



半 导 体 译 丛

晶 体 管 收 音 机

上海市仪表电讯工业局技术情报所
上 海 无 线 电 三 厂^編

調幅廣播收音機上的鐵氧體天綫^①

H. J. Laurent, C. A. B. Carvalho

鐵氧體環形天綫，由於其尺寸較小而性能相同，故在家用及攜帶式廣播收音機中業已十分風行。

環形天綫的有效高度和信號噪聲比，可根據電磁理論來計算；而一些實用上的設計原則，則可籍經驗資料來制定。

為了與鐵氧體天綫進行比較，本文對於用在汽車收音機上的“垂直鞭狀”天綫的性能作了計算；環形天綫的方向性亦於此一併作了論述。

引言

廣播收音機的設計，需要考慮到所用天綫的類型，以便使系統具有最佳的性能。過去，家用收音機和某些攜帶式收音機的設計，都普遍地採用空心環形天綫。但是，這類天綫的有效性隨其尺寸的減小而降低。現今，鑒於晶體管的廣泛使用和部分消費者對於小型器件的渴望，此種空心天綫的應用，已經為鐵氧體環形天綫所代替。鐵氧體棒把來自大面積的磁通量集中於小面積上，從而縮減了天綫的尺寸。

本文對於鐵氧體磁性天綫設計中所包括的一些基本參數，作了理論上的研究；並且發展起一套系統的設計方法。

為了前後一致起見，在所有的推導和計算中，一律採用米-仟克-秒制。

環形天綫

一個放在自由空間的環形回路，當自由空間存在著均勻場時，其感應電壓可由下列綫積分算出(圖1)：

$$V_{\text{ind}} = \oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1)$$

按照麥克斯韋方程，可以寫成

$$V_{\text{ind}} = \oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \frac{\delta \phi_B}{\delta t} \quad (2)$$

當 H 矢量與環形回路的平面垂直時， V_{ind} 的值將達到極大。

磁感應通量 ϕ_B 與磁場強度 H 的關係，由下式表示：

$$\phi = \int_s \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_n dA$$

或

$$\phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}_c \mathbf{e}_n = \mu'_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{A}_c \mathbf{e}_n$$

$$\phi = \mu'_0 H A_c \cos \theta \quad (3)$$

此處 B 為磁感應強度矢量， μ'_0 為自由空間的導磁率， A_c 為綫圈的面積， $\mathbf{e}_n$ 為綫圈平面的單位矢量。

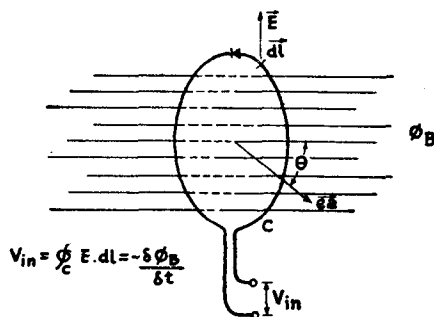


圖1 麥克斯韋方程

當 H 與綫圈平面垂直時，可以寫成：

$$\phi_B = \mu'_0 A_c H \quad (4)$$

於是，感應電壓可表示為

$$V_{\text{ind}} = - \mu'_0 A_c \frac{\delta H}{\delta t} \quad (5)$$

對於一角頻率為 $\omega = 2\pi f$ 的單色正弦電磁波，我們可列出：

$$V_{\text{ind}} = -j\omega H A_c \mu'_0 \quad (6)$$

V_{ind} 的模值於是為：

$$V_{\text{ind}} = \omega H A_c \mu'_0 \quad (7)$$

對於一 N 匝的綫圈，則可列出：

$$V_{\text{ind}} = \omega H N A_c \mu'_0 \quad (8)$$

然而，發射波的功率通常是用電場強度矢量幅值(E)的函數來表示的。對於自由空間的任一平面偏振波來說，下式是成立的

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu'_0}} E \quad (9)$$

① “Ferrite Antennas for A. M. Broadcast Receivers”, IRE Vol-BTR-8, No. 2, 50 (1962).

② 原文為 μ_0 。與以後不符，故改為 μ'_0 ，下同——譯者注

③ 原文為： $V_{\text{ind}} = \mu'_0 A_c \frac{\delta H}{\delta t}$ ——譯者注

故而

$$\mu_0 H = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} E \textcircled{1} = E/c$$

此处 c 为光速。

最后,感应电压为:

$$V_{\text{ind}} = \omega N A_c \times E/c \quad (10)$$

铁氧体棒的效应

考察图 2a 中均匀场中一个区域 A 。如以 H 与平面 A 垂直而论,则此区域的磁感应通量 ϕ_B 为

$$\phi_B = \mu_0 A H$$

假如现在把一根铁氧体棒携入场中:使棒的轴与 H 相平行,并使棒的长度远较其直径为大,则均匀场将发生如图 2b 所示的畸变。

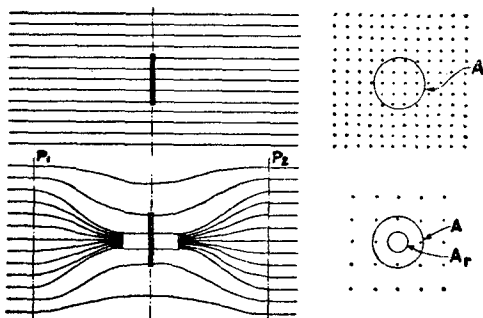


图 2 铁氧体棒的效应

现在来考虑从平面 P_1 到平面 P_2 的磁力线。由于铁氧体的导磁率 μ_r 远远大于空气,故对于从平面 P_1 移动到平面 P_2 的磁荷来说,铁氧体内部所产生的磁阻,远较高磁阻的空气来得小。所以将有大部分磁力线集中到铁氧体内;而另外的一些磁力线就使其本身发生弯曲,以适应场的新的分布。

现在,在区域 A 内总的磁感应通量 ϕ_B 为:

$$\phi_{B_T} = \phi_{B_1} + \phi_{B_2}$$

式中

$$\phi_{B_1} = \mu_r A_r H$$

$$\phi_{B_2} = \mu_0 (A - A_r) H$$

μ_r = 棒的导磁率

A_r = 棒的面积

$$\phi_{B_T} = H A_r \left[\mu_r + \mu_0 \left(\frac{A}{A_r} - 1 \right) \right] \textcircled{2}$$

用相对导磁率来表示,则有:

$$\phi_{B_T} = H A_r \mu_0 \left[\mu_r + \left(\frac{A}{A_r} - 1 \right) \right] \textcircled{3} \quad (11)$$

用相同的方法计算一面积为 A_c 的 N 匝线圈,可得其感应电压:

$$V_{\text{ind}} = \omega N \frac{E}{c} A_r \left[\mu_r + \left(\frac{d_c^2}{d_r^2} - 1 \right) \right] \quad (12)$$

式中的 d_c 为线圈之直径, d_r 为棒的直径, μ_r 则为棒的有效相对导磁率。

若线圈与棒具有相同的直径,则 (12) 式可简化为:

$$V_{\text{ind}} = \omega N A_c \frac{E}{c} \mu_r \quad (13)$$

比较 (10) 和 (13) 式,我们可以发现,铁氧体棒的插入使同一线圈的感应电压增加 μ_r 倍。反过来,对于相同的感应电压,我们可以使线圈的面积减小 μ_r 倍。

然而,根据图 3a 中所画出的曲线,棒的有效相对导磁率是比 $\frac{l_r}{d_r}$ (即棒之长度除以棒之直径) 的函数,且与材料的初始导磁率 μ_i 有关^[2]。

从图 2 显然可见, (12) 式所得到的结果要求棒的长度 l_r 必须远远大于线圈的直径;而且,线圈的

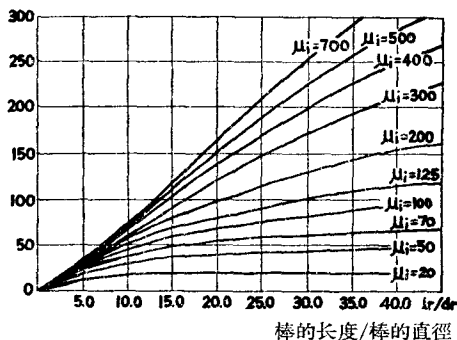


图 3a 铁氧体的有效导磁率

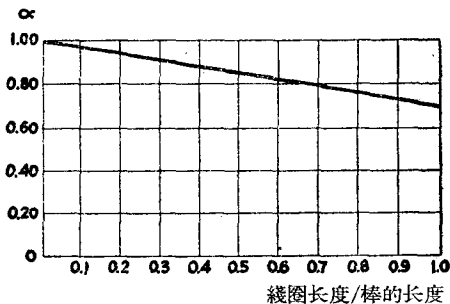


图 3b 磁通密度校正因子

① 原文为 $\mu_0 H = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} E/c$, 此处之 ϵ_0 为自由空间之介电常数——译者注

② 原文为: $\phi_{B_T} = H A_r \left[\mu_r + \left(\mu_0 \frac{A}{A_r} - 1 \right) \right]$ ——译者注

③ 原文为: $\phi_{B_T} = H A_r \mu_0 \left[\mu_r - \left(\frac{A}{A_r} - 1 \right) \right]$ 按 (12) 式之 μ_r 为 $\frac{\mu_r'}{\mu_0}$, 故原文 (11) 式中 μ_r' 应改为 μ_r ——译者注

长度远远小于 l_r , 否则某些磁力线将不与 N 匝线圈全部交链, 从而必须引入一校正因子。图 3b 表明, 校正因子为线圈长度对棒的长度之比的函数^[3]。

铁氧体天线的有效高度

天线的有效高度, 通常是用感应电压与场强的比来定义的:

$$h_{\text{eff}} = \frac{V_{\text{ind}}}{E} \text{ 米} \quad \textcircled{1}$$

根据上面的考虑, 从有效高度的定义以及 (12) 式, 我们可以得到铁氧体天线的有效高度:

$$h_{\text{eff}} = \frac{\omega N A_r}{c} \left[\mu_r + \left(\frac{\alpha_c^2}{\alpha_r^2} - 1 \right) \right] \text{ 米} \quad (14)$$

铁氧体天线的等效电路

为了对电路进行分析, 我们用图 4 所示的电路来描述铁氧体天线之特性。

图中之 R_p 、 L 及 C_p 为线圈的集总参数, $V_{\text{ind}} = h_{\text{eff}} E$ 则为等效电压源。

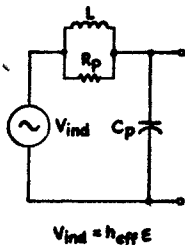


图4 环形杆天线的等效电路

信号噪声比

信号 利用图5的等效电路, 其中的 R_L 为负载电阻, C 为总调谐电容则有:

$$\begin{aligned} \frac{E_0}{E_{\text{ind}}} &= \frac{\frac{1}{\frac{1}{R_L} + CS}}{\frac{1}{R_L} + CS + \frac{1}{\frac{1}{R_p} + \frac{1}{LS}}} \\ &= \frac{\frac{1}{R_p} + \frac{1}{LS}}{\frac{1}{R_L} + CS + \frac{1}{R_p} + \frac{1}{LS}} \\ &= \frac{1}{R_p C} \times \frac{S + \frac{R_p}{L}}{S^2 + \frac{1}{C} \frac{R_p R_L}{R_p + R_L} S + \frac{1}{LC}} \quad \textcircled{2} \end{aligned} \quad (15)$$

如果我们定义:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

$$Q_u = \omega_0 R_p C$$

$$Q_L = \omega_0 \frac{R_p R_L}{R_p + R_L} C$$

$$G(S) \textcircled{3} = \frac{\omega_0}{Q_u} \times \frac{S + Q_u \omega_0}{S^2 + \frac{\omega_0}{Q_L} S + \omega_0^2}$$

则对于

$$\omega = \omega_0$$

$$S = j\omega_0$$

有

$$G(j\omega_0) = \left(1 + j \frac{1}{Q_u}\right) (-jQ_L)$$

$$G(\omega_0) \cong Q_L$$

因

$$Q_u \gg 1$$

因此

$$E_{0S} = h_{\text{eff}} \cdot E Q_L$$

噪声 等效噪声电压, 可用戴维宁定理从图5的等效电路中导出:

$$R_{\text{eq}} = Q_L X_L$$

$$e_n = \sqrt{4KT4f \cdot R_{\text{eq}}}$$

式中

$4f$ = 器件的三分贝频带宽度。

T = 温度, 以开氏温标 ($^{\circ}\text{K}$) 计算。

$$K = \text{玻耳兹曼常数} = 1.38 \times 10^{-23} \frac{\text{焦耳}}{\text{开氏温度}}$$

于是:

$$E_{0N} = \sqrt{4KT4f Q_L X_L} \quad (17)$$

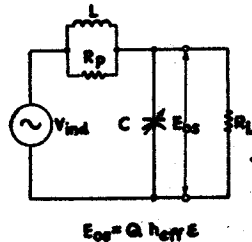


图5 铁氧体环形杆天线电路

信号噪声比 由(16)和(17)式我们可以写出信号噪声比:

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} &= \frac{E_{0S}}{E_{0N}} = \frac{h_{\text{eff}} E Q_L m}{\sqrt{4KT4f Q_L X_L}} \\ \frac{S}{N} &= \frac{h_{\text{eff}} E m \sqrt{Q_L}}{\sqrt{4KT4f X_L}} \quad (18a) \end{aligned}$$

① 原文为伏/米, 显然系米之误——译者注

② (15)式中之 E_0 为输出电压 (与图5之 E_{0S} 相对应); E_{ind} 为感应电压 (与图5之 V_{ind} 相对应), S 为 $j\omega$ ——译者注

③ $G(S) = \frac{E_0}{E_{\text{ind}}}(S)$ ——译者注

或对应于给定 $\frac{S}{N}$ 比的电场强度:

$$E = \frac{S}{N} \frac{\sqrt{4KT\Delta f X_L}}{h_{\text{eff}} m \cdot \sqrt{Q_L}} \quad (18b)$$

式中的 m 为调制度。

设计考虑

收音机的工作频率范围——广播波段，将决定调谐电容的实际数值；从而也限制了电感的数值。

让我们来考虑(18)式中所包括的一些变数。假设电感的数值业已选定，并使之维持不变；然后来研究电感与匝数之间的关系。

对于一个 N 匝的单层空心线圈，有

$$L = d_c N^2 F \quad (19)$$

式中的 F 是形状因子，为线圈几何外形的函数。本文运用单层螺旋管的惠勒公式(Wheeler's Formula)^[4]，获得了图6。

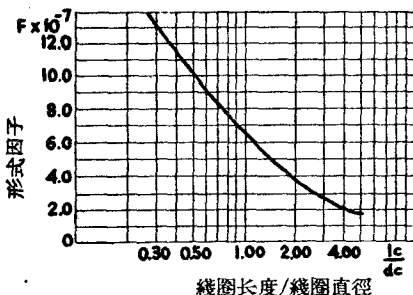


图6 单层线圈的形状因子

现在，如果把一根铁氧体棒作为线圈心子而插入，则有

$$L = d_c N^2 F \cdot \mu_c \quad (20)$$

式中的 μ_c 可视为线圈的导磁率。 μ_c 为铁氧体初始相对导磁率的函数且亦为线圈及棒两者几何外形的函数。 μ_c 的数学表达式，虽非不可能求得，但却异常复杂。然而，如果我们假设棒的长度比线圈来得大，则对于给定的棒而言，可以获得一组表示 μ_c 与线圈尺寸关系的曲线。

由定义可知， μ_c 为插入铁氧体棒时之电感变化系数，故而测量两种情况下的电感，即可容易地求得 μ_c ：

$$\mu_c = \frac{L_2}{L_1} = \frac{d_c N^2 F \mu_c}{d_c N^2 F} \quad (21)$$

对于一给定直径的线圈来说，当使用相同铁氧体棒(即 μ_i 、 d_r 、 l_r 为常量)而线圈长度变化，即可确定 μ_c 特性。我们用这种方法获得了图7，其中的 μ_c

表示为

线圈长度
线圈直径

之函数。

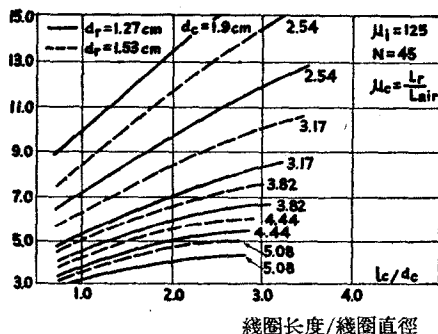


图7 有效线圈导磁率

利用(20)式，可以把线圈的匝数与电感值联系起来。

由(20)式，我们有

$$N = \sqrt{\frac{L}{d_c \mu_c F}} \quad (22)$$

把(22)式的 N 代入(14)式，可得：

$$h_{\text{eff}} = \frac{\omega_0 A_r}{c} \left[\mu_r + \left(\frac{d_c^2}{d_r^2} - 1 \right) \right] \sqrt{\frac{L}{d_c \mu_c F}} \quad (23)$$

用(23)式中的 h_{eff} 值代入(18)式，有：

$$\frac{S}{N} = \frac{Em A_r}{c} \left[\mu_r + \left(\frac{d_c^2}{d_r^2} - 1 \right) \right] \sqrt{\frac{\omega_0 Q_L}{4KT\Delta f d_c \mu_c F}} \quad (24)$$

让我们来分析(23)式和(24)式。有效高度是铁氧体棒的有效导磁率的线性函数。因此，要求 μ_r 尽可能地大。但是， μ_r 又是比 l_r/d_r 和铁氧体初始导磁率 μ_i 的函数。故而，要求 μ_i 尽可能地大；而且对于相同直径的棒来说，应该优先采用长度最大的棒。换言之，为了得到最佳的 h_{eff} 或 $\frac{S}{N}$ 结果，我们应该选用这样的方案：使乘积 $A_r \mu_r$ 达到最大。

从图6和图7还可以清楚地看出，由于乘积 $\mu_c F$ 以 d_c 为条件而能给出最大的 h_{eff} ，所以对于相同的铁氧体棒来说，有这样一个特殊尺寸的线圈存在，它所具的性能最为完美。

应该注意到，电感值在(24)式中并不出现。这一事实使得设计者在选择所用的电感时，并因而在选择所需的调谐电容时，有一定程度的自由。

因此，根据上面的讨论，对于问题所涉及的变数以及这些变数的关系，就可以得到较深的理解。不过，有一点是很重要的，那就是应该记住：这里可发展起来的计算方法受到问题性质的限制，而且包含

了很大的近似性。因此,可以合理地預料到,在計算值与实际測量值之間會出現一些分歧。

垂直鞭狀天線的有效高度及 $\frac{S}{N}$

对于汽車收音机这种特殊情况來說,本文所关心的乃是:对垂直鞭狀天線的信号噪声比进行計算,从而简单地說明,为了使鉄氧体天線具有同等的性能,应该必須施行何种技术措施。

电容性天線的有效高度 一个电容性天線可用图 8 的等效电路来表示。

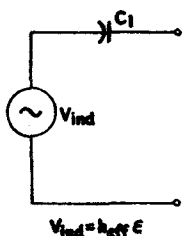


图 8 垂直鞭狀天線之等效电路

电容器 C_1 为垂直棒相对于地平面的电容,如图 10 所示。

此电容之值^[5]由下式确定:

$$C = 2.42 \times 10^{-11} \frac{h}{\log_{10} \left[\frac{2h}{d} \sqrt{\frac{2H + \frac{h}{2}}{2H + \frac{3h}{2}}} \right]} \text{ 法拉} \quad (25)$$

电压源 e_{ind} 可从有效高度的定义求得,即

$e_{ind} = h_{eff} \cdot E$ (此处的 E 为以 $\frac{\text{伏}}{\text{米}}$ 計算的电場强度)。

对于图 10 所示的那根棒,如假設 $H=0$, 和

$$\frac{\lambda}{4} \gg h$$

則其有效高度的数值为^[6]:

$$h_{eff} = \frac{\lambda}{\pi} \times \frac{\sin^2\left(\frac{\pi h}{\lambda}\right)}{\sin \frac{2\pi h}{\lambda}} \approx \frac{h}{2} \quad (26)$$

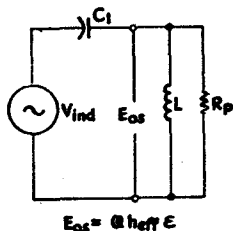


图 9 电容性天線电路之理想情况

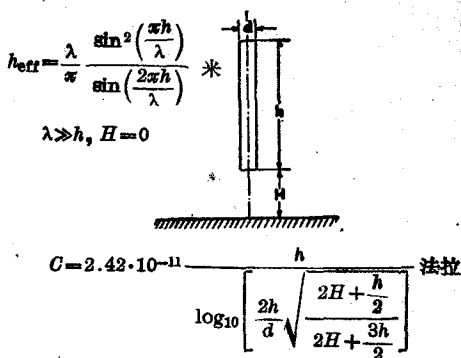


图 10 垂直杆之有效高度及串联电容

电容性天線的信号噪声比 如果我們所考虑的是一种理想情况,如图 9 所示,用直接与天線两端相連的线圈使天線諧振,則可如下地計算信号噪声比。

(a) 噪声

$$E_{on} = \sqrt{4KT4fR_p} \quad (27)$$

在諧振时我們有

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC_1}, \quad Q = \omega_0 C_1 R_p$$

于是

$$E_{on} = \sqrt{4KT4fQX_0} \quad (28)$$

(b) 信号

从图 9 的电路,可列出:

$$E_{os} = h_{eff} \epsilon Q m \quad (29)$$

式中的 m 調制度, ϵ 为电場强度, h_{eff} 为有效高度
因此

$$\frac{S}{N} = \frac{h_{eff} \epsilon Q m}{\sqrt{4KT4fQX_0}} \quad (30)$$

当然,这是一种理想情况,实际是很难做到的。

垂直鞭狀天線的典型电路如图 11 所示,其中的 C_1 为用 (25) 式求得的有效串联电容, C_2 为天線杆座、导綫及补偿电容器等諧分路电容之总和; L 为与总的电容 $C_T = C_1 + C_2$ 相諧振的調諧线圈。

R_0 代表两个分路电阻——負載及线圈之并联

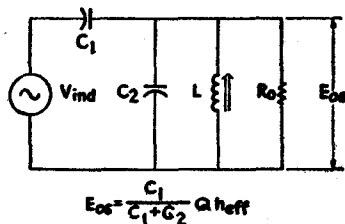


图 11 垂直鞭狀天線电路

① 原文为 $\frac{\lambda}{\pi} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi h}{\lambda}\right)}{\sin^2 \frac{2\pi h}{\lambda}} \approx \frac{h}{2}$, 系誤刊——譯者注

电阻。由图 11 的电路,我們可列出:

$$\frac{E_{os}}{E_{ind}} = \frac{Q_L C_1}{C_T}$$

式中

$$Q_L = \omega_0 R_0 C_T \quad (31)$$

$$R_0 = \frac{R_P R_T}{R_P + R_L}$$

諧振时的輸出阻抗为:

$$R_0 = Q_L X_{C_T} \quad (32)$$

可以看出,用(31)式的电路增益来代替(30)式中的 Q , 即可导出信号噪声比的表达式:

$$\frac{S}{N} = \frac{h_{eff} \varepsilon m Q_L \frac{C_1}{C_T}}{\sqrt{4KT \Delta f Q_L X_{C_T}}} \quad (33)$$

对于給定的 $\frac{S}{N}$ 比, 求解(33)式中之电场强度, 可得:

$$\varepsilon = \frac{\frac{S}{N} \sqrt{4KT \Delta f Q_L X_{C_T}}}{h_{eff} Q_L \frac{C_1}{C_T} m} \quad (34)$$

比較(30)式和(33)式, 可得 C_T 为任何值时的信号噪声比:

$$\frac{S'}{N} = \frac{S}{N} \times \sqrt{\frac{C_1}{C_T}} \quad (35)$$

把(34)式改写成下列形式:

$$\varepsilon' = \sqrt{\frac{C_T}{C_1}} \cdot \varepsilon \quad (36)$$

(36)式对于 11 图所示形态的任何天线电路都是正确的。

实际結果

甲、一典型的汽車鞭状天线, 当它的三节完全拉开时, 其有效高度約为 0.75 米, 串联电容 $C_1 \approx 15$ 微微法。当它拉长到二节时, 所具之有效高度 $h_{eff} = 0.5$ 米, 串联电容 $C_1 \approx 10$ 微微法。讓我們应用 (34) 式来计算給定信号噪声比的电场强度, 設所用之一組数据如下:

$$\begin{aligned} C_T &= 90 \text{ 微微法} & T &= 300^\circ \text{K} & m &= 0.30 (30\%) \\ Q_L &= 80 & \Delta f &= 5 \text{ 千赫} & S/N &= 10 (20 \text{ 分貝}) \\ & & f &= 1600 \text{ 千赫} \end{aligned}$$

一根两节天线, 它的 $C_1 = 10$ 微微法, $h_{eff} = 0.5$ 米, 由(34)式可得:

$$\varepsilon = 20.5 \text{ 微伏/米} \quad S/N \text{ 为 } 20 \text{ 分貝}$$

而一根三节的天线, 它的 $C_1 = 15$ 微微法, $h_{eff} = 0.75$ 米, 故

$$\varepsilon = 9.0 \text{ 微伏/米} \quad S/N \text{ 为 } 20 \text{ 分貝}$$

在 600 千赫时, 一根两节的鞭状天线, 其在相同条件下之场强为:

$$\varepsilon = 33 \text{ 微伏/米}$$

而一根三节的天线則将为:

$$\varepsilon = 14.8 \text{ 微伏/米} \quad S/N \text{ 为 } 20 \text{ 分貝}$$

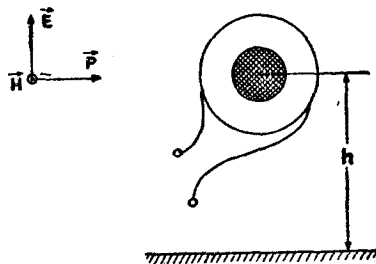


图 12 鉄氧体环形杆相对于垂直极化波之位置

乙、对于鉄氧体天线(样品 27b), 假設所用之一組数据如下:

$$\begin{aligned} \mu_i &= 125 & \Delta f &= 5 \text{ 千赫} \\ Q_L &= 80 & m &= 0.30 (30\%) \\ T &= 300^\circ \text{K} & \frac{S}{N} &= 10 (20 \text{ 分貝}) \\ C_T &= 45 \text{ 微微法} & \frac{l_r}{d_r} &= 12.5 \end{aligned}$$

$$\frac{l_c}{d_c} = 1.2$$

$$\begin{aligned} f &= 1600 \text{ 千赫} \\ d_r &= 1.52 \times 10^{-2} \text{ 米} \\ l_r &= 19.0 \times 10^{-2} \text{ 米} \\ d_c &= 4.44 \times 10^{-2} \text{ 米} \\ l_c &= 5.34 \times 10^{-2} \text{ 米} \end{aligned}$$

有了 l_r/d_r , 可从图 3a 求得 μ_r

$$\mu_r \approx 65$$

由图 7 可得

$$\mu_c \approx 4$$

由图 6 可得

$$F \approx 6.0 \times 10^{-7}$$

于是:

$$A_r \approx 1.88 \times 10^{-4} \text{ 米}^2$$

因而

$$h_{eff} \approx 2.05 \times 10^{-2} \text{ 米}$$

由(18b)式, 可得 $\frac{S}{N} = 20$ 分貝时场强:

$$\varepsilon \approx 75 \text{ 微伏/米}$$

① $\frac{S'}{N}$ 为非理想情况, 即典型电路 11 之信号噪声比, $\frac{S}{N}$ 则为理想情况之信号噪声比; 以下之 ε' 及 ε , 依此类推——譯者注

电 场 测 量

为了证实理论结果起见,曾经对 32 个不同尺寸的一组线圈作了测量。所有的测量,都是把线圈放在接地的铝板上面四吋处进行的,所用之频率为 1570 千赫。图 13、14 和 15 指出,有效高度随某些参数而变化。图 16 则表明,线圈的 Q 值随导线的间距而变化。

使线圈靠近接地平面,会引起失调和使有效高度降低。测量指出,在最坏的情况下,即在线圈与地面相距 1/4 吋时,有效高度将减小 30%。

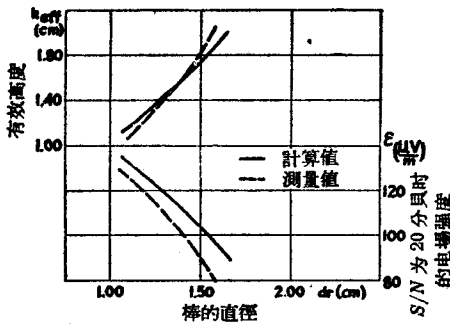


图 13 有效高度对棒的直径关系,以及 $\frac{S}{N}$ 为 20 分贝时电场强度对棒的直径关系

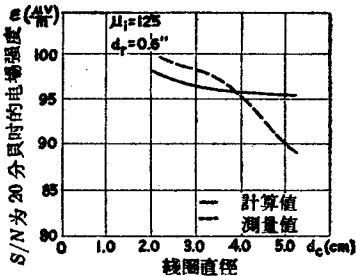


图 14a $\frac{S}{N}$ 为 20 分贝时,场强对线圈直径的关系

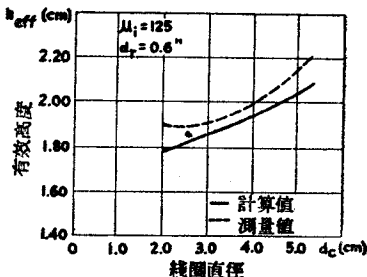


图 14b 有效高度对线圈直径的关系

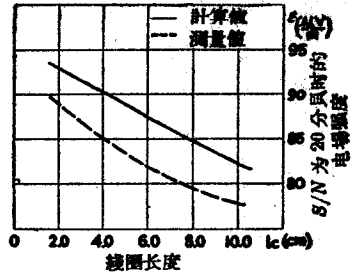


图 15a $\frac{S}{N}$ 为 20 分贝时,场强对线圈长度的关系

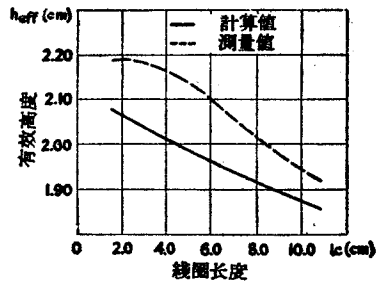


图 15b $\frac{S}{N}$ 为 20 分贝的场强

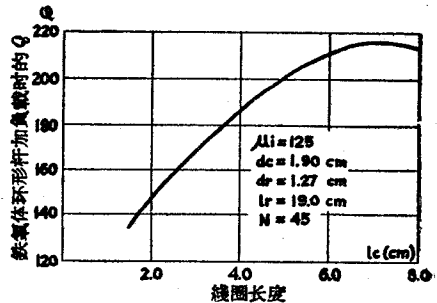


图 16 铁氧体环形杆的 Q 对线圈长度的关系

天线的方向性

把(3)式改写成下列形式:

$$\phi_B = \mu_0 H A \cos \theta$$

即可看到

$$V_{\text{ind}} = -\frac{\delta \phi_B}{\delta t} = -j\omega \mu_0 H A \cos \theta = +j\omega \mu_0 H A \sin \varphi$$

这就可以得出如图 17a 所示的接收方向图。此图表明,铁氧体天线是有方向性的。

就大多数诸如携带式收音机及家用收音机的应用而言,这是没有什么问题的。因为使用者在接收弱信号电台时,可以把他的收音机放在接收能力最强的方位上。

① 按(23)式, h_{eff} 与 $\frac{S}{N}$ 比无关。故图 15b 之标题似应改为:有效高度对线圈长度的关系——译者注

在需要全方向性的应用中，譬如象在汽车收音机中，可以证明：使用两个独立而又互相垂直置放的环形天线，在感应电压混合之前，使感应信号电压之一产生 90° 的相移，则便能在所有的方向上得到相等的接收能力。这种垂直置放的条件，如图 17b 所示。

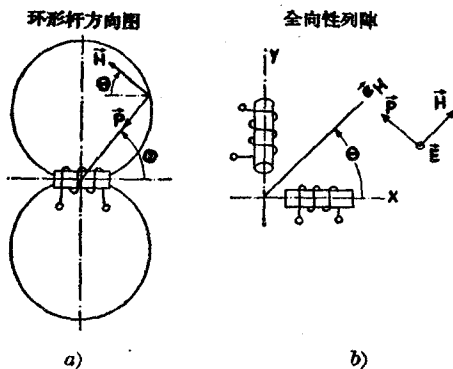


图 17 环形杆之接收方向图，及全向性阵列

磁场 H 在每个线圈中所产生的感应电压的峰值分别为：

$$A = M \cos \theta$$

$$B = M \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = M \sin \theta$$

式中的 M 为 $\theta = 0^\circ$ 时，线圈 A 的感应的电压峰值。

当角频率为 ω 的正弦性信号存在时，感应电压之瞬时值为：

$$e_1 = A \cos \omega t = M \cos \theta \cos \omega t$$

$$e_2 = B \cos \omega t = M \sin \theta \cos \omega t$$

假如对信号 e_1 引入 $90^\circ\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 的相移，则有

$$e'_1 = M \cos \theta \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = M \cos \theta \sin \omega t$$

合并 e'_1 及 e_2

$$e'_1 + e_2 = M \cos \theta \sin \omega t + M \sin \theta \cos \omega t$$

利用三角恒等式，可将此式写成：

$$e'_1 + e_2 = M \sin(\theta + \omega t)$$

从这个表达式可以看出，输出电压对于任何 θ 值，将具有恒定的振幅。

对于广播收音机来说，必须设计一种相移网络，以便使所有的频率均产生 90° 的相移。这里不准备介绍此项设计工作的最佳方案。然而，我们必须考虑到，任何相移网络都会给功率增益带来损失，从而

使信号噪声比减少，在最佳的情况下， $\frac{S}{N}$ 的减少也有 3 分贝左右。

结 论

在具备了铁氧体导磁率的知识和若干易于获得的经验资料以后，就有可能去完善地设计出一个铁氧体环形天线，同时算出它的有效高度和信号噪声比。

对改善信号噪声比起主要作用的因素为：棒的初始导磁率，棒的面积以及长度对面积之比。电感并不直接影响 $\frac{S}{N}$ ，仅在其形状因子范围内起作用。

假使把两节鞭状天线的特性，作为汽车收音机的最低接收能力。则我们极易看出，在 $\frac{S}{N}$ 为 20 分贝时，已经测得的特定天线之场强，约较两节鞭状天线之场强小 11 分贝。如在这个数值上再加上为获得全方向图而蒙受的 3 分贝损失，则总的差数为 14 分贝。

由 (24) 式及图 3a，显然可见，为了使铁氧体天线的性能接近于鞭状天线，应该加大棒的横截面、棒的长度和提高铁氧体材料的导磁率。由于含有非线性因子，故颇难确切地预言何种尺寸的棒才是合乎要求的。在尚未拥有尺寸较大的棒，或尚未具备导磁率较高而于这些频率下损耗又足够低的材料之前，我们不可能得到最后的答案。但可以有把握地说，我们所需要的乃是直径和长度较大的棒；天线的性能则可借优良的铁氧体材料（高 μ_i 及 1.6 兆赫时低损耗因数）而得到进一步的改善。

参 考 文 献

- [1] J. A. Stratton, Electromagnetic Theory p. 284.
- [2] H. V. Suchtelen, Electronic Applications Bulletin 13, 14.
- [3] Mullard Ferroxcube, Technical Advisory Service.
- [4] Lanford-Smith, Radiotron Designer's Handbook, Chapter 10.
- [5] J. D. Krauss. Electromagnetics.
- [6] Reference Data for Radio Engineers, Fourth Edition, p. 671.

(黄正荣译 郁正珣校)

晶体管电路中的热敏电阻^①

L. H. Hardy, H. R. Emes

通过使用具有负温度系数的电阻——热敏电阻可以既经济而又简单地对晶体管线路进行温度补偿。各种阻值范围以及各种温度系数的热敏电阻均可获得。并可获得与晶体管的时间常数相等的时间常数。本文讨论可利用的热敏电阻的特性以及这些特性的测量方法,并叙述这些特性应该如何加以规定。同时也讨论热敏电阻在补偿晶体管线路时的某些典型的用途。并概述了为了满足特殊的晶体管补偿如何来获得所需的热敏电阻特性的方法。

近年来,晶体管在电子线路中的使用已经相当普遍。它与电子管相比有很多的优点,如尺寸小、装配紧凑、功率消耗低、优良的耐冲击和抗震性能并极为可靠。但是,为了能够满意地在新的电子设备中使用,它的某些缺点必须克服。这些缺点中最严重的一个是器件的性能易随温度而变化。首先须考虑的就是三个晶体管参数随温度而改变。集电极饱和电流 I_{co} 随温度成指数式地增加,电流放大因数 α 和集电极电流一样随温度增加,集电极电阻则随温度而降低。

由于 I_{co} 为集电极电流的最小值,因而它的增长会使在大信号应用场合下获得的电流变化减小并使输出功率及效率降低。如果晶体管不够稳定,则工作点可能完全改变。在较高温度的场合,低电平工作的优点也可能会消失,此时 I_{co} 值接近 $1mA$ 或更大。最后,在足够高的温度场合,由于集电极电流增长,可能会产生晶体管中的热散失,而使集电极的功率损耗增长,功率损耗的增长使极温度上升,因而进一步使 I_{co} 增长。

热敏电阻的补偿技术

还好晶体管特性依从于温度的缺点可以克服。一般说来,有三种方法可用来达到温度补偿的目的。采用何种方法视具体线路和考虑相对费用而定。这些方法有:

- (1) 用反馈来降低温度效应。
- (2) 将线路设计得使晶体管参数随温度的变化彼此抵消或采用稳定线路的元件。
- (3) 采用非线性元件作温度补偿,例如热敏电阻。

这三种方法中最方便而又最经济的也许是采用热敏电阻,它是一种具有负的电阻温度系数的烧结

陶瓷型电阻。选择适当的热敏电阻,不但具有所需温度-电阻特性而且还具有与晶体管的时间常数相等的热时间常数。它们已相当普遍地应用在如图 1

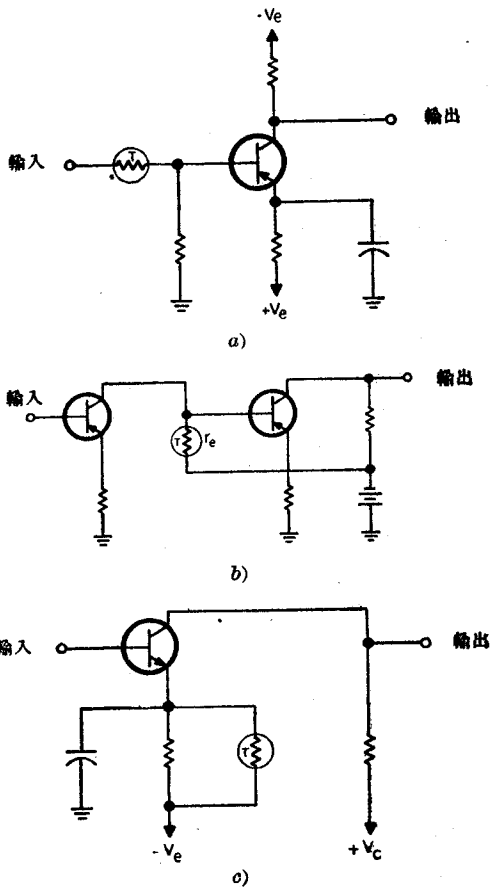


图 1

a—热敏电阻作增益补偿; b—热敏电阻作偏压补偿;
c—热敏电阻作阻抗补偿

① "Thermistors In Transistor Circuits", Semiconductor Products, Vol. 3, No. 8, 31 (1960)

所示的那种典型线路中。

图 1a 所示为单级放大器，用热敏电阻来补偿晶体管的增益随温度的增加而下降的效应。热敏电阻的电阻值随温度增高而下降，使输入信号功率增加，从而补偿了晶体管增益的下降。采用这个方法，就可能使晶体管与热敏电阻的网络配合，结果在补偿后使增益损失很小。

图 1b 所示为一简单的晶体管直流放大器，环境温度有很小的变化时，线路的输出电流就有相当大的变化。对于 15°C 的温度变化典型值可能变化达 100%。在 r_e 处接入一热敏电阻并适当地选择一下它的电阻-温度特性后，就可以自动地调整第二级晶体管的偏压，以便在环境温度变化时，集电极直流电流不变。

虽然硅晶体管的参数受温度涨落变化的影响比锗晶体管来得小，但当它使用在高频的中频放大器线路中时，其增益也会随温度的增长而减少。为了补偿输入阻抗随温度增加而增加以及输出阻抗随温度增加而减低的阻抗失配的反饋措施，在由于阻抗失配而功率损失很大时可能不是十分完善的改善方法。反饋也未必能象想象的那么完善。在晶体管放大器的反饋方程式中的两个重要的参数是输入阻抗和放大器的增益。这两个参数都是易受温度影响的。通过采用热敏电阻(以两种组合方式中任一种)已获得成功的温度补偿。图 1a 所示即为一个方法，在这个线路中，输入信号在低温时的衰减比高温时大。另一方法示明于图 1c 中，热敏电阻与直流工作点随温度而改变的发射极串联。在这个组合方式中，发射极电流随温度增加，使 β 增加，增益也增加。此外，这种方法使输入阻抗随温度的增长而趋于更低。

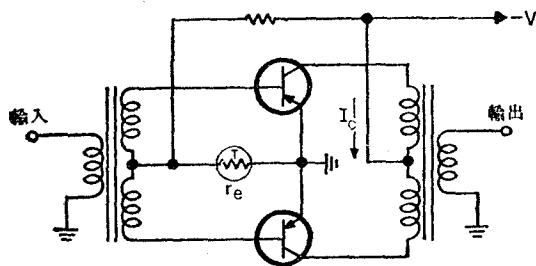


图 2 采用热敏电阻来作温度补偿的推挽输出级，使静态电流 I_{c0} 不随温度的变化而变化

推挽输出级的温度稳定是人们特别关心的。最大的一个困难就是对温度的灵敏度。 I_{c0} 是温度的一个指数函数，且在高温时，它将使线路处于 AB 类

工作状态，效率减低，畸变增大。甚至可能产生削波现象。在图 2 所示的线路中，采用一低价中等系数的热敏电阻来保持静态电流 I_{c0} 的恒定。当热敏电阻不是精确地具有理想的为了保持电流恒定而改变电阻来获得的电阻温度特性的时候，则它能使线路得到相当大的改善而成本极低。图 3 所示为所获得之改善的程度。

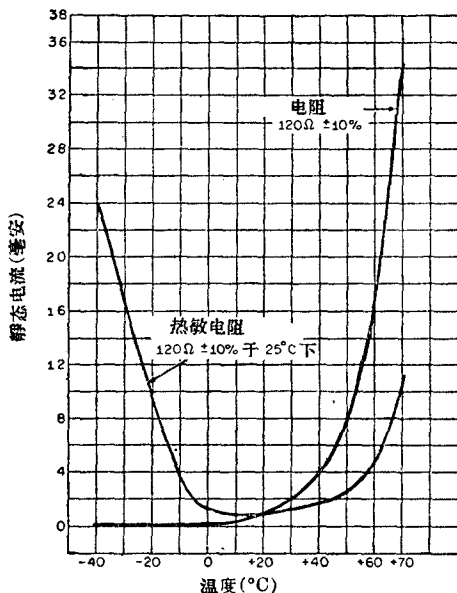


图 3 输出级中采用热敏电阻作补偿，使静态电流 I_{c0} 保持恒定

可资利用的热敏电阻

图 4 所示为作温度补偿用的热敏电阻的三种基本型号，市场上均能购到。这三种型号的电阻率和温度系数制造得在一范围之内。钴-镍-镍氧化物等型的热敏电阻系数最大(斜率最大)，这类热敏电阻可制成圆盘形、棒形和垫圈形。这些类型的热敏电阻具有约摄氏每度 $3 \sim 5.2\%$ 的负温度系数。氧化钴和氧化铁可组成具中等斜率的热敏电阻，这类电阻多数为棒状。其负温度系数可为摄氏每度 $1.3 \sim 2.5\%$ 。碳化硅型随温度变化最少，温度系数为摄氏每度 $0.25 \sim 0.55\%$ 。一般亦为棒状。但后面这些型式的热敏电阻没有广泛地应用在晶体管线路中。图 5 表明了 I_{c0} 对温度的曲线与广泛用作补偿的典型热敏电阻的电导曲线的类似性。

在热敏电阻的技术规格中，必须详细描述它在某些标称温度上的电阻和电阻-温度特性。标称温度一般为 25°C 。当然，描述这电阻-温度特性的最好

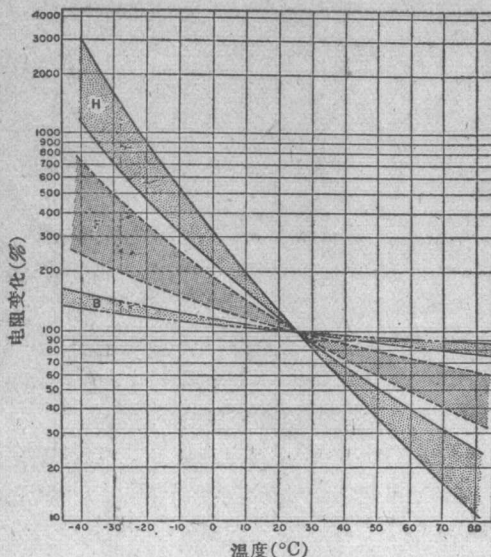


图 4a Globar 热敏电阻的空载电阻-温度曲线

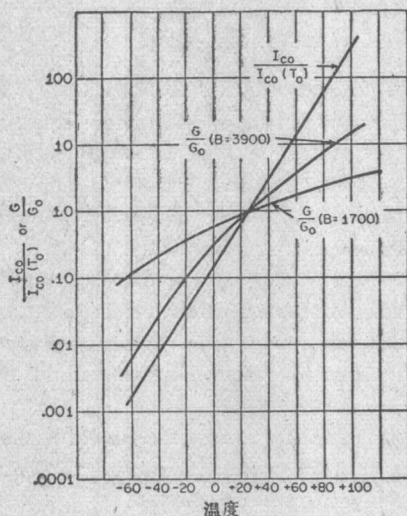


图 5 两种类型的热敏电阻的 I_{co} 和电导的相对温度变化

的方法是将它在几点温度上的电阻记录下来。然而，通常是将它规定为在 37.8°C 或 25°C 时的电阻值与在某个更高温度上的电阻值的比率。或采用 β 值来表示。用 β 值表示的电阻值

$$R_T = R_0 e^{\theta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}$$

式中 T_0 = 以开氏温标表示的参比温度

R_0 = 在温度 T_0 时的电阻

T = 以开氏温标表示的热敏电阻的温度

R_T = 在温度 T 时的电阻

β = β 值或电阻-温度常数

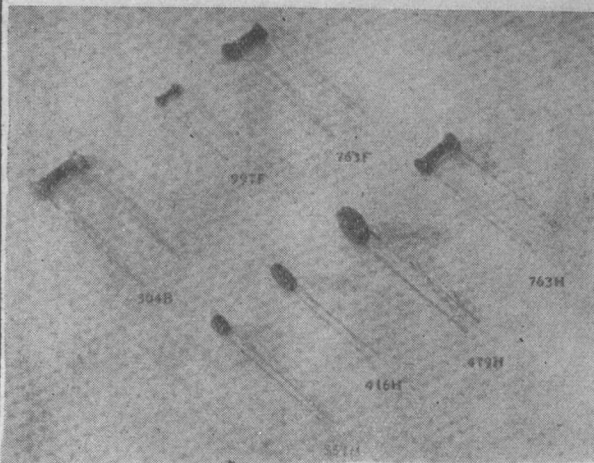


图 4b 广泛使用的热敏电阻的形状和大小

取 R_0 在 25°C 时的数值

$$\beta = \frac{\ln \frac{R_T}{R_0}}{\left(\frac{1}{T} - 0.0033557 \right)}$$

$$= \frac{\log \frac{R_T}{R_0}}{0.4343 \left(\frac{1}{T} - 0.0033557 \right)} \quad ①$$

由于热敏电阻的电阻-温度特性是非线性的， β 将随温度而变化，一般说来是随温度变化而增加的。

当一物体的尺寸给定时，唯一的能产生不同阻值的变量是电阻率。它由许多加工时的可变因素决定，但主要由混合成份和热处理或烧结条件所决定。其中任一因素发生变化（尤其是混合成份），都会使 β 值改变。电阻率越低， β 值也越低。它们之间的关系示明于图 6 中。因为 β 和电阻率是取决于混合成份和热处理条件，所以未必能够生产出热敏电阻，各批都具有相同电阻率和 β 值。在热敏电阻的技术规格中必须具有电阻和 β 值的容许误差。斜率最大的热敏电阻，其 $\pm 10\%$ 的电阻容差和 $\pm 5\%$ 的 β 值容差是容易获得的。而具中等斜率的热敏电阻， $\pm 10\%$ 的电阻容差和 $\pm 10\%$ 的 β 值容差是容易获得的。

① 此处原文误刊为 $\log \frac{R_T}{R_0}$
 $0.4343 \left(\frac{1}{T} - 0.0033557 \right)$

——编者注

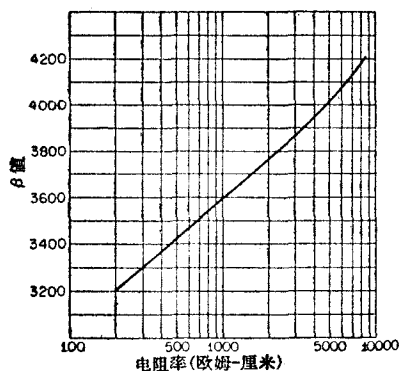


图6 β 值随电阻率的典型变化

热敏电阻的检查方法

热敏电阻的电阻和 β 值的检查与其技术规格检查同样重要。当考虑到这些元件摄氏每度改变 3~5%, 测量时必须极其小心。热敏电阻切不可拿在手中, 因为这样做, 热敏电阻将受热而致使电阻降低。

可用的测量热敏电阻的方法是将它们适当地安装, 并在温度控制在 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以下的室或槽内使它们稳定在两个参比温度上。在测量温度的时候, 应当采用具有 0.1°C 或更好的分度的精密实验室用的温度计。这些温度计的精度应当定期与标准校核。必须当心, 施加在热敏电阻上的电流要足够小, 以使热敏电阻的自加热影响可忽略不计。决定一合适的测量电压(在固定的温度上, 它不会改变热敏电阻的电阻), 然后将热敏电阻放在稳定的箱室内, 直到由于热敏电阻的温度稳定作用电阻没有进一步的变化为止。在 T_0 和 T 时的电阻加以测量并算出 β 值。

应用热敏电阻的电路的设计

在任一种线路中, 随温度而变的晶体管参数并

不是温度问题的唯一有关因素。线路设计中采用的所有元件也要受到环境温度变化的影响。因此, 在计算所需的温度补偿网络时, 要考虑到温度问题中所有的因素不说是不可可能, 也是有困难的。因此, 最容易, 或许是最精确的方法是通过实验来决定补偿网络。

实验步骤可参照图 1b 来叙述, 用一可变电阻代替电阻 r_e 。这样, 在某一温度时, r_e 的阻值可调节, 使输出电流 I_0 保持恒定。于是就可以获得这个可变电阻 r_e 的电阻对环境温度的函数曲线。这是一理想的热敏电阻的特性——当调换 r_e 时, 它应使输出电流不受环境温度变化的影响而保持恒定。但是, 由于热敏电阻的电阻率和 β 值不可能做得没有误差, 所以, 可变电阻 r_e 也应该在 25°C 和至少其它二点温度处略作改变, 以确定热敏电阻网络的工作误差。环境温度必须精确地直接在温度敏感元件的邻近测定。

参考文献

- [1] "Temperature Stabilization of Class B Push-Pull Output Stages", Raytheon Manufacturing Company (private correspondence).
- [2] Penfield, Paul, Jr., "Protecting Power Transistors from Thermal Runaway", Electronic Industries, February 1958.
- [3] Gordon, S. H., "Compensating Silicon Transistor Amplifiers", Electronics, July 1, 1957.
- [4] Gordon, S. H., "Application of Transistors to Ordnance Electronics", Electronic Equipment, August 1957.
- [5] Nisbet, T. R., "Design Curves for Stabilizing Transistors with Thermistors", Electronic Design, September 17, 1958.

(叶龙宝译 周福校)

单级晶体管电路的一般分析^①

S. S. Hakim

本文首先论述了串并馈(复合反馈)共发射极电路,并求得应用于这一电路中反馈量的表示式,以及该电路的频带宽度、过剩相位和低频增益的表示式。然后,串馈式共发射极电路、并馈式共发射极电路、共发射极、共基极及共集电极电路作为特例处理。

复合反馈式共发射极电路

在图1所示的单级晶体管电路中, R_e 和 R_f 分别为串馈电阻和并馈电阻。图2系图1之等效电路,这里晶体管以其混合 π 型等效电路来表示。假定负载电阻 R_L 足够小以致混合 π 型等效电路中的电阻元件 $r_{bb'}$ 及 r_{ce} 的影响可忽略不计。则用节点电流法分析图2电路即可得出下列一组联立方程式:

$$\begin{aligned} i_s &= (1/R_s + 1/R_f + 1/r_{bb'}) \cdot v_1 - (1/r_{bb'}) \cdot v_2 \\ &\quad - (1/R_f) \cdot v_4 \\ 0 &= -(1/r_{bb'}) \cdot v_1 + [(1/r_{bb'}) + y_{b'e}] \cdot v_2 \\ &\quad - y_{b'e} \cdot v_3 - j\omega C_{b'e} \cdot v_4 \\ 0 &= -y_{e'e} \cdot v_2 + [(1/R_e) + y_e] \cdot v_3 \\ 0 &= -(1/R_f) \cdot v_1 + y_m \cdot v_2 - y_m \cdot v_3 \\ &\quad + (1/R_L + 1/R_f + j\omega C_{b'e}) \cdot v_4 \end{aligned} \quad (1)$$

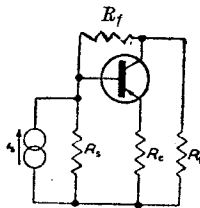


图1 复合反馈式共发射极电路

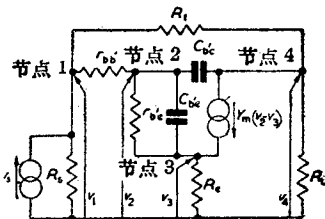


图2 图1的等效电路

式中:

$$y_{b'e} = g_{b'e} + j\omega C_{b'e} = g_{b'e} [1 + (j\omega/\omega_\beta)] \quad (2)$$

$$\omega_\beta = g_{b'e}/C_{b'e} = 1/r_{b'e}C_{b'e} \quad (3)$$

$$y_m = \beta_0 g_{b'e} \exp[-j(m\omega/\omega_\alpha)]$$

$$\approx \beta_0 g_{b'e} (1 - (jm\omega/\omega_\alpha)) \quad (4)$$

$$y_e = y_{b'e} + y_m \approx g_{b'e} (1 + \beta_0) (1 + (j\omega/\omega_\alpha)) \quad (5)$$

$$\omega_\alpha = \omega_\beta (1 + \beta_0) (1 + m) = \omega_m (1 + m) \quad (6)$$

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad (7)$$

$f_\alpha = \omega_\alpha/2\pi$ = 共基极短路电流增益 $\alpha(j\omega)$ 比低频时的电流增益 α_0 降低3分贝时的频率^②。

$f_\beta = \omega_\beta/2\pi$ = 共发射极短路电流增益 $\beta(j\omega)$ 比低频时的电流增益 β 降低3分贝时的频率。

$f_m = \omega_m/2\pi = \beta(j\omega)$ 的模值等于1时的频率。

对于具有结构均匀的基极的面结合型晶体管来说,(6)式中的参数 m 等于0.2弧度,但对于在基极中有指数型杂质分布的漂移型晶体管^[1]来说,其 m 值可高达1弧度。

这样,由方程组(1)可推导出图1电路的电路行列式 $\Delta(j\omega)$ 如下:

$$\Delta(j\omega) = \begin{vmatrix} 1/R_s + 1/R_f + 1/r_{bb'} & -(1/r_{bb'}) & 0 & -(1/R_f) \\ -(1/r_{bb'}) & (1/r_{bb'}) + y_{b'e} & -y_{b'e} & -j\omega C_{b'e} \\ 0 & -y_e & (1/R_e) + y_e & 0 \\ -(1/R_f) & y_m & -y_m & 1/R_L + 1/R_f + j\omega C_{b'e} \end{vmatrix} \quad (8)$$

$$\Delta = \frac{g_{b'e}}{r_{bb'} R_s R_L R_f R_e} \cdot [a_0 + a_1 \cdot (j\omega/\omega_\beta) + a_2 \cdot (j\omega/\omega_\beta)^2] \quad (9)$$

式中

$$\begin{aligned} a_0 &= R_s [R_f + R_L (1 + \beta_0)] \\ &\quad + (R_s + R_L + R_f) [r_{b'e} + R_e (1 + \beta_0)] \end{aligned} \quad (10)$$

① "Generalized Analysis of a Single Transistor Stage", Electronic Engineering, 34, 260 (1962)

② 一般称截止频率——校者注

$$a_1 = (R_L + R_f) \left(r_{bb'} + \frac{R_e}{1+m} \right) + R_s \left(R_f + \frac{R_L}{1+m} \right) + \omega_m C_{b'e} R_L R_f (R_s + R_e + r_{bb'}) \quad (11)$$

$$a_2 = \frac{\omega_m C_{b'e} R_L R_f}{1+m} \cdot (R_s + R_e + r_{bb'}) \quad (12)$$

$$r_i = r_{bb'} + (1/g_{b'e}) = r_{bb'} + r_{b'e} \quad (13)$$

在(11)及(12)式中,假定不等式 $R_f \gg r_{bb'}$ 及 $(1+m)R_f \gg R_e$ 是合理的。

$$\omega_0 = \omega_\beta \cdot (a_0/a_1)$$

$$= \omega_\beta \cdot \frac{R_s [R_f + R_L(1+\beta_0)] + (R_s + R_L + R_f) [r_i + R_e(1+\beta_0)]}{(R_L + R_f) \left(r_{bb'} + \frac{R_e}{1+m} \right) + R_s \left(R_f + \frac{R_L}{1+m} \right) + \omega_m C_{b'e} R_L R_f (R_s + R_e + r_{bb'})} \quad (16)$$

$$\omega_1 = \omega_\beta \cdot (a_1/a_2)$$

$$= \omega_\beta + \frac{1}{C_{b'e} R_L} \cdot \left[1 + (R_L/R_f) + \frac{m(R_s R_f + r_{bb'} R_f + r_{bb'} R_L) + R_e R_s}{R_f (R_s + R_e + r_{bb'})} \right] \quad (17)$$

输入电阻

图1电路的低频输入电阻 R_{in} 由下式给出:

$$R_{in} = \lim_{\omega \rightarrow 0} v_1/i_s$$

$$= \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{4_{11}(j\omega)}{\Delta(j\omega)} \quad (18)$$

式中 $4_{11}(j\omega)$ 系从(8)式的电路行列式 $\Delta(j\omega)$ 中删去第1列和第1行后留下的电路行列式。将按上述方法求取的 $4_{11}(j\omega)$ 值和(14)式代入(18)式,于是得出低频输入电阻

$$R_{in} = R_e \cdot \frac{R_L + R_f}{R_L + R_e} \cdot \frac{(1+\beta_0) + (r_i/R_e)}{(1+\beta_0) + \frac{r_i + R_f}{R_L + R_e}} \quad (19)$$

现选择反馈电阻 R_e 及 R_f 使:

$$r_i/R_e = \frac{r_i + R_f}{R_L + R_e}$$

即:

$$r_i R_L = R_f R_e \quad (20)$$

代入(19)式,于是得出图1电路的输入电阻 R_{in} 为:

$$R_{in} = R_e \cdot \frac{R_L + R_f}{R_L + R_e} \quad (21)$$

这一式说明,如果满足(20)式的条件,那么图1电路的低频输入电阻实际上就不受晶体管参数的影响。这种性能在晶体管参数变动大的场合要求消除一个电路输入电阻的变动,特别有价值。

反馈系数

反馈系数 $F(j\omega)$ 是施于某个电路级的反馈量的大小的度量;将博德的反馈理论^[2]应用于电路行列式 $\Delta(j\omega)$ 中,即可求得反馈系数 $F(j\omega)$ 值:

$$F(j\omega) = \frac{\Delta(j\omega)}{\Delta_0(j\omega)} \quad (22)$$

电路行列式 $\Delta(j\omega)$ 的低频值可由下式表示:

$$\Delta(0) = \frac{g_{b'e}}{r_{bb'} R_s R_L R_f R_e} \cdot \{ R_s [R_f + R_L(1+\beta_0)] + (R_s + R_L + R_f) [r_i + R_e(1+\beta_0)] \} \quad (14)$$

实际上, a_0 , a_1 及 a_2 这三个系数之间有 $a_1^2 \gg a_0 a_2$ 的关系,在这种情况下,(9)式可因式分解为:

$$\Delta(j\omega) \simeq \Delta(0) \cdot (1 + (j\omega/\omega_0)) (1 + (j\omega/\omega_1)) \quad (15)$$

上式中的 $\Delta(0)$ 由(14)式给出,而:

式中的行列式 $\Delta_0(j\omega)$ 是使行列式 $\Delta(j\omega)$ 中 $\beta_0=0$ 时而求得的。在低频时图1的电路行列式的值可由(14)式求得。因此,使这一式中的 $\beta_0=0$ 就可得出 $\Delta_0(j\omega)$ 的低频值为:

$$\Delta_0(0) = \frac{g_{b'e}}{r_{bb'} R_s R_L R_f R_e} \cdot [R_s (R_f + R_L) + (R_s + R_L + R_f) (r_i + R_e)] \quad (23)$$

所以由(14)、(22)及(23)式可求得图1电路在低频时的反馈系数 $F(0)$:

$$F(0) = \Delta(0)/\Delta_0(0)$$

$$= 1 + \beta_0 \cdot \frac{R_L R_s + R_e (R_s + R_f + R_f)}{R_s (R_f + R_L) + (R_s + R_L + R_f) (r_i + R_e)} \quad (24)$$

外部电压增益

某个电路的外部电压增益 $K(j\omega)$ 的定义为输出电压与讯号源电压的比率。就图1电路来说,其外部电压增益为:

$$K(j\omega) = V_4/i_s R_s$$

$$= - \frac{4_{44}(j\omega)}{R_s \cdot \Delta(j\omega)} \quad (25)$$

式中 $4_{44}(j\omega)$ 是从(8)式的电路行列式 $\Delta(j\omega)$ 中删去第4列及第4行后所留下的行列式:

$$4_{44}(j\omega) = \frac{1}{r_{bb'} R_e R_f} \cdot (1 + y_m R_f + y_e R_e + y_{b'e} r_{bb'})$$

$$= 4_{44}(0) \cdot (1 - (j\omega/\omega_2)) \quad (26)$$

该式中:

$$\Delta_{44}(0) = \frac{1}{r_{bb'} R_e R_f} \cdot [1 + \beta_0 g_{b'e} R_f + g_{b'e} r_{bb'} + R_e g_{b'e} (1 + \beta_0)] \quad (27)$$

$$\omega_2 = \omega_\beta \cdot \frac{r_i + R_e (1 + \beta_0) + \beta_0 R_f}{1/(1+m) \cdot (m R_f - R_e) - r_{bb'}} \quad (28)$$

因此由(14)、(15)、(25)、(26)及(27)式可求得图1

电路的外部电压增益为：

$$K(j\omega) = K(0) \cdot \frac{(1 - (j\omega/\omega_2))}{(1 + (j\omega/\omega_0)) \cdot (1 + (j\omega/\omega_1))} \quad (29)$$

$$K(0) = -\frac{\Delta_{44}(0)}{R_s \cdot \Delta(0)} = -\frac{R_L[\beta_0 R_f + r_i + R_e(1 + \beta_0)]}{R_s[R_f + R_L(1 + \beta_0)] + (R_s + R_L + R_f)[r_i + R_e(1 + \beta_0)]} \quad (30)$$

轉角頻率 ω_0 , ω_1 及 ω_2 可由 (16), (17) 和 (28) 式求得, 它們之間的关系是 $\omega_0 \ll \omega_1$, $\omega_0 \ll \omega_2$ 。因此, 倘若最大角頻率 ω 不超过轉角頻率 ω_0 很大, 那么, 第一近似值可写成:

$$1 + (j\omega/\omega_1) \simeq \exp(j\omega/\omega_1) \quad (31)$$

$$1 - (j\omega/\omega_2) \simeq \exp(j\omega/\omega_2) \quad (32)$$

在这种情况下, (29) 式近似于:

$$K(j\omega) \simeq K(0) \cdot \frac{\exp(j\omega/\omega_0 \cdot \phi_0)}{1 + (j\omega/\omega_0)} \quad (33)$$

式中

$$\phi_0 = -\omega_0((1/\omega_1) + (1/\omega_2)) \quad (34)$$

这样, (33) 式表明, ω_0 实际上等于电路的頻帶寬度。参数 ϕ_0 称为这一电路的过剩相位, 其定义是这一电路的实际相位滞后与由于因数

$$(1 + (j\omega/\omega_0))^{-1}$$

所引起的相位滞后之間的差額。这两个相位滞后都是在轉角頻率 ω_0 下測得的。随着頻率的增高,

$$\exp(j\omega/\omega_0 \cdot \phi_0)$$

項对这一电路的总相位滞后的影响就变得更为重要了。

插入功率增益

晶体管电路的插入功率增益 K_p 的定义为:

$$K_p = p_1/p_2 \quad (35)$$

式中 p_1 = 晶体管电路插入負載和信号源間时, 輸送到負載上的功率。

p_2 = 負載直接与訊号源耦合时, 輸送到負載上的功率, 即从电路中移去晶体管电路, 如图 3 所示。

从图 3 中可看出:

$$p_2 = i_s^2 R_s^2 / R_L \cdot \left(\frac{R_L}{R_L + R_s} \right)^2 \quad (36)$$

在图 1 电路的情况下, 功率 p_1 为:

$$\begin{aligned} p_1 &= |v_4|^2 / R_L \\ &= i_s^2 R_s^2 / R_L \cdot |v_4 / i_s R_s|^2 \\ &= i_s^2 R_s^2 / R_L \cdot |K(j\omega)|^2 \end{aligned} \quad (37)$$

因此, 将 (36) 及 (37) 式代入 (35) 式得:

$$K_p = (1 + (R_s/R_L))^2 \cdot |K(j\omega)|^2 \quad (38)$$

在低频时則变为:

$$K_p = (1 + (R_s/R_L))^2 \cdot K^2(0) \quad (39)$$

以一个偏置条件为 1 毫安的发射极电流以及 -6 伏的集电极-发射极电压的 GET874 型晶体管

式中 $K(0)$ 系低频时的外部电压增益, 其值可由下式求得:

电路为例来求該电路的插入功率增益, 取电路各参数值分别为:

$$r_{bb'} = 60\Omega$$

$$r_{b'e} = 1K\Omega$$

$$C_{b'e} = 780pF$$

$$C_{b'c} = 9pF$$

$$\beta_0 = 39$$

$$m = 0.2$$

这样, 由 (3) 式可求出

$$\omega_\theta = 1.28 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由 (6) 式可求出

$$\omega_\alpha = 61.5 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

$$\omega_m = 51.2 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由 (13) 式可求出

$$r_i = 1.06K\Omega$$

并已知

$$R_s = R_L = 1K\Omega, R_e = 0.1K\Omega, R_f = 10K\Omega$$

这时可看出, 这些电阻值已接近滿足 (20) 式的条件, 所以由 (21) 式可求得 $R_{in} = 1K\Omega$ 。

此外, 由 (24) 式求出

$$F(0) = 4.4$$

由 (30) 式求出

$$K(0) = -3.6$$

由 (16) 式求出

$$\omega_0 = 8 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由 (17) 式求出

$$\omega_1 = 206 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由 (28) 式求出

$$\omega_2 = 330 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由 (34) 式求出

$$\phi = -0.064 \text{ 弧度} = -3.7^\circ$$

由 (39) 式求出

$$K_p = 52。$$

串饋式共发射极电路

图 4 所示即为串联反饋式共发射极电路, 电路中仅保留了反饋电阻 R_e 以便施加必要的一部分串联反饋电压。所以可把它看作是图 1 电路中 R_f 等于无穷大的特例来分析, 以确定这一电路的外部性能。

所以图4电路在低频时的输入电阻 R_{in} 及反馈系数 $F'(0)$ 可分别从(19)式及(24)式中推导出:

$$R'_{in} = \lim_{R_f \rightarrow \infty} R_{in} = r_i + R_e(1 + \beta_0) \quad (40)$$

$$F'(0) = \lim_{R_f \rightarrow \infty} F(0) = 1 + \frac{\beta_0 R_e}{R_s + r_i + R_e} \quad (41)$$

$$\omega'_0 = \lim_{R_f \rightarrow \infty} \omega_0 = \omega_\beta \cdot \frac{R_s + r_i + R_e(1 + \beta_0)}{R_s + r_{bb'} + \frac{R_e}{1+m} + \omega_m C_{b'e} R_L (R_s + R_e + r_{bb'})} \quad (42)$$

$$\phi'_0 = -\omega_0((1/\omega'_1) + (m/\omega_a)) \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \omega'_1 &= \lim_{R_f \rightarrow \infty} \omega_1 \\ &= \omega_a + (1/C_{b'e} R_L) \cdot \left(1 + m \cdot \frac{R_s + r_{bb'}}{R_s + R_e + r_{bb'}}\right) \\ &= \omega_a + (1/C_{b'e} R_L) \end{aligned} \quad (44)$$

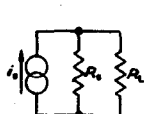


图3 移去晶体管电路后的等效电路

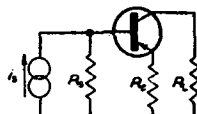


图4 串接共发射极电路

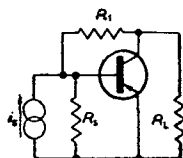


图5 并接共发射极电路

图4电路的低频插入功率增益 K'_p 为:

$$K'_p = [K'(0)]^2 \cdot (1 + (R_s/R_L))^2 \quad (45)$$

对具有前例中所给参数值的 GET874 型晶体管及 $R_s = R_L = 1K\Omega$ 及 $R_e = 0.1K\Omega$ 。

由(40)式求得

$$R'_{in} = 5.06K\Omega$$

由(41)式求得

$$F'(0) = 2.8$$

由(43)式求得

$$K'(0) = -6.45$$

由(44)式求得

$$\omega'_0 = \lim_{R_e \rightarrow 0} \omega_0 = \omega_\beta \cdot \frac{R_s [R_f + R_L(1 + \beta_0)] + r_i (R_s + R_L + R_f)}{r_{bb'} (R_L + R_f) + R_s \left(R_f + \frac{R_L}{1+m}\right) + \omega_m C_{b'e} R_L (R_s + r_{bb'})} \quad (46)$$

$$\phi'_0 = -\omega'_0 \cdot (1/\omega'_1 + m/\omega_a) \quad (47)$$

$$\omega'_1 = \lim_{R_e \rightarrow 0} \omega_1$$

$$\approx \omega_a + (1/C_{b'e} R_L) \cdot (1 + m + (R_L/R_f)) \quad (48)$$

此外,图4电路的外部电压增益可由下式求得:

$$K'(j\omega) = K'(0) \cdot \frac{\exp(j(\omega/\omega'_0) \cdot \phi'_0)}{1 + (j\omega/\omega'_0)} \quad (49)$$

式中

$$K'(0) = \lim_{R_f \rightarrow \infty} K(0) = -\frac{\beta_0 R_L}{R_s + r_i + R_e(1 + \beta_p)} \quad (50)$$

$$\omega'_0 = 4.6 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由(46)式求得

$$\omega'_1 = 193 \times 10^6 \text{ 弧度/秒}$$

由(45)式求得

$$\phi'_0 = -0.039 \text{ 弧度} = -2.24^\circ$$

由(47)式求得

$$K'_p = 168.$$

并接式共发射极电路

图5所示为并接式发射极电路, R_f 为反馈电阻。这一电路仍可看成是图1电路中 R_e 等于零的特例。于是,由(19)式及(24)式可推导出图5电路在低频时的输入电阻 R'_{in} 及反馈系数 $F''(0)$ 分别为:

$$R'_{in} = \lim_{R_e \rightarrow 0} R_{in} = \frac{r_i (R_L + R_f)}{r_i + R_f + R_L (1 + \beta_0)} \quad (51)$$

$$F''(0) = \lim_{R_e \rightarrow 0} F(0) = 1 + \frac{\beta_0 R_s R_L}{R_s (R_f + R_L) + r_i (R_s + R_L + R_f)} \quad (52)$$

图5电路的外部电压增益可由下式求得:

$$K''(j\omega) = K''(0) \cdot \frac{\exp(j(\omega/\omega''_0) \cdot \phi''_0)}{1 + (j\omega/\omega''_0)} \quad (53)$$

式中

$$K''(0) = \lim_{R_e \rightarrow 0} K(0) = -\frac{\beta_0 R_L R_f}{R_s [R_f + R_L(1 + \beta_0)] + r_i (R_s + R_L + R_f)} \quad (54)$$

$$\begin{aligned} &\text{假设 (53) 式及 (54) 式中 } \beta_0 R_f \gg r_i \text{ 及 } 1 + m \\ &+ (R_L/R_f) \gg \frac{m r_{bb'} (R_s + R_L)}{R_f (R_s + r_{bb'})}. \end{aligned}$$

则图5电路在低频时的插入功率增益 K'_p 由下