

DI 74 E6
31

超 高 频 电 子 管

袁 渠 编

北京市书刊出版业营业许可出字第2号

人民教育出版社出版(北京景山东街)

人 民 教 育 印 刷 厂 印 装

新华书店北京发行所发行

各 地 新 华 书 店 经 售

统一书号K13010·1049 开本 850×1168 1/32 印张 11 1/2

字数 270,000 印数 12,801—25,900 定价(4) 1.10

1961年10月第1版 1964年4月北京第4次印刷

序 言

“超高频电子管”是无綫电物理与电子物理专业的专业課。本书的原稿是为該二专业的学生讲授“超高频电子管”課程所用的教学讲义，因此取材和内容的組織安排都是从适宜于作为課程教学应用这一点出发来編写的。本书内容主要参考和引自下列各书：

В. Ф. 科瓦連科: 超高频电子学引論;

И. В. 列別捷夫: 超高频电真空器件;

С. И. Бычков: Магнетронные передатчики;

В. Н. Шевчик: Основы электроники сверхвысоких частот;

A. E. Harrison: Klystron tubes.

全书着重于超高频电子管内基本物理过程的分析及其工作原理的叙述，同时也簡略地叙述了几种主要电子管的結構和应用等实际問題。

超高频波段是近代无綫电技术中一个应用最广泛、发展最迅速，而又有着广阔的发展前景的新領域。随着超高频技术以及近代物理学和工程技术的迅速发展，最近二、三十年来对于超高频振荡的产生与放大無論在理論和实验方面都获得了很大的进展，出現了一系列特殊結構以及在原理上是新穎的超高频电子管。因而超高频电子学已經成为整个无綫电电子学领域中一門十分重要的学科。本課程的目的即在于使學生具备超高频电子学的基础理論知識，掌握超高频率下电子管内的基本物理过程和几种主要超高频管的工作原理。

本书内容共分五章。第一章为超高频电子学基础，主要叙述



超高频率下二极管内的电子运动规律以及电子流与场的能量相互作用的一般问题，为以后分别讨论几种具体的超高频电子管作一个理论上的准备。在第二、三、四章中分别讲述了速调管、磁控管以及行波管等几种主要类型的超高频管。最后第五章则简单地介绍了几种新型的超高频电子管。全部内容讲授时数约在 50 学时左右。

本书内容不包括建筑在普通静电控制原理基础上的超高频三极管与四极管，其他超高频电真空器件如超高频气体放电开关管等也不列入本课程讲授范围。书中所讨论的几种超高频电子管的更为详尽的具体结构以及其设计、计算等问题将在有关的专门化课程中讲授。

学生在学习本课程之前应先具备波导、谐振腔等有关超高频技术的基础知识。

程达铭、顾昌鑫、周学松等同志参加了本书最后部分的校订与续写工作，谨此致谢。

编者于复旦大学

目 录

序言	III
緒論	1
第一章 超高频电子学基础	6
§ 1-1 超高频率下二极管内的电子过程	6
§ 1-2 二极管中的感应电流	22
§ 1-3 超高频率下阴极的电子发射	31
§ 1-4 电子流和场的能量相互作用	37
§ 1-5 电子流的静电控制	51
§ 1-6 电子流的内部动态控制, 正栅三极管中的振荡	56
§ 1-7 电子流的外部动态控制, 速度调制方法	63
§ 1-8 大渡越角时的电子导纳	73
第二章 速调管	82
§ 2-1 双腔速调管中电子流的群聚	84
§ 2-2 双腔速调管的电子效率及放大系数	99
§ 2-3 双腔速调管放大器的负载特性及典型结构与参量	109
§ 2-4 多腔放大速调管	114
§ 2-5 反射速调管中电子流的群聚	121
§ 2-6 反射速调管振荡的自激	127
§ 2-7 反射速调管的输出功率及效率	141
§ 2-8 反射速调管的电子调谐及电子迟滞特性	155
§ 2-9 反射速调管的负载特性及调制	169
§ 2-10 反射速调管的应用及其典型结构与参量	176
第三章 磁控管	187
§ 3-1 静态磁控管中电子的运动	188
§ 3-2 磁控管振荡器的几种类型	198
§ 3-3 多腔磁控管的振荡模式及电磁行波的概念	209
§ 3-4 磁控管中电子与高频场的相互作用	217
§ 3-5 磁控管振荡激励的条件	224
§ 3-6 磁控管的稳态振荡频率及模式分隔	230
§ 3-7 磁控管的效率及工作特性	247

§ 3-8 磁控管的应用及其典型结构与参量	256
第四章 行波管	272
§ 4-1 行波管工作的定性分析	276
§ 4-2 行波管的慢波系统	284
§ 4-3 直行波管的简单理论	301
§ 4-4 行波管自激振荡的抑止与行波管的噪声	314
§ 4-5 返波管	321
§ 4-6 “M”型直行波管及“M”型返波管	327
§ 4-7 直行波管及返波管的典型结构与参量	338
第五章 几种新型的超高频电子器件	348
§ 5-1 超高频电子管的发展概况	348
§ 5-2 几种新型超高频电子器件的简单介绍	353

緒 論

工作波长很短、在米波以下，也就是說工作頻率在超高頻範圍內的無線電技術，即所謂超高頻技術^①在近代無線電技術的發展上有着極其重大的意義。大家知道，在這樣的波段中具有一系列與普通“低頻”(相對於超高頻而言)無線電技術所不同的特徵。不論在振蕩的產生、放大和有關傳輸、傳播的基本物理特性和電路理論方面，以及實際上所應用的各種電路元件、量測方法等等方面，都有別於普通低頻率無線電技術的一些特性。

在實際應用方面，超高頻技術有着極其重要而廣闊的領域。除一般已經熟知的在通信、軍事國防上，如電視、微波多路通信與散射通信、雷達、導航等方面有着廣泛應用之外，在近代其他學科的發展上，它也起着很重要的作用，如原子能研究上應用的微波直線加速器就是應用超高頻技術的一個產物。近代超高頻技術的應用也已經深入到探測物質結構和擴展到對於宇宙空間的研究上去，並且也由此產生了一些新的邊緣學科，如微波波譜學、射電天文學、無線電氣象學等。

正是由於上述這些原因以及超高頻技術本身又有着新的廣闊的發展前景，所以它已成為近代無線電技術中一個獨立的部門，在整個無線電技術的發展中成為一個很重要的新領域。

和其他任何波段的無線電技術一樣，超高頻技術的一個首要問題是其振蕩的產生與放大。因為在沒有獲得超高頻波段的振蕩

^① 有關超高頻波段工作波长或頻率的劃分在超高頻技術課程中已經述及。也有按照工作波长區分而把這一波段稱為“微波”波段的，在本書中將統一應用“超高頻”這個概念。

以前，一切超高频波段的特性的研究都将无从着手。因此在超高频技术发展的整个阶段内，超高频振荡产生的问题始终是主要研究的对象，而在超高频波段的应用与发展上，各种新型超高频电子器件的出现与发展起着极其巨大的作用。同时超高频波导、谐振腔技术的发展反过来也大大地促进了超高频电子管的发展。

随着工作频率的提高，普通在低频无线电技术中所广泛而有效地用来作为振荡、放大、检波等作用的各种电子管，在超高频波段内的应用都遇到了很大的困难，如用作振荡器时振荡功率随着频率的提高而急剧下降，用作放大器时输入信号电源需要耗费很大的功率等等，甚而在更高的频率下有的管子就完全失去了振荡或放大的效用而不能工作。

总的说来这种困难的原因在于下述二方面：

1) 从和管子相连接的高频电路的角度来看，这种普通电子管的结构是不相宜的。普通“低频”电子管的输出电极与玻壳的结构及其内部电极的本身装置就只考虑到将管子接入具有集中参数的高频电路中去。而大家知道，在超高频波段中当回路的尺寸与工作波长可以相比拟时，应用集中参数的电路是不相宜的。随着工作频率的提高，普通振荡回路的辐射和其中的其他一些损耗也要增加，其次管内的极间电容和引线电感也开始成为不可忽略的了，甚而已经可以和外接电路的参量相比而对管子的工作特性起着十分有害的作用。

2) 电子在管内电极间的渡越时间已经大到可以与高频振荡周期相比拟。在普通收音放大管中这个时间一般在 10^{-9} 秒左右，和低频振荡周期相比较，例如与工业用电的频率甚至与数兆周的高频振荡（这样的频率对于超高频来说还是属于“低频”的范围）相比较，这一时间都可以忽略不计而认为电子在管内的运动是无惯性的。但是当工作频率提高到数百到数千兆周时，电子的渡越

時間不僅與振蕩周期有相同的數量級，甚至還可以超過它。這時電子在電極間運動的“慣性”成為電子管在超高頻率下工作的一個主要的物理特徵。由於這種電子“慣性”的出現，在超高頻率下電子在管內的流通過程起了根本性的改變。普通電子管中的電子渡越時間在超高頻率下成為一個非常有害的因素，從而使它在低頻率下所勝任的一些工作在大多數的情況下都成為不可能。

上述第一個困難實質上也就包含着在超高頻率下應用通常的具有集中參數電路的困難。要解決這個困難就必須建立一些特殊的振蕩系統——空腔諧振器（諧振腔）來代替普通的集中參數的振蕩回路，因而也要求相應地改變電子管電極的結構。所以當採用了同軸綫段或諧振腔來作為振蕩回路，並且改進電極及其引綫的結構使它們成為振蕩回路的一個組成部分以後，這樣的困難已經基本上可以得到解決。事實上近代可以應用於超高頻波段的一些電子管如橡實管、燈塔管、門鈕式管、金屬陶瓷管等就是在普通電子管工作原理的基礎上改進管子結構的結果。

對於上述第二點電子渡越時間的有害影響也可以在改進管子結構、減小電極間距離的同時得到某些改善。在比較長的時間里，超高頻電子管的發展正是沿着這樣一個在普通電子管工作原理的基礎上改進管子的結構的方向前進的。在目前這種電子管也可以得到輸出功率不大的工作波長為幾個厘米的振蕩。

但是以後就開始發現，沿着這樣一個方向前進是有很大的限制的。竭力縮小極間距離在工藝上有很大困難，此外電極尺寸的減小也使管子的輸出功率大大降低，而渡越時間的有害影響仍然不能得到很好的消除。為了進一步地縮短波長不得不放棄這樣一條道路，而另外尋求在原理上是新穎的方法：不僅是在結構上進行改進，而且從根本上改變超高頻電子管的工作原理。在按照這種新的原理所建立的電子管中，電子在電極間的渡越時間已經不再是

一个絕對有害的因素而成为必不可少的因素来加以有效地利用了。速調管便是这种新的利用所謂“外部动态控制”电子流原理的典型例子。

在摆脱了旧的普通电子管的工作原理的束縛以后，从三十年代开始，超高频电子学就出现了空前蓬勃的发展，先后建立了一系列与普通电子管无论在結構上或工作原理上完全不同的新的超高频电子器件。例如在1935年A. A. 阿尔辛也娃 (A. A. Арсеньева) 和 O. 海尔 (O. Heil) 所提出的速度調制原理后来在双腔速調管、反射速調管及多腔速調管中得到了广泛的发展。1940年苏联学者 B. Ф. 柯瓦連科 (B. Ф. Коваленко) 所发明的反射速調管現在已得到了极为广泛的应用。1938—1940年間苏联工程师 Н. Ф. 阿列克謝也夫 (Н. Ф. Алексеев) 和 Д. Е. 馬路罗夫 (Д. Е. Малахов) 所首先制造的多腔磁控管是目前产生厘米波段大功率振蕩的最有效的管子。1944—1946年間才开始出現的一組最年青的、其工作原理是基于电子流与电磁行波长时间相互作用的电子管——行波管、电子波管及返波管，具有着一系列的优点和广阔的发展前景，現在也已开始得到实际应用。在本課程中也将着重叙述这几种目前应用最广与最重要的超高频电子管。

近代超高频电子器件中在結構上最大的特点就是在其中直接应用了波导及諧振腔等超高频技术元件。与普通电子管不同，其外电路与管子本身是一个整体。作为高频振盪系統的諧振腔成为超高频电子管的不可分割的有机組成部分。因此超高频技术的成就及发展对超高频电子管的发展起了很大的作用，而反过来超高频电子管的发展又向超高频技术提出了新的要求，两者相互影响与相互促进。而学习与研究超高频电子管就必须通曉超高频技术的原理和实际应用。

超高频电子管在第二次世界大战期間得到了很快的发展，这

主要是由于当时在軍事上特别是雷达技术发展的要求。在提高振蕩功率及效率方面获得了特別巨大的成就，例如在 1945 年 10 厘米波的脉冲振蕩功率已达一兆瓦，效率在 40—60% 之間，頻率的稳定度也大大地提高了。在战后年代里，由于超高频技术应用領域的日益扩展以及軍事国防上雷达以導彈技术的发展，对于超高频电子管不断提出越来越高的要求。在这一段时期內，不論在超高频电子学的理論及实际工作方面都取得了很大的进展，同时还出現了一些新型的超高频电子管，如上面提到过的行波管、返波管、电子波管等。在降低噪音、縮短波长及提高振蕩功率(近代磁控管在 10 厘米波段的脉冲輸出功率已可达 5 兆瓦，而多腔速調管的脉冲輸出功率可达 30 兆瓦)等方面都取得了有效的成果。特別值得提出的是在产生及放大超高频振蕩方面开拓了一些在物理原則上是完全新穎的途徑，如利用高能电子束通过波导管以及基于契倫可夫(Черенков)效应的利用高速电子在介質中运动直接产生电磁輻射，根据都卜勒(Doppler)效应而作成的“波蕩器”在實驗室研究中都取得了一定的結果，此外利用等离子区的固有振蕩以获得厘米波及毫米波振蕩也有发展的可能，最后一种在最近几年中才发展起来的十分重要而看来有很大前途的是利用气体分子和固体中束縛电子在不同能級間跃迁而产生的电磁輻射(分子振蕩器和固体量子放大器)，現在各个国家都在这方面进行着巨大的工作。

目前超高频电子管发展的两个主要方向在振蕩的发生方面是縮短波长及提高輸出功率，在用于接收放大方面主要是增加頻寬及降低噪音。在縮短波长方面除了改进现有各种类型的电子管以外，上面提到过的几种在原理上是新穎的方法将是产生毫米波和超毫米波振蕩的一个十分重要的方向。但是这些問題是不属本課程討論的範圍。

第一章 超高频电子学基础

超高频率下的电子学问题和其他低频率下的无线电技术与电子学问题一样，也服从于物理学中电磁现象的最普遍规律和一般力学的运动规律。因此考虑到有自由电荷存在时的麦克斯韦方程组和决定电子在电场与磁场中运动规律的动力学方程式：

$$\frac{d(m\mathbf{V})}{dt} = \mathbf{F} = -e[\mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B})], \quad (1-1)$$

是我们求解超高频电子学问题的基本出发点。在以下各章中讨论管内的电子过程时都将涉及这些关系式。求解这些方程式当然还要给出相应于某一物理问题的边界条件及初始条件，同时在解决某一具体问题时，还将作出一些近似的假设。本章的目的是在于讨论超高频率下二极管中电子运动的基本物理过程，并着重说明一些有别于普通低频电子管中的基本概念，为以后分别讲述几种具体的超高频电子管作一个理论上的准备。

§ 1-1 超高频率下二极管内的电子过程

(1) 电子的渡越时间

电子在一定的电压作用下，从管内的一个电极飞抵另一个电极所需要的时间称为电子在该二电极间的渡越时间。这二个指定的电极可以是二极管的阴极与阳极，三极管中的阴极与栅极，也可以是速调管中的二个栅网等等。为了讨论问题的一般性起见，我们以后所指的二极管可以是由电子管中任意的二个电极所组成而讨论电子在这二个电极之间的运动情况。

电子渡越时间的计算从原则上来说一般地可以由电子的运动方程式来求出。设 τ 为电子在给定的二个电极之间的渡越时间, x_1 及 x_2 为这二个电极所在的坐标。则 τ 可由如下的积分求出:

$$\tau = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{v(x)}, \quad (1-2)$$

式中 $v(x)$ 表示与初始条件及电场和磁场强度有关的电子运动速度, 在一般情况下 v 可以是坐标的函数。为此必须对电子运动方程式(1-1)进行积分, 再由式(1-2)决定 τ 。

渡越时间也可以直接由 (1-1) 式积分二次得到。积分所得的结果 $x=f(t)$ 的关系式中将二个电极坐标之差 x_2-x_1 代入之即可求得渡越时间 τ 。

现在具体研究当电子管电极是二个平行平板情况下的电子渡越时间。假定二电极为伸展至无穷远的平行平板, 亦即不考虑电极的边缘效应。又认为电子从阴极出发的初速为零。根据电极上所加电压的不同, 分以下几种情况来讨论。

a) 二电极间加有直流加速电压 U_0 。

取坐标系如图(1-1)。设电子管工作在板流饱和状态下, 即不存在有空隙电荷的情况, 如此则电极间只有直流电压 U_0 所建立的直流电场而可不考虑空间电荷所产生的场。电子运动方程式(1-1)可以写成:

$$m\ddot{x} = -e\left(-\frac{U_0}{d}\right),$$

$$\ddot{x} = \frac{eU_0}{md}.$$

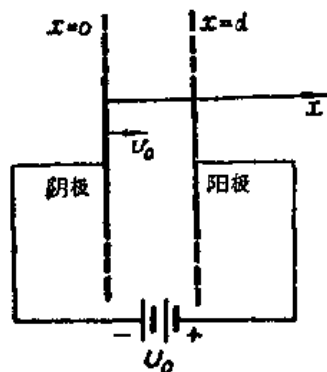


图 1-1

将上式积分并以电子从阴极出发的瞬时作为计算时间的起点, 即当 $t=0$ 时电子位于阴极表面, 其坐标为 $x=0$ 。假定电子初速 $v_0=0$, 则得:

$$\dot{x} = \frac{eU_0}{md} t.$$

再积分一次可得:

$$x = \frac{eU_0}{2md} t^2. \quad (1-3)$$

因为 $x=d$ 时; $t=\tau$ 。由此即可得渡越时间:

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (1-4)$$

事实上由于在此情况下电子在阴极与阳极空间是受到 U_0 直流恒定电场的均匀加速, 所以渡越时间可以很容易从关系式 $\tau = \frac{d}{\bar{v}}$ 求得, 式中 $\bar{v}$ 为电子在二极管间的平均速度。

对于普通的平面二极管, 渡越时间 τ 的数量级约为 10^{-9} 秒。设阴极与阳极间的距离为 2 毫米, 阳极电压为 100 伏(这在普通二极管中是很典型的数值), 则由 (1-4) 式可以算出渡越时间

$$\tau = 2 \times 10^{-3} \sqrt{\frac{2 \times 9.1 \times 10^{-31}}{1.6 \times 10^{-19} \times 100}} \cong 0.68 \times 10^{-9} \text{ 秒}.$$

由此可见当电子管工作频率在分米波段(振荡周期在 10^{-8} — 10^{-9} 秒之间) 时电子在管内电极间的渡越时间已经变得可以与高频振荡的周期 T 相比拟, 即 $\tau \sim T$ 。因而电子在电极间的运动已经不可能再看作是无惯性的了。在电子由阴极飞至阳极的过程中, 二电极上的高频电压因而极间的电场已经改变了一个很大的相位角, 在 $\tau \sim T$ 的情况下接近于一个周期或甚至可以超过一个周

期^①。但在低频率下由于信号电压的变化周期很长，电子由一个电极飞抵另一个电极时可以看作是瞬时的（例如当信号频率为 10 兆周时渡越时间仅为信号周期的百分之一），在这过程中电极上的电压可以认为是不变的，而可以用一静止场来计算对电子的相互作用。所以我们在普通无线电频率下都认为电子在管内电极之间的运动是无惯性的。

当电极间有空闲电荷存在时，由于空闲电荷所产生的电场使二个电极间沿着 x 方向的电位有如下的分布：

$$U = U_0 \left(\frac{x}{d} \right)^{4/3},$$

空闲电荷场的作用相当于使加速电压的作用减弱，因而电子的渡越时间增加。很容易计算出在考虑了空闲电荷作用后的电子渡越时间

$$\tau' = 3d \sqrt{\frac{m}{2eU_0}}, \quad (1-5)$$

即比没有空闲电荷时的渡越时间大 1.5 倍。

电极形状是圆柱形的二极管中电子渡越时间的计算比较复杂，但圆柱系统的电极在超高频电子管中应用很少，故详细地计算它意义不大。可以指出在这种情况下，电子渡越时间可以用(1-4)式再乘上一个修正常数：

$$\tau = K(r_a - r_k) \sqrt{\frac{m}{2eU_0}}. \quad (1-6)$$

式中 r_a 及 r_k 是阳极和阴极的半径， K 为一个修正常数，可以由

① 必须指出，上述渡越时间的计算是在最简单的情况即二个电极间只加有一恒定直流电压的情况下作出的；严格说来，这一渡越时间不同于施加有高频信号电压时的情况。但以后可知当引入所谓“假想渡越角”的概念后可以一直流电压来表明二电极间加有高频交变电压时的管内电子状态；或者在小信号的工作情况下，二者的渡越时间相差不大。

表查出。在 $\tau_a \sim \tau_K$ 时可以近似地视为平面形电极来计算,即可直接利用(1-4)式。

6) $U_0 = 0$, 而电子以一定的初速度 v_0 进入二电极(可以是能被电子穿透的栅网)之间的空隙,如图 1-2 所示,则由于其惯性运动而得到渡越时间为:

$$\tau = \frac{d}{v_0}. \quad (1-7)$$

B) 当平面电极间加有交变电压 $u = U_m \sin \omega t$ 时的情况:

和前面一样,假定管内没有空间电荷存在,也不考虑电子的初速,如图 1-3 所示。

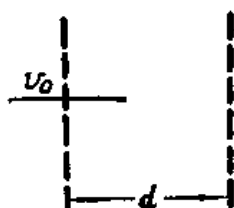


图 1-2

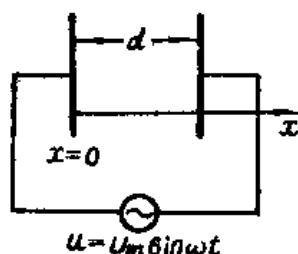


图 1-3

由式(1-1)可得电子的运动方程为

$$m\ddot{x} = e \frac{U_m}{d} \sin \omega t,$$

积分一次得到

$$\dot{x} = \frac{eU_m}{md\omega} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t),$$

式中 t_0 表示电子开始从阴极出发的时间或开始穿入二极板之间的空隙的时刻,则 ωt_0 即为电子出发时高频电压的相角。

将上式再积分一次,得到

$$x = \frac{eU_m}{m\omega^2 d} [\omega(t - t_0) \cos \omega t_0 + \sin \omega t_0 - \sin \omega t]. \quad (1-8)$$

利用 $x = d$ 时 $t - t_0 = \tau$, 则可以从上式决定电子渡越时间。但现在

可見对于不同时刻 t_0 从阴极出发的电子来说渡越时间是各不相同的, 其数值与任一电子出发时的初相角有关, 即 $\tau = f(\omega t_0)$, 而且它是一个时间的超越函数。直接由此式确定 τ 在数学处理上也有困难。所以在电极間加有交变电压的情况下, τ 并不是单值的。因而籠統地說电子渡越時間就沒有意义了。为了处理这一問題, 我們下面将引入一个“假想渡越角”来描述管内总的电子过程。

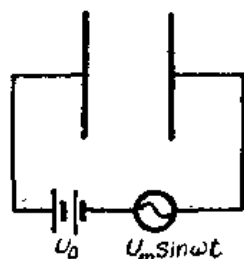


图 1-4

r) 在电极上同时加有直流电压和交变电压时的电子渡越時間, 外加电压 $u = U_0 + U_m \sin \omega t$, 如图 1-4 所示。

显而易见, 此时电子在管内的运动情况一般是比较复杂的, 因为它同时受到二种电场的作用。可以断言, 这时的电子渡越時間可以写成

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}} + \delta,$$

式中 δ 是由于外加电压的交变分量所引起的渡越時間的变化。和前面一样, δ 的数值与电子从阴极出发的初相角有关, $\delta = f(\omega t_0)$, 它对于各个不同的电子其数值也是不同的。

这里又可以分別二种不同的情况来討論。第一种是直流电压的量值与交变电压的幅值可以相比拟, 即 $U_0 \sim U_m$ 时, 則 δ 的数值可能很大。第二种情况是所謂小信号的情况, 即 $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$, 附加的交变电压幅值較直流电压小得很多。这样任何一个电子的渡越時間实际上大体是由电压的直流分量所决定, 而交变分量仅仅是使个别电子的渡越時間稍微与平均值不同一些。这时的 δ 与第一項相比小得多, 所以近似地可以

$$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}$$

来计算渡越时间。

上述第二种情况是更有实际意义的，事实上很多超高频电子管的分析都是在 $\frac{U_m}{U_0} \ll 1$ 的小信号假设下作出的，即所谓小信号理论。我们下面很多问题的讨论也都是在小信号的条件作出的。

(2) 电子的渡越角

上面讨论的是在一定电压作用下电子在两电极之间的渡越时间，但是渡越时间对不同的工作频率所引起的影响也不相同，所以它还不够全面地说明在超高频率下电子惯性对管子工作的影响。为此我们引入“渡越角”的概念，它等于电子渡越时间 τ 与信号电压角频率 ω 的乘积，即

$$\theta = \omega \tau; \quad (1-9)$$

$$\text{而} \quad \omega = \frac{2\pi}{T},$$

$$\text{故} \quad \theta = 2\pi \frac{\tau}{T}, \quad (1-10)$$

即渡越角相当于以弧度或度数表示的电子渡越时间与振荡周期的比值。渡越角的物理意义就在于它表明了电子的渡越时间内交变电压的相位改变了多少度(或弧度)。

因此在电极间只有直流电压 U_0 的情况或在附加到直流电压 U_0 上的交变电压幅值 U_m 很小 ($\frac{U_m}{U_0} \ll 1$) 时的小信号情况下，渡越角都可以很容易根据式(1-9)或式(1-10)确定：

$$\theta = \omega d \sqrt{\frac{2m}{eU_0}}. \quad (1-11)$$

为了更清楚起见，我们仍举上面的例子来说明：