

雷达发射设备

主 编 王振耀
编 者 颜国强 段修生

電子工業出版社
Publishing House of Electronics Industry

前 言

本书系“电子工程技术丛书”之一。适用于雷达工程、电子对抗、微波通信工程等电子类专业，作为专业基础课教材之用。编写时，依“打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学”为方针，根据当前我国雷达技术现状并结合雷达发射机发展趋势的需要进行的。

全书内容主要包括了现代雷达发射设备中广泛应用的超高频和微波频段上的大中功率真空电子管器件原理及发展和应用；在中小功率范围内正迅速发展并逐渐取代微波真空器件的有代表性的几种固体微波源器件的原理及应用；发射设备中典型的刚性和软性调制器线路原理，最后介绍几种典型的发射机结构及线路组成。其中，第一章主要概述电子管的超高频效应以及在超高频电子管中对电子注进行静电控制方式的原理，着重讨论了电子渡越时间在这种控制方式下随频率的不断提高而越来越变成不利因素的影响及减小这种影响的措施。介绍了超高频电子管放大器、振荡器。第二、三章主要讨论了在微波频段中利用电子渡越时间效应的动态控制方式，分析了对电子注进行速度调制、密度调制及能量交换的三个环节和过程，介绍了速调管、行波管及磁控管的工作原理和应用。第四章主要论述了目前迅速发展的固体微波源，但由于学时和篇幅有限，只介绍了体效应管振荡管、雪崩渡越时间二极管振荡器、阶跃恢复二极管倍频器、微波场效应管、功率合成技术及 T/R 组件、频率合成技术简介等，第五章主要讨论了刚性和软性两大类脉冲调制器原理线路及发展。第六章，作为例子，主要介绍了目前我国已有的几种现代雷达发射机的线路结构及控制保护电路，同时简介了正迅速发展的固态雷达发射机的有关结构等方面的知识。由于本书按 70 学时授课任务编写，所以应用该书时，根据教学情况有些章节内容可自行取舍。

本书绪论及第一、二、三、五章由王振耀编写；第四章由段修生、王振耀合编；第六章由颜国强编写，王振耀任主编，完稿后由黄允华担任主审。在编写过程中，参考了国内外同类书籍和文献中的部分内容，在此一并致谢。由于编者水平有限，书中难免有一定缺点和错误，敬请读者批评指正。

由于本书涉及到的基础知识面较广，如电磁场理论、电子线路、微波技术、脉冲技术及半导体物理等，为避免内容庞杂和重复，对以前学过的公式和结论，不再推导，只直接加以引用，重点放在物理概念的论述上。为配合读者对书中基本内容的理解，各章后面均附有一定数量的复习题。

由于编者水平有限，书中难免有一定缺点和错误，敬请读者批评指正。

编 者

1997.12

目 录

绪论	(1)
第一章 超高频电子管功率放大器和振荡器	(7)
§ 1-1 静电控制超高频电子管	(7)
§ 1-2 超高频电子管发生器谐振系统	(21)
§ 1-3 超高频电子管功率放大器	(25)
§ 1-4 超高频电子管功率振荡器	(32)
复习题	(50)
第二章 O 型微波电子管放大器和振荡器	(53)
§ 2-1 双腔速调管放大器和振荡器	(53)
§ 2-2 多腔速调管放大器	(61)
§ 2-3 反射速调管振荡器	(69)
§ 2-4 行波管放大器	(75)
§ 2-5 返波管 (O 型) 振荡器	(83)
复习题	(84)
第三章 M 型 (正交场) 微波电子管振荡器	(85)
§ 3-1 M 型微波管概述	(85)
§ 3-2 普通多腔磁控管振荡器	(91)
§ 3-3 其他类型磁控管简介	(107)
复习题	(113)
第四章 固体微波源	(115)
§ 4-1 概述	(115)
§ 4-2 阶跃管倍频器	(116)
§ 4-3 体效应管振荡器	(123)
§ 4-4 雪崩渡越时间二极管振荡器	(129)
§ 4-5 微波场效应晶体管	(135)
§ 4-6 微波功率合成及固态 T/R 组件简介	(147)
§ 4-7 频率合成技术简介	(155)
复习题	(159)
第五章 脉冲调制器	(161)
§ 5-1 概述	(161)
§ 5-2 刚性开关脉冲调制器	(163)
§ 5-3 软性开关脉冲调制器	(171)
复习题	(195)
第六章 脉冲雷达发射机举例	(196)

§ 6-1 雷达体制对发射机的要求	(196)
§ 6-2 某典型警戒雷达发射机	(202)
§ 6-3 某炮瞄雷达发射机	(208)
§ 6-4 某火控雷达发射机	(214)
§ 6-5 固态雷达发射机	(224)
主要参考书目	(231)

绪 论

一、雷达发射机在雷达中的作用

雷达是利用物体对电磁波的反射特性来发现目标并测定目标的距离、方位、高度及速度等参数的。雷达在工作时要求发射一种特定的高频大功率无线电信号。雷达发射机就是为雷达提供这样的其载波受到调制的大功率射频信号，经收发开关和馈线送至天线，由天线聚成波束向空间辐射出去。发射机是雷达系统中重要的基本组成部件之一。图 0-1 说明了在简单雷达系统中发射机与天线收发开关、天线和接收机、显示器之间的关系。

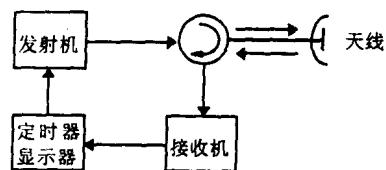


图 0-1 简单的雷达系统

二、雷达发射机的基本组成及分类

雷达发射机的基本组成部件是射频功率源（射频振荡器或功率放大器）、调制器及电源等三大部分，如图 0-2 所示。

根据产生射频功率的方法不同，常把雷达发射机分为单级振荡式和主振多级放大式两大类。

在单级振荡式中，功率振荡器产生一个受到调制的高功率的射频信号并直接送到天线上，如图 0-3 所示。这种发射机比较简单。由于一般的常规脉冲雷达要求的是包络为矩形脉冲列的大功率射频信号，所以控制振荡器工作的脉冲调制器的输出也就是一个矩形的视频脉冲列。

在主振多级放大式中，主控振荡器产生一个功率相当低的射频信号，在加到天线前还先将其放大到适当的功率电平上。如图 0-4 所示。这种发射机比较复杂，它的特点是由多级组成，从各级功能来看，一是用来产生射频信号，叫主控振荡器；二是放大射频信号，提高信号的功率电平，称射频放大链。主振多级放大式的名称即由此而来。图中用固态微波源代表主控振荡器的作用。因为现代雷达要求射频信号的频率很稳定，用简单的一级振荡器很难完成，所以起到主控振荡器作用的固态微波源往往是一个比较复杂的系统。它先在较低的频率上利用石英晶体振荡器

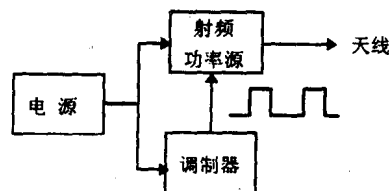


图 0-2 发射机基本组成

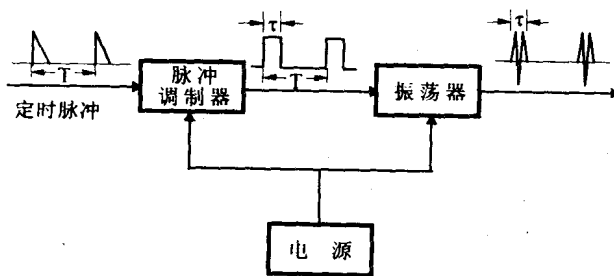


图 0-3 单级振荡式发射机

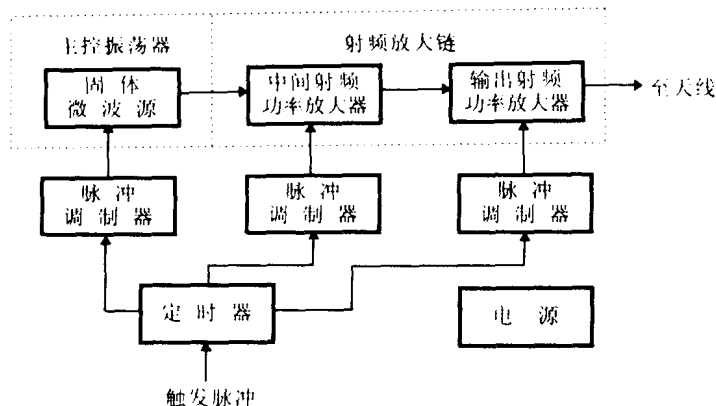


图 0-4 主振多级放大式发射机

产生频率很稳定的连续波振荡，然后再经过若干次倍频升高到微波波段。如果要发射的信号要求某种形式的调制，那么还可以把它和从波形发生器来的已经调制好的中频信号进行上变频合成。因为振荡器、倍频器及上变频器等都是由固态器件组成的，所以叫固态微波源。射频放大链一般由二至三级射频功率放大器级联组成，对于脉冲体制的雷达而言，各级功率放大器都要受到各自的脉冲调制器的控制，并且还需要有定时器来协调它们的工作。

由此看来，两类发射机的主要不同之处在于射频振荡器的输出。单级振荡式发射机与主振多级放大式发射机相比最大的优点是简单、经济、轻便。一般来说，同样的功率电平，单级振荡式发射机的重量大约只有主振多级放大式重量的三分之一。因此，只要有可能，发射机的设计者还是尽量优先采用单级振荡式方案。当然，当整机对发射机有较高要求时，由于单级振荡式无法满足就必须采用主振多级放大式发射机。

三、雷达发射机的主要技术参数及要求

根据雷达用途的不同，对发射机规定一些主要的质量指标，提出一些具体的技术参数，作为发射机设计时对其具体组成和各部分的要求的依据，雷达发射机主要性能指标通常用工作频率或频段、脉冲重复频率、脉冲宽度、输出功率、高频脉冲形式、总效率、频率稳定度等技术参数来描述。

(一) 工作频率 f_0

雷达的工作频率 f_0 ，就是发射机输出高频信号的频率，表示每秒钟振荡的次数。与之相应的波长叫工作波长 λ_0 ，它们之间的关系为

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0}$$

式中， V 为电磁波传播速度， $V=3 \times 10^8 (\text{m/s}) = C$ (C ——真空中的光速)

目前雷达发射机的工作频率可以从 3MHz 至 300GHz。雷达的工作频率和整个电磁波频谱如图 0-5 所示。实际上，目前极大部分雷达工作于 200MHz 至 12GHz 频段。由于工作频率的提

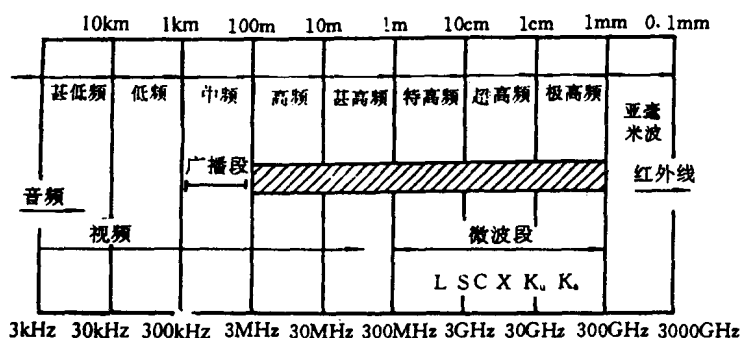


图 0-5 雷达频率和电磁波频谱

高取决于微波功率器件的发展,因此到七十年代中期因能生产毫米波的大功率管——回旋管,所以毫米波雷达也已进入实用阶段。在雷达技术领域里常用频段的名称,用 L、S、C、X 等英文字母来命名,我国也经常沿用。

表 0-1 雷达频段与相对应的雷达

频段名称	频率范围	雷达种类
HF (高频)	3~30MHz	超视距警戒
VHF (甚高频)	30~300MHz	超远程警戒
VHF (超高频)	300~1000MHz	超远程警戒
L	1~2GHz	远程警戒, 空中交通管制
S	2~4GHz	中程警戒, 机场交通管制, 远程气象
C	4~8GHz	远程跟踪, 机载气象观测
X	9~12GHz	远程跟踪、导弹制导、测绘海用、机载截击
Ku	12~18GHz	高分辨力地形测绘、卫星测高计
K	18~27GHz	很少使用 (水蒸气吸收)
Ka	27~40GHz	极高分辨力地形测绘, 机场监视
毫米波 (mm)	40~100GHz	气象、低角跟踪、成像、导弹制导等

雷达工作频率的选择,是一个考虑多种因素的复杂的问题,因为要考虑到其发射功率管的功率容量、接收机的噪声系数,还要考虑到同样尺寸的天线,其工作频率与天线增益、方向性及测角精度的关系等。常规雷达一般是单一频率工作,但为了反干扰,现代雷达要求雷达的工作频率能迅速跳变。

(二) 脉冲重复频率 F (或重复周期 T)

发射机每秒种产生高频脉冲的个数,叫脉冲重复频率 F ,其倒数叫脉冲重复周期 T ,它等于相邻两个高频脉冲前沿的间隔时间,如图 0-6 所示。

雷达发射机的脉冲重复频率与其用途和种类有关,一般高频、超高频的远程警戒雷达的脉冲重复频率为几十赫至几百赫,而微波雷达等的脉冲重复频率高达数千赫。脉冲重复频率一般由雷达定时器决定,其值可以固定,也可以根据战术或技术的需要,按一定规律进行改变,例如动目标显示雷达为了改善动目标系统的性能就是如此,这就要求发射机能适应脉冲重复频率变化的要求。

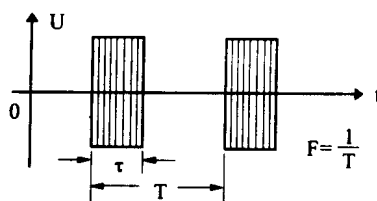


图 0-6 脉冲重复频率

(三) 脉冲宽度 τ

脉冲雷达发射的高频脉冲的持续时间叫脉冲宽度 τ ,如图 0-6 所示。脉冲宽度 τ 的选择一般是根据雷达的具体任务并结合以下三个因素来确定。

1. 雷达的作用距离。
2. 脉冲宽度和雷达对目标的距离分辨力有关, τ 越小, 距离分辨力越强。
3. 脉冲宽度与接收机通频带的关系。 τ 越小, 则要求接收机的通频带越宽, 给接收机的设计与制造带来困难。

(四) 发射功率

发射机的输出功率可用脉冲功率 P_M 和平均功率 P_P 来表示。脉冲功率 P_M 是指高频脉冲持续期间的输出功率; 平均功率 P_P 是指脉冲功率在一个重复周期 T 内的平均值。对常规脉冲雷达来说, 它们的关系是

$$P_P = \frac{\tau}{T} P_M = F \tau P_M$$

式中, $\frac{\tau}{T}$ 称雷达的工作比, 通常为千分之几至百分之几。雷达的作用距离与发射功率的四次方根成正比。当决定雷达作用距离的其他因素给定时, 发射机的脉冲功率越大, 雷达的作用距离就越远。

(五) 脉冲波形

雷达发射的脉冲高频振荡的包络, 要求越接近矩形越好, 有以下几个方面的原因:

1. 当脉冲宽度 τ 一定时, 矩形脉冲所包含的能量比任何其他波形(如三角形)所包含的能量大, 所以通常选用矩形脉冲来调制高频振荡。
2. 矩形脉冲计时精度最高, 因而测距精度也最高, 如图 0-7 所示。



图 0-7 两种脉冲波形测距精度比较

3. 矩形脉冲, 容易分辨出两个相邻目标, 距离分辨力最强。

4. 调制脉冲为矩形, 使发射管的工作电压随时间变化很小, 使发射管的功率和频率比较稳定, 使接收质量影响小。

(六) 高频脉冲形式

为适应不同类型、不同作用的雷达探测目标的需要, 高频脉冲信号的形式也不同, 常用以下几种高频发射脉冲信号形式, 如图 0-8 所示。

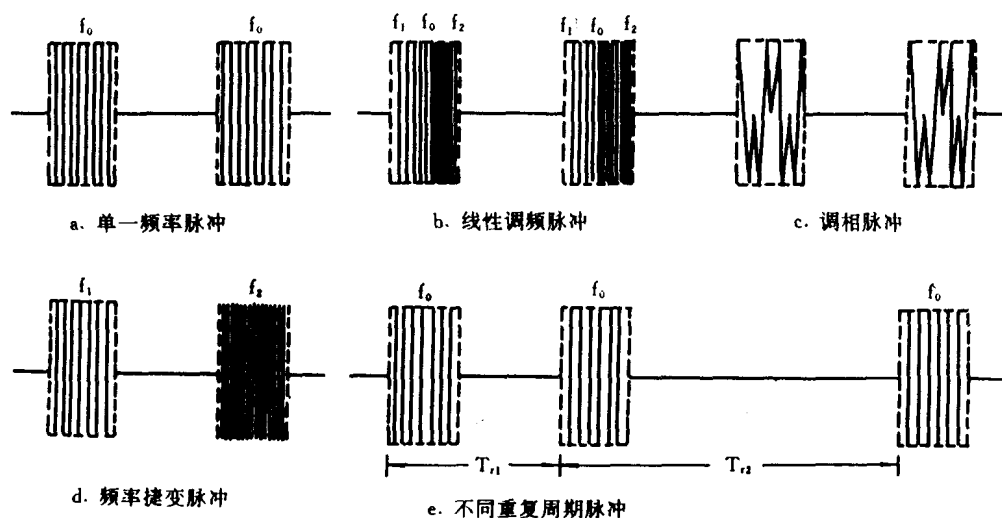


图 0-8 常用发射脉冲形式

由于常规脉冲雷达发射单一频率脉冲, 所以该教材所涉及到的主要是讨论发射单一频率脉冲信号的雷达发射原理, 其余简要介绍。

(七) 工作频率稳定度

所谓工作频率稳定度是指发射机的工作频率稳定情况, 即指发射机的工作条件 (如工作状态和环境) 的改变引起工作频率的变化, 常叫频率偏移, 如果频率发生偏移, 会使接收机收到的信号变小或根本收不到信号, 从而影响雷达的正常工作。单级振荡式雷达发射机的工作频率稳定度较低, 通常在 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 之间, 主振多级放大式雷达发射机的工作频率稳定度较高, 约在 $10^{-6} \sim 10^{-8}$ 之间。设法提高发射机的工作频率稳定度是提高发射机质量的一个重要环节。

(八) 总效率

雷达发射机的总效率是指输出的平均功率 P_P 与输入消耗的功率 (交、直流功率) P_{in} 之比, 以 $\eta = \frac{P_P}{P_{in}}$ 表示。发射机通常是雷达机中最耗电的部分, 所以提高发射机的总效率是发射机设计者的努力解决的问题之一。这不仅可以节约能源, 也可以减轻雷达的总体积和重量, 对单级振荡式发射机, 影响总效率的主要是高压电源效率、调制器效率及高频振荡器的效率。对于

主振多级放大式发射机来说，提高总效率的主要途径是努力改善高频功放输出级的效率。

综上所述，雷达发射设备在整部雷达中具有体大量重、电压高、工作频率高，输出功率大的特点，因此，在使用时，除要求设备和人员的安全外，还要求发射机的设计具有较高的可靠性和维修性。

第一章 超高频电子管功率放大器和振荡器

目前工作于 1000MHz 以下的米波、分米波雷达中仍广泛使用静电控制的超高频三、四极真空电子管作为放大器或振荡器。这是因为在这个频段内静电控制电子管具有工作电压低、平均功率大、体小、量轻和相位线性好等优点。所谓静电控制，其本质就是利用栅极电压直接控制阴极附近的电荷密度。超高频电子管和工作于短波频段的普通电子管虽然对电子的控制原理和过程相同，但在电子管的结构上，超高频电子管要有一些特殊性。因为栅极控制电压的频率在超高频频段上，其周期是很短的，电子从阴极飞向阳极的渡越时间就可以与栅控电压的周期相比拟，再也不能象在普通电子管中那样，电子渡越时间可以忽略不计，而要考虑电子渡越时间这个因素。因此，超高频电子管在结构上就必须进行改进，既仍然利用静电控制原理，和普通电子管一样，又以此区别于在微波频段中使用的电子动态控制真空电子管，如速调管、行波管和磁控管等。

本章从介绍普通电子管的超高频效应入手，讨论超高频电子管和分布参数振荡系统的特点，进而重点分析 1 000MHz 以下的超高频三、四极管放大器和振荡器的线路结构和原理，为学习米波、分米波雷达发射机打下基础。

§ 1-1 静电控制超高频电子管

一、普通电子管的超高频效应

普通电子管不能工作在超高频频段，主要是因为受到超高频损耗、电子管极间电容与引线电感（电子管中分布参数）、电子惰性所表现的超高频效应影响的限制。现分述如下：

（一）超高频损耗

电子管的超高频损耗包括电阻损耗、介质损耗和辐射损耗。它们都随着工作频率的提高而增加，由于这些因素都使电子管的输出功率和效率降低，因而限制了普通电子管工作频率的提高。

1. 电阻损耗：电子管中各电极的引线电阻随频率升高趋肤效应增强而增大。同时，通过电极引线即通过电子管极间电容的交流电流，也随频率的升高而增加。因此，引线电阻的热损耗随频率升高而增加。据计算，电阻损耗的大小和频率的 $5/2$ 次方成正比。

2. 介质损耗：电子管的管壁、支架和管座等，都是用玻璃、云母片和胶木等介质制成的。由于高频电场对介质的极化作用会产生一定的能量损耗。据计算，介质损耗的大小与频率成正比。

3. 辐射损耗：当导线的长度可以和高频信号的工作波长相比拟时，导线就相当于一根“小天线”而辐射电磁能量，造成辐射损耗。据计算，辐射损耗的大小和频率的平方成正比。

由上述可知，为了适应高频工作，电子管在结构上应尽可能地减小超高频损耗。

(二) 电子管中分布参数的影响

电子管中的分布参数包括极间电容和引线电感,如图 1-1 (a) 所示。在波长比较长的情况下,因为它们和组成放大器、振荡器的外加电感和电容相比是很小的,因此总是忽略它们的影响。但是,当波长比较短时就不能这样作了。例如,若工作频率为 500MHz,振荡回路的电容为 10pF 时,回路谐振所要求的电感为 $0.01\mu\text{H}$ 。而一段长 1.5cm、直径 1mm 的引线,其电感量就可达 $0.01\mu\text{H}$ 左右。普通电子管中的电极引线总有几厘米长,极间电容也有几 pF,可见它们的影响是不能忽略的。现将它们的影响说明如下

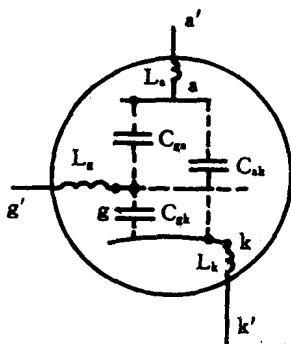


图 1-1 (a) 考虑极间电容和引线电感以后的电子管

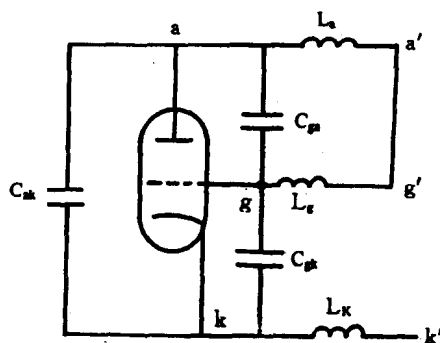


图 1-1 (b) 由极间电容引线电感组成的振荡回路

1. 电子管的工作频率出现了极限值

考察电子管中的分布参数极间电容 (C_{ak} 、 C_{gk} 、 C_{ga}) 和引线电感 (L_a 、 L_g 、 L_k) 时,如图 1-1 (a) 所示,可以发现,即便是电子管的外部不再接任何的电感和电容,仅将电子管的阳极引出线端点 a' 与栅极引出线端点 g' 短接起来,则电子管本身就已构成一个电容回授式三点振荡器,如图 1-1 (b) 所示。这个振荡系统的振荡频率为

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_a + L_g)(C_{ag} + \frac{C_{ak} \cdot C_{gk}}{C_{ak} + C_{gk}})}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_a + L_g)C_e}} \quad (1-1)$$

式中, $C_e = C_{ag} + \frac{C_{ak} \cdot C_{gk}}{C_{ak} + C_{gk}}$

因为实际电路中,管外的接线总是要引入一些电感电容的,故电子管的工作频率不可能高于由公式 (1-1) 所计算出来的频率值,这就是说,电子管工作频率出现了极限值,实际上,由于超高频损耗和电子渡越时间的影响,电子管也不可能工作在极限频率上,其最高实用频率远低于极限频率。一般说来,只能工作在米波和分米波的频段上。

2. 分布电容对阻抗匹配的影响

对电子管振荡器(或放大器)来说。要获得最大功率或效率,就必须使电子管获得最佳阻抗匹配,即必须使输出回路的等效阻抗 R_a 的值等于电子管所要求的最佳数值 $R_{a\text{佳}}$, 即

$$R_a = \frac{L}{Cr} = \frac{(\sqrt{L/C})^2}{r} = \frac{Z^2}{r} = QZ = \frac{Q}{\omega C} = R_{a\text{佳}}$$

如图 1-2 所示,

图中: L ——回路电感

r ——回路损耗电阻

C ——在超高频工作时, 无外加电容, 就代表回路电容, 其值为 C_{sc} 和 C_m 之和。

C_{sc} ——电子管的输出电容

C_m ——电路的分布电容

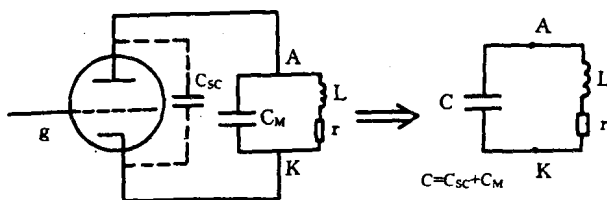


图 1-2 回路的等效阻抗

当工作频率提高时, 要获得较大的能满足匹配要求的 R_a 值, 由上述 R_a 的表达式可见, 就必须使回路电容 C 减小, 以保持 R_a 的最佳值 $R_{a_{佳}}$ 不变, 但 C 再减小也不能比电子管极间电容的等效值 C 更小, 因此就势必造成回路品质因数 Q 下降, 这就引起回路损耗增加, 输出功率和效率降低, 因此, 由于分布电容的存在, 当电子管在超高频工作时, 往往不能获得匹配工作状态, 而工作在欠压状态, 致使振荡器的功率和效率因之下降, 所以从这点上说, 极间电容也使工作频率的提高受到限制, 只适用于在米波和分米波频段上工作。

3. 阴极引线电感使输入的激励功率增加

在图 1-3 中, 阴极引线电感 L_k 是阳极回路和栅极回路的公共支路, L_k 造成两回路间的耦合, 输入信号通过 L_k 的耦合直接向阳极回路输送一部分功率, 使输入的激励功率受到损失, 在频率较低时, L_k 的影响很小, 可忽略不计, 但在超高频, 由于 $\dot{U}_{sr} = \dot{U}_{gk} + \dot{U}_{Lk}$, 而 $\dot{U}_{Lk} = j\omega L_k i_{sr}$, 频率 ω 升高, $\dot{U}_{Lk}$ 也升高。对放大器而言, 为了满足工作所需要的 $\dot{U}_{gk}$ 的值, 就必须使 $\dot{U}_{sr}$ 增加, 即要求前级的输入信号的功率再增加。对振荡器来说, 理论

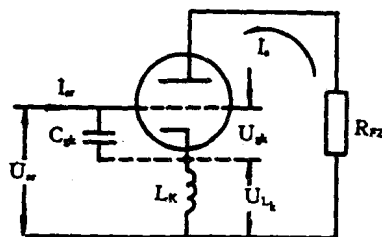


图 1-3 阴极引线电感 L_k 的影响

证明, 若所需的激励功率增加, 将使振荡器工作条件变坏, 使频率稳定度下降, 可见, 随着工作频率的提高, L_k 的影响越来越不能忽略。

4. 引线电感使接地电极做不到真正接地

由于引线电感的存在, 故当电子管的任何一个电极接地时, 实际上都不能真正接地。因此当普通的三、四极管工作于超高频时, 显然从电路上看它们帘栅极和抑制栅极都是高频接了地的, 但实际上这些电极都不是处于高频零电位, 便失去了所应当具有的屏蔽作用。

综上所述, 要使静电控制电子管能适应超高频工作, 就必须设法减小电子管的极间电容、引线电感和降低超高频损耗, 有效的途径就是对电子管的结构进行改进。

(三) 电子惰性的影响

电子惰性 (即电子渡越时间) 对电子管工作的影响是个比较复杂的客观问题, 对静电控制的电子管来说, 电子惰性是不利因素, 而且随着工作频率的提高, 不利因素的有害影响越突出, 同样限制工作频率的提高, 为了能从基本的物理概念上对电子惰性的影响定性地说清楚, 我们先讨论超高频情况下二极管内的电子运动规律, 进而定性分析电子惰性对三极管放大器及振荡器的影响。最后从明显的物理意义上得出关于电子惰性影响的结论。

1. 超高频情况下二极管内的电子运动

我们所说的二极管系指广义的二极管，二极可以是二极管中的，也可以是三极管或多极管中的二个电极。电子运动常用以下几个概念描述，这些基本概念也为后面章节分析动态控制真空电子管作了准备。

(1) 电子渡越时间 τ ：

电子在一定的电压作用下，从管内的一个电极飞到另一个电极所用的时间，就称电子的渡越时间，用 τ 表示。电子渡越时间的长短与二极间的距离 d 和阳压 U_0 有关。在一般情况下，二极管的阳极既加直流 U_0 ，又加交流 $U = U_m \sin \omega t$ ，为简化分析，以下分别就阳极只加 U_0 。

(相当于小信号 $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$) 和只加 U (相当于大信号 $\frac{U_m}{U_0} \gg 1$) 两种情况讨论，而且作三点假定：假定电极间没有空间电荷；假定两电极是平板电极且两极间电场是均匀的 (不考虑电极的边缘效应)；假定电子从阴极出发时初速 V_0 为零。

① 当二极间只加直流 U_0 时，取坐标系如图 1-4 所示，根据该图可以写出电子的运动方程式为

$$F = m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE = e \frac{U_0}{d}$$

即

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eU_0}{md}$$

将上式积分，并以电子从阴极 K 出发的瞬时作为计算时间的起点，即当 $t \rightarrow 0$ 时，电子位于阴极表面，其坐标为 $x = 0$ ，因设定电子的初速 $V_0 = 0$ ，则得

$$V = \frac{dx}{dt} = \frac{eU_0}{md} t$$

将该式再积分一次，可得

$$x = \frac{eU_0}{2md} t^2$$

上式中， e ——电子所带的电荷量，其值为 1.6×10^{-19} 库仑；

m ——电子的质量，其值为 9.156×10^{-31} 公斤；

U_0 的单位为伏， t 的单位为秒， x 及 d 的单位为米。

当 $x = d$ 时，即 $t = \tau$ ，因此可求出电子的渡越时间 τ 为

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} = 3.3 \times 10^{-6} \frac{d(\text{米})}{\sqrt{U_0(\text{伏})}}$$

在低频和高频 (短波) 情况下，电子渡越时间 τ 与信号 U 的周期 T 相比是极其短的，可以认为在这段时间内，电子是在交流电压 U 尚未发生变化的某一瞬间立即从阴极飞到阳极的。但在超高频频段中， τ 就可以与 U 的周期 T 相比拟，电子的渡越时间 (电子惰性) 就不能被忽略了。现举例说明，假如二极 K 、 A 之间的距离 $d = 1\text{mm}$ ，阳极 A 加电压 $U_0 = 100$ 伏，则据公式计算， $\tau \approx 3.3 \times 10^{-10}$ (s)，若信号的频率 $f_0 = 300\text{MHz}$ (波长为 1m)，则周期 $T \approx 3.3 \times 10^{-9}$ (s)，这样，电子从 K 到 A 期间，信号电压 U 已经经过了 $\frac{1}{10}$ 周期。如果信号的频率再

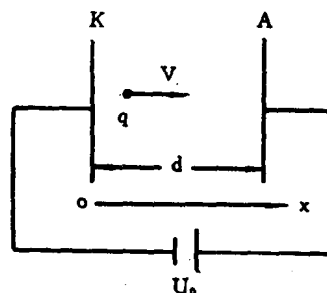


图 1-4 二平板电极间只加 U_0 时的电子运动

高,则在电子的渡越时间内, U 的前后变化就更大,这个例子说明,电子渡越时间影响的大小是相对信号频率而言的。

② 当二极管间只加有交流电压 $U = U_m \sin \omega t$ 时。

如图 1-5 所示。类似上述,电子的运动方程式为

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{U_m}{d} \sin \omega t$$

即

$$\frac{dx^2}{dt^2} = \frac{eU_m}{md} \sin \omega t$$

将上式积分,仍假定 $x=0$ 时, $V_0=0$ 得

$$V = \frac{dx}{dt} = \frac{eU_m}{md\omega} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)$$

上式中, t_0 ——电子开始从阴极 K 出发的时刻, t ——电子飞到 x 处的时刻。

将上式再积分一次,可得

$$x = \frac{eU_m}{m\omega^2 d} [\omega(t - t_0) \cos \omega t_0 + \sin \omega t_0 - \sin \omega t] \quad (1-2)$$

设 $x=d$, $\tau=t-t_0$, 则可从 (1-2) 式决定电子渡越时间。但由 (1-2) 式可见,对于不同时刻 t_0 从阴极出发的电子来说其渡越时间是各不相同的,即 $\tau=f(\omega t_0)$ 。由于 $\tau=f(\omega t_0)$ 是时间的超越函数,所以在电极间加交流电压的情况下 τ 并非是单值的,因此笼统地说电子渡越时间就没有意义了。为了处理这一问题,在下面将引入一个“假想渡越角”来描述管内的电子运动。

(2) 电子渡越角 θ

上面所讨论的是在一定的电压作用下,电子在两极间的渡越时间。但是渡越时间对不同的工作频率所引起的影响并不相同,所以它还不能全面地说明在超高频情况下,电子惰性对电子管工作的影响。为此我们引入“渡越角”的概念,它等于电子渡越时间 τ 与信号电压的角频率 ω 的乘积。即

$$\theta = \omega \tau = \frac{2\pi}{T} \cdot \tau = 360^\circ \frac{\tau}{T} \quad (1-3)$$

其单位是弧度(或度数),其物理意义就在于 θ 表明了电子的渡越时间内,交流电压的相位变化了多少弧度。该式说明:当渡越时间相同时,工作频率越高,电子渡越角也越大。

显然,在小信号 ($\frac{U_m}{U_0} \ll 1$) 条件下,根据公式 (1-1) 和 (1-3), 求出电子的渡越角 θ 的表示式为

$$\theta = \omega \cdot d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} \quad (1-4)$$

为更清楚起见,我们仍用上面的例子来说明渡越角的物理意义:设在极间距离 $d=1\text{mm}$ 的二极管的阴阳两极间,除了加有 $U_0=100\text{V}$ 的直流电压外,尚加有幅值 $U_m=1\text{V}$ 的交变电压。现在来讨论当交变电压的工作频率 f 分别为 3MHz 、 1200MHz 和 1800MHz 时的情况。

此处显然满足 $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$ 的小信号条件,且根据 (1-1) 式计算出 $\tau=3.3 \times 10^{-10}$ 秒。因此

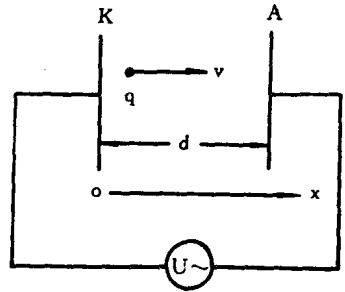


图 1-5 二平板电极间只加 U 时的电子运动

$$\text{当 } f=3\text{MHz 时, } \theta=360^\circ \times \frac{\tau}{T}=360^\circ \cdot f \cdot \tau \approx 0.36^\circ$$

$$\text{当 } f=1200\text{MHz 时, } \theta=360^\circ \cdot f \cdot \tau \approx 144^\circ$$

$$\text{当 } f=1800\text{MHz 时, } \theta=360^\circ \cdot f \cdot \tau \approx 216^\circ$$

可见, 当 $f=3\text{MHz}$ 时, 在电子从阴极到阳极的飞越过程中, 阳极交变电压的相角只变化了 0.36° , 可认为没变化; 当 $f=1200\text{MHz}$ 时, 阳极交变电压的相角变化了 144° , 说明在正半周开始时由阴极出发的电子, 差不多在该半周的结束才能到达阳极; 当 $f=1800\text{MHz}$ 时, 阳极交变电压变化了 216° , 说明电子将在阳极交变电压为负半周时才能到达阳极。由此可见, 当工作频率很高时, 电子惰性影响很大, 甚至破坏了电子管的正常工作。

在上述电极上加有交变电压 $U=U_m \sin \omega t$ 的情况下, 对于在不同的时刻从阴极出发的电子, 它们的渡越时间和渡越角都不相同, 有多少个飞出的电子就有多少个不同的渡越角。为描述管内整个电子状态, 我们人为地引入一个“假想渡越角”的概念。它相当于在该二电极上加有一个数值上等于交变电压幅值 U_m 的直流电压, 故“假想渡越角”为

$$\theta' = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_m}} \quad (1-5)$$

为什么一定要引入“假想渡越角” θ' 这个概念? 它和实际渡越角 θ 有何区别? 这些问题的解答是比较复杂的。我们仅指出, θ' 只是为了计算方便而引入的一个参量, 它并不是实际渡越角 θ 的平均值, 理论计算指出, 仅当 $\theta' < 18^\circ$ 左右时, 电子惰性效应才可忽略不计。另外, 因为不同电子在离开阴极时相应于不同的电压相位, 因而飞越速度不同, 使 τ 和 θ 都不同。因此说, θ' 与 θ 的主要区别在于 θ 对每一个电子是不同的, 而 θ' 则单一地表明了不同电子的渡越时间 τ 是相同的, 假想渡越角 θ' 只与交变电压角频率 ω 有关。尽管是假想的, 但作为一个参量来说, 是好用的。

(3) 感应电流

在超高频情况下, 由于电子的渡越时间可以与信号电压的周期相比拟, 因而那种认为电子从阴极飞到阳极时才能在电路中形成电流的说法就不确切了。实际上, 电子在阴、阳极间飞越过程中, 电子管外电路中就出现了电流, 这就是感应电流。其所以有上述说法, 是因为在工作频率较低时, 电子的 τ 和信号电压的周期 T 相比可以忽略不计, 也即相对地说电子速度是很大很大的, 从阴极出发后几乎立即到达阳极, 电流与电子到达阳极几乎是同一时刻发生的。而在超高频情况下, τ 与 T 可以相比拟了, 条件不同了, 因此上述的认识显然是行不通的。下面我们通过研究管内电荷运动与其外电路电流的关系来讨论感应电流的产生及实质。

① 点电荷在电极间飞行时在管外引起的感应电流。

为研究方便起见, 先以点电荷为例分析感应电流的产生。如图 1-6 所示。

设有点电荷 $-q$ 从阴极出发, 自左至右飞行, 飞至距阴极为 x 处, 两电极距离为 d , 且两电极互相短接。 q_A 为 $-q$ 在阳极上感应的电荷, q_k 为 $-q$ 在阴极上感应的电荷。根据静电感应和应用高斯定理, 可写出下列两个方程式

$$q_k + q_A - q = 0 \quad (A)$$

$$\frac{q_A}{q_k} = \frac{x}{d-x} \quad (B)$$

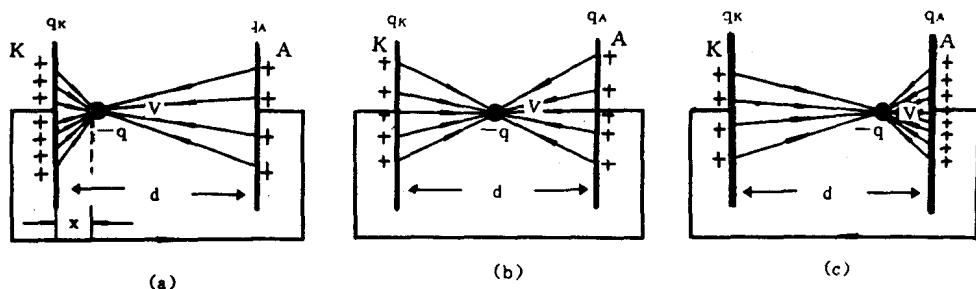


图 1-6 点电荷在电极间运动引起感应电流

联解两个方程得

$$q_A = q \frac{x}{d} \quad (C)$$

$$q_K = q \frac{d-x}{d} \quad (D)$$

由公式 (C) 及 (D) 可知：当电荷 $-q$ 自左向右运动时，阴极上的正电荷 q_K 在减少，阳极上的正电荷 q_A 在增加。它们的变化情况如图 1-6 中的 (a)、(b) 及 (c) 所示。由于两电极用导线短接，所以两极上感应电荷的变化便在导线上产生了平衡电流，换句话说：在外电路中由于感应电荷重新分配而产生了电流，这个电流就叫做感应电流，常用 i_{gan} 表示。它的实质就是电荷对时间的变化率，用公式 (1-6) 表示

$$i_{\text{gan}} = \frac{dq_A}{dt} = \frac{q}{d} \frac{dx}{dt} = q \frac{v}{d} \quad (1-6)$$

由公式 (1-6) 可知，感应电流的大小与运动着的电荷量 q 成正比，与电荷的运动速度 V 成正比，而与电极间的距离 d 成反比。根据以上分析，可以得出以下结论：只要电荷开始离开阴极向阳极运动，在外电路中便有感应电流产生，并不是电子落到阳极上外电路才有电流，恰好相反，一旦电荷到达阳极，该电荷 $-q$ 便与阳极上原有的感应电荷 q_A 相中和，因而外电路上的感应电流便终止了。当然，此处所说电流终止，是指电极间只有一个点电荷而言是正确的，事实上阴极不可能只发射一个电子，而是连续发射的。在低频时，为什么会认为电子到阳极时才产生电流，这难道有矛盾吗？不是，这是因为电子渡越时间 τ 与信号电压周期 T 相比，是否可以忽略不计的条件不同造成的。

② 一薄层电荷在电极间飞行时在外电路中引起的感应电流。

在此情况下，又可分为如图 1-7 所示的三种情况来讨论，讨论时仍借助上述分析方法和结论。

第一种情况，如图 1-7 (a) 所示。仍用上述分析方法，只不过此时的 $-q$ 是代表一薄层电荷的电量，即 $i_{\text{外}} = i_{\text{gan}} = q \frac{V}{d}$ 。

第二种情况，如图 1-7 (b) 所示。当二极管上加有一恒定直流电压 U_0 时，它在阴、阳两极上分别产生一附加的恒定电荷 $-Q_K$ 及 Q_A ，这样，当薄层电荷在二极管间飞行时，某一瞬间