

第一次全国电真空器件 专业学术会议论文选集



第五部分 其他电子管

中国电子学会电真空器件专业委员会
北京市电子学会电真空器件专业组 合編

(内部资料 注意保存)



国防工业出版社

6083
3

出版者的話

本論文選集是根據 1963 年 7 月由中國電子學會和北京市電子學會在北京聯合召開的電真空器件專業學術報告會上發表的論文編選的。全書分五個部分包括論文 49 篇。

本選集部分地反映了我國電真空器件專業的工程技術工作者近年來的科研成果。對電真空器件專業的工程技術人員全面地了解我國電真空器件工業的現代技術水平是有參考價值的。

為了便利讀者並利於交流，還將本書的五個部分分別以分冊形式出版單行本。

第一次全國電真空器件專業學術會議論文選集

第五部分

中國電子學會電真空器件專業委員會編
北京市電子學會電真空器件專業組合編

國防工業出版社出版

北京市書刊出版業營業許可證出字第 074 號

國防工業出版社印刷廠印裝 內部發行

787×1092¹/₁₆ 印張 5¹/₂ 134 千字

1964 年 12 月第一版 1964 年 12 月第一次印刷 印數：001—800 冊

統一書號：N15034·922 定價：（科八—2）1.20 元

目 录

第五部分 其他电子管

近距三极管特性曲线的计算.....	徐瑞芝(483)
6Z4-Q型管自持现象机理的探讨.....	赵汉鼎等(497)
负控闸流管着火特性的研究.....	杨正名(508)
高压水银光谱灯的设计和制造.....	顾之玉、关大威(528)
近距粗栅平面三极管的某些静电学问题.....	徐瑞芝(550)

均匀性(小島效应)和电子初速效应。

計算技术的进展为解决这个问题提供了强有力的工具。最近, Schade[15] 发表了自己在这方面所进行的工作。他利用大型快速计算机(例如 RCA 601 或 IBM 7090 型计算机)計算了 Nuistor 三极管的特性曲线, 在計算过程中同时考虑了栅极场的不均匀性、空间电荷和电子初速效应。

然而, 并不是所有电子管设计师在任何情况下都有条件利用快速电子计算机来帮助他进行设计工作。因此, 提出一套只需利用通常計算工具的行之有效的近距三极管的静态特性和参量的計算方法仍具有重大意义。为此, 我們做了这项工作。利用前文[16]中所得到的近距粗栅平面三极管等效电位的分析解, 代替 Schade 的数值解, 可使計算工作量減輕很多。采用阴-栅距“不縮短”的等效冷三极管模型, 不仅在物理概念上比“縮短”的模型更加合理, 而且进一步地減輕了計算工作量。整个計算程序也有很大变化。这样, 就使得利用通常計算工具來計算近距三极管的静态特性和参量成为可能。当然, 如果有条件使用快速电子计算机, 那么我們相信, 把这里所提出的方法和程序应用进去也可以減輕机器本身的計算工作量, 降低对于机器的要求。

对特制的实验管, 量测了它的特性和参量并与計算結果进行了比較。初步結果表明用这种方法計算所得的特性比原有的各种方法有很大改进。跨导-阳流曲线的計算与实验結果基本上是一致的。

二、理想三极管的空间电荷流理論

我們首先討論平面理想三极管, 它是由无限大的平面阴极、阳极和理想栅极构成的。所谓理想栅极是指保持栅极参量

$$\delta = \frac{p}{2\pi} \ln \frac{p}{2\pi c} \quad (1)$$

为常数时, 令节距 p 和栅絲半径 c 无限减小而趋近于零之栅极, 也就是无穷細密的栅极。为了保持 δ = 常数, c 应比 p 更快地减小, 即 c 是 p 的高阶无穷小。这就是說理想栅极的屏蔽系数 $\frac{2c}{p}$ 趋近于零。所以理想栅极对电子流来说是完全透明的。在理想栅极两旁构成两个串联的理想平面二极管。由于电场不均匀的区域减小到无穷小, 因此电子穿越理想栅极时沒有折射。

根据細密栅极三极管的静电学理論[3]得知, 在其栅极面上, 可以定义一个静电有效电位, 它是

$$U_e = \frac{D' U_k + U_g + D U_a}{1 + D + D'}, \quad (2)$$

当阴极电位 U_k 为零时, 它等于

$$U_e = \frac{U_g + D U_a}{1 + D + D'} = \frac{U_g + D U_a}{1 + D \left(1 + \frac{d_2}{d_1} \right)} \quad (3)$$

式中 d_1 是阴-栅距离, d_2 是栅-阳距离, D 和 D' 是渗透率和反渗透率, 它們与栅极参量 δ 有下述关系

$$D = \frac{\delta}{d_2}; \quad D' = -\frac{\delta}{d_1} \quad (4)$$

如果栅极和阳极电压分别为 U_g 和 U_a 时, 管内已建立起稳定的电子流。电子空间电荷密度沿 y 方向的分布是 $-\rho(y)$ ($\rho(y) > 0$)。我们现来分析栅-阴区域的电子空间电荷对三极管栅极有效电位的抑低效应。

在 y 处, 电子空间电荷密度是 $-\rho(y)$ 。取 $y \rightarrow y+dy$ 薄层, 单位面积薄层的电荷是 $-\rho(y)dy$ 。假定各电极皆接地, 除了 $y \rightarrow y+dy$ 内具有空间电荷以外, 其它各处的空间电荷暂不考虑。此时管内电位分布如图 1 所示。假定 y 处的电位是 dU_y , y 面与阴极、栅极和阳极间单位面积内的电容分别是 C_{ky} , C_{yg} 和 C_{ya} 。根据静电感应原理, 显然有

$$(C_{ky} + C_{yg} + C_{ya})dU_y = -\rho(y)dy, \quad (5)$$

$$\text{式中} \quad C_{ky} = -\frac{\epsilon_0}{y}; \quad C_{ya} = DC_{yg}; \quad C_{yg} = \frac{1}{1 + D + \frac{d_2}{d_1 - y} D'} \cdot \frac{\epsilon_0}{d_1 - y} \quad (6)$$

另一方面, 把 y 面看成是理想三极管的阴极, 它的电位是 $U_k = dU_y$, 该三极管的栅极和阳极电位皆为零。利用式(2), 于是就得到阴-栅区域中 y 处的薄层空间电荷 $-\rho(y)dy$ 所引起的三极管有效电位的变化 dU_{e1} , 它是

$$dU_{e1} = \frac{\frac{C_{ya}}{C_{ga}}}{1 + \frac{C_{ya}}{C_{yg}} + \frac{C_{ya}}{C_{ga}}} dU_y = \frac{-\frac{d_1}{d_1 - y} D'}{1 + D + \frac{d_1}{d_1 - y} D'} dU_y \quad (7)$$

由式(5)解出 dU_y , 代入式(7)并化简, 得

$$dU_{e1} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{D' \rho(y) y}{1 + D + D'} dy \quad (8)$$

把一维系统中的泊松方程

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{dU}{dy} \right) = \frac{\rho(y)}{\epsilon_0} \quad (9)$$

$$\text{代入式(8), 得} \quad dU_{e1} = -\frac{D'}{1 + D + D'} y d \left(\frac{dU}{dy} \right) \quad (10)$$

将式(10)在整个阴-栅区域进行积分, 得

$$\Delta U_{e1} = \int_{y=0}^{y=d_1} dU_{e1} = -\frac{D'}{1 + D + D'} U_e (k_1 - 1), \quad (11)$$

$$\text{式中} \quad k_1 = \frac{E_{1k}}{E_{1a}}; \quad E_{1k} = \left(\frac{dU}{dy} \right)_{d_1 - \epsilon}; \quad E_{1a} = \frac{U_e}{d_1}$$

所求得的 ΔU_{e1} 就是整个阴-栅区域的电子空间电荷引起的栅极平面有效电位的抑低数值。

用同样方法可以得出整个栅-阳区域的电子空间电荷引起的栅极平面有效电位的抑低数值 ΔU_{e2} , 它是

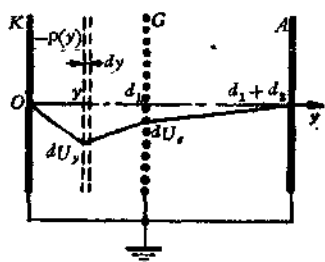


图 1. 理想三极管的三个电极皆接地, 阴-栅区域存在薄层空间电荷时的管内电位分布。

$$\Delta U_{e2} = -\frac{D}{1+D+D'}(U_a - U_e)(1-k_2), \quad (12)$$

式中 $k_2 = \frac{E_{2*}}{E_{2*0}}; E_{2*} = \left(\frac{dU}{dy}\right)_{d_1+\epsilon}; E_{2*0} = \frac{U_a - U_e}{d_2}。$

当有电流流通时，三极管栅极面上的实际有效电位应当等于冷管的有效电位与电子空间电荷所引起的有效电位降低之数值 ΔU_{e1} 和 ΔU_{e2} 的代数和，即

$$U_e = \frac{U_g + DU_a}{1+D+D'} + \Delta U_{e1} + \Delta U_{e2}, \quad (13)$$

把式 (11) 和 (12) 代入 (13)，化简后，得

$$U_e = \frac{U_g + k_2 DU_a}{1+k_2 D + k_1 D'}。 \quad (14)$$

大多数三极管皆工作于负栅压和较高的正阳压下，如果栅-阳距离 d_2 不是太大，那么栅-阳区域的电荷对电位分布的影响实际上可以忽略。这时 $k_2 = 1$ ，因此式 (14) 简化成为

$$U_e = \frac{U_g + DU_a}{1+D+k_1 D'} = \frac{U_g + DU_a}{1+D\left(1+\frac{d_2}{d_1'}\right)}, \quad (15)$$

式中 $d_1' = \frac{1}{k_1} d_1$ ，它是与热三极管等效的冷三极管的阴-栅距离，后者缩短为前者的 $\frac{1}{k_1}$ 。

忽略电子初速时，在空间电荷限制情况下，阴-栅区域的电位分布遵循 Child-Langmuir 定律，这时 $k_1 = \frac{4}{3}$ 。于是由式 (15) 就得到熟知的等效电位公式

$$U_e = \frac{U_g + DU_a}{1+D+\frac{4}{3}D'}。 \quad (16)$$

在考虑电子初速按 Maxwell 分布时，Schade[15] 以指数点电位作为参考电位，计算了不同有效电位下的等效阴-栅距离。事实上，放弃阴-栅距离缩短的冷三极管的模型而采用实际的阴-栅距离和随栅极有效电位变化的等效阴极电位的物理模型也是可能的 (图 2)。我们现在就来计算这个等效阴极电位 U_k 与运用状态的关系。以带星号的字母表示相对于阴极参考点的电位，于是

$$U_g^* = U_g - U_k; U_a^* = U_a - U_k; U_e^* = U_e - U_k。 \quad (17)$$

利用 Langmuir 所引用的无量纲参量，可得：

$$U_k = U_e - U_T \gamma \cdot 2L d_1$$

式中

$$U_T = \frac{kT_k}{e};$$

$$\gamma = \left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)_{\eta_e};$$

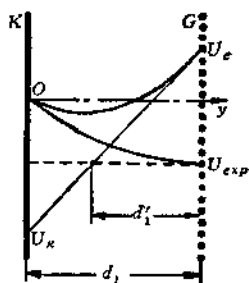


图 2 与热三极管等效的冷三极管的阴-栅距离“缩短”和“不缩短”模型

$$2L = \frac{(2m\pi)^{1/4}}{(2kT_k)^{3/4}} \left(\frac{eJ_k}{e_0} \right)^{1/2} = 9.186 \cdot 10^5 T_k^{-3/4} J_k^{1/2}.$$

代入数字结果, 于是得

$$U_k = U_c - 79.16 T_k^{1/4} d_1 (\gamma J_k)^{1/2}, \quad (18)$$

式中 U_k 和 U_c 的单位是(伏), T_k 是阴极的绝对温度 (°K), J_k 是传输的电流密度, 单位是(安/厘米²).

由式 (17) 和 (18) 可得:

$$U_c^* = 79.16 T_k^{1/4} d_1 (\gamma J_k)^{1/2}. \quad (19)$$

因此, 考虑电子初速按 Maxwell 分布而忽略栅-阳区域的空电荷效应时, 细密栅极平面三极管的栅极有效电位是

$$U_c^* = \frac{U_g^* + DU_g^*}{1 + D + D'}, \quad (20)$$

亦即

$$U_c = \frac{D' U_k + U_g + DU_g}{1 + D + D'},$$

式中 U_k 由式 (18) 确定。由于 U_k 与电流密度 J_k 有关, 所以实际计算时应当由电流密度出发, 利用上述结果来计算相应的栅极或阳极上的电压。

考虑电子初速时, 空电荷限制情况下二极管单位面积电导 g 可由下式[17]求得:

$$\frac{gU_T}{J_k} = \frac{\varphi^+(\eta_c)^{-\frac{1}{2}}}{-\frac{1}{2}(\xi_c - \xi_k) + \varphi^-(\eta_k)^{-\frac{1}{2}} + \varphi^+(\eta_c)^{-\frac{1}{2}}} \quad (21)$$

为了计算三极管的跨导, 我们由式 (2) 和 (18) 计算出

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_g}{\partial U_c} &= 1 + D + \frac{1}{2} D' (\xi_c - \xi_k) \varphi^+(\eta_c)^{-\frac{1}{2}} e^{\eta_c} [1 - \Phi(\sqrt{\eta_c})] \\ &\quad + \frac{1}{2} D' (\xi_c - \xi_k) \frac{gU_T}{J_k} \varphi^+(\eta_c)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (22)$$

因为单位面积的三极管跨导 S 与等效二极管电导 g 有下述关系:

$$S = g \cdot \frac{\partial U_c}{\partial U_g}, \quad (23)$$

于是得:

$$\begin{aligned} \frac{J_k}{SU_T} &= \frac{J_k}{gU_T} \left\{ 1 + D + \frac{1}{2} D' (\xi_c - \xi_k) \varphi^+(\eta_c)^{-\frac{1}{2}} e^{\eta_c} [1 - \Phi(\sqrt{\eta_c})] \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} D' (\xi_c - \xi_k) \varphi^+(\eta_c)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (24)$$

三、近距三极管特性曲线的近似计算

近距三极管中栅极场的不均匀性扩展到阴极附近, 使得阴极表面的电流密度分布不均

匀。像許多作者一样，我們也在直綫电子流的假定下来近似地計算它的特性曲綫。如图 3 所示，沿 x 方向，把三极管等間隔地分成許多小条（例如，半周期內分成 12 条），将每个小条看成是一个均匀的元三极管，认为可以利用細密理想三极管理論来計算它的特性。把这些元三极管的特性叠加起来就得到了整个三极管的特性。

关于元三极管，我們采用的是阴-栅距离“不縮短”的物理模型。事实証明，Schade 所采用的“縮短”模型，对于阴-栅距离很近的管子，过分夸张地估計了栅极場的不均匀性，因此所得的结果与实际相差較大。从物理概念上来看，也以“不縮短”的模型更加合理一些。此外，采用“不縮短”模型来計算特性曲綫时，計算工作量要比“縮短”模型小很多。

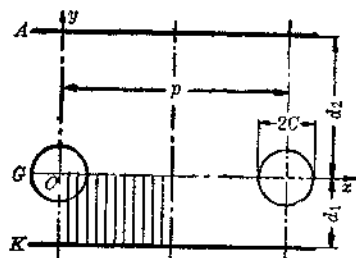


图 3 近距平面三极管电极系統

等效栅极面置于栅絲中心平面。由于近距三极管中 y 方向的电位分布不是綫性的，所以不能直接应用細密栅极三极管的等效电位的計算公式，而应当用平均法使电位分布直綫化，以求出等效电位。关于这样所定义的等效电位的計算公式，我們在前文[16]中已經推导出。在阴极电位不等于零的情况下，它具有下述形式：

$$U_g = \frac{A_0 U_a + G_0 U_g + m[-A_1 U_a + G_1 U_g] \cos 2\pi \frac{x}{p}}{\pi \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) (T - \Delta) - \pi \frac{p}{d_1} \Delta [2T - \Delta] + \pi \frac{d_2}{p}}, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \text{式中 } A_0 &= \pi T; \quad A_1 = 4e^{-2\pi \frac{d_1}{p}} \left[\pi \frac{d_1}{p} S - \pi \Delta (S + 2\pi TR) \right]; \\ G_0 &= \pi \left(\frac{d_2}{p} - \Delta \right); \quad G_1 = 4e^{-2\pi \frac{d_2}{p}} \left\{ \frac{\pi}{p} (d_1 + d_2) S + 2\pi \Delta \left[\pi \left(\frac{d_2}{p} - \Delta \right) R - S \right] \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

T 、 Δ 、 S 和 R 皆是屏蔽系数 $\frac{2c}{p}$ 的函数。 T 和 Δ 的数值可由文献[18] [19]中查得， S 和 R 已在前文[16]之附录Ⅱ中给出。

式 (24) 中所出現的系数 m 是

$$m = - \frac{\operatorname{ch} 2\pi \frac{d_1 - c}{p} - 1}{2 \left(\pi \frac{d_1 - c}{p} \right)^2} \quad (27)$$

m 的数值可由前文[16]之附录Ⅳ中查出。

Shade[15]所介紹的方案是由給定的栅压和阳压来計算电流。这就不得不运用插入法。这不但使計算精度降低，而且相当麻煩，工作量很大。实际上如果我們所要求的是整条或一族特性曲綫，那么計算就可以从假定一系列的阴极电流密度出发，按照一定的程序来求出电极的相应电压。这样可以避免插入法所引起的困难。

整个三极管的电流是把各元三极管的电流密度用 Simpson 或 Weddle 規則进行数值积分而求得。

把所得之阳流-栅压特性用数值微分法求出导数就得到跨导。数值微分阳流-阳压特性

则可求出内阻。同一工作点的跨导和内阻相乘给出三极管的放大系数 μ 。

现以计算阳流-栅压特性为例,把计算程序归结如下:

1. 原始数据。

- ① 结构尺寸 阴-栅距 d_1 , 栅-阳距 d_2 , 栅丝直径 $2c$, 栅极节距 p , 阴极面积 F_k 。
- ② 运用条件 阴极温度 T_k , 发射电流密度 J_e , 阳极电压 U_a 。

2. 查表得 Δ 、 T 、 R 、 S 和 m 。

计算 $\frac{1}{\pi} A_0$ 、 $\frac{1}{\pi} A_1$ 、 $\frac{1}{\pi} G_0$ 、 $\frac{1}{\pi} G_1$ 以及与式 (24) 中的分母成正比的量 M ,

$$M = \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) [T - \Delta] - \frac{p}{d_1} \Delta [2T - \Delta] + \frac{d_2}{p} \quad (28)$$

3. 计算 Langmuir 特性。在实际情况下,一般不需计算到指数区域去,因为即使在近距电子管中,指数点的电流密度 J_{exp} 相对地说来也是相当小的。

① 取一系列的 $J_k (J_k > J_{exp})$ 作为宗标。

② 由 J_k 求出相应的 η_k 。 $\eta_k = \ln \frac{J_e}{J_k}$ 。 (29)

③ 由 η_k 查出相应的 ξ_k [19]。

④ 由 ξ_k 计算 ξ_e , $\xi_e = \xi_k + 9.186 \cdot 10^5 T_k^{-3/4} J_k^{1/2} d_1$ 。 (30)

⑤ 由 ξ_e 查出 η_e [20], 进而由 η_e 查出 $\gamma = \frac{d\eta}{d\xi} \bigg|_{\eta_e}$ [21]。

⑥ 计算栅极等效电位 U_e , $U_e = (\eta_e - \eta_k) U_T$ 。 (31)

⑦ 由式 (19), (18) 和 (17) 计算 U_a^* 、 U_k 和 U_a^* 。实际上, U_k 比 U_a 小很多,因此尽管 U_k 随 J_k 而变,但 U_a^* 还可以认为是不变的。

⑧ 计算 $\frac{1}{\pi} A_0 U_a^*$ 、 $\frac{1}{\pi} m A_1 U_a^*$ 以及 $M U_a^*$ 。

以上计算所得之结果可以列成下述形式的表格:

J_k	η_k	$-\xi_k$	$J_k^{1/2}$	ξ_e	η_e	γ	U_e	U_e^*	$-U_k$	U_a^*	$\frac{A_0}{\pi} U_a^*$	$m \frac{A_1}{\pi} U_a^*$	$M U_a^*$

4. 取 $\frac{2\pi}{p} = 0, \frac{1}{12}, \frac{2}{12}, \frac{3}{12}, \dots, \frac{10}{12}, \frac{11}{12}, 1$ 。计算

$$P = \frac{1}{\pi} A_0 U_a^* - \frac{1}{\pi} m A_1 U_a^* \cos 2\pi \frac{x}{p} \quad (32)$$

和 $Q = \frac{G_0}{\pi} + \frac{1}{\pi} m G_1 \cos 2\pi \frac{x}{p}$ 。 (33)

Q 仅与 $\frac{2\pi}{p}$ 有关而与 J_k 无关,故只需列出下表:

$\frac{2x}{p}$	0	$\frac{1}{12}$	$\frac{2}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{4}{12}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{6}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{8}{12}$	$\frac{9}{12}$	$\frac{10}{12}$	$\frac{11}{12}$	1
Q													

一般 P 随 J_k 之变化是可以忽略的, 因此也可以列成与 Q 相同的表格。

5. 计算 $(P - MU_s^*)$, 把它与 Q 的对应项相除, 再减去 U_k , 即得栅极负电压 $-U_g$ 。

$$-U_g = \frac{\frac{1}{\pi} A_0 U_a^* - \frac{1}{\pi} m A_1 U_a^* \cos 2\pi \frac{x}{p} - MU_s^*}{\frac{1}{\pi} G_0 + \frac{1}{\pi} m G_1 \cos 2\pi \frac{x}{p}} - U_k = \frac{P - MU_s^*}{Q} - U_k, \quad (34)$$

计算所得之 $-U_g$ 的结果列成 $\frac{2x}{p}$ 和 J_k 的二元函数表格:

$\frac{2x}{p}$	0	$\frac{1}{12}$	$\frac{2}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{4}{12}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{6}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{8}{12}$	$\frac{9}{12}$	$\frac{10}{12}$	$\frac{11}{12}$	1
$-U_g$													
J_k													

按此表画出各个元三极管的 $J_k - U_g$ 曲线 (见图 6)。

6. 求出不同 U_g 下的 $J_k - \frac{2x}{p}$ 分布, 即阴极表面电流密度的分布。

7. 利用 Simpson 或 Weddle 规则进行数值积分, 求出在给定阳压 U_a 下, 平均电流密度 J_k 及整个三极管的阴极电流 I_k 与栅极电压 U_g 的关系, 亦即阳-栅特性。对它进行数值微分, 可得跨导 S_k 与栅压 U_g 的关系。

具体的计算举例列于附录。如果是求在某一栅压下的阳极特性, 方法也是相似的。

四、实验研究

为了检验上述近距三极管的特性和参量计算方法的可靠程度, 我们进行了初步的实验研究。

实验管采用类似于框架栅五极管 6J9 的结构[22]。控制栅极是按我们的需要而特别制造的。为了避免阴极两侧结构不对称性的影响, 阴极只有一面喷涂发射浆料。其它零件皆与 6J9 相同。阴-栅距离是用 MHC-11 型双筒显微镜量测的, 它与用 Langmuir 法电测的结果[22]很接近。其它结构尺寸皆由 “III” 型轮廓放大仪量测。测得之结果如下:

栅絲直徑	$2c_1=25\mu;$	$2c_2=40\mu;$	$2c_3=50\mu。$	
栅节距	$p_1=96\mu;$	$p_2=326\mu;$	$p_3=700\mu。$	
极間距离	$d_{k1}=58\mu;$	$d_{12}=381\mu;$	$d_{23}=735\mu;$	$d_{3a}=1275\mu。$
阴极面积	$F_k=0.165\text{cm}^2。$			
主要尺寸比例	$\frac{2c_1}{p_1}=0.26042;$	$\frac{d_1}{p_1}=0.604。$		

阴极工作温度用测微光学高温计量测, 经氧化物涂层辐射系数和玻壳及附加镜头的损失修正而求得。零场发射电流密度是利用脉冲法测试, 按 Schottky 直线外延求得。在加热电压 $U_f = 7.0$ 伏时, 阴极温度是 $T_k = 1107^\circ \text{K}$, 零场发射电流密度是 $J_e = 4.06$ [安/厘米²]。

栅-阴接触电位差是利用池原典利所介绍的交流方法[23]进行量测的。我们通过实验证实用这种简便方法所得的结果与 Rothe 的直线交叉法的结果甚为接近。可以确定接触电位差的量测误差不会超过 0.02 伏。实验管的栅-阴接触电位差的量测结果是 $U_{rk} = -1.31$ 伏。

实验管的静态特性和参量是在联结成三极管的情况下(第二栅、第三栅和阳极接在一起作为三极管的阳极)进行量测的。量测线路示于图 4。当开关置于位置 1 时, 调节电阻箱 R_1 和 R_2 , 使指示器读数最小, 于是就得到放大系数 μ

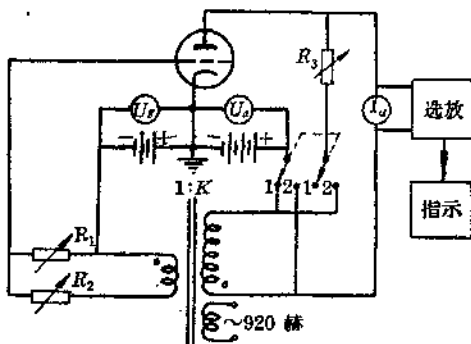


图 4 三极管的特性和参量量测线路。

$$\mu = K \frac{R_1 + R_2}{R_1}, \quad (35)$$

再把开关置于位置 2, 调节电阻箱 R_3 使指示器指示最小, 于是被测管的跨导就是

$$S = K \cdot \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_3}. \quad (36)$$

利用上述装置量测静态特性和参量可以做到误差不大于 1%。实验管在阳压 $U_a = 150$ 伏下量测所得的阳极电流、放大系数和跨导与栅压的关系列于下表:

$I_k (\text{mA})$	1.04	2.12	3.16	4.21	5.26	6.34	7.43	8.50	9.54	10.60
$-U_g (\text{V})$	1.46	1.16	0.96	0.80	0.64	0.52	0.41	0.32	0.22	0.11
μ	71.9	75.9	78.2	79.6	81.1	82.8	83.1	84.4	85.2	86.3
$S (\text{mA/V})$	2.67	4.31	5.55	6.63	7.65	8.45	9.30	10.00	10.70	11.36

在图 5 中画出了跨导-阳流的计算曲线和量测曲线。可以看出计算结果与实际情况的偏离是不大的。例如当 $I_k = 10 \text{mA}$ 时, 跨导 S_k 的计算结果的误差是 2.3%, 而利用忽略电子初速, 考虑小岛效应的 Dahlke 方法[9]所得的误差是 22.4%。至于由古典的 Child 定律求得的跨导误差就更大了, 它高达 29.5%。

然而实验所得的阳流-栅压特性曲线, 在修正接触电位差以后, 与计算曲线相比, 仍然偏左约 0.94 伏。这可能是由于面对着阳极的栅丝表面没有阴极活性物质蒸上[15], 因此它的逸出功保持为纯金的数值, 即 4.58 电子伏特。也就是说这些部分的栅丝表面与阴极间的接触电位差不像面对阴极的栅丝表面那样是 -1.31 伏, 而接近于 -3.6 伏。这样就使得实验所得的阳-栅特性曲线向右平移。这种说法的可靠性还有待于进一步的实验来验证。考虑上述因素, 修正以后的计算曲线如图 6 所示, 它与实验结果是非常接近的。

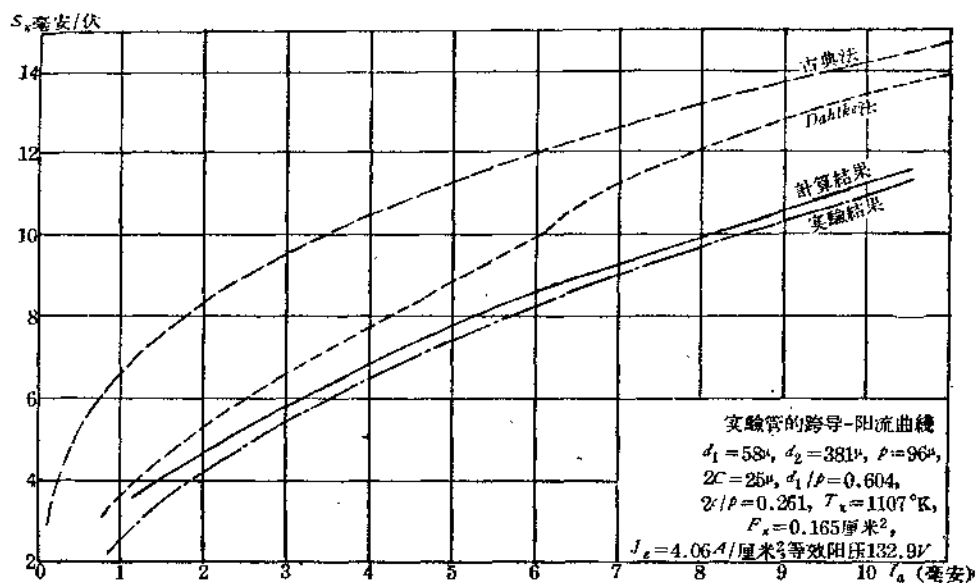


图5 实验管的跨导-阳流曲线。

五、結 論

在直线电子流的假定下，利用阴-栅距离“不缩短”的冷三极管模型和平均法所定义的等效电位的分析解，提出了适合于使用通常计算工具的近距三极管的静态特性和参量的计算方法，其中同时考虑了空间电荷、电子初速和小岛效应。对实验管进行计算和量测，所得的跨导-阳流曲线的一致性良好的。阴-栅特性的水平偏移可能是由于面对阳极的栅丝表面具有更负的电位所致。考虑这个因素，修正以后的计算曲线与实验曲线的接近程度是令人满意的。

* * *

参加本工作的还有清华大学63年毕业生张昌云和王汝馨。本项工作所用实验管的制造，得到北京电子管厂刘少侯、章仰山、苗春旭等同志的大力支持和帮助。谨此致谢。

参 考 文 献

- [1] Лукошков В. С., Электронный пространственный заряд и теория триода, Ж. Т. Ф., 6 (1936), №4.
- [2] Лукошков В. С., Теоретические основания расчёта характеристик и параметров электронных ламп с сетками, Кандидатск. Диссертация, ЛЭТИ, 1941.
- [3] Rothe H. und Kleen W., Hochvakuum-Elektronenröhren, Band I, Physikalische Grundlagen, Akad. Verlagsgesellschaft M. B. H. Frankfurt am Main, 1955, Neues Kapitel.
- [4] Шубин Л. В., Методы расчёта характеристик и параметров ламп с сетками, Кандидатск. Диссертация, ЛЭТИ, 1954.
- [5] Петров Е. Н., К теории плоскоэлектродного триода с отрицательно заряженной сеткой, Радиотехника и электроника, VII (1962), 1400~1403.
- [6] 和田正信, 真空管, 近代科学社, 1960, 108~112.
- [7] Oertel L., Zur Theorie der Elektronenröhren, deren Gitter-Kathodenabstand kleiner ist als die Steigung, Telefonen-Röhre, 4 (1938), H. 12, 7~17.
- [8] Bennet W. R. and Peterson I. C., The Electrostatic field in Vacuum Tubes with Arbitra-

- rily Spaced Elements, Bell Syst. Techn. J., 28 (1949), 303~318.
- [9] Dahlke W., Kennlinienfeld-Berechnungen für die ebene Triode, Deren Negatives Steuergitter aus Parallelen Runddrähten Endlicher Dicke und Steigung Besteht, Telefunken-Ztg., 25 (1952), 83~92.
- [10] Dahlke W., Gittereffektivpotential und Kathodenstromdichte einer ebenen Triode unter Berücksichtigung der Inselbildung, Telefunken-Ztg., 24 (1951), 213~222.
- [11] Heymann O., Über die Berechnung von Kennlinien für Trioden mit ebenen Elektroden, Frequenz, 8 (1954), 33~40.
- [12] 田宮寿美子, マイクロ波三极管の管内分布について, 電気通信学会杂志, 45 (1962), 1363~1370.
- [13] Buneman O., Two-Dimensional Space-Charge flow in the Triode, Microwave Tubes Vol. 1., Proc. of the International Congress on Microwave Tubes, Paris, 1956, 24~43.
- [14] 張呂云, 平面三极管静态特性的计算, 清华大学无线电电子学系 1962~1963年度毕业论文.
- [15] Schade O. H., The Calculation of Accurate Triode Characteristics using a modern high-speed computer, RCA Rev., 23 (1962), 246~284.
- [16] 徐瑞芝, 張呂云, 近距栅极平面三极管的某些静电学问题. 见本文集第五部分.
- [17] Van der Ziel A., Extension and Application of Langmuir's Calculation on a Plane Diode with Maxwellian Velocity Distribution of the Electrons, Philips Res. Rep., 1 (1946), 97~118.
- [18] Fremlin J. H., Hall R. N. and Shatford P. A., Triode Amplification Factors, Elect. Commun., 23 (1946), 426~435.
- [19] Царёв Б. М., Расчёт и конструирование электронных ламп, Госэнергоиздат, 1961, 99.
- [20] Klaijnen P. H. J. A., Extension of Langmuir's ξ/η -tables for a Plane Diode with a Maxwellian Distribution of the Electrons, Philips Res. Rep., 1 (1946), 81~96.
- [21] Ferris W. R., Some Characteristics of Diodes with Oxide-coated Cathodes, RCA Rev., 10 (1949), 134~149.
- [22] 王汝馨, 近距电子管的阴-栅距离量测, 清华大学无线电电子学系1962~1963年度毕业论文.
- [23] 池原典利, 阴极と他の电极間して存在する接触电位差の新しい測定法, 電気通信学会杂志, 36 (1953), 115~120.

附 录

近距实验管的阳流-栅压特性计算

1. 原始数据

(1) 结构尺寸 见正文。

(2) 运用条件 $T_k = 1107^\circ\text{K}$; $J_c = 4.06\text{安/厘米}^2$;

$$U_o = U_{g3} = U_{g2} = 150\text{伏}.$$

接成三极管时的等效阳压[3]132.9伏。

2. 查表得

$$\Delta = 0.05046, \quad T = 0.05693,$$

$$R = 1.00208, \quad S = 0.35077,$$

$$m = 1.994.$$

计算得

$$\frac{1}{\pi}A_0 = 0.05693, \quad \frac{1}{\pi}A_1 = 0.0159,$$

$$\frac{1}{\pi}G_0 = 3.91829, \quad \frac{1}{\pi}G_1 = 0.253,$$

$$M = 4.014.$$

3. Langmuir 特性

J_k	η_k	$-\xi_k$	$J_k \frac{1}{2}$	ξ_e	η_e	γ	U_e	U_e^*	$-U_k$	U_a^*	$\frac{A_0}{\pi} U_a^*$	$m \frac{A_k}{\pi} U_a^*$	MU_e^*
0.01	6.0064	2.483	0.1000	0.288	0.01965	0.1331	-0.5276	0.0353	0.608	133.5	7.59	4.23	0.1416
0.02	5.3132	2.455	0.1414	1.463	0.4283	0.5310	-0.4222	0.199	0.666	133.6	7.60	4.23	0.800
0.04	4.6201	2.432	0.2000	3.129	1.640	0.8978	-0.2400	0.476	0.761	133.7	7.60	4.24	1.91
0.06	4.2146	2.381	0.2450	4.406	2.924	1.1043	-0.0784	0.719	0.843	133.7	7.60	4.24	2.88
0.08	3.9269	2.355	0.2828	5.481	4.193	1.2489	0.0705	0.937	0.912	133.8	7.60	4.24	3.76
0.10	3.7038	2.330	0.3162	6.431	5.431	1.3615	0.2102	1.142	0.977	133.9	7.61	4.24	4.60
0.12	3.5214	2.308	0.3464	7.290	6.640	1.4536	0.3434	1.337	1.039	133.9	7.61	4.24	5.36
0.14	3.3673	2.289	0.3742	8.078	7.818	1.5314	0.4708	1.520	1.094	134.0	7.62	4.25	6.10
0.16	3.2338	2.270	0.4000	8.812	8.967	1.5994	0.5934	1.696	1.148	134.0	7.62	4.25	6.81
0.18	3.1160	2.252	0.4243	9.502	10.09	1.6594	0.7121	1.863	1.196	134.1	7.63	4.25	7.49
0.20	3.0106	2.236	0.4472	10.154	11.19	1.7134	0.8274	2.033	1.251	134.2	7.63	4.25	8.16
0.22	2.9153	2.219	0.4690	10.776	12.28	1.7630	0.9408	2.190	1.294	134.2	7.63	4.25	8.80

表中 J_k 的单位是安/厘米²; U_e , U_k , U_e^* , U_a^* 的单位是伏。

4. 计算 P 和 Q

(1) 忽略 U_a^* 随 J_k 之变化, 于是可得 P 与 $\frac{2x}{p}$ 之关系如下表所示:

$\frac{2x}{p}$	0	$\frac{1}{12}$	$\frac{2}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{4}{12}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{6}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{8}{12}$	$\frac{9}{12}$	$\frac{10}{12}$	$\frac{11}{12}$	1
P	3.353	3.496	3.917	4.587	5.459	6.476	7.566	8.657	9.673	10.545	11.215	11.636	11.780

(2) Q 只与 $\frac{2x}{p}$ 有关, 列成下表:

$\frac{2x}{p}$	0	$\frac{1}{12}$	$\frac{2}{12}$	$\frac{3}{12}$	$\frac{4}{12}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{6}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{8}{12}$	$\frac{9}{12}$	$\frac{10}{12}$	$\frac{11}{12}$	1
Q	4.423	4.405	4.355	4.275	4.170	4.049	3.918	3.787	3.666	3.561	3.481	3.431	3.413

5. 计算栅极负电压 $-U_g$

$\frac{2x}{p}$ $-U_g$ I_k	$\frac{5}{12}$	$\frac{6}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{8}{12}$	$\frac{9}{12}$	$\frac{10}{12}$	$\frac{11}{12}$	1
0.01	2.172	2.503	2.856	3.208	2.530	3.789	3.958	4.018
0.02		2.393	2.741	3.086	3.403	3.658	3.824	3.883
0.04		2.204	2.542	2.879	3.186	3.434	3.596	3.653
0.06			2.368	2.696	2.996	3.237	3.395	3.450
0.08			2.205	2.525	2.817	3.054	3.208	3.262
0.10				2.361	2.647	2.877	3.028	3.080
0.12				2.215	2.495	2.721	2.868	2.920
0.14					2.342	2.563	2.707	2.758
0.16					2.197	2.413	2.555	2.604
0.18						2.266	2.404	2.453
0.20						2.129	2.264	2.312
0.22							2.121	2.167

表中 I_k 的单位是安/厘米², U_g 的单位是伏。各元三极管的 I_k-U_g 曲线示于图 6。

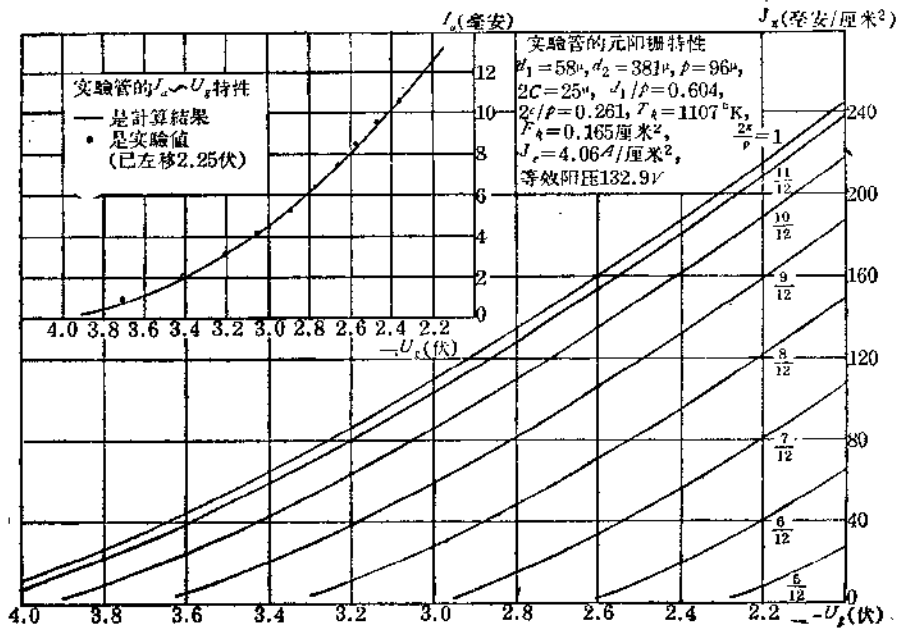
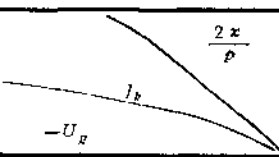


图 6 实验管的元阳-栅特性 (I_k-U_g) 和阳-栅特性 (I_a-U_g)。

6. 阴极表面电流密度的分布



	$\frac{4}{12}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{6}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{8}{12}$	$\frac{9}{12}$	$\frac{10}{12}$	$\frac{11}{12}$	1
2.2	0	8	41	81	122	159	190	208	215
2.4		0	20	56	95	132	162	181	188
2.6			2	34	71	106	135	154	161
2.8			0	15	48	82	110	128	134
3.0				0	28	60	86	103	110
3.2				0	11	38	64	81	86
3.4					0	20	43	59	65
3.6					0	5	25	40	45
3.8						0	9	22	27

表中 I_k 的单位是 $(mA)/(cm)^2$, U_g 的单位是 (V) 。

7. 阳流-栅压特性和跨导-栅压特性

$-U_g(V)$	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6	3.8
$\bar{I}_k(mA)/(cm)^2$	76.25	61.6	48.7	37.5	27.5	19.8	13.0	7.64	3.7
$I_k(mA)$	12.58	10.16	8.04	6.19	4.54	3.27	2.14	1.26	0.61
$S_k(mA)/(V)$	13.05	11.35	9.92	8.75	7.30	6.00	5.02	3.82	

6Z4-Q型管自持現象机理的探討

赵汉鼎 曾緯发 孙兆能

摘 要

本文主要对6Z4-Q型管在試制过程中产生的自持現象的机理进行了探討。通过一系列試驗,认为自持現象是在阴极的局部形成的,而且是一种恶性循环过程。对各种現象分析后,确定了自持現象形成的主要原因是阳极上热发射电子轰击阴极的结果。最后提出了消除自持現象的措施。

一、引 言

6Z4-Q是一种高可靠旁热式氧化物阴极高真空小功率双二极管整流管。

在試制过程中发现工作于整流状态下的管子保持阳极所加的电压 U_T (变压器次级电压)不变,去掉热絲电压 U_f ,隔一定时间后整流电流 I_{ZL} 开始下降,降到某数值后突然回升到接近于下降前的数值,并稳定地維持整流工作。有时发现 U_T 加到正常工作数值, U_f 只加到3伏左右,开始, I_{ZL} 稳定在某一个数值,隔一定时间后, I_{ZL} 发生跃增,跃增到接近于相当 $U_f=6.3$ 伏时的数值,并稳定的維持整流工作,这时去掉 U_f , I_{ZL} 不发生变化。我們把在以上两种条件下去掉 U_f ,仍能从阴极支取电流,并稳定地維持整流工作的現象称之为自持現象。

一般发生过自持現象的管子激活度显著地下降,并发现阴极上的氧化物燒成棕黄色斑点或露出底金属的小洞,而且在自持形成过程中打一次火,发生自持的阴极区域的温度与低温火花所发生的阴极温度区域基本相同,因此我們认为自持对高可靠管的质量来讲,是一种不良現象,同时认为它与火花可能有关系。但是自持形成的原因不清楚,而且看法也較多。为了消除自持并找出它与火花是否有关系,我們认为有必要对自持形成的机理进行研究。

本文主要用宏观的概念对試制中所发现的自持現象的机理进行探討。对自持与火花的关系,我們准备在以后討論。至于自持現象能否利用,我們还没有进行工作。

二、試驗方法及試驗綫路

我們試驗用的6Z4-Q电子管是一种共阴极的双二极管,阴极底金属是鎂鍍无縫管,氧化物是三元碳酸盐,塗层厚度是30~50微米,阳极是单面复鋁鍍鎳鉄带,厚度是0.15毫米。

我們在多次試驗中发现,全波整流状态自持过程和自持后所产生的一些現象与半波整流状态的自持过程和自持后所产生的一些現象基本上是一致的,所不同的是全波自持一般需要較高的 U_T ,产生的条件要更苛刻些。双二极管中的单个二极管的半波整流自持时,板耗 $P_a=I_{ZL}U_a$ 小,因而阳极局部紅热程度要差些,反向电流 $I_{\bar{r}}$ 要小些。但是全波整流状态