

关于热电子发射理论的评述 (I) ——对氧化物阴极的半导体模型的批判*

张 恩 虬

提 要

二十多年来,我们从实践中发现,氧化物阴极的理论与实际之间存在着很多矛盾。本文从逸出功测量、吸收光谱、超额钡浓度、晶格结构、表面能级、涂层导电率、涂层电位分布、薄膜和厚涂层发射的比较、中间层电阻、发射的不均性、闪变噪声、脉冲电流不稳定性、电火花等方面的实验和论证,说明氧化物阴极并不是以超额钡为施主的电子型半导体。提出了表面发射中心的观点,并用它解释了氧化物阴极中的许多现象。

一、引 言

氧化物阴极是在电子器件中应用很广的一种电子源。但是长期以来,许多现象都得不到完满的解释。国际间一直认为氧化物阴极是一种电子型的半导体。然而半导体的理论,在指导晶体管的实践中获得了出色的成就;而应用在氧化物阴极中,则毫无进展。实际阴极中性能的提高,并不是从半导体模型中获得启发,而是在实践中冲破这种理论的束缚而得的。我们曾经认为:氧化物阴极是多孔疏松的多晶,而晶体管则是完整的单晶,二者在结构上不同,因此在应用半导体理论时产生差异。然而在注意了 this 差异之后,一些带根本性的问题仍然未能解决。因而我们根据理论来源于实践的原则,重新对国内外大量实验数据,进行“去粗取精、去伪存真、由此及彼、由表及里”的全面分析。结果表明:氧化物阴极并不是一个以超额钡为施主的电子型半导体。

二、关于氧化物阴极的半导体模型

1933年 Fowler 根据固体物理的能带论,推出半导体的电子发射方程为^[1]

$$j = A\sqrt{n_d} T^{5/4} \exp \left[-\frac{\chi + \Delta E_d/2}{kT} \right], \quad (1)$$

式中 j 为发射电流密度; A 为常数; n_d 为超额钡施主的浓度; T 为绝对温度; χ 为外逸出功或电子亲和力; $\Delta E_d/2$ 为内逸出功,即电子从施主能级跃迁到导带所需的功; k 为玻耳兹曼常数。其中 n_d , χ , ΔE_d 这三个表征常数,对氧化物阴极来说,都有明确的物理意义的。

* 1973年8月6日收到。

几十年来,许多科学工作者企图从氧化物阴极的实验中测定这三个表征常数,从而验证(1)式的正确性。可是这些努力,不但未能得出有意义的数据,反而揭示出一系列半导体理论所不能解释的现象。由于问题很多,不能逐个赘述,下面仅举几个例子,就足以说明这种情况的严重性。

Dolloff 用 BaO 的单晶在钡蒸汽中加热,使成蓝色,然后测量它的导电率和吸收光谱^[2]。在导电率的对数与绝对温度的倒数的对划线中,得出直线的斜率平均为 2.0 eV,这就是跃迁到导带中电子的内逸出功。如果认为 BaO 单晶是以超额钡为施主的电子型半导体,则施主能级是 $\Delta E_d = 4$ eV,但同时用吸收光谱法测量同一 BaO 单晶的内部能级,则发现在光量子能量为 $h\nu = 2.0$ eV 处有一明显的吸收峰值。吸收光谱法和导电率法所得的结果差到一倍。这说明即使是完整的单晶,能带论的应用也是有问题的。此外,还有些文献企图测定实用氧化物的内逸出功,但未能得出统一的、明确的数值。

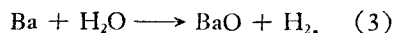
Hopkins 和 Vick 用喷涂的 CaO 多晶,同时测量电子发射和导电率,并利用由电子型半导体模型所推导的公式^[3]:

$$\frac{j}{\sigma} = \frac{3(1-\gamma)kT}{4l_0e} \exp \left[-\frac{\chi}{kT} \right] \quad (2)$$

来求外逸出功 χ 。式中 j 是发射电流密度; σ 是导电率; γ 为表面平均反射系数; l_0 为电子的平均自由路程; e 为电子电荷。若当阴极激活完好时, l_0 不随温度而变,则从 $\ln(j/\sigma T)$ 与 $1/T$ 的对划直线,可以求出平均外逸出功 χ 。但是把它加到从低温导电率中求得的激活能上(按半导体理论即为内逸出功),并不等于里查孙逸出功 ϕ_R 。Hopkins 和 Vick 认为这种不符合是由于里查孙逸出功测不准引起的。而我们则认为: CaO 的电子发射能力比较低、发射电流的拐点容易测得准,不会有太大误差。至于温度测不准的话,那同时也反映在导电率上,也不致引起很大的误差。因此上述的 $\phi_R \approx \frac{\Delta E_d}{2} + \chi$,很可能是(2)式的理论并不符合 CaO 的实际所引起的。此外,其它文献中也未能找到实用氧化物阴极的一致

的外逸出功的数据。

关于施主浓度与发射电流密度的关系, Moore 等人用放进水汽测量放出氢气的办法,来确定氧化物中超额钡的含量^[4]。



通过大量的试验管,各种激活条件,不同的基金属,数万小时寿命过程中的变化等等,不但没有找到如(1)式所示的发射电流密度 j 与施主浓度 n_d 的平方根关系,并且发现用“发射电流”与钡当量含量对划,得出的图象如图 1 所示,根本

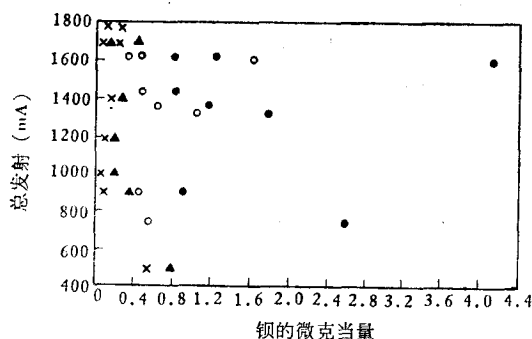


图 1 电子发射和钡含量的关系暴露在水一分钟和一小时测得

“A”Ni “x”——1 分钟; “Δ”——1 小时;
电解 Ni “O”——1 分钟; “●”——1 小时

找不出其间的任何规律性。当 Moore 等人发现实验结果与自己的主观愿望不符时,曾对实验方法进行过认真的审查和校准。我们深入地研究了 Moore 等人的实验后认为:这种从(1)式的角度来看似乎是没有规律的结果,却显示着氧化物阴极的真正的内在规律。这

个问题将在后面讨论。

由此可见,施主型半导体理论所提出的三个表征常数,都不能从实验中肯定。现在从氧化物的具体结构来看这个理论是否正确。

如果氧化物阴极是施主型的半导体,那么钡施主以什么形式存在呢?过去认为超额钡是以掺杂的方式存在。现在从图2所示的实测数据看^[5],氧化物晶格间留下的空隙很小,而钡的原子半径为 $2.25\text{ \AA}$ (直径是 $4.5\text{ \AA}$),因此钡掺入晶体内部并不可能。如果认为钡以离子状态掺入,则直径是小了一些,但离子状态时失去了价电子,就不能作为施主。

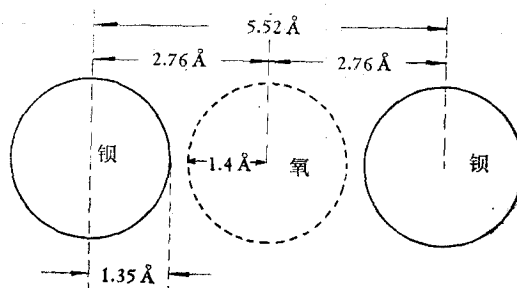


图2 氧化钡的晶格常数和离子半径

Sproull 等人认为施主是以氧缺位的形式存在^[6]。但这种缺位形成颜色中心,又叫

F 中心^[7]。其间陷落两个电子,这两个电子的能量比较低,即使是吸收了两个电子伏的能量,也不能发射到真空^[2],而 BaO 的总逸出功不超过 2 eV 。所以不能认为这种颜色中心就是发射热电子的根源。

Plumlee 提出氧化物阴极的施主是电离了的氢氧根,即 $\text{OH}^- \cdot e^{[8]}$,而 Metson 则认为施主是金属铯^[9]。但这些都得不到他人实验的支持。

当氧化物阴极的半导体理论遇到困难的时候,容易使人想到:电子要通过晶粒表面才能发射出来,因此表面现象应给予足够的重视。Surplice 提出了所谓“统一模型”^[10]。引进两种表面能级,一种名为“快态”,是由于晶粒为有限的三维空间结构而产生的,电子在其间的重新排列只需要微秒数量级的时间;第二种名为“慢态”,是由于表面污染而产生的,电子在其间重新排列的时间要长得多。Surplice 认为“慢态”比“快态”的密度大,起着主要作用。并计算出这种表面能级为 0.05 eV ,电子缺乏层的厚度为 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 。这对于逸出功来说是很小的修正,它在测量误差范围之内,而且由于 χ 和 $\Delta E_d/2$ 本身还不能很好地确定,这种修正就没有什么意义了。

下面将举出更多的实验数据,证明氧化物阴极并不是施主型的半导体。

三、氧化物阴极的导电性

长期以来,从事氧化物阴极研究的人们都把注意力集中在导电问题上。这是因为导电性不仅对了解氧化物阴极的发射机理有重要意义,而且它在技术上的应用也有重要的作用。Loosjes 和 Vink 所提出的微孔导电机理,是对氧化物阴极研究的一个突破^[11]。他们从氧化物阴极的多孔疏松结构出发,指出在涂层中有两种导电方式:当温度低时以晶粒的导电为主;但当温度高时,则电子发射到涂层的微孔中进行导电。二者之间的转变温度约为 800 K 。从表1中可以看出:高温导电的激活能,经过除去低温导电的修正后,与里查孙逸出功 ϕ_R 很相近。证明电子确是发射出来,然后在微孔中运动进行导电。

此后, Hughes 和 Coppola 将试验管中充入 25 个大气压的氙,使其平均自由路程足以

表 1 不同激活状态下,氧化物阴极导电率中的激活能与里查孙逸出功 ϕ_R 的比较

激 活 状 态	$\phi_1(\text{eV})$ ($T < 800\text{K}$)	$\phi_2(\text{eV})$ ($T > 800\text{K}$)	$\phi_3(\text{eV})$ (修 正 后)	$\phi_R(\text{eV})$
I	—	1.14	—	—
II	0.22	0.84	0.98	1.07
III	0.14	0.60	1.14	—
IV	0.12	0.54	1.24	1.10
V	0.11	0.56	0.96	0.90
VI	0.10	0.54	0.96	1.02
VII	0.09	0.48	0.94	0.87

把微孔中的电子散射开,就发现高温导电率有很大的下降^[12]. Metson 发现,当在两个相对的阴极通过直流电后,负端的基金属温度下降,而正端的基金属温度却上升^[13]. 这证明阴极的导电是由于电子发射到微孔中,使阴极端产生冷却效应,而使阳极端加热的缘故. Metson 又用加横向磁场的方法,使微孔中的电子迴旋. 实验证明确实对导电率有影响^[14]. Рутштейн 用强大的纵向脉冲磁场,使电子迴旋的直径和微孔的尺寸相当,发现对伏-安特性有影响^[15]. 上述所有实验都证明:微孔导电的机理是符合氧化物阴极的实际的.

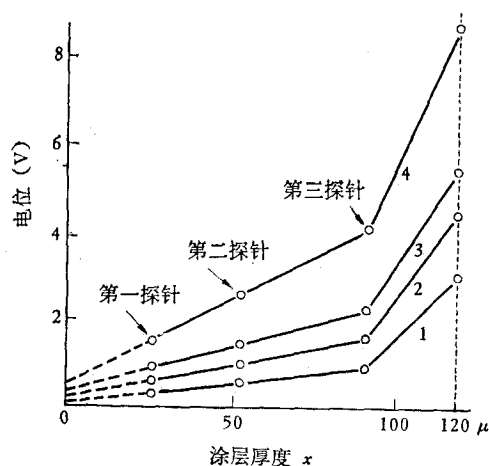


图 3 氧化物阴极涂层中的电位分布
1— $I_a = 38\text{mA}$; 2— $I_a = 66\text{mA}$;
3— $I_a = 99\text{mA}$; 4— $I_a = 180\text{mA}$.
阴极面积为 0.25cm^2 ,虚线表示阴极表面,
它的电位是用静电分析器测量的

氧化物阴极涂层中的电位分布测量,能提供有意义的数据. Моргулис 和 Зингерман 用探针法和静电分析器,得出涂层中的电位分布如图 3 所示^[16]. 从图中可以看出:阴极表面有一电位的急升,并随支取电流的增大而增高. Jansen 等人又用电子初速分析法证明,当支取每平方厘米数十安培的大脉冲电流时,涂层表面的电压升高达数百伏^[17]. 从上面的数据可以推断,涂层表面的高电位是由于支取电流时晶粒的发射电子的本领大于它内部传导电子的本领. 晶粒发射电子之后,不能从导带中获得电子的补充,因而引起晶粒的充电.

现在再看看在低温状态下,当电子发射可以忽略不计时,导电是否通过晶粒内部进行呢? 一个完整的 BaO 单晶,经过钡蒸汽激活,在 600 K 时的导电率为 $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ } \Omega/\text{cm}$ ^[2],而激活良好的 (BaSr)O 喷涂阴极,在 600 K 时的导电率为 $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ } \Omega/\text{cm}$ ^[11]. 如果是导带电子导电的话,则微孔的存在,由于晶粒间的接触不良,只会降低导电率. 但事实上多孔阴极的导电率,却比完整单晶的高出两个数量级. 这不可能是实验条件不同引起的,而很可能是在低温时,电子沿着晶粒表面进行传递. 因为喷涂的阴极内部晶粒的表面积大得多,而完整的单晶则只有外部表面. Hughes 和 Coppola 还发现:当充入 25 个大气压的氙之后,低温导电率有所上升,他们认为这是电子沿晶粒表面导电的结果^[12].

按照 Loosjes 和 Vink 的观点:当两种导电机制是并联时,导电率的对数和温度的倒数对划的折线向上弯。当两种导电的机制是串联时,则其折线向下弯,如图 4 中虚线所示。但喷涂的氧化物阴极的实际结构如图 5 所示。其中有密闭孔,也有贯穿孔。如果认为晶粒内部导电和微孔导电同时存在,则这二者既不是单纯的并联,也不是单纯的串联,而是呈复杂的网络。可是实验结果说明两种导电机制是并联的。这就自然导致以晶粒表面导电取代晶粒内部导电。因为贯穿孔和管壁,二者是互相依存缺一不可的,只有表面导电和微孔导电机制,才是并联的。

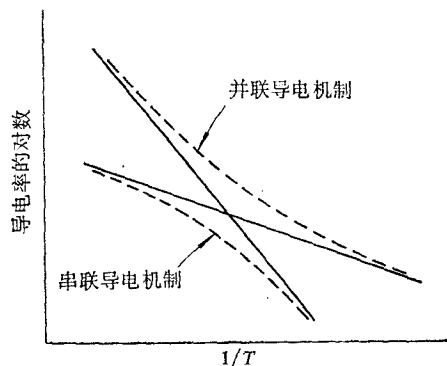


图 4 两种导电机制联合作用结果的示意图

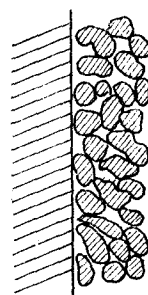


图 5 氧化物阴极涂层晶粒和微孔的示意图

实用氧化物阴极在支取大的直流发射密度时,常常出现不稳定。人们都希望提高涂层的导电性。然而从半导体理论来考虑,却无能为力。Balas 等人将镍粉烧成海绵状,其中浸进碳酸盐^[18]。Maurer 和 Pleass 则设法将很薄的一层镍粉,敷在碳酸盐颗粒上^[19]。两者都是从晶粒外部加进金属而获得成效。

上面许多实验的数据,都说明一个事实:即氧化物阴极在低温导电时,电子是沿晶粒表面进行传递,而晶粒内部的导带中,则处于缺乏自由电子的状态。如果施主型半导体理论能用的话,电子是先从施主跃迁到导带,其中只有高能量的才能发射出来,导带中还应该有一定数目的低能电子起导电作用。这就与上面所述的实验结果不符。关于晶粒导带中缺乏自由电子的观点,在后面讨论电火花现象中,还会得到进一步的证实。

四、电子从基金属向涂层的过渡

电子是如何从基金属过渡到氧化物涂层中的呢?这个问题过去没有被人注意。因为根据能带理论,当基金属和涂层处于同一温度时,两边的费米能级是等高的。基金属中的高能自由电子,很容易就能过渡到涂层中的导带,因此电子过渡是不成问题的。但实验证明,涂层的导带中缺乏自由电子,这就产生了一个新的矛盾。这个问题的解决,有利于进一步了解氧化物阴极的本质。

Moore 等人发现,当氧化物涂层全部掉光后,基金属的发射比有涂层时还要大一点,不过这种发射并不稳定^[4]。Metson 将碳酸盐喷到玻璃的基底上,测得盐粒子与玻璃的实际接触面积,只有喷涂面积的 5%^[20]。然后用实验证明电子完全是从基金属面上发射出来的。

而涂层的作用,只不过是补充被蒸发了的基金属上的活性物质,和抵抗气体的浸蚀,不让它毒害基金属上的薄层。

Woods 和 Wright 用蒸发上的薄膜阴极和喷涂的厚层阴极作比较^[21]。其结果见表 2。从表中可以看出:薄膜的发射水平比厚涂层的好。

表 2 薄膜和涂层阴极的发射比较

阴 极	厚 度 (cm)	刚蒸上或喷上的发射		激 活 后	
		直流 550°C (mA/cm ²)	脉冲 755°C (A/cm ²)	直流 550°C (mA/cm ²)	脉冲 755°C (A/cm ²)
BaO	10 ⁻⁶	0.67	0.2	1.2	0.4
	10 ⁻⁵	2.0	0.6	3.0	1.2
	10 ⁻⁴	1.5	0.5	2.0	0.9
	喷涂 10 ⁻²	—	—	0.4	0.6
SrO	10 ⁻⁶	0.002	—	—	0.1(860°C)
	10 ⁻⁵	0.4	0.6(860°C)	—	0.1(755°C)
	10 ⁻⁴	0.3	0.4(860°C)	—	1.4(860°C)
	喷涂 10 ⁻²	—	—	0.002	0.9(860°C)
BaO 上加 SrO (BaSr)O	各 10 ⁻⁵	0.008	0.3	9.0	3.0
	喷涂 10 ⁻²	—	—	4.0	3.5
SrO 上加 BaO	各 10 ⁻⁵	—	0.1	—	0.6

成田将 BaO 蒸到钼底上,并从管子的几何尺寸计算得约 7 分钟蒸上一个单层,钼底的温度为 800K^[22]。他的里查孙逸出功与光电逸出功的比较见表 3。从表中可以看出:光电逸出功和热电逸出功基本上是一致的。电子基本上是从基金属表面的薄膜中发射出来的观点是可信的。

既然电子基本上从基金属的薄层中发射出来,那么与氧化物阴极的中间层电阻,是不

表 3 BaO 在钼上的热电和光电逸出功的比较

BaO 源的基金属	时 间 (分钟)	845 K j_s (A/cm ²)	A_R (Acm ⁻² K ⁻²)	逸 出 功 (eV)	
				ϕ_R	$\phi_{光电}$
纯 Ni					
I	4	3.2×10^{-8}	—	—	2.15
II	6	2.1×10^{-7}	4.0	2.20	2.15
III	8	9.9×10^{-7}	2.7	2.09	2.10
IV	12	1.3×10^{-6}	0.52	1.94	1.90
V	27	1.8×10^{-6}	0.105	1.83	2.00
VI	60	1.1×10^{-6}	0.16	1.85	2.00
活性 Ni					
I	4	3.4×10^{-7}	0.39	2.00	2.00
II	6	4.0×10^{-6}	2.2	1.97	1.95
III	9	8.0×10^{-5}	1.1×10^{-3}	1.35	1.80
IV	24	2.3×10^{-6}	2.4×10^{-3}	1.57	1.80
V	60	2.0×10^{-6}	5.7×10^{-4}	1.0	1.70

是有矛盾呢? 不矛盾的, 这正说明基金属上薄层的重要性。主要是看在中间层中生成什么东西。如果生成的是 Ba_2SiO_4 , 那是对发射不利的^[23]。但如果生成的是 Ba_3WO_6 , 则对发射没有多大影响^[24]。因此含钨的基金属可以获得长寿命。

五、氧化物阴极的电子发射

关于氧化物阴极的电子发射机理, 我们提出表面发射中心的观点。这种表面发射中心的具体情况, 将在另一篇文章中加以讨论。这里只将其要点介绍如下:

1. 热电子发射主要是由表面薄层产生。基金属表面的薄层, 或氧化物晶粒表面的薄层都可以; 不过前者较后者更容易获得电子的补充。
2. 带有两个高能价电子的超额钡, 仍然是提供发射电子的泉源。晶粒内部由于氧缺位而造成的超额钡, 由于它的价电子掉在陷阱之中, 对热电子发射贡献极小。
3. 适量的氧是降低逸出功所必须的, 但过量的氧则产生中毒现象, 对发射不利。
4. 锶和钙的价电子能量不如钡的价电子能量高, 因此对提供发射电子方面不如钡有效。但对降低逸出功则起着一定的作用。可见逸出功不单纯依赖于单个原子, 而依赖于整个表面的结构。

从原子结构看, 具有高能量的价电子, 最易脱离原子核的力场而发射出来。因此超额钡是热阴极中提供电子的泉源, 这已被长期实践所证实^[25]。但这仅仅是必要条件, 并不是充分条件。电子要能发射到真空, 不仅决定于该原子的核力, 还与周围原子的核力有关。并不是所有具有高能价电子的超额钡的发射能力都是一样的, 只有当它处在合适的位置时, 才能形成低逸出功的发射中心。这个观点再加上面的第二条, 即由氧缺位而产生的超额钡并不发射, 就可以解释为什么超额钡的量与电子发射无固定规律的事实^[4]。

氧气对电子发射有着一分为二的作用。纯金属钡的逸出功为 2.52 eV, 而激活良好的 BaO 的逸出功则为 1.6 eV。实用的光电发射体, 一般都经过氧化的手续。以二次发射系数高而著称的合金二次发射体, 也必须有放氧活化的工艺。这些事实都说明氧对电子发射起着良好的作用。但在氧过量的条件下, 就转化为中毒, 对电子发射不利。这也是阴极工作者所熟知的。

Бейнар 和 Никонов 用接触电位差法和发射法, 求得各种氧化物的逸出功和温度系数如下^[26]:

$$\begin{aligned}\text{BaO}: \phi &= (1.4 \pm 0.05) + (7.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}T \\ (\text{BaSr})\text{O}: \phi &= (1.2 \pm 0.05) + (5 \pm 1) \cdot 10^{-4}T \\ (\text{BaSrCa})\text{O}: \phi &= (1.1 \pm 0.05) + (5 \pm 1) \cdot 10^{-4}T\end{aligned}$$

在铝酸盐阴极中以铝酸钡钙的发射为高, 而在钨酸盐阴极中则以钨酸钡锶的发射为高。这些都说明锶和钙虽然起着次要作用, 但确实在起作用。

Jansen 等人用移动阳极小孔的方法测量阴极面各点的逸出功。发现各种热阴极的逸出功分布都不均匀, 而以氧化物阴极最为突出。它的低逸出功部分只占总面积的 6.7%, 说明好的发射中心是稀少的, 其间相距数十微米, 远大于晶粒的尺寸。要形成一个发射中心, 需要各方面条件的相互配合。实验结果简单地列于表 4 中^[27]。

表 4 各种阴极的逸出功不均匀性

阴 极 种 类	L 阴 极	渍 制 Ba-W	(BaSr)O
$\phi_R(\text{eV})$	1.65	1.68	1.09
低逸出功部分占总面积的分数	0.35 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.067 ± 0.013

实验证明：蒸发出来的钡是中性的^[28]，这就是吸附在晶粒表面，还没有成为离子晶体成员的超额钡。而阴极工作时放出的氧，则是以负离子的状态出现^[29]，这些氧是离子晶体中的成员，它只有在外离子轰击之下，或内部电子轰击之下（这问题下一节讨论），才可能分解出来。如果在阴极中有中性的氧存在，那将对发射不利，因为它有接受电子的趋势。这些实验结果，都支持在表面建立发射中心的观点。

氧化物阴极的激活和老练，就是产生和调整发射中心的过程。从表 1 第五行看出：在激活过程中，逸出功变化不大，但发射电流却提高了数十倍。这就是说：当阴极分解完毕后，已经有少数发射中心存在，激活和老练就是使发射中心的数目增加和重新分布。如果用半导体模型，则激活时是改变内逸出功，与实验结果不符。

发射中心并不是固定不变的。阴极受管内剩气的毒害，受正离子的轰击，而钡、锶、钙都在蒸发。这使得发射中心时生时灭，或移动位置。这就是氧化物阴极低频闪变噪声的一个来源。

以上观点和 Dearnaley 的细丝模型有相似之处^[30]，但他只提出现象，而没有说明本质。

如果是半导体模型，施主都在晶粒内部，电子在导带中找到合适位置就发射出来，那么，逸出功分布要均匀得多，闪变噪声应当会小些。

六、脉冲电流波形和电火花

氧化物阴极中最令人迷惑不解的就是脉冲电流波形和电火花现象。在国外常常是某

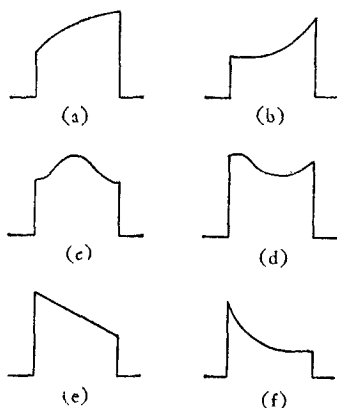


图 6 脉宽为 1 毫秒的几种典型电流波形

个实验室观察到一种现象，而其它实验室又观察到另一相反的现象。曾提出过各种各样的假说，但都只能解释一个现象，而不能解释全部现象。例如对脉冲电流衰减，Nergaard 从半导体模型出发，提出了施主移动的假说^[31]，但 Campbell 和 Shepherd 证明衰减是阳极染污引起的。当他们清除了阳极之后，就发现脉冲电流上升，他们又认为这是涂层升温的结果^[32]。我们实验室在大电流密度长脉冲的条件下，观察到六种常见的典型波形，如图 6 所示^[33]。有的是先升后降，有的又先降后升。这样就把国际间分散报导的矛盾，都集中到一个脉冲波形上。用两个阴极对起来，以测量脉冲导电率，可以排除掉阳极的染污，但也得到类似图 6 的波形。如此复杂的波形，用半导体模型是无法解释的。但如果承认微孔导电，承认表面上建立发射中心，问题就完全清楚了。电子从基金属表面发射出来后，在微孔中加速而轰击晶粒，使之分解。轰击的结果产生两

种可能性: 一是破坏原来的发射中心; 一是建立新的发射中心. 分解出来的钡和氧, 在涂层内部飞散, 落在各个表面上. 这又有两种可能性: 一是破坏原来的发射中心; 一是产生新的发射中心, 依各自的具体条件而定. 发射中心产生的总有效面积, 超过被破坏的中心的总有效面积, 则表现为电流上升; 反之, 发射中心的破坏占主导地位时, 则表现为电流下降. 这个过程能在短时间内发生和相互转化, 故在 1 毫秒内就可能呈现出各种各样波形.

氧化物阴极的电火花, 是限制支取大的直流电流密度的一个因素. 过去国际间曾引用真空击穿的概念, 认为氧化物阴极的电火花是表面的强电场把粒子拉出来. 但是在空间电荷限制的条件下, 阴极表面的场强为零时, 也能出现电火花. 另外则认为是发射不均匀, 局部晶粒发射过大, 电流集中通过和加热该晶粒, 使达到高温而飞散出来^[34]. 可是当阴极处于欠热状态, 发射水平很低时, 反而更容易出现电火花. Metson 和 Woodgate 曾用快速照相法, 拍下电火花时粒子飞散的许多轨迹, 图 7 是这些轨迹的典型示意图^[35]: 有直的, 有弯的, 有折回的, 有螺旋状的. 现象虽然复杂, 本质只有一个. 他们发现飞散粒子的总的趋势是向负极, 证明是带正电的. 带正电的原因开始时是由于晶粒导带中缺乏电子的补充, 在飞散后则由于二次发射系数常大于 1. 电子比粒子跑得快得多, 因此可以继续追击粒子. 这样的恶性循环使晶粒产生强烈的分解, 以喷气推动的方式而使晶粒前进. 由于晶粒的大小

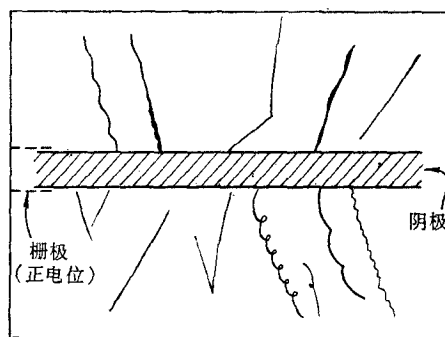


图 7 电火花时涂层粒子飞散的典型轨迹

形状不同, 喷气的地方是局部的而不是全面的, 故粒子就呈现出各种各样的轨迹. 我们认为: 电火花是电流不稳定性强烈的继续. 从电子在涂层内部轰击转化为在真空中跟踪追击, 从个别原子的飞散转化为猛烈的喷气分解, 关键问题, 在于涂层中的导电不良. 在实用阴极工作中, 克服或减轻电流不稳和电火花的方法, 就是设法增加涂层的导电性^[18,19].

七、小 结

以上从各个实际方面, 证明氧化物阴极并不是以超额钡为施主的电子型半导体. 同时提出了表面发射中心的观点, 钡、锶、钙和氧分别起什么作用的初步看法, 并用它来解释了一些氧化物阴极的现象. 考虑到在热阴极中尚有一个理论, 即单原子层偶极子理论. 国外文献曾用它来解释钽钨阴极、“L”阴极、钡钨阴极等. 我们通过长期的实践, 认为这个理论也是错误的, 这将在另一篇文章中讨论, 尔后便能作出更具体的热电子发射模型.

参 考 文 献

- [1] R. H. Fowler, *Proc. Roy. Soc. (A)*, **140** (1933), 505.
- [2] R. T. Dolloff, *J. Appl. Phys.*, **27** (1956), 1418.
- [3] B. J. Hopkins, F. A. Vick, *Brit. J. Appl. Phys.*, **9** (1958), 257.
- [4] G. E. Moore, L. A. Wooten, J. Morrison, *J. Appl. Phys.*, **26** (1955), 943.
- [5] Б. Я. Мойжес, *Физические процессы в оксидном катодe*, Изд. «Наука» (1968), 25.
- [6] R. L. Sproull, R. S. Bever, G. Libowitz, *Phys. Rev.*, **92** (1953), 77.

- [7] A. J. Dekker, *Solid State Physics*, (1957), 377.
- [8] R. H. Plumlee, *J. Appl. Phys.*, **27** (1956), 659.
- [9] G. H. Metson, *P.I.E.E.*, Part C, **109** (1962), 138.
- [10] N. A. Surplice, *Brit. J. Appl. Phys.*, **1** (1968), 1245.
- [11] R. Loosjes, H. J. Vink, *Philips Res. Rept.*, **4** (1949), 449.
- [12] R. C. Hughes, P. D. Coppola, *Phys. Rev.*, **88** (1952), 364.
- [13] G. H. Metson, *P.I.E.E.*, Part C, **105** (1958), 189.
- [14] G. H. Metson, *P.I.E.E.*, Part C, **106** (1959), 55.
- [15] С. Рунштейн, *Радиотехн. и Электрон.*, **16** (1971), 648.
- [16] Н. Д. Моргулис, Я. П. Зингерман, *Д.А.Н. СССР*, **81** (1951), 247.
- [17] C. G. J. Jansen, R. Loosjes, K. Compaan, *Philips Res. Rept.*, **9** (1954), 241.
- [18] W. Balas, J. Dempsey, E. F. Rexer, *J. Appl. Phys.*, **26** (1956), 1163.
- [19] D. W. Maurer, C. M. Pleass, *B.S.T.J.*, **46** (1967), 2375.
- [20] G. H. Metson, *P.I.E.E.*, Part C, **105** (1958), 376.
- [21] J. Woods, D. A. Wright, *Brit. J. Appl. Phys.*, **5** (1954), 74.
- [22] S. Narita, *J. Phys. Soc. Japan*, **9** (1954), 23.
- [23] J. F. Waymouth, *J. Appl. Phys.*, **22** (1951), 80.
- [24] H. B. Frost, *Bell. Labs. Rec.*, **39** (1961), 18.
- [25] G. Herrman, S. Wagener, *The Oxide-coated Cathode*, Vol. II (1951), 156—160.
- [26] К. С. Бейнар, Б. П. Никонов, *Радиотехн. и электрон.*, **10** (1965), 476.
- [27] C. G. Jansen, A. Venema, Th. H. Weekers, *J. Appl. Phys.*, **37** (1966), 2236.
- [28] J. F. Richardson, F. A. Vick, *Brit. J. Appl. Phys.*, **11** (1960), 73.
- [29] N. A. Surplice, *Brit. J. Appl. Phys.*, **11** (1960), 430.
- [30] G. Dearnaley, *Thin Solid Films*, **3** (1969), 161.
- [31] L. S. Nergaard, *RCA Rev.*, **13** (1952), 464.
- [32] D. A. Campbell, W. G. Shepherd, *J. Appl. Phys.*, **34** (1963), 2473.
- [33] 张恩虬, 由玉新, 氧化物阴极脉冲特性的研究报告 (1963).
- [34] C. B. 普奇真, 氧化物阴极中的物理现象, 科学出版社 (1957), 67.
- [35] G. H. Metson, E. Woodgate, *P.I.E.E.*, Part C, **109** (1962), 349.

THEORY OF THERMIONIC EMISSION (I)—A CRITICISM OF THE SEMI-CONDUCTOR MODEL OF THE OXIDE-COATED CATHODE

CHANG EN-CHIU

ABSTRACT

For over twenty years, in the course of our work on the oxide-coated cathodes, we have frequently come across many phenomena which can not be explained by the semi-conductor theory. This has led us to re-examine carefully most of the parameters, such as work functions, electrical conductivities, spectral absorption, concentration of excess barium, lattice structure, surface energy states, distribution of potentials in the coating, comparison of thin film emission to coating emission, non-uniformity of emission, flicker noise, instability of impulse current, sparking etc. All these show that the oxide-coated cathode is not an n-type semi-conductor with excess barium as donor. A preliminary theory of surface emission centers which can explain many phenomena in the oxidecoated cathode is proposed.