

用电流分配比关系来分析与设计 电子管間歇振蕩器*

周 錫 齡

提 要

經典的以差电流特性为基础的計算間歇振蕩的方法在使用上不方便,尤其是无法給出变压器的最佳匝数比;本文提出了以分析式描述电子管在大柵流情况下的特性的方法,从而得出了一种簡便而又較完善的設計方法。

引 言

在设计間歇振蕩器綫路时,除了选择管型与确定变压器初級电压量以外,最重要的是选择反饋匝比。在不同的应用場合下,匝比 n 有着不同的最佳值。例如,在低速磁芯綫路中,間歇振蕩器往往用来作脉冲电流源,这时設計者希望在一定的管型与电源电压条件下能获得最大电流幅度;在电子计算机中用作整形器时希望获得最大功率輸出;而在其他一些情况下又希望获得一定的輸出电压波形。因此在設計过程中往往很需要知道这些参数与匝比 n 之間的关系,以便根据不同的要求选取匝比。

但是,通常所用的以电子管差电流特性为基础的計算方法^[1,2]却完全不能滿足这一要求,这种方法只能在給定的 n 值下进行計算,每換用一个新的 n 值,就要由該型号电子管的阳极特性曲綫族先換算成差电流特性曲綫族,然后再換成 σ 与等 U_a 曲綫族后,才能开始逐点計算。这种手續不仅极其繁雜,而且会引入非常大的誤差,因而在实际上消除了利用这一方法来求得匝比最佳值的可能性。

造成以上情况的主要原因是:对大柵流工作条件下的电子管特性缺乏适当的描述方法,因而不得不使用特性曲綫族来进行計算。因此,在以下先提出描述大柵流情况下电子管特性的表示式,然后再在此基础上討論一种新的、較为簡便的設計方法。

大柵流工作条件下电子管的特性

文献[3,4]中已指出,若不考虑二次电子发射現象以及电子具有初速等微小效应,則电流分配比(I_g/I_a)应仅决定于电极間电场分布的形状;根据相似原理,电场分布形状仅与柵极电压与阳极电压之比(U_g/U_a)有关,而与它們的絕对值无关。換言之,有以下的函数关系:

$$\frac{I_g}{I_a} = f_1 \left(\frac{U_g}{U_a} \right). \quad (1)$$

* 1961 年 7 月 22 日收到。

当电子管用于間歇振荡器线路中时,脉冲电流幅度很大,管内电流密度与空間电荷密度很高,空間电荷云形成的极間低电位对阳极发出的二次电子有一定的抑制作用.因此可以期望,对于一般电子管,公式(1)是应该能大致满足的.对 6H1Π,6H2Π,6H15Π,6Π1Π (三极接法)等电子管的实际特性的测试,证明了这一点;所得结果如附图 1—4 所示.

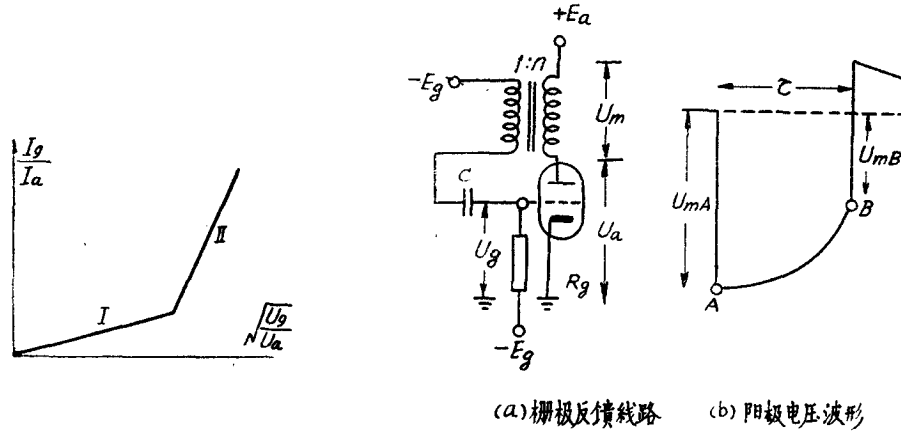


图 1 电流分配比与电压比的典型关系

图 2

对于中 μ 管 6H1Π, 6H15Π, 6H8C 等, $(I_g/I_a) - (\sqrt{U_g/U_a})$ 的关系曲线具有图 1 所示的折线形状,这是与文献[3]在一系列简化条件下所作分析的结果相符合的.对于高 μ 管 6H2Π, 曲线虽然不具有上述折线的形状,但却满足一简单的关系式:

$$\frac{I_g}{I_a} = 7.6 \left(\frac{U_g}{U_a} \right)^{1.25} \quad (2)$$

为了简便起见,引入符号:

$$P = I_g/I_a, \quad (3)$$

$$q = \sqrt{U_g/U_a}, \quad (4)$$

从而式(1)可写为

$$P = f_1(q). \quad (5)$$

公式(1)或(5)尚不能完全决定电子管的特性,为此尚须补充另一公式^[3]:

$$I_k = I_a + I_g = f_2(U_{\text{有效}}), \quad (6)$$

其中

$$U_{\text{有效}} = U_g + \frac{1}{\mu} U_a,$$

函数 f_2 一般为指数关系:

$$I_k = \text{const} \cdot (U_{\text{有效}})^\gamma. \quad (7)$$

根据二分之三次方定律,指数 $\gamma = \frac{3}{2}$; 实际的 γ 值稍大于 1 但不足 $3/2$. 在近似计算时,取 $\gamma = 1$, 从而(7)式可写成

$$I_k = S_M \cdot U_{\text{有效}}, \quad (8)$$

其中,常数 S_M 代表大电流情况下的跨导,由于 γ 的真正值大于 1, 因此(8)中的 S_M 是随阴

极电流之增大而增加的。因此 S_M 值往往比手册中给出的负栅区跨导 S 大很多。

公式(5)与(8)联合在一起,就完全确定了大栅流区域中电子管的特性。

根据给定阳极电压波形进行设计

为了说明如何利用前述电子管特性方程来进行线路设计,以图 2(a)所示栅极反馈线路作为例子,并且假定:

- (i) 脉冲变压器磁芯工作于磁滞回线的线性部分,因而它相当于一个线性电感;
- (ii) 变压器初次级间漏感可以忽略不计;
- (iii) 栅漏电阻 R_g 很大,与脉冲期间的大栅流比较,流过 R_g 的电流可以忽略不计;
- (iv) 脉冲前后沿持续期比脉冲宽度小很多;

由图 2(b)可知,阳极电压脉冲波形有三个主要参数,即:平顶开始点电压振幅 U_{mA} 、后沿起始点电压振幅 U_{mB} 、脉冲宽度 τ 。

线路中需要确定的参数也是三个,即:匝比 n 、栅路电容 C 与变压器初级电感 L 。规定了 U_{mA} 、 U_{mB} 、 τ 三个数值后, n 、 C 、 L 之值就被完全确定。现将计算方法分述如下。

(a) 匝比 n 的确定

由于假设波形前沿比脉冲宽度小很多,因此在平顶开始点上,脉冲变压器中磁化电流与电容 C 上所充电荷都可忽略不计,因此有

$$U_{aA} + nU_{gA} = E_a - nE_g, \quad (9)$$

$$I_{aA} = \frac{1}{n} I_{gA} + I_{MA} = \frac{1}{n} I_{gA}, \quad (10)$$

其中足标 A 表示在平顶开始点时电压电流之值。考虑到(3)、(4)后,(9)、(10)两式可重写为

$$1 - \frac{U_{mA}}{E_a} = \frac{1 - \frac{n}{K}}{1 + nq_A^2}, \quad (11)$$

其中 $K = \frac{E_a}{E_g}$,

$$P_A = n. \quad (12)$$

将不同的 n 值代入(12),再根据电子管特性方程(5)求出 q_A^2 ,就可由(11)算出 U_{mA} 与 n 之间的关系。这样,知道了 U_{mA} 之后,就可定出 n 。

以 6H1П, 6H8C 三极管为例,它们的特性方程分别为

$$6H1П: P = \begin{cases} q, & \text{当 } q \leq 1.0, \\ 3q - 2, & q \geq 1.0, \end{cases} \quad (13)$$

$$6H8C \quad P = \begin{cases} 0.5q, & q \leq 1.0, \\ 1.5q - 1, & q \geq 1.0, \end{cases} \quad (14)$$

与不同的 n 相对应的 q_A 值如下:

n	1/4	1/3	1/2	1	2	3	4
$q_A(6H1П)$	0.25	0.33	0.5	1	1.33	1.67	2
$q_A(6H8C)$	0.5	0.67	1.0	1.33	2	2.67	3.33

代入(11)式后,将所得結果画成曲綫如图3. 計算时取 $K = E_a/E_g = 15$.

为了檢驗計算的正确性,用6H1Π管在 $n=1$, $n=3$ 两种情况下作了測試,取 $E_a = +200$ 伏, $E_g = 200/15 = 13$ 伏.

当 $n=1$ 时,計算出 U_{mA} 为 107 伏. 实际上对几只样品測出的 U_{mA} 值在 110 到 130 伏之間.

当 $n=3$ 时, U_{mA} 的計算值为 182 伏. 实际測出 U_{mA} 在 170 到 190 伏之間.

文献[1](第 482 頁)中对 U_m 与 n 之关系曾給出如下經驗数据:

n	0.5	1	2	3	4
U_m/E_a	0.3 到 0.4	0.6	0.8	0.9	0.93

它們在图3中用小圓圈来表示,可以看出,上述經驗数据与我們計算的曲綫基本上相合. 但应指出,这些經驗数据仅仅只对 6H1Π, 6H8C 这类中 μ 管才正确,对于其他电子管就不一定正确. 例如对 6H2Π 电子管,計算指出,当 $n=1$ 时, $U_{mA}/E_a = 0.22$; 而不是 0.6. 实验測量証明前一数字是正确的.

(b) 初級电感 L 之确定

由图 2(a), 变压器初級繞組中磁化电流为

$$I_M = I_a - \frac{1}{n} I_g = \frac{1 - \frac{P}{n}}{1 + P} I_k = \frac{1 - \frac{P}{n}}{1 + P} S_M \left(U_g + \frac{1}{\mu} U_a \right). \quad (15)$$

另一方面,

$$U_a = \frac{1}{1 + nq^2} [E_a - n(E_g + U_c)],$$

$$U_g = q^2 U_a.$$

代入(15)后,得

$$I_M = \left(\frac{1 - \frac{P}{n}}{1 + P} \cdot \frac{1}{1 + nq^2} \right) S_M E'_a, \quad (16)$$

其中

$$E'_a = [E_a - n(E_g + U_c)].$$

联合(5)与(16)两式,可以算出在各种不同 n 值下, $(I_M/S_M E'_a)$ 对 q 的关系. 对 6H1Π 三极管計算所得結果繪于图 4 中.

图 4 中曲綫所代表的物理意义如下: 先考虑 $C \rightarrow \infty$ 的情况,这时 $U_c \equiv 0$, E'_a 为常数. 当 $q = q_A$ 时,磁化电流 $I_M = 0$,这相当于平頂的开始点,随着時間的过去, I_M 逐渐增加,电子管的工作点沿曲綫向左上方移动,而 q 值則逐渐减少. 当 q 减少到 q_B 值时(在图 4 中对 $n=1$ 的曲綫标明了 q_B 之值),磁化电流 I_M 已达最大值,由于管子特性的限制

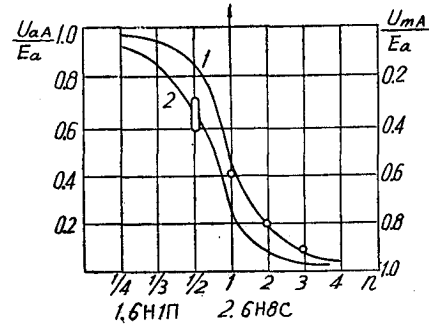


图3 U_{aA}, U_{mA} 对 n 之关系

它已不能更进一步增加,以维持初级绕组上的电压降,这就引起了另一次雪崩式的过程。因此, q_B 对应于脉冲后沿的起始点 B (图 2(b))。

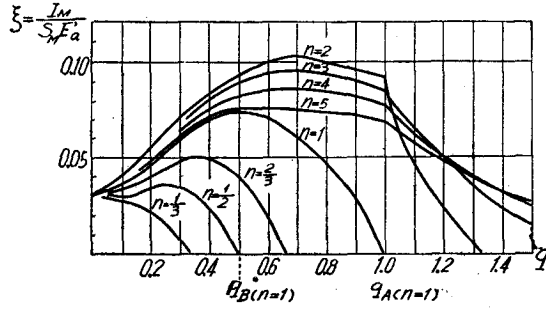


图 4 6H1Π 的 $(I_M/S_M E'_a)$ 对 q 的关系

电容 C 被短路或为一有限值,图 4 所给出的 q_B 与相应的 $I_{MB}/S_M E'_a$ 值都是与脉冲后沿起始点 B 相对应的,它们的数值如下(对 6H1Π 而言):

n	1/3	1/2	2/3	1	2	3	4	5
q_B	—	0.25	0.35	0.5	0.7	0.7	~0.8	~0.8
$\xi_B = I_{MB}/S_M E'_a$	—	0.037	0.05	0.075	0.088	0.095	0.085	0.075

根据已选定匝比 n ,按上法求得 q_B 和 $I_{MB}/S_M E'_a$ 之值以后,就可算出 E'_{aB} 与 I_{MB} :

$$U_{aB} = \frac{E'_{aB}}{1 + nq_B^2} = E_a - U_{mB},$$

或

$$E'_{aB} = (E_a - U_{mB})(1 + nq_B^2), \quad (17)$$

$$I_{MB} = S_M E'_{aB} \xi_B. \quad (18)$$

已知 I_{MB} 后,即可求出变压器变级电感:

$$L = \frac{\int_0^t U_m dt}{I_{MB}} \cong \frac{\tau}{2I_{MB}} (U_{mA} + U_{mB}), \quad (19)$$

(c) 栅路电容 C 的确定

在平顶起始点 A ,

$$\begin{aligned} I_{gA} &= \frac{P_A}{1 + P_A} I_{kA} = \frac{n}{1 + n} S_M \cdot U_{aA} \left(\frac{1}{\mu} + q_A^2 \right) \\ &= \frac{n}{1 + n} S_M (E_a - U_{mA}) \left(\frac{1}{\mu} + q_A^2 \right). \end{aligned} \quad (20)$$

在后沿起始点 B ,

$$I_{gB} = \frac{P_B}{1 + P_B} S_M (E_a - U_{mB}) \left(\frac{1}{\mu} + q_B^2 \right), \quad (21)$$

其中 P_B 由已知 q_B 值与方程(5)加以确定。因此栅流平均值为

$$I_{gcp} \cong \frac{1}{2} (I_{gA} + I_{gB}) \quad (22)$$

若在线路中的栅极电容 C 为有限值,由于栅流对它充电的结果,电容两端的电压 U_c 将随时间过去不断地增长,因而这时 E'_a 将不再是常数。若将 I_M 对 q 的关系画出曲线,则曲线将仍具有图 4 所示的形状;但是由于 E'_a 是随时间过去不断减小,因此 I_M-q 曲线将沿 y 轴方向逐渐“萎缩”,而曲线的形状仍保持不变,与磁化电流 I_M 最大值对应的 q_B 也仍然不变,因此不论

栅路电容为

$$C \cong \frac{I_{gcp} \cdot \tau}{U_{cB}} \quad (23)$$

其中

$$U_{cB} = \frac{1}{n} (E_a - E'_{aB}) - E_g.$$

(d) 逆問題

实际工作中有时需要根据已知的 L, n, C 值求脉冲波形的参数 U_{mA}, U_{mB}, τ . 根据已知的 n 值, 按照图 3 所示的这种曲线, 立即可求得 U_{mA} . 由图 4 可求得 q_B, ξ_B . 为了求 U_{mB} 与 τ , 要解以下的联立方程:

$$\tau = \frac{2I_{MB}L}{U_{mA} + U_{mB}} = \frac{2\xi_B S_M L E'_{aB}}{U_{mA} + U_{mB}}, \quad (24)$$

$$U_{mB} = \frac{nq_B^2}{1 + nq_B^2} \cdot E'_{aB}, \quad (25)$$

$$E'_{aB} = (E - nE_g) - nU_{cB}, \quad (26)$$

$$U_{cB} = \frac{\tau \cdot S_M}{2C} \left[\left(\frac{1}{\mu} + q_A^2 \right) (E_a - U_{mA}) \frac{n}{1+n} - \left(\frac{1}{\mu} + q_B^2 \right) (E_a - U_{mB}) \frac{P_B}{1+P_B} \right]. \quad (27)$$

(27) 中 P_B 值可由已知 q_B 按方程(5)求出. (24)–(27) 四个方程联合决定了 $\tau, U_{mB}, E'_{aB}, U_{cB}$ 四个未知量.

在特殊情况下, 当 C 趋于无穷大(栅路电容被短接)时, U_{cB} 趋于零, E'_{aB} 为一常数. 方程组化为

$$\tau = \frac{2\xi_B S_M L (E - nE_g)}{U_{mA} + U_{mB}}, \quad (24')$$

$$U_{mB} = \frac{nq_B^2}{1 + nq_B^2} (E - nE_g). \quad (25')$$

为了检验以上计算公式的正确性, 对 6H1Π 在 $E_a = 200$ 伏, $E_g = 20$ 伏, $C \rightarrow \infty$, $n = 1, 3$ 两种情况下进行了计算与测试, 变压器初级电感为 2 毫亨, 所得结果如下:

	$n = 1$		$n = 3$	
	计算值	测试结果	计算值	测试结果
U_{mA}	110 伏	110—130 伏	182 伏	170—190 伏
U_{mB}	56 伏	50—65 伏	136 伏	120—150 伏
τ	4.5 微秒	~5 微秒	2.75 微秒	~3 微秒

测试时, 波形参数是由 SBM-4 型脉冲示波器上读出. 由表可见, 在示波器的精确度范围内, 计算结果与实测值是十分符合的.

按最大板流脉冲计算匝比

在低重复频率磁芯线路中用間歇振蕩器作推动电流源时, 往往希望在一定的电源电

压下获得最大的板流脉冲,并且电子管的栅耗板耗可以不计算。为了求得最佳匝比,可利用以下的关系式:

$$I_a = \frac{I_k}{1+P} = \frac{S_M \left(U_g + \frac{1}{\mu} U_a \right)}{1+P}$$

$$= \frac{S_M}{1+P} \frac{q^2 + \frac{1}{\mu}}{1+nq^2} (E_a - nE_g).$$

作为一种估计,可取平顶开始点 A 上之 I_a 值为衡量标准:

$$\frac{I_{aA}}{S_M E_a} = \left(1 - \frac{n}{K} \right) \frac{q_A^2 + \frac{1}{\mu}}{1+nq_A^2} \cdot \frac{1}{1+n}, \quad (26)$$

其中 $K = E_a/E_g$, 而 q_A 则由(5)式 $P_A = n = f_1(q_A)$ 确定。

对 6H1Π 及 6H8C 用(26)式算出结果,如图 5 所示, K 值选为 15。根据图 5 曲线,对于 6H1Π ($S_M = 16$ 毫安/伏),当 $E_a = 200$ 伏, $n = 1$ 与 3 时,计算出的 I_{aA} 值分别为 770 毫安与 215 毫安。将 2Ω 电阻串在电路中,实际测量的结果与上述数值十分一致。

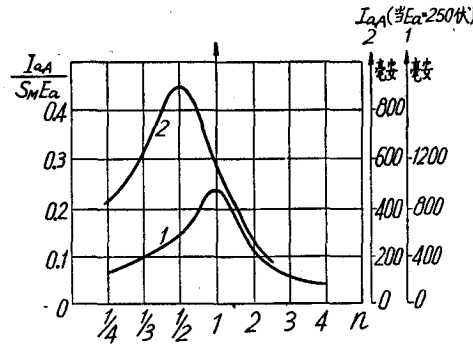
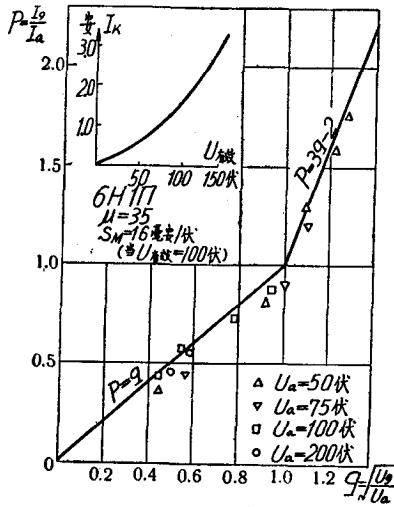


图 5 阳极脉冲电流与匝比 n 的关系
1. 6H1Π 2. 6H8C

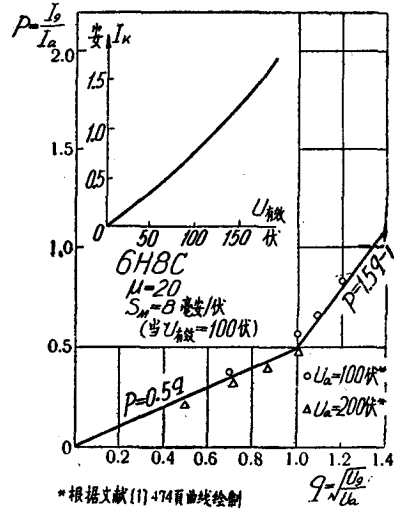
结 论

利用 $P-q$ 曲线 (即 I_g/I_a 对 $\sqrt{U_g/U_a}$ 之关系) 以及 $I_k = S_M U_{有效}$ 的公式能简单而有效地描述电子三极管在大栅流状态下的特性。在间歇振荡器的工作范围内,它们以及由此而推出的计算间歇振荡器的公式是足够准确的。作为工程计算,本文所提出的方法完全能代替通常所使用的差电流特性法,而且具有更大的方便与灵活性。

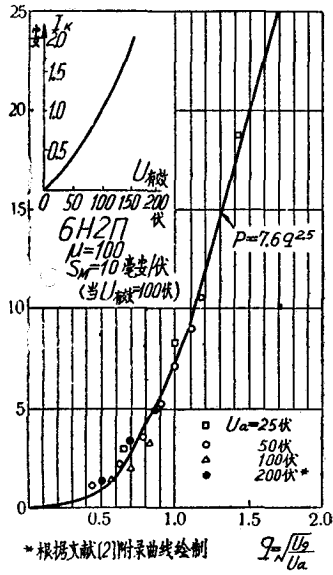
附 图



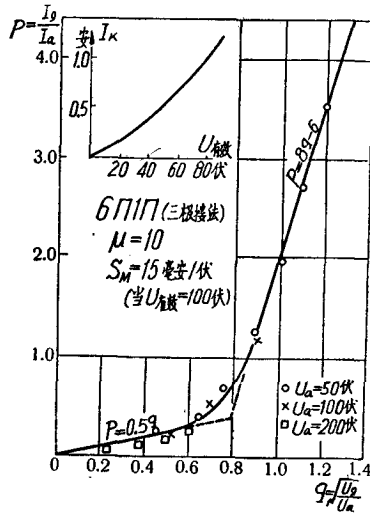
附图 1



附图 2



附图 3



附图 4

参 考 文 献

- [1] Меерович Л. А., Зеличенко Л. Г., Импульсная Техника, Изд. "Советское Радио" (1954).
- [2] Базь, Г. А. Расчет Импульсных Схем, Военное Изд. (1960).
- [3] 富拉索夫 В. Ф., 电子管(高等教育出版社出版).
- [4] Царев В. М. Расчет и Конструирование Электронных Ламп, ГЭИ. (1952).

К РАСЧЕТУ ЛАМПОВЫХ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРОВ, ОСНОВАННОМУ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЗАКОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКОВ.

Чжоу Си-лин

Резюме

Классический метод расчета ламповых блокинг-генераторов, основанный на использовании статических характеристик разностного тока^[1,2], неудобен при проектировании схемы. в частности, этим методом нельзя получить оптимальное значение отношения числа витков n . В данной статье произведены аналитические выражения характеристики для ламповых триодов в режиме большого сеточного тока, с помощью которых предложен простой и более усовершенствованный метод расчета блокинг-генераторов.