

关于晶体管饱和区直流特性的研究*

王 守 觉

提 要

本文从晶体管饱和状态下的载流子分布与外部电流的关系出发, 分析了合金管饱和区的直流特性; 结果说明, 在同样的集电极与基极电流比值下, 在大电流情况的饱和压降将比小电流情况大一倍以上, 这说明了 Moll^[1] 的饱和压降表达式在大电流情况误差大至一倍的原因。分析的结果, 不论在小电流或大电流情况均与实验测量结果符合很好。分析结果说明了 Miller^[5] 所提出的测量发射极串联电阻的方法所测得的结果, 对合金管来说, 实际上不是发射极串联电阻, 而主要是基基层纵向电阻和少子与多子迁移率比值的乘积, 还包括基基层横向电阻的影响。分析结果还说明, 对合金管从降低饱和压降的观点来说, 集电极面积的多余部分(即集电极与基极重叠部分), 在保持足够的电流放大系数下, 应尽可能地减小。

最后对台面类型的晶体管在饱和状态下的特性也进行了计算, 并与实测结果作了比较。计算结果可以用来分析台面类型晶体管饱和压降各有关因素的贡献, 同时也可用来准确地测量集电极串联电阻等有关参数。

一、引 言

晶体管在开关线路中的广泛使用, 使饱和区域的特性日益重要, 尤其饱和压降已经成为开关晶体管的一个重要参数。Moll 等^[1-3]曾对晶体管的饱和压降进行了不同的分析。Moll^[1] 从等效线路出发, 推算了晶体管的饱和压降, 得到的结果在合金管小电流情况与实验符合较好。黄敬^[2]对于对称合金管饱和状态载流子分布进行了计算。Rudenberg^[3]说明了合金管在饱和状态下基区与集电区存在的对流电流。关于台面类型晶体管饱和压降的分析工作还很少发表。本文的目的是从晶体管明显的物理概念出发, 得到用易于测得的量来表达的饱和压降分析式, 以便能方便地运用在分析和降低晶体管饱和压降的工作中。最后再推展到台面类型晶体管饱和状态下特性的分析。

二、合金管饱和区域的直流特性

对于合金管的情况, 我们采取下列基本假定:

- (a) 基区内纵向电流(自发射结至集电结方向的电流)全部为少子电流, 不考虑纵向多子电流。
- (b) 发射区和集电区的杂质密度很大, 以致在饱和状态下, 在发射区和集电区的少子密度仍远小于多子密度, 同时发射区和集电区体内的电压降可以被忽略。
- (c) 基区内杂质是均匀的, 基区杂质密度远大于半导体本征载流子密度。

* 1963年1月19日收到; 1963年8月30日收到修改稿。

(d) 基区少子扩散长度远大于基区厚度。

为了符合一般习惯, 我们用 $p-n-p$ 的结构, 实际上最后的结果与采取 $p-n-p$ 或 $n-p-n$ 结构是无关的。

本文应用的主要代表符号如下:

P_e 发射区平衡时空穴密度
 P_c 集电区平衡时空穴密度
 P_b 基区平衡时空穴密度(合金管)
 P_0 基区靠发射结处($x=0$)的空穴密度
 P_w 基区靠集电结处($x=w$)的空穴密度
 n_b 基区平衡时的电子密度(合金管)
 n_0 基区靠发射结处($x=0$)的电子密度
 n_w 基区靠集电结处($x=w$)的电子密度
 n_e 发射区平衡时的电子密度
 n_{e0} 发射区靠基极处的电子密度
 n_c 集电区平衡时的电子密度
 n_{c0} 集电区靠基极处的电子密度
 P_{b0} 基区靠发射结处($x=0$)平衡时的空穴密度(台面类型晶体管)
 n_{b0} 基区靠发射结处($x=0$)平衡时的电子密度(台面类型晶体管)
 P_{bw} 基区靠集电结处($x=w$)平衡时的空穴密度(台面类型晶体管)
 n_{bw} 基区靠集电结处($x=w$)平衡时的电子密度(台面类型晶体管)
 W 基区厚度
 τ_p 基区中空穴寿命(有效值)
 L_p 基区中空穴扩散长度(有效值)
 D_p 空穴扩散系数
 D_n 电子扩散系数
 τ_{nc} 集电区电子寿命
 L_{nc} 集电区电子扩散长度
 L_{ne} 发射区电子扩散长度
 λ 集电区厚度(台面类型晶体管)
 a_e 发射结面积
 R_e 发射结半径
 a_c 集电结面积

α 共基极直流短路电流放大系数

$\alpha_{cb} = \frac{\alpha}{1-\alpha}$ 共发射极短路电流放大系数

γ 注射效率

β 输运效率

I_e 发射极电流

I_c 集电极电流

$I_{b0} = \frac{I_c}{\alpha_{cb}}$ 在不饱和工作状态下集电极

电流比基极开路时增加 I_c 时, 所需要的基极电流(合金管)(在台面管情况, I_{b0} 定义为在发射极电流不变下, 不饱和状态的基极电流)

P'_0 在不饱和工作状态下集电极电流比基极开路时增加 I_c 时, 在基区靠发射结处的空穴密度(合金管)

I_b 在饱和状态下的基极电流

$S = \frac{I_b}{I_{b0}}$ 饱和度(合金管)

$A = \frac{P'_0}{n_b}$ 注入强度(合金管)

$Z = \frac{P_0}{n_b}$ 饱和时的注入强度(合金管)

α_I 倒向应用时的共基极电流放大系数(合金管)^{*}

$\alpha_{cbI} = \frac{\alpha_I}{1-\alpha_I}$ 倒向应用时的共发射极

电流放大系数(合金管)

σ_b 基区材料的电导率(合金管)

σ_c 集电区材料的电导率(台面类型晶体管)

q 电子电荷

k 玻耳兹曼常数

T 绝对温度

在合金管情况,可以忽略发射区和集电区的电压降,因此,在共发射极饱和状态下,晶体管的压降(即饱和压降)由三部分組成,即

$$V_{ces} = V_e + V_b + V_c \quad (1)$$

式中 V_e 为发射结的电压降; V_b 为基区的电压降; V_c 为集电结的电压降.

在忽略空间电荷层中准费米能级的倾斜,并考虑(b)和(c)的两个假定,可以把饱和状态下发射结和集电结的压降仍写成

$$V_e = \frac{kT}{q} \ln \frac{P_0}{P_b}, \quad (2)$$

$$V_c = -\frac{kT}{q} \ln \frac{P_w}{P_b}. \quad (3)$$

在假定(a)中考虑了纵向多子电流为零,故基区内电子的准费米能级是平的,因此基区的电压降可以由两侧的电子密度比来决定,即

$$V_b = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_0}{n_w}. \quad (4)$$

由此可得

$$V_{ces} = \frac{kT}{q} \ln \frac{P_0 n_0}{P_w n_w}. \quad (5)$$

由于基区电中性条件,并忽略平衡时的少数密度,故得饱和压降与基区少数密度的关系为

$$V_{ces} = \frac{kT}{q} \ln \frac{P_0(P_0 + n_b)}{P_w(P_w + n_b)}. \quad (6)$$

因此求饱和区域的直流特性或饱和压降,先需要求饱和状态下电流与基区少数密度分布的关系.

(1) 一维对称合金管

首先考虑一维对称合金管的情况,即发射区基区和集电区的面积都相同为 a_c ,而且忽略基区横向的电压降.我们把集电极电流不改变,而减少基极电流到不饱和时的情况称为不饱和工作状态(严格来说,集电极电流还需增加基极开路时共发射极线路的集电极反向饱和电流).在不饱和工作情况,基极电流 I_{b0} 由三部分組成,即

$$I_{b0} = I'_{bb} + I'_{en} + I'_{cn}, \quad (7)$$

式中 I'_{bb} 为基区复合电流; I'_{en} 为流经发射结的电子电流(发射区电子复合电流); I'_{cn} 为流经集电结的电子电流(集电区电子复合电流).以 $Q'n'_{e0}$ 和 n'_{c0} 分别表示在不饱和工作情况的 Qn_{e0} 和 n_{c0} (Q 为基区非平衡少数总量),则得

$$I'_{bb} = \frac{Q'q}{\tau_p}, \quad (8)$$

$$I'_{en} = D_n a_c q \frac{n'_{e0} - n_e}{L_{ne}}, \quad (9)$$

$$I'_{cn} = -D_n a_c q \frac{n_e - n'_{c0}}{L_{nc}}. \quad (10)$$

在不饱和的工作情况,集电结处于反向偏压,因此 $n'_{c0} \approx 0$, I'_{cn} 即集电极反向饱和电流中的电子部分.由于集电区和发射区的杂质密度很大,故 I'_{cn} 可被忽略,同时(9)式中的 n_e 亦

可略去, 故得

$$I_{b0} = I'_{bb} + I'_{en}, \quad (11)$$

$$I'_{en} = D_n a_e q \frac{n_{e0}}{L_{ne}}. \quad (12)$$

我们把不饱和工作状态的 I_c 定义为集电极电流与基极开路时的集电极电流之差, 故

$$I_c = \alpha_{cb} I_{b0} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_{b0}, \quad (13)$$

$$I'_{bb} = (1 - \beta) I_e = \frac{1 - \beta}{1 - \alpha} I_{b0} \approx \left(1 - \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha}\right) I_{b0}, \quad (14)$$

$$I'_{en} = (1 - \gamma) I_e = \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha} I_{b0}. \quad (15)$$

下面再讨论饱和状态下的情况。饱和状态下基极电流 I_b 亦由三部分组成(见图 1), 即

$$I_b = I_{bb} + I_{en} + I_{cn}, \quad (16)$$

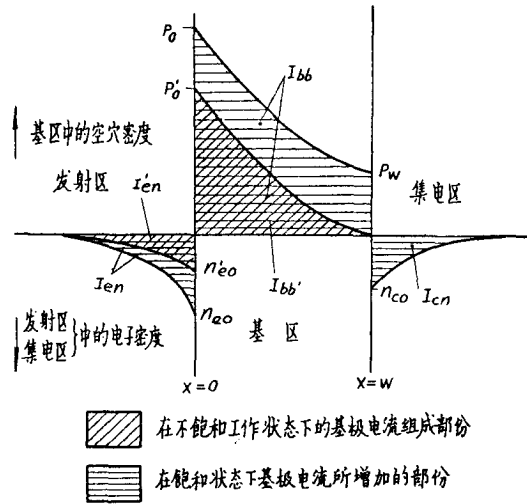


图 1 在工作状态和饱和状态下少数载流子分布情况和基区(复合)电流的组成部分

式中各项意义与(7)式相同, 但在饱和状态下集电极处于正向, 故得饱和状态时基极电流的各项组成部分与不饱和工作状态的基极电流的组成部分间的关系为

$$I_{bb} = \frac{Qq}{\tau_p} = I'_{bb} \frac{Q}{Q'}, \quad (17)$$

$$I_{en} = \frac{a_e D_n q n_{e0}}{L_{ne}} = I'_{en} \frac{n_{e0}}{n'_{e0}}, \quad (18)$$

$$I_{cn} = \frac{a_e D_n q n_{c0}}{L_{nc}} = I'_{en} \frac{L_{nc} n_{c0}}{L_{ne} n_{e0}}. \quad (19)$$

根据发射结两侧载流子密度与发射结电压降的关系为

$$n_{e0} = n_0 \exp \left[-\frac{q(\phi_e - V_e)}{kT} \right] = (n_b + P_0 - P_b) \exp \left[-\frac{q(\phi_e - V_e)}{kT} \right], \quad (20)$$

$$P_0 = P_e \exp \left[-\frac{q(\phi_e - V_e)}{kT} \right], \quad (21)$$

式中 ϕ_e 是平衡时发射结势垒高度。由此可得

$$n_{e0} = (n_b + P_0 - P_b) \frac{P_0}{P_e}. \quad (22)$$

同理可得

$$n'_{e0} = (n_b + P'_0 - P_b) \frac{P'_0}{P_e}, \quad (23)$$

$$n_{c0} = (n_b + P_w - P_b) \frac{P_w}{P_e}. \quad (24)$$

引入一个代表晶体管饱和程度的量 S , 我们称它为饱和度, 它也直接决定于基极电流与集电极电流之比, 即

$$S = \frac{I_b}{I_{b0}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{I_b}{I_c}. \quad (25)$$

在不饱和工作情况, $S = 1$, 在饱和状态, $S > 1$. 由(17)至(25)式并考虑 $P_e L_{ne} = P_c L_{nc}$, 则得

$$S = \left(1 - \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha}\right) \frac{Q}{Q'} + \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha} \frac{(n_b + P_0 - P_b)P_0 + (n_b + P_w - P_b)P_w}{(n_b + P'_0 - P_b)P'_0}. \quad (26)$$

在晶体管的实际情况, $w \ll L_p$, 基区少子分布可近似为直线, 故不饱和工作情况的基区非平衡少子总量为

$$Q' = a_e w \left(\frac{P'_0}{2} - P_b \right). \quad (27)$$

饱和情况下为

$$Q = a_e w \left(\frac{P_0 + P_w}{2} - P_b \right). \quad (28)$$

由于饱和情况与不饱和工作情况定义为有相同的集电极电流, 因此两种情况的基区空穴密度梯度相等, 即

$$P_0 - P_w = P'_0. \quad (29)$$

引用注入强度 $A = \frac{P'_0}{n_b}$, $Z = \frac{P_0}{n_b}$, 并忽略平衡时的少子密度, (26)式可写成

$$S = \frac{2Z - A}{A} + \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha} \frac{2(Z - A)^2}{A(1 + A)}. \quad (30)$$

同时将(6)式写成

$$V_{ces} = \frac{kT}{q} \ln \frac{Z(Z + 1)}{(Z - A)(Z - A + 1)}. \quad (31)$$

由(30), (31)式消去 Z 即得饱和压降 V_{ces} 与饱和度 S 和注入强度 A 的关系。下面分别考虑小注入和大注入两种极限情况。

小注入情况: 由于 $A \ll 1$, $Z \ll 1$, 可得

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{S + 1}{S - 1}. \quad (32)$$

显然在一维对称合金管 $\alpha = \alpha_i \approx 1$ 的条件下, (32)式与 Moll^[1] 的结果是一致的。

在大注入情况下, 由于注入效率降低而输运效率增加^[4], 可以认为 γ 对 α 起主要的限

制作用, 即 $1 - \gamma \approx 1 - \alpha$. 考虑大注入情况 $A \gg 1, Z \gg 1$, 可得

$$V_{ces} \approx 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{\sqrt{2S-1}+1}{\sqrt{2S-1}-1}. \quad (33)$$

在 S 接近于 1 时, $\sqrt{2S-1}-1 \approx S-1$, 可以看到, 在饱和度不大的情况, 大注入情况的饱和压降比相同饱和度下小注入情况增加一倍; 但随着饱和度的增加, 大注入情况的饱和压降比小注入情况下降得缓慢一些.

从(32)与(33)式可以看到, 不论在小注入或大注入情况, 一维对称合金管的饱和压降是很小的. (在饱和度 $S=2$ 时, 饱和压降随电流的变化范围自 28.5 毫伏至 68.5 毫伏.)

(2) 不对称合金管

实际应用的合金管并不是一维对称的. 为了获得较大的 α 值, 往往集电极面积比发射极面积要大一些. 我们把它考虑成一个理想的一维对称合金管与一个二极管并联的情况 (见图 2). 当饱和状态时, 基极电流增加了二极管在正向偏压为 $|V_c|$ 时的正向电流 I_D , 故得

$$I_b = I_{bb} + I_{cn} + I_{cn} + I_D. \quad (34)$$

为了能把 I_D 与晶体管的不饱和情况基极电流 I_{b0} 联系起来, 我们考虑把不对称合金管倒用的情况, 即发射极当作集电极加以反向偏压, 而集电极当作发射极加以正向偏压 $|V_c|$. 这时也有一部分电流 I'_D 通过旁路二极管而不达到集电极 (原发射极), 但是由于这种情况, 集电极 (原发射极) 处于反向偏压, 在发射极 (原集电极) 超出集电极 (原发射极) 以外的面积所注入的少数载流子也有一部分被集电极 (原发射极) 所收集, 也就是说发射极 (原集电极) 的有效发射面积比一维对称管的发射极 (即原发射极) 面积稍大. 因此在这倒用情况发射极正向偏压为 $|V_c|$ 时, 有效注入电流将比 $I_c P_w / P'_0$ 大些. 今以 $H_1 (H_1 > 1)$ 代表倒用时的有效发射面积与原发射极面积的比值, 则倒用时的有效注入电流应为

$$I_{eff} = H_1 I_c \frac{P_w}{P'_0}. \quad (35)$$

由于有效发射面积较原发射极大, 因此倒用情况旁路二极管的有效面积也将相应减小; 今用 $H_2 (H_2 > 1)$ 代表其比值即 I_D / I'_D , 可得在倒用情况下发射极 (原集电极) 电流 I_{cl} 与集电极 (原发射极) 电流 I_{cl} 为

$$I_{cl} = H_1 I_c \frac{P_w}{P'_0} + \frac{I_D}{H_2}. \quad (36)$$

$$I_{cl} = \alpha H_1 I_c \frac{P_w}{P'_0}. \quad (37)$$

(37) 式中的 α 应该是图 2 等效线路中一维对称合金管的电流放大系数 (倒向和正向是相同的), 但因为不对称合金管在正向工作时旁路二极管不起作用, 故 (37) 式中直接用不对

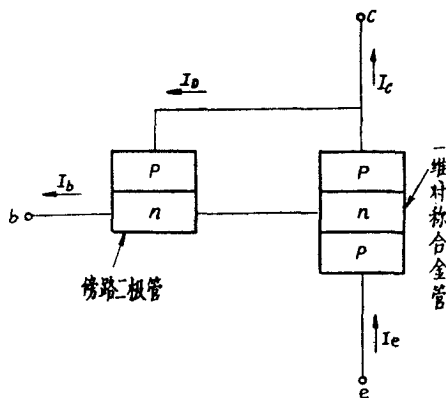


图2 不对称合金管的等效线路

称合金管的正向电流放大系数 α 。

因此倒用时的电流放大系数为

$$\alpha_I = \frac{I_{cI}}{I_{eI}} = \frac{\alpha H_1 I_c \frac{P_w}{P'_0}}{H_1 I_c \frac{P_w}{P'_0} + \frac{I_D}{H_2}}. \quad (38)$$

以 $I_c = \frac{I_{b0}}{1 - \alpha}$ 代入,并解出 I_D , 可得

$$I_D = H \left(\frac{\alpha}{\alpha_I} - 1 \right) \frac{1}{1 - \alpha} \frac{P_w}{P'_0} I_{b0}, \quad (39)$$

式中

$$H = H_1 H_2.$$

根据实验结果[用下面(44)式分析结果,选择 H 值使全面符合多种不同型号合金管的饱和区特性实验曲线],一般合金管 H 约为 1.55 左右,

由图 2 可以看到,旁路二极管的存在,将使对称合金管的集电极电流不再是 I_c 而是 $I_c + I_D$, 因此(34)式中的 I_{bb} , I_{cn} , I_{cn} 也需作相应的增加,故参考(30)式不难得到不对称合金管的饱和度为

$$\begin{aligned} S = \frac{I_b}{I_{b0}} &= \left[\frac{2Z - A}{A} + \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha} \frac{2(Z - A)^2}{A(1 + A)} \right] \frac{I_c + I_D}{I_c} + \frac{I_D}{I_{b0}} = \\ &= \left[\frac{2Z - A}{A} + \frac{1 - \gamma}{1 - \alpha} \frac{2(Z - A)^2}{A(1 + A)} \right] \left[1 + (1 - \alpha)M \frac{Z - A}{A} \right] + \alpha M \frac{Z - A}{A}, \quad (40) \end{aligned}$$

式中

$$M = H \left(\frac{1}{\alpha_I} - \frac{1}{\alpha} \right) \frac{1}{1 - \alpha}. \quad (41)$$

将(40)式来代替(30)式,与(31)式消去 Z 即可得不对称合金管饱和压降与饱和度和注入强度的关系。

在极小注入的情况, $A \ll 1$, $Z \ll 1$, (40)式可简化为

$$S = 2M(1 - \alpha) \left(\frac{Z - A}{A} \right)^2 + (M + 2) \left(\frac{Z - A}{A} \right) + 1. \quad (42)$$

解出 Z 代入(31)式,即得不对称合金管极小注入情况饱和压降的精确表达式为

$$V_{ces} = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{4M(1 - \alpha)}{\sqrt{(M + 2)^2 + 8M(1 - \alpha)(S - 1)} - (M + 2)} \right]. \quad (43)$$

在一般合金管情况, $(1 - \alpha) \ll 1$, $M \gg 1$. 在饱和度不是太大时可考虑

$$\left[\frac{8M(1 - \alpha)(S - 1)}{(M + 2)^2} \right]^3 \ll 1.$$

因此可以简化为

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{S + 1 + M}{S - 1}. \quad (44)$$

与(32)式作比较可知,不对称合金管的表达式中多了一项 M , 而 $M \gg 1$, 因此不对称合金管的饱和压降比相同饱和度和下一维对称合金管要大得多。在(44)式中虽然作了一些近

似,但准确度还是很高的;图3所示是*1合金管(小功率管)在小注入情况的饱和压降与基极电流(与饱和度成正比)关系的实验结果和(44)式的计算结果以及与Moll^[1]的结果的比较。可以看到,(44)式与实验符合得很好的(各点误差均小于1毫伏)。

将(44)式写成

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{H \left(\frac{1}{\alpha_I} - \frac{1}{\alpha} \right) + 2(1 - \alpha)}{\left(1 + \frac{I_b}{I_c} \right) \alpha - 1} \right]. \quad (45)$$

可以看到,在倒向的电流放大系数 α_I 固定的情况,提高正向电流放大系数 α ,可以无限地提高在一定的 I_c 与 I_b 的电流比下的饱和度,但并不无限地降低饱和压降;即使 $\alpha_{cb} \rightarrow \infty$,

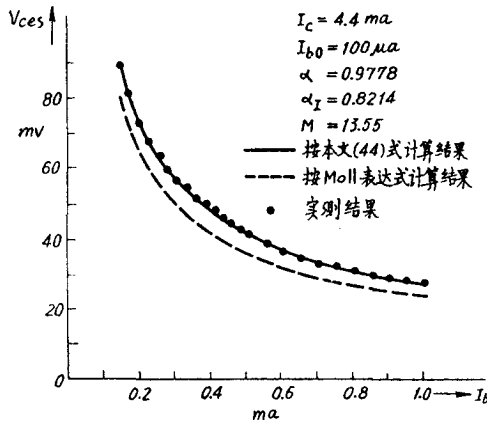


图3 *1合金管在小注入情况的饱和压降

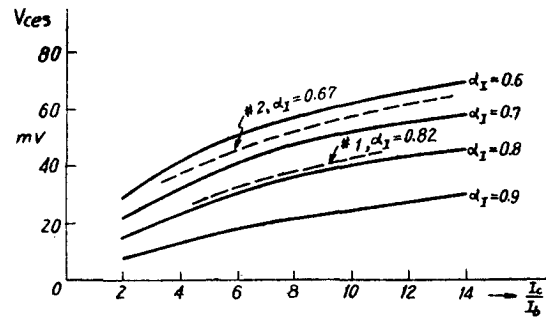


图4 在一定 α_I 情况,饱和压降的最低限值(α_{cb} 达到无限大时)。图中虚线为两个不同 α_I 合金管的实验结果

饱和压降有一个最低限值,这个最低限值随 α_I 而定,即

$$V_{ces} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{I_c}{I_b} \frac{H}{\alpha_{cbI}} \right), \quad (\alpha_{cb} \rightarrow \infty) \quad (46)$$

式中 α_{cbI} 为倒向使用时的共发射极电流放大系数。图4是在不同 α_I 情况 V_{ces} 的最低限值与电流比 $\frac{I_c}{I_b}$ 的关系,图中虚线是二个不同 α_I 的实际合金管在小注入情况的 V_{ces} 与 $\frac{I_c}{I_b}$ 的实验曲线。可以看到,在实际合金管从降低饱和压降说来,减少过剩的集电极面积提高反向电流放大系数 α_I 是最重要的因素。

下面来考虑在较大注入的情况。由于不对称合金管一般 $M \gg 1$,在饱和度不是太大时可考虑 $(M+2) \gg (S-1)$,参考(44)和(31)式可知,这时满足条件 $A \gg (Z-A)$,因此(40)式仍可简化为(42)式;但这时(31)式不能简化,必须写成

$$V_{ces} = \frac{kT}{q} \left[\ln \frac{Z}{Z-A} + \ln \frac{Z+1}{Z-A+1} \right]. \quad (47)$$

上式中第二项在小注入情况是可以忽略的;由(44)式的结果可知,在大注入情况应为

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \left[\ln \left(1 + \frac{M+2}{S-1} \right) + \ln \left(1 + \frac{M+2}{S-1 + \frac{M+2}{A}} \right) \right]. \quad (48)$$

在极大注入情况 $A \rightarrow \infty$,其饱和压降为同样饱和度下小注入情况的二倍。如图3所示,

本文小注入情况的结果与 Moll^[1] 的结果很接近, 因此这说明了在极大注入情况 Moll 的结果与实验结果将误差大至 100%^[1] 的原因。

在注入强度 A 较小时, 即 $(M+2) \gg A(S-1)$ 时, (48) 式可近似为

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{M+2}{S-1} \right) + \frac{kT}{q} A. \quad (49)$$

从图 2 可以看到, 不对称合金管在饱和状态下流过等效线路中一维对称合金管的集电极电流是 $I_c + I_D \approx I_c - I_{b0}$, 因此, 注入强度 A 可考虑是与发射极电流成正比的, 因而(49)式说明第二项实际上起了一个等效串联电阻的作用, 即

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{M+2}{S-1} \right) + r_{eq} I_c. \quad (50)$$

由注入强度 A 与 I_c 的关系可得

$$r_{eq} = \frac{w}{a_c \sigma_b} \frac{\mu_n}{\mu_p}. \quad (51)$$

这说明在注入较小情况的等效串联电阻即等于基极层纵向的电阻乘以多子与少子迁移率的比值。显然等效串联电阻将远大于发射极层和集电极层的串联电阻。

图 5 所示是 *2 合金管在注入强度较小(但又不能被忽略)的情况的饱和压降与(50)式结果的比较, 图上的虚线是等效串联电阻的作用。

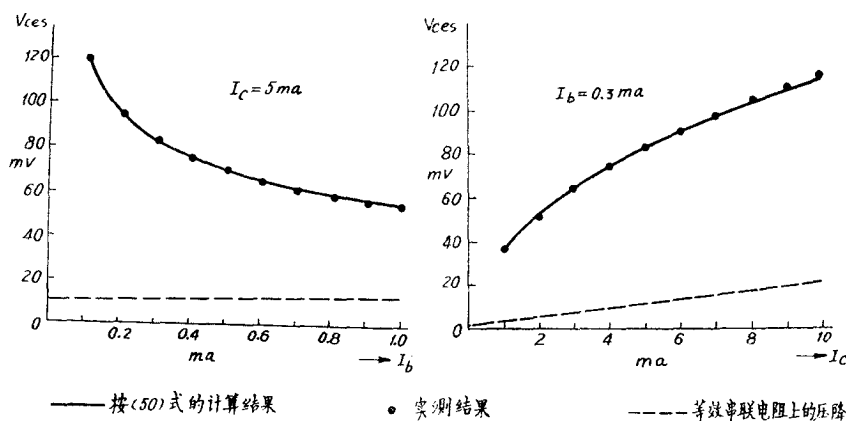


图 5 *2 合金管在中注入情况的饱和压降

Miller^[5] 曾用在 $I_c = 0$ 时测饱和压降随 I_c 改变的斜率来测量发射极串联电阻; 但由(50)式可以看到, 对合金管来说, 用 Miller^[5] 的方法所测得的实际上不是发射极串联电阻, 而主要包括了 r_{eq} ; 不难想象还包括了基区横向电阻的作用(参考本文下面的分析)。

在基极电流或基极层横向电阻较大时, 不能忽略基极电流在基极层中所形成横向压降的作用。这时图 2 中旁路二极管基极侧 $x = w$ 处的空穴密度不再等于 P_w , 而是随离中心距离增加而上升; 今以 V_D 代表旁路二极管上的平均正向电压; 在基极层横向压降不太大时, 可以考虑一个等效基极层电阻 r_B , 而

$$V_D = V_c + \frac{1}{2} I_b r_B. \quad (52)$$

在饱和状态下, 基极电流的很大部分是经旁路二极管流过, 因此 r_B 主要是由集电极与基

极重迭部分(即集电极比发射极多余的部分)所引起的基极电阻,显然它远小于合金管一般等效线路中的基极电阻,尤其在饱和状态下,由于集电极正向偏压所致的电导调制作用^[6],将使这个电阻更为减小。

这时旁路二极管通过的电流为

$$I_D = H \exp \left(\frac{q I_b r_B}{2 k T} \right) \left(\frac{\alpha}{\alpha_t} - 1 \right) \frac{1}{1 - \alpha} \frac{P_w}{P_0} I_{b0}, \quad (53)$$

因此在考虑基极层横向电阻作用时,只需用 $M \exp \left(\frac{q I_b r_B}{2 k T} \right)$ 来代替(48)式或(50)式中的 M 就行了。当饱和度不太大而 $M \gg (S + 1)$ 时,亦可近似为一电阻项,即注入强度较小时,

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{M + 2}{S - 1} \right) + r_{eq} I_c + \frac{1}{2} r_B I_b; \quad (54)$$

注入强度较大时,

$$V_{ces} \approx \frac{kT}{q} \left[\ln \left(1 + \frac{M + 2}{S - 1} \right) + \ln \left(1 + \frac{M + 2}{S - 1 + \frac{M + 2}{A}} \right) \right] + \frac{1}{2} r'_B I_b, \quad (55)$$

式中 r'_B 随注入强度 A 不同而在 r_B 至 $2r_B$ 之间的范围内变动: $A \rightarrow 0$ 时, $r'_B = r_B$; $A \rightarrow \infty$ 时, $r'_B \rightarrow 2r_B$ 。(54)和(55)式说明基极层横向电阻的作用将使饱和压降增加与基极电流成正比的一项。(55)式是不对称合金管适用于

任何电流的饱和压降表达式。图6所示是*3合金管(小管子)在大注入情况饱和压降的实验结果,与(55)式结果的比较,以及(55)式中的各项组成部分的作用;图中虚线1为(55)式中的第一项,即相当于同样饱和度下小注入情况的饱和压降;虚线2为(55)式中的第二项,即基极层二侧的压降;虚线3为(55)式中的第三项,即基极层横向电阻对饱和压降的影响。本来在一定 I_c 的情况,(55)式中 A 还随 I_b 而改变,但是在 A 值很大的情况, A 的小量变化实际上已不影响(55)式的结果,因此我们在计算中,为方便起见,用了不变的 A 值,这个 A 值显然是基极电流较小的情况的注入强度,因为在大注入情况,(55)式中第二项只有在饱和度较小的情况对 A 值的依赖才比较灵敏。(55)式还说明,在 I_c 不变时,逐渐增加 I_b ,则开始 V_{ces} 下降,但到 I_b 很大时, V_{ces} 经最低点后将反而上升,这个现象在所测的合金管中也都观察到了。

从上面分析的结果可以看到,要减小合金管的饱和压降,对增加体寿命、减小表面复合速度(增加有效寿命)、减小基区厚度、增加发射极和集电极掺杂浓度、减小基极电阻等要求是单调的,但对于集电极面积与发射极面积的比值不能太小,也不宜太大,太大的集电极面积往往是使合金管饱和压降增大的重要原因。Gair^[7] 等对合金管电流放大系数的数字计算说明,在一般的合金管情况,在固定发射极直径的条件下,集电极直径增加到发

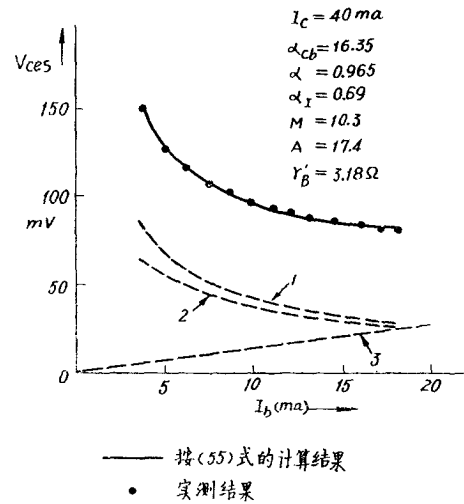


图6 *3合金管在大注入情况饱和压降的组成

射极直径的 1.4 倍后, α_{cb} 就增加得很慢了, 因此从降低饱和压降的要求出发, 集电极与发射极直径的比应小于 1.4. 当然最合适的比例还取决于其他几何尺寸、体寿命和表面复合速度. 从上面 #1 和 #2 合金管饱和压降的实测结果也说明这一点, 虽然 #2 管的共发射极电流放大系数 α_{cb} 比 #1 管高得多, 但是即使在同样的 $\frac{I_c}{I_b}$ 电流比值下, #1 管的饱和压降反而比 #2 管低得多.

三、台面类型晶体管饱和区的直流特性

我们把用原始材料作为集电区而以扩散层作基区的晶体管统称为台面类型晶体管, 包括台面管、平面型管以及合金扩散管等. 这类晶体管的特点是:

- (1) 集电区杂质密度较低;
- (2) 基区杂质密度较大;
- (3) 基区存在漂移电场;
- (4) 发射区杂质密度最大, 而且很薄;
- (5) 集电结与发射结面积比值较大, 集电结超出发射结的面积较多, 而且整个基极层包括基极引线处都对着集电结.

因此在台面类型晶体管的情况, 必需对合金管情况所采取的基本假定作如下的更改:

- (1) 集电区杂质密度较低, 故必需考虑集电区体内的电压降;
- (2) 在饱和状态下不能忽视集电区少子密度改变的作用;
- (3) 基区杂质密度是不均匀的, 基区有漂移电场存在, 我们假定在饱和状态下, 基区少子密度仍远低于多子密度, 漂移电场依然存在. 基区杂质密度假定是近于指数分布.

上述第三个假定说明, 由于基区杂质密度较大, 以致在饱和状态下, 基区漂移电场基本上并不改变, 实际上就是忽略了基区的纵向电压降, 因此可以把饱和压降写成

$$V_{ce,s} \approx V_s + V_c + V_c = V_s + \frac{kT}{q} \ln \frac{P_0 n_{b0}}{P_w n_{bw}}, \quad (56)$$

式中 V_s 为集电区体内的压降.

必须指出, 在极大的电流密度下, 由于基区少子密度达到或超过多子密度, 因而基区漂移电场下降, 这时基区纵向有电压降, 但这电压降是负的; 因此实际饱和压降要比(56)式稍低一些.

在台面管的情况, 为了后面分析上的方便, 我们把发射极电流不改变(与饱和状态发射极电流相同)而基极电流减少到不饱和时称为不饱和状态; 这时的基极电流称为 I_{b0} .

今以 E 代表基区中的电场强度, 则可写成

$$E = \frac{mkT}{qw},$$

其中 m 代表漂移电场强弱的无量纲系数. 在忽略平衡时少子密度的情况下, 可得基区少子的微分方程为

$$\frac{d^2 P}{dx^2} - \frac{m}{w} \frac{dP}{dx} - \frac{P}{L_p^2} = 0. \quad (57)$$

它在边界条件为 $x = 0$ 处 $P = P_0$, $x = w$ 处 $P = P_w$ 下的解为

$$P = \operatorname{csch} \frac{m'}{2} \left\{ P_w e^{\frac{m}{2}(\frac{x}{w}-1)} \sinh \frac{m'x}{2w} + P_0 e^{\frac{mx}{2w}} \sinh \left[\frac{m'}{2} \left(1 - \frac{x}{w} \right) \right] \right\}, \quad (58)$$

$$\text{式中 } m' = \sqrt{m^2 + 4 \left(\frac{w}{L_P} \right)^2}.$$

用(58)式来求在 $x = 0$ 处的空穴电流密度 I_{P0} , 并解出 P_0 与 I_{P0} 和 P_w 的关系, 可得

$$P_0 = \frac{\frac{2w I_{P0}}{q D_P} + P_w m' e^{-\frac{m}{2}} \operatorname{csch} \frac{m'}{2}}{m + m' \operatorname{ctnh} \frac{m'}{2}}. \quad (59)$$

在一般晶体管中, $L_P \gg \frac{w}{m}$, 故 $m' \approx m$, 并用 $\frac{I_c}{a_c}$ 代替 I_{P0} , 可把(59)式写成

$$P_0 \approx \frac{w I_c}{m q D_P a_c} (1 - e^{-m}) + P_w e^{-m}. \quad (60)$$

(60)式说明, 在有一定的漂移电场情况, 由于 e^{-m} 的值很小(一般漂移管 $m \approx 5 - 8$, 即 $e^{-m} \approx 0.0067 - 0.00034$), 故 P_w 的改变对 P_0 的影响很小. 前面分析不对称合金管的结果看到, 由于旁路二极管的存在, 将限制了集电极的正偏压值, 这说明 P_w 值将很大, 考虑 P_w 不远大于 P_0 , 则可认为 $P_w e^{-m} \ll P_0$, 故在饱和或不饱和状态 P_0 基本上是相同的, 因此发射结的压降也基本上相同, 即

$$V_c \approx V_{c0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{w I_c}{P_{b0} m q D_P a_c}. \quad (61)$$

在考虑基区复合的情况, 由于 $m' > m$, 故可得 $e^{-m'} < e^{-m} \ll 1$, (59) 式中的双曲线函数可近似为

$$\operatorname{csch} \frac{m'}{2} \approx 2e^{-\frac{m'}{2}}.$$

$$\operatorname{ctnh} \frac{m'}{2} \approx 1.$$

可把(59)式近似为

$$P_0 \approx \frac{w I_c}{m'' q D_P a_c} + \frac{m'}{m''} P_w e^{-m''}, \quad (62)$$

其中 $m'' = \frac{m + m'}{2}$, 由于 $m'' > m$, 故知当考虑基区复合后, P_w 对 P_0 的影响将更小一些.

在考虑台面管饱和及不饱和状态的基极电流时仍用(34)式及(11)式. 但由于在饱和及不饱和情况向发射极注入的电子电流并不改变, 参阅(34)式可写成

$$I_b = I_{b0} + (I_{bb} - I'_{bb}) + I_{cn} + I_D. \quad (63)$$

下面来分别考虑 $(I_{bb} - I'_{bb})$, I_D 和 I_{cn} . $(I_{bb} - I'_{bb})$ 是发射结对应的基区(即一维漂移晶体管的基区, 不包括旁路二极管在内)内的复合电流在饱和与不饱和状态下的差; 用 $m' \approx m$ 代入(58)式, 可得基区空穴密度近似为

$$P \approx P_w \frac{e^{\frac{mx}{w}} - 1}{e^m - 1} + P_0 \frac{e^m - e^{\frac{mx}{w}}}{e^m - 1}. \quad (64)$$

因此基区复合电流之差为

$$\begin{aligned} I_{bb} - I'_{bb} &= \frac{a_c q}{\tau_p} \int_0^w P_w \frac{e^{m\frac{x}{w}} - 1}{e^m - 1} dx = \\ &= \frac{a_c q P_w w}{\tau_p m} \left(1 - \frac{m}{e^m - 1} \right) \approx \frac{a_c q P_w w}{\tau_p m}. \end{aligned} \quad (65)$$

在考虑旁路二极管电流 I_D 时分成电子部分 I_{Dn} 和空穴部分 I_{DP} . I_{DP} 是旁路二极管基区的空穴复合电流, I_{Dn} 是旁路二极管集电区的电子复合电流. 旁路二极管基区空穴密度分布仍符合(64)式, 但用(60)式时必须用表面复合电流 $-sP_0q$ 来代替电流密度 $\frac{I_c}{a_c}$, 其中 s 为旁路二极管 $x=0$ 表面的表面复合速度. 因此解出 P_0 可得旁路二极管表面空穴密度为

$$P_0 = \frac{P_w e^{-m}}{1 + \frac{suw}{mD_p} (1 - e^{-m})}. \quad (66)$$

(66)式说明, 不论表面复合速度的大小, P_0 的最大值不超过 $P_w e^{-m}$, 实际上就是说, 由于漂移电场的作用, 空穴很少能达到表面. 因此在计算 I_{DP} 时, 可以忽略(64)式中 P_0 的一项和表面复合的影响, 故得 I_{DP} 有(65)式 ($I_{bb} - I'_{bb}$) 相同的形式, 只是其中面积需用旁路二极管的面积 ($a_c - a_e$), 因此得

$$I_{bb} - I'_{bb} + I_{DP} = \frac{a_c q P_w w}{\tau_p m}. \quad (67)$$

考虑集电区的杂质密度是均匀的(在外延生长台面管的情况, 由于衬底材料的杂质密度很高, 因此不论电压降或少子复合作用, 只需考虑外延生长层的作用), 并考虑旁路二极管的电流密度不大, 可以只计入扩散的作用, 在集电区较厚的情况可得

$$I_{Dn} = (a_c - a_e) \frac{n_{c0} D_n q}{L_{nc}} = (a_c - a_e) \frac{P_w n_c D_n q}{P_{bw} L_{nc}}. \quad (68)$$

由于发射结所对的部分集电结的电流密度较大, 因此在计算 I_{cn} 时, 我们考虑电场的存在. 在集电区内, 电子电流方向与集电极电流方向相反, 因此 I_{cn} 需由空穴电流来补偿. 由于电中性条件, 可得空穴电流密度为

$$J_p = \frac{I_c + I_{cn}(x)}{a_c} = q\mu_p E (P_c + n) - qD_p \frac{dn}{dx}; \quad (69)$$

电子电流密度为

$$J_n = -\frac{I_{cn}(x)}{a_c} = q\mu_n E n + qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (70)$$

电子连续方程为

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{I_{cn}(x)}{a_c} \right) = -\frac{qn}{\tau_{nc}}. \quad (71)$$

由于在集电区中电子电流密度随 x 而改变, 故用 $I_{cn}(x)$ 代表集电区中 x 处的电子电流, 以便与(63)式中集电结处的电子电流 I_{cn} 相区别.

由(69)至(71)式可得

$$\frac{dE}{dx} + \frac{2}{P_c + 2n} \frac{dn}{dx} E + \frac{kT}{q} \frac{b-1}{L_{nc}^2} \frac{n}{P_c + 2n} = 0, \quad (72)$$

式中 $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$. 上式在边界条件为 $x \rightarrow \infty$ 处, $n = 0$,

$$E = E_c = \frac{I_c}{a_c P_c \mu_p q}$$

的解为

$$E = E_c \frac{P_c}{P_c + 2n} + \frac{kT}{q} \frac{b-1}{L_{nc}^2} \frac{1}{P_c + 2n} \int_x^\infty n dx. \quad (73)$$

用(73)式的 E 值代入(70)式可得饱和状态下集电区电子分布的微分方程,但它将是二阶非线性的,求解具有数学上的困难,因而需进行必要的近似.

假定在沒有电场存在的情况,则电子按指数分布,即

$$n = n_{c0} e^{-\frac{x-w}{L_{nc}}}. \quad (74)$$

以这样的电子分布情况,则(73)式中第二项值最大时为($x = w$ 处)

$$\frac{kT}{q} \frac{b-1}{L_{nc}^2} \frac{1}{P_c + 2n_{c0}} \int_w^\infty n dx = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{L_{nc}} \frac{n_{c0}}{P_c + 2n_{c0}}. \quad (75)$$

在 $n_{c0} \ll P_c$ 时这个电场的作用比扩散作用小得多,可以被忽略. 在有空穴电流形成电场时,由于电场方向是阻止电子向 x 方向移动,因此将使电子随 x 方向而下降得比(74)式更快,亦即(73)式第二项的作用将更小,更可以被忽略,故可以近似地考虑集电区内电场是不变的,即

$$E \approx E_c. \quad (76)$$

代入(70)式中解 n , 则得

$$n = n_{c0} e^{-\frac{x-w}{L'}}, \quad (77)$$

$$L' = \frac{L_{nc}}{\frac{E_c q L_{nc}}{2kT} + \sqrt{1 + \left(\frac{E_c q L_{nc}}{2kT}\right)^2}}, \quad (78)$$

故得 I_{cn} 为

$$I_{cn} = \frac{a_c q}{\tau_{nc}} \int_w^\infty n_{c0} e^{-\frac{x-w}{L'}} dx = \frac{a_c P_w n_c D_n q L'}{P_{bw} L_{nc}^2}. \quad (79)$$

由上面求得的各项电流代入(63)式可得 P_w 与电流的关系为

$$I_b - I_{b0} \approx q P_w \left\{ \frac{a_c w}{\tau_{pm}} + \frac{n_c D_n \left[a_c - a_c \left(1 - \frac{L'}{L_{nc}} \right) \right]}{P_{bw} L_{nc}} \right\}. \quad (80)$$

总结上面的结果,可以得到台面管的饱和压降为

$$V_{ces} \approx V_s + \frac{kT}{q} \ln \frac{P_{0b0}}{P_w n_{bw}}, \quad (81.1)$$

式中

$$P_0 = \frac{I_c w}{a_c m q D_p}, \quad (81.2)$$

$$P_w = \frac{I_b - I_{b0}}{q} \left\{ \frac{a_c w}{\tau_{pm}} + \frac{\left[a_c - a_c \left(1 - \frac{L'}{L_{nc}} \right) \right] n_c D_n}{P_{bw} L_{nc}} \right\}^{-1}, \quad (81.3)$$

$$L' = L_{nc} \left\{ \frac{I_c L_{nc}}{2a_c k T P_c \mu_P} + \sqrt{1 + \left(\frac{I_c L_{nc}}{2a_c k T P_c \mu_P} \right)^2} \right\}^{-1}. \quad (81.4)$$

最后来考虑集电区压降 V_s , 这常常在台面管饱和压降中占相当重要的地位. 我们把 V_s 写成集电极串联电阻的形式, 即

$$V_s = I_c r_s. \quad (82)$$

再把集电极串联电阻 r_s 写成

$$r_s = \frac{\lambda'}{a_c \sigma_c}, \quad (83)$$

式中 λ' 为集电区的等效厚度. 显然当集电区的厚度 λ 很薄时, λ' 与 λ 相等. 但当集电区厚度较厚时, 则必需考虑集电区内电流的分布以求得分布电阻.

对于圆形发射极的台面管, 用无限个镜象的方法, 不难得到集电区等效厚度为

$$\left. \begin{aligned} \lambda' &= K_s R_c, \\ K_s &\approx 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \tan \left[\frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{R_c}{2n\lambda} \right], \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

式中 R_c 为发射极半径. 按照上式算得的 K_s 与 $\frac{\lambda}{R_c}$ 的关系见图 7, 可以看到, 用减薄集电区

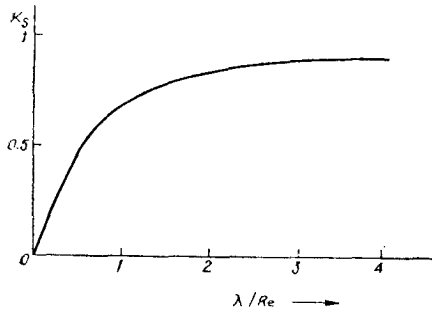


图 7 台面管集电极串联电阻系数 K_s 与集电区厚度及发射结半径之关系

来降低集电极串联电阻时, 必须把集电区厚度减薄到发射极半径以下才有显著的作用. (84) 式推导中假定了集电区欧姆接触远大于发射极面积. Kennedy^[8] 曾作了普遍情况的计算.

设发射极是长条形的, 当 $l_c > \lambda \gg b_c$ 时, 可按式^[9]来近似计算:

$$\lambda' \approx \frac{b_c}{\pi} \left(1 + \ln \frac{8\lambda}{\pi b_c} \right). \quad (85)$$

式中 l_c 为发射极长度; b_c 为发射极宽度.

必须说明, 在饱和程度很大的时候, 由于集电结正向电压较高, n_{c0} 的影响较大, (73) 式中 n 的作用较大, 使集电区产生电导调制现象, 而将使集电极串联电阻略为降低. 但另一方面, 若在大电流的情况, 由于发射极电流的不均匀而造成集电极电流的拥集现象^[10], 则将使集电极串联电阻升高.

在一般实际台面管的情况, 由于 $a_c \gg a_e$, 虽然 $L' < L_{nc}$, 但在 (81.3) 式中忽略 $a_c \left(1 - \frac{L'}{L_{nc}} \right)$ 将不会导致很大的误差, 即

$$P_w \approx \frac{I_b - I_{b0}}{q a_c} \left(\frac{w}{\tau_p m} + \frac{n_c D_n}{P_{bw} L_{nc}} \right)^{-1}. \quad (86)$$

不难看出, (86) 式说明了将发射极开路而在集电结二侧通以正向电流 $I_b - I_{b0}$ 时, 在 $x = w$ 处的空穴密度即等于 P_w , 因而这时集电结的正向压降即等于 $-V_c$, 由此可把饱和压降写成

$$V_{ces} \approx I_c r_s + V_{c0} - V_{cf}, \quad (87)$$

式中 V_{c0} 为在同样发射极电流 I_c 但在不饱和工作状态下的发射结的压降, V_{cf} 为当在集电

結通以正向电流 $I_b - I_{b0}$ 时, 集电結的正向压降。

为了使能分析饱和压降中各項的貢獻, 需把 (87) 式中各項与实际可以測得的数值联系起来。設发射极电流为 I_e 而不饱和工作状态下所測得的发射极与基极間的电位差为 V_{be0} , 則

$$V_{be0} \approx V_{e0} + I_{b0}(r_{bi} + r_{be}), \quad (88)$$

式中 r_{bi} 为基极电阻本征部分(发射极对应部分); r_{be} 为基极电阻的外部部分(发射結以外部分)。

在集电极与基极間通以正向电流 $I_b - I_{b0}$ 时, 在集电极与基极間測得的电位差 V_{cbf} 为

$$V_{cbf} \approx V_{cf} + (I_b - I_{b0}) \left(r_{bi} + \frac{r_{be}}{2} \right). \quad (89)$$

由于 $a_c \gg a_e$, 因此在測 V_{cbf} 时, 集电区电阻远小于 r_s , 可以忽略, 故未計入 (89) 式中。

根据 (89) 和 (88) 式, 并考虑基极电阻本征部分大于外部部分时, 可近似为

$$\left. \begin{aligned} V_{ces} &\approx I_e r_s + V_{be0} - V_{cbf} + (I_b - 2I_{b0}) r_b, \\ r_b &= r_{bi} + \frac{r_{be}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

必須說明, 虽然在推导中并没有考虑基极层横向电阻的影响, 而由于基极层横向电阻的作用将使基区 $x = w$ 处的空穴密度并不全部是 P_w , 但是在集电极与基极間通以正向电流 $I_b - I_{b0}$ 时, 它在基区 $x = w$ 处的空穴密度也由于基极层横向电阻的影响而有近似的分布情况, 因此 (90) 式的結果实际上已經把基极层横向电阻的影响包括在內了。在基极电阻大的情况, 集电結通过正向电流 $I_b - I_{b0}$ 时, 电流分布不均匀, V_{cbf} 增加不多, 故 V_{cf} 减小使饱和压降增加。

(90) 式中的 r_b 虽然也决定于基区层电阻, 但由于測量 V_{cbf} 时集电結处于正向偏压(饱和状态下也处于正向偏压), 因此由基区电导調制的影响, r_b 可以比工作状态下的基极电阻小些, 此外, 虽然 r_b 亦随工作时各个电流而略改变, 但因为 (90) 式中 r_b 这项的比重不大, 故看作不变誤差不大。

图 8 所示是一个硅 $n-p-n$ 台面管饱和区特性的分析結果, (90) 式中各項貢獻以及总和与实测結果的比較, 图中虛綫①为測得的 $(V_{be0} - V_{cbf})$, ②为 $(I_b - 2I_{b0}) r_b$ (在实际分析中, 为計算方便起見, 此項中的 I_{b0} 仍用了集电极电流不改变的定義, 这样可使 I_{b0} 在一定的 I_e 情况不随 I_b 而改变, 測量与計算将方便得多, 而引入的誤差将仍是可忽略的), ③为 $I_e r_s$, 实綫为总和 V_{ces} , 圓点为实测的 V_{ces} 。其中 r_s 和 r_b 是以同时能符合这几条曲綫为准来选择的。可以看到, 这样分析得到的 r_s 是比較准的(图 8 所举管子用 $r_s = 13.7 \Omega$, $r_b = 50 \Omega$), r_s 和 r_b 值微小的变化都将不可能这样滿意地同时符合这几条实验曲綫。但同时也可以看到, 当饱和度太小时, (90) 式的誤差将随之增加, 一般适用于饱和度不低于 1.5—2 的情况。因此 (90) 式也可以用作精确測量台面管集电极串联电阻的方法, 这个串联电阻对台面管的頻率特性也起着限制的作用^[11]。

从上面的分析可以看到, 要降低台面管饱和压降必須:

- (1) 集电区材料电阻率应尽可能低(受集电极耐压和电容的限制);
- (2) 減薄集电区厚度可以降低饱和压降, 但集电区厚度需減到小于发射极半径才有

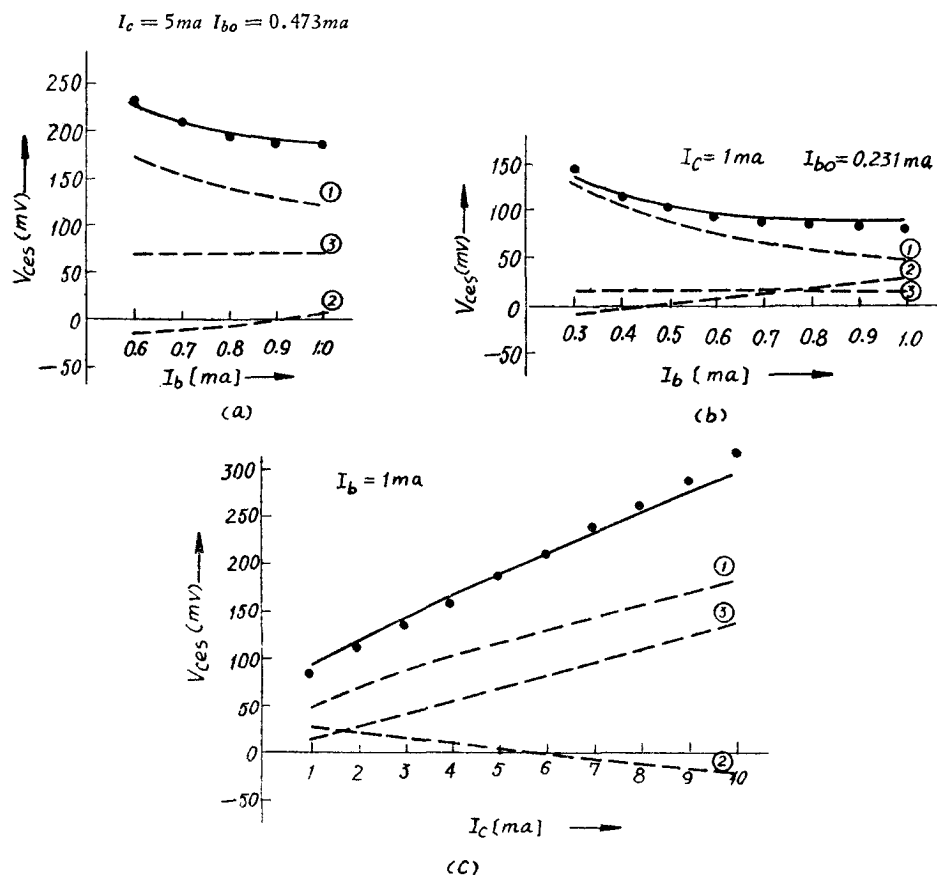


图 8 台面管饱和和压降的组成

较明显的作用;

- (3) 基区靠发射结处的杂质密度 n_{b0} 不宜太大;
- (4) 基极电阻要小.

四、结 束 语

本文分析了合金管和台面管饱和区的直流特性, 分析得到了与实验符合较好的表达式, 并且可以用直接的测量来得到表达式中各项的贡献, 这可以用来分析降低晶体管饱和压降的途径. 分析过程中与晶体管结构的联系也可以用作晶体管设计的参考.

利用分析的结果还可以测量晶体管的集电极串联电阻、基基层电阻和合金管在一定电流下的注入强度.

对吴德馨同志在实验测量工作方面的帮助表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Ebers, J. J., Moll, J. L., *Proc. IRE*, **42** (1954), 1761.
- [2] 黄 敏, *IRE Trans.*, **ED-6** (1959), 154.
- [3] Rudenberg, H. G., *Proc. IRE*, **46** (1958), 1304.

- [4] Webster, W. M., *Proc. IRE*, **42** (1954), 914.
- [5] Kulke, B., Miller, S. L., *Proc. IRE*, **45** (1957), 90.
- [6] Osamu Nakahara, *J. Phys. Soc., Japan*, **16** (1961), 1260.
- [7] Gair, F. C., et al., *Proc. IEE*, 106 Part B, Sup. No. 17 (1959) 1038.
- [8] Kennedy, D. P., *J. Appl. Phys.* **31** (1960), 1490.
- [9] Kirk, C. T., *IRE Trans.*, **ED-9** (1962), 164.
- [10] Aschner, J. F., et al., *IRE Trans.*, **ED-7** (1960), 251.
- [11] 王守觉, *物理学报*, **18**(1962), 194.

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ СТАТИЧЕСКИХ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРОВ В ОБЛАСТИ НАСЫЩЕНИЯ

Ван Шоу-цзюе

Анализируем статические вольтамперные характеристики сплавных транзисторов в области насыщения, исходя из связи между распределением носителей в режиме насыщения и внешними токами транзистора. Результаты показывают, что при одинаковых соотношениях коллекторного тока к базовому току падение напряжения в режиме насыщения при большом токе в 2 и более раза превышает падение напряжения при малом токе, что объясняет причину погрешности до 100 % в выражении $M_{01}^{[1]}$ для падения напряжения в режиме насыщения при большом токе. Результаты анализа очень хорошо согласуются с экспериментальными данными как в случае малого тока, так и в случае большого тока. Результатом анализа выяснено, что измеренной величиной в методике измерения последовательного сопротивления эмиттера, выдвинутой Miller^[5], является для сплавного транзистора фактически не последовательное сопротивление эмиттера, а в основном произведение продольного сопротивления базового слоя на соотношение подвижностей неосновных и основных носителей, включая также и влияние поперечного сопротивления базового слоя. Результаты анализа также показывают, что с точки зрения уменьшения падения напряжения в режиме насыщения лишнюю часть коллектора (т. е. часть перекрытия коллектора и базы) нужно по возможности уменьшить при условии сохранения достаточного коэффициента усиления по току.

Характеристики меза-транзисторов в режиме насыщения также рассчитаны и сравнены с результатами измерений. Результаты расчета позволяют анализировать вклады отдельных факторов в падение напряжения в режиме насыщения для меза-транзисторов, а также точно измерить последовательное сопротивление коллектора и другие параметры.