

氧化物陰極中的物理現象

C. B. 普奇真

科学出版社

氧化物陰極中的物理現象

C. B. 普 奇 真 著

毛振琮 劉學懋 李小瓊 等譯
陶肅璋 吳兆皓 叶毓林

沈 庚 核 校訂



科 社

內 容 提 要

本書敘述了氧化物陰極中的物理現象，并且着重地敘述了苏联近年来在氧化物陰極方面的研究成果，但对热电子發射理論和半导体理論講得比較少，因为作者認為這兩方面讀者都已經具有一定知識了。讀了这本书后可以对氧化物陰極的性質和制备有所了解。

34613/4

目 录

导 言	1
第一章 氧化物陰極的發射性質	3
§ 1 半导体的热电子發射	3
§ 2 应用在工業中的陰極的类型	11
§ 3 氧化物陰極的構造	15
§ 4 氧化物陰極發射的測量	22
§ 5 氧化物陰極塗層的激活	22
§ 6 氧化物陰極的脈冲發射	36
§ 7 氧化物陰極的中毒	38
§ 8 氧化物陰極塗層溫度的情况	49
第二章 氧化物陰極的物理性質	59
§ 9 氧化層的電導率和內逸出功	59
§10 氧化物陰極的電花現象	67
§11 氧化物陰極的次級电子發射	70
§12 光的照射对氧化物陰極工作情况的影響	78
第三章 氧化物陰極的制造	84
§13 陰極心子	84
§14 熱子	89
§15 氧化物陰極的塗層	93
§16 氧化物陰極的寿命	103
§17 氧化物陰極的發射常数	103
参考文献	109
俄中人名对照表	111
中俄專門名詞对照表	112

导 言

用鹼土金屬鋇、鋇、鈣的氧化物做成的热电子源泉 称 做 氧化物陰極,它比其他大家所熟悉的陰極都优越。工作温度低($750-850^{\circ}\text{C}$),使得这种陰極最为經濟,并且,利用鎳做它的基底,可以做成任何形狀。

大部分近代的电子器件都几乎非用氧化物陰極不可,因而,电子和离子器件的質量进一步的發展和改善,就跟我們对陰極結構和在陰極中所發生的过程的知識的完备与否有着密切的关系。

不久以前,有关陰極工作機構的理論知識一直处在很低的水准,与陰極的制造技术之間还存在着很大的距离。

工厂的實踐,从經驗中选定了制备陰極的条件。千百万只管子的生产經驗成功地确定了陰極塗料的配方和选定了保証电子器件具有較好电參量的陰極加工规范。

慢慢地、逐步地确定了陰極心子材料的最好參量,研究出了塗料的成分,并且确定了陰極塗佈、排气和激活的最好方法。格沃茲多夫、維辛斯基、伊凡諾夫以及其他人士所完成的艰巨的工作是有成果的。年复一年地、慢慢地減低了氧化物陰極的电子逸出功,如果說逸出功在1929年是2.5电子伏特左右,那么現在它已不超过1—1.2电子伏特了。同时还大大地縮小了參量的零散,并且提高了工作过程中管子性能的稳定度。

改进陰極的工作获得如此显著的成就,使得氧化物陰極慢慢地能到处适用;無論对充气管或者对真空管,它都是最适用的。制造小加热电流(50—60 毫安)的和大加热电流(50—60 安)的直热式陰極的可能性被肯定了。在工作温度下,陰極本身和热子之間具有几个兆欧絕緣电阻的等电位間热式陰極的制造技术被研究出

1466156

來了。間熱式陰極的尺寸和形狀可能加以大大的改變。具有氧化物塗層的圓筒形,平板形,肋翅形和點形的電子源都已獲得了實際的應用。

氧化物陰極可以做成各種不同的形狀,再加上它在同一類管中質量的十分均一,它的使用期限比較長和它在工作期中參量很穩定,使得氧化物陰極逐漸地排擠了其他類型的電子源。在最近15年內,氧化物陰極的運用一直壓倒其他陰極。

在工作中,與成功同時,也常常遭遇到失敗。它們主要是由於陰極的電子發射不穩定,使管子的廢品增多,並且由於關於陰極工作的理論知識不足,大大地降低了與廢品率鬥爭的效果。

近幾年來,情況開始改變。由於工廠試驗室和研究所試驗室完成了對氧化物陰極性質的大量研究,使得陰極在管子里工作期中所發生的過程更可理解了。進一步提高陰極效率和減低大量生產電子器件時的廢品率所應走的途徑開始明確起來了。

1949年初,赫爾曼和瓦格奈爾所著專論“氧化物陰極”^{*}的俄譯本出版了^[1]。在該書中讀者可以看到,對作為氧化物陰極近代理論基礎的物理和化學方面的詳盡的敘述。但是在赫爾曼和瓦格奈爾所著的書中,雖經B. M. 查廖夫作了補充,對蘇聯學者們的工作敘述得還是不夠的。

由於這個緣故,在本書中認為熱電子發射理論和半導體理論的一般性問題是大家都知道的了,而主要着重在闡述近年來蘇聯在氧化物陰極方面的研究成果。

氧化物陰極問題的研究不但離結束還早,而且研究的範圍還在不斷擴大。可以認為很多問題,特別是關於氧化物陰極在脈沖狀態下工作的問題,才剛剛被提出。這些問題的闡述作者認為是有討論余地的。

* 該書上冊已由南京工学院沈庆核教授譯成中文——譯者註。

第一章

氧化物陰極的發射性質

§ 1. 半导体的热电子發射

氧化物陰極是由鹼土氧化物:氧化鋇, 氧化鋁, 有时还有氧化鈣混合組成的。这些氧化物在純淨状态具有較大的电阻, 这相当于在最末滿帶 N 和導帶下緣 ϵ_0 之間有較大的距离(圖 1)。

在陰極制備的过程中激活陰極的目的, 在于使陰極塗層的內部和表面上产生富余的鋇原子雜質。圖 1 中附加的能級 ϵ_a 就相当于雜質鋇原子的价电子。这一能級要比滿帶的上緣 ϵ_N 离導帶的下緣 ϵ_0 近得多。

結果, 在加热时, 电子有可能从局部的雜質能級过渡到導帶, 使導帶內产生一定的自由电子濃度 n_0 , 这些电子能够参与半导体的导电作用。激活作用就是这样把鹼土金屬的氧化物由絕緣体变为典型的电子半导体的。

电子由局部的雜質能級过渡到導帶需要克服相当于 ϵ_a 与 ϵ_0 之間的距离的位檻。这只有那些处在局部能級上的电子在获得了足够的能量后才能够过渡。

根据費米統計法, 速度在 v_x 到 $v_x + dv_x$, v_y 到 $v_y + dv_y$, 和 v_z 到 $v_z + dv_z$ 範圍內的电子数目 $dn(\mathbf{v})$ 等于

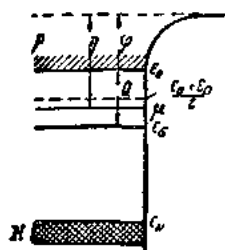


圖 1 氧化物陰極的能級
 N —最末滿帶; ϵ_N —滿帶
 上緣的能級; ϵ_a —雜質原
 子的局部能級; μ —導帶;
 ϵ_0 —導帶的下緣; μ —化
 學勢能級。

$$dn(\mathbf{v}) = \frac{m^3 G}{h^3} \frac{d\nu}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} + 1} = - \frac{d\nu}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} + 1}, \quad (1.1)$$

其中 h 是蒲朗克常数, k 是玻耳茲曼常数, T 是絕對溫度, $G=2$; $d\nu = dv_x \cdot dv_y \cdot dv_z$ 是電子在速度空間中的體積元, ε 是對應於速度為 $\mathbf{v}$ 的電子的能量, μ 是稱為化學勢能級或費米能級^{*}。如所週知, 在金屬中能級 μ 常位於導帶里, 它相當於 $T=0$ 時電子的最大能量值, 而且這能級的位置與溫度的關係是這樣小, 以致在第一級近似中這個關係可以忽略。在電子半導體中能級 μ 常位於局部的雜質能級 ε_0 與導帶下緣 ε_0 之間, 而且它的位置與溫度有很大的關係。

方程式 (1.1) 中的乘數 $\frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} + 1}$ 確定電子在溫度 T 時, 具有

能量 ε 的幾率, $d\nu = \frac{m^3 G}{h^3} d\nu$ 是在 1 立方厘米的半導體中對應於上述電子速度範圍內的可能的電子狀態數。

在現有情況下, 可以分能量差 $(\varepsilon - \mu)$ 為兩部分:

$$(\varepsilon - \mu) = (\varepsilon - \varepsilon_0) + (\varepsilon_0 - \mu),$$

其中第一部分把在導帶中的, 也就是處在高于能級 ε_0 中的電子的動能 $\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{mv^2}{2}$ 分離出來。

上面我們已經指出過, 所有半導體的特徵是 $\varepsilon_0 - \varepsilon_0 = Q$ 的值比較小。雖然如此, 事實上數值 Q 的本身以及這數值的兩個部分 $\varepsilon_0 - \mu$ 與 $\mu - \varepsilon_0$ 都遠大於數值 kT 。因此在所有情況下可以認為 $\frac{\varepsilon_0 - \mu}{kT} \gg 1$ 及 $\frac{\mu - \varepsilon_0}{kT} \gg 1$ 。

* 所有能值 $\varepsilon, \varepsilon_0, \varepsilon_0, \mu$ 等等都是由同一能級算起, 例如由最末滿帶 N 的上緣 ε_N 算起。

在這些假定條件下，方程式 (1.1) 的分母中的 1 跟指數項 $e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}}$ 相比可以略去，這時費米分佈定律轉變為麥克斯韋分佈定律：

$$dn(\mathbf{v}) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv, \quad (1.2)$$

其中 $n_0 = \int dn(\mathbf{v})$ 是在導帶中電子的總數。關於 n_0 的表示式可直接由比較 (1.2) 與 (1.1) 來得到（在 $\frac{\varepsilon_0 - \mu}{kT} \gg 1$ 時），如果考慮 $\frac{mv^2}{2} = \varepsilon - \varepsilon_0$ ：

$$n_0 = \frac{G}{h^3} (2\pi m kT)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon_0 - \mu}{kT}}. \quad (1.3)$$

為了消去 n_0 的表示式中的 μ ，也就是為了獲得 n_0 與 T 之間明顯的關係，我們另外利用這個關係： n_0 等於雜質原子中的全部價電子與在溫度 T 時留在局部能級 ε_0 中的電子的差數。

如果在 1 立方厘米半導體中雜質的原子數等於 n_g ，而這些原子的原子價等於 G_g ，則在局部能級 ε_0 中電子狀態的總數是 $n_g G_g$ 。

假如在方程式 (1.1) 中，以 ε_0 代 ε ，而以 $n_g G_g$ 代 dv ，就可以得到在溫度 T 時留在局部能級上，也就是具有能量 ε_0 的電子的几率：

$$\frac{n_g G_g}{e^{\frac{\varepsilon_0 - \mu}{kT}} + 1}.$$

再假定 $\frac{\varepsilon_0 - \mu}{kT} \gg 1$ ，我們得到

$$n_0 = n_g G_g - \frac{n_g G_g}{e^{\frac{\varepsilon_0 - \mu}{kT}} + 1} = n_g G_g e^{-\frac{\mu - \varepsilon_0}{kT}}. \quad (1.4)$$

比較(1.3)与(1.4)可以得到化学势能級的表示式:

$$\mu = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_a}{2} - \frac{1}{2} kT \lg \left[\frac{G}{G_0} \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{n_0 h^3} \right], \quad (1.5)$$

由此可见,在 $T=0$ 时这个能級位于 ε_0 与 ε_a 的正中間,而在 $T>0$ 时则要下移(圖 1)。

現在以 μ 的表示式(1.5)代入(1.3),并 根据圖 1 令 $\varepsilon_0 - \varepsilon_a = Q$,就得到所找的 n_0 与 T 的明显关系:

$$n_0 = n_0^{1/2} \left[G G_0 \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3} \right]^{1/2} e^{-\frac{Q}{2kT}}. \quad (1.6)$$

方程式(1.6)的指数因子中引用的 $\frac{Q}{2}$,我們今后將称之为內逸出功。

半导体的电子电导率 σ 正比于自由电子数 n_0 和它們的迁移率。而后者在温度改变时变化較小,因此跟 T 的关系完全决定于方程式(1.6)。

(1.6)式中指数前的乘数 $T^{3/2}$ 的影响很小,可以略去,这样得到 σ 与温度的关系式:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{Q}{2kT}}. \quad (1.7)$$

因此在研究电导率 σ 随温度变化的过程中,就有可能确定內逸出功 $\frac{Q}{2}$ 。

为了要产生热电子發射,也就是要由半导体蒸發出电子,必定要有一部分接近陰極表面而在局部能級 ε_0 上的电子在陰極加热时获得能量 $\varepsilon \geq \varepsilon_0 + \varphi$ 。这样的电子不仅可能过渡到导帶,并且可能克服附加的位檻 φ 而跑出半导体的点陣范围。为此,另外还需要电子速度的垂直分量 v_z 满足条件 $v_z > v_0$, 其中 $\frac{mv_0^2}{2} = \varphi$ 。我們在

以後將稱數值 φ 為外逸出功。其餘兩個速度分量 v_x 和 v_y 可以為任何數值。

電子由半導體表面蒸發出去後，留下的空位將立刻為新電子所補充。這個過程保證半導體具有足夠大的電子電導率。直到現在為止，從未發現過半導體內的電子平衡遭到破壞。甚至在氧化物陰極脈沖發射的情況下蒸發的電子流密度達到 50 安/厘米²，也觀察不到陰極表面缺乏電子。

決定熱電子發射的電流密度，可以利用下列表示式：

$$I = e \int_{-\infty}^{+\infty} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_{v_0}^{+\infty} v_z dn(\mathbf{v}),$$

式中發射電流是電子電荷 e 和單位時間內從 1 平方厘米表面蒸發出來的電子數的乘積。在這裡 $dn(\mathbf{v})$ 用表示式(1.1)代入，同時進行積分[從該式的積分極限來看，實際上可以不用(1.1)而用(1.2)–(1.3)代入]，得到：

$$I = eG \frac{2\pi m k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{\eta}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\eta}{kT}}, \quad (1.8)$$

其中 $\eta = \varepsilon_0 + \varphi - \mu$ (圖 1)。

公式(1.8)的形式跟著名的用於金屬熱電子發射的道舒曼公式很相似。其主要差異是金屬的 η 值實際上等於外逸出功 φ 。溫度對金屬的 $\eta = \varphi$ 的數值的影響非常微弱，在任何情況下，溫度每改變 1°C， η 的改變不超過 10⁻³%。

公式(1.8)用於半導體，跟表示式(1.3)用於求導帶中的電子數 n_0 一樣，都是不方便的。根據(1.5)式， μ 與 T 有很大的關係，因而在半導體的溫度增高時， η 有顯著的增長。結果逸出功 η 失去了它的明確性。因此只在氧化物陰極跟金屬陰極作比較時，才利用公式(1.8)來描述氧化物陰極的發射性質。

为了除去 η 随 T 而变的关系, 我們以(1.5)代入(1.8), 这时發射电流决定于方程式:

$$I = en_0 \left(\frac{GG_0}{h^3} \right)^{1/2} (2\pi mk^5)^{1/4} T^{5/4} e^{-\frac{Q/2+\varphi}{kT}} = \\ = BT^{5/4} e^{-\frac{\varphi}{kT}}. \quad (1.9)$$

通常上式称为 $5/4$ 次方定律。方程式(1.9)中的总逸出功是由两个部分相加的: 即內逸出功 $\frac{Q}{2}$ 和外逸出功 φ 之和。这两个部分是表示着陰極性質的确定不变的数值, 因为这两个数值与温度的关系十分微弱。

道舒曼公式(1.8)中的常数 $A = eG \frac{2\pi mk^2}{h^3}$ 为普适常数, 等于 120.4 安/厘米²·度²。然而即使是純金屬, 实际量得的 A 值总比这个数值大一些或小一些。例如大部分金屬的常数 A 的值都在 60 安/厘米²·度² 左右, 但亦有个別的情况, 例如: 鎳, 銻和鉑的常数 A 的值則远大于理論值。

假如考虑逸出功与温度間可能有 的微弱的依賴关系, 那么各种金屬的常数 A 值的 不一致 就能得到最好的解釋。事实上 如果 $\eta = \eta_0 + \alpha T$, 則方程式(1.8)变为

$$I = A e^{-\frac{\alpha}{k}} T^2 e^{-\frac{\eta_0}{kT}}.$$

逸出功随温度增高而增大, 即 $\alpha > 0$ 时, 道舒曼公式 中的实际常数 $A \times e^{-\alpha/k}$ 就要减小。反之, 逸出功随温度升高而减小, 即 $\alpha < 0$ 时, 方程式(1.8)中的实际常数 值就要高于理論值。

要使方程式(1.8)中的常数减小一半, 即从 120 安/厘米²·度²

減小到 $60 \text{ 安/厘米}^2 \cdot \text{度}^2$, 就必須使 $e^{-\alpha/h} = \frac{1}{2}$, 即 $\frac{\alpha}{h} = 0.7$, 或者, 我們以鎢為例, $\frac{\eta}{h} = 52000^\circ$, 就得到每 1° 的相對溫度係數 $\frac{\alpha}{\eta} = 1.35 \cdot 10^{-5}$, 這相當於溫度上升 1000° , η 增加 1.35% 。用近代的金屬電子理論能夠說明 η 與 T 之間存在着微弱的依賴關係。 $\alpha > 0$ 和 $\alpha < 0$ 的各種情況, 理論上都允許有存在的可能性。

關於數鈹鎢陰極在方程式 (1.8) 中的常數值大約是理論值的 $\frac{1}{40}$, 而對氧化物陰極, 則是理論值的 $\frac{1}{1000}$ 到 $\frac{1}{10000}$ 。像這樣的 A 值的減小可以用陰極表面蒸發的電子遭受位壘的強烈反射來解釋。位壘的電子反射係數, 也就是位壘的透射度 D 與電子速度有關。因此我們引用位壘的平均透射度 $\bar{D}$ 這一概念。發射方程式 (1.8) 和 (1.9) 的常數中, 必須以附加乘數的方式引進 $\bar{D}$, 而 $\bar{D}$ 的值常小於 1。

諾特海姆^[2]曾經證明, 純金屬表面上的位壘, 反射電子的作用是十分微弱的。反射係數的平均值不超過百分之几。而位壘的平均透射度 $\bar{D}$ 則等於 0.93。但對前面提到過的數有塗層的陰極就完全是另外一回事。因為這些陰極的邊緣與真空之間的位壘轉變為形式更複雜的位壘。諾特海姆^[2]成功地證明了: 數鈹鎢陰極的常數 A 減小到 $1/40$, 完全可以用位壘的平均透射度不超過 $D = 0.025$ 來解釋。

這對於氧化物陰極同樣是正確的。利用方程式 (1.8) 描述它的热電子發射的性質時, 常數 A 的值在 $10^{-2} \text{ 安/厘米}^2 \cdot \text{度}^2$ 左右, 這跟這種陰極表面形成的位壘可能具有更小的透射度這一事實是完全一致的。

在這些情況下, 當常數 A 的改變受位壘的透射度限制時, 能夠帶几分牽強地建立起方程式 (1.8) 中的逸出功 η 與常數 A 之間

的如下关系:

$$\lg A = \alpha \eta - b. \quad (1.10)$$

对于半导体陰極, 方程式(1.9)中的常数 $B = en_0^{1/2} \left(\frac{GG_0}{h^3} \right)^{1/2} \times (2\pi mk^5)^{1/4}$ 同样也决定于杂质原子的濃度。假如以数值代到 B 值的表示式中, 同时認為氧化物陰極的 $G_0 = 2$ (因为鋁的原子价等于 2), 則得出:

$$B = n_0^{1/2} \times 2.3 \times 10^{-6} \text{ 安/厘米}^2 \cdot \text{度}^{5/4}.$$

一般說来, 外逸出功 ψ 与內逸出功 $Q/2$, 都应该决定于杂质原子的濃度 n_0 . 这个关系在理論上不能够得到, 但实验材料指出, 大部分半导体, 特别是氧化物陰極(參閱 §9)的內逸出功 $Q/2$, 在 r_0 增加时要减小。这相当于局部的杂质能級移近导帶的下緣 ϵ_0 。

如果用縱坐标代表 $\lg I/T^2$ 或 $\lg I/T^{5/4}$, 用橫坐标代表 $1/T$, 則(1.8)或(1.9)中的 I 与 T 的关系可以很方便地用圖形表示出来。这时所得到的直綫称为李查生直綫。各种工業用陰極的李查生直綫的式样如圖 3 所示。显然, 常数 A 的改变相当于直綫的平移, 而逸出功的改变則相当于直綫斜率的改变。

假如逸出功 η 以尔格为單位, 則直綫的傾角 α (圖 3) 的正切將等于:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{0.43431}{k} \text{ 尔格},$$

其中玻耳茲曼常数 $k = 1.371 \times 10^{-16}$ 尔格/度。

假如 η 以电子伏特为單位, 則

$$\operatorname{tg} \alpha = 5040 \eta \text{ 电子伏}.$$

在实际工作中, 常常需要来相对地比較用在真空管中的陰極的質量。

主要的比較标准是發射电流值与陰極加热所消耗的功率 P_H 之比。但进行这种比較时, 由于測量陰極温度困难 (§4), 李查生直

綫無法利用(圖3)。

假如近似地認為陰極的全部熱損耗都是由於熱輻射,則根據史蒂芬-波耳茲曼定律, P_H 與 T 之間應有如下的關係:

$$P_H = \epsilon \sigma T^4. \quad (1.11)$$

以(1.11)式中的 P_H 代替方程式(1.8)中的 T , 不可能直接得到像圖3中的直綫。因此需要做出像圖4所示的特殊的格子紙, 在這種格子紙中 I_s 與 P_H 成直綫關係。利用這種格子紙不要任何的附加的計算, 就可以得到各種不同陰極的發射性質的比較特性曲綫。

工業上用作熱電子源泉的金屬的逸出功, 要比氧化物陰極的逸出功大好几倍。這就允許氧化物陰極的工作溫度遠低於其他陰極的工作溫度。這就是氧化物陰極的主要優點。這優點在設計電子管時是非常有價值的。

§ 2. 應用在工業中的陰極的類型

在電子器件中, 實際上應用三種類型的陰極: 鎢陰極, 碳化的敷鈾鎢陰極及氧化物陰極。

為了實際上表征陰極的特性, 我們引用陰極效率這一概念, 陰極效率就是發射電流(以毫安為單位)跟加熱陰極所消耗的功率(以瓦特為單位)的比值。

鎢陰極的效率, 決定於鎢絲的直徑和選定的使用期限, 它的數值是在2—10毫安/瓦之間。這種陰極的工作溫度通常在2300—2600°K的範圍內(圖2)。同時熱電子發射電流密度不超過1安/厘米²。因為鎢原子強烈蒸發將使陰極的使用期限大大縮短的緣故, 所以進一步提高溫度是要受到限制的。

敷鈾鎢陰極具有比較高的效率。這種陰極的製備法是在鎢粉壓縮并燒結成塊之前先加入1—2%的氧化鈾, 然後把這種混合物再用通常的方法拉成絲。

文献[4]中指出,如果在电解槽中,用电泳法来使氧化鈦与鎢混合,者或把悬浮在丙酮中的鈦粉粘附到預先經电解清淨过的鎢上,可以获得較好的發射性質。

为了使陰極絲中的氧化鈦易于还原为金屬鈦,并且为了減低鈦原子蒸發的速率,在陰極安裝后进行陰極碳化。为此要把陰極在某种碳氢化合物(如苯,萘或乙炔)的低压蒸气中煅燒至 2000°K ,煅燒过程維持到陰極的电阻增加10—20%为止。

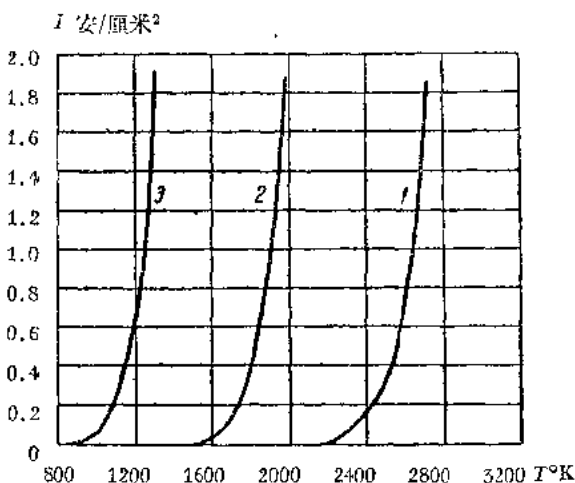


圖 2 發射电子流的密度与温度的关系

1- 鎢陰極; 2- 碳化的敷鈦鎢陰極; 3- 氧化物陰極。

要使敷鈦鎢陰極达到能工作的状态,必需进行激活。这个过程的目的在于使部分的氧化鈦还原,并且在鎢的表面上形成鈦的單原子層。这时逸出功就由純鎢的4.5电子伏減低到2.7电子伏。

在長期連續使用这种陰極时,它的工作温度應該減低到 $1900-2000^{\circ}\text{K}$ (圖2),否則由于蒸發,鈦的儲藏量会很快地耗尽。

在这些条件下,陰極的發射率是 2.75 安/厘米²。这种陰極的平均效率等于80—100毫安/瓦。但这样大的效率只能在脉冲

狀態工作时加以利用,因为長時間从陰極吸取这样大密度的电流,陰極表面的鈷原子要遭到残余气体离子的轟击而使陰極迅速毀坏。因此陰極在静态工作时,它的效率要減低到上述数值的 $1/10$,而保持在 $6-8$ 毫安/瓦。

氧化物陰極的發射数值,远远超过上述两种类型的陰極。現代激活得很好的氧化物陰極的逸出功約为 1 电子伏。这就使得能够在工作温度为 $1000-1100^{\circ}\text{K}$, 效率为 5000 毫安/瓦时,得到 $10-20$ 安/厘米²左右的电流密度。

氧化物陰極極容易感受到管内各种有害因素的作用,因此上述的电流密度和效率,只适用于脉冲状态。在静态下电流密度不应该超过 $50-100$ 毫安/厘米²,对应的效率为 $20-30$ 毫安/瓦。

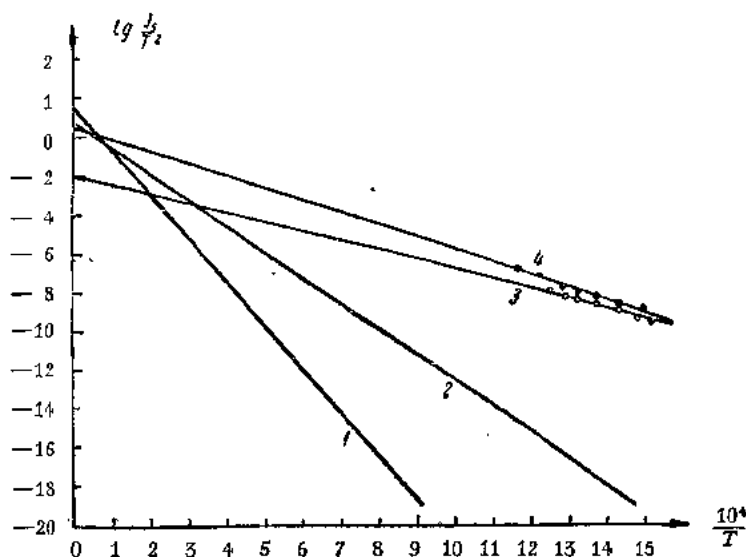


圖 3 李查生直線

1—鎢陰極; 2—碳化的鎢陰極; 3—氧化物陰極(静态);
4—氧化物陰極(脉冲状态)。