

半导体手册
第3编



晶体三极管 晶体二极管 的工作 原理

科学出版社

《半导体手册》第3编
晶体二极管和晶体三极管的工作原理

《半导体手册》翻译组译

*

科学出版社出版

北京西直门外三里河路2号

北京市书刊出版业营业许可出字第061号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1971年1月第一版 开本：787×1092 1/32

1971年1月第一次印刷 印张：4 3/8

字数：95,000

统一书号：15031·277

本社书号：3630·15-7

定价：0.34元

毛主席语录

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

打破洋框框，走自己工业发展道路。

外国有的，我們要有，外国沒有的，我們也要有。

对于外国文化，排外主义的方針是錯誤的，应当尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借鏡；盲目搬用的方針也是錯誤的，应当以中国人民的实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

譯 者 的 話

本书是根据〔日〕半导体手册编委会編《半导体手册》1963年初版本译出。内容包括半导体物理学、半导体材料、晶体二极管和晶体三极管的工作原理、晶体二极管和晶体三极管、特种半导体器件、晶体二极管和晶体三极管特性、半导体电路理论、线性放大、振荡、调制与解调、脉冲电路、数字电路、电源、微波电路、参量放大器、数据等16編。

本书于1966年已全部译完，因工作量较大，未能及时出版。最近，我们征求读者意见，认为做为一般了解和查阅半导体电子技术的参考书，还应出版。我们遵照毛主席关于“**洋为中用**”的教导，为适应读者的要求，又继续进行审查校对，现将其单行出版。

本书主要特点是将半导体基础知识和应用技术综合汇编在一起的半导体电子技术的资料性参考书。书中在基础知识方面涉及的范围较为广泛，在应用技术方面介绍的比较全面，各編重点不一样，仅供读者参考。

原书中主要缺点表现在：有些編的内容尚有形式化的数学推导较多，物理分析较少；有些編在讲解概念和理论分析上有些模糊；有些編在文字和数字上有错误；有些編则为一些资产阶级学术权威和厂商吹嘘、捧场；有些編内容是从别的资料中传抄过来的，未经过实践验证。我们遵照伟大领袖毛主席“一切外国的东西，如同我们对于食物一样，必须经过自己的口腔咀嚼和胃肠运动，送进唾液胃液肠液，把它分解为精华和糟粕两部分，然后排泄其糟粕，吸收其精华，才能对我们的身体有益，决不能生吞活剥地毫无批判地吸收”的教导，加以删

节和校正。

本书在译校过程中，很多工厂、学校、科研单位给予了很大的支持和热情帮助，并提出不少宝贵意见，我们对这些单位表示衷心的感谢。

由于外文、专业知识的限制，在文字翻译及技术概念的表达上不免会有错误，又由于我们毛泽东思想学习的不够好，所以对原书中的其他错误观点及存在的问题，未能指出和很好的批判，恳切希望广大读者批评指正。

目 录

第一章 金属和半导体的接触	(1)
1.1 能带结构	(1)
1.2 表面能级	(2)
1.3 电流-电压特性	(5)
1.3.1 扩散理论	(6)
1.3.2 两极管理论	(7)
1.4 少数载流子的注入	(7)
第二章 pn 结	(9)
2.1 pn 结的整流理论	(9)
2.1.1 肖克莱理论	(10)
2.1.2 特殊情形	(13)
2.1.3 各种结	(15)
2.2 pn 结的阻抗	(16)
2.2.1 反向偏压的情形	(16)
2.2.2 正向偏压的情形	(17)
2.3 隧道结	(18)
2.4 pn 结的击穿现象	(20)
2.4.1 击穿机构	(20)
2.4.2 结构缺陷和击穿	(22)
第三章 pn 结载流子扩散型晶体三极管	(23)
3.1 小注入一维模型晶体三极管的导纳参数	(23)
3.2 晶体三极管实际工作状态的讨论	(35)
3.2.1 对于略去电场的讨论	(35)

3.2.2 关于边界条件的讨论	(36)
3.2.3 对于电中性条件的讨论	(38)
3.3 任一注入下的晶体三极管的工作情况	(39)
3.4 晶体三极管的三维效应	(43)
3.4.1 表面复合对电流放大系数的影响	(43)
3.4.2 决定电流放大系数的因子	(46)
3.4.3 由于结为曲面而引起的截止频率的降低	(51)
3.4.4 基区电阻	(54)
第四章 载流子漂移型晶体三极管	(63)
4.1 载流子漂移型晶体三极管概述	(63)
4.2 内区的四端网络参数(指数函数分布)	(67)
4.2.1 四端网络参数的计算	(67)
4.2.2 y 参数的频率特性	(72)
4.2.3 电流放大系数的频率特性的近似解	(73)
4.2.4 同载流子扩散型晶体三极管特性的比较	(74)
4.2.5 用电荷控制法进行分析	(76)
4.3 内区的四端网络参数(误差函数分布)	(78)
4.4 大注入工作	(80)
4.5 高杂质浓度时的各种特性	(83)
4.6 漂移型晶体三极管的特性	(87)
第五章 晶体三极管的电荷控制分析法	(89)
5.1 概述	(89)
5.2 大振幅工作的基本分析	(89)
5.2.1 参数和等效电路	(89)
5.2.2 参数的表达式	(91)
5.2.3 开关时间和开关电路的设计	(92)
5.3 比较精确的分析大振幅工作	(94)
5.3.1 基本方程	(94)
5.3.2 q_b 与 i_c 的关系	(94)

5.3.3 集电极耗尽层电容的影响	(95)
5.4 参数测量法	(96)
5.4.1 有源区时间常数的测量法	(96)
5.4.2 饱和时间常数的测量法	(96)
5.5 分析基区渡越时间	(97)
5.5.1 空穴分布和基区渡越时间	(97)
5.5.2 杂质分布和基区渡越时间的关系	(97)
5.5.3 基区渡越时间和 α 截止频率的关系	(98)
5.5.4 分析迁移率与杂质浓度的依从关系	(99)
5.5.5 基区渡越时间对注入水平的依从关系	(99)
第六章 pnpn 器件	(101)
6.1 pnpn 结构的两种稳定工作方式	(101)
6.2 断开接通两种状态之间的过渡区	(103)
6.3 分析 pnpn 器件	(105)
6.4 电流放大系数 α 随电流的变化	(109)
6.4.1 发射极注射效率随电流的变化	(109)
6.4.2 注入载流子输运系数随电流的变化	(110)
6.5 开关特性	(110)
6.5.1 接通作用	(110)
6.5.2 断开作用	(113)
第七章 变容器件	(116)
7.1 概述	(116)
7.2 杂质分布引起的电容对电压的依从关系	(117)
7.3 三端变容器件	(123)
参考资料	(125)

第一章 金属和半导体的接触

1.1 能带结构

一般说来,当费米能级即功函数不同的两种金属互相接触时,在这两种金属之间会产生接触电势差。首先,当这两种金属离得足够远时,电子的能带图如图 3·1(a) 所示,两种金属内的电子都不受另一金属的影响,具有该金属固有的分布。图中 φ_1 和 φ_2 分别是金属 1 和金属 2 的费米能级的位置,这两个能级与距金属表面

很远的真空中的电子能级的能量之差,就是这两种金属的功函数。其次,当这两种金属充分接近时,电子便要从有较多的高能电子的金属 2 流入金属 1,及至两

种金属的费米能级处于同一高度,便建立起平衡状态。其结果金属 1 的表面带负电,金属 2 的表面则带正电,于是形成非常狭窄的所谓表面电荷偶层。

因此,在金属 1 和金属 2 之间的狭窄区域里产生了电势差,这时的能带图如图 3·1(b) 所示,其形状是在费米能级高度相等的两种金属之间夹着一个高度可以用两种金属的功函数之差来表示的势能高度。这种新产生的势能高度通常称为

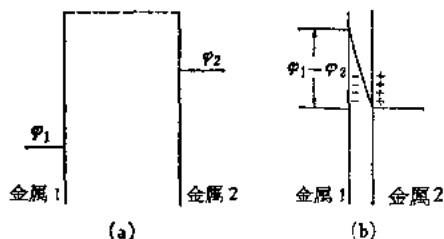


图 3·1 能带图(金属与金属接触时的情形)

势垒或阻挡层。

当某种半导体 (Cu_2O 或 Se) 和金属接触时,也象上述金属和金属接触时那样,在半导体和金属之间有一个取决于两种物质功函数之差的势垒存在。图 3·2 是 n 型半导体和金属接触时的能带图,图 (a) 表示两种物质相离十分远时的情形,图 (b) 表示两种物质十分接近时的情形。在这种情形下,由于半导体的电子浓度比金属的电子浓度小,所以在半导体表面形成了一个相当厚(10^{-4} 厘米左右)的失去了电子的区域——耗尽层或空间电荷区。 n 型半导体和金属接触时,如果金属的功函数 φ_m 比半导体的功函数大,则形成正的空间电荷, p 型半导体和金属接触时,如果金属的功函数 φ_m 比半导体的功函数小,则形成负的空间电荷。

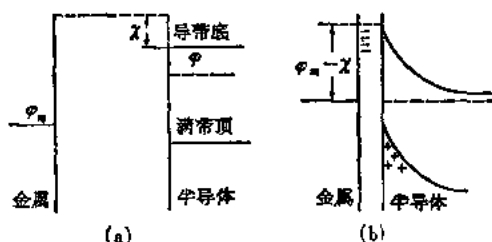


图 3·2 能带图 (n 型半导体和金属接触时的情形)

势垒是用来说明非欧姆性,特别是整流性质的非常重要的概念,又是整流理论的出发点。

1.2 表面能级

在上节我们介绍了由两种物质的功函数之差形成势垒时的情形,而 Si 或 Ge 这样的半导体和金属接触时,情况就完全不同了,即使金属不同半导体接触,在半导体的表面就已经形

成了一个势垒,在半导体表面有可以容纳电子的能级(表面能级),这对势垒的形成起着很大的作用,这一事实已经从直接的和间接的实验中得到证实。

例如,当功函数完全相同的同种物质互相接触时,如果按照上述看法,就不能产生势垒。然而,用两块 Ge 片接触的实验^[1]表明,这种接触的电流-电压特性并不是非整流性的,(a)表示非整流性时可以期望的特性,而是如图 3·3 所示的非欧姆性的。设想在两块 Ge 片的表面上存在图 3·4 所示的势垒可以说明这种现象。

推翻上述看法的第二个实验^[2]是把各种金属探针分别放在 Si 块上,检查这种接触的接触电势差随着金属探针(的功函数)的不同而变化的情况。表 3·1 是使 P 型 Si 和各种金属接触时的实验结果。从表中可以看出,接触电势差几乎不受所接触的金属的功函数的影响。也就是说,从表中可以看出,接触电势差并不等于两种物质的功函数之差。

根据这些事实,提出在半导体表面有一种内部所没有的特殊能级(表面能级),因此才能在表面形成势垒^[3]。图 3·5 是 n 型 Ge 的能带图。有表面能级时,那些能量高于表面能级而且靠近表面的电子就为表面能级所俘获,因而表面带负电。

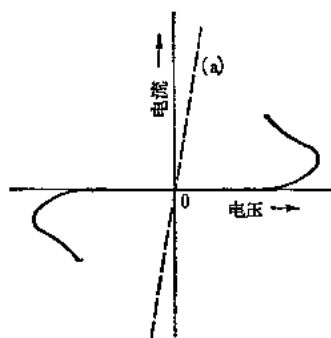


图 3·3 Ge 片与 Ge 片接触时的电流-电压特性

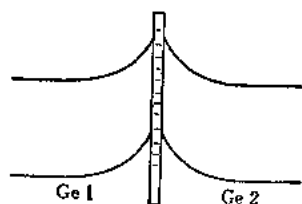


图 3·4 Ge 片与 Ge 片接触时的能带图

表3-1 实 验 结 果

金 属	金 属 的 功 函 数	同 P 型 Si 接触时的电势差
Pt	0.17 电子伏	0.32 电子伏
Ni	0.14 电子伏	0.48 电子伏
Fe	0.16 电子伏	0.32 电子伏
Ta	0.13 电子伏	0.33 电子伏
Mo	0.35 电子伏	0.42 电子伏
W	0.41 电子伏	0.39 电子伏
Au	0.70 电子伏	0.39 电子伏
Cu	0.90 电子伏	0.38 电子伏

因此,表面附近的电子势能增高,便形成图 3·5 所示的势垒。图 3·5 表示满带附近的表面能级的密度大时能带的弯曲

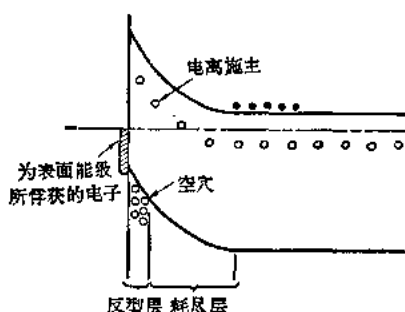


图 3·5 有表面能级时的能带图

度很大,在紧靠表面的下方存在着空穴占绝对优势的区域——反型层,并在反型层下面存在着与杂质浓度相比载流子的浓度可以忽略的区域(耗尽层)。但在能带的弯曲度小时,则不能形成反型层而只能形成耗尽层。

这种情况就 P 型半导体来说也是一样的,只是能带的弯曲方向和载流子的电荷符号相反而已。

当金属和表面能级密度很大的半导体接触时,则在两者之间构成偶层的电子便不由半导体内部供给,而由表面能级供给,因而削弱了外部对半导体内部的影响。所以由表面能级形成的势垒高度,便不直接决定于所接触的金属的功函数,

反而决定于半导体内部的杂质浓度和半导体表面的电荷密度。

除此以外,还提出了一些例证^[4]来证明表面能级的存在。至于形成表面能级的原因,目前有如下一些解释:(1)由于表面是原子排列终止的地方,因而产生表面能级;(2)表面能级是由表面所吸附的氧和水等所引起的等等。

1.3 电流-电压特性

图 3·6 表示典型的点接触型锗二极管的电流-电压特性,从图中可以清楚地看出,它的电流-电压特性具有两个特点:(1)不遵循欧姆定律(电流-电压特性曲线不成直线)以及(2)具有单向导电性(电流通过的难易因外加电压的方向不同而异)。这种情况并不只限于 Ge,氧化亚铜整流器和硒整流器也是一样。早在 1935 年前后,就已经知道这种整流现象不是发生在半导体的内部,而是发生在半导体和金属的界面,以

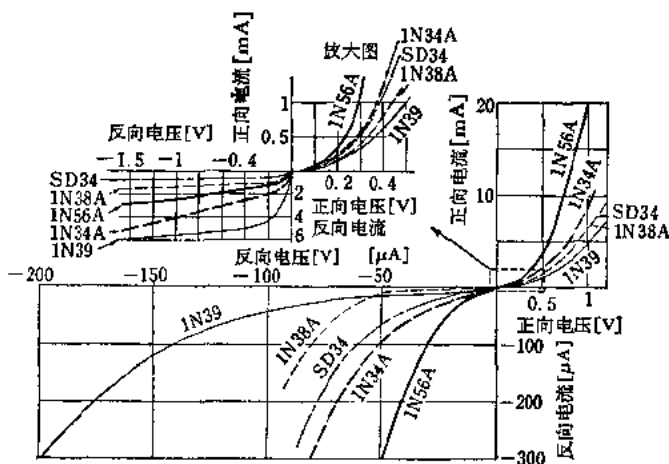


图 3·6 点接触型锗二极管的电流-电压特性

后又陆续提出了几种用界面存在上述势垒的观点来说明整流现象的理论。

扩散理论和两极管理论是说明整流现象的基本理论，提出这两种理论以后又经过了种种探讨和改进。在具体情况下究竟适用这两种理论中的哪一种，则由势垒厚度比载流子的平均自由程大还是小来决定。

1.3.1 扩散理论 如在氧化亚铜整流器和硒整流器中那样，势垒厚度比载流子的平均自由程大，载流子在势垒中的碰撞不可以忽略时，可适用扩散理论。载流子在势垒中的电场作用下从金属向半导体转移，但另一方面，由于势垒中已经产生了载流子浓度梯度，所以载流子力图借扩散作用向相反的方向流动。在没有外加电压时，由于电流的这两个分量相等，所以没有电流通过。即使有外加电压，这两个分量仍然是部分地抵消，但在这种情形下，由于载流子浓度分布和势垒高度改变，这两种分量不能完全抵消，因而有电流通过。在氧化亚铜整流器和硒整流器中，正电荷从半导体流入金属的方向是电流容易通过的方向（正向），根据扩散理论求得的整流特性的方向与这个方向是一致的。

阻挡层有绝缘层和电离杂质原子层。对这些阻挡层确定相应的势能形式，求解包括漂移分量和扩散分量在内的电流的微分方程，得出了如下的整流关系式（不考虑电象力）：

绝缘层

$$i = \frac{\sigma(\varphi_0 - V)}{d} e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

电离杂质原子层

$$i = \sigma \left[\frac{(\varphi_0 - V) 8\pi N_q}{R} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (3.2)$$

式中 σ 表示半导体的电导率， φ_0 表示阻挡层势垒高度，

V 表示外加电压, d 为绝缘层厚度, N 为电离杂质的浓度, R 为介电常数。

1.3.2 两极管理论^[5] 在 Ge 和 Si 中, 特别是在 Ge 这样的半导体中, 上述阻挡层厚度与载流子平均自由程的关系, 和在氧化亚铜整流器或硒整流器中不同, 阻挡层厚度比载流子平均自由程小得多, 以至于载流子在阻挡层中几乎不发生碰撞。因此, 有一种与本编 1.3.1 节所述完全不同的观点, 这就是两极管理论。

在这种情形下, 重要的不是阻挡层的形式而是它的势垒高度, 只有能量充分大的载流子才能越过阻挡层。有外加电压时, 从半导体方面来看的势垒高度会发生变化, 但从金属方面来看的势垒高度不起变化, 因此, 在某一方向加上电压时, 势垒高度降低, 载流子较多地流过, 在相反的方向加上电压时, 则势垒高度增高, 有较少的载流子流过。分别计算从半导体流向金属的分量和从金属流向半导体的分量来求电流-电压的关系时, 可得下式:

$$i = \frac{1}{2} nq\bar{v}e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (3.3)$$

式中 n 代表载流子浓度, $\bar{v} = \left(\frac{2kT}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}}$, m 代表电子的质量, φ_0 代表势垒高度, V 代表外加电压。

1.4 少数载流子的注入

上节讨论的整流理论是针对载流子或者是电子, 或者全是空穴的情况建立起来的。但在实际晶体二极管中, 情况并不是这样。例如, 把金属探针插在锗片上, 加上充分高的正向电压, 测量了这时的内阻^[6]。

这种电阻应该是所谓“扩展电阻”，设 ρ 为 Ge 的电阻率， d 为金属探针的直径，在理论上应该得到 $\rho/2d$ 。但是实际测得的值约为这个理论值的 1/10。此外，根据漂移电势的测量，证实在加上正向偏压的点接触附近，电阻率确实降低了^[7]。

现在一般认为电阻率的这种变化是由于少数载流子从金属注入半导体引起的，如为 n 型半导体，空穴从金属注入半导体，如为 P 型半导体，电子从金属注入半导体^[8]。如图 3.7 所示，把 E 和 C 两根金属探针插在 n 型 Ge 试样上，断续开关 S_1 ，

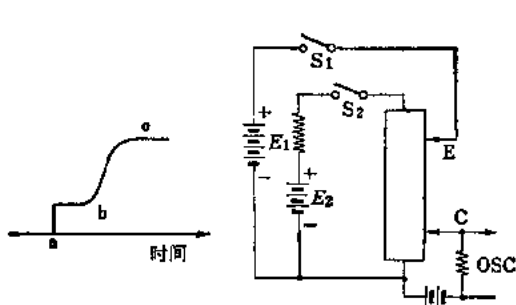


图 3.7 n 型 Ge 的实验

来观测示波器的图形时，就可以在闭合 S_1 的瞬间在 a 点上看到电压降的迅速上升。然而示波器的图形并不立即消失，在 n 微秒以后，通过金属

探针 C 的电流开始缓慢地增加（从 b 点起），经过 10 微秒左右以后，便趋于定值（在 c 点）。如果改变电池 E_1 的方向，则不发生这种现象，预先闭合开关 S_2 ，则 ab 两点之间经过的时间会缩短。进一步倒转电池 E_2 的方向，则 E_2 的值增大，不再发生这种现象。从上述事实可知，空穴从 E 点流入，并在内电场的作用下流到 C 点，使通过 C 的电流增加。

在晶体三极管中，这种少数载流子起着将来自发射极的信号传输给集电极的作用；在晶体二极管中，这种少数载流子也起着荷载电流的作用。少数载流子究竟是由哪里供给的呢？一般认为是由图 3.5 所示的半导体表面下的反型层供给的，并且已经有人提出了根据这种模型建立的理论。

第二章 pn 結

2.1 pn 結的整流理論

用 P 型半导体和 n 型半导体形成 pn 結时,空穴便由 P 型区,电子便由 n 型区分别越过交界面扩散到对侧。因此,在 P 型区留下了电离成负离子的受主,在 n 型区留下了电离成正离子的施主,形成电偶层,当这电偶层的电场和上述扩散所引起的电流相抵消时,便建立起热平衡状态 [图 3·8(a)]. 对 P 型一边加上正向电压时 [图 3·8(b)],对空穴来说,从 P 型区来看的势垒高度降低,所以空穴向 n 型区注入,于是便有电流通过(正向)。注入空穴在 n 型区的有限距离内扩散,其寿命依晶体和其

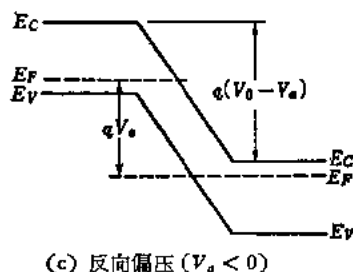
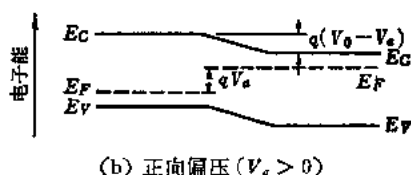
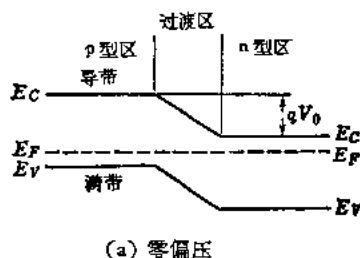


图 3·8 pn 結的能带图形

结构而定,最后和电子复合而消失。相反,对P型一边加上负的电势时,则势垒增高[图3·8(c)],在向n型区移动的部分,空穴的浓度减小,这种减小虽然可以由在n型一边存在的空穴和受光、热等激发而产生的空穴的扩散来补偿,但由于空穴很少,所以电流很小,一增加电压,即趋于饱和。

如上所述, pn结的整流理论^[9]的特点是,它研究两种载流子,特别是根据非平衡少数载流子的注入和寿命这一概念建立的。利用一些假设和准费米能级的概念把pn结的整流理论整理成一个非常简明的体系^[10]。

2·1·1 肖克莱理论^[10] 现在设想一块半导体晶体,以 φ 表示这块半导体晶体的费米能级,并以费米能级的位置为表示能量相对位置的标准。取能级 E_i 为各区内的静电势,并令其为 ψ 。 E_i 表示本征半导体的费米能级。导带中的电子浓度 n 和满带中的空穴浓度 p 可以分别表为下式:

$$\left. \begin{aligned} n &= n_i \exp\left(\frac{q(\psi - \varphi)}{kT}\right) \\ p &= n_i \exp\left(\frac{q(\varphi - \psi)}{kT}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

式中 n_i 是本征半导体的载流子浓度。pn结在热平衡状态下,两边的费米能级处于同一高度,所以如图3·9(a)所示。对这个pn结加上正向电压时,由于有少数载流子注入,因而两个区域都不能再用热平衡时的固定的 φ 来描述它们的状态,然而在这里如果对电子和空穴分别另外考虑假想的费米能级^[11](准费米能级) φ_n, φ_p ,就可以用表观上和(3·4)完全相同的形式来表示电子浓度和空穴浓度。

利用准费米能级这一概念时,半导体中的电流可以表为(就空穴来说)下式:

$$\begin{aligned}
 I_p &= q\mu_p \cdot pE - qD_p \text{grad } p \\
 &= -q\mu_p p \text{grad } \varphi_p
 \end{aligned}
 \quad (3.5)$$

式中 μ_p 和 D_p 分别是空穴的迁移率和扩散系数, E 是电场, q 是电子电荷。下面准备用准费米面导出最简单情形的 pn 结的整流式。进行一维分析, 假定两端的电极位置距离交界面很远, 注入的少数载流子在到达 x_a , x_b [图 3.9(b)] 之前复合而消失; 同时假定从 p 型到 n 型的过渡区很薄, 在这中间载流子不复合, 则 x_a 点和 x_b 点处于平衡状态,

$$\begin{aligned}
 \varphi_p(x_a) &= \varphi_n(x_a) = \varphi_p(x_b) + \delta\varphi \\
 &= \varphi_n(x_b) + \delta\varphi
 \end{aligned}
 \quad (3.6)$$

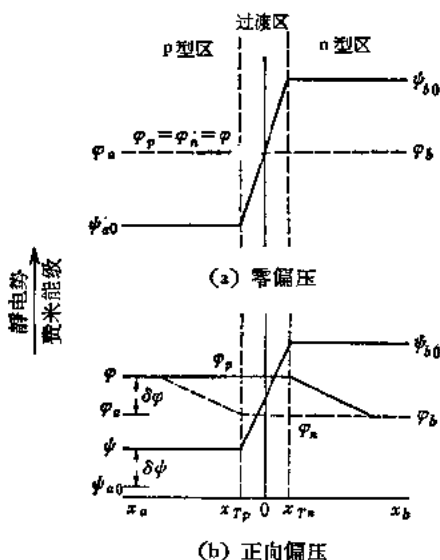


图 3.9 简单的 pn 结模型

而且

$$\left. \begin{aligned}
 \delta\psi &= \delta\varphi_n = \delta\varphi_p \text{ (在 } x_a \text{ 点上)} \\
 \delta\psi &= 0 \text{ (在 } x_b \text{ 点上)}
 \end{aligned} \right\}
 \quad (3.7)$$

这里再假设 $\delta\varphi$ 小于 kT/q , 并且外加电压引起的 n 和 p 的变化很小, 那么当 n 型区和 p 型区都比本征半导体掺有足够多的杂质时, φ_p 和 φ_n 便如图 3·9(b) 所示. 因此, 根据式 (3·5), 在 n 型区, I_p 有很大贡献, 在 p 型区, I_n 有很大贡献, 而且 I_p 和 I_n 的值在 x_{Tp} 和 x_{Tn} 之间是固定不变的. 因此, 在 $x = 0$ 处的总电流可以下式表示:

$$I = I_p(x_{Tn}) + I_n(x_{Tp}) \quad (3·8)$$

下面首先来考虑 $\delta\varphi > 0$ 时的空穴电流. 在 x_{Tn} 处, 能够成立下式:

$$\varphi_p = \varphi_n + \delta\varphi \quad (3·9)$$

所以由式 (3·4) 得到

$$\begin{aligned} p(x_{Tn}) &= n_i^2/n_n \cdot \exp\left(\frac{q(\varphi_p - \varphi_n)}{kT}\right) \\ &= p_n \exp\left(\frac{q\delta\varphi}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3·10)$$

设空穴的寿命为 τ_p , 则在式 (3·10) 的条件下解连续方程 (3·11),

$$\partial p / \partial t = (p_n - p) / \tau_p - \frac{1}{q} \nabla I_p \quad (3·11)$$

即可求出 x_{Tn} 右边 n 型区中的空穴浓度的分布. 在这个区域中, 由于 ψ 固定不变, 电流 I_p 主要是扩散电流, 所以

$$I_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3·12)$$

在定态下的解为

$$p = p_n + p_n \left[\exp\left(\frac{q\delta\varphi}{kT}\right) - 1 \right] \cdot \exp\left[-\frac{(x - x_{Tn})}{L_p}\right] \quad (3·13)$$

式中 $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$ 表示空穴的扩散长度. 因以, 由式 (3·12) 得到

$$I_p(x_{Tn}) = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{q\delta\varphi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.14)$$

对电子进行同样的分析,得到

$$I_n(x_{Tp}) = \frac{qD_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{q\delta\varphi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.15)$$

设 $\delta\varphi = V$, V 为外加电压,则总电流 I 为

$$\begin{aligned} I &= q \left[\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right] \cdot \exp\left[\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \\ &\equiv I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

在 $V < 0$ 时加上充分大的电压,则 $I = -I_s$, 因此我们把 I_s 称为饱和电流。 $V < 0$ 时的考虑和 $V > 0$ 时一样, 只要用浓度的减小来代替少数载流子的注入即可。

通常的 pn 结大多是 p_n , n_p 中的某一个值远大于另一值的非对称型, 在这种情形下, 式 (3.16) 的第一项, 只采用注入杂质浓度较低区域的载流子电流就足够了。把 I_p/I 称为空穴注入系数。 I_s 随温度的变化决定于 D_p , L_p 和 p_n 等随温度的变化, 其中影响最大的当然是 p_n 和 n_p , 因此, n_i 随温度的变化起主要作用^[12]。

2.1.2 特殊情形 公式 (3.16) 时应用了两个假设: 一个是注入的少数载流子在过渡区不复合 (产生); 另一个是注入的少数载流子浓度和基片的多数载流子浓度相比可以忽略。这两个假设在某种结中和在某种工作条件下不一定成立, 所以必须适当地加以修正。

如果在禁带中有一个在能级 E_i 以浓度 N_i 产生载流子的中心, 那么电子空穴对的产生率 G 在 pn 结的过渡区可以用下式表示^[13,14]:

$$G = n_i^2 / (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1) \quad (3.17)$$

式中

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_j}{kT}\right), \quad p_1 = n_i^2/n_1 \quad (3.18)$$

而且

$$\tau_{p0} = (C_p N_i)^{-1}, \quad \tau_{n0} = (C_n N_i)^{-1} \quad (3.19)$$

式中 C_p , C_n 是这个能级对于空穴和电子的俘获常数。对于过渡区以外的部分,例如对于 n 型部分来说,产生率 g 可用下式表示:

$$g = p_n(n_n + p_n)/\{\tau_{p0}(n_n + n_1) + \tau_{n0}(p_n + p_1)\} \quad (3.20)$$

这些产生源所提供的电流,有来自耗尽层厚度 W 以内产生的电子空穴对提供的过渡区以内的分量和来自距交界面 L_p 以内产生的电子空穴对提供的过渡区以外的分量,它们可以分别用 qWG 和 qL_pg 表示。一般来说, $L_p \gg W$, 所以 $G \gg g$ 的情形最重要,依 E_i , N_i 而有种种不同情况,但从倾向上来说,是寿命短,电阻低,禁带宽,在低温下,过渡区以内的分量占优势,这种情况在常温下的 Si 结^[14-16]和低温下的 Ge 结^[17]中可以观测到。如果含有由这种原因产生的电流,由于式中 W 项的关系,加上反向偏压时,电流不饱和,而加上正向偏压时,由于在这些能级消失的载流子增加,因而开始时电流较多,但电流一增加,这个电流分量便变得不明显,而趋近于理想的情形。

第二个假设在结的正向电流很大时便不能成立^[18-21]。当注入少数载流子的数目增加时,中和这些少数载流子的多数载流子的数目,和本来在基片中处于热平衡状态的多数载流子的数目相比不能再忽略不计,于是在基片内出现多数载流子的浓度梯度,并产生电场。有电场 E 存在时的空穴电流的公式是 (3.5), E 满足如下的关系:

$$\operatorname{div} E = \frac{4\pi q}{k} (p - n + N_d - N_a) \quad (3.21)$$

所以利用这两个式子解连续方程(3·11), 求出空穴的分布, 即能算出电流, 但是实际情况是非常复杂的。

如果设想 $p + n$ 型结, 略去 I_n , 那么在极限情况下, 空穴电流 I_p 为

$$I_p = -q \text{grad } p \left(1 + \frac{p}{p + N_d} \right) \quad (3.22)$$

在 $p \gg N_d$ 时, 约为 p 很小时的值的二倍。注入空穴的数目增加时, pn 交界面的 n 型一边的多数载流子的浓度增高, 引起电导率调制, 使注入效率变坏。大电流时伏安特性曲线变斜, 其原因是由于结以外的 p 型区, n 型区的电压降加大, 使 pn 结上的电压比小信号时小的缘故^[22-24]。

2.1.3 各种结 大功率整流器等器件, 常使用所谓 pin 结构的晶体二极管, 以提高反向击穿电压^[25,26]。在分析这种晶体管时, 必须考虑到 i 区中注入载流子所引起的电导率调制以及这个区的载流子复合(产生)。加上反向偏压时, 由于耗尽层的厚度大, 因而由 i 区复合中心产生的电流的贡献较大, 不致发生电流饱和现象。加上正向偏压时, 电压-电流曲线的斜率为 $q/\beta kT$, ($\beta = 1-2$)。又考虑到 i 区的复合, 在 pi 结和 in 结加上大体相等的电压, 得出了 $\beta = 2$ 。又由于引入了引起复合的条件和中间区的电压降, 因而能得到 β 在 $1-2$ 之间。此外, 注入载流子的浓度愈大, 载流子的迁移率和寿命就愈小, 除 pin 结以外, 还研究了一方为金属电极的 pir 结, 指出前者 β 因 i 区的厚度不同而异, 后者则显示出 $\beta = 2$ 。

此外, 在计算 p^+p 和 n^+n 这类 $L-H$ 结(低-高结)时, 必须经常把注入载流子的

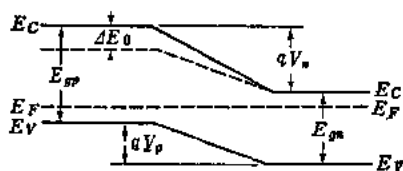


图 3·10 异质结的能带图

浓度考虑在内^[32]。

近年来,由于半导体材料工艺的进步,已经能够在不同材料之间做成结^[33,34](异质结)^[35]。如图 3·10 所示,用禁带宽度大的 P 型半导体和禁带宽度窄的 n 型半导体做成结,然后加上电压,则电子电流和空穴电流之比为

$$I_n/I_p = D_n L_p n_n / D_p L_n p_p \cdot K \exp(-\Delta E_0/kT) \quad (3.23)$$

其中

$$(n_{ip}/n_{in})^2 = K \exp(-\Delta E_0/kT) \quad (3.24)$$

K 为依两区的载流子的有效质量而定的常数。由式(3.23)可知,这种结的电子电流和空穴电流之比与用同一种材料做成的结相差 $K \exp(-\Delta E_0/kT)$ 倍,从 n 型区注入 P 型区的电子所应该超越的势垒,比从 P 型区注入 n 型区的空穴所应超越的势垒高 ΔE_0 ,所以数目减少,可以提高注入系数。

2.2 pn 结的阻抗

2.2.1 反向偏压的情形 加上反向偏压的 pn 结,在过渡区的 P 型区已由受主形成负的耗尽层,在 n 型区已由施主形成正的耗尽层,因此可以等效地把它们看作是静电容。在突变结中,空间电荷和电场的分布如图 3·11 所示,将泊松公式积分两次,代入耗尽层末端电场为零和电压为零(和 V)的条件,得到

$$V = 2\pi q/k \cdot (N_d W_1^2 + N_a W_2^2) \quad (3.25)$$

在 $N_d \ll N_a$ 之类的非对称的结中,只有浓度低的一边可以形成耗尽层。静电容为

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW} \cdot \frac{dW}{dV} = \left(\frac{Kq \cdot N_d}{8\pi} \right)^{\frac{1}{2}} V^{-\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

V 为加在结上的总电压,即外加的反向电压 V_a 和结内扩散电

势差 V_0 之和。由此可见，静电容依耗尽层的厚度即偏压而定，其变化情况则取决于结内的杂质分布情况。在线性缓变结中，设结的杂质浓度梯度为 a ，

则静电容为

$$C = \frac{K}{4\pi} \left(\frac{\pi q}{3k} a \right)^{1/2} V^{-1/3} \quad (3.27)$$

也有把对电压的依赖性特别加大的超突变结^[36]。

反过来，从静电容对电压的依从关系可以判断结内杂质的分布^[37,38]。

2.2.2 正向偏压的情形

加上正向偏压时，除了上节所述的静电容以外，还并联一个因少数载流子的注入而产生的导纳。关于这种导纳，设想外加电压分为直流分量和交流分量，其交流分量可以用式 (3.10)、式 (3.12) 相似的计算求得^[10]。空穴电流分量，在 $\omega \ll 1/\tau_p$ 的低频范围为

$$G_p + jS_p \doteq G_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + j\omega \frac{\tau_p}{2} G_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (3.28)$$

但是

$$G_{p0} = qp_n \mu_p / L_p = (q^2 / kT) (D_p / L_p) p_n \quad (3.29)$$

式中 V 是电压的直流分量。如果用电容 (称为扩散电容) 来表示电纳，可写成

$$C_p = \frac{\tau_p G_{p0}}{2} \exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) = \frac{q^2}{2kT} L_p p_n \exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \quad (3.30)$$

对于注入 P 型部分的电子电流，计算方法也与此相同。而在

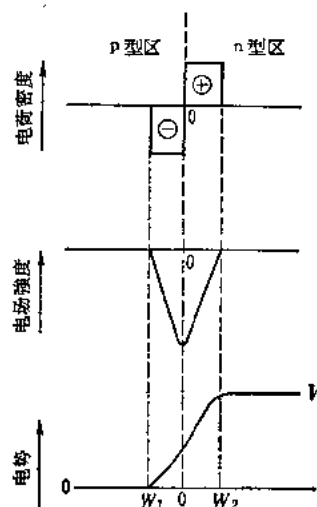


图 3.11 pn 结过渡区的空间电荷和电势的分布

$\omega \gg 1/\tau_p$ 的高频范围, 空穴电流分量的公式可写成如下的形式:

$$G_p = S_p = \sqrt{\frac{\tau_p}{2}} G_{p0} \exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \sqrt{\omega} \quad (3.31)$$

在实际的结中, 这些关系只在注入水平很低时才能成立, 在大振幅脉冲或高注入水平的状态下, 阻抗在很多情况下显示电感性^[39-49]。在高注入水平状态下, 外加电压的一部分加在结上, 其余的加在基片中, 形成电场。电场所形成的电流与基片的电导率成正比。电导率随注入的水平而变, 但由于在注入的过程中注入载流子的移动机构, 因而一定伴随发生延迟现象, 电流较电压延迟, 所以在表观上显示电感性阻抗。以后又研究了注入水平非常高的情形, 及在中间区必须同时考虑扩散电流和漂移电流的情形, 即导纳从电容性变为电感性的区域, 此外也把这种现象用在电感上^[44, 48-50]。

2.3 隧 道 结

如果同时增加 pn 结的 n 型区和 p 型区的杂质浓度, 使之成为简并状态, 则过渡区变薄, 为 100 埃, 内电场增强, 在满带和导带之间出现量子力学的隧道效应, 有电流通过^[51, 52]。加上反向偏压时, 如图 3.12(a) 所示, 电子从 p 型区的满带向 n 型区导带的空位移动。在零偏压时 [图 3.12(b)], 存在着和上述电子移动方向相反而大小相等的电子移动, 两者互相抵消, 使电流等于零。当外加正向偏压较低时 [图 3.12(c)], 电子从导带向满带空位移动。如果电压再增加 [图 3.12(d)], 由于能带间的交迭逐渐减少, 电流因而减小, 产生负电阻区, 随后通过由于少数载流子的注入而产生的扩散电流, 电压-电流特性如图 3.13 所示。隧道电流可用下式表示:

$$I = K \int_{EC}^{E_V} \{f_C(E) - f_V(E)\} T N_V(E) N_C(E) dE \quad (3.32)$$

式中 $f_C(E)$ 和 $f_V(E)$ 分别是导带和满带的费米分布函数, $N_V(E)$ 和 $N_C(E)$ 分别是满带和导带中的能量 E 的状态密度, T 是因隧道效应引起的电子穿透几率。

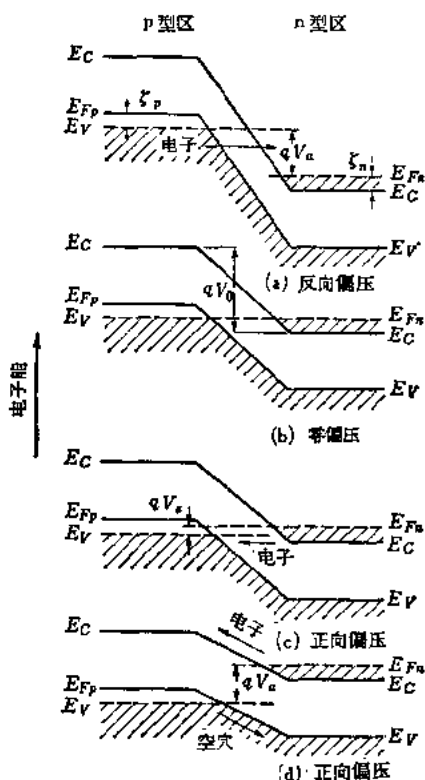


图 3.12 隧道结的能带图

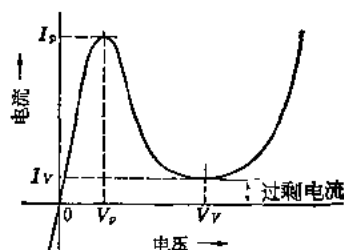


图 3.13 隧道结的电压-电流特性

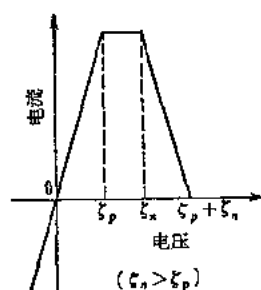


图 3.14 隧道结在 0°K 下的
电流-电压特性

设结内的电场 E 稳定, 并且没有声子在内, 则隧道效应引起的电子穿透几率 T 可以下式表示^[53]:

$$T = \frac{aqE}{h} \exp \left\{ -\frac{8\pi}{3} \cdot \frac{(2m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{hqE} \right\} \quad (3.33)$$

禁带宽度 E_g 和载流子的有效质量 m^* 越小, 穿透几率就越大。现设 $N_C \propto \sqrt{E - E_C}$, $N_V \propto \sqrt{E_V - E}$, 并设 T 恒定, 来计算式 (3.32), 则在绝对零度下式 (3.32) 如图 3.14 所示^[54]。由于式 (3.32) 中的 K 不能够很精确地求得, 所以 I_p 的绝对值有这样一种倾向, 即 m^* , E_g 和 $(1/\rho_p + 1/n_n)$ 等的量越小, I_p 的绝对值就越大, 但这种关系并不是简单的^[55]。 I_p 的温度特性, 由于式 (3.32) 中 T 以外的项和 T 项显示相反的温度效应, 不能一概而论。实际上, 由于温度的上升, I_p 的变化有两种倾向^[56]。另外, 在杂质浓度稍小, 可以略去 I_p 时, 将反向偏压时的隧道电流的电压值和相应的正向偏压时的扩散电流的电压值加以比较, 就可以知道前者非常低, 在表观上整流方向反转。这种晶体二极管称为反向二极管^[57]。

掺有 Si, Sb 的 Ge, 导带的最小点和满带的最大点并不在布里渊区的同一位置, 有以声子为媒介的隧道现象, 在低温下



图 3.15 通过能级 E_1 的隧道效应

可以观测到隧道电流的猝灭现象^[58,59]。关于图 3.13 中的过剩电流, 可以认为是在禁带中产生了杂质和缺陷能级, 因而引起与这个能级相应的隧道电流^[60](图 3.15)。在 Si 中掺 Au^[61] 和在 Ge 中掺 P^[62] 时也显示这种效应。现在还知道因放射性照射^[63,64] 和电子射线照射等而产生的缺陷, 可以在禁带中形成能级, 增加过剩电流。

2.4 pn 结的击穿现象

2.4.1 击穿机构 在 pn 结中不断增加反向电压时, 最初只有饱和电流 I_s 通过, 但超过某一临界电压时, 电流开始急

剧增大。这种现象称为击穿现象,其临界电压称为击穿电压,这种特性在 pn 结不因发热而遭到破坏的范围以内是可逆的。击穿机构大体上可分为电子雪崩击穿^[66,67]和齐纳击穿^[68]两类。雪崩击穿常发生在内电场弱而过渡区很厚的结中,并伴随着和气体放电相似的电流倍增机构。设载流子穿过高电场区时把能量传递给满带电子而在单位时间内产生的电子空穴对的数目为 α (电离系数),则一次载流子的电流倍增系数 M 为

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^W \alpha dx \quad (3.34)$$

式中 W 是耗尽层的厚度, $M \rightarrow \infty$ 便是击穿。严格地说, α 的值依一次载流子的种类而异^[69,70]。如果已知结中的杂质分布,那么根据电压与 W 的关系以及 α 对电场的依赖性就可以以电压的函数的形式求出 M , 从而确定击穿电压^[71,72]。

在结很薄而内电场较强时,和本编 2.3 节的情形一样,由于隧道效应,有电流通过^[73,74], 电流 I 可以用下式表示^[75], 并且不伴同发生倍增效应:

$$I \propto V_a^a E^b \exp(-\alpha_x E_x^{3/2}/E) \quad (3.35)$$

式中 V_a 是外加电压, a 约等于 1, b 的值在 1—3 之间, α_x 是一个与有效质量有关的常数,因此,当电场超过一定值时,电流就急剧增加。

雪崩效应和齐纳效应在强度为 $2-3 \times 10^5$ 伏/厘米 (Ge)^[76] 的电场和 $1-2 \times 10^6$ 伏/厘米 (Si)^[73] 的电场下开始产生,在过渡区,因隧道效应而流过的电流,由于雪崩效应而倍增以至于击穿^[77]。

击穿电压的温度特性,在雪崩区主要与迁移率的温度变化有关,为正值,在 1.5×10^{-3} 度⁻¹ (Ge)^[76] 和 8×10^{-4} 度⁻¹ (Si)^[67] 上下;在齐纳区,则取决于禁带宽度的温度变化,为负

值,并且数值较前者为小。此外,在两种效应同时存在的区域里,两种效应互相抵消,温度变化极小,可利用这个区域的击穿电压作电压的标准^[77]。

2.4.2 结构缺陷和击穿 击穿现象与结内的电场强度有关,因此,如果结内部在结构方面或电子方面有缺陷,使电场强度不均匀时,击穿现象就集中地发生在某一个特定的位置。

在 p^+n 型的陡变结中, p^+ 区的一小部分(曲率半径 r_0)突出到 n 区中时,这一部分的电场就增高,击穿电压 V_B 下降为

$$V_B = r_0 E_B - \frac{2\pi q N_d}{\kappa} r_0^2 \times \left[\left\{ 1 + \frac{3K E_B}{r_0 4\pi q N_d} \right\}^{2/3} - 1 \right] \quad (3.36)$$

式中 E_B 为结内的最大电场。其例子示于图 3.16 中。

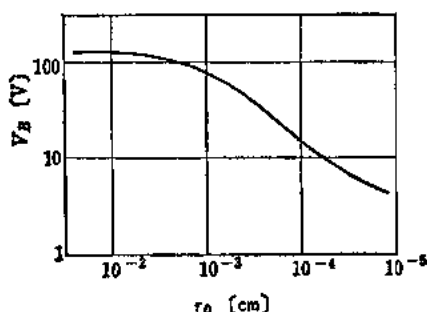


图 3.16 Ge p^+n 结中 p^+ 区的曲率半径 r_0 与 V_B 的关系 ($N_d = 10^{15}$ 厘米⁻³)

在结的附近有杂质的反常分布^[80-82]以及 pn 交界面位于表面^[83]时,电场增强后,会同样地发生较正常电压为低的击穿。晶体中存在的位错也会引起击穿^[84],产生微小的击穿点,这种微小的击穿点称为微等离子区^[85,88]。在一个

微等离子区里存在着电流的接通和断开两种状态,其间的转变几率是外加电压的函数^[89,90],在某一外加电压下,可以发生任一转变,使电流产生脉冲噪声。齐纳区的击穿通常不受这些缺陷的影响^[75]。特别是被高电场加速的“过热电子”有时在击穿区发生复合,以光的形式放出剩余的能量,因而我们有时可以在微等离子区点看到发光现象^[91-96]。

第三章 pn 結載流子扩散型晶体三极管^[97]

如果按工作原理将 pn 结晶体三极管进行分类,那么可以根据在低注入水平下基区内的少数载流子电流,主要是扩散电流还是漂移电流来区分。从这样的观点出发,我们把前一种晶体三极管叫做载流子扩散型晶体三极管,把后一种晶体三极管叫做载流子漂移型晶体三极管。但是,在大注入水平下,这两种晶体三极管的扩散电流和漂移电流变成同一数量级,所以这种分类方法不一定是本质的。由于属于前一范畴的晶体三极管,基区的电阻率是均匀的,而属于后一范畴的晶体三极管,基区的电阻率随着从发射极到集电极而变化,因此不如根据这一点把 pn 结晶体三极管分为均匀基区晶体三极管和非均匀基区晶体三极管较为妥当。

分析晶体三极管的工作,也和分析晶体二极管一样,基本上是用小注入水平和一维理论,但实际工作状态或实际晶体三极管的三维影响等,可以作为附加的影响来考虑。

3.1 小注入一维模型晶体三极管 的导纳参数^[10,98,99]

在图 3.17 所示的一维模型上,取发射极为座标原点,设 $x = 0$, 并设集电极结耗尽层的基极侧端为

$$x = W_0 + W_1 e^{j\omega t}$$

此式的第二项是因为集电极结加有交流电压的缘故。

决定基区内载流子浓度的基本方程, 由于只考虑扩散电流, 变成扩散方程, 在 pnp 型晶体三极管的情况下, 这方程为

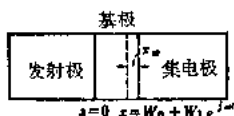


图 3.17 一维模型的晶体三极管

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p} = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.37)$$

式中 D_p 为扩散系数, p 为空穴浓度, p_n 为在热平衡状态下的空穴浓度, τ_p 为空穴寿命。边界条件是, 在发射极一边, 可以把发射极电压 V_e 写成直流分量 V_{e0} 与交流分量 $v_{e1}e^{j\omega t}$ 之和:

$$V_e = v_{e0} + v_{e1}e^{j\omega t} \quad (3.38)$$

在这里如果

$$|v_{e0}| \gg |v_{e1}| \quad (3.39)$$

则基区内的空穴浓度在 $x = 0$ 处为

$$p = p_n e^{\frac{qV_e}{kT}} = p_{e0} + p_{e1}e^{j\omega t} \quad (3.40)$$

式中

$$p_{e0} = p_n e^{qV_{e0}/kT} \quad (3.41)$$

$$p_{e1} = p_{e0} \frac{q}{kT} v_{e1} \quad (3.42)$$

在集电极一边, 可以把集电极电压 V_c 写成直流分量 v_{c0} 和交流分量 $v_{c1}e^{j\omega t}$ 之和:

$$V_c = v_{c0} + v_{c1}e^{j\omega t} \quad (3.43)$$

$$v_{c0} < 0 \quad |v_{c0}| \gg |v_{c1}| \quad (3.44)$$

开始时我们略去由于加上交流信号电压, 使集电极结的耗尽层厚度发生变化的现象, 于是基区内的空穴浓度在 $x = W_0$ 处为

$$p = p_n e^{\frac{qV_c}{kT}} = p_{c0} + p_{c1}e^{j\omega t} \quad (3.45)$$

式中

$$p_{c0} \doteq p_n e^{\frac{q\varphi_{c0}}{\kappa T}} \doteq 0 \quad (3.46)$$

$$p_{c1} \doteq p_{c0} \frac{q}{kT} v_{c1} \doteq 0 \quad (3.47)$$

根据式 (3.40) 和式 (3.45), 空穴的边界条件是直流分量和交流分量的线性组合, 所以假定它的解也是这种形式, 于是

$$P = p_n + A e^{\frac{x}{L_p}} + B e^{-\frac{x}{L_p}} + C e^{\frac{x}{L_p} + j\omega t} + D e^{-\frac{x}{L_p} + j\omega t} \quad (3.48)$$

$$\lambda_p = L_p / (1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \quad (3.49)$$

把它代入扩散方程 (3.37), 可以肯定 (3.48) 就是空穴边界条件的解, 根据边界条件, 可以确定未定系数 A, B, C, D , 于是

$$\begin{aligned} P_0(t, x) = p_n &+ \left[\frac{(p_{c0} - p_n) - (p_{c0} - p_n) e^{-\frac{W_0}{L_p}}}{2 \sinh\left(\frac{W_0}{L_p}\right)} \right] e^{\frac{x}{L_p}} \\ &- \left[\frac{(p_{c0} - p_n) - (p_{c0} - p_n) e^{-\frac{W_0}{L_p}}}{2 \sinh\left(\frac{W_0}{L_p}\right)} \right] e^{-\frac{x}{L_p}} \\ &+ \left[\frac{p_{c1} - p_{c1} e^{-\frac{W_0}{\lambda_p}}}{2 \sinh\left(\frac{W_0}{\lambda_p}\right)} \right] e^{\frac{x}{\lambda_p} + j\omega t} \\ &- \left[\frac{p_{c1} - p_{c1} e^{-\frac{W_0}{\lambda_p}}}{2 \sinh\left(\frac{W_0}{\lambda_p}\right)} \right] e^{-\frac{x}{\lambda_p} + j\omega t} \end{aligned} \quad (3.50)$$

其次, 为了把由信号电压引起的耗尽层变化考虑在内, 不改变

发射极一边的边界条件, 而设集电极一边的边界条件在 $x = W_0 + W_1 e^{j\omega t}$ 处为

$$p = p_{c0} + p_{c1} e^{j\omega t} \quad (3.51)$$

$$|W_1| \ll |W_0| \quad (3.52)$$

$$W_1 = \frac{\partial W}{\partial V_c} v_{c1} \quad (3.53)$$

并令其解为

$$P_1(t, x) = P_0(t, x) + \tilde{P}(t, x) \quad (3.54)$$

因此, $\tilde{P}(t, x)$ 的边界条件为

$$\tilde{P}(t, 0) = 0 \quad (3.55)$$

$$\begin{aligned} \tilde{P}(t, W_0 + W_1 e^{j\omega t}) &= -W_1 e^{j\omega t} \left(\frac{\partial p_0}{\partial x} \right)_{x=W_0} \\ &\doteq \left[(p_{c0} - p_n) \operatorname{csch} \left(\frac{W_0}{L_p} \right) - (p_{c0} - p_n) \coth \left(\frac{W_0}{L_p} \right) \right] \\ &\quad \times \frac{W_1}{L_p} e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (3.56)$$

今设

$$\tilde{P}(t, x) = E e^{\frac{x}{L_p} + j\omega t} + F e^{-\frac{x}{L_p} + j\omega t} \quad (3.57)$$

并代入扩散方程, 证明 (3.57) 满足边界条件的解, 所以根据边界条件 (3.55) 和 (3.56), 可以确定未定系数 E, F , 由此有

$$\begin{aligned} \tilde{P}(t, x) &= \frac{\sinh \left(\frac{x}{L_p} \right)}{\sinh \left(\frac{W_0}{L_p} \right)} \left[(p_{c0} - p_n) \operatorname{csch} \left(\frac{W_0}{L_p} \right) \right. \\ &\quad \left. - (p_{c0} - p_n) \coth \left(\frac{W_0}{L_p} \right) \right] \frac{W_1}{L_p} e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (3.58)$$

因此, 得到解为 (3.50) 和 (3.58) 之和. 设截面为 A , 根据这个解, 基区内的空穴电流 I_p 为

$$\begin{aligned}
I_p = -A_q D_p \frac{\partial p}{\partial x} = -A_q D_p \left[\left\{ \frac{p_{e0} - p_n}{L_p} \times \frac{\cosh\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_0}{L_p}\right)} \right. \right. \\
- \frac{p_{e0} - p_n}{L_p} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{x - W_0}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_0}{L_p}\right)} \left. \right\} + \left\{ \frac{p_{c1}}{\lambda_p} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{x}{\lambda_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_0}{\lambda_p}\right)} \right. \\
- \frac{p_{c1}}{\lambda_p} \times \frac{\cosh\left(\frac{x - W_0}{\lambda_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_0}{\lambda_p}\right)} \left. \right\} e^{i\omega t} \pm \frac{W_1}{L_p} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{x}{\lambda_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_0}{\lambda_p}\right)} \\
\times \left\{ \frac{p_{e0} - p_n}{\lambda_p} \operatorname{csch}\left(\frac{W_0}{L_p}\right) - \frac{(p_{e0} - p_n)}{\lambda_p} \coth\left(\frac{W_0}{L_p}\right) \right\} e^{i\omega t} \right]
\end{aligned} \quad (3.59)$$

所以将 $x = 0$ 和 $x = W_0$ 代入此式, 即能求出导纳参数。

由于少数载流子电流还包括发射极区和集电极区的电子, 所以要考虑这些电子的影响。

首先, 考虑发射极区的电子电流。如果发射极区的长度比发射极区中电子的扩散长度充分长, 则在 $x = 0$ 处, 边界条件为

$$N = n_p e^{\frac{qV_e}{kT}} = n_{e0} + n_{c1} e^{i\omega t} \quad (3.60)$$

$$n_{e0} \doteq n_p e^{\frac{qV_{e0}}{kT}} \quad n_{c1} \doteq n_{e0} \frac{qV_{c1}}{kT}$$

在 $x \rightarrow -\infty$ 处, 为

$$N = n_p \quad (3.61)$$

由于基本方程是扩散方程, 因此容易知道满足这个边界条件的解为

$$N(t, x) = n_p + (n_{e0} - n_p)e^{\frac{x}{L_{ne}}} + n_{ce}e^{\frac{x}{L_{ne}} + j\omega t} \quad (3.62)$$

式中 L_{ne} 是发射极区中电子的扩散长度, $\lambda_{ne} = L_{ne}/(1 + j\omega\tau_{ne})^{1/2}$, τ_{ne} 是发射极区中电子的寿命。因此, 发射极结的电子电流 I_{ne} 为

$$I_{ne} = AqD_n \left\{ \frac{n_{e0} - n_p}{L_{ne}} + \frac{n_{ce}}{\lambda_{ne}} e^{j\omega t} \right\} \quad (3.63)$$

其次, 考虑集电极区的电子电流。在生长结型晶体管以及台面型晶体管中, 集电极的电阻率很大, 不可忽略集电极中电场的存在, 因此也不可忽略少数载流子电流的漂移分量。由于电场是个未知函数, 所以首先假定为电中性条件, 因为用空穴电流密度和电子电流密度之和, 就得到了一个具有恒定值的总电流密度。因总电流密度 J 成为一个定值, 所以, 采用总电流密度代替电场, 再利用

$$\operatorname{div} J = 0 \quad (3.64)$$

$$\operatorname{grad} D_0 = 0 \quad (3.65)$$

式中

$$D_0 = \frac{\mu_p p D_n + \mu_n n D_p}{\mu_p p + \mu_n n} = \frac{n + p}{\frac{n}{D_p} + \frac{p}{D_n}} \quad (3.66)$$

可以求出电子电流的连续性方程为

$$\frac{1}{q} \operatorname{div} J_n = \frac{\mu_n E}{M} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} + D_0 \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_p}{\tau_n} \quad (3.67)$$

式中 y 是以集电极结耗尽层的集电极侧端为原点的座标, 并且^[100,101]

$$E = \frac{J}{q(\mu_p p + \mu_n n)} \quad (3.68)$$

$$M = \frac{p + bn}{p - n} = \frac{p_p + bn_p}{p_p - n_p} \quad (3.69)$$

因此,集电极区中电子电流的基本方程就是(3·67),解此式时利用下列边界条件:

$$\text{在 } y = 0 \text{ 时, } N = n_p e^{qV_c/kT} = 0 \quad (3\cdot70)$$

$$\text{在 } y \rightarrow \infty \text{ 时, } N = n_p \quad (3\cdot71)$$

则集电极区中电子密度为

$$N = n_p(1 - e^{m_1 y}) + \frac{n_p m_2 \mu_n E_1}{j\omega M} \times (1 - e^{x_2 y}) e^{m_2 y} e^{j\omega t} \quad (3\cdot72)$$

式中

$$m_2 = -\frac{\mu_n E_0}{2D_0 M} - \sqrt{\left(\frac{\mu_n E_0}{2D_0 M}\right)^2 + \frac{1}{D_0 \tau_n}} \quad (3\cdot73)$$

$$x_2 = -\frac{1}{2}\left(m_2 + \frac{\mu_n E_0}{D_0 M}\right) - \sqrt{\left[\frac{1}{2}\left(m_2 + \frac{\mu_n E_0}{D_0 M}\right)\right]^2 - \frac{j\omega}{D_0}} \quad (3\cdot74)$$

集电极结中的电子电流 I_{nc1} 为

$$I_{nc1} = \frac{AqD_n n_p \mu_n m_2 x_2 E_1}{j\omega M} \quad (3\cdot75)$$

在这里,如果认为交流电场 E_1 是由注入集电极的空穴产生的,则

$$I_{pc1} = Aq\mu_p E_1 \quad (3\cdot76)$$

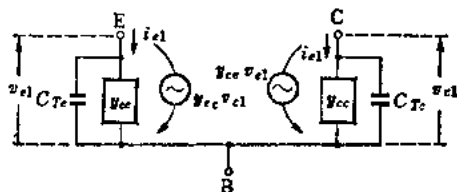
所以集电极中空穴电流的放大系数 α^* 为

$$\alpha^* = \frac{I_{pc1} + I_{nc1}}{I_{pc1}} = 1 + \frac{\mu_n n_p}{\mu_p p_p} \cdot \frac{D_n m_2 x_2}{j\omega M} \quad (3\cdot77)$$

由此可见,当集电极区的电阻率大时,集电极上所有有电流增加,是因为集电极区的多数载流子产生了电场,在集电极区有与这电场成正比的少数载流子电流流过的缘故。

由式(3·59)和式(3·63)的交流分量,可以求出基区内少数载流子的扩散电导,再加上式(3·77)和过渡区的电容,就能够求出一维模型小注入晶体三极管的等效电路参数。采

用图 3·18 所示的等效电路, 则等效电路参数如下:



C_{Te} 和 C_{Tc} 分别为发射极和集电极的过渡区电容

图 3·18 一维模型的等效电路

导纳参数定义为

$$\begin{aligned} i_{c1} &= y_{ce} v_{e1} + y_{ec} v_{c1} \\ v_{c1} &= y_{ce} v_{e1} + y_{ec} v_{c1} \end{aligned} \quad (3.78)$$

则

$$\begin{aligned} y_{ce} &= \frac{q}{kT} \left[(i_{pe0} - i_{pes}) \times \frac{(1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \tanh \frac{W_0}{L_p}}{\tanh \frac{W_p}{\lambda_p}} \right. \\ &\quad \left. + i_{ne0} (1 + j\omega\tau_{ne})^{1/2} \right]^* \\ y_{ec} &= -\frac{q}{kT} \left[(i_{pe0} - i_{pes}) \times \frac{(1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \tanh \frac{W_0}{L_p}}{\sinh \frac{W_0}{\lambda_p}} \right] \\ &\quad \times \left(1 + \frac{\mu_n n_{pe}}{\mu_p p_{pe}} \right) \\ y_{ce} &= \frac{\partial W}{\partial V_c} \cdot \frac{(1 + j\omega\tau_p)^{1/2}}{L_p \sinh \frac{W_0}{\lambda_p}} i_{pe0} \\ y_{ec} &= -\frac{\partial W}{\partial V_c} \cdot \frac{(1 + j\omega\tau_p)^{1/2}}{L_p \tanh \frac{W_0}{\lambda_p}} \times i_{pe0} \left(1 + \frac{\mu_n n_p}{\mu_p p_{pe}} \right) \end{aligned} \quad (3.79)$$

但是, $p_{c0} = 0$, $p_{c1} = 0$, 式中 i_{pe0} 和 i_{pc0} 分别是发射极和集电极的直流空穴电流, i_{ne0} 是发射极的直流电子电流, i_{pe1} 是发射极结的饱和电流, n_{pc} 和 p_{pc} 分别是集电极区在热平衡时的电子浓度和空穴浓度。从 (3.79) 的第四式可以清楚地看出, 集电极导纳决定于耗尽层厚度随集电极结电压的变化, 这种影响称为耗尽层扩展效应。

采用 (3.79) 的形式时, 等效电路参数并不明确, 把式 (3.79) 展开求出近似式, 在 $\omega < \omega'_a$ 的范围内, 得

$$\left. \begin{aligned} y_{ie} &= g_{ee} \frac{1 + j\omega/\omega'_a}{1 + j\omega/3\omega'_a} \\ y_{ie} &= \frac{-\beta_0 g_{ee}}{1 + j\omega/3\omega'_a} \\ y_{ee} &= \frac{-\beta_0 g_{ee}}{1 + j\omega/3\omega'_a} \\ y_{ee} &= g_{ee} \frac{1 + j\omega/\omega'_a}{1 + j\omega/3\omega'_a} \end{aligned} \right\} \quad (3.80)$$

式中

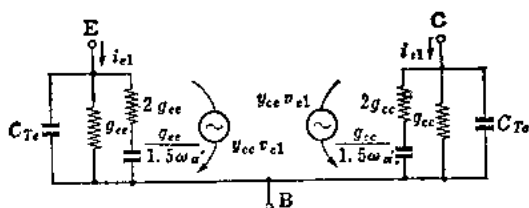
$$\left. \begin{aligned} g_{ee} &= \frac{q i_{e0}}{kT} \\ g_{ee} &= -\frac{1}{W} \cdot \frac{\partial W}{\partial V_c} i_{pe0} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{W_0}{L_p^2} \right) \\ \omega'_a &= \frac{2D_p}{W_0^2}, \quad \beta_0 = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{W_0^2}{L_p^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.81)$$

假定发射极效率 γ 为 1, 同时假定 α^* 也为 1。

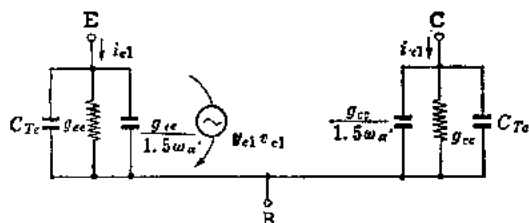
利用式 (3.18) 的结果, 可以把等效电路写成如图 3.19。

晶体三极管的重要参数是电流放大系数 α , 把它定义为在集电极短路状态下集电极电流和发射极电流之比, 并且规定在低频范围放大系数取正值。所以

$$\alpha = -\frac{y_{ce}}{y_{ee}} \equiv \alpha^* \beta \gamma \quad (3.82)$$



(a) 简化的等效电路



(b) 进一步简化的等效电路

图 3.19 简单等效电路

α^* 称为集电极放大系数, β 称为少数载流子运输系数, γ 称为发射极效率, 根据式 (3.79), 它们的数值分别为

$$\alpha^* = 1 + \frac{\mu_n n_{pc}}{\mu_p p_{pc}} \quad (3.83)$$

$$\beta = \frac{1}{\cosh \frac{W_0}{L_p}} \quad (3.84)$$

$$\gamma = \left[1 + \frac{i_{ne0}}{i_{pe0} - i_{pes}} \cdot \frac{(1 + j\omega\tau_{ne})^{1/2}}{(1 + j\omega\tau_p)^{1/2}} \times \frac{\tanh \frac{W_0}{L_p}}{\tanh \frac{W_0}{L_p}} \right]^{-1} \quad (3.85)$$

只有在这里所提出的机构下, 集电极的放大系数 α^* 才如 (3.83) 式所示, 如有电子雪崩等另外的机构, 则表达式就不同了。

少数载流子迁移因数 β 是决定电流放大系数和频率特性的一个很重要的量, 如将 β 图示于复平面上, 则如图 3-20 所示, 当模 $|\beta|$ 减少到等于其低频值 β_0 的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 时的频率, 称为

β 的截止频率, 在大多数情形下, 电流放大系数的频率特性决定于 β 的频率特性, 这种频率也可称为电流放大系数的截止频率, 把它写作 f_a 。由式 (3-84), f_a 为

$$f_a = \kappa \frac{D_p}{W_0^2} \quad (3-86)$$

κ 是 W_0/L_p 的函数, 计算出的值如表 3-2 所示^[102], 通常 $W_0/L_p \ll 1$, 所以我们常使用

$$\kappa = 2.43 \quad (3-87)$$

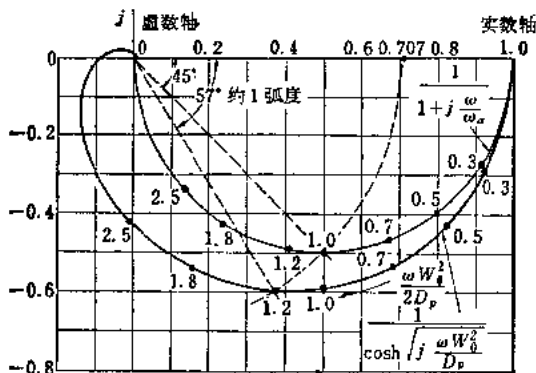


图 3-20 少数载流子到达率的频率特性

利用式 (3-80) 近似地表示 β 的频率特性, 也可以令

$$\beta = \beta_0 \frac{1}{1 + j\omega/\omega'_a} \quad (3-88)$$

这个频率 ω'_a 和 β 的截止频率 ω_a 相差 20%, 当角频率等于 ω_a 时, 一般采用表达式

$$\beta = \beta_0 \frac{1}{1 + j\omega/\omega_a} \quad (3-89)$$

表 3-2 κ 的 值

$\frac{W_0}{L_p}$	$\beta_0 = \frac{1}{\cosh \frac{W_0}{L_p}}$	κ
0.35	0.942	2.56
0.30	0.956	2.53
0.25	0.970	2.50
0.20	0.983	2.47
0.10	0.995	2.45
0	1.000	2.43

以便获得可以使 $|\beta|$ 减少到等于 β_0 的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 的振幅特性。如

图 3-20 所示, β 的频率特性在复平面上为半圆形, 在 $\omega \ll \omega_a$ 的范围内符合得比较好。但是, 当 $\omega = \omega_a$ 时, 则出现相当大的差距。例如, 在 $\omega = \omega_a$ 时的相位, 根据半圆近似法为 45° , 而实际则为 57° 。为了修正这种过剩相移, 也常采用

$$\beta = \beta_0 \frac{e^{-jm \frac{\omega}{\omega_a}}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_a}} \approx \beta_0 \frac{1 - jm \frac{\omega}{\omega_a}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_a}}$$

$$m = 0.21 \quad (3.90)^{[103]}$$

γ 可以近似地写成

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_b}{\sigma_e} \cdot \frac{W_0}{L_{ne}} (1 + j\omega\tau_{ne})} \quad (3.91)$$

式中 σ_b 为基区的电导率, σ_e 为发射极区的电导率。由此可知, 为了使 γ 趋近于 1, 必须使发射极区的电导率比基区的电导率充分大。

3.2 晶体三极管实际工作状态的讨论^[19]

实际的晶体三极管工作情况，用前节所述的简单理论并不能充分说明。表面复合问题和基极阻抗问题，可以按微扰方法附加在前节所述的理论上，但是，电流放大系数和频率特性随发射极电流的大小而变化等等，则是相当涉及理论本质的问题。我们现在来考虑一下这个问题在上节理论中的位置。从理论的构成很容易看出，在上节所述的理论中，还有下列各点应该加以讨论：①没有分析电场产生与否就认为与扩散电流相比漂移电流可以忽略的问题；②在晶体三极管的实际工作状态下，小注入的假设是否成立；③如果这个假设不成立，那么式(3.40)和式(3.60)的边界条件是否成立；以及④电中性的假设是否成立等。所以我们首先对上述各点依次加以讨论。

3.2.1 对于略去电场的讨论^[19] 在晶体三极管的基区，要想使漂移电流与扩散电流相比可以略去，需要满足下列条件：

$$J \ll q b N_d D_p \frac{W_0}{L_p^2} \quad (3.92)$$

$$(b-1)(p-p_n)L_p^2/bN_dW_0^3 \ll 1 \quad (3.93)$$

式中 N_d 是施主浓度， $b = \mu_n/\mu_p$ ， μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率。式(3.93)的条件要求严格规定小注入的程度为

$$\frac{p}{N_d} \ll \left(\frac{W_0}{L_p}\right)^2 \ll 1 \quad (3.94)$$

式(3.92)按基极电流规定了式(3.94)的内容，作为一个例子，设 $N_d = 10^{15}/\text{厘米}^3$ ， $\tau_p = 100$ 微秒， $W_0 = 50$ 微米， $b =$

2.1, $A = 0.1$ 毫米², 则

$$i \ll 17 \text{ 微安} \quad (3.95)$$

可见, 利用扩散方程计算通常晶体三极管的工作状态是颇有问题的。

3.2.2 关于边界条件的讨论^[21] 可以认为, 在大注入的情形, 下式也能够成立:

$$\left. \begin{aligned} p &= n_i e^{-\frac{q}{kT}(\psi - \varphi_p)} \\ n &= n_i e^{-\frac{q}{kT}(\psi - \varphi_n)} \end{aligned} \right\} \quad (3.96)$$

式中 n_i 是本征状态的载流子浓度, ψ 是静电势, φ_p 和 φ_n 分别是空穴和电子的准费米能级。所以将电中性条件

$$p - p_n = n - n_n \quad (3.97)$$

$$p - p_p = n - n_p \quad (3.98)$$

代入式 (3.96), 只考虑一方的载流子浓度, 并取 (3.96) 两式的乘积消去 ψ , 则 pnp 晶体三极管发射结的少数载流子浓度在基区侧端和发射区侧端分别为

$$p(p - p_n + n_n) = n_i^2 e^{\frac{q}{kT}(\varphi_p - \varphi_n)_E} \quad (3.99)$$

$$n(n - n_p + p_p) = n_i^2 e^{\frac{q}{kT}(\varphi_p - \varphi_n)_E} \quad (3.100)$$

式中下标 E 表示发射结处的值。

发射区的注入电子浓度比多数载流子浓度低, 所以注入发射区的电子的数目 n_E 为

$$n_E = \frac{n_i}{p_p} e^{\frac{q}{kT}(\varphi_p - \varphi_n)_E} = n_p e^{\frac{q}{kT}\delta\varphi'_E} \quad (3.101)$$

$$\delta\varphi'_E = (\varphi_p - \varphi_n)_E \quad (3.102)$$

此外, 注入基区的空穴浓度 p_E 与基区的多数载流子浓度比较, 并不一定小到可以忽略, 所以

$$p_E(p_E + n_n) = n_i^2 e^{\frac{q}{kT}\delta\varphi'_E} \quad (3.103)$$

$\delta\varphi'_E$ 与加在发射极和基极间的电势差 $\delta\phi_E$ 的差值等于发射区 φ_p 的减量 $\delta\varphi_{pE}$ 和基区 φ_n 的减量 $\delta\varphi_{nE}$, 即为

$$\delta\varphi'_E = \delta\phi_E - \delta\varphi_{pE} - \delta\varphi_{nE} \quad (3.104)$$

发射区的电阻率十分小时, $\delta\varphi_{pE}$ 通常可以略去, 所以如图 3.21 所示, 加在结两端的电压 V_E 和 $\delta\varphi'_E$ 的关系为

$$\delta\phi_E = \delta\varphi'_E + \delta\varphi_{nE} = V_E + \delta\phi_B \quad (3.105)$$

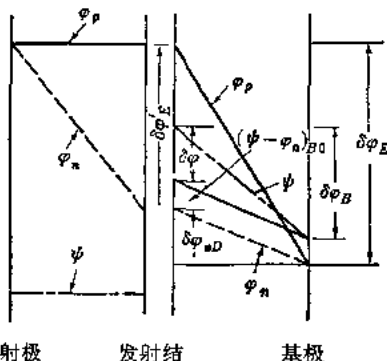


图 3.21 发射极和基极间的静电势及准费米能级的变化

式中 $\delta\phi_B$ 为基区内的电势降。另一方面, 从图中可以看出,

$$\delta\phi_E = \delta\psi + \delta\varphi_{nB} \quad (3.106)$$

所以有关系式

$$V_E = \delta\varphi'_E - \delta\psi \quad (3.107)$$

在求算 $\delta\psi$ 时, 考虑到发射结靠基极一边的电子浓度 n_B , 根据电中性条件得 n_B 为

$$\begin{aligned} n_B &= n_0 + p_E = n_i c^{\frac{q}{kT}(\psi - \varphi_n)_E} \\ &= n_i c^{\frac{q}{kT}(\delta\psi + (\psi - \varphi_n)_{B0})} = n_{nE} c^{\frac{q\delta\psi}{kT}} \end{aligned} \quad (3.108)$$

式中 $(\psi - \varphi_n)_{B0}$ 为基极在热平衡状态下的值。

因此,

$$\delta\psi = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{p_E}{n_n} \right) \quad (3.109)$$

所以,将式(3·107)和式(3·109)代入式(3·101)和式(3·103),可得

$$n_E = n_p e^{\frac{qV_E}{kT}} \left(1 + \frac{p_E}{n_n} \right) \quad (3 \cdot 110)$$

$$p_E = p_n e^{\frac{qV_E}{kT}} \quad (3 \cdot 111)$$

这就是大注入的边界条件。这里应该注意的是, V_E 是直接加在发射结上的电压,而不是加在发射极和基极间的电压。 $\delta\phi_B$ 表示基区内的电势降,如后面将要述及的,它可以给内基极电阻作出定义。

3·2·3 对于电中性条件的讨论^[19] 在上面所述的理论中曾经假设一个电中性条件。要确定这个条件究竟是否成立,可先不假设这个条件,而把上述基本方程联立起来,求出空穴和电子的分布,再加以分析。然而这种方法在数学处理上有一定困难,因此,除了电中性条件以外,我们再作一个假设,令基区内的电子电流为零,求电场 E ,再由电场 E 导出泊松方程,并使此方程的右边趋近于零。这种方法本身的矛盾较少,准备用它来证实电中性。

在小注入下为

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{pE^2}{N_d^2 W_0^2} \ll \frac{qN_d}{\epsilon} \quad (3 \cdot 112)$$

存在的空间电荷量比电离杂质形成的电荷小得多。

在大注入下为

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kT}{qW_0^2} \ll \frac{qp_E}{\epsilon} \quad (3 \cdot 113)$$

存在的空间电荷比注入空穴的数目小得多。

由此可见,当考虑空穴和电子浓度间的关系时,大体上可以假定为电中性条件。

3.3 任一注入下的晶体三极管的工作情况

从前节的讨论中我们得出了这样的结论：①略去晶体三极管基区内存在的电场是不切合实际的；②在不考虑基极电阻的一维理论中，关于发射结的边界条件，应该对基区的多数载流子作一些修正。然而，把这些条件考虑进去来讨论任一注入下的晶体三极管的工作，在数学处理上有一定的困难，所以我们只好暂且把任一注入作为重点来研究，略去基区内的复合，并只分析低频范围这一有限的方面。

首先，假定为电中性条件，则有关系式

$$E = \frac{J_p + qD_p \frac{dp}{dx}}{q\mu_p p} = \frac{J_n + qbD_p \frac{dp}{dx}}{qb\mu_p (p + N_d)} \quad (3.114)$$

所以

$$dx = -\frac{qD_p}{J_p} \left\{ \frac{(2p + N_d)dp}{p(1 - J_n/bJ_p) + N_d} \right\} \quad (3.115)$$

由于我们已略去复合，因而 J_n 和 J_p 在基区内是定值，式 (3.115) 可以直接积分，利用边界条件

$$\text{在 } x = 0 \text{ 处} \quad p = p_E = p_n e^{\frac{qV_E}{kT}} \quad (3.116)$$

$$\text{在 } x = W_0 \text{ 处} \quad p = p_c = p_n e^{\frac{qV_C}{kT}} \quad (3.117)$$

可得

$$x = \frac{qD_p N_d}{J_p} \left\{ \frac{2(p_E - p)}{N_d} - \ln \left(\frac{1 + p_E/N_d}{1 + p/N_d} \right) \right\} \quad (3.118)$$

$$J_p = \frac{qD_p N_d}{W_0} \left\{ \frac{2(p_E - p_c)}{N_d} - \ln \left(\frac{1 + p_E/N_d}{1 + p_c/N_d} \right) \right\} \quad (3.119)$$

在 $p/N_d \ll 1$ 的小注入下，式 (3.119) 可写成

$$J_p = \frac{qD_p(p_E - p_c)}{W_0} \quad (3.120)$$

这与在本编 3.1 节求出的表达式的近似解相符。

在 $p/N_d \gg 1$ 的大注入下, 式 (3.119) 可写成

$$J_p = \frac{2qD_p(p_E - p_c)}{W_0} \quad (3.121)$$

上式表示存在电场时所引起的漂移电流, 所以有效扩散系数趋近于二倍值。

设 $p_c = 0$, 改变 (3.118) 的形式, 可得

$$\frac{p}{p_0} = \frac{1}{2}(1 - x) + \frac{1}{2\rho} \ln(1 + \rho p/p_0) \quad (3.122)$$

式中

$$p_0 = \frac{J_p W_0}{qD_p}, \quad \rho = \frac{p_b}{N_d},$$

$$x = \frac{x}{W_0}$$

式 (3.122) 可以对归一化的长度给出归一化的空穴分布, 如把它写成用 ρ 参数表示的曲线, 则如图 3.22 所示^[104]。图中的虚线表示直流分布, 从图中可以看出线性分布是一个相当好的近似。

注入发射区的电子电流密度 J_{ne} 可由下式给出:

$$J_{ne} = qD_n \frac{n_E - n_p}{L_{ne}} \quad (3.123)$$

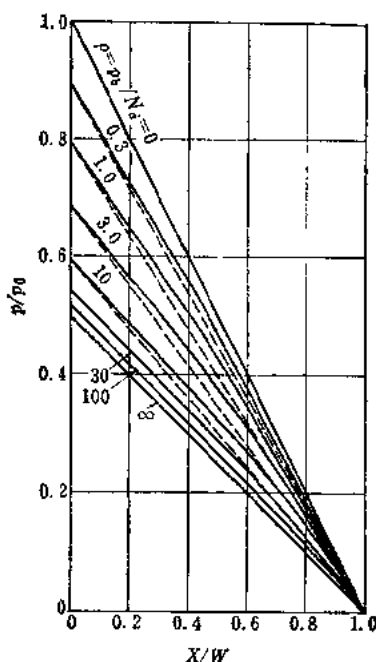


图 3.22 任一注入下的空穴分布

$$n_E = n_p e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \left(1 + \frac{pE}{N_d} \right) \quad (3.124)$$

所以利用以上两式解下列导纳参数

$$\begin{cases} i_c = g_{ce} v_c + g_{ec} v_e \\ i_e = g_{ec} v_c + g_{ee} v_e \end{cases} \quad (3.125)$$

可得

$$\begin{aligned} g_{ee} = & \frac{q^2 A}{\kappa T} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \left[\frac{2D_p p_n}{W_0} - \frac{D_p p_n}{W_0} \left\{ \frac{1}{1 + (p_n/N_d) e^{\frac{qV_E}{\kappa T}}} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{D_n n_p}{L_{ne}} \left(1 + \frac{2p_n}{N_d} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.126)$$

$$\begin{aligned} g_{ec} = g_{ce} = & \left(-\frac{\partial W}{\partial V_c} \right) \left(\frac{qAD_p}{W^2} \right) \left[2p_n e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \right. \\ & \left. - N_d \ln \left\{ 1 + \left(\frac{p_n}{N_d} \right) e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.127)$$

$$g_{ce} = \frac{q^2 A}{\kappa T} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \left[\frac{2D_p p_n}{W_0} - \frac{D_p p_n}{W_0} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{p_n}{N_d} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}}} \right\} \right] \quad (3.128)$$

这里未考虑基区内的复合和集电结的电流增加，所以根据式(3.126)和式(3.128)计算的电流放大系数就是注射效率 γ ，其公式为：

$$\begin{aligned} \gamma = & \left\{ \frac{2D_p p_n}{W_0} - \frac{D_p p_n}{W_0} \left(1 + \frac{p_n}{N_d} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \right)^{-1} \right\} / \\ & \left\{ \frac{2D_p p_n}{W_0} - \frac{D_p p_n}{W_0} \left(1 + \frac{p_n}{N_d} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \right)^{-1} \right. \\ & \left. + \frac{D_n n_p}{L_{ne}} \left(1 + 2 \frac{p_n}{N_d} e^{\frac{qV_E}{\kappa T}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.129)$$

在 $p_n e^{\frac{qV_E}{kT}} \ll N_d$ 的小注入下为

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_n n_p W_0}{D_p p_n L_{nc}}} \quad (3.130)$$

这和式(3.91)的直流解相符合, 在 $p_n e^{\frac{qV_E}{kT}} \gg N_d$ 的大注入下为

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_n n_p W_0}{D_p N_d L_{nc}} e^{\frac{qV_E}{kT}}} \quad (3.131)$$

表明在大注入下, γ 和发射极电流一起减小。

要研究晶体三极管在任一注入下的高频工作, 只能根据实验^[21], 或者只研究大注入下的工作。例如采用电中性条件, 当 $p \gg N_d$ 时设 $p = n$, 并令

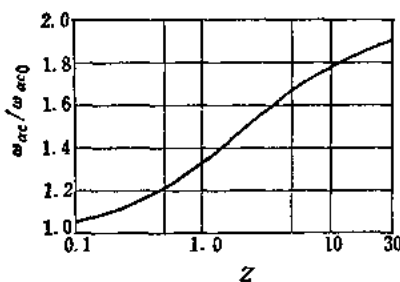
$$E = \frac{J_n - qbD_p \text{grad } p}{q\mu_p b_p} \quad (3.132)$$

$$\begin{aligned} J_p &\doteq -\frac{J}{b} - 2qD_p \text{grad } p \\ &\doteq -2qD_p \text{grad } p \end{aligned} \quad (3.133)$$

然后代入电流的连续性方程, 结果是把小注入下的 D_p 变成 $2D_p$ 。因此, 电流放大系数的截止频率 f_a 在大注入下为

$$f_a \doteq \frac{2.43 D_p}{\pi W_0^2} \quad (3.134)$$

也变成低频时的二倍。实际上, 由于注射效率要减小, 所以不会完全变成二倍, 但是却可以说明 f_a 对发射极电流的



$$Z = \frac{I_p W_0}{AD_p N_d}, \quad f_{a0} \text{ 为小注入下的 } f_a$$

图 3.23 电流放大系数的截止频率对电流的依从关系的理论曲线

依从关系。图 3·23 是利用小注入下的电流所求得的截止频率对发射极电流的依从关系^[21]。

3·4 晶体三极管的三维效应

实际的晶体三极管的结构是三维的，所以用一维理论来研究，有些现象是考虑不到的。这些现象是由于实际晶体三极管具有三维结构而产生的，有的是不管晶体三极管的类型如何而都存在的基本现象，但是当详细地进行定量研究时，所得出的结论一般都在很大程度上取决于晶体三极管的类型。

3·4·1 表面复合对电流放大系数的影响^[11,105,106,107] 晶体三极管在小注入下的电流放大系数的低频值比根据本编 3·1 节的理论所估计的数值小得多。而且现在已经知道，要想在合金结晶体三极管等器件中获得充分接近 1 的放大系数，必须使集电极面积超过发射极面积约二倍。结面积与电流放大系数有这样的关系，显然是由于三维效应，如图 3·24 所示，这是因为结边缘的空穴在基区自由表面复合的缘故。如果是生长结晶体三极管之类的结构，这种影响可以用微扰的方法简单算出。具体地说，设表面复合速度为 S ，则表面复合电流密度 J_s 为

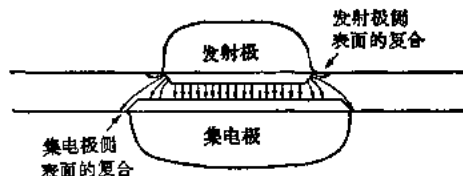


图 3·24 合金结晶体三极管中的表面复合

所以表面复合电流 I_s 可由下式

$$J_s = S(p - p_n) \quad (3·135)$$

所以表面复合电流 I_s 可由下式

$$I_s = qS \times 4a \int_0^{W_0} (p - p_n) dx \quad (3.136)$$

求得, 式中 a 如图 3-25 所示, 是生长结晶体三极管的正方形截面的一边长度。根据一维理论,

$$p \doteq \frac{p_E}{W_0} (W_0 - x) \quad (3.137)$$

所以

$$I_s = \frac{1}{2} q S p_E A_s \quad (3.138)$$

$$A_s = 4aW_0 \quad (3.139)$$

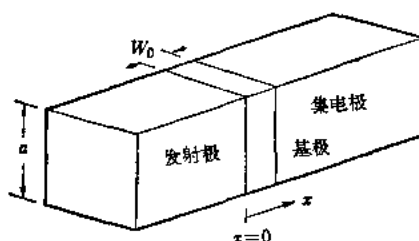


图 3-25 生长结晶体三极管

在这里, A_s 就代表基区自由表面的面积。另一方面, 空穴电流的近似表达式为

$$I_{ep} = A q D_p \frac{p_E}{W_0} \quad (3.140)$$

所以只考虑表面复合时的少数载流子输运系数 β_s 为

$$\beta_s = 1 + \frac{I_s}{I_{ep}} = 1 - \frac{S A_s W_0}{2 A D_p} = 1 - 2 \frac{S W_0^2}{a D_p} \quad (3.141)$$

研究图 3-24 所示的合金结晶体三极管时, 数学计算工作相当复杂。我们首先如图 3-26 那样, 将合金结晶体三极管的结面近似地表为扁长旋转椭圆座标的双曲面, 然后解扩散方程。这时双曲面的同焦点 C 和表示结面的座标 η_0, ξ 的关

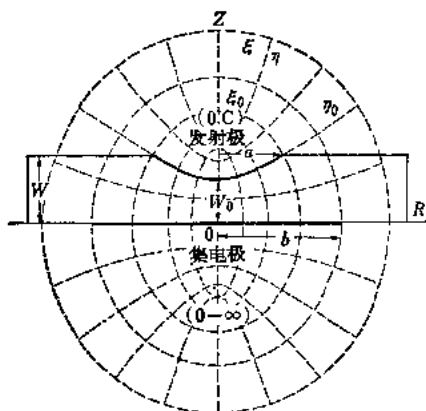


图 3-26 利用扁长旋转椭圆座标描述合金结晶体三极管结面的近似表示法

系为

$$C = W_0 \sqrt{\frac{a^2}{W^2 - W_0^2} + 1} \quad \eta_0 = \frac{W_0}{C} \quad \xi_0 = \frac{W}{W_0} \quad (3.142)$$

式中 W_0 和 W 分别为发射极的中心和边缘的基区宽度。如果就发射极侧自由表面和集电极侧自由表面这两方面计算表面复合电流, 求 β_i , 就得到

$$\beta_i = 1 - \frac{z}{x} \left[1.1 + \left(\frac{y}{x} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-x(y-x)/2} \left\{ -1.0 + \frac{2.0}{\sqrt{22}} \cdot \frac{K_1(y\sqrt{22})}{K_0(y\sqrt{22})} \right\} \right] \frac{1+w}{2} \quad (3.143)$$

式中 $w = \frac{W_0}{W}$, $x = \frac{a}{W}$, $y = \frac{b}{W}$, $z = \frac{SW}{D_p}$, K_0 和 K_1 分别为第二种 0 阶和 1 阶的修正贝塞耳函数^[107]。分析一下式 (3.143), 就可以得到各种实验结论, 其中最主要的有以下几点:

(1) 式 (3.143) 中的 w , x , y , z 都是无量纲数, 它们表

示表面复合尺寸不同的晶体三极管间的相似定律，是能够互相比较的。

(2) 结面为曲面时的影响，可用修正系数 $1 + w/2$ 的形式来表示，因此，如果按半导体片的厚度 W 固定不变来考虑，就可以知道缩小基区厚度最小值 w_0 就可以改进 β_i 。这一事实固然可以归因于：发射结变成曲面后，空穴电流的部分流线接近基区表面，从而增加了表面复合的机会；其实是由于发射极电流的绝大部分是扩散电流，因而它从空穴浓度梯度大的部分即基区厚度小的结中央部分流过的缘故。

(3) 当发射结的直径小时，集电结的大小会产生相当大的影响，但是如果详细地研究一下式 (3·143)，就可清楚地看出，当集电结和发射结的半径差超过基区厚度的五倍时，就可以忽略集电极侧表面的复合，因而可以认为集电结的半径为无限大。这时式 (3·143) 简化成

$$\beta_i = 1 - 1.1 \frac{x}{x} = 1 - 1.1 \frac{SW^2}{aD_p} \quad (3 \cdot 144)$$

因而与 (3·141) 的形式相似。

(4) 从减小集电结电容这个观点出发，确定了集电结的大小，给定了基区厚度和表面复合速度时，使 β_i 变成最大值的发射结的大小便起决定的作用。这是因为发射极过大时，集电极侧的表面复合会增大，发射极过小时，发射结边缘上的表面复合会增大的缘故。现在以此为参变数，把使 β_i 成为最大值的 x 作为 y 的函数示于图 3·27 中。

在合金结晶体三极管的情形，电流放大系数取决于结的大小，这是在实验中一再观测到的事实，现在举一个例子示于图 3·28，式 (3·143) 能够很好地说明这种现象。

3·4·2 决定电流放大系数的因子 以合金结晶体三极管为例进行研究时，可以知道，表面复合对少数载流子输运系

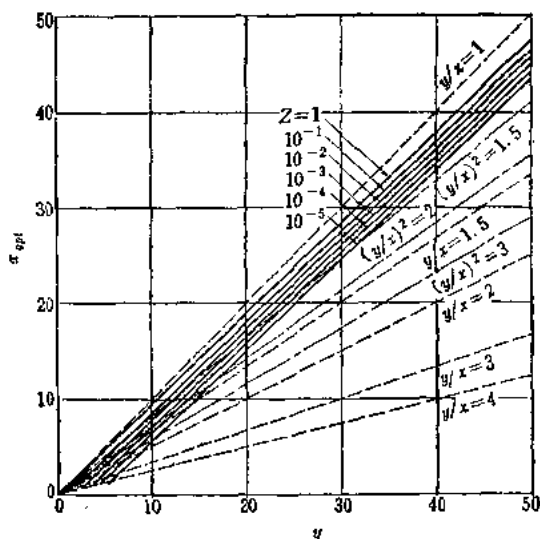


图 3-27 使电流放大系数成为最大值的结的尺寸

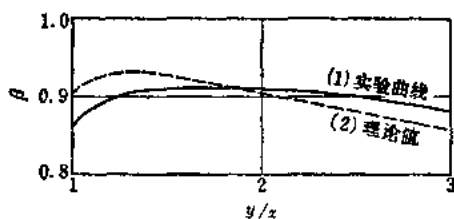


图 3-28 合金结晶体三极管的电流放大系数随结面积的变化

数 β 的影响可由式 (3-144) 给出, 并且容易证明, 基区体内复合的影响, 可以就低频的情形展开 (3-84), 由下式给出:

$$\beta_v = 1 - \frac{W_0^2}{2D_p\tau_p} \quad (3-145)$$

式中 β_v 表示只考虑体内复合时的 β , 发射极效率在小注入下可以由式 (3-130) 给出, 所以当 $\alpha^* = 1$ 时, 小注入下的电流

放大系数 α 为

$$\alpha \doteq 1 - 1.1 \frac{SW_0^2}{aD_p} - \frac{W_0^2}{2D_p\tau_p} - \frac{D_p n_p W_0}{D_p p_n L_{nc}} \quad (3.146)$$

例如: 设 $S = 475$ 厘米/秒, $W_0 = 48$ 微米, $a = 0.19$ 毫米, $D_p = 44$ 厘米²/秒, $\tau_p = 510$ 微秒, $\sigma_n = 0.45$ 欧姆/厘米, $\sigma_p L_{nc} = 1.55$ 欧姆, 可得

$$\left. \begin{aligned} 1.1 \frac{SW_0^2}{2D_p\tau_p} &= 0.014 \\ \frac{W_0^2}{2D_p\tau_p} &= 0.0006 \\ \frac{D_p n_p W_0}{D_p p_n L_{nc}} &= 0.0014 \end{aligned} \right\} \quad (3.147)$$

由此可知, 决定小注入下的 α 的因子是表面复合, 体内复合几乎与此无关。

据估计, 随着注入的增大, 逐渐出现基区内电场的影响, 所以式(3.147)中的 D_p 趋近于 $2D_p$, 该式第三项按式(3.131)和发射极电压一起按指数函数增加, 所以 α 决定于发射极效率, 并和发射极电流一起减小。其实际例子如图 3.29 所示。

关于 α 对发射极电流的依从关系, 准备再作一些稍微详

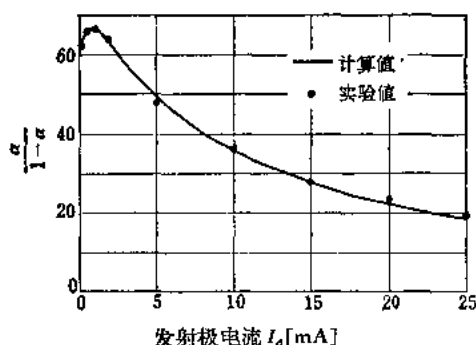


图 3.29 电流放大系数对发射极电流的依从关系

细的讨论^[108,109]。

从式 (3·138) 可以类推, 如果重新用 A_s 代表有效表面复合面积, 并根据式 (3·144) 确定它的值, 则一般可以写成

$$I_s = qSA_s p_E \quad (3·148)$$

当发射极电流发生变化时, 严格地说, S 也是该点的空穴浓度的函数, 不过它的变化比较小, 可以忽略, 于是

$$\frac{\partial I_s}{\partial I_{ep}} = qSA_s \frac{\partial p_E}{\partial I_{ep}} \quad (3·149)$$

由 (3·119) 式,

$$\frac{\partial p_E}{\partial I_{ep}} = \frac{W_0}{AqD_p} \cdot \frac{1 + \frac{p_E}{N_d}}{1 + \frac{2p_E}{N_d}} \quad (3·150)$$

所以, 如果将函数 $g(Z)$ (场因子) 确定为

$$g(Z) \equiv \frac{1 + \frac{p_E}{N_d}}{1 + \frac{2p_E}{N_d}}$$

$$Z = \frac{W_0}{AqD_p N_d} I_E = \frac{2(p_E - p_c)}{N_d} - \ln \frac{1 + \frac{p_E}{N_d}}{1 + \frac{p_E}{N_d}} \quad (3·151)$$

则可以写成

$$\frac{\partial I_s}{\partial I_{ep}} = \frac{W_0 S A_s}{D_p A} g(Z) \quad (3·152)$$

$g(Z)$ 的变化情况如图 3·30 所示。

其次, 我们来研究一下关于发射极效率的项, 由式 (3·129),

$$\frac{I_{ce}}{I_{ep}} = \frac{1}{\gamma} - 1 = \frac{D_n n_p W_s}{D_p p_n L_{nc}} \left(1 + \frac{p_E}{N_d} \right) \quad (3·153)$$

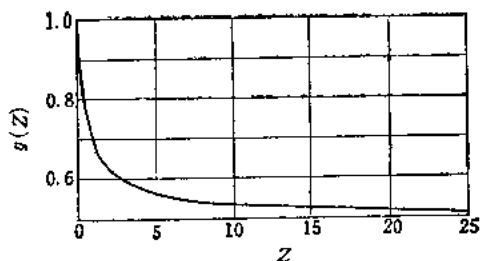


图 3-30 注入水平与 $g(Z)$ 的关系

所以

$$\begin{aligned}\frac{\partial I_{en}}{\partial I_{ep}} &= \frac{D_n n_p W_0}{D_p p_n L_{ne}} \left\{ 1 + \frac{p_E}{N_d} + I_{ep} \frac{\partial(p_E/N_d)}{\partial Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial I_{en}} \right\} \\ &= \frac{D_n n_p W_0}{D_p p_n L_{ne}} f(Z)\end{aligned}\quad (3.154)$$

式中函数 $f(Z)$ (减退因子) 为

$$f(Z) = 1 + \frac{p_E}{N_d} + Z \frac{1 + \frac{p_E}{N_d}}{1 + \frac{2p_E}{N_d}} \doteq (1 + Z) \quad (3.155)$$

它随 Z 的变化如图 3-31 所示。

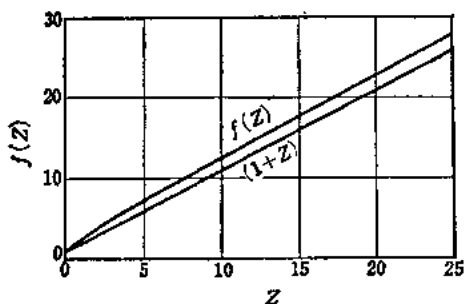


图 3-31 注入水平和 $f(Z)$ 的关系

最后,体内复合可用下式表示:

$$\frac{I_{VR}}{I_{VP}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W^2}{D_p \tau_p} \quad (3.156)$$

假定 τ_p 与载流子的数目成正比,并且设平均寿命为

$$\frac{1}{\tau_p} \doteq \frac{1}{\tau_{p0}} \left(1 + \frac{p_E}{N_d} \right) \quad (3.157)$$

(式中 τ_{p0} 为热平衡状态下的空穴寿命)

则和发射极效率一样,可以令

$$\frac{\partial I_{VR}}{\partial I_{cp}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{W^2}{D_p \tau_{py}} f(Z) \quad (3.158)$$

由于

$$1 - \alpha = \frac{\partial I_s}{\partial I_{cp}} + \frac{\partial I_{en}}{\partial I_{cp}} + \frac{\partial I_{VR}}{\partial I_{cp}}$$

所以可以用式 (3.152), (3.154) 和 (3.158) 来表示 α 对发射极电流的依从关系。

图 2.29 中的点表示实验值,实线表示根据本节所述理论得出的曲线。在计算理论值时采用了下列数值:

$$\left. \begin{aligned} W_0 &= 4.3 \times 10^{-3} \text{ 厘米} \\ A &= 1.1 \times 10^{-3} \text{ 厘米}^2 \\ \sigma_b &= 0.45 \text{ 姆欧/厘米} \\ L_b &= 0.14 \text{ 厘米} \\ \sigma_c L_{ne} &= 1.55 \text{ 姆欧} \\ S A_i &= 0.147 \text{ 厘米}^3/\text{秒} \\ D_p &= 44 \text{ 厘米}^2/\text{秒} \\ \mu_n &= 3600 \text{ 厘米}^2/\text{秒} \cdot \text{伏} \end{aligned} \right\} \quad (3.159)$$

3.4.3 由于结为曲面而引起的截止频率的降低^[10,11]

最近,把合金结晶体三极管结面的发射极和集电极相对部分制成平行平面的工艺有了进展,促进这种进展的原因在于:当

结面为曲面时,电流放大系数的截止频率就要降低。

从理论上叙述这个问题时,最简单的方法^[111]是把它作为坐标上的一维问题来求扩散方程。在图 3·32 中,

$$\left. \begin{aligned} &\text{表示发射结面的 } \eta \text{ 坐标 } \eta_1 \text{ 为} \\ &\eta_1 = \frac{W_{01}}{C} \\ &\text{表示集电极结面的 } \eta \text{ 坐标 } \eta_2 \text{ 为} \\ &\eta_2 = -\frac{W_{02}}{C} \\ &\text{表示发射极结端的 } \xi \text{ 坐标 } \xi_0 \text{ 为} \\ &\xi_0 = \frac{W_1}{W_{01}} = \frac{W_2}{W_{02}} \end{aligned} \right\} \quad (3 \cdot 160)$$

其中 C 为椭圆面积和双曲面族的同焦点的 Z 坐标, 它和结的尺寸有如下的关系式:

$$C = W_{01} \sqrt{1 + \frac{a^2}{W_1^2 - W_0^2}} \quad (3 \cdot 161)$$

式中 a 为发射极半径。

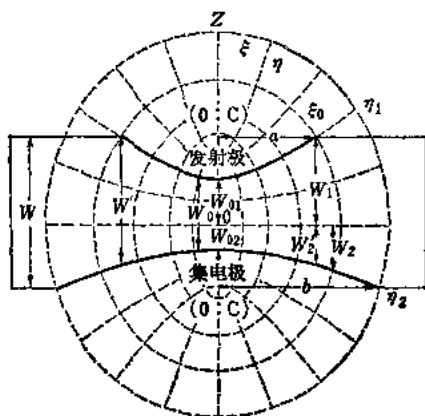


图 3·32 结形状和扁长旋转椭圆面坐标

另外, W_{01} 和 W_{02} 是从 $\eta = 0$ 的面测量的基极厚度的最小值, 设基极厚度的最小值为 W_0 , 则

$$W_0 = W_{01} + W_{02} \quad (3.162)$$

式中 W_1 和 W_2 为通过发射极结端的多曲面与发射极和集电极结面的交线的 Z 座标。按这个座标系可以把扩散方程写成

$$\frac{d}{d\eta} \left\{ (1 - \eta^2) \frac{dp}{d\eta} \right\} = k^2 (\xi^2 - \eta^2) (p - p_n) = 0 \quad (3.163)$$

$$k^2 = c^2 \frac{1 + j\omega\tau_p}{L_p^2} \quad (3.164)$$

所以, 就空穴分布的交流分量求级数解, 计算 β , 就得到

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{\xi_0^2 + \xi_0 + 1}{3} \cdot \frac{k^2 (y_1 - y_2)^2}{2}} = \frac{1}{1 + j1.22\omega/\omega_a} \quad (3.165)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \omega_a &= \rho\omega_{a0}, \quad \rho = \frac{3}{\xi_0^2 + \xi_0 + 1} \\ \omega_{a0} &= \frac{2.43D_p}{W_0^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.166)$$

因此, ρ 表示结面为曲面时截止频率的减小率。设发射极结端的基极厚度为 W' , 可以令 ξ_0 为

$$\xi_0 = \frac{W'}{W_0} \quad (3.167)$$

所以图 3.33 中的实线^[111]是把 ρ 以 W'/W_0 的函数形式表示的; 图中的虚线是当发射极结面为平面而集电极结面为抛物面时, 假定空穴从发射极垂直地向集电极移动而求出的减小率^[110], 虽然它是比实际的情形能够得到令人乐观结果的近似值; 不过, 两者显示出比较接近的数值。

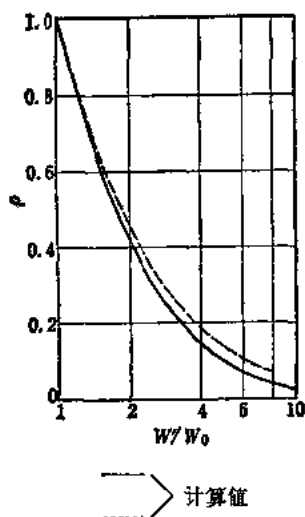
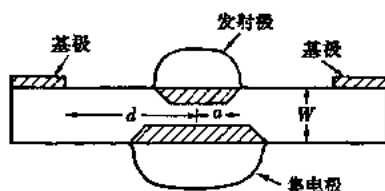
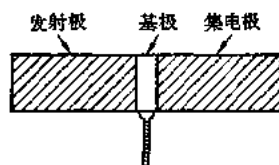


图 3-33 截止频率的减小率



(a) 合金结晶体三极管



(b) 生长结晶体三极管

图 3-34 晶体管基极

3.4.4 基区电阻 通常简称为基极电阻的这个物理量，根据等效电路不同而有各种不同的意义。可以用所谓基极电阻来表示的量，是基区内的电压降和内反馈。内反馈是可以用一维理论来说明的量，而且不根据基极电阻的形式也能够表示出来，所以本节准备只对表示基区内电压降的基极电阻进行研究。

研究一下实际晶体管的结构就可以知道：在图 3-34 所示的合金结晶体管以及台面晶体管等中，基区内的电压降是在下面两个区域里发生的，一是几乎没有少数载流子影响的部分即可以认为是具有通常电阻的半导体片的区域，二是有少数载流子注入的部分即发射极和集电极之间的区域。前者是寄生基区，后者是本质基区。另一方面，在生长结晶体管中，如图 3-34 所示，虽然没有寄生基区，但在本质基区有基极电流的集中，因而现象就变得复杂一些^[112-114]。

这里把表示寄生基区电压降的基区电阻称为基区扩展电阻,把表示本质基区电位降的基区电阻称为内基区电阻。

[1] 基区扩展电阻^[99] 寄生基区的电压降是由于有本质基区内少数载流子的复合和发射极效率不等于1而引起的多数载流子电流、集电极结的饱和电流以及对各个结的过渡区电容进行充电放电的多数载流子电流通过而发生的,因此这种电压降使基极和到发射极结边缘为止的半导体片的电阻变成了外电阻。

当晶件三极管具有图3·34(a)所示结构时,设发射极半径为 a ,基极半径为 d ,半导体的厚度为 W ,电阻率为 ρ ,则很容易求出基区扩展电阻 r_{be} 大体可用下式近似地表示:

$$r_{be} = \frac{\rho}{2\pi W} \ln \frac{d}{a} \quad (3.168)$$

[2] 内基区电阻 内基区电阻的计算不象基区扩展电阻那样简单。这是因为加在发射极结上的电压因沿基区内发射极结面分布的电势不同而异,存在所谓自偏压截止效应^[115-117],引起电流集中于发射极边缘的现象。如果作为数学问题来考虑,就是因为边界条件中含有未知函数。因此,迄今为止的研究工作可以由如下两种情形来代表,一种是把自偏压截止效应包括在内计算低频范围的内基区电阻,一种是略去直流的自偏压截止效应,只考虑高频范围的自偏压截止效应来计算高频范围的内基区电阻。

下面以结为圆形的合金结晶体三极管为模型来进行说明。

(a) 低频范围的内基区电阻^[218,219] 现在如图3·35所示,设想一个没有寄生基区,而只是由本质基极区组成的晶件三极管。在这里假定“空穴电流正以一维方式从发射极向集电极流动”,可以认为这个假定除结的边缘部分而外,在其他大

部分区域都是成立的。利用这个假设可以求出半径 r 方向的

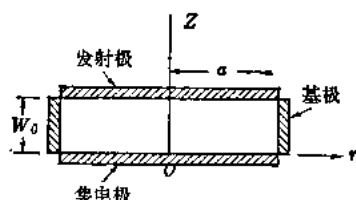


图 3-35 没有寄生基区的晶体三极管

电场强度 E_r 。也就是说，由于不存在沿半径方向流动的空穴电流密度 J_{pr} ，所以

$$J_{pr} = q\mu_p p E_r - qD_p \text{grad}_r p = 0 \quad (3-169)$$

由此式求出 E_r ，再假定为电中性条件，求沿半径方向流动的电子电流密度 J_{nr} ，就得到

$$\begin{aligned} J_{nr} &= q\mu_n n E_r + qD_n \text{grad}_r n \\ &= b \left(1 + \frac{n}{p} \right) qD_p \text{grad}_r p \end{aligned} \quad (3-170)$$

其次，如果考虑到发射极结前面电子电流密度 J_n 的散度，那么当发射极效率等于 1 时，垂直地流入发射极结的电流密度 J_{nz} 为零，因此，在发射极结前面，电子电流只沿着结流动。当发射极效率小于 1 时， J_{nz} 不等于零，上述那样的状态不能成立，但是如果按迭加原理来考虑，即使在这种情形下，作如下的假定，其近似程度也是相当高的：由于体内复合而产生的电子电流沿着结面流动，只有注入发射极的电子电流垂直于结流动。在这种情形下， J_{nz} 对于 Z 的导数便成为零，并且由于可以假定为轴对称，所以结果就等于假定“ J_n 的散度，除对于 r 的导数而外，都是零”。因此，在发射极结前面，关于电子电流的电流连续性方程为

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (r J_{nr}) = q \frac{p_E - p_n}{\tau_p} \quad (3-171)$$

所以代入式 (3-170)，就得到

$$b \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left\{ r \left(1 + \frac{n_E}{p_E} \right) \frac{dp_E}{dr} \right\} = \frac{p_E - p_n}{L_p^2} \quad (3-172)$$

式中 n_E 为发射极结基极侧的电子浓度。在小注入情况下, 可以认为成立如下关系:

$$n_E > p_E > p_n$$

所以式 (3.172) 可以用下式近似地表示:

$$b \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{N_d}{p_E} \cdot \frac{dp_E}{dn_E} \right) = \frac{p_E}{L_p^2} \quad (3.173)$$

由上式得

$$p_E = \frac{2AN_d}{\left(1 - \frac{A}{4bL_p^2} r^2\right)^2} \quad (3.174)$$

$$A \doteq \frac{1}{2} \cdot \frac{p_n e^{\frac{qV_E}{kT}}}{N_d} \cdot \frac{1}{1 + \frac{p_n e^{\frac{qV_E}{kT}}}{N_d} \cdot \frac{a^2}{4bL_p^2}} \quad (3.175)$$

现在计算一下小振幅工作时的电压-电流特性, 就得到

$$v_e \doteq \frac{1}{g_{e0}} \left(1 + \frac{a^2}{8bL_p^2} \cdot \frac{p_n e^{\frac{qV_E}{kT}}}{N_d} \right) i_e \quad (3.176)$$

$$g_{e0} = \frac{1}{r} \cdot \pi a^2 \cdot \frac{qD_p}{L_p} \cdot \frac{\cosh \frac{W_0}{L_p}}{\sinh \frac{W_0}{L_p}} \times p_n e^{\frac{qV_E}{kT}} \cdot \frac{q}{kT} \quad (3.177)$$

上式表示式 (3.176) 括号内的内基极区内的电压降。设这个电压降是由于基极电流 i_b 的流动而产生的, 并引入内基区电阻 r_{bi} 这一概念, 就可以得到

$$i_b r_b = \frac{a^2}{8bL_p^2 g_{e0}} \cdot \frac{p_n e^{\frac{qV_E}{kT}}}{N_d} i_e \quad (3.178)$$

在这里, 如果利用

$$i_b = i_c(1 - \alpha) \doteq \frac{1}{2} r \left(\frac{W_0}{L_p} \right)^2 i_c \quad (3.179)$$

则内基区电阻 r_{bi} 为

$$r_{bi} = \frac{\rho_b}{4\pi W_0} \quad (3.180)$$

式中

$$\rho_b = \frac{1}{q\mu_n N_d}$$

在大注入情况下,由于可以令

$$p_E \doteq n_E \quad (3.181)$$

所以式 (3.172) 为

$$2b \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \frac{dp_E}{dr} \right) p \frac{p_E - p_n}{L_p^2} \quad (3.182)$$

采用和小注入时一样的边界条件,于是

$$p_E - p_n = p_n \left(e^{\frac{qV_E}{kT}} - 1 \right) \cdot \frac{I_0 \left(\frac{r}{L} \right)}{I_0 \left(\frac{a}{L} \right)} \quad (3.183)$$

式中 $L^2 = 2bL_p^2$, I_0 为第一类 0 阶的修正贝塞耳函数。利用上式并考虑电场的影响,和小注入时一样计算发射极电流,取它的导数形式求小振幅工作时的发射极电压-电流特性,由此算出内基区电阻为

$$r_{bi} = \frac{\rho'_b}{8\pi W_0} \quad (3.184)$$

$$\rho'_b = \frac{1}{q\mu_n p_E} \quad (3.185)$$

由式 (3.185) 定义的电阻率 ρ' 显然和发射极电流有依从关系,它的表达式为

$$\rho' \doteq \frac{kT}{qW_0} \cdot \frac{1}{J_p} \quad (3.186)$$

由此可以看出,它与发射极电流密度成反比。

(b) 高频范围的内基区电阻^[120,121] 计算晶体管三极管在高频范围的内基区电阻时,鉴于在高频范围工作的晶体管,它的半径如果太大,以至于在发射极结面能产生直流电势差,就不能得到令人满意的结果,所以我们假定它没有直流电压分布。因此,在半径方向的电场中,设直流分量 e_{r0} 为零,并设发射极结的载流子的直流分量 $p_{e0}n_{e0}$ 也不随 r 而变。在这种情形下,半径方向的电子电流密度的交流分量 j_{nr1} 为

$$j_{nr1} = q\mu_n n e_{r1} + qD_n \text{grad}_r n_1 \quad (3.187)$$

式中 e_{r1} 为半径方向的电场的交流分量, n 为电子浓度的交流分量。由于半径方向的空穴电流密度的交流分量 j_{pr1} 为零,设 p_1 为空穴浓度的交流分量,就得到

$$\text{grad}_r p_1 = \frac{q}{kT} p_0 e_{r1} \quad (3.188)$$

所以利用电中性条件,将式 (3.188) 代入式 (3.187),就得到

$$j_{nr1} = q\mu_{n0} e_{r1} (n_0 + p_0) = \frac{1}{\rho_b} e_{r1}, \quad (3.189)$$

式中

$$\rho_b'' = \frac{1}{q\mu_n (n_0 + p_0)} \quad (3.190)$$

另外,如果和低频范围一样考虑电子电流的散度,则

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (r j_{nr1}) = q \left(\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right) p_1 \quad (3.191)$$

所以 $2\pi r j_{nr1}$ 就二者来说可以认为和 p_1 的分布是相同的。因此,设半径 r 上的总基极电流为 $i_{b(r)}$,则可令

$$\begin{aligned} i_{b1}(r) &= 2\pi \int_0^{w_0} r j_{nr} dz = 2\pi j_{nr}(z=0) \int_0^{w_1} \frac{p_1}{p_{c1}} dz \\ &\equiv 2\pi r j_{nr}(z=0) F \end{aligned} \quad (3.192)$$

由此可见,设基极区内发射基结前面的电压为 v_1 ,则式

(3.189) 为

$$\begin{aligned} -\frac{dv_1}{dx} &= e_{r1} = \rho_b''(z=0) \cdot j_{n1}(z=0) \\ &= \rho_b''(z=0) \frac{i_{b1}(r)}{2\pi r''F} \end{aligned} \quad (3.193)$$

由上式求发射极和基极间的电压 v_{be1} 及基极电流 $i_{b1}(a)$, 就得到

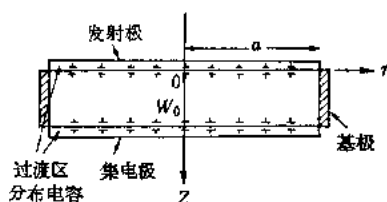
$$v_{be1} = v_{be1}(a) \frac{J_0\left(j\sqrt{\frac{\rho_b''(z=0)y}{F}}r\right)}{J_0\left(j\sqrt{\frac{\rho_b''(z=0)y}{F}}a\right)} \quad (3.194)$$

$$\begin{aligned} i_{b1}(a) &= -2\pi a j y \sqrt{\frac{F}{\rho_b''(z=0)y}} \\ &\times \frac{J_1\left(j\sqrt{\frac{\rho_b''(z=0)y}{F}}a\right)}{J_0\left(j\sqrt{\frac{\rho_b''(z=0)y}{F}}a\right)} v_{be1}(a) \end{aligned} \quad (3.195)$$

式中 y 与 r 无关的导纳, r 可以定义为

$$\frac{d}{dz} i_{b1}(r) = 2\pi r y v_{be} \quad (3.196)$$

当考虑图 3.36 所示的模型时, 根据发射极单位面积的扩散导



纳 y_{be} , 发射极过渡区电容 C_{Te} 和集电极过渡区电容 C_{Tc} , y 可以写成

$$\begin{aligned} y &= (1-\alpha)y_{be} + j\omega C_{Te} \\ &\quad + j\omega C_{Tc}(k-1) \end{aligned} \quad (3.197)$$

图 3.36 计算高频范围内基极电阻的模型

式中 k 为电压放大系数。

根据式 (3.194) 和式 (3.195) 求发射极接地的输入阻抗

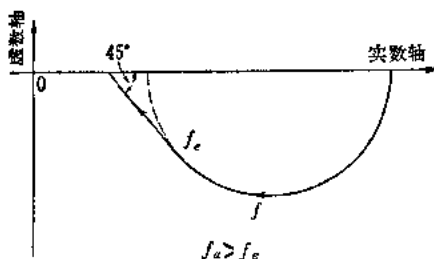


图 3-37 面结合型晶体三极管的发射极接地输入阻抗

时,可以有各种不同的情形,如图 3-37 所示。严格地说,内基区电阻决定于频率,但在下式

$$\left| \sqrt{\frac{\rho''(z=0)}{F}} a \right| < 2\sqrt{2} \quad (3-198)$$

可以成立的频率范围,输入阻抗 z_{in} 可以写成

$$z_{in} \doteq \frac{1}{\pi a^2 y} + \frac{\rho''(z=0)}{8\pi F} \quad (3-199)$$

此式的第二项表示内基区电阻,而 F 本身也具有频率特性。但是,在低于 f_a 的频率范围,

$$F = \frac{W_0}{2} \quad (3-200)$$

所以可以令

$$r_{bi} = \frac{\rho_b''(z=0)}{4\pi W_0} \quad (3-201)$$

当然,这个结果与式 (3-180) 和式 (3-184) 的结果是不矛盾的。

[3] 基区厚度调变^[99] 内基区电阻决定于基区厚度,而基区厚度又由于集电极的耗尽层扩展效应随交流电压而变,所以内基区电阻当然随信号电压而变,如果基极区有直流基极电流流过,就会产生交流电压,这种交流电压 v_b^* 正比于

集电极的交流电压 v_c , 设这个比例常数为 μ_{bc} , 就可以写成

$$v_b' = \mu_{bc} v_c = -i_{b0} \frac{\partial r_{bc}}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial V_c} v_c \quad (3.202)$$

这种电动势等于串联地接入基区电阻中, 但是当存在集电极结、基区扩展电阻随交流电压而变时, 当然也必须把基区扩展电阻考虑在内。

第四章 载流子漂移型晶体三极管

4.1 载流子漂移型晶体三极管概述

当晶体三极管基区内的电阻率分布均匀,即基区内的杂质浓度均匀时,从发射极注入的少数载流子便借本身的浓度梯度所产生的扩散作用到达集电极。载流子通过基区的时间 τ 为

$$\tau \approx W^2/2D$$

要缩短 τ ,除了减小基区厚度 W 或者选用扩散系数 D 大的材料以外,别无其他方法。然而,如果设法积极地加速注入的载流子,把它送到集电极,就能够缩短 τ 而改进高频特性。因此,使基区内杂质分布不均匀以便在基区内形成加速电场的方法^[122,123],现有的高频晶体三极管差不多全部采用这种不均匀分布型基区。利用内电场的载流子加速效应的晶体三极管,称为**载流子漂移型晶体三极管**或简称为**漂移型晶体三极管**,只靠扩散作用传播载流子的均匀基区型晶体三极管,称为**载流子扩散型晶体三极管**。

本章准备只就 pnp 型晶体三极管加以说明,至于 npn 型晶体三极管,只要把电子和空穴的关系调换一下,就可以进行完全相同的分析。

一般来说,在 n 型半导体中,如果 n 型杂质浓度比本征半导体的载流子浓度 n_i 大,则

$$n \approx N \approx n_i \exp q(\phi - \varphi)/kT' \quad (3.203)$$

式中 n 为电子浓度, φ 为费米能级, ϕ 为禁带中央的电势。使

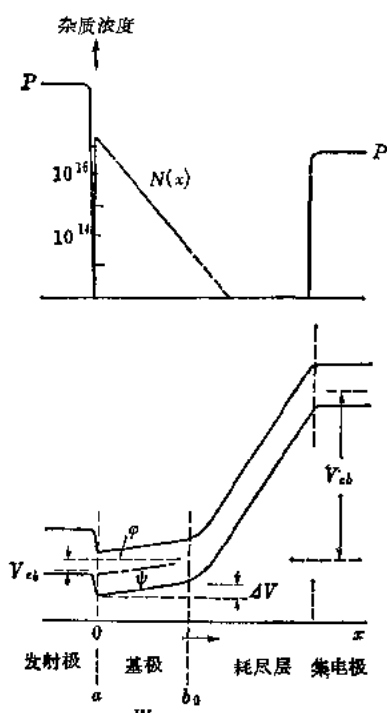


图 3-38 漂移型晶体管杂质分布和能带图

基区内杂质较多地分布于发射极侧而较少地分布于集电极侧时, 在热平衡状态下, 如图 3-38 所示的电势梯度。可以认为, 是多数载流子电子在基区内形成浓度梯度并在此作用下向集电极侧扩散的趋势, 和在内电场作用下被拉回发射极的趋势互相抵消而保持平衡的, 那些打破热平衡状态而注入的少数载流子(空穴), 在浓度梯度的扩散作用和电场的加速作用下, 迅速地向着集电极一边移动。

当杂质浓度可以用一维函数 $N(x)$ 的形式给出时, 电场强度 E 为

$$E(x) = - \frac{d\phi(x)}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N(x)} \cdot \frac{dN(x)}{dx} \quad (3.204)$$

由于空穴靠扩散作用和漂移效应传播, 所以

$$\begin{aligned} J_p &= q\mu_p p_E - qD_p \frac{dp}{dx} \\ &= qD_p \left[\frac{p}{N(x)} \cdot \frac{dN(x)}{dx} + \frac{dp}{dx} \right] \end{aligned} \quad (3.205)$$

式中 p 为空穴浓度, μ_p 为空穴的迁移率。在载流子扩散型晶

体三极管中, 电流只由式 (3·205) 的第二项产生, 而在漂移型晶体三极管中, 电流主要是该式第一项的漂移分量, 图 3·41 是按同一电流密度对注入基极的载流子浓度分布进行比较的情形。在载流子扩散型晶体三极管中, 空穴电流借扩散作用流动, 因而整个基极区内具有大致一定的浓度梯度。在漂移型晶体三极管中, 空穴浓度在整个基极区内大致一定, 因而在电流密度相同时, 则存储于基区中的电荷量显著地少。

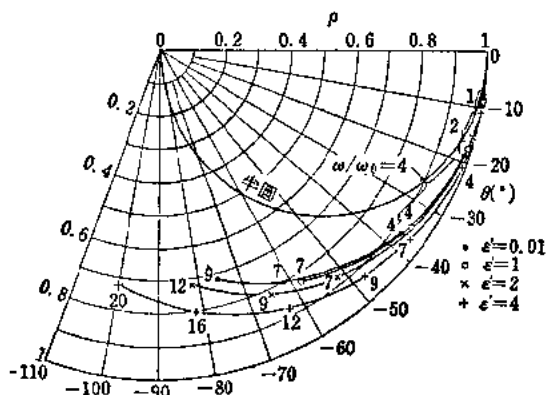


图 3·39 y_{21}/y_{210} 的频率特性

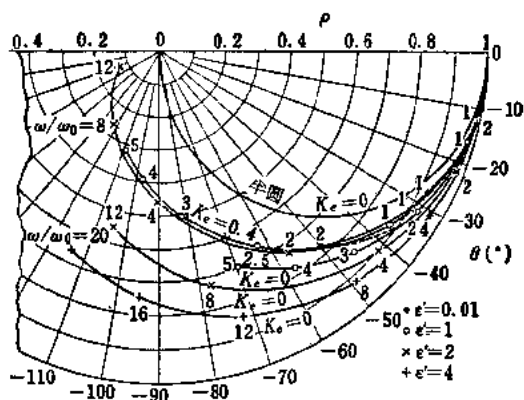


图 3·40 h_{21}/h_{210} 电流放大率的频率特性

图 3-40 是就基区厚度相同的载流子扩散型晶体三极管 (图中的黑圆圈) 和漂移型晶体三极管比较电流放大系数 α 的频率特性的情形, 下标表示按 $\omega_0 = D_p/W^2$ 加以归一化的频率。当频率相同时, 漂移型晶体三极管的 α 的衰减和相位旋转都显著小。另外, 漂移型晶体三极管的过剩相移所以很大, 是因为相当于空穴通过基区时间 τ 的“相位延迟”成为决定频率特性的主要因素, 因而载流子扩散引起的信号衰减便小。

要充分发挥漂移效应, 内电场必须很强, 基区的发射极端杂质浓度 $N(a)$ 与集电极端杂质浓度 $N(b)$ 之比 $N(a)/N(b)$ 的对数可以 m 表示, 用作内电场强度的指数。

$$m = \ln N(a)/N(b) \quad (3.206)$$

在基区内形成的内电势 ΔV 可以用 m 表示如下:

$$\Delta V = m \frac{kT}{q} \quad (3.207)$$

此外, 也可以代替 m , 用下式表示的 ϵ :

$$\epsilon = \frac{\Delta V q}{2kT} = \frac{m}{2} \quad (3.208)$$

后面将要谈到, 漂移效应的强弱与基区中杂质浓度分布的形式没有太大的关系, 而主要决定于发射极端杂质浓度与集电极端杂质浓度之比。

ΔV 的最大值不到半导体材料禁带宽度一半, 大体上在下式的范围以内:

$$\Delta V < (1/2)E_g - 6kT \quad (3.209)$$

发射极端杂质浓度 $N(a)$ 的上限为下列条件所限制:

- (1) 发射极效率的降低
- (2) 发射极电容的增大
- (3) 高杂质浓度时的迁移率降低
- (4) 发射极击穿电压的降低

集电极端的杂质浓度 $N(b)$ 决定于集电极附近杂质浓度的分布和集电极电压。加上集电极电压时,耗尽层就会扩展,集电极端的位置 b 以及有效基区厚度就会发生变化,产生所谓厄莱效应。当结具有耗尽层主要向集电极侧扩展的结构时,上述效应几乎可以忽略。

如上所述,形成漂移电场的基区结构除了具有可以缩短载流子飞越基区时间 τ 的作用以外,还能减小基区扩展电阻 r'_{bb} 和集电极电容 C_c , 所以能够同时满足高频晶体三极管所必需的条件。

4.2 内区的四端网络参数(指数函数分布)

4.2.1 四端网络参数的计算 载流子漂移型晶体三极管的基区通常是用杂质热扩散法制成的。杂质在基区中总是形成复杂的分布。这里准备首先对在数学上容易计算的遵从指数函数分布的情形加以分析,至于一般的情形则作为指数函数分布的推广在以下各节进行论述。

当基区内已经形成均匀的内电场 E 时,根据式 (3.204),基区内的杂质浓度如下式所示,遵从指数函数分布:

$$N(x) = N(a) \exp \frac{-qEx}{kT} \quad (3.210)$$

式中 $N(a)$ 为基区靠发射极端的杂质浓度。

基区的发射极端和集电极端的位置随结的外加电压而变化,不过,由于发射极结的耗尽层极薄,所以不妨把发射极端的位置 a 看作是固定不变的。当发射极电压为直流电压和微小正弦波电压的重迭时,可以认为集电极端的位置 b 是围绕加上直流时的位置 b_0 按正弦规律而变化的。

$$b = b_0 + b_1 V_c e^{j\omega t} \quad (3.211)$$

基区内空穴浓度 p 可以看作是时间 t 和位置 x 的函数。由电流的连续性条件可以得出下式:

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{\tau_p} (p - p_a e^{\frac{qV_x}{kT}}) \quad (3.212)$$

式中 τ_p 为空穴寿命, $p_a e^{\frac{qV_x}{kT}}$ 为热平衡状态下的基区内空穴浓度。将此式与 (3.205) 式结合起来, 就得到

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{2}{f} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{D_p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{L^2} [p - p_a e^{\frac{2x}{f}}] \quad (3.213)$$

式中

$$L = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad f = \frac{2kT}{qE} \quad (3.214)$$

此外, 为了计算方便起见引入下列各量:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\Delta^2} &= \frac{1}{f^2} + \frac{1}{L^2} \\ \frac{1}{\lambda^2} &= \frac{1 + j\omega\tau_p}{D_p\tau_p} = \frac{1}{L^2} + \frac{j\omega}{D_p} \\ \frac{1}{\delta^2} &= \frac{1}{f^2} + \frac{1}{\lambda^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.215)$$

作为边界条件, 发射极端和集电极端的空穴浓度可以确定如下:

$$P(a) = p_a e^{\frac{qV_{e0}}{kT}} \left(1 + \frac{qV_c}{kT} e^{j\omega t} \right) \quad (3.216)$$

$$P(b) = P(b_0) + P'(b_0) b_1 V_c e^{j\omega t} = 0 \quad (3.217)$$

式中 V_{e0} 为加在发射极结上的电压的直流分量, V_c 为交流分量。注入空穴浓度为时间 t 和位置 x 的函数, 但是可以把它只作为 x 的函数之和象下式那样分离出来:

$$P(x, t) = P_0(x) + P_1(x) \frac{qV_c}{kT} e^{j\omega t} + P_2(x) b_1 V_c e^{j\omega t} \quad (3.218)$$

式 (3.218) 左边第一项表示直流分量, 第二项表示随发射极信号电压而变的交流分量, 第三项表示集电极电压所产生的反馈效应。根据由式 (3.216) 和式 (3.217) 确定的边界条件可以求出 P_0 , P_1 和 P_2 如下:

$$P_0(x) = p_a e^{\frac{2x}{f}} - p_a \frac{e^{\frac{x}{f}}}{\sinh \frac{W}{\Delta}} \left[\left(e^{\frac{qV_{c0}}{\kappa T}} - 1 \right) \sinh \frac{x - b_0}{\Delta} + e^{\frac{W}{f}} \sinh \frac{x}{\Delta} \right] \quad (3.219)$$

$$P_1(x) = -p_a e^{\frac{qV_{c0}}{\kappa T}} \cdot e^{\frac{x}{f}} \cdot \sinh \frac{x}{\delta} / \sinh \frac{W}{\delta} \quad (3.220)$$

$$P_2(x) = p_a e^{\frac{qEV}{\kappa T}} \left[\frac{1}{\Delta} \left(e^{\frac{qV_{c0}}{\kappa T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{W}{f}} + \frac{1}{\tanh \frac{W}{\Delta}} \right] - \frac{1}{f} \left[\frac{\sinh \frac{x}{\delta}}{\sinh \frac{W}{\delta}} e^{\frac{x - b_0}{f}} \right] \quad (3.221)$$

式中 W 为基区平均厚度。

利用上列各式可以求出流过发射极和集电极各结的空穴电流为

$$J_e^{(p)} = -qD_p \left\{ \left[P'_0(a) - \frac{2}{f} p_a e^{\frac{qV_e}{\kappa T}} \right] + \left[P'_1(a) - \frac{2}{f} p_a e^{\frac{qV_e}{\kappa T}} \right] \right\} \frac{qV_{c0}}{\kappa T} e^{j\omega t} + P'_2(a) b_1 V_c e^{j\omega t} \quad (3.222)$$

$$J_c^{(p)} = -qD_p \left\{ P'_0(b'_0) + P'_1(b_0) \frac{qV_e}{\kappa T} e^{j\omega t} + [P'_2(b_0) + P'_0(b_0)] b_1 V_c e^{j\omega t} \right\} \quad (3.223)$$

式中的下标 (p) 表示空穴电流。现在对上式乘上结截面 A , 再分离直流分量和交流分量。

首先, 直流分量 $i_{e0}(p)$ 和 $i_{c0}(p)$ 为

$$i_{e0}(p) = \frac{AqD_p p_a}{\Delta} \left[\left(e^{\frac{qV_{e0}}{kT}} - 1 \right) \left(\frac{1}{\tanh \frac{W}{\Delta}} + \frac{\Delta}{f} \right) + \frac{e^{\frac{W}{f}}}{\sinh \frac{W}{\Delta}} \right] \quad (3.224)$$

$$i_{c0}(p) = -\frac{AqD_p D_b}{\Delta} \left(\frac{e^{\frac{qV_{e0}}{kT}} - 1}{\sinh \frac{W}{\Delta}} e^{-\frac{W}{f}} + \frac{1}{\tanh \frac{W}{\Delta}} - \frac{\Delta}{f} \right) \quad (3.225)$$

其次是分离交流分量, 在进行分离以前, 为了方便起见, 先引入下列各量:

$$i_s = -\frac{AqD_p p_a}{\Delta} \left(\frac{1}{\tanh \frac{W}{\Delta}} + \frac{\Delta}{f} - \frac{e^{\frac{W}{f}}}{\sinh \frac{W}{\Delta}} \right) \quad (3.226)$$

$$i_D = -\frac{AqD_p p_b}{L} \quad (3.227)$$

式中 i_s 相当于发射结的反向饱和电流。

四端网络 y 参数的公式为

$$\begin{bmatrix} i_e \\ i_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_e \\ V_c \end{bmatrix} \quad (3.228)$$

将此式与上述各式对应, 就可得到由漂移型晶体三极管的空穴产生的交流小信号 y 参数如下:

$$y_{11}^{(p)} = (i_{e0}^{(p)} - i_s) \frac{q}{kT} \cdot \frac{1 + \frac{f}{\delta} \coth \frac{W}{\delta}}{1 + \frac{f}{\Delta} \coth \frac{W}{\Delta}} \quad (3.229a)$$

$$y_{ii}^{(p)} = -i_{e0}^{(p)} b_1 \frac{e^{-\frac{W}{\delta}}}{\delta \sinh \frac{W}{\delta}} \quad (3.229b)$$

$$y_{ii}^{(p)} = (i_{e0}^{(p)} - i_i) \frac{q}{kT} \cdot \frac{e^{-\frac{W}{\delta}}}{\delta \sinh \frac{W}{\delta} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{\Delta} \coth \frac{W}{\delta} \right)} \quad (3.229c)$$

$$y_{ii}^{(p)} = - \left[i_{e0}^{(p)} \left(\frac{1}{\delta \tanh \frac{W}{\delta}} - \frac{1}{f} \right) - i_D \frac{1}{L} \right] b_1 \quad (3.229d)$$

此外,在晶体三极管的工作状态下, i_i , i_d 与 $i_{e0}^{(p)}$, $i_{e0}^{(p)}$ 相比均可忽略. 对于上式还可以加上电子引起的导纳 $y^{(n)}$, 但是除了 y_{ii} 的情形以外, $y^{(n)}$ 与 $y^{(p)}$ 相比可以忽略. 就 y_{ii} 来说,

$$y_{ii} = y_{ii}^{(p)} + y_{ii}^{(n)} \quad (3.230)$$

$$\begin{aligned} y_{ii}^{(n)} &= \frac{AqD_n n_e}{\lambda_e} \cdot \frac{q}{kT} \cdot e^{\frac{qV_{e0}}{kT}} \\ &= (i_e^{(n)} - i_i^{(n)}) \frac{q}{kT} \cdot \frac{L_e}{\lambda_e} \end{aligned} \quad (3.231)$$

式中 n_e 为平衡状态下发射区内的电子浓度, L_e 和 λ_e 分别是就发射区内的电子得到的与式 (3.214), (3.215) 相应的量. 发射极注入效率 γ 为

$$\gamma = \frac{y_{ii}^{(p)}}{y_{ii}} = \frac{y_{ii}^{(p)}}{y_{ii}^{(n)} + y_{ii}^{(p)}} \approx 1 - \frac{y_{ii}^{(n)}}{y_{ii}^{(p)}} \quad (3.232)$$

$$\frac{y_{ii}^{(n)}}{y_{ii}^{(p)}} = \frac{D_n N(a)}{D_p p_e} \cdot \frac{1}{\lambda_e \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{\delta} \coth \frac{W}{\delta} \right)} \quad (3.233)$$

空穴的输运系数 β 为

$$\beta = y_{ii}^{(p)} / y_{ii}^{(n)} \quad (3.234)$$

如果集电结中没有电流增加, 则电流放大系数为

$$\alpha = \beta \cdot \gamma = \frac{y_{21}^{(p)}}{y_{11}^{(p)}} \cdot \frac{y_{11}^{(p)}}{y_{11}^{(n)} + y_{11}^{(p)}} \quad (3.235)$$

通过上述程序, 根据基区内的空穴分布求出了交流小信号的参数。此外, 晶体三极管的特性大多用 h 参数来表示, 至于把 y 变换为 h , 可利用变换式。

4.2.2 y 参数的频率特性 为了计算在上节求出的四端网络 y 参数的频率特性, 将以下各量写为

$$\frac{W}{f} = \varepsilon \quad (3.236)$$

$$\frac{W}{\Delta} = \left(\varepsilon^2 + \frac{W^2}{L^2} \right)^{1/2} = \varepsilon' \quad (3.237)$$

并引入表示对频率的依从关系的量

$$Q = (1 + j\omega\Delta^2/D_p)^{1/2} \quad (3.238)$$

在频率不太高的范围内, 可以采用这些量将式 (3.229) 的各参数近似地表示如下^[124]。但假定内电场足够大, $e^{-\varepsilon} \ll 1$, $\varepsilon' \doteq \varepsilon$ 。

$$\left. \begin{aligned} y_{11} &\doteq i_{e0} \frac{q}{kT} \cdot \frac{1 + Q}{2} \\ y_{12} &\doteq 2i_{e0} \frac{e'}{b_0} b_1 Q e^{-(\varepsilon + \varepsilon' Q)} \\ y_{21} &\doteq -i_{e0} \frac{q}{kT} Q e^{(\varepsilon - \varepsilon' Q)} \\ y_{22} &\doteq -\frac{i_{e0}}{b_0} b_1 [2\varepsilon' Q e^{-2\varepsilon' Q} + \varepsilon' Q - \varepsilon] \end{aligned} \right\} \quad (3.239)$$

在低频范围, Q 趋近于 1。如在低频参数值上加上下标 0 来表示 y 参数的频率特性, 则为

$$\left. \begin{aligned} \frac{y_{11}}{y_{110}} &= \frac{1 + Q}{2} \\ \frac{y_{12}}{y_{120}} &= Q e^{\epsilon'(1-Q)} \\ \frac{y_{21}}{y_{210}} &= Q e^{\epsilon'(1-Q)} \\ \frac{y_{22}}{y_{220}} &= \frac{Q e^{2\epsilon'(1-Q)} + \frac{1}{2} e^{2\epsilon'} \left(Q - \frac{\epsilon}{\epsilon'} \right)}{1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon'} \right) e^{2\epsilon'}} \end{aligned} \right\} \quad (3.240)$$

关于电流放大系数的频率特性,则为

$$\frac{h_{21}}{h_{210}} = \frac{y_{21}/y_{11}}{y_{210}/y_{110}} = \frac{2Q}{1+Q} e^{\epsilon'(1-Q)} \quad (3.241)$$

图 3.39 和图 3.40 是 y_{21} 和 h_{21} 的频率特性的极坐标图,在图 3.40 中, K_e 是表示发射结的势垒电容 C_{T_e} 的效应的项:

$$K_e = \omega_0 C_{T_e} r_e \quad (3.242)$$

式中 ω_0 相当于基区厚度相同的载流子扩散型晶体三极管的截止角频率 ω_{c0} 的 $1/2.44$.

$$\omega_0 = \frac{D_p}{W^2} \quad (3.243)$$

r_e 为发射结电阻,

$$r_e \doteq \frac{kT}{q i_{e0}} \quad (3.244)$$

另外,图 3.39 和图 3.40 是以 ϵ 作参数的,但也经常用式 (3.207) 定义的 m 为参数,画出同样的坐标图.

4.2.3 电流放大系数的频率特性的近似解 在漂移型晶体三极管中,基区中的空穴主要是靠漂移效应来传播的,因此基区集电极端的位置对于基极内空穴的分布没有太大影响. 可以假定空穴是在内部具有一定电场的、无限长的基区

的发射极端 $x = a$ 处注入的,并据此假定来求集电极位置 $x = b$ 处的空穴浓度,近似地算出输运系数 $\beta^{(125)}$ 。在式 (3·219) 和式 (3·221) 中,设空穴电流在 $x \rightarrow \infty$ 处为零,则 $\sinh$ 项就变成指数函数,可得到下式:

$$P_0(x) \rightarrow p_a \left(e^{\frac{qV_{c0}}{\kappa T}} - 1 \right) e^{\left(\frac{x}{l} - \frac{x}{a} \right)} \quad (3 \cdot 245)$$

$$P_1(x) \rightarrow p_a e^{\frac{qV_{c0}}{\kappa T}} \cdot e^{\left(\frac{x}{l} - \frac{x}{a} \right)} \quad (3 \cdot 246)$$

设电流是只靠漂移效应传输的,那么各结的电流就直接与空穴浓度成正比,所以输运系数 β 的直流分量和交流分量分别为

$$\beta_0 \doteq \frac{P_0(b_0)}{P_0(a)} = e^{\left(\frac{1}{l} - \frac{1}{a} \right)W} \doteq \exp \frac{-W}{\tau_p \mu_p E} \quad (3 \cdot 247)$$

$$\begin{aligned} \beta &\doteq \frac{P_1(b_0)}{P_1(a)} = e^{\left(\frac{1}{l} - \frac{1}{a} \right)W} \\ &\doteq \beta_0 \exp \left(- \frac{\omega^2 D_p W}{\mu_p^2 E^3} - j\omega \frac{W}{\mu_p E} \right) \end{aligned} \quad (3 \cdot 248)$$

此式是把电流放大系数的绝对值和相位分开来表示的,所以在实用上很方便。当漂移电场较强时,上式与实测值吻合得很好。

再举一个常用的电流放大系数的实用表达式如下:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{e^{-j\pi m/4}}{1 + jf/f_a} \quad (3 \cdot 249)$$

此式是把频率特性当作电阻电容型高通截止电路和相位旋转的合成来表示的。上式中的 m 与式 (3·206) 的 m 无关,它是表示过剩相移的大小的,在载流子扩散型晶体三极管中约为 0.2,随着漂移效应的增强而增大。

4·2·4 同载流子扩散型晶体三极管特性的比较 在同一尺寸和同一电压电流的条件下,将基区中具有较强内电场

的载流子漂移型晶体三极管的特性同载流子扩散型晶体三极管的特性进行比较。将式 (3·238) 的 Q 展开, 取第一项进行计算^[126]。

$$Q \approx 1 + j\omega \frac{\Delta^2}{2D_p} \quad (3·250)$$

y_{11} 的实数部分都是 $i_{e0}q/kT$, 虚数部分即电容值为

$$C_{\text{diff}} \approx i_{e0} \frac{q}{kT} \cdot \frac{W^2}{2D_p} \quad (3·251)$$

$$\begin{aligned} C_{\text{drift}} &\approx i_{e0} \frac{q}{kT} \cdot \frac{\Delta^2}{4D_p} \\ &\approx i_{e0} \frac{q}{kT} \cdot \frac{W^2}{4D_p} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon'}\right)^2 \end{aligned} \quad (3·252)$$

这就是说, 载流子漂移型的发射结电容为载流子扩散型的 $1/2\epsilon'^2$ 。

关于 y_{12} , 在漂移型晶体管中, 由于载流子几乎只靠电场的作用来传播, 不容易受到基区厚度调变的影响, 所以它的值减小。就低频值来说, 在式 (3·239) 中设 Q 趋近于 1, 就得到

$$y_{12 \text{ drift}} \rightarrow 2i_{e0} \frac{b_1}{b_0} \cdot \epsilon' e^{-2\epsilon'} \quad (3·253)$$

因此, 载流子漂移型晶体三极管的 y_{12} 与同一尺寸和同一电流的载流子扩散型相比, 为其 $2\epsilon' e^{-2\epsilon'}$ 倍, 随 ϵ' 的增大, y_{12} 急剧减小。

由于和 y_{12} 同样的原因, y_{22} 也比载流子扩散型的小。也就是说, 在同一低频范围, 由式 (3·239) 得到

$$y_{22 \text{ drift}} \rightarrow -2 \frac{i_{e0}}{b_0} b_1 \epsilon' e^{-2\epsilon'} \quad (3·254)$$

所以仍然是载流子扩散型的 $2\epsilon' e^{-2\epsilon'}$ 倍。

总起来说, 载流子漂移型晶体三极管与基区厚度相同的载流子扩散型相比较, 不但能够得到高得多的截止频率, 而且

还具有许多优点,诸如发射极效率的提高,晶体管内的反向导纳 y_{12} 的降低,集电极最大电压的升高,集电极电容的减小以及基区电阻 r_{bb} 的减小等等。

4.2.5 用电荷控制法进行分析 在分析晶体三极管时,把它看做是可以用基区电荷来控制的电流源,这种分析方法叫做电荷控制法。这里概略地谈谈把电荷控制法应用于漂移型晶体三极管时所得到的分析结果。

当基区内的载流子复合可以忽略时,少数载流子通过基区的时间 τ 可以写成基区内载流子总电荷 Q 和电流密度 J 之比^[127]:

$$\tau = \frac{Q}{J} = \frac{q \int_a^b p dx}{J} \quad (3.255)$$

τ 相当于基区的输入电流和输出电流的时间延迟,所以是电流放大系数 α 的相位成分。另一方面, α 在高频范围的绝对值由于载流子在通过基区期间扩散而衰减。在本编 4.2.3 节中得出的近似式 (3.248), 可以令

$$\tau = W / \mu_p E$$

而改变成如下形式:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\omega^2 D_p \tau^3}{W^2} - j\omega\tau\right) \quad (3.256)$$

分析载流子漂移型晶体三极管时,用电荷控制法求出 τ , 将它代入上式,即可近似地求出晶体三极管的频率特性。

求基区中的空穴浓度时,一般都利用在集电极端 $x = b$ 处 $p = 0$ 这一条件来积分式 (3.205)。

$$p = \frac{J}{qD_p} \cdot \frac{1}{N(x)} \int_x^b N(x) dx \quad (3.257)$$

现在计算一下基区内杂质遵从指数函数分布时即基区内形成了均匀内电场的情形,就得到

$$N(x) = N_a \exp\left(\frac{-x}{L}\right) = N_a \exp\left(1 - \frac{qEx}{kT}\right) \quad (3.258)$$

$$m = \frac{qEW}{kT} = W/L \quad (3.259)$$

根据式 (3.257), 空穴浓度 p 可由下式给出^[18]:

$$P = \frac{JW}{qD_p} \cdot \frac{1}{m} [1 - e^{-m(1-x/W)}] \quad (3.260)$$

设电流密度固定不变, 以电场指数 m 为参数求 p 的分布, 则如图 3.41 所示. 随着 m 的增大, $p(a)$ 和各点的 p 都减小, τ 缩短. 图中的纵坐标是以归一化的 p/p_0 画出的, 其中 p_0 是在 $m=0$ 即电场为零的载流子扩散型晶体三极管中, 为获得同一电流密度所需要的发射极端的空穴浓度.

将式 (3.255) 和式 (3.260) 结合起来, 求出遵从指数函数分布时的载流子通过基区内的时间 τ 为

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{q \int_a^b p dx}{J} = \frac{W^2}{D_p} \cdot \frac{1}{m^2} \cdot (m - 1 + e^{-m}) \\ &= \frac{W^2}{D_p} \left(\frac{1}{2} - \frac{m}{3!} + \frac{m^2}{4!} - \dots \right) \end{aligned} \quad (3.261)$$

由于载流子扩散型晶体管的 τ_{dif} 为 $W^2/2D_p$, 所以改进了式 (3.261) 括号内第二项以后各项 m . 当 m 值超过 3 时, 则 τ 可用下式近似地表示:

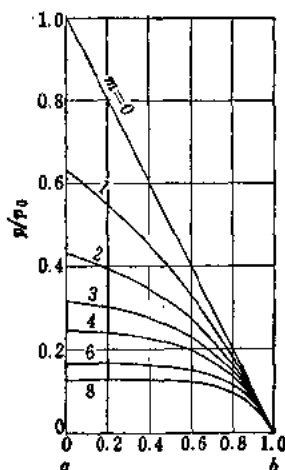


图 3.41 基区内的空穴分布
(在同一电流密度下内电场越强, 空穴总数越少)

$$\tau = \frac{W^2}{D_p} \cdot \frac{(m-1)}{m^2} \quad (3.262)$$

可以看出, 当 m 的数值大时, τ 为载流子扩散型的 $2/m$ 倍。

4.3 内区的四端网络参数(误差函数分布)

实际晶体三极管基区的杂质分布很少遵从上节所述的指数函数分布。例如, 在表面浓度 $N(a)$ 固定不变的条件下进行热扩散, 杂质遵从下式所示的误差函数分布:

$$N(x) = N_a \operatorname{erfc} x/2(Dt)^{1/2} \quad (3.263)$$

式中 D 是杂质扩散系数, t 是扩散时间。

杂质遵从误差函数分布的基区, 不象杂质遵从指数函数分布时那样能够容易求出四端网络参数, 下面举出几个通过数值计算求出四端网络参数的例子。

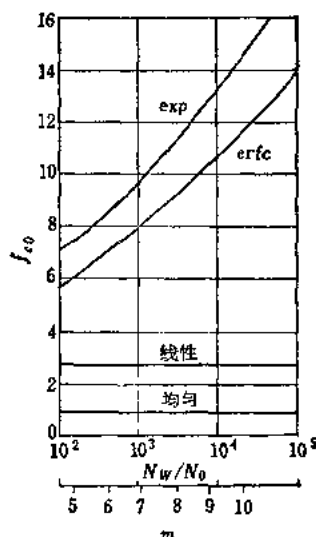


图 3.42 内电场对截止频率的改进效果

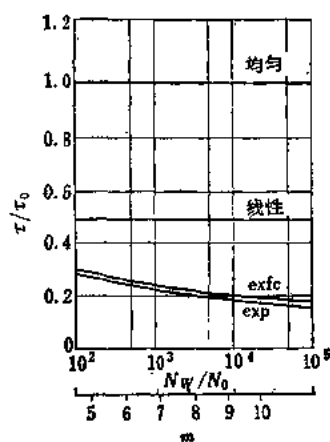


图 3.43 内电场对 τ 的改进效果

图 3.42 和图 3.43 是假定载流子只靠电场作用来传播而求出的改进效果^[128], 表示载流子通过基区内的时间和截止频率对 $N(a)/N(b)$ 或 m 的依从关系。两者的差异是比较小的。

用电荷控制法分析时, 杂质分布遵从误差函数的基区内的空穴分布可由下式给出:

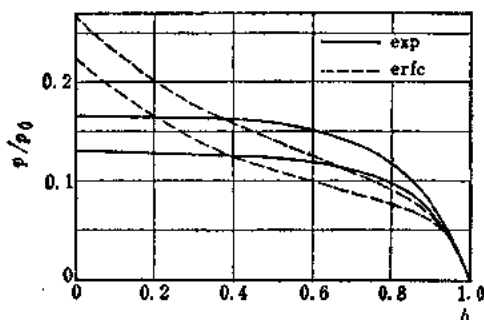
$$p = \frac{JW}{qD_p} \left[\frac{\operatorname{erfc} K}{\operatorname{erfc} Z} - \frac{x}{W} + \frac{1}{K\sqrt{\pi}} \frac{e^{-Z^2} - e^{-K^2}}{\operatorname{erfc} Z} \right] \quad (3.264)$$

式中

$$Z = x/2 \sqrt{Dt} \quad (3.265)$$

$$K = W/2 \sqrt{Dt} \quad (3.266)$$

在 $m = 6$ 和 8 的情形下求出的空穴分布如图 3.44 所示^[104]。这两种分布的差异是: 当 m 相同时, 发射极端的空穴浓度以遵从指数函数分布时较小, 遵从误差函数分布时较大。因此, 要获得同一电流密度, 杂质遵从误差函数分布时就需要更高的基极和发射极间电压。另一方面, 载流子通过基区的时间 τ 是与图中曲线下所包围的面积相对应的, 这个面积以遵



实线表示遵从指数函数分布的情形
虚线表示遵从误差函数分布的情形

图 3.44 基区内的空穴分布

从误差函数分布时为大,即在 $m=8$ 时大6%,在 $m=6$ 时大4%。这就是说,尽管两者的空穴分布不同,但是它们的电荷总量可看作是几乎相同的。

推广上述计算结果可以得出这样的结论:载流子漂移型晶体三极管的特性主要取决于基区两端的杂质浓度比,而不是取决于基区中杂质浓度分布的形式。

4.4 大注入工作

以上各节的分析是在注入载流子浓度 p 比基区内杂质浓度 N 显著地小的假设下进行计算的,但是实际漂移型晶体三极管在工作时,注入提高,基区往往发生电导调变。对于大注入工作现在还没有作出完善的分析,这里只举出用数值解法计算的一些例子。

在大注入工作下,首先根据电中性条件,得到

$$n \doteq N + p \quad (3.267)$$

n 是多数载流子即电子的数目。在平衡状态下没有电子电流通过,所以

$$J_n = -q\mu_n n E - qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (3.268)$$

将此式和式(3.205)结合起来,可以得到在大注入状态下的空穴电流如下:

$$J_p = q \frac{N\mu_p}{N+p} E_p - \frac{N+2p}{V+p} D_p \text{grad } p \quad (3.269)$$

将此式与小注入状态的式子加以比较,就可以看出有效迁移率 μ_p 和有效扩散系数 D_p 已分别变为

$$\mu_p \rightarrow \frac{N}{N+p} \mu_p, \quad D_p \rightarrow \frac{N+2p}{N+p} D_p \quad (3.270)$$

随着注入水平的提高,由式(3·269)第一项漂移效应产生的电流逐渐趋近于零,第二项的扩散电流则增加。当大注入工作达到极限时,由于电导调变的作用,内电场消灭,便作为载流子扩散型晶体三极管进行工作。

式(3·269)可以在整个基极区内成立,由于杂质浓度 N 是位置的函数,所以迁移率和扩散系数的有效增减量也因位置而异。如果已知 $N(x)$ 的形式,就能从数值上求出空穴的浓度分布以及载流子通过基区的时间。

N 是遵从指数函数分布和误差函数分布时的空穴分布。兹将他们求得的结果示于图3·45和图3·46中。图中的纵坐标是以归一化的 p/p_0 画出的,其中的 p_0 和图3·41一样,是基

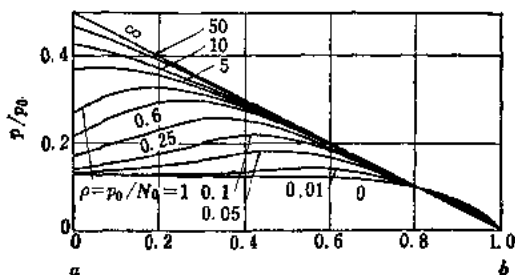


图3·45 大注入时基区内的空穴分布
(N 遵从指数函数分布的情形)

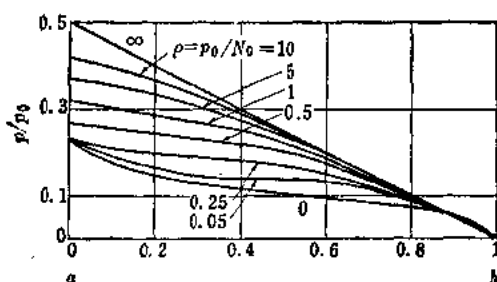


图3·46 大注入时基区内的空穴的分布
(N 遵从误差函数分布的情形)

区厚度相同的载流子扩散型晶体三极管发射极端的空穴浓度。随着注入的提高,空穴的分布逐渐接近于由点 $p/p_0 = 0.5$ 开始引出的直线。这个分布等于载流子扩散型晶体三极管达到大注入极限时的空穴分布。

图 3·47 表示由空穴分布求出的载流子渡越时间 τ 因注入不同而变化的情形。在 $m = 0$ 即电场为零时, τ 随注入的降低而减小,但当 $m > 4$ 时, τ 随注入的提高而增大。

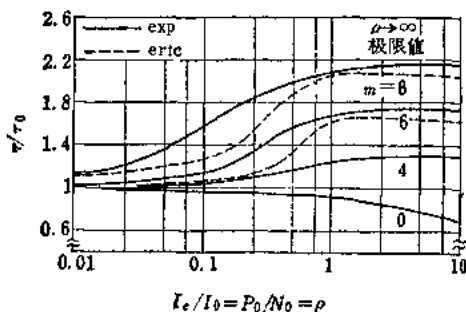


图 3·47 注入水平不同引起的 τ 的变化

在大注入工作下 τ 增大的另一个原因是少数载流子引起的耗尽层电势分布的变化^[129]。在上面的讨论中,假定基区内集电极端的空穴浓度为零,但是在耗尽层内空穴仍然以有限的速度移动,所以实际的空穴浓度大致可由下式给出:

$$p = J/qv_{lim} \quad (3\cdot271)$$

式中 v_{lim} 是在强电下载流子速度已经达到饱和时的数值。载流子在集电极的耗尽层内以接近 v_{lim} 的速度移动。当电流增大,可以由式 (3·271) 给出的载流子浓度值与耗尽层内的杂质浓度相比不能忽略时,耗尽层内的电势分布便发生变化。当载流子为空穴时,含有 n 型杂质的耗尽层的有效电荷密度便增高,在加上一定电压的状态下耗尽层厚度减缩;相反,含有 p 型杂质的耗尽层的厚度则扩大。在 pnp 合金型晶体三极

管中, 耗尽层的厚度 x_m 通常为电流密度 J 的函数, 设它在小注入状态下的扩展为 x_{m0} , 则耗尽层厚度可由下式给出^[129]:

$$x_m = x_{m0} \left\{ 1 + \frac{J}{J_1} \right\}^{-1/2} \quad (3.272)$$

式中 J_1 为临界电流密度, 它是耗尽层杂质浓度 N_d 的函数。

$$J_1 = qv_{lim}N_d \quad (3.273)$$

电流密度 J 超过 J_1 时, 耗尽层厚度便开始缩减, 基区厚度相应地增大, 从而使载流子通过基区的时间 τ 增大。图 3.48 表示电流密度和基区厚度的相关性。这种效应不限于漂移型晶体三极管, 在所有的晶体三极管都可以观测到, 尤以基区薄而基区内载流子少的高频漂移型晶体三极管为显著。

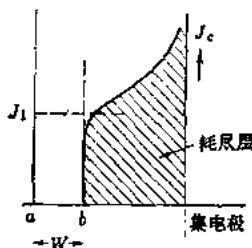


图 3.48 集电极电流引起的有效基区厚度的扩展效应

4.5 高杂质浓度时的各种特性

以上各节的计算都是在基区内少数载流子的迁移率 μ_p 固定不变的假设下进行的。但是载流子迁移率是杂质浓度的函数, 在基区的发射极侧形成高杂质浓度的漂移型晶体三极管中, 这部分的载流子迁移率降低, 不能获得预期的漂移效应。严格地说, 把载流子迁移率的降低考虑在内来分析漂移型晶体三极管是极其困难的, 目前已用近似方法进行了论述。

基区内的扩散系数 D_p 不能认为是固定不变时的四端网络参数。假定少数载流子迁移率 μ_p 为杂质浓度的函数并可由下式给出:

$$\mu_p(x) = \mu_p b \left(\frac{N(x)}{N(b)} \right) \quad (3.274)$$

与本编 4.2 节式 (3.213) 相当的空穴浓度的微分方程可以改写成如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{(1-\nu)}{f} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \left\{ \frac{1}{L_0^2} e^{-\frac{2\nu(x-b)}{f}} \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{f} \right)^2 \nu \right\} p - \frac{1}{D_{p0}} e^{-\frac{2\nu(x-a)}{f}} \\ \times \frac{\partial p}{\partial x} = - \frac{p_b}{L_0^2} e^{\frac{2(1-\nu)(x-b_0)}{f}} \end{aligned} \quad (3.275)$$

在这里如果将 P 和式 (3.218) 一样分成 P_0 , P_1 和 P_2 三项, 则对于这些 P 可以成立下列三个微分方程:

$$P_0''(1-\nu) \frac{2}{f} P_0' - \left\{ \frac{1}{L^2 p_0} e^{-\frac{2\nu(x-b)}{f}} + \left(\frac{2}{f} \right)^2 \nu \right\} P_0 = \frac{p_b}{L^2 p_0} \quad (3.276)$$

$$P_1'' - (1-\nu) \frac{2}{f} P_1' - \left\{ \left(\frac{2}{f} \right)^2 \nu + \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{2\nu(x-b)}{f}} \right\} P_1 = 0 \quad (3.277)$$

$$P_2'' - (1-\nu) \frac{2}{f} P_2' - \left\{ \left(\frac{2}{f} \right)^2 \nu + \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{2\nu(x-b_0)}{f}} \right\} P_2 = 0 \quad (3.278)$$

其中 λ, f 是和式 (3.214) 及式 (3.215) 具有相同意义的量, 在上式中引入关于集电极端和发射极端空穴浓度的边界条件, 求出 P_0 , P_1 和 P_2 , 由此就可确定通过各结的空穴电流值.

$$\begin{aligned} J_p^{(p)} = qD_{pb} \left\{ \left[P_0(a) - \frac{2}{f} p_a e^{\frac{qV_e}{kT}} \right] + \left[P_1'(a_0) - \frac{2}{f} p_a e^{\frac{qV_e}{kT}} \right] \right. \\ \left. \frac{qV_e}{kT} e^{i\omega t} + P_2'(a_0) b_1 V_e e^{i\omega t} \right\} e^{-\frac{2}{f} \nu d} \end{aligned} \quad (3.279)$$

$$J_e^{(p)} = qD_{pa} \left\{ P_0'(b) + P_1'(b) \frac{qV_e}{kT} e^{j\omega t} + [P_2'(b) + P_0''(b)] bV_e e^{j\omega t} \right\} \quad (3.280)$$

由上式能够求出四端网络参数，如果求最重要的参数——载流子输运系数 β ，可得到

$$\beta = \frac{e^{\frac{2}{f} v d} P_0'(b)}{P'(a) - \frac{2}{f} p_a e^{\frac{qV_e}{kT}}} \quad (3.281)$$

目前已对内电场强度和 v 不同的许多组合进行了计算，现在举例把 $e = m/2 = 3$ 时以 v 作参数画出的电流放大系数的频率特性示于图 3.49 和图 3.50 中。

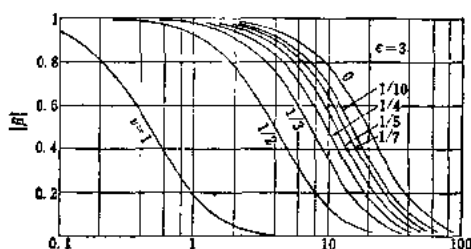


图 3.49 电流放大系数的频率特性 (I 模数)

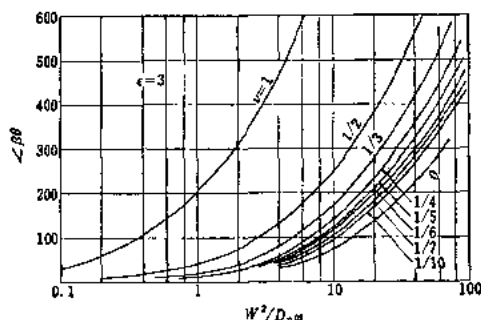


图 3.50 电流放大系数的频率特性 (II 相位)

当 ν 值较大时, 由于迁移率降低使漂移效应减弱, 不能获得所预期的缩短 τ 的效果。图 3.51 以 ϵ 为参数示出截止

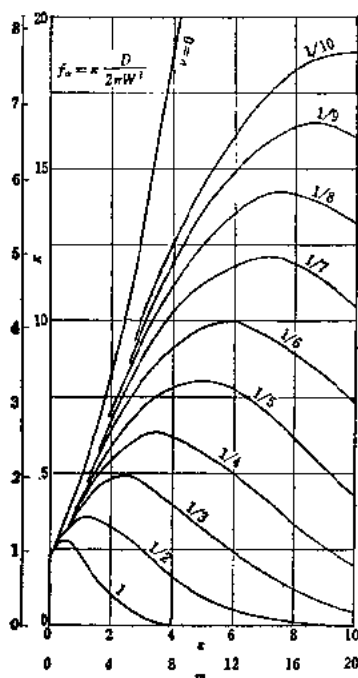


图 3.51 漂移电场对截止频率的改进作用 (μ 不是固定不变的情形)

频率 f_c 随 ϵ 而变的情形。当 $\nu \approx 0$ 时, 有能使 f_c 变成最大的 ϵ 值, 即使把内电场加强到超过这个数值, 频率特性也不可能得到改进。

在电荷控制法中, 当迁移率 μ_p 为位置的函数时, 求空穴浓度的 (3.257) 可以改写成如下形式^[11]:

$$p = \frac{J}{q} \cdot \frac{1}{N(x)} \int_x^b \frac{N(x)}{D_p(x)} dx \quad (3.282)$$

$$D_p(x) = \mu_p(x) kT/q \quad (3.283)$$

设杂质浓度遵从指数函数分布, D_p 正比于杂质浓度 N 的 $(-\nu)$ 方, 就得到

$$D_p = D_{pa} e^{x D/L} \quad (3.284)$$

式中 D_{pa} 是发射极端的载流子扩散系数。利用和 (3.258) 以下各式同样的方法, 得到

$$p = \frac{JW}{q D_{pa}} \cdot \frac{1}{m} \cdot \frac{1}{(1+\nu)} \times \left[e^{-\frac{x m \nu}{W}} - e^{-m(1+\nu)\frac{x}{W}} \right] \quad (3.285)$$

就整个基区积分上式, 即可求出基区电荷总量。由此可以求出载流子渡越时间 τ 为

$$\tau = \frac{W^2}{D_{pa}(1+\nu)m^2} \left[\frac{1}{\nu} + e^{-m(1+\nu)} - e^{-m\nu} \left(1 + \frac{1}{\nu} \right) \right] \quad (3.286)$$

用集电极端的扩散系数 D_{pb} 来表示上式,于是

$$\tau = \frac{W^2}{D_{pb}(1+\nu)m^2} \left[\frac{1}{\nu} (e^{m\nu} - 1) + (e^{-m} - 1) \right] \quad (3.287)$$

图 3.52 以 ν 作参数示出 m 对 τ 的缩短效果,当 $\nu \approx 0$ 时,有能使 τ 变成最小的 m 的最佳值,由此可知 m 对 τ 的改进作用有一定的上限。

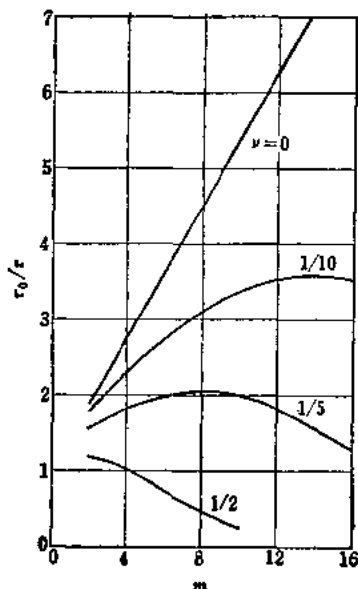


图 3.52 漂移电场对 τ 的改进作用
(μ 不是固定不变的情形)

4.6 漂移型晶体三极管的特性

如上所述,漂移型晶体三极管由于载流子通过基区的时间较短以及基极电阻和集电极电容较小,因而适于在高频工作。此外,由于基区内载流子很少,而集电极的最大电压较

高,还可以用作开关或供大功率使用。

如果按杂质分布情况将漂移型晶体三极管进行分类,那么可以分成两大类,一类是耗尽层主要扩展于基区一边的合金型晶体三极管,另一类是集电区电阻比较高,耗尽层扩展于集电区一边的台面型和外延扩散型晶体三极管。

前一类可以在基区中形成比较强的内电场,即便基区厚度很大,仍然显示较好的频率特性。由于有效基区厚度随集电极电压而变,所以高频特性对集电极电压的依赖性很显著。而且当超过式(3·273)所示的电流密度 J_1 时,有效基区便扩展,所以高频特性还显著地受发射极电流值的影响。在图3·53中示出频率特性对发射极电流的依从关系的一个例子。

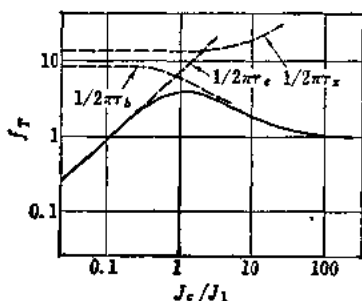


图3·53 表示 f_r 对电流依赖性
的一个例子

在小电流范围内,频率特性随发射极时间常数而降低;在大电流范围,频率特性随有效基区厚度的变化而降低。

后一类即耗尽层扩展于集电极一边的晶体三极管,基区厚度不容易随集电极电压而改变。容许电流密度受集电极杂质浓度的限制。计

算长条形电极台面型晶体三极管的截止频率,指出这种晶体三极管的截止频率大体上与电极面积 S 和集电极的电阻率成反比^[132]。

第五章 晶体三极管的电荷控制分析法

5.1 概 述

电荷控制分析法,就是把晶体三极管看作是可以由基区电荷来控制的器件,并着重用这种电荷来描述和分析晶体三极管工作的方法,自从1957年提出以后,这种方法已广泛用于大振幅工作和分析载流子基区越渡时间。

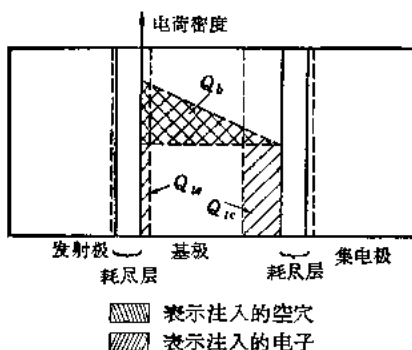
这种方法和以往的分析方法不同,它考虑的是就整个基区积分载流子浓度稳态解所得的量(基区电荷量)和电极电流的关系。由于以积分的形式来考虑,所以本法会失去一些与空间轴有关的数据,但是却有种种优点。例如,虽然原来是稳态解,但应用于大振幅工作的瞬时状态时近似程度也较高,能用基区电荷变化量这一具体的量来分析大振幅工作,而且也便于考虑特性的非线性影响。此外,本法还便于测量开关特性,按指定规格生产以及设计电路。至于小振幅工作,也可以不考虑 f_a ,而着重用与基区电荷有密切关系的少数载流子越渡基区的时间来讨论高频特性。

5.2 大振幅工作的基本分析^[133-137]

5.2.1 参数和等效电路 电荷控制分析法所用的主要参数有集电极时间常数 τ_c 、集电极耗尽层充电电荷 Q_{tc} 、饱和时间常数 τ_s 、发射极接地电流放大系数 h_{fe} 以及输出变化电流

放大系数(“需要”电流增益) β ,等五种,此外还有发射极时间常数 τ_e 和基极时间常数 τ_b 。

假定把 pnp 晶体三极管从断开状态转换为有源区内的某一接通状态。在断开状态 [$v_{cb} = V_{cb1}$, $i_b \leq 0$, $i_c \leq I_{c0} (1 - \alpha_N)^{-1}$] 下,基区内的空穴(少数载流子)浓度较小,大体上和热平衡浓度相同。在接通状态 ($v_{cb} = V_{cb2} \leq 0$, $i_c = I_c$)



虚线表示断开状态下的耗尽层边界

图 3-54 左接通状态下的电流分布

下,如图 3-54 所示,有相当于总电量 Q_b 的过剩空穴从发射极注入基区,同时有同量的过剩电子电荷(以下电子电荷按绝对值计算)从基极注入,可以认为在基区是满足电中性条件的。这个基区电荷 Q_b 大体上正比于 I_c :

$$Q_b = \tau_c I_c \quad (3.288)$$

仿此,可定义为 $\tau_e = Q_b/I_c = \alpha_N \tau_c$, $\tau_b = Q_b/I_b = h_{fe} \tau_c$ 。

在转换过程中,如图 3-54 所示, v_{eb} 和 v_{cb} 都增大,发射极耗尽层和集电极耗尽层都变薄,为了中和施主离子,必须从基极分别多注入量为 Q_{ie} 和 Q_{ic} 的电子电荷。除了 I_c 特别小的情形和一部分漂移型晶体三极管而外, Q_{ie} 可以忽略,结果在整个转换过程中变化的基区电子电荷量为

$$Q_{on} = Q_b + Q_{ic} = \tau_c I_c + Q_{ic} \quad (3.289)$$

当驱动到饱和区时,在基区内除了 Q 以外还有与过剩基极电流 $I_{bs} (= I_b - I_c/h_{fe})$ 成正比的饱和电荷 Q_{bs} 储存。因此,在转换为断开状态时变化的基区电子电荷量为

$$Q_{off} = Q_b + Q_{bs} + Q_{ic} = \tau_{c0} I_c + \tau_c I_{bs} + Q_{ic} \quad (3.290)$$

式中 τ_{c0} 是有源区和饱和区交界处的 τ_c 。此外,对于生长结型或台面型等集电极区少数载流子的储存具有重要意义的晶体三极管,不能应用这里所介绍的饱和区分析法。

在 I_b 固定不变的情况下把集电极电路阻抗从 ∞ 转换为有限值时,刚转换后的集电极电流 I'_c 与 I_b 之比为 β_i 。由于 $Q_{b1} = \tau_i I_b$ 将变成 $Q_b = \tau_c I'_c$, 所以 $\beta_i = I'_c / I_b = \tau_i / \tau_c$ 。在通常的晶体三极管中, $\beta_i \leq h_{fe}$ 。

根据上面的讨论,可以导出定态下的等效电路如下图所示。在图 3-55 中略去了 Q_{ic} , 由于基区储存 S_b 中有基区电荷 Q_b 的储存, 所以有图示的电流通过。在图 3-56 中, 基区储存 $S_b + S_{b1}$ 中有量为 $Q_b + Q_{b1}$ 的基区电荷储存。在 S_b 和 S_{b1}

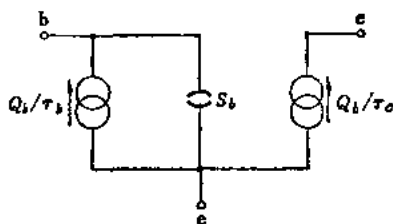


图 3-55 有源区等效电路

上并未加上电压,换句话说,可以把它们看作是容量无限大的电容。

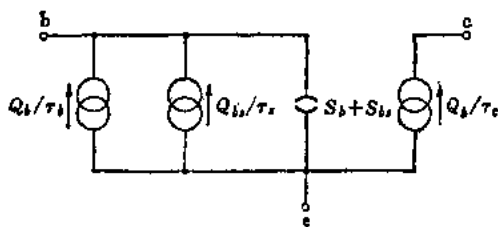


图 3-56 饱和区等效电路

5.2.2 参数的表达式 在载流子扩散型晶体三极管中, 设发射极注入效率 $\gamma_N = 1$, 则 $\tau_e = 1.22 / \omega_N$, $\omega_N = 2.43 D_p / W^2$ 是 α 截止角频率。设基区中的空穴寿命为 τ_p , 由于每秒有量为 Q_b / τ_p 的基区电荷因复合而消失, 所以 $\tau_b = \tau_p$ 。关于详细

情况,可计算 $\gamma_N < 1$ 时的参数,设 β_N 为输运系数,则

$$\begin{aligned}\tau_c &= 1.22(\beta_N \omega_N)^{-1} \quad \tau_e = 1.22 \gamma_N / \omega_N \\ \tau_b &= 1.22 \gamma_N \{\omega_N (1 - \alpha_N)\}^{-1}\end{aligned}\quad (3.291)$$

V_{cb2} 变化时,基区厚度 W 略为变化,所以 τ_c 等也多少有些改变。 τ_c 等也随 I_c 而变化,由于 I_c 增大时,空穴扩散系数 D_p 的等效值也随着增大,并在达到极限时,变成原来的二倍,所以 τ_c 和 τ_e 可能逐渐减小为 I_c 小时的值的 $1/2$ 。

对合金结型这样具有突变收集结的晶体三极管的参数进行计算时,可得到

$$Q_{ic} = M C_{ic1} (V_{cb2} - V_{cb1}) \quad (3.292)$$

$$\begin{aligned}M &= 2 \{ \phi - V_{cb1} - \sqrt{(\phi - V_{cb1})(\phi - V_{cb2})} \} \\ &\times (C_{cb2} - V_{cb1})^{-1}\end{aligned}\quad (3.293)$$

式中 C_{ic1} 是 $v_{cb} = V_{cb1}$ 时收集结耗尽层的小信号电容, ϕ 是扩散电势差 ($\phi > 0$)。 $1 \leq M \leq 2$, 饱和时间常数为

$$\tau_s = 1.22(1 - \alpha_{N0} \alpha_{I0})^{-1} (1/\omega_{N0} + \alpha_{N0}/\omega_{I0}) \quad (3.294)$$

下标 I 表示反接 (即将发射极和集电极调换使用), 下标 0 表示有源区和饱和区边界的工作点的值。在对称晶体管中, $\tau_s \approx \tau_b$, 但在普通的晶体管中, 一般是 $\tau_s < \tau_b$ 。

5.2.3 开关时间和开关电路的设计 在发射极电路中, 假定在 $t = 0$ 时把基极电流转换为 I_b , 则

$$I_b = q_b/\tau_b + \dot{q}_b + \dot{q}_{ic}$$

右边第一项是由于有 q_b 存在而通过的基极电流, 第二项和第三项分别是 q_b 和 q_{ic} 的变化量。由于基区中的少数载流子分布可以在非常短的时间内接近于稳态分布, 所以即使在过渡时, 也可以近似地认为 $i_c = q_b/\tau_c$, 并且可以认为

$$\delta(q_b + q_{ic}) \approx \delta q_b \cdot \{1 + Q_{ic}(\tau_b I_b)^{-1}\}$$

由上列三个公式可以得到

$$I_b = \tau_c \dot{i}_c / \tau_c + \tau_c \{1 + Q_{ic}(\tau_b I_b)^{-1}\} \dot{i}_c \quad (3.295)$$

设 $i_c(t=0) = 0$, $i_c(t=T_r) = I_{c2}$, 则上升时间 T_r 为

$$T_r = \tau_b \{1 + Q_{ic}(\tau_b I_b)^{-1}\} \log e \{I_b / (I_b - I_{c2}/h_{fe})\} \quad (3.296)$$

至于后沿时间也可以用同样方法进行计算。

储存时间 T_s 可以看作是从减少输入电流起到 $q_{bs} = 0$ 为止的时间。在发射极接地电路中, 从 $i_b = I_{b1}$ 转换到 $i_b = I_{b2}$ 以后:

$$\left. \begin{aligned} I_{b2} &= Q_b/\tau_b + q_{bs}/\tau_s + \dot{Q}_b + b\dot{q}_s \\ I_c &= Q_b/\tau_c = \text{常数} \end{aligned} \right\} \quad (3.297)$$

$$\therefore T_s = \tau_s \ln \{ (I_{b1} - I_{b2}) / (I_c/h_{fe} - I_{b2}) \} \quad (3.298)$$

这些开关时间计算式, 除 1.22 这个系数而外, 在本质上是和莫尔公式一样的。在基极接地和集电极接地的电路中也得到了和莫尔公式相同的结果。

大多数的开关电路, 即使 I_b 和 I_{b2} 不是固定不变的, 它们随时间的变化也往往是已知的, 因而可以用同样的方法计算开关时间, 特别是 T_r 最容易计算, 这可能是电荷控制分析法的一个优点。

作为说明电荷控制分析法的观点的一个例子, 谈谈在图 3.57 中确定加速电容 C_b 值的方法。如果通过 C_b 把 Q_{on} 或 Q_{off} 供给基极, 那么输出电流波形的 T_r 及

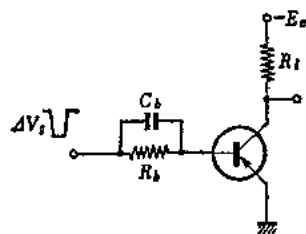


图 3.57 脉冲放大电路

T_f 就可能分别和输入波形的 T_r 及 T_f 在同一数量级以内。因此应重视 Q_{on} 或 Q_{off} , 分别令 $C_b = Q_{on}/\Delta V_s$ 或 $C_b = Q_{off}/\Delta V_s$ 。

5.3 比較精确的分析大振幅工作^[138-143]

5.3.1 基本方程 设电中性的某一区域 V 中载流子寿命 τ 具有定值, 则根据载流子的连续性方程可以得到下式:

$$e\Delta I = q/\tau + \dot{q} \quad (3.299)$$

式中 e 是单位电荷, ΔI 是流入 V 中的全部载流子流, q 是 V 中的剩余载流子的总电荷。

此式是电荷控制分析法的基本方程, 能够与加速电场等无关而成立。

下面将此式应用于 pnp 型晶体三极管基区。就空穴来考虑时, 在定态下, 根据下列关系

$$Q_b/\tau_p = I_c/\beta_N - I_c$$

可以得到

$$\tau_c = Q_b/I_c = (1 - \beta_N)\tau_p/\beta_N$$

其次, 考虑加上跃变基极电流 I_b 的情形, 可以得到

$$q_b/\tau_p + \dot{q}_b = \gamma_N i_c - i_c = \gamma_N I_b - (1 - \gamma_N) i_c \quad (3.300)$$

为了解出上式, q_b 和 i_c 的关系必须是已知的, 如果在过渡时也假定 $q_b = \tau_c i_c$, 就可以得到解为

$$i_c = h_{fe} I_b (1 - e^{-\omega_b t})$$

式中 $\omega_b = (1 - \beta_N \gamma_N) (1 - \beta_N)^{-1} \tau_p^{-1}$

5.3.2 q_b 与 i_c 的关系 设 $q_b(t=0) = 0$, 对式(3.300)进行拉普拉斯变换, 可以得到

$$\gamma_N I_c(s) - I_c(s) = Q_b(s)(1/\tau_p + s) \quad (3.301)$$

在载流子扩散型晶体三极管中, 输运系数为

$$\begin{aligned} \beta_N(s) &= I_c(s) \{ \gamma_N I_c(s) \}^{-1} \\ &= \operatorname{sech} (W \sqrt{1 + \tau_p s / L_p}) \end{aligned} \quad (3.302)$$

式中 $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$.

由上列两式得到

$$\tau_c(s) = Q_b(s)/I_c(s) \doteq \tau_c(1 + \tau_{cs}/6) \quad (3.303)$$

这是比较精确的 q_b 与 i_c 的关系式, 利用这个关系式, 可以计算与上升初期产生迟延的实际波形相似的集电极电流响应波形。

5.3.3 集电极耗尽层电容的影响 在 τ_c 较小的高速晶体管中, 集电极耗尽层电容对开关时间有很大影响。在发射极接地电路中加上基极电流跃变 I_b 时, 设 $\gamma_N = 1$, 在式 (3.299) 中加上集电极耗尽层充电所需的电子电流一项, 就得到

$$I_b = q_b/\tau_b + \dot{q}_b + C_{ic}\dot{v}_{cb} \quad (3.304)$$

代入 $C_{ic} = K(\phi - v_{cb})^{-1/2}$, $i_c = q_b/\tau_c$, $v_{cb} \doteq v_{ce} = -E_c + R_l i_c$ (E_c 是集电极电源电压, R_l 是负载电阻), 进行变数分离, 然后从 $t = 0$ 和 $i_c = 0$ 积分到 $t = T_r$, $i_c \doteq I_{cs} = E_c/R_l$, 这时就得到

$$T_r \doteq \frac{\tau_b \delta}{\sqrt{\beta_0/\beta_c - 1}} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{\beta_0/\beta_c - 1}} + \tau_b \ln \frac{1}{1 - \beta_c/\beta_0} \quad (3.305)$$

式中 $\beta_0 = \tau_p/\tau_c = \beta_N(1 - \beta_N)^{-1}/\beta_c = I_{cs}/I_b$, $\delta = 2R_l C_{ic} (v_{cb} = -E_c)/\tau_c$ 。式 (3.305) 可能是一个比较精确的 T_r 计算式。此式右边第一项表示集电极耗尽层电容的影响, 在 $\delta = 1$ 时, 较第二项为大。

对式 (3.304) 从 $t = 0$, $i_c = 0$, $q_b = 0$ 和 $v_{cb} = V_{cb1} \doteq -E_c$ 起积分到 $t = T_r$, $i_c = I_{cs}$, $q_b = Q_b = \tau_{cb} I_{cs}$, $v_{cb} = V_{cb2} = 0$, 就得到

$$I_b T_r = \int_0^{T_r} (q_b/\tau_b) dt + Q_b + Q_{ic} \quad (3.306)$$

Q_{ic} 已在上面式 (3.292) 中示出。当 I_b 较大, 因而 T_r 较小, 以

致式 (3·306) 右边第一项即在过渡时因复合而失去的基区电荷可以忽略时, T_r 可以简单地用下式计算出来:

$$T_r = (Q_b + Q_{ic})/I_b = Q_{on}/I_b \quad (3·307)$$

5.4 参数测量法^[133,134]

5.4.1 有源区时间常数的测量法 在图 3·58 的测量电路中, 令 $R_1 = \infty$, $V_g \gg V_{eb\ on}$, 调整 C , 使集电极电流波形变成矩形, 就得到

$$Q_{on}/I_b = RC \quad (3·308)$$

也就是说, 在这种情况下, 当输入电压发生变化时, 有量为 $Q_{on} = CV_g = RCI_b$ 的电荷瞬间通过 C 进入基区, 所以集电极电流可以在瞬间趋近于终值。使 R_1 减小, 令 $\tau_b I_b \gg Q_{ic}$, 即可用同样的方

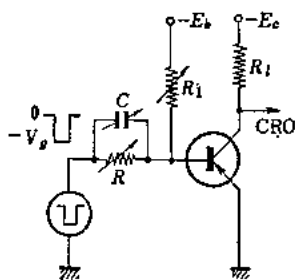


图 3·58 测量电路 (I)

法求出 τ_b , 求出 α_N , 从而算出 τ_c 和 τ_e 。

5.4.2 饱和时间常数的测量法 主要的方法有以下两种:

(1) 在图 3·58 的电路中, 令 $V_g \gg V_{eb\ on}$, 在不加输入脉冲时调整 R_1 , 使工作点位于有源区和饱和区的边界处, 在加上输入脉冲时, 调整 C , 使输出波形和输入波形变成相同的矩形波, 就得到

$$\tau_s = RC \quad (3·309)$$

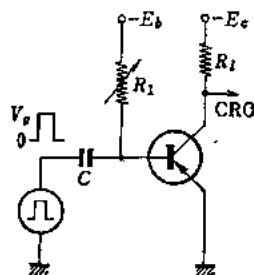


图 3·59 测量电路 (II)

(2) 在图 3·59 的电路中, 首先加偏压到某一饱和状态, 然后加上输入脉冲, 求工作点能在脉冲前沿离开饱和区的脉

冲振幅 V_g , 就得到

$$\tau_s = Q_{b1}/I_{b1} = CV_g/I_{b1} \quad (3.310)$$

5.5 分析基区渡越时间^[128,145-147]

5.5.1 空穴分布和基区渡越时间 下面谈谈基区内有效施主浓度 N 呈任意分布的 pnp 型晶体三极管的高频特性。把漂移电场 E 的式子和空穴电流密度 J_p 的式子联立起来, 略去基区内的复合, 假定 J_p 在任何位置都是固定不变的, 并假定在 $x = W$ (基区的集电极侧边界) 处的边界条件为 $p = 0$, 则在小注入水平下的空穴浓度 p 的分布可由下式给出:

$$p = J_p(eD_p N)^{-1} \int_x^W N dx \quad (3.311)$$

由于空穴平均速度为 $v = J_p(e p)^{-1}$, 所以空穴平均基区渡越时间 τ_c 可定义为: 定态下发射极单位有效面积的基区电荷 Q_b 和 J_p 之比, 即 τ_c 为

$$\tau_c = \int_0^W v^{-1} dx = J_p^{-1} \int_0^W e p dx = Q_b/J_p \quad (3.312)$$

5.5.2 杂质分布和基区渡越时间的关系 这里有一杂质按指数分布为

$$N = N_1 e^{-\beta x} \quad (3.313)$$

的晶体三极管, 根据扩展电阻的关系给定

$$N_1 = \int_0^W N dx$$

根据发射结耗尽层电容和发射结最大反向电压的关系给定了 N_1 , 分析一下要减小 τ_c , 必须怎样选定 β 这个问题。根据上列各式, 可得到

$$\tau_c/\tau_{c0} = 2(W/W_0 - 1)(\beta W_0)^{-1}$$

此式还可改写成在 $0.1 \leq W/W_0 \leq 6$ 的范围内相当精确的下

列近似式:

$$\tau_c/\tau_{c0} \doteq (W/W_0)^{4/3} \quad (3.314)$$

式中 $\tau_{c0} = W_0^2(2D_p)^{-1}$, W_0 分别为均匀基区 ($\beta = 0$) 时的基区渡越时间和基区厚度. 将 $\beta < 0$ 即 N 朝集电极方向逐渐增加而形成减速电场作用于空穴的分布和 $\beta > 0$ 即加速电场作用于空穴的分布加以比较, 就可以得出前一种分布, 因为 W 小所以 τ_c 也小这一结论.

5.5.3 基区渡越时间和 α 截止频率的关系 考虑到陡峭波形因扩散而展开后传输给集电极, 可能是高频范围 α 降低的原因. 所以认为 τ_c 与 f_a 的关系如下. 从发射极向集电极无限地注入宽度很窄的空穴流时, 它在到达集电极之前, 由于扩散作用宽度将扩展为 $d \doteq \sqrt{D_p \tau_c}$. 设空穴流脉冲的可分辨的最小间距正比于 d , 则脉冲的可分辨的最大周期就是 $T \propto d/v = d\tau_c/W$. 如果认为 $f_a \propto T^{-1} \propto W/\sqrt{D_p \tau_c^3}$, 并适当地确定系数, 以满足均匀基区时 $\tau_{c0} = W_0^2(2D_p)^{-1} = (2\pi f_{a0})^{-1}$ 的关系, 就得到

$$f_a = (2\pi\sqrt{2D_p})^{-1}W\tau_c^{-3/2} \quad (3.315)$$

利用这种关系, 就可以把 (3.314) 改写成如下的形式:

$$f_a/f_{a0} \doteq (W/W_0)^{-1} \quad (3.316)$$

其次, 谈谈在认为基区厚度 W 固定不变时漂移电场的强度与 τ_c 或 f_a 的关系. 根据式 (3.308) — (3.318) 进行的计算表明, 在 βW 大于 1 的优良漂移型晶体三极管 [$\beta W = EW/(kT/e)^{-1}$, βW 可以说是制造基区时确定的电势差的指标] 中, $\tau_c \doteq (D_p\beta)^{-1}W$, 根据 βW 和式 (3.315) 可以得到:

$$f_a/f_{a0} \doteq (\beta W/2)^{3/2} = (W/f)^{3/2} \quad (3.317)$$

即 f_a 的改进系数与制造基区时确定的电势差的 $3/2$ 方成正比.

此外, 也报导了晶体三极管的 τ_c 等于 $\omega T(|h_{fe}| = 1)$ 的角

频率)的倒数^[146]。

5.5.4 分析迁移率与杂质浓度的依从关系 在n型Ge中,空穴迁移率 μ_p 以及空穴扩散系数 D_p 从杂质浓度 N 超过 $10^{14}/\text{厘米}^3$ 时开始下降,当 $N \geq 10^{16}/\text{厘米}^3$ 时,便与 N 的负1/3次方成正比。考虑到这一点,并假设在整个基区中 $D_p \propto N^{-1/3}$,那么在 N_2 和 N_1 固定不变的情形下得出的式(3.314)就可以改写成

$$\tau_c/\tau_{c0} \doteq (W/W_0)^{0.89} \quad (3.318)$$

在实际的漂移型锗晶体三极管中,杂质浓度通常在基区的发射结前沿为 $N \doteq 5 \times 10^{16} - 5 \times 10^{17}/\text{厘米}^3$,在集电结前沿为 $N > 3 \times 10^{14}/\text{厘米}^3$,所以最近提出:以 $N=10^{16}/\text{厘米}^3$ 的点 $x=W_1$ 为分界线,把基区分成两个区来计算 τ_c 的方法^[148]。具体办法是,在靠近发射极的区域 $0 < x \leq W_1$ 处和靠近集电极的区域 $W_1 \leq x < W$ 处,分别设

$$D_p(x) = D_p(x=0)e^{\beta x/3} \quad (3.319)$$

$$D_p(x) = D_{p1} = D_p(x=W_1)e^{\beta W_1/3} \quad (3.320)$$

求各区内的渡越时间,把两者之和作为总渡越时间,就得到

$$\tau_c = \{9e^{\beta W_1/3}/4 - e^{-\beta W_1/4} + e^{-\beta W} + \beta(W - W_1) - 3\}(D_{p1}\beta^2)^{-1} \quad (3.321)$$

代入典型数值进行计算, $\omega_T (= \tau_c^{-1})$ 与用没有考虑迁移率降低的式(3.314)所求得的数值相比,约降低5—20%左右。

5.5.5 基区渡越时间对注入水平的依从关系 阐明漂移型晶体三极管的高频特性和注入水平的关系,看来似乎是一个困难的课题,但如果着重考虑基区渡越时间,就比较容易进行分析。以上各节介绍了小注入即 J_p 很小,空穴浓度 p 和杂质浓度 N 相比可以忽略的情形,这里谈谈任一注入下的 τ_c 。

把空穴电流密度的式子和任一注入下的漂移电场的式子联立起来,结果可得到第二种阿贝耳型微分方程,由于不知道

解析解, 所以必须求出近似解或数值解. 假定杂质浓度遵从式 (3.313) 的指数函数分布, 并利用下列归一化量

归一化距离 $\xi = x/W = \beta x/\eta$ ($\eta = \beta W$)

归一化空穴浓度 $\pi(\xi) = \rho(x)eD_p(J_pW)^{-1}$

归一化空穴电流密度 $\delta = J_pW(N_1eD_p)^{-1}$

加以描述, 则基区渡越时间为

$$\tau_c = (e/J_p) \int_0^W p dx = (W^2/D_p) \int_0^1 \pi d\xi \quad (3.322)$$

数值计算的结果如图 3.60 所示. 在载流子扩散型晶体三极管 ($\eta = 0$) 中, τ_c 随 δ 的增大而减小. 当 $\eta \approx 2.6$ 时, τ_c 几乎与注入无关. 相反, 在 η 较大的优良漂移型晶体三极管中, τ_c 随 δ 的增大而增大. 无论在何种情形下, 都是当 $\delta \rightarrow \infty$ 时, $\tau_c \rightarrow W^2(4D_p)^{-1}$. 这个值为载流子扩散型晶体三极管在小注入下的 τ_c 值的 $1/2$.

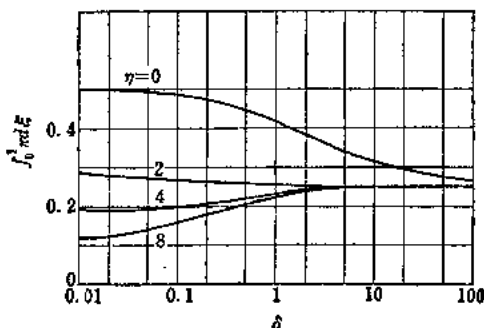


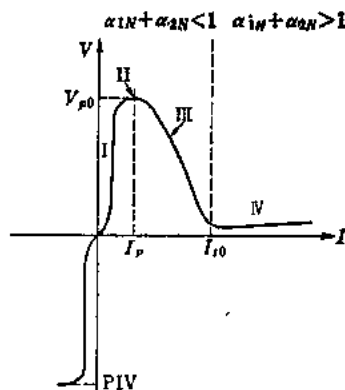
图 3.60 基区渡越时间对注入水平的依从关系

第六章 pnpn 器件^[149-172]

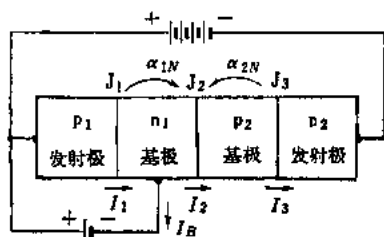
6.1 pnpn 结构的两种稳定工作方式^[149-164]

在晶体三极管的结构上再增加一个结而制成的 pnpn 器件,如图 3-61(a) 所示,对于某一个偏压方向具有高低阻抗两种稳定状态,因而广泛用作开关元件。

这种器件的结构如图 (b) 所示,是将 $p_1n_1p_2$ 型和 $n_2p_2n_1$ 型两个晶体三极管迭在一起制成的。现在假设对 p_1 区加上正电压时上面的晶体三极管的电流放大系数分别为 α_{1N} 和 α_{2N} , 并假设结 J_2 上加有反向偏压,两个晶体三极管在正常地进行工作,那么起两个晶体管的共同的集电结作用的 J_2 结,有从 J_1 注入的空穴产生的电流 $\alpha_{1N}I_1$, 从 J_3 注入的电子产生的电流 $\alpha_{2N}I_3$



(a) 电压-电流特性



(b) 结构

图 3-61 pnpn 器件的结构及电压-电流特性

和 J_2 的饱和电流 $I_s^{(2)}$ 通过。

$$I_2 = \alpha_{1N}I_1 + \alpha_{2N}I_3 + I_s^{(2)} \quad (3.323)$$

如果是二端器件,则通过各结的电流都取同一 I 值,所以根据上式,有如下的电流通过:

$$I = I_s^{(2)} / (1 - \alpha_{1N} - \alpha_{2N}) \quad (3.324)$$

但是,从式(3.324)的推导过程可以看出,上面的分析只在 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} < 1$ 的情形才是正确的。也就是说,当三个结间的相互作用较弱时,从正反正地串联起来的三个晶体二极管就可以类推出,两侧的结要被加上正向偏压,并有反向偏压的中间结的饱和电流通过。电压几乎只加在中间结上。如果有相互作用,则电流值随这种相互作用的强弱如式(3.321)那样增大。如电压进一步升高,中间结的绝缘便要遭到破坏,使电流急剧增加。当加上和上面方向相反的偏压时, J_1 和 J_3 便被加上反向偏压,这两个结的绝缘遭到破坏后,电流急剧增加。

当 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} > 1$ 时,从式(3.323)可以看出,流经 J_2 的电流比流经 J_1 和 J_3 的电流增多,不再能满足电流连续性的关系。这时和晶体三极管开关工作的饱和状态一样,集电极结 J_2 被加上正向偏压,减少了一部分来自 J_1 和 J_3 的电流,以满足电流连续性的关系。由于 J_2 要被加上正向偏压,所以这种状态下的器件内的电压降,和 pn 结的正向电压降大致相同,具有非常低的阻抗。总之,可以看出,对 pnpn 器件,如果按两侧结上的偏压为正的方向(正向)加上电压,则在 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} < 1$ 时,具有与单独的 pn 结的反向相似的特性,在 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} > 1$ 时,具有与单独的 pn 结的正向相似的特性。

但是,晶体三极管的电流放大系数 α 在大多数情况下是随电流而变的。因此,用 α 随电流一起增加的晶体三极管结构结合成的 pnpn 器件,如图 3.61(a) 所示,在小电流时, $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} < 1$, 显示高阻抗特性;而一旦由于某种原因使电流增

大时,则变成 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} > 1$, 显示低阻抗特性, 要增加电流, 使 pnpn 器件从断开状态转换为接通状态, 最简单的方法是利
用 J_2 结的雪崩击穿, 即提高加于器件的电压。或者在一个基
极上安装一个电极, 制成三端器件, 然后供给基极电流 I_b , 即
可借晶体三极管的作用增加通过器件的电流。这时可以得到
很大的功率增益。从上面简单的讨论中可以看出, 接通状态
可以自行保持下去, 所以一旦接通之后, 即便没有电流, 它仍
然保持接通状态。从这个意义上说, pnpn 器件具有与闸流管
相似的特性, 要调至断开状态, 可把流过器件的电流减少到
 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} < 1$ 。

6.2 断开接通两种状态之间的过渡区^[163]

当电流增加使 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N}$ 从 < 1 变为 > 1 时, pnpn 器件
便从断开状态转为接通状态。本节是再详细地讨论一下断开
接通两种状态之间的过渡区。

当正向偏压很小时, $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} < 1$, 式 (3.323) 能够成
立, 有一定的饱和电流流通 [图 3.61(a) 的区域 I]。电压增高
时, 在 J_2 引起雪崩倍增, 以致看起来 $I_s^{(2)}$ 有所增加。也就是说,
流经 J_2 的电流, 除了式 (3.323) 的三种成分以外, 又增加了与
流经 J_2 的总电流成正比的成分 AI_2 。A 和加于 J_2 的电压一起
增大, 大体上可以用 $(V/V_B)^n$, $n \sim 4$ 来表示 (参阅下节)。

$$I_2 = \alpha_{1N} I_1 + \alpha_{2N} I_3^{(2)} + AI_2 \quad (3.325)$$

(式中 V_B 是 J_2 的最大反向电压)

或

$$A = (V/V_B)^n = 1 - (\alpha_{1N} I_1 + \alpha_{2N} I_1 + I_s^{(2)})/I_2 \quad (3.326a)$$

在二端器件中则为

$$(V/V_B)^n = 1 - (\alpha_{1N} + \alpha_{2N}) - I_s^{(2)}/I \quad (3.326b)$$

此式括号内的数值随电流的增加而增大,第三项反而减小。因此,电流 I 增加时,由于第三项的作用, V 变大。如果电流再增加,则第三项变小,第二项起作用, V 在经过最大值 V_{p0} 后开始减小,显示负特性[图 3·61(a) 中的区域 III]。而且当 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} = 1 - I_i^{(2)}/I_{i0}$ 时,转变成接通状态(区域 IV)。这一过程中的电压-电流特性可由图 3·62 所示的曲线中简易地得到。从曲线中可以看出, pnpn 器件的最大正向电压小于 J_2 的最大反向电压 V_B , 要使这种电压增大,必须减小小电流时的 α 及 $I_i^{(2)}$, 假若在 $I_i^{(2)}$ 的电流下 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} > 1$, 则断开状态消失。

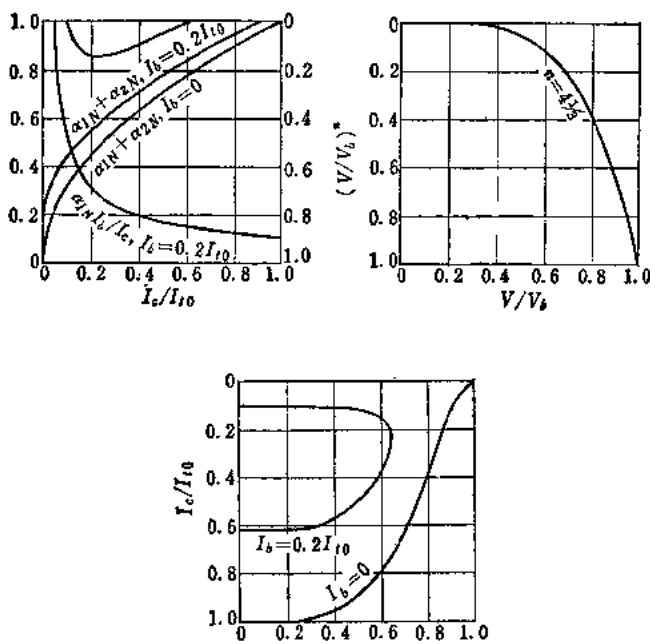


图 3·62 过渡区的电流-电压特性,图中绘出了二端器件工作和供给 $I_b = 0.2I_{i0}$ 的电流时的特性曲线,附带指出,在二端器件工作时的特性曲线中,令 $I_i^{(2)} = 0$ 。

其次, 在 n_1 基极上安装一个电极并供给基极电流 I_b 时, $I_1 - I_b = I_2 = I_3 = I$, 因此, 根据式 (3·326a) 可写出

$$(V/V_B)^n = 1 - (\alpha_{1N} + \alpha_{2N}) - (I_f^{(2)} + \alpha_{1N}I_b)/I \quad (3·326c)$$

将此式和式 (3·326b) 相比较, 在表观上 $I_f^{(2)}$ 似乎增加了。再次, α_{1N} 取 $(I + I_b)$ 时的值, 这和上述情况结合起来, 便使 V_{p0} 减小, 使器件转变到断开状态时, 有满足下列关系

$$\alpha_{1N} + \alpha_{2N} = 1 - (I_f^{(2)} + \alpha_{1N}I_b)/I$$

的电流也就足够了, 所以器件进入接通状态时的电流 I_t 比按二端网络工作时的值 I_{t0} 为小。从图 3·62 中也可以看出这种状况。

6·3 分析 pnpn 器件^[149,156]

从上面的讨论中得知 pnpn 型器件的工作情况, 这里再作进一步的分析。关于 α 随电流而变的原因留待下一节叙述, 这一节准备在 α 和电流一起增加的假设下进行讨论。

pn⁺ 结的小电压反向电流, 只由在 P 区产生的复合所引起的电子电流 I_{en} 组成, 当反向偏压增大时, 由于电子雪崩的关系, 这一电流在到达结的 n 一边时, 已变成原来的 M_n 倍。 M_n 是偏压 V 的函数, 可以写成

$$M_n = 1/\{1 - (V/V_B)^n\}$$

式中

$$n = 1.4 - 2.5(\text{Si}) \quad 4.7 - 6.6(\text{Ge}) \quad (3·327)$$

V_B 是最大反向电压。当反向电流只包括空穴电流时, 则增加 M_p 倍。

$$M_p = 1/\{1 - (V/V_B)^{n'}\}$$

式中

$$n' = 9(\text{Si}), \sim 3(\text{Ge}) \quad (3·328)$$

当反向电流由空穴电流和电子电流两者组成时,则此电流为*

$$I = M_p I_{sp} + M_n I_{sn} \quad (3.329)$$

应当指出,在 M_n 和 M_p 中出现的 V_B 是电子和空穴两者共有的这个结的最大反向电压。为了简单起见,现在忽略空穴和电子的差异,令 $M_n = M_p$, $n = n'$, 则式 (3.329) 可写成

$$I = I_s / \{1 - (V/V_B)^n\}$$

或

$$I = I_s + (V/V_B)^n I \equiv I_s + AI \quad (3.329')$$

关于雪崩倍增,有了上面这些基础知识就可以来研究图 3.63 所示的结构。图中, V_1 , V_2 和 V_3 分别是加在结 J_1 , J_2 和

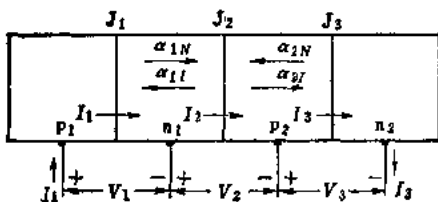


图 3.63

J_3 上的电压,设电压方向如图所示。设其他结短路时通过各结的电流为 $I^{(1)}$, $I^{(2)}$ 和 $I^{(3)}$,并用 $I_s^{(1)}$, $I_s^{(2)}$ 和 $I_s^{(3)}$ 来代表饱和电流。

这些饱和电流是由空

穴成分 I_p 和电子成分 I_n 组成的。用 $p_1 n_1 p_2$ 和 $n_2 p_2 n_1$ 分别代表以 J_1 和 J_3 作发射极结的晶体三极管(前者记为“1”,后者记为“2”),并象分析晶体三极管的开关特性时那样,按正(下标为 N)反(下标为 I)两个方向将发射极注射效率 γ ,注入载流子输运系数 β 和电流放大系数 $\alpha = \gamma\beta$ 定义为

$$\gamma_{1N} = I_{sp}^{(1)} / I_s^{(1)}, \quad \gamma_{1I} = I_{sp}^{(2)} / I_s^{(2)}$$

$$\gamma_{2I} = I_{sn}^{(2)} / I_s^{(2)} = 1 - \gamma_{1I}$$

$$\gamma_{2N} = I_{sn}^{(3)} / I_s^{(3)}$$

* 例如考虑结的 n 型一边时,由于在这里 I_{sp} 还未因电子雪崩而增加,所以很容易认为是 $I_{sn} M_n + I_{sp}$,但是这是不正确的。看一下给出 M 的式子,就可以知道反向电流如式 (3.329) 所示。

$$\alpha_{1N} = \gamma_{1N}\beta_{1N}, \quad \alpha_{2N} = \gamma_{2N}\beta_{2N}$$

$$\alpha_{1I} = \gamma_{1I}\beta_{1I},$$

$$\alpha_{2I} = \gamma_{2I}\beta_{2I} = (1 - \gamma_{1I})\beta_{2I}$$

$$I^{(i)} = I_i^{(i)}(e^{(-i+1)\beta'V_i} - 1)$$

$$i = 1, 2, 3, \quad \beta' = q/kT$$

由于 $\beta < 1$, 所以 $\alpha_{1I} + \alpha_{2I} < 1$. 这里考虑到基极中电场的影响, 将 β_N 和 β_I 区别开来. 根据迭加原理可以得到

$$I_1 = I^{(1)} - \alpha_{1I}I^{(2)} \quad (3.330a)$$

$$I_2 = \alpha_{1N}I^{(1)} - (M_p I_p^{(2)} + M_n I_n^{(2)}) + \alpha_{2N}I^{(3)} \quad (3.330b)$$

$$I_3 = -\alpha_{2I}I^{(2)} + I^{(3)} \quad (3.330c)$$

这里设 $V_2 < 0$, 即 J_2 在正方向加上偏压时, $M_p = M_n = 1$. γ 和 β 取决于各区的尺寸和性能(少数载流子的寿命, 电阻率和杂质分布), 和晶体三极管的情形完全一样, 这里不准备谈它们的形式. 对 $I^{(i)}$ 解式 (3.330), 就得到

$$I^{(1)} = \{[\gamma_{1I}M_p + (1 - \alpha_{2N}\alpha_{2I} - \gamma_{1I})M_n]I_1 - \alpha_{1I}I_2 + \alpha_{2N}\alpha_{1I}M_n I_3\}/h \quad (3.331a)$$

$$I^{(2)} = (\alpha_{1N}M_p I_1 - I_2 + \alpha_{2N}M_n I_3)/h \quad (3.331b)$$

$$I^{(3)} = \{\alpha_{1N}\alpha_{2I}M_p I_1 - \alpha_{2I}I_2 + [\gamma_{1I} - \alpha_{1N}\alpha_{2I}]M_p + \gamma_{2I}M_n\}I_3/h \quad (3.331c)$$

$$h = (\gamma_{1I} - \alpha_{1N}\alpha_{1I})M_p + (1 - \alpha_{2N}\alpha_{2I} - \gamma_{1I})M_n \quad (3.332)$$

加在器件上的电压是 $V_T = V_1 + V_2 + V_3$, 由式 (3.331) 和式 (3.332) 可以求出整个区域的电压-电流特性. 如果是如图 3.61(b) 所示在 n_1 上装设一个电极的三端器件, 则 $I_2 = I_3 = I$, $I_1 = I + I_b$, 式 (3.331b) 成为如下的形式:

$$I^{(2)} = fI_b - gI \quad (3.333)$$

式中

$$f = \alpha_{1N}M_p/h \quad (3.334)$$

$$g = (1 - \alpha_{1N}M_p - \alpha_{2N}M_n)/h \quad (3.335)$$

为二端器件时,可令 $I_b = 0$ 。假设在 J_2 被加上反向偏压的区域 I, II 和 III 中 $\gamma_{II} = 0.5$, $\alpha \propto I^{1/2}$, 进行数值计算, 其结果如图 3.64 所示^[156]。

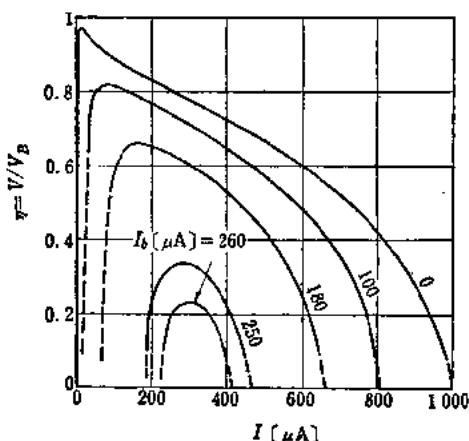


图 3.64 pnpn 三端器件的 V-I 特性理论曲线

在接通状态^[149]下, J_2 在正方向加上偏压, $M_p = M_n = 1$, 当 $I_1 = I_2 = I_3 = I$ 时, 由式 (3.331) 和式 (3.332) 得到

$$V_T = \frac{1}{\beta'} \ln \frac{I_s^{(2)}}{I_s^{(1)} I_s^{(3)}} \times \frac{(I A_1 + I_s^{(1)})(I A_3 + I_s^{(3)})}{(I A_2 + I_s^{(2)})} \quad (3.336)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= (1 + \alpha_{1I} \alpha_{2N} - \alpha_{2N} \alpha_{2I} - \alpha_{II}) / A_0 \\ A_2 &= (\alpha_{1N} + \alpha_{2N} - 1) / A_0 \\ A_3 &= (1 + \alpha_{1N} \alpha_{2I} - \alpha_{1N} \alpha_{II} - \alpha_{2I}) A_0 \\ A_0 &= (h)_{M=1} = 1 - \alpha_{1N} \alpha_{1I} - \alpha_{2N} \alpha_{2I} \end{aligned} \right\} \quad (3.337)$$

由于 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} > 1$, 所以 $A > 0$, 因此如果 $I \gg I_s$, 则

$$V_T = (1/\beta') \ln (I_s^{(2)} / I_s^{(1)} I_s^{(3)}) (A_1 A_3 / A_2) I,$$

和单独的 pn 结的正向电压相同。

6.4 电流放大系数 α 随电流的变化

在以上的讨论中曾经假设电流放大系数 α 是随电流的增长而增大的,本节将简单说明一下电流放大的机构。 α 等于 r 和 β 的乘积, α 变化的原因可以分为 r 引起的和 β 引起的两部分。

6.4.1 发射极注射效率随电流的变化

[1] **复合电流** 通过结的电流不只是注入电流,还有一种由结势垒中的复合所引起的漏泄电流。注入电流对于正向偏压按 e^{qV} 的规律而增加,而复合电流的增加较此为迟,大约只改变 $e^{qV/2}$ 左右。因此,随着电流的增长,注入电流所占的比例增大,例如空穴注射系数也增加。这种现象在 Si 制的 pn 结中特别明显,一般认为 Si 制 pnpn 器件可能就是以这种机构工作的。

[2] **电子注入电极**^[152,154] 将金属熔接于半导体时,如果设法在 n 型半导体与金属之间形成一个 n^+ 区,在 p 型半导体与金属之间形成一个 p^+ 区,一般就能避免少数载流子的注入。但是,在 p 型 Ge 的情形,用 In 与 Sn 或 In 与 Pb 制成的合金电极,在电流很小时不会引起电子的注入,但电流一增长后,就具有约为几分之一的注射系数。Ge 制器件就是用这种电极作为一个发射极制成的。

[3] **表面漏泄电流**^[157] 当发射结由于表面有低电阻膜而短接时,产生和 [1] 相同的复合电流。当电流很小时,通过这一部分的电流很大,但随着电流的增加,由于基极区横向电阻的作用,表面电流通道的流通将受到阻碍,而注入电流通道在自偏压的作用下容易流通。这样的表面层在用双扩散法制成的 Si 发射极上可以自然形成,但把金属蒸发在发射极上也

可以形成这种表面层。当器件按照这个原理工作时,即使接通电流和断开时电流值相同,其电流通路和电流放大系数 α 也不相同,所以在接通时和断开时的电压-电流曲线往往不相符合,能够制出表观上 $I_{pe} > I_{io}$ 的 pnpn 器件。

[4] 电导调制^[169] pn 结的空穴和电子注射系数在电流增大而发生电导调制时,总是要保持大致相同的数值。因此,当注射系数小于这个极限值时,由于电导调制的作用,注射系数将随电流的增长而增大。

6.4.2 注入载流子输运系数随电流的变化

[1] 电场效应 在基区厚度大时,注入少数载流子有相当大的一部分在到达集电极以前复合,因此存在相当大的多数载流子电流。多数载流子是在电场作用下流动的,所以电流增加时,电场增强。因此,促进少数载流子的传输,使 β 增大。在基区特别加厚的 Ge 制 pnpn 器件中常常观测到这种作用^[162]。在 Si 制的 pnpn 器件中,也存在这种作用^[157,160]。

[2] 饱和复合 所谓饱和复合,就是说当电流增加到足以引起电导调制时,基区中的复合中心便失去效用,使 β 增加。这种理论见于首次提出的 pnpn 器件的文章中^[149]。

6.5 开关特性

pnpn 器件的电流放大系数 α 随电流而变,它的动态特性是一个非线性问题,很难分析,不过利用线性近似的方法却可以说明它的大致情况。

6.5.1 接通作用 要想接通 pnpn 器件,可加上超过 V_{po} 的电压,或向基极供给适当的电流。现在来研究一下图 3.65 (a) 所示电阻负载的情形。无论在哪一种情形下,器件的工作点都不在器件的静态特性的线上,而是沿着负载直线由断开

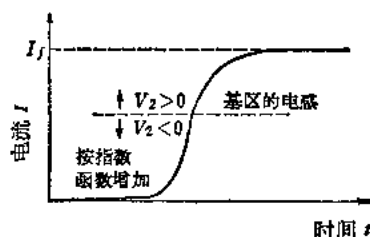
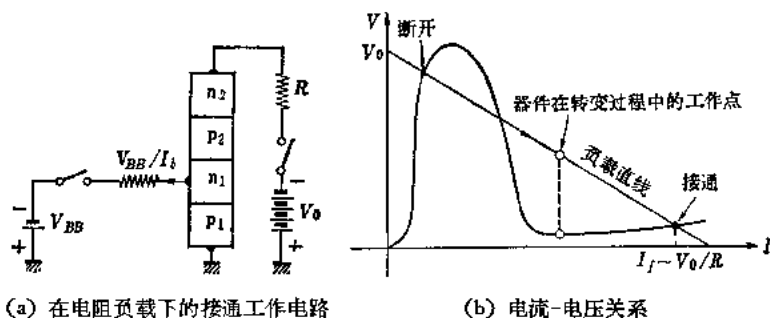


图 3-65

状态向接通状态转变。因此,在转变过程中,对于在静态下使器件处于接通状态的电流值,由于 J_2 还加有反向偏压, J_2 和 J_3 内只有注入的电流,所以式 (3-325) 也能够成立。从上面的讨论中可知,当 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} + A > 1$ 时,式 (3-325) 在静态下虽不能满足,但是考虑到从 J_1 和 J_3 注入的电流需要一定时间才能到达 J_2 ,所以只要提前 Δt 注入,即在注入 J_1 和 J_3 的电流到达 J_2 的时间 t 以前, I_2 就增加由

$$\begin{aligned} & \alpha_{1N}I_1(t - \Delta t) + \alpha_{2N}I_3(t - \Delta t) + AI_2(t) \\ & = I_2(t - \Delta t) + \Delta I_2 = I_2(t) \end{aligned}$$

给出的 ΔI_2 , 那么电流的连续性关系就可以得到满足。

为了使所讨论的问题线性化,现在假设当 $I_1 < I'_{bc}$ (和为使正向接通状态消失所需要的基极电流 I_{bc} 在同一数量级)

时, $\alpha_{1N} = 0$, 当 $I_1 > I'_{bc}$ 时, α_{1N} 保持不变, 并假设 α_{2N} 不决定于电流, A 不决定于电压。这样, 当只有基极电流 I_b 通过时, 式 (3.325) 可改写成

$$I = \alpha_{1N}(I + I_b - I'_{bc}) + \alpha_{2N}I + I_i^{(2)} + AI$$

或进行拉普拉斯变换 (符号 * 表示拉普拉斯变换), 改写成

$$I^* = [I_i^{(2)} + (I_b - I'_{bc})^* \alpha_{1N}^*] / [1 - (\alpha_{1N}^* + \alpha_{2N}^* + A)] \quad (3.338)$$

在基极加上阶跃电流, 令

$$(I_b - I'_{bc})^* = (I_b - I'_{bc})/s$$

$$\alpha_N^* = \alpha_N(1 + s/\omega_N),$$

(式中 s 为拉普拉斯变换的复变数)

并略去 $I_i^{(2)}$ 引起的项, 就得到

$$I = (I_b - I'_{bc})(ae^{\omega_A t} + be^{\omega_B t} + C) \quad (3.339)$$

$$\omega_A \omega_B = \omega_{1N} \omega_{2N} [1 - (A + \alpha_{1N} + \alpha_{2N})] / (1 - A) \quad (3.340)$$

根据式 (3.340), 当 $A + \alpha_{1N} + \alpha_{2N} > 1$ 时, $\omega_A \omega_B < 0$, 因此其中的一个, 例如 ω_B 就变为正, 通过器件的电流随时间按指数函数增加, 如图 3.66 所示。前沿时间 t_r 和延迟时间 t_d 分别为

$$t_r = (1/\omega_B) \ln 9 \quad (3.341)$$

$$t_d = (1/\omega_B) [\ln(I_f/10b) - \ln(I_b - I'_{bc})] \quad (3.342)$$

如果考虑到 A 随电压减小, 那么可以知道增长过程到后来也会变得略为徐缓的。实际观测到的波形, 如图 3.65(c)

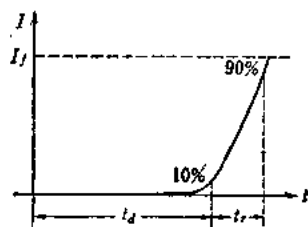


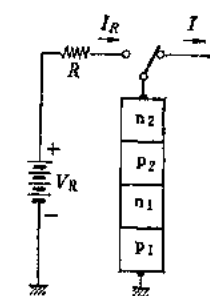
图 3.66 遵从指数函数的瞬态电流波形

所示, 到某一点为止, 电流按指数函数增加, 此后曲线斜率逐渐减小, 增加转慢。以后的部分是由于电导调制引起的基极电感所致。式

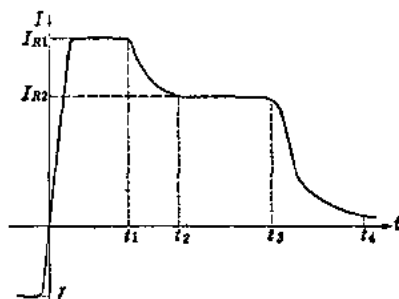
(3·342) 所给出的延迟时间大体上能说明观测到的结果。

在器件两端加上电压使它接通时,如果电压变化率很大,则可以低于 V_{p0} 的电压把它触发到接通状态^[149,170]。为了说明这种现象,假定基区中的注入载流子数超过某一数值时,就变成 $\alpha_{1N} + \alpha_{2N} + A > 1$, 器件便接通。在徐缓地加以偏压时,由于 J_2 被加上反向偏压,只有很小的电流通过,但是外加偏压上升很快时,便有位移电流通过 J_2 的势垒电容,这种电流在 J_1 和 J_2 变成传导电流注入载流子,所以如果很快地注入载流子,以至于能够超过基区中的复合,就可以储存比上面的临界值更多的载流子,因此即便偏压值低于 V_{p0} , 也能把器件接通。

6·5·2 断开作用^[167] 要想使处于接通状态的 pnpn 器件断开,可切断流通的电流,或加上反向电压。利用基极使器件断开是困难的。现在如图 3·67(a) 所示,通过电阻 R 加上反向电压 V_R , 则器件经过该图 (b) 所示的过程断开。第一储存时间 t_{f1} 是由窄的基区例如 n_1 和与此相邻的发射极 p_1 中的注入载流子引起的,在结 J_1 的注入载流子消失以前,有 $I_{R1} = V_R/R$ 的固定电流通过。在这以后的第一后沿时间 t_{f1} 内, J_1 的反向偏压将升高。如果外加电压 V_R 低于 J_1 的击穿电压



(a) 断开工作电路



(b) 暂态电流波形

图 3·67

V_{B1} , 电流就因此成为零, 电流的瞬变现象便结束。但是, 器件的其他部分还残留有注入载流子, 在这些残余载流子复合而消失之前, 器件不能完全断开。如果 $V_R > V_{B1}$, 则 J_1 的绝缘遭到破坏, 有 $I_{R2} = (V_R - V_{B1})/R$ 的电流通过的第二储存时间 t_{R2} 一直继续到 J_3 中的注入载流子消失为止, 在这以后的第二后沿时间内, J_3 被加上反向偏压, 电流按指数函数减小。

其次, 用储存电荷法来求储存时间的表达式。设没有空间电荷的区域中的注入载流子浓度为 η , 根据电流连续性的条件可以得到

$$\nabla J_n = -\nabla J_p = q\eta/\tau + q\partial\eta/\partial t \quad (3.343)$$

式中 J 是电流密度, τ 是少数载流子寿命。

多数载流子在电中性条件下也和少数载流子有相同数目发生变化, 既然我们所要研究的是注入引起的变化部分, 只要着重考虑便于分析的方面就可以了。在整个区域内对式 (3.343) 积分,

$$\int \nabla J_n dV \equiv \Delta I = Q/\tau + \partial Q/\partial t \quad (3.344)$$

式中 Q 是区域中总过剩空穴的电荷, ΔI 是根据关于散度的高斯定理, 对注入这区的载流子乘上 q 所得的积。

设 ΔI 能以时间函数的形式给出, 那么将式 (3.343) 积分, 即可以求出 Q 从 Q_i 变化到 Q_f 的时间。

那么, 当器件接通后有电流 I 通过时, 从 J_1 流入 n_1 的 q^* (注入载流子流) 为

$$\gamma_{1N}I^{(1)} - \alpha_{1N}I^{(2)};$$

从 J_2 流入 n_1 中的 q^* 为

$$\gamma_{1N}I^{(2)} - \alpha_{1N}I^{(1)};$$

因此

$$\Delta I_0(N_1) = I^{(1)}(\gamma_{1N} - \alpha_{1N}) + I^{(2)}(\gamma_{1N} - \alpha_{1N}) \equiv An_1I,$$

$$A_{n1} = \gamma_{1N}(1 - \beta_{1N}) + [\gamma_{1U}(1 - \beta_{1U}) + \gamma_{1N}\alpha_{1U}(1 - \beta_{1N})]A_0.$$

这里利用式 (3.331), (3.332), 令 $M = 1$. 由于是定态, 所以在式 (3.341) 中令 $\partial Q/\partial t = 0$, 于是在 n_1 中为

$$Q_i(N_1) = \tau_{n1} \cdot \Delta I_0(N_1)$$

一般的 pnpn 器件, p_1 中没有注入载流子, 所以令 $\gamma_{1N} = 1$. 从 $t = 0$ 时起, 开始送出 $I_{R1} = V_R/R$ 的反向电流, 但是这时没有电子进入 n_1 ($\because \gamma_{1N} = 1$), 就可以从 n_1 把电子注入 p_2 . 流过 J_2 的总电流为 I_{R1} , 设其中 $\gamma_{2U}I_{R1}$ 部分是由电子提供的, 那么当 $t > 0$ 时, $\Delta I = -\gamma_{2U}I_{R1}$. 如果用 $I^{(1)} = 0$, $I^{(2)} = I_{R1}$ 这假想定态下的电荷作为储存时间终了时 n_1 中的电荷, 就得到*

$$Q_i = \tau_{n1} \times \Delta I_f = \tau_{n1} I_{R1} \gamma_{1U}(1 - \beta_{1U})$$

将这些 $\Delta I(t)$, Q_i , Q_f 代入式 (3.344) 积分, 就得到

$$e^{t_{n1}/\tau_{n1}} = (\gamma_{2U}I_{R1} + A_{n1}I)/(1 - \alpha_{1U})I_{R1} \\ = C_1 + C_2 I/I_{R1} \quad (3.345)$$

设 $\gamma_{2N} = 1$, 则第二储存时间也和上面一样, 假设忽略第一后沿时间, 并设在 $t = t_{s1}$ 时从 I_{R1} 转变为 I_{R2} , 就得到

$$e^{t_{s1}/\tau_{p1}} = \frac{1 - \gamma_{2U}}{1 - \alpha_{2U}} + \frac{A_{p2}}{(1 - \alpha_{2U})} \cdot \frac{1}{I_{R2}} - \frac{1 - \gamma_{2U}}{1 - \alpha_{2U}} \\ \times \frac{I_{R1} - I_{R2}}{I_{R2}} (e^{t_{n1}/\tau_{p1}} - 1) \quad (3.346)$$

此外, 在某些器件中, n_2 中储存的载流子反而发生作用, 这样一来, 第二储存现象便和单独 pn 结的储存现象相同,

$$\operatorname{erfc} \sqrt{t_{s2}/\tau_{n2}} = (1 + A_{n2}I/(1 - \alpha_{2U})I_{R2})^{-1} \quad (3.347)$$

式中 $A_{n2} = (1 - \gamma_{2N})(1 + \alpha_{2U}A_0)$. 上面的分析大体上能够说明实际观测到的 τ_s 与 I/I_R 的关系.

* 实际上瞬变现象过程中的电荷分布和定态不同, 而且上述那种定态实际上是不存在的, 不过利用这样的假设能够用简易办法处理用正规方法不能够解决的困难问题.

第七章 变容器件

7.1 概 述

半导体变容器件常利用加上反向偏压的 pn 结。当然,利用密勒效应等在电路构成上想一些办法也能够实现变容,不过这些方法属于电路范围的问题,这里不准备讨论。

在 pn 结加上反向偏压时,结附近的载流子便发生移动,因而产生耗尽层。耗尽层中载流子极为稀少,空间电荷完全由固定的受主或施主决定。在零偏压状态下,由于电中性条件这个区域中空间的电荷等于零,当加上偏压后,在 n 型一边便发生施主的正电荷,在 p 型一边便发生受主的负电荷的增加,这样这个 pn 结在加上反向偏压后便具有电容。普通的平行板电容器,在加上电压以后,一个电极有电荷流入,另一个电极流出电荷,也就是说,流入反号电荷后,电荷便在电容器中储存起来。不过这种电荷是能够自由移动的电荷。然而, pn 结的情况与此不同,残留在耗尽层中的电荷是固定在晶格上不能移动的施主或受主的电荷。但是,如果从另外一个角度来看,就可以知道,在零偏压下固定正电荷和固定的反号电荷互相抵消,加上偏压后,便流出自由电荷,所以尽管自由电荷的流入和流出与普通的电容器正相反,但从电容的本质来说,仍然是自由电荷的流出和流入,这一点并没有什么不同。

电容 C 可以定义为

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (3.348)$$

所以只要计算一下 n 型区中的总电荷 Q 随电压 V 的变化, 即能求出 C 。当然, n 型区的总电荷量和 p 型区的总电荷量虽然符号相反, 但绝对值是相等的, 所以就 p 型区进行计算也可以。由于 pn 结的电容依赖于电压 V , 并不是 $C = Q/V$, 所以必须使用 (3.348) 的导数形式。

如上所述, 在 n 型区或 p 型区中产生的电荷量 Q 是施主或受主的固定电荷, 所以只有耗尽层的体积 v 随电压而变, Q 才能随 V 而变。因此, 式 (3.348) 可由下式求出:

$$C = \frac{dQ}{dV} \cdot \frac{dV}{dv} \quad (3.349)$$

由此可见, 分析利用 pn 结的变容器件时主要是计算耗尽层的体积对电压的依从关系。

7.2 杂质分布引起的电容对电压 的依从关系^[173-177]

对于单位面积的结, 可以只考虑垂直于交界面方向的变化, 用一维模型进行说明。设施主浓度分布为 $N_d(x)$, 受主浓度分布为 $N_a(x)$, 则如图 3.68 所示, $N_d(x) = N_a(x)$ 的点, 就是交界面。所以取交界面为 $x = 0$, 以 $x > 0$ 的区域为 n 型区, $x < 0$ 的区域为 p 型区。设

$$N_d(x) - N_a(x) = N(x) \quad (3.350)$$

则耗尽层中的电势分布可由泊松方程

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} N(x) \quad (3.351)$$

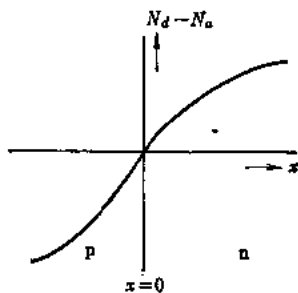


图 3.68

求出。严格地说,必须考虑电子和空穴的存在,但在这里予以略去。设 n 型一边和 p 型一边的耗尽层厚度分别为 x_n 和 x_p , 则电场在 $x \geq x_n$ 和 $x \leq -x_p$ 处等于零,所以它在 n 型一边和 p 型一边分别为

$$\left. \begin{aligned} E_n(x) &= \frac{q}{\varepsilon} \int_{x_n}^x N(x) dx \\ E_p(x) &= \frac{q}{\varepsilon} \int_{-x_p}^x N(x) dx \end{aligned} \right\} \quad (3.352)$$

在 $x = 0$ 处, $E_n(x)$ 和 $E_p(x)$ 必须是连续的,所以

$$\int_0^{x_n} N(x) dx = - \int_{-x_p}^0 N(x) dx \quad (3.353)$$

式 (3.353) 表明, n 型区中的正电荷和 p 型区中的负电荷是相等的。

至于电势 $V(x)$, 设 $x = 0$ 处 $V(x) = 0$, 则它在 n 型一边和 p 型一边分别为

$$\left. \begin{aligned} V_n(x) &= -\frac{q}{\varepsilon} \int_0^x dx \int_{x_n}^x N(x) dx \\ V_p(x) &= -\frac{q}{\varepsilon} \int_0^x dx \int_{-x_p}^x N(x) dx \end{aligned} \right\} \quad (3.354)$$

所以在 $x = x_n$ 和 $x = -x_p$ 处, 电势差 V (外加电压 $V_{外加}$ 和内部电压 $V_{内建}$ 的总和) 为

$$\begin{aligned} V &= V_n(x_n) - V_p(-x_p) \\ &= \frac{q}{\varepsilon} \left(- \int_0^{x_n} dx \int_{x_n}^x N(x) dx + \int_0^{-x_p} dx \int_{-x_p}^x N(x) dx \right) \end{aligned} \quad (3.355)$$

如果已知 $N(x)$ 和 V , 即可由式 (3.353), (3.355) 求出 x_n 和 x_p 。

由于

$$Q = q \int_0^{x_n} N(x) dx = -q \int_{-x_p}^0 N(x) dx \quad (3.356)$$

所以可由式 (3.349) 求出:

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{dQ}{dx_n} \cdot \frac{dx_n}{dV} = qN(x_n) \frac{dx_n}{dV} \\ C &= \frac{dQ}{dx_p} \cdot \frac{dx_p}{dV} = qN(x_p) \frac{dx_p}{dV} \end{aligned} \right\} \quad (3.357)$$

由式 (3.355) 得到:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dx_n} &= \frac{q}{\varepsilon} \left(-\frac{d}{dx_n} \int_0^{x_n} dx \int_{x_n}^x N(x) dx + \frac{dx_p}{dx_n} \right. \\ &\quad \left. \times \frac{d}{dx_p} \int_0^{x_p} dx \int_{x_p}^x N(x) dx \right) \end{aligned}$$

然而, 根据式 (3.353),

$$N(x_n)dx_n = N(x_p)dx_p$$

所以

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dx_n} &= \frac{q}{\varepsilon} \left(-\frac{d}{dx_n} \int_0^{x_n} dx \int_{x_n}^x N(x) dx + \frac{N(x_n)}{N(x_p)} \right. \\ &\quad \left. \times \frac{d}{dx_p} \int_0^{x_p} dx \int_{x_p}^x N(x) dx \right) \\ &= \frac{q}{\varepsilon} (x_n N(x_n) - x_p N(x_n)) \\ &= \frac{q}{\varepsilon} N(x_n)(x_n - x_p) \end{aligned} \quad (3.358)$$

由此可见

$$C = \frac{\varepsilon}{x_n - x_p} = \frac{\varepsilon}{W_s} \quad (3.359)$$

W_s 为耗尽层厚度。这种关系和平行板电容器的情况相同。由式 (3.353), (3.355) 求出 x_n 和 x_p , 将它们代入式 (3.359), 即能求出 pn 结的电容 C 。

其次, 求算 C 的电压依赖性, 由式 (3.359) 可以得到

$$\frac{dC}{dV} = -\frac{\varepsilon}{(x_n - x_p)^2} \left(\frac{dx_n}{dV} - \frac{dx_p}{dV} \right)$$

将式 (3.358) 和与之对应的 dV/dx_p 代入上式, 就得到

$$\frac{dC}{dV} = -\frac{\epsilon^2}{q} \cdot \frac{1}{(x_n - x_p)^3} \times \left[\frac{1}{N(x_n)} - \frac{1}{N(x_p)} \right] \quad (3.360)$$

加上反向偏压的 pn 结的电容特性可以用式 (3.353), (3.355), (3.359) 和 (3.360) 来表示。下面举出几个应用例子。

[1] **突变结** 设 $x > 0$ 时, $N(x) = N_n$, $x < 0$ 时, $N(x) = -N_p$, 则式 (3.353) 和 (3.355) 可写成

$$x_n N_n = -x_p N_p \quad (3.361)$$

$$V = \frac{q}{2\epsilon} (N_n x_n^2 + N_p x_p^2) \quad (3.362)$$

由此求出 x_p 和 x_n 为

$$x_n = \sqrt{V} \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon}{q}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_n + N_p}} \cdot \sqrt{\frac{N_p}{N_n}}$$

$$x_p = -\sqrt{V} \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon}{q}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_n + N_p}} \cdot \sqrt{\frac{N_n}{N_p}} \quad (3.363)$$

$$\therefore W_r = x_n - x_p$$

$$= \sqrt{V} \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon}{q}} \cdot \sqrt{\frac{N_p + N_n}{N_p \cdot N_n}} \quad (3.364)$$

$$C = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon q}{2}} \cdot \sqrt{\frac{N_p N_p}{N_p + N_n}} \quad (3.365)$$

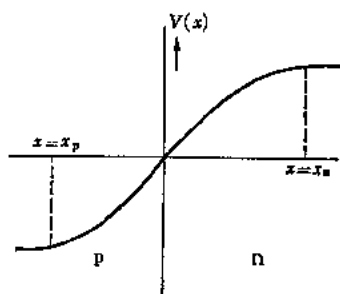


图 3.69

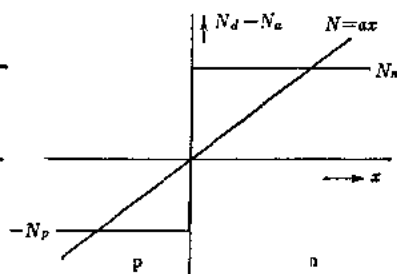


图 3.70

可见,电容与 $V(=V_{\text{外加}} + V_{\text{内部}})$ 的平方根成反比。

[2] 线性缓变结 设 $N(x) = ax$, 则式 (3.353), 式 (3.355) 可写成

$$\frac{1}{2} ax_n^2 = \frac{1}{2} ax_p^2 \quad (3.366)$$

$$V = \frac{a}{3} \cdot \frac{q}{\epsilon} (x_n^3 - x_p^3) \quad (3.367)$$

由此可见, $x_n = -x_p = W_s/2$, 所以

$$W_s = \sqrt[3]{V} \cdot \sqrt[3]{\frac{12\epsilon}{qa}} \quad C = \frac{1}{\sqrt[3]{V}} \cdot \sqrt[3]{\frac{qa\epsilon^2}{12}} \quad (3.368)$$

C 与 $V^{-1/3}$ 成正比。

[3] $p\pi n$ 二极管 现在研究一下如图 3.71 所示, 在电阻率非常低的 p 型和 n 型区之间有一个电阻率很高的 n 型 π 层的情形。假设在 $x < 0$ 处, $N(x) = -N_p$, 在 $0 < x < d$ 处, $N(x) = N_0$, 在 $x > d$ 处, $N(x) = N_n$, 并假设 V 是高于 π 层穿通电压 $qN_0d^2/2\epsilon$ 的状态。由式 (3.353) 和式 (3.355) 可以得到

$$N_0d + N_n(x_n - d) = -N_px_p \quad (3.369)$$

$$\frac{2\epsilon}{q} V = N_n(x_n^2 - d^2) + N_0d^2 + N_px_p^2 \quad (3.370)$$

如果 P 区的电阻率非常低, 则当 $N_p \rightarrow \infty$ 时, $N_px_p^2 \rightarrow 0$, 所以

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_n} V + \left(1 - \frac{N_0}{N_n}\right) d^2} \quad (3.371)$$

如果 $N_n \rightarrow \infty$, 则 $x_n \doteq d$, 当 $V > \frac{qN_0d^2}{2\epsilon}$ 时, C 几乎与 V 无关, 变成 $C = \epsilon/d$ 。这种二极管常用做固体电路中的定容元件。 $p\pi n$ 二极管的用途也与此相同。

[4] dC/dV 固定不变的情形 由式 (3.359) 可知, 要想使 dC/dV 取定值, 在对称型结 ($N(x_p) = -N(x_n)$) 中, 必须

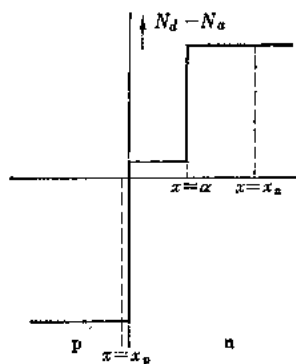


图 3.71

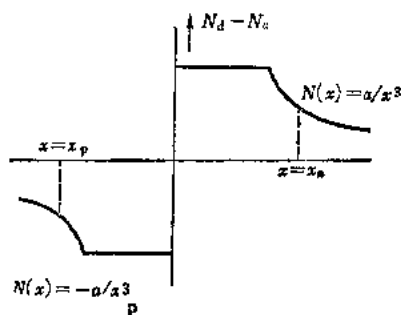


图 3.72

使 $N(x) \propto 1/x^3$ 。实际上是不可能实现的,但是和[3]情形作同样考虑,当 V 超过某一定值时,可能制出 dC/dV 接近于定值的器件。考虑图 3.72 所示的对称型分布,设在 $0 < x < d$ 处, $N(x) = \frac{a}{d^3}$, 在 $x > d$ 处, $N(x) = \frac{a}{x^3}$ 。将这个关系代入式 (3.356) 积分,当 $V > \frac{qa}{2\epsilon d}$ 时就可以求出

$$\frac{\epsilon}{q} V = a \left(\frac{3}{d} - \frac{2}{x_n} \right) \quad (3.372)$$

由于 $W_j = 2x_n$, 所以

$$C = \frac{\epsilon}{2x_n} = \frac{3a\epsilon}{4d} - \frac{\epsilon^2}{4q} V \quad (3.373)$$

于是 C 和 W 成线性关系。

这种在交界面两边电阻率逐渐增加的分布,具有使 C 的变量加大的作用,但是实际上要作这样的分布是相当困难的。而且在大多数情形下,要以 V 的函数的形式给出 dC/dV , 求出这样分布的 $N(x)$ 是不易作到的。

7.3 三端变容器件^[178]

按图 3.73 那样,把 pnp 型合金结晶件三极管连接起来时,从 a-a' 端来看的电容 C_1 是式 (3.364) 中设 $N_p \rightarrow \infty$ 时的电容的二倍,所以 C_1 可写成下式:

$$C_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon q N_n}{V}} \quad (3.374)$$

当 V 达到穿通电压

$$V_{p,th} = \frac{q N_n W^2}{8\epsilon} \quad (3.375)$$

(式中 W 为基区厚度,在 $W_s = W/2$ 处将发生穿通) 时,便发生穿通,使基区全部变成耗尽层,于是耗尽层的体积变化等于零,根据式 (3.349),电容也等于零。实际上,耗尽层沿平行于结面的方向扩展,而且即使耗尽层扩及于整个基区,达到了基区电极,也会留下电极的几何配置所引起的微小静电容量,所以电容不至于完全等于零,但在达到穿通电压附近时会发生急剧的变化。

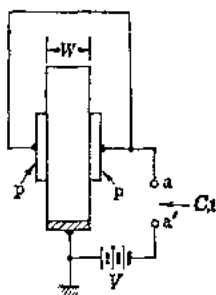


图 3.73

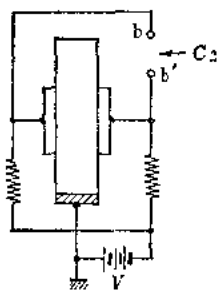


图 3.74

按图 3.74 那样把晶件三极管连接起来,求从 b-b' 端来看的电容 C_2 。在 $V < V_{p,th}$ 的范围内, C_2 为

$$C_2 = \sqrt{\frac{\epsilon q N_g}{8V}} \quad (3.376)$$

所以当 $V = V_{p,th}$ 时,代入式 (3.375) 得到

$$C_2 = \frac{\epsilon}{W} \quad (3.377)$$

当 $V > V_{p,th}$ 时,耗尽层的体积变化等于零,由半导体内载流子的移动引起的电容也等于零,但是在这种情形下,由于电极

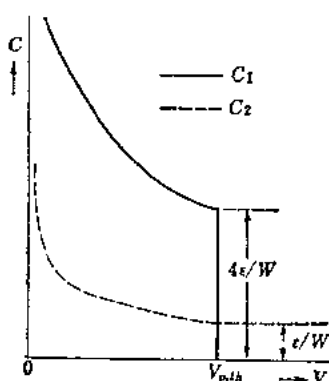


图 3.75

间隙很小,所以不能忽略极间电容 ϵ/W ,极间电容恰好和式 (3.377) 取同一值。因此, C_2 在 $V > V_{p,th}$ 时就保持 ϵ/W 的定值。(图 3.75 为 C—V 特性)

由此可见,利用三端变容器件,可以获得较大的电压依赖性,反过来,还能得到固定的电容。

如上所述, pn 结在加上反向偏压时的电容,是由结中产生的耗尽层的体积变化引起的,当然,这种变化的速度并不是无限快的。其原因是:改变偏压时,在耗尽层的一端便产生电场,使载流子发生移动,于是又形成新的耗尽层端,但是载流子移动所需的时间却是有限的,求算这种响应时间是一个非常困难的问题,不过可以认为这种时间常数同 ϵ/σ 的张弛时间常数在同一数量级。因此,当频率达到 σ/ϵ 左右时,必须考虑到会产生相当大的电导成分。

此外,关于利用表面电势的三端变容器件^[179]以及关于实际变抗二极管的设计等,希参阅本编参考资料[180—182]。

参 考 资 料

- [1] Benzer: Phys. Rev., **71**, 141 (1947).
- [2] Meyerhof: Phys. Rev., **70**, 106 (1946); **71**, 727 (1947).
- [3] Bardeen: Phys. Rev., **71**, 717 (1947).
- [4] Brattain and Shockley: Phys. Rev., **72**, 345 (1947).
Shockley and Pearson: Phys. Rev., **74**, 232 (1948).
Smith: Phys. Rev., **75**, 953 (1949).
- [5] Bethe: R. L. Report, No. 43-12 (1942).
- [6] Bray et al.: Phys. Rev., **72**, 530 (1947).
- [7] Brattain and Bardeen: Phys. Rev., **74**, 231 (1948).
- [8] Shockley and Haynes: Phys. Rev., **75**, 691 (1949).
- [9] B. Davidov: Tech. Phys. (USSR), **5**, 87 (1938).
- [10] W. Shockley: B. S. T. J., **28**, 435 (1949).
- [11] 植村: 不完全結晶の電子現象. 岩波書店 (1955).
- [12] 渡辺: 半導体とトランジスタ (2) p. 104, オーム社 (1959).
- [13] W. Shockley, W. T. Read: Phys. Rev., **87**, 835 (1952).
- [14] C. T. Sah et al.: Proc. I. R. E., **45**, 1228 (1957).
- [15] M. B. Prince: B. S. T. J., **35**, 661 (1956).
- [16] H. S. Veloric, M. B. Prince: B. S. T. J., **36**, 975 (1957).
- [17] E. M. Pell, G. M. Roe: J. Appl. Phys., **26**, 658 (1955).
- [18] W. M. Webster: Proc. I. R. E., **42**, 912 (1954).
- [19] E. S. Rittner: Phys. Rev., **94**, 1161 (1954).
- [20] T. Misawa: J. Phys. Soc. Jap., **10**, 362 (1955).
- [21] T. Misawa: J. Phys. Soc. Jap., **11**, 728 (1956).
- [22] A. Herlet: Zs. Naturforsch., **11a**, 498 (1956).
- [23] A. K. Jonscher: J. Elect. Cont., **5**, 1 (1958).
- [24] A. K. Jonscher: J. Elect. Cont., **5**, 226 (1958).
- [25] R. N. Hall: Proc. I. R. E., **40**, 1512 (1952).
- [26] T. H. Kinman et al.: Proc. I. E. E., **103A**, 89 (1955).
- [27] A. Herlet, E. Spenke: Z. Ang. Phys., **7**, 99 (1955); **7**, 149 (1955); **7**, 193 (1955).
- [28] F. Spenke: Zs. Naturforsch., **11a**, 440 (1956).
- [29] A. Herlet, H. Patalong: Zs. Naturforsch., **10a**, 584 (1955).
- [30] D. A. Kleinman: B. S. T. J., **35**, 685 (1956).
- [31] N. H. Fletcher: Proc. I. R. E., **45**, 862 (1957).
- [32] N. J. Harrick: J. Appl. Phys., **29**, 764 (1958).

- [33] H. Krömer: RCA Rev., **18**, 333 (1957).
- [34] H. Krömer: Proc. I. R. E., **45**, 1536 (1957).
- [35] R. L. Anderson: I. B. M. J., **4**, 283 (1960).
- [36] M. E. McMahon, G. E. Straube: I. R. E. WESCON, Pt-3, 72 (1958).
- [37] W. Shottky: Zs. Phys., **118**, 539 (1941/42).
- [38] J. Illibrand et al.: RCA Rev., **21**, 245 (1960).
- [39] G. Kohn et al.: A. E. Ü., **8**, 561 (1954).
- [40] G. Kohn: A. E. Ü., **9**, 241 (1955).
- [41] Y. Kanai: J. Phys. Soc. Jap., **10**, 719 (1955).
- [42] W. Guggenbühl: A. E. Ü., **10**, 483 (1956).
- [43] T. Misawa: J. Phys. Soc. Jap., **12**, 882 (1957).
- [44] E. Spenke: Z. Ang. Phys., **10**, 65 (1958).
- [45] T. E. Firlie, O. E. Hayns: I. R. E. Trans., **ED 6**, 330 (1959).
- [46] J. Yamaguchi: J. Phys. Soc. Jap., **11**, 717 (1956).
- [47] I. Ladany: I. R. E. Trans., **ED 7**, 303 (1960).
- [48] 尾上, 後川: 生産研究, **9**, 5 (1957).
- [49] 後川: 信学誌, **44**, 40 (1961).
- [50] 高木, 平間, 西沢, 渡辺: 信学会トランジスタ研専委資 (1959-66).
- [51] 江崎: 物学誌, **13**, 252 (1958).
- [52] L. Esaki: Phys. Rev., **109**, 603 (1958).
- [53] L. V. Keldysh: Sov. Phys. JETP, **33**, 763 (1958).
- [54] E. O. Kane: J. Appl. Phys., **32**, 83 (1961).
- [55] 福井: 電学誌, **81**, 940 (1961).
- [56] G. Winstel: Zs. Naturforsch., **16 a**, 438 (1961).
- [57] 特許公報 昭 35-7213 (1960).
- [58] L. Esaki, Y. Miyahara: Solid State Elec., **1**, 13 (1960).
- [59] N. Holonyak et al.: Phys. Rev. Let., **3**, 167 (1959).
- [60] A. G. Chynoweth et al.: Phys. Rev., **121**, 684 (1961).
- [61] C. T. Sah: Bull. Am. Phys. Soc. II, **5**, 507 (1960).
- [62] J. C. Marinace: I. B. M. J., **4**, 280 (1960).
- [63] J. W. Easley, R. R. Blair: J. Appl. Phys., **31**, 1772 (1960).
- [64] 古川: 信学誌, **44**, 1185 (1961).
- [65] R. A. Logan et al.: J. Appl. Phys., **32**, 1201 (1961).
- [66] K. G. McKay, K. B. McAfee: Phys. Rev., **91**, 1079 (1953).
- [67] K. G. McKay: Phys. Rev., **94**, 877 (1954).
- [68] C. Zener: Proc. Roy. Soc., **145**, 523 (1934).
- [69] S. L. Miller: Phys. Rev., **99**, 1234 (1955).
- [70] S. L. Miller: Phys. Rev., **105**, 1246 (1957).
- [71] H. S. Veloric et al.: J. Appl. Phys., **27**, 895 (1956).
- [72] C. D. Root et al.: I. R. E., Trans., **ED 7**, 257 (1960).

- [73] A. G. Chynoweth, K. G. McKay: *Phys. Rev.*, **106**, 418 (1957).
- [74] H. S. Velorie, K. D. Smith: *J. Electrochem. Soc.* **104**, 222 (1957).
- [75] A. G. Chynoweth et al.: *Phys. Rev.*, **118**, 425 (1960).
- [76] 徳山: 応用物理, **30**, 104 (1961).
- [77] 右高: 電学誌.
- [78] J. Shields: *J. Elect. Cont.*, **4**, 58 (1953).
- [79] 徳山: 応用物理, **29**, 837 (1960).
- [80] 徳山: 応用物理, **30**, 486 (1961).
- [81] W. Shockley: *Solid State Elec.*, **2**, 35 (1961).
- [82] A. Götzberger, W. Shockley: *J. Appl. Phys.*, **31**, 1821 (1960).
- [83] C. G. B. Garrett, W. H. Brattain: *J. Appl. Phys.*, **27**, 299 (1956).
- [84] A. G. Chynoweth, G. L. Pearson: *J. Appl. Phys.*, **29**, 1103 (1958).
- [85] D. J. Rose: *Phys. Rev.*, **105**, 413 (1957).
- [86] B. Senitzky, J. L. Moll: *J. Appl. Phys.* **30**, 1945 (1959).
- [87] R. L. Batdorf et al.: *J. Appl. Phys.*, **31**, 1153 (1960).
- [88] A. G. Chynoweth: *J. Appl. Phys.*, **31**, 1161 (1961).
- [89] R. E. Burgess: *Canad. J. Phys.*, **37**, 730 (1959).
- [90] R. J. McIntyre: *J. Appl. Phys.*, **32**, 983 (1961).
- [91] R. Newman: *Phys. Rev.*, **100**, 700 (1955).
- [92] A. G. Chynoweth, K. G. McKay: *Phys. Rev.*, **102**, 369 (1956).
- [93] A. G. Chynoweth, K. G. McKay: *J. Appl. Phys.*, **30**, 1811 (1959).
- [94] M. Kikuchi, K. Tachikawa: *J. Phys. Soc. Jap.*, **15**, 835 (1960).
- [95] P. A. Wolff: *J. Phys. Chem. Solid*, **16**, 184 (1960).
- [96] A. G. Chynoweth, H. K. Gummel: *J. Phys. Chem. Solid*, **16**, 191 (1960).
- [97] R. L. Pritchard: *Proc. I. R. E.*, **46**, 1130 (1958).
- [98] W. Shockley: *Phys. Rev.*, **83**, 151 (1951).
- [99] J. M. Early: *B. S. T. J.*, **32**, 1271 (1953).
- [100] L. B. Valdes: *The Physical Theory of Transistor*, p. 162, McGraw-Hill (1961).
- [101] W. von Roasbroeck: *B. S. T. J.*, **29**, 560 (1950).
- [102] D. Haneman: *Proc. I. R. E.*, **42**, 1808 (1954).
- [103] R. D. Middlebrook: *I. R. E. Trans.*, **ED 3**, 25 (1956).
- [104] M. B. Das et al.: *I. R. E. Trans.*, **ED 8**, 15 (1961).
- [105] A. R. Moure et al.: *Proc. I. R. E.*, **42**, 907 (1954).
- [106] K. F. Stripp et al.: *Proc. I. R. E.*, **43**, 856 (1955).
- [107] T. Sugano et al.: *Proc. I. R. E.*, **48**, 1739 (1960).
- [108] W. M. Webster: *Proc. I. R. E.*, **42**, 914 (1954).
- [109] K. Sato: *Solid State Elec.*, **3**, 29 (1961).
- [110] R. Kansas: *Proc. I. R. E.*, **41**, 1712 (1953).
- [111] 菅野: 電学誌, **42**, 838 (1959).

- [112] J. S. Schaffner et al.: J. Appl. Phys. **25**, 863 (1954).
- [113] J. F. F. Keer et al.: J. Appl. Phys., **25**, 1293 (1954).
- [114] R. L. Pritchard: Proc. I. R. E., **46**, 1152 (1958).
- [115] N. H. Fletcher: Proc. I. R. E., **43**, 551 (1955).
- [116] N. H. Fletcher: Proc. I. R. E., **43**, 1669 (1955).
- [117] R. E. Fmeis et al.: Proc. I. R. E., **46**, 1120 (1958).
- [118] 菅野: 信学誌, **43**, 280 (1960).
- [119] 春日井ほか: 信学誌, **44**, 849 (1961).
- [120] A. J. Wahl: I. R. E. Trans., **ED 5**, 131 (1958).
- [121] 西沢: 信学誌, **44**, 767 (1961).
- [122] H. Krömer: Naturwissenschaften, **40**, 578 (1953-11).
- [123] H. Krömer: A. E. Ü., **8**, 223, 363, 499 (1954).
- [124] J. Almond and R. J. McIntyre: RCA Rev., **18**, 361 (1957-09).
- [125] 西沢: 半導体装置, 東北大学基礎電子工学入門講座 12, p. 154, 近代科学社.
- [126] H. Krömer: The Drift Transistor. Transistors I, RCA Lab.
- [127] L. J. Varnerin: Proc. I. R. E., **47**, 523 (1959-04).
- [128] J. L. Moll and I. M. Loss: Proc. I. R. E., **44** (1956-01).
- [129] C. T. Kirk: I. R. E., Trans., **ED 9**, 164 (1962-03).
- [130] 菅野, 越賀: Proc. I. R. E., **49**, 1218 (1961-07).
- [131] J. R. A. Beale: Proc. I. R. E., **48**, 1341 (1960-07).
- [132] J. M. Early: Proc. I. R. E., **46**, 1924 (1958-12).
- [133] R. Beaufoy, J. J. Sparkes: A. T. E. J., **13**, 310 (1957).
- [134] ibid: Proc., I. R. E., **45**, 1740 (1957).
- [135] J. J. Sparkes: Proc. I. R. E., **43**, 1696 (1960).
- [136] R. Beaufoy: Proc. I. E. E., **106**, pt. B, Suppl. 17, 1085 (1959).
- [137] P. A. Neeteson: Junction Transistors in Pulse Circuits, p. 94, Philips Technical Library (1959).
- [138] A. N. Baker: Proc. I. R. E., **49**, 949 (1960).
- [139] A. N. Baker, W. G. May: I. R. E. Trans., **ED 8**, 152 (1961).
- [140] J. A. Ekiss, C. D. Simmons: Proc. I. R. E., **43**, 1487 (1960).
- [141] Y. Cho: Proc. I. R. E., **48**, 636 (1961).
- [142] J. N. Barry: Electronic Tech., **37**, 442 (1960).
- [143] V. H. Grinich, R. N. Noyce: 1958 I. R. E. Wescon Convention Record, pt. 3, 141.
- [144] R. P. Nanavati: I. R. E. Trans., **ED-7**, 9 (1960).
- [145] L. J. Varnerin: Proc. I. R. E., **47**, 523 (1959).
- [146] R. L. Pritchard, T. Sugano and F. Koshiga: Proc. I. R. E., **50**, 91 (1962).
- [147] J. Lindmayer, C. Wrigley: Solid State Elec., **2**, 79 (1961).
- [148] J. Lindmayer, C. Y. Wrigley: Proc. I. R. E., **50**, 194 (1962).

- [149] J. L. Moll, M. Tanenbaum, J. M. Golday and N. Holonyak: Proc. I. R. E., **44**, 1174—1182 (1956-09).
- [150] A. K. Jonscher: **3**, 573—586 (1957-12).
- [151] W. Shockley and J. F. Gibbons: Semiconductor Products, **1**, 9—13 (1958-01,02).
- [152] C. W. Mueller and J. Hilibrand: I. R. E. Trans., **ED-5**, 2—5 (1958-01).
- [153] I. M. Mackintosh: Three-Terminal P-N-P-N Transistor Switches. loc. cit., pp. 10—12.
- [154] J. Phillips and H. C. Chang: Germanium Power Switching Devices. loc. cit., pp. 13—18.
- [155] R. P. Frenzel and F. W. Gutzwiller: Electronics, Engineering Edition, pp. 52—55 (1958-03).
- [156] I. M. Mackintosh: Proc. I. R. E., **46**, 1229—1235 (1958-06).
- [157] R. W. Aldrich and N. Holonyak, Jr.: Multiterminal P-N-P-N Switches. loc. cit., pp. 1236—1239.
- [158] 伝聞: 信学誌, **41**, 701—705 (1958-07).
- [159] D. K. Bisson: I. R. E. Wescon Conversion Record, pt. 3, 166—171.
- [160] J. A. Hoerni and R. N. Noyce: PNPN Switches. loc. cit., pp. 172—175.
- [161] R. W. Aldrich and N. Holonyak, Jr.: Trans. A. I. E. E., **77**, 952—954 (1959-01).
- [162] I. A. Leak: I. R. E. Trans., **ED-6**, 28—35 (1959-01).
- [163] Y. Kawana and T. Misawa: J. Electronics and Control., **6**, 324—332 (1959-04).
- [164] J. M. Goldey: Bell Lab. Rec., **37**, 223—226 (1959-06).
- [165] V. H. Grinich and I. Haas: I. R. E. Trans., **EC-6**, 108—113 (1959-06).
- [166] A. N. Baker, J. M. Goldey and I. M. Ross: 1959 I. R. E. Wescon Conversion Record, pt. 3, 43—48.
- [167] R. W. Aldrich and N. Holonyak, Jr.: J. Appl. Phys., **30**, 1819—1824 (1959-11).
- [168] T. Misawa: J. Electronics and Control, **7**, 523—533 (1959-12).
- [169] 伴野, 高木: 物理学会 15 周年会, No. 3 p-L-4 (1960-04).
- [170] V. H. Grinich and D. Hilbiber: 1960 I. R. E. Wescon Conversion Record, pt. 3, 34—41.
- [171] R. H. van Ligten and D. Navon: Base Turn-off of PNPN Switches. loc. cit., pp. 49—52.
- [172] Melvin Klein: I. R. E. Trans. **ED-7**, 214—217 (1960-10).
- [173] W. Shockley: B. S. T. J., **28**, 435—489 (1949).
- [174] L. J. Giacoletto: I. R. E. Trans., **ED-4**, 207—215 (1957).

138980
71.4.10
171034

- [175] A. E. Bakanowski, N. G. Cranna and A. Uhlin, Jr.: I. R. E. Trans., **ED-6**, 384—390 (1959).
- [176] R. M. Scarlett: I. R. E. Trans., **ED-6**, 405—408 (1959).
- [177] A. Shimizu, J. Nishisawa: I. R. E. Trans., **ED-8**, 370—377 (1961).
- [178] L. J. Giacoletto: Proc. I. R. E., **49**, 510—511 (1961).
- [179] R. Linder: B. S. T. J., **41**, 803—831 (1962).
- [180] L. J. Giacoletto, J. O'Connell: RCA Rev., **17**, 68—85 (1956).
- [181] C. A. Burrus: J. Appl. Phys., **32**, 1166 (1961).
- [182] C. J. Spector: I. R. E. Trans., **ED-6**, 347—351 (1959).