

内 容 提 要

本书全面介绍双极型与单极型晶体管的基本理论和实用知识。按技术性能划分为直流、频率、开关、功率、噪声等章节。此外，还专辟了一些章节讲述晶体管设计和制造中的理论问题，并附有各种图表以供参考。书中每章后有大量的习题和思考题，供读者巩固及加深理解所学的知识。

本书物理概念清晰，避免了冗长而又无实际意义的数学公式。内容除包括了必需的基础知识外，还反映了国内外的最新成就。习题富有启发性。在双极型器件中系统地采用了现代流行的电荷控制法，并介绍了为计算机模拟所需的 Ebers-Moll、Gummel-Poon 等模型。

晶 体 管 原 理 与 设 计

陈 星 弼 唐 茂 成

*

成都电讯工程学院出版社出版
成都电讯工程学院出版社印刷厂印刷

四川省新华书店发行

*

开本 787×1092 1/16 印张 22.25 字数 591千字
版次 1987 年 4 月 第一版 印次 1987 年 4 月 第一次印刷
印数 1—4500册
书号：15452·6 定价：3.70元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校工科电子类专业课教材的编审、出版的组织工作。从一九七七年底到一九八二年初，由于各有关院校，特别是参与编审工作的广大教师的努力和有关出版社的紧密配合，共编审出版了教材 159 种。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应社会主义现代化建设培养人才的需要，反映国内外电子科学技术水平，达到“打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学”的要求，在总结第一轮教材编审出版工作经验的基础上，电子工业部于一九八二年先后成立了高等学校《无线电技术与信息系统》、《电磁场与微波技术》、《电子材料与固体器件》、《电子物理与器件》、《电子机械》、《计算机与自动控制》、中等专业学校《电子类专业》、《电子机械类专业》共八个教材编审委员会，作为教材工作方面的一个经常性的业务指导机构。并制定了一九八二~一九八五年教材编审出版规划，列入规划的教材、教学参考书、实验指导书等共 217 种选题。在努力提高教材质量，适当增加教材品种的思想指导下，这一批教材的编审工作由编审委员会直接组织进行。

这一批教材的书稿，主要是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中评选择优和从第一轮较好的教材中修编产生出来的。广大编审者，各编审委员会和有关出版社都为保证和提高教材质量作出了努力。

这一批教材，分别由电子工业出版社、国防工业出版社、上海科学技术出版社、西北电讯工程学院出版社、湖南科学技术出版社、江苏科学技术出版社、黑龙江科学技术出版社、天津科学技术出版社和成都电讯工程学院出版社承担出版工作。

限于水平和经验，这一批教材的编审出版工作肯定还会有许多缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议，共同为提高工科电子类专业课教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

目 录

第一章 p-n 结

§ 1-1 p-n结的平衡状态.....	(1)
§ 1-2 p-n结在正向电压下的特性.....	(7)
§ 1-3 p-n结在反向电压下的特性.....	(13)
§ 1-4 准费米能级.....	(17)
§ 1-5 p-n结势垒电容.....	(21)
§ 1-6 p-n结小讯号交流特性; 扩散电容.....	(27)
§ 1-7 p-n结的开关特性.....	(29)
§ 1-8 p-n结的击穿.....	(34)

第二章 晶体管的直流特性

§ 2-1 均匀基区晶体管的放大系数.....	(50)
§ 2-2 缓变基区晶体管的放大系数.....	(57)
§ 2-3 晶体管的电流-电压方程.....	(64)
§ 2-4 晶体管的反向特性.....	(69)
§ 2-5 基极电阻.....	(77)
§ 2-6 直流小信号参数与等效电路.....	(83)

第三章 晶体管的频率特性

§ 3-1 基区输运系数和频率的关系.....	(93)
§ 3-2 电流放大系数与频率的关系.....	(101)
§ 3-3 交流小信号电流-电压方程.....	(113)
§ 3-4 功率增益和最高振荡频率.....	(121)
附录 从连续性方程推导本征晶体管的电流与电压的关系	(125)

第四章 晶体管的功率特性

§ 4-1 大注入效应.....	(133)
§ 4-2 大电流下的基区扩展效应.....	(138)
§ 4-3 发射极电流集边效应.....	(143)
§ 4-4 晶体管的热学性质.....	(147)
§ 4-5 二次击穿和安全工作区.....	(154)

第五章 晶体管的开关特性

§ 5-1 晶体管的开关作用和静态大信号特性.....	(163)
-----------------------------	---------

§ 5-2 晶体管的开关过程·····	(172)
§ 5-3 电荷控制模型及葛谋-潘模型·····	(173)

第六章 晶体管的噪声特性

§ 6-1 晶体管的噪声·····	(188)
§ 6-2 晶体管的噪声源·····	(190)
§ 6-3 晶体管的高频噪声等效电路·····	(194)
§ 6-4 高频噪声系数的近似表达式·····	(197)
§ 6-5 晶体管高频噪声的基本特性·····	(201)

第七章 晶体管的设计

§ 7-1 概述·····	(205)
§ 7-2 高频和微波功率晶体管的设计·····	(206)
§ 7-3 微波功率晶体管设计实例·····	(229)
§ 7-4 高频和微波低噪声晶体管的设计·····	(236)

第八章 结型栅与肖特基势垒栅场效应晶体管

§ 8-1 基本工作原理·····	(250)
§ 8-2 JFET 的电流-电压方程·····	(253)
§ 8-3 JFET 的直流和小信号交流参数·····	(259)
§ 8-4 JFET 的小信号高频等效电路及其频率特性·····	(262)
§ 8-5 短沟道 JFET 中强电场中迁移率调制效应·····	(268)
§ 8-6 JFET 的高频噪声·····	(273)
§ 8-7 结型场效应晶体管的结构·····	(276)

第九章 绝缘栅场效应晶体管

§ 9-1 MOSFET 的工作原理和特性·····	(283)
§ 9-2 MOSFET 的阈值电压 V_T ·····	(286)
§ 9-3 MOSFET 输出特性的数学分析·····	(292)
§ 9-4 MOSFET 的亚阈值导电·····	(297)
§ 9-5 MOSFET 的直流参数及其与温度的关系·····	(299)
§ 9-6 MOSFET 的小信号参数、高频等效电路及其频率特性·····	(304)
§ 9-7 MOSFET 的噪声·····	(316)
§ 9-8 短沟道效应·····	(322)
§ 9-9 MOSFET 的结构·····	(339)

第一章 p-n 结

最常用的半导体器件是 p-n 结二极管, npn 或 pnp 三极管(又称晶体管或双极型晶体管), 场效应晶体管(又称单极型晶体管)以及由它们为基本单元构成的集成电路。

所谓 p-n 结, 就是一块单晶半导体, 其中一部分是 p 型, 另外的部分是 n 型。pnp(或 npn)晶体管的结构, 是在两层 p 型区(或 n 型区)中央一层 n 型区(或 p 型区), 构成两个背靠背的 p-n 结。多数场效应晶体管也有两个 p-n 结, 只是它们的工作不是主要靠这两个结的特性而已。

§1-1 p-n 结的平衡状态

平衡态是指系统在没有外界作用影响下, 宏观上达到的稳定状态。本节所讨论的是 p-n 结在没有外加电压时的稳定状态。

1. 空间电荷区的形成

p 区和 n 区的交界面称为冶金结面。在平衡状态下, 结面附近一个薄的区域内有空间电荷存在, 如图 1-1 所示。也就是说, 平常讲平衡时半导体内部是电性中性的, 在 p-n 结的情形下, 在结面附近的区域内这一条件不再存在。

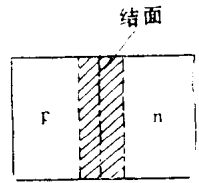


图1-1 p-n 结(阴影区为空间电荷区)

为了说明空间电荷区的形成, 不妨设想 p 区和 n 区原来是分离的, 讨论在这两区接触以后的变化。

设 p 区和 n 区中受主和施主浓度各为 N_A 和 N_D , 我们知道, 一般

$$N_A, N_D \gg n_i$$

n_i 是本征载流子浓度。根据电性中和条件, p 区中平衡空穴浓度 p_{p0} 和 n 区中平衡电子浓度 n_{n0} 各为

$$p_{p0} = N_A \gg n_i \quad (1-1)$$

$$n_{n0} = N_D \gg n_i$$

而 p 区及 n 区中的平衡少子浓度可利用 $n \cdot p = n_i^2$ 的条件求得

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} \ll n_i; \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A} \ll n_i \quad (1-2)$$

可见:

$$p_{p0} \gg n_i \gg p_{n0}; \quad n_{n0} \gg n_i \gg n_{p0} \quad (1-3)$$

显然, 两区接触后, p 区结面附近的空穴将向空穴浓度低的 n 区内扩散, 其结果使得结面的 p 侧空穴浓度低于电离受主浓度, 出现负的空间电荷。同样地, 电子从结面的 n 侧向 p 区内扩散, 使这一侧出现正的空间电荷。

扩散运动造成了结面两旁一正一负的空间电荷区, 这个空间电荷区内的电场方向是从 n 区侧指向 p 区侧, 它对空穴的作用方向恰好与空穴扩散方向相反, 使空穴作与其扩散方向相反的漂移运动。同样, 电子的扩散流及起源于此的漂移流方向也是相反的。

随着扩散的进行, 电场逐渐增强, 最后, 两种流动相等, 达到流过结的电流为零的稳定

状态。

应当注意，实际上这种稳定状态在 p-n 结经过一定工艺条件形成时就已经达到了。

2. 耗尽区

处理 p-n 结的问题时，常常假设空间电荷区中，载流子已全部离去，这称为耗尽近似。此区内的电离杂质是构成空间电荷的唯一来源。不言而喻，这等于同时假设了在空间电荷区外，多子浓度仍然等于电离杂质浓度，维持了完全的电中性——中性近似。

具体讲，在 p 区的耗尽区中空穴已全部离去，留下未被中和的电离受主，故空间电荷密度为 $-qN_A$ 。同理，在 n 区的耗尽区中空间电荷密度为 qN_D 。

为求出耗尽层中电场的分布，将高斯定理

$$\oint \vec{\mathcal{E}} \cdot d\vec{A} = Q \quad (1-4)$$

(式中， $\vec{\mathcal{E}} = \epsilon_s \vec{E}$ ， ϵ_s 为半导体的介电常数； Q 为闭合积分面内的总电荷， $d\vec{A}$ = 面积元矢量) 应用到图 1-2 的圆柱体上，规定电场 $\mathcal{E}$ 的正方向为 $-x$ 方向(从 n 侧指向 p 侧)，圆柱体的轴也在 x 方向，其截面积等于 1。闭合积分可写成下面几部分之和

$$\oint = \int (\text{耗尽层底面}) + \int (\text{圆柱体侧面}) + \int (\text{中性 n 区底面})$$

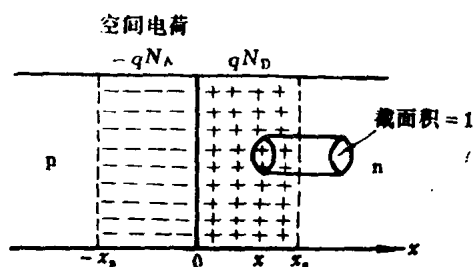


图1-2 计算耗尽层中电场分布的圆柱体

右边第二个积分由于侧面的 $d\vec{A}$ 与 $\vec{\mathcal{E}}$ 垂直，结果为

零。第三个积分由于中性 n 区内没有电场，积分为零。这样，我们得到

$$\epsilon_s \mathcal{E}(x) = x \text{ 右边单位面积上总电荷} \quad (1-5)$$

如果 p-n 结中 n 区及 p 区的掺杂浓度都是均匀的，那么电荷在冶金结面将发生突变，因此将这种结称为突变结。

对于突变结，在 $x > 0$ 时，式(1-5)右方为 $qN_D(x_n - x)$ ，因此

$$\mathcal{E}(x) = \frac{1}{\epsilon_s} q(x_n - x)N_D \quad (x_n > x > 0) \quad (1-6a)$$

$\mathcal{E}$ 与 x 是线性关系。在 $x = x_n$ (耗尽区边界)处 $\mathcal{E} = 0$ 。

用同样的方法可得到耗尽区 p 侧 ($x < 0$) 的电场分布

$$\mathcal{E}(x) = \frac{1}{\epsilon_s} q(x + x_p)N_A \quad (0 > x > -x_p) \quad (1-6b)$$

这也是线性关系。在 $x = -x_p$ (耗尽区边界)处 $\mathcal{E} = 0$ 。

显然，电场的最大值 $\mathcal{E}_{max}$ 发生在冶金结界面 ($x = 0$) 处，其值符合下面关系

$$\epsilon_s \mathcal{E}_{max} = qx_n N_D = qx_p N_A \quad (1-7)$$

空间电荷区内的电场称为内建电场，它所造成的 p 区与 n 区的电位差称为扩散电势，这是因为它来源于载流子的扩散。它又称为内建电压，因为这电压不是由外加电源而来的。我们用 V_{bi} 来表示这个电压。

下面我们从分析空穴由 p 区到 n 区的扩散运动，来导出平衡时 p-n 结的内建电压 V_{bi} (它当然也可由电子从 n 区向 p 区的扩散运动来推得)。

空穴的扩散流密度为 $-D_p \frac{dp}{dx}$, 漂移流密度为 $p\mu_p \mathcal{E}$, D_p 及 μ_p 各为空穴的扩散系数及迁移率。平衡时这两种流互相抵消, 空穴流密度 F_p 为零。即

$$F_p = -D_p \frac{dp}{dx} + p\mu_p \mathcal{E} = 0 \quad (1-8)$$

由这个平衡条件并应用爱因斯坦关系, 就可以决定平衡结的内建电场 $\mathcal{E}$

$$\mathcal{E} = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{d \ln p}{dx} \quad (1-9)$$

其中, k 为波尔兹曼常数, T 为绝对温度。

这个电场在结两侧的 n 型中性区和 p 型中性区间所造成的电位差(即扩散电势差 V_{bi}) 为

$$V_{bi} = \int_{n\text{区}}^{p\text{区}} \mathcal{E} dx = -\frac{kT}{q} \ln p \Big|_{n\text{区}}^{p\text{区}}$$

积分限是结两边离结较远的无电场处, 在

p 区: $p = p_{p0} = N_A$

n 区: $p = p_{n0} = n_i^2 / n_{n0} = n_i^2 / N_D$

上面的后一式中利用了下面的重要关系: 在任一区中, 两种载流子的平衡浓度之乘积为

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_G/kT)$$

N_c 及 N_v 是导带及价带的有效能级密度, E_G 是禁带宽度。

将 p 在两区的平衡值代到前面 V_{bi} 式中, 得到

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0} n_{n0}}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad (1-10)$$

从式(1-10)可以看出: 两区掺杂越重, N_D 、 N_A 越大, V_{bi} 也越大。在掺杂浓度一定的情况下, 半导体材料的禁带宽度越宽, 工作温度越低, 则 n_i 越小, V_{bi} 也越大。在常用的掺杂浓度下, 硅 p-n 结的 V_{bi} 一般在 0.8V 左右, 锗 p-n 结的 V_{bi} 一般在 0.35V 左右。

图 1-3 表示耗尽区内电场分布的情形, $\mathcal{E}(x)$ 与 x 坐标构成一个三角形。p-n 结的扩散电势为

$$V_{bi} = \int_{n\text{区}}^{p\text{区}} \mathcal{E} dx$$

显然就等于图中三角形的面积, 即

$$V_{bi} = \frac{1}{2} \mathcal{E}_{\max} (x_n + x_p) \quad (1-11)$$

由(1-10)、(1-11)两式得最大电场强度为

$$\mathcal{E}_{\max} = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_s} \frac{N_D N_A}{N_D + N_A} V_{bi}} \quad (1-12)$$

由式(1-11)和式(1-12)得到耗尽层宽度(又称“势垒宽度”)为

$$x_d = x_n + x_p = \frac{2V_{bi}}{\mathcal{E}_{\max}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right) V_{bi}} \quad (1-13)$$

设一边掺杂远多于另一边, 例如, 设 $N_A \gg N_D$, 这种 p-n 结常记作 $p^+ - n$ 结。由式 1-10) 可知, 这时 $x_p \ll x_n$, 空间电荷处几乎全部由 n 型一侧造成, 如图 1-4(a) 所示, 因此这种结称为单边突变结。相应的势垒宽度和最大电场为

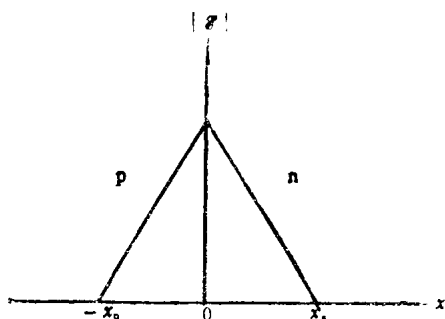


图1-3 耗尽区内电场的分布

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} V_{bi}} \quad (\text{p}^+\text{-n结}) \quad (1-14a)$$

$$\mathcal{E}_{\max} = \sqrt{\frac{2qN_D V_{bi}}{\epsilon_s}} \quad (\text{p}^+\text{-n结}) \quad (1-14b)$$

对于图 1-4(b) 所示的 p-n^+ 结 ($N_D \gg N_A$) 同样有

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} V_{bi}} \quad (\text{p-n}^+\text{结}) \quad (1-15a)$$

$$\mathcal{E}_{\max} = \sqrt{\frac{2qN_A V_{bi}}{\epsilon_s}} \quad (\text{p-n}^+\text{结}) \quad (1-15b)$$

上面各式说明, 单边突变结的势垒区主要是向杂质浓度较低的一方扩展的, 并且杂质浓度愈小, 伸展得愈远, 势垒区愈宽, 最大电场强度也愈小。

3. p-n 结的能带图

如以 n 型中性区作为电位 ϕ 的参考点, 则由图 1-3 的电场分布, 可以得到 p-n 结电位分布如图 1-5(a) 所示。电子的位能为 $-q\phi(x)$, 如图 1-5(b) 所示。

若电子位能随地点变化, 则能带图就不再是一些水平线。我们知道, 能带中每一条线代表一个电子的能级, 线的高低决定于能级

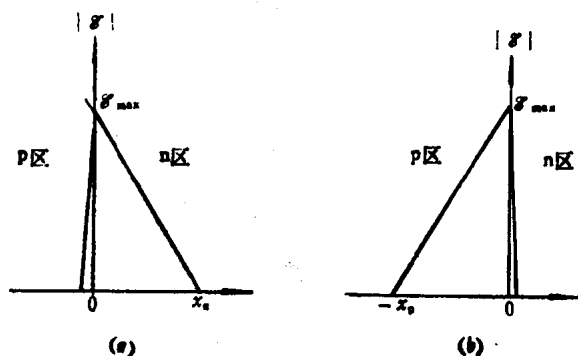


图 1-4 单边突变结的电场分布

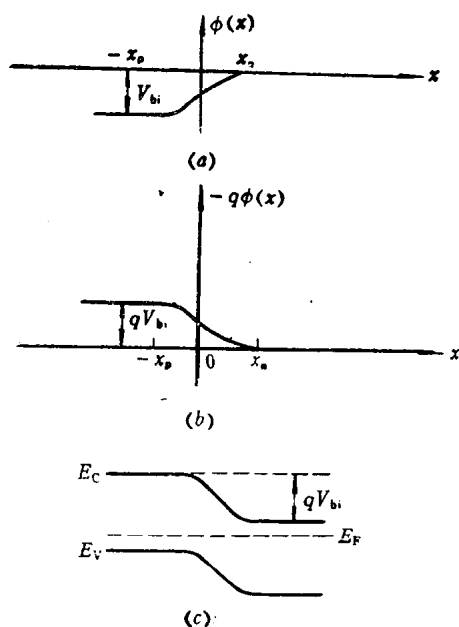


图 1-5 p-n 结的能带图

(a) 势垒区电位的变化; (b) 电子势能的变化; (c) 能带图。

能量的大小。各能级的间隔是在同一地点各种量子状态的能级间的差别。就象同一个氢原子可以有不同能量的状态, 因而其能级间有一定差别一样。如果空间各点的电子静电位能不相等, 如图 1-5(b) 所示, 那么, 能带中能级的间隔虽不变化, 但所有能级的能量却随地点有相同的变化。这和下面情形类似: 将两个氢原子放在不同位能的地方, 虽然各原子能级的间隔不变, 但某处原子的某一能级将和另一处原子对应能级的能量不同。具体以导带底部的能级 E_c 为例, 它代表动能为零的电子的能量。现在位能随地点变化, 此能级当然也就跟着变化。于是, p-n 结空间电荷区及其附近的能带将不是平的, 而是弯曲的, 如图 1-5(c) 所示。平衡时费米能级应该处处相等, 因此能带虽然弯曲, 费米能级 E_F 却是平的。如果用本征费米能级 E_i 来表示能带上下的移动, 那么在 x 处的 E_i 与 n 型中性区的 $E_i(\text{n区})$ 之差, 显然就是电子位能之差

$$E_i(x) = E_i(\text{n区}) - q\phi(x) \quad (1-16)$$

从能带图来看, 电子从 n 区到 p 区就象爬山一样, 需要克服一个势垒, 其高度为 qV_{bi} 。同样地, 空穴从 p 区到 n 区也遇到一个高度为 qV_{bi} 的势垒。因此, 空间电荷区常称为势垒区。

现在讨论载流子浓度从 n 型中性区(多子)到 p 型中性区(少子)的变化。我们知道, 在非简并的情形下, 载流子浓度随能量的分布遵守玻尔兹曼分布, 即

$$\text{粒子浓度} \propto \exp[-\text{粒子能量}/kT]$$

如果用本征费米能级 E_i 和本征载流子浓度 n_i 来表示, 则有

$$n = n_i \exp[-(E_F - E_i)/kT] \quad (1-17a)$$

$$p = n_i \exp[-(E_i - E_F)/kT] \quad (1-17b)$$

将式(1-16)的 E_i' 代入上式, 立刻得到

$$n(x) = n_{n0} \exp[q\phi(x)/kT] \quad (1-18a)$$

$$p(x) = p_{p0} \exp[-q(V_{bi} + \phi(x))/kT] \quad (1-18b)$$

4. 线性缓变结

用杂质扩散法制得的 p-n 结, 在 p 区与 n 区交界处的杂质分布不是突然地从均匀的施主浓度突变到均匀的受主浓度, 而是逐渐地变化的, 称为缓变结。在冶金结附近, 当 $(N_D - N_A)$ 随距离线性变化时, 称为线性缓变结, 如图 1-6(a) 所示。杂质浓度梯度 a 为

$$a = \frac{d(N_D - N_A)}{dx} = \text{常数} \quad (1-19)$$

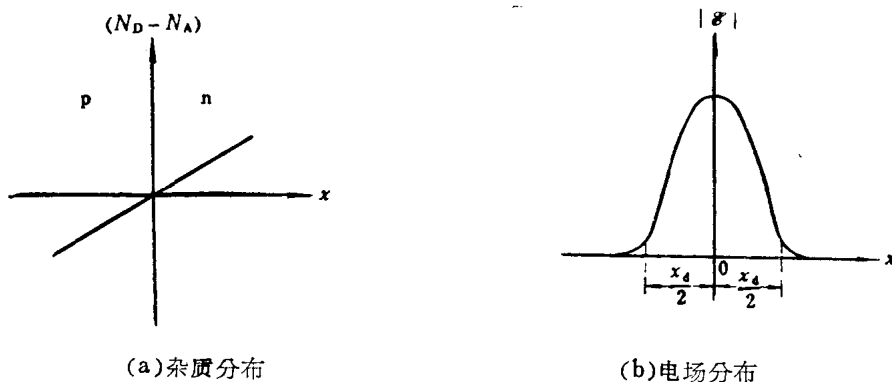


图 1-6 线性缓变结的杂质及电场分布

在耗尽区近似下, 根据泊松方程有

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{q(N_D - N_A)}{\epsilon_s} = \frac{aq}{\epsilon_s} x \quad (1-20)$$

由此可得 $\mathcal{E}$ 随 x 的变化是抛物线式的。显然, 最大电场在 $x=0$ 处。而如果势垒宽度为 x_d , 根据对称性, 每边耗尽区的范围为 $(x_d/2)$, 因此 $\mathcal{E}$ 与 x 的关系为

$$\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}_{\max} \left[1 - \left(\frac{2x}{x_d} \right)^2 \right] \quad (1-21)$$

这一电场分布由图 1-6(b) 的实线表示。电场强度对 x 从 $(-x_d/2)$ 到 $(+x_d/2)$ 的积分应为 V_{bi} , 由此得到最大电场 $\mathcal{E}_{\max}$ 与 V_{bi} 及 x_d 的关系为

$$V_{bi} = \frac{2}{3} \mathcal{E}_{\max} \cdot x_d \quad (1-22)$$

由于最大电场处的电力线是由 p-n 结一侧的全部电荷所造成的, 显然

$$\mathcal{E}_{\max} = \frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\frac{x_d}{2}} (N_D - N_A) dx = \frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\frac{x_d}{2}} ax dx = \frac{ax_d^2 q}{8\epsilon_s} \quad (1-23)$$

由此得

$$x_d = \left(\frac{8\epsilon_s \mathcal{E}_{\max}}{aq} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{12V_{bi}\epsilon_s}{aq} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-24)$$

9. 耗尽近似的适用性⁽¹⁾

前面对势垒区的计算采用了耗尽近似: 空间电荷在边界上〔图1-2的 $(-x_p)$ 及 x_n 处〕发生由0到 qN_D (或 $-qN_A$)的突然变化, 如图1-7(b)中的实线所示。但是我们又给出了载流子浓度的分布〔式(1-18a)及式(1-18b)〕, 结合图1-5可知, 从p型电中性区到耗尽区, 空穴浓度并非由 p_0 突变到零, 电子浓度也并非以n型中性区的 n_{n0} 突变到耗尽区的零。由这个矛盾引出一个问题: 对p-n结常用的“耗尽近似”似乎很不正确。

以对称的突变结($N_A = N_D$)为例子, 按照玻尔兹曼分布, 当载流子进入势垒区后其位能超出中性区 $3kT$ 时, 浓度就可忽略不计。例如, 在势垒区的n型侧, 当某点 x_3 的电位比n区差 $3kT/q$ 时, 则电子浓度为

$$n(x_3) = n_{n0} \exp[-3] \approx 0.05n_{n0} = 0.05N_D$$

对应的空间电荷密度为 $0.05qN_D$, 它远远小于电离施主造成的空间电荷密度 qN_D 。也就是说, 与中性条件相比, 载流子已“耗尽”了95%, 因此可认为符合“耗尽”这一假设。显然, 从 x_3 点到中性区, 势垒愈来愈低, “耗尽”近似愈来愈不准确。

由图1-7(a)的实线所代表的电场分布(即图1-3)不难求出 x_3 到中性区的距离

$$\frac{x_d}{2} - x_3 = \frac{x_d}{2} \left(\frac{3kT}{qV_{bi}/2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

取 $V_{bi} \approx 20kT/q$, 则

$$\frac{x_d}{2} - x_3 = 0.55 \frac{x_d}{2}$$

从这个结果看来, 似乎势垒区有一半是没有完全“耗尽”的。事实上, 上述关于 x_3 的计算本身用了耗尽近似下的电场分布。严格的计算应考虑势垒区中载流子本身电荷的影响。所得浓度分布及电场分布如图1-7中虚线所示。对比实线和虚线可知, 就载流子浓度而言, 势垒区的大部分区域是基本上“耗尽”的。只是在边缘上很小的区域内, 载流子不是突然地由完全“耗尽”变到完全保留, 而是逐渐过渡的, 即没有明确的耗尽层界线。就电场分布而言, 两种曲线也很接近。

为什么严格计算的结果和耗尽近似的结果反而如此接近呢? 这是因为, 按严格计算的结果, 在“耗尽区”之外的一个很短区

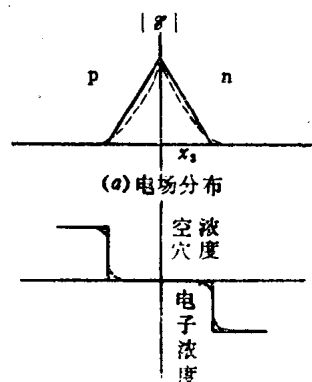


图1-7 突变结中空间电荷区的电场分布与载流子浓度分布
——耗尽层近似
---实际电场分布

域内，多子浓度已经开始略小于电离杂质浓度，从而已有一些空间电荷，产生了一个较小的电场。这个电场使得从中性区进入“耗尽区”时，就已存在一定的势垒高度，使得多子浓度减到相当小。因而也就保证了“耗尽区”内大部分区域的载流子浓度确实可忽略不计。

在线性缓变结中，由于中性区存在杂质浓度梯度，因而会产生电场。这时“耗尽近似”这一假设似乎又值得怀疑。现在来研究一下。中性区的电场强度可以由平衡时流密度为零的条件得到。类似于式(1-8)、式(1-9)，对于电子而言，有

$$F_n = -D_n \frac{dn}{dx} - n\mu_n q = 0$$

$$\mathcal{E} = -\frac{kT}{q} \frac{d}{dx} \ln n$$

用 $n = N_D = ax$ 代入得

$$|\mathcal{E}| = \frac{kT}{q} \frac{1}{x}$$

在耗尽区边缘上此电场强度之值 $\mathcal{E}'$ 为

$$\mathcal{E}' = \frac{kT}{q} \frac{2}{x_d} \quad (x_d = \text{耗尽区厚度})$$

现在把 $\mathcal{E}'$ 和耗尽区内最大电场 $\mathcal{E}_{\max}$ 相比。用 V_{bi} 的典型值 $V_{bi} = 20kT/q$ 代入式(1-22)得

$$\mathcal{E}_{\max} = 30 \frac{kT}{q} \frac{1}{x_d}$$

由此可见

$$\frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}'} = 15$$

这说明耗尽区外的电场比耗尽区内的电场小得多。所以还是可以粗略地认为，在耗尽区边缘有一个突然的过渡——一边是载流子全无(耗尽)，一边是载流子浓度仍等于掺杂浓度(中性)。

§ 1-2 p-n结在正向电压下的特性

当 p-n 结加上外加电压时，会有电流流过。电流与外加电压的关系不遵从欧姆定律。加正向电压(p 区接正、n 区接负)时，如果电压超过一定数值(通常锗 p-n 结为 0.25V 左右、硅 p-n 结为 0.7V 左右)，则电流变大，而且电压再稍增大，电流就会猛增；加反向电压时电流很小，并且电压超过一定数值后，电流几乎不随外加电压而变化，如图 1-8 所示。

p-n 结在正向联接时电流很大，反向联接时电流很小，这说明它只有一个方向(正向)能够导电，p-n 结的这种特性叫做单向导电性，或整流特性。在正向或反向外加电压下，p-n 结电流随外加电压变化的关系叫做 p-n 结的伏安特性。图 1-8 所示为硅 p-n 结的伏安特性。

它象一个非线性电阻，在正、负电压下的特性不对称。

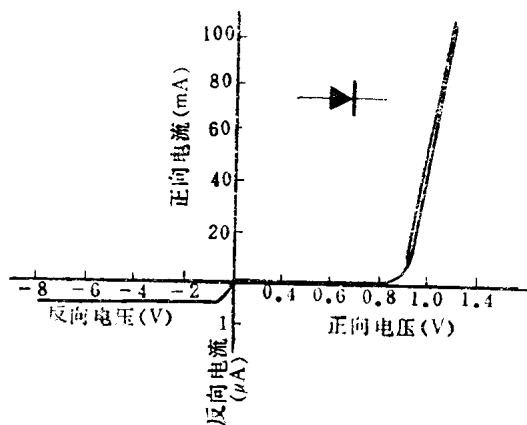


图1-8 p-n 结的伏安特性

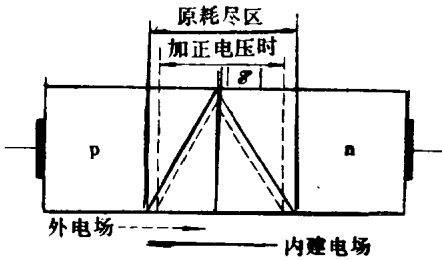
用 p-n 结做成的二极管在电路中常用图 1-8 中的插图符号表示。其中, 箭头一方代表 p 型, 另一方代表 n 型。它代表了这种电路元件的电压-电流特性。

1. 正向电压下载流子的运动情况

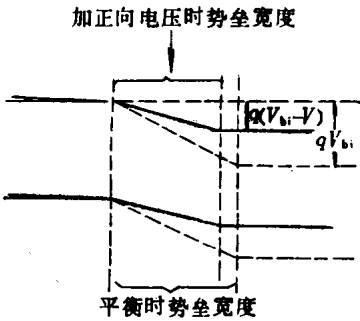
无外加电压时, p 区的静电势能比 n 区的低 V_{bi} 。外加正向电压 V , 使 p 区的静电势能相对于 n 区提高 V , 这就是说, n 区到 p 区电子的势垒高度从 qV_{bi} 变成 $q(V_{bi} - V)$, 如图 1-9(b) 所示。势垒高度的降低, 伴随着势垒区中电场的减小和耗尽区宽度的变窄, 如图 1-9(a) 所示。

势垒区电场减弱, 引起漂移作用减弱, 扩散作用占优势, 于是就有一部分电子从 n 区扩散到 p 区, 一部分空穴从 p 区扩散到 n 区, 这就构成了流过 p-n 结的正向电流。

在图 1-10 中, 我们用标有箭头的线代表半导体中某些载流子宏观运动的轨迹。箭头的终点代表载流子的消失, 而起点标以 $\ominus$ 、 $\oplus$, 代表此种载流子(电子或空穴)的来源, 由于电流



(a) 势垒区宽度及电场的变化



(b) 能带图(以 p 区的电位作参考)

图 1-9 在正向电压作用下势垒的变化

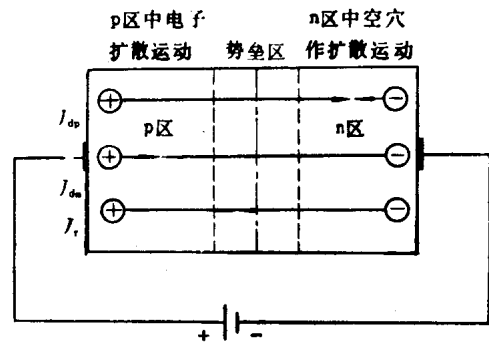


图 1-10 正向电压下载流子的运动

是连续的, 所以一个电极到另一个电极的标有箭头的线也画成连续的。每一条代表一种类型的电流。正向电压下有下面三种电流。

① p 区空穴向右流动。空穴在 p 区是多子, 其运动为漂移运动, 只要微不足道的电场就可有不小的电流。当空穴到达势垒区时, 由于外加电压加于此区两旁, 使势垒高度比平衡时的 qV_{bi} 小, 扩散流大于反向漂移流, 所以空穴可以穿过势垒区而进入 n 区, 成为注入到 n 区的少子, 并在 n 区中继续向前扩散, 扩散过程中不断与多子(电子)复合。为了维持电流的连续性, 与空穴复合而消失的电子将由外电路通过电极接触处来补充, 从而使注入 n 区的空穴流, 通过复合转换成 n 区的电子流。这种电流在图中用标有 " J_{dp} " 的带箭头的线来表示。

② 由于势垒降低, n 区电子注入 p 区, 在扩散过程中不断与 p 区多子(空穴)复合。因复合而损失的空穴由外电路经电极流过来补充, 使注入到 p 区的电子流通过复合而转换成 p 区的空穴流。这种电流在图 1-10 中由标有 " J_{dn} " 的箭头的线来表示。

③ 由 p 区进入势垒区的空穴与由 n 区进入此区的电子有一部分在此区内部即已经复合,

此种电流在图1-10中用标有“ J_r ”的带箭头的线表示。

2. 势垒区两旁载流子浓度的玻尔兹曼分布

为了分析加电压后，势垒区内各点载流子浓度之间的关系，先看一下平衡时的空穴流情况。空穴流密度 F_p 由式(1-25)给出

$$F_p = -D_p \frac{dp}{dx} + p\mu_p \mathcal{E} \quad (1-25)$$

在平衡时它为零，即漂移流与扩散流相抵消

$$p\mu_p \mathcal{E} = D_p \frac{dp}{dx} \quad (1-26)$$

值得注意的是，两个流密度虽相抵消，但各自并不是一个很小的量。我们可以做一个粗略的估计：硅 p-n 结势垒宽度 x_d 一般为 $1\mu\text{m}$ 数量级，两边掺杂浓度如各为 10^{18}cm^{-3} ，则一边的空穴浓度为 $p = 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ，另一边为 $n_i^2/10^{18} = 2.5 \times 10^2\text{cm}^{-3}$ 。采取 $D_p = 10\text{cm}^2/\text{s}$ ，则得到扩散流密度约为 $10^{23}/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ 。相应的电流密度约为 $1.6 \times 10^4\text{A}/\text{cm}^2$ 。这是一个非常庞大的数值。一般器件实际可用的最大电流密度值不到该值的千分之一。

p-n 结外加电压后，空穴流密度 F_p 虽不等于零，但实际问题中其值却远小于式(1-25)右边中的任一项。也就是说，右边任一项相对于无电压时少许变化一点，就会产生对电流而言不算小的差值。但对浓度的问题而言，这两项仍可认为是相抵消的。因此，在讨论加电压后空穴浓度随地点变化的问题时，式(1-26)仍近似成立，由此得到的式(1-9) $\mathcal{E} = -\frac{kT}{q} \frac{d \ln p}{dx}$ 当然也就成立。在外加电压下， $\mathcal{E}$ 在势垒区的积分将不等于扩散电势 V_{bi} ，而为外加电压 V 与 V_{bi} 之差

$$\text{势垒区两边电位差} = V_{bi} - V$$

其中 V 在正向电压下取正值，反向电压下取负值。若势垒区两边的空穴浓度各记为 p_p 与 p_n (脚标表示导电类型)，则在有电压时， $\mathcal{E}$ 在势垒区的积分结果与式(1-10)不同，为

$$V_{bi} - V = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n}$$

或

$$\text{在势垒区两旁} \quad \frac{p_n}{p_p} = \exp \left[-\frac{q(V_{bi} - V)}{kT} \right] \quad (1-27)$$

$q(V_{bi} - V)$ 为加电压后空穴从 p 区到 n 区的势垒高度。上式说明：在加电压时，p-n 结势垒区两旁的每种载流子浓度仍然遵守玻尔兹曼分布，即

$$\text{粒子浓度} \propto \exp \left[\frac{-\text{粒子能量}}{kT} \right] \quad (1-28)$$

这是一个以后经常要用到的关系。在势垒区内部各点之间这种关系也是成立的。

由于小注入下，p 区的多子浓度 p_p 和平衡浓度 p_{p0} 相等，在 n 区的势垒区边界上，利用式(1-10)又可将 p_{p0} 用 n_{n0} 的式子表示，代入式(1-27)，消去 V_{bi} ，得到

$$\frac{p_n}{p_{p0}} = \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (1-29)$$

这说明：当 p-n 结上加有外电压 V 时，在小注入下，势垒区边界上的少数浓度为平衡时的 $\exp(qV/kT)$ 倍。

3. 正向扩散电流

此节讨论突变结小注入情况下的正向扩散电流, 即图1-10中的 J_{dp} 和 J_{da} 。

加正向电压 V 后, 在 n 区的耗尽区边缘上, 少子浓度 p_n 按式(1-29)增加。因此非平衡少子的浓度为

$$\begin{aligned}\Delta p(x_n) &= p_n(x_n) - p_{n0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \\ &= \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]\end{aligned}\quad (1-30)$$

其中 x_n 表示 n 区在势垒区边界上的坐标。

由于 n 区中少子浓度在势垒区边界上大于中性区内部的少子浓度, 故存在非平衡少子的扩散流。扩散流可用半导体物理中少子的扩散方程来求解。此方程对空穴为

$$\left. \begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{\tau} \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p}{\tau}\end{aligned}\right\} \quad (1-31)$$

或

其中 $\Delta p = p - p_0$

代表非平衡少子浓度。

在定态(即直流)情况下, $\frac{\partial}{\partial t} = 0$, 式(1-31)成为

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{L_p^2} \quad (1-32)$$

其中

$$L_p = \sqrt{D_p \tau}$$

是空穴的扩散长度。

式(1-32)的普遍解的形式是

$$\Delta p = A \exp(-x/L_p) + B \exp(x/L_p) \quad (1-33)$$

A 、 B 需由边界条件确定: (1) 在 $x = x_n$ 处 Δp 为式(1-30); (2) 在 x 很大处, $\Delta p = 0$ 。条件(2)是因为从势垒边界处进入中性区的非平衡少子, 在经过很长距离后, 已复合而耗尽。

由这两个边界条件求得非平衡少子浓度为

$$\Delta p(x) = \Delta p(x_n) \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right) \quad (1-34)$$

它是随距离作指数式衰减的, 衰减的特征长度为扩散长度 L_p 。

非平衡少子的电流密度可由式(1-25)乘电荷 q 求得。将 $\mathcal{E} = 0$ 、式(1-34)及式(1-30)代入后, 得空穴扩散流密度为

$$J_{dp} = \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} [\exp(qV/kT) - 1] \quad (1-35a)$$

同理可得由 n 区进入 p 区的电子的扩散电流密度 J_{da} 为

$$J_{da} = \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} [\exp(qV/kT) - 1] \quad (1-35b)$$

上面的 p_{n0} 和 n_{p0} 各为 n 区和 p 区的平衡少子浓度, D_p 、 D_n 及 L_p 、 L_n 各为此两区的少子扩

散系数与扩散长度。少子的分布如图1-11所示。

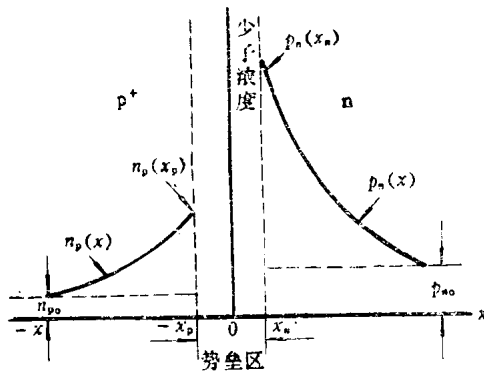


图 1-11 正向电压下势垒区两旁少子的分布

式(1-35a)和(1-35b)相加就得到总的扩散电流密度 J_d

$$J_d = q \left(\frac{D_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right) \cdot [\exp(qV/kT) - 1] \quad (1-36)$$

令

$$J_0 = q \left(\frac{D_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right) = q n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \quad (1-37)$$

则 J_d 可表示为

$$J_d = J_0 [\exp(qV/kT) - 1] \quad (1-38)$$

当正向电压比 kT/q (室温下为 26mV) 大几倍以上时, $\exp$ 项比 1 大得多, 后者可以略去, 这个条件通常记为 $V > kT/q$ 。于是式(1-38)变为

$$J_d = J_0 \exp(qV/kT) \quad (\text{当 } V > kT/q \text{ 时}) \quad (1-39)$$

正向扩散电流中的 J_{dn} 与 J_{dp} 决定于掺杂浓度, 掺杂浓度愈高, 平衡少数子浓度愈小, p_{n0} 或 n_{p0} 就愈小, 一定电压下电流也愈小。在 $p^+ - n$ 结中, $p_{n0} \gg n_{p0}$, J_0 主要由 p_{n0} 项引起, 即电流主要是由 p 区向 n 区注入少数载流子造成的。

4. 势垒区的复合电流(2, 3)

由 p 区进入势垒区的空穴, 与由 n 区进入势垒区的电子, 也可能就在势垒区内部复合, 而不流入另一区中。这样的电流称势垒区的复合电流, 在图1-10中用标有 I_r 的线表示。

由半导体物理中关于复合中心的理论知

$$\text{净复合率} = \frac{\sigma_p \sigma_n v_T N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right]} \quad (1-40)$$

式中:

净复合率——单位时间内两种载流子(电子与空穴)的浓度通过复合而减少之值;

σ_p 、 σ_n ——复合中心对空穴、电子的俘获截面;

N_t ——复合中心的浓度;

E_t ——复合中心能级的能量。

为了求复合电流, 首先需要知道势垒区中的 n 和 p 之值。根据玻耳兹曼分布, 势垒区中的电子浓度与 n 区的平衡电子浓度间存在以下关系

$$n(x) = p_n \exp[-q\phi(x)/kT]$$

于是得到

$$n(x) \cdot p(x) = p_{n0} p_n$$

在不加正向电压时, $p_n = p_{n0}$, $n_{n0} p_{n0} = n_i^2$, 因此净复合率处处为零。在加正向电压 V 后, p_n 对平衡少数子浓度 p_{n0} 之比为 $\exp(qV/kT)$, 于是

$$n(x)p(x) = n_i^2 \exp(qV/kT) \quad (1-41)$$

它大于 n_i^2 ，可见此时净复合率大于零。

显然，复合电流密度 J_r 为

$$J_r = q \int_{(\text{势垒区})} (\text{净复合率}) dx \quad (1-42)$$

为了简单起见，先对复合中心假设： $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ 及 $E_t = E_i$ 。再利用式(1-40)可得

$$\text{净复合率} = \frac{\sigma v_T N_t n_i^2 [\exp(qV/kT) - 1]}{n + p + 2n_i} \quad (1-43)$$

由于上式分母中的 n 及 p 是随 x 变化的，所以在势垒区中净复合率也是随地点变化的。为了使式(1-42)便于计算，采用势垒区中净复合率的最大值来替代各点之值。由式(1-41)知 (np) 是不随 x 变化的常数，因此要式(1-43)最大，即其分母中的 $(n+p)$ 最小，必须是 $n=p$ 。于是再根据式(1-41)得到

$$n = p = n_i \exp(qV/2kT) \quad (1-44)$$

将式(1-44)代到式(1-40)的分母中得

$$\begin{aligned} \text{净复合率}_{\max} &= \sigma v_T N_t \frac{n_i [\exp(qV/kT) - 1]}{2[\exp(qV/2kT) + 1]} \\ &= \frac{n_i}{2\tau} \frac{\exp(qV/kT) - 1}{\exp(qV/2kT) + 1} \end{aligned} \quad (1-45)$$

其中 $\tau = 1/(\sigma v_T N_t)$ 是 n 区或 p 区的少数寿命。

用净复合率的最大值代入式(1-42)，就可以求出 J_r 的近似式

$$J_r = \frac{qn_i x_d}{2\tau} \frac{\exp(qV/kT) - 1}{\exp(qV/2kT) + 1} \quad (1-46)$$

当 $V > kT/q$ 时，上式成为

$$J_r = \frac{qn_i x_d}{2\tau} \exp(qV/2kT) \quad (\text{当 } V > kT/q \text{ 时}) \quad (1-47)$$

5. 正向伏安特性与导通电压

正向电压下的电流为势垒区复合电流与正向扩散电流之和。但是在不同电压和温度下，实际上往往只有一种电流是主要的。现以 p^+-n 结为例来说明这点。比较式(1-37)的两项，由于 $N_A > N_D$ ， $p_{n0} = n_i^2/N_D$ 比 $n_{p0} = n_i^2/N_A$ 大得多，故含 n_{p0} 的项可以略去

$$J_0 = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} = q \frac{D_p}{L_p} \frac{n_i^2}{N_D}$$

考虑 J_d 与 J_r 之比，在 $V > kT/q$ 时，由(1-38)、(1-47)两式得

$$\frac{J_d}{J_r} = 2 \frac{L_p}{x_d} \frac{n_i}{N_D} \exp(qV/2kT) = \frac{2L_p \sqrt{N_c N_v}}{x_d N_D} \exp\left(\frac{-E_G + qV}{2kT}\right) \quad (1-48)$$

比值灵敏地决定于 $\exp$ 项的 E_G 、 V 及 T 。在室温下，不同材料的 $p-n$ 结在不同电压下的情况如下：锗的禁带宽度 E_G 较小(0.67eV)，在一般可用的正向电压($V < 0.3V$)下， $J_d \gg J_r$ ，可不考虑复合电流。砷化镓的禁带宽度 E_G 较大(1.43eV)，在 $V < 0.9V$ 时 $J_r \gg J_d$ ，可不考虑扩散电流。硅的禁带宽度介于上述两材料之间，在 $V < 0.3V$ 时， $J_r \gg J_d$ ，复合电流是主要的；在 $V > 0.45V$

时, $I_d \gg I_r$, 扩散电流是主要的。正向电流与电压的关系⁽³⁾如图1-12所示。由于电流是用对数坐标表示的, 曲线的斜率决定于总电流的指数因子。由式(1-39)和式(1-47)可知, 在扩散电流中, 斜率为 $q/(kT)$; 在复合电流中, 斜率为 $q/(2kT)$ 。

从图中曲线可知各种材料的p-n结在什么电压范围内以什么电流为主。在大电流范围时, 曲线变得较为平坦, 这是由于大注入下发生了其它效应, 将在以后讨论。

由于p-n结的电流与电压指数关系, 正向电压很小时, 正向电流也很小; 正向电压增加到某一个值以后, 电流迅速上升。通常将正向电流达到某一个值(一般在几百微安到几毫安范围内)时的电压, 称作正向通导电压或正向值电压 V_F 。锗p-n结的 V_F 约0.25V左右, 硅p-n结的 V_F 约0.7V左右, 如图1-13所示。 V_F 的具体数值与掺杂浓度和温度有关。室温下通过锗、硅p-n结的电流较大时, 电流均以扩散电流为主, 对p⁺-n结有

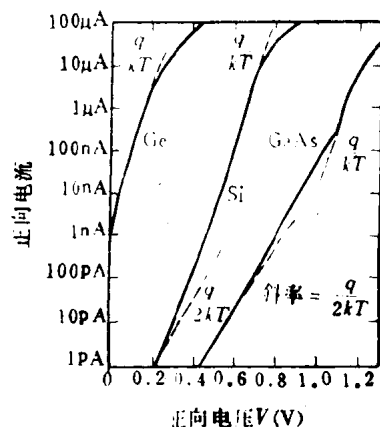


图1-12 25°C时, 几种二极管的正向伏安特性(虚线表示总电流指数因子为 $\exp(qV/2kT)$ 或 $\exp(qV/kT)$ 时的伏安特性)

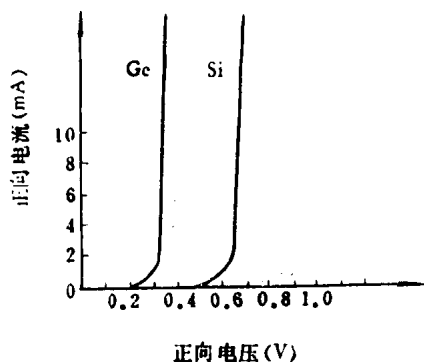


图 1-13 p-n结的正向伏安特性

$$I = I_d = J_d \exp(qV/kT) = q \frac{L_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \\ = \frac{qL_p N_c N_v}{\tau_p N_D} \exp\left(\frac{qV - E_G}{kT}\right)$$

正向电流为上式的电流密度乘以p-n结面积 A

$$I = \frac{AqL_p N_c N_v}{\tau_p N_D} \exp\left(\frac{qV - E_G}{kT}\right) \quad (1-49)$$

从上式可见, 对于掺杂浓度 N_D 相同的 锗、硅 p-n 结, 指数前面的系数相差不大, I 主要与 E_G 有关。禁带愈宽, 要达到相同电流所需的正向通导电压 V_F 也愈大。

由于 $(E_G)_{Si} - (E_G)_{Ge} = 1.12 - 0.72 = 0.4\text{eV}$, 因此室温下掺杂相同时, 硅p⁺-n结的正向通导电压比锗p⁺-n结高出约0.4V。对于同一种材料的p-n结低掺杂一边的杂质浓度(上式中的 N_D)愈高, V_F 愈大。对一定的p-n结, 维持一定电流的 V_F 是随着温度的增加而下降的。

§ 1-3 p-n结在反向电压下的特性

1. 反向电压下载流子的运动情况

p-n结有外加反向电压($-V$)时, 势垒高度将由原来的 qV_{bi} 增加到 $q(V_{bi} + |V|)$, 势垒区内的电场增强, 势垒宽度增大, 如图1-14所示。

势垒区电场的加强, 或者说势垒高度的增大, 也破坏了扩散作用和漂移作用的平衡。由于势垒增高, 结两边的多数载流子很难越过结而扩散到对方区, 多子的扩散作用大大削弱。应当注意, “势垒增高”是对多子而言的。对各区的少子来说, 恰好相反, 是遇到了更深的