

高压大电流场发射二极管的若干问题*

卞 彭

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文综合了许多实验结果,指出在相对论性高压大电流二极管中存在的一些问题,并试图说明现象的一些理论分析的结果。

一、前 言

在场发射二极管中,电子的动能一般都达到 100 KV—1MV,甚至更高。因此,处理管内电流问题时,就必须考虑相对论性修正。通常 v 与 V 有关系,可用简单公式 $eV = m v^2/2$ 来表示。但在 V 很大时,则一般要用能量守恒概念来处理。令 γ 为以 v 运动的质量与静止质量之比,则 $\gamma = (eV + m_0 c^2)/m_0 c^2$, $V = 511(\gamma - 1)(KV)$ 。表 1 列出了 v 与 V 的关系, v 以光速 c 为单位。从表中可以看出,一般从 500KV 起就必须加相对论性修正了。其实 V 在 100KV 以上, v 在 $0.6c$ 以上时,修正量就不小了(有人称之为弱相对论性)。

表 1

$v(c)$	$V = 256\gamma \cdot \beta^2(KV)$ (即 $V = \frac{m v^2}{2e}$)	$V = 511(\gamma - 1)(KV)$
0.5	73.6	76.7
0.6	115.2	127.8

0.7	175.6	204.4
0.8	273.7	342.4
0.9	474.9 ← 500	659.2
0.92	552.3	792.1
0.95	742.2	1129.3
0.97	991.7	1594.3

考虑二极管中的发射电流时,不论是热发射还是场发射,都考虑的是空间电荷限制条件下的电流。大家都知道,平行平板电极的 Child-Langmuir 方程为:

$$I_{CL} = 2.34 \times 10^{-6} \pi \left(\frac{R}{D}\right)^2 V^{3/2} \quad (1)$$

式中, R 是圆形平板阴极的半径, D 是极间距离, 单位都是 cm。这个公式是我们讨论问题

* 1979年2月8日收到。

的起点。

二、发射电流问题

我们考虑的既是高压下的二极管，就需要作相对论性修正。六十年代末 Boers 和 Kelleher^[1] 和 Jory 和 Trivelpiece^[2] 作出了平行平板电极的空间电荷限制电流的解。Boers 和 Kelleher 的长级数解非常烦琐，其结果可写为：当 $0 \leq V \leq 1.02 \text{ MV}$ 时

$$ix^2 \approx KV^{3/2} \quad (2)$$

仍与式(1) I_{CL} 的形式相同。显然 x 相当于式(1)中的 D 。但当 $1.02 \text{ MV} \leq V \leq \infty$ 时，

$$ix^2 \approx K'V \quad (3)$$

式中：

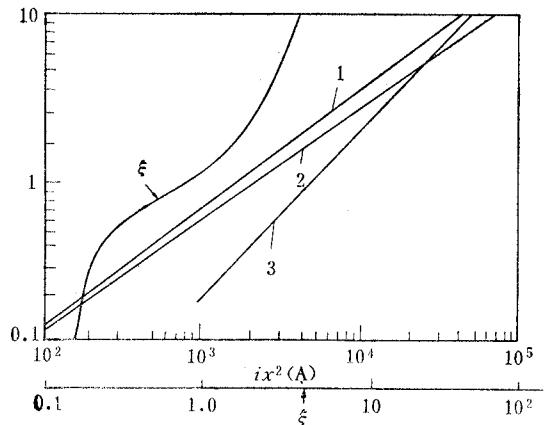
$$x = \frac{1}{\xi} \left[\frac{2}{(u^2 + 2u)^{1/4}} \sum_0^{\infty} a_n u^n \right]; \quad u = \frac{ZeV}{m_0 c^2}; \quad \xi = \left(\frac{2J}{V_0 \epsilon_0 c} \right)^{1/2}$$

Jory 和 Trivelpiece 的解也相当烦琐，不过有一个近似解：

$$u = (\xi + 0.8471)^2 - 1 \quad (4)$$

式中， $u = eV/m_0 c^2$ ， $\xi = x[J_e/(2m_0 c^3 \epsilon_0)]^{1/2}$ ， x 就是我们所用的极间距离 D 。在 500 KV 以上与全级数解无异。

但是 Condon^[3] 在 1969 年发表了对脉冲的相对论性电子束的研究，并且用了多种不同形式的阴极(见图 1。阴极形状和材料也是重要问题，下面再谈)。他发现用 Boers 和 Kelleher 的解与实验结果相差甚远。他已经注意到非联系到电压电流与时间关系不可。



1. 平行平板相对论性二极管， $x = \frac{1}{c} \left[\frac{2}{(u^2 + 2u)^{1/4}} \sum_0^{\infty} a_n V_0 \right]$

2. Child-Langmuir 方程， $ix^2 = Ku^{3/2}$ $0 \leq V \leq 1.02 \text{ MV}$

3. 强相对论性， $ix^2 = K'u$ $1.02 \text{ MV} \leq V < \infty$ $u = \frac{2V}{m_0 c^2}$

$$\xi = x[J_e/2m_0 c^3 \epsilon_0]^{1/2} \quad (\text{Jory 和 Trivelpiece})$$

$$\text{用近似式 } J \approx 2.72 \times 10^3 \left[\left(\frac{eV}{m_0 c^2} + 1 \right)^{1/2} - 0.8471 \right]^2 / d^2$$

图 1

(一) 现在对场发射二极管电子发射的认识

许多实验观察都证实了下面的情况: 当脉冲电压加上二极管后, 最初由于阴极上有毛刺, 局部场强极高, 毛刺产生场发射, 随后毛刺很快发热气化, 形成等离子区, 使电流迅速增大, 这才是场发射二极管的真正脉冲发射, 因此, 发射总有个时间滞后。在二极管中, 阴极前的等离子体区会随着时间向阳极发展; 同时阳极受电子轰击也要形成等离子区, 它则随时间向阴极发展。这样, 经过若干毫微秒或若干微秒, 它们将闭合, 使二极管短路。Swain 等人^[4] 1977 年所作的全息干涉照相充分地说明了这一现象。

另外还有一个电流大小的问题, 因为一个电子束内的电流很大时, 自身的强磁场的自箍缩作用, 将把束缩细。这个作用可用将来将电子流聚成很细的束, 这对要用细电子束轰击靶丸的可控核聚变试验来说是很重要的。因此对大电流发射的研究和发射理论模型的研究都比较多。但是究竟多大的电流才算大电流呢? Lawson^[5] 为我们下了定义。这是个关键问题, 需要稍为仔细地讨论一下, 并注意其局限条件。

(二) Lawson 的临界条件 ν/γ

Lawson 假定: (1) 离子浓度与电子浓度比 f 与束半径 r 无关。(2) $r \leq b$ 时, 粒子浓度为常数, $r > b$ 时则为零; b 为束的边界(最大半径)。(3) 互相碰撞可以忽略。(4) 所有电子的动能均相同。(5) 电子的横向速度 $\{\langle \beta_i \rangle c\} <$ 轴向速度 βc 。(6) 离子仅相对束的轴作横向运动。再用电磁场的径向(r)分量

$$E = \frac{2Ner}{b^2} (1 - f), \quad B = 2 \frac{Ne\beta r}{b^2} \quad (5)$$

(式中 N 为束中单位长度上的电子数) 来解电子与离子的径向(r)分量方程, 则得:

$$\frac{\langle \beta_i \rangle^2}{\beta^2} \approx \frac{\nu}{\beta^2 \gamma} (\beta^2 + f - 1) \quad (6)$$

$$\langle \beta_{ii} \rangle^2 \approx \frac{Ne^2}{Mc^2} (1 - f) \quad (7)$$

式中, $\nu = Nr_0$, $r_0 = 2.8 \cdot 10^{-13}$ 是电子半径。

$$Ne^2\beta^2 = rm\langle \beta_i \rangle^2 c^2 + M\langle \beta_{ii} \rangle^2 c^2 \quad (8)$$

如 $\beta_{ii}^2 \approx 0$, $f = 1$ 可注意 $I = Nec\beta$, N 的定义由此而来。则得:

$$\frac{\langle \beta_i \rangle^2}{\beta^2} = \frac{\nu}{\gamma} \quad (9)$$

$$\gamma \text{ 即 } (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}, \quad \beta = \frac{\nu}{c}$$

上式即 Lawson 定义的临界条件。当 $\nu < \gamma$, 即 $\langle \beta_i \rangle^2 \ll \beta$ 时, 则电子以冲流 (*streaming*) 为主, 是个电子束。而当 $\nu > \gamma$ 时, 则成为一个等离子体流。这就意味着电压并不特别高, 而 N 甚大, 也即电流甚大, 于是称它为高 ν/γ 二极管。

同样, 如仍用平行平板电极, 也可认为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\nu}{\gamma} < \frac{R}{2d_0} \text{ 是电子束} \\ \frac{\nu}{\gamma} > \frac{R}{2d_0} \text{ 是等离子体流} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

上式是 Friedlander 等人^[6]假定磁自箍缩作用发生在电子从阴极边缘发射出来的迴转半径 (gyroradius) 等于 d_0 时, 从而提出的 $\frac{v}{\gamma}$ 与 $\frac{R}{2d_0}$ 的实验关系. 这也就是说, 径向速度变大到一定程度, $\frac{v}{\gamma}$ 就大于 $\frac{R}{2d_0}$, 此时, 磁箍缩作用就变得明显了. 因为原文是未公开发表的 DASA 报告, 上文摘自 Parker^[7] 1974 年的文章.

由于在二极管中讨论的总是空间电荷限制电流, 现在一般都放弃上述那两个相对论性公式, 而不是在 I_{CL} 公式中加上时间修正, 就是在大 v/γ 时, 对电流另作分析. 1975 年 Schneider^[8] 用外加磁场的二极管对发射进行研究, 虽然采用了文献[2]求电流的近似公式, 但也只能得出, 在 $1\mu s$ 脉冲中, 仅在初期, 极间实际距离 D 不变时, 才与实验结果相符合.

1969 年 Clark^[9] 等人从 I_{CL} 出发, 以 Z_D 的形式对许多实验结果作了比较. 很有意思的是, 有些电流很大, 但实际测得的 Z_D 却与 Z_{CL} 差不多, 见表 2.

表 2

Child-Langmuir	$Z_{CL} \approx \frac{136}{V^{1/2}} \left(\frac{D}{R}\right)^2 (\Omega)$	$I_{CL} = 2.34 \times 10^{-6} V^{3/2} \frac{\pi R^2}{D^2} \left(\frac{A}{m}\right)$
实验室	$Z_D (\Omega)$ (实测)	备注
Physics International	$Z_D \approx \frac{115}{V^{1/2}} \left(\frac{D}{R}\right)^2$	$V_D = 200KV - 5MV$ $R = 3.5cm$ $D = 2 - 10mm$ $I_D \approx 100KA$
E. C. & G.	$Z_D \approx Z_{CL}$	$V_D = 80 - 300KV$ $I_D = 10 - 60KV$ $R = 0.8cm$ $\tau_D = 30ns$
Cornell	$Z_D \approx \frac{80}{V^{1/2}} \left(\frac{D}{R}\right)^2$	$V_D = 200 - 500KV$ $I_D = 50 - 125KA$ $R = 5cm$ $D = 2 - 10mm$ $P = 5 \times 10^{-2} - 10^{-3}$ 托
NRL	$Z_D = \frac{136}{V^{1/2}} \left(\frac{\lambda_D}{R}\right)^2$	$I_D = 200 - 500KA$ $V_D = 750KV$ $R = 2.5cm$ $D \approx 7mm$ $\lambda_D =$ 德拜长度

(三) 各种不同的理论模型和发射公式

表 3 可以这样分开来看: $\frac{v}{\gamma} < \frac{R}{2d_0}$, 把 I'_{CL} 公式改写成 $P = \frac{I'_{CL}}{V^{3/2}}$, 它与实验符合得很好. 一般 $V \leq 500KV$, 电流为几十千安. 如果是大电流, 即 $\frac{v}{\gamma} > \frac{R}{2d_0}$, 则用其它公式. 文献中则以用 I_{PPF} 与实验作比较多一些. I'_{CL} 是个经验公式. 这里对 I_{PPF} 公式的来由和解法简单介绍于下.

PPF 是顺等位线流 (parapotential flow) 的简写, 就是说电子的流动是顺着等位线进行的. 这个理论是 de Packh^[14] 提出的, 后来 Creedon^[11] 作了严格计算. 现在仅指出其主要概念. 从这个概念进行计算其实是一种布里渊流的解. 命题是电子流与电场和磁场皆垂直, 于是电子就会顺着等位面走, 这样, 稳态运动方程可写为:

表 3

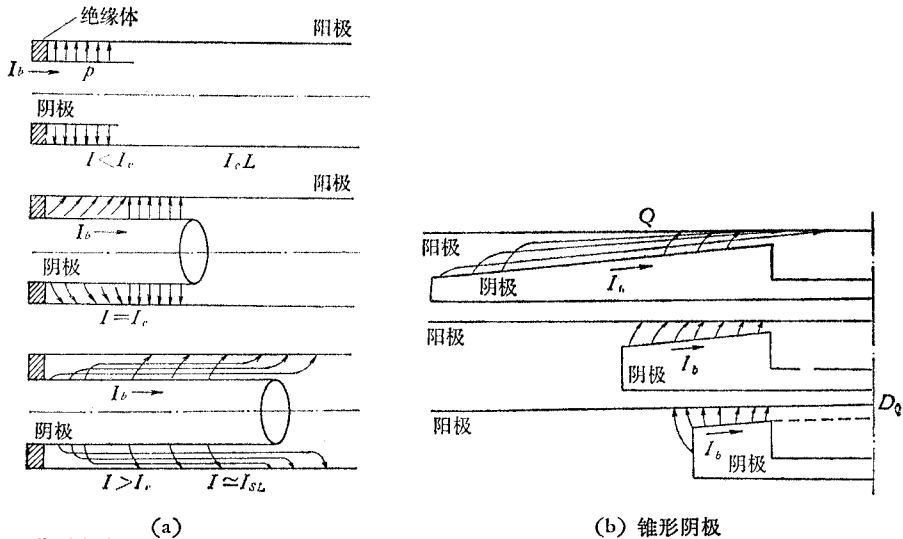
不同理论模型电流公式 (KA)	几何因子 g	文 献
$I_{CL} = 2.34 \times 10^{-3} \left(\frac{R}{D}\right)^2 V^{3/2} (\pi)$	平行平面, 锥与平面 $g = \frac{R}{D_0}$ 其他几何形状 g 见表 4	[7.10]
$I'_{CL} = 2.34 \times 10^{-3} \left[\frac{R}{(D_0 - vt)}\right]^2 V^{3/2}$		[11]
$I_{PPF} = I_P = 8.5gf(V)$		
$I'_{PPF} = 8.5 \left[\frac{R}{D_0 - vt}\right] f(V)$	$g = \frac{R}{D_0}$	[12]
$I_{PF} = 8.5g \frac{1}{r^{1/2}} f(V)$		
$I_{CC} = 8.5g_{cc}f(V)$ $f(V) = r \ln[r + (r^2 - 1)^{1/2}]$	$g_{cc} = \frac{R}{D_0 - \Delta}$	[13]

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (11)$$

要求 PPF 必须是电场与磁场抵消, 也就是 $\frac{d\mathbf{P}}{dt} = 0$

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (12)$$

其余是求解, 对几个不同电极结构, 用不同坐标进行计算, 可得到 I_{PPF} 公式中几何因子 g 的不同数值。这里形象化地用图 2 表示。在此顺便提一下所谓聚焦流 (focused flow) I_{FF} 模型。它也是取稳态 ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), 而将相对论性麦克斯韦方程简化为一个动量的二次微分方程。极限能量沿电流流线, 并且横跨二极管区域电流流线为常值。它将阴极到阳极区分成几个部分求解(第二部分未解出), 结果也形象化地示于图 3。



- I_c 临界电流
- I_{cL} Child-Langmuir 电流(空间电荷限制)
- I_{sL} 自限制电流(电子顺电位线流, 如正交场中布里渊流一样)

图 2

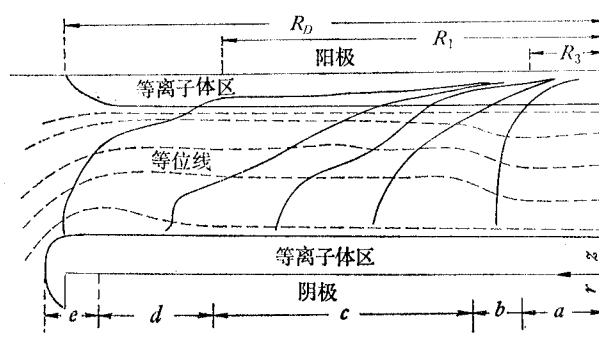


图 3

三、电极形状和电极材料问题

大概是受场发射要用尖端的影响, Snark^[15]所用的环形阴极也在环上放了许多针和棒。现在看来用平行平板结构的比较多。有的在阴极面上刻出交叉的槽;有的在阴极当中刻出凸出的环;也还有的把阴极做成穹顶形,对着平板阳极。自从 de Packh 提出 PPF 概念以后,也曾有人试过全锥形结构,但多数是用锥形阴极对平板阳极。Creedon^[11]的文章对选用二极管的几何形状有一定的理论指导作用。现将 Creedon 文章中之 g 列于表 4。当然, PPF 模型的目的要把高 $\frac{\nu}{\gamma}$ 二极管中的电流集束到阳极和轴的交点上。

对于阴极材料也有不少研究工作。主要是苏联人做的。这里我们把 Parker 等人^[5]文中引用的 Bugaev 等人^[16]在 1968 年的实验结果示于图 4。看来所加电场强度是主要的,但从减小电流时间滞后考虑,阴极材料以用石墨较好。Harris 和 Milde^[17]在 1976 年发表的 Neptune 加速器就是选用的石墨盘,并在其上刻了交叉凹纹。

表 4

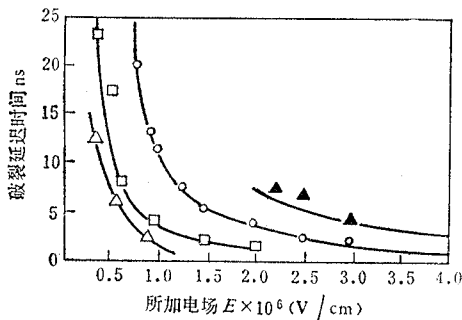
电极几何形状	因子 g	说明
平行平面	$\frac{y_0}{2\pi x_0}$	
同心圆柱	$\left[\ln \frac{R_2}{R_1} \right]^{-1}$	
同心锥体	$\left[\ln \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right) - \ln \left(\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} \right) \right]^{-1}$	
锥形阴极 平面形阳极	$\frac{R_c}{D_0}$	

Harris 等总结经验后指出,发射是否均匀,与所加电压的上升时间和脉冲源阻抗的匹配有密切关系。这对二极管是个重要问题,下面将要讨论。

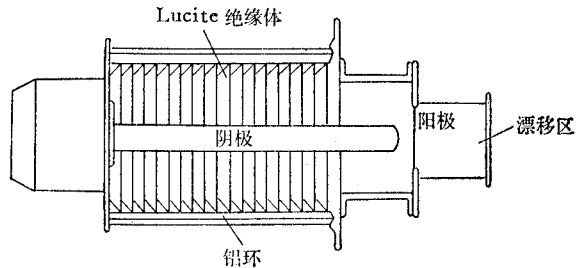
四、匹配问题和防止预脉冲问题

在一定脉冲高压下,要得到大电流,当然要求低阻抗。二极管是负载。在一定设计下,最易调整的不是阴极盘(假定是平行平板结构,锥形就更难办)而是 D_0 。但调整 D_0 又影响 v/γ 比,故就功率源来说,设计时匹配问题必须十分注意。

其次,要求发射均匀,不仅是一个脉冲电压上升快慢的问题(上升快,则大多数毛刺差不多同时气化,于是发射均匀),还有一个预脉冲捣乱的问题。产生预脉冲的电压一般较低,但已足以使少数毛刺气化;气化的数目,有时多,有时少,致使发射不均匀,电流脉冲的重复性也差。Harris 等采用了充气输出开关;它的容量小,能使变压器和脉冲线很快去耦合,因而能消除大部预脉冲,从而减少阴极发射的不均匀性。还有如 Reba 加速器^[18](见图 5),则是利用阴极后部的绝缘,使预脉冲加不上二极管。还可参考 Pulserad^[19]所用的类似办法。称之为预脉冲隔离。



△ 石墨 ○ 铝
□ 铅 ▲ 铜
图 4



Reba: 2.7MV, 90KA, 1 μ s 脉冲
浸在油中, 隔绝了 300KV 预脉冲

图 5

五、所谓磁隔离问题

Creedon^[20] 1977 年发表了一篇关于大电流二极管中磁隔离的分析文章,给出三种磁隔离状态:(1)磁通量不变式,(2)负载限制式,(3)自限制式。关于磁通量不变式,在这里举一个例子,并谈一谈无阳极膜的装置 Veba^[21]它用的外加磁场强度为 10 KGs,极间距离为 4.4 cm。电场加上以后,2.6 μ s 才闭合,故可设计为两用:(1)电压为 0.75—3.0 MV, $Z = 20\Omega$,脉冲宽度为 0.6 μ s;(2)电压为 0.5—1.0 MV, $Z = 40\Omega$,脉冲宽度为 2.2 μ s。可以看出,它的闭合时间要比用膜阳极时长得多,并且还避免了因阳极击穿,而需要常常更换的麻烦。关于负载限制式,Creedon 自己以 Aurora 加速器^[22]中传输线作为例子。二极管中电流的自磁场迫使传输线中电流成了 PPF,而不向阳极流。关于自限制式就是我们所讨论的大 v/γ 电流形成了 PPF。

六、结 束 语

在介绍了许多电流模型之后,应对它们间的相互关系,实际应用情况等作一小结.最好的办法还是到实践中去找比较.现用文献[13]给出的实验数据和文献[11]给出的图(图6)来说明问题.从图6可以看出,在一个脉冲里,开初电流的确是服从 I_{CL} 规律;但在300KV以上,相对论性变强了,电流大到 $v/\gamma > R/2d_0$ 后,则转入 PPF .以文献[13]所给数据看, $R/2d_0 \approx 5.25$.粗略计算各不同时间的 v/γ 为:20ns时, $v/\gamma \approx 5.15$;30ns时, $v/\gamma \approx 7.97$,已相当高了;而40ns时, $v/\gamma \approx 9.82$;60ns时, $v/\gamma \approx 9.02$. I_{PPF} (即图6中的 I_P)符合程度如图6所示. Creedon 还指出如用 I_{CL} ,假定在25—30ns时, $vt = 0.15$,以后不变,则 $d = D_0 - \Delta = D_0 - 0.15$,不仅是 I_{CC} ,连 I_{FF} 的符合程度亦不减于 I_{PPF} . $vt = 0.15$, $v = 6\text{cm}/\mu\text{s}$ 还是在实际范围内(见 Brodley^[23] $v = 2-12\text{cm}/\mu\text{s}$; Mix 等^[24] $v = 5-10\text{cm}/\mu\text{s}$).

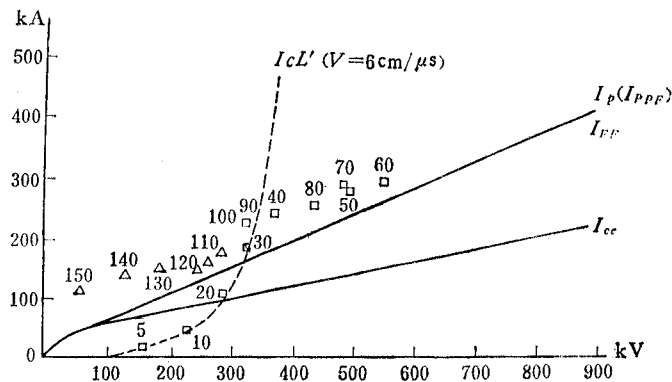


图 6

另外 Yonas 等^[25]在阴极上刻出一锥形坑,对着阳极轴线加一根导线,使得电流非常集中.而 Swain 等人^[26]在阴极轴线上开一个小孔,就观察不到磁自箍缩电子束的集中.这些虽然都不是题内问题,可不涉及;但似应提一提借以说明,冷阴极二极管的工作大有可为.

测量手段也是一个重要问题,而准确地测量电压和电流波形是最重要的.据说用卢高夫斯基线圈测量电流的方法简单而准确.另外用铝上覆盖聚酯树脂的阳极作电流见证板(witness plate)也是精确测量所不可缺少的.还有如 Parker 在阳极平面上用石墨衰减器、塑料闪烁器联合,再配上开门的摄影机来照像,对于观测电子束中电流分布情况是很好的手段.这些手段并不很难掌握,是不难实现的.要比较电压波形和电流波形时还必须设法消除电感部分的影响.如何消除法必须在实际工作中摸索解决.

参 考 文 献

- [1] J. E. Boers and D. Kelleher, *JAP*, 40(1969), 2409.

-
- [2] H. R. Jory and A. W. Trivelpiece, *JAP*, **40**(1969), 3924.
- [3] J. L. Condon, *10th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology*, (1969), 131.
- [4] Swain et al., *JAP*, **48**(1977), 1085.
- [5] J. D. Lawson, *J. Electronics and Control* **5** (1958), 146; *J. Nuclear Energy, Part C, Plasma Physics*, **1**(1959), 31.
- [6] F. Friedlander et al., *Varian Associates Report No. DASA 2173*(1968)
- [7] R. K. Parker et al., *JAP*, **45**(1974), 2463.
- [8] R. Schneider, *J. Vacuum Science Technology*, **12**(1975), 1191.
- [9] J. J. Clark et al., *10th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology*, (1969), 117.
- [10] R. K. Parker et al., *11th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology*, (1971), 453.
- [11] Creedon *JAP*, **46**(1975), 2946.
- [12] Goldstein et al., *Phys. Rev. Letters*, **33**(1974), 1471.
- [13] G. Cooperstein and J. I. Condon, *JAP*, **46**(1975), 1535.
- [14] D. C. de Paekh, *NRL Radiation Project Progress Report No. 5*(1968).
- [15] G. Yonas et al., (Suark), *71th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology*, (1971), 421.
- [16] S. P. Bugaev et al., *Soviet Phys.-Dokl.*, **14**(1969), 605.
- [17] N. W. Harris and H. Milde (Neptune), *IEEE Trans. on NS*, **NS-23**(1976), 1470.
- [18] D. L. Johnson (Reba), *11th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology*, (1971) 445.
- [19] E. Champney et al., (Pulserad), *IEEE Trans. on NS*, **NS-22**(1975), 974.
- [20] J. Creedon, *JAP*, **48**(1977), 1070.
- [21] R. K. Parker and M. Ury (Veba), *IEEE Trans. on NS*, **NS-22**(1975), 953.
- [22] B. Bernstein and I. Smith (Aurora), *IEEE Trans. on NS*, **NS-20**(1973), 294.
- [23] L. P. Bradley et al., *Phys. REV. Letters*, **29**(1972), 1441.
- [24] L. P. Mix et al., *J. Vacuum Science Techn.* **10**(1973), 951.
- [25] G. Yonas et al., *Phy. Rev. Letters*, **70**(1973), 164.
- [26] D. W. Swain et al., *JAP*, **48**(1977), 1085.