

关于晶体管最高振荡频率有关因素的 测量分析*

王 守 觉

提 要

本文讨论了晶体管最高振荡频率有关因素的一种测量分析方法。利用在基极和集电极回路中串入外加串联电阻后测量最高振荡频率的变动,可以同时获得晶体管共发射极短路电流放大零增益频率 f_T 、基极电阻 r_b 、集电极电容 C_c 以及本征的特性频率 f_{Td} 。讨论了当基极层厚度调制作用所致的集电极电导起作用时的分析方法。最后分析了漂移晶体管最高振荡频率与晶体管外部参数的关系,结果说明,上述方法在考虑了适应于漂移晶体管的修正步骤后,除同样能得到 f_{Td} 、 r_b 、 C_c 等有关参数外,还可以分析得出漂移晶体管基极层中的漂移电场强度。

主 要 使 用 符 号

h_{11} = 输出端短路时的输入阻抗	r_{b0} = 外加基极串联电阻
$\text{Re}(h_{11})$ = h_{11} 的实数部分	r_c = 晶体管本身的集电极串联电阻
h_{22} = 输入端开路时的输出导纳	r_{c0} = 外加的集电极串联电阻
$\text{Re}(h_{22})$ = h_{22} 的实数部分	r_e = 发射结电阻
h_{12} = 反向的电压反馈系数	C_c = 集电极电容
h_{21} = 正向的电流放大系数	C_e = 发射结电容
Y_L = 负载的导纳	G_c = 由基极层厚度调制所造成的集电极电导
G_L = Y_L 的实数部分	$f_{ad} = \alpha_d$ 的绝对值下降至 $\frac{\alpha_{d0}}{\sqrt{2}}$ 时的频率
Z_g = 信号源的阻抗	$f_{Td} = \beta_d$ 的绝对值下降至“1”时的频率
R_g = Z_g 的实数部分	$f_T = \beta$ 的绝对值下降至“1”时的频率
K_p = 功率增益(倍数)	f_m = 最高振荡频率(K_p 下降至“1”时的频率)
α_{d0} = 低频时本征的共基极短路电流放大系数	i_c = 集电极电流(交流)
α_d = 本征的共基极短路电流放大系数	i_b = 基极电流(交流)
β_d = 本征的共发射极短路电流放大系数	k = 玻耳兹曼常数
β = 外测的共发射极短路电流放大系数	T = 绝对温度
$\phi_\alpha = \alpha_d$ 的相角	q = 电子电荷
$\phi_\beta = \beta_d$ 的相角	
r_b = 基极电阻	

一、引 言

晶体管在高频应用中反映频率特性最重要的参数是高频功率增益。高频功率增益与频率平方成反比,因此晶体管功率增益为“1”时的频率(即最高振荡频率)是代表高频功率放大性能的重要参数,也是晶体管用作功率放大和振荡时的极限频率^[1,2]。

* 1961年7月5日收到。

晶体管的最高振荡频率不仅取决于与基区载流子平均过渡时间直接相关的特征频率 f_{Td} (本征的共发射极短路电流放大零增益频率), 而且还取决于基极电阻 r_b 、集电极电容 C_c 、集电极串联电阻 r_c 等外部参数, 以及高频下的集电极电导 G_c 。在提高晶体管最高振荡频率过程中这些参数相互间常存在矛盾, 因此必需找出限制最高振荡频率的主要因素予以调整提高。本工作的目的在于探寻测量仪器简单的分析晶体管最高振荡频率有关因素的简易方法, 作为提高晶体管最高振荡频率的分析工具。同时对漂移晶体管的最高振荡频率进行了分析, 结果说明, 从上述测量中可以得出漂移管基区中漂移电场强度。

二、测量方法的理论根据

四端网络应用 h 参数的功率增益为^[3]

$$K_p = \frac{4R_g G_L |h_{21}|^2}{|(h_{11} + Z_g)(h_{22} + Y_L) - h_{12}h_{21}|^2}, \quad (1)$$

对于晶体管被中和的并匹配好的共发射极线路情况, 可以考虑

$h_{12} = 0$, h_{11} 应为 $\text{Re}(h_{11})$, h_{22} 应为 $\text{Re}(h_{22})$ 以及 $Z_g = R_g = \text{Re}(h_{11})$, $Y_L = G_L = \text{Re}(h_{22})$, 由此可得最高功率增益为

$$K_p = \frac{|h_{21}|^2}{4\text{Re}(h_{11})\text{Re}(h_{22})}. \quad (2)$$

今考虑高频放大的情况。当工作电流足够大时, 满足条件 $r_c = \frac{kT}{qI_E} \ll \frac{1}{2\pi f C_c}$ 和 $r_c \ll r_b$,

故可忽略 C_c 、 r_c 的作用。先考虑 $r_c = 0$ 时, 可得^[4]

$$|h_{21}| \approx |\beta_d| = \frac{f_{Td}}{f}, \quad (3a)$$

$$\text{Re}(h_{11}) \approx r_b, \quad (3b)$$

$$\text{Re}(h_{22}) \approx 2\pi f_{Td} C_c. \quad (3c)$$

由(2)及(3)式可得在频率为 f 时的最大功率增益为

$$K_p = \frac{f_{Td}}{8\pi r_b C_c f^2}, \quad (4)$$

当 $K_p = 1$ 时 $f = f_m$, 故得

$$f_m = \sqrt{\frac{f_{Td}}{8\pi r_b C_c}}. \quad (5)$$

今考虑 $r_c > 0$ 的情况, 则输出短路时的高频输出电流为

$$\left. \begin{aligned} |i_c| &= \left| \frac{\beta_d i_b}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c + j2\pi f C_c r_c} \right|, \\ |\beta_d| &= \frac{f_{Td}}{f}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

因此由于 r_c 的作用, 而使高频时的共发射极短路电流放大系数下降为

$$|\beta| = \left| \frac{i_c}{i_b} \right| = \left| \frac{\beta_d}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c + j2\pi f C_c r_c} \right|. \quad (7)$$

(7)式亦可写成

$$|\beta|f = f_{Td} \frac{1}{\sqrt{1 + 4\pi f_{Td} C_c r_c + (2\pi C_c r_c)^2 (f_{Td}^2 + f^2)}}. \quad (8)$$

(8) 式说明了由于 r_c 的作用, 将使应用高频下测 βf 的方法测得的 f_T 随测量频率略有影响, 但当 r_c 不太大或测量频率不太高时, 可近似为

$$f_T = |\beta|f \approx f_{Td} \left| \frac{1}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c} \right|, \quad (9)$$

今用

$$|h_{21}| = |\beta| = \frac{f_{Td}}{f} \left| \frac{1}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c + j2\pi f C_c r_c} \right|, \quad (10a)$$

$$\text{Re}(h_{22}) = \frac{1}{r_c + 1/2\pi f_{Td} C_c} \quad (10b)$$

来代替(3)式中的 $|h_{21}|$ 和 $\text{Re}(h_{22})$, 可得到有 r_c 情况的最高振荡频率为

$$f_m = \sqrt{\frac{f_{Td}^2}{4B(1+A)}} \left(1 - \frac{A^2}{8B(1+A)^3} \right), \quad (11a)$$

式中 $A = 2\pi f_{Td} C_c r_c$, $B = 2\pi f_{Td} C_c r_b$, 若 r_b 不太小而 r_c 不太大时 (晶体管一般情况), 可近似为 (当 $r_b \geq r_c$ 时或 $B \geq 1$ 时最大误差均小于 2%)

$$f_m \approx \sqrt{\frac{f_{Td}}{8\pi r_b C_c}} \sqrt{\frac{1}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c}}, \quad (11b)$$

上式中右侧第二个根号值即由于 r_c 的作用而影响 f_m 的因数.

(11b) 式可写成

$$\frac{1}{f_m^2} = 16\pi^2 C_c^2 r_b \left(\frac{1}{2\pi f_{Td} C_c} + r_c \right). \quad (12)$$

如在测量最高振荡频率时, 在集电极和基极外加接不同的外加串联电阻 r_{c0} 和 r_{b0} , 则测得的最高振荡频率与 r_{b0} 和 r_{c0} 的关系应符合

$$\frac{1}{f_m^2} = 16\pi^2 C_c^2 (r_b + r_{b0}) \left(\frac{1}{2\pi f_{Td} C_c} + r_c + r_{c0} \right). \quad (13)$$

以(9)式代入(13)式可得

$$\frac{1}{f_m^2} = 16\pi^2 C_c^2 (r_b + r_{b0}) \left(\frac{1}{2\pi f_T C_c} + r_{c0} \right), \quad (14)$$

(14) 式说明, 若串入不同的基极外加串联电阻 r_{b0} 时, 测得不同的 f_m , 以 $\frac{1}{f_m^2}$ 对 r_{b0} 作图应得一直线, 此直线延长与 r_{b0} 轴相交处应为 $-r_b$. 若串入不同的集电极外加串联电阻 r_{c0} 时, 测得不同的 f_m (测量时应保持 $r_b + r_{b0} \geq \frac{1}{2\pi f_{Td} C_c}$), 则以 $\frac{1}{f_m^2}$ 对 r_{c0} 作图亦应得一直线, 此直线延长与 r_{c0} 轴相交处应为 $-\frac{1}{2\pi f_T C_c}$. 再根据(14)式可算得 C_c 和 f_T .

集电极串联电阻 r_c 可以用简单的低频或直流方法测得, 再按(9)式可算得 f_{Td} .

三、測量結果举例

以实际测量的一个锲 $n-p-n$ 高频管为例, 实测的 $\frac{1}{f_m^2}$ 对 r_{b0} 和 r_{c0} 的作图如图 1 及图 2.

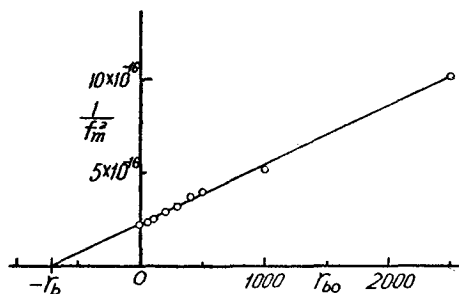


图 1

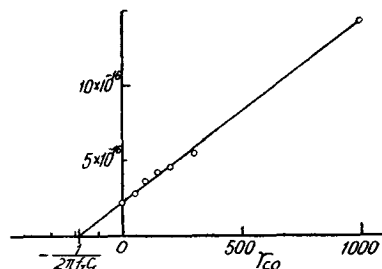


图 2

用得到的参数计算在不同的 r_{b0} 和 r_{c0} 情况下的 f_m 值, 与实际测量值的比较列入表 1.

表 1 I 晶体管测量结果

测量结果 $f_T = 265 \text{ mc}$, $r_b = 720 \Omega$, $C_c = 3.3 \text{ pf}$

r_{b0}	f_m (计算)	f_m (实测)
0Ω	66.7 mc	67 mc
50	64.4	64.8
100	62.5	62.7
200	59	59
300	56	56.3
400	53.4	52.5
500	51	50.5
1000	43.2	44
2500	32	31.5
r_{c0}	f_m (计算)	f_m (实测)
0	66.7	67
50	58.7	60
100	53.5	52.2
150	49.3	48.8
200	46	47
300	40.8	42.6
1000	26	26.5

用简单的直流特性描绘仪在饱和状态下测得 $r_c = 10 \Omega$, 根据(9)式算出 $f_{Td} = 281 \text{ mc}$.

用测量 f_T 的设备进行了测量比较. 这个设备是测量高频共发射极电流放大系数 $|\beta|$, 用 $|\beta|f$ 乘积来得到 f_T 的. 它在集电极回路中的负载电阻是 100Ω , 因此它实际测到的 $|\beta|$ 并不是真正短路电流放大系数, 而是负载电阻为 100Ω 时的电流放大系数, 若以 $\beta_{100\Omega}$ 表之, 则根据(9)式可得

$$\beta_{100\Omega} f = \frac{f_{Td}}{2\pi f_{Td} C_c (r_c + 100) + 1}. \quad (15)$$

以三个型式不同的晶体管, 用得到的参数按(15)式计算得到的 $\beta_{100\Omega} f$ 值与用上述测 β 设

备实测结果的比较列入表 2。

表 2

晶体管编号	I	II	III
f_T	265mc	192mc	84mc
$\beta_{100\Omega} f$ (计算)	170mc	108mc	71mc
$\beta_{100\Omega} f$ (实测)	159mc	100mc	60mc

上述结果说明, $\beta_{100\Omega} f$ 用得到的参数计算得的值与实测值相差不多 (实测值略低于计算值的原因可能由于实测线路中除 100Ω 负载电阻以外, 还有串联的电容的电抗作用), 此外还说明在测量高频 β 的线路中若不考虑负载电阻的影响而加以修正, 就用有负载电阻时的 βf 作为 f_T , 则与真正 f_T 之间将有很大误差。

四、讨 论

(1) 基极层厚度调制(尔来效应)所形成的集电极电导的作用

由于基极层厚度调制作用造成晶体管一定的内部反馈和有限的集电极电阻^[5-7], 对漂移晶体管来说, 尤其是由基极层厚度调制形成的集电极电导 $G_c = \left(\frac{\partial i_c}{\partial V_c} \right)_{V_b}$ 随频率的平方上升^[8], 因此在较高的频率须考虑可能 G_c 起作用的情况。

考虑 G_c 的情况(2)式中的 $\text{Re}(h_{22})$ 和 $|h_{21}|$ 应改为

$$\text{Re}(h_{22}) = \frac{1}{r_c + 1/(2\pi f_{Td} C_c + G_c)}, \quad (16a)$$

$$|h_{21}| = \frac{f_{Td}}{f} \left| \frac{1}{(2\pi f_{Td} C_c + G_c) r_c + 1 + j2\pi f C_c r_c} \right|, \quad (16b)$$

代入(2)式得 G_c 起作用时的高频功率增益近似为

$$K_p \approx \frac{f_{Td}^2}{4r_b(2\pi f_{Td} C_c + G_c)(1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c + G_c r_c) f^2}, \quad (17)$$

在 $f = f_m$ 时 $K_p = 1$, 再写成(12)式的形式, 可得

$$\frac{1}{f_m^2} = 16\pi^2 C_c^2 r_b \left(\frac{1}{2\pi f_{Td} C_c} + r_c \right) + \Delta \left(\frac{1}{f_m^2} \right), \quad (18a)$$

$$\Delta \left(\frac{1}{f_m^2} \right) = \frac{4r_b G_c}{f_{Td}^2} (1 + 4\pi f_{Td} C_c r_c + G_c r_c). \quad (18b)$$

与(12)式比较, 可知 $\Delta \left(\frac{1}{f_m^2} \right)$ 即由 G_c 的作用而使 $\frac{1}{f_m^2}$ 增加的值。

由于 G_c 随频率而上升, 故在 G_c 起作用的情况 $\frac{1}{f_m^2}$ 与 r_{b0} 不再成直线关系, 而在 r_{b0} 增加的方向向上弯曲。对这样的晶体管需按下述方法分离开 G_c 的影响。

从(16)式可得 G_c 被忽略不计的条件为

$$G_c \ll 2\pi f_{Td} C_c,$$

上式右侧数值 $2\pi f_{Td} C_c$ 不随频率改变, 而 G_c 则随频率平方上升, 因此降低测量时的频率可以减少 G_c 的作用。可以用在集电极和基极回路中同时串入外加串联电阻的方法来降低

测量时的频率, 先在集电极串入适当的固定外加串联电阻, 使 f_m 降低到符合 $G_c \ll 2\pi f_{Td} C_c$ 的条件 (可以从再串入 r_{b0} 测 $\frac{1}{f_m^2}$ 是否成直线关系来看), 再在基极串入不同的外加串联

电阻 r_{b0} , 将测得的 f_m 以 $\frac{1}{f_m^2}$ 对 r_{b0} 作图 (见图 3 中 a 线), 从交点得 r_b 值。然后去掉固定

的集电极串联电阻 r_{c0} , 再测 f_m 随 r_{b0} 的变化, 以 $\frac{1}{f_m^2}$ 对

r_{b0} 作图 (见图 3 中 b 线), 若没有 G_c 的作用则 b 线亦应成直线且延长与 a 线相交于 r_{b0} 轴同一点; 若 b 线不成直线, 则其与直线 (图 3 虚线) 间的垂直距离就是各该频率下 (实线各点所对应的频率) G_c 所起的影响 $\Delta\left(\frac{1}{f_m^2}\right)$ 。再根据 (18b) 式可求得 G_c 。(若以 $r_{b0} \neq 0$ 的各点来计算则 (18b) 式中的 r_b 应代以 $r_b + r_{b0}$)。

上面讨论了当 G_c 起作用时的分析方法, 但在实际情况很少碰到 G_c 起相当大作用的。

(2) 漂移晶体管情况的讨论

晶体管共发射极线路的高频输出导纳是由集电极电容 C_c 的作用, 不难得到频率为 f 时 C_c 对输出导纳的贡献为

$$h_{22} = j(\beta_d + 1)2\pi f C_c, \quad (19)$$

以 ϕ_β 代表 β_d 的相角, 则

$$\beta_d = \frac{f_{Td}}{f} e^{i\phi_\beta}. \quad (20)$$

代入 (19) 式可得

$$h_{22} = 2\pi f_{Td} C_c e^{i(\frac{\pi}{2} + \phi_\beta)} + j2\pi f C_c, \quad (21)$$

$$\text{Re}(h_{22}) = 2\pi f_{Td} C_c \sin(-\phi_\beta), \quad (22)$$

与 (3c) 式比较可知 (3c) 式的适用范围为 $\phi_\beta \approx -\frac{\pi}{2}$, 这能适合于合金管或其他基区没有漂移电场的晶体管, 对这类晶体管本征的共基极短路电流放大系数随频率的改变, 可以用近似式^[9]

$$\alpha_d \approx \frac{\alpha_{d0}}{1 + jf/f_{ad}}, \quad (23)$$

根据 (23) 式可得

$$\beta_d = \frac{\alpha_d}{1 - \alpha_d} = \frac{\alpha_{d0}}{1 - \alpha_{d0} + jf/f_{ad}}, \quad (24a)$$

$$\phi_\beta = -\arctg\left(\frac{f/f_{ad}}{1 - \alpha_{d0}}\right). \quad (24b)$$

在一般晶体管 $\alpha_{d0} \approx 1$, f 不太低即 $\frac{f}{f_{ad}} \gg (1 - \alpha_{d0})$ 时, 故得 $\phi_\beta \approx -\frac{\pi}{2}$ 。

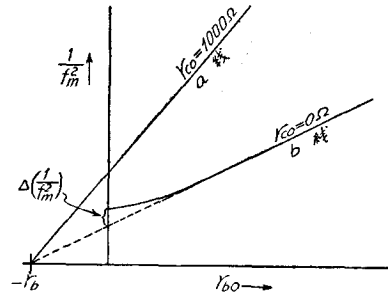


图 3

对漂移管来说, $\phi_\beta \approx -\frac{\pi}{2}$, 因此决定最高振荡频率的(11b)式应加修正.

对漂移晶体管本征的共基极短路电流放大系数较精确的近似式为^[10]

$$\alpha_d \approx \alpha_{d0} \frac{\exp(-jmf/f_{Td})}{1 + jf/f_{Td}}, \quad (25)$$

式中 m 为根据漂移管基区漂移电场强度而决定的系数, 对锗的漂移管说 $m \leq 1$ ^[10].

根据(25)式, 当频率 f 比 f_{Td} 高不太多时, 可得 $\sin(-\phi_\beta)$ 的近似值为(见附录)

$$\left. \begin{aligned} \sin(-\phi_\beta) &\approx 1 - S \left(\frac{f}{f_{Td}} \right)^2, \\ S &= \frac{(3+m)m^2}{6(1+m)^3}, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

上式中 S 一项是为数不大的修正项, 当 $m \leq 1$ 时 $S \leq 0.083$.

在考虑 $\sin(-\phi_\beta)$ 的修正后, 有 r_c 情况下的最高振荡频率应为(见附录)

$$\left. \begin{aligned} f_m &\approx \sqrt{\frac{f_{Td}^2}{4B(1+A) - \frac{S}{1+A}}} (1-H), \\ H &= \frac{A^2(1+2\sqrt{2S}) - 2AS}{8B(1+A)^3}, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

式中 $A = 2\pi f_{Td} C_c r_c$, $B = 2\pi f_{Td} C_c r_b$

(27)式中若 $S = 0$, 则得到(11)式的结果. 若 $r_c = 0$ (即 $A = 0$), 则得到与 Rollett^[11] 相同的结果.

(27)式中 H 的值当 $A \ll 1$ 或 $A \gg 1$ 时都趋近于零, 故当 $A \ll 1$ 时, 得

$$f_{m(A \ll 1)} \approx \sqrt{\frac{f_{Td}^2}{4B(1+A) - S/(1+A)}}, \quad (28)$$

当 $A \gg 1$ 时, 得

$$f_{m(A \gg 1)} \approx \sqrt{\frac{f_{Td}^2}{4B(1+A)}}. \quad (29)$$

在晶体管没有外加串联电阻的情况, 一般满足条件 $A \ll 1$, 因此(28)式可以作为计算漂移管在考虑了集电极串联电阻影响后的最高振荡频率的近似公式. 对一般 r_c 不太大的晶体管, 若 $B > 0.1$, 而 $A < 0.1$ 时, 忽略 H 所产生的影响最大不超过千分之六.

把(28)式改写成

$$\frac{1}{f_m^2} = 16\pi^2 C_c^2 r_b \left(\frac{1}{2\pi f_{Td} C_c} + r_c \right) - \frac{S}{f_{Td}^2 (1+A)}, \quad (30)$$

在有基极外加串联电阻 r_{b0} 的情况, 则应写成

$$\frac{1}{f_m^2} = 16\pi^2 C_c^2 (r_b + r_{b0}) \left(\frac{1}{2\pi f_{Td} C_c} + r_c \right) - \frac{S}{f_{Td}^2 (1+A)}, \quad (31)$$

(31)式说明了 $\frac{1}{f_m^2}$ 与 r_{b0} 将仍成直线关系, 但是这直线延长与 r_{b0} 轴相交处已不再是 $(-r_b)$,

而是 $(-r'_b)$

$$-r'_b = -\left\{1 - \frac{S}{8\pi f_{Td} C_c r_b (1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c)^2}\right\} r_b. \quad (32)$$

若测量时在集电极外串入固定的足够大的电阻 r_{c0} , 使 $2\pi f_{Td} C_c (r_c + r_{c0}) \gg 1$ 则将适用(29)式来代替(28)式, 故测得的 $\frac{1}{f_m^2}$ 对 r_{b0} 作图所得直线在 r_{b0} 轴上的截距即 $(-r_b)$.

二次测得截距的差为

$$r_b - r'_b = \frac{S}{8\pi f_{Td} C_c (1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c)^2}, \quad (33)$$

由(30)及(33)式, 可得

$$\frac{1}{f_m^2} \frac{r_b - r'_b}{r'_b} = \frac{S}{f_{Td}^2 (1 + A)}, \quad (34)$$

根据(34)式可以从测得的 f_m 、 r_b 和 r'_b 算出漂移管的修正项 $\frac{S}{f_{Td}^2 (1 + A)}$, 并可再根据考虑修正项后所得到的 f_{Td} 、 C_c 和 r_c 计算出对应于漂移管中基极层漂移电场强度的 S 和 m 值(见图4)。(34)式中的 f_m 应该用没有外加串联电阻 ($r_{b0} = 0$, $r_{c0} = 0$) 时的最高振荡频率。

在改变 r_{c0} 测 f_m 而求截距 $\left(-\frac{1}{2\pi f_{Td} C_c} + r_c\right)$

的过程中, 与前述适用于合金管的情况相同, 但需在测量时串入固定的足够大的基极外加串联电阻 r_{b0} , 使在全部 r_{c0} 的情况下保持满足 $(r_b + r_{b0}) \geq 1.5(r_c + r_{c0})$ 和 $2\pi f_{Td} C_c (r_b + r_{b0}) \geq 1$ 条件, 这样可使在(27)式中忽略 H 和 S 所造成的误差最大不超过 2%。

当漂移管的基极电阻极大时, $8\pi f_{Td} C_c r_b \gg$

$\gg S$, 则(32)式和(28)式中的 S 实际上已不起作用, 这时与合金管情况相似, 不必另加修正。上述 1 号晶体管的例子即属此种情况。对于这种漂移管上述求 S 的方法当然是不适用的了。

由于 S 值较小, 从(34)式可以看到, r_b 与 r'_b 相差的百分比与 S 及 $\frac{f_m^2}{f_{Td}^2}$ 成正比, 因此用上述方法计算漂移电场强度, 对 $\frac{f_m^2}{f_{Td}^2}$ 较大的情况较为准确。一般可按下列四种情况考虑:

(a) $f_m > 2.5f_{Td}$ 情况, 这时近似式(25)的准确度下降, 且(26)式对 $\sin(-\phi_\beta)$ 的近似解的准确度也下降。

(b) $2.5f_{Td} > f_m \geq 1.4f_{Td}$ 情况, 这时 $\frac{r_b - r'_b}{r'_b} \geq 2S$, 这种情况可以用上述方法求出 f_{Td} 、 r_b 、 C_c 、 r_c 以及对应于漂移电场的 S , 求得的 S 有相当的准确性。

(c) $1.4f_{Td} > f_m \geq 0.7f_{Td}$ 情况, 这时 $2S > \frac{r_b - r'_b}{r'_b} > 0.5S$, 这种情况在求 f_{Td} 、 r_b 、 C_c 等

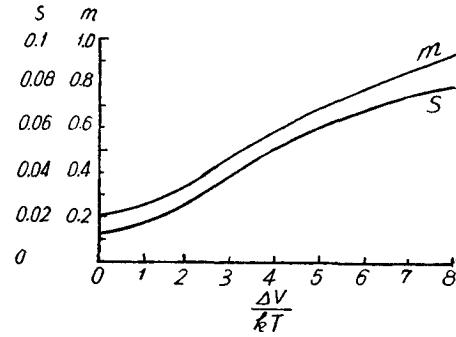


图 4

参数时应该考虑 $\frac{S}{f_{Td}^2}$ 修正项,但求得的 S 值准确性不高.

(d) $0.7f_{Td} > f_m$ 情况,这时 $\frac{r_b - r_b'}{r_b'} < 0.5S$, 这种情况可以忽略 S 的作用,直接用前述适应合金管的方法处理,不必另加修正.

(3) 发射极结电容的影响

在前面的考虑中假定了晶体管的工作电流是足够大的,以致可以忽略发射极结电容的作用.下面在不忽略发射极结电容的情况下,讨论它对结果的影响.

由于发射极结电容 C_e 的作用,使晶体管在沒有 r_c 、 r_b 的情况下共基极短路电流放大系数也不再是 α_d ,而是 $\frac{\alpha_d}{1 + j2\pi f C_e r_c}$. 因此在考虑 C_e 作用时,只要把 $\frac{\alpha_d}{1 + j2\pi f C_e r_c}$ 来代替上面考虑时所用的 α_d 就可以了.

应用 α_d 的近似式(25),可得

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_d}{1 + j2\pi f C_e r_c} &= \frac{\exp(-jm f / f_{ad})}{(1 + j f / f_{ad})(1 + j2\pi f C_e r_c)} = \\ &= \frac{\exp[-j(m f / f_{ad} + 2\pi f C_e r_c)]}{(1 + j f / f_{ad})(1 + j2\pi f C_e r_c) \exp(-j2\pi f C_e r_c)}. \end{aligned} \quad (35)$$

考虑到 C_e 的作用并不太大,即 $2\pi f C_e r_c$ 比 1 小得多,可以忽略 $2\pi f C_e r_c$ 的平方项,则(35)式右侧的分母近似等于 $1 + j f / f_{ad}$, 故得

$$\frac{\alpha_d}{1 + j2\pi f C_e r_c} \approx \frac{\exp[-j(m + 2\pi f_{ad} C_e r_c) f / f_{ad}]}{1 + j f / f_{ad}}, \quad (36)$$

从(36)式可看到 C_e 的作用对 α 绝对值的影响不大,而主要影响了 α 的相角.

将(36)式与(25)式比较,可知由于 C_e 的作用使我们实际测到的不是 f_{Td} 和 m 而是 f'_{Td} 和 m' . 它与 f_{Td} 和 m 的关系为

$$m' = m + 2\pi f_{ad} C_e r_c = m + 2\pi f_{Td} C_e r_c (1 + m), \quad (37)$$

$$f'_{Td} = \frac{f_{ad}}{1 + m'} = f_{Td} \frac{1}{1 + 2\pi f_{Td} C_e r_c},$$

亦即

$$\frac{1}{f'_{Td}} = \frac{1}{f_{Td}} + 2\pi C_e r_c. \quad (38)$$

(37)和(38)式说明由于 C_e 的作用将使我們实测到的 f'_{Td} 值降低了,而实测到的 m' 值反而增高了.从二个不同工作电流(即不同的 r_c)的测量结果的差别中可以来计算和消去 C_e 的作用.

(4) 晶体管外部参数对最高振荡频率的最大限值

把(27)式中用 $f_{Td} \rightarrow \infty$ 代入,得

$$f_{m(f_{Td} \rightarrow \infty)} = \frac{1}{4\pi C_e} \sqrt{\frac{1}{r_b r_c}} \quad (39)$$

这是受晶体管外部因素限制的最高振荡频率的最大限值.因此在考虑提高晶体管最高振荡频率时,可以先看 f_m 与这个最高限值相差多少.若相差不太远,则说明再从降低基极

层载流子平均过滤时间(即减薄基区)已对提高 f_m 的作用不大,必需主要从改进外部参数来提高 f_m 。

(5) 在测量最高振荡频率中的条件要求

上面讨论中,首先假定了是中和匹配的情况。这要求在测量最高振荡频率的线路中能有足够的阻抗和相位调节范围,并要求在测量时需细致仔细地调节,以达到中和匹配,而测到最高的振荡频率,并需尽量减低振荡线路的各种损耗,使起振条件尽可能接近于 $K_p = 1$ 。

串联用的电阻需选用电感和电容小、电阻值稳定不随频率变化的电阻,使测量结果可靠。

由台式高频管结构所带来的、相当与联接在基极出线与集电极之间的并联电容^[12] C_0 的作用,在 $r_{b0} = 0$, $r_{c0} = 0$ 时基本上是可以被中和掉的,因此在测 f_m 时没有影响。但当有外加串联电阻时,外部线路不能对 C_0 起全部中和作用,因此对 C_0 较大的晶体管需考虑保持满足 $(r_{b0} + r_{c0})^2 \ll \left(\frac{1}{2\pi f C_0}\right)^2$ 条件,否则最好在晶体管基极和集电极间并联一个可调的感抗,以达到中和 C_0 的目的。

此外还必须注意,在一个晶体管一次分析的各次 f_m 的测量中,必需保证工作点的一致,并使晶体管的温升也各次相近。

五、总 结

所述测量分析方法需用仪器很简单,对晶体管最高振荡频率有关因素分析比较全面,适合于晶体管研究试制者作为分析的工具。

对漂移管最高振荡频率受外部参数的影响作了较详细计算,可作为研究提高漂移管最高振荡频率的参考。结果指出,上述测量分析方法在进行修正后同样适用于漂移管,且能从结果中分析得出漂移管基极层内部漂移电场的大小。

由于最高振荡频率测量中必需达到中和匹配条件,因此测量结果的准确性很大程度上取决于操作人员细致的调整过程。

附 录

漂移管在考虑各种外部参数后的最高振荡频率。

晶体管本征共发射极短路电流放大系数 β_d 的相角,可化成共基极短路电流放大系数 α_d 的相角,可得

$$\sin(-\phi_\beta) = \frac{|\beta_d|}{|\alpha_d|} \sin(-\phi_\alpha), \quad (A1)$$

在求 $\sin(-\phi_\alpha)$ 时应用 α_d 的近似式:

$$\alpha_d \approx \alpha_{d0} \frac{\exp(-jmf/f_{ad})}{1 + jf/f_{ad}}, \quad (A2)$$

可得

$$\phi_\alpha = - \left[m \frac{f}{f_{ad}} + \arctg \frac{f}{f_{ad}} \right], \quad (A3)$$

$$\sin(-\phi_a) = \frac{f_{ad}}{\sqrt{f^2 + f_{ad}^2}} \sin\left(m \frac{f}{f_{ad}}\right) + \frac{f}{\sqrt{f^2 + f_{ad}^2}} \cos\left(m \frac{f}{f_{ad}}\right), \quad (\text{A4})$$

由(A2)式可得

$$|\alpha_d| = \frac{\alpha_{d0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{ad}}\right)^2}}, \quad (\text{A5})$$

用(A4)式及(A5)式,并用

$$|\beta_d| = \frac{f_{Td}}{f}, \quad \frac{f_{ad}}{f_{Td}} = 1 + m,$$

代入(A1)式,得

$$\sin(-\phi_\beta) = \frac{1}{\alpha_{d0}} \left[\frac{f_{Td}}{f} \sin\left(\frac{m}{1+m} \frac{f}{f_{Td}}\right) + \frac{1}{1+m} \cos\left(\frac{m}{1+m} \frac{f}{f_{Td}}\right) \right]. \quad (\text{A6})$$

用级数展开并整理得

$$\begin{aligned} \sin(-\phi_\beta) = \frac{1}{\alpha_{d0}} & \left[1 - \frac{(3+m)m^2}{3!(1+m)^3} \left(\frac{f}{f_{ad}}\right)^2 + \frac{(5+m)m^4}{5!(1+m)^5} \left(\frac{f}{f_{ad}}\right)^4 - \dots \right. \\ & \left. + (-1)^n \frac{(2n+m+1)m^{2n}}{(2n+1)!(1+m)^{2n+1}} \left(\frac{f}{f_{ad}}\right)^{2n} + \dots \right], \quad (\text{A7}) \end{aligned}$$

由于级数的各项系数 $\frac{(2n+m+1)m^{2n}}{(2n+1)!(1+m)^{2n+1}}$ 随 n 的上升而很快下降趋近于零,因此当 f 比 f_{Td} 高得不多时,可以取前二项作为近似值. 并考虑一般晶体管 $\alpha_{d0} \approx 1$ 故得

$$\left. \begin{aligned} \sin(-\phi_\beta) &\approx \left[1 - S \left(\frac{f}{f_{ad}}\right)^2 \right], \\ S &= \frac{(3+m)m^2}{6(1+m)^3}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{A8})$$

考虑漂移管共发射极线路在有 r_c 的情况,可得

$$\begin{aligned} |h_{21}| &= \left| \frac{f_{Td}}{f} \frac{1}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c \exp\left[j\left(\frac{\pi}{2} + \phi_\beta\right)\right] + j2\pi f C_c r_c} \right| = \\ &= \frac{f_{Td}}{f} \frac{1}{\sqrt{1 + A^2 + 2A \sin(-\phi_\beta) + A^2 \frac{f^2}{f_{Td}^2} + 2A^2 \frac{f}{f_{Td}} \cos \phi_\beta}}, \quad (\text{A9}) \end{aligned}$$

式中 $A = 2\pi f_{Td} C_c r_c$, $B = 2\pi f_{Td} C_c r_b$. 并得

$$\text{Re}(h_{22}) = \frac{2\pi f_{Td} C_c \sin(-\phi_\beta)}{1 + 2\pi f_{Td} C_c r_c \sin(-\phi_\beta)}. \quad (\text{A10})$$

以(A9)(A10)式以及

$$\begin{aligned} \text{Re}(h_{11}) &= r_b, \quad \sin(-\phi_\beta) = 1 - S \left(\frac{f}{f_{Td}}\right)^2, \\ \frac{1}{\sin(-\phi_\beta)} &\approx 1 + S \left(\frac{f}{f_{Td}}\right)^2, \quad \cos \phi_\beta \approx \sqrt{2S} \frac{f}{f_{Td}} \end{aligned}$$

代入(2)式,得功率增益与频率的关系为

$$K_p = \frac{1 + A + S \left(\frac{f}{f_{Td}} \right)^2}{4B \left(\frac{f}{f_{Td}} \right)^2 \left[(1 + A)^2 + (A^2 + 2A^2\sqrt{2S} - 2AS) \left(\frac{f}{f_{Td}} \right)^2 \right]}. \quad (\text{A11})$$

考虑 $K_p = 1$ 时 $f = f_m$, 并用 $F = \left(\frac{f_m}{f_{Td}} \right)^2$ 代入, 则得决定 f_m 的方程为

$$4B(A^2 + 2A^2\sqrt{2S} - 2AS)F^2 + [4B(1 + A)^2 - S]F - (1 + A) = 0. \quad (\text{A12})$$

解(A12)式可得

$$\left. \begin{aligned} F &\approx \frac{1}{4B(1 + A) - \frac{S}{1 + A}} (1 - 2H), \\ H &= \frac{A^2(1 + 2\sqrt{2S}) - 2AS}{8B(1 + A)^3}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{A13})$$

考虑 $H \ll 1$, 故得

$$f_m \approx \sqrt{\frac{f_{Td}^2}{4B(1 + A) - \frac{S}{1 + A}}} (1 - H). \quad (\text{A14})$$

在锗和硅漂移管 $S \leq 0.1$, 故在下列情况 H 均可忽略不计:

- (a) $B \geq 1.5A$, A 值任意. $|H| < 1.9\%$;
- (b) $B > A$, $A < 0.24$ 或 $A > 2$ $|H| < 1.7\%$;
- (c) $B > 0.1$, $A < 0.1$ (一般晶体管在沒有外加串联电阻的情况), $|H| < 0.6\%$.

参 考 文 献

- [1] Pritchard, R. L., *Proc. I.R.E.*, **43** (1955), 1075.
- [2] Захаров, В. Н., *Полупроводниковые Приборы и их Применение*, **2** (1957), 205.
- [3] Pritchard, R. L., *Elec. Engrg.*, **73** (1954), 903.
- [4] Bagley, J. H., *Proc. I.E.E.* 106 Part B Sup. No. 17 (1959), 945.
- [5] Early, J. M., *Proc. I.R.E.*, **40** (1952), 1401.
- [6] Early, J. M., *Bell Sys. Tech. Jour.*, **32** (1953), 1271.
- [7] Pritchard, R. L., *Proc. I.R.E.*, **42** (1954), 786.
- [8] Kroemer, H., "Transistor I" (R.C.A. 1956), P 202.
- [9] Ryder, R. M., *Bell Sys. Tech. Jour.*, **28** (1949), 370.
- [10] Hyde, F. J., *Proc. I.E.E.* 106 Part B Sup. No. 17 (1959), 1046.
- [11] Rollett, J. M., *Jour. of Elec. and Control*, **7** (1959), 193.
- [12] Pritchard, R. L., *Proc. I.E.E.* 106 Part B Sup. No. 17 (1959), 1012.

ON MEASUREMENT AND ANALYSIS OF FACTORS AFFECTING THE MAXIMUM FREQUENCY OF OSCILLATION OF TRANSISTORS

WANG SHOU-CHIO

ABSTRACT

A simple method to measure and analyse the factors affecting the maximum frequency of oscillation of transistors is described. From the maximum frequencies of oscillation measured with certain external series resistances connected in the base and collector circuits, the frequency of zero db current gain f_T , base resistance r_b , collector capacitance C_c , and also the intrinsic characteristic frequency f_{Td} of the transistor can be deduced. The method of analysis is also discussed in the case when the collector conductance introduced by base width modulation plays an important role in limiting the maximum frequency of oscillation of the transistor. The connection between the maximum frequency of oscillation of drift transistor and its external parameters is discussed finally. It is concluded that when proper corrections are made for drift transistors, not only f_{Td} , r_b , and C_c , but also the magnitude of drift field in the base region of drift transistors can be deduced.