



普通高等教育“十二五”规划教材

电子科学与技术类专业规划教材

# 微电子器件基础

(第2版)

兰慕杰 来逢昌 主编

武世香 主审



电子工业出版社

PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY <http://www.phei.com.cn>

普通高等教育“十二五”规划教材  
电子科学与技术类专业规划教材

# 微电子器件基础

## (第2版)

兰慕杰 来逢昌 主编

武世香 主审

电子工业出版社  
Publishing House of Electronics Industry  
北京·BEIJING

## 内 容 简 介

本书是哈尔滨工业大学“国家集成电路人才培养基地”教学建设成果。本书重点介绍 p-n 结二极管、双极型晶体管和场效应晶体管的基本结构、工作原理、直流特性、频率特性、功率特性和开关特性，还描述了这些特性的有关参数；简要介绍晶闸管、异质结双极晶体管、静电感应晶体管、绝缘栅双极晶体管、单结晶体管、双极反型沟道场效应晶体管和穿通型晶体管等微电子器件的基本概念、结构和工作原理。本书配有 PPT 等教学资源。

本书可作为普通高等学校电子科学与技术、集成电路设计、微电子学等专业本科生相关课程的教材，也可供相关专业本科生、研究生以及从事微电子技术相关工作的科研及工程技术人员阅读参考。

未经许可，不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有，侵权必究。

### 图书在版编目(CIP)数据

微电子器件基础 / 兰慕杰, 来逢昌主编. —2 版. —北京: 电子工业出版社, 2013.1

电子科学与技术类专业规划教材

ISBN 978-7-121-19071-1

I. ①微… II. ①兰… ②来… III. ①微电子技术—电子器件—高等学校—教材 IV. ①TN4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2012)第 285375 号

策划编辑: 史鹏举

责任编辑: 史鹏举

印 刷: 涿州市京南印刷厂

装 订: 涿州市京南印刷厂

出版发行: 电子工业出版社

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编: 100036

开 本: 787×1092 1/16 印张: 21.75 字数: 628 千字

印 次: 2013 年 1 月第 1 次印刷

定 价: 45.00 元

凡所购买电子工业出版社图书有缺损问题, 请向购买书店调换。若书店售缺, 请与本社发行部联系, 联系及邮购电话: (010) 88254888。

质量投诉请发邮件至 [zltz@phei.com.cn](mailto:zltz@phei.com.cn), 盗版侵权举报请发邮件至 [dbqq@phei.com.cn](mailto:dbqq@phei.com.cn)。

服务热线: (010) 88258888。

# 前 言

本教材以电子工业出版社《双极型和场效应晶体管》(武世香编著)为基础,为了满足教学课程体系要求和适应微电子技术发展而改版编写。

《双极型和场效应晶体管》自出版以来已在哈尔滨工业大学等高校连续使用 10 多年,效果良好。编者在多年教学实践的基础上,根据课程体系的要求,对该教材内容进行部分调整和增删。同时,为适应微电子技术的发展和更确切反映课程内容,本版改名为《微电子器件基础》。本教材继承了《双极型和场效应晶体管》的体系结构,秉承其“少而精”原则,突出其“着重于基本物理概念”的风格。

本书是一本适合工科院校微电子技术(电子科学与技术)专业使用的专业基础课教材。微电子器件基础课程是连接半导体物理和集成电路设计课程的纽带,加上微电子工艺课程而构成微电子技术专业核心课程体系。本教材将在满足课程基本内容要求基础上,增加各种类型 p-n 结二极管和晶闸管、异质结双极晶体管、单结晶体管等简单器件的基本原理,以期达到既立足于传统“晶体管原理”基础,又向“微电子器件”扩展,使学生更加全面地了解各类器件结构和原理,融会贯通,更好地为后续课程服务。

本教材共 9 章。主要内容涵盖 p-n 结二极管、双极型晶体管和场效应晶体管三类基本的微电子器件。重点阐述这些器件的基本结构、工作原理、基本特性以及描述各类特性的主要参数。第 1 章有关 p-n 结理论虽已在先修课程“半导体物理”中涉及,但考虑到教材的相对独立性,并作为 p-n 结二极管及后续章节的理论基础而保留。补充了“p-n 结二极管的其他类型”,彰显 p-n 结二极管独立为一类器件。第 2、3、4、5 章分别是双极型晶体管的直流特性、频率特性、功率特性和开关特性。第 6 章介绍结型场效应晶体管,对结构实例有所精简而突出基本概念。第 7 章系统介绍 MOS 场效应晶体管,补充理顺一些基本概念以更好地为后续课程服务。第 8 章集中介绍晶体管噪声特性,以侧重基本概念为原则,概要介绍各种器件的噪声源和基本噪声特性。第 9 章补充了晶闸管和单结晶体管两种器件的基本结构和工作原理,以使读者更全面地了解微电子器件。常用的物理常数和图表列于书后附录中供查阅和参考。

本教材建议学时为 60~80 学时。第 1~8 章(1.7 节除外)可用于“晶体管原理”课程教学,约 50 学时。1.7 节和第 9 章可作为从“晶体管原理”向“微电子器件基础”的扩展内容。

本书配有 PPT 等教学资源,可登录电子工业出版社华信教育资源网([www.hxedu.com.cn](http://www.hxedu.com.cn)),免费注册、下载。

本书编写过程中参考了许多已有教材。各教材的编著者阐述、分析问题的不同角度,使编者受益匪浅。编者从中汲取了有益部分,恕不一一列举,谨在此致以敬意和谢意。

特别地感谢武世香老师,感谢她为本书的出版所做的一切。

由于编者水平有限,书中难免有缺点和错误,敬请读者批评指正。

编 者

# 目 录

第 1 章 p-n 结二极管	1	2.1.2 杂质分布	70
1.1 p-n 结的形成及平衡状态	1	2.2 晶体管的放大机理	72
1.1.1 p-n 结的形成与空间电荷区	1	2.2.1 晶体管的能带图及少子分布	72
1.1.2 平衡 p-n 结的能带图与势垒高度	4	2.2.2 晶体管中的电流传输过程及放大作用	73
1.2 p-n 结的直流特性	8	2.3 晶体管的直流 I-V 特性及电流增益	76
1.2.1 正向 p-n 结	8	2.3.1 均匀基区晶体管 (以 npn 管为例)	76
1.2.2 反向 p-n 结	20	2.3.2 缓变基区晶体管 (以 npn 管为例)	82
1.2.3 温度对 p-n 结电流和电压的影响	24	2.3.3 影响电流放大系数的其他因素	90
1.3 p-n 结空间电荷区和势垒电容	25	2.4 晶体管的反向电流及击穿电压	93
1.3.1 p-n 结空间电荷区的电场和电位分布	26	2.4.1 晶体管的反向电流	93
1.3.2 p-n 结势垒电容	31	2.4.2 晶体管的击穿电压	95
1.4 p-n 结的小信号交流特性	38	2.5 双极型晶体管的直流特性曲线	98
1.4.1 p-n 结小信号交流电流-电压方程	38	2.5.1 共基极直流特性曲线	99
1.4.2 p-n 结的小信号交流导纳	40	2.5.2 共发射极直流特性曲线	99
1.4.3 p-n 结扩散电容	40	2.6 基极电阻	100
1.5 p-n 结的击穿特性	41	2.6.1 概述	100
1.5.1 p-n 结击穿机理	41	2.6.2 梳状结构晶体管的基极电阻	101
1.5.2 雪崩击穿条件	43	2.7 埃伯尔斯-莫尔 (Ebers-Moll) 模型	103
1.5.3 雪崩击穿电压及其影响因素	46	思考与练习	105
1.5.4 击穿现象的应用——稳压二极管	53	第 3 章 双极型晶体管的频率特性	108
1.6 p-n 结二极管的开关特性	54	3.1 晶体管交流电流放大系数与频率参数	108
1.7 p-n 结二极管的其他类型	59	3.2 晶体管交流特性的理论分析	109
1.7.1 反向电阻阶跃恢复二极管	59	3.2.1 均匀基区晶体管交流特性分析	110
1.7.2 超高频二极管	60	3.2.2 缓变基区晶体管交流特性分析	114
1.7.3 钳位二极管	63	3.3 晶体管的高频参数及等效电路	114
1.7.4 噪声二极管	64	3.3.1 晶体管高频 Y 参数及其等效电路	115
1.7.5 雪崩渡越二极管	64	3.3.2 晶体管高频 h 参数及等效电路	120
1.7.6 隧道二极管	66		
1.7.7 反向二极管	67		
思考与练习	68		
第 2 章 双极型晶体管的直流特性	70		
2.1 晶体管的基本结构和杂质分布	70		
2.1.1 晶体管的基本结构	70		

3.4 高频下晶体管中载流子的输运及中间参数.....123	4.6 二次击穿和安全工作区..... 163
3.4.1 发射效率及发射结延迟时间.....123	思考与练习..... 171
3.4.2 基区输运系数及基区渡越时间..125	<b>第5章 双极型晶体管的开关特性</b> ..... 172
3.4.3 集电结势垒输运系数及渡越时间.....129	5.1 开关晶体管的静态特性..... 172
3.4.4 集电区倍增因子与集电极延迟时间.....131	5.2 晶体管的开关过程和开关时间..... 175
3.5 晶体管电流放大系数的频率关系...133	5.3 开关晶体管的正向压降和饱和压降..... 190
3.5.1 共基极电流放大系数及其截止频率.....133	思考与练习..... 193
3.5.2 共发射极电流放大系数及其截止频率.....134	<b>第6章 结型栅场效应晶体管</b> ..... 194
3.5.3 影响 $f_T$ 的因素和提高 $f_T$ 的途径.....137	6.1 JFET 基本结构和工作原理..... 194
3.6 晶体管的高频功率增益和最高振荡频率.....138	6.2 JFET 的直流特性与低频小信号参数..... 198
3.6.1 最佳高频功率增益.....138	6.2.1 肖克莱理论和 JFET 的直流特性..... 198
3.6.2 高频优值和最高振荡频率.....140	6.2.2 JFET 的直流参数..... 201
3.6.3 提高功率增益或最高振荡频率的途径.....141	6.2.3 JFET 的交流小信号参数..... 203
3.7 工作条件对晶体管 $f_T$ 、 $K_{pm}$ 的影响.....141	6.2.4 任意沟道杂质浓度分布的 JFET... 204
3.7.1 工作点对 $f_T$ 的影响.....141	6.2.5 四极管特性..... 205
3.7.2 工作点对 $K_{pm}$ 的影响.....142	6.2.6 高场迁移率的影响..... 206
思考与练习.....143	6.2.7 关于沟道卡断和速度饱和的讨论..... 209
<b>第4章 双极型晶体管的功率特性</b> .....144	6.2.8 串联电阻的影响..... 210
4.1 集电极最大允许工作电流 $I_{CM}$ .....144	6.2.9 温度对直流特性的影响.....211
4.2 基区大注入效应对电流放大系数的影响.....144	6.3 JFET 的交流特性..... 213
4.2.1 基区大注入下的电流(以 npn 管为例).....145	6.3.1 交流小信号等效电路..... 213
4.2.2 基区电导调制效应.....147	6.3.2 JFET 和 MESFET 中的电容..... 214
4.2.3 基区大注入对电流放大系数的影响.....148	6.3.3 JFET 和 MESFET 的频率参数.. 215
4.3 有效基区扩展效应.....149	6.4 JFET 的功率特性..... 217
4.3.1 均匀基区晶体管的有效基区扩展效应.....149	6.5 JFET 和 MESFET 结构举例..... 219
4.3.2 缓变基区晶体管的有效基区扩展效应.....151	6.5.1 MESFET 的结构..... 219
4.4 发射极电流集边效应.....154	6.5.2 JFET 的结构..... 222
4.5 晶体管最大耗散功率 $P_{CM}$ .....159	6.5.3 V 形槽硅功率 JFET..... 223
	思考与练习..... 224
	<b>第7章 MOS 场效应晶体管</b> ..... 225
	7.1 基本结构和工作原理..... 225
	7.1.1 MOSFET 的基本结构..... 225
	7.1.2 MOSFET 的基本工作原理..... 225
	7.1.3 MOSFET 的基本类型..... 227
	7.2 MOSFET 的阈值电压..... 228

7.2.1	MOSFET 阈值电压表达式	228	8.4	双极型晶体管的噪声特性	286
7.2.2	影响 MOSFET 阈值电压的因素	231	8.5	JFET 和 MESFET 的噪声特性	287
7.2.3	关于强反型状态	237	8.6	MOSFET 的噪声特性	288
7.3	MOSFET 的 I-V 特性和直流特性曲线	238	思考与练习		290
7.3.1	MOSFET 的电流-电压特性	239	第 9 章	其他类型的微电子器件	292
7.3.2	弱反型(亚阈值)区的伏安特性	242	9.1	晶闸管	292
7.3.3	MOSFET 的特性曲线	243	9.1.1	二极晶闸管	292
7.3.4	MOSFET 的直流参数	244	9.1.2	三极晶闸管	296
7.4	MOSFET 的频率特性	245	9.1.3	反向导通晶闸管	297
7.4.1	MOSFET 的交流小信号参数	245	9.1.4	双向晶闸管	298
7.4.2	MOSFET 的交流小信号等效电路	249	9.2	异质结双极晶体管	299
7.4.3	MOSFET 的频率特性	251	9.3	静电感应晶体管	302
7.5	MOSFET 的功率特性和功率 MOSFET 的结构	253	9.4	绝缘栅双极晶体管(IGBT)	306
7.5.1	MOSFET 的功率特性	254	9.5	单结晶体管	308
7.5.2	功率 MOSFET 结构	255	9.6	双极反型沟道场效应晶体管(BICFET)	310
7.5.3	功率 MOSFET 的导通电阻	257	9.7	穿通型晶体管	310
7.6	MOSFET 的开关特性	259	9.7.1	可透基区晶体管	310
7.6.1	MOSFET 的本征延迟	259	9.7.2	穿通型场效应晶体管	311
7.6.2	MOSFET 的非本征延迟	260	9.7.3	空间电荷限制三极管	311
7.6.3	NMOS 倒相器的延迟时间	261	附录 I	常温下主要半导体的物理性质	313
7.7	MOSFET 的击穿特性	264	附录 II	常用介质膜的物理参数	315
7.8	MOSFET 的温度特性	269	附录 III	常用物理常数表	317
7.9	MOSFET 的短沟道和窄沟道效应	271	附录 IV	硅电阻率与杂质浓度的关系(300 K)	318
7.9.1	阈值电压的变化	271	附录 V	硅中迁移率与杂质浓度的关系	319
7.9.2	漏极特性和跨导的变化	273	附录 VI	扩散结势垒电容和势垒宽度关系曲线	320
7.9.3	弱反型区亚阈值漏极电流的变化	275	附录 VII	硅中扩散层平均电导与表面浓度、结深关系	328
7.9.4	长沟道器件的最小沟道长度限制	276	附录 VIII	半导体分立器件型号命名法	332
7.9.5	短沟道高性能器件结构举例	277	参考文献		336
	思考与练习	279			
第 8 章	晶体管的噪声特性	281			
8.1	晶体管的噪声和噪声系数	281			
8.2	晶体管的噪声源	282			
8.3	p-n 结二极管的噪声	285			

# 第1章 p-n 结二极管

p-n 结 (p-n Junction) 是一块半导体中 p 型区与 n 型区的交界面及其两侧很薄的过渡区。半导体具有 n 型和 p 型两种基本的导电类型, 因而, 除了只利用一种导电类型半导体构成的电阻器外, p-n 结是绝大部分半导体器件的基本结构。例如, 一个 p-n 结可以构成晶体二极管 (Diode); 两个背靠背靠得很近的 p-n 结组成双极型晶体管 (BJT), 或者结型场效应晶体管 (JFET); 三个 p-n 结可以构成可控硅 (晶闸管) 结构。在表面场效应晶体管的基本结构中, p-n 结也是不可缺少的组成部分。在半导体集成电路中, 除了用 p-n 结构成电路中的二极管、三极管外, 还利用 p-n 结的有关特性制成电路中的电阻、电容及实现电路元器件间的隔离, 从而使大规模集成电路的制作成为可能。由此可见, 无论怎样的半导体器件, 几乎都是以 p-n 结为基础工作的, p-n 结可以称得上是“半导体器件的核心”。所以, 要了解半导体二极管、三极管、半导体集成电路以及某些特种半导体器件的工作原理及特性, 首先要弄清 p-n 结具有哪些特性, 以及为什么会具有这样的特性。

本章主要讨论 p-n 结的形成和杂质分布、能带图、空间电荷区的电场及电位分布, 以及在外加电压作用下, p-n 结空间电荷区的变化及载流子的分布、运动及复合的规律, 从而解释 p-n 结的整流特性、电容效应、击穿现象和开关特性; 进而介绍利用这些特性制作的各种类型的 p-n 结二极管。

## 1.1 p-n 结的形成及平衡状态

### 1.1.1 p-n 结的形成与空间电荷区

#### 1. p-n 结的形成与杂质分布

采用各种各样的工艺将 p 型半导体和 n 型半导体制作在同一块半导体中, 就在其交界面处形成了 p-n 结。在这块含有 p-n 结的半导体中, p 型区中以受主杂质 (如 Si 中的 B、Al、Ga 等) 为主, 多子是空穴; 在 n 型区中以施主杂质 (如 Si 中的 P、As、Sb 等) 为主, 多子是电子。在 p-n 结交界面 (称为冶金结) 处受主杂质与施主杂质浓度相等, 也称净杂质浓度为零。

p-n 结有同质结和异质结两种。用同一种半导体材料制成的 p-n 结叫做同质结, 由禁带宽度不同的两种半导体材料制成的 p-n 结叫做异质结。制作 p-n 结的工艺方法很多, 最主要的有合金法、扩散法、离子注入法、外延法及键合法。合金法多用于锗器件的制作, 化合物半导体的 p-n 结多是由外延方法获得, 制作硅器件可以根据需要采用上述任何一种方法。

制作 p-n 结的方法不同, 其内部杂质分布也各不相同。用合金法制得的 p-n 结叫做合金结, 因其 p 型区和 n 型区内部杂质各自均匀分布, 而在交界面处杂质类型突变, 如图 1-1(a) 所示, 故成为突变结的典型代表。若突变结中一侧的杂质浓度比另一侧杂质浓度高两个数量级以上, 称为单边突变结, 记做  $p^+n$  结或  $p-n^+$  结。上角标 “+” 表示高浓度侧。用扩散法制得的 p-n 结称为扩散结, 其杂质浓度由表面向内部沿扩散方向逐渐减小, 如图 1-1(b) 所示。在  $x = x_j$  处,  $N_A(x_j) = N_D$ , 此即冶金结的位置。冶金结附近杂质浓度缓变的 p-n 结称为缓变结。大多数扩散结是缓变结。在工程上, 为简便起见, 在允许的情况下常做一些近似处理。如果是表面杂质浓度较高而结深很浅的 p-n 结, 结附近杂质浓度梯度很大, 可做突变结近似; 而对于表面杂质浓度较低而结深又较深的 p-n 结, 可近似认为结附近杂质浓度呈线性变化 (如图 1-1(b) 中虚线表示), 其杂质浓度梯度是常数, 做线性缓变结近似。



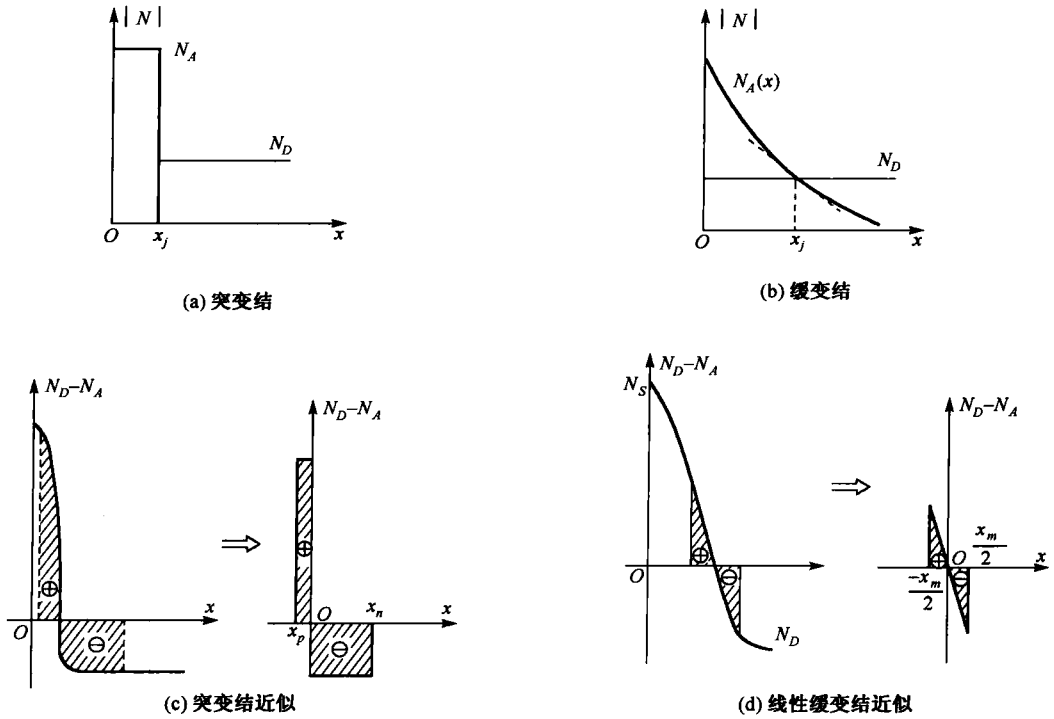


图 1-1 p-n 结的杂质分布及其近似处理

离子注入结由于结深很浅，且在结附近杂质浓度变化很大，故常按突变结近似处理。外延法获得的 p-n 也是突变结。键合法可以获得较为理想的突变结。

无论用哪一种方法获得的 p-n 结，也无论其内部杂质分布如何，它们都具有单向导电性，有相似的伏-安特性，因而也就允许用统一的符号来表征，如图 1-2 所示。图 1-2(b)符号多用于讨论 p-n 结特性，在电路中则采用图 1-2(c)的符号。图 1-3 给出 p-n 结二极管典型的封装结构。

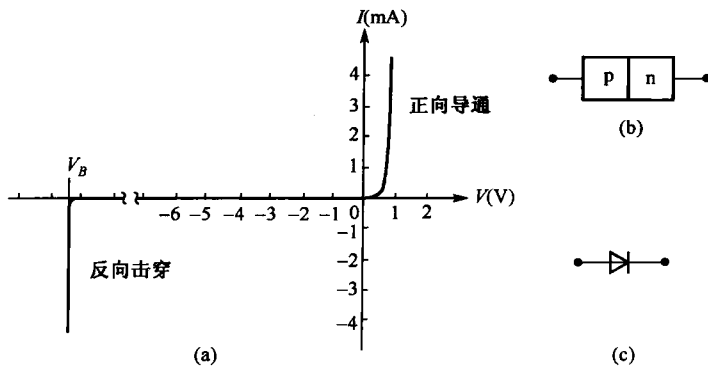


图 1-2 p-n 结的伏安特性(a)和符号(b)(c)

## 2. p-n 结空间电荷区

p-n 结空间电荷区的存在和其中电荷、电场及电势的变化是 p-n 结具有各种特性的物理基础，空间电荷区堪称 p-n 结的核心。由于冶金界面两侧有不同的导电类型和掺杂浓度，引起两侧相同类型载流子的浓度差。在此浓度差的作用下，界面附近的多数载流子通过交界面向对方做扩散运动。由于载

流子是荷电粒子，载流子的扩散运动破坏了原来的电中性条件。在交界面附近，原 p 型区侧因失去带正电荷的空穴，剩余带负电荷的电离受主和接受了来自 n 区侧的电子而带负电；原 n 型区侧则因失去电子，剩余带正电荷的电离施主和接受空穴而带正电。由于正、负电荷之间的相互吸引，使这些过剩电荷分布于交界面两侧一定的区域内。电离施主与电离受主都固定在晶格结点上，因此这个区域称为空间电荷区。此区域内 n 区侧带正电荷，p 区侧带负电荷，因而存在着一个自 n 区侧指向 p 区侧的电场。由于这个电场是载流子自然的扩散运动的结果，并不是外加的，故称其为空间电荷区自建电场。在空间电荷区以外的 p 型区与 n 型区仍然保持着电中性，不存在电场。

由 n 区侧指向 p 区侧的空间电荷区自建电场将促使空穴流向 p 区而电子流向 n 区，即引起由 n 区向 p 区的漂移电流。这个漂移电流与由于浓度梯度的作用所形成的由 p 区向 n 区的扩散电流方向相反。

空间电荷区自建电场的强度及其对载流子漂移作用的强弱与其中所包含的正、负电荷量的多少有关。如果空间电荷区中载流子的浓度远远小于杂质电离所形成的空间电荷的密度，则可以仅仅考虑电离杂质电荷的作用，这也是称其为空间电荷区的一个原因。

空间电荷区是随着 p-n 结的制作过程而形成的。在形成 p-n 结的过程中，随着向晶体中掺入受主杂质或施主杂质，载流子进行扩散运动，剩余的电离杂质空间电荷的数目越来越大，所建立起来的不断增强的自建电场对载流子的漂移作用也在逐渐增大。当漂移作用和扩散作用相当的时候，载流子的运动达到动态平衡。此后空间电荷区内空间电荷的数目不再变化，自建电场也不再继续增大，空间电荷区的宽度也不再变化。这时的 p-n 结称为平衡 p-n 结。

在平衡 p-n 结中，载流子的扩散和漂移处于动态平衡意味着两种载流子在空间电荷区中也满足浓度积关系  $np = n_i^2$ 。这时，在交界面两侧总长度为  $x_m$  的区域内，扩散进入 n 区侧的空穴与该区的电子相复合，而扩散进入 p 区侧的电子与该区的空穴相复合。在边扩散边复合的过程中，两侧多数载流子浓度大大下降，少子浓度上升。图 1-4(a)、(b) 分别给出 p-n 结中电荷及载流子分布的示意图。

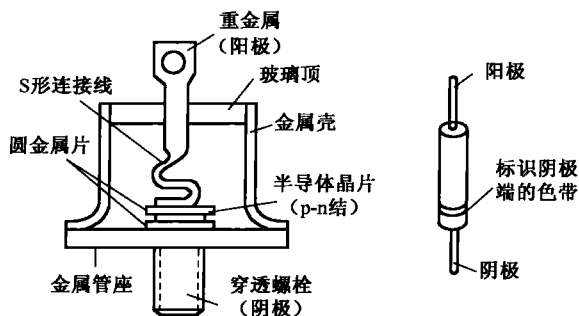


图 1-3 p-n 结二极管典型的封装结构

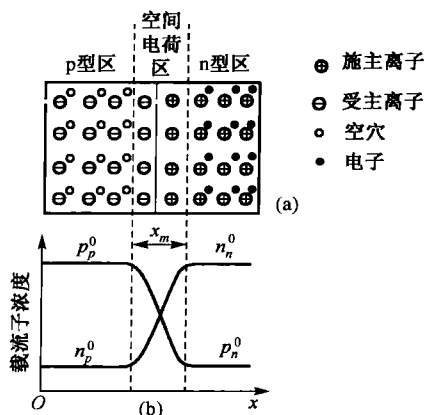


图 1-4 p-n 结的电荷及载流子分布

在平衡 p-n 结中，载流子的扩散运动与漂移运动达到动态平衡，通过 p-n 结的净电流为零。这意味着每种载流子各自在扩散与漂移之间达到动态平衡，而各处的载流子浓度分布也达到动态平衡，不再变化。以空穴为例，此时应有：

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p pE(x) = 0 \quad (1-1)$$

式中，第一项为扩散电流密度分量，第二项为漂移电流密度分量。由此可得平衡 p-n 结空间电荷区自建电场强度为：

$$E(x) = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (1-2)$$

式中利用了爱因斯坦关系式  $D = \mu \cdot \frac{kT}{q}$ 。按照电场与电势的关系, 式(1-2)也可以写为

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (1-3)$$

式中,  $\phi$  表示空间电荷区中的电势。

## 1.1.2 平衡 p-n 结的能带图与势垒高度

### 1. 平衡 p-n 结的能带图

由于 p-n 结空间电荷区中存在着自建电场, 两侧的多子向对面区域扩散时要克服电场阻力而做功, 其结果是载流子本身势能的增大, 就是说载流子爬上了一座势能的高坡——p-n 结势垒。换句话说, 只有有能力爬上这个势垒高坡(或具有高于势垒能量)的载流子才可能扩散到对面区域中去。因为这个势垒处于空间电荷区中, 所以空间电荷区又称为势垒区。

在平衡 p-n 结中, 如果空间电荷区自建电场所对应的内建电势差为  $V_D$ , 则载流子克服电场力所做的功  $qV_D$  全部转化为载流子的势能, 即载流子在逆电场作用方向穿过空间电荷区后势能提高了  $qV_D$ , 所以势垒高度正好应等于  $qV_D$ 。

空间电荷区内各点电势是渐变的, 载流子在其中各处的电势能也随之渐变。图 1-5 给出用电子电势能表示的 p-n 结势垒示意图。

空穴电荷符号与电子相反, 其电势能高低也与电子势能图相反。在讨论 p-n 结能带图时多用电子电势能表示。

图 1-6 示意地给出了 p 型半导体与 n 型半导体的能带图及它们组成 p-n 结后的能带图。

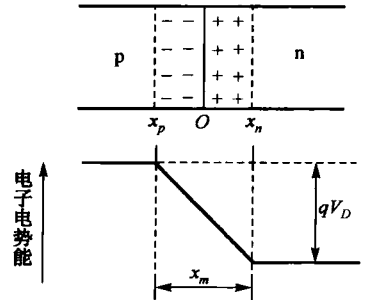


图 1-5 p-n 结的势垒

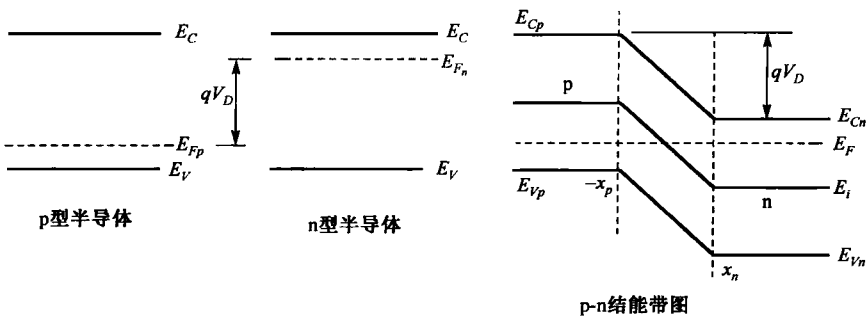


图 1-6 均匀半导体与平衡 p-n 结的能带图

p-n 结的能带图具有如下特点:

- ① p 区导带底比 n 区导带底高  $qV_D$ , p 区价带顶也比 n 区价带顶高  $qV_D$ ;
- ② 能带图中处处均保持禁带宽度  $E_g$ ;
- ③ 同电子势能图一样, 在势垒区内 p-n 结能带图是弯曲的。

按照半导体物理理论, “费米能级”是反映半导体材料中电子填充能带“水平”高低的标志。在 n 型半导体中, 费米能级靠近导带底; 而在 p 型半导体中费米能级靠近价带顶。当 n 型半导体与 p 型半

导体相结合形成 p-n 结时, 电子就要从填充水平高的 n 型区流向填充水平低的 p 型区, 即电子从费米能级高处流向费米能级低处, 这就是电子从 n 区向 p 区的扩散 (一部分是导带电子流, 另一部分是价带电子流, 后者表现为由 p 区向 n 区的空穴流)。达到平衡时, 费米能级处处相等。

以电子电流为例, 流过 p-n 结的电子电流为电子漂移电流与电子扩散电流之和, 即

$$J_n = nq\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1-4)$$

利用爱因斯坦关系式, 式(1-4)又可表示为

$$J_n = nq\mu_n \left[ E + \frac{kT}{q} \frac{d}{dx} (\ln n) \right] \quad (1-5a)$$

由半导体物理理论已知:

$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT} \quad (1-6)$$

将式(1-6)两边取对数后代入式(1-5a), 可得

$$J_n = nq\mu_n \left[ E + \frac{1}{q} \left( \frac{dE_F}{dx} - \frac{dE}{dx} \right) \right] \quad (1-5b)$$

本征费米能级  $E_i$  的变化与电子电势能的变化  $-qV(x)$  是一致的, 所以

$$\frac{dE_i}{dx} = -q \frac{dV(x)}{dx} = qE \quad (1-7)$$

将式(1-7)代入式(1-5b), 得

$$J_n = n\mu_n \frac{dE_F}{dx} \Leftrightarrow \frac{dE_F}{dx} = \frac{J_n}{n\mu_n} \quad (1-8)$$

同理, 空穴电流密度的表达式为

$$J_p = p\mu_p \frac{dE_F}{dx} \Leftrightarrow \frac{dE_F}{dx} = \frac{J_p}{p\mu_p} \quad (1-9)$$

以上二式表达了费米能级随位置的变化与电流密度的关系。对于平衡 p-n 结,  $J_n$ 、 $J_p$  均为零, 所以  $\frac{dE_F}{dx} = 0$ , 说明在平衡 p-n 结中费米能级是一个与位置无关的恒量。费米能级处处相等是平衡 p-n 结的标志。

## 2. 平衡 p-n 结的势垒高度

如前所述, 由于 p-n 结空间电荷区自建电场的作用, 当 p-n 结平衡时, p 区能带相对 n 区能带提高了  $qV_D$ ,  $E_{Fp} = E_{Fn} = E_F$ 。  $qV_D$  既是 p 区能带的提高量, 也是 p 区费米能级的提高量。它等于构成此 p-n 结的 p 区与 n 区的起始费米能级之差。

由式(1-3), 在空间电荷区范围内 ( $-x_p \sim x_n$ , 见图 1-5) 对电势积分, 有:

$$-\int_{\varphi_p}^{\varphi_n} d\varphi = \frac{kT}{q} \int_{p_p}^{p_n} \frac{dp}{p} \quad (1-10)$$

式中,  $\varphi_p$  和  $p_p$  分别是空间电荷区 p 区侧边界处的电位和空穴浓度,  $\varphi_n$  和  $p_n$  分别为空间电荷区 n 区侧边界处的电位和空穴浓度。由式(1-10)可得:

$$-(\varphi_n - \varphi_p) = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_n}{p_p} \quad (1-11)$$

$(\varphi_n - \varphi_p)$  恰好就是 p-n 结的接触电势差  $V_D$ 。

由式(1-11), 利用  $p_n(x_n) \cdot n_n(x_n) = n_i^2$ , 得:

$$\varphi_n - \varphi_p = V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p(-x_p)}{p_n(x_n)} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p(-x_p) \cdot n_n(x_n)}{n_i^2} \quad (1-12)$$

在掺杂浓度不太高的 p-n 结中, 室温下杂质几乎全部电离, 载流子浓度可用杂质浓度来表示。对于均匀掺杂的突变结:

$$p_p(-x_p) = N_A \quad n_n(x_n) = N_D \quad (1-13)$$

则式(1-12)可表示为

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \quad (1-14)$$

另外, 从能带图角度, 由图 1-6 及式(1-6)、式(1-13)可得:

$$\varphi_n = -\frac{1}{q}(E_i - E_F) \Big|_{x \geq x_n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (1-15a)$$

及

$$\varphi_p = -\frac{1}{q}(E_i - E_F) \Big|_{x \leq -x_p} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (1-15b)$$

同样可以得到式(1-14)。

在热平衡条件下, 在 p 型及 n 型中性区之间的静电势之差称为内建电势差, 即  $V_D$ 。静电势与掺杂浓度之间的关系示于图 1-7 中。根据图 1-7 查出  $\varphi_n$ 、 $\varphi_p$ , 则可方便地求得  $V_D$ 。

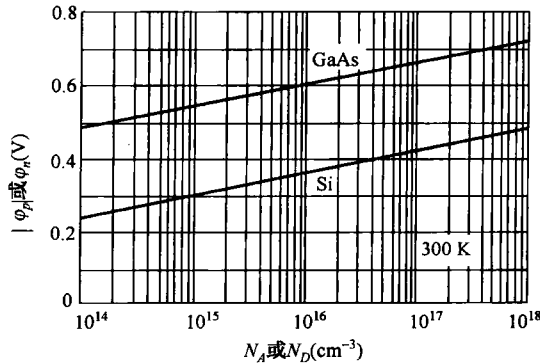


图 1-7 Si 和 GaAs 突变结 p 型区和 n 型区静电势与杂质浓度的关系<sup>[11]</sup>

对于图 1-1(d)所示的线性缓变结, 有

$$p_p(-x_p) = n_n(x_n) = a \cdot \frac{x_m}{2}$$

式中  $a$  为线性缓变结的杂质浓度梯度,  $x_m$  为空间电荷区宽度。代入式(1-12)得

$$V_D = 2 \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{ax_m}{2n_i} \right) \quad (1-16)$$

线性缓变结内建电势与结杂质浓度梯度的关系示于图 1-8。

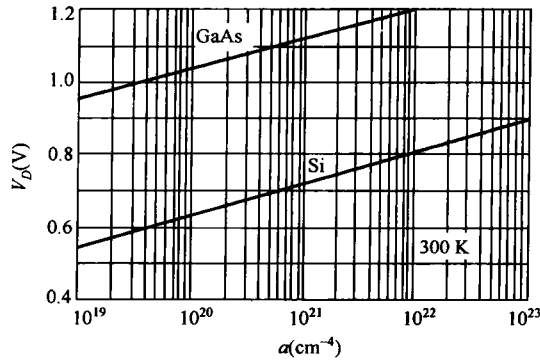


图 1-8 Si 和 GaAs 线性缓变结内建电势与结杂质浓度梯度的关系<sup>[11]</sup>

至此，可以得出如下结论：

- ① 构成 p-n 结的两个区域掺杂浓度越大，或结附近杂质浓度梯度越大，p-n 结的接触电势差  $V_D$  也越大；
- ② 半导体材料禁带宽度越大，在相同温度下， $n_i$  越小， $V_D$  越大；
- ③  $V_D$  与工作温度有关，温度升高时  $V_D$  有所降低；
- ④ 利用  $n_p^0 \cdot p_p^0 = n_n^0 \cdot n_p^0 = n_i^2$  关系，式(1-12)可以改写为

$$\frac{p_p^0}{n_n^0} = \frac{n_n^0}{n_p^0} = e^{qV_D/kT} \quad (1-17)$$

这是一个很有用的关系式，它给出了平衡 p-n 结两侧载流子的浓度关系。它说明平衡 p-n 结的势垒高度决定了两侧载流子浓度的比例。

下面的例子可以给出  $V_D$  数量的概念。有一硅 p-n 结， $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ， $N_A=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，室温下 (300 K)  $n_i=1.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ， $kT/q \approx 0.026 \text{ V}$ ，按突变结近似代入式(1-14)得  $V_D=0.84 \text{ V}$ 。对于同样掺杂的锗 p-n 结，由于室温下其  $n_i=2.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ，求得  $V_D=0.445 \text{ V}$ 。

可见，在相同掺杂浓度下，由于禁带宽度造成本征载流子浓度的差异，硅 p-n 结的接触电势差约比锗的大一倍。

应当指出，由式(1-12)、式(1-14)、式(1-16)计算出的  $V_D$  仅代表 n 区电位比 p 区电位高多少，是相对值。

### 3. 平衡 p-n 结的载流子浓度分布

在平衡 p-n 结中，费米能级处处相等，而本征费米能级  $E_i$  成为位置  $x$  的函数（见图 1-9），可表示为  $E_i(x)$ 。于是，空间电荷区中  $x$  处的电子浓度为

$$n(x) = n_i e^{[E_f - E_i(x)]/kT} \quad (1-18)$$

该处空穴浓度为

$$p(x) = n_i e^{[E_i(x) - E_f]/kT} \quad (1-19)$$

如果以 p 区电位为参考电位，即令 p 区电位为零，则空间电荷区中电位  $V(x)$  均为正值，且由 p 区到 n 区逐渐提高。若以  $E_{fp}$  表示 p 区的本征费米能级，则有

$$E_i(x) = E_{fp} - qV(x) \quad (1-20)$$

代入式(1-19), 得

$$p(x) = n_i e^{(E_{\psi} - E_F)/kT} \cdot e^{-qV(x)/kT} = p_p^0 e^{-qV(x)/kT} \quad (1-21a)$$

在空间电荷区 n 区侧边界  $x_n$  处, 电位为 p-n 结接触电势差  $V_D$ , 则由式(1-21a) 得

$$p(x_n) = p_p^0 e^{-qV_D/kT} \quad (1-21b)$$

比较式(1-17)、式(1-22), 可得

$$p(x_n) = p_n^0 \quad (1-22)$$

可见, 平衡 p-n 结空间电荷区中空穴浓度分布是按照与电势的指数关系, 从 p 区侧边界 ( $-x_p$ ) 的平衡多子浓度  $p_p^0$  连续下降到 n 区侧边界 ( $x_n$ ) 处的平衡少子浓度  $p_n^0$ 。

同样地, 可以得到

$$n(x) = n_p^0 e^{qV(x)/kT} \quad (1-23a)$$

$$n(x_p) = n_p^0 \quad (1-23b)$$

即电子浓度分布也是按照与电势的指数关系, 从 n 区平衡多子浓度  $n_n^0$  连续下降到 p 区的平衡少子浓度  $n_p^0$ 。

图 1-9 集中给出平衡 p-n 结空间电荷区以及其中的电势分布、能带图和载流子浓度分布的示意图。

## 1.2 p-n 结的直流特性

当 p-n 结上被施以外加电压时, 空间电荷区由于其中的载流子浓度远低于平衡多子浓度而呈高阻, 几乎降落全部的外加电压。外加电压产生电场, 将改变原来的空间电荷区电场, 即将打破 p-n 结原先的平衡状态。故将被施以外加电压的 p-n 结统称为非平衡 p-n 结, 并根据所施加电压的极性分为正向 p-n 结和反向 p-n 结。

本节将分别讨论被施以正向和反向电压的 p-n 结中电场、电势、能带和势垒的变化, 以及由此而引起的载流子分布和运动规律的变化, 进而得出 p-n 结正向和反向状态下的电流与电压的关系, 即 p-n 结的直流 I-V 特性。

### 1.2.1 正向 p-n 结

p-n 结具有单向导电性。当将外电源的正极接在 p 区侧, 负极接在 n 区侧时, p-n 结处于导通状态, 称为 p-n 结正向偏置, 简称正偏。正向 p-n 结就是处于正偏状态的 p-n 结。下面讨论正向 p-n 结中载流子的注入、浓度分布和运动规律, 以及电流-电压特性。

#### 1. 正向 p-n 结的势垒和正向注入效应

当正向偏置的外加电压作用于 p-n 结上时, 外加电压将在空间电荷区产生与其自建电场方向相反的电场, 两者互相抵消导致势垒区中总电场强度减弱, 致使势垒区里所包含的空间电荷数减少, 势垒区宽度减小; p 区和 n 区电势能差值减小, 势垒高度降低。若外加正向电压为  $V_A$ , 势垒高度就从  $qV_D$  减小为  $q(V_D - V_A)$ 。图 1-10 形象地说明了这种变化。

空间电荷区自建电场被削弱的同时, 原来载流子扩散运动与漂移运动之间的平衡也被破坏。漂移

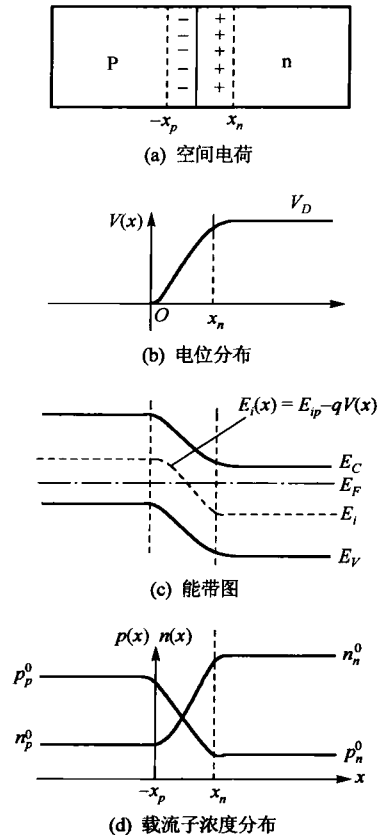


图 1-9 平衡 p-n 结的空间电荷区

运动被削弱而使扩散运动占优势，将有一部分空穴从 p 区扩散到 n 区成为 n 区的非平衡少数载流子；同时有一部分电子从 n 区扩散到 p 区成为 p 区的非平衡少数载流子。这就是 p-n 结的正向注入效应。

### 2. 准费米能级的变化

按照半导体物理理论，处于热平衡状态的半导体中，电子和空穴有统一的费米能级，并满足载流子浓度积的关系式  $n \cdot p = n_i^2$ 。p-n 结处于平衡状态时，p 区和 n 区也有统一的费米能级。因此，可以说“统一的费米能级”和“热平衡状态”是同一物理状态的两种说法。

外加正向电压打破了 p-n 结的平衡状态，不仅使 p 区与 n 区不再具有统一的费米能级，而且在 p 区和 n 区内部的某一区域内也由于正向注入效应出现了非平衡载流子，电子和空穴不再满足  $n \cdot p = n_i^2$  的关系。原来统一的费米能级分裂为电子准费米能级和空穴准费米能级，分别用  $E_F^-$  和  $E_F^+$  来表示。准费米能级的含义就是将同一半导体中的导带电子与价带电子看做两个电子体系，分别用“各自的”费米能级来描述。

在正向电压作用下，p 区向 n 区注入的空穴变成了 n 区的非平衡少数，n 区向 p 区注入的电子变成了 p 区的非平衡少数。这些非平衡少数堆积在空间电荷区边界附近，并在浓度梯度作用下由边界分别向 n 区和 p 区内部扩散，且边扩散边与多子相复合，其浓度随着扩散距离的增加而迅速减小，经过一个扩散长度后其浓度下降为边界浓度的 1/e。为简化起见，通常可近似认为仅仅在一个扩散长度的范围内存在非平衡少数，而在大于一个扩散长度以外的区域，非平衡少数均已被复合，载流子浓度为平衡浓度。这个非平衡少数载流子边扩散边复合的区域称为少数扩散区。

根据以上分析，可以画出正向 p-n 结中准费米能级变化规律示意图。如图 1-11 所示，扩散区以外没有非平衡载流子，电子和空穴有统一的费米能级，且费米能级在能带中的相对位置没有变化。但是，由于势垒高度已由平衡时的  $qV_D$  减小为  $q(V_D - V_A)$ ，即势垒高度减小了  $qV_A$ ，所以在 n 区导带底  $E_{Cn}$  和价带顶  $E_{Vn}$  相对于 p 区提高了  $qV_A$  的同时，n 区的费米能级也相应地提高了  $qV_A$ ，此时  $E_{Fn} - E_{Fp} = qV_A$ 。这表明，虽然在扩散区以外的 n 区和 p 区各自处于平衡状态，然而 p 区与 n 区之间是不平衡的，n 区的费米能级高于 p 区，由此引起电子从 n 区向 p 区的注入。

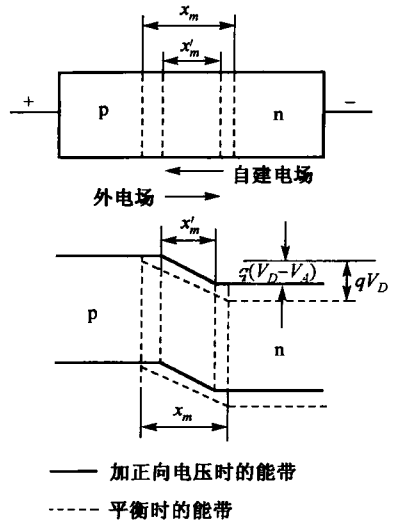


图 1-10 正向电压作用下 p-n 结势垒的变化

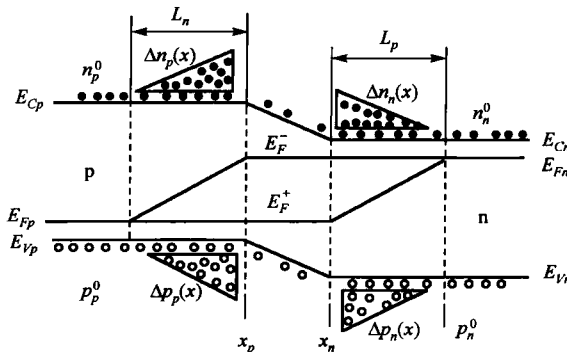


图 1-11 正向 p-n 结中准费米能级的变化规律



在电子扩散区、空穴扩散区以及空间电荷区中,因为存在非平衡载流子,所以没有统一的费米能级,只能用准费米能级来分别描述电子和空穴的浓度。为了进一步讨论其中准费米能级的变化规律,首先做如下假设:

- ① 小注入,即注入的非平衡少数浓度远远小于平衡多数浓度;
- ② 势垒区很薄,忽略非平衡少数在势垒区内的复合。

上述假设在一般应用条件下是可以满足的。

如图 1-11 所示,在电子扩散区中,空穴准费米能级  $E_F^+$  没有变化,仍然等于 p 区的费米能级  $E_{Fp}$ 。这是因为在电子扩散区内空穴是多数载流子,浓度很高,虽然为了满足电中性条件,当电子浓度增加  $\Delta n$  时,空穴浓度也增加  $\Delta p$ ,且  $\Delta n = \Delta p$ ,但因为是小注入,  $\Delta n \ll p_p^0$ ,可以认为空穴浓度  $p_p^0 + \Delta p \approx p_p^0$  (平衡空穴浓度),因而在此区域内  $E_F^+ = E_{Fp}$ 。同理,空穴扩散区中电子的准费米能级  $E_F^-$  也等于 n 区的费米能级  $E_{Fn}$ 。

由于势垒区宽度很窄,费米能级在其中的变化极小,可以忽略,所以准费米能级保持水平。同时,势垒区中水平的准费米能级与本征费米能级差值的变化反映了两种载流子浓度的剧烈变化。

电子扩散区  $L_n$  范围内  $E_F^-$  的下降和空穴扩散区  $L_p$  范围内  $E_F^+$  的上升正好反映了在少数扩散区中,非平衡载流子边扩散边复合造成浓度逐渐下降的事实。

### 3. 正向 p-n 结势垒边界处的少数浓度

借助于空穴和电子的准费米能级  $E_F^+$  和  $E_F^-$ ,可以用类似于平衡条件下载流子浓度公式的形式来表示非平衡条件下的载流子浓度:

$$\begin{cases} n = N_C e^{-(E_C - E_F^-)/kT} \\ p = N_V e^{-(E_F^+ - E_V)/kT} \end{cases} \quad (1-24)$$

对于正向 p-n 结,在小注入条件下,  $x_p$  处的空穴浓度

$$p_p(x_p) = p_p^0 + \Delta p \approx p_p^0 = N_V e^{-(E_F^+ - E_{Vp})/kT} \quad (1-25)$$

$x_n$  处的空穴浓度

$$p_n(x_n) = N_V e^{-(E_F^+ - E_{Vn})/kT} \quad (1-26)$$

根据上面的讨论,  $x_p$  处与  $x_n$  处的  $E_F^+$  具有相同的数值,而  $E_{Vp} - E_{Vn} = q(V_D - V_A)$  表示正向电压为  $V_A$  时 p-n 结的势垒高度。

由式(1-26)进行变换,并考虑到式(1-17)和式(1-25)

$$\begin{aligned} p_n(x_n) &= N_V e^{-(E_F^+ - E_{Vn} + E_{Vp} - E_{Vp})/kT} \\ &= N_V e^{-(E_F^+ - E_{Vp})/kT} \cdot e^{-q(V_D - V_A)/kT} \\ &= p_p^0 e^{-qV_D/kT} \cdot e^{qV_A/kT} \\ &= p_n^0 e^{qV_A/kT} \end{aligned} \quad (1-27)$$

类似地得到  $x_p$  处电子浓度

$$n_p(x_p) = n_n^0 e^{-q(V_D - V_A)/kT} = n_p^0 e^{qV_A/kT} \quad (1-28)$$

式(1-27)、式(1-28)直观地表明,正向 p-n 结边界处的少数浓度等于该处的平衡少数浓度乘以一个正向电压的指数项  $e^{qV_A/kT}$ 。