

脉冲磁控管的电流波形*

张恩虬

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文运用由于轨迹交织而产生高温电子,又由阴极迴旋倍增而产生空间电荷振荡的观点,能够解释脉冲前沿电流的小峰和小谷。同时还说明了起振的物理过程和停振后的放电现象,使得整个脉冲磁控管的工作过程有了清晰的物理图象。根据这个图象,讨论了模式不稳的原因,并提出一些克服它的措施。

引 言

磁控管虽然已经生产和应用了几十年,可是由于内部作用机理复杂,还有一些问题没有弄清楚。国际间为了使问题简化,曾去掉结构复杂的谐振腔,用光筒阳极的磁控二极管做实验。谁知结果与主观愿望相反,实验中观察到许多用经典理论更难解释的现象^[1]。我们根据这些数据进行了分析和综合,总结出两个新的观点: 1. 相互作用空间中电子云之间有全面的能量交换,产生了高温散乱电子; 2. 阴极面有电子迴旋倍增,产生了空间电荷振荡^[2,3]。这两个观点能顺利地解释在光筒阳极管中所观察到的现象。之后,又用这些观点来分析生产上出现的频谱漏线问题,获得了初步的成功^[4]。从实践中感觉到,这些观点是带有普遍性的,可以应用到有谐振腔的磁控管中。因此,又用它们来分析了高频场作用问题,纠正了一些传统的说法^[5]。如果上述观点真的反映了磁控管的内在规律的话,那么它们应该能解释在磁控管中观察到的所有现象。脉冲磁控管所测得的电流波形,具有一些值得注意的细节,研究电流电压的关系及其变化的情况,有利于揭露电子云运动的本质。下面将用我们的观点,分成几个阶段来解释这种电流波形。

国际间测得的典型脉冲电流电压波形示如图1,其相应的动态伏安特性示如图2^[6]。从 t_0 经 t_1, t_2 而到达 t_3 这一段时间,称为起振前现象。图1中把这段时间拉得长一些,是为了看得清楚。实际上这段时间很短,是挤在一块的。但如果结合动态伏安特性图2来考虑,这个过程仍然能看得清楚。对起振前的一个电流小峰, Rieke 曾用电源对磁控管的充电电流来解释。当时因受 Hull 截止的理论计算的影响,认为在阳极电压低于截止电压之时,是不可能阳极电流的,因此,这个解释容易被人们接受。可是后来的实验证明,在阳极电压低于 Hull 截止电压的条件下,仍有恒定的直流电通过管子。而且,这个电流相当可观,不能用电子初速、端效应、电极形状不够理想等原来说明。Hull 截止的理论,

* 1978年10月4日收到。

是通过单个电子在正交电磁场中运动而推得的，它不符合磁控管中有大量电子群，而且轨迹互相交织的情况^[1]。因此，充电电流的解释不能成立，需要寻求符合磁控管实际的解释。

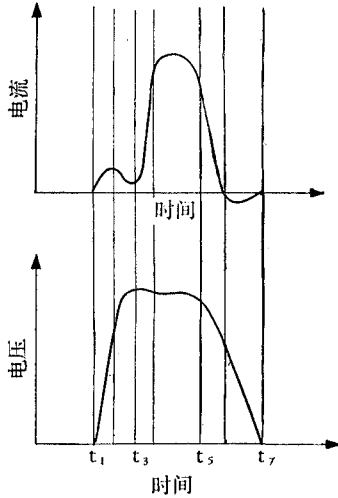


图 1 典型脉冲电流电压波形

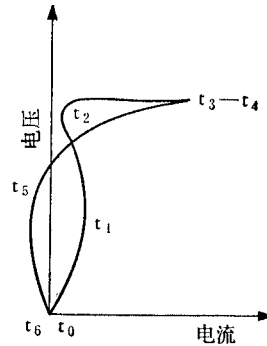


图 2 典型动态伏安特性

从有序运动向无序运动的过渡

我们称电子按正交电磁场的联合作用而运动为有序运动，而把偏离这个运动的情况称为无序运动，或高温散乱电子。电子云是怎样过渡到无序运动的呢？主要原因要从磁控管的特点来寻找。表 1 给出不同波长的管子中的电子迴旋半径和迴旋周期。从这些数据中我们可以看到：(1)电子迴旋半径小于阴极或阳极的半径，使得从阴极发出的各股电子注流互相交织、互相作用；(2)迴旋周期比脉冲电压前沿上升的时间还要小，因此可以在上升前沿的短暂时间中作多次的迴旋，使电子之间能充分地交换能量。表 1 中给出的是工作电压下的电子迴旋半径，当阳极电压尚未到达工作电压时，或者当电子尚未走到靠近阳极时，它们的速度更小，因此迴旋半径更小，更易于互相作用。这样的互相作用在整个互作用空间中到处都可以发生，这就使大部分电子的位置和速度，偏离了由正交电磁场作用所预料的数值，即向无序运动过渡。以往的理论都没有着重考虑这一点，因此不能掌握脉冲磁控管的振前过程。

当阳极电压还低时，在能量交换中获得高径向速度的电子，又被磁场弯转回阴极。因

表 1 磁控管中的电子迴旋半径和迴旋周期

型 号	波 长 (厘米)	阳极半径 (毫米)	阴极半径 (毫米)	磁 场 (高斯)	工作电压 (千伏)	迴旋半径 (毫米)	迴旋周期 (微微秒)
5J26	23.4	17.4	9.5	1400	27	4	254
4J45—47	10.7	7.2	2.72	2900	27	1.91	122
4J52	3.2	4.04	2.64	6900	22	0.725	51.4

此整个空间电子云被限制在靠近阴极的地方, 阳极电流较小. 随着阳极电压的上升, 整个电子云向阳极伸长, 能到达阳极的电子也增多, 这就解释了图 1 中从 t_0 到 t_1 的电流上升阶段.

这种从有序向无序过渡的运动, 并不只在磁控管中才有. 在金属导体中, 自由电子受电场作用的有序运动, 由于与内层电子和原子核发生碰撞, 也部分地转化为无序运动, 即高温散乱电子, 使金属导体的温度上升. 所不同的是在磁控管电子云中的电子自己发生相互作用, 而在电阻中则是传导电子与内层电子或原子核发生碰撞而已.

从无序运动向空间电荷振荡的转化

高温散乱电子并不单纯能到达阳极, 而且同时以一定的能量回轰阴极. 随着阳极电压的上升, 电子回轰阴极的能量也上升. 当平均回轰能量高到使阴极的次级发射系数大于一时, 次级电子的数目大于回轰电子的数目, 便在阴极面上产生回旋倍增, 因而导致空间电荷振荡^[2,3,5].

在光筒阳极的磁控管中之所以能产生空间电荷振荡, 可以用下面的过程加以解释. 电子在正交电磁场的作用下, 开始时由阴极趋向阳极, 当快到阳极而又获得足够速度时, 磁场的作用力便增大, 将电子弯转回阴极. 电子将回到阴极时又失去了速度, 此时磁力也跟着消失, 电子又重新趋向阳极. 这样电子的来回振荡, 和谐振电路中的电容和电感有点相似之处. 当阳极电压尚低的时候, 由于上面所说电子注流的轨迹互相交织, 这种振荡容易被扰乱而遭到阻尼. 但当出现回旋倍增之后, 情况发生了新的变化. 由于回旋倍增是一种放大的作用, 空间电荷振荡也同时被放大了, 得以克服电子云自身的阻尼而成为自持的振荡. 不过此时的振荡, 还带有径向运动的性质, 如图 3 所示. 这种振荡具有多种模式, 为了看得清楚, 图中只绘出互作用空间一周内具有三个波的一种.

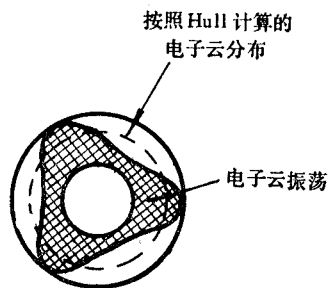


图 3 空间电荷振荡的示意图 $K=3$

从 t_1 到 t_2 这个阶段, 阳极电压仍然上升, 但阳极电流反而下降. 这是什么缘故呢? 以前的阳极电流, 完全是由于电子云的无序运动而引起的. 当产生了持续的空间电荷振荡之后, 电子的轨迹不那么散乱, 互相干扰的程度有所减弱, 高温散乱电子的数目不断减小, 因此导致了阳极电流的下降.

在这阶段中的伏安特性表现出动态负阻的性质 (见图 2). 如果我们将一个电阻看作把有序运动部分地转化为无序运动, 那么对一个动态负电阻, 也可以理解为将无序运动部分地转化为有序运动. 由于是动态负阻, 这种有序运动并不是很稳定的, 常常与振荡相联系. 例如我们所熟知的负阻管 (打拿管) 或电弧放电, 是由次级发射或雪崩倍增而表现出动态负阻特性, 都可以利用它们作为振荡源.

起振过程和模式稳定

当阳极电压上升至能满足 Hartree-Buneman 的起振条件时, 亦即当静电力加上电子围

绕阴极作圆运动的离心力,等于磁场的作用力时,电子云的运动,即以切向迴旋为其主流。此时空间电荷的振荡,亦从径向的性质转化为切向迴旋的性质。如果电子云的角速度达到与谐振腔上 π 模行波的角频相等,振荡着的电子云即在阳极头上感应出正负相间的电荷,因而在谐振腔上出现高频电流,管子便起振。此时阳极电压略有下降,而阳极电流则急剧上升,如图中 t_2 到 t_3 阶段所示。此时伏安特性也表现出动态负阻的性质,它是与谐振腔上出现强烈的高频振荡相联系的。

当谐振腔上有了高频场之后,作切向迴旋运动的电子云便与高频场交换能量,使高频场的振幅不断增长。将能量交给了高频场的那一部分电子,失去了原来的速度,因此磁场对它们的弯转力也小,有可能成轮辐状而打到阳极上,导致阳极电流的急剧上升。这是一个猛烈的互相促进过程。此时能到达阳极的,都是那些把能量送给高频场,而自己的速度变小了的电子,并不使阳极有多大的加热作用。这是磁控管的效率一般都比较高的原因。

从 t_1 到 t_2 ,从 t_2 到 t_3 ,都出现动态负阻特性,都出现振荡,这是相同之点。但从 t_1 到 t_2 是空间电荷的振荡,它使磁控管的内阻增加。而从 t_2 到 t_3 ,则是谐振腔上的电振荡,它的结果使磁控管的内阻下降。二者具有本质上的区别,不能混为一谈。在互作用空间中先有电子云的振荡,然后再在谐振腔上感应出高频场,二者既有先后之别,又有主从之分,这是磁控管工作的实质。掌握这种情况,有利于解决模式稳定问题,从而设计出性能优良的管子。

脉冲磁控管在每个脉冲时都要重新起振一次,因此振前的现象便更应加以注意。由于高温散乱电子和次级发射都带有随机性,使得我们加进去的脉冲虽然都是相同的,但在管子中表现出来的后果却不完全相同,即跳模、移模、停振等现象。我们将分别加以研究。

人们从长期实践中已经认识到可以用 $(K/n/N)$ 三个数来代表磁控管的谐振模式。其中 N 是谐振腔的数目, n 是谐振腔上高频场振荡的模式,而 K 则是围绕互作用空间一周的交变场周期数,用本文的观点看,即空间电荷振荡的一种模式。当 $K = n = N/2$ 时,管子即在 π 模有稳定的振荡,因为电子云和低频场取得较好的同步,能互相促进而不互相干扰。由于空间电荷振荡具有多种模式,即 K 可为任何正整数,而空间电荷振荡又是使管子起振的主导因素,我们不易保证刚好在起振时 $K = N/2$,这是脉冲磁控管模式不易稳定的根源。然而空间电荷振荡虽然具有多种模式,但它们并不经常是等量齐观的,在某种具体的条件下,必有一种模式占主导地位。如果当脉冲电压上升至电子云的运动以切向迴旋为主时,而 $K = N/2$ 的模式又刚好占主导地位,那就容易在谐振腔上激发出 π 模的振荡。

从光筒阳极的磁控管中,人们总结出在固定磁场 B 的条件下,阳极电压 U_a 与空间电荷振荡频率 f 和模式 K 的经验公式

$$U_a = AB \frac{f}{K} + C \left(\frac{f}{K} \right)^2$$

式中 A 和 C 是与管子几何尺寸有关的常数^[1]。如果我们调整磁场强度 B 和管子互作用空间的尺寸 A 和 C ,可以使在起振电压下 $K = N/2$ 的模式的频率 f 刚好等于谐振腔上的 π 模频率,则管子最易稳定。但是至今仍没有看到这类的工作发表。

空间电荷振荡是激发谐振腔上高频场的主导因素。可是当高频场被激发之后,它与空间电荷振荡互相作用,使阳极电流急剧上升,如图 1 中 t_2 至 t_3 阶段所示。在这种情况下,要保持空间电荷稳定在 $K = N/2$ 的模式上振荡,则必须使阴极能供应足够的电子,使空间电荷云的振荡状态不至于发生改变。如果此时阴极供应电子的能力不足,势必迫使空间电荷密度重新分配,从而改变了原来的振荡模式,导致谐振腔上的高频振荡也跟着转移。这就是所谓移模。在模式分隔好的管子中, π 模的起振电压最低,因此移模总是向电压高、电流低的模式转移。

钨钨阴极在磁控管中应用具有很多优点^[4],它的热电子发射也不比氧化物阴极的差。可是钨钨阴极的次级发射系数比氧化物的低,因此在迴旋倍增的过程中就不能使发射的总电流很快地跟上去,使得频谱漏线比用氧化物阴极的管子为严重。但这个问题并不是不能解决的。用 4-1-1 配方加以适当的工艺处理,用钨酸盐阴极或加大孔度,都可以使次级发射系数增加,从而克服频谱漏线。上面的事实又一次说明次级发射和迴旋倍增确是磁控管工作中的一个重要过程,并与模式稳定发生联系。

谐振腔上之所以能出现高频场,是由空间电荷振荡通过感应而产生的。试设想一个非常散乱电子云,或者从另一极端看,一个完全均匀整齐的电子云,都不能在谐振腔的相邻阳极头上通过感应而生正负相间的电荷。换句话说,无法使管子起振。空间电荷振荡之所以能够维持,则靠阴极表面的迴旋倍增,阳极电流 I_a 可表示为

$$I_a = I_0 \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\sigma}$$

式中 I_0 为阴极的热电子发射, α 为回轰系数, σ 为次级发射系数^[2]。从式中可以看出:当 $\sigma < 1$ 时, $I_a < I_0$, 即到达阳极的电流不超过阴极的热发射,这样空间电荷振荡便不能维持。因为我们若将磁场去掉,而将管子作脉冲发射测量时,往往发现此时的脉冲阳极电流,是小于有磁场时的工作脉冲电流的。这实验结果说明,磁场确实能产生电流倍增的作用。当阴极激活不良,或因长期使用而衰老,次级发射系数下降,便产生频谱漏线,出现噪声,甚至完全停振。六硼化镧阴极抗中毒性好,耐轰击性能强,颇适合于在磁控管中应用。但国外使用的结果是不易起振。由于六硼化镧的最大次级发射系数为 0.95,从上式看 I_a 不能大于 I_0 , 得不到迴旋倍增,因而也不能维持稳定的空间电荷振荡。

电压下降到截止工作

图 1 中从 t_4 到 t_5 阶段,阳极电压开始下降,电子云的迴旋角速度也因之而减小,振荡着的电子云与谐振腔上 π 模行波的同步条件遭到破坏。高频场与电子云之间交换能量不那么有效,将能量交给高频场而失去速度的电子数目不断减少,因而阳极电流急剧下降。这是一个猛烈的互相促退过程,至 t_5 时虽然阳极电压仍为正,但阳极电流已经等于零了。

为什么在 t_1 和 t_5 时阳极电压都是正的,但在起振前则有一定的阳极电流,而在停振时则没有电流呢? 这是因为,从 t_0 到 t_1 , 阳极电压处于上升阶段,电子轨迹互相交织,电子能交换能量而形成高温散乱电子。再者,整个电子云是向阳极方向扩展的,这样能到达阳极的电子便不断增多。但从 t_4 到 t_5 , 阳极电压处于下降阶段,此时电子云已经形成了一定的

群聚,即有序运动占了主导地位,不那么容易产生高温散乱电子.再者,整个空间电子云迅速地向阴极收缩,即使有少数散乱电子,也容易被磁场弯转而返回阴极,因此电流迅速下降至零.

从 t_5 到 t_6 的阶段中,阳极电压仍为正,但阳极电流却变成负的.此时出现真正的负电阻,而不是动态的负电阻,因此不会发生振荡的情况.可以将磁控管看成一个电源,将蕴藏在互作用空间中的电子向外电路释放.这种放电并不是 Rieke 所说的电容器放电,而是由磁陷阱所贮存的电子,当阳极电压下降时不断地返回阴极而向外路放电.至此,整个脉冲的全过程都得到解释了.

参 考 文 献

- [1] E. Okress, *Crossed-Field Microwave Devices*, Vol. 1, 1961.
- [2] 张恩虬,科学通报, 20 (1975), 324.
- [3] 张恩虬,科学通报, 21 (1976), 252.
- [4] 张恩虬,磁控管的寿命和频谱漏线,内部报告, 1974.
- [5] 张恩虬,无线电技术, 1977年,第10期,第3页.
- [6] G. B. Collins, *Microwave Magnetrons*, 1948, P347.