

等离子体场发射阴极发射机理的探讨*

张 奇

(中国科学院电子学研究所)

陆 家 和

(清华大学无线电系)

提 要

本文概述了等离子体场发射阴极的物理模型。其发射机理是在阴极发射斑点的基础上加上阴极微尖爆炸的概念。

一、引 言

近二十年强流相对论性电子束技术得到了很快的发展^[1-5]。它应用了所谓等离子体场发射阴极或称爆发式阴极(苏联)。它克服了纯场发射阴极要求超高真空环境的严格限制;对阴极尺寸的要求也大大降低,通常在 10^{-4} — 10^{-5} 托的高真空环境下,甚至是平面电极在毫微秒或微秒时间内均可提供巨大的脉冲电流。文献[6—9]在对真空电弧、热场发射、平面电极之间的真空击穿等机理进行了研究的基础上各自提出了这种阴极的发射机理模型。我们在文献[10]中对这些模型作了初步的介绍,但仍有某些问题值得进一步阐述和深入探讨。

二、真空电弧阴极的分类

真空电弧阴极的最大特点是阴极表面存在阴极斑点。关于阴极斑点有如下的概念^[2]:

1. 发生真空电弧时阴极表面存在阴极斑点,多数情况下其直径为 $1-100\mu\text{m}$,它有很高的温度,在阴极表面上不断地游动。
2. 阴极电压降落 U_0 是了解较多的一个参量。它近似等于阴极材料蒸气的激发或电离电位。它与阴极材料和电流有关,多数情况下为 $10-30\text{V}$ 。
3. 每个阴极斑点发射的总电流均有上下限。下限为几安,上限为 300A 左右。随着支取总电流的增加,阴极表面斑点的数目亦增多。离子流占总电流的 $5-10\%$ 。
4. 阴极工作过程中阴极材料有所损失,其量为 $20-500\text{r/C}$ (微克/库伦),它和阴极材

* 1981年12月25日收到。

料有关。

真空电弧阴极前面存在着等离子体,它是由阴极材料蒸气电离而成。由于阴极材料不同,输入阴极能量的大小不同,发射机理也不同。当输入能量较低时(在较低的电流密度下),阴极材料的蒸发主要靠热蒸发,而其发射主要是稳态的热场发射;输入能量很高时,阴极主要靠凸起处的惯性可控爆炸,向空间提供阴极材料的分子。文献[11]在一个简单模型的基础上,推导出阴极表面凸起处加热、蒸发和爆炸的过程,其结果列于表1。从表1可见,当 $J > 5 \times 10^8 \text{A/cm}^2$ 时,热导率已不能维持稳定的有限尖端温度;而当 $J > 7 \times 10^9 \text{A/cm}^2$ 时,凸起的爆炸时间短于热传导的特征时间。因此上述两个电流密度值是电弧阴极发射机理的转变点。

表 1
Tab. 1

	爆炸/蒸发 时间常数 $\tau(\text{ns})$	电流密度 $J(\text{A/cm}^2)$		输入功率 (W)
焦耳加热占优势	0.01	5×10^{10}	完全惯性可控爆炸 (晶格能量无关紧要)	-100
			快速爆炸(热损耗无关紧要)	-10
离子碰撞和电子 发射的加热占优 势	0.1	7×10^9	爆炸时间=热传导时间	
			缓慢爆炸(由热功率控制)	
			稳态的极限,很迅速的蒸发 ($\Delta T \geq 3000\text{K}$)	-1
			相当稳态的加热	
			缓慢蒸发	-0.1
	10^2		无关紧要的加热 ($\Delta T < 100\text{K}$)	0.01

少的方向
时间常数减
↑
稳态蒸发
↓
加的方向
温度和蒸发速率增

三、稳态真空电弧阴极斑点

对于稳态电弧阴极斑点的物理过程,文献[9]作了详细的分析,假设在平的阴极表面上存在一个半径为 a 的圆形阴极斑点,其性质可以从解下面三个方程得出:

1. 电子发射方程 在阴极斑点区主要靠热场发射发射电子,而离子轰击的次级发射只起辅助作用,所以阴极的发射电流密度为

$$J_c = \alpha(Y_1 + Y_2)^2 \exp[-\beta/(X_1 + X_2)] + \gamma_i J_i \quad (1)$$

其中 $\alpha = 1.2 \times 10^2$; $\beta = 1.16 \times 10^4 \varphi$, φ 是电子逸出功;

$$X_{1,2} = \begin{cases} T_c \\ E_c/5.9 \times 10^3 \sqrt{\varphi} \end{cases}, \quad Y_{1,2} = \begin{cases} T_c \\ 2/3 E_c/5.9 \times 10^3 \sqrt{\varphi} \end{cases},$$

T_c 为斑点温度 (K), E_c 为阴极表面场强 (V/cm); J_i 为离子轰击电流密度 (A/cm^2); γ_s 是离子轰击的二次发射系数. 阴极表面的电场 E_c 可以由解一维泊松方程得出, 此时考虑阴极发射的电子流和从等离子体流向阴极表面的离子流的空间电荷效应, 不考虑碰撞^[9]:

$$E_c = 5.7 \times 10^3 [U_0^{1/2} (\alpha_i M^{1/2} J_i - \alpha_c 0.0234 J_c)]^{1/2}, \quad (2)$$

其中 $\alpha_i \leq 1$, $\alpha_c \geq 1$ (取决于等离子体边界的条件), U_0 是阴极位降, M 是原子质量.

2. 热平衡方程 阴极斑点的温度主要由热平衡方程决定. 对阴极来说输入能量包括: 离子的碰撞和中和放出的能量, 电流的欧姆加热; 输出能量包括发射电子的 Nottingham 效应和阴极材料蒸发所消耗的能量. 所以净的输入功率密度为:

$$Q = J_i (U_0 + \varepsilon_i - \varphi - C_i \omega / \eta) - J_c \varphi^* + J^2 a / \sigma, \quad (3)$$

其中 ε_i 是电离电位, $C_i < 1$, ω 是蒸发能, η 是等离子体电离度, $\varphi^*(T_c, E_c)$ 有效逸出功, $J = J_c + J_i$, σ 是电导率. 假设传热主要通过热传导, 我们就可以算出阴极斑点的温度:

$$T_c \doteq 0.8 a Q / \lambda, \quad (4)$$

其中 λ 为热导率, 单位为 $W \cdot cm$.

3. 阴极表面的蒸发速率方程 因为阴极周围环境是真空, 因此阴极前等离子体必然是来自阴极斑点本身. 阴极的蒸气压和蒸发速率的关系式为^[9]:

$$N_{ev} = 3.5 \times 10^{22} p / (M T_c)^{1/2} \doteq J_i / \eta e, \quad (5)$$

其中 p 以托为单位.

$$p = A T_c^B \exp(-C/T_c) \quad (A, B, C) = \text{常数} \quad (6)$$

要想得到稳定斑点的全貌, 必须联立解上述 (1)、(3)、(5) 三个方程. 从上面可以看到, 在阴极斑点区温度很高, 于是有大量原子和分子蒸发到空间并被发射的电子电离. 形成的离子流的空间电荷效应在阴极表面产生的电场, 使阴极斑点区发生热场发射, 这就是阴极斑点的自持反馈模型 (Self Consistent Feedback Model).

四、爆发发射阴极的主要特点

爆发发射 (或称等离子体场发射) 阴极, 也是真空电弧阴极的一种, 它主要工作在脉冲状态, 能提供巨大的电流. 这种阴极除具有上面谈到的真空电弧阴极的共性外, 还有如下的特征:

1. 阴极大多由难熔金属做成, 其蒸发能很高, 这时上面谈到的稳态阴极斑点的热平衡方程已不适用, 也就是阴极只靠蒸发不能向空间提供足够量的原子和分子.

2. 爆发发射阴极一般做成尖端或刀口形式 (即使使用平面阴极其发射也是由表面上的微尖引起), 在高电压作用下, 大电流密度的场致发射电流经过尖端 (或微尖) 的加热成为输入能量的主要部份. 这样在支取发射电流过程中, 阳极电压迅速上升 (脉冲前沿很

陡),在很短时间内阴极被迅速加热,而尖端的热传导条件又不佳(h/r 比较大, h :尖端的高度, r :尖端的半径),所以尖端便因加热而产生爆炸.这种爆炸可以近似地认为是绝热的惯性爆炸.阴极就是靠这样的机理向空间提供足够量的原子和分子.这样形成的阴极斑点是非稳态阴极斑点.

3.在爆发发射过程中,与阴极斑点相连的等离子体近似以 $2 \times 10^6 \text{cm/s}$ 的速度向阳极扩展^[12],等离子体前沿相当于虚阴极,它提供足够的电子发射.

从表1可见,阴极尖端(或微尖)电流密度逐渐增加时,阴极发射机理就从稳态的真空电弧斑点过渡到阴极尖端(或微尖)的惯性可控爆炸,其电流密度的临界值为 $7 \times 10^9 \text{A/cm}^2$.

关于爆发发射(等离子体场发射)的机理,我们讨论以下几个问题.

1.阴极表面等离子体的扩展速度 为了分析这个问题,我们将金属尖端的爆炸现象归结为气体球向真空绝热飞散的气体动力学问题^[13].把尖端设想成一个薄膜包围的气体球,球的初始半径为 R_0 ,里面均匀地充满了球体,密度为 ρ_0 .气体的总质量 $M = \rho_0 4\pi R_0^3/3$.开始时气体是静止的,初始压力等于 p_0 ,分子浓度与固体相似(10^{23}cm^{-3}).假设气体是比热不变的理想气体,所以气体的总能量

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} p_0 \times \frac{4\pi R_0^3}{3},$$

其中 γ 为 C_p/C_v ,称为绝热指数,而 C_p 、 C_v 分别是阴极金属蒸气的定压比热和定容比热.

然后在 $t=0$ 的时间将包围气体的薄膜去掉,则气体开始爆炸,毫无阻碍的向真空扩展.这样在绝热飞行过程中,气体的初始内能就要逐渐地转变为径向运动的动能.这时球的边界运动速度是

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} C_0 \quad (\text{其中 } C_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}),$$

而气体球的边界运动规律是

$$R = \frac{2}{\gamma - 1} C_0 t + R_0.$$

在具体情况下,点状阴极的爆炸主要是由场致发射电流加热等提供能量,使金属尖端升华成金属蒸气小球引起的,所以 $E/M = \eta E_{\text{升}}$,其中 $E_{\text{升}}$ 为金属升华潜热,而 η 为过热系数.这样得到^[14]:

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} C_0 = \frac{2}{\gamma - 1} \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0} = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma - 1} E/M} = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma - 1} \eta E_{\text{升}}}. \quad (7)$$

从(7)式可见,所有质点的速度都趋近于常数.将我们具体使用的阴极材料常数代入后,就可得到对于大多数金属 $u = (1-2) \times 10^6 \text{cm/s}$.这与实验结果基本一致.也就是说阴极闪光等离子体的扩展完全是一种惯性运动,它与时间和外加电压无关.

2.阴极等离子体中平均粒子浓度和粒子的浓度分布 利用上述的气体球向真空绝热扩展的模型,可粗略估计出阴极等离子体的平均粒子浓度:

$$\bar{N} = \frac{M_i}{m_a R^3}, \quad (8)$$

其中 M_1 为每个脉冲过程中阴极材料爆发的总量, m_a 为原子质量, $R = ut + V_0^{1/3}$ 为阴极等离子体的半径, u 为等离子体的扩展速度, τ 为脉冲宽度, V_0 为爆发阴极材料的初始体积.

至于等离子体球中, 金属粒子的浓度分布可这样考虑. 如图 1 所示, 设金属尖端在脉

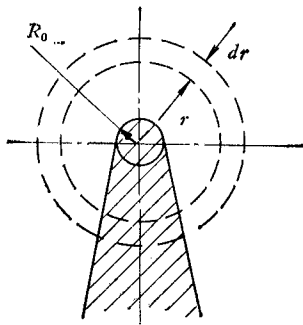


图 1 推导等离子体
粒子浓度分布的模型

Fig. 1 Model for deriving the particle
concentration distribution in plasma

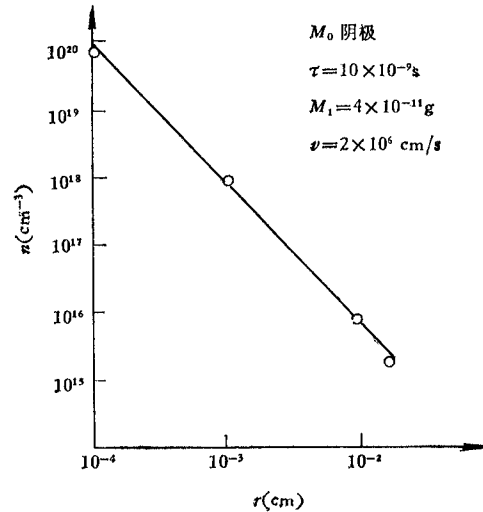


图 2 在阴极等离子体中粒子
浓度分布和半径的关系

Fig. 2 The relation between particle
concentration in plasma and the radius

冲持续时间 τ 内连续均匀发射粒子, 一个金属尖端阴极在 dt 时间内投射到空间中的金属总量为 $M_1/\tau dt$, 这些粒子经时间 t 后到达半径为 $r \rightarrow (r + dr)$ 的球壳中, r 为 $R_0 + ut$, 且 $dr = u \cdot dt$, 在此球壳中粒子浓度为:

$$n(r) = \frac{M_1/\tau dt}{m_a 4\pi R^2 dt v} = \frac{M_1/\tau}{m_a 4\pi R^2 v}. \quad (9)$$

根据文献[12]所给数据, 我们计算了粒子浓度分布, 曲线画在图 2 中. 知道阴极闪光中粒子浓度后, 利用电子碰撞电离截面就可估计出等离子体中的带电粒子浓度. 一般原子被电子碰撞的电离截面 σ 在 10^{-16}cm^2 的量级, 如果距爆炸中心 r 处的中性粒子浓度为 $n(r)$, 则由于电子碰撞电离带电粒子浓度应为

$$\frac{I x / e \sigma n(r) dr}{4\pi r^2 dr} = \frac{I x n(r) \sigma}{4\pi r^2 e},$$

所以其电离度应为:

$$\eta = \frac{I \tau \sigma}{4\pi r^2 e}. \quad (10)$$

以文献[12]数据为例, 其支取总电流为 55A, 代入(10)式则当 $r = 5 \times 10^{-3} \text{cm}$ 时, $\eta = 1$, 即完全电离. 但是实际上电离截面 σ 值随电子能量而变化, 一般在电子能量为 3—7 倍电离电位时出现最大值, 而在两侧 σ 值下降. 考虑到这个原因 η 应小于 1.

这样没有被电离的中性粒子继续向前运动, 它运动到什么地方, 电子的碰撞电离也就

跟到什么地方,所以阴极等离子体的扩展速度也就是上面所谈到的中性粒子的惯性运动速度.另外也可看到阴极表面附近带电粒子的浓度与距离有关,距阴极愈近正离子的空间电荷愈多,它就为阴极的正常工作提供了足够强的电场.

3. 新的须尖产生的原因 在等离子体场发射阴极工作过程中,表面的微尖不断爆炸,它们的数目将不断减少,为了维持阴极能正常工作,就必须不断产生新的微尖.阴极表面工作过程中产生新的微尖的机构很多:(1)在阴极斑点区表面呈熔化状态,又存在着微尖的爆炸和很强的离子碰撞,因而有很高的压力压迫金属指向边缘,使之形成火山口状,并产生新的微尖.(2)在等离子体阴极工作过程中,从阴极斑点不断有液状小球喷射出来,由于液态金属的内摩擦,金属喷泉口自己伸长和最后折断形成新的凸起.(3)在等离子体阴极工作过程中,阴极斑点区呈熔化状态,表面又有很强的电场,在这样的强场下也可从液相生长出新的微尖.

五、结 束 语

从以上讨论我们认为用等离子体场发射 (Plasma Induced Field Emission) 和爆发发射 (Взрывная Эмиссия) 来命名这种阴极,都在一定程度上说明了发射模型的本质,等离子体场发射一方面说明了等离子体前沿可以看成虚阴极,另一方面也说明了等离子体在阴极表面形成的场是导致阴极发射电子的基本原因.而爆发发射主要说明了阴极在形成等离子体过程中发生爆炸这个特点.综上所述可见,等离子体场发射的过程是:

1. 在等离子体前沿和阳极之间为纯电子流,等离子体前沿可以看成“虚阴极”向空间发射电子,满足空间电荷限制电流方程.

2. 在阴极上存在着阴极斑点,每个阴极斑点可能包含不止一个阴极须尖的爆炸点.由于阴极表面须尖爆炸,等离子体扩展有一个浓度分布,这样在阴极斑点区存在很多的正离子空间电荷,在阴极表面形成足够的场强,引起热场发射,产生电子并进入等离子体中.

3. 在阴极表面非斑点区离子浓度较低,所以在阴极的这部份不能产生场致发射,这部份的电流只有离子流.

4. 在等离子体内部,由于等离子体的电导率很高,它提供了电荷的迅速运输,我们可以将等离子体看成是一根导线,但其长度是随时间在变化.

参 考 文 献

- [1] H. H. Fleischmann, *Physics Today*, No. 5, 1975, p. 35.
- [2] A. Klob, *IEEE Trans. on NS*, NS-22(1975), 956.
- [3] 河島信樹, *レーザー研究*, 6(1978), 124.
- [4] A. H. Диденко, В. П. Тригорьев и Ю. П. Усов, *Мощные Электронные Пучки и Их Применение* Москва, Атомиздат, 1977.
- [5] M. N. Hirsh and H. J. Oskam, *Gaseous Electronics*, Vol. 1, New York Academic Press, 1978, chapter 6.
- [6] P. T. G., Flynn, *The proceedings of the physics society section B*, 69(1956), 748.
- [7] М. И. Елинсон и др., *Ненакаливаемые Катоды М. «Сов. Радио»*, 1974. стр. 269.
- [8] R. K. Parker, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 2463.
- [9] E. Hantzsche, *Proceedings of the XIIIth International conference on phenomena in Ionized*

- Gases (invited lectures)*, Berlin, Physical Society of the GDR., (1977), pp. 121—138.
- [10] 陆家和, 张奇, 真空科学与技术, **1**(1981), 95.
- [11] E. Hantzsche et al., *J. Phys. D*, **9**(1976), 1771.
- [12] G. P. Bazhenov et al., *IVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Waterloo, Ontario, Canada, (1970), 116.
- [13] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер 著, 张树材译, 激波和高温流体动力学现象物理学, 上册, 科学出版社, 1980年, 第104页.
- [14] G. A. Mesyats et al., *IVth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. Waterloo, Ontario, Canada, (1970), 82.

A DISCUSSION ON THE EMISSION MECHANISM OF PLASMA INDUCED FIELD EMISSION CATHODE

Zhang Qi

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

Lu Jiahe

(Qinghua University, Beijing)

In this article, we try to summarize the physical model of plasma induced field emission cathode. Its emission mechanism is related to the presence of cathode spot with detonation of cathode microtip.