第1卷 第3期 电子学通讯 Vol. 1, No. 3
1979年7月 JOURNAL OF ELECTRONICS July, 1979

关于用低压多尖端场发射体作实用冷阴极的发展情况*

卞 彭
(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文着重讨论了到目前为止可以应用的低压多尖端场发射阴极的发展情况，并从制备工艺的繁简和性能的优劣，比较了两种最有前途的阴极.

一、引 言

五十年代以来，与各种电真空器件蓬勃发展的同时，寻求用冷阴极代替热阴极的研究一直未曾间断. 六十年代，Feist[1] 在这方面的总结性文章是相当全面的. 实践中，除了利用场发射机理获得的高压大电流冷阴极得到了很好的应用而外[2]，其它如氧化镁、薄膜隧道、横向场等等阴极皆未见成功. 而文献[2]所谈的高压大电流发射，纯属脉冲式，高压至少在几十万伏甚至更高. 用它来作电子管的阴极显然是不合适的. 从实验证实的理论计算看：一个尖锥体的场发射阴极须要 10^7V/cm 数量级的场强 (W：逸出功为 4.5eV；Mo：逸出功为 4.35eV). 但是即使尖端为几个微米，场强要达到 10^7V/cm 数量级也要很高的电压，此时，管中残余气体很易电离，轰击尖端，破坏场发射的稳定，甚至使阴极毁坏. 这就要求非常高的真空度，一般总在 10^{-9} 托以上. 解决这些矛盾的一个办法是：如果能将尖端做得很小，并在不大面积上做出很多尖端，在较低电压的作用下，便能有较大的发射，这样就有希望做成电子管的阴极了. 据知，这类想法是 Shoulders[3] 在 1959 年的"关于微电子部件、互连与系统制造"一篇文章中提出的. 经过多年研究，终于由 Spindt 等人[4]做成了薄膜场发射阴级；在 1978 年美国三军召开的阴极会议上被认为是革命性的新式阴极. 这是下面将要着重讨论的一个方面. 但是在这里应当提到有这样想法的人很多，也有一些报道文献. 现在作为例子只提一提 Utsumi 和 Dalman[5] 用放电在锗或硅片上打出每平方厘米上几万个尖端的办法，但用这种方法做成的尖端的尖度及其分布，不可能有规则，所以不能真正成功地用作实用阴极. 另外如 Baker、Osborn 和 Williams[6] 等人用细碳丝的办法，但可能提供的总电流也还不够大，要 500V 才得到 1μA.

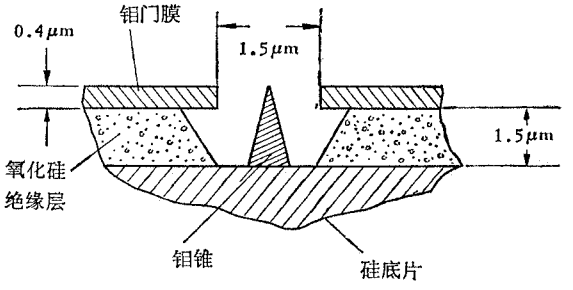
还有 Chapman 等人[7-9]多年来研究的钨或钼与某几种金属氧化物长出的排列均匀的共晶钨尖端或钼尖端，其方法是相当成功的. 这是将要着重讨论的另一个方面.

---

* 1979年2月26日收到.

二、Spindt 式 阴 极[4]

Spindt 式的阴极由作者起名为 TFFEC（薄膜场发射阴极），以下讨论中将直接采用之．TFFEC 可以制成一个尖端的，100 个尖端的，以至 5000 个尖端的阴极．这种阴极很小，是用从厚 0.75 mm、直径 5 cm 的高电导（0.01 Ω）硅片切出的一个小方块制成的．100 个尖端的，排成 10×10 的阵列，尖端的中心到中心为 25.4 μm，每边长为 0.25 mm．5000 个尖端的，则采用直径为 1.0 mm 的圆形薄片，尖端中心到中心为 12.7 μm，装集密度达到 6.4×10^5 个/cm²．单尖端和 5000 尖端阴极示于图 1 和图 2．



(a)

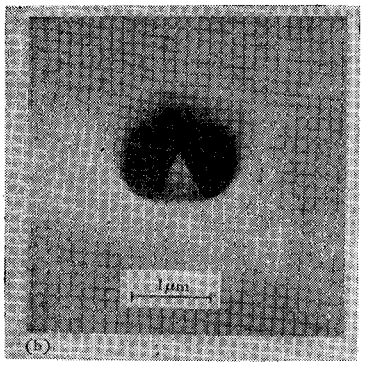


图 1　单尖端 TFFEC

从图 1 和图 2 可以看到每个尖端是一个单元，5000 个尖端是均匀排列的．尖端是这样制成的，即先在硅底片上长出一层氧化硅做为门极(Gate)的绝缘层；再在氧化硅上蒸上一层钼膜做为门极；然后用电子投射技术[12]透过涂覆在钼膜上的光刻胶（resist），打出所需的排列整齐的洞；再在钼层上用掠射法蒸覆上一层铝的可祛除层，以使所有洞口变小，同时用细的垂直电子束蒸发的钼，使穿过部分被封起的洞口，而形成锥形钼尖端．最后将可祛除层去掉，就得到一个个钼尖端，如图 2 所示．

下面将就这些尖端的理论基础作简单的叙述．这一叙述自然对将要讨论的第二种阴极也完全适用．然后叙述一下至关重要的阴极发射的稳定性及其可使用的寿命．

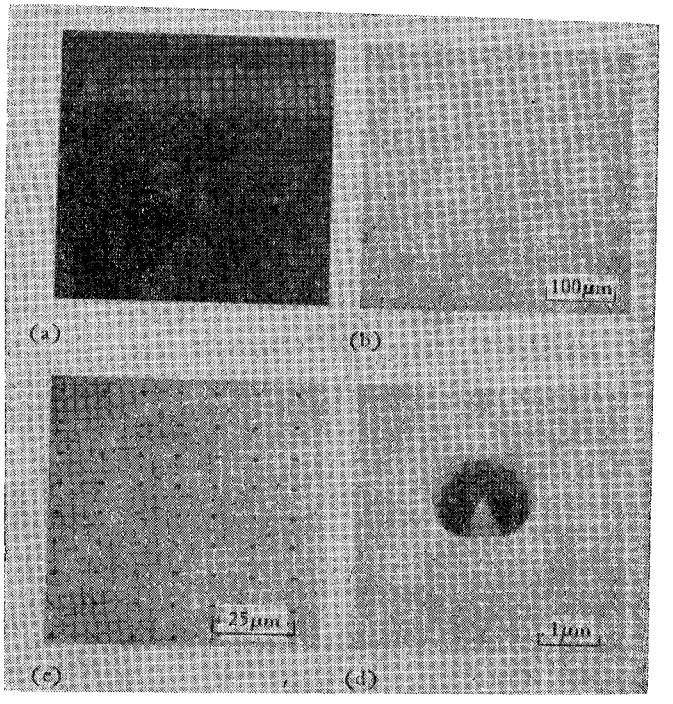
（一）理论基础

如前所述，尖端在强场下的发射实际是利用电子的隧道效应．Fowler-Nordheim 的理论[13]经过许多实验的检验已为公众所承认．如令场发射电流密度为 J(A/cm²)，清洁金属表面上场强为 E(V/cm)，金属逸出功为 ϕ(eV) 则：

$$J=\frac{AE^2}{\phi t^2(y)}\exp\left[-B\frac{\phi^{\frac{3}{2}}}{E}\theta(y)\right] \tag{1}$$

其中：$A=1.54\times10^{-6}$，$B=6.87\times10^7$，$y=3.79\times10^{-4}E^{\frac{1}{2}}/\phi$，$\theta(y)$ 和 $t^2(y)$ 在不同逸出功和不同场强下的值早已有表可查．但实验测得的发射电流 $I=\alpha J$，而所加电压 $V=\beta E$，α 为尖端的发射面积，β 为发射表面处之当地变换因子，故 (1) 式一般可写为：

$$I=\frac{\alpha AV^2}{\beta^2\phi t^2(y)}\exp\left[-B\left(\frac{\phi^{\frac{3}{2}}\beta}{V}\right)\theta(y)\right] \tag{2}$$



(a) 阴极薄片装在陶瓷支架上 (b) 部分阴极的放大图
(c) 部分阴极的高倍放大图 (d) 部分阴极的更高倍放大图

图 2 5000 尖端 TFFEC

但一般象钨和钼 $\phi > 4\text{eV}$，而 E 总需 $> 10^7\text{V/cm}$，故近似地可采用 $t^2(y) = 1.1$，$\theta(y) = 0.95 - y^2$，于是 (2) 式可简化为：

$$I = aV^2\exp(-b/V) \tag{3}$$

这里

$$a = \frac{2A}{1.1\phi\beta^2}\exp\left[\frac{(1.44 \times 10^{-7})B}{\phi^{\frac{1}{2}}}\right] \qquad b = 0.95B\phi^{\frac{3}{2}}\beta \tag{4}$$

还可测得：

$$\frac{dI}{dV} = \frac{I}{V}(2 + b/V) \tag{5}$$

用 dI/dV 关系可得 b，再用 (3) 式可得 a. 但要确定 α, β 和 ϕ 还须要想办法. 一般总按 Charbonnier 和 Martin 等[14]的提示写出：

$$ab^2 = \alpha(5.96 \times 10^9)g(\phi) \tag{6}$$

式中 $g(\phi) = \phi^2\exp(9.89/\phi^{\frac{1}{2}})$.

Spindt 等人采用文献 [14] 的办法，选用 $g(\phi)=2250$，得出的结果，在 $\phi = 3.4$—11.6 eV 的范围内，误差不超过 10%，于是可得 α 的估计值，误差小于 10%.

$$\alpha = ab^2/(1.34 \times 10^{13})\text{cm}^2 \tag{7}$$

这就需要 V、I 和 dI/dV 精确到 1% 左右. 实际上 dI/dV 甚难达到此精度. I/V^2-$(1/V) \times 10^{-3}$ 的实验曲线见图 3. 实验数据见表 1

表 1　用 Fowler-Nordheim 方法估算尖端的发射面积

阴　极　号	尖端数 (n)	V	I	dI/dV	b/V	α/I	总发射面积 α	平均每尖端面积(α/n)cm²
18-11-2T	1	139	1.92×10^{-7}	1.3×10^{-8}	7.41	7×10^{-9}	1.3×10^{-5}	1.3×10^{-15}
17-1-3G	100	136	3.0×10^{-5}	2.0×10^{-6}	7.07	4.3×10^{-9}	1.3×10^{-13}	1.3×10^{-15}
20-6-3G	5000	137	1.0×10^{-3}	7.1×10^{-5}	7.72	1.0×10^{-8}	1.0×10^{-11}	2.0×10^{-15}
腐蚀出的丝尖端								
一　号	1	2244	1.0×10^{-6}	5.4×10^{-9}	10.1	1.6×10^{-7}	1.6×10^{-13}	160×10^{-15}
二　号	1	1415	1.19×10^{-6}	9.5×10^{-9}	9.3	6×10^{-8}	7.1×10^{-14}	71×10^{-15}

（二）发射特性、稳定度和寿命

1. 发射特性

阴极的发射特性与 α 和 β 密切相关，而参量 α 与管子和尖端的几何尺寸密切相关，具体几何关系示于图 4. Spindt 等用分辨率为 100 Å 的电子显微镜测量了典型的薄膜管，门膜厚度 $t=0.4\mu m$，门极开口直径 $D=1.3\mu m$，绝缘层厚度 $d=1.4\mu m$，锥体高度 $h=1.4\mu m$，锥尖半径 $r=0.05\mu m$. 根据这些数据，用计算机可算出场强和 β. 在中心，$\beta=1.25\times10^5 cm^{-1}$，不变角为 53°，锥尖半径为 $0.05\mu m$，得 $\alpha=6.3\times10^{-11} cm^2$，此值大于表 1 给出的 α 值 10^4 倍. 诚然，加热去吸附不能超过 700℃，否则各层膜将变形，所以可能有吸附；在这种情况下我们如用表 1 中的 α 值来计算，则逸出功仍必须是 2.6eV；而从表面有吸附气体看，逸出功是不可能低达 2.6eV. 如用测得的 α 值计算，在钼 ($\phi=4.35eV$) 的情况下，场强应为 $8\times10^7 V/cm$，此值大于用表 1 中的 α 值计算出的场强值 $1.74\times10^7 V/cm$. 由此可得出结论，尖端之上有发射原子形成一凸出层，其放大因子为 $(8/1.74)=4.6$，此值与在平面上半球体的放大因子 3 相近.

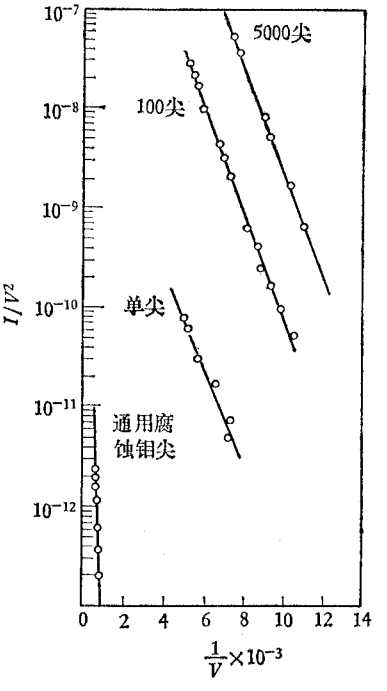


图 3　I/V^2-$(1/V)\times10^{-3}$ 的实验曲线

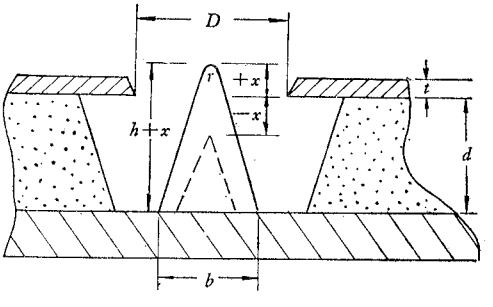


图 4　单尖端 TFFEC 的几何关系

由于结构小，一个老练了的单尖端 TFFEC 可支取的电流最大为 50—150μA. 大于此值，尖端就要遭到破坏. 用支取 100μA 作标准，检验锥体高度的影响，得到的典型数据

为:

$$x = +1.05\mu m,\quad r = 0.050\mu m,\quad D = 1.3\mu m \text{ 需加电压 } 50V,$$
$$x = 0\mu m,\quad r = 0.050\mu m,\quad D = 1.3\mu m \text{ 需加电压 } 120V,$$
$$x = -0.28\mu m,\quad r = 0.050\mu m,\quad D = 1.3\mu m \text{ 需加电压 } 200V,$$

另外 TFFEC 由于受到门膜厚度的限制，多尖端结构就存在散热能力的问题，因此 5000 个尖端的 TFFEC 所能支取的电流仅为 100mA (相当于 12A/cm²) 而不是预期的 50 μA × 5000 = 250mA.

2. 稳定度

对于单尖端 TFFEC，在 10^{-10} 托下，用四极质谱计测定残余气体，得知主要为氢，但发射稳定度总还是有波动.举例说，当平均发射电流为 2μA 时，在 0.1 到5秒的短时间内电流改变达到 0.5μA；不稳定度达 25%；当发射电流为 1μA 时，在 0.1 到 2 秒内变化可达到 0.12μA，不稳定度达 12%. 可是对于 100 个尖端的阴极，上述的变化就看不见了，只有上下涨落的变化，平均电流为 0.6mA 时，偏离仅约 1%，对于 5000 个尖端的阴极，平均电流为 1mA 时，仍观察不到任何偏离. 从噪声测量数据来看，5000 个尖端的阴极的噪声要比 100 个尖端的小两个数量级.

3. 寿命

对于 100 个尖端的 TFFEC，在离子泵真空度下(10^{-9} 托左右)，支取 2mA 进行寿命试验，到 1976 年 10 月已进行了 12000 小时，仍在继续. 5000 个尖端的 TFFEC 的寿命试验也在计划进行之中.

三、Chapman 等的单向排列的金属氧化物-金属共晶体阴极

金属单向均匀排列在金属氧化物中的材料 Chapman 等[7-10]称之为单向金属陶瓷阴

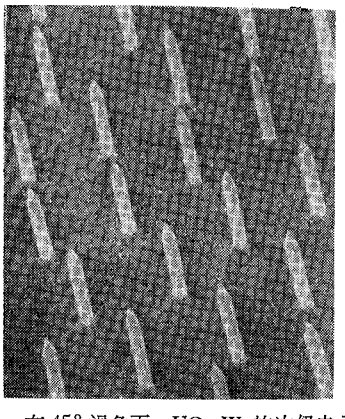


图 5 在 45° 视角下，UO_2-W 的次级电子显微镜照象，针尖端是用特殊方法腐蚀成的，针丝直径约 0.3μm

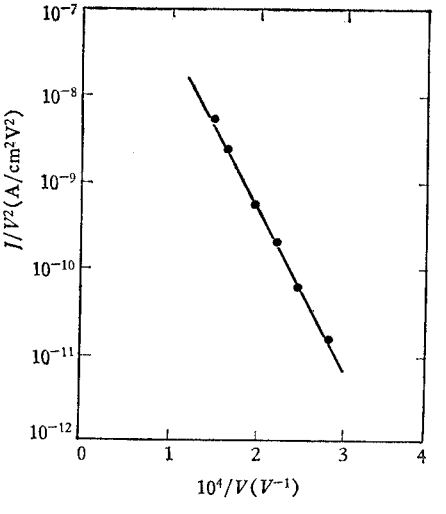


图 6 与图 5 相似的阴极的 Fowler-Nordhein 发射曲线. 针丝直径为 0.3μm，但尖端为球状. 数据取低电流范围是受水冷阳极漏电的限制

极.这种阴极的关键在于在金属氧化物中生长出均匀排列方向一致的金属细丝. Chapman 等采用封闭区域溶化方法成功地制成 UO_2-W、ErO_2-W 和 Gd_2O_3-Mo 系统的单向金属陶瓷体. 先腐蚀去掉氧化物,再腐蚀和熟炼金属丝,即可制成多尖端阴极. 图 5 表示了 45° 角次级电子显微镜照象. 它是针直径约 0.3μm 的多尖端阴极. 图 6 为针的粗细与图 5 的相同,但针尖端为球形阴极的 Fowler-Nordheim 发射曲线. 如果拿图 5 与图 2 作比较,可以看出: 针丝排列得很整齐,但尖端的中心到中心的距离不如 Spindt 式阴极控制的严格,然而密度要大得多,粗略估计尖端中心到中心的距离约为几个微米. 文献中指出,可以有选择地在每平方厘米上长出 5×10^6 到 50×10^6 个针丝; 针丝的直径可控制在 0.1 到 1μm 之间. 下面简单讨论一下制法、现存的某些局限性和已达到的水平.

(一) 制造方法

详细制造方法见文献[10]和[15],但目前未公开发表,故仅能大致介绍如下:

首先将高纯度氧化物和金属粉通过 325 目筛,再干压成棒,其直径为1.9cm,长度约为 3.8cm, 然后装入如图 7 (示意图)所示的封闭区域溶化法生长单向共晶金属陶瓷体的装置中. 样品棒外的钼筒是预热器;利用电磁感应加热,棒处于动态 H_2、N_2、H_2-N_2 或 CO-CO_2

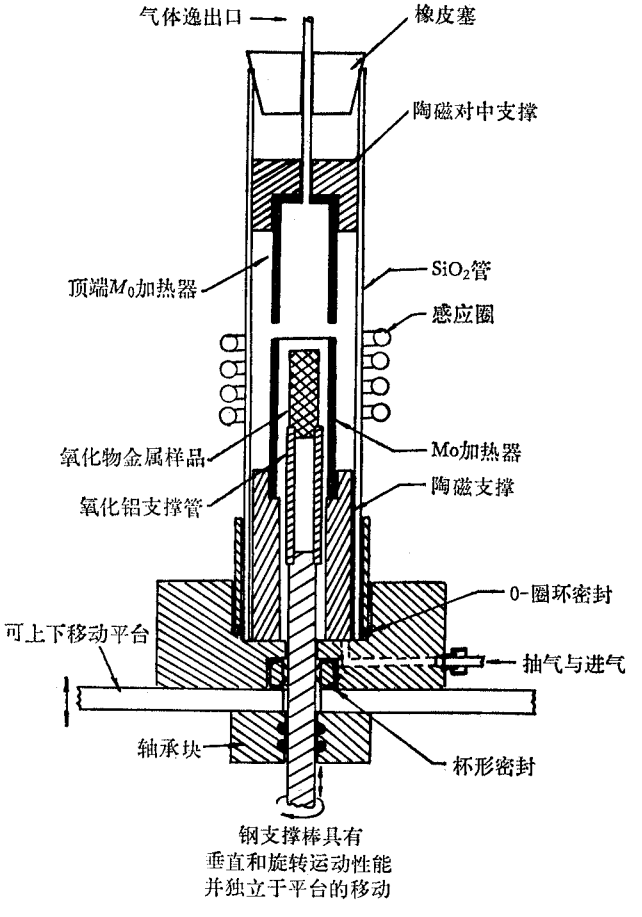


图 7　生长单向共晶金属陶瓷体装置的示意图

的气氛中，以避免棒中金属粉氧化．钼筒外的石英管作为导流气体用．典型的预热温度为 1500℃（UO_2-W）到 2000℃（稳定的 ZrO_2-W），把样品棒烧结到有足够的电导率，使能直接用高频电磁感应对之加热．此时需将钼筒迅速地移出高频场，并将感应圈功率加到最大，使棒温升高到棒内的粉溶化（这里要指出，对上述尺寸的棒，Chapman 等所用高频发生器的频率是 3.5MHz，功率是 10kW）．溶化开始后，发生器的板流将增大，板压下降，这时，必须迅速降低感应圈功率，以免从内部溶穿棒壁．这是利用棒表面的热辐射和棒本身较低的热导率，在棒壁中产生约等于 1900℃ 的热梯度，使棒壁外层的温度远在氧化物金属单向共晶体溶点以下．这里值得指出：封闭式区域溶化法的优点在于避免了任何沾污的可能．

为了达到单一方向的固凝，采用使溶化区在棒内逐步上移，也就是慢慢地将棒下移的办法．当棒下移时，在溶化区上部会形成一空腔，这是因为多孔隙的烧结体与几乎无孔隙的液体和凝固的复合体之间有相当大的密度差异．在棒下降之中，空腔顶上的混合体将溶化，并沿着棒内壁下流到溶化液中，然后在其底部凝固．为了保护棒内溶化区与凝固区间温度梯度不致过大，往往将钼筒升高到感应圈内的下段，以保持 1500℃ 左右的温度，这样棒就可不致发生热炸裂．在棒下降数厘米以后，空腔变得太大，上面不再溶化，于是将高频场与棒去其偶合，升高钼筒把整个棒罩住，使棒逐步冷却．

（二）应用的局限性和用作阴极现达水平

棒的移动率控制在 2—4cm/h，就可以生长出均匀同向的金属丝，其直径在 0.1—1μm 之间．将制成样品切成 1—2mm 厚的薄片，然后在氢中用铜焊上钼底片．再通过前述的化学腐蚀和热熟炼就可得到阵列针尖，成为阴极．虽然棒的直径为 1.9cm，去掉棒壁和内边缘，可作阴极用的均匀单向金属丝区域的直径不到 1.5cm．现在虽然已成功地将 UO_2-W 棒的直径增粗达到 3.2cm[8]，但可用区域的直径仍只有 2.0cm．

此外由于溶化区在重力场作用下发生对流，往往产生晶粒间界（Grain boundaries）、群集间界（colony boundaries）和丝不连续（discontinuous fibres）等缺陷，所以 Chapman 等建议在空间实验室（Skylab）中生长．就是这样，现在已供应某大制管公司，准备在某些管中试用这种冷阴极来代替现在用的标准渍制钡钨阴极．这是因为到 1976 年这种冷阴极的电流密度已达 10A/cm²．兹将这种冷阴极的进展情况列于表 2．

表 2 氧化物-金属发射体的发展情况

性能 \ 日期	1974 年 11 月	1976 年 10 月
电流密度	1A/cm²	10A/cm²
噪声电平	< 2%	< 1%
实测寿命	> 1000 小时	> 3000 小时

四、简短讨论——两种阴极的比较

为了方便讨论起见，我们也仿效 TFFEC 为单向金属陶瓷阴极起个简写名字（UOCC

= Unidirectionally Grown Cermet Cathode). UGCC 与 Dyke 等人早已采用的一排排钨尖端阴极无异，比如看 Barbour 等人[21]的报告就可知概要，不过尖端密度非常之大，比 TFFEC 还大一到两个数量级．加热烘烤也可高达 2000℃，并未提出变形问题．虽然 Shelton[16—21]提出很多可实际应用的办法，但可能是保密的缘故，并未给出阴极的物理性能的具体数字．如果说 Shelton 提出的一个方案对金属陶瓷体仅腐蚀 W 或 Mo 使之成凹坑，然后再在金属陶瓷体表面用掠射入射角蒸覆上一层 W 或 Mo 作门极，则就与 TFFEC 相似，不过是如图 4 上所指出的，它属于 − X 类型而已．如果需要所加电压提高不多，从尖端多来看，不提高电压，总电流或可与 $X = 0$ 或 $+X$ 时的 TFFEC 所能供给的电流差不多，但省去了电子光刻、打洞、长锥体等许多复杂技术．

另一方面，从公开发表的文献看 UGCC 不如 TFFEC 成熟，也不可能提供单尖端的阴极．另外，由于 UGCC 是共晶生长，有缺陷存在，须要在切出的薄片中选择可用部分，这样制成的阴极，直径也只能有几毫米．据 Chapman 等[8]报道，UGCC 用在一种电子枪中，只需加 25V 的电压就足够了．

参　考　文　献

[1] M. Feist, *Advances in Electronics and Electron Physics, Supplement*, 4, p. 1—59, (1952).
[2] 卞彭，关于相对论性电子束二极管的报告，即将在本刊发表．
[3] K. R. Shoulders, *Western Joint Computer Science Conference*, (1959), or PB 171207.
[4] C. A. Spindt, I. Brodie, L. Humphrey and E. R. Westerburg, *JAP*, 47, (1976), 5248; J. Kelly, *ADAO 3709/OGA*, (1977).
[5] T. Utsumi and G. C. Dalman, International Electron Devices Meeting (1967), p. 122.
[6] F. S. Baker, A. R. Osborn and Williams, *Nature*, 239, (Sept. 8, 1972), 96.
[7] R. K. Feeney, A. T. Chapman and B. A. Keener, *JAP*, 46(1975), 1841.
[8] A. T. Chapman and J. K. Cochran, N77—19317 (1977).
[9] A. T. Chapman, G. W. Clark and D. E. Hendrick, *J. Amer. Cer. Soc.*, 53 (1970), 60; 参看 A. T. Chapman, R. J. Gerdes and G. W. Clark, *10th National Conf. Electr. Tube Tech.* (1970), p. 194, 特别是生长合晶体的示意图．
[10] A. T. Chapman, J. F. Benzel, R. K. Feeney, R. J. Gerdes and J. W. Hooper, *Report* No. 2, *ARPA Contract DAAH* 01-70-C-1157, (1971).
[11] A. T. Chapman, J. F. Benzel, J. K. Cochran, R. K. Feeney F. W. Liug and J. D. Norgard, *Report* No. 4, *ARDA Contract DAAH* 01-71-1046, (1972).
[12] L. Heynick, E. R. Westerburg, C. C. Hartelius, Jr. and R. E. Lee, *IEEE Trans*, *ED*-22(1975), 400.
[13] R. H. Fowler and L. W. Nordheim, *Proc. R. Soc.*, A119 (1928), 173.
[14] E. M. Charbonnier and E. E. Martin. *JAP*, 33(1962), 1897.
[15] J. P. Barbour, F. M. Charbonnier, L. F. Garrett and W. P. Dyke, *4th Nat. Conf. Tube Tech.*, (1958), p. 133.
[16] J. Shelton, AD-738529, (1974).
[17] J. Shelton, AD-A018239, (1976).
[18] J. Shelton, J. Hapgood and R. L. Norman, 美专利 3,745,402, (1973).
[19] J. Shelton, 美专利 3,783,325, (1974).
[20] J. Shelton, 美专利 3,931,517, (1976).
[21] J. Shelton, 美专利 3,931,519, (1976).