

在發射式電子光學系統中, 初速度按 麥克斯韋分佈時像的品質*

吳 全 德

(北 京 大 學)

提 要

前兩篇論文^[1,2]是基於 Арцимович-Recknagel 公式, 討論了軸對稱發射式系統中光電子初速度分佈對於電子像品質的影響。本文在同樣的基礎上, 但假定電子的初速度是按麥克斯韋分佈, 討論了對應於點源和簡單幾何圖形的面源所形成的電子像的強度分佈, 以及它們的分辨距離。

不僅熱電子發射可以用麥克斯韋分佈描寫, 而且二次發射^[3]及光電發射^[4]也可以近似地用麥克斯韋分佈描寫。因此, 本文的結果也可以用於光電發射及二次發射的浸沒電子光學系統。具體計算的結果表明分辨距離的理論極限比 Recknagel 所獲得^[5]而為大家所公認^[6]的結果 ($\delta = 4 \frac{kT}{eE}$, 不考慮強度分佈的影響) 要小一個數量級, 其數值與面源的幾何形狀有關, 也與像平面的位置有關。

本文所得的公式與結果可以應用於均勻平行的電磁場系統; 並且對 Wendt 的論文^[4]提出一些意見。最後, 對加速電源設計的要求略加討論。

一. 引 言

在研究金屬或半導體的表面結構以及其他表面現象時, 往往利用發射式電子顯微鏡。被研究的對像作為浸沒陰極, 其發射方式可以是熱發射、光電發射或二次發射; 當外電場太大時, 必然也伴隨有自發射。假定這種浸沒物鏡除中心像差外其他像差可以忽略, 並假定其他電子透鏡是理想的; 這樣, 我們可以採用 Арцимович-Recknagel 公式來討論成像問題。討論此問題所獲得的結果也可以用於像變換器以及有些電視管中, 如超光電顯像管等。

下面所用符號, 假如沒有特別聲明, 它的意義都類同於前文^[1, 2]。

熱電子發射的初速度分佈可以用麥克斯韋分佈描寫, 它的角度分佈仍可以用 Lam-

* 1956 年 10 月 18 日收到。

bert 定律描寫，而能量分佈可以寫成^[3, 4, 5]：

$$p(\varepsilon) = B_1 e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \cdot \varepsilon.$$

令

$$v^2 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_T} = \frac{e\varepsilon}{kT},$$

此 v 為無量綱的速度，

那麼

$$p(v^2) = B e^{-v^2} v^2.$$

設陰極面上一點源發射的電流為 I_t ，則可證明 $B = I_t$ ；因此可以寫成

$$p(v^2) = I_t e^{-v^2} v^2 = I_t e^{-x} \cdot x. \quad (1)$$

在二次發射的情況下，可以近似地假定二次電子也具有麥克斯韋分佈，因此能量分佈也可寫成 (1) 式，但其中 $x = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ；當 $x=1$ 時，能量分佈函數為極大值。但須注意，通常 $\varepsilon_0 \approx 10$ 電子伏特，只有當陰極面上的電場強度較大時，才能利用本文的結果。

在 Wendt 的論文^[4]中，將光電子也看成具有麥克斯韋分佈，滿足 (1) 式，並且假定光電子的最大能量值 $\varepsilon_{\max} = 4\varepsilon_0$ 。由於按麥克斯韋分佈計算時，能量大於 $4\varepsilon_0$ 的電子數目不多，因此在計算過程中，積分極限都以 ∞ 來替代 $4\varepsilon_0$ 。

由此可見，本文所得的公式與結果既可以用於熱電子發射的浸沒系統，也可以用於二次發射及光電發射的浸沒系統，只不過在計算後兩者時，用 $x = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ 以區別於 $x = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_T}$ 。

在現在的情況下，因為 $\varepsilon_{\max} = \infty$ ，無量綱的 Арцимович-Recknagel 公式不能寫成以前的形式^[1]，而寫成

$$\begin{aligned} q &= \frac{r}{r_T} = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_T}} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_T}} - \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_T}} \right) = \\ &= 2v_r(v_0 = \sqrt{v^2 - v_r^2}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{其中} \quad r_T = \frac{mk_T}{eE}, \quad v_r = \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_T}}, \quad v_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_T}}, \quad v_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_T}}.$$

從 $v_0 = 0$ 到 $v_0 = 1$ 之間的距離為

$$\Delta z = 2 \frac{\sqrt{\varepsilon_T V}}{E} m^2;$$

由此可以定其他像平面的實際位置。(2) 式的意義雖然與前文有所不同，但其形式並沒有改變，因此前文中關於強度分佈的公式加以適當修改後都可以應用。類似於前文的次序，現在依次討論如下。

二. 點源的強度分佈

陰極上點源發射出來的電子束在 v_0 像平面上的強度分佈, 按照前文^[1] 中的 (19) 式, 可以寫成:

$$J(q) = \frac{1}{q} \left\{ \int_0^\infty e^{-v_r^2 - \left(v_0 + \frac{q}{2v_r}\right)^2} \left(v_0 + \frac{q}{2v_r}\right) dv_r + \int_{\frac{q}{2v_0}}^\infty e^{-v_r^2 - \left(v_0 - \frac{q}{2v_r}\right)^2} \left(v_0 - \frac{q}{2v_r}\right) dv_r \right\}; \quad (3)$$

其中積分極限決定於前文^[1] 中的圖 6, 但令 $v_{r, \max} = \infty$; 因此 $v_{r3,4} = \infty$, $v_{r2} = 0$ 及 $v_{r1} = \frac{q}{2v_0}$.

(3) 式表明 J 是單調下降曲線. 當 $q \rightarrow 0$ 時, $J(q) \rightarrow \infty$; 當 $q \rightarrow \infty$ 時, $J(q) \rightarrow 0$.

在極限像平面上, $v_0 = 0$, 得

$$J(q) = \int_0^\infty e^{-v_r^2 - \frac{q^2}{4v_r^2}} \cdot \frac{1}{2v_r} dv_r = \frac{1}{2} K_0(q). \quad (4)$$

只要將 $e^{-v^2} dv^2 dv_r^2$ 積分, 就可以求得 $F(b)$. $F(b)$ 是落在對應於點源的像平面上半徑為 b 的圓周以外的電子的百分數. 它的積分極限由下面關係決定:

(i). 當 $q = 2v_r(v_0 - v_z) \geq b$ 時, 則

$$v_0 - \frac{b}{2v_r} \geq v_z \geq 0;$$

及

$$\infty \geq v_r \geq \frac{b}{2v_0};$$

$$v_r^2 + \left(v_0 - \frac{b}{2v_r}\right)^2 \geq v^2 \geq v_r^2.$$

(ii). 當 $q = 2v_r(v_z - v_0) \geq b$ 時, 則

$$\infty \geq v_z \geq v_0 + \frac{b}{2v_r};$$

及

$$\infty \geq v_r \geq 0;$$

$$\infty \geq v^2 \geq v_r^2 + \left(v_0 + \frac{b}{2v_r}\right)^2.$$

積分後將這些極限代入, 得

$$F(b) = \int_0^{\infty} 2\nu_r e^{-\left[\nu_r^2 + \left(\nu_0 + \frac{b}{2\nu_r}\right)^2\right]} d\nu_r + \int_{\frac{b}{2\nu_0}}^{\infty} 2\nu_r e^{-\nu_r^2} \left[1 - e^{-\left(\nu_0 - \frac{b}{2\nu_r}\right)^2}\right] d\nu_r. \quad (5)$$

除 $\nu_0 = 0$ 外，要將 (5) 式化成簡單解析的式子是不可能的，但從此式出發進行數值積分很容易求得 $F(b)$ 與 b 的關係。例如令 $\nu_0 = 0, 0.5, 1, 1.5$ 及 2 ，求得 $F(b)$ 曲線如圖 1 所示。從此圖可得 $\delta_{0.5}$ 曲線如圖 2 中的曲綫 I。當 $\nu_0 = 0.8$ 時，點源的分辨距離最小，此時 $\delta_{0.5} = 0.94 \frac{KT}{eE}$ 。

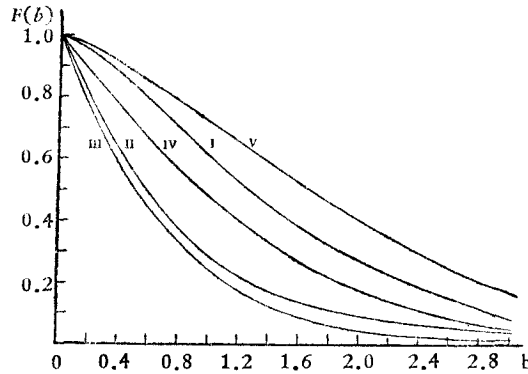


圖 1. 點源的 $F(b)$ 曲線。

I — $\nu_0 = 0$; II — $\nu_0 = 0.5$; III — $\nu_0 = 1$; IV — $\nu_0 = 1.5$; V — $\nu_0 = 2$.

三. 圓斑中心的強度

圓形暗斑的中心強度也用 $F(b)$ 描寫。假定落在圓斑中心的電流密度等於暗斑外

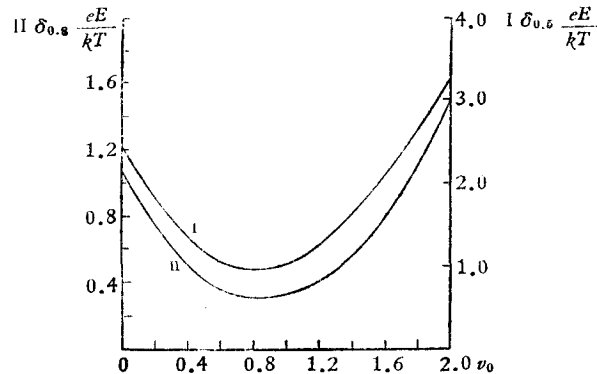


圖 2. I — 點源的分辨距離與像平面位置的關係曲線；

II — 圓形暗斑的分辨直徑與像平面位置的關係曲線。

電流密度的 80% 時,此圓斑仍能被發覺,那麼可定分辨直徑 $\delta_{0.8}$ 隨 v_0 改變的曲線(見圖 2). 當 $v_0 = 0.8$ 時, $\delta_{0.8}$ 具有最小值,即 $\delta_{0.8} = 0.32 \frac{kT}{eE}$, 此值比目前公認的結果 $\delta = 4 \frac{kT}{eE}$ 小十二倍. 這是一個很有興趣的結果,在裝置或改進發射式電子光學儀器時,可以作為依據.

圓形亮斑的中心強度可以從 $1 - F(b)$ 求得.

四. 圓形亮斑的強度分佈

按前文^[2]的第 3 節,令 $g(v^2) = e^{-v^2}$, 並且將其中 (5) 式的積分極限加以適當的變換,從該文圖 2 A 知 q 的範圍為

$$b + 2a \geq q \geq b.$$

對應於 $q \geq b$ 的情況, v_r 及 v_z 的積分極限度分為

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad & \infty \geq v_r \geq v_{r1} = \frac{b}{2v_0}; \\ & \therefore 2v_r v_0 \geq 2v_r(v_0 - v_z) \geq b; \\ & \therefore v_0 - \frac{b}{2v_r} \geq v_z \geq 0; \\ \text{(ii)} \quad & \infty \geq v_r \geq 0; \\ & \therefore \infty \geq 2v_r(v_z - v_0) \geq b; \\ & \therefore \infty \geq v_z \geq v_0 + \frac{b}{2v_r}. \end{aligned}$$

由此得落在陰極圓斑幾何放大 m 倍後的圓周以外的 Q 點(在像平面上)的電流密度為

$$\begin{aligned} & \frac{cJ_a}{\pi m^2} \left\{ \int_{v_{r1} = \frac{b}{2v_0}}^{\infty} 2v_r \left[\int_0^{v_0 - \frac{b}{2v_r}} F_+ dv_z \right] dv_r - \right. \\ & \quad - \int_{v_{r1} = \frac{b+2a}{2v_0}}^{\infty} 2v_r \left[\int_0^{v_0 - \frac{b+2a}{2v_r}} F_+ dv_z \right] dv_r + \\ & \quad \left. + \int_0^{\infty} 2v_r \left[\int_{v_0 + \frac{b}{2v_r}}^{v_0 + \frac{b+2a}{2v_r}} F_- dv_z \right] dv_r \right\}; \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $c = 1$, 及

$$F_{\pm} = 2v_z e^{-(v_r^2 + v_z^2)} \cos^{-1} \frac{b^2 + 2ab + 4v_r^2(v_0 - v_z)^2}{4(a+b)v_r(v_0 - v_z)},$$

$$F_- = 2v_z e^{-(v_r^2 + v_z^2)} \cos^{-1} \frac{b^2 + 2ab + 4v_r^2(v_z - v_0)^2}{4(a+b)v_r(v_z - v_0)}.$$

同樣也可以討論 Q 點在陰極圓斑放大 m 倍後的圓內的情況。

五. 半個發射平面的強度分佈

半個發射平面在任意像平面 v_0 的強度分佈可自 (6) 式中令 $a \rightarrow \infty$ 而求得：

$$J = \frac{j}{Ja} = \frac{1}{\pi} \left\{ \int_{-\frac{b}{2v_0}}^{\infty} 2v_r \left[\int_0^{v_0 - \frac{b}{2v_r}} 2v_z e^{-v_r^2 - v_z^2} \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(v_0 - v_z)} dv_z \right] dv_r + \right. \\ \left. + \int_0^{\infty} 2v_r \left[\int_{v_0 + \frac{b}{2v_r}}^{\infty} 2v_z e^{-v_r^2 - v_z^2} \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(v_z - v_0)} dv_z \right] dv_r \right\}.$$

也可以將積分次序變換一下，即先對 dv^2 ，其次對 dv_r^2 ，然後對 $d\psi$ 進行積分，得

$$J(b) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \int_{-\frac{b}{2v_0 \cos \psi}}^{\infty} 2v_r e^{-v_r^2} \left[1 - e^{-\left(v_0 - \frac{b}{2v_r \cos \psi}\right)^2} \right] dv_r + \right. \\ \left. + \int_0^{\infty} 2v_r e^{-\left[v_r^2 + \frac{b}{2v_r \cos \psi}\right]^2} dv_r \right\} d\psi. \quad (7)$$

此式當 $b = 0$ 時為 $\frac{1}{2}$ 。

在極限像平面上， $v_0 = 0$ ，從笛卡爾坐標系計算比從 (7) 式計算更容易得出結果。假如 Q 點與物的幾何放大像的分界線的距離為 b ，設 x 軸過 Q 點而垂直於此分界線， y 軸過 Q 點而與分界線平行，這樣 J 可自 (4) 式求得如下：

$$J \Big|_{b \geq 0} = \frac{1}{\pi} \int_b^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-v_r^2 - \frac{x^2 + y^2}{4v_r^2}} \cdot \frac{1}{v_r} dv_r \right) dy dx = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_b^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_0(\sqrt{x^2 + y^2}) dy dx = \\ = \frac{1}{2} \int_b^{\infty} e^{-x} dx = \frac{1}{2} e^{-b}. \quad (8)$$

此強度分佈見圖 3 中的曲線 1。當 $b < 0$ 時，可以從點對稱關係求得：

$$J \Big|_{b < 0} = \frac{1}{2} (2 - e^{+b}).$$

在其他像平面上，強度分佈不能得出如此簡單的關係式，而只能從 (7) 式進行數值

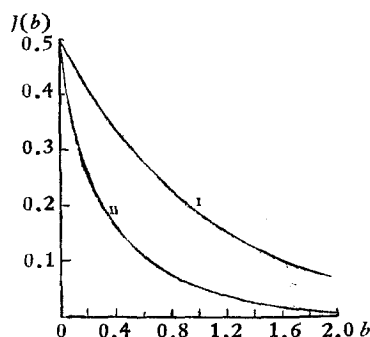


圖 3. 對應於半個發射平面的強度

分佈, 當 $b \geq 0$ 的情況;

I——在極限像平面上;

II——在 $v_0=1$ 的像平面上。

積分。從極限像平面上的強度分佈, 我們可以推斷在其他像平面上, 當 $b < 0.1$ 時, 強度分佈可以假定為直線。令 $b = 0.1$ 及 $v_0 = 0.9, 1.0, 1.1$, 求得相應的 J 值為 0.375, 0.340, 0.381; 可見在 $v_0=1.0$ 像平面有最小值。 $v_0=1.0$ 像平面上的強度分佈如圖 3 中的曲線 II 所示。

六. 直線暗條與直線亮條

對應於陰極面上有直線暗條的像, 它的強度分佈可以從半個平面發射的強度分佈來求得。從圖 3 很容易求得在極限像平面上的分辨寬度為

$$\delta_{0.8} = 0.446 \frac{kT}{eE};$$

$$\text{當 } v_0 = 0.9, \quad \delta_{0.8} = 0.160 \frac{kT}{eE};$$

$$\text{當 } v_0 = 1.0, \quad \delta_{0.8} = 0.125 \frac{kT}{eE};$$

$$\text{當 } v_0 = 1.1, \quad \delta_{0.8} = 0.165 \frac{kT}{eE}.$$

這些數值比目前公認的數值小一個數量級, 最多差 32 倍。這又是一些非常有興趣的結果。

在極限像平面上, 假定幾何放大的亮條的寬度為 $2a$, 設 Q 點到亮條中線的距離為 x , 則

$$J(x) \Big|_{x>a} = \frac{1}{2} \left[e^{-(x-a)} - e^{-(x+a)} \right] = e^{-x} \sinh a; \quad (9)$$

$$\text{及 } J(x) \Big|_{x<a} = 1 - e^{-a} \cosh x. \quad (10)$$

令 $a=1, 2, 3$, 計算後可畫直線亮條的強度分佈如圖 4。

其他像平面的情況可以從半個平面發射的強度分佈, 用作圖法先求出直線暗條的強度分佈, 再求得直線亮條的強度分佈。具體例子見前文^[2]。

七. 明暗交替的直線條

把寬度為 $2a$ 的直線亮條按它們的中線相隔 $2d$ 排列, 再將它們各亮條的強度分佈

疊加起來就可以求得明暗交替直線條的強度分佈，它的極大值 $J_{\max}$ 與極小值 $J_{\min}$ 滿足下面關係：

$$J_{\max} = J(0) + 2J(2d) + 2J(4d) + \dots;$$

$$J_{\min} = 2J(d) + 2J(3d) + 2J(5d) + \dots.$$

其中 J 是直線亮條的強度分佈。令 $n = \frac{J_{\min}}{J_{\max}}$ 。這樣可定出寬度為 $2a$ 相隔為 $2d$ 的直線亮條的分辨寬度，使滿足 $n = 0.8$ 。在實驗中往往令 $2d = 4a$ ，即亮條與暗條的寬度是相等的。

利用 (9)，(10) 式可以求極限像平面上的 n 值，

$$n = \frac{2e^{-d} \sinh a}{(1-e^{-a})(1-e^{-2d}) + 2e^{-2d} \sinh a}.$$

設 $d = 2a$ ，則

$$n = \frac{2e^{-2a} \sinh a}{(1-e^{-a})(1-e^{-4a}) + 2e^{-4a} \sinh a};$$

當 $a = 0.5$ 時， $n = 0.80$ ，

$$\therefore \delta_{0.8} = 1.0 \frac{kT}{eE}.$$

在其他像平面，可用圖解法求得分辨寬度。例如在 $v_0 = 1.0$ 像平面， $\delta_{0.8} = 0.18 \frac{kT}{eE}$ 。可見在明暗交替的直線條的情況，在最佳像平面附近，分辨距離比目前公認的標準也小一個數量級。

八. 對 Wendt 文章的意見

去年 G. Wendt 發表了一篇關於利用均勻平行電場磁場的像變換器的分辨本領的論文^[4]。這篇論文首先從理論上討論了，而且只討論了極限像平面上的強度分佈，它們包括點源及明暗交替的直線條等情況。後一部分討論了實驗裝置，證明了實驗與理論是符合的。

在前文^[2]中曾經談到過 Арцимович-Recknegel 公式可以應用於均勻平行電場磁場的像變換器中，因此前面各節的結果在此種像變換器中都能被採用。Wendt 曾重新證明了在極限像平面上有關公式是正確的，但他沒有討論其他像平面上的情況。在他的

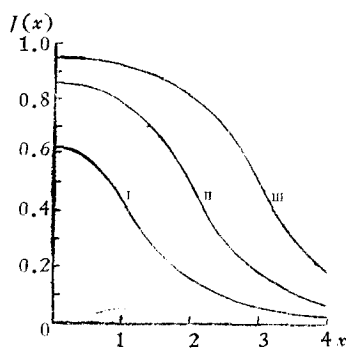


圖 4. 在極限像平面上，寬度為 $2a$ 的直線亮條的強度分佈（另一半對稱於 y 軸）。
I—— $a=1$ ； II—— $a=2$ ；
III—— $a=3$ 。

實驗中，將電場與磁場調節到使像最清晰的情況後，再進行測量分析，這樣所得的結果並不對應於極限像平面，而是對應於最佳像平面。例如明暗交替的直線條在 $v_0=1.0$ 像平面有最清晰的電子像，其分辨寬度為 $\delta_{0.8}=0.18\frac{kT}{eE}$ ，($d=2a$)；但在極限像平面上， $\delta_{0.8}=1.0\frac{kT}{eE}$ ，兩者相差約 5 倍。由此可見，Wendt 的實驗不應該與他的極限像平面上的理論來比較。這裏還必須指出理論上電子像的分辨本領要比實際上被觀察到的像的分辨本領高；定性地說，被觀察到的分辨距離還與熒光屏的結構，熒光粉晶粒的大小，屏的厚度等有關。可見 Wendt 所說的實驗與其理論符合的結論還值得深究。

九. 加速電源的紋波

人們往往以為電子光學系統的加速電壓的紋波愈小愈好，但從經濟的眼光看，紋波大時更節省經費，同時電源的體積也小，重量也輕。因此按什麼標準設計是一個有興趣的問題。我以為這標準決定於對分辨距離的要求。現在就以 Wendt 的實例來討論。Wendt 的像變換器共長 15 厘米，加速電壓為 5000 伏， $e_{\max}=2.3$ 伏，從 $v_0=1$ 的像平面到極限像平面的距離為 $2\frac{\sqrt{\frac{1}{2}e_{\max}V}}{E}=0.323$ 厘米。假定希望圓形暗斑的分辨直徑不大於 $0.4\frac{s_0}{E}$ ，由圖 2 可知像平面裝置可以移動的距離為 $0.63\times 0.323=0.20$ 厘米。那麼極限像平面向前或向後可以移動 $\frac{1}{2}\times 0.20=0.10$ 厘米。從陰極到極限像平面的距離 L 決定於 $\frac{2\pi^2 mE}{eH^2}$ ，那麼由加速電壓改變所引起的極限像平面的移動能寫成：

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta L}{L}.$$

在現在的例子， $\frac{\Delta V}{V}$ 應小於或等於 $\frac{0.1}{15} = \frac{1}{150} = 0.67\%$ 。可見這種電子光學儀器對電源的要求不是很高的。假如由於熒光屏的緣故，分辨本領本來就不是很高的話，那麼加速電源可以設計得更簡陋些。

同樣可以討論磁場有紋波的情況，因為 $\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{2}\frac{\Delta L}{L}$ ，可見對產生磁場的電源的要求應比對產生電場的電源的要求要嚴格些。假如電場和磁場的電源都有紋波的話，那麼對這二個電源的要求更嚴格，因為 $\frac{\Delta L}{L} = 2\frac{\Delta H}{H} + \frac{\Delta E}{E}$ 。

十. 結 束 語

上面已經討論了：在軸對稱發射式電子光學系統中，對應於陰極發射的初電子是按照麥克斯韋分佈的情況，在極限像平面附近的像平面上只考慮由中心像差所產生的強

度分佈及其分辨距離。所有有關的計算都是基於 Арцимович-Recknagel 公式，因此也與電子光學系統的結構無關。本文可以看作是前文^[1, 2]的特例（初速度分佈一定），但與前文的情況仍有很大不同，這是因為 $v_{r\max} \rightarrow \infty$ 的緣故，我們具體地討論了點源、圓形暗斑、圓形亮斑、直線暗條、直線亮條、明暗交替的直線條等情況。從數值計算所得的結果來看，分辨距離比不考慮強度分佈的公認的結果小一個數量級。例如：圓形暗斑的最小分辨直徑在 $v_0 = 0.8$ 處，其值為 $\delta_{0.8} = 0.32 \frac{kT}{eE}$ 或 $\delta_{0.8} = 0.32 \frac{\epsilon_0}{E}$ ，其中 ϵ_0 是最可幾的能量；直線暗條的最小分辨寬度在 $v_0 = 1.0$ 處，其值為 $\delta_{0.8} = 0.125 \frac{\epsilon_0}{E}$ ，比公認的分辨距離小 32 倍。在 $v_0 = 1.0$ 處，等寬明暗交替直線條的分辨寬度為 $\delta_{0.8} = 0.18 \frac{\epsilon_0}{E}$ 。這些理論極限值對於我們在裝置和改進熱發射、光電發射或二次發射的發射式電子光學系統時是很有用的。

本文中的公式和曲線可以用來決定在其他可分辨的標準下的分辨距離。例如從圖 3 可以直接得到其他標準下直線暗條的分辨寬度。

本文對 Wendt 的實驗和他的理論之間的關係提出批評的意見，並提出有些問題（例如熒光屏、加速電源）還須深入研究。

對於電源穩定度的要求決定於對分辨距離的要求。只要稍為犧牲一些分辨本領，對電源的要求便可以大大降低，具體例子見前節。

最後，對於蘇聯專家 О. И. Семан 的幫助和指導表示深切的感謝；在計算過程中曾向王竹溪教授請教過，我也表示感謝。

本文曾於 1956 年 7 月 12 日和 10 月 9 日在北京大學電子物理教研室的科學討論會上報告和討論過。

參 考 文 獻

- [1] 吳全德，在發射式電子光學系統中，光電子初速度分佈對像品質的影響 I。物理學報，12 (1956)，419。
- [2] 吳全德，在發射式電子光學系統中，光電子初速度分佈對像品質的影響 II。物理學報，13 (1957)，79。
- [3] Крылов, К. И., Физические основы электровакуумной техники, 1949. (有孟昭英等四人的譯本)
- [4] Wendt, G., *Annales de Radioelectricite*, 39 (1955), 74.
- [5] Recknagel, A., *Zs. f. phys.* 117 (1941), 689.
- [6] Лебедев. А. А. 主編的 Электронная Микроскопия, 1954, 第六章。

КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЭМИССИОННЫХ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИ МАКСВЕЛЛОВСКОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ НАЧАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

У Цюань-дэ

(Пекинский Университет)

Резюме

Предыдущие две статьи^[1,2] основаны на формулах Recknagel-Арцимовича. В них рассмотрено влияние распределения начальных скоростей фотоэлектронов на качество изображения в эмиссионных осесимметричных системах.

В этой статье принимаются за основу формулы Арцимовича и рассматривается распределение интенсивностей в плоскостях установки экрана близких или совпадающих с плоскостью изображения при распределении начальных скоростей по закону Максвелла. На основе вычисления распределения интенсивностей определяется разрешающая способность при отображении точечных и различной формы поверхностных источников. Распределение Максвелла, в основной части кривой, весьма приближенно может описывать также некоторые распределения фото и вторичных электронов. К этим случаям приближенно применимы результаты выполненных расчетов в этой работе. В идеальных эмиссионно-иммерсионных системах предельная разрешающая способность при учете действительного распределения интенсивностей оказывается во много раз лучше чем принятые раньше приближения $4 \frac{kT}{eE}$ ^[6] или $4 \frac{\epsilon_0}{E}$, где ϵ_0 — наиболее вероятная энергия. Величина предельного разрешаемого расстояния d зависит от принятого критерия разрешения, формы отображаемых объектов. Для круглого темного пятна на светлом фоне $\delta_{0.8} = 0.32 \frac{\epsilon_0}{E}$; разрешаемая ширина темного штриха $\delta_{0.8} = 0.125 \frac{\epsilon_0}{E}$; разрешаемое расстояние в бесконечной системе параллельных темных и светлых чередующихся полос одинаковой ширины составляет $\delta_{0.8} = 0.18 \frac{\epsilon_0}{E}$. Указанные величины разрешаемых расстояний относятся к наиболее благоприятной плоскости установки.

Формулы и результаты, полученные в настоящей статье, можно применять в случае параллельных однородных комбинированных электрического и магнитного полей.

В статье содержится некоторые замечания к работе Wendt^[4] и кратко обсуждается вопрос о выборе источника питания.

В заключение автор пользуется случаем выразить благодарность советскому специалисту О. И. Семану за его помощь и указания.