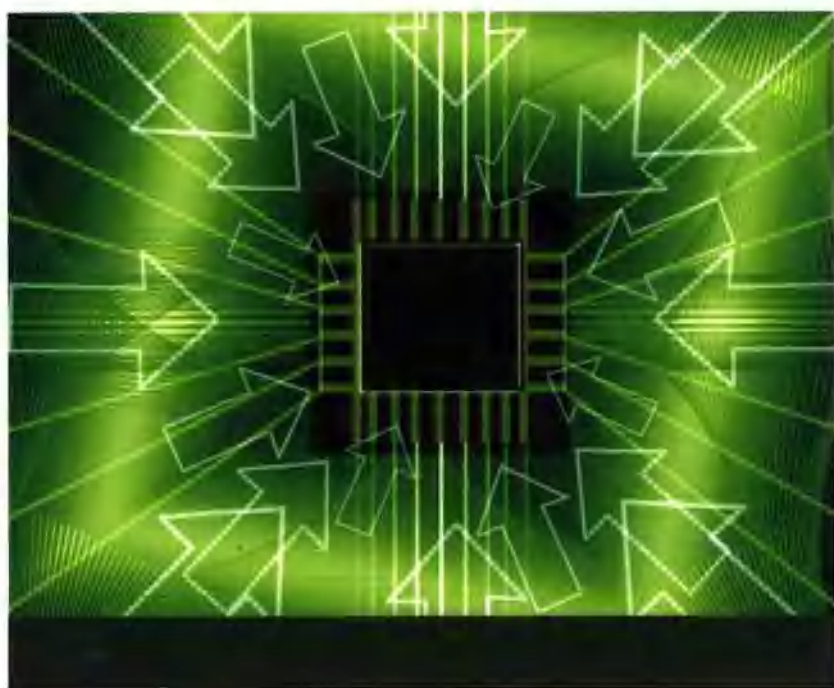


姜岩峰 谢孟贤 编著

微纳电子器件



Chemical Industry Press



化学工业出版社

工业装备与信息工程出版中心

微纳电子器件

姜岩峰 谢孟贤 编著



化学工业出版社
工业装备与信息工程出版中心

· 北 京 ·

(京) 新登字 039 号

图书在版编目 (CIP) 数据

微纳电子器件/姜岩峰, 谢孟贤编著. —北京:
化学工业出版社, 2005.2

ISBN 7-5025-6506-X

I. 微… II. ①姜…②谢… III. 半导体器件
IV. TN303

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2004) 第 137193 号

微纳电子器件

姜岩峰 谢孟贤 编著

责任编辑: 刘 哲 宋 辉

责任校对: 顾淑云 边 涛

封面设计: 于 兵

*

化 学 工 业 出 版 社
工业装备与信息工程出版中心 出版发行

(北京市朝阳区惠新里 3 号 邮政编码 100029)

发行电话: (010) 64982530

<http://www.cip.com.cn>

*

新华书店北京发行所经销

北京市昌平振南印刷厂印刷

三河市宇新装订厂装订

开本 787mm×1092mm 1/16 印张 19¼ 字数 494 千字

2005 年 5 月第 1 版 2005 年 5 月北京第 1 次印刷

ISBN 7-5025-6506-X/TN·18

定 价: 45.00 元

版权所有 违者必究

该书如有缺页、倒页、脱页者, 本社发行部负责退换

内 容 提 要

本书主要讲述一些重要半导体器件的基本工作原理和特性，力求概念阐述清晰和理论联系实际，同时尽可能反映出器件发展的动向。由于纳米电子器件的飞速发展和未来潜在的重大作用，所以本书对此专门作为一个部分进行了简要的介绍。近年来，MEMS（微电子机械系统）器件的出现极大扩展了微电子学领域研究的范畴，本书中简要介绍了 MEMS 器件的主要特点和发展趋势，希望抛砖引玉，能够对国内 MEMS 器件的发展起到一定作用；另外，由于计算机用于半导体器件分析、模拟和设计的重要性，所以我们也专门对此有关的内容作了比较仔细的介绍。

本书可供研制微电子器件及其电路的科技人员参考，也可以供微电子本科生或研究生教学参考之用。

前 言

目前,电子工业已成为世界上规模最大的工业,其全球市场份额已经超过了10 000亿美元。电子器件是电子工业的基础,为满足电子工业的巨大需求,该领域的发展十分迅速。随着微电子技术的发展,半导体器件的特征尺寸已进入超深亚微米,在原理、结构和制造工艺方面有许多重大突破,同时出现了许多新型半导体器件。电子器件方面技术的进步,在今后相当长的时期内仍会继续保持其突飞猛进、日新月异的势头,新器件、新效应、新的物理机制还会不断涌现,电子器件产业的蓬勃发展对人类的进步起到了广泛而深远的影响。

目前国内、外已经有许多关于电子器件物理方面的专著,为培养相关人才和推动科技发展发挥了巨大的作用。本书是在广泛汲取相关研究成果的基础上,将半导体器件物理、纳米器件物理、MEMS(微电子机械系统)器件和半导体器件数值分析等内容进行了整合,对目前的微纳电子器件进行了较全面的概述。

本书主要讲述了一些重要半导体器件的基本工作原理和特性,力求概念阐述清晰,理论联系实际,同时尽可能反映出器件发展的动向;由于纳米电子器件的飞速发展和未来潜在的重大作用,所以本书对此专门作为一个部分进行了简要的介绍;近年来,MEMS(微电子机械系统)器件的出现极大扩展了微电子学领域研究的范畴,本书中简要介绍了MEMS器件的主要特点和发展趋势,希望抛砖引玉,能够对国内MEMS器件的发展起到一定作用;另外,由于计算机用于半导体器件分析、模拟和设计的重要性,所以我们也专门对此相关的内容作了比较仔细的介绍。

本书既可作为研制微电子器件及其电路的科技人员参考书,也可以作为微电子本科生或研究生教学参考之用。

由于作者水平有限,书中难免有错漏之处,笔者抱着抛砖引玉的想法,敬请广大读者批评指正。

编著者

2005年1月于北京

目 录

第 1 章 p-n 结二极管	1
1.1 p-n 结及其空间电荷区	1
1.2 p-n 结的耗尽层 (势垒) 电容	4
1.3 p-n 结的直流特性	6
1.4 p-n 结的小信号特性	12
1.5 p-n 结的开关特性	14
1.6 p-n 结的击穿特性	15
1.7 隧道二极管和反向二极管	18
1.8 异质结二极管	22
1.9 Schottky 二极管	26
1.10 Ohm 接触	29
复习思考题	30
参考文献	31
第 2 章 双极型晶体管 (BJT)	32
2.1 BJT 的基本工作原理	32
2.2 理想 BJT 的直流特性	35
2.3 实际 BJT 的直流特性	43
2.4 BJT 的频率特性	56
2.5 BJT 的功率特性	67
2.6 BJT 的开关特性	74
2.7 异质结双极型晶体管 (HBT)	81
2.8 晶闸管 (Thyristor)	87
复习思考题	90
参考文献	91
第 3 章 场效应晶体管 (FET)	93
3.1 JFET 的基本特性	93
3.2 JFET 的直流参数和低频小信号交流参数	95
3.3 JFET 的频率特性	99
3.4 短沟道 JFET 的特性	102
3.5 JFET 的结构举例	104
3.6 砷化镓金属栅场效应晶体管 (GaAs MESFET)	106
3.7 高电子迁移率晶体管 (HEMT)	108
复习思考题	119
3.8 大尺寸 MOSFET	119

3.9 小尺寸 MOSFET	137
3.10 SOI-MOSFET	152
复习思考题	154
参考文献	155
第4章 其他半导体器件	156
4.1 渡越时间器件 (TTD)	156
4.2 转移电子器件 (TED)	172
复习思考题	186
参考文献	186
第5章 微电子器件的计算机辅助分析 (CAA) 和计算机辅助设计 (CAD)	188
5.1 微电子器件的模型	189
5.2 微电子器件的计算机辅助分析 (CAA)	192
5.3 微电子器件的 CAD 技术	206
5.4 微电子器件 CAA 和 CAD 技术的发展趋势	216
参考文献	218
第6章 MEMS 器件	219
6.1 MEMS 技术现状及前景	219
6.2 用于通信领域的 MEMS 器件	223
6.3 用于生化医学领域的 MEMS 器件	228
6.4 用于惯性测量的 MEMS 器件	232
6.5 几种 MEMS 微执行器	239
参考文献	249
第7章 纳米器件简介	251
7.1 纳米器件工艺概论	251
7.2 纳米体系中的电子波	256
7.3 电子波器件	272
7.4 单电子学——Coulomb 阻塞效应	282
7.5 单电子器件	290
7.6 纳米集成电路概论	302
参考文献	308

第 1 章 p-n 结二极管

p-n 结就是由 p 型半导体和 n 型半导体紧密接触而构成的一个阻挡层体系，具有单向导电性能。p-n 结几乎是所有微电子器件的基础或基本组成部分，由两个 p-n 结背靠背可以组成双极型晶体管 (BJT)，由三个 p-n 结串联可以组成晶闸管，甚至场效应晶体管 (FET) 也离不开 p-n 结。实际上，p-n 结本身 (只要再加上两个电极) 就是一个二极管，它可以用作整流、检波、开关、振荡、发光、检测光等。这一章将通过分析 p-n 结中载流子的分布与运动情况，讲述 p-n 结的内部电荷及电势的分布、单向导电性、电容特性、开关特性和击穿特性等。此外，还将介绍由两种不同种类的半导体所构成的阻挡层体系——异质结，以及异质结二极管。

1.1 p-n 结及其空间电荷区

1.1.1 p-n 结的结构和制造概述

p-n 结按照其形成的方法来区分大致有以下四种。

(1) 合金结 例如在 n 型半导体上放置 III 族杂质金属 In，先让其熔化成合金，然后冷却再结晶，在再结晶过程中，将通过杂质分凝而形成 p 型再结晶层，从而得到 p-n 结。

[注] 杂质分凝的概念：杂质在固体-液体界面上的分凝作用与杂质分别在固体和液体中的溶解度有关，用所谓分凝系数 (杂质在固相中的溶解度与杂质在液相中的溶解度之比) 来描述。再结晶层中杂质的含量即决定于该杂质在固相中的溶解度 (固溶度)。杂质在固体-固体界面上也存在有分凝作用。例如，对 Si/SiO₂ 界面，硼的分凝系数为 3/10，磷的分凝系数约为 10/1；这就是说，掺硼的 Si 经过热氧化以后，Si 表面的硼浓度将减小，而掺磷的 Si 经过热氧化以后，Si 表面的磷浓度将增高。

(2) 生长结 在控制单晶、CVD (化学气相淀积) 生长单晶和 MBE (分子束外延) 生长单晶等过程中改变掺杂型号来获得 p-n 结。

(3) 扩散或离子注入结 在衬底中掺入反型杂质，通过杂质补偿来实现 p-n 结。

[注] 高温扩散的概念：扩散机理有替位式扩散 (例如硼、磷等在 Si 中的扩散) 和间隙式扩散 (如金在 Si 中的扩散)。杂质替位式扩散的速度慢，扩散温度高 (800~1200℃)，可精确控制结深和浓度 (需要控制温度精确至 ±1℃)；杂质间隙式扩散的速度很快 (在 1000℃ 下 10min 就可扩散 200~300μm 的深度)，扩散温度较低一些 (800~1050℃)。扩散杂质的浓度分布一般是余误差 (erfc) 分布 (对于预淀积扩散) 或高斯分布 (对于推进扩散或主扩散)，表面浓度高，体内浓度低；但杂质金等的间隙式扩散，因扩散速度快，可假设浓度分布是均匀的 (浓度大小由该温度下的固溶度决定)。

[注] 离子注入的概念：离子注入也就是在真空中、低温下，把杂质离子加速 (加速电压 ≥ 10⁵ V)，使杂质离子获得很大的动能而直接进入晶体中的方法。晶体在注入离子之后必将同时在其中产生一些晶格缺陷，因此离子注入后需通过退火来消除这些缺陷。一般是采用低温退火或激光退火。注入离子的浓度分布，通常浓度最高处是在表面以内一定深度的地方 (该处附近的浓度呈高斯分布)。离子注入的优点是能精确控制杂质的总剂量、深度分布和面均匀性，而且是低温工艺，可防止原来杂质的再扩散等；同时可实现自对准技术。

(4) 场感应结 例如在半导体表面有反型层（表面沟道）时，在反型层与衬底之间即形成场感应的 p-n 结。

图 1.1 示意地给出了 Si 平面扩散 p-n 结的制作过程。主要的工艺步骤是：衬底制备→氧化→光刻出窗口→从窗口掺入杂质（高温扩散或离子注入）→形成 p-n 结。

由于制作方法的不同，所得到 p-n 结的形式也就有所不同。采用合金的方法可以得到杂质分布在界面处突然改变的 p-n 结（施主和受主的掺杂界线分明），称为突变结；对于一边的掺杂浓度特别高的 p-n 结，特称为单边突变结（例如 p^+-n 结或 n^+-p 结）。对于采用扩散方法而得到的 p-n 结，一般在界面处杂质的分布是缓慢改变的，称为缓变结（常常可近似认为杂质在界面处的分布是线性的，特称为线性缓变结）。

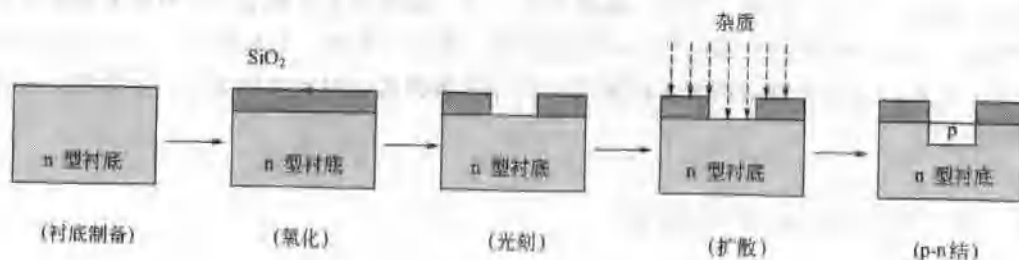


图 1.1 采用 Si 平面工艺制作 p-n 结的基本流程

1.1.2 p-n 结的空间电荷层和内建电场、内建电势

在 p 型半导体和 n 型半导体的交界处存在有所谓空间电荷层，这是造成 p-n 结具有各种功能的根本之所在。

先来说明 p-n 结中空间电荷层的形成。因为 p-n 结两边（p 型半导体和 n 型半导体）的载

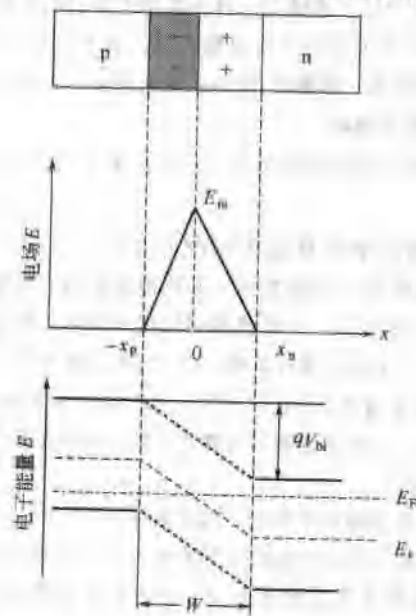


图 1.2 热平衡情况下 p-n 结的电荷、电场和能带

流子要分别往对方扩散，则将在两边由电离杂质中心和载流子形成空间电荷，并从而产生电场 E （称为内建电场），该电场将阻挡载流子的进一步扩散。当电场的阻挡作用与载流子的扩散作用达到平衡时，即成为稳定状态，空间电荷层的厚度 W 也就一定，见图 1.2。由于空间电荷层起着阻挡载流子往对方输运的作用，故又称空间电荷层为势垒层。当内建电场比较强时，空间电荷层中的载流子基本上都被电场驱赶出去了，即空间电荷几乎都是由电离杂质中心所提供，因此这时可认为空间电荷层是所谓耗尽层（耗尽层近似）。一般，为了简单起见，往往近似把空间电荷层看成是耗尽层（实际上耗尽层近似只有在小注入时才成立）。

对于突变 p-n 结（见图 1.2）的空间电荷层，在耗尽层近似下，其中内建电势 Ψ 的分布决定于空间电荷密度 $\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A) \approx q(N_D - N_A)$ ，可通过求解以下 Poisson 方程而得到（其中 p 和 n 分别是空穴和电子浓度， N_D 和 N_A 分别是施主和受主的

浓度, q 是电子电荷):

$$d^2\Psi/dx^2 = -\rho(x)/(\epsilon_s\epsilon_0) \approx -q(N_D - N_A)/(\epsilon_s\epsilon_0) \quad (1.1)$$

对于 $-x_p \leq x \leq 0$, $d^2\Psi/dx^2 = qN_A/(\epsilon_s\epsilon_0)$

对于 $0 \leq x \leq x_n$, $d^2\Psi/dx^2 = -qN_D/(\epsilon_s\epsilon_0)$

式中, ϵ_s 为半导体的相对介电常数 (Si 为 12); ϵ_0 为真空的介电常数 (8.85×10^{-12} F/m)。

利用耗尽层边界和外面电场为 0 的条件, 即得到耗尽层内的电场分布为

$$E(x) = -d\Psi/dx = qN_A(x + x_p)/(\epsilon_s\epsilon_0) \quad (-x_p \leq x \leq 0)$$

$$E(x) = -d\Psi/dx = qN_D(x - x_n)/(\epsilon_s\epsilon_0) \quad (0 \leq x \leq x_n)$$

而最大电场出现在 $x=0$ 处:

$$E_m = (qN_A x_p)/\epsilon = (qN_D x_n)/(\epsilon_s\epsilon_0) \quad (1.2)$$

电场分布 $E(x)$ 曲线下的面积就是内建电势:

$$\begin{aligned} V_{bi} &= -\int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx \\ &= qN_A(-x_p)^2/(2\epsilon_s\epsilon_0) + qN_D(x_n)^2/(2\epsilon_s\epsilon_0) = E_m W/2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

相应的势垒高度为 qV_{bi} 。

从面可得到耗尽层宽度为

$$x_p = \{2\epsilon_s\epsilon_0 N_D V_{bi}/[q(N_D + N_A)N_A]\}^{1/2}$$

$$x_n = \{2\epsilon_s\epsilon_0 N_A V_{bi}/[q(N_D + N_A)N_D]\}^{1/2}$$

$$W = x_n + x_p = [2\epsilon_s\epsilon_0 (N_A + N_D) V_{bi}/(qN_D N_A)]^{1/2} \quad (1.4)$$

耗尽层宽度 (W) 与势垒高度 (qV_{bi}) 直接有关, p-n 结的势垒高度和势垒宽度 (耗尽层宽度) 都由其中的电场分布来决定, 势垒高度增加, 势垒宽度也相应增厚。

特别, 对单边突变的 p^+-n 结, 因为 $N_A \geq N_D$, 则有:

$$x_p \approx 0, W \approx x_n = [2\epsilon_s\epsilon_0 V_{bi}/(qN_D)]^{1/2}$$

$$E_m = qN_D W/(\epsilon_s\epsilon_0), \Psi(x) = |E_m| [x - x^2/(2W)]$$

实质上 p-n 结的内建电势 V_{bi} 也就是 p 型半导体和 n 型半导体之间的接触电势差。虽然这个电势差在外电路表现不出来, 但是它对半导体中载流子的分布却有很大的影响, 是决定半导体器件中物理过程的一个重要因素。内建电势相应的能量 qV_{bi} , 也就是势垒层 (空间电荷层) 所造成的势垒高度。

下面比较几种典型 p-n 结内建电场的分布。

(1) 突变 p-n 结 如图 1.2 所示。在冶金界面处杂质浓度突变 ($N_D \rightarrow N_A$), 内建电场呈线性分布 (三角形), 内建电势为 $V_{bi} = E_m W/2$, 势垒厚度为 $W \propto [(N_A + N_D) V_{bi}/(N_A N_D)]^{1/2}$ 。特别, 对单边突变结 (p^+-n 结), 内建电场的分布可近似为直角三角形, 并且

$$E_m = qN_D W/(\epsilon_s\epsilon_0)$$

$$W = [2\epsilon_s\epsilon_0 V_{bi}/(qN_D)]^{1/2} \quad (1.5)$$

(2) 线性缓变结 在冶金界面处杂质浓度变化缓慢 (设 $N_D - N_A = ax$), 可类似地通过求解相应的 Poisson 方程而得到内建电场的分布近似为抛物线分布, 并且有

$$E_m = \frac{qaW^2}{8\epsilon_s\epsilon_0}$$

$$V_{bi} = \frac{qaW^3}{12\epsilon_s\epsilon_0}$$

$$W = [12\epsilon_s\epsilon_0 V_{bi}/(qa)]^{1/3} \quad (1.6)$$

(3) p-i-n 结 在 i 层中没有掺杂。这种结中的电场分布可求得近似为矩形分布。这时 i 层中没有空间电荷，但是其中却存在有近似均匀的电场。

例 1-1 对硅突变 p⁺-n 结，已知 $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ， $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。试求出 300K 时的内建电势。

解：因为 $n_i^2 = p_{p0}n_{p0} = N_A n_{n0} \exp[-qV_{bi}/(kT)] = N_A N_D \exp[-qV_{bi}/(kT)]$
 则 $V_{bi} = (kT/q) \ln(N_A N_D / n_i^2) = 0.0259 \ln[10^{18} \times 10^{15} / (1.45 \times 10^{10})^2] = 0.755 \text{ V}$

例 1-2 对硅单边突变 p⁺-n 结，已知 $N_A = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ， $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。试求出 300K 时的耗尽层宽度和 0 偏下的最大电场。

解：因为 $V_{bi} = 0.0259 \ln[10^{19} \times 10^{16} / (1.45 \times 10^{10})^2] = 0.874 \text{ V}$
 则 $W = [2\epsilon_s\epsilon_0 V_{bi}/(qN_D)]^{1/2}$
 $= [2 \times 12 \times 8.85 \times 10^{-12} \times 0.874 / (1.6 \times 10^{-19} \times 10^{21})]^{1/2}$
 $= 3.37 \times 10^{-5} \text{ cm} = 0.337 \mu\text{m}$
 $E_m = qN_D W / (\epsilon_s\epsilon_0) = 5.4 \times 10^4 \text{ V/cm}$

1.1.3 p-n 结的能带

对 p-n 结，能带将在空间电荷区发生倾斜，这就表示空间电荷区中存在有电场 E 。

$$E = (1/q) dE_c(x)/dx = (1/q) dE_i(x)/dx \quad (1.7)$$

式中， $E_i(x)$ 为本征 Fermi 能级；导带底能量 E_c 相当于电子的势能。

在热平衡时，p-n 结中的 Fermi 能级 E_F 应该是水平的（即 E_F 与 x 无关），因为

$$J_P = q\mu_p pE - qD_p(dp/dx) \\ = q\mu_p p(1/q)dE_c(x)/dx - kT\mu_p(dp/dx)$$

$$\text{代入 } p = N_v \exp\{-(E_F - E_v)/(kT)\} = n_i \exp[(E_i - E_F)/(kT)]$$

$$\text{和 } (dp/dx) = [p/(kT)][(dE_i/dx) - (dE_F/dx)]$$

$$\text{就得到 } J_P = \mu_p p(dE_F/dx) \quad (1.8)$$

同样可得到

$$J_n = \mu_n n(dE_F/dx) \quad (1.8)'$$

热平衡时应该 $J_P = J_n = 0$ ，故有 $dE_F/dx = 0$ 。

1.2 p-n 结的耗尽层（势垒）电容

1.2.1 非平衡状态下的 p-n 结

见图 1.3，给 p-n 结加上正向电压 V_F 时，势垒高度将由 qV_{bi} 降低到 $q(V_{bi} - V_F)$ ，势垒宽度也相应减薄；加上反向电压 V_R 时，势垒高度将由 qV_{bi} 升高到 $q(V_{bi} + V_R)$ ，势垒宽度也相应增厚。总之，在加有电压 V 时，势垒高度将由 qV_{bi} 变为 $q(V_{bi} - V)$ ，对正向电压， V 取正，势垒高度降低；对反向电压， V 取负，势垒高度增大。

可以想见，凡是与 V_{bi} 有关的量，只要把其中的 V_{bi} 改换成 $(V_{bi} - V)$ 后，就可把 p-n 结在热平衡下的所有关系推广到加有电压 V 的非平衡态去。例如，加有电压 V 时的耗尽层宽度 W 将变为：

对突变结

$$W = [2\epsilon_s\epsilon_0(N_A + N_D)(V_{bi} - V)/(qN_DN_A)]^{1/2} \quad (1.9)$$

对线性缓变结

$$W = [12\epsilon_s\epsilon_0(V_{bi} - V)/(qa)]^{1/3} \quad (1.9)'$$

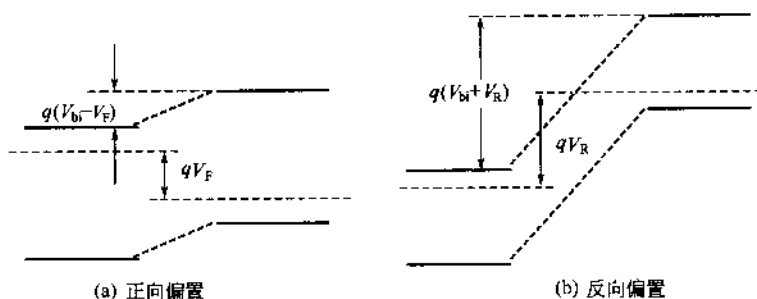


图 1.3 外加电压时 p-n 结的能带

1.2.2 小信号下耗尽层的微分电容（势垒电容） C_j

因为耗尽层厚度 W 随着外加电压 V 而改变，则耗尽层中的空间电荷 Q 也将随着外加电压而改变，这就是 p-n 结的所谓电容效应。

由于

$$dV \approx W dE = W [dQ/(\epsilon_s\epsilon_0)]$$

所以，单位面积的势垒微分电容为

$$C_j = dQ/dV = \epsilon_s\epsilon_0/W \quad (1.10)$$

从而，根据耗尽层厚度 W 与外加电压 V 的关系，有：

$$\text{对突变结} \quad C_j = [q\epsilon_s\epsilon_0 N_D N_A / (N_A + N_D)]^{1/2} (V_{bi} - V)^{-1/2} \quad (1.11)$$

$$\text{对缓变结} \quad C_j = [qa(\epsilon_s\epsilon_0)^2/12]^{1/3} (V_{bi} - V)^{1/3} \quad (1.11)'$$

可见：a. 势垒电容相当于极板间距为耗尽层厚度 W 的平板电容；b. 势垒电容与外加电压 V 有关（正向电压升高时，电容增大；反向电压升高时，电容减小）；c. 势垒电容是非线性电容；d. 势垒电容的大小与 p-n 结面积 A 和半导体介电常数 ϵ_r 有关。

通过测量 p-n 结势垒电容与电压的关系（所谓 C-V 测试技术），可以获得许多有关 p-n 结的微观信息，举例如下。

(1) 测量掺杂浓度和内建电势 对 p^+-n 结，根据 $1/C^2 = 2(V_{bi} - V)/(q\epsilon_s\epsilon_0 N_D A^2)$ ，则可通过测量 $1/C^2 - V$ 关系曲线的斜率和截距来求得 N_D 和 V_{bi} 。对线性缓变结，可通过测量 $1/C^3 - V$ 关系曲线来求得 N_D 和 V_{bi} 。

(2) 确定杂质浓度的分布 对单边突变结，可容易测量出轻掺杂一边的杂质浓度分布 $N(W)$ 。因为 $dQ = qAN(W)dW$ ，而 Poisson 方程给出

$$dE = dQ/(A\epsilon)$$

又 $dE = dV/W$ ，则

$$dQ/dV = A\epsilon_s\epsilon_0/W \equiv C$$

所以

$$N(W) = [2/(qA^2\epsilon_s\epsilon_0)] [d(1/C^2)/dV] \quad (1.12)$$

1.2.3 正偏时的势垒电容

在 p-n 结正偏时，将有大量的载流子通过势垒区，则耗尽层近似不再成立，故上述通常

的计算势垒电容的公式也就不适合正偏时的势垒电容。但一般可近似认为正偏时的势垒电容等于 0 偏时的势垒电容的 4 倍，即有：

对单边突变 (p^+-n) 结 $C_j = 4[q\epsilon_s\epsilon_0 N_D / (2V_{bi})]^{1/2}$ (1.13)

对线性缓变结 $C_j = 4[q a \epsilon_s \epsilon_0^2 / (12V_{bi})]^{1/3}$ (1.13)'

实际上，p-n 结在较大正偏时所表现出的电容，主要不是势垒电容，而是扩散电容（是注入载流子存储电荷随着电压变化的一种效应，而且扩散电容随正向电压按指数式增大）。

1.3 p-n 结的直流特性

1.3.1 p-n 结中载流子的注入和抽取

当 p-n 结上加有电压时，势垒高度和势垒厚度都将发生变化。如果外加的是正向电压，则势垒高度降低，使阻挡载流子往对方扩散的作用减弱，从而发生少数载流子的大量注入（大量电子从 n 型区注入到 p 型区，大量空穴从 p 型区注入到 n 型区）。注入到对方去的少数载流子首先在势垒区边缘处积聚（积聚的有效范围就是少数载流子的扩散长度，p-n 结的这个区域就称为扩散区），然后再依靠浓度梯度往半导体内部扩散，从而形成较大的通过 p-n 结的电流——正向电流。显然，如此形成的 p-n 结正向电流是少数载流子的扩散电流，如图 1.4 (a) 所示。

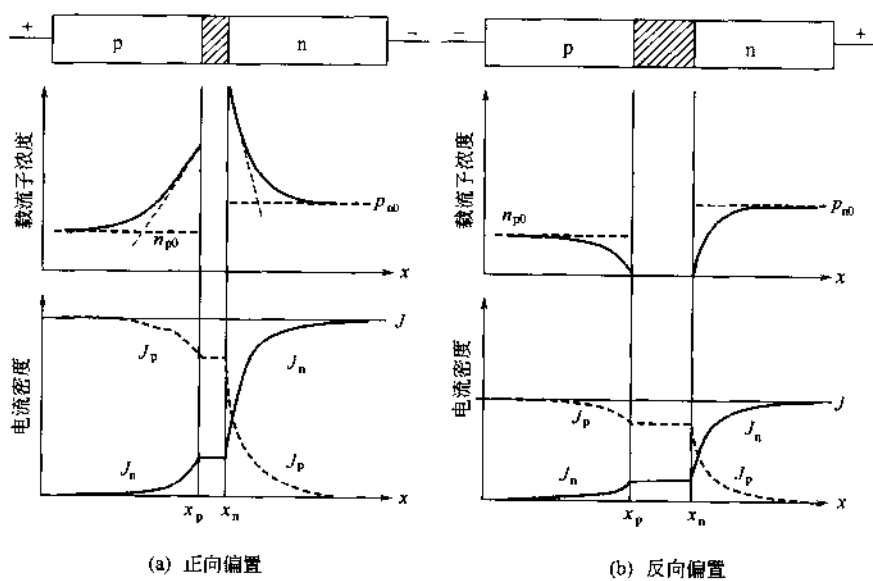


图 1.4 加有正向和反向电压的 p-n 结

如果在 p-n 结上外加的是反向电压，则势垒升高，使阻挡载流子往对方扩散的作用加强，这时将不会出现少数载流子的注入，从而不会有注入-扩散形成的反向电流，但是在势垒边缘处的少数载流子将要受到势垒中电场的作用，可以被抽取到对方，从而形成通过 p-n 结的反向电流。但这时因为总的少数载流子浓度很低，则在势垒边缘产生的浓度梯度很小，少数载流子往势垒边缘处扩散的电流也很小，所以 p-n 结的反向电流很小。但应该强调的是这种微小的反向电流也是由于少数载流子在扩散区的扩散所形成的电流，属于扩散电流，并

非漂移电流。如图 1.4 (b) 所示。

综上所述, a. 通过 p-n 结的正向电流较大, 而反向电流很小, 因此 p-n 结具有单向导电性; b. 无论是较大的正向电流, 还是很小的反向电流, 都是少数载流子的扩散电流; c. p-n 结可分为三个区域, 即空间电荷区 (势垒区)、空间电荷区两边的扩散区、扩散区以外的两个电中性区, 而其中两个扩散区是影响 p-n 结导电性能的主要区域。

在半导体中注入少数载流子时, 就打破了热平衡, 则载流子浓度的乘积变为

$$np = n_i^2 \exp[(E_{Fn} - E_{Fp})/(kT)] = n_i^2 \exp[qV/(kT)] \quad (1.14)$$

在小注入 (即注入的少数载流子浓度远小于多数载流子浓度) 情况下, 半导体中的多数载流子浓度近似为掺杂浓度:

$$n_n \approx n_{n0}, \quad p_p \approx p_{p0}$$

而在耗尽层边缘处的少数载流子浓度则为

$$n_p(-x_p) = (n_i^2/p_p) \exp[qV/(kT)] \approx np_0 \exp[qV/(kT)] \quad (1.15)$$

$$p_n(x_n) \approx p_{n0} \exp[qV/(kT)] \quad (1.15)'$$

这里 E_{Fn} 和 E_{Fp} 分别是电子和空穴的准 Fermi 能级, 其余符号同习惯用法。

1.3.2 理想 p-n 结的伏-安特性

至今我们讨论的 p-n 结都是理想的 p-n 结。所谓“理想”是指: p-n 结两边的半导体是非简并的; 载流子的注入属于小注入; 可采用耗尽层近似; 势垒区无复合中心的影响。现在就来计算这种理想的 p-n 结的电流与电压的关系。

见图 1.4 (a), 在 n 型一边的中性区 ($x \geq x_n$) 内, 空穴浓度分布的连续性方程是

$$\partial p_n / \partial t = D_p (\partial^2 p_n / \partial x^2) - (p_n - p_{n0}) / \tau_p$$

稳定时, $\partial p_n / \partial t = 0$, 则得到扩散方程:

$$d^2 p_n / dx^2 - (p_n - p_{n0}) / (D_p \tau_p) = 0 \quad (1.16)$$

对突变结, $dp_{n0}/dx = 0$, 则扩散方程成为

$$[d^2 (p_n - p_{n0}) / dx^2] - (p_n - p_{n0}) / L_p^2 = 0, \quad L_p = (D_p \tau_p)^{1/2} \quad (1.16)'$$

对正偏 p-n 结, 在 n 型中性区, 方程的边界条件是:

$$x = x_n \text{ 时,} \quad (p_n - p_{n0}) = p_{n0} \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \} \quad (1.17)$$

$$x = (n \text{ 区的长度 } W_n) \text{ 时,} \quad p_n - p_{n0} = 0 \quad (1.17)'$$

解出以上扩散方程, 即得到注入到 n 型区的少数载流子 (空穴) 的浓度分布为

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} [\exp(qV/kT) - 1] \{ \sinh[(W_n - x)/L_p] \} / \{ \sinh[(W_n - x_n)/L_p] \} \quad (1.18)$$

对长 n 区 ($W_n \geq L_p$), 方程的解可简化为指数分布:

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} [\exp(qV/kT) - 1] \exp[-(x - x_n)/L_p] \quad (1.19)$$

对短 n 区 ($W_n \ll L_p$), 方程的解可近似为线性分布:

$$p_n - p_{n0} \approx [p_n(0) - p_{n0}] (1 - x/W_n) \quad (1.20)$$

知道了非平衡少数载流子的浓度分布, 就可立即计算出电流密度。在 n 型一边注入的少数载流子 (空穴) 扩散而形成的电流密度与其浓度梯度成正比, 即

$$J_p = -qD_p d(p_n - p_{n0})/dx|_{x_n} = (qD_p/L_p) \times p_{n0} \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \} \quad (1.21)$$

同样, 在 p 型一边, 通过求解注入的少数载流子 (电子) 的扩散方程, 可得到电子的浓度分布和相应的扩散电流密度分别为:

$$(n_p - n_{p0}) = n_{p0} \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \} \exp[(x + x_p)/L_n] \quad (1.19)'$$

$$J_n = qD_n d(n_p - n_{p0})/dx|_{x_p} = (qD_n/L_n) \times n_{p0} \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \} \quad (1.21)'$$

从而, 通过 p-n 结的总电流密度为

$$J = J_p + J_n = J_s \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \} \quad (1.22)$$

其中 J_s 是反向饱和电流密度:

$$\begin{aligned} J_s &= (qD_p p_{n0}/L_p) + (qD_n n_{p0}/L_n) \\ &= q[D_p/(L_p N_D) + D_n/(L_n N_A)] n_i^2 \propto n_i^2 \end{aligned} \quad (1.23)$$

如果对 p-n 结加上反向电压, 则同样可通过在 p-n 结两边的扩散区中, 求解少数载流子的扩散方程 (边界条件是: 在 x_n 和 x_p 处载流子浓度均为 0) 来得到少数载流子的浓度分布和相应的扩散电流密度 (此电流密度就是反向饱和电流密度)。

p-n 结的电流与电压的关系 (I - V 特性) 示出在图 1.4 中 (实线), 即在理想情况下, 正向电流基本上随着正向电压指数式上升, 而反向电流基本上与电压无关, 保持为很小的所谓反向饱和电流。因此, p-n 结具有很好的单向导电性。

对于短中性区 ($W_n < L_p$, $W_p < L_n$) 的 p-n 结, 由于半导体表面复合强烈, 在表面处的非平衡载流子浓度应该为 0。这时非平衡载流子浓度的分布可简单地从上述结果中得到, 即分别用 $(W_n - x_n)$ 和 $(W_p - x_p)$ 来代替上述结果中的 L_p 和 L_n , 从而这时载流子浓度近似为线性分布, 浓度梯度增大, 则通过 p-n 结的电流增加 (同时反向饱和电流 J_s 也增加)。可见, 如果不是采用短中性区, 而是增大 p-n 结两端半导体的表面复合速度, 也将同样使载流子分布的浓度梯度增大, 有增大 p-n 结电流的效果; 相反, 若减弱端头半导体的表面复合速度, 则将使通过 p-n 结的电流减小。

总之, 通过以上的讨论得知以下结论。

① 通过理想 p-n 结的电流, 无论是正向电流, 还是反向电流, 都是少数载流子在中性区内扩散而形成的电流 (并不是漂移电流); 电流的大小决定于少数载流子扩散的浓度分布, 与浓度分布的梯度成正比例 (与浓度大小无关); 而扩散区的有效范围是少数载流子的扩散长度大小。至于势垒区中的电场, 这时并不对通过 p-n 结的电流起限制作用。

② 通过理想 p-n 结的正向电流与电压有指数关系, 而理想 p-n 结的反向电流是与电压无关的很小的饱和电流, 但与平衡少数载流子浓度成比例, 从而比例于 n_i^2 , 又由于 n_i 与温度之间有费密分布关系, 则反向电流与温度有很大的关系。

现在来简单说明温度对理想 p-n 结特性影响的具体情况。当反向电压 $V > 3kT/q$ 时, 对电流密度 J 有

$$J = J_s \propto n_i^2 \propto T^3 \exp[-E_{go}/(kT)]$$

则得到

$$(1/J_s)(dJ_s/dT) \approx E_{go}/(kT^2) \quad (1.24)$$

对硅 p-n 结, 因为 $E_{go} \approx 1.17\text{eV}$, 则在室温附近每增加 1°C , 反向饱和电流密度 J_s 就相对增加 15% (即每增加 6°C , J_s 就增加 1 倍)。

当加上正向电压时, 有

$$(dV/dT)_{\text{电流不变}} = (V/T) - (kT/q)(1/J_s)(dJ_s/dT) = (V - E_{go}/q)/T \quad (1.25)$$

$$(1/J)(dJ/dT)_{\text{电压不变}} = (1/J_s)(dJ_s/dT) - qV/(kT^2) = (E_{go} - qV)/(kT^2) \quad (1.26)$$

从而对硅 p-n 结, p-n 结的正向电压随温度的变化率约为 $-2\text{mV}/^\circ\text{C}$ (这种灵敏的变化关系可以用来测量和控制温度); 而正向电流随温度的变化是每增加 10°C , 正向电流约增加 1 倍 (在典型的工作电压为 0.6V 和室温附近时)。

例 1-3 对理想的硅 p-n 结, 已知 $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_A = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_n = \tau_p = 1 \mu\text{s}$, $A = 0.01 \text{ cm}^2$ 。若 p-n 结势垒两边中性区的长度大于少子的扩散长度。试求出 300K 下正向电流为 1mA 时的外加电压。

解: 首先, 从半导体物理的有关表格上可以查得载流子的迁移率: $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时为 $\mu_p = 500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, $N_A = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时为 $\mu_n = 180 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$; 并根据 Einstein 关系得到

$$D_p = 0.026 \times 500 = 13 \text{ cm}^2/\text{s}, D_n = 0.026 \times 180 = 4.7 \text{ cm}^2/\text{s}$$

则

$$L_p = (D_p \tau_p)^{1/2} = 3.6 \times 10^{-3} \text{ cm}, L_n = (D_n \tau_n)^{1/2} = 2.2 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

又

$$p_{n0} = n_i^2 / N_D = 2.25 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}, n_{p0} = n_i^2 / N_A = 45 \text{ cm}^{-3}$$

从而得到反向饱和电流为

$$I_S = qA(D_p p_{n0} / L_p) + (D_n n_{p0} / L_n) = 1.3 \times 10^{-13} \text{ A}$$

外加电压 $V = (kT/q) \ln[(I/I_S) + 1] = 26 \ln[10^{-3} / (1.3 \times 10^{-13}) + 1] = 610 \text{ mV}$

1.3.3 实际 p-n 结的伏-安特性

对于一个实际的 p-n 结, 其中势垒区中往往存在一些起着特殊作用的深能级杂质或缺陷。这些深能级中心可以起复合载流子的作用, 也可以起产生载流子的作用 (决定于势垒区中的载流子浓度高低)。

① 在反向偏置时, 由于抽取作用, 空穴浓度和电子浓度的乘积 $pn < n_i^2$, 则以复合中心产生载流子的过程为主。因为产生率为

$$G = -U = n_i / \tau_g$$

τ_g 为载流子的产生寿命, 所以反向的产生电流密度为

$$J_g = \int_0^W qG dx \approx qn_i W / \tau_g \propto n_i \quad (1.27)$$

而理想 p-n 结的反向 (扩散) 电流 $\propto n_i^2$, 所以, 对 n_i 较大的半导体 (如 Ge), 其 p-n 结在室温下的反向电流以扩散电流为主; 但对 n_i 较小的半导体 (如 Si、GaAs), 其 p-n 结在室温下的反向电流可能以势垒区中的产生电流为主。

② 在正向偏置时, 由于载流子的注入, 将有 $pn > n_i^2$, 则复合中心的作用以复合过程为主。因为在 $n = p = n_i \exp[qV/(kT)]$ 处有最大的复合率, 为

$$U_{\max} = (n_i / 2\tau_r) \exp[qV/(2kT)]$$

式中, $\tau_r = (\sigma_0 v_{th} N_t)^{-1}$ 表示有效复合寿命; N_t 为复合中心浓度; σ_0 为俘获截面, 代表复合中心俘获载流子的本领; v_{th} 为载流子热运动的速度。若不区分电子和空穴的有效质量, 在 300K 时, $v_{th} \approx 10^7 \text{ cm/s}$, 则势垒区中载流子复合引起的电流密度为

$$J_r \approx (qn_i W / 2\tau_r) \exp[qV/(2kT)] \quad (1.28)$$

这时总的正向电流密度为 (对 p⁺-n 结)

$$J_F = q(D_p / \tau_p)^{1/2} (n_i^2 / N_D) \exp[qV/(kT)] + (qn_i W / 2\tau_r) \exp[qV/(2kT)] \quad (1.29)$$

总之, 通过实际 p-n 结的电流共有三种成分 (不考虑 p-n 结电容的效应):

a. 少数载流子在中性区的扩散电流

$$I_{扩散} = I_S \{ \exp[qV/(kT)] - 1 \} \quad (1.22)'$$

$$I_S = (qAD_p p_{n0} / L_p) + (qAD_n n_{p0} / L_n) = qA[D_p / (L_p N_D) + D_n / (L_n N_A)] n_i^2$$

b. 势垒区中的复合电流（在低的正向电压时重要）

$$I_{\text{复合}} = (qAn_iW/2\tau_r)\exp[qV/(2kT)] \quad (1.28)'$$

势垒区中的产生电流（在反向电压时重要）

$$I_{\text{产生}} = (qAn_iW/\tau_g) \quad (1.27)'$$

1.3.4 大注入时 p-n 结的伏安特性

p-n 结在大注入时需要考虑三个方面的影响问题。

① 边界条件的变化。由于在大注入时 p-n 结势垒区边界的载流子浓度为 $p_n(x_n) \approx n_n$, $n_p(-x_p) \approx p_p$, 代入到 $p_n = n_i^2 \exp[qV/(kT)]$ 中, 就得到大注入时的边界条件为

$$p_n(x_n) = n_i \exp[qV/(2kT)], \quad n_p(-x_p) = n_i \exp[qV/(2kT)] \quad (1.30)$$

② 大注入自（内）建电场的影响。根据半导体物理得知, 当有大量少数载流子注入到中性区时, 同时即将有大量的多数载流子积累起来（浓度梯度与少数载流子的相同）以维持电中性; 而多数载流子在中性区的扩散势必产生一个指向少数载流子的电场, 这就是大注入自（内）建电场, 这个电场具有加速少数载流子运动的作用, 但是对多数载流子的扩散却起着阻止作用。

对于大注入的 p-n 结, 考虑 p 型一边的中性区, 若注入的电子浓度 $n(x) \geq$ 掺杂浓度 $N(x)$, 则该区中的多数载流子空穴浓度为 $p(x) = N(x) + n(x)$ 。当稳定时, 净空穴电流为 0, 即空穴的扩散电流与漂移电流相等:

$$p\mu_p E = D_p(dp/dx)$$

于是得到该中性区内的大注入自建电场为

$$E = (kT/q)(1/p)(dp/dx) \\ = \{N(x)/[N(x) + n(x)]\}E_0 + (kT/q)\{1/[N(x) + n(x)]\}[dn(x)/dx]$$

式中 $E_0 \equiv (kT/q)[1/N(x)][dN(x)/dx]$ 是掺杂浓度分布不均匀所产生的自建电场（参见第 2 章中对缓变基区晶体管的讨论）; 上式的第二项即是大注入的自建电场。可见: a. 对于一般的掺杂浓度分布不均匀的 p-n 结, 在大注入时, 将出现两个自建电场, 其一是掺杂浓度分布不均匀所产生的, 其二是大注入所产生的; b. 随着注入水平的增大 [即 $n(x)$ 增大], 掺杂浓度分布不均匀所产生的自建电场逐渐减弱, 而大注入的自建电场则逐渐增强, 显然, 对很大注入的情况, 大注入自建电场的强弱与 p-n 结的掺杂均匀与否关系不大, 实际上这时掺杂不均匀产生的自建电场往往可以忽略; c. 不管 p-n 结的掺杂是否均匀, 大注入自建电场都决定于注入载流子浓度的分布 $dn(x)/dx$ 。

③ p-n 结大注入自建电场对少数载流子输运的影响。考虑到上面自建电场的表示式, 少数载流子（电子）的电流可表示为

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n(dn/dx) \\ = qD_n\{[n/(N+n)]d(N+n)/dx + dn/dx\}$$

对掺杂均匀 ($dN/dx=0$) 而且是短基区 ($W < L_n$) 的情况, 电子浓度的分布是线性的, 由上式可以得到

$$J_n = q(2D_n)[n(0)/W]$$

其中 $n(0)$ 是 p-n 结边界处的电子浓度, 它与电压有指数关系。把此结果与上述线性浓度分布下的小注入扩散电流进行比较, 即可见到, 大注入自建电场的作用就相当于使少数载流子的扩散系数增大 1 倍。