

ブラウン管の界浸レンズの性質について

限 本 寛
☆ 梶 山 美 野

Characteristic of an Immersion-Lens of Cathode-Ray Tube.

By Yutaka KUMAMOTO
Mino KAJIYAMA

Abstract : The characteristic of an immersion-lens of cathode-ray tube having flat disc cathode is shown theoretically and experimentally. The emitting diameter as a function of grid drive is determined by the configuration of potential contours near the cathode. The influence of the flat cathode upon the location of the crossover is also deduced from the study of electron paths within the lens. The result shows that the distance from cathode to crossover point is nearly proportional to the emitting diameter, which in turn is nearly proportional to the grid drive.

1. 緒 言

ブラウン管の陰極、格子及び第1陽極の間に形成される電界は、電子を陰極から導き出してこれをビーム状に集束するレンズ作用があり、陰極はそのレンズ中に浸っているため、界浸レンズと呼ばれている。図1.1はこの部分の電極配置と電子軌道を示す。界浸レンズを出た電子ビームは更に電界又は磁界によって作られる主対物レンズによって集束される様になっている。界浸レンズによる陰極の像は主対物レンズの前に結ばれるのであるが、図に示す様に、その途中で電子ビームが交叉する部分があつて、これをクロスオーバー又は交叉と称し、電子ビームが密集して電子束の切断面積が最小となっている⁽¹⁾⁽⁵⁾⁽⁸⁾⁽¹¹⁾。主対物レンズによって螢光面に投射されるのは、陰極の像よりも交叉の像を結ぶ方が小さくて明るい輝点を得ることが出来る。

主対物レンズに関しては既に電子幾何光学的に論じ尽されているが、界浸レンズに関してはその性質が明らかにされていない。Ruska⁽³⁾, Pierce⁽⁴⁾, Spangenberg⁽⁵⁾等は計算に都合のよい様に彎曲した陰極についてその特性を論じ、又、格子の穴に重点をおいた解析⁽⁵⁾も行われているが実用上広く利用されている平面陰極の界浸レンズ

については殆んど解析が行われていない。

H. Moss⁽¹⁾⁽²⁾は界浸レンズの性状を実験的に調べている。我々は、陰極が平面であることに重点をおいて実験と解析を行った。

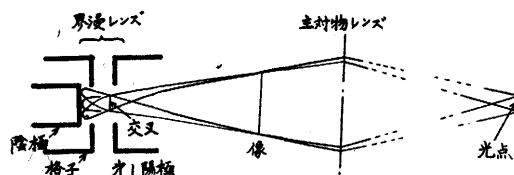


図 1-1 ブラウン管の電子レンズ系

2. 陰極近傍の電界

空間電荷の影響を無視出来る様な小さい電子密度の場合について考えると Laplace の方程式が成立し、軸対称電界であるから、円筒座標を用いると⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.1)$$

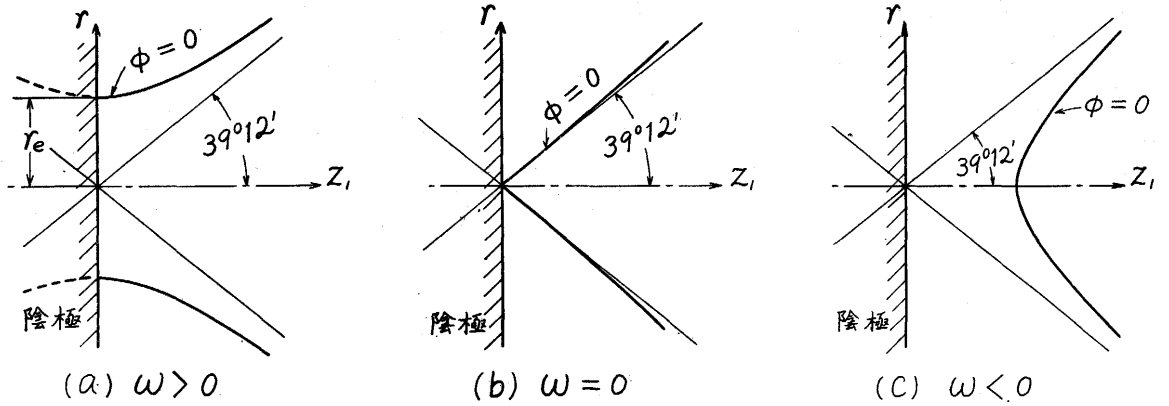
級数解法によつて解くと

$$\phi(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2 s!} \phi_0 \langle 2n+s \rangle (Z_0) Z_1^s \left(\frac{r}{2} \right)^{2n} \quad (2.2)$$

ここに $Z = Z_0 + Z_1$, ϕ_0 は $r = 0$ における ϕ の値である。

陰極近傍における近軸部の零電位線の一般方程

図 2-1 陰極近傍の零電位線



式は(2.2)より

$$0 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2 s!} \phi_0^{(2n+s)}(Z_0) Z_1^s \left(\frac{r}{2}\right)^{2n} \quad (2.3)$$

陰極の z 座標を Z_0 とすれば、平面で等電位の陰極である条件は、すべての r に対して $Z_1=0$ である。これを(2.3)に代入すると

$$\phi_0^{2n}(Z_0)=0 \quad (n=0,1,2,\dots) \quad (2.4)$$

となる。(2.4)を(2.2)に代入すると

$$\begin{aligned} \phi = Z_1 \left\{ \phi_0'(Z_0) + \frac{Z_1^2}{3!} \phi_0'''(Z_0) + \frac{Z_1^4}{5!} \phi_0^{(5)}(Z_0) + \dots \right. \\ \left. - \frac{r^2}{4} \phi_0'''(Z_0) - \frac{Z_1^2 r^2}{24} \phi_0^{(5)}(Z_0) - \dots \right. \\ \left. + \frac{r^4}{64} \phi_0^{(5)}(Z_0) + \frac{Z_1^4 r^4}{384} \phi_0^{(7)}(Z_0) + \dots \right. \\ \left. \dots \dots \dots \right\} \quad (2.5) \end{aligned}$$

すなわち、零電位線は $Z_1=0$ 及び $\{ \dots \}=0$ 最初の式は陰極を表わし、次の式は陰極附近のもう一つの零電位線を表わしている。

$\{ \dots \}=0$ の第1近似式として

$$\phi_0' + \frac{Z_1^2}{3!} \phi_0''' - \frac{r^2}{4} \phi_0''' = 0$$

すなわち

$$\frac{r^2}{4\omega} - \frac{Z_1^2}{6\omega} = 1 \quad (2.6)$$

ここに $\omega \equiv \frac{\phi_0'(Z_0)}{\phi_0'''(Z_0)}$

図 2.1 に示す様に(2.6)は双曲線で、漸近線が軸となす角は

$$\tan^{-1} \sqrt{\frac{4}{6}} = 39^\circ 12' \quad (2.7)$$

である。 Z 軸上に鞍部が存在する場合の等電位線の交叉角⁽⁸⁾は $54^\circ 44'$ の2倍であるから、これと比較すると約 0.66 倍となつている。

図 2.1a は $\omega > 0$ で、陰極面の電位傾度が正の場合である。初速度及び空間電荷の影響が無視出来る場合には、その電子放射半径 r_e は、(2.6)にて $Z_1=0$ において

$$r_e = 2\sqrt{\omega} \quad (2.8)$$

となる。

図 2.1b は、陰極温度が低い場合の遮断点を示すが、実用の陰極温度では放射電子の初速度があるから正確な遮断点とはならない。このことについては8節で述べる。

しかし、電極間電圧比を一定に保つたまま電極電圧を増加すると、初速度の影響が相対的に減ずるので、実際の遮断点に近づく。

図 2.1c の場合は、陰極面の電位傾度が負となり電子放射が行われない。

次に等電位線の曲率半径について述べる。

$r=0, Z_1=Z_{10}$ の点の電位を $\Delta\phi$ とし、これと同電位の点の軌跡を求めるには

$$Z_1 = Z_{10} + z$$

において、(2.5)より第1近似として

$$\Delta\phi = (Z_{10} + z) \left\{ \phi_0' + \frac{(Z_{10} + z)^2}{6} \phi_0''' - \frac{r^2}{4} \phi_0''' \right\} \quad (2.9)$$

となる。(2.9)を計算すればこの等電位線の $r=0$ における曲率は

$$\rho = Z_{10} + \frac{2\omega}{Z_{10}} \quad (2.10)$$

$\omega > 0$ のときは

$$\rho = Z_{10} + \frac{r_e^2}{2Z_{10}} \quad (2.11)$$

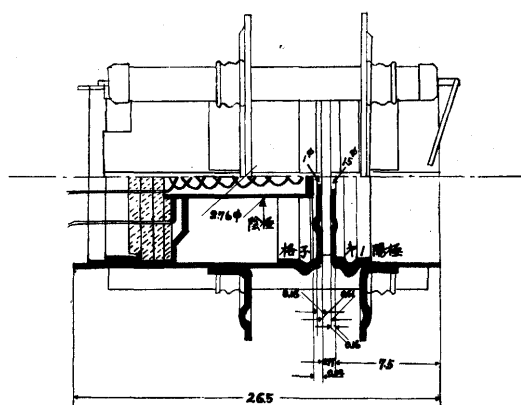
$\omega > 0$ の場合は ρ_{min} が存在し、 $Z_{10} = \frac{r_e}{\sqrt{2}}$

において

$$\rho_{min} = \sqrt{2} r_e \quad (2.12)$$

である。

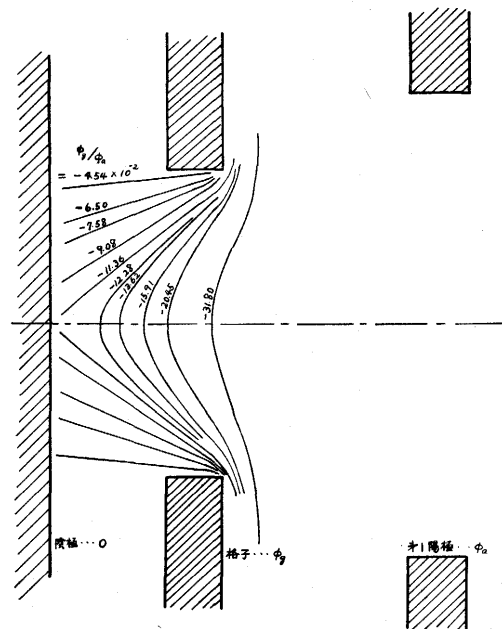
図 3-1 電極構造の例



3. 電解槽による実験

ブラウン管 5FP7 の例をとると、その電極構造は、図 3.1 の通りである。電解槽⁽⁵⁾⁽⁸⁾に使用する

図 3-2 零電位線



る電極模型は、図 3.1 の寸法の100倍とし、陰極、格子の穴及び第1陽極の穴の近傍のみを作った。

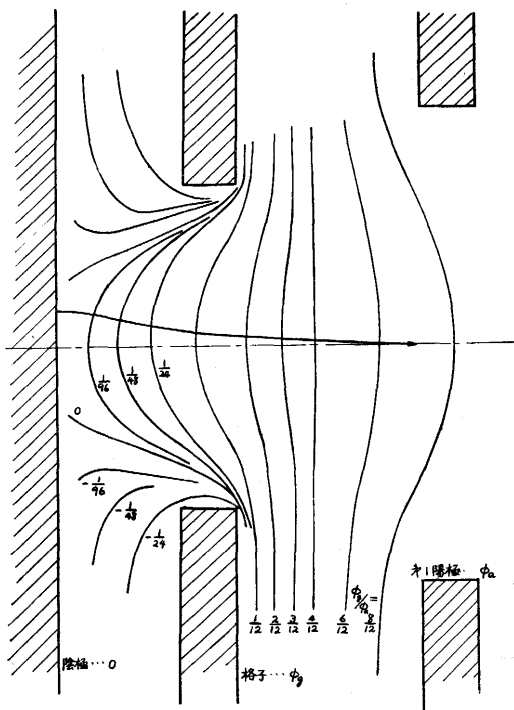
電解槽により電位分布を測定した結果を図 3.2 及び図 3.3 に示す。更に詳細な測定結果については、界浸レンズ系の収差の問題と共に、次の機会に報告する予定である。

図 3.2 において、 $\frac{\phi_g}{\phi_a} = -11.36 \times 10^{-2}$ の零電位

線は、図 2.1 の $\omega = 0$ の場合に相当し、その交角は 79° であつて理論値 $78^\circ 24'$ と一致している。

図 3.3 は $\omega > 0$ の場合を示し、(2.12) が示す様に等電位線の曲率の最小値は陰極より $\sqrt{2} r_e$ だけ離れたところにあることをある程度示している。

図 3-3 等電位線



4. 電子放射半径

式 (2.1) を検討すると、陰極近傍の電界は電極電圧について1次式であるから

$$\omega = \frac{A\phi_g + B\phi_a}{C\phi_g + D\phi_a} = C_1 + \frac{C_2}{C_3 + \eta} \quad (4.1)$$

ここに A, B, C, D は ϕ_g, ϕ_a に無関係の常数、

$\eta = \frac{\phi_g}{\phi_a}$ である。

$0 < \omega \ll 1$ のときは、電子放射半径 $r_e = 2\sqrt{\omega}$ であ

るから

$$r_e = 2 \sqrt{C_1 + \frac{C_2}{C_3 + \eta}} \quad (4.2)$$

ただし (4.2) は r_e が小さいときだけ正しい。

図 3.2 の電解槽による測定結果より r_e を求めると図 4.1 の様になる。実際のブラウン管では $|\eta| \ll 1$ の状態であるから、(4.2) の近似式は

$$r_e = A_1 + B_1 \eta \quad (4.3)$$

この式は Moss⁽²⁾ が実験的に提出した次式と一致する。

$$2y = \frac{\phi_a}{\phi_c} D \quad (4.4)$$

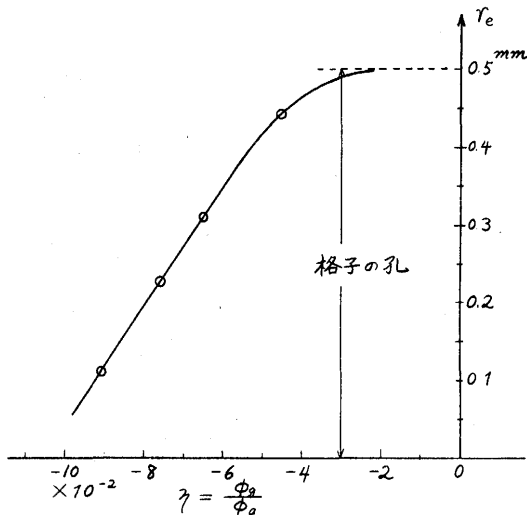
ここに $2y$ = 陰極面の電子放射の直径

ϕ_c = 遮断格子電圧

$\phi_a = \phi_c - \phi_g$ = 格子駆動電圧

又 Moss は $\phi_g = 0$ における放射直径が格子穴の径に等しいことを実験によつて示している。

図 4-1 電子放射半径 (r_e)



5. 陰極近傍の電子軌道

陰極の電位を零とし、電子放射の初速度が無視される場合、電子の運動について、最小作用の原理を適用すると (6)(8)

$$\delta \int_a^b \sqrt{\phi} ds = 0$$

を得る。この特性方程式を求めると

$$2\phi \frac{d^2 r}{dZ^2} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{\partial \phi}{\partial Z} \frac{dr}{dZ} \right) \left\{ 1 + \left(\frac{dr}{dZ} \right)^2 \right\} \quad (5.1)$$

先づ、近軸電子軌道について $\left| \frac{dr}{dZ} \right| \ll 1$ 場合を取

扱うと (5.1) は

$$2\phi \frac{d^2 r}{dZ^2} = \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{\partial \phi}{\partial Z} \frac{dr}{dZ} \quad (5.2)$$

(2.5) により

$$\phi = Z_1 \phi_0' + \frac{Z_1^3}{6} \phi_0''' - \frac{Z_1 r^2}{4} \phi_0''' \dots \dots (5.3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = -\frac{Z_1 r}{2} \phi_0''' - \frac{Z_1^3 r}{12} \phi_0^{(5)} \dots \dots (5.4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} = \phi_0' + \frac{Z_1^2}{2} \phi_0''' - \frac{r^2}{4} \phi_0''' \dots \dots (5.5)$$

電子ビームは軸に沿って存在するから、 Z_1 を 1 次の微小量と考えれば、 r は 2 次の微小量と見做される。この様に考えて 4 次以上の微小量を省略することになれば

$$2 \left(Z_1 \phi_0' + \frac{Z_1^3}{6} \phi_0''' \right) \frac{d^2 r}{dZ^2} + \left(\phi_0' + \frac{Z_1^2}{2} \phi_0''' \right) \frac{dr}{dZ} + \frac{Z_1}{2} \phi_0''' r = 0 \quad (5.6)$$

すなわち

$$2 \left(\omega Z_1 + \frac{Z_1^3}{6} \right) \frac{d^2 r}{dZ^2} + \left(\omega + \frac{Z_1^2}{2} \right) \frac{dr}{dZ} + \frac{Z_1}{2} r = 0 \quad (5.7)$$

$$\text{ここで } \frac{Z_1}{\sqrt{\omega}} = \xi \quad (5.8)$$

なる変換をすれば

$$2\xi \left(1 + \frac{\xi^2}{6} \right) \frac{d^2 r}{d\xi^2} + \left(1 + \frac{\xi^2}{2} \right) \frac{dr}{d\xi} + \frac{\xi}{2} r = 0 \quad (5.9)$$

(5.9) は平面陰極を有するブラウン管の陰極前面の近軸部における電子軌道を示す一般式である (5.9) より

$$r = F \left(\frac{Z_1}{\sqrt{\omega}} \right) \quad (5.10)$$

$1 \gg \omega > 0$ のときは

$$r = F \left(\frac{2Z_1}{r_e} \right) \quad (5.11)$$

(5.11) は重要な意味を持つている。すなわち、(5.11) が陰極からかなり離れた点までも成立するとすると、交叉の位置 Z_{1c} は

$$0 = F \left(\frac{2Z_{1c}}{r_e} \right) \quad (5.12)$$

$$\therefore Z_{1c} \propto r_e \quad (5.13)$$

(5.13) は、交叉の位置が陰極の放射半径 r_e に正比例することを示している。ただし (5.9) は近似式であるから、この結論がどの程度まで正しいか

については後で述べる。

次に(5.9)を解くために、Frobeniusの方法に従って

$$r = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \xi^{\alpha+n} \quad (5.14)$$

とおけば

$$C_0 \alpha(2\alpha-1)=0 \text{ 及び}$$

$$C_{n+2} = -\frac{(\alpha+n)(2\alpha+2n+1)+3}{(\alpha+n+2)(2\alpha+2n+3)} \frac{C_n}{6}$$

従って

$$\alpha=0 \text{ に対し } C_{n+2} = -\frac{n(2n+1)+3}{6(n+2)(2n+3)} C_n \quad (5.15)$$

$$\alpha=\frac{1}{2} \text{ に対し } C_{n+2} = -\frac{(n+1)(2n+1)+3}{6(n+2)(2n+5)} C_n \quad (5.16)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left| \frac{C_{n+2}}{C_n} \right| = \frac{1}{6}$$

故に(5.14)の冪級数は(5.15)、(5.16)の何れに対しても $\sqrt{6}$ の収斂半径を持つ。

$\alpha=0$ に対し

$$r = C_0 \left\{ 1 - \frac{1}{12} \xi^2 + \frac{13}{2016} \xi^4 - \frac{169}{266112} \xi^6 + \dots \right\} \quad (5.17)$$

$$\alpha=\frac{1}{2} \text{ に対する解は } \left(\frac{dr}{d\xi} \right)_{\xi=0} = \infty \text{ となる}$$

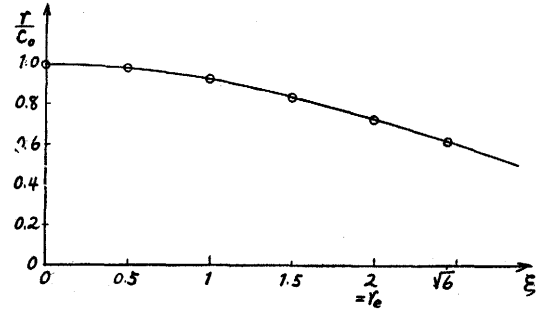
故、 $\left| \frac{dr}{d\xi} \right| \ll 1$ という最初の条件に反し、(5.2)

の近似方程式が成立しなくなるから、最初の基礎方程式(5.1)の解とすることは出来ない。図5.1は(5.17)を計算して求めた理論電子軌道である。

以上の理論を実証するために、電子軌道の画法により(6)(8)、陰極をかなり離れた点までの電子軌道を求めた。その1例を図3.3に示す。図5.1と比較すると、実験軌道と理論軌道は形状が良く似ており、 $Z_1=r_0$ で r は最初の値の73.4%となるべきであるが、 r_0 の小さいときは、実測値もこれに近い値となつてゐる。図3.3にも示されている様に、 $Z_1 > r_0$ となれば電子速度が大となり、かつ電界は平等電界に近くなるので、速度方向は殆んど変更されない。換言すれば電子軌道は $Z_1 < r_0$ において殆んど決定されてしまう。従つて、前述の理論、すなわち、交叉の位置 Z_1 は陰極の電子放射半径に比例すると云うことは十分な意味を持つてい

る。

図 5-1 初速度零の電子軌道



6. 初速度の影響

陰極表面から任意の方向に放射される電子は、軸に垂直な方向へ射出される電子軌道間に収まるそれ故、陰極の中心より、初速度エネルギー $e\Delta\phi$ (e は電子の電荷)を持つて、軸に垂直方向へ飛出す電子の軌道を考えると、(5.1)より

$$2(\phi + \Delta\phi) \frac{d^2 r}{dz^2} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{\partial \phi}{\partial Z} \frac{dr}{dz} \right) \left\{ 1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right\} \quad (6.1)$$

(5.1)の場合と同様に変形すると(5.9)に相当する式は

$$\left\{ 2 \frac{\Delta\phi}{\sqrt{\phi_0' \phi_0'''} + 2\xi \left(1 + \frac{\xi^2}{6} \right) \right\} \frac{d^2 r}{d\xi^2} + \left\{ \left(1 + \frac{\xi^2}{2} \right) \frac{dr}{d\xi} + \frac{\xi}{2} r \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{\omega} \left(\frac{dr}{d\xi} \right)^2 \right\} = 0 \quad \dots \dots (6.2)$$

この式の解の性質を考察してみると

i) 陰極面においては $\frac{dr}{dz}$ が ∞ となる。

ii) 陰極前面では、極く近傍で電界は平等電界と見做されるから、軌道は拋物線となる。(10)

iii) 陰極を遠ざかるにつれて $\frac{dr}{d\xi} = 0$ となる

から、その解は(5.9)の解と一致する。前に出た式(5.16)はi), ii), iii)を満足している。従つて C_0 を適当に選べば(5.16)によつて(6.2)を近似的に満足させることが出来る。すなわち、(5.16)の第1項 $C_0 \sqrt{\xi}$ を(6.2)に代入し、常数項を零ならしめる様 C_0 を選べば、計算結果は

$$C_0 = \frac{r_0 \sqrt{\Delta \phi}}{(\phi_0' \phi_0''')^{1/4}} \quad (6.3)$$

従つて (6.2) の近似解は

$$r = C_0 G(\xi) \quad (6.4)$$

ここに

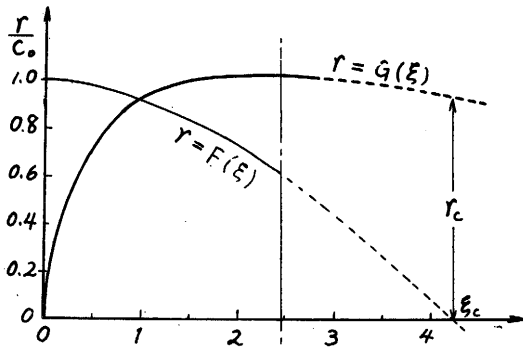
$$G(\xi) = \xi^{1/2} \left(1 - \frac{1}{20} \xi^2 + \frac{1}{240} \xi^4 - \frac{1}{2340} \xi^6 + \dots \right) \quad (6.5)$$

(6.5) の級数の収斂半径は $\sqrt{6}$ であるから $\xi \cong \sqrt{6}$ に対しては計算出来ないが、電解槽による実験結果を検討すると、 ξ が大きいときは軌道方向が殆んど変らない。従つて交叉の大きさは

$$r_c \propto (\phi_0')^{1/4} (\phi_0''')^{-1/4} \sqrt{\Delta \phi} \quad (6.6)$$

と見做すことが出来る。次に

図 6-1 初速度を有する電子の軌道



$$\phi_0(Z_1) = \phi_a F_1(Z_1) + \phi_g F_2(Z_1) \quad (6.7)$$

とおけば

$$\begin{aligned} (\phi_0')_{Z_1=0}^{1/4} &= \{F_1'(0)\phi_a\}^{1/4} \left\{ 1 + \frac{F_2'(0)}{F_1'(0)} \frac{\phi_g}{\phi_a} \right\}^{1/4} \\ &= \{F_1'(0)\phi_a\}^{1/4} (1 + k_2 \eta)^{1/4} \end{aligned} \quad (6.9)$$

同様に

$$(\phi_0''')_{Z_1=0}^{-1/4} = \{F_1'''(0)\phi_a\}^{-1/4} (1 + k_3 \eta)^{-1/4} \quad (6.9)$$

(6.8) 及び (6.9) を (6.6) に代入すれば

$$r_c = \frac{k_1(1+k_2\eta)^{1/4}(1+k_3\eta)^{-1/4}}{\sqrt{\phi_a}} \sqrt{\Delta \phi} \quad (6.10)$$

$$\eta \equiv \frac{\phi_g}{\phi_a} \quad \text{が小さいときには}$$

$$r_c \approx \frac{k_1(1+k\eta)}{\sqrt{\phi_a}} \sqrt{\Delta \phi} \quad (6.11)$$

となる。すなわち交叉の大きさは電子放射の初速度に比例し、陽極電圧の $1/2$ 乗に逆比例し、格子変調にも関係している。

(6.11) は Ruska⁽³⁾, Law⁽¹⁰⁾, Moss⁽²⁾, Langmuir⁽¹²⁾

等が異つた方法で導いた式と本質的には矛盾しない。

7. 界浸レンズの倍率及びビームの発散角

ここでは、倍率 m を、界浸レンズを出るビームが軸となす角であると定義する。交叉の先では平等電界であると仮定すると⁽⁸⁾、交叉の先の軌道は拋物線

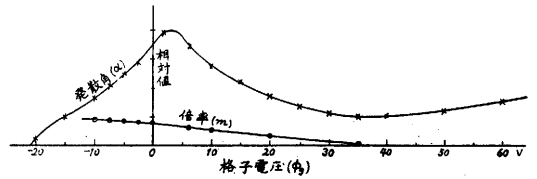
$$r = B + 2\sqrt{A(Z-A)} \quad (7.1)$$

となる。交叉の Z 座標を Z_c とすると

$$\left(\frac{dr}{dZ} \right)_{Z=Z_c} = \sqrt{\frac{A}{Z_c - A}} = \frac{1}{kZ_c} \quad (7.2)$$

としてよい事は (5.17) より解る。(7.2) の初期条件のもとにレンズの出口 $Z=L$ における勾配を求めると

図 7-1 倍率と発散角



$$m = \left(\frac{dr}{dZ} \right)_{Z=L} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1+k^2 Z_c^2}{Z_c} L - 1}} \quad (7.3)$$

Z_c は近似的に r_c に比例し、 r_c は近似的に格子駆動電圧に比例する。

$$\text{一般に } \left(\frac{dr}{dZ} \right)_{Z=Z_c}$$

は極めて小さく、従つて k の値は非常に大きい。倍率が格子駆動電圧によつて変化する程度を実測した例を図 7.1 に示す。図 7.1 は、図 7.2 の写真より求めたものである。図 7.2 はブラウン管 5FP7 について、ヒーター電圧を規格値より低くとり、電子放射の初速度を無視し得る程度に小さくした状態で、格子バイアスのみを変化したとき発光面上に得られる像を撮影したものである。この様な状態では、陰極に垂直な方向のみにしか電子が放射されないで、焦点深度は無限大で、電極電圧をどの様に変化しても陰極の像が得られる。写真に見られる黒斑は、陰極面で電子放射が少ないところである。図 7.1 は、この黒斑の特定の 2 点に着目して、その距離を測定して得たものである。図 7.1 を見ると、倍率変化は極めて小さく、実用の動作範囲では殆んど一定である。

以上の議論を最外側電子に適用すると、界浸レ

レンズを出る電子ビームの発散角が得られる。電子放射の初速度を無視すると、最外側電子軌道の方程式は5節で述べた様に

$$r = r_e F(\xi) = r_e F\left(\frac{2Z_1}{r_e}\right) \quad (7.4)$$

交叉における傾斜は

$$\left(\frac{dr}{dZ}\right)_{Z=Z_c} = 2F'(\xi_c)$$

ξ_c は5節の結論によると一定であるから

$$\left(\frac{dr}{dZ}\right)_{Z=Z_c} = \frac{1}{C} = \{2F'(\xi_c)\} \quad (7.5)$$

(7.5) を (7.1) に代入すると、発散角は

$$\begin{aligned} \alpha &\equiv \left(\frac{dr}{dZ}\right)_{Z=L} = \frac{1}{\sqrt{\frac{C^2+1}{Z_c} L - 1}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\frac{L}{Z_c} - 1}} \quad \text{ただし } C^2 \ll 1 \end{aligned} \quad (7.6)$$

Z_c は前述の様に格子駆動電圧に大体比例するから

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\frac{K}{\phi_a} - 1}} \quad K \text{ は定数} \quad (7.7)$$

(7.7) の前提 (7.5) は r_e すなわち電子放射半径が小さくないと成立しないから、(7.7) は格子駆動電圧 ϕ_a が小さいときのみ成立する。図7.1はブラウン管5FP7の発光面上の像(すなわち、図7.2)の大きさを測定して得たものである。図7.1において、 $\phi_g = 2.5V$ で曲線が(7.7)式を急にはずれてくるのは、交叉が界浸レンズの外に出ることを示している。H. Moss は α について次の実験式を示している。(2)

$$\sin \alpha = K \frac{\phi_a}{\phi_c} \quad (7.8)$$

この曲線は図7.2の $\phi_g < 0$ の部分に似ている。

8. 陰極の放射電子流

陰極面における放射電子流の密度は、陰極表面の電界の強さの n 乗に比例すると仮定する。

(2.5) より

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \phi}{\partial Z}\right)_{Z=0} &= \phi_0' - \frac{r^2}{4} \phi_0''' + \frac{r^4}{64} \phi_0^{(5)} \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (8.1)$$

従つて、電流密度 i は

$$\begin{aligned} i &= K \left(\phi_0' - \frac{r^2}{4} \phi_0''' \right)^n \\ &= K \phi_0' \left(1 - \frac{r^2}{4\phi_0'} \phi_0''' \right)^n \end{aligned}$$

$$= K \phi_0' \left(1 - \frac{r^2}{r_e} \right)^n \quad (8.2)$$

$n = \frac{3}{2}$ として全電流 I を計算すると

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{r_e} i \cdot 2\pi r dr \\ &= \frac{2}{5} K \pi (\phi_0')^n r_e^2 \end{aligned} \quad (8.3)$$

図8.1の実験結果によつて示される様に、格子電圧を遮断値に極めて近くして場合は放射電子の初速度に基づいて放射半径 r_e の変化が認められるが、格子電圧が遮断値から少し外れると電子放射の初速度に基づく r_e の変化は殆んど認められない。以上の議論によれば、陰極面の電流密度分布は釣鐘状2次曲線に近いが、初速度の影響を強く受ける範囲ではガウスの誤差曲線状の分布となるまた陰極温度が低い場合は中央部分は飽和して扁平な釣鐘状となる。

次に格子駆動電圧 ϕ_a と放射電流との関係を求めておこう。(6.7) より

$$\phi_0'(Z_0) = \phi_a F_1'(Z_0) + \phi_g F_2'(Z_0) \quad (8.4)$$

格子遮断電圧を ϕ_{gc} とすると

$$0 = \phi_a F_1'(Z_0) + \phi_{gc} F_2'(Z_0) \quad (8.5)$$

(8.4) - (8.5)

$$\begin{aligned} \phi_0'(Z_0) &= (\phi_g - \phi_{gc}) F_2'(Z_0) \\ &= \phi_a F_2'(Z_0) \end{aligned} \quad (8.6)$$

(8.6) を (8.3) に代入すると放射電流は

$$I \propto \phi_a^{3.5} \quad (87)$$

これは実験結果と近似し、Moss⁽²⁾ もこのことを確めている。

9. 結 言

以上、ブラウン管の陰極近傍の電界及び電子軌道の計算を基にして、界浸レンズの特性を明らかにし、実験結果の説明に役立てた。しかし、計算によると、(6.11) が示す様に光点の大きさは陽極電圧の $\frac{1}{2}$ 乗に逆比例する筈であるが、実測の結果は、陽極電圧を高めても光点の大きさはそれ程小さくならない。

G. Liebmann⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ もこれを実験し、その理由を説明する為に、クロスオーバー説を否定し光点は陰極の像であるとした。H. Moss はこれに反論を加えてクロスオーバー説を支持した。しかしいずれも決定的な論拠に乏しい。実測値と理論式のこ

の様な相違は空間電荷又は電子相互の反撥が少ないときにも存在する。これに対して、我々は収差の問題を重要視せねばならないと思う。図 7.2 の陰極の像を観察すると、中央の黒点はまるく、周囲の方は軸方向に引伸ばされている様に見える。これは r について 3 次収差があることを意味する又電解槽によつて得られた等電位図上に電子軌道を書いて見ると、収差がかなりあることがわかる従つて実際の交叉は、収差を無視した理論式の様に単純でなく、より複雑な最小錯乱円の問題として取扱う必要がある。このことについては更に調査の上別の機会に述べる予定である。

参 考 文 献

1. H. Moss: J. Brit. Inst. Rad. Eng., 5, 10-26 (1945)
2. H. Moss: J. Brit. Inst. Rad. Eng., 6, 99-130 (1946)
3. E. Ruska: Zeitschrift für Phys., 83, 684-698 (1933)
4. J.R. Pierce: J. App. Phys., 11, 548-554 (1940)
5. K. Spangenberg: Vacuum Tubes, McGraw-Hill, (1948)
6. I. G. Maloff & D.W. Epstein: Electron Optics in Television, McGraw-Hill, (1938)
7. H. Bush: Ann. der Phys., 81, 974 (1926)
8. V. K. Zworykin & G.A. Morton: Television, Wiley, (1940)
9. Zworykin, Morton & Ramberg: Electron Optics & Electron-Microscope, 403, 405
10. R.R. Law: Proc. I.R.E., 25, 954 (1937)
11. Soller, Starr & Valley: Cathode-Ray Tube Displays, McGraw-Hill, (1948)
12. D. B. Langmuir: Proc. I.R.E., 22, 977 (1937)
13. G. Liebmann: Proc. I.R. E., 33, 381-389 (1945)
14. G. Liebmann: Proc. I.R. E., 34, 580-586 (1946)
15. 限 本 寛: 電子工学 (1952)

図 7.2 発光面上の陰極の像

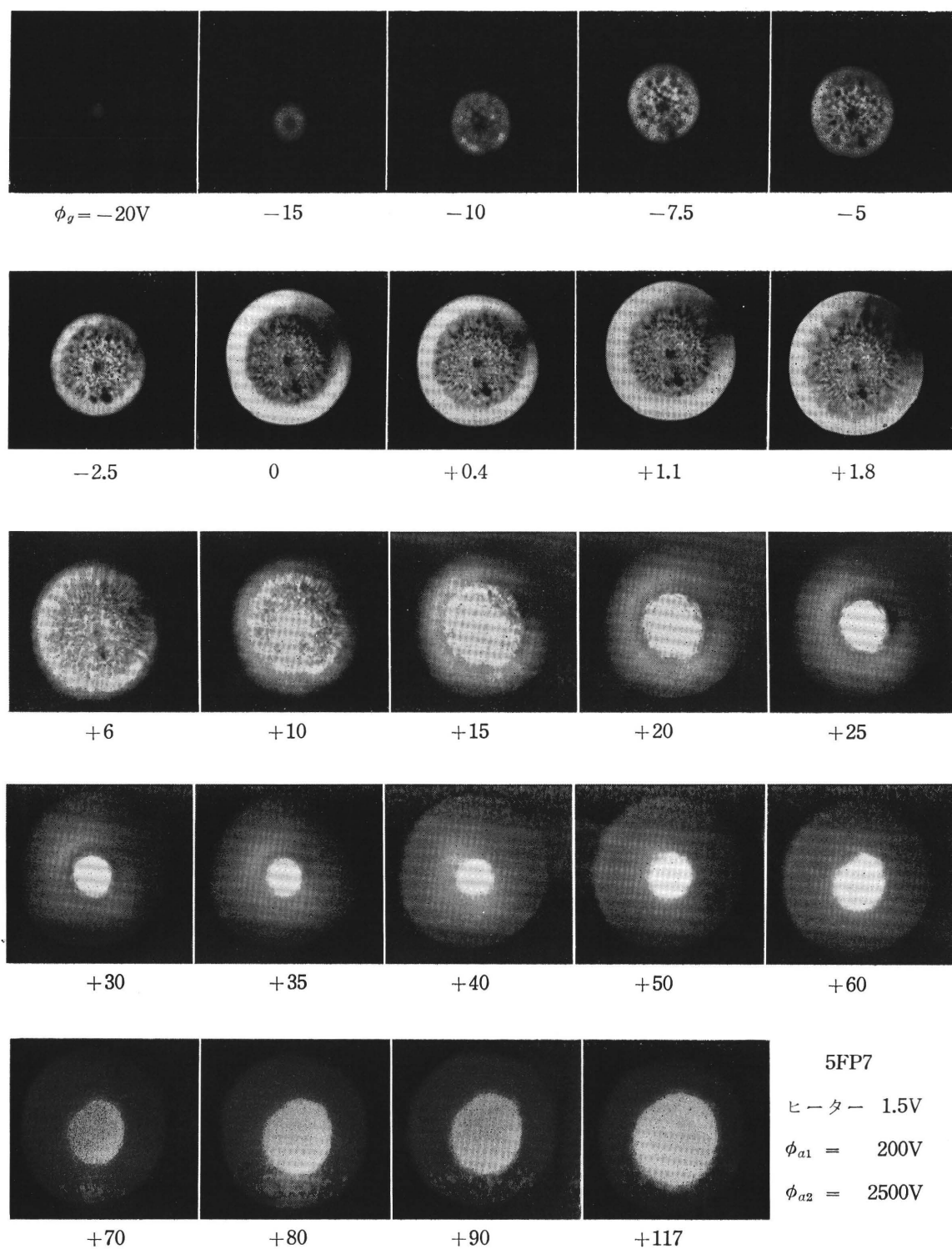
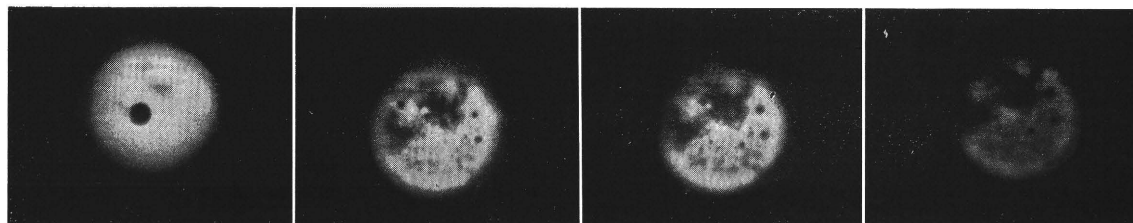


図8.1 ヒーター電圧による放射面積の変化

5FP7 $\phi_{a1}=200V$ $\phi_{a2}=2500V$

$\phi_g=-10V$



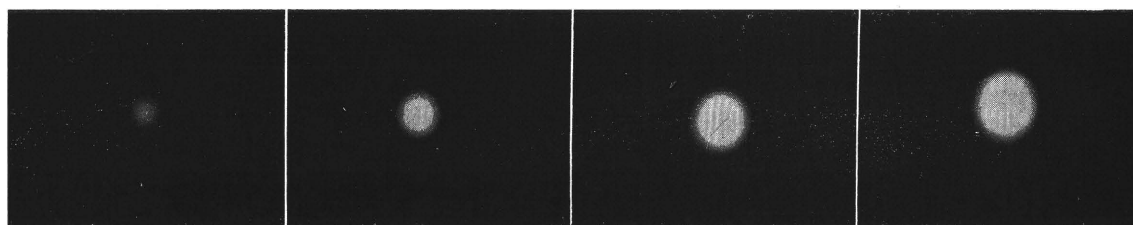
$V_f=1V$

2V

3V

5V

$\phi_g=-20V$



$V_f=1V$

2V

3V

4V