

在發射式電子光學系統中, 光電子 速度分佈對像品質* 的影響(II)[†]

吳 全 德

(北 京 大 學)

提 要

本文是在上一篇論文^[1]的基礎上,進一步討論了更接近實際情況的面源,在只有中心像差存在時,在極限像平面附近的像平面上的強度分佈及分辨距離等問題。針對不同的光電子初能量分佈,並且假定角度分佈仍滿足 Lambert 定律,可以找到電子像最清晰的像平面位置及其分辨直徑、分辨寬度。這些分辨距離沒有統一的標準值,它們與電子的初能量分佈、發射面源的幾何形狀、以及像平面的位置等有關。在具體計算之後,我們發現分辨直徑、分辨寬度等理論極限值比 Арцимович 院士不考慮強度分佈所得到的分辨距離^[2]要小一個數量級。本文中關於最小分辨距離的計算結果可以作為裝置和改進發射式電子光學系統的依據。

一. 引 言

上一篇論文^[1]討論了在軸對稱發射式電子光學系統中,發射電子的源為宏觀小微觀大的點源時,光電子速度分佈對像品質的影響及其分辨距離等問題。在討論像平面上的強度分佈時,強度往往出現無窮大。

在實際的儀器中,往往不是點源而是面源。本文將討論一些簡單的,但更接近實際的面源的一些情況,並且只考慮中心像差(球差和色差)對像品質的影響;這些中心像差是由光電子的速度分佈所引起的;這裏已經假定了其他像差是可以消除的。針對不同的初能量分佈 $p(v^2)$,並假定角度分佈滿足 Lambert 定律,我們首先討論在均勻發射光電子的陰極面上有一個不發射電子的圓斑,討論了它的直徑在多麼小的時候這圓斑還能被觀察到;也討論了發射光電子的陰極面有半個平面不發射電子時像平面上的強度分佈,並且由此可以討論發射面上有一條不發射光電子的直線條或許多明暗交替的

* 在上一篇論文中,採用“質量”二字,但怕與物質的“質量”二字混同,故改為“品質”。

† 1956 年 10 月 18 日收到。

平行線條的情況時，這些線條多麼窄時仍能被觀察到。這些可分辨的寬度當然與觀察的方法有關，採用光學中的辦法，我們可以規定強度改變相差多少時，才可能區分它們。以後的結果表明所有這些面源的強度分佈都不出現無窮大。

在只有中心像差存在的情況下，在高斯像平面附近，可以找到成像最清晰的像平面位置，及其最小的分辨距離。這最小的分辨距離也是這種系統的理論極限值，因為在其他像差未消除時，分辨距離更大。必須指出這最小的分辨距離及其所在的像平面位置與光電子的初速度分佈及面源的幾何形狀有關。下面將分別討論這些情況。所得的結果會告訴我們在各種情況下分辨距離的理論極限值和怎樣去選擇像平面的位置。

本文中所用的符號，假如沒有特別聲明，都表示與上一篇論文中的符號意義相同。

二. 圓形暗斑中心的強度

假定在均勻發射的光電陰極面上有一個不發射電子的圓斑，其直徑為 d 。從距圓心不遠的點源所發射的光電子，有可能落在像平面上與圓斑相對應的斑點的中心。因此只要 d 够小，像斑中心的強度可以相當大。我們假設像斑中心的強度達到像斑以外強度的 80% 時，仍能分辨此斑點，於是稱 $\delta_{0.8}$ 為分辨直徑。

設圓斑的中心在原點，並將點源看成由陰極面上極坐標面積元 $\Delta\sigma = r_a d\varphi dr_a$ 發射出來的電子束。這裏， r_a 可用像平面中的量來表示，則

$$r_a dr_a = \left(\frac{\epsilon_{\max}}{E} \right)^2 q dq.$$

設自陰極面（圓斑以外）發射的電流密度為 J_a ；按上一篇論文的 (18) 式，自 $\Delta\sigma$ 逸出的電子落在圓斑中心而形成的強度為：

$$\frac{c J_a \Delta\sigma}{2\pi r_m^2 q dq} \frac{1}{v^2} p(v^2) \left| \frac{\partial v^2}{\partial q} \right| dv_r^2 dq = \frac{c J_a}{2\pi m^2 v^2} p(v^2) \left| \frac{\partial v^2}{\partial q} \right| dv_r^2 dq d\varphi. \quad (1)$$

其中 c 是常數。對 $d\varphi$ 積分後，並將極限以 0 到 2π 代入，得：

$$\frac{J_a}{m^2} 2q \left(\frac{c}{2qv^2} p(v^2) \left| \frac{\partial v^2}{\partial q} \right| dv_r^2 \right) dq = \frac{J_a}{m^2} (dJ) dq^2; \quad (2)$$

再積分得像斑中心的電流密度為 $\frac{J_a}{m^2} F(b)$ ，除以 $\frac{J_a}{m^2}$ 使得無量綱的強度 $F(b)$ 。 $\frac{J_a}{m^2}$ 是暗斑以外像平面上的強度，而 $F(b)$ 已在上一篇論文中求得。令 $F(b) = 0.8$ ，解出 b ，便可定 $\delta_{0.8}$ 。下面按光電子的初能量分佈分別討論：

A. 單色電子源。在極限平面上， $F = \sqrt{1-b^2}$ ；故 $\delta_{0.8} = 2 \times 0.6 \frac{\epsilon}{E}$ 。在其他

像平面上, $F = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\alpha_a) + \frac{1}{2} (\cos 2\alpha_c - \cos 2\alpha_b)$; 當 $\nu_0 = 0.6$ 時, $\delta_{0.8} = 0.22 \frac{\epsilon}{E}$; 當 $\nu_0 = 1$ 時, $\delta_{0.8} = 0.17 \frac{\epsilon}{E}$. 可見在 $\nu_0 = 0.6$ 與 1 之間的像平面上有最小的分辨直徑 (見圖 1 中的曲線 I).

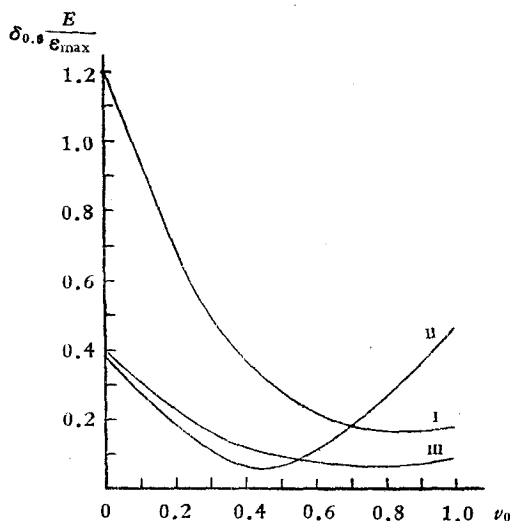


圖 1. I 是單色電子源圓形暗斑的分辨直徑對 ν_0 的關係曲線.
II 是電子初能量按拋物線分佈時, 圓形暗斑的分辨直徑對 ν_0 的曲線.
III 是單色電子源直線暗條的分辨寬度對 ν_0 的曲線.

B. 光電子初能量按拋物線分佈. 在前一篇論文的圖 9 中, 令 $F(b) = 0.8$, 即可找到分辨直徑與像平面位置的關係, 如圖 1 中曲線 II 所示. 當 $\nu_0 = 0.45$ 時, $\delta_{0.8}$ 為最小, 即 $\delta_{0.8} = 0.06 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$. 此值比 Арцимович 院士所求得也為大家所公認的結果小一數量級. 這是當我們考慮了光電子強度分佈之後, 在最清晰的像平面上, 所得到的有興趣的結果之一.

C. 光陰極是金屬薄層或半導體層. 只要將相應的 $F(b)$ 的數值算出就可定出分辨直徑, 其結果應該接近按拋物線分佈的結果.

假定陰極面上的圓斑並不是完全不發射電子, 可以將陰極面看成由兩個發射

面疊加而成, 一個是完全均勻發射的陰極面, 其發射電流密度決定於圓斑內的發射數值 J_{an} ; 另一個是帶有完全不發射電子的圓斑的陰極面, 圓斑以外發射的電流密度為 $J_a - J_{an}$. 設若像斑中心的強度為像斑以外強度的 80% 時, 此暗斑仍能被觀察到, 那麼可由公式

$$\left[\frac{J_{an}}{m^2} + \frac{J_a - J_{an}}{m^2} F(b) \right] / \frac{J_a}{m^2} = 0.8 \quad (3)$$

解出 b 值, 稱作 $b_{0.8}$, 由此得 $\delta_{0.8} = 2 b_{0.8} \frac{\epsilon_{\max}}{E}$. 此時的分辨直徑必定比完全不發射電子的圓斑的值要大 (假定其他條件相同).

設陰極面上只有一個直徑為 d 的圓形發射電子的斑點, 其他地方都不發射電子, 這種情況我們稱之為圓形亮斑. 圓形亮斑中心的無量綱強度可以從圓形暗斑的情況求得, 即為 $1 - F(b)$; 因為兩者疊加後得均勻的發射面.

三. 圓形亮斑的強度分佈

僅知道圓形亮斑中心的強度往往是不够的，例如要討論有兩個臨近的圓形亮斑在什麼樣情況下仍能被區分開；這樣，就有必要進一步研究單個圓形亮斑的強度分佈，然後利用強度分佈的線性疊加即可討論兩個或多個圓形亮斑成像的情況。

圓形亮斑的強度分佈對其中心來說是旋轉對稱的，因此只要討論沿某一個半徑方向的強度分佈就够了。為了計算方便，先將陰極面上的圓斑幾何放大 m 倍後變成像平面上的圓，設它的無量綱半徑為 a ，如圖 2A 所示。現在要找圓外 Q 點的強度，此點離圓斑中心的距離為 $a + b$ 。落在 Q 點的電流密度應由 (1) 式積分後求得，也可以將 (1) 式改換變數後，由

$$\frac{cJ_a}{2\pi m^2} g(v^2) dv_x^2 dv_r^2 d\varphi \quad (4)$$

進行積分來求得；其中

$$g(v^2) = \frac{1}{v^2} p(v^2).$$

現在討論積分極限問題。按圖 2A， φ 的最大值為 φ_* ； φ_* 是 a 、 b 及 q 的函數，從

$$a^2 = (a + b)^2 + q^2 - 2(a + b)q \cos \varphi_*$$

求得

$$\begin{aligned} 2\varphi_* &= 2 \cos^{-1} \frac{b^2 + 2ab + q^2}{2(a + b)q} = \\ &= 2 \cos^{-1} \frac{b^2 + 2ab + 4v_r^2(v_0 - \sqrt{v^2 - v_r^2})^2}{4(a + b)v_r|v_0 - \sqrt{v^2 - v_r^2}|}. \end{aligned}$$

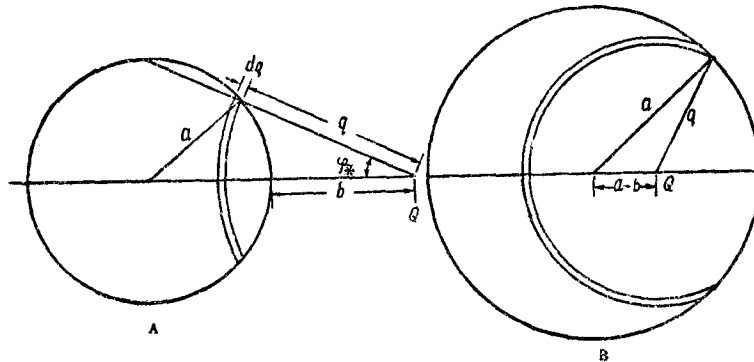


圖2. 圓形亮斑積分極限的關係圖

A. Q 點在圓外， B. Q 點在圓內。

q 的範圍為:

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

由曲線

$$q_1 = 2v_r(v_0 - \sqrt{1-v_r^2}),$$

$$q_2 = 2v_0v_r,$$

與直線 $q = \pm b$ 及 $\pm(b \pm 2a)$ 的交點決定 $v_{r1}, v_{r2}, v_{r3}, v_{r4}, v'_{r1}, v'_{r2}, v'_{r3}, v'_{r4}$; 這些

v_r 的關係請看圖 3, 其數值可從上篇論文中圖 7 的曲線上找到. 對應於 $q = b, v_r$ 及 v_z 的積分極限應分成三個範圍, 按圖 3 可得:

$$(i) \quad v_{r4} \geq v_r \geq v_{r1} = \frac{b}{2v_0};$$

$$\therefore 2v_0v_r \geq 2v_r(v_0 - v_z) \geq b;$$

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

$$(ii) \quad 1 \geq v_r \geq v_{r4};$$

$$\therefore 2v_0v_r \geq 2v_r(v_0 - v_z) \geq 2v_r(v_0 - \sqrt{1-v_r^2});$$

$$\therefore \sqrt{1-v_r^2} \geq v_z \geq 0.$$

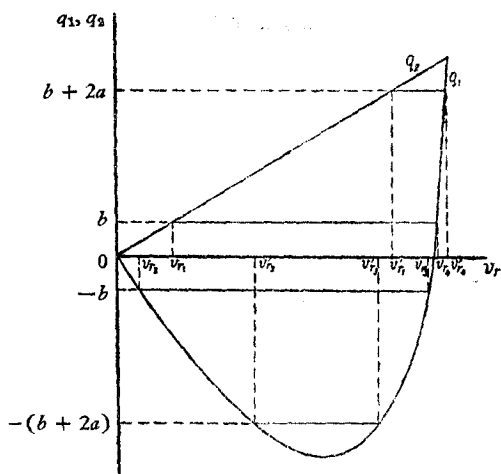


圖 3. 求圓形亮斑的 v_r 的積分極限

圖中 $q_2 = 2v_0v_r$, $q_1 = 2v_r(v_0 - \sqrt{1-v_r^2})$.

$$(iii) \quad v_{r3} \geq v_r \geq v_{r2};$$

$$\therefore 2v_r(\sqrt{1-v_r^2} - v_0) \geq 2v_r(v_z - v_0) \geq b;$$

$$\therefore \sqrt{1-v_r^2} \geq v_z \geq v_0 + \frac{b}{2v_r}.$$

對應於 $q = (b + 2a)$ 的積分極限, 可將 (i), (ii), (iii) 中各式的 b 換成 $b + 2a$ 即得.

(4) 式先對 $d\varphi$ 進行積分, 並將積分極限代入得:

$$\frac{cJ_a}{\pi m^2} g(v_r^2 + v_z^2) \cos^{-1} \frac{b^2 + 2ab + 4v_r^2(v_0 - v_z)^2}{4(a+b)v_r|v_0 - v_z|} dv_z^2 dv_r^2;$$

再對 dv_z 及 dv_r 積分, 寫成:

$$\begin{aligned} & \frac{cJ_a}{\pi m^2} \left\{ \int_{v_{r1}}^{v_{r4}} 2v_r \left[\int_0^{v_0 - \frac{b}{2v_r}} F + dv_z \right] dv_r - \int_{v_{r1}}^{v_{r4}} 2v_r \left[\int_0^{v_0 - \frac{b+2a}{2v_r}} F + dv_z \right] dv_r + \right. \\ & \left. + \int_{v_{r4}}^{v'_{r4}} 2v_r \left[\int_0^{\sqrt{1-v_r^2}} F + dv_z \right] dv_r + \int_{v_{r3}}^{v'_{r3}} 2v_r \left[\int_{v_0 + \frac{b}{2v_r}}^{\sqrt{1-v_r^2}} F - dv_z \right] dv_r - \right. \end{aligned}$$

$$- \int_{v_{r_2}}^{v_{r_3}} 2v_r \left[\int_{v_0 + \frac{b+2a}{2v_r}}^{\sqrt{1-v_r^2}} F_- dv_z \right] dv_r \}, \quad (5)$$

其中

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

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

(5) 式在形式上看起來不是最後的，當 $p(v_r^2 + v_z^2)$ 決定後還可以進行部分積分等計算工作；最後 (5) 式可以用許多 Legendre 標準的第一類第三類橢圓積分等函數來表示，它的形式很複雜，在進行數值計算時反不如從 (5) 式出發進行二次數值積分來得節省時間。

假如圖 2A 中的 Q 點是在像平面上幾何放大圓之內，如圖 2B 所示，可以證明 Q 點的強度係由兩部分疊加而成；第一部分對應於 $2a - b \geq q \geq b$ ，對 Q 點強度的貢獻可用 (5) 式計算，只不過將 (5) 式中的 b 一律改成 $(-b)$ ；第二部分對應於 $b \geq q \geq 0$ ，可按圓形亮斑中心強度來計算，其貢獻為 $\frac{J_a}{m^2} [1 - F(b)]$ 。

當 $p(v^2)$, v_0 , a 給定後，對不同的 b 進行數值積分，便可求得 v_0 像平面上的強度分佈。

圓形暗斑的強度分佈可從圓形亮斑的強度分佈推得，因為兩者疊加後為 $\frac{J_a}{m^2}$ 。

四. 半個發射平面的強度分佈

半個平面發射電子的陰極面可以看成圖 2a 中的 $a \rightarrow \infty$ 的情況，類似上一節的討論我們得強度分佈公式：

$$j(b) = \frac{cJ_a}{\pi m^2} \left\{ \int_{\frac{b}{2v_0}}^{v_{r_3}} 2v_r \left[\int_0^{v_0 - \frac{b}{2v_r}} 2v_z g(v_r^2 + v_z^2) \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(v_0 - v_z)} dv_z \right] dv_r + \right.$$

$$+ \int_{v_{r_4}}^1 2v_r \left[\int_0^{\sqrt{1-v_r^2}} 2v_z g(v_r^2 + v_z^2) \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(v_0 - v_z)} dv_z \right] dv_r +$$

$$\left. + \int_{v_{r_2}}^{v_{r_3}} 2v_r \left[\int_{v_0 + \frac{b}{2v_r}}^{\sqrt{1-v_r^2}} 2v_z g(v_r^2 + v_z^2) \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(v_z - v_0)} dv_z \right] dv_r \right\}. \quad (6)$$

$j(b)$ 也是 v_0 的函數，它可以寫成無量綱的電流密度 $J(b)$ ， $J(b) = \frac{j(b)}{J_a/m^2}$ 。當 $b = 0$ 時， $J = \frac{1}{2}$ ；且與 v_0 無關，這是必然的結果，因為如果另外半邊也同樣發射電子，那麼

J 必定加倍而變為 1. (6) 式中 b 不能為負值, 對應於發射邊界以內的強度分佈只能從點對稱求得 (對稱點為 $(0, \frac{1}{2})$), 因為兩個相補的發射面同時存在時, J 到處為 1.

下面我們對不同的初能量分佈及不同的像平面位置進行具體的計算, 以求得相應的強度分佈 $J(b)$.

A. 單色電子源

1. 極限像平面上的強度分佈可以在 (6) 式中令 $v_0 = 0$ 進行計算, 但不如直接從笛卡爾坐標按點源在極限像平面上的強度分佈 $J(q) = \frac{1}{2\sqrt{1-q^2}}$ 進行積分來得方便, 即

$$J(b) = \frac{1}{\pi} \int_b^1 \left[\int_{-\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} \frac{1}{2\sqrt{1-x^2-y^2}} dy \right] dx = \frac{1}{2} (1-b).$$

當 $b = 0$, $J = \frac{1}{2}$; 當 $b \geq 1$ 時, $J = 0$; 當 $-1 \leq b \leq 0$ 時, $J = \frac{1}{2} (1-b)$; 當 $b \leq -1$ 時, $J = 1$. 此強度分佈是直線, 它與橫坐標有很大的交角 (見圖 4 中 $v_0 = 0$ 曲線).

2. 其他像平面上的強度分佈從下式出發計算比較方便:

$$\frac{J_a \sin 2\alpha \left(\frac{\varepsilon_{\max}}{E} \right)^2 d\alpha \cdot q dq d\varphi}{2\pi r_m^2 q dq} = \frac{J_a}{\pi m^2} \sin \alpha \cos \alpha d\alpha d\varphi = \frac{J_a}{\pi m^2} v_r dv_r d\varphi;$$

其中已令 $\sin \alpha = v_r$; 將此式積分得:

$$J = \frac{2}{\pi} \left[\int_{v_1}^1 v_r \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(v_0 - \sqrt{1-v_r^2})} dv_r + \int_{v_2}^{v_3} v_r \cos^{-1} \frac{b}{2v_r(\sqrt{1-v_r^2} - v_0)} dv_r \right]. \quad (7)$$

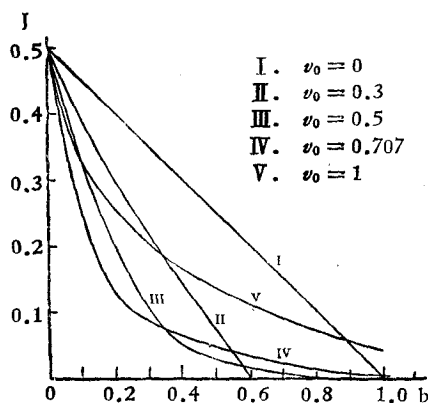


圖 4. 半個平面發射單色電子的面源在不同像平面上的強度分佈

此式進行部分積分後, 可以用第一類和第三類標準橢圓積分表示, 計算時要用到 Zeta 及 Theta 函數, 形式比較複雜, 數值計算也費事, 反不如從 (7) 式進行數值計算來得省事. 如令 $v_0 = 0.3, 0.5, 0.707, 1$ 等數值進行數值積分, 其結果如圖 4 所示. 這裏只畫出 $b > 0$ 的曲線, $b < 0$ 的情況

可以對 $(0, \frac{1}{2})$ 點求對稱曲線而得到. 圖 4 表明在 $v_0 \leq 0.3$ 時, 強度分佈曲線對橫坐標軸有明顯的交角; 當 $v_0 > 0.3$ 後, 強度分佈曲線與橫坐標軸幾乎相切. 這可以用點

源的強度分佈來解釋。

B. 電子初能量按拋物線分佈

1. 在極限像平面上，強度分佈可以利用上篇論文的結果求得如下：

$$\frac{6}{\pi} \int_b^1 q \left\{ \ln \frac{1 + \sqrt{1 - q^2}}{q} - \sqrt{1 - q^2} \right\} \cos^{-1} \frac{b}{q} dq = \frac{1}{2} (1 - b)^3.$$

這是針對 $1 \geq b \geq 0$ 的情況。這強度分佈曲線如圖 5 所示。

2. 在其他像平面上，強度分佈可以按 (6) 式計算，其中 $g(v_r^2 + v_z^2) = 1 - v_r^2 - v_z^2$; $c = 6$ 。因為在點源的情況按上篇論文圖 10，最小的分辨距離是在 $v_0 = 0.45$ ，其數值與在 $v_0 = 0.5$ 平面上的分辨距離相差無幾。可以認為 $v_0 = 0.5$ 平面上的分辨距離（見下一節）在現在的情況下亦應接近最小值， $v_0 = 0.5$ 像平面上的強度分佈見圖 5。

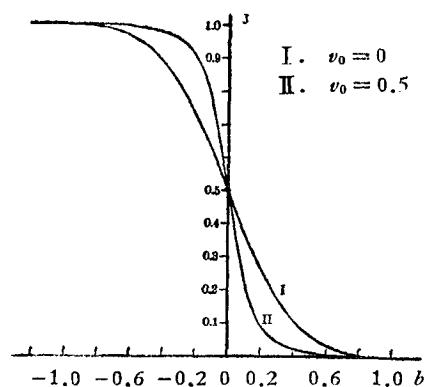


圖 5. 初能量按拋物線分佈半個平面發射電子的面源在 $v_0 = 0$ 及 0.5 像平面上的強度分佈。

C. 電子初能量按其他分佈

只要將有關的 $p(v^2)$ 值代入 (6) 式，便可算得所要的結果；但對極限像平面，最好採用笛卡爾坐標計算。例如 $p = v^4 (1 - v^4)$ （針對金屬薄層），經計算後得 $J = \frac{1}{2} (1 - b) [8 + (3b^2 - 7)b(b + 1)]$ ，這根曲線與圖 5 的曲線相似。

以上的討論表明，不論在任何像平面上，半邊發射電子陰極面的強度分佈總是單調下降的。此結論也可以從單色電子源的強度分佈單調下降看出來，因為其他的能量分佈的電子束可以看成許多單色電子束的疊加，因此將這些相應的單色的強度分佈疊加起來也得出單調下降的曲線。

五. 直線暗條與直線亮條

陰極面上有一條不發射電子的線條，它的寬度為 a ，其長度比寬度大很多倍以致可以看成無窮長。像平面上的強度分佈可以用類似於第三節的方法來計算，但更簡單的方法是將它看成兩個半個平面發射電子的陰極面，因此只要按上一節找它相應的強度分佈，將它們疊加起來便可以得到直線暗條的強度分佈；圖 6 是一個具體例子：電子的初能量按拋物線分佈，對應於直線暗條的寬度為 0.4 時，極限像平面上的強度分佈。當

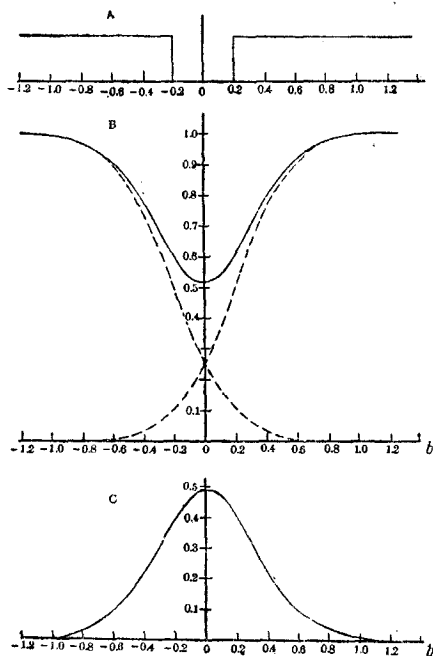


圖 6. A. 直線暗條在物平面上的強度分佈。
B. 與 A 相對應的, 極限像平面上的強度分佈(光電子初能量按拋物線分佈)。
C. 同樣寬度的直線亮條在極限像平面上的強度分佈。

的強度分佈可以從寬度為 a 的直線暗條的強度分佈求得, 如圖 6 中的 c, 因為兩者疊加後為 1。

在電視管與像變換器中, 目前均採用電視的術語, 每厘米或每吋的線條數, 來表示

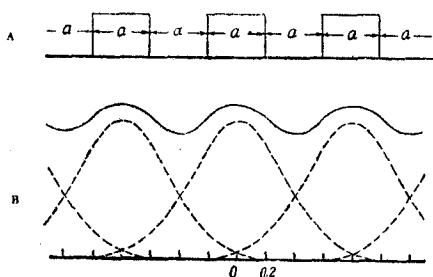


圖 7. A. 物平面上的強度分佈。
B. 極限像平面上的強度分佈(光電子初能量按拋物線分佈)。

0.4。圖中 A 表示陰極面上的強度分佈, B 表示極限像平面上的電子像。由圖 7 得出最小強度與最大強度之比為 0.81, 可見分辨寬度應略大於 $0.4 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$ 。這個明暗交替

寬度 a 減小時, 強度分佈的最低點向上昇; 當 $a = 0$ 時, 此最低點變為 1。假定最低點的數值小於 0.8 時, 才能發現有直線暗條存在, 那麼對應於 $J_{\min} = 0.8$ 所決定的 a 值即定出分辨寬度 $\delta_{0.8}$ 。從圖 4, 5 找 $F(b) = 0.4$ 的 b 值乘以 2 亦定出分辨寬度。例如從圖 4 可以定出單色電子源的分辨寬度與像平面位置 v_0 的關係曲線, 如圖 1 中的曲線 III 所示。從 $v_0 = 0.7$ 到 0.9, 單色電子源直線暗條的分辨寬度都接近於最小值 $\delta_{0.8} = 0.065 \frac{\epsilon}{E}$ 。當初能量按拋物線分佈時, 在極限像平面上, $\delta_{0.8} = 0.15 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$; 在 $v_0 = 0.5$ 像平面上, $\delta_{0.8} = 0.07 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$; 此值接近最小值。這些結果告訴我們在直線暗條的情況下, 最小分辨寬度仍比 Арцимович 院士的結果小一個數量級。

假定直線暗條並不是完全不發射電子, 那麼類似於圓形暗斑的情況也可以進行討論。

寬度為 a 的發射電子的線條, 在像平面上的

分辨本領, 因此討論明暗交替平行線條的強度分佈及分辨寬度具有特殊意義。明暗交替的平行線條可以從點源的強度分佈進行積分而求得, 或者採取更省事的途徑, 即先求得每條寬度為 a 的直線亮條的強度分佈, 然後對應於陰極面上的排列將它們疊加起來。圖 7 是一個具體的例子, 這裏假定光電子初能量是按拋物線分佈, 並且假定亮條與暗條的寬度均為

的分辨寬度約為直線暗條分辨寬度的三倍。同樣，在 $v_0 = 0.5$ 像平面， $\delta_{0.8} = 0.16 \frac{s_{\max}}{E}$ 。至於明暗條寬度不相等或各直線亮條的強度不一致等等情況均可按剛才討論過的精神，從半個平面發射電子的強度分佈出發來求得，但應注意分辨寬度應該用兩個參量表示。

六. 結 束 語

上面已經討論了在軸對稱發射式電子光學系統中，對應於各種簡單幾何形狀的面源在不同像平面上的強度分佈和分辨距離，並且得到一些普遍的公式，如公式(5)，(6)等。只要給定光電子的初能量分佈，我們就可以計算在某個像平面上的強度分佈；所有各種情況，強度分佈都不出現無窮大。本文所獲得的公式和結論都是基於 Арцимович-Recknagel 公式，因此這些公式和結論都是與具體的電子光學系統的結構無關，但不包括磁浸沒發射式系統。事實上，如果陰極上有微弱的磁場存在，我們的公式和結論仍可採用，至於在強的磁浸沒系統中，這些公式究竟引起什麼改變，還有待繼續研究。

本文中所得的公式和結論可以用於均勻平行的電場磁場系統，這種系統的像變換器近年來研究得比較多^[3]，因為在這種理想的系統內，除了球差與色差外，其他像差都不存在。可以證明在這種系統中，陰極面上的磁場強度為任何值時，本文的公式都完全正確。但須注意，在軸對稱浸沒系統中，如果物是正立的，則像是倒立的（第一次成像）；在現在的系統中，物與像都是正立的。

考慮了光電子強度分佈以後的分辨直徑與分辨寬度不僅與光電子初能量分佈、角度分佈及像平面的位置有關，而且與陰極面上面源的幾何形狀有關。在具體計算了一些簡單幾何圖形的面源以後，發現了分辨距離的理論極限比 Арцимович 院士的結果小許多倍。例如在光電子初能量按拋物線分佈的情況下，在 $v_0 = 0.45$ 像平面上，圓形暗斑的分辨直徑 $\delta_{0.8} = 0.06 \frac{s_{\max}}{E}$ ；以及在 $v_0 = 0.5$ 像平面上，直線暗條的分辨寬度 $\delta_{0.8} = 0.07 \frac{s_{\max}}{E}$ ，和等寬明暗交替直線條的分辨寬度 $\delta_{0.8} = 0.16 \frac{\delta_{\max}}{E}$ ；等等。假如我們要知道在其他分辨標準的情況下的分辨距離，我們不難利用本文中的有關曲線和公式來求得。

圖 1 作為例子告訴我們在某種情況下，最清晰的像平面位置應選在什麼地方，像平面的實際位置應按上一篇論文的第八節求得。從圖 1 也可以發現在 v_0 的一定範圍內分辨距離的數值與最小分辨距離的值相差很小。這樣在具體的電子光學系統中，如加速電壓略有改變而引起極限像平面有所改變，假如這樣引起 v_0 的改變是在上述範圍以

內,那麼對像的品質沒有什麼影響。也可以先規定該系統分辨距離的數值,然後設計加速電壓的電源系統;具體例子將在下一篇關於麥克斯韋初速度分佈對像品質影響的論文^[4]中加以討論。

本文與上一篇論文是按照 1956 年 5 月 9 日在北京大學科學討論會物理分會上的報告加以修改和擴充而寫成的。

最後,對於蘇聯專家 О. И. Семан 的幫助和指導表示深切的感謝。

參 考 文 獻

- [1] 吳全德,在發射式電子光學系統中,光電子速度分佈對像品質的影響(I),物理學報,12(1956),419.
- [2] Арцимович, Л. А., Изв. АН СССР, сер. физ. 8 (1944), 313.
- [3] Wendt, G., Annales de Radioelectricité, 39 (1955), 74.
- [4] 吳全德,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,物理學報,13(1957),90.

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЭМИССИОННЫХ ЭЛЕКТРОННО- ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ (II)

У Цюань-дэ

(Пекинский Университет)

Резюме

В настоящей работе рассматривается влияние распределения электронов по скоростям и направлениям в эмиссионных электроннооптических системах на качество изображения.

В отличие от предшествующей работы^[1] в этой работе рассмотрено распределение интенсивностей, возникающее от поверхностных источников на плоскости установки экрана при использовании электроннооптических систем, известных под названием иммерсионных объективов.

Найденным распределением интенсивностей определялось разрешаемое расстояние при определенных критериях разрешения. Всякий раз определяется предельное разрешение, обусловленное только центральными аберрациями. В основу расчетов положены формулы для центральных аберраций по Арцимович, Recknagel. Разрешающая способность определялась в наиболее благоприятной плоскости установки, не совпадающей ни с гауссовой плоскостью изображения, ни с другими используемыми обычно плоскостями, предельной плоскостью изображения или плоскостью наименьшего сечения у изображения. В работе рассмотрены случай отображения круглого света-

щегося пятна, темного пятна, светящейся полуплоскости, светящейся и темной полосы и однородного штрихового источника. Вычисления проведены в первом (классическом) приближении, при определенном критерии разрешения. Предполагается что ещё достигается разрешение смежных участков минимальной и максимальной интенсивности если отношение интенсивностей в них составляет не выше 0.8. Однако формулы содержат возможность определения разрешения и при других критериях.

Предельная разрешающая способность электронного изображения в центральной части изображения в наиболее благоприятной плоскости установки почти на порядок лучше чем значение получаемое раньше по оценке наименьшего сечения пучка. Приведем здесь только один пример. При распределении фотоэлектронов по начальным энергиям по параболическому закону разрешаемый диаметр круглого темного пятна на светлом фоне выражается формулой: $\delta_{0.8} = 0.06 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$, где $\epsilon_{\max}$ — максимальная начальная энергия, E — напряженность поля на катоде. Эта плоскость установки совпадает с гауссовой плоскостью параксиального отображения для частиц с начальной скоростью $0.45 v_{\max}$ ($v_0 = 0.45$). В плоскости $0.5 v_{\max}$ ($v_0 = 0.5$) разрешаемая ширина темной полосы $\delta_{0.8} = 0.07 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$, и в одной и той же плоскости разрешаемое расстояние в бесконечной системе параллельных темных и светлых чередующихся полос одинаковой ширины составляет $\delta_{0.8} = 0.16 \frac{\epsilon_{\max}}{E}$. Ввиду приближенного характера основных предположений эти формулы также являются вообще оценочными.

Найденные результаты указывают о том, что предельная разрешающая способность электронного изображения электроннооптических системах почти на порядок выше чем предполагалось раньше в литературе по электронной оптике на основании более грубых оценок по геометрическому наименьшему сечению пучков.

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