

## 内 容 简 介

本书介绍电子注与谐振腔间隙中的场以各种形式相互作用的多腔速调管放大器理论。对线性和非线性工作状态下电子注中的过程进行了分析。叙述了速调管放大器回路的分析和综合问题。研究了能量关系。确定了效率、功率、增益以及带宽之间的关系。给出了速调管的工程计算方法以及在整机中应用的方法。

本书的读者对象是超高频技术领域的工作者、工程师以及大专院校相应专业的师生。

КЛИСТРОННЫЕ УСИЛИТЕЛИ

А. З. Хайков

Издательство «Связь», 1974

\*

速调管放大器

〔苏〕 А. З. 哈依柯夫 著

黄高年 译

李泽普 校

\*

国防工业出版社出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

\*

850×1168<sup>1</sup>/<sub>32</sub> 印张13<sup>3</sup>/<sub>4</sub> 352千字

1980年12月第一版 1980年12月 第一次印刷 印数：0,001— 3,200册

统一书号：15034·2091 定价：1.70元

## 译者的话

二十多年来，微波电子管的研究及生产得到了蓬勃的发展。

多腔速调管放大器具有大功率、高增益、高可靠等独特的优点，所以在通信、电视和雷达发射机中，在基本粒子加速器和其他微波技术领域得到了广泛的应用。

多腔速调管虽然在理论上比较成熟，但是，为了制出高效率的性能优良的实用管，尚有许多实际问题需要解决。随着电子计算机在我国愈来愈广泛的应用，利用计算机进行辅助设计，对整管进行综合分析研究，选择最佳设计方案，已经成为微波管研制工作中的重要课题之一。

本书介绍了作者本人和从事速调管研制的一些专家们多年协作的研究成果。他们从电子注与高频场各种形式的互作用过程出发，研究了线性及非线性工作状态下电子注中的物理过程，分析了速调管的互作用回路、能量关系、多频制状态和频率特性，确定了速调管的效率、功率、增益及带宽之间的关系。书中侧重理论分析，并用电子计算机对得出的关系式进行了大量计算分析，以曲线和图表的形式给出了计算结果。这些丰富的资料对于我们深入研究速调管、应用计算机进行优化设计、提高速调管的研制水平都有较大的参考价值。

我们在译校过程中对原书中的一些错误作了更正，但由于时间关系，未能对公式逐一进行推导核对。由于我们水平有限，错误和不当之处在所难免，望读者提出批评指正。

王建新、吴亚光和徐平同志参加了某些问题的讨论并协助整理译稿，在此一并表示感谢。

译者

# 目 录

<b>第一章</b>	<b>速调管放大器理论的基本问题</b> .....	1
1.1	速调管的工作原理与结构 .....	1
1.2	输出回路中的过程 .....	6
1.3	电子的群聚 (运动学近似) .....	16
1.4	电子的群聚 (空间电荷波理论) .....	27
1.5	增益和频率特性 .....	39
1.6	电子参量 .....	49
<b>第二章</b>	<b>电子注的群聚方程</b> .....	55
2.1	初始方程 .....	55
2.2	群聚方程的推导 .....	58
2.3	解方程的方法 .....	63
<b>第三章</b>	<b>小信号状态下的电子注</b> .....	70
3.1	一般关系式 .....	70
3.2	电流波与速度波 作用系数 .....	75
3.3	电子负载导纳与段跨导 谐振腔的特征阻抗 .....	82
3.4	单间隙谐振腔的参量 .....	94
3.5	多间隙谐振腔的参量 .....	99
3.6	分布作用腔的参量 .....	109
3.7	无栅间隙的参量 .....	115
3.8	一维与二维电子注模型的等效性 .....	123
<b>第四章</b>	<b>大信号状态下的电子注</b> .....	132
4.1	对流电流的解析关系 .....	132
4.2	一次相互作用谐振腔间隙中的过程 .....	138
4.3	一次相互作用双腔速调管中的群聚 .....	141
4.4	一次相互作用多腔速调管中的群聚 .....	145
4.5	多次相互作用和分布作用速调管中的群聚 .....	151
4.6	多腔速调管中的最佳群聚状态 .....	157
4.7	二次相互作用速调管中的最佳群聚 .....	168
4.8	电流的振幅特性 .....	170

4.9	电子速度的确定 .....	171
4.10	对流电流的高次谐波 .....	173
4.11	电子注的圆盘模型与圆环-圆盘模型 .....	175
<b>第五章</b>	<b>多频率状态 .....</b>	<b>179</b>
5.1	群聚方程 动态渡越角的确定 .....	179
5.2	计算对流电流分量的方法 .....	187
5.3	双频率状态 .....	192
5.4	三频率状态 .....	196
<b>第六章</b>	<b>速调管的谐振腔回路 .....</b>	<b>203</b>
6.1	一次和多次相互作用腔的等效参量 .....	203
6.2	分布作用腔的等效参量 .....	208
6.3	中间腔回路 .....	212
6.4	输出腔回路 .....	216
6.5	输入腔回路 .....	225
<b>第七章</b>	<b>速调管放大器回路 .....</b>	<b>232</b>
7.1	增益函数 .....	232
7.2	电流函数 .....	242
7.3	腔的馈电电流和间隙电压 .....	244
7.4	零点图和极点图 .....	248
<b>第八章</b>	<b>频率特性 .....</b>	<b>254</b>
8.1	计算频率特性的图解分析方法 .....	254
8.2	电位模拟法 .....	258
8.3	切比雪夫特性 .....	271
8.4	巴捷尔伏尔斯特特性 .....	277
8.5	线性相位特性 .....	280
8.6	实现的条件 .....	289
8.7	大信号状态下的频率特性 .....	298
<b>第九章</b>	<b>一次相互作用的速调管输出回路 .....</b>	<b>303</b>
9.1	感应电流的计算方法 .....	303
9.2	能量关系 .....	309
9.3	计算能量关系的解析法 .....	317
9.4	速调管的参量选择对放大器工作状态的影响 .....	322
9.5	输出回路的切比雪夫特性 .....	327

9.6	输出回路的巴捷尔伏尔斯特性 .....	339
9.7	大信号状态下输出回路的频率特性 .....	342
<b>第十章</b>	<b>二次互作用的速调管输出回路 .....</b>	<b>349</b>
10.1	能量关系 .....	349
10.2	谐振系统参量的确定 .....	356
10.3	输出回路的稳定性 .....	362
10.4	频率特性 参量零散的影响 .....	366
<b>第十一章</b>	<b>速调管参量间的相互联系 .....</b>	<b>372</b>
11.1	电子注的直流参量 .....	372
11.2	速调管的几何参量 .....	374
11.3	导流系数 .....	381
11.4	多束器件的参量 .....	384
11.5	增益 .....	386
<b>附录 1</b>	<b>根据已知的切比雪夫特性参量和巴捷尔伏尔斯特性 参量确定谐振腔的参量 .....</b>	<b>389</b>
<b>附录 2</b>	<b>当增益函数和电流函数的频率特性具有切比雪夫特 性时, 谐振腔的参量表 .....</b>	<b>395</b>
<b>附录 3</b>	<b>在一次和二次相互作用情况下, 谐振腔间隙不存在电 子振荡和电子返转的条件 .....</b>	<b>410</b>
<b>符号表</b>	<b>.....</b>	<b>413</b>
<b>文献索引</b>	<b>.....</b>	<b>430</b>

# 第一章 速调管放大器

## 理论的基本问题

### 1.1 速调管的工作原理与结构

象任何一种电子器件放大器(或振荡器)一样,速调管的功能也是把直流电源的能量转变成高频能量。电子由直流电场加速,并从加速场中获得能量,当处于高频场的减速场中时,便把所获能量的一部分交给高频场。因而,放大器的效率取决于减速过程进行的有效程度。

为了获得高效率,必须使器件工作区(指电子与高频场相互作用的区域)的对流电流的交变分量充分地大,并使受到减速的电子数量远远超过受到加速的电子数量。当然,电子减速的效率也还与高频场的振幅和相位有关。

图 1.1 为四腔速调管的示意图。由阴极发射的电子,经过由数个谐振腔和数段漂移管组成的管体飞向收集极。通常管体与收集极同电位,而相对于阴极有直流电压。在第一腔间隙的入口处,

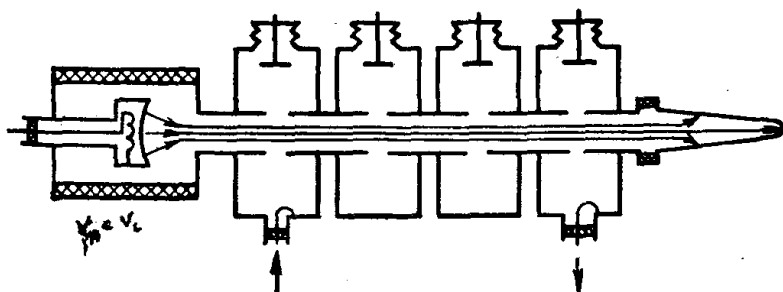


图 1.1

电子具有一定的速度,它的大小由管体与阴极之间的电位差而定。因此,电子的加速,即直流电源把能量交给电子注的过程,发生在无高频场区。所以,与三极管放大器内的情况不同,在速调管

内，电子以很高的平均速度通过高频场的减速区。这时，电子的惯性对放大器效率的不利影响较小。另一方面，阴极回路中没有高频电流，这也是速调管寿命甚至长达上万小时的原因之一。

借助于外部激励源，在速调管的第一腔（输入腔）上建立起电磁振荡。电子穿过该腔间隙时，与高频场相互作用。在一个高频周期内，一部分电子被加速，另一部分电子被减速。作用间隙上的电压振幅比直流加速电压小得多。这时，离开间隙的电子注中的电子速度已经不仅有直流分量，还有相对说来较小的交变分量。所以，有时把速调管称为速度调制器件。因为这里所讨论的过程与无线电工程中关于调制振荡的概念完全不是一回事，所以，在这种情况下使用“调制”这个术语不完全恰当。

在联接第一腔和第二腔的漂移管中，电子注不受外力作用。由于电子的速度有了交变成分，使电子注内的电子密度产生再分配。被加速的电子开始追赶先进入漂移管的被减速的慢电子。在漂移管中所进行的这种过程称为电子群聚。由于有了群聚，第二腔间隙中的对流电流便出现了交变分量。它足以在谐振腔回路中引起明显的感应电流，而感应电流又导致谐振腔间隙上产生交变电压，它比第一个间隙上的交变电压大。因此，在第二间隙出口处，电子速度的交变分量比在该间隙入口处要大得多。在第二段漂移管内进行的群聚过程要比在第二腔间隙上没有交变电压时更强烈。后面的中间腔也都起着这种作用。

通常把包括除输出腔以外的全部谐振腔和漂移管的那一段，称为群聚段。它的主要任务，是把在输入端呈直流对流电流状态的电子注，转变成足够密的电子块周期序列。

当电子注通过输出腔间隙时，群聚得最好，也就是对流电流的一次谐波达到最大值。这时，在输出腔上产生强烈的振荡。间隙上交变电压的振幅大约等于或稍大于加速电压。这时，大部分电子被有效地制动，并把自己的能量交给高频场。通过与输出腔相联接的传输线，把高频能量传送给负载。

通过输出腔间隙的电子，打到收集极上，并把它们剩余的动能以热能形式耗散掉。由于有一部分电子落到漂移管壁上，所以管体上也消耗一部分能量。

多腔速调管也是一种电子束器件，所以它们的电子注具有实心或空心圆柱束的外形。有时也采用带状电子注。这种带状注的横截面呈扁矩形。有时也使用多注速调管。电子注的形成由电子枪来实现。为了使电子注直径的脉动降到最小，并且使阴极发射电流密度比电子注内的电流密度尽可能小，以便延长阴极的使用寿命，电子枪应该给出收敛成锥形的电子注。

在某些速调管中，也采用调制电极，以便控制速调管的电流。如果调制电极放在阴极附近，那么它就起到控制栅的作用。控制栅的电压（相对于阴极而言）可以从负值变化到不太大的正值。因为控制栅位于电子运动的路径上，所以控制栅回路中的电流不等于零。

空心圆筒形的调制阳极放在管体前面。为了控制速调管的电流，给调制阳极加上正电压（相对于阴极），其数值小于管体与阴极之间的电压，但两者可以比拟。通常，阳极回路中没有电流。

为了不使电子注直径由于空间电荷斥力的影响而扩大，同时也为了使电子不打到漂移管壁上，必须对速调管中的电子注进行聚焦。为此，需要采用磁聚焦系统。可以用连续线包，也可以用分别置于各腔之间空隙中的薄线包，沿速调管的轴建立起恒定磁场。这种磁场阻止电子作横向运动，而使电子以螺旋形轨迹飞向收集极。

采用永久磁铁代替电磁铁对电子注进行聚焦，可以大大减轻聚焦系统的重量，并便于速调管的使用。采用静电聚焦的方法就更好了。这种聚焦方法是沿速调管的轴线建立起不随时间变化而随距离呈周期性变化的静电场。

通常，速调管的收集极与管体之间用绝缘体隔开。为了保证调谐腔体时的安全，同时也为了使馈电电缆能直接与腔体联接，速



调管的管体要接地。馈电电缆的外导体也要接地。如果收集极与管体是同电位，它们之间又用绝缘体隔开，则可以在它们各自的回路中分别接入电流表，以便监测电子注的聚焦质量。在一定的条件下，可以使收集极电压比管体电压低，这样可以提高速调管的效率。

在大功率速调管中，对收集极和漂移管要进行强迫冷却——液冷或风冷。输出腔由于损耗而发热，也需要进行强迫冷却。

速调管的谐振腔可以做成“内腔式”的，即它是密封整管的一部分(图 1.1)；也可以做成“外腔式”的，即可拆卸的。“内腔式”谐振腔通过软腔壁或波纹管从外面进行调谐；“外腔式”谐振腔则用移动腔壁的方法进行调谐。图 1.2 是这种谐振腔的示意图。

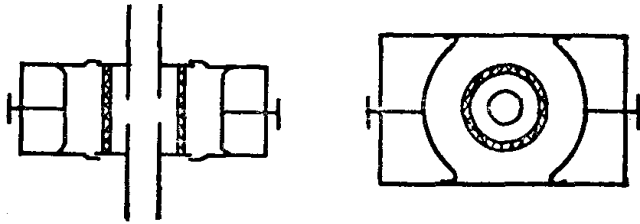


图 1.2

大功率速调管谐振腔的间隙上没有栅网。这样，在一定程度上会使电子注与高频场在间隙内的相互作用减弱，但却避免了栅网因截获电子而烧坏的危险。小功率速调管可以采用栅网，栅网满布在构成间隙的漂移管端面上。

除了通常用的单间隙腔以外，也使用较复杂的振荡系统。双间隙腔（或具有二次相互作用的腔）是两个紧密耦合的单间隙腔(图 1.3 a)。如果这种系统谐振在工作频率上，便两个间隙上激励起反相（或同相）的电压，并使电子飞越两个间隙中心所需要的渡越时间，大约等于高频振荡的半周期（或整个周期）。这时，两个间隙上的电压对电子注的作用应该叠加。双间隙腔结构可以有各种变态。

除了双间隙腔以外，也可采用多间隙腔，或称具有多次互作

用的腔。这种振荡系统实质上是一段象功率行波管中使用的、但终端短路的非均匀慢波系统。还有一种螺旋线型腔，或称为分布相互作用腔(图 1.3 6)。

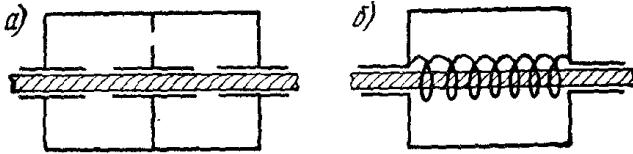


图 1.3

采用多次相互作用腔或分布作用腔，可以展宽带宽并提高速调管的效率。因为它把速调管和行波管的结构特点结合起来了，所以具有这种腔的器件是混合式的。

另一种混合式器件是行波速调管(图 1.4)，它的群聚段与速调管一样，而它的输出回路是一段终端有匹配负载的慢波系统。

速调管放大器的主要参量为：功率，效率，增益和带宽。这些参量取决于电子注与间隙中电磁场的相互作用以及在漂移管中的群聚；而间隙中进行的过程又与腔回路的参量有关，这些回路又可以是各式各样的。

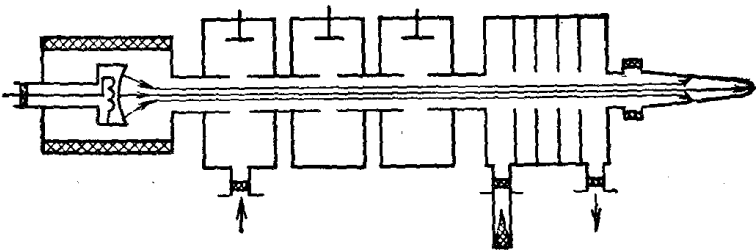


图 1.4

为了对分析速调管所必需研究的问题有一个基本概念，首先在充分简化的理想系统中，简单地讨论一下输出回路及群聚段中的过程具有哪些特点。

## 1.2 输出回路中的过程

在输出腔间隙中,电子注与高频场的相互作用,在很大程度上决定着放大器的效率和带宽。输出腔的等效电路示于图 1.5。激励谐振腔的等效振荡器的电流振幅  $i_{nn}$ ●,就是当谐振腔间隙中有对直流电流通过时,在谐振腔回路中产生的感应电流一次谐波的振幅。谐振腔可以看作一个等效负载,其复数导纳为  $Y_{nn} = G_{nn} - iB_{nn} = Z_{nn}^{-1}$ 。腔间隙上的电压幅值为  $\dot{U}_n$ 。

间隙上的电压与感应电流之间有以下关系式:

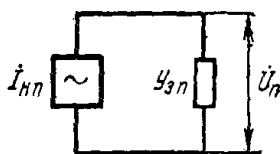


图 1.5

$$\dot{U}_n = i_{nn} Z_{nn} \quad (1.1a)$$

$$U_n = I_{nn} |Z_{nn}| = I_{nn} R_{nn} \cos \varphi_{nn} \quad (1.1b)$$

负载中的功率为

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} U_n I_{nn} \cos \varphi_{nn} = \frac{1}{2} U_n^2 G_{nn} = \frac{1}{2} I_{nn}^2 R_{nn} \cos^2 \varphi_{nn} \quad (1.2)$$

其中 
$$\varphi_{nn} = \arctg \frac{B_{nn}}{G_{nn}}, \quad R_{nn} = G_{nn}^{-1}$$

在十分窄的频带内,谐振腔可用下列参量来表征:谐振频率  $\omega_{0n}$ , 特征阻抗  $\rho_n$  以及衰减  $\delta_{nn}$ 。与参量为  $L_{0n}$ ,  $C_{0n}$ ,  $R_{nn}$  的并联振荡回路一样,这些参量之间的关系为

$$\omega_{0n} = \frac{1}{\sqrt{L_{0n} C_{0n}}}, \quad \rho_n = \sqrt{\frac{L_{0n}}{C_{0n}}}, \quad \delta_{nn} = \frac{\rho_n}{R_{nn}} = \rho_n G_{nn} \quad (1.3)$$

● 这里及后面用下标“n”表示的所有量,是指n腔速调管输出腔的参量。

当频率为  $\omega$  时的等效导纳为

$$Y_{\text{an}} = G_{\text{an}} - i \left( \frac{1}{\omega L_{0n}} - \omega C_{0n} \right) = \frac{1}{\rho_n} \left[ \delta_{nn} - i \left( \frac{\omega_{0n}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{0n}} \right) \right]$$

引入标记

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (1.4)$$

其中  $\omega_0$  —— 速调管工作频带的中心频率。

在  $\omega_{0n} = \omega_0$  的特殊情况下,

$$Y_{\text{an}} = \frac{1}{\rho_n} (\delta_{nn} + i\Omega) \quad (1.5a)$$

$$\begin{aligned} Z_{\text{an}} &= \frac{\rho_n}{\delta_{nn} + i\Omega} \\ &= \frac{R_{\text{an}}}{1 + i \frac{\Omega}{\delta_{nn}}} = R_{\text{an}} \cos \varphi_{\text{an}} e^{i\varphi_{\text{an}}} \end{aligned} \quad (1.5b)$$

其中

$$\varphi_{\text{an}} = \arctg \left( -\frac{\Omega}{\delta_{nn}} \right), \quad \cos \varphi_{\text{an}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\delta_{nn}^2}}} \quad (1.6)$$

速调管的电子效率

$$\eta_e = \frac{P_{\sim}}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{U_n I_{\text{an}} \cos \varphi_{\text{an}}}{U_0 I_0}$$

其中,  $U_0$  和  $I_0$  —— 速调管的加速电压和直流电流;

$P_0 = U_0 I_0$  —— 电源消耗在速调管上的功率。

用下面的形式表示间隙上电压的相对振幅和感应电流一次谐波振幅的关系:

$$\dot{U}'_n = \frac{\dot{U}_n}{U_0}, \quad i'_{\text{an}} = \frac{i_{\text{an}}}{I_0} \quad (1.7)$$

于是

$$\eta_e = \frac{1}{2} U'_n I'_{\text{an}} \cos \varphi_{\text{an}} = \frac{1}{2} (U'_n)^2 G'_{\text{an}} = \frac{1}{2} (I'_{\text{an}})^2 R'_{\text{an}} \cos^2 \varphi_{\text{an}} \quad (1.8)$$

其中，负载的相对电阻和相对电导为

$$R'_{gn} = \frac{1}{G'_{gn}} = \frac{R_{gn}}{R_0} = \frac{G_0}{G_{gn}} \quad (1.9)$$

电子注的电阻和电导为

$$R_0 = \frac{1}{G_0} = \frac{U_0}{I_0} \quad (1.10)$$

上述关系式表征电路中的线性部分，它们的正确性不受间隙上的电压以及负载电阻的影响。 $\dot{U}_n$  或  $Z_{gn}$  对  $i_{gn}$  的影响，取决于在最大功率状态时输出回路中所发生的过程的非线性特性。

极言之，速调管的效率可以达到 100%。在这种情况下，电子应该把全部能量交给高频场。这时，在间隙出口端，电子的速度为零。下面先讨论一种情况：飞入间隙的是理想群聚的电子注，并且对流电流具有无限窄的脉冲形状。这种对流电流一次谐波的相对振幅（所有其它谐波的相对振幅也一样）为

$$I'_e = \frac{I_e}{I_0} \quad (1.11)$$

它可能的最大值是 2。假定脉冲中全部电子的速度都一样，这个速度由电子所经过的直流电场的电位差来确定。不考虑相对论效应时有

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e_0}{m_0} U_0} \quad (1.12)$$

其中， $m_0$  是电子的静止质量， $e_0$  是电子电荷量的绝对值。

为了确定感应电流，必须讨论间隙中的电子运动。具有由两道栅网形成的平面状间隙的谐振腔的等效电路示于图 1.6。间隙的电容是谐振腔等效电容的一部分（另一部分是腔体的分布电容）。把间隙的电容并到  $C_{gn}$  中，也就是说，把通过间隙的位移电流计入外回路中。

在图 1.6 中，用箭头表示间隙中的速度  $v$ 、电流  $i$  以及电场强度  $E$  的正方向。在等效电路中，也用箭头来表示感应电流的正方向。这样选择正方向以后，外回路中的欧姆定律就可以用式

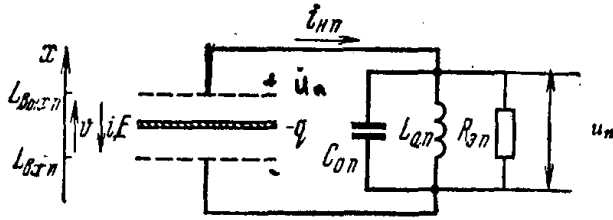


图 1.6

(1.1) 的形式写出, 而无需在等号右边加“负”号。这时, 感应电流与时间的函数关系可以用下式表示:

$$\text{均匀场情况下 } i_{nn}(t) = -\frac{1}{l_n} \int_{L_{Bx'n}}^{L_{Bx'n}} i_e(x, t) dx \quad (1.13)$$

引入参量

$$\gamma_e = \frac{\omega}{v_0} \quad (1.14)$$

它称为电子注的相位常数。当电子以速度  $v_0$  穿越宽度为  $l_n$  的间隙时, 渡越时间为  $l_n/v_0$ 。所以, 物理量  $\gamma_e l_n$  等于在电子以恒定速度  $v_0$  通过间隙所需要的渡越时间内, 间隙上电压相位的变化量。所以, 物理量  $\gamma_e l_n$  称为电子在第  $n$  腔间隙中的静态渡越角。

如果在电子穿越间隙的渡越时间内, 间隙上的电压实际上来不及变化, 就可以假定腔的间隙是无限窄的。条件  $\gamma_e l_n \rightarrow 0$  就相当于这样的间隙。如果  $\gamma_e l_n \ll 1$ , 实际上可以认为, 在有限宽度的间隙中的过程与在无限窄的间隙中的过程具有同样的特性。

在无限窄的间隙中, 如果全部电子都以同一方向通过间隙, 则感应电流的绝对值与对流电流相等, 但方向与前面所选定的正方向相反。如果间隙入口处的对流电流是时间的连续函数, 则在给定的瞬间, 间隙中任一截面上的对流电流都将是一样的。这是因为, 间隙内的电子处于实质上来不及变化的场中, 这个场随着电子在间隙中的运动而改变电子的速度和电子电荷的密度, 但并不改变对流电流 (由电子速度与电荷密度的乘积决定) 的值。所以, 如果  $i_e$  不随  $x$  而变化, 则根据式 (1.13) 有

$$i_{nn}(t) = -i_e(t) \quad (1.15)$$

当对流电流脉冲无限窄时，感应电流的脉冲也将是这样，因为电子穿越间隙的渡越时间（在这段时间内，在外回路中也感应出电流）是无限短。

如果  $U'_n < 1$ ，则全部电子都按初始方向飞越间隙。如果  $U'_n > 1$ ，则在间隙上的瞬时电压  $u_n < -U_0$  的瞬时飞进间隙的电子，其速度将被减速到零，并转而在与飞入间隙时相反的方向上被加速。这些电子以  $-v_0$  的速度飞出间隙。因此，它们的能量与飞进间隙时的能量相等。这些电子在间隙中作前向运动和反相运动时所感应出来的电流总和等于零。在对流电流脉冲为无限窄的情况下，当  $u_n < -U_0$  时，电子不能飞进间隙。等式  $u_n = -U_0$  表示一种极限状态，它相当于电子从间隙飞出时速度为零（完全制动）；或者，它相当于电子在相反的方向以  $-v_0$  的速度飞出间隙。如果电子飞进间隙时速度为  $v_0$ ，而离开间隙时速度为  $v_{\text{max}}$ ，则它的动能损失为  $0.5m_0(v_0^2 - v_{\text{max}}^2)$ 。在对流电流脉冲为无限窄的情况下，速调管的电子效率等于一个电子的效率，这是因为飞进间隙及飞出间隙的所有电子都具有相同的速度。所以，

$$\eta_e = 1 - \frac{v_{\text{max}}^2}{v_0^2} \quad (1.16)$$

假设电子飞进间隙的瞬时为  $\omega t = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi \dots$  (图1.7)。假定对流电流的形状是高度有限的脉冲。把某个变量的一次谐波与时间的函数关系写成下列形式：

$$a_1 = A_1 \sin(\omega t + \psi) = \text{Jm}[A_1 e^{i\omega t}] = \text{Jm}[A_1 e^{i(\omega t + \psi)}] \quad (1.17)$$

于是，对流电流一次谐波的复数振幅为

$$i_c = 2I_0 e^{i\frac{\pi}{2}} \quad (1.18)$$

感应电流一次谐波的复数振幅为

$$i_{\text{in}} = 2I_0 e^{-i\frac{\pi}{2}} \quad (1.19)$$

● 原文误为  $e^{i - \frac{\pi}{2}}$ 。——译者

间隙上的电压为

$$u_n = U_n \sin(\omega t + \psi_n) = \dot{u}_n = u_n e^{j\psi_n}$$

考虑到公式 (1.1 a), 有

$$\text{解: } \psi_n = \varphi_{on} - \frac{\pi}{2}, \quad \dot{U}_n = U_n e^{i(\varphi_{on} - \frac{\pi}{2})} \quad \psi_n = \varphi_{on} + \frac{\pi}{2}$$

电子离开间隙时的速度为

$$v_{\text{max}} = \sqrt{2 \frac{e_0}{m} \left[ U_0 + U_n \sin\left(\varphi_{on} - \frac{\pi}{2}\right) \right]} = v_0 \sqrt{1 - U'_n \cos \varphi_{on}} \quad (1.20)$$

公式 (1.16) 可以变换成下列形式:

$$\eta_e = U'_n \cos \varphi_{on} \quad (1.21)$$

这个结果也可以把  $I'_{on} = 2$  代入式 (1.8) 得到。在负载调谐好的

情况下 ( $\varphi_{on} = 0$ ), 即

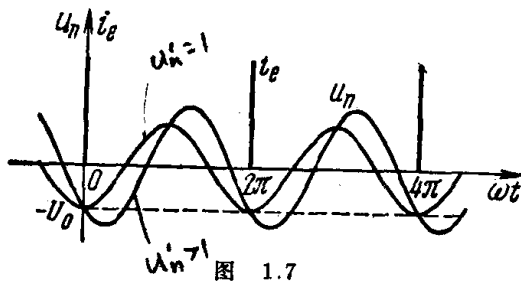
当  $U'_n = 1$  时, 或者在

负载失谐的情况下, 即

当  $U'_n = 1/\cos \varphi_{on}$  时, 效率都能达到 100%。图

1.7 示出在这种情况下

的  $u_n$  曲线图。利用公式 (1.6)、(1.8) 和 (1.21) 可得到



$$\eta_e = 2R'_{on} \cos^2 \varphi_{on} = \frac{2R'_{on}}{1 + \frac{\Omega^2}{\delta_{Hn}^2}}, \quad U'_n = \frac{2R'_{on}}{\sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\delta_{Hn}^2}}} \quad (1.22)$$

在  $\eta_e \leq 1$  的情况下, 这些关系式始终可靠。

假定谐振腔调谐好了, 逐渐增加谐振腔的电阻, 当  $R'_{on} = 0.5$  时, 效率达到 100%。如果继续增大  $R'_{on}$ , 将会发生什么情况呢?

等式  $U'_n = 1$  不可能破坏。所以, 根据公式 (1.8), 当  $R'_{on} > 0.5$  时,  $\eta_e < 1$ 。显然, 由于一部分电子在与飞入方向相反的方向排出间隙, 感应电流应该减小。所以, 在  $R'_{on} \geq 0.5$  和  $\varphi_{on} = 0$

$$\eta_e = \frac{1}{2} U_n^2 = \frac{1}{2} R_{on}^2$$



的情况下, 有

$$\eta_e = \frac{1}{2R'_{gn}}, \quad I'_{Hn} = \frac{1}{R'_{gn}}$$

当  $\varphi_{gn} = 0$  时,  $\eta_e$ 、 $U'_n$  和  $I'_{Hn}$  与  $R'_{gn}$  的函数关系示于图 1.8。

如果在  $R'_{gn} > 0.5$  的情况下使负载失谐 ( $\varphi_{gn} \neq 0$ ,  $\Omega \neq 0$ ), 则应满足条件  $U_n \sin \psi_n = -U_0$ , 即  $U'_n \cos \varphi_{gn} = 1$ 。于是有

$$\eta_e = \frac{1}{2R'_{gn}} \left( 1 + \frac{\Omega^2}{\delta_{Hn}^2} \right), \quad U'_n = \sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\delta_{Hn}^2}},$$

$$I'_{Hn} = \frac{1}{R'_{gn}} \sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\delta_{Hn}^2}} \quad (1.23)$$

在  $|\Omega| \leq \delta_{Hn} \sqrt{2R'_{gn} - 1}$  的情况下, 关系式 (1.23) 成立; 当

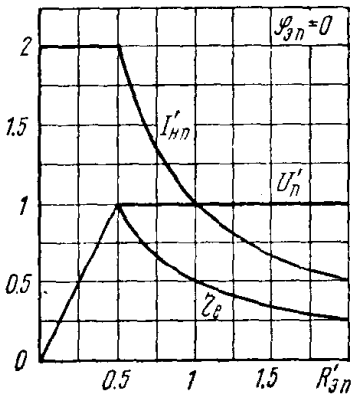


图 1.8

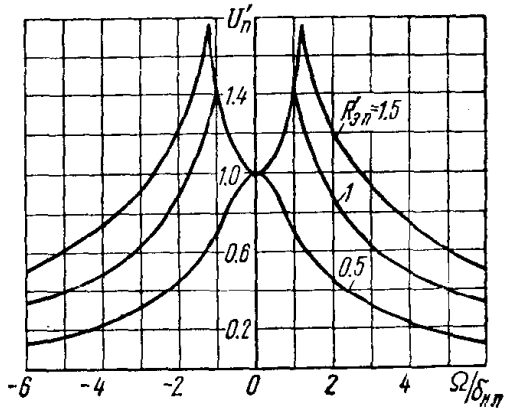


图 1.9

$|\Omega|$  更大时, 关系式 (1.22) 就变成正确的了。图 1.9 示出对应于不同的  $R'_{gn}$  值时,  $U'_n$  与  $\Omega$  的关系曲线。

上面叙述的是理想情况。但是, 在实际情况下, 即使这种回路等效于单个振荡回路, 输出回路的振幅-频率特性也有可能出现双峰。

确定了  $\eta_e$  与  $R'_{gn}$  之间的联系以后, 可以由此确定对应于各种不同工作状态的通带。当谐振腔的特征阻抗  $\rho_n$  和电子注电阻