膜上的 Au 膜采用电子束蒸发形成,本底真空为 $2 \times 10^{-4}\text{Pa}$,衬底温度为 23℃。n-GaAs 接触有源层是采用 SI-GaAs 单晶抛光片直接离子注入 $^{28}\text{Si}^+$ (注入剂量为 $1.5 \times 10^{13}/\text{cm}^2$,注入能量为 120KeV),再经非相干光快速退火激活获得。Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触通过非相干光快速合金化形成欧姆接触。退火炉与合金化炉均为 KST-2 型非相干光自动加热炉,样品在 N_2 保护下按不同温度制度进行退火与合金化。XRD 图谱由 RAX-10 转靶 X 射线衍射仪测定。光源为未经单色化的 Cu- K_α 辐射。波长为 0.15418 nm,最大工作电流为 200mA。金属膜厚由 Talyar-Hopson 型台阶仪测定。

样品的 I-V 特性由 HP4145B 晶体管特性测试仪测试,比接触电阻采用

本室研制的比接触电阻测试仪测试，其原理是传输线(TLM)法。

2.5.2 结果与讨论

首先，用 HP4145B 晶体管参数测试仪分别测试样品在合金化前和合金化后的 I-V 特性如图 2.8 所示。

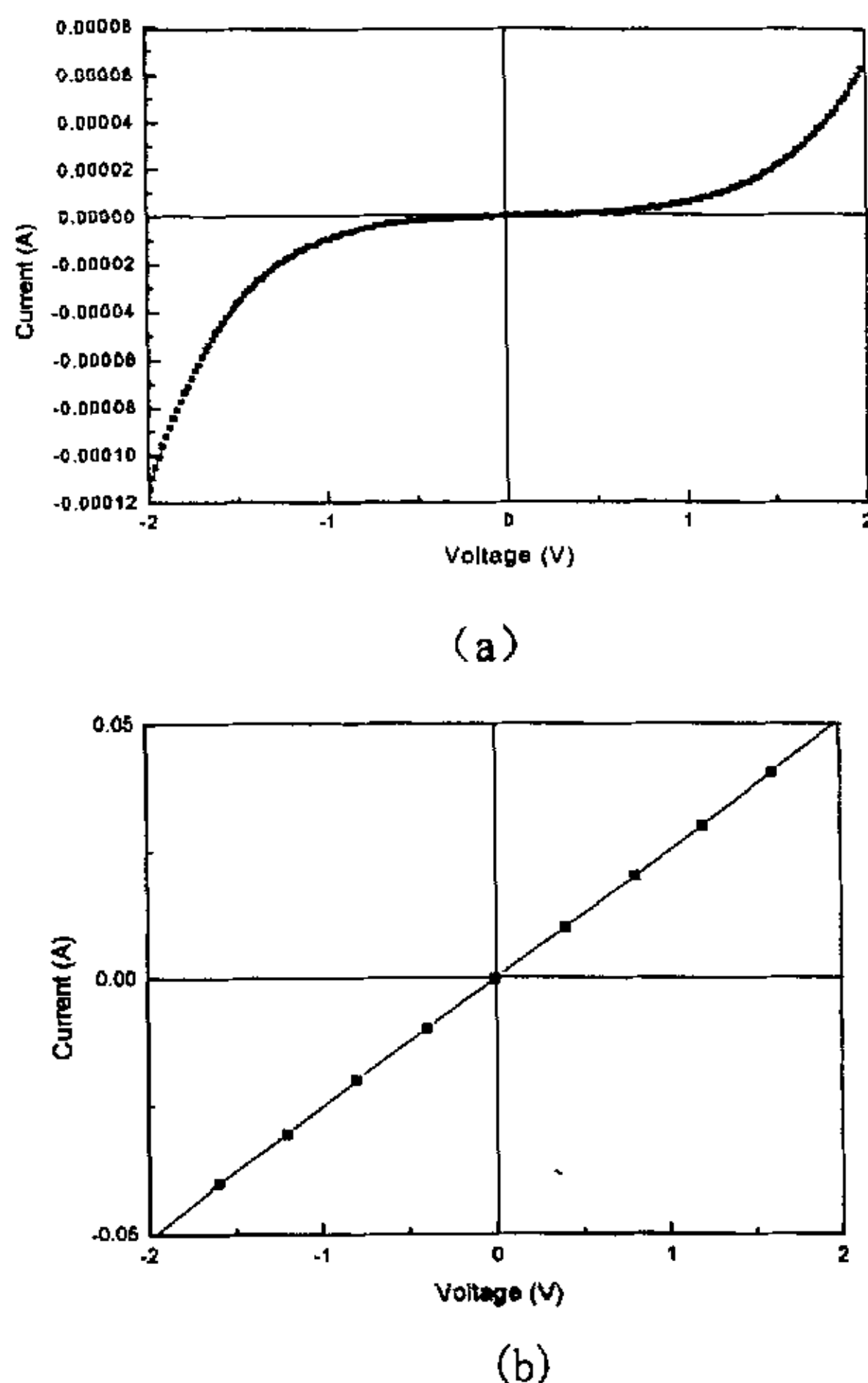


图 2.8 合金化前后 Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 I-V 曲线

(a) 合金化前

(b) 700℃合金化后

由图可知，在合金化前，样品的 I-V 曲线呈肖特基接触特性，700℃快速合金化以后，Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触呈现欧姆接触特性。

Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 材料的比欧姆接触和合金化温度间的关系如图 2.9 所示。可以看出，随着温度的增加，比接触电阻不断下降，700℃时获得最低的比接触电阻。约为 $1.5 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ 。在 700℃以后，比接触电阻随合金化温度的升高而增大。

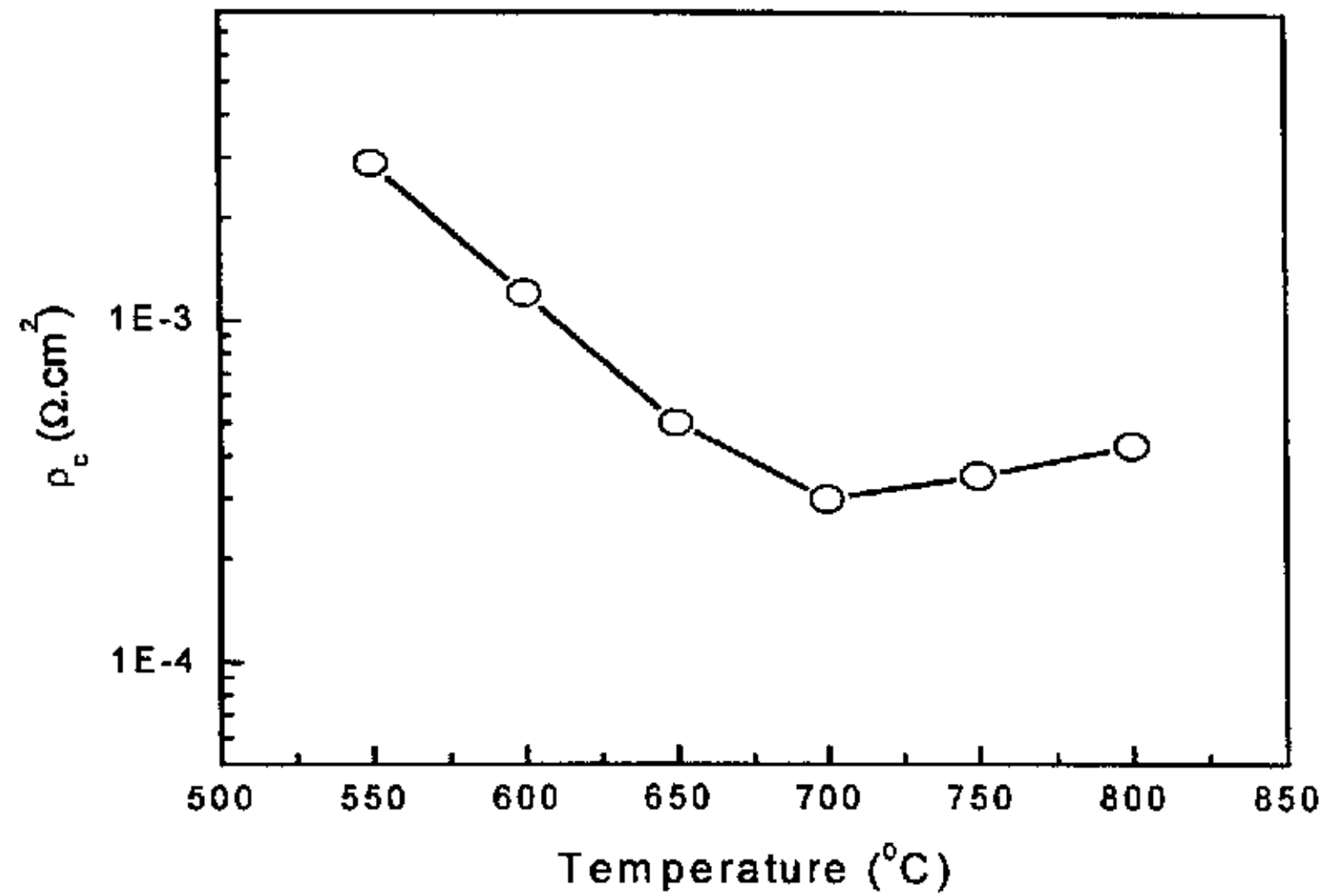


图 2.9 Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 的比接触电阻与合金化温度的关系

图 2.10 和图 2.11 分别给出了未合金化和 700°C 合金化后的 Ti/W/Ti/Au 与 n-GaAs 接触的俄歇电子能谱 (AES)。

俄歇电子能谱的基本原理是：当材料的原子的内层轨道受到 X 射线的辐射或具有足够能量的电子轰击时，原子就被离化。一次电子将其一部分能量传递给原子，而后离开，这就是在外部观察到的非弹性反射的电子，而离化原子则可以吸收来自较高能级的电子恢复到正常状态，释放出的能量可以伴有外部荧光辐射或放出一个电子。这个被释放的电子就是俄歇电子。俄歇电子表征该原子的特性，从而得知各元素在界面的状态和分布情况。

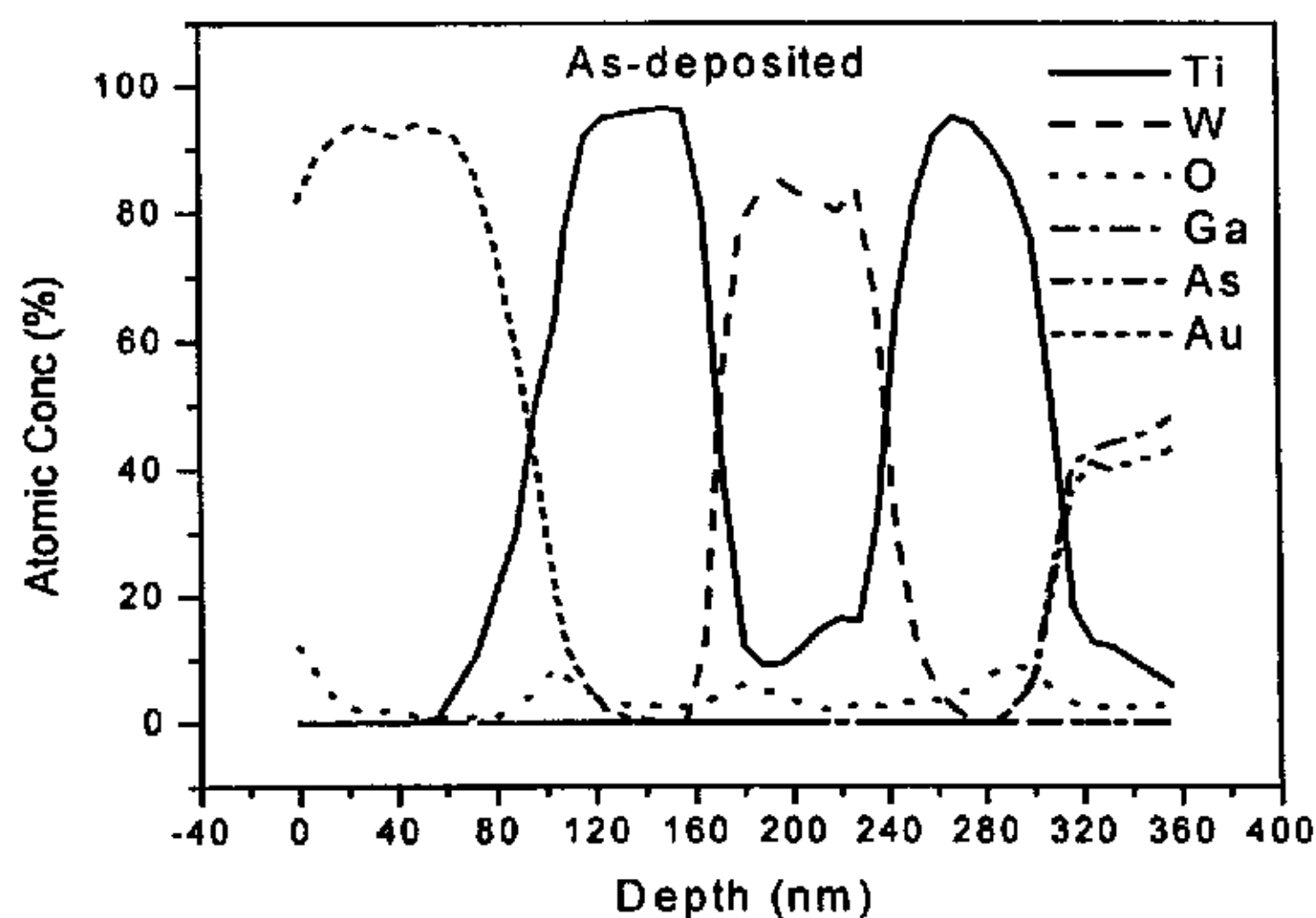


图 2.10 合金化前 Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 AES 能谱

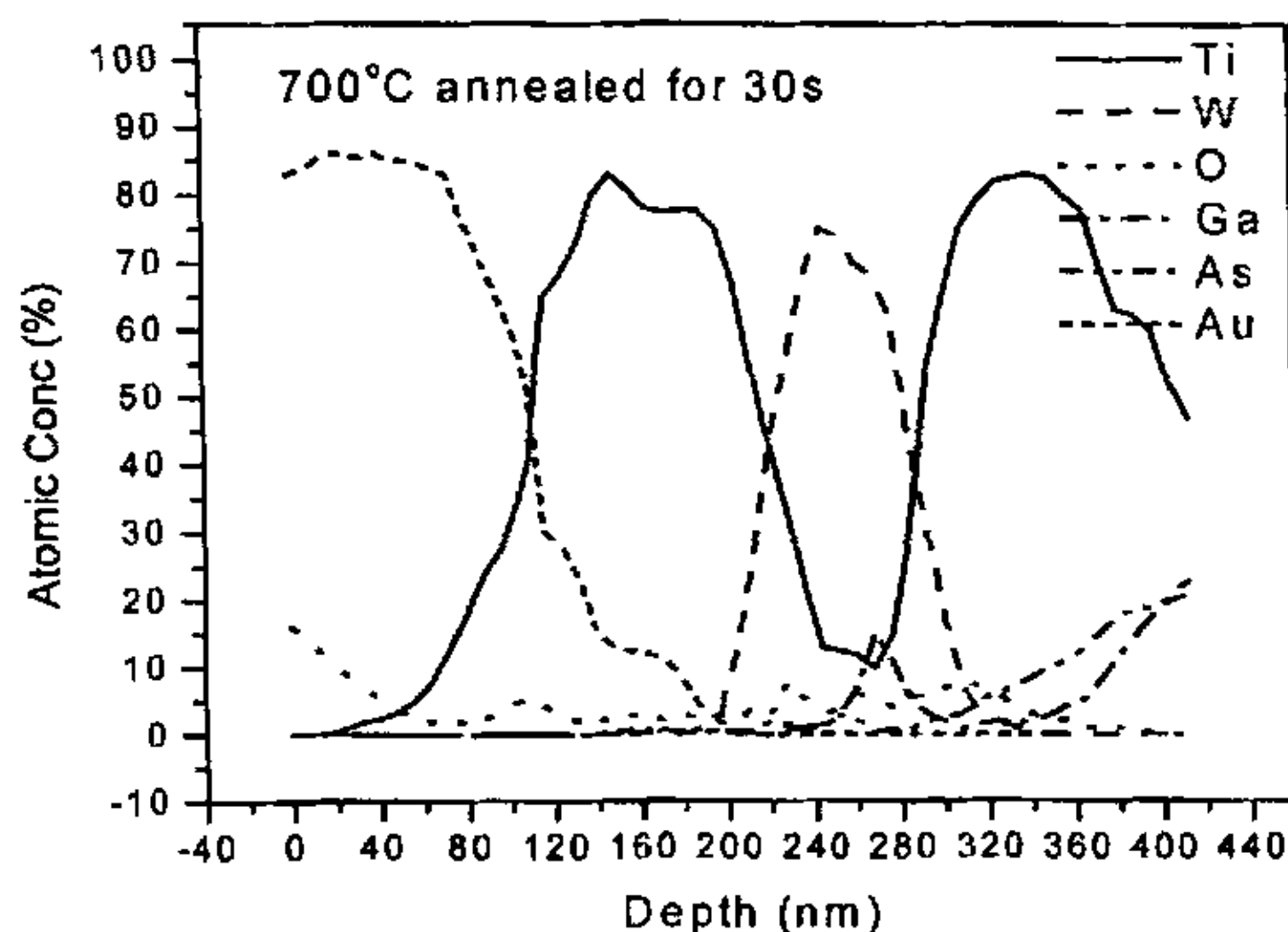


图 2.11 700°C 合金化后 Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 AES 能谱。

由图可知，合金化前 Ti/Au, W/Ti 和 Ti/GaAs 界面清晰。当在 700°C 合金化后，图中的 Ti 峰下面以及 Ti 峰、W 峰之间均有 Ga 峰出现，且 Ti 峰向 GaAs 内部延伸。同时，图中在 Ti 峰下面也观察到弱的 As 峰，可能对应着 TiAs 相，XRD 图谱证实了这一点。由图 2.12 可见，700°C 合金化后，Ti 层和 GaAs 的界面上有 $\text{Ti}_5\text{As}_3(213)$ 相存在，这说明 Ti 和 GaAs 之间发生了互扩散和相互作用。另外，弱的 $(\text{Ti}_{0.4}\text{W}_{0.6})_5\text{As}_4$ 和 $(\text{Ti}_{0.4}\text{W}_{0.6})\text{Si}_2$ 峰在图 2.12 中也被观察到，其中 Si 是由于掺杂引入。在图 2.10 和图 2.11 中，我们也注意到界面处有氧(O)峰的出现。这说明 GaAs 表面处理是必要的。Au 的扩散终止于 W 层，说明 W 层在该温度下起到了很好的阻挡 Au 的内扩散作用。

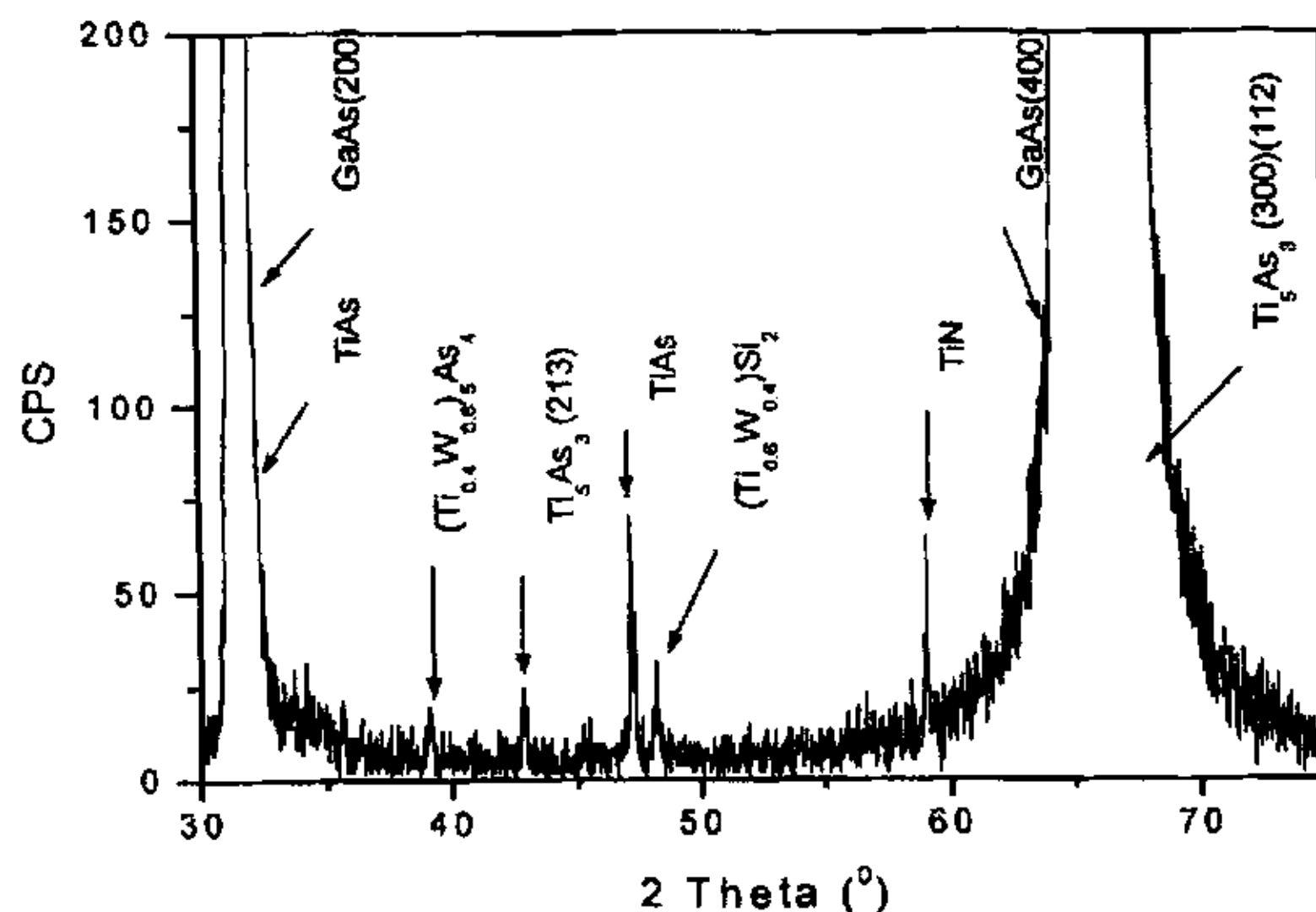


图 2.12 700°C 合金化后 Ti/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 XRD 图谱

2.5.3 结论

Ti/W/Ti/Au 金属层和 n-GaAs 间的接触在高温合金化后呈现欧姆特性。经 AES 图谱和 XRD 图谱分析可能和合金化后接触界面生成的 TiAs 相有关。该接触在 700℃ 时获得最低的比接触电阻为 $1.5 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ 。如果提高衬底的掺杂浓度,同时对材料进行表面处理,有望进一步降低该欧姆接触的比接触电阻。

2.6 Mo/W/Ti/Au 与 HBT 发射极 n-GaAs 的欧姆接触

在前文我们研究了 Ti/W/Ti/Au 金属层和 n-GaAs 间的接触特性。研究结果表明,在 700℃ 时获得最低的比接触电阻为 $1.5 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ 。而在 HBT 等超高速器件中,对欧姆接触的要求很高,器件的寄生电阻和电容方面的问题一直是制约这类器件工作频率提高的关键因素。频率越高,器件尺寸越小,这两个因素的影响就越大。因此,减小器件的寄生效应,从而充分利用器件的本征潜能显得极为重要。寄生电阻的一个重要部分为欧姆接触电阻。图 2.13 给出了 InP/InGaAs/InP HBT 最大振荡频率和基极欧姆接触电阻间的关系^[42]。

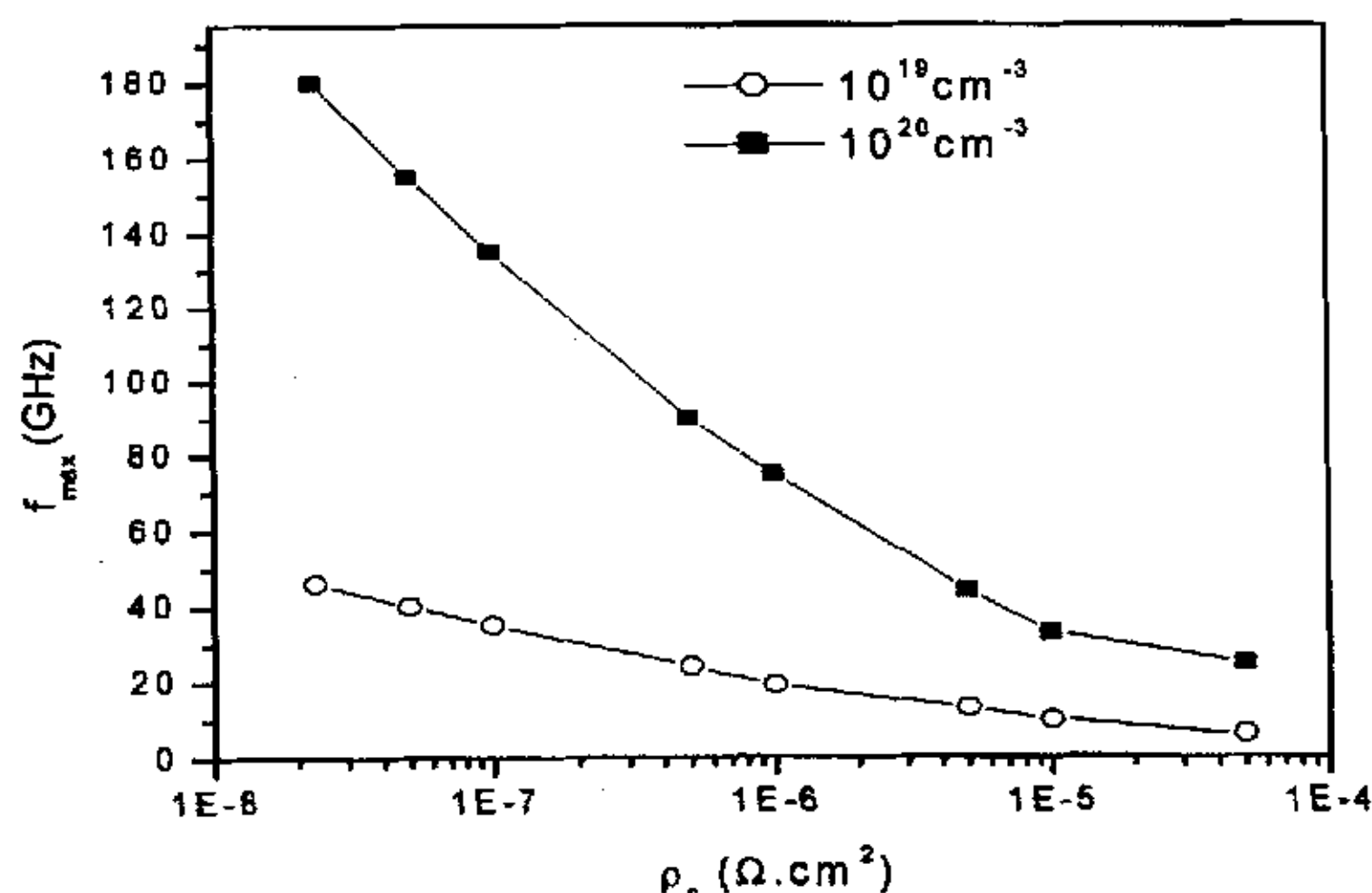


图 2.13 InP/InGaAs HBT 最大振荡频率和基极接触电阻间的关系。

所以,在 HBT 高速器件中一般要求各极区的比接触电阻在 $10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ 数量级,甚至更小,同时,在高温、高功率应用中还要有稳定的接触特性。在本节我们系统地研究了 Mo/W/Ti/Au 金属层和 HBT 器件 n-GaAs 间的接触特性,并对其电学特性和微观特性进行了分析。

2.6.1 实验

衬底 n-GaAs 接触有源层是采用 SI-GaAs 单晶抛光片直接离子注入 $^{29}\text{Si}^+$ (注入剂量分别为 $1.5 \times 10^{13}/\text{cm}^2$, 注入能量为 120KeV), 再经非相干光快速退火激活获得。欧姆接触金属为 Mo/W/Ti/Au 多层金属膜, 其中 Mo、W 金属膜采用 MLH-2306RDE 磁控溅射仪溅射制备, 溅射气体为 99.9999% 高纯 Ar, 溅射前本底真空为 $1 \times 10^{-4}\text{Pa}$, 溅射压力为 0.15Pa, 衬底温度为 70°C 。Mo、W 金属膜上的 Ti、Au 膜采用电子束蒸发形成, 本底真空为 $1 \times 10^{-4}\text{Pa}$, 衬底温度为 23°C 。Mo/W/Ti/Au 多层金属膜的厚度分别约为 20nm、40nm、30nm、200nm。

在溅射金属之前, 我们分别对 GaAs 衬底进行表面处理, 将 GaAs 衬底分别浸在 40°C 的 HCl (1: 10) 溶液和 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液中 1 分钟, 用氮气吹干后立即放入溅射室。制备好的 Mo/W/Ti/Au 金属层通过非相干光快速合金化与 GaAs 形成欧姆接触。退火炉与合金化炉均为 KST-2 型非相干光自动加热炉, 样品在 N_2 保护下按不同温度制度进行退火与合金化。XRD 图谱由 RAX-10 转靶 X 射线衍射仪测定。光源为未经单色化的 Cu-K_α 辐射。波长为 0.15418 nm, 最大工作电流为 200mA。金属膜厚由 Talyar-Hopson 型台阶仪测定。

2.6.2 表面处理对电学性能的影响

化合物半导体 GaAs 是直接带隙半导体, 具有高的电子和空穴迁移率, 是制造高速半导体器件和光电子器件的优良材料, 由于 GaAs 和其他 III-V 族半导体表面空气氧化以及金属与 III-V 族半导体接触, 将导致很高的表面和界面态密度, 钉扎了费米能级, 限制了 GaAs 基器件和其他 III-V 族半导体器件的发展, 因此 GaAs 的优良特性在半导体器件中未能充分发挥作用。其重要原因之一是 GaAs 和其他 III-V 族半导体表面钝化技术没有完全解决。

对硅器件来说, SiO_2 是一种非常理想的钝化膜, Si/SiO_2 界面有非常低的态密度和好的化学稳定性, 而 GaAs 自体氧化物不能满足半导体钝化膜的两个基本要求: 一是电子钝化 (降低表面态密度), 二是化学钝化 (提高稳定性), 因此采用自体氧化物是行不通的, 必须采用其他材料做钝化层。GaAs 表面的硫处理被认为是迄今为止进行表面钝化最有效的方法, 1987 年, Sandroff 等首先提出了 GaAs 表面的硫钝化方法, 他们用 $\text{Na}_2\text{S} \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ 溶液来钝化 GaAs 异质结双极型晶体

管 (HBT) 器件, 使 HBT 的小电流放大系数提高达 60 倍, 钝化后的样品的光致发光 (PL) 强度增加了 250 倍, 为提高钝化层的性质, 以后又发展了许多硫化物处理 GaAs 表面的方法, 其中 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 、 S_2Cl_2 、硫醇等化学处理不仅能改善 GaAs 表面特性, 并且在器件运用方面得到了证实。例如 HBT 小电流增益有显著提高, 高电子迁移率晶体管 (HEMT) 的实现成为可能, 激光器可靠性有很大的改善, 并使某些类型激光器光电响应特性有明显的改善。

表面处理对于光电器件, 如光电探测器等, 有利于提高其放大倍数, 对 HBT 而言则有利于提高 HBT 的功率放大倍数; 在传统的 GaAs 欧姆接触的制备中, 常常使用 HCl 溶液 (1: 10) 对 GaAs 衬底进行处理而去除表面的吸附杂质和氧化物。本实验首次把 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液进行表面处理用于欧姆接触的研究。

图 2.14 所示的是 700°C 合金化 30 秒后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 I-V 曲线, 由图可知, 溅射前对衬底采用不同的表面处理方法, 合金化以后样品的接触特性也明显不同: 溅射前未经表面处理的样品呈现肖特基接触特性, 溅射前经 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液处理的样品其 I-V 特性呈线性, 形成了良好的欧姆接触; 而溅射前经 HCl (1: 10) 溶液处理的样品其 I-V 特性处于以上两者之间。说明砷化镓表面经 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 溶液钝化处理后与难熔金属的接触特性得到了明显的改善。其钝化效果优于常规使用的 HCl (1: 10) 溶液的处理效果。

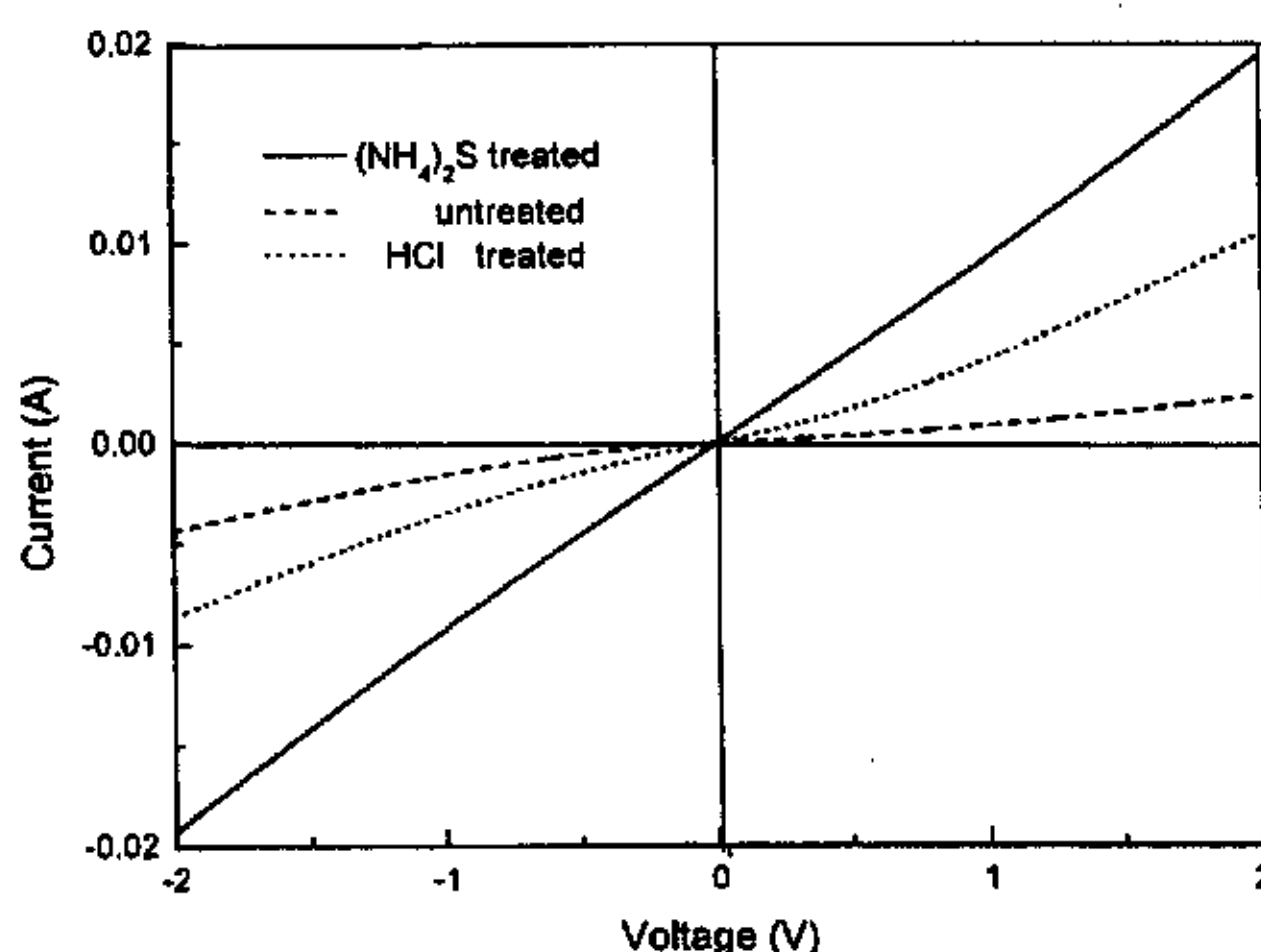


图 2.14 700°C 合金化 30 秒后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 I-V 曲线

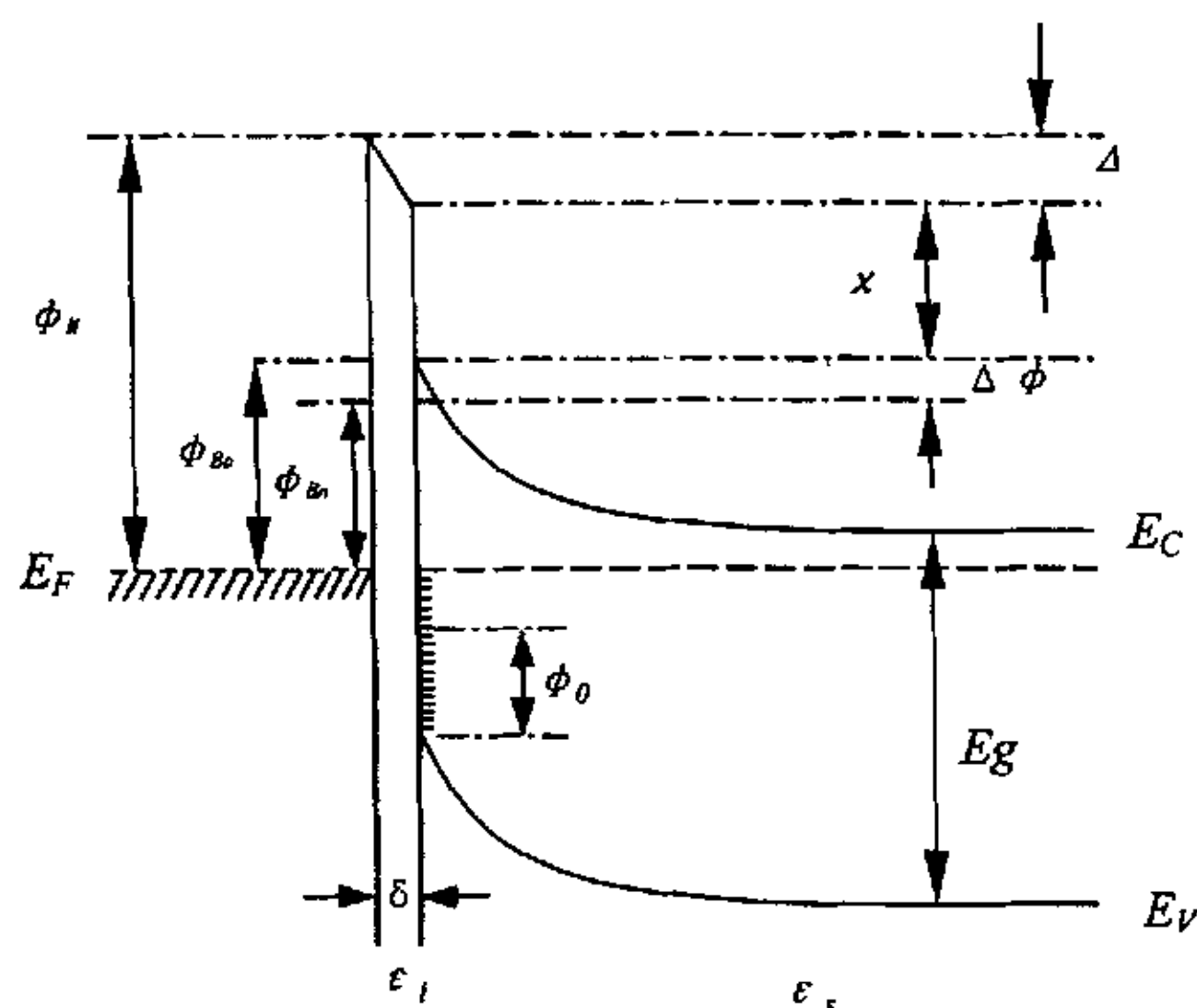


图 2.15 界面层为原子间距量级的金属-半导体(n 型)接触的细致能带图

ϕ_{Bn} =Barrier Height of Metal-Semiconductor Barrier

ϕ_{B0} =Asymptotic Value of ϕ_{Bn} at Zero Electric Field,

ϕ_0 =Energy Level at Surface, ϕ_M =Work Function of Metal,

$\Delta \phi$ =Image Force Barrier Lowering, Δ =Potential Across Interfacial Layer

χ =Electron Affinity of Semiconductor, ϵ_s =Permittivity of Semiconductor

ϵ_i =Permittivity of Interfacial Layer, δ =Thickness of Interfacial Layer

金属与半导体(n 型)接触的细致能带图示于图 2.15。一般说来, 金属-半导体系统的势垒高度由金属功函数和表面态两者决定。基于下述两个假设可得到势垒高度的一般表示式: (1) 金属与半导体紧密接触, 其间的界面层有原子尺度, 对电子透明并能承受加在它上面的电压。(2) 界面处单位面积单位电子伏特的表面态是半导体表面的属性, 与金属无关。则有:

$$\phi_{Bn} = c_2 (\phi_M - \chi) + (1 - c_2) (E_g / q - \phi_0) - \Delta \phi \quad (2.19)$$

式中 $c_2 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta D_s}$, D_s 为表面态密度。

由方程 (2.19) 可以得到以下两种极限情形:

当 $D_s \rightarrow \infty$ 时, 则 $c_2 \rightarrow 0$, 可以得出

$$q \phi_{Bn} = (E_g - q \phi_0) - q \Delta \phi \quad (2.20)$$

在本情形, 界面处的费米能级被表面态“钉”在价带之上的 $q \phi_0$ 值处。势垒高度与金属功函数无关, 完全取决于半导体的掺杂浓度和表面性质。

当 $D_s \rightarrow 0$ 时, 则 $c_2 \rightarrow 1$, 且可以得出

$$q \phi_{Bn} = q (\phi_M - \chi) - q \Delta \phi \quad (2.21)$$

该情形是忽略表面态效应的理想肖特基势垒,即为金属功函数和半导体电子亲和势之差,再去处镜像力势垒降低量。

砷化镓表面在没有经过表面处理前,由于本征缺陷和在空气中被氧化而产生很高的表面态密度,这种表面态的数量级可达 $10^{13}/\text{cm}^2 \cdot \text{eV}$,使得费米能级钉扎在禁带之间;文献表明^[16-17],对砷化镓表面进行硫钝化,可减少表面复合中心,明显降低表面态密度,改善甚至解除表面费米能级的钉扎。根据上述分析,溅射前用 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液对砷化镓表面进行处理改善了砷化镓表面的费米能级钉扎效应,降低了金属-半导体系统的势垒高度,从而使难熔金属 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触特性得到明显的改善。HCl (1: 10) 溶液可以去处砷化镓表面的氧化物,但其钝化效果不如 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液。

Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的比欧姆接触和合金化温度间的关系如图 2.16 所示。可以看出,在 700°C 以下时随着合金化温度的增加,其比接触电阻 ρ_c 不断下降,在 700°C 时获得最低的比接触电阻,约为 $4.5 \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ 。当合金化温度再升高时,比接触电阻开始逐渐变大, 900°C 时, ρ_c 增大到 $5 \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ 。

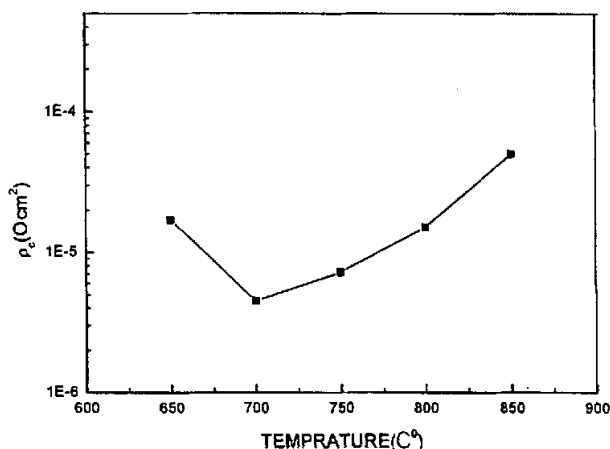


图 2.16 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 的比接触电阻与合金化温度的关系

2.6.3 结构特性研究

除了正确了解欧姆接触的电学特性外,用俄歇电子能谱 (AES)、X射线衍射 (XRD)、结合扫描电子显微镜 (SEM)、背散射电子像 (BSE) 等技术来分析金属-半导体欧姆接触的结构特性,进而分析其机理也显得十分重要。

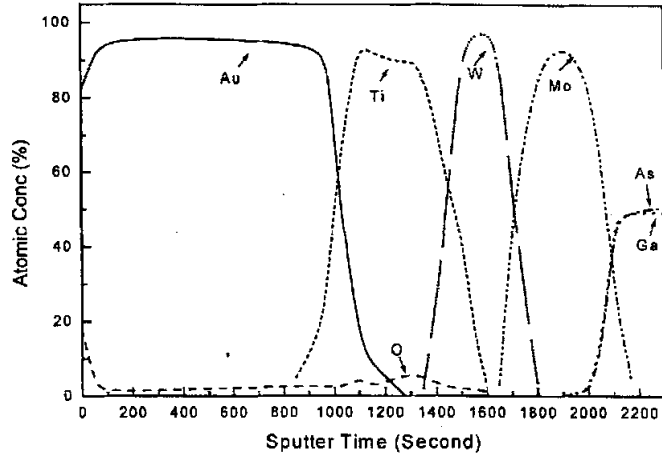


图 2.17 合金化前 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 AES 能谱

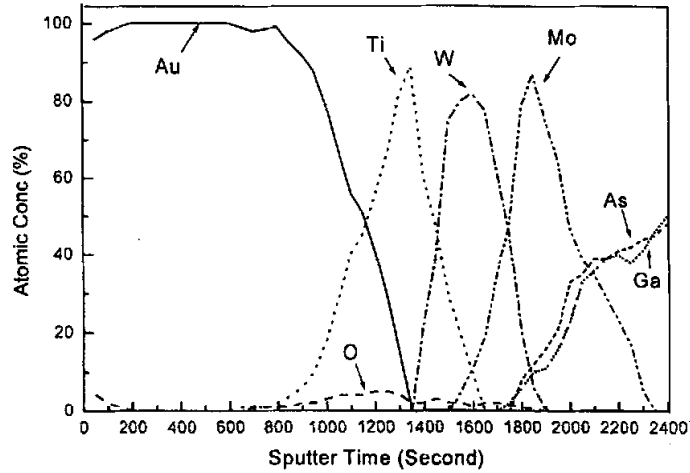


图 2.18 700℃合金化后的 Mo/W/Ti /Au 和 n-GaAs 接触的 AES 能谱

为分析上述比接触电阻变化的机理，我们对 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触界面元素的扩散和界面固相反应进行了研究。图 2.17 和图 2.18 分别给出了未合金化和 700℃合金化 30s 后的 Mo/W/Ti/Au 与 n-GaAs 接触的 AES 深度剖面分析。

由图可知，合金化前 Ti/Au, W/Ti、Mo/W 和 Mo/GaAs 界面处的元素没有发生明显的互扩散。700℃合金化后，图 2.18 中各元素间的界面不再明显，在 Mo 峰下面有 As 峰和弱的 Ga 峰出现；同时，图中 Au 峰和 Ti 峰下面也分别出现了 Ti 峰和 Au 峰；这说明快速合金化以后金属层和 GaAs 衬底以及金属层内部都发生了

不同程度的互扩散。在图 2.18 中我们也注意到 Au 层和 Ti 层向内的扩散逐渐终止于 W 层；并没有扩散到 GaAs 界面，说明 W 层在该温度下起到了很好的阻挡层的作用。

X 射线衍射 (X-Ray Diffraction) 利用 X 射线在样品中的衍射现象来分析材料的结晶程度、晶体参数、晶体缺陷、不同结构相的含量及应力等。图 2.19 是 700℃ 合金化后 Mo/W/Ti/Au 与 n-GaAs 接触的 XRD 图谱，图中除了金属层中 W、Ti 等元素以及 GaAs 晶相的谱峰外，还出现了 Mo_5As_4 相衍射峰。说明快速合金化以后金属层中 Mo 层与 GaAs 基体发生互扩散的同时，在界面生成了 Mo_5As_4 相，该相的生成也可能有助于比接触电阻的降低。在 700℃ 以上随着合金化温度的升高比接触电阻略有增大可能是由于金属层与衬底表面的互扩散反应加重从而使 GaAs 衬底原子配比逐渐偏离所致。

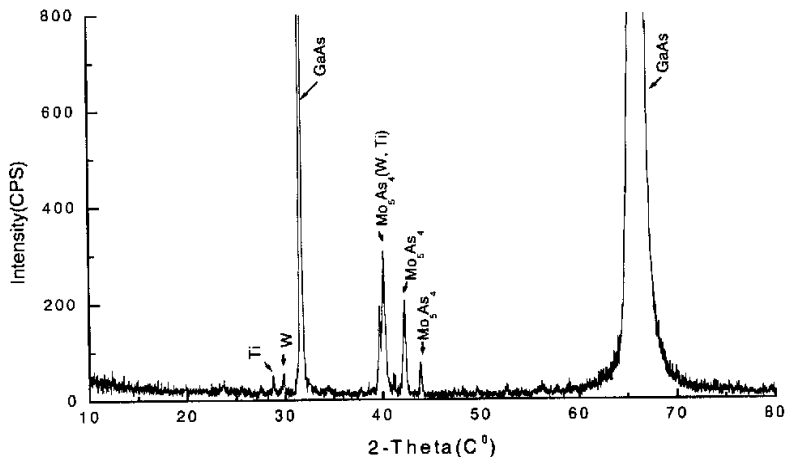


图 2.19 700℃ 合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的 XRD 图谱

扫描电子显微镜 (Scanning Electron Microscope, SEM) 利用电子束在样品表面扫描激发出代表样品特征信号成像。实验中我们用扫描电子显微镜的二次电子像来观察样品表面形貌及界面情况。

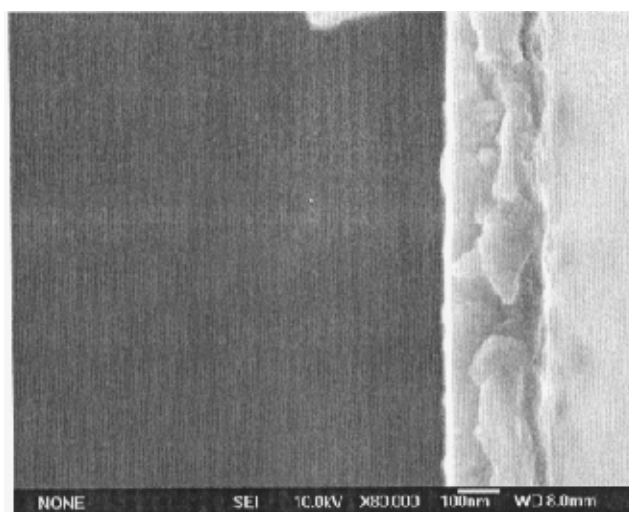


图 2.20 合金化前 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的二次电子像

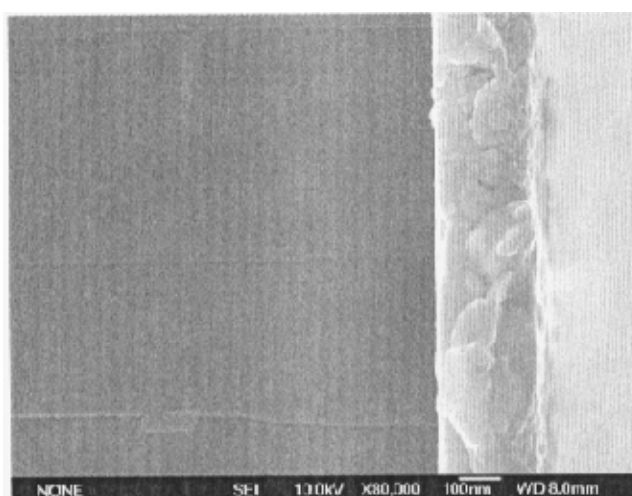


图 2.21 700℃合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的二次电子像

图 2.20 和图 2.21 分别是 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触在 700℃合金化前后接触界面的二次电子像(SEI)。从图中我们可以看到样品在合金化前后形貌上没有明显的变化。金属层表面及金属层与 GaAs 层界面都较为平整,在合金化后的二次电子像中金属层的晶粒较为明显,这可能是在 700℃合金化过程中金属晶粒逐渐发育的结果。

背散射电子 (Back Scattering Electron, BSE) 是指入射电子在样品表层经弹

性和非弹性散射，改变运动方向，最终又从样品表面反射出来，较深层的背散射电子也能逸出表面，所以 **BSE** 的检测深度比 **SEM** 更大，约为 100nm。反射角的大小取决于离核的距离和原子的能量，即散射强度的大小跟样品的表面形貌以及成分均有关，其形貌部分和 **SEM** 相当，不过图形正好相反；样品成分部分，物质的原子序数越大，背散射电子数量越多，从而可以通过 **BSE** 的衬度表层或界面的元素分布情况。



图 2.22 合金化前 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的背散射电子像

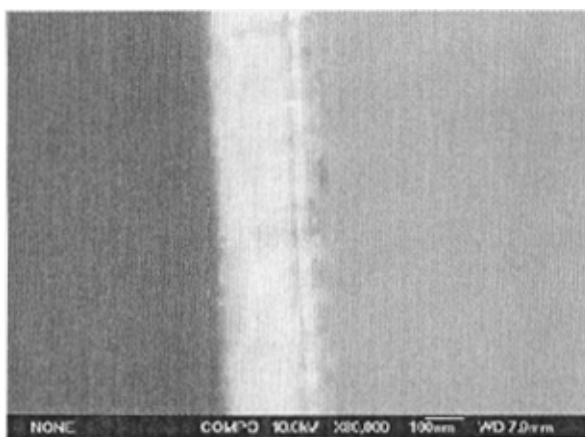


图 2.23 700℃合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的背散射电子像

图 3.22 和 3.23 是 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触在 700℃合金化前后接触界面

的背散射电子像。从图 2.22 我们可以看到，在合金化前 Mo/W/Ti/Au 金属多层的界面比较清晰。由于 Mo、W、Ti、Au 四种元素的原子序数大小不同，在背散射电子像中明暗程度也不同，Au 的原子序数最大，在背散射电子像中的像最亮；Ti 的原子序数最小，其在背散射电子像中的像最暗；这是由于原子序数越大，背散射电子数量越多。各层的实际厚度大约为 Mo: 20nm, W: 40nm, Ti: 30nm, Au: 220nm。图 2.23 与图 2.22 相比，Ti 金属层的厚度减小，这主要是因为在进行合金化时，金属 Ti 向外层的金属 Au 中扩散，并形成 TiAu 相。同时，发现图中的 W 金属层的厚度几乎没有变化，而且 W 金属层的轮廓保持的较好，这主要是因为金属 W 的熔点较高 (3680℃)。在 700℃ 下对 Mo/W/Ti/Au 金属多层实行快速合金化时，W 层几乎不和相邻的金属层发生互扩散。这说明 W 金属层可以起到良好的扩散阻挡层的作用。在图 2.23 中也可以发现在合金化以后金属层与 GaAs 衬底的界面处的轮廓没有合金化清晰，结合图 2.18 可以得出这主要是合金化过程中 Mo 金属层与 GaAs 衬底之间发生扩散造成的。

为了进一步对样品的表面形态分析和对样品组分的定量分析，我们在合金化前后对样品进行了电子探针 X 射线显微分析。电子探针 X 射线显微分析 (Electron Probe X-ray Microanalysis) 是利用经聚焦的电子束轰击试样，产生元素的特征 X 射线、吸收电子、背散射电子、二次电子等信息，进而对这些信息进行收集、处理，从而达到对样品组分的定性和定量分析、样品表面的形态分析和元素的赋存状态研究的目的。

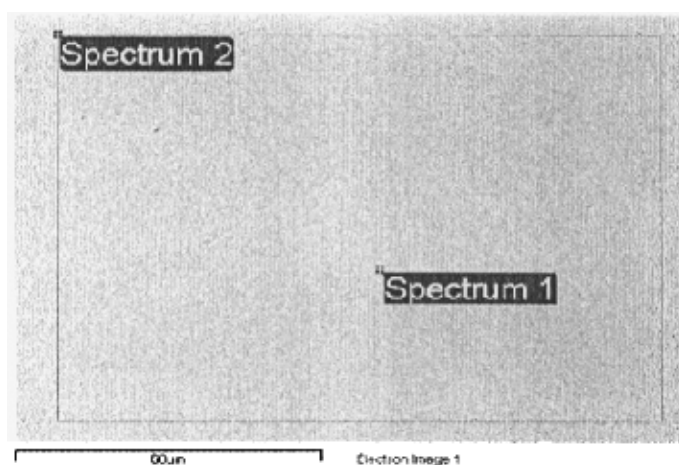
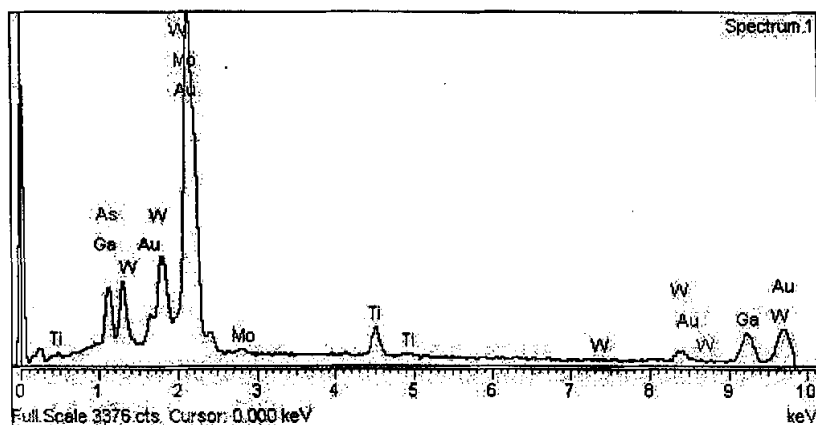
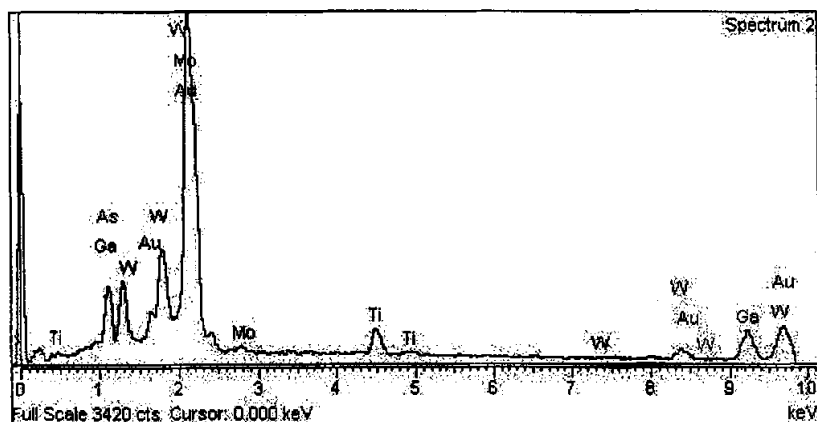


图 2.24 合金化前 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的表面形貌像



(a)



(b)

图 2.25 合金化前 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的表面的成分分析

(a) 为 Spectrum 1 处的成分谱线 (b) 为 Spectrum 2 处的成分谱线

图 2.24 是合金化前 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的表面形貌像, 从图中我们可以看到样品表面形貌平整, 未发现有明显的缺陷。由图 2.25 可知, Spectrum 1 和 Spectrum 2 处 Au、Ti、W、Mo、Ga、As 的谱线强度几乎一样。在 Spectrum 1 处, Au 的含量为 60.80%, Ti 的含量为 3.05%, W 的含量为 10.30%, Mo 的含量为 4.88%, Ga 的含量为 15.12%, As 的含量为 5.86%。Spectrum 2 处, Au 的含量为 61.39%, Ti 的含量为 2.91%, W 的含量为 11.01%, Mo 的含量为 4.38%, Ga 的含量为 14.35%, As 的含量为 5.96%。说明制备的多层金属膜厚度和成分都很均匀。

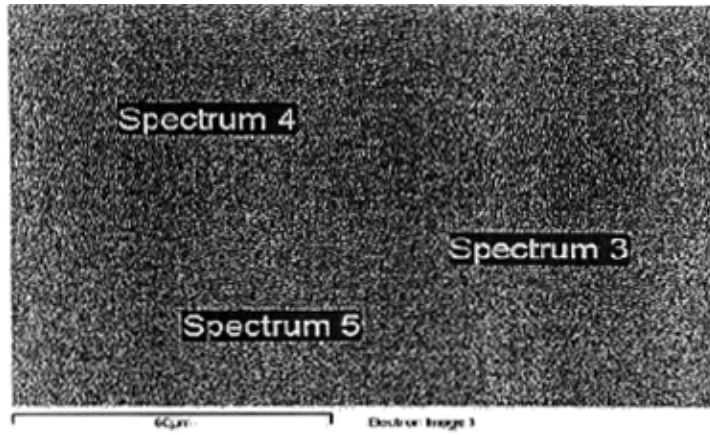
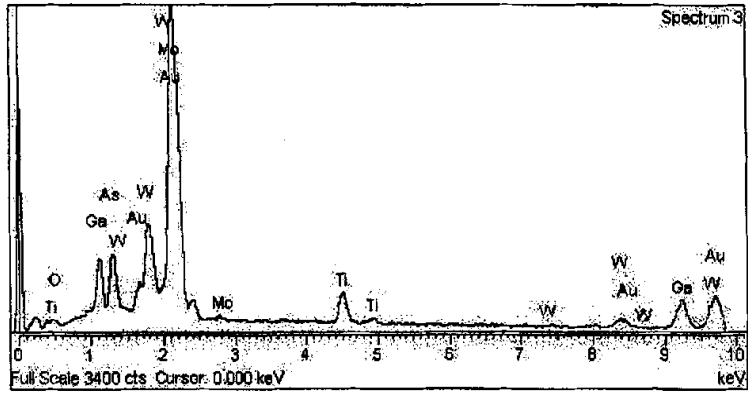
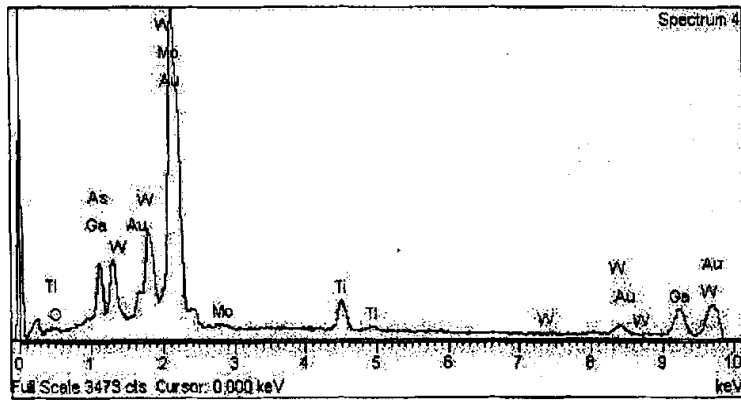


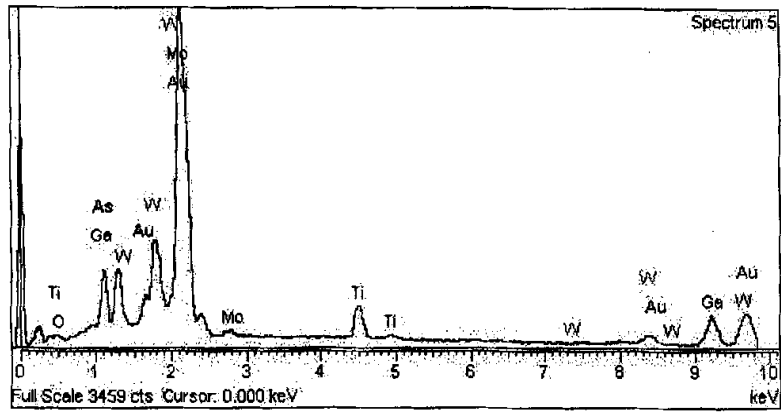
图 2.26 700℃合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的表面形貌像



(a)



(b)



(c)

图 2.27 700℃合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触表面的成分分析

(a) 为 Spectrum 3 处的成分谱线 (b) 为 Spectrum 4 处的成分谱线

(c) 为 Spectrum 5 处的成分谱线

图 2.26 是 700℃合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触的表面形貌像。由图可知, 经快速合金化以后, 金属层表面依然很平整, 未发现表面有金属缩球现象, 这说明 Mo/W/Ti/Au 难熔金属多层在 700℃仍有较好的表面形貌和平整性。图 2.27 是 700℃合金化后 Mo/W/Ti/Au 和 n-GaAs 接触表面的成分分析。由图可知, Spectrum 3、Spectrum 4、Spectrum 5 处的各元素成分谱线强度没有明显的变化, 这进一步说明合金化以后未发生表面金属富集现象。由图 2.25 和图 2.27 计算得出合金化前后的各点的元素含量百分比如下表所示。

表 2.1 合金化前后表面微区元素含量百分比

含量 (wt%)	Spectrum1#	Spectrum2#	Spectrum3#	Spectrum4#	Spectrum5#
Au	60.80	61.39	59.86	60.42	60.83
Ti	3.05	2.91	3.68	3.54	3.96
W	10.30	11.01	10.61	10.89	10.12
Mo	4.88	4.38	4.38	4.18	3.96
Ga	15.12	14.35	14.30	14.14	14.21
As	5.86	5.96	5.97	5.88	5.87
O	0	0	1.19	0.95	1.05
Totals	100.00	100.00	100.00	100.00	100.00

表 2.1 是合金化前后的表面微区元素含量百分比。从表中可知,微区成分中除了有 Mo、W、Ti、Au 金属外,还有半导体衬底 Ga、As 元素。这是由于电子探针 X 射线显微分析探测到是 1 个微米左右深度的元素成分,而 Mo、W、Ti、Au 四层金属的厚度约为 310nm,所以在成分谱线中有 Ga、As 元素的谱线。另外比较在合金化前后的元素含量,可以发现在合金化前只有 Mo、W、Ti、Au、Ga、As 元素,而在合金化以后还出现了 O 元素,重量百分比约为 1%,这是因为在合金化过程中 Au 层下面的 Ti 层逐渐向外扩散,高温下和合金化气氛中的氧结合,从而在合金化后的成分分析中出现有氧元素。

2.6.4 结论

用不同的方法对砷化镓衬底进行表面处理,Mo/W/Ti/Au 金属层和 n-GaAs 间的接触在高温合金化后呈现不同的接触特性。该样品在 700℃ 时获得最低的比接触电阻为 $4.5 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ 。处理效果优于传统使用的 HCl (1:10) 溶液。其机理是 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液对砷化镓表面进行处理后改善了砷化镓表面的费米能级钉扎效应,降低了金属-半导体系统的势垒高度。

2.7 本章小结

为了提高欧姆接触的稳定性,采用难容金属 Ti/W/Ti/Au、Mo/W/Ti/Au 等替代常规的 AuGeNi、AuZn 合金制备 GaAs 基 HBT 器件的 n-GaAs 欧姆接触电极。首次采用 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 钝化技术和快速合金化技术,得到的最小比接触电阻为 $4.5 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ 。处理效果优于传统使用的 HCl (1:10) 溶液。经过对样品的电学特性和结构特性分析,得出其机理是: $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 饱和溶液对砷化镓表面进行处理后改善了砷化镓表面的费米能级钉扎效应,降低了金属-半导体系统的势垒高度。AES 分析表明在高温下 W 层起到了很好的扩散阻挡层的作用;XRD 分析得出,在 Mo 层与 GaAs 基体界面生成了 Mo_5As_4 相。

参考文献:

- [1] M. E. Hafizi, L. M. Pawlowicz, L. T. Tran, D. K. Umemoto, D. C. Streit, A. K. Oki, M. E. Kim, and K. H. Yen, "Reliability analysis of GaAs/AlGaAs HBT's under forward current/temperature stress," IEEE GaAs IC Symp. Tech. Dig., 1990: 329-332,.
- [2] 吴杰, 夏冠群, 束为民, 顾伟东, 张兴宏, "高温 AlGaInP/GaAs HBT 的电流增益计算分析", 半导体学报, 2000, 21 (1): 56-63
- [3] 程知群, 孙晓伟, 束为民, 张兴宏, 顾伟东, 夏冠群, "四元系 AlGaInP 为发射极异质结双极晶体管研究", 半导体学报, 1999, 20 (5): 425-428
- [4] S.M.Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, Inc. Second Edition, 1998.
- [5] C.R.Crowell, and S.M.Sze, "Current Transport in Metal-Semiconductor Barrier," Solid State Electron, 1966, 9: 1035-1038
- [6] C.Y.Chang and S.M.Sze, "Carrier Transport across Metal-Semiconductor Barrier," Solid State Electron, 1970, 13: 727-729
- [7] V.L.Rideout, "A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers," Thin Solid Films, 1978, 48: 261-265
- [8] C.W.Kao, L.Anderson, and C.R.Crowell, et al., "Photoelectron Injection at Metal-Semiconductor Interface," Surface Sci., 1980, 95: 321-325
- [9] C.Y.Chang, Y.K.Fang and S.M.Sze, "Specific Contact Resistance of Metal-Semiconductor Barriers" Solid State Electron., 1971, 14: 541-545
- [10] J.O.McCaldin, T.C.McGill, and C.A.Mead, "Schottky Barriers on Compound Semiconductors: The Role of the Anion," J. Vac. Sci. Technol., 1976, 13: 802-805
- [11] J.M.Andrews, "The Role of the Metal-Semiconductor Interface in Silicon integrated Circuit Technology," J. Vac. Sci. Technol., 1974, 11: 972-974
- [12] E.H.Rhoderick, *Metal-Semiconductor Contacts*, Clarendon, Oxford, 1978; "Transport Processes in Schottky Diodes," in K.M.Pepper, Ed, Inst. Phys. Conf. Ser., No.22, Institute of Physics, Manchester, England, 1974:3-15
- [13] F.A.Padovani, R.Sstratton, "Field and Thermionic-Field Emission in Schottky

- Barriers*," Solid State Electron., 1966, 9: 695-699
- [14] A.Y.C.Yu and C.A.Mead, "*Characteristics of Al-Si Schottky Barrier Diode*," Solid State Electron., 1970, 13: 97-101
- [15] H.B.Michaelson, "*Relation between an Atomic Electronegativity Scale and the work Function*," IBM J. Res. Dev., 1978, 22: 72-76
- [16] S.M.Sze, C.R.Crowell, and D.Kahng, "*Photoelectric Determination of the Image Force Dielectric Constant for Hot Electrons in Schottky Barriers*," J. Appl. Phys., 1964, 35: 2534-2537
- [17] C.R.Crowell, and M.Beguwalla, "*Recombination Velocity Effects on Current Diffusion and Imref in Schottky Barriers*," Solid State Electron., 1971, 14: 1149-1152
- [18] 吴鼎芬, 颜本达, 金属-半导体界面 欧姆接触的原理、测试与工艺, 上海交通大学出版社, 1989: 22-30
- [19] G.k.Reeves, and H.B.Harrison: IEEE Electron Device Letters, 1982, EDL-3:111-114
- [20] Y.I.Nissim, J.F.Gibbons, and P.P.B.Gold, Trans. Electron. Devices, 1981, ED-28: 607-609
- [21] M.P.Rocop, B.Sandow, "*Au-Ge based ohmic contacts on GaAs*," Phys. Status Solidi A, 1986, 95: k211-k215
- [22] T.Jung, E.N.bauer, "*Interdiffusion profiles of AuGe/n-GaAs ohmic contacts studied by AES*", Phys. Status Solidi A, 1983, 77: K203-K206
- [23] G.S.Marlow, M.B.Das, L.Tongson, "*The characteristics of Au-Ge-based ohmic contacts to n-GaAs including the effects of aging*, Solid-State Electron. 1983, 26: 259-266
- [24] O.Aina, W.Katz, B.J.Baliga, K.Rose, "*Low-temperature sintered AuGe/GaAs ohmic contacts*, J. Appl. Phys. 1982, 53: 777-780
- [25] R.Binkis, G.Pyatraukas, A.Sakalas, "*Analysis of an AuGe-GaAs contact structure by X-ray photoelectron spectroscopy*," 1987, 21: 1918-1920
- [26] N.Okamoto, T.Takahashi, H.Tanaha. "*Nonalloyed ohmic contact to n-GaAs with GaS/ GaAs quasi-metal-insulator-semiconductor structure*", Appl. Phys.

- Lett. 1998, 73(2):794-796.
- [27] N.Okamoto, H.Tanaha. "GaAs Surface Passivation with GaS Thin Film Grown by Molecular Beam Epitaxy", Jpn. J. Appl. Phys. 1998, 37(2): 484-485.
- [28] N.Okamoto, T.Takahashi, H.Tanaha, et al. "Near-Ohmic Contact of n-GaAs with GaS/GaAs Quasi-Metal-Insulator-Semiconductor Structure", Jpn.J. Appl. Phys. 1998, 37(6): 3248-3251.
- [29] M.Murakami. "*Development of refractory ohmic contact materials for gallium arsenide compound semiconductors*", Science and Technology of Advanced Materials. 3(2002) 1-27.
- [30] 张万荣, 李志国, 穆甫臣, 等. "具有 TiN 扩散阻挡层的 n-GaAs 欧姆接触的可靠性. 半导体学报", 2000, 21(6): 608
- [31] M.Murakami. "*Development of ohmic contact materials for GaAs integrated circuits*", Mater.Sci.Rep. 1990, 5: 273-317.
- [32] K.Tanahashi, H.J.Takata, A.Otuki, et al., "*Thermally stable non-gold ohmic contacts to n-type GaAs. I. NiGe contact metal*", J. Appl. Phys. 1992, 72: 4183-4190.
- [33] M.Murakami, Y.C.Shih, W.H.Price, et al. "*Thermally stable ohmic contacts to n-type GaAs. III. GeInW and NiInW contact metals*", J. Appl. Phys. 1988, 64: 1974-1982.
- [34] H.J.Kim, M.Murakami, W.H.Price, et al. "*Thermally stable ohmic contacts to n-type GaAs: VI. InW contact metal*", J. Appl. Phys. 1990, 67: 4183-4189.
- [35] M.Murakami, W.H.Price, Y.C.Shih, N.Braslau, "*Thermally stable ohmic contacts to n-type GaAs: II. MoGeInW contact metal*", J. Appl. Phys. 1987, 62(8): 3295-3303
- [36] Y.C.Shih, M.Murakami, and W.H.Price, "*Thermally stable ohmic contacts to n-type GaAs: IV. Role of NiInW contacts*," J. Appl. Phys., 1989, 65(9): 3539-3545
- [37] V.L.Rideout. "*A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III - V compound semiconductors*", solid-state Electron. 1975, 18: 541-550.

- [38] T.C.Shen, G.b.Gao, H.Morkoc. “Recent development in ohmic contacts for III—V compound semiconductors”, J. Vac. Sci. Technol. B, 1992, 10: 2113-2132.
- [39] C.J.Uchibori, M.Okunishi, T.Oku, et al. “Formation mechanism of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ohmic contacts to n-type GaAs prepared by radio frequency sputtering”, J. Electron. Matar. 1994, 23: 983-989.
- [40] M.Murakami, and Y.Koide, “Ohmic contacts for compound semiconductors”, Critical Reviews in Solid State and Materials Science., 1998, 23(1): 1-60
- [41] T.C.Shen, G.B.Gao, and H.Morkoc, “Resent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors,” J. Vac. Sci. technol. B., 1992, 10(5): 2113-2130
- [42] J.I. Song, B.W. P. Hong, and C.J. Palmstrom, “Ultra-high-speed InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors”, IEEE Electron. Dev. Lett. **EDL-3**, 1994: 94—97

第三章 HBT 器件的设计制作与模型

3.1 引言

1951 年 Schockly 首先提出双极晶体管的宽发射区理论^[1], 1957 年 Kroemer 更为系统地阐述了宽发射区的原理^[2], 同时指出, 在晶体管中如果发射区的禁带宽度 E_{gE} 大于基区的禁带宽度 E_{gB} , 则晶体管可以获得很高的注入比, 从而使晶体管发射极的注入效率接近于 1。但由于当时工艺上的限制, 在 50 年代末到 60 年代末的近十年中, 异质结晶体管未能成为现实。直到 60 年代末和 70 年代初, 随着液相外延技术的不断成熟, 异质结器件才首先在激光器中获得成功。1972 年, Dumke 等人应用液相外延技术首先试制成功了 AlGaAs/GaAs 异质结晶体管^[3], 此后有关 AlGaAs/GaAs 异质结晶体管的报道迅速增加^[4-6]。

异质结双极晶体管得到飞速发展还是近十年来。因为异质结器件的发展很大程度上依赖于工艺的发展。不仅异质结材料的晶格常数要匹配, 而且对材料的组分和掺杂浓度以及生长速度均要求进行精密而严格的控制。随着分子束外延 (MBE)、金属有机化学汽相淀积 (MOCVD) 和超高真空化学汽相淀积 (UHVCVD) 工艺的应用, 外延层厚度、掺杂浓度等的控制可以达到原子量级, 材料质量得到极大提高。在生长过程中, 对材料组分的变化和调整可以象对杂质浓度的变化和调整一样容易实现, 这为实现各种结构的异质结双极晶体管提供了极大的便利。

目前, 异质结双极晶体管显示了许多优良特性——远超过硅同质结晶体管的 f_T 、较好的开关特性、较宽的工作温度范围 ($-269^{\circ}\text{C} \sim 350^{\circ}\text{C}$)、优良的击穿特性等^[7]。此外, HBT 的制作可以采用较为宽松的尺寸 (如微波器件的线条为 $2 \sim 3 \mu\text{m}$), 因此能够利用常规的光学光刻法, 以降低制作成本。

3.2 HBT 的器件结构与制作

典型的 GaAs 基 HBT 器件结构至少有五层堆叠而成: 发射区接触层、宽禁带发射区、基区、集电区和衬底。如表 3.1 所示。

表 3.1 GaAs 基 HBT 多层结构

层次结构		厚度 (μm)	掺杂 (cm^{-3})
外 延 层	发射区接触层 ($\text{n}^+\text{-GaAs}$)	~ 0.2	$\sim 5 \times 10^{18}$
	发射区 (n-AlGaInP)	~ 0.2	$\sim 2 \times 10^{17}$
	基区 ($\text{p}^+\text{-GaAs}$)	$0.05 \sim 0.1$	$2 \sim 10 \times 10^{18}$
	集电区 (n-GaAs)	$0.5 \sim 1.0$	$\sim 7 \times 10^{16}$
	集电区接触层 ($\text{n}^+\text{-GaAs}$) (导电衬底可无此层)	~ 1.0	$\sim 5 \times 10^{18}$
衬底 (SI- GaAs)		$100 \sim 500$	

发射区是由发射区接触层(“Cap 层”)和宽禁带发射区层构成。发射区接触层是用来帮助发射区形成低电阻率的欧姆接触,通常包括高电导率的 $\text{n}^+\text{-GaAs}$ 和向宽禁带发射区材料过渡的缓变层。有时为了进一步降低其接触电阻率还可以用窄禁带材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 或者 InAs 作为发射区接触层。

在 HBT 中,电流增益的保证主要依靠发射区-基区的异质结,其抑制由基区向发射区的少数载流子注入。由于注入效率与异质结的能带失配成指数关系,因此可以较自由地选择发射区和基区的掺杂浓度,而不必担心降低电流增益。

功率器件的发射区-基区异质结几乎都是缓变型。尽管突变结可以向基区发射高能电子,减少基区渡越时间,但是与导带尖峰相伴随的能带凹陷将俘获电子,增加空间电荷区复合电流。总的来说,突变异质结器件的电流增益低于缓变异质结器件。

大多数微波器件 HBT 都采用了高掺杂的基区 ($2 \sim 10 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) 以减少基区电阻,从而提高功率增益。即使工作在微波频率时,发射极宽度超过几微米,也能够得到足够高的利用因子。电流基本上均匀地流过发射极电极,与此相对的是,硅同质结晶体管的基区由于掺杂浓度低而电阻较高,使得发射极电流集中在发射极边界周围。HBT 的基区薄层电阻低还可以保证集电结的反向偏置电压绝大部分降落在集电区一侧,基区一侧的耗尽层非常薄,因此基区宽度随偏置条件的变化很小(即 Early 电压很高)。所以器件的击穿电压设计也具有更大的灵活性。基区的厚度决定了载流子渡越基区的时间,工作在高频状态下的

晶体管基区厚度通常小于 $0.1\ \mu\text{m}$ ，甚至 30nm 左右。

集电区的设计对于器件的功率特性有很大影响。集电区的厚度可以决定集电区渡越时间和击穿特性。较厚的集电区能改善集电结的反向击穿特性，但是也相应产生了较长的渡越时间。在大多数功率器件中，由于集电区内电场强度很高，因为载流子以饱和速度穿过集电区。GaAs 材料的电子饱和速度约为 $8 \times 10^6\text{cm/s}$ 。下集电区的掺杂浓度高于集电区，用来引出集电区接触电阻，降低因此而产生串联电阻，以提高器件的性能。

衬底的选择主要取决于 HBT 要应用的电路类型。在单片集成电路中，各种电路元件都做在同一块芯片上，就必须采用半绝缘衬底。而导电衬底则可以用于混合电路的分立器件。导电衬底上的器件可以把衬底当作下集电区，集电极接触就直接作在芯片背面。这样，同一芯片上的器件通过共同的集电极而连接起来，器件隔离须进行划片。导电衬底的唯一优点是制作简单，但是不能用于 MMIC 技术，而较大的集电极—发射极电容和集电极—基极电容减小了器件的带宽功率增益。半绝缘衬底为器件和电路设计提供了极大的灵活性。器件隔离可采用离子注入或台面隔离。器件隔离后，器件附近的半绝缘层表面可制作无源电路元件，如传输线、电容和电感等。半绝缘衬底还可以减少寄生参数。

前面提到的 HBT 采用的是发射区在上的纵向结构。另一种结构是 HBT 的集电区在上，而发射区位于纵向结构的底层。这两种结构的剖面示意图如图 3.1 所示，不同结构对于器件功能的影响主要在于发射结的注入效率。

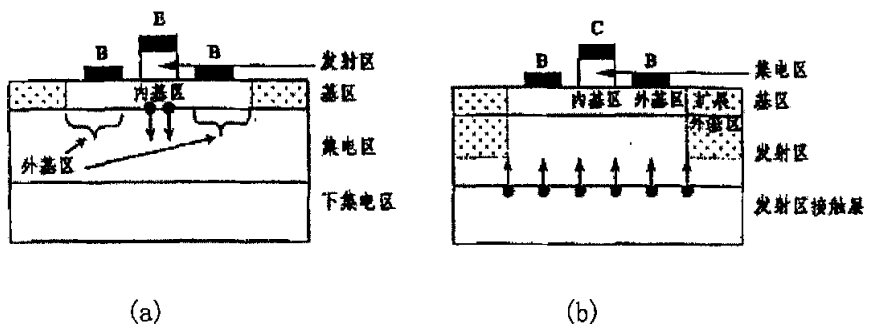


图 3.1 不同纵向结构的 HBT 剖面示意图

(A) 发射区在上 (b) 集电区在上

当发射区在上时,发射结面积小于基区面积,工作时只有内基区上方的发射结导通。进入基区的载流子绝大部分被集电区收集,只有小部分流向基极。所以可以保证高的注入效率。集电区在上时,基区位于发射区上方,面积小于发射区。不采取特殊工艺的话,进入基区的载流子大部分会流入外基区,成为基极电流。为了保证发射结高的注入效率,必须利用离子注入将外基区扩展进宽禁带发射区或将外基区下的发射区变为高阻。

以上两种结构各有优缺点,可以用于不同的工作要求。发射区在上的 HBT 器件制作工艺简便,易于实现高的注入效率。集电区在上的 HBT 器件减少了集电极-基极电容,更适合于高频状态下工作。但是由于大部分的外加电压降落在集电区,工作时产生的热量也集中在这一层。集电区位于上方时,与周围相隔离,热扩散较为困难,所以集电区在上方的 HBT 较少用作功率器件。

HBT 的制作工艺是将器件要实现的功能和复杂程度进行综合考虑后决定的。目前,使用最普遍的 HBT 工艺是单异质结 N-p-n 型、发射区在上的台面结构,这样可以将工艺难度降至最低。

功率 HBT 器件由于需要在大信号状态下工作,器件内部温度往往高于环境温度,所以在制作工艺上有一些特殊要求。本节将简述功率 HBT 器件工艺中的关键步骤,是基于非自对准工艺的发射区在上的台面型 HBT。HBT 的制作工艺最重要的就是腐蚀器件的基区、集电区台面,然后分别在不同外延层上制作电极,最后是隔离器件,具体如下:

1. 制备发射区电极:

采用光刻剥离技术在发射区接触层上制作欧姆接触。溅射或蒸发电极金属,合金化以形成欧姆接触。N 型 GaAs 上常用的欧姆接触金属为 AuGeNi/Au,还可以采用难熔金属如 Ti/W/Ti/Au、Mo/W/Ti/Au 等。

2. 基区台面腐蚀

采用光刻胶保护发射极,湿法或干法腐蚀(反应离子刻蚀或溅射刻蚀)除去发射区外延层直到基区表面。

3. 制备基区电极

在基区表面采用剥离技术制作欧姆接触。再次采用溅射或蒸发电极金属,合金化以形成欧姆接触。P 型 GaAs 上常用的欧姆接触金属是 ZnAu、TiAu,

但这些合金系主要用于小信号器件。功率器件对于基极电极的可靠性要求很高。因为基区的厚度一般小于 100nm，基区接触金属有可能向下扩散，使基区变薄，或穿透基区将集电结短路。难熔金属欧姆接触有望在一定程度上解决这个问题，但是要防止基区接触电阻会增大。

4. 集电区台面腐蚀

集电区台面腐蚀方法与基区台面腐蚀相似，光刻胶保护发射区和基区部分，腐蚀完成后，芯片表面露出下集电区。

5. 制备集电极电极

采用与发射极电极相似的剥离技术和合金化方法在下集电区上行成欧姆接触，N 型 GaAs 上的欧姆接触金属也与发射极电极相似。

6. 器件之间的隔离

由于器件之间的下集电区是互相连通的，为了测试单个 HBT 器件的性能，必须对器件进行隔离，可以采用台面隔离和离子注入隔离。台面隔离即除去器件之间的下集电区，注入隔离是通过注入离子使器件之间的下集电区失去导电功能而成为高阻层。至此，单个的器件已经完成。

本论文制备砷化镓基 HBT 版图如图 3.2 所示：

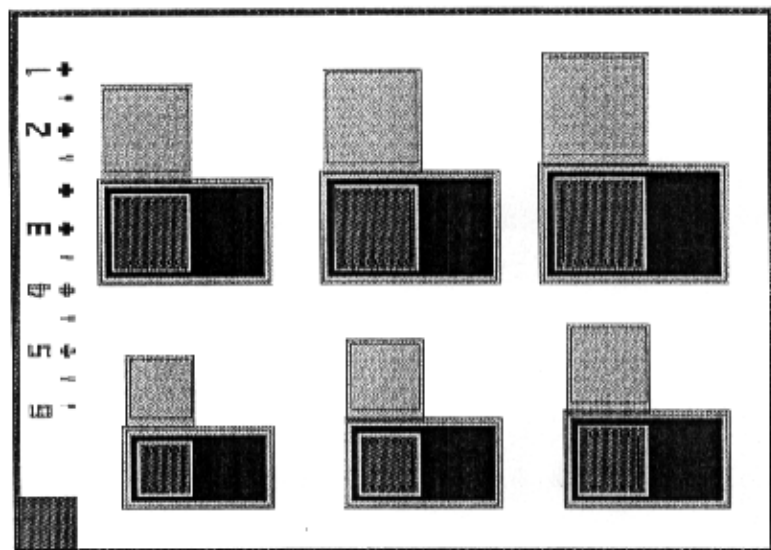


图 3.2 制备 HBT 的版图

3.3 HBT 器件模型

模拟的概念最初是由 Shockley 提出来的^[8]。Shockley 从一组微分方程出发,建立了模拟结型二极管和晶体管理论。最早的模拟工作是 Gummel (1964 年)开展的^[9]。他首次从器件内掺杂分布出发,通过在计算机上求解一组描述半导体内场和载流子分布的微分方程,而得到器件内的电场分布、载流子分布和端特性。

器件模拟首先可以降低器件研制成本,缩短研制周期。不论新器件,还是正在制造中的器件,计算机模拟都可以帮助实现器件材料参数和几何结构最优化,以得到最佳性能。在计算机上器件的模拟程序运行一次约需几十分钟到几个小时;而实际试验通常需要几周到几个月。如果是新工艺,还必须考虑到工艺的不稳定性,因此必须反复试制和测试才能对器件设计作出判断。所以利用计算机模拟可减少试探性试验次数,降低器件开发的投资。其次,通过计算机模拟可以获得器件内电场分布和载流子分布等无法测量的参数,帮助设计者洞察器件工作的物理过程^[10]。

半导体器件模拟的原理是用一组耦合的非线性偏微分方程(泊松方程和电流连续性方程)来描述器件中的电场和载流子运动。这种模型能从理论上模拟器件的实际特性。以半导体晶体管为例,一个适当的晶体管模型能够根据器件的设计参数——例如外延层的掺杂浓度、结深、发射区和基区的横向尺寸等等,模拟器件的工作过程,求出器件内电场和载流子分布以及端特性。

本节推导的 HBT 模型是针对以下 HBT 结构: AlGaInP 发射区 ($x < -X_g$) / 缓变区 (从 AlGaInP 过渡至 GaInP, $-X_g < x < 0$) / GaAs 基区 ($x > 0$) / GaAs 集电区。其中 X_g 为缓变区厚度。建立 HBT 模型的目的是从物理角度探讨温度对 HBT 电流输运过程的影响,为了便于讨论,只作了直流稳态情况下的 HBT 一维模拟。计算之前作了以下假设:(1) 发射区与基区间的缓变区位于发射结 N 区的一侧,缓变区中 Al 组分的变化模式为随距离线性缓变, $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 的物性参数也随组分线性变化;(2) 发射区、缓变区和基区的掺杂浓度分别为 N_{de} 、 N_{dg} 和 N_{ab} ,并且都为均匀掺杂。缓变层材料将 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 发射区过渡到异质界面处的 $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, 形成部分缓变。

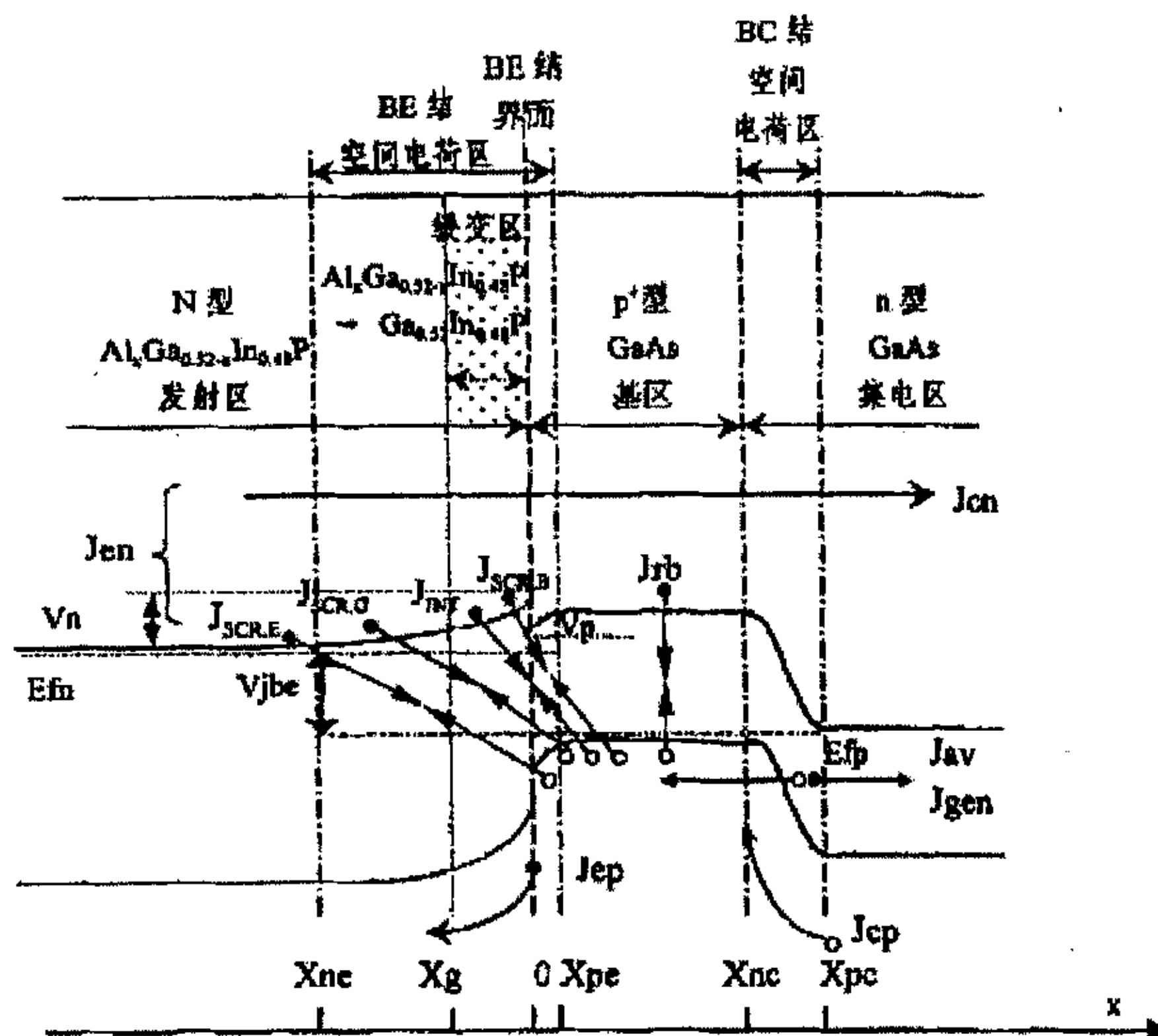


图 3.3 非平衡态 AlGaInP/GaAs HBT 的能带及各电流成分示意图

由图可知, HBT 的端电流 J_e 、 J_b 和 J_c 主要包含以下电流分量:

$$J_e = J_{en} + J_{ep} + J_{scr} + J_{int} \quad (3.1)$$

$$J_b = J_{rb} + J_{ep} + j_{scr} + J_{int} - J_{cp} - J_{gen} - J_{av} \quad (3.2)$$

$$J_c = J_{cn} + J_{cp} + J_{gen} + J_{av} \quad (3.3)$$

上述表达式中 HBT 电流成分的含义分别为: J_{en} : 由发射区注入基区的电子电流; J_{cn} : 基区注入集电区的电子电流; J_{rb} : 准中性基区的体复合电流; J_{ep} : 基区向发射区注入的空穴电流; J_{cp} : 集电区向基区的空穴反向扩散电流; J_{gen} : 反向偏置的 BC 结中的热产生电流; J_{av} : 反向偏置的 BC 结中的雪崩倍增电流; J_{scr} : 发射结空间电荷区复合电流, 由三部分组成, 空间电荷区基区内 ($0 < x < X_{pe}$) 的复合电流 $J_{scr,b}$ 、缓变区内 ($-X_g < x < 0$) 的复合电流 $J_{scr,g}$ 、以及发射区其余部分 ($-X_{ne} < x < -X_g$) 的复合电流 $J_{scr,e}$; J_{int} 为由异质结界面处晶格失配引起的界面复合电流, 分别包括发射区侧电流 $J_{int,e}$ 和基区侧电流 $J_{int,b}$ 。由于计算是针对具有较大面积周长比的 HBT, 表面复合电流可以不予

考虑。

3.3.1 理想 HBT 的输运机理

前文中图 3.3 示出了 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 部分缓变发射结在非平衡状态下的能带结构示意图。取 pN 结界面为原点，空间电荷区在发射结一侧和基区一侧的边界分别为 $x=-X_{ne}$ 和 $x=-X_{pe}$ ，组分缓变区边界为 X_g ，并取准电中性发射区为电势参考点，则在耗尽近似下，由 Poisson 方程可解得空间电荷区内得电势分布为：

$$V(x) = \begin{cases} -\frac{qN_{de}}{2\epsilon_e}(x+X_{ne})^2; & (-X_{ne} < x < -X_g) \\ -q\frac{N_{dg}X_g}{\epsilon_0-\epsilon_e}(x+X_g) - q\frac{N_{ab}X_pX_g(\epsilon_0-\epsilon_e)-\epsilon_0N_{dg}X_g^2}{(\epsilon_0-\epsilon_e)^2}\ln\left(\frac{\epsilon_x}{\epsilon_e}\right) - \frac{qN_{de}}{2\epsilon_e}(X_{ne}-X_g)^2; & (-X_g < x < 0) \\ \frac{qN_{ab}}{2\epsilon_h}(x-X_{pe})^2 + V_{bi} - V_{be}; & (0 < x < X_{pe}) \end{cases} \quad (3.4)$$

其中 $\epsilon(x) = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_h}{X_g}x + \epsilon_0$ 。式中 q 为电子电量， ϵ_h 、 ϵ_0 和 ϵ_e 分别为 GaAs、GaInP

和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 的介电常数， V_{bi} 和 V_{be} 分别为发射结的内建电势和外加偏压。通常情况下， $X_{ne} > X_g$ ， V_{bi} 可表示为：

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{ih}^2 N_{ce}}{N_{ab} N_{de} N_{cb}}\right) - \frac{\Delta E_c}{q} \quad (3.5)$$

其中， k 为 Boltzmann 常数， T 为绝对温度， n_{ih} 为 GaAs 中本征载流子的浓度， N_{cb} 、 N_{ce} 分别为 GaAs 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 的导带有效态密度。空间电荷区在 pN 结两侧的宽度 X_{ne} 和 X_{pe} 可分别求得为：

$$X_{pe} = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ab}}{2a} \quad (3.6)$$

$$X_{ne} = \frac{N_{ab}X_{pe} + (N_{de} - N_{dg})X_g}{N_{de}} \quad (3.7)$$

其中:

$$\begin{cases} a = \frac{N_{ab}^2}{2N_{de}\epsilon_e} + \frac{N_{ab}}{2\epsilon_b} \\ b = \frac{N_{ab}X_g}{\epsilon_0 - \epsilon_e} \ln\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_e}\right) - \frac{N_{ab}N_{dg}X_g}{\epsilon_e N_{de}} \\ c = \frac{N_{dg}X_g^2}{\epsilon_0 - \epsilon_e} - \frac{\epsilon_0 N_{ab}X_g^2}{(\epsilon_0 - \epsilon_e)^2} \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_e}\right) + \frac{N_{dg}^2 X_g^2}{2\epsilon_e N_{de}} + V_{be} - V_{bi} \end{cases} \quad (3.8)$$

小注入的情况下, 在基区范围内求解稳态连续性方程

$$D_{nb} \frac{d^2 \Delta n(x)}{dx^2} - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} = 0 \quad (3.9)$$

可得到小注入情况下基区的 Δn 分布:

$$\begin{aligned} \Delta n(x) = & \frac{\Delta n(X_{pc}) - \Delta n(X_{pe}) \exp(-W_B / L_{nb})}{2 \sinh(W_B / L_{nb})} \exp\left(\frac{x - X_{pe}}{L_{nb}}\right) \\ & - \frac{\Delta n(X_{pc}) - \Delta n(X_{pe}) \exp(-W_B / L_{nb})}{2 \sinh(W_B / L_{nb})} \exp\left(-\frac{x - X_{pe}}{L_{nb}}\right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

求得基区的扩散漂移电流:

$$\frac{J_{en}}{qD_{nb}} = \frac{d\Delta n}{dx} \Big|_{x=X_{pe}} = -\frac{n_{pc} - n_{p0}}{L_n \tanh(W_B / L_n)} + \frac{n_{pc} - n_{p0}}{L_n \sinh(W_B / L_n)} \quad (3.11)$$

$$\frac{J_{cn}}{qD_{nb}} = \frac{d\Delta n}{dx} \Big|_{x=X_{pe}} = -\frac{n_{pe} - n_{p0}}{L_n \sinh(W_B / L_n)} + \frac{n_{pc} - n_{p0}}{L_n \tanh(W_B / L_n)} \quad (3.12)$$

根据电流平衡原则, 热发射电流应等于扩散漂移电流。将上式与热电子发射电流

$$J_{en} = -q v_n \left[\frac{N_{cb}}{N_{ce}} n_{ne} \exp(-qV_n / kT) - n_{pe} \exp(qV_p / kT) \exp(-\Delta Ec / kT) \right] \quad (3.13)$$

联立，得到基区边界处的电子浓度 n_{pe} 、 n_{pc} 。由此求得到达 BC 结边界并注入集电区的电子电流 J_{cn} 的表达式：

$$J_{cn} = \frac{qD_{nb}n_{p0}}{L_{nb} \sinh(W_B / L_{nb})\xi_n} \left\{ \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] - [\xi_n \cosh(W_B / L_{nb}) - g_n] \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad (3.14)$$

同时可得到：

$$J_{rb} = J_{en} - J_{cn} = \frac{qD_{nb}n_{p0}}{L_{nb} \sinh(W_B / L_{nb})\xi_n} \left\{ \left[\cosh(W_B / L_{nb}) - 1 \right] \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] - [1 + g_n - \xi_n \cosh(W_B / L_{nb})] \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad (3.15)$$

$$J_{ep} = \frac{qD_{pe}p_{e0}}{L_{pe} \sinh(W_E / L_{pe})} \left[\exp\left(\frac{qV_{be}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.16)$$

式中：

$$\xi_n = 1 + \frac{D_{nb}}{v_n L_{nb} \tanh(W_B / L_{nb})} \exp\left(\frac{\Delta Ec - qV_p}{kT}\right) \quad (3.17)$$

$$g_n = \frac{D_{nb}}{v_n L_{nb} \sinh(W_B / L_{nb})} \exp\left(\frac{\Delta Ec - qV_p}{kT}\right) \quad (3.18)$$

上述各式中的符号分别是： D_{nb} 、 D_{pe} ：基区电子和发射区空穴的扩散系数； n_{b0} 、 p_{e0} ：基区和发射区的平衡少数浓度； n_{pe} 、 n_{pc} ：BE 结和 BC 结边界处基区侧的电子浓度； L_{nb} 、 L_{pe} 、 L_{pc} ：基区电子和发射区空穴的扩散长度； W_E ：发射区宽度； W_B ：准中性基区宽度； W_C ：集电区宽度； V_{be} 、 V_{bc} ：BE 结和 BC 结的结电压； V_n 、 V_p ：分别为 V_{be} 在发射区侧和基区侧的电势降落； v_n ：电子热运动速度。

3.3.2 HBT 的复合电流

在 HBT 器件中，复合电流主要包括准中性基区复合电流、BE 结空间电荷复合电流、异质结界面复合电流和表面复合电流。

前文已经对准中性基区复合电流 J_{rb} 作了推导。在空间电荷区内，载流子复合机制为 Shockley-Read-Hall (SRH) 复合、辐射复合和 Auger 复合的共同作

用。

HBT 中, 最基本的复合是 Shockley-Read-Hall (SRH) 复合, 在单能级陷阱的情况下, 它可以写成:

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)} \quad (3.19)$$

其中 $n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{kT}\right)$, $p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_t}{kT}\right)$; τ_n 和 τ_p 是电子和空穴的寿命。

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}, \quad \tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}。$$

在直接禁带材料中, 辐射复合也是一种重要的机制。

$$U_{RAD} = B(pn - n_i^2) \quad (3.20)$$

B 为辐射复合系数。

另一种复合过程是 Auger 复合, 其特征是电子-空穴对的消失不需要陷阱中心的参与, 复合释放的能量传送给别的电子或空穴。当载流子浓度超过 10^{19}cm^{-3} 时, Auger 复合开始变得重要。该过程可表示为:

$$U_{AUG} = (A_n n + A_p p)(pn - n_i^2) \quad (3.21)$$

A_n 和 A_p 为 Auger 复合系数。Auger 复合在大功率器件应用有重要影响, 因为此时非平衡载流子浓度较大。

复合率可表示为 $U_r = U_{SRH} + U_{AUG} + U_{RAD}$ 。将复合率在整个空间电荷区积分, 可得到 J_{scr} 的表达式:

$$J_{SCR} = \int_{x_N}^p U_r dx = q \int_{x_N}^{\lambda} U_r dx + q \int_{\lambda}^0 U_r dx + \int_0^p U_r dx \quad (3.22)$$

在上式中, x_{ne} 、 x_g 与 x_{pe} 分别代表 N 区 SCR 宽度、缓变区宽度和 p 区 SCR 宽度 (假设 $x_{ne} > x_g$)。对于突变结, x_g 等于 0。

由于异质结结构导致界面处 p 区一侧的导带出现凹陷 qV_p , 增加了注入电子在界面处的复合。界面复合电流 J_{INT} 可定义为:

$$J_{INT} = qS_{INT}\Delta n \quad (3.23)$$

其中, S_{INT} 是界面复合速度, Δn 是异质界面 p 区侧的过剩电子浓度。

3.3.3 HBT 的 BC 结反向电流

工作状态下, HBT 的集电结通常处于反偏, $V_{bc} < 0$ 。BC 结的势垒高度将有原来的 qV_{bi} 增加到 $q(V_{bi} + |V_{bc}|)$, 耗尽区内的电场增强, 耗尽区宽度增大。

由于势垒增高, BC 结两边的多数载流子很难越过势垒, 多子扩散大大削弱; 然而对于少子来说, 则是遇到更深的势阱。因此, BC 结边上基区内的电子被 BC 结内的电场拉入集电区, 同时集电区内的空穴被拉入基区, 这就是 BC 结的反向扩散电流。

如果 BC 结电压的正向始终规定为由基区到集电区, 则 BC 结的空穴反向扩散电流 J_{cp} 可表示为:

$$J_{cp} = -\frac{qD_{pc}p_{c0}}{L_{pc} \sinh(W_c/L_{pc})} \left[\exp\left(\frac{qV_{bc}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.24)$$

当外加电压 $|V_{bc}| > kT/q$ 时, 反向扩散电流 J_{cp} 基本上不随电压变化。 J_{cp} 可近似为 $J_{cp} = \frac{qD_{pc}p_{c0}}{L_{pc} \sinh(W_c/L_{pc})}$, 是一个较小的常量, 其影响一般可以忽略。

根据 Boltzmann 分布, pn 结耗尽区内任一点的载流子浓度与结压降存在如下关系:

$$n(x)p(x) = n_i^2 \exp(qV_{junc}/kT) \quad (3.25)$$

当 BC 结反向偏置时, 耗尽区内处处 $np < n_i^2$, 从而产生率大于复合率。耗尽区内产生的电子与空穴被结内电场分别拉向集电区与基区, 形成另外一种反向电流, 这就是 BC 结的反向产生电流 J_{gen} :

$$J_{gen} = \int_{X_{pc}}^{X_{nc}} q|U|dx \approx \frac{qn_i(X_{pc} + X_{nc})}{\tau_e} \quad (3.26)$$

式中, q 为电子电量, U 是载流子产生率, n_i 表示 GaAs 的本征载流子浓度, τ_e 表示电子的有效寿命, X_{nc} 和 X_{pc} 分别表示 BC 结耗尽区在集电区和基区的边界坐标。

在某一特定温度下, 器件的 BC 结耗尽区宽度 $W = X_{nc} + X_{pc}$ 与 BC 结压降 V_{bc} 有如下关系:

$$W(V_{bc}) = X_{NC} + X_{PC} = \left[\frac{2\varepsilon}{q} (1/N_A + 1/N_D) (V_{bi} - V_{bc}) \right]^{1/2} \quad (3.27)$$

上式中, ε 代表 GaAs 的介电常数, N_A 和 N_D 分别为基区和集电区的掺杂浓度, V_{bi} 是 BC 结的内建电势, 由下式表示:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (3.28)$$

据文献报道, 当 AlGaAs/GaAs HBT 工作在较高温度时, 可以观察到反向偏置的 BC 结区内发生了由雪崩倍增引起的“软击穿”现象。室温时发生的 BC 结击穿是一种“硬击穿”, 在 BC 结反向偏压达到击穿之前, BC 结反向电流几乎一直保持不发生变化; 而当 BC 结反向偏压增大到击穿电压时, 结区内的雪崩过程使得反向漏电流以指数形式随外加电压快速上升。高温下的“软击穿”则表现为: BC 结的漏电流在 BC 结反向偏压达到击穿电压之前就开始增大, 并随着外加偏压的加大而持续上升, 但是电流上升的速度要小于发生“硬击穿”时的上升速度。Chen 等人认为当环境温度高于 250°C 时, 在反向偏置的集电区—基区 (C-B) 耗尽区中产生了过多的热电子—空穴对。热产生的空穴向 BE 结电容充电, 降低了发射区—基区 (E-B) 间的势垒; 结果有更多的电子由发射区注入基区, 导致 BC 结内产生更多的电子—空穴对。这就产生了雪崩倍增电流。

J_{av} 可简单地表示为:

$$J_{av} = k(M-1)J_c(0) \quad (3.29)$$

式中, k 是由 Dutton 引入的拟合参数。 $J_c(0)$ 为未发生雪崩倍增时的集电极电流。 M 代表倍增因子, 与 BC 结反向电压 V_{cb} 有如下关系:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{cb}}{V_{cb0}} \right)^{n_1}} \quad (3.30)$$

V_{cb0} 是 BC 结的反向击穿电压。

将各电流分量的表达式代入式 (3.1) ~ (3.3), 就是 HBT 的端电流与外加电压的关系式。由于影响电流的因素较多, 而且各因素间存在相互作用, 在不作简化的条件下, 难以得到电流的解析表达式。需要经过多次迭代, 才能得到 J_c 和 J_b 随 V_{be} 的变化; 而 HBT 的电流增益 β 是对求出的 J_c 和 J_b 再次计算得到

的。HBT 的共发射极输出特性是在此基础上利用 Newton-Raphson 算法, 以及关系式 $V_{ce}=V_{cb}+V_{be}$ 进行模拟的。

3.4 HBT 的自加热效应与温度分布

近年来随着电子科技的迅速发展, 在很多系统与环境下需要能够在较大的温度范围内均能可靠工作的有源电子器件。而 HBT 的一个重要应用就体现在高温高功率器件方面。高温 HBT 现在已部分应用在航空探索、地热钻探、喷气机引擎控制以及核电站监测等领域。同时, 随着芯片集成度的提高, 器件也必须提供越来越高的功率密度。

3.4.1 HBT 的自加热效应

晶体管的电流增益是依赖于温度的, HBT 器件也不例外。一般情况下, 当环境温度高于室温时, HBT 的电流增益随温度的上升而下降。而当 HBT 工作在 $1\text{kA}/\text{cm}^2$ 或更高的功率密度时, 经常可以观察到的一个现象就是微分负阻 (NDR), 即随着发射极-集电极电压 V_{ce} 的增大, 电流增益 β 降低。普遍的观点认为该现象的发生可以归结为 HBT 的自加热效应, 即电流流过 HBT 的内部串联电阻, 耗散了一部分功率, 使得器件内温度升高。事实上 HBT 的电流与结温之间会形成正反馈。当外加偏置不变的情况下, 温度越高, 电流越大; 而电流的增长又进一步促进了芯片内部温度的升高。电流增益受到结温的影响, 其变化方式与环境温度变化所引起的相同。

因此系统地研究 HBT 的电学特性与温度的变化关系, 还将有助于理解 HBT 的高温和高功率特性。

从前面的讨论可知, HBT 的电流增益 β 在较高温度时下降, 是由于基极电流 J_b 随温度上升的速度快于集电极电流 J_c 的上升速度。Gao 等人在文献中分析 HBT 电流增益随温度变化的原因时, 认为空穴反向注入电流是造成微分负阻 (NDR) 的原因。Kren 等人则认为空间电荷区 (SCR) 复合电流和表面电流是 AlGaAs/GaAs HBT 的电流增益随温度上升而下降的原因。由于前人所作的工作大部分是针对 AlGaAs/GaAs HBT 的, 而且其理论分析在简便的前提下进行了大量的省略, 所以他们的结论并不能适用于一般情况。基于上述考虑, 本章建立

了一个具有普遍意义性的 HBT 模型，只需将各物理量随温度的变化包括在内，即可计算出各环境温度下以及考虑自加热效应时的 HBT 电流—电压特性。

芯片工作时，电流产生的热功率约为： $P_{diss} = I_C V_{CE} + I_B V_{BE} \approx I_C V_{CE}$ ，则结温等于 $T_j = T_s + I_C V_{CE} R_{th}$ ，其中 R_{th} 是器件的热阻。当芯片内的热扩散角为 θ 时：

$$R_{th} = \frac{1}{2\kappa(x-y)\tan\theta} \ln \left\{ \frac{y + 2L \tan\theta}{x} \frac{x}{y + 2L \tan\theta} \right\} \quad (3.31)$$

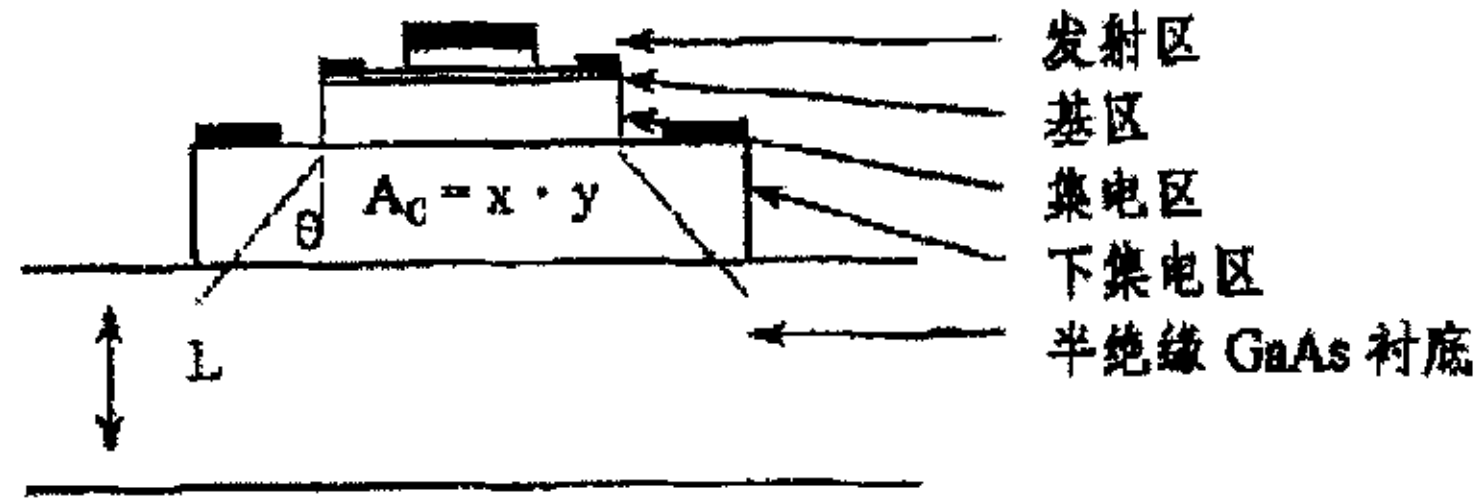


图 3.4 HBT 器件结构及热阻示意图

x 、 y 分别为热源的长度和宽度，对于图 3.4 的器件结构，即为集电结结面积，因为 HBT 工作时，大部分压降都降落在集电结上，所以器件内部的热量大多数产生于此。式中 L 是芯片厚度，由于外延层很薄，可以近似认为等于衬底厚度。 κ 为材料的热导率，是一个随温度变化的量，对于半绝缘的 GaAs， $\kappa_{SI-GaAs}(T) = 0.76 - 0.001T$ ($W \cdot K^{-1} \cdot cm^{-1}$)，所以热阻也随温度变化。当设热导率不随温度变化时，结温为 T' 。利用 Kirchhoff 变换：

$$T' = T_s + \frac{1}{\kappa(T_s)} \int_{T_s}^{T'} \kappa(T) dT \quad (3.32)$$

将热导率的表达式带入上式，可得到芯片的实际温度 T ：

$$T = 760 - 0.5 \sqrt{2.32 \times 10^6 + 4T_s^2 - 6080T_s - 8 \times 10^3 \kappa(T_s)(T' - T_s)} \quad (3.33)$$

在此模型中，电流与结温是一组耦合方程。结温的计算是通过多次迭代得出的。

3.4.2 HBT 的温度分布

随着器件的特征尺寸越来越小, GaAs 芯片的集成度越来越高, 以减少芯片的成本。为了和单极型晶体管竞争, 功率双极型晶体管必须能够提供高达 10^6A/cm^2 的集电极电流密度。因为 GaAs 的热导率比 Si 低, 高功率密度和紧凑的布局使得器件设计更为复杂。

当多指型 HBT 处于高功率偏置条件下, 各发射指被加热到不同的温度, 位于中央的发射指与外部的发射指相比, 具有较高的温度。对于发射结, 保持同等电流所需的开启电压, 随着结温的上升而下降。故而流经中间发射指的电流要大于其余指的电流。如果电极在芯片表面的布置没有经过适当的安排, 各个发射指内流通的电流会有较大的差异。同样在同一发射极内部, 电极边缘部分的电流密度就会高于电极中央部分。电流的这种不均衡分布降低了器件可达到的最高输出功率。

芯片内部的热传导问题常常是利用有限差分法以得出其数值解。该方法为了达到合理的精确度, 必须对大型矩阵求逆, 需要大量的输入数据。这是一项十分繁重的工作, 所以有限差分法并不实用。另一种方法是以无穷数列的形式得到问题的精确解。在实际应用中, 采用有限数列作为无穷数列的近似, 数列的项数决定了解的精确程度。这种方法有两个主要优点: (1)、计算过程中需要的输入数据少; (2)、只需对器件中少量的几个点进行计算。这也是本节中模型将要采用的方法。模型中的器件在芯片表面的布置如图 3.5 所示。

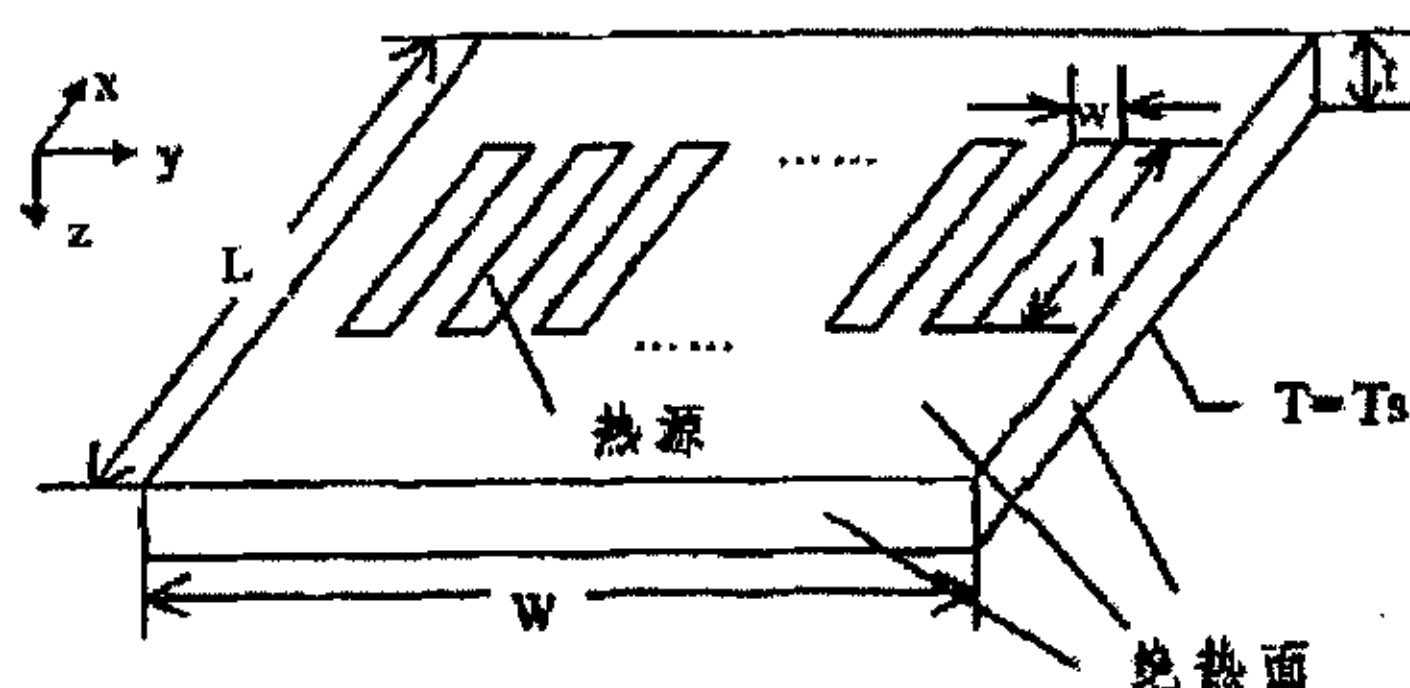


图 3.5 功率器件的热传导模型示意图

衬底为长方体（长度为 L ，宽度为 W ，高度为 t ）。当芯片达到热平衡时，

内部任何一点的温度由热流方程决定:

$$\nabla^2 T(x, y, z) = 0 \quad (3.34)$$

式中, $T(x, y, z)$ 是点 (x, y, z) 处的温度。

对于图 3.5 的器件布局, 上式的边界条件如下:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0,L} = 0 \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0,W} = 0 \quad (3.36)$$

$$\kappa(x, y, z) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = -p(x, y) \quad (3.37)$$

$$T \Big|_{z=t} = T_s \quad (3.38)$$

模型中推导过程作以下假设: 芯片的侧面和上表面绝热, 芯片背面维持恒定温度, 等于热沉的温度 T_s 。由于 HBT 的结深 ($\sim 1 \mu\text{m}$) 远小于芯片厚度 ($100 \sim 500 \mu\text{m}$), 所以认为只是在芯片上表面产生热量。 $P(x, y)$ 是输入功率密度在芯片上表面的分布函数; 在热源区域, 它代表单位面积的热产生率, 在其他区域, 其值为零。 $P(x, y)$ 于器件结构和工作条件有关。同时忽略集电区串联电阻所产生的热量耗散。

为了得到具有普适性的热分布模型, 芯片表面的热源可以具有任意的形状, 它们可以被分为更小的热源单元 (长: L , 宽: W)。假设每个基本单元的表面温度是相等的, 共有 N 个热源单元。将热流方程分解变量, 根据其边界条件, 可以获得芯片表面温度分布的解析解。第 k 个单元表面的温度如下:

$$\begin{aligned} T_k = T_s + \frac{V_{ce}}{L \cdot W \cdot \kappa} & \times \sum_{j=1}^N I_{cj} \cdot \left\{ \frac{2}{l} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\tanh(\lambda_m t)}{\lambda_m^2} F_{mj} \cos(\lambda_m X_k) \right] + \frac{2}{w} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh(\mu_n t)}{\mu_n^2} G_{nj} \cos(\mu_n Y_k) \right] \right. \\ & \left. + \frac{4}{l \cdot w} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh(\gamma_{mn} t)}{\lambda_m \mu_n \gamma_{mn}} F_{mj} G_{nj} \cos(\lambda_m X_k) \cos(\mu_n Y_k) \right] + t \right\} \end{aligned} \quad (3.39)$$

F_{mj} 和 G_{nj} 的表达式如下:

$$F_{mj} = \sinh \lambda_m \left(X_j + \frac{l}{2} \right) - \sinh \lambda_m \left(X_j - \frac{l}{2} \right) \quad (3.40)$$

$$G_{mj} = \sinh \mu_n \left(Y_j + \frac{w}{2} \right) - \sinh \mu_n \left(Y_j - \frac{w}{2} \right) \quad (3.41)$$

式中, $\lambda_m = m\pi/L$; $\mu_n = n\pi/W$; $\gamma_{mn} = \sqrt{\lambda_m^2 + \mu_n^2}$ 。 X_j 、 Y_j 分别表示第 j 个发射指单元的中心坐标。

流过第 k 个发射指单元的电流 I_{Ck} 是第 k 个单元 B-E 结温 T_k 的函数。 I_{Ck} 与温度的关系如下:

$$I_{Ck} = I_{C0} \exp \left\{ \frac{q}{nkT_s} [V_{jBE,k} - \Phi(T_k - T_s)] \right\} \quad (3.42)$$

式中, I_{C0} 是集电极饱和电流; $\Phi = -\frac{\partial V_{jBE}}{\partial T} \Big|_{I_C = \text{constant}}$, 对于 GaAs 基 HBT, Φ 约

为 $-2\text{meV}/^\circ\text{C}$; T_s 是芯片背面热沉的温度; $V_{jBE,k}$ 是第 k 个单元的 B-E 结电压, 等于外加的集-射极电压 V_{CE} 减去在 k 单元镇流电阻 R_k 上的压降:

$$V_{jBE,k} = V_{CE} - R_k I_{Ck} \quad (3.43)$$

芯片中所有的单元都具有相同的 V_{CE} , 镇流电阻 R_k 包括了 k 单元的发射机电阻和集电极电阻, 各单元的镇流电阻 R_k 的值可以不同。

在上面的讨论中方程 (3.42) 和 (3.39) 共给出了 $2N$ 个未知数: $I_{C1}, \dots, I_{CN}$ 和 $T_1, \dots, T_N$ 。因为这 $2N$ 个未知数在两个方程中都出现了, 解这两组耦合方程的常规方法就是自洽迭代。首先假定集电极电流均匀地分布于各单元, 利用方程 (3.39) 得到一个初步的温度分布解。然后, 将这个温度分布带入方程 (3.42) 再次计算电流分布。更新的电流分布将再次被用于计算温度分布。重复这个过程, 直到同时得到温度和电流分布的自洽解。然而, 在合理的精度范围内, 往往难以得到上述方程组的自洽解, 尤其是当器件工作在高温和大功率状态时。

我们利用文献^[23]中的方法, 利用式 (3.39) 中 T_k 为各单元电流的显函数, 将方程 (3.39) 带入方程 (3.42), 得到一组只有 N 个未知数 $I_{C1}, \dots, I_{CN}$ 的非线性方程组:

$$I_C = \sum_{k=1}^N I_{Ck} \quad (3.44-1)$$

$$I_{C2} = I_{C1} \exp\left(\sum_{k=1}^N s_{2k}\right) \quad (3.44-2)$$

.....

$$I_{CN} = I_{C1} \exp\left(\sum_{k=1}^N s_{Nk} I_{Ck}\right) \quad (3.44-N)$$

式中, s_{ij} 的表达式如下:

$$\begin{aligned} s_{ij} = & -\frac{qV_{ce}\Phi}{kT_S L W_k} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2 \tanh(\lambda_m t)}{l \lambda_m^2} F_{mj} [\cos(\lambda_m X_i) - \cos(\lambda_m X_1)] \right. \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \tanh(\mu_n t)}{w \mu_n^2} [G_{nj} \cos(\mu_n Y_i) - G_{nj} \cos(\mu_n Y_1)] \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4 \tanh(\gamma_{mn} t)}{l \cdot w \lambda_m \mu_n \gamma_{mn}} F_{mj} G_{nj} [\cos(\lambda_m X_k) \cos(\mu_n Y_k) - \cos(\lambda_m X_k) \cos(\mu_n Y_k)] \Big\} \\ & + \frac{q}{kT_S} \{\delta_{ij} R_j - \delta_{ij} R_i\} \end{aligned} \quad (3.45)$$

当 $i=j$ 时, $\delta_{ij} = 1$; 其它情况则 $\delta_{ij} = 0$ 。

在上述计算中, 式 (3.44-1) 说明各单元电流之和等于给定的总电流; 式 (3.44-2) ~ 式 (3.44-N) 都是通过将式 (3.43) 和方程 (3.39) 带入方程 (3.42), 然后求第 k 个单元电流与第一个单元电流之差, 将第 k 个单元的电流值用各单元电流值表示。方程组 (3.44) 十分规则, 各方程具有相似的形式。因此, 可以采用 Newton-Raphson 算法解出未知数 $I_{C1}, \dots, I_{CN}$ 。求出每个单元的电流值之后, 就可以进一步确定各单元的温度。

文献^[24]中假设热导率为常数, 等于热沉温度的热导率, 此时计算出的温度值稍高于热导率变化时的温度值, 在环境温度较高或内部温度上升较大时, 将会产生明显的误差。为了将热导率变化的影响也包括在此模型中, 本节的热分布模型在求出热导率恒定时的温度分布之后, 对此时的温度值进行 Kirchhoff 变换, 就可以得到热导率变化时的温度。

3.4. 小结

本章简要叙述了 HBT 器件的结构, 概括了 HBT 纵向结构中发射区接触层、宽禁带发射区、基区、集电区和衬底各层的设计特点。并基于非自对准工艺的发射区在上的台面型 HBT, 简述功率 HBT 器件工艺中的关键步骤。其次, 在未对载流子在空间电荷区的复合机制进行过多简化的基础上, 建立了一个高温 HBT 电流输运模型。由于模型包括了 BC 结漏电流随温度和偏压的变化, 所以可以用来模拟高温 HBT 中的“软击穿”现象。最后, 在借鉴前人将温度分布方程和电流方程组解耦合的方法, 建立了多指型 HBT 热分布模型。利用 Kirchhoff 变换可以将热导率随温度—电流的变化考虑在内, 使得该 HBT 热分布模型能够适用更多的情况。

参考文献

- [1] W.Shockley, U.S.Patent 2 569 347, 1951
- [2] H.Kroemer, “*Theory of a Wide Gap Emitter for Transistors*”, Proc. IRE, 1957(45): 1535-1537
- [3] W.P.Dumke, J.M.Woodall and V.L.Rideout, “*GaAs-AlGaAs Heterojunction Transistor for High Frequency Operation*”, Solid-state Electron., 1972(15): 1339-1343
- [4] H.Sugahara, J.Nagano, T.Nittono, K.Ogawa, et al, “*Improved reliability of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with a strain-relaxed base*”, IEEE GaAs IC Symp. Tech. Dig., San Jose (USA), 1989: 115-118
- [5] Watanabe N, Nittono T, Ito H. “*Precise control of lattice strain in carbon-doped GaAs by indium co-doping for reliable GaAlAs/GaAs Heterojunction bipolar transistors*”. J. Cryst. Growth., 1994, 145: 929-34
- [6] P.Launay, R.Driad, F.Alexandre, P.Legay, A.M.Duchenois, “*A planar self-aligned GaAlAs/GaAs HBT Technology achieved by CBE selective base and collector contacts regrowth*”, compound Semiconductors, Proceedings of

- 21th international Symposium. IOP Publishing, Bristol, UK, 1995: 619-624
- [7] 王守武, 主编, 《半导体器件研究与进展》, 第一册, 科学出版社, 1988.
- [8] W.Shockley, "*The Theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors*," Bell System Technical Journal, 1949, 28: 435-489
- [9] H.K.Gummel, "Self-consistent iterative scheme for 1D steady-state transistor calculations," IEEE Trans.Electron Devices, 1964, ED-11:455-465
- [10] P.D.Maycock, "Thermal conductivity of Silicon, Germanium, III - V compounds and III-V alloys," Solid-State Electron. 1967, 10: 161-168
- [11] H.K.Yow, P. A.Houston, C.M.Sidney, "*High-temperature DC characteristics of AlGaInP/GaAs HBT's grown by MOVPE*". IEEE Trans. Electron Devices, 1996, 43: 2
- [12] 顾伟东, 夏冠群, 冯先根等. P. A. Houston, "*AlGaInP/GaAs HBT 发射结空间电荷区复合电流的研究*". 半导体学报, 1997, 18(10), 748
- [13] Pan N, Elliot J, Knowles M, Vu D.P, Kishimoto K, Twynam J.K, Sato H, Fresina M.T, Stillman G.E, "*High reliability InGaP/GaAs HBT*", IEEE Electron Dev Lett, 1998, (19): 115-118
- [14] Ueda O, Kawano A, Takahashi T, Tomiaka T, Fuji T, Sasa S, "*Current status of reliability of InGaP/GaAs HBTs*", Solid-State Electron 1997, (41): 1605-1608
- [15] H.K. Yow and P. A. Houston, "*Heterojunction bipolar transistors in AlGaInP/GaAs grown by metal-organic vapor epitax*", J. Appl. Phys. 1994, (76): 135-139
- [16] S. M. Sze, "*Modern Semiconductor Device Physics*", John Wiley & Sons, Inc. 1998.
- [17] X. J. Chen, P. Peng, Q. K. Yang, and A. Z. Li, "*High current gain InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors with double spaces grown by Gas source molecular beam epitaxy*", Chin. Phys. Lett. 2000, 17: 915-918
- [18] M.F.Chang, ed., *Current Trents in Heterojunction Bipolar Transistors*, World Scientific, Singapore, 1996.
- [19] R.Kato and M.Kurata, "*Self-consistent particle simulation for AlGaAs/GaAs*

- HBTs under high bias condition*,” IEEE Trans. Electron Dev. 1989, ED-36: 2122-2126
- [20] M. Rudolph, R. Doerner, and P. Heymann, “*A HBT noise model valid up to transit frequency*”, IEEE Electron Dev. Lett. 1999, 20: 24-27
- [21] W.A.Harrison, “*Elementary Theory of Heterojunctions*”, J. Vac. Sci. Technol., 1977, 14(4): 1016-1021
- [22] 吴杰, 夏冠群, 束为民, 顾伟东, 张兴宏, “*高温 AlGaInP/GaAs HBT 的电流增益计算分析*”, 半导体学报, 2000, 21 (1): 56—63
- [23] W.Liu, B.Bayraktaroglu, “*Theoretical calculations of temperature and current profiles in multi-finger heterojunction bipolar transistors*,” Solid-State Electron., 1993, 26:125-132
- [24] G.B.Gao, Z.F.Fan and H.Morkoc, “*Negative output differential resistance in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors*,” Appl. Phys. Lett., 1992, 61:198-200

第四章 AlGaInP/GaAs HBT 的直流特性及高温特性

4.1 引言

如果适当地改变器件中半导体材料的组分,那么就有可能克服双极晶体管在纵向尺度上受到的限制。正如在第三章论述的那样,发射区和基区的禁带宽度差对电流增益有决定性的影响。在常规的硅晶体管中,发射区重掺杂所导致的禁带宽度变窄会使晶体管的电流增益下降。相反,通过有意识地改变半导体组分使发射区禁带宽度宽于基区禁带宽度,则可以使晶体的性能有很大的提高,换句话说,禁带宽度变化的重要性在于它可以分别对电子和空穴受到的作用进行控制。适当改变半导体材料的结构所引起的导带和价带的能量梯度可产生一个准电场,驱动载流子运动。能够对这些作用力进行控制,则为双极器件的设计提供了一个十分有用的新的自由度。

异质结在双极器件中的使用曾被搁置了一段时间,原因在于如何使不同材料之间的界面不因为晶格失配而引起杂质或结构方面的缺陷,在技术的实现上存在困难,而这些缺陷会引起大的复合和隧穿电流。即使到现在,仍然只能在很少的几种材料系统上制备高性能的异质结双极晶体管(HBT)^[1]。其中研究得最多的是那些晶格常数相同或相近的材料(如 GaAlAs/GaAs^[2-6]、InGaP/GaAs^[7-8]、InGaAs/InP^[9-13]和 AlGaInP/GaAs^[14-15]),以及用薄层材料来实现与衬底(如 SiGe/Si)晶格常数相适应的材料系统^[16-18]。

4.2 AlGaInP/GaAs HBT 的优点

在过去的研究中, GaAs 及其三元化合物 AlGaAs 深受瞩目。但是由于 AlGaAs/GaAs 材料系内在的不足,如较大的导带能量差 ΔE_c 和较多的深能级复合中心,自从 P. A. Houston 等人报道四元系 AlGaInP/GaAs HBT 以来^[14],近年来已经受到广泛的关注。与 AlGaAs/GaAs HBT 相比, $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ HBT 具有以下优点:

(1)、在所有的与 GaAs 晶格匹配的 III—V 族化合物中, $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P$ 几乎

具有最大的禁带宽度。随着 Al 摩尔分量 x 的增大, $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 的禁带宽度从 1.90eV 增大为 2.32eV。此外, 在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ 异质结中, ΔE_g 大部分位于价带上, ΔE_v 在 0.30 eV~0.62 eV 范围内。所以 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ 异质结能更好地抑制 HBT 中基区向发射区的空穴反向注入, 改善器件的电流增益, 并在室温到较高的温度范围内保持稳定。而且小的导带差 ΔE_c 可以降低电流输出特性的开启电压, 从而使 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 用在大信号功率放大时可得到更大的工作电压幅度; 可以在较小的直流偏置电压下工作, 功率附加效率提高。

(2)、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 材料系的禁带宽度和晶格常数可以分别控制^[19-21]。禁带宽度由 AlP 的摩尔分量决定, 而晶格常数主要由 InP 的摩尔数决定, 因此在设计异质结构时具有更多的选择性。

(3)、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 在材料生长中, P 型基区采用碳元素作为掺杂剂, 碳元素在 GaAs 中具有极佳的电学和热学稳定性, 而它在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 中的掺杂效果不明显。因此在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 中, P 型 GaAs 基区可以被 C 掺杂到很高浓度, 而不必担心 C 从基区向发射区扩散。这样就不存在 p-n 结与冶金结相偏离的问题, 也就不会由此造成器件性能的下降。由于在高温、高功率下工作时, 器件内部的电场和热应力可以达到很高, 基区重掺杂的 HBT 很容易发生基区掺杂原子的外扩散, 因此稳定的基区掺杂原子对于高温、高功率 HBT 尤其重要^[22]。

(4)、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 材料和 GaAs 材料的在湿法腐蚀时选择性强。这样在腐蚀 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 到 GaAs 制作发射区台面时, 不易出现基区过腐蚀现象, 使 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT 器件的制作过程的可重复性和均匀性较好^[23]。

4.3 AlGaInP/GaAs HBT 的设计

在 Npn 型 HBT 中, 当发射结处于正向偏置时, 空穴电流通过扩散 (和漂移) 进入发射区, 与电子在发射区内和发射区表面复合。由于受与空穴扩散长度相关的发射区厚度和发射区表面复合速度的影响, 载流子的浓度分布在器件内是显著不同的。更常见的情形是, 双极晶体管具有欧姆接触的薄发射区 (欧姆接触可引起高的表面复合速度), 此时, 在发射区内空穴密度随距离的变化呈近似的线性关系。无论是哪一种情形, 只要考虑扩散、与内建场相关的漂移和能带变化等因

素, 其空穴电流 J_b 可由下式给出:

$$J_b = qD_p \exp(qV_{BE}/kT) / \int (n/n_{ie}^2) dx \quad (4.1)$$

受该机制限制的 HBT 的直流电流增益 β 为:

$$\beta = J_c / J_b = (D_n / D_p) \left(\int (n/n_{ie}^2) dx / \int (p/n_{ib}^2) dx \right) \quad (4.2)$$

式中 n_{ie} 和 n_{ib} 分别是发射区和基区的本征载流子浓度。对均匀掺杂发射区和基区, 在具有无限表面复合速度的薄发射区情形下, 上式可简化为:

$$\beta = (D_n / D_p) \left(n_e w_e \exp(E_{ge}/kT) \right) / \left(p_b w \exp(E_{gb}/kT) \right) \quad (4.3)$$

上述方程给出了 HBT 器件设计的重要参数。其中电流增益与发射区和基区掺杂浓度比 n_e/p_b 呈正比关系。对于硅同质结型晶体管, 发射结掺杂浓度一般在 $10^{20}/\text{cm}^3$ 的量级, 而基区掺杂浓度一般在 $10^{17} \sim 10^{18}/\text{cm}^3$ 的量级。

宽禁带发射区 上述方程还可以看出, 发射区和基区的禁带差是影响电流增益的主要因素。在异质结晶体管中采用宽禁带发射区后, 电流增益在空穴反向注入发射区 (发射结注入效率) 因素限制下, 其值为:

$$\beta = \frac{(D_n / D_p) (n_e w_e \exp(\Delta E_g / kT))}{p_b w} \quad (4.4)$$

通常使发射区与基区的禁带宽度之差 ΔE_g 大于 0.25eV ($10kT$), 则该因素可使 β 比同质结器件提高 10^4 倍。因此即使是在基区掺杂很高而发射区掺杂很低的情况下, 仍可保证注入效率足够大。AlGaInP/GaAs 材料体系的 HBT 的掺杂浓度分布示于图 4.1。在 HBT 中, 基区掺杂浓度可高达 $5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, 甚至 $10^{20}/\text{cm}^3$ 。因此, 即使基区非常薄, 基区的薄层电阻仍可大大降低, 因而器件的 $f_{\max}$ 大大增加。限制器件尺寸的基区穿通问题也因基区的高掺杂而得以解决。当电流密度很高时, 由于高注入效应引起的电流增益的减小也可避免。器件的 Early 电压也因基区电荷对输运电压 V_{bc} 不敏感而增加很多。同时, 发射区的掺杂浓度可以大幅度减小, 这就使发射区空间电荷区在结的发射区一侧增宽许多, 发射结电容减小。贮藏在发射区的空穴, 在异质突变结的情况下基本消失, 而在异质缓变结的情况下也大大减小, 从而增加了 f_T 。

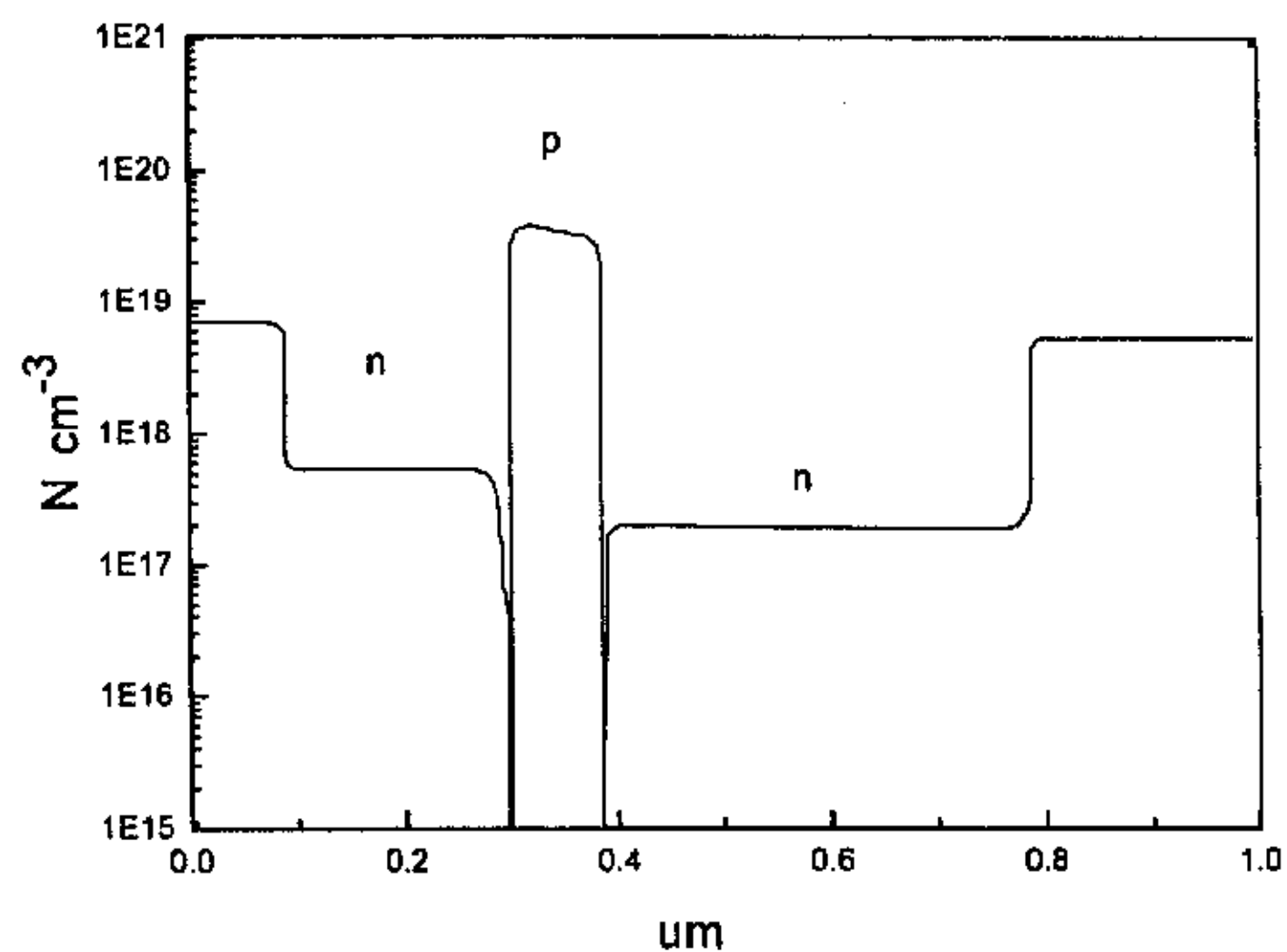


图 4.1 AlGaInP/GaAs HBT 的掺杂分布

缓变基区 既然有能力控制半导体材料的禁带宽度, 那么控制基区中带宽缓变, 使之在靠近发射区处为 E_{g0} , 靠近集电区处为 $E_{g0} - \Delta E_g$, 也是很有意义的, 如图 4.2(a) 所示。

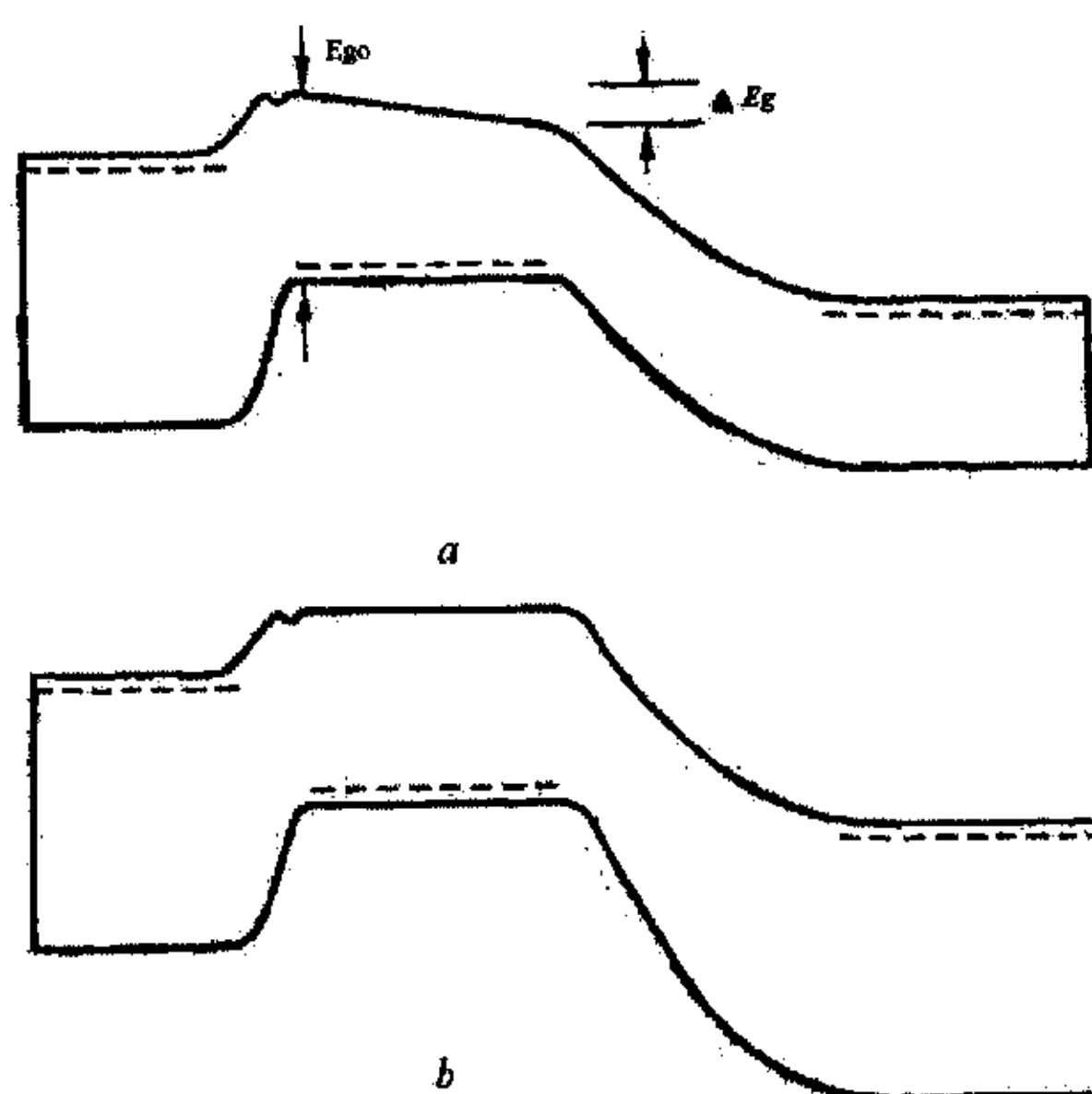


图 4.2 (a) 基区组分缓变的 HBT 的能带图

(b) 双异质结晶体管的能带 (拥有宽禁带的发射区和集电区)

高的空穴电导率保证了价带足够平坦, 禁带宽度的偏移建立了大小为 $\Delta E_g / w_b$ 的导带能量梯度。该能量梯度是一个准电场, 它以漂移和扩散方式驱动

电子通过基区。在同质结器件中, 漂移场量级在 $2\sim 6\text{ kV/cm}$ 。而在 HBT 中, 使漂移场增大 $2\sim 5$ 倍是很容易实现的。值得注意的是, 在 III-V 族化合物半导体中, 电子受这个强的准电场加速, 可获得一个速度, 该速度超过了由稳态速度场曲线预计的值。因为基区的总电压降通常限制在低于发生导带中心 (Γ) 最小值到卫星能谷散射的阈值能量值, 因此速度饱和不会发生。这使得 f_T 得到显著改善。

宽禁带集电区 在 HBT 的设计中, 能带工程可以提供的另一个可能是增加集电区的禁带宽度。如图 4.2(b) 所示。在采用宽禁带集电区的器件中, 当集电结正向偏置时, 可以阻止空穴从基区向集电区, 这类似于宽禁带发射区效应。这种效应大大地减小了饱和贮藏电荷密度, 加快了偏压在饱和区时器件的关闭速度。需要注意的是, 由于存在从集电区到基区的注入电子, 饱和贮藏电荷并没有完全消失。双异质结 HBT 器件可在正反两个方向上对称工作的特点为电路设计提供了灵活性。

对于设计宽禁带发射区和集电区的双异质结晶体管, 避免在集电结处形成导带势垒是很关键的, 正如宽禁带发射区的情形那样, 可以通过组分的渐变、引入阻挡层和掺杂偶极层的方法来做这一点。

宽禁带集电区双异质结器件的另一个优点是击穿电压的增加, 这是因为在宽禁带材料中, 碰撞电离减小。另外, 漏电流也减小了。集电区的 Johnson 品质因子原则上能独立于晶体管其它特性而优化。由于不会碰到同质结器件存在的漏电流和低电压区等问题, 异质结器件使用窄禁带基区材料是可能的。

根据以上论述, 我们首先设计了 Npn 型和 NpN 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ HBT, 两种结构的发射结完全相同, Npn 型 HBT 的集电结为同质结, 即为单异质结双极晶体管 (SHBT); NpN 型 HBT 的集电结为与发射结相同的异质结, 即为双异质结双极晶体管。具体的材料参数见下表 4.1 和表 4.2:

表 4.1 AlGaInP/GaAs SHBT 材料参数

层次	材料	Al(x) 组分	Ga(y) 组分	厚度 (nm)	掺杂剂	浓度 /cm ⁻³
接触层	n ⁺ -GaAs			100	Si	5×10 ¹⁸
	n-Ga(y) InP		0.52	50	Si	2×10 ¹⁸
过渡层	n-Al(x) Ga(y) InP	0.07-0.3	0.45-0.22	20	Si	8×10 ¹⁷
发射区	n-Al(x) Ga(y) InP	0.3	0.22	250	Si	7×10 ¹⁷
过渡层	n-Al(x) Ga(y) InP	0.3-0.07	0.22-0.45	20	Si	5×10 ¹⁷
基区	p ⁺ -GaAs			80	C	5×10 ¹⁹
集电区	n-GaAs			400	Si	1×10 ¹⁷
接触层	n ⁺ -GaAs			500	Si	5×10 ¹⁸
衬底	SI-GaAs					

表 4.2 NpN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 材料参数

层次	材料	Al(x) 组分	Ga(y) 组分	厚度 (nm)	掺杂剂	浓度 /cm ⁻³
接触层	n ⁺ -GaAs			100	Si	5×10 ¹⁸
	n-Ga(y) InP		0.52	50	Si	2×10 ¹⁸
过渡层	n-Al(x) Ga(y) InP	0.07-0.3	0.45-0.22	20	Si	8×10 ¹⁷
发射区	n-Al(x) Ga(y) InP	0.3	0.22	250	Si	7×10 ¹⁷
过渡层	n-Al(x) Ga(y) InP	0.3-0.07	0.22-0.45	20	Si	5×10 ¹⁷
基区	p ⁺ -GaAs			80	C	5×10 ¹⁹
过渡层	n-Al(x) Ga(y) InP	0.3-0.07	0.22-0.45	20	Si	5×10 ¹⁷
集电区	n-Al(x) Ga(y) InP	0.3	0.22	250	Si	7×10 ¹⁷
过渡层	n-Al(x) Ga(y) InP	0.07-0.3	0.45-0.22	20	Si	8×10 ¹⁷
	n-Ga(y) InP		0.52	50	Si	2×10 ¹⁸
接触层	n ⁺ -GaAs			500	Si	5×10 ¹⁸
衬底	SI-GaAs					

为了制作高温 GaAs 基 HBT 器件, 我们把本文研究的难熔金属欧姆接触用于 Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs HBT 器件的制作; 为了进一步降低 HBT 器件的欧姆接触电阻, 我们分别对以上两种 HBT 结构加上 InGaAs Cap 层。同时, 为了降低 Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs 双异质结双极晶体管 (DHBT) 集电结的导带尖峰, 改善 Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs DHBT 的输出特性。我们对上述 NpN 型 DHBT 的材料结构进行了改进, 改进后的集电结是在 NpN 型 HBT 异质集电结的基础上插入一本征 GaAs 薄层, 形成 piN 集电结。改进后的 HBT 材料结构见下表。

表 4.3 高温 AlGaInP/GaAs SHBT 材料参数

层次	材料	Al(x)组分	Ga(y)组分	厚度 (nm)	掺杂 剂	浓度 /cm ⁻³
Cap 层	$n^+-In_xGa_{1-x}As$	0.5		50	Sn	1×10^{19}
接触层	n^+-GaAs			100	Si	5×10^{18}
	$n-Ga(y)InP$		0.52	50	Si	2×10^{18}
过渡层	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.07-0.3	0.45-0.22	20	Si	8×10^{17}
发射区	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.3	0.22	250	Si	7×10^{17}
过渡层	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.3-0.07	0.22-0.45	20	Si	5×10^{17}
基区	p^+-GaAs			80	C	5×10^{19}
集电区	$n-GaAs$			400	Si	1×10^{17}
接触层	n^+-GaAs			500	Si	5×10^{18}
衬底	SI-GaAs					

表 4.4 高温 NpiN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 材料参数

层次	材料	Al(x) 组 分	Ga(y)组分	厚度 (nm)	掺杂 剂	浓度 /cm ⁻³
Cap 层	$n^+-In_xGa_{1-x}As$	0.5		50	Sn	1×10^{19}
接触层	n^+-GaAs			100	Si	5×10^{18}
	$n-Ga(y)InP$		0.52	50	Si	2×10^{18}
过渡层	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.07-0.3	0.45-0.22	20	Si	8×10^{17}
发射区	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.3	0.22	250	Si	7×10^{17}
过渡层	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.3-0.07	0.22-0.45	20	Si	5×10^{17}
基区	p^+-GaAs			80	C	5×10^{19}
	$i-GaAs$			20		undoped
过渡层	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.3-0.07	0.22-0.45	20	Si	5×10^{17}
集电区	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.3	0.22	250	Si	7×10^{17}
过渡层	$n-Al(x)Ga(y)InP$	0.07-0.3	0.45-0.22	20	Si	8×10^{17}
	$n-Ga(y)InP$		0.52	50	Si	2×10^{18}
接触层	n^+-GaAs			500	Si	5×10^{18}
衬底	SI-GaAs					

以上四种 AlGaInP/GaAs HBT 材料由低压 MOCVD 方法生长, N 型 AlGaInP 层、 p^+-GaAs 基区层生长温度分别为 700℃、600℃。

4.4 AlGaInP/GaAs HBT 的直流特性

4.4.1 输出特性曲线

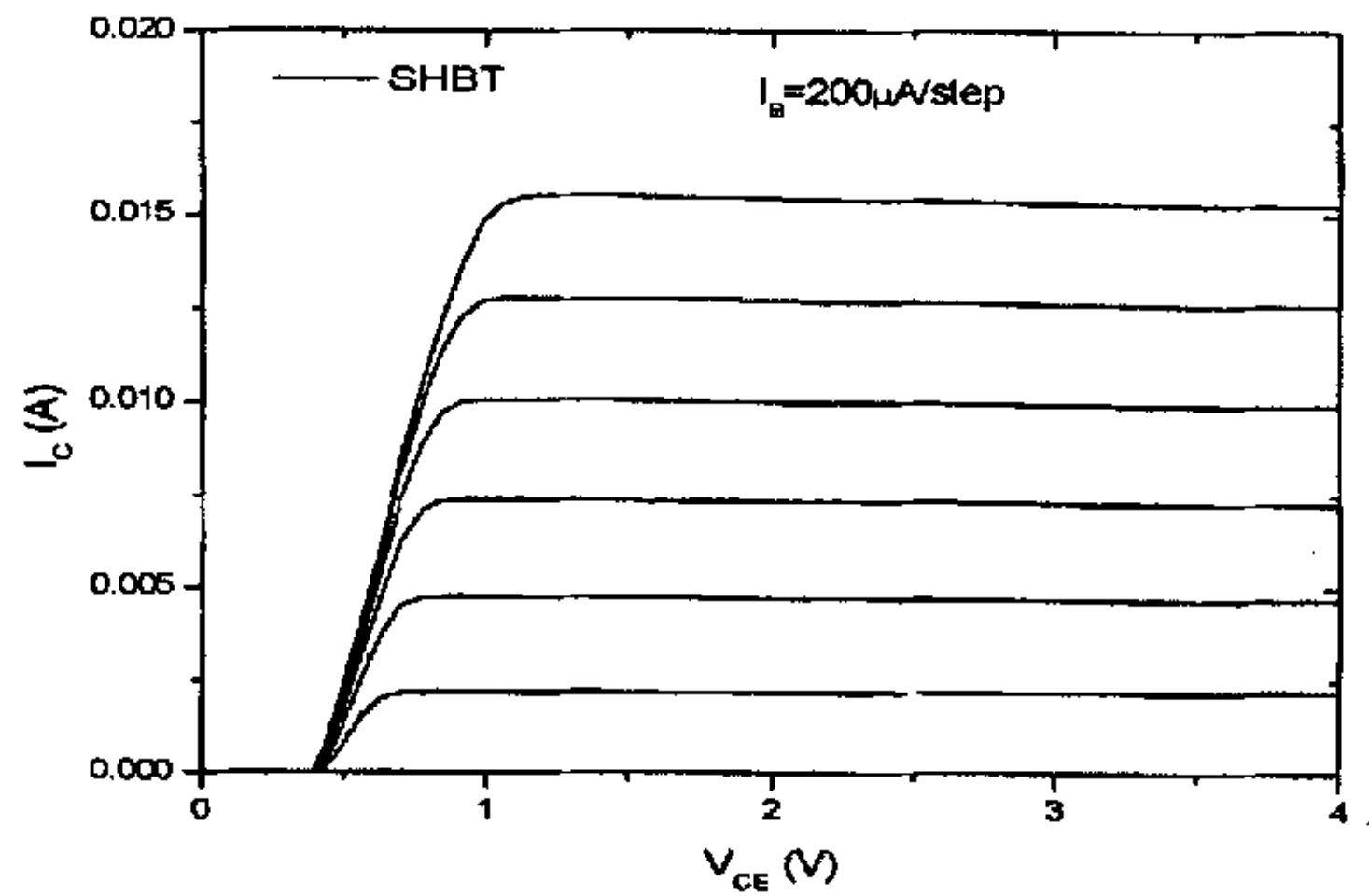
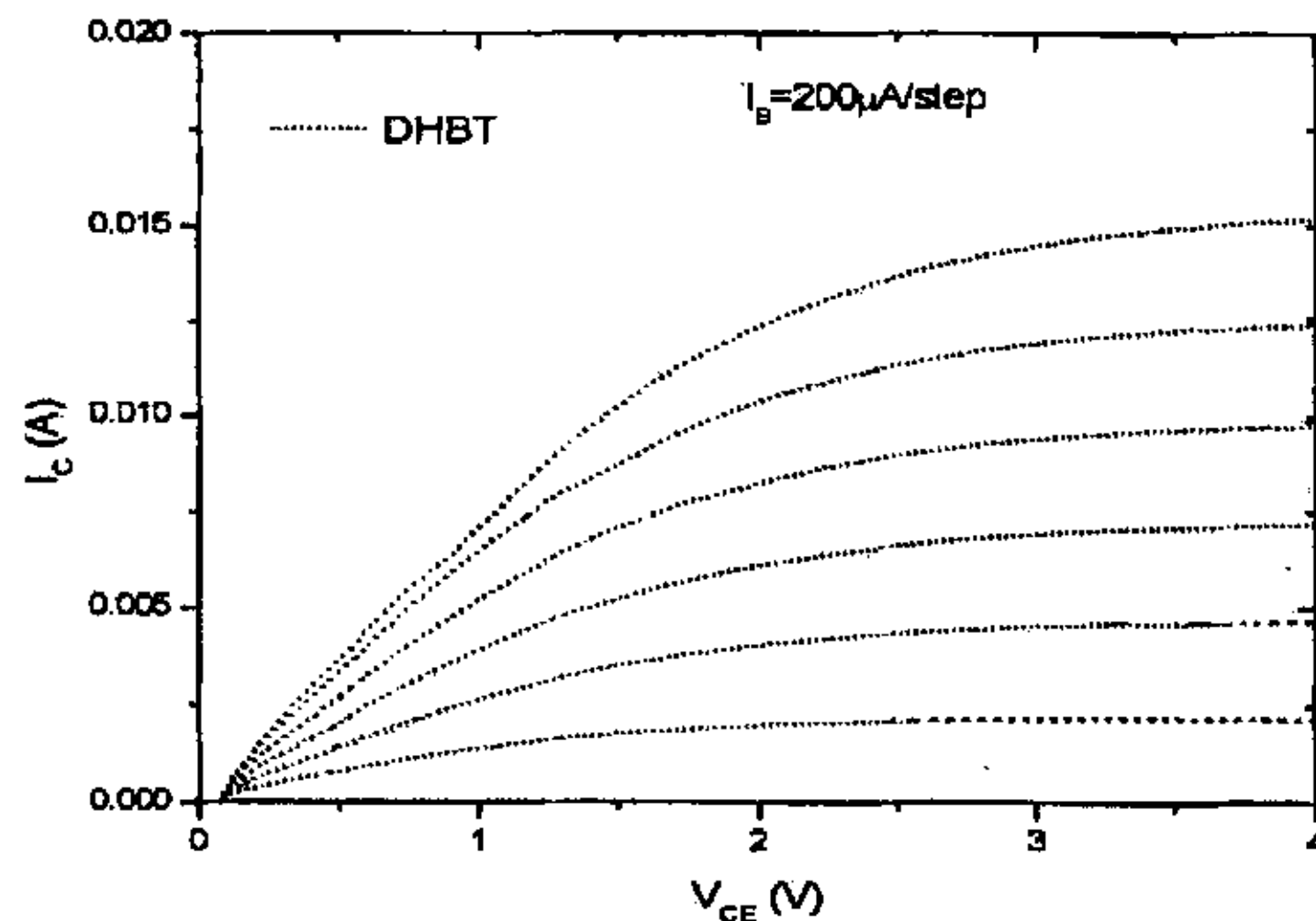
图 4.3 改进前 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ SHBT 的输出特性曲线图 4.4 改进前 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ DHBT 的输出特性曲线

图 4.3 和图 4.4 分别是改进前 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ SHBT、DHBT 的输出特性曲线。基极电流 I_B 间隔为 $200\ \mu\text{A}$ ，从 $200\ \mu\text{A}$ 变化到 1mA ， V_{CE} 从 0V 到 4V 连续变化。图 4.3 表明， $\text{AlGaInP}/\text{GaAs}$ SHBT 输出特性曲线在放大区比较平直， I_C 几乎不随 V_{CE} 变化。这说明 $\text{AlGaInP}/\text{GaAs}$ SHBT 的厄利电压很大，同一 V_{CE} 下 I_C 随 I_B 以固定的比例增大，表明器件的电流增益 β 相当稳定。从图 4.4 中可以得出，在 $\text{AlGaInP}/\text{GaAs}$ DHBT 输出特性曲线中饱和区较大， V_{CE} 为 3.5V 时 I_C 才接近饱和，

从表 4.2 可知 AlGaInP/GaAs DHBT 基区掺杂浓度和集电区掺杂浓度之比 $N_B/N_C \approx 100$ ，在如此高的掺杂浓度比下厄利电压将大于 60V。可见 AlGaInP/GaAs DHBT 饱和区范围过宽并不是厄利造成的，这可能是由于 AlGaInP/GaAs DHBT 异质集电结的导带尖峰引起的。

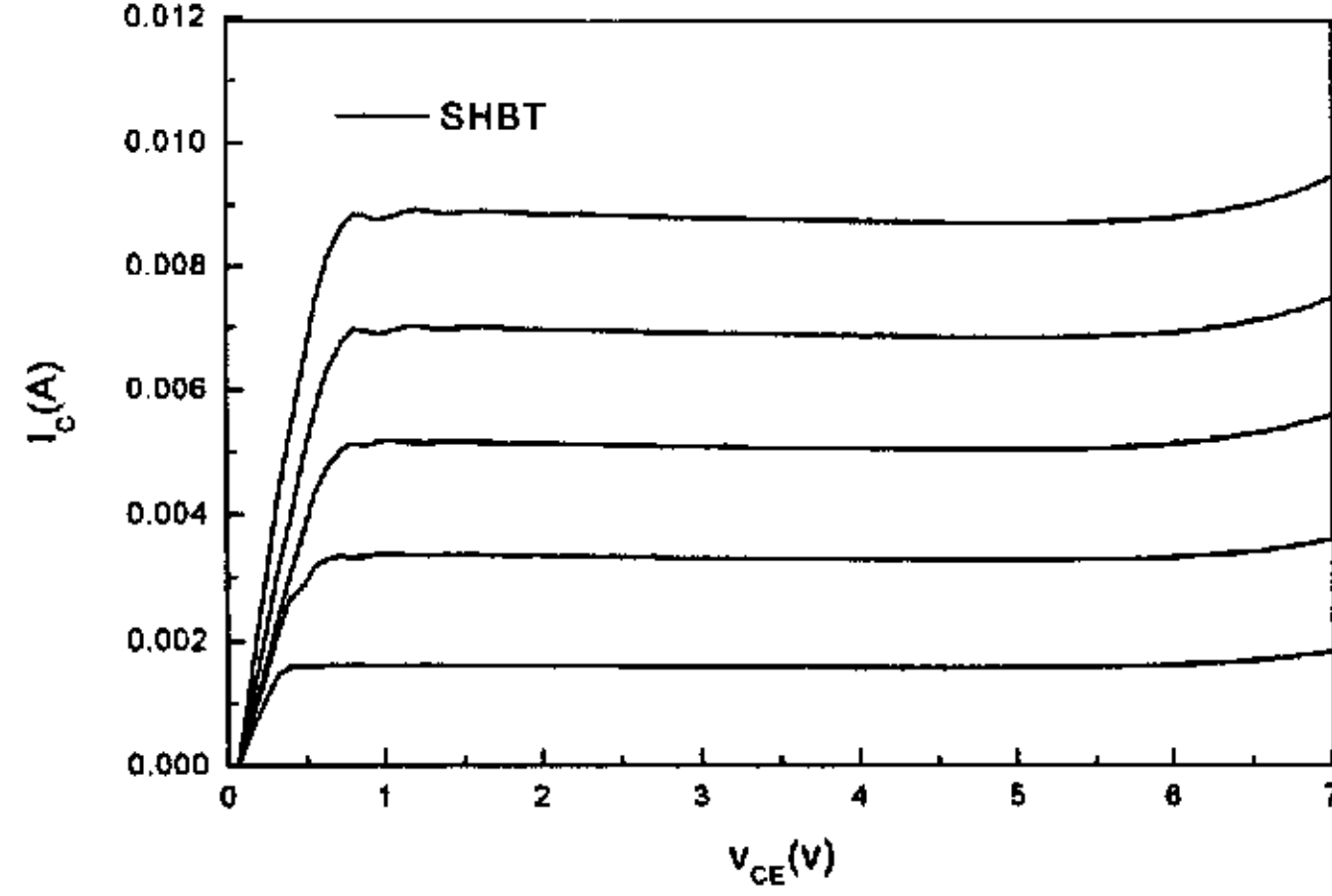


图 4.5 高温 AlGaInP/GaAs SHBT 的输出特性曲线

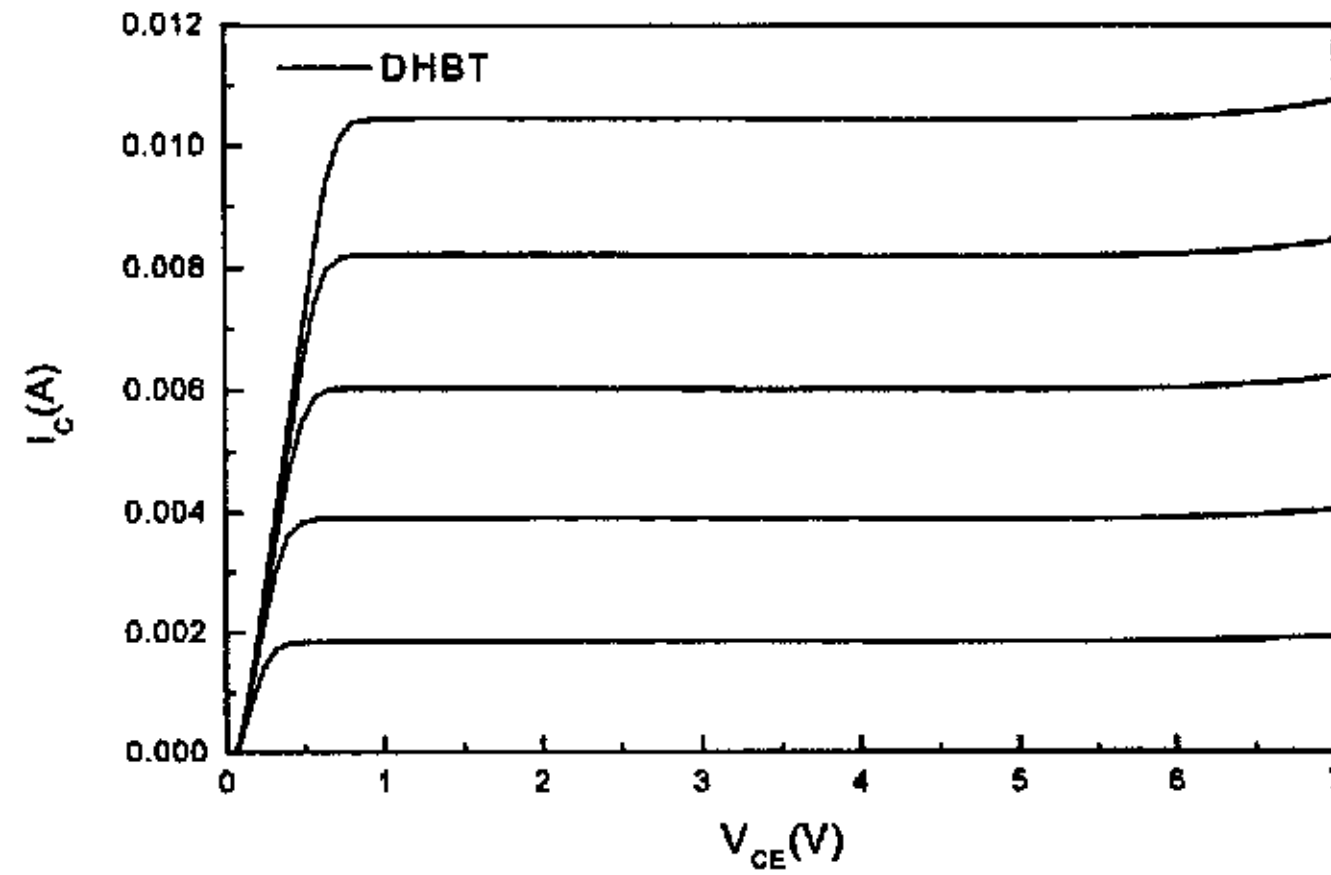


图 4.6 高温 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.52-x}\text{In}_{0.48}\text{P}/\text{GaAs}$ DHBT 的输出特性曲线

图 4.5 是对材料结构改进后的高温 AlGaInP/GaAs SHBT 的输出特性曲线。与图 4.3 比较可知，器件的开启电压 $V_{CE, \text{offset}}$ 由原来的 0.45V 减小到 0.05V。开启电压 $V_{CE, \text{offset}}$ 是共发射极直流输出特性曲线中 $I_C=0$ 时集电极-发射极之间的电压。由 Ebers-Moll 方程可得：

$$I_C = \alpha_F A_E J_{ES} \exp[q(V_{BE} - I_E R_E - I_B R_B)/k_B T] - A_C J_{CS} \exp[q(V_{BC} - I_C R_C - I_B R_B)/k_B T] \quad (4.5)$$

式中, R_E 、 R_B 、 R_C 分别为发射极、基极和集电极串联电阻; A_E 、 A_C 为发射极和集电极面积; J_{ES} 、 J_{CS} 为发射结和集电结饱和电流, α_F 为正向晶体管共基极电流增益。令 $I_C=0$ 得开启电压:

$$V_{CE,offset} = R_E I_B + \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{A_C}{A_E}\right) + \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{J_{CS}}{\alpha_F J_{ES}}\right) \quad (4.6)$$

从方程(4.6)可知, 影响 $V_{CE,offset}$ 大小的因素有: 发射极串联电阻 R_E , 反映器件集电结和发射结几何不对称性的面积比 A_C/A_E , 反映器件集电结和发射结电学不对称性的饱和电流比 J_{CS}/J_{ES} 。由于制作 SHBT 器件所用版图是同一套版图, 所以反映器件集电结和发射结几何不对称性的面积比 A_C/A_E 应该没有变化。 J_{CS}/J_{ES} 反映了集电结和发射结死区电压之差, 改进前后的 SHBT 的发射结和集电结的能带结构不变, 所以可以认为饱和电流比 J_{CS}/J_{ES} 也不会有很大的变化。

从表 4.1 和表 4.3 可知, 我们在改进后的 SHBT 引入了 InGaAs Cap 层, Cap 层的掺杂浓度由原来的 $5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 提高到 $1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 。同时, 把本论文研究的 Mo/W/Ti/Au 难熔金属系代替 AuGeNi 金属系, 并利用 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 溶液钝化处理技术和快速合金化方法制作成发射极欧姆接触。经测量, 其比接触电阻达到 $10^{-8}\Omega\text{cm}^2$ 数量级; 而用 AuGeNi 金属系制作的发射极欧姆接触由于高温下比接触电阻容易恶化, 在经历基极和集电极两次欧姆接触合金化后, 其比接触电阻一般在 $10^{-5}\Omega\text{cm}^2$ 左右, 甚至上升到 10^{-4}cm^2 。从以上分析可以得出, 改进后的 SHBT 的发射极欧姆接触串联电阻的减小是 $V_{CE,offset}$ 显著降低的主要因素。

图 4.5 是对材料结构改进后的高温 NpiN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的输出特性曲线。与图 4.3 比较可知, 其输出特性曲线克服了原来饱和电压 $V_{CE,sat}$ 过大的缺点: 由原来的 3.5V 缩小到 0.6V 左右。而且输出特性曲线在放大区比较平直, I_C 几乎不随 V_{CE} 变化。这说明改进后 AlGaInP/GaAs DHBT 的厄利电压很大, 同一偏压 V_{CE} 下 I_C 随 I_B 以固定的比例增大, 表明器件的电流增益 β 相当稳定。

可以认为, AlGaInP/GaAs DHBT 的饱和电压 $V_{CE,sat}$ 显著下降使输出特性改善是因为在高温 DHBT 的集电区引入厚度为 20nm 的 i-GaAs 层的缘故。根据表 4.2 和表 4.4 所示材料结构可作出 NpN 型和高温 NpiN 型 DHBT 集电结的能带结构, 如图 4.7 和图 4.8 所示:

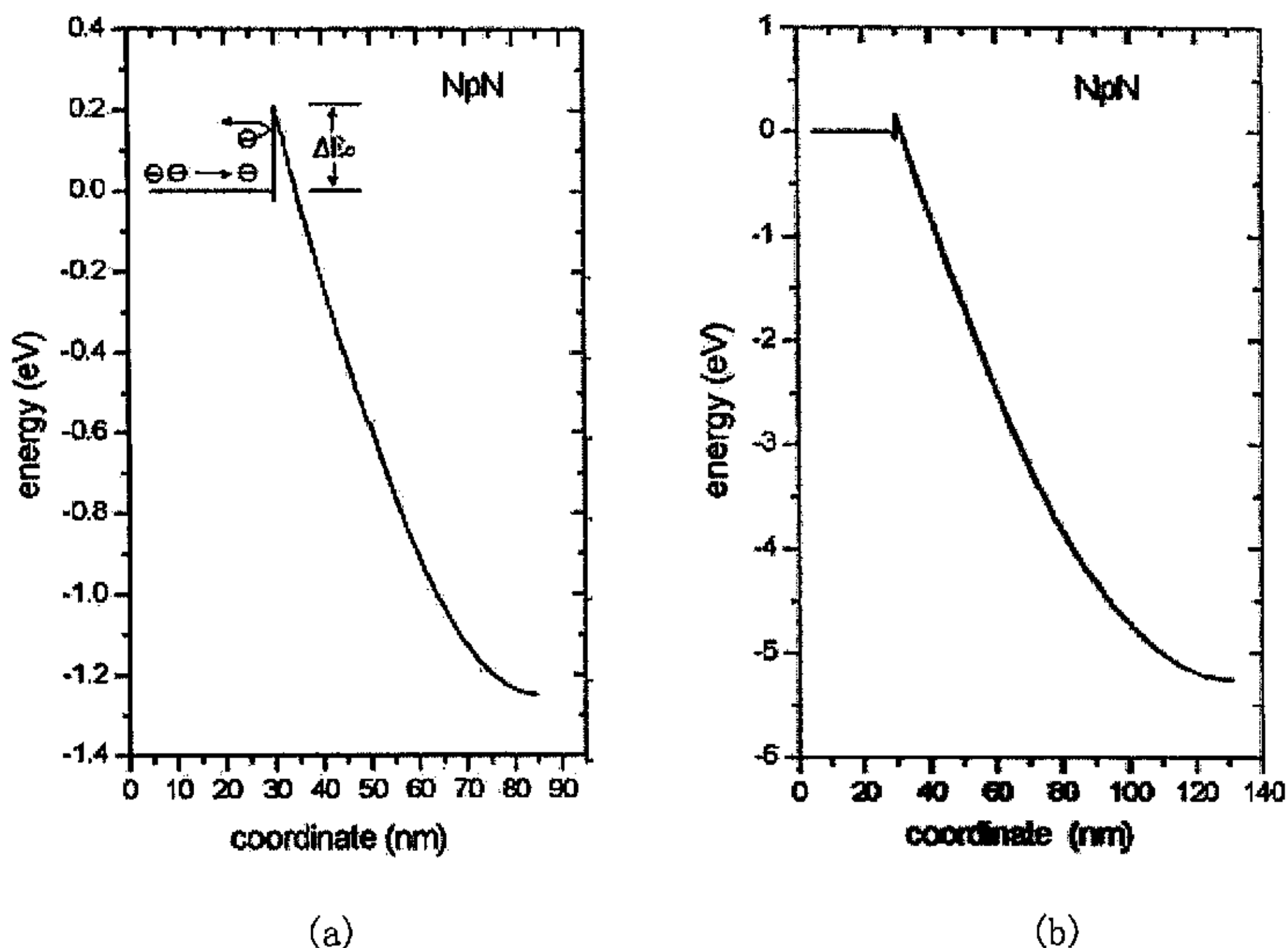


图 4.7 NpN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的集电极导带示意图

 (a) 零偏压 $V_{bc}=0$

 (b) 反向偏压 $V_{bc}<0$

如图 4.7(a) 所示, NpN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的集电结处尽管引入了 GaInP 过渡层, 但由于 GaInP 与 GaAs 禁带宽度不同, 仍存在导带势垒, ΔE_c 约为 0.19 eV。该导带势垒将对由基区向集电区传输的电子起阻挡作用。当外加反偏电压 V_{bc} 较小时势垒高度 ΔE_c 较大, 阻挡作用较强; 随着 V_{bc} 增大 ΔE_c 逐渐减小 (如图 4.7(b) 所示), 阻挡作用减弱。这个过程表现在器件的输出特性上就是如图 4.4 所示的器件饱和区过长。

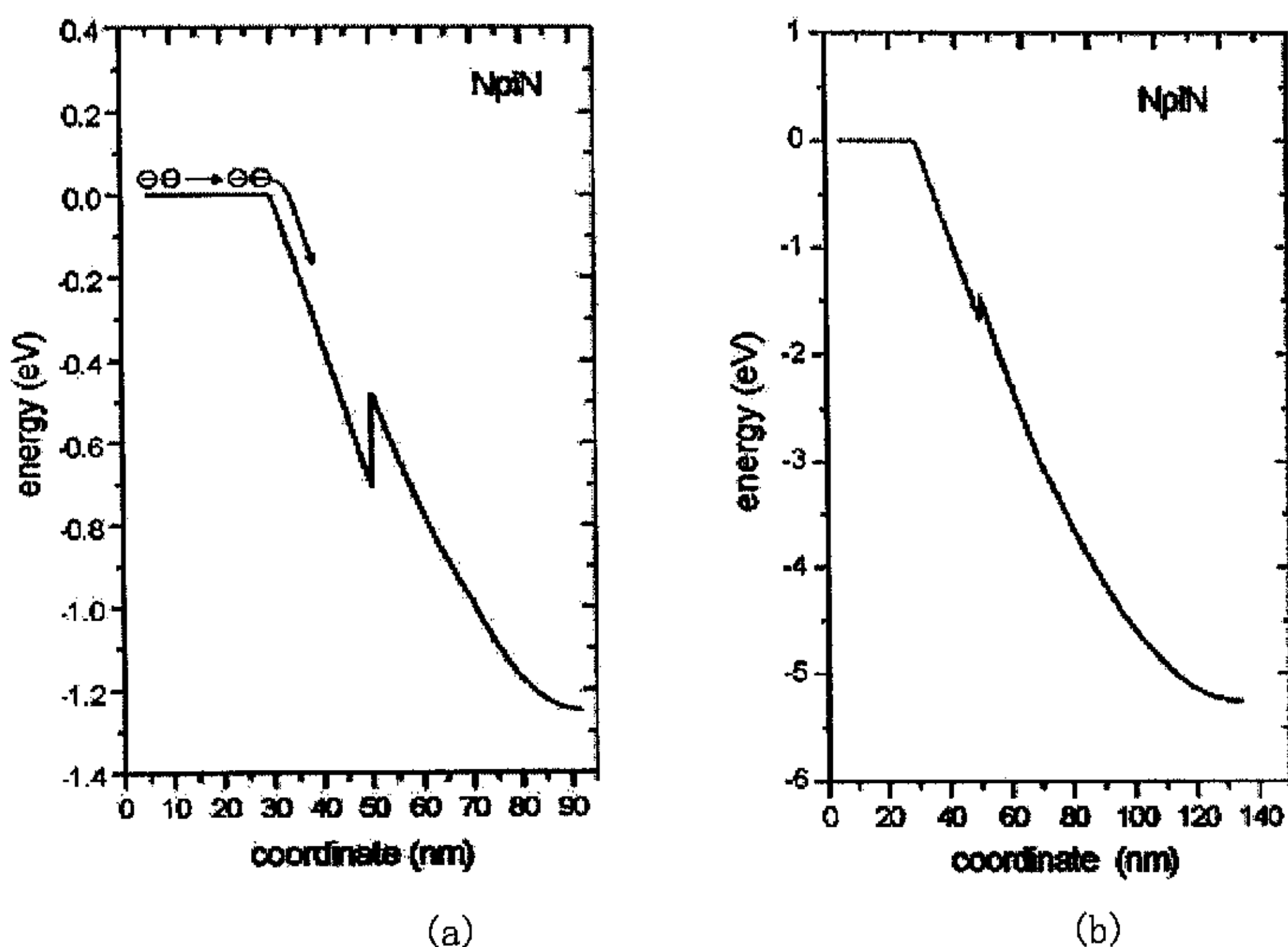


图 4.8 高温 NpiN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的集电极导带示意图

(a) 零偏压 ($V_{bc}=0$)(b) 反向偏压 ($V_{bc}<0$)

图 4.8 是高温 NpiN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的集电结导带示意图。由图可知，高温 NpiN 型 DHBT 在引入厚度为 20nm 的非掺杂 i-GaAs 层后，集电结导带尖峰位于基区导带底之下，从基区扩散过来的电子能顺利被集电结收集，克服了导带尖峰引起的电子阻挡效应。从图 4.6 所示高温 NpiN 型 $Al_xGa_{0.52-x}In_{0.48}P/GaAs$ DHBT 的输出特性曲线可知，其饱和电压 $V_{CE,sat}$ 下降到 0.6V 左右；达到了在集电结不存在导带尖峰的 SHBT 的水平。

研究中同时发现，在引入厚度为 20nm 的 i-GaAs 层后，NpiN 型 DHBT 的电流增益 β 略有减小。在集电结引入 i-GaAs 层后有两个方面影响 DHBT 的电流增益 β ：一是引入 i-GaAs 层后降低或消除了集电结原来存在的导带尖峰，增加了电子向集电区的注入效率使电流增益 β 增加；二是由于 i-GaAs 层引入后使电子由基区向集电区的扩散长度增加而使电流增益 β 减小。如果第一种因素占主导，则电流增益 β 将增加，反之，则电流增益 β 减小。经计算，既能克服集电结导带尖峰而又不使电流增益 β 大幅度减小，引入的 i-GaAs 层的厚度应在 15nm~20nm。

4.4.2 Gummel 图

Gummel 图是指在异质结双极晶体管 V_{IC} 为零的条件下, 集电极电流 I_c 和基极电流 I_b 随发射结偏压 V_{BE} 变化的关系曲线。以下分别是单异质结 SHBT、双异质结 NpN 型 DHBT 和高温 NpiN 型 DHBT 的 Gummel 图。

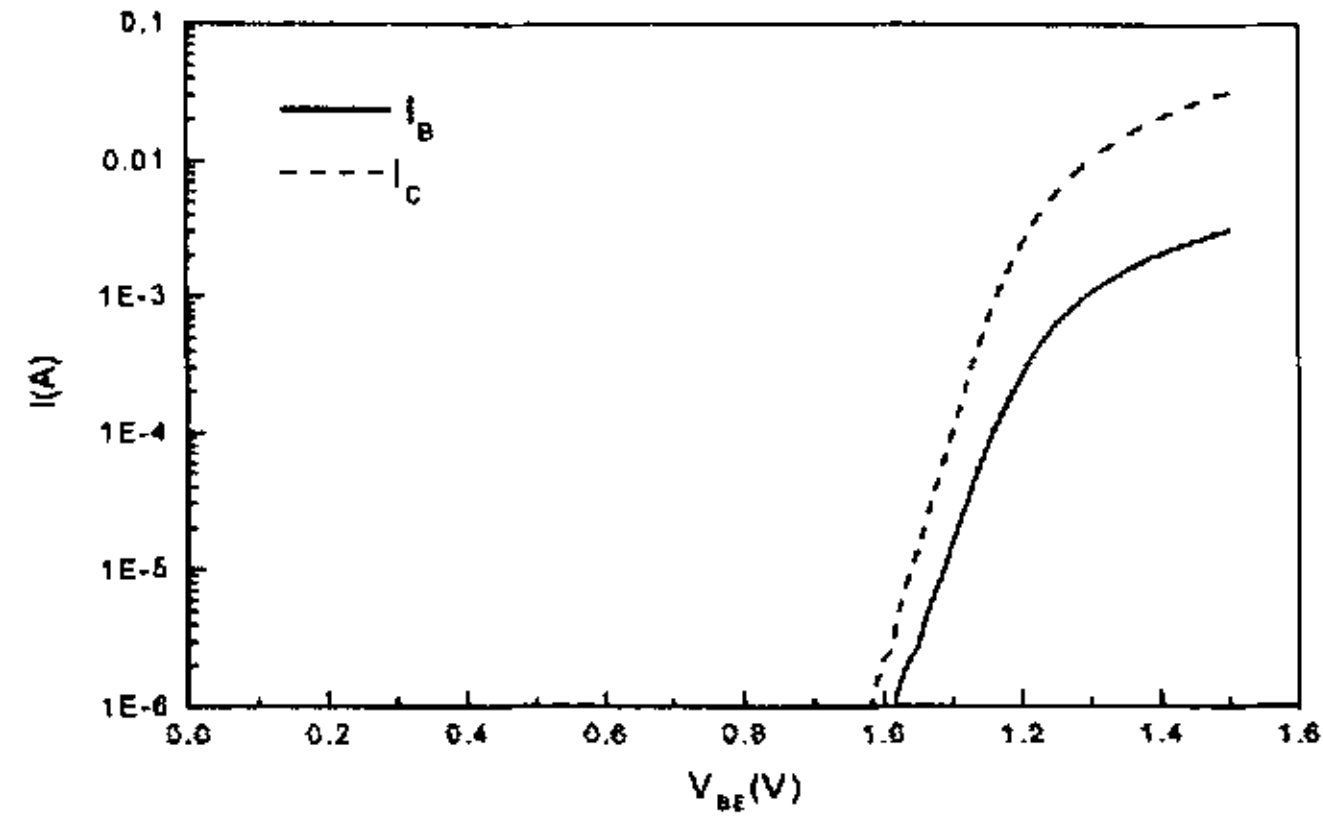


图 4.9 AlGaInP/GaAs SHBT 的 Gummel 图

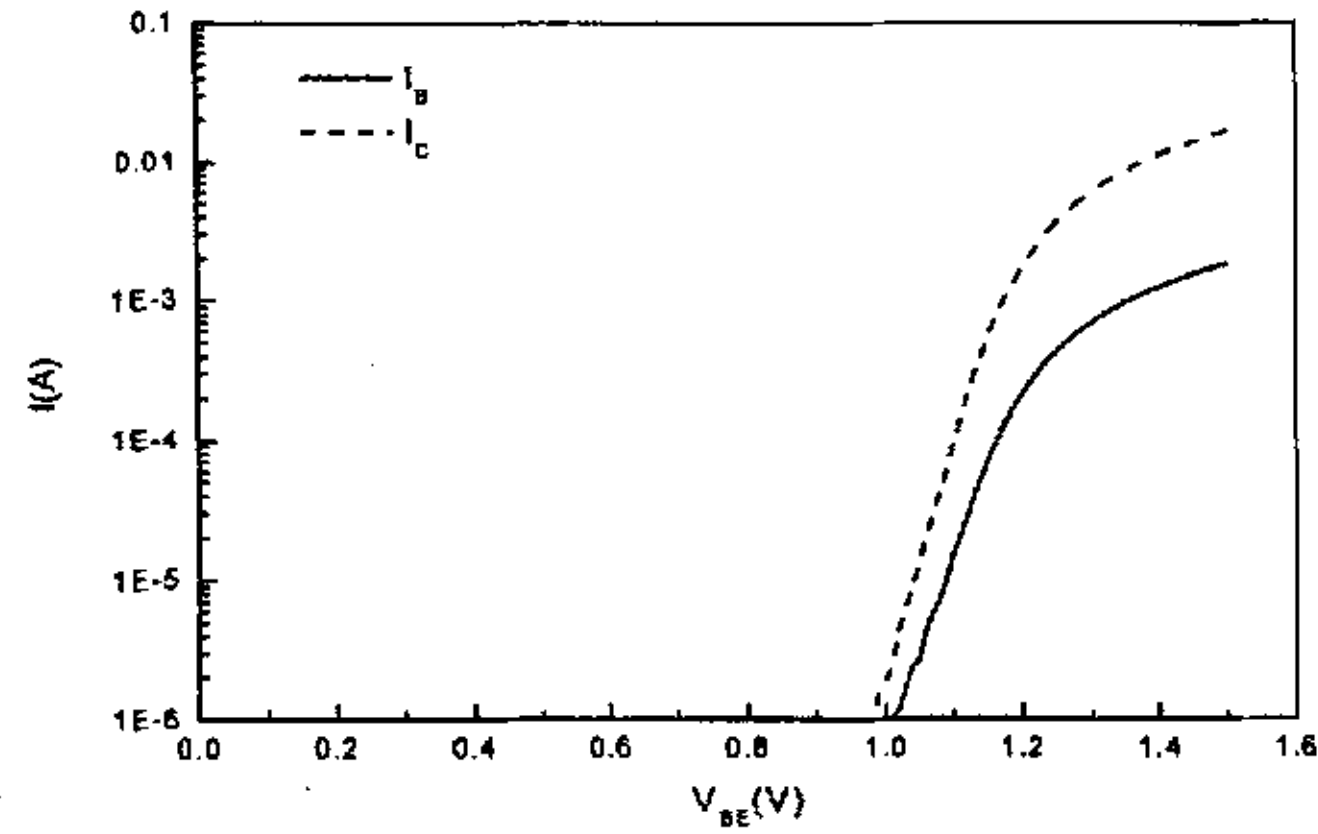


图 4.10 NpN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的 Gummel 图

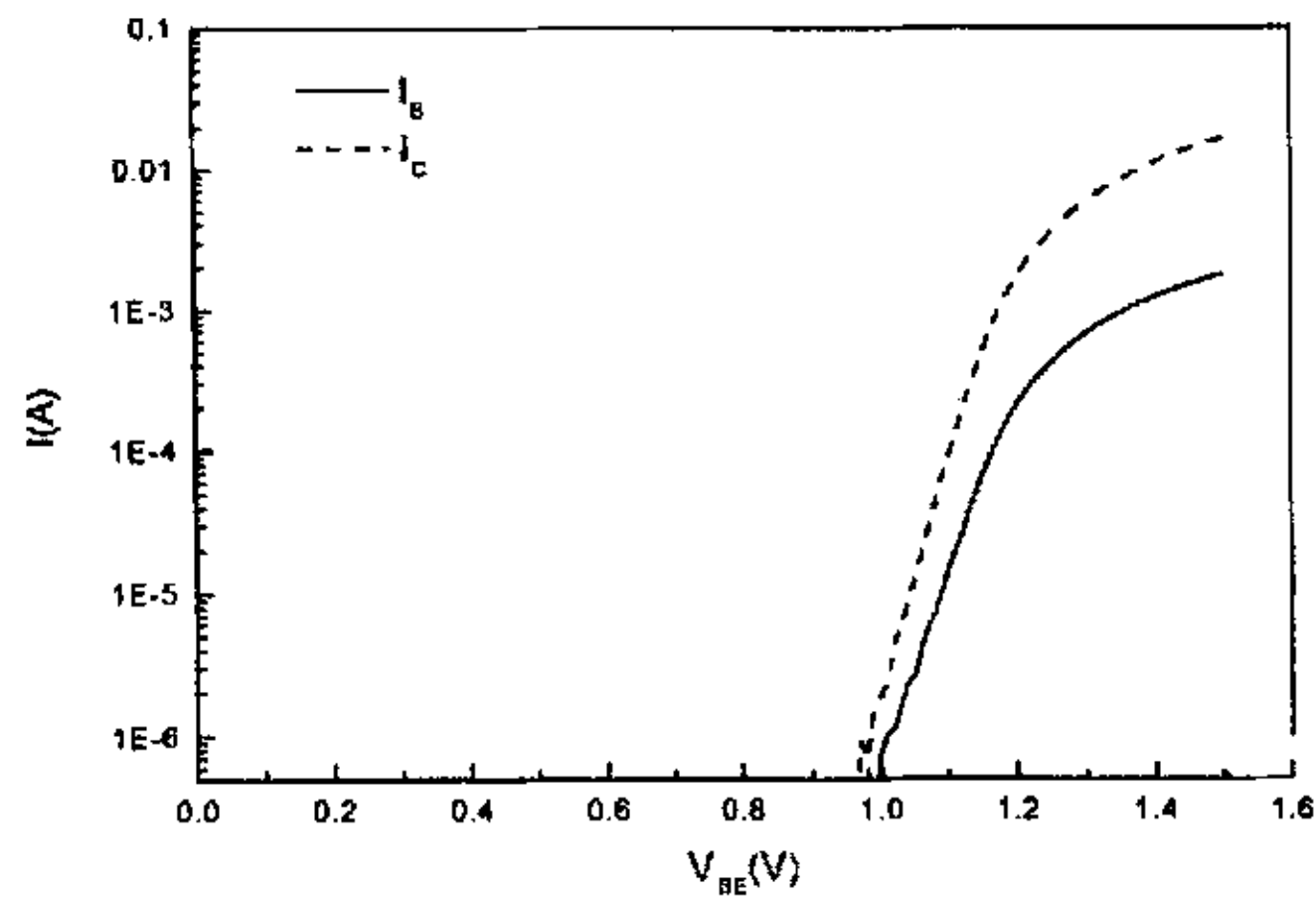


图 4.10 高温 NpiN 型 AlGaInP/GaAs DHBT 的 Gummel 图

图 4.8~图 4.10 分别是 AlGaInP/GaAs SHBT、DHBT 和高温 NpiN 型 DHBT 的 Gummel 图。一般来说, 在异质结双极晶体管中, 基极电流 I_b 主要由发射结空间电荷区复合电流 J_{scr} 和基区体内复合电流 J_{rb} 组成; 当发射结空间电荷区复合电流 J_{scr} 占主导时, I_b 理想因子 n_b 接近于 2; 当基区体内复合电流 J_{rb} 占主导时, n_b 接近于 1。比较上图可知, SHBT 的 n_b 最大, 其值约为 1.60; NpN 型 DHBT 由于集电结电子阻挡效应, 有效电子迁移率下降, 电子在基区停留时间延长, 基区体内复合电流 J_{rb} 比重增加, 因此与 SHBT 相比, NpN 型 DHBT 的 I_b 理想因子 n_b 有所下降, 从图 4.9 得出, NpN 型 DHBT 的 I_b 理想因子 n_b 为 1.51; 高温 NpiN 型 DHBT 在集电结引入 i-GaAs 层, 消除了电子阻挡效应, 但同时由于 i-GaAs 层的引入增大了基区电子扩散长度, 基区体内复合大大增强, 因此 NpiN 的 n_b 在三种结构中最小, 由图 4.10 得出 I_b 理想因子 n_b 约为 1.42。

4.5 AlGaInP/GaAs HBT 的高温特性

根据对半导体材料潜能的分析, Higgins 估计 GaAs 基 HBT 发射极单位面积固有的(电子)功率密度约为 $3\text{mW}/\mu\text{m}^2$ 。现在看来这个估计可能趋于保守, 因为在更高功率密度下工作的 CW 器件已有报道, 而且脉冲工作的 HBT 可以达到更高的功率密度。在如此高的功率水平下, 散热问题是 HBT 器件所面临的最大挑战。室温下(300K), Si 材料的热导率为 $1.31\text{W}/\text{cm}\cdot\text{K}$, 而 GaAs 材料的热导率为 $0.46\text{W}/\text{cm}\cdot\text{K}$, 仅为 Si 材料的热导率的 1/3。

HBT 是纵向器件, 欧姆接触制作在三个不同的外延层上。形成的欧姆接触必须浅而且稳定, 否则器件的外延层容易由于高温下金属原子的扩散而被短路, 造成失效。这种失效机制是 HBT 器件在高温、高功率下最常见, 也是最难控制的因素。为了克服以上问题, 我们在制作 HBT 器件时采用前文所研究的难熔金属欧姆接触以提高 HBT 器件的高温性能。具体的做法是: 在发射结采用难熔金属系 Mo/W/Ti/Au 代替 AuGeNi 作接触金属, 在基极的接触金属 Ti/Au 中加入难熔金属 Pt 作为扩散阻挡层。采用不同欧姆接触金属的 AlGaInP/GaAs HBT 剖面结构如图 4.11 所示。

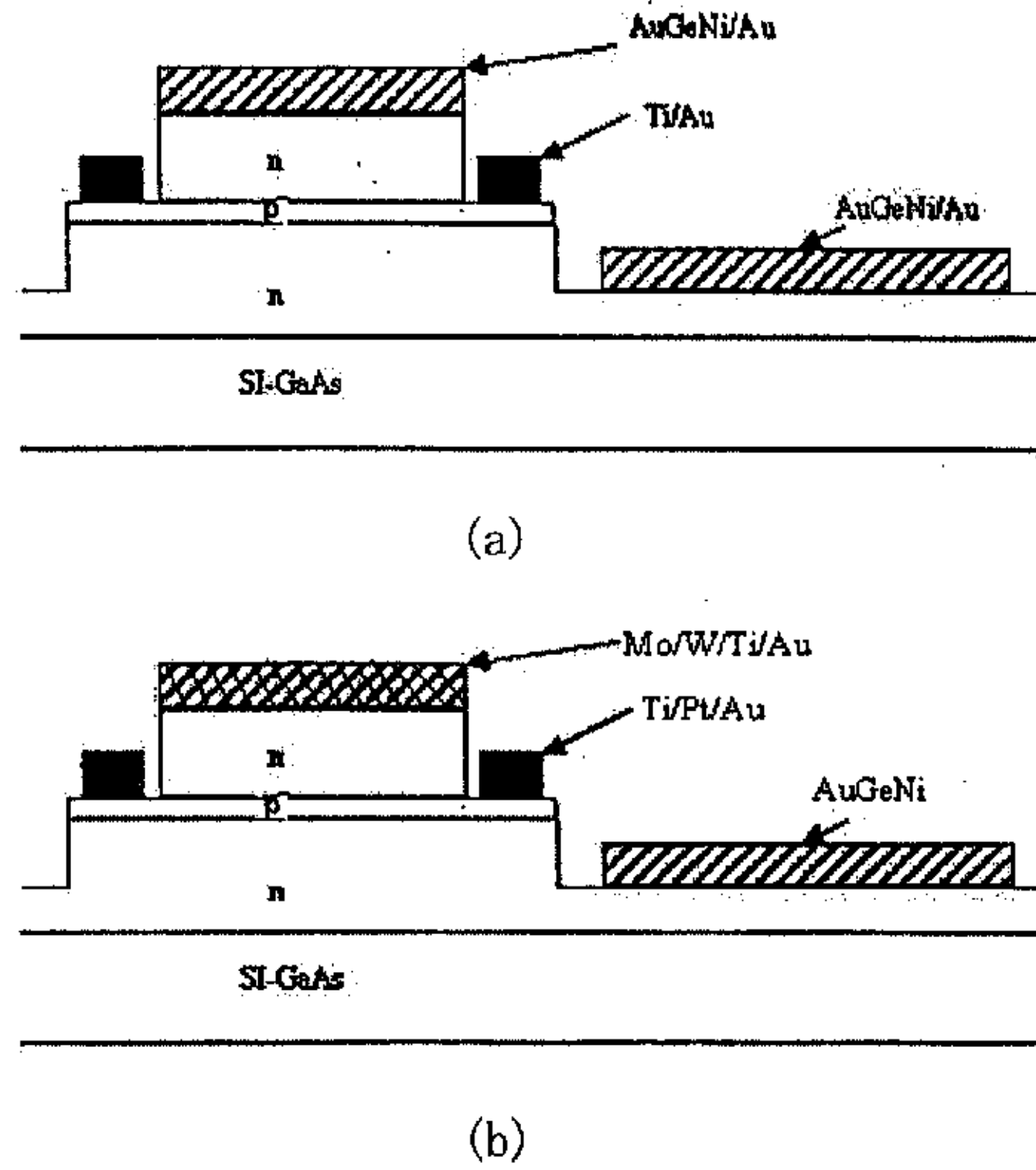


图 4.11 采用不同欧姆接触金属的 AlGaInP/GaAs HBT 剖面结构图
(a) 常规接触金属 (b) 难熔接触金属

4.5.1 输出特性曲线

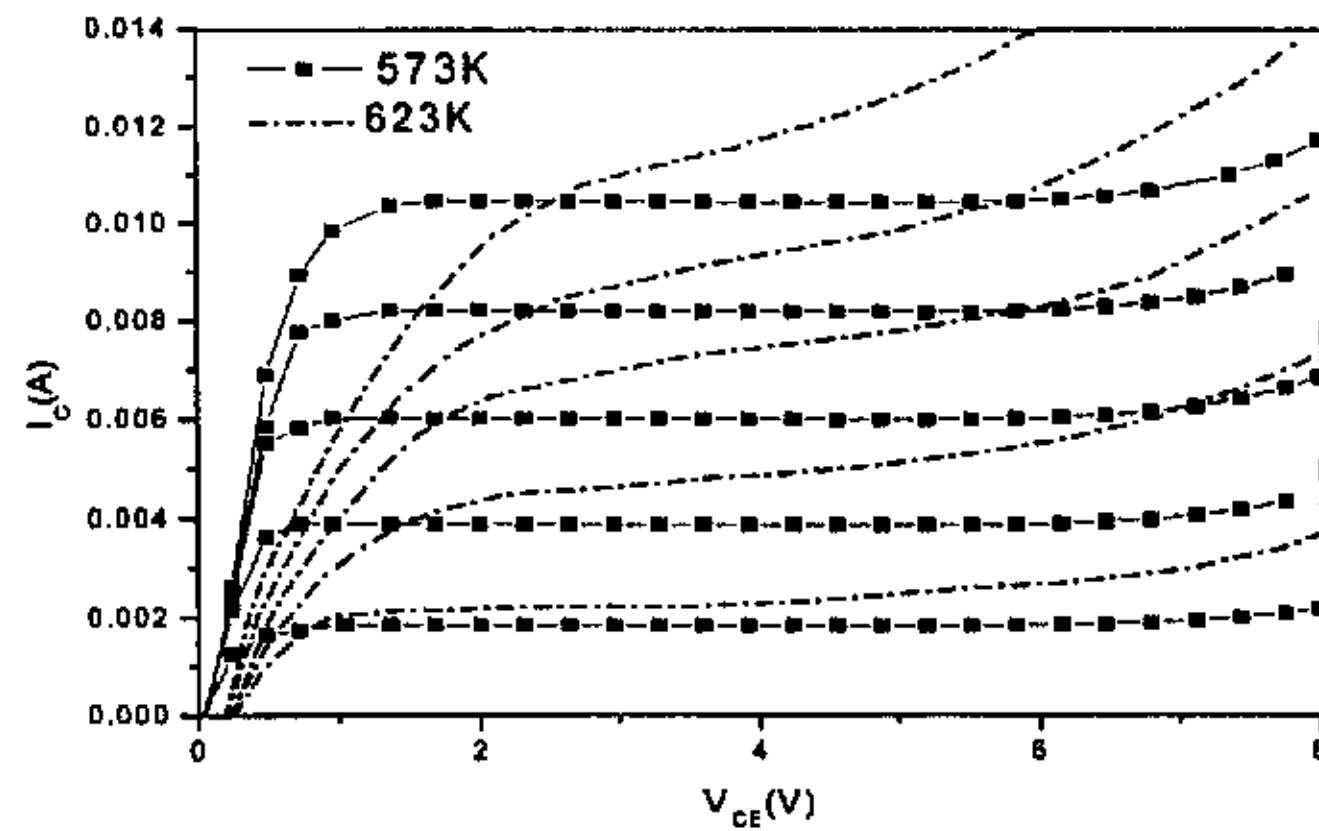


图 4.12 AlGaInP/GaAs DHBT 的输出特性曲线

图 4.12 是采用 AuGeNi 和 Ti/Au 传统接触金属制作的 DHBT 的高温输出特性曲线，基极电流 I_b 以 $200 \mu A$ 的步长增加。由图可知，在 573K 时，输出特性保持的较好，与在室温下测量的结果几乎没有变化；当温度升高到 623K 时附近时，

I_b 固定时, I_c 随 V_{CE} 的增加而增大; 同时表现为器件的开启电压 $V_{CE,offset}$ 增大和饱和区过长。在 673K 时, I_c 随 V_{CE} 急剧上升, 器件失效。

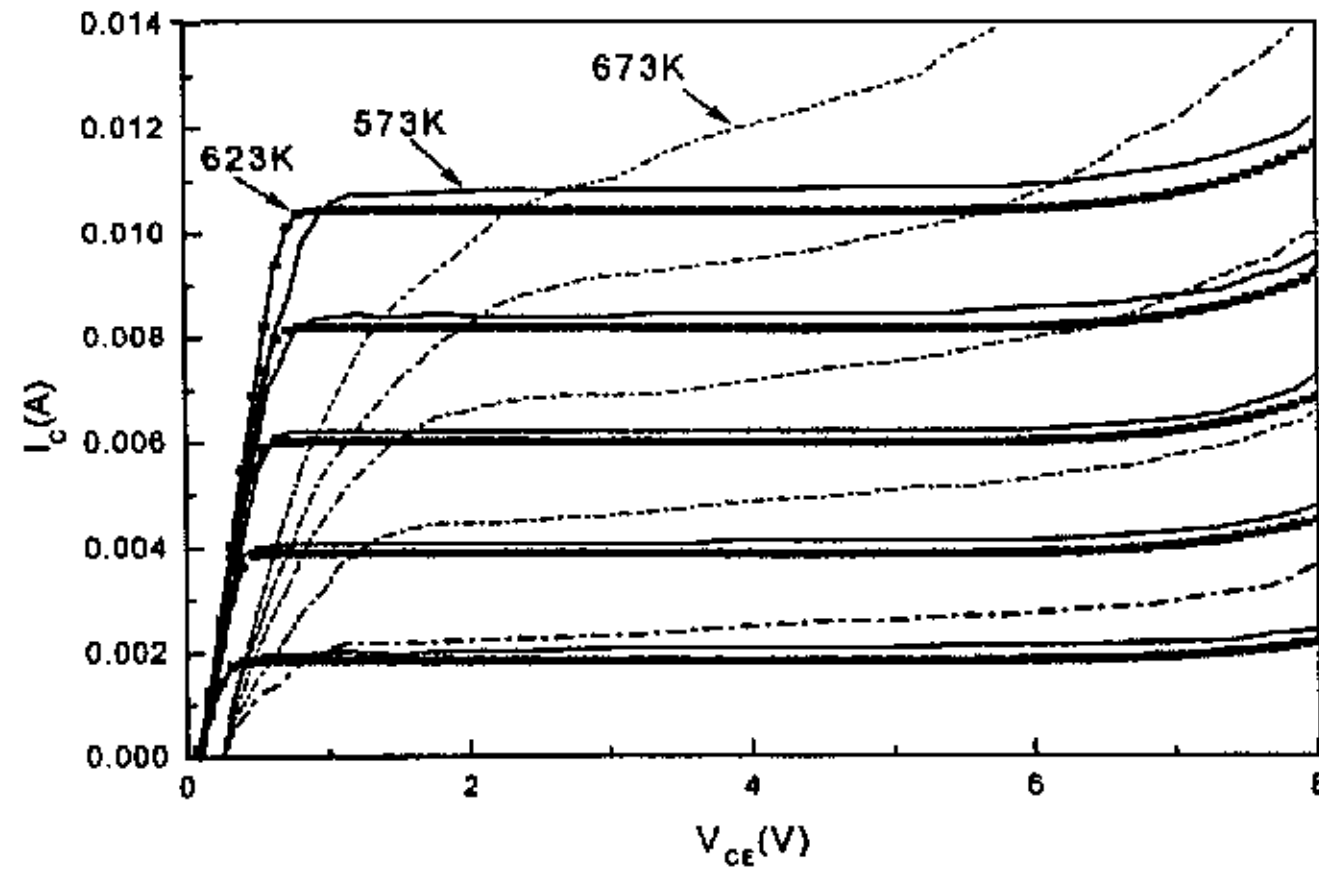


图 4.13 高温 AlGaInP/GaAs DHBT 的输出特性曲线

采用难熔金属 Mo/W/Ti/Au 和 Ti/Pt/Au 制作的高温 AlGaInP/GaAs DHBT 在 573K、623K 以及 673K 时的输出特性曲线如图 4.13 所示。在 573K 和 623K 时, 器件的输出特性保持的较好, 与室温时的输出特性相比没有表现出器件特性恶化的现象。当温度上升到 673K 时, 器件的开启电压 $V_{CE,offset}$ 有所增大, 同时饱和区也比室温时宽, 但器件仍可以作为高温放大器工作。比较图 4.12 和图 4.13 可知, 在发射极和基极电极采用难熔金属后, 其稳定工作的温度提高了 50~100K, 最高工作温度可达 673K。

4.5.2. 发射结二极管特性

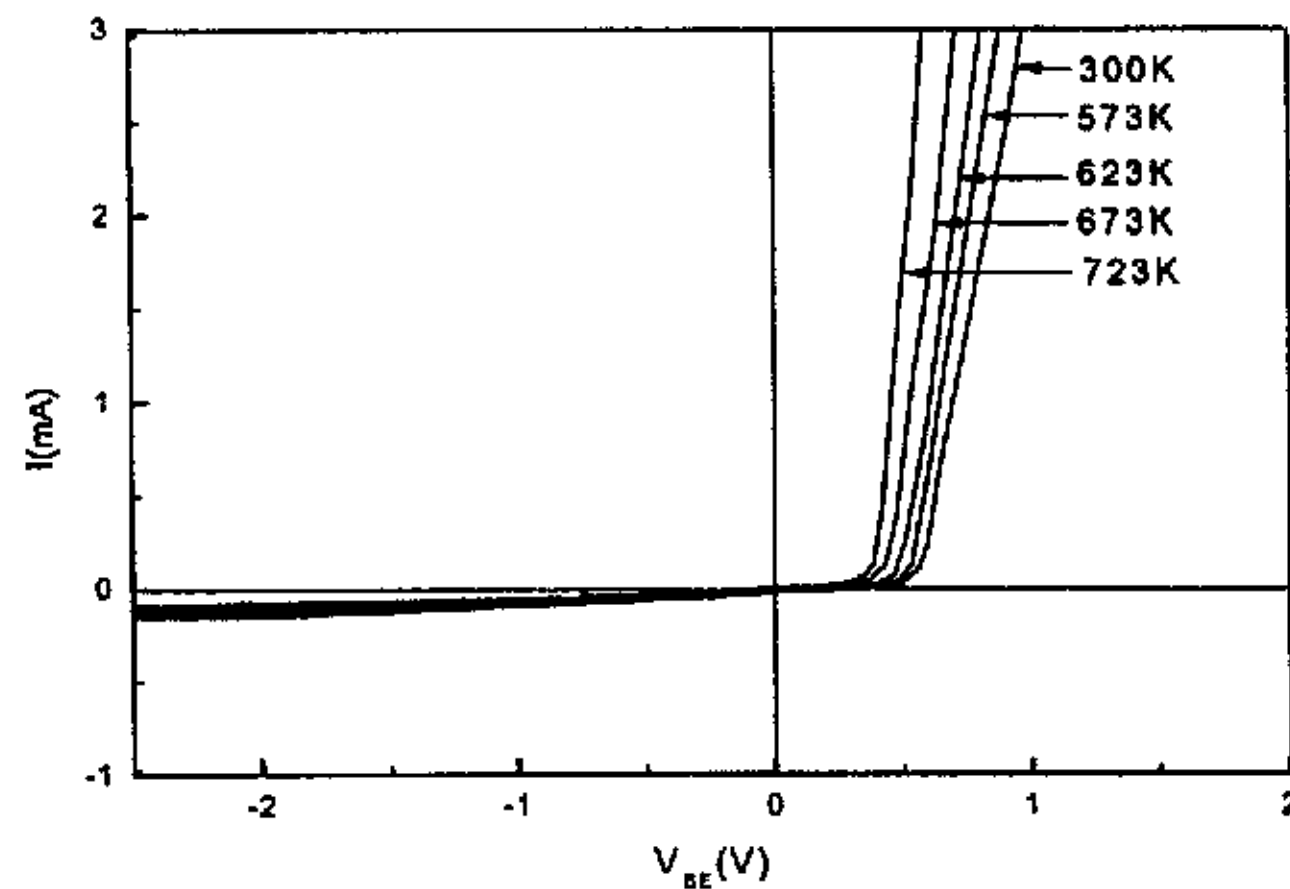


图 4.14 不同温度时高温 DHBT 的发射结二极管特性

为了进一步研究器件的高温特性, 测量了高温 DHBT 的发射结二极管特性, 如图 4.14 所示。由图可知, 从室温到 723K 的范围内, 发射结的反向电压随温度几乎不变, 而正向电压随温度的上升而略有增加。

我们认为, 发射结二极管的高温特性与发射结的能带结构和发射极、基极的欧姆接触有关; 首先, 高温 DHBT 的发射结是 AlGaInP/GaAs 异质结, 其 ΔE_v 较大 ($0.30\text{eV} \sim 0.62\text{eV}$), 所以即使在高温下也能有效的抑制 DHBT 中空穴从基区向发射区的反向注入, 使其反向电流基本不变。其次, 由于器件的发射极和基极分别采用了难熔金属和具有阻挡层的欧姆接触, 所以在高温下发射极串联电阻和基极串联电阻基本上保持不变, 这也是发射结高温特性稳定的重要原因。

4.5.3. 集电结二极管特性

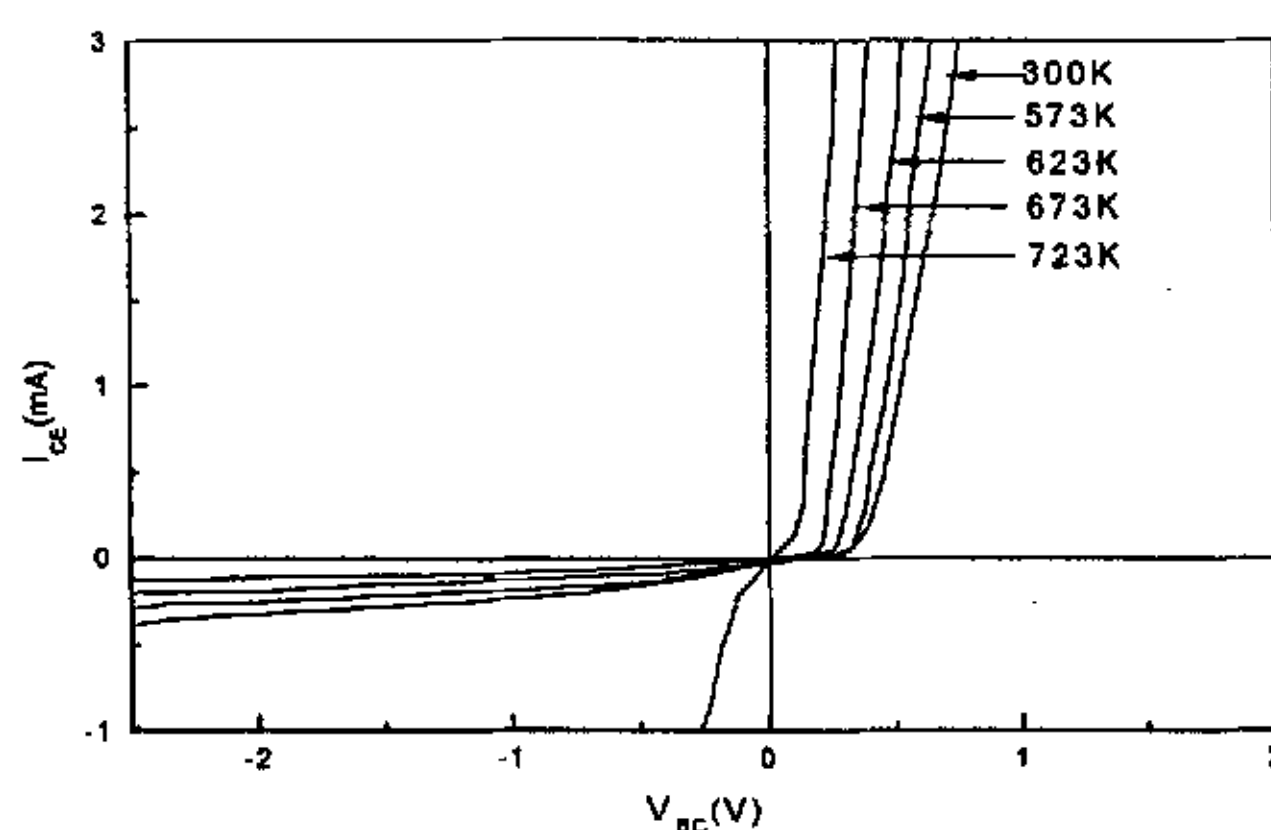


图 4.15 不同温度时高温 DHBT 的集电结二极管特性

高温 DHBT 集电结在不同温度时的二极管特性如图 4.15 所示。在室温至 673K 的范围内, 集电结的反向电压随温度的变化比发射结随温度的变化的幅度大; 这可能是因为我们在集电结加入的非掺杂 GaAs 层降低了集电结的导带尖峰, 但同时也影响了集电结 ΔE_v 抑制空穴的反向注入, 使集电结的反向特性不如发射结反向特性稳定。当温度升至 723K 时, 集电结的 $I-V$ 曲线由整流特性向欧姆特性转变。由于双异质结双极晶体管的集电结采用的是 AlGaInP/GaAs 异质结构, 高温下也能有效的抑制 DHBT 中空穴的反向注入, 所以这种整流特性的消失可能是由基极的欧姆接触失效所致。

4.5.4. 比接触电阻

HBT 是纵向器件，本论文器件的制作是采用台面结构，欧姆接触制作在三个不同的外延层上。形成的欧姆接触必须浅而且稳定，否则器件的外延层容易由于金属原子的扩散而被短路，造成器件的失效；特别是在采用薄基区的微波 HBT 中。为了确定高温下 DHBT 器件性能退化的原因，进一步测量了器件发射极、基极和集电极比接触电阻在 673K 时与保温时间的关系，如下图所示。

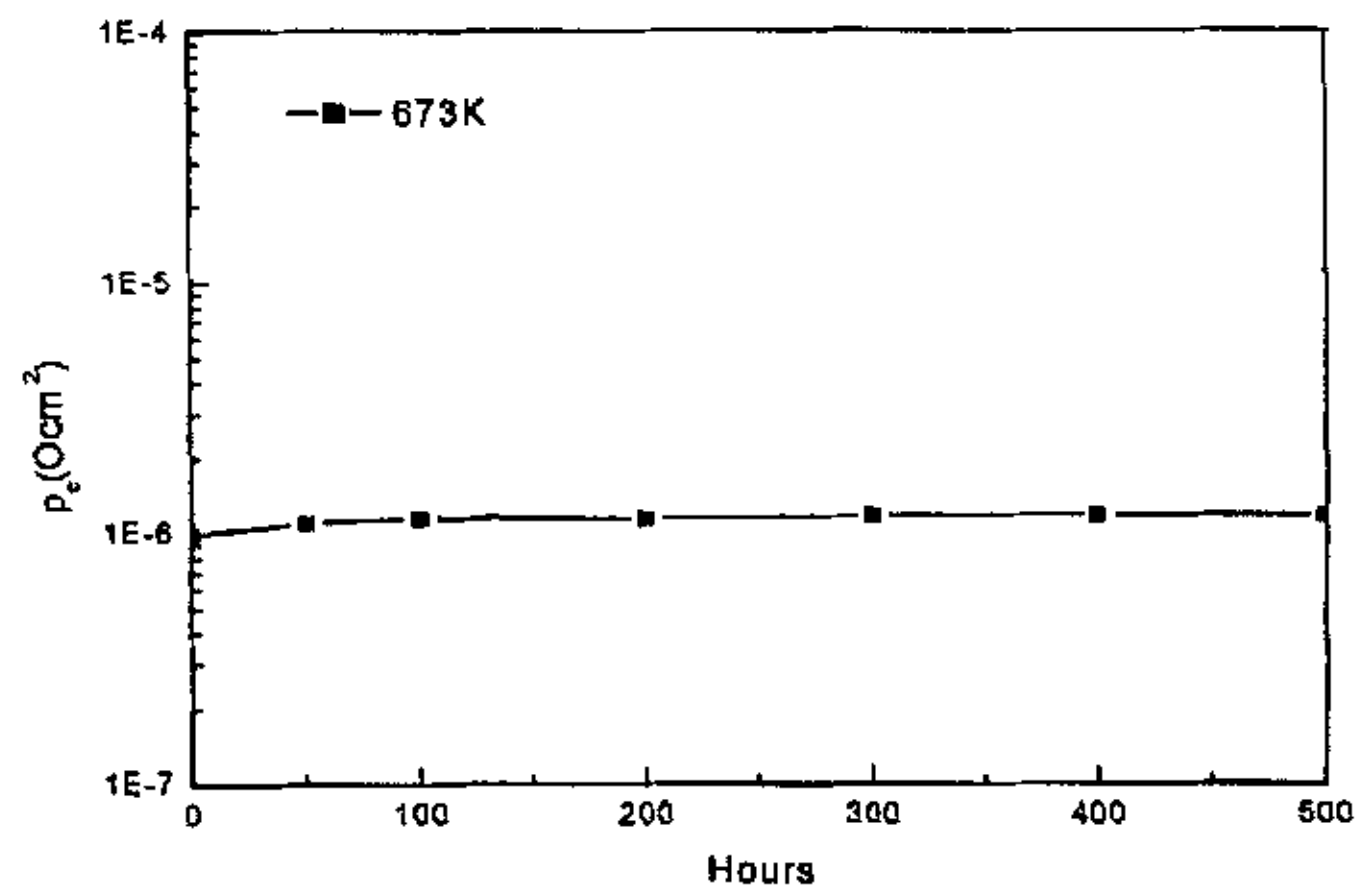


图 4.16 发射极比接触电阻在 673K 时的稳定性

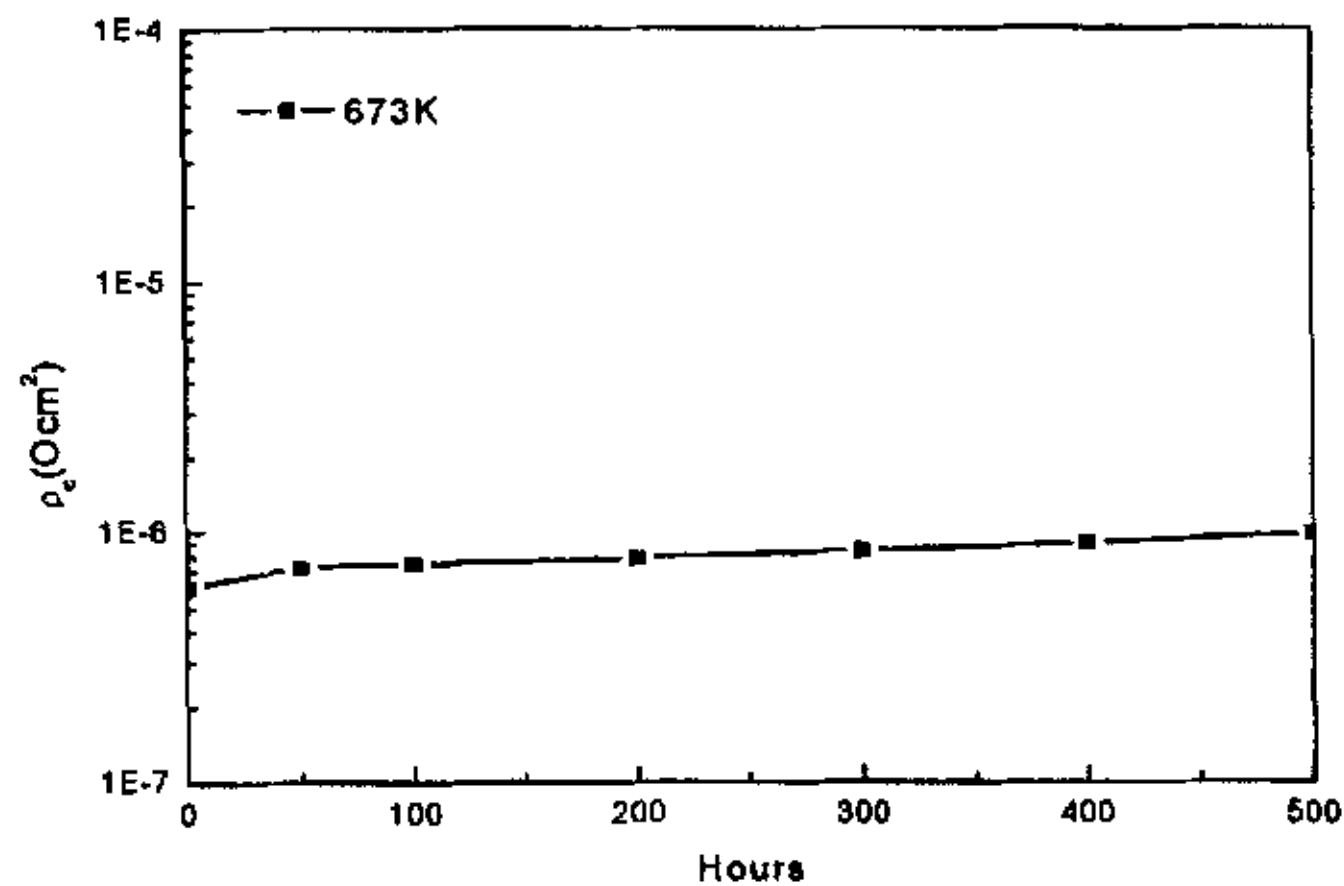


图 4.17 基极比接触电阻在 673K 时的稳定性

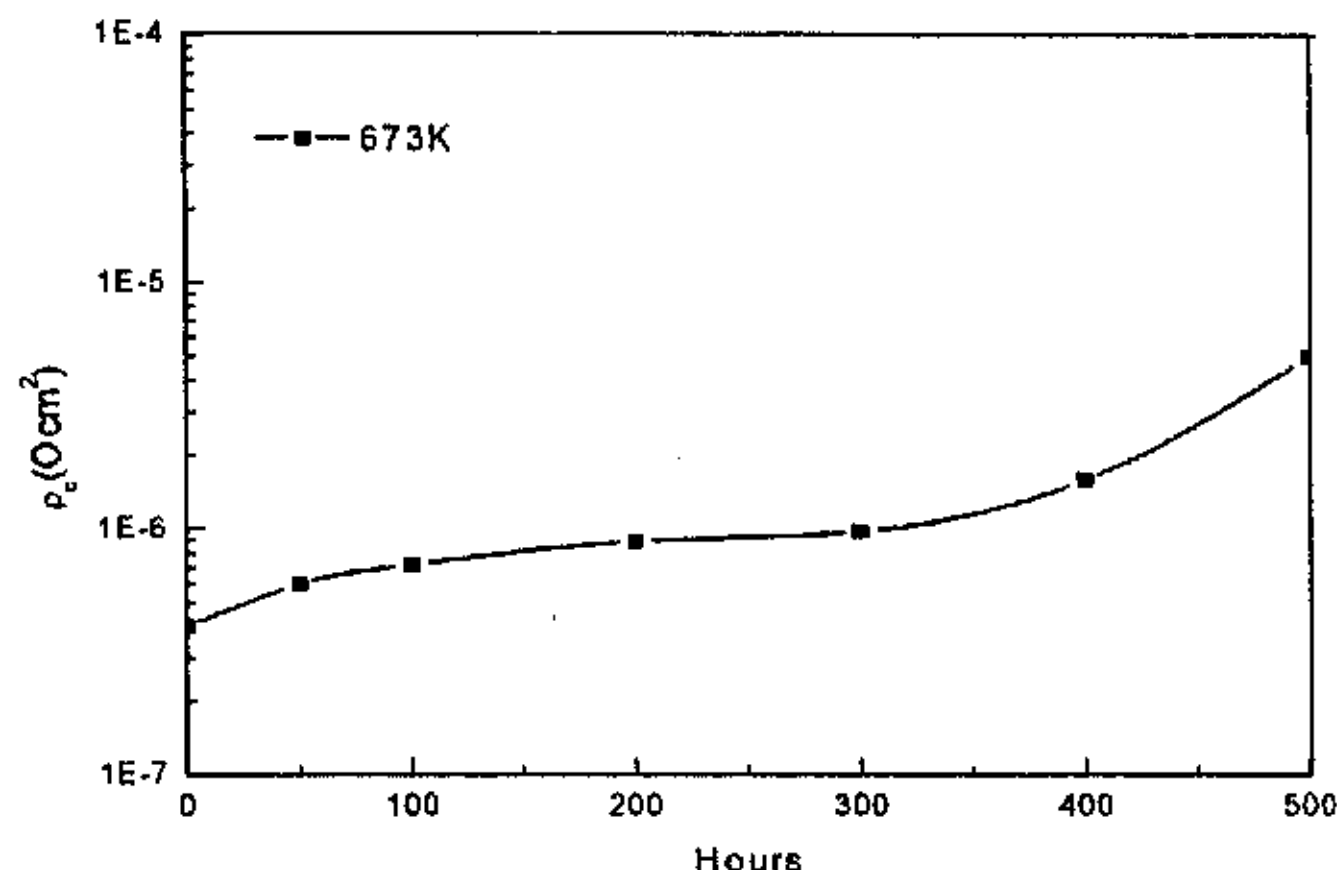


图 4.18 集电极比接触电阻在 673K 时的稳定性

由图 4.16~4.18 可以看出, 在 673K 的持续温度应力下, 发射极比接触电阻最为稳定, 随温度应力持续时间的增加几乎不变; 与发射极比接触电阻相比, 基极比接触电阻的稳定性稍差, 在测试中比接触电阻有 15% 的增大; 其中, 最不稳定的是集电极比接触电阻, 在 673K 的持续温度应力下由 $4 \times 10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$ 增大到 $3.5 \times 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$, 比接触电阻几乎增加一个数量级。

HBT 的发射极、基极和集电极欧姆接触分别采用金属多层 Mo/W/Ti/Au、Ti/Pt/Au 和合金系 AuGeNi。由第二章研究可知, 难熔金属 Mo/W/Ti/Au 欧姆接触具有较好的高温稳定性, 最高稳定温度可达 700°C (973K)。具有扩散阻挡层的 Ti/Pt/Au 欧姆接触比原来的接触金属 Ti/Au 高温性能有所改善, 可以在 400°C (673K) 时具有较稳定的比接触电阻, 但由于器件采用的是只有 80nm 的薄基区, 所以温度进一步升高时, Ti 层向下的扩散容易导致器件性能的退化, 直至失效。AuGeNi 是制作 n-GaAs 欧姆接触最常用的合金系, 该欧姆接触在不超过 350°C (623K) 时可以保持稳定的比接触电阻; 当超过该温度范围时, 欧姆特性退化, 比接触电阻迅速增大。

4.6 小结

在本章中, 分别对四种结构的 AlGaInP/GaAs SHBT 和 DHBT 直流特性进行了测试和分析。研究发现, 在 DHBT 的集电结引入厚度为 20nm 的 i-GaAs 层后, 可以消除集电结导带尖峰, 从基区扩散过来的电子能顺利被集电结收集, 克服了导带尖峰引起的电子阻挡效应。使其饱和电压 $V_{CE, sat}$ 从原来的 3V 下降到 0.6V 左右; 达到

了在集电结不存在导带尖峰的 SHBT 的水平。

通过在发射结采用难熔金属系 Mo/W/Ti/Au 作接触金属, 在基极的接触金属 Ti/Au 中加入 Pt 作为扩散阻挡层制备出高温 HBT, 并对其高温性能进行了研究。结果表明 HBT 可以稳定工作在室温至 673K 的温度范围内, 使其工作范围提高了 50~100K, 这主要是因为器件的欧姆接触的具有良好的高温稳定性, 从而克服了高温下发射极欧姆接触退化以及基区欧姆接触失效。

参考文献

- [1] J.Sitch, "HBTs in telecommunications", Solid-state Electron. 41(10) 1997: 1397-1405
- [2] H.Sugahara, J.Nagano, T.Nittono, K.Ogawa, et al, "Improved reliability of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with a strain-relaxed base", IEEE GaAs IC Symp. Tech. Dig., San Jose (USA), 1989: 115-118
- [3] P.Launay, R.Driad, F.Alexandre, P.Legay, A.M.Duchenois, "A planar self-aligned GaAlAs/GaAs HBT Technology achieved by CBE selective base and collector contacts regrowth", compound Semiconductors, Proceedings of 21th international Symposium. IOP Publishing, Bristol, UK, 1995: 619-624
- [4] W.E.Hafizi, C.R.Crowell and M.E.Grupen, "The Characteristics of GaAs/AlGaAs Heterojunction Bipolar Transistors with Application to Device Modeling", IEEE Trans. on Electron Devices, 1990, 37(10): 2127-2129
- [5] N.Chand, R.Fischer, H.Morkoc, et al. "Collector-emitter offset voltage in AlGaAs/GaAs HBTs". Appl Phys Lett., 1985, 47(3): 313-315
- [6] M.F.Chang, P.M.Asbeck, K.C.Wang, G.J.Sullivan, N.H.Sheng, J.A.Higgins, and D.L.Miller, "AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors fabricated using a self-aligned dual-liftoff process," IEEE Electron Dev. Lett. 1987, EDL-8: 7-11
- [7] M.A.di Forte-Poisson, Brylinski C, Delage S.L, Floriot D, S.Cassete, Chartier E, Pons D, Hubert A. "GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition for voltage-controlled

- oscillators and power amplifier microwave monolithic integrated circuits*". Mater Sci Eng B, 1994, (28): 242-247
- [8] Ueda O, Kawano A, Takahashi T, Tomiaka T, Fuji T, Sasa S, "Current status of reliability of InGaP/GaAs HBTs", Solid-State Electron 1997, (41): 1605-1608
- [9] S.Chandrasekrar, "Optoelectronic system integration using InP-based HBTs for lightwave communications", Solid-State Electron. 41(10) 1997: 1413-1417
- [10] H. F. Chau, "Breakdown-speed considerations in InP/InGaAs single- and double-Heterostructure bipolar transistors", IEEE Tran. Electron. Dev. 1993, (40): 2-7
- [11] R.N.Nottenburg, H.Temin, B.Panish, R.Bhat, and J.C.Bischoff, "InGaAs/InP double-heterostructure bipolar transistors with near-ideal beta versus I_c characteristics," IEEE Electron Dev. Lett. 1986, EDL-7: 643-647
- [12] Y.K.Mishra, R.N.Nottenburg, M.B.Panish, R.A.Hamm, and D.A.Humphrey, "Subpicosecond InP/InGaAs heterostructure bipolar transistors," IEEE Electron Dev. Lett. 1989, EDL-10: 267-270
- [13] H. Wang and G. I. Ng, "Avalanche multiplication in InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistors with composite collectors", IEEE Tran. Electron. Dev. 2000, 47: 1125-1128
- [14] H.K. Yow and P. A. Houston, "Heterojunction bipolar transistors in AlGaInP/GaAs grown by metal-organic vapor epitax", J. Appl. Phys. 1994, (76): 135-139
- [15] 程知群, 孙晓伟, 束为民, 张兴宏, 顾伟东, 夏冠群, "四元系 AlGaInP 为发射极异质结双极晶体管研究", 半导体学报, 1999, 20 (5): 425-428
- [16] A.Gruhle, I.Kibbel, U.Konig, U.Erben, and E.Kasper, "MBE-Grown Si/SiGe HBT's with High F_t and F_{max} ," IEEE Electron Dev. Lett. 1992, EDL-13: 206-209
- [17] S.S.Iyer, G.L.Patton, J.M.C.Stork, B.S.Meyerson, and D.L.Harame, "Heterostructure bipolar transistors using Si-Ge alloys," IEEE Trans. Electron Dev. 1989, ED-36: 2043-2047
- [18] D.L.Harame, J.H.Comfort, J.D.Cressler, E.F.Crabbe, J.Y.C.Sun, B.S.Meyerson, and T.Tice, "Si/SiGe epitaxial-base transistors: Part I-Materials, physics and

- circuits*,” IEEE Trans. Electron Dev. 1995, ED-42: 455-462
- [19] J.F.Lin, M.C.Wu, M.J.Jou, C.M.Chang, and B.J.Lee, “*AlGaInP orange light-emitting diodes grown on misoriented p-GaAs substrates*”, Solid-State Electron. 1995, 38(2): 305-308
- [20] P.Blood, “*Material issue in AlGaInP red-emitting laser diodes*”, Materials Science and Engineering., 1999, (B66): 174-180
- [21] P.Blood, “*Heterostructures in semiconductor lasers*”, in: D.V.Morgan, R.H.Williams(Eds.), Physics and Technology of Heterostructure Devices, Perigrinus, London, 1990
- [22] 吴杰, 夏冠群, 束为民, 顾伟东, 张兴宏, “*高温 AlGaInP/GaAs HBT 的电流增益计算分析*”, 半导体学报, 2000, 21 (1): 56—63
- [23] Omar Wing, *Gallium Arsenide Digital Circuits*, Kluwer Academic Publishers, 1990: 3

第五章 结 论

本文介绍了砷化镓基器件的特点,并与 Si 基器件进行了比较,显示了砷化镓基 HBT 器件良好的频率特性及温度特性。进一步设计并制备出砷化镓基高温 HBT 器件对微波集成电路的发展具有重要意义。本文概括了砷化镓基 HBT 在高温、高功率中的应用;对 HBT 器件的特点、工作原理以及不同材料系统的 HBT 进行了介绍。着重研究了高温 HBT 器件的欧姆接触特性、设计制作与模型、高温 HBT 器件的直流特性及高温特性。得出以下结果:

1. 由于具有更大的禁带宽度差 ΔE_g , 理论上砷化镓基 AlGaInP/GaAs HBT 具有更好的高温特性。但受欧姆接触稳定性等失效机制的制约,目前, HBT 器件远未达到其理论使用温度。论文采用难容金属 Ti、Mo、W 制备 GaAs 基 HBT 器件的欧姆接触电极。采用 $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 钝化技术和快速合金化技术,得到的最小比接触电阻达到 $10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ 量级, $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 钝化处理效果优于传统使用的 HCl (1:10) 溶液。经过对样品的电学特性和结构特性分析,得出其机理是: $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ 溶液对砷化镓表面进行处理后大大降低了金属-半导体界面的表面态密度,改善甚至消除了接触界面的费米能级钉扎效应,降低了金属-半导体系统的势垒高度。SEM 分析和 AES 分析表明在高温下 W 层起到了很好的扩散阻挡层的作用;XRD 分析得出,在 Mo 层与 GaAs 基体界面生成了 Mo_5As_4 相。

2. 分析了 HBT 纵向结构中发射区接触层、宽禁带发射区、基区、集电区和衬底各层的设计特点。借鉴前人的经验,在未对载流子在空间电荷区的复合机制进行过多简化的基础上,建立了一个高温 HBT 电流输运模型。由于模型包括了 BC 结漏电流随温度和偏压的变化,所以可以用来模拟高温 HBT 中的“软击穿”现象。同时,将温度分布方程和电流方程组解耦合的方法,建立了 HBT 热分布模型。利用 Kirchhoff 变换可以将热导率随温度-电流的变化考虑在内,使得该 HBT 热分布模型能够适用更多的情况。

3. 为了改善 GaAs 基 DHBT 器件的直流输出特性,在集电结引入非掺杂的 i-GaAs 层。实验结果表明,引入厚度为 20nm 的 i-GaAs 层后,使 DHBT 器件的饱和电压 $V_{\text{CE,sat}}$ 从原来的 3V 下降到 0.6V 左右;达到了在集电结不存在导带尖峰的 SHBT 的水平。并分析了其机理:引入厚度为 20nm 的 i-GaAs 层后,集电结导

带尖峰位于基区导带底之下,从基区扩散过来的电子能顺利被集电结收集,克服了导带尖峰引起的电子阻挡效应。

4. 首次在发射结采用难熔金属 Mo/W/Ti/Au 代替常规的 AuGeNi 合金系作接触金属,同时在基极接触金属 Ti/Au 中加入 Pt 作为扩散阻挡层制备出 GaAs 基高温 DHBT 器件,并对其高温性能进行了研究。结果表明:在室温至 673K 的温度范围内,HBT 的主要直流参数稳定。通过对发射结和集电结二极管特性以及三端比接触电阻温度特性的分析,高温性能的提高基于两方面的原因:一是在所有与 GaAs 晶格匹配的 III-V 族化合物中,AlGaInP 几乎具有最大的禁带宽度,而且 ΔE_g 大部分位于价带上, ΔE_v 在 0.30 eV~0.62 eV 范围内,高温下可以有效地抑制空间电荷区复合电流和反向空穴注入电流。二是因为 HBT 器件的难熔金属欧姆接触具有良好的高温稳定性,从而克服了高温下发射极欧姆接触退化以及基区欧姆接触失效。

本论文首次采用难熔金属作为欧姆接触电极,成功的设计并制备出可以在室温至 673K 的温度范围内稳定工作的砷化镓基高温 HBT 器件。为了更好的拓宽其应用范围,认为还可以进行以下研究:

1. 虽然论文中在制备高温 HBT 器件的基极欧姆接触中采用的是具有 Pt 阻挡层的 Ti/Pt/Au 系统,高温时 Ti 层向基区扩散使电极特性退化直至失效仍然是限制 HBT 器件在高温应用的主要障碍。所以如能继续提高基极 (p-GaAs) 欧姆接触的稳定性,将能进一步提高实际器件工作的温度极限。

2. 利用论文中研制高温 HBT 器件设计功率放大器,并集成在微波、毫米波雷达系统中,以提高系统的高温稳定性。

发表论文目录

1. 刘文超, 李冰寒, 周健, 夏冠群; Au/Ti/W/Ti 与 n-GaAs 欧姆接触的特性研究. 功能材料与器件学报. 2003, 9(4):429-431
2. 刘文超, 夏冠群, 李冰寒, 黄文奎, 刘延祥; 难熔金属与 n-GaAs 的欧姆接触特性研究. 半导体学报. 已录用.
3. 刘文超, 夏冠群, 李冰寒, 黄文奎; 高温 AlGaInP/GaAs 双异质结双极晶体管(DHBT)研究. 半导体学报. 已录用.
4. 刘文超, 夏冠群, 李冰寒, 黄文奎, 刘延祥; 新型 AlGaInP/GaAs 双异质结双极晶体管的设计. 功能材料与器件学报. 已投稿.
5. Wenchao Liu, Guanqun Xia, Bingham Li, Jian Zhou, Thermally Stable Ohmic Contacts and Their in-diffusion Effects on AlGaInP/GaAs HBTs. *Solid-State Electron.* submitted for publication.
6. Wenchao Liu, Guanqun Xia, Bingham Li, Jian Zhou, A Novel Fabrication Technique of Refractory Metal ohmic contact to GaAs. *Jpn.J.Appl.Phys.* submitted for publication.
7. 刘文超, 夏冠群, 周健, 李冰寒; 难熔金属与 n- GaAs 的欧姆接触. 第十二届全国化合物半导体材料、微波器件和光电器件学术会议. 厦门. 2002
8. 李冰寒, 刘文超, 周健, 夏冠群; AlGaInP/GaAs 异质结双极晶体管直流特性研究. 功能材料与器件学报. 2003. Vol.9(3): 327-332.
9. Jian Zhou, Guanqun Xia, Bingham Li, Wenchao Liu. Structural and Electrical Properties of Au/Pt/Ti Ohmic Contacts to Degenerated Doped n-GaAs. *Appl. Phys. A.* 2002. Vol.75.
10. Jian Zhou, Guanqun Xia, Bingham Li, Wenchao Liu, Binhe Wu. Electrical and Structural Properties of Refractory Metal Multilayer Au/Ti/W/Ti Ohmic Contacts to n-GaAs. *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003. Vol.42
11. 周健, 夏冠群, 刘文超, 李冰寒, 王嘉宽, 郝幼申. Si 衬底上 Ta-N/Cu 薄膜性能研究. 功能材料与器件学报. 2002. Vol.8(2).
12. 李冰寒, 刘文超, 周健, 夏冠群; 不同集电结结构的 AlGaInP/GaAs 异质结

双极晶体管. 固体电子学研究进展. 已录用.

13. 李冰寒, 夏冠群, 周健, 刘文超: 注³¹Si 的 n-GaAs 与 AuGeNi/Au 欧姆接触. 第 12 届全国化合物半导体材料、微波器件和光电器件学术会议论文集. 厦门. 2002

致 谢

在本论文完成之际，我首先要感谢导师夏冠群研究员。感谢先生三年来在我论文工作过程中给予的悉心指导。先生严谨的科研作风、一丝不苟的工作态度和渊博的学识使我受益匪浅，并将永远成为我学习的榜样。在此，对先生表示衷心的感谢，并致以诚挚的敬意！

在三年的研究工作中我与李冰寒博士进行了深入的合作，我的工作和学习深深受益于和他进行的广泛探讨。在论文工作的起始阶段还经常受到周健博士的指导和帮助。

我的生活、我的学习和工作、我的一切成功都离不开本研究室同学们热情的帮助和支持，尤其是朱朝嵩博士、徐涛博士、李志怀博士、冯明博士、黄文奎博士、张有涛博士、伍滨和博士、胡少坚博士、盛怀茂博士、刘延祥硕士、李玉芳硕士、任成明硕士等，在生活上给我关心和帮助，在工作和学习上给我提供了有益的讨论和思路。

王嘉宽、郝幼申、程宗权、姚文澜和钱蓉等在实验和工艺上给我提供了极大的帮助和支持，在此向他们表示感谢。感谢信耀电子的杨晓锋给予的有益探讨。

感谢研究生部各位老师在生活和学习上的关心和帮助。

感谢我敬爱的母亲，无私的哥哥和嫂子，是他们的支持才使我得以坚持并完成学业。最后，感谢早年去世的父亲在幼年时对我的教导，那将是我一生前进的动力！

感谢每一位关心我、帮助我的老师、同学和朋友。

作者简历

姓 名：刘文超

性 别：男

出生年月：1975 年 6 月

籍 贯：河南、汝南

2001 年 3 月—2004 年 6 月：中国科学院上海微系统与信息技术研究所 博士学位

1998 年 9 月—2001 年 1 月：湖南大学 硕士学位

1993 年 9 月—1997 年 7 月：武汉科技大学 学士学位