

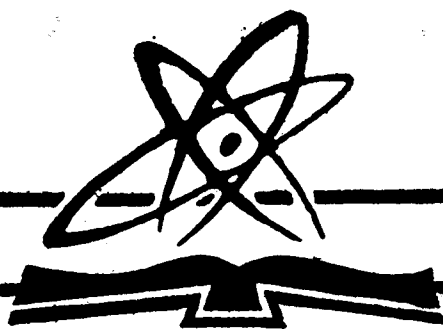
特种半导体器件

合肥工业大学

高启安 毛友德

寿伟琦 樊国华

国防工业出版社



特种半导体器件

合肥工业大学

高启安 毛友德

寿伟琦 樊国华

国防工业出版社

内 容 简 介

本书介绍了主要特种半导体器件的物理原理、特性分析、设计工艺及主要应用等。

内容包括：体效应二极管、雪崩二极管、微波晶体管、其它微波半导体器件、电致发光器件、太阳电池、光探测器、半导体激光器、电荷耦合器件、可控硅整流器件、单结晶体管。

本书主要对象是高等工科院校半导体器件专业的学生；同时也可供从事特种半导体器件生产技术工作的同志参考。

前 言

本书系高等学校工科电子类半导体器件专业统编教材之一。

本书是在学生学完晶体管原理的基础上,进一步介绍除双极型及单极型器件以外的主要特种半导体器件。全书共分三篇十一章:第一篇(第1~4章)为微波半导体器件;第二篇(第5~8章)为光电子器件;第三篇(第9~11章)为其他半导体器件。

本书着重于阐明器件的工作原理、结构和主要特性参数,同时对器件的设计考虑、工艺特点以及主要应用也作了某些介绍。

本书的目的是使学生在学完本课程之后,不仅对半导体器件的知识有所扩展,对半导体器件发展最活跃的领域有一概貌的了解,而且能较好地掌握主要特种半导体器件的基本理论,以便为将来从事这方面的工作打下一个初步基础。此外,本书的某些内容亦可供正在从事特种半导体器件技术工作的同志参考。

讲授本教材约需60学时,但由于本书涉及范围较宽,各校可按自己需要有所侧重。在编写本教材时,曾参考了国内各兄弟单位讲义、书刊、资料等,在此一并表示谢意。因篇幅所限,所引用的主要参考文献目录,未能付印。

本书由北京工业学院李卫同志主审,李印增、陶楚良、曾杰、刘义荣、许德华、周永溶、林鸿溢等同志参加了审稿工作。审稿中承蒙提出许多宝贵意见,在此深表感谢。

本书第1~4章由毛友德同志编写,第5~9章由高启安同志编写,第10章和第11章分别由寿卫琦同志和樊国华同志编写。由于特种半导体器件种类繁多、发展迅速,编者的理论和实践水平有限,加之时间紧迫,所以虽经很大努力,缺点错误仍在所难免,希望使用本书的师生和其他读者不吝提出批评指正。

编 者

79年7月

目 录

前 言

第一篇 微波半导体器件

第一章 体效应器件	(3)
§ 1.1 体效应器件概述	(3)
§ 1.2 转移电子效应	(4)
1.2.1 n 型砷化镓的双谷能带结构	(5)
1.2.2 双谷能带结构的负微分迁移率	(5)
1.2.3 n 型砷化镓的速-场特性	(7)
§ 1.3 负微分迁移率介质中的电子动力学	(8)
1.3.1 负微分迁移率介质中的空间电荷扰动	(8)
1.3.2 空间电荷积累层	(9)
1.3.3 空间电荷偶极层-畴的概念	(10)
1.3.4 基本工作模式及其判据	(12)
§ 1.4 高场畴	(13)
1.4.1 高场畴形成的进一步分析	(13)
1.4.2 稳态畴的几个问题	(15)
1.4.3 畴的功率转换	(19)
§ 1.5 振荡模式	(20)
§ 1.6 设计和工艺考虑	(23)
结束语	(25)
第二章、雪崩二极管	(26)
§ 2.1 饱和漂移速度和碰撞电离	(26)
2.1.1 饱和漂移速度	(26)
2.1.2 高电场下载流子的碰撞电离	(27)
§ 2.2 基本工作原理	(28)
§ 2.3 里德二极管的小信号分析	(30)
§ 2.4 一般雪崩二极管的小信号分析结果	(37)
§ 2.5 大信号分析	(38)
2.5.1 大信号下的空间电荷效应	(39)
2.5.2 效率的估算	(40)
§ 2.6 设计和工艺考虑	(2)

2.6.1 掺杂结构的比较	(42)
2.6.2 半导体材料的选择	(44)
2.6.3 外延层参数的确定	(44)
2.6.4 结面积的选取	(46)
2.6.5 频率换算关系	(46)
2.6.6 主要工艺	(47)
结束语	(47)
第三章 微波晶体管	(49)
§ 3.1 微波双极晶体管的等效电路及高频参数	(49)
3.1.1 等效电路	(49)
3.1.2 散射参数	(50)
3.1.3 微波双极晶体管的优值	(51)
3.1.4 基极电阻和集电结电容	(53)
§ 3.2 微波双极晶体管的特征频率	(55)
§ 3.3 微波双极晶体管的设计考虑	(60)
§ 3.4 砷化镓肖特基势垒栅场效应晶体管	(64)
第四章 其他微波半导体器件	(68)
§ 4.1 变容二极管	(68)
4.1.1 等效电路和主要参数	(68)
4.1.2 设计和工艺	(71)
§ 4.2 肖特基势垒二极管	(73)
4.2.1 肖特基势垒	(74)
4.2.2 等效电路	(76)
4.2.3 混频二极管的主要参数	(78)
4.2.4 设计考虑	(80)
4.2.5 势垒制备工艺	(83)

第二篇 光电子器件

第五章 注入式电致发光器	(86)
§ 5.1 概述	(86)
5.1.1 发光二极管的发展	(86)
5.1.2 发光二极管的特点与用途	(86)
5.1.3 发光二极管的缺点与改进方向	(87)
§ 5.2 半导体发光原理	(88)
5.2.1 少子的注入效应及结区发光	(88)
5.2.2 复合机理	(89)

5.2.3 GaP 的发光原理	(94)
5.2.4 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 的发光原理	(95)
5.2.5 红外上转换磷光体的发光原理	(96)
§ 5.3 发光二极管的设计考虑	(96)
5.3.1 $p-n$ 结	(96)
5.3.2 场效应 $p-n$ 结发光	(98)
§ 5.4 发光二极管的制造工艺	(98)
§ 5.5 发光二极管的效率及特性参数	(101)
5.5.1 发光二极管的效率	(101)
5.5.2 发光二极管的各种特性	(104)
§ 5.6 发光二极管的进展 (结束语)	(107)
第六章 太阳能电池	(110)
§ 6.1 太阳能电池的工作原理及基本特性	(110)
§ 6.2 光谱响应	(113)
§ 6.3 限制太阳能电池性能的一些因素及改进措施	(115)
§ 6.4 其它提高转换效率的方法	(118)
§ 6.5 使太阳能电池成本降低寿命延长的途径	(120)
第七章 光电探测器	(122)
§ 7.1 光电导体	(123)
§ 7.2 耗尽层光电二极管	(127)
7.2.1 概 述	(127)
7.2.2 $p-i-n$ 光电二极管	(128)
7.2.3 $p-n$ 结光电二极管	(129)
7.2.4 金属-半导体光电二极管	(129)
7.2.5 异质结光电二极管	(132)
§ 7.3 雪崩光电二极管	(132)
§ 7.4 光子牵引探测器	(136)
§ 7.5 光电探测器的材料与器件特性	(137)
§ 7.6 列阵与集成探测器	(146)
结束语	(146)
第八章 半导体激光器	(147)
§ 8.1 半导体激光器原理	(147)
8.1.1 概 述	(147)
8.1.2 半导体受激发射条件	(150)
8.1.3 半导体激光器的受激发射的阈值条件和阈值电流密度	(153)
§ 8.2 半导体激光器的特性	(154)
8.2.1 阈值性质及阈值电流的测定	(154)
8.2.2 功率输出和转换效率	(155)

8.2.3 光谱性质.....	(157)
8.2.4 光束空间分布.....	(158)
8.2.5 GaAs 激光器的损伤和老化.....	(159)
§ 8.3 GaAs-Ga _{1-x} Al _x As 异质结激光器.....	(160)
8.3.1 能带结构和载流子, 光波的限制作用.....	(160)
8.3.2 室温连续工作的双异质结激光器.....	(162)
8.3.3 分别限制双异质结激光器.....	(163)
8.3.4 室温连续工作条件.....	(164)
8.3.5 条形激光器的模式.....	(165)
8.3.6 双异质结激光器室温连续工作的寿命问题.....	(165)
结束语.....	(167)

第三篇 其它半导体器件

第九章 电荷耦合器件	(169)
§ 9.1 概 述	(169)
§ 9.2 CCD 工作原理	(170)
§ 9.3 CCD 的主要参数	(175)
§ 9.4 CCD 的基本结构与工艺	(179)
§ 9.5 电荷耦合器件的主要应用.....	(183)
第十章 可控硅整流器件	(185)
§ 10.1 概 述	(185)
§ 10.2 可控硅的结构和制造工艺简介	(186)
§ 10.3 可控硅的一般工作原理	(188)
10.3.1 可控硅的正向伏安特性	(188)
10.3.2 可控硅的反向伏安特性	(191)
10.3.3 可控硅的控制极特性	(192)
§ 10.4 可控硅的开通和通态压降	(194)
10.4.1 可控硅的开通时间	(196)
10.4.2 可控硅的通态压降	(198)
第十一章 单结晶体管	(200)
§ 11.1 概 述	(200)
§ 11.2 单结晶体管的工作特性	(201)
11.2.1 发射极特性	(201)
11.2.2 基极间直流特性	(203)
11.2.3 小注入下的分析	(204)
11.2.4 大注入下的分析	(205)
11.2.5 单结晶体管的主要参数	(206)
§ 11.3 单结晶体管的结构	(208)
§ 11.4 单结晶体管的制造方法	(210)

第一篇 微波半导体器件

微波半导体器件是指工作于微波波段的半导体器件。用于检波和混频的点接触二极管就是最早的微波半导体器件。近些年来,由于对微波整机的固体化和集成化的迫切要求以及半导体技术本身的迅速发展,极大地促进了微波半导体器件的发展。目前微波半导体器件已成为整个半导体器件中的一个极为重要的领域。

微波半导体器件的种类很多,其工作原理、结构和功能也不相同。从工作原理来说,有的是利用体内的电子转移效应,有的是利用简并半导体势垒区的隧道效应,有的则是利用强电场下势垒区的雪崩效应和渡越时间效应,还有的是利用场效应等等;从结构方面来说,有的是 $p-n$ 结器件,有的是金属-半导体接触器件,还有的是无结器件;此外器件的功能也不相同。因此可以按器件的工作原理、结构或功能将它们分类。目前一般都是按器件的功能将微波半导体器件大致地分为三大类:低噪声接收器件,功率器件以及控制器件。

低噪声接收器件包括点接触二极管、肖特基势垒二极管、高优值变容二极管(参放变容二极管)、隧道二极管、反向二极管、低噪声微波晶体管(包括双极型和场效应晶体管),它们主要用作微波检波器、低噪声混频器和低噪声放大器。

点接触二极管和肖特基势垒二极管,都属于金属-半导体接触,是多数载流子器件,少子的储存效应很小。利用其非线性电流-电压特性,可进行微波检波和混频。肖特基二极管的性能更为优越,目前在厘米波段将逐步取代点接触二极管,并已进入毫米波段。

隧道二极管和反向二极管工作的物理基础都是量子力学的隧道效应,也是多数载流子器件。隧道二极管虽是微波频率下第一个半导体有源器件,但因其承受的功率太小,目前进展不大,其主要应用是作具有中等噪声电平的小功率放大器。反向二极管实际是负阻尚未明显出现的隧道二极管,因其反向导电能力大于正向而得名,它在零偏压附近具有很好的非线性电流-电压特性,适宜于低电平的检波和混频,特别是零偏压小信号检波有很高的灵敏度。

高优值变容二极管主要用作低噪声参量放大器。目前,变容二极管参量放大器是噪声最低的半导体微波放大器,主要用于超远程雷达、射电天文以及卫星通讯地面站接收微弱信号。其缺点是结构复杂,频带窄,要求频率很高的泵源等。

近几年来,由于设计和工艺的进步,低噪声微波晶体管获得了很快的发展,尤其是砷化镓肖特基势垒栅场效应晶体管发展更快,在增益和噪声性能方面已优于双极晶体管。目前低噪声微波双极晶体管和低噪声场效应管已分别工作到C波段和X波段以上。

微波功率器件是产生和放大微波功率的器件,主要包括微波功率晶体管、体效应器件、雪崩二极管、功率变容管和阶跃恢复二极管。功率变容管和阶跃恢复二极管主要用于倍频器而产生微波功率,这种产生微波功率的方法比较成熟,因而获得了广泛的应用。体效应器件和雪崩二极管是新型的固体微波功率器件。雪崩二极管具有大功率、高效率的优点,而且是最有效的毫米波固体微波源,缺点是噪声较大。体效应器件则具有工作电压低、噪声小、动态范围大、阻抗高、频带宽以及寿命长等优点。这两种器件目前发展都很快,已在很多领域

中获得了应用。和低噪声微波晶体管一样,微波功率晶体管近几年的发展极为迅速,特别是大功率砷化镓肖特基势垒栅场效应管是目前发展最快的微波半导体器件,是非常有希望的固体微波功率源。

微波控制器件包括 $p-i-n$ 管、功率变容管以及电调谐变容管等。主要用于微波开关、移相器、调制器、限幅器和衰减器以及频率的电调谐。半导体微波功率控制器件的特点是体积小、重量轻、可靠性高、开关速度快、损耗低以及控制容量大等,应用十分广泛。

由于微波半导体器件具有体积小、重量轻、耗电省、寿命长和可靠性高等一系列优点,目前在雷达、导航、导弹制导、电子对抗、遥控遥测、微波通讯等设备中获得了广泛的应用,并大大地促进了这些微波整机的固体化和集成化,从而提高了这些微波整机的战术和技术性能。

从总的方面来看,目前微波半导体接收器件已比较成熟,接收机部分已能做到全固体化和全集成化。中、小功率器件进展也比较快,已能部分代替微波电真空器件作为中小功率微波源。但是在大功率方面主要还是依靠微波电真空器件,因此增大微波半导体器件的输出功率是目前所普遍重视的课题。这除了改进单个器件的输出功率和效率外,还可以采取各种功率叠加的方法。

本篇受篇幅限制,未能全面地讨论各种微波半导体器件以及器件的各个方面,只讨论了几种比较有代表性的器件,它们是体效应器件、雪崩二极管、微波双极晶体管、变容二极管和肖特基势垒二极管等,同时器件的许多方面如参数测试和电路应用则很少甚至没有涉及,因此本篇只能是了解微波半导体器件的一个初步入门。

第一章 体效应器件

1963年,耿氏在研究 n 型砷化镓(GaAs)均匀样品的高场电流-电压关系时发现,起初随着加在样品两端电压的增加,流过样品的电流也增加,但当电压到达某一临界值 V_{th} 以后,随着电压的增加,电流反而下降,并同时观察到电流的微波振荡。这种振荡的周期非常接近于载流子从阴极到阳极的渡越时间。这一发现引起了人们很大的重视,现在已弄清这种振荡的产生是和所谓高场畴的形成及渡越相联系的。高场畴在阴极成核,并大约以 10^7 厘米/秒的速度向阳极渡越,到阳极后消失,同时新的畴又在阴极成核,如此周而复始地循环下去而产生高频振荡。由于这种效应完全取决于半导体的体内性质,因此称之为体效应。利用这种体内物理性质的器件就称为体效应器件。

实际上半导体的体内物理效应有多种,而在后面将看到,我们这里所讨论的体效应是仅指半导体导带电子的谷间转移效应,因此称为转移电子器件似乎更为确切。不过目前体效应器件的名称已经比较通用,它实际指的就是转移电子器件,一般情况下并不会引起混淆。体效应器件又常称为体效应二极管。

体效应器件是一种新型的微波半导体功率器件,近年来发展极为迅速。由于它具有体积小、重量轻、噪声较低、频带宽以及工作电压低、可靠性较高等优点,已被广泛用于6~20千兆赫的微波设备中,作为低噪声、宽频带、高可靠性的中小功率微波源。

本章将介绍 n 型砷化镓转移电子效应和负微分迁移率现象,以阐明体效应器件工作的物理基础;同时重点讨论高场畴的形成和渡越,说明体效应器件的基本工作原理。此外,对于各种工作模式、器件的设计和工艺,也作简要的讨论。

§ 1.1 体效应器件概述

体效应器件通常用 n 型砷化镓外延材料制作。对目前比较成熟的畴模式器件来说,一般是在掺杂浓度约为 10^{18} 厘米 $^{-3}$ 的 n^+ 砷化镓衬底上,生长一层 n 型外延层,其浓度约为 10^{15} 厘米 $^{-3}$ ($10^{14} \sim 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$),厚度随工作频率而异,例如在3公分波段,外延层厚度约在10微米左右。然后在外延片的两面制作欧姆接触,再用划片或光刻的方法,作成一定形状和截面大小的管芯(一般管芯截面积为 $1 \sim 5 \times 10^{-4}$ 厘米 2),划片管芯的典型结构如图1-1所示。最后将管芯封装到管壳中。由于器件真正的工作区域是外延层,因此外延层又称为工作层或有源层。

体效应器件典型的直流伏安特性如图1-2所示。由图可以看到,整个曲线可分为两个区域。电压低于 V_{th} 时,电流随电压升高而增大,特别是电压比较小时,电流和电压成线性关系,和一个普通的电阻相似,这时的电阻 $R_0 = V/I$ 称为低场电阻,意即低电场下砷化镓的体电阻。在电压大于 V_{th} 的一段范围内,电压增加,电流反而下降,呈现负阻现象,这一范围称为微分负阻区,其微分负阻为

$$R = \frac{dV}{dI} < 0 \quad (1-1)$$

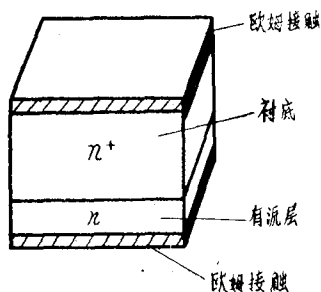


图 1-1 体效应器件的管芯

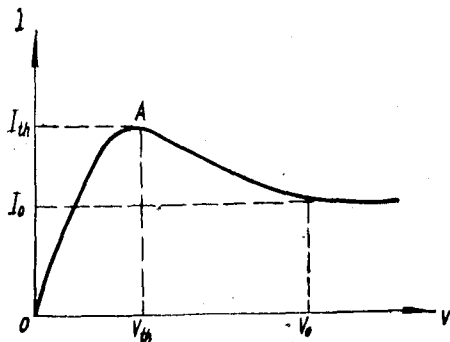


图 1-2 体效应器件的伏安特性

伏安特性上开始出现微分负阻的点 A 称为阈值点。 A 点的电流称为阈值电流 I_{th} ，显然 I_{th} 为伏安特性上的最大电流，因而又称为峰值电流。 A 点的电压称为阈值电压 V_{th} ，阈值电压下器件内部的电场称为阈值电场 E_{th} 。对 n 型砷化镓来说， E_{th} 约为 3.2×10^3 伏/厘米。实践表明阈值电压和工作频率有关，频率愈低，阈值电压愈高。例如 3 公分波段， V_{th} 约为 3~6 伏，而 1.25 公分波段， V_{th} 则约为 1.7~2.5 伏。

体效应器件的工作点应在微分负阻区，一般工作电压 V_0 应是 V_{th} 的几倍，这时的电流 I_0 为工作电流。 I_{th}/I_0 常称为电流峰谷比。显然电流峰谷比愈大，器件的负阻特性愈好。峰谷比与晶格温度有关，随着温度的上升，电流峰谷比将下降。图 1-3 表示了 I_{th} 和 I_0 随温度的变化。可以看到峰值电流随温度的上升有较大的下降，而谷值电流（此处取 $V_0 = 12V_{th}$ ）的下降则平缓得多，因而峰谷比随温度的上升而有明显的下降。体效应管的工作电流一般为几百毫安至 2 安的范围。

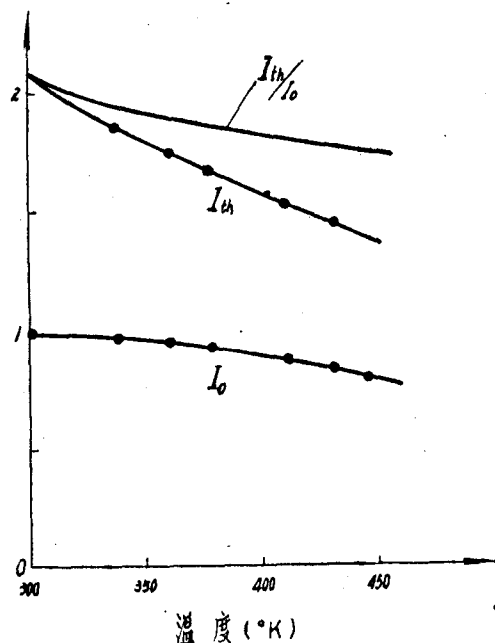


图 1-3 电流峰谷比随温度的变化

目前体效应二极管已能输出几百毫瓦至几瓦的连续功率，工作频带可达一个波段，缺点是效率比较低，同时频率稳定度也不够理想。

§ 1.2 转移电子效应

早在 1961 年前后，就有几位学者 (Ridley, Watkins, Hilsum) 从理论上预示到，如果在半导体的导带间发生电子的转移而产生微分负阻，就可能产生微波的放大与振荡，因此

转移电子效应又称为 RWH 机理。理论和实验研究证实，体效应器件工作的物理基础就是这种转移电子效应。

1.2.1 n 型砷化镓的双谷能带结构

n 型砷化镓之所以能产生所谓转移电子效应，与它特定的能带结构有关。图 1-4 表示了它的简化能带结构。可以看到，其导带有两个能谷：一个在波数 $K=0$ 的上方高出满带顶 1.43 电子伏处，称为主能谷或下能谷；一个在 $[100]$ 方向比主能谷高出 0.36 电子伏的地方，称为子能谷或上能谷。由于能量 E 随波数 K 的变化不同，所以两谷中电子的有效质量和迁移率不同。在下谷中，电子有小的有效质量 m_1^* 和高的迁移率 μ_1 ，其 m_1^* 为 $0.072m_0$ ， μ_1 可达 $8000 \text{ 厘米}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}$ ；而在上谷中则有大的有效质量 m_2^* 和低的迁移率 μ_2 ， $m_2^* = 1.2m_0$ ， μ_2 约为 $100 \text{ 厘米}^2/\text{伏} \cdot \text{秒}$ 。另外，两个能谷中电子的有效态密度也不一样，上能谷的有效态密度是下能谷的 60 倍，这就保证了下能谷的电子在增加一定的能量之后都可以转移到上能谷去。

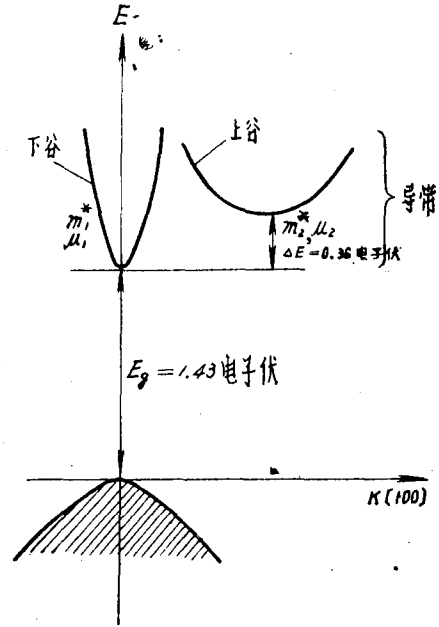


图 1-4 n 型砷化镓的双谷能带结构

由图 1-4 可以看到，由于禁带宽度 E_g 远大于上下能谷的能量差 ΔE ，因此在加有一定的强场时，并不发生雪崩击穿，而只是使电子由下能谷向上能谷转移。

1.2.2 双谷能带结构的负微分迁移率

现在我们来看这种双谷能带结构在电场作用下，电子所可能具有的速度-电场特性以及负微分迁移率现象。

设两个能谷中的电子在室温下彼此处于热平衡状态并服从玻尔兹曼分布，即

$$n_1 = N_1 \exp[-(E_1 - E_F)/kT] \quad (1-2)$$

$$n_2 = N_2 \exp[-(E_2 - E_F)/kT] \quad (1-3)$$

式中， n_1 ， n_2 为下谷和上谷的电子密度； N_1 ， N_2 为下谷底和上谷底的有效态密度； E_F 为费米能级， k 为玻尔兹曼常数。令 $R = N_2/N_1$ ， $\Delta E = E_2 - E_1$ ，可得

$$\frac{n_2}{n_1} = R \exp(-\Delta E/kT) \quad (1-4)$$

若以 $\bar{v}$ 表示两能谷的电子平均漂移速度， $\bar{\mu}$ 表示电子的平均迁移率， E 为外加电场（以下用 E 表示电场），则

$$\bar{v} = \left(\frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n_1 + n_2} \right) E = \bar{\mu} E \quad (1-5)$$

$$\bar{\mu} = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n} \quad (1-6)$$

显然, $\bar{\mu}$ 不是常数, 而是电场的函数。

下面我们根据以上几个关系式来看看在不同的电场下电子运动的情况, 从而得到 n 型砷化镓内电子的一种可能的速-场特性。

(1) 当电场较低时, 例如 $0 < E < E_a$, 这时由于 ΔE 远大于 kT , 因而 $n_2 = 0$, $n_1 = n$, 即全部电子都处在下能谷。其平均速度为

$$\bar{v} = \mu_1 E \quad (1-7)$$

也就是电子的平均速度随电场的增加而成比例的增加, 平均迁移率 $\bar{\mu}$ 就等于下能谷的低场迁移率 μ_1 。若以 μ_D 表示电子的微分迁移率, 则有

$$\mu_D = \frac{d\bar{v}}{dE} = \mu_1 > 0 \quad (1-8)$$

(2) 当电场逐渐增强, 例如 $E_a < E < E_{th}$ 时, 电子获得的能量增加, 将由下谷向上谷转移。由于上谷的电子迁移率 μ_2 比下谷的 μ_1 小, 所以由式 (1-6) 可以看到电子平均迁移率将下降, 因而电子的平均速度随电场增加的速率也将减小。设当电场增强到 E_{th} 时, 由于谷间转移效应使电子平均迁移率下降的影响和电场加速电子的作用相平衡, 电子的平均速度将不随电场而改变, 也就是说在 $E = E_{th}$ 时, $\mu_D = 0$ 。

(3) 当电场大于 E_{th} 时, 愈来愈多的电子将从下谷转移到上谷, 使得电子的平均速度随电场的增加反而减小, 一直到 $E = E_b$ 为止。这时有

$$\mu_D = \frac{d\bar{v}}{dE} < 0 \quad (1-9)$$

就是说, $E_{th} < E < E_b$ 的区域为负微分迁移率区。这里需要指出的是在负微分迁移率区, 电子的负微分迁移率 μ_D 并不是常数, 而是电场 E 的函数。

(4) 当电场等于 E_b 时, 几乎所有的电子都由下谷转移到上谷, 即有 $n_1 = 0$, $n_2 = n$, 这时

$$\mu_D = \bar{\mu} = \mu_2 > 0 \quad (1-10)$$

即 $E = E_b$ 时, 电子的微分迁移率就等于上谷的迁移率。

上面的讨论可用图 1-5 表示。可以看到 E_{th} 是一个临界电场: 当 $E < E_{th}$ 时, $\mu_D > 0$; 当 $E_{th} < E < E_b$ 时, $\mu_D < 0$ 。所以 E_{th} 称为阈值电场。

由速-场特性的负微分迁移率效应, 很容易说明伏安特性的微分负阻。设样品的截面积为 A , 长度为 L , 电流密度为 J , 则有

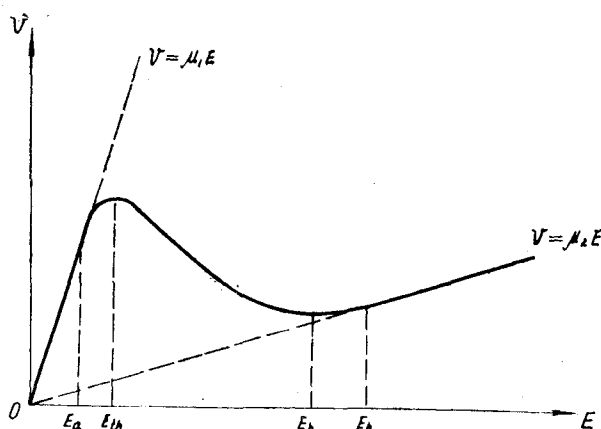


图 1-5 双谷能带结构一种可能的速-场特性

$$I = AJ = Aqn\bar{v}$$

$$V = LE$$

因此可得

$$\frac{dI}{dV} = \frac{Aqn}{L} \frac{d\bar{v}}{dE} \propto \frac{d\bar{v}}{dE} \quad (1-11)$$

式中 q 为电子电荷。这样对应于速-场特性上的负微分迁移率区，必然出现伏安特性上的微分负阻区。当然如下面将要讨论的，由于在器件中形成高场畴，实际的伏安特性与速-场特性并不是完全相似的。

根据上面的讨论，可以看到为了能够产生转移电子效应，必须满足以下几个条件：

(1) 导带内至少必须有两个能谷，其能量差 $\Delta E \gg kT$ ， T 为室温，使得室温下所有的电子都处于下能谷中；

(2) 下能谷的电子必须具有高的迁移率，低的有效质量和态密度，而上能谷则有低的迁移率，高的有效质量和态密度；

(3) 两谷间的能量差 ΔE 远小于禁带宽度，即 $\Delta E \ll E_g$ ，以致发生电子转移所需要的电场远小于雪崩击穿电场。

1.2.3 n型砷化镓的速-场特性

速-场特性对于体效应器件的工作是十分重要的。它不仅可以证实转移电子效应是体效应器件工作的物理基础，而且通过它可以说明器件内部高场畴的形成和特性，分析各种工作模式。由于 n 型砷化镓是最早观察到体效应的半导体，因而对它的速-场特性的研究也比较充分，但是对于速-场特性的精确计算是十分复杂的，需要进行高场下载流子输运的详细分析，所以这里只给出某些理论计算和实验测量的结果。图 1-6 是布彻等人对 n 型砷化镓速-场特性的计算值和实测值。由图可以看到 n 型砷化镓的速-场特性上确实存在负微分迁移率区，其阈值电场约为 3.2×10^3 伏/厘米。此外，可以看到理论值和实测值符合得很好。

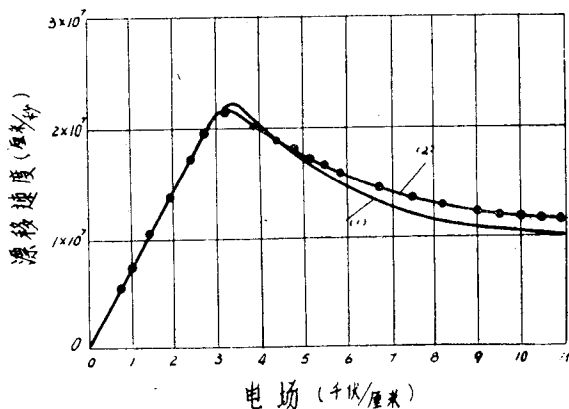


图 1-6 n 型砷化镓的速-场特性

(1) 理论值； (2) 实测值

图 1-7 给出了 n 型砷化镓的速-场特性与晶格温度的关系。可以看到，随着晶格温度的上升，负微分迁移率下降，即负阻特性变差。

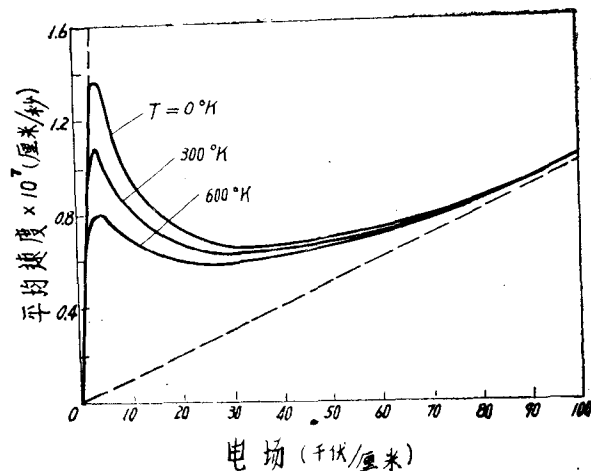


图 1-7 不同晶格温度下的速-场特性

§ 1.3 负微分迁移率介质中的电子动力学

上一节我们分析了体效应器件工作的物理基础-转移电子效应,指出当 n 型砷化镓体内的电场超过阈值 E_{th} 以后,导带电子就会发生谷间转移,由“轻”电子转变为“重”电子,快电子转变为慢电子,使导带电子的平均漂移速度随电场升高而下降,从而产生负微分迁移率。这一节我们进一步来讨论在负微分迁移率介质中空间电荷扰动的性质,引入畴的概念,由此说明体效应器件的基本工作原理。

1.3.1 负微分迁移率介质中的空间电荷扰动

为了研究负微分迁移率介质中的空间电荷扰动,我们来看如图 1-8 所示的情况。如果我们对平衡电子浓度为 n_0 的几乎均匀的介质加上电场,虽然在一瞬间各点的电场几乎一样,但由于介质的微小的不均匀性或热骚动,会在某处(例如 A 处)产生某一微小的过剩电荷 Q ,若引起的电场和电子速度的变化为 ΔE 和 Δv ,则根据电流连续性原理和高斯定理,有

$$\frac{dQ}{dt} = -qn_0\Delta vS \quad (1-12)$$

$$\epsilon\Delta ES = Q \quad (1-13)$$

式中, ϵ 为介电常数, S 为样品的截面积。将式 (1-12) 和 (1-13) 合并,可得

$$\frac{dQ}{dt} = -\left(\frac{qn_0\mu_D}{\epsilon}\right)Q \quad (1-14)$$

式中 $\mu_D = \frac{\Delta v}{\Delta E} = \frac{dv}{dE}$ 为介质的微分迁移率。若令

$$\tau_c = \frac{\epsilon}{qn_0\mu_D} \quad (1-15)$$

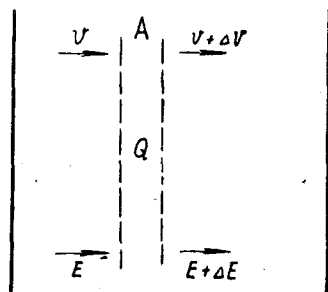


图 1-8 介质中的空间电荷扰动

则方程 (1-14) 的解为

$$Q(t) = Q(0)\exp(-t/\tau_c) \quad (1-16)$$

式 (1-16) 表示介质中的空间电荷扰动随时间的变化。现在我们来讨论两种情况：

(1) μ_D 为正，即介质具有正的微分迁移率。这时 $\tau_c > 0$ ，过剩电荷 Q 随时间呈指数衰减， τ_c 愈大，电荷衰减得愈慢，也就是电荷恢复到平衡值所需的时间愈长。 τ_c 称为介质弛豫时间。这样，在正微分迁移率介质中的空间电荷扰动，将随时间呈指数衰减，其衰减速率取决于介质弛豫时间。

(2) μ_D 为负，此时 $\tau_c < 0$ 。由式 (1-16) 可以看到过剩电荷呈指数增长。如果令

$$\tau_d = -\tau_c = \frac{\epsilon}{qn_0 |\mu_D|} \quad (1-17)$$

则有

$$Q(t) = Q(0)\exp(t/\tau_d) \quad (1-18)$$

τ_d 称为空间电荷生长时间常数。 τ_d 愈小，空间电荷增长愈快。也就是说，在负微分迁移率介质中，空间电荷的任何扰动将随时间呈指数增长，增长的速率取决于空间电荷生长时间常数。

1.3.2 空间电荷积累层

在负微分迁移率介质中，空间电荷的增长和移动有两种形式：一是呈空间电荷积累层形式，一是呈空间电荷偶极层或偶极畴形式。我们先来看空间电荷积累层。设如图 1-9 所示，器件偏置在负微分迁移率区的 B 点。这样若在器件内部的 A 点存在着过剩电子，则由于 A 点左边的电场比右边的低，因而 A 点左侧的电子速度比右侧的电子速度来得大，这样一来，流进 A 点的电子将比流出 A 点的多，从而在 A 点引起电子的积累。这一积累层边生长边向阳极渡越。随着时间的增长，积累层内的负电荷愈来愈多，因而积累层左侧的电场继续降低，右侧的电场继续升高，这样将产生更大的空间电荷积累。这个过程一直继续到积累层左面的低电场和右面的高电场都处于负微分迁移率区域的外部（如 E_1, E_2 ），这时低场区的电子速度和高场区的相等，所以流进积累层的电子数等于流出积累层的电子数，从而形成一个稳定的空间电荷积累层。此稳定的积累层继续向阳极渡越，到阳极被吸收，新的积累层又开始形成，如此重复下去。

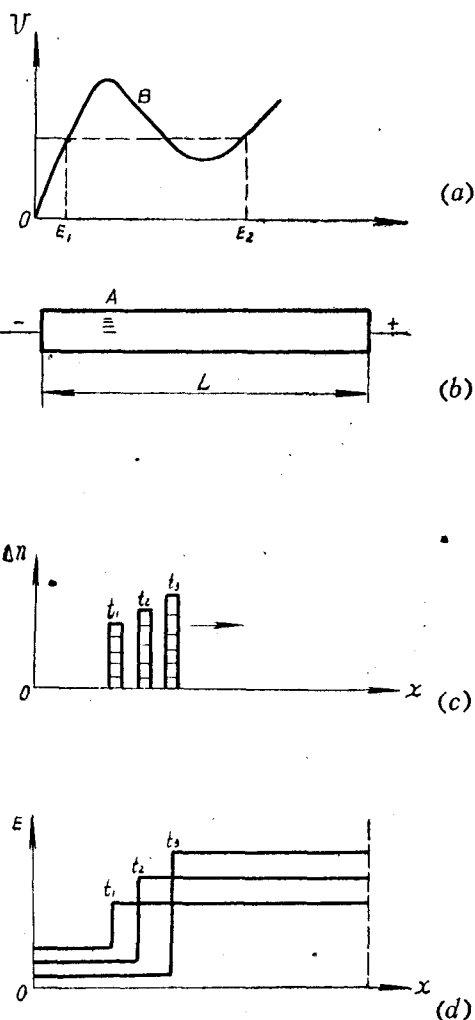


图 1-9 空间电荷积累层（电荷积累层随时间增长，到 t_3 时完全形成）