

高等学校教学用书

無線电接收設備

中 册

В. И. 西福罗夫 著

高等教育出版社

高等学校教学用书



無線电接收設備

中 册

В. И. 西福罗夫著

陈炳南 刘国棟等譯

本書系根据苏联国防部军事出版社 (Военное Издательство министерства обороны Союза ССР) 1954 年出版的西福罗夫 (В. И. Сифоров) 著“無線电接收設備” (Радиоприемные устройства) 第五版修訂版譯出。

本書是供軍事學院、高等軍事學校以及各兵種無線電技術專業的工程技術人員用的。

本書敘述各種用途和不同頻率範圍的無線電接收設備的理論、計算方法、設計原理和維護方法。研究各種無線電接收設備及其元件的主要要求、指標、物理現象、特性以及優缺點。對無線電接收機中所產生的主要現象進行定量和定性的分析。說明蘇聯無線電技術在發展和解決無線電接收的理論、實驗和技術各方面問題的先進作用。在書後附有用在無線電接收設備中的幾種主要的電子管參考數據、以及有關無線電接收問題的參考書。

本書中譯本分上、中、下三冊出版。上冊包括第一章至第七章；中冊包括第八章至第十二章；下冊包括第十三章至第二十二章以及附錄和參考書目。

本書由陳炳南、劉國樑、李朔生、丁立、王錫山、楊自辰、許厚庄、鍾保安、張錫康等同志譯出，陳炳南同志總校。

無 綫 電 接 收 設 備

中 冊

В. И. 西 福 罗 夫 著

陳 炳 南 劉 國 樑 等 譯

高等教育出版社出版 北京琉璃廠 170 號

(北京市書刊出版業營業許可証出字第 054 號)

京華印書局印刷 新華書店總經售

統一書號 15010·538 開本 850×1168 $1/32$ 印張 7 $11/16$ 字數 196,000 印數 0001—2,400

1957 年 10 月第 1 版 1957 年 10 月北京第 1 次印刷 定價 (10) 1.20

中 册 目 录

第八章 超高频波段内电子管的特性	325
1. 电流通过电子管的一般规律	325
2. 由运动电荷感应电流的规律	328
3. 把放大管当作有源四端网络	333
4. 超高频波段内放大管的参数	335
5. 超高频波段内放大管的等效电路和特性方程式	338
6. 超高频波段内电子管的输入导纳	341
7. 超高频波段内电子管的互导、输出导纳和转移导纳	353
8. 超高频放大管	358
第九章 超高频波段内的谐振电路和传输线	365
1. 引言	365
2. 集总常数的超高频谐振电路的一般特性	366
3. 超高频电容器	369
4. 超高频电感线圈	373
5. 过渡式的宽波段谐振电路	382
6. 谐振线的一般特性	385
7. 谐振线的计算	390
8. 空腔谐振器的一般特性	401
9. 空腔谐振器的计算	405
10. 馈电线和波导	412
第十章 电子管和谐振电路的内部噪声	425
1. 导体内部热运动的噪声	425
2. 天线的噪声	428
3. 电子管的噪声	430
4. 超高频波段内电子管的噪声	436
5. 把电子管当作噪声有源四端网络	439
6. 初级噪声参数和电子管的等效噪声电路	440
7. 起伏干扰的形成	447
第十一章 超高频放大器的一般理论	450
1. 电子管的次级放大参数	450
2. 最大放大量的条件	451

3. 电子管初級与次級放大参数間的关系	454
4. 最大信号噪声比的条件 • 电子管的次級噪声参数	465
5. 电子管初級与次級噪声参数間的关系	470
6. 多級电路中的噪声关系	477
第十二章 超高频接收机的各部分	482
1. 超高频接收机的输入电路	482
2. 超高频放大器	492
3. 超高频外差振荡器	517
4. 超高频变频器概論	525
5. 超高频变频的一般理論 • 混頻器的参数	527
6. 五極管和三極管混頻器	533
7. 二極管混頻器	539
8. 晶体混頻器	554
9. 檢波器	560

第八章 超高频波段内电子管的特性

1. 电流通过电子管的一般规律

要理解超高频(CBQ)波段内接收放大管的基本特性,就必须放弃以前关于这类管子的工作的概念,根据以前的概念来看,电子管的任一电极的外部电路内的电流是以单位时间内落到电极上的电子数目来决定的。而根据现在的概念来看,任何电极的外部电路内的电流,乃由电子管内部电子运动所引起的感应电流和一般的电容电流所组成。

假定在两个平行的平板电极A和K中间分布有电荷,在这两电极上加一超高频交流电压(圖 195)。那么,从电学理论可知,在电极间任何一点上的全电流密度 j 可用下列公式表示

$$j = \rho v + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (157)$$

这里 j 是全电流密度,以安/厘米²表示;

ρ 是单位体积的电荷密度,以库/厘米³表示;

v 是电荷运动的速度,以厘米/秒表示;

E 是电场强度,以伏/厘米表示;

t 是时间,以秒表示;

ε 是介电系数,在这单位制中为 8.85×10^{-14} 。

公式(157)右边部分的第一项,即乘积 ρv , 是电荷运动所引起的对流电流密度 j_K ; 第二项 $\varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$ 是由电场强度 E 的变化而引起的位移电

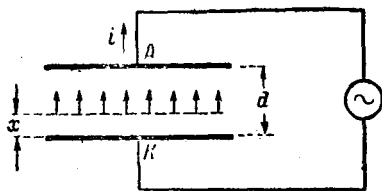


圖 195. 当外加电压作用于两个平行电极时, 电荷运动的情形。

流密度。因此，在电极之间任何一点的全电流密度是由对流电流密度和位移电流密度所组成。

根据电学理论又知道

$$\operatorname{div} j = 0.$$

因为在这种情况下，全电流密度向量 j 垂直于电极，所以所引用的方程式可写成

$$\frac{\partial j}{\partial x} = 0,$$

这里 x 是从确定电流密度的平面到下边平板的距离。

从上面的关系得出：电极之间的全电流密度 j 与空间坐标 x 无关，而只是时间 t 的函数。

方程式(157)的其他变数 (ρ, v 和 E) 都是时间 t 和坐标 x 的函数。

沿空间坐标 x 从 0 到 d ，也就是从下边平板到上边平板的范围内积分方程式(157)，同时考虑到数值 j 与 x 无关，并以 d 除等式的两边后，即得

$$j = \frac{1}{d} \int_0^d \rho v dx + \frac{\varepsilon}{d} \int_0^d \frac{\partial E}{\partial t} dx,$$

或

$$j = \frac{1}{d} \int_0^d j_K dx + \frac{\varepsilon}{d} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^d E dx,$$

这里 j_K 是对流电流的密度。

设

$$\frac{\varepsilon}{d} = C_1$$

并注意到

$$\int_0^d E dx = u_{1a},$$

这里 u_{1a} 是电极 K 和 A 之间的交流电压，则得

$$j = \frac{1}{d} \int_0^d j_k dx + C_1 \frac{\partial u_{1a}}{\partial t}. \quad (158)$$

这里的数值 $C_1 = \frac{\epsilon}{d}$ 是电极之间每平方厘米电极面积上的电容量，以法拉/厘米²表示。

事实上，平板电容器的电容量 C 在静电单位制中（即以厘米表示）可用下列公式表示

$$C = \frac{A}{4\pi d},$$

这里 A 是每一电极的表面面积，以平方厘米表示；

d 是两平板间的距离，以厘米表示。

电容密度若以每平方厘米电极面积上所有的厘米数表示时，即为

$$C_1 (\text{厘米/厘米}^2) = \frac{C (\text{厘米})}{A (\text{厘米}^2)} = \frac{1}{4\pi d (\text{厘米})},$$

或以法拉/厘米²表示时

$$C_1 (\text{法拉/厘米}^2) = \frac{1}{9 \times 10^{11}} \frac{1}{4\pi d (\text{厘米})} = \frac{8.85 \times 10^{-14}}{d (\text{厘米})}.$$

由此可见， C_1 实际上是电极间每平方厘米电极面积上的电容量，因为在我們所选择的单位制内介电系数 $\epsilon = 8.85 \times 10^{-14}$ 。

把公式(158)的两边乘以每一电极的面积 A ，得出

$$i = \frac{1}{d} \int_0^d i_k dx + C \frac{\partial u_{1a}}{\partial t}, \quad (159)$$

这里 $i = jA$ 是电极间的全电流，等于外部电路中的电流；

$i_k = j_k A$ 是通过所选取的电极间截面的对流电流；

$C = C_1 A$ 是电极间的总电容量。

显然，公式(159)右边部分的第二项就是普通的电容电流。当电极间没有电荷存在时，外部电路的电流将等于此电容电流。因而电极间

电荷运动所引起的第一项电流就是感应电流。

从公式(159)得出：电极间加有交流电压，并在电极间有电荷运动时，外部电路的全电流等于感应电流和电容电流的总和。

2. 由运动电荷感应电流的规律

关于感应电流的基本定理：假如一个点电荷 e 以速度 v 运动于接地电极的系统内(圖 196, a)，则在任一电极 A 的电路内感应电流的瞬时值 i 将为

$$i = E_v e v, \quad (160)$$

这里 E_v 是电场强度在速度方向的分量，这电场是在电荷被移去、电极 A 的电位等于一、而所有其他电极都接地的条件下(圖 196, b) 电荷所在

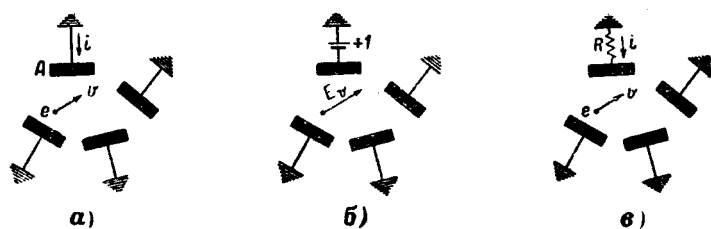


圖 196. 接地电极系统，其间有点电荷在运动。

那一点的电场。换句话说， E_v 就是沿速度方向的电场(电极 A 的电位为 U_A 时，电荷所在那一点的电场)强度分量与电位 U_A (电荷被移去和其他电极都接地的情况下)的比。因此 E_v 的因次为(伏/厘米)/伏，即 1 厘米。

为了证明这个定理，我们把电阻 R (圖 196, c) 接到电极 A 的电路中。那么，这个电极的电位将等于 $-iR$ ，在这个电荷被移去和所有其他电极都接地的条件下，这电位在该电荷所在点上所产生的沿速度方向的电场强度分量为 $-iRE_v$ ；作用于电荷 e 上的力等于 $-iRE_v e$ ，而在單

位時間內此力所作的功(即功率)則等于

$$\frac{-iRE_v e ds}{dt},$$

这里 ds 是在時間 dt 內电荷 e 所移动的距离。設 $\frac{ds}{dt} = v$, 并改变上式的符号, 我們得到电荷运动时所損耗的功率为

$$P = iRE_v ev.$$

因为这功率消耗于电阻 R 上, 所以 $P = i^2 R$ 。使得出的兩功率公式相等, 并以 iR 除等式的兩边, 即得

$$i = E_v ev,$$

这就証明了上面的定理。

我們应用感应电流的定理, 来計算两个平行的平板电極系統內, 当电極間有电荷 e 以垂直于电極的速度 v 运动时的电流强度(圖 197, a)。

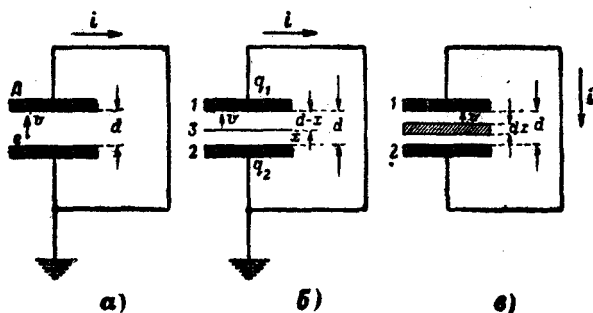


圖 197. 接地的平板电極系統。

把电荷 e 移去, 并使上面电極的电位等于 1 伏, 同时假定下面的电極是接地的, 則得出沿速度方向的电場强度 E_v 为

$$E_v = -\frac{1}{d}.$$

这里負号是因为速度 v 和电場强度 E_v 的向量方向相反的緣故。假如把圖 197, a 箭头所指的方向当作电流 i 的正方向, 則根据上面証明的

定理

$$i = \frac{ev}{d}. \quad (161)$$

假如运动的电荷不是点电荷，而是分布在平行于电极 1 及 2 的平面 3 (圖 197,6) 上，那么可以把电荷分为许多小单元，并把公式(161)应用于每个单元，则得

$$i = \frac{qv}{d}, \quad (162)$$

这里 q 是平面 3 上的总电荷。

公式(161)和(162)表明，当两个电极之间有电荷运动时，在連結这两电极的导线内的电流与这电荷及其运动的速度成正比，而与电极间的距离成反比。

公式(161)和(162)是由感应电流的定理得出来的。

为了更好地了解感应电流现象的物理意义，我们从感应于电极 1 和 2 (圖 197,6) 上的电荷随时间的分配变更现象，来证明公式(162)的正确性。显然，运动电荷 q 将产生一个垂直于电极的电场。因为电极 1 和 2 是短路的，所以电位差 $U_3 - U_1$ 和 $U_3 - U_2$ 相等。因此荷电的平面 3 与电极 1 和 2 间的电场强度，也就是在兩电极上所感应的电荷，与相应的距离成反比，即

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{x}{d-x},$$

这里 q_1 和 q_2 是电极 1 和 2 上的感应电荷。

假设上述的系统整个不荷电，就是说

$$q + q_1 + q_2 = 0,$$

求上述两方程式 q_1 的解，得

$$q_1 = -\frac{q}{d} x.$$

因而电流 i 将为
$$i = -\frac{dq_1}{dt} = \frac{q}{d} \frac{dx}{dt},$$

因为

$$\frac{dx}{dt} = v,$$

所以

$$i = \frac{qv}{d},$$

这又证明了上面的公式。

以上公式(102)的证明说明了感应电流的本质。这电流的产生,乃由于当电荷 q 在电极间运动的时候, 因电荷的运动而引起的电场随时间而发生变化, 并引起感应电荷 q_1 和 q_2 在两电极上的分配变更现象。因而电荷在电子管的电极间运动时, 即使这些电荷不落到电极上, 也将在这些电极的外部电路中产生电流。

现在假定(就像在实际的二极管里的情形一样)电荷在电极 1 和 2 之间的分布是连续不断的(圖 197, e)。以 ρ 表示单位体积的电荷密度, v 表示电荷运动的速度, A 表示每个电极的表面面积。在一般情况下, ρ 和 v 是坐标 x 和时间 t 的函数。

我们在电极间的空间内取出厚度为 dx 的一层。这一层的电荷将是 $A\rho dx$ 。根据公式(102), 这一层电荷运动所引起的电流分量

$$di = \frac{A\rho v}{d} dx.$$

因为 $\rho v = j$, 这里 j 是电流密度, 所以

$$di = \frac{Aj}{d} dx.$$

因此, 由于电极间所有电荷的运动在导线内产生的全电流将是

$$i = \frac{1}{d} \int_0^d Aj dx$$

或以 $Aj = i_K$ 表示, 这里 i_K 是对流电流, 即得

$$i = \frac{1}{d} \int_0^d i_K(x, t) dx. \quad (103)$$

如果知道电极间的对流电流 i_K 的函数——坐标 x 和时间 t 的函数, 用这个公式就能求出连接电极的导线内的感应电流。这公式表明, 在前述的情况下, 在任何瞬间外部电路中的感应电流都等于这一瞬间内电极间整个空间中的对流电流的平均值。

在特殊情况下, 假设对流电流 i_K 与坐标 x 无关, 就像一般二极管在频率不太高时的情况一样, 由公式(163)可得:

$$i = \frac{i_K}{d} \int_0^d dx = i_K. \quad (164)$$

因而, 在这种情况下, 二极管外部电路中的感应电流等于其内部的对流电流。

当电子在电极间的过渡时间 τ 小于周期 $T = \frac{1}{f}$ 的情况下, 公式(164)才是正确的, 这里 f 是电流的工作频率。假如过渡时间 τ 和周期 T 差不多时, 则在电极间的空间的不同断面对流电流将有不同的数值, 也就是说对流电流 i_K 不仅与时间 t 有关, 并且亦与空间坐标 x 有关, 这时, 外部电路内的感应电流 i 用公式(163)来计算。

公式(163)是工作于超高频的电子管理论的主要公式之一。假如已知电子管内部的对流电流在时间上和空间中分布的规律, 用这个公式就可计算电极外部电路中的感应电流。

应当指出, 推导公式(160)——(163)时, 没有考虑因电荷运动所产生的磁场的影响, 并且假定电场的传播是非常迅速的。如果电荷的运动速度远小于电磁场传播的速度 ($v \ll c$), 并且电极间的距离远小于电磁波的波长的话 ($d \ll \lambda$), 那么是可以这样假定的。

同样也必须强调指出, 公式(163)尚没有考虑到由电极上的交流电压所引起的、通过电极间的空间的电容电流。如上面(第1节)已经证明的, 任何一个电极的外部电路中的全电流等于感应电流和电容电流的总和。

3. 把放大管当作有源四端網絡

在頻率較低时，可以忽略的許多因素在超高頻波段內就必須加以考虑。这些因素如：(1)电子管內电子过渡時間的影响；(2)电子管引綫电感的影响和引綫間互感的影响；(3)电子管極間电容的影响；(4)电子管和諧振电路內介質損耗的存在。所列举的这些因素即使在短波波段內就必須加以考虑，在超高頻波段內它們的影响更为严重。

电子管和諧振电路內的介質損耗随着頻率的增高而迅速增大，因而在超高頻波段內变得很大。不过，若采用近来研究成功的特殊的高頻介質，則介質損耗可以大大减小。

圖 198, a 是应用于長波、中波及短波波段的三極管等效电路。这电

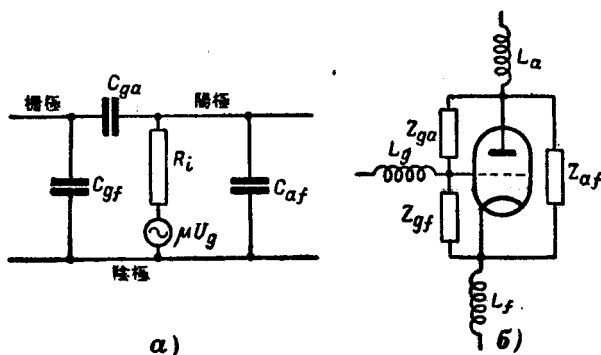


圖 198. 三極管的等效电路：

a. 長、中、短波时的等效电路； b. 超高頻时的等效电路。

路由电动势为 μU_g 和內阻为 R_i 的电源以及三个極間电容（栅極—陽極、栅極—陰極与陽極—陰極）所組成。

对超高頻波段來說，这个等效电路就不正确了，因为就是在普通的三極管內，也必須考虑电子管的引綫間的电感和互感以及極間阻抗。所以用于超高頻的三極管等效电路比較复杂得多（圖 198, b）。多極管

的等效电路当然还更复杂。

为了作出对任何超高频放大管都正确的简单的等效电路，要应用四端网络的理论。

如所熟知，可以把传输电能用的、而输入及输出各有两端的系统看成是一个四端网络。四端网络是按两种特点来分类的。

四端网络按照有无电源可分为有源的和无源的两类。第一类是包含电源的，如放大器属之。第二类是谐振电路、变压器、滤波器和一般不包含电源的电路。此外，四端网络分为直线性的和非直线性的。带电源的放大管一般说来都是非直线性的有源四端网络（图 199, a）。但是，当输入电压很小时，可以把电子管工作范围的特性曲线看成直线性的，而把电子管看成有源的直线性四端网络，也就是说可以把交流电压和电流之间的关系看成是直线性的。

我们以下列符号表示四端网络的数据： $\dot{U}_1$ ——输入交流电压， $\dot{I}_1$ ——输入电流， $\dot{U}_2$ ——输出电压， $\dot{I}_2$ ——输出电流（图 199, b）。

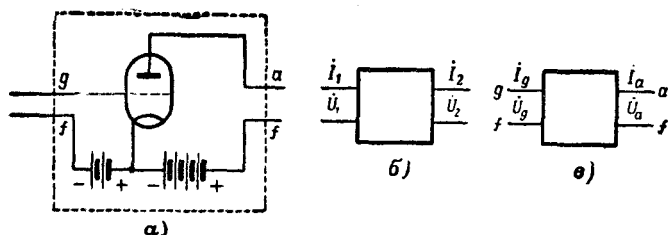


图 199. 看成四端网络形式的放大管。

所有这些数值都是复数。根据一般理论可知，对于直线性四端网络来说，下边的方程式是正确的：

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= A\dot{U}_2 + B\dot{I}_2 \\ \dot{I}_1 &= C\dot{U}_2 + D\dot{I}_2 \end{aligned} \right\} \quad (165)$$

这里 A 、 B 、 C 和 D 是四端网络的参数。如已知这些参数, 则可以不注意四端网络的内容了, 因为上面的方程式可以判断任何一个电路内的四端网络的性质。

下面所叙述的对超高频波段内放大管的工作分析是以 Θ . B. 捷略赫、B. И. 柯瓦连科夫和 B. И. 西福罗夫所研究的有源直线性四端网络的一般理论为基础的。

4. 超高频波段内放大管的参数

由方程式(165)可见, 在超高频波段内, 任何一个放大管当交流电压很小时完全可用四个参数 A 、 B 、 C 和 D 来说明它的特性。但是, 这种参数系统对研究在超高频波段中工作的电子管的特性是不方便的。比较合理的参数系统是每个参数都有导纳的因次, 因而用四个导纳来说明电子管。

为了确定这些导纳, 我们参看图 199, a , 在这图上电子管以四端网络来代表。我们是把图 199, a 上的各端看成这四端网络的输入端和输出端的。

以 $\dot{U}_g$ 表示输入电压; 这电压不同于加在栅极与阴极之间的电压, 而差一引线电感上的电压降和一互感的电动势。我们以 $\dot{I}_g$ 表示四端网络的输入电流。因为在电路中有电容性的和有功的漏电流, 所以这个电流与栅极电流也是不同的。

输出电压和输出电流分别以 $\dot{U}_a$ 和 $\dot{I}_a$ 来表示。由于引线电感的影响、引线间互感的影响和引线间的电容及有功漏电流的影响, 同样, 它们也和阳极电压及阳极电流不同。

现在我们来求放大管的导纳。

电子管的回授导纳或转移导纳 Y_{ga} 。在输入端的引线短路的情形下 (图 200, a), 电子管输入电流 $\dot{I}_g$ 与输出电压 $\dot{U}_a$ 之比的负值称为回授导纳 Y_{ga} 或者称为转移导纳, 也就是

$$\text{当 } \dot{U}_g = 0 \text{ 时, } Y_{ga} = -\frac{\dot{I}_g}{\dot{U}_a}. \quad (166)$$

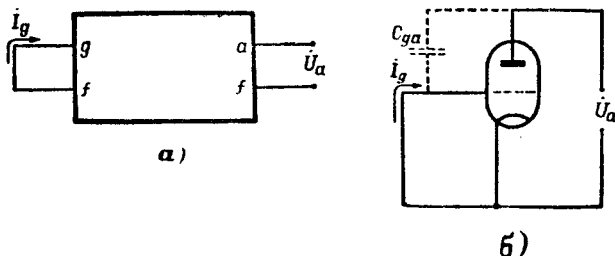


圖 200. 說明回授導納的定義的電路。

$$\dot{I}_g = -j\omega C_{ga} \dot{U}_a,$$

對工作在長波波段的電子管來說，是可以不考慮電子在電極間的過渡時間和引線電感的影响的(圖 200,б), 所以輸入電流因而回授導納

$$Y_{ga} = -\frac{\dot{I}_g}{\dot{U}_a} = +j\omega C_{ga},$$

這就是說，回授導納僅由陽極—柵極的電容所產生。回授導納的物理意義可歸結為：回授導納代表輸出電壓對輸入電流的反作用。

輸入導納 Y_g 在回授導納被補償的情形下，電子管的輸入電流 $\dot{I}_g$ 與輸入電壓 $\dot{U}_g$ 之比稱為電子管的輸入導納 Y_g ，即

$$\text{当 } Y_{ga} = 0 \text{ 时, } Y_g = \frac{\dot{I}_g}{\dot{U}_g}. \quad (167)$$

說明輸入導納的定義的電路如圖 201,а 所示。四端網絡為補償回授導納的導納 $-Y_{ga}$ 所分路。

工作於這種狀態的長波三極管的等效電路如圖 201,б 所示。負電容 $-C_{ga}$ 與極間電容 C_{ga} 的作用相補償。這樣，輸入導納就可不考慮從輸入電路經這電容到陽極電路的電流支路了。當有這補償電容時，輸入導納

$$Y_g = +j\omega C_{gt}$$