

ショットキー放出型電子銃の電子軌道解析と収差の評価

Numerical Analysis of Electron Trajectories in a Schottky Electron Gun:
Evaluation of Aberrations at Different Positions of Extraction Electrode

成瀬 貴臣[†], 飯吉 僚^{††}

Takaomi NARUSE, Ryo IIYOSHI

Abstract Electron trajectories in a Schottky emission electron gun were traced with numerical method at different positions of the extraction electrode as keeping the tip field constant. The aberrations of the electric field lens were examined using a relation between the size and the divergence angle of the virtual source estimated from the minimum cross section of the asymptotes of the traced trajectories in a field-free space behind the extraction electrode. The aberrations are reduced as decreasing a distance between the cathode tip and the extraction electrode. The reduction is caused by a divergence field lens in front of the tip facet of the cathode.

1. はじめに

電子デバイスの性能は大規模集積回路 VLSI や高密度記憶装置などに見られるように、微細化技術の進展によって飛躍的に向上している。この分野の進展に重要な役割を果たしている装置の中に、物質を原子レベルで観測・測定・分析する電子顕微鏡や電子線微量分析装置や、ナノスケールのパターン描画を可能にする電子線描画装置などの電子ビーム応用装置がある。微細化技術の進展にともない、各装置の性能をさらに向上する研究が電子ビーム工学の分野において進められている。

上記のような電子ビーム応用装置においては、利用する電子ビームの輝度が高いことが求められる。輝度とは単位立体角あたりの電子流密度で定義される電子光学的輝度である。ショットキー放出型電子銃は、LaB₆ 陰極を電子源として使用した熱電子放出型電子銃に比べて 3 桁程度

高い輝度¹⁻³⁾を与える。このため、この電子銃は電子ビーム応用装置に広く利用されている。輝度は電子放出密度とビーム開き角から理論的に求めることができるが、実際の装置で測定した輝度は理論値以下の値になることが多い。その原因の一つは、電子銃内部の電界レンズがもつ収差にある。レンズ収差が大きいと「実効的な電子源」のサイズは増加して輝度は低下してしまう。

この研究はショットキー放出型電子銃の電子軌道を数値解析して、「実効的な電子源」すなわち「虚電子源」が形成される様子を調べることと、電子銃内部の電界レンズの収差を評価することを目的として進めている。すでに、シールド電極と第 1 陽極の距離が 0.8 mm^{4,5)} の場合と、0.5 mm⁶⁾ の場合についての解析結果を報告した。

2 つの解析結果を比較すると、後で述べるように実効的な電子源が形成される様子が違いがあることがわかった。この違いを調べるために、シールド電極と第 1 陽極の距離を変えた電極モデルを用意して、同様の解析を進めることにした⁷⁾。本報告では、シールド電極と第 1 陽極間隔の距離を 0.5~1 mm まで変えたときの軌道を解析して、第 1 陽極位置と収差の関係を調べた結果について述べたい。

[†] 愛知工業大学 大学院 工学研究科
電気電子工学専攻 (豊田市)

^{††} 愛知工業大学 工学部 電気学科
電子工学専攻 (豊田市)

2. 電子銃の構造と動作電圧

ショットキー放出型電子銃の構造（電極モデル）を図1に示す。電子銃は陰極、シールド電極、第1陽極、第2陽極の4電極で構成される。各電極は光軸に対して回転対称の形状である。陰極先端付近の拡大図を図2に示す。陰極先端はシールド電極から $h = 0.25 \text{ mm}$ 程度突き出して配置される。陰極にはタングステンが使用されていて、先端表面は ZrO 層で覆われている。タングステンの平均的な仕事関数は 4.5 eV 程度の値であるが、 ZrO 層を形成すると 2.9 eV 程度の値に低下する。

陰極はヒーターによって $1,800 \text{ K}$ 程度に加熱する。このため陰極の側面やヒーターから熱電子が放出される。このような余分な電子放出を抑えるために、シールド電極には陰極に対して -300 V 程度の負電圧を印加している。第1陽極には陰極に対して数 kV の正電圧を印加して、陰極先端に高い電界を発生させる。高い電界によって陰極先端の電位障壁が減少するショットキー効果が現れる。仕事関数の低下とショットキー効果によって電子放出密度は大きな値になる。第1陽極によって引き出した電子は、第2陽極で必要なエネルギーに加速あるいは減速して利用する。

陰極先端の形状を図3に示す。陰極を加熱しながら先端に電界を加えると、先端には図3に示すような平坦な(100)結晶面が形成される³⁾。この面をファセットと呼ぶ。陰極先端の曲率半径を r_{tip} としたとき、ファセットの半径 r_{facet} は $0.3 r_{tip}$ に程度になる。この関係は $r_{tip} = 2 \mu\text{m}$ の範囲まで成立する。電極モデルの陰極先端曲率半径 r_{tip} は $1 \mu\text{m}$ 、ファセット半径は $0.3 \mu\text{m}$ とした。

陰極先端の電界は放出電子のエネルギー分布に影響を与える。電子銃はエネルギー分布の幅が小さいビームを与えることが求められる。電界を高くすれば、ショットキー係数が大きくなって電子放出量は増加するが、トンネル電子の量が増加するので放出電子のエネルギー幅は増加してしまう。エネルギー幅を小さく保つためには、電界を制限する必要がある。電界強度は $8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$ とした。

3. 解析方法

電界は表面電荷法で解析した⁴⁾。解析に使用した電極モデルを図4に示す。電極表面上の小さな線は電界解析のための表面分割位置を示している。電界が大きく変化する陰極先端付近は、離散化誤差を低減するために細かく分割した。陰極先端曲率半径 $r_{tip} = 1 \mu\text{m}$ 、ファセット半径 $0.3 \mu\text{m}$ とし、先端の突き出し距離 $h = 0.25 \text{ mm}$ 、シールド電極と第1陽極の開口部直径 0.4 mm とした。シールド電極と

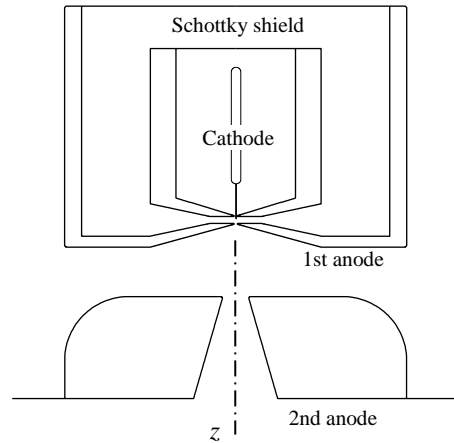


Fig. 1. Schottky emission gun.

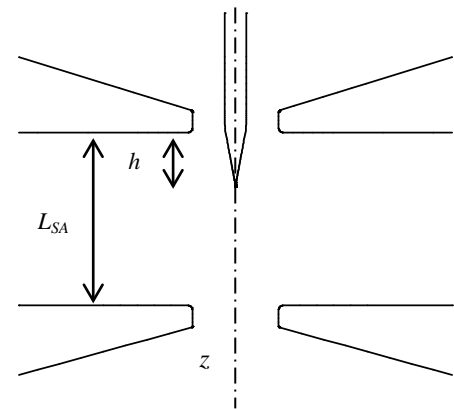


Fig. 2. Electrode geometry near the cathode tip
Cathode wire is 0.1 mm in diameter.

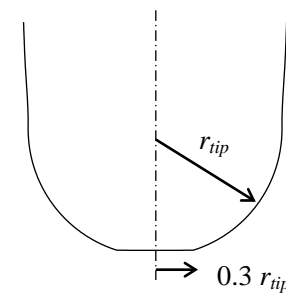


Fig. 3. Enlarged view of the faceted cathode tip

第1陽極の距離 L_{SA} は $0.5, 0.6, 0.7, 0.75, 0.8, 0.9, 1.0 \text{ mm}$ の解析モデルを7つ用意した。第2陽極の上面は陰極先端から 9.2 mm とした。

電極電圧は、陰極 0 V 、シールド電極 -300 V とした。第1陽極の電圧は、陰極先端の電界強度が $F = 8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$ 一定になるように $4.2 \sim 8.5 \text{ kV}$ の範囲で調節した。このときのショットキー係数は $1,250$ になる。第2陽極の電圧は第1陽極と同じ値にした。

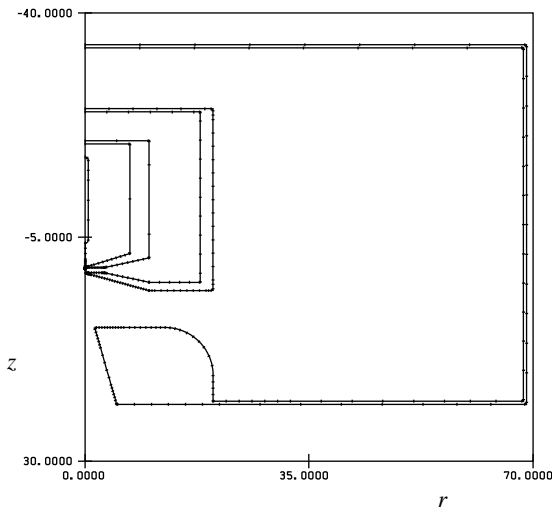


Fig. 4. Numerical model of electrode
70 mm × 70 mm square area

軌道解析には Direct Ray-tracing 法を用いた⁵⁾。この方法は電子に働くローレンツ力を微小時間区間で数値積分して軌道を計算する方法である。微分運動方程式は電荷/質量比 e/m を含めた時間で規格化した。規格化時間に e/m を含めることで、素電荷や質量の限られた有効桁によって発生する累積誤差を除去した。微分方程式の解法には、Adams-Moulton 法 (予測子-修正子法)を採用した。

軌道は次の条件で解析した。電子の放出範囲はファセットの範囲($r \leq 0.3 \mu\text{m}$)とし、放出位置 r_0 は等間隔にとった。放出位置は z_0 を表面から 5 nm 離れた位置にした。電子の放出エネルギーは 0~0.5 eV の範囲、放出角度は 0° とした。

4. 軌道解析結果と収差の評価

陰極先端付近の電位分布と電子軌道を図 5 に示す。これはシールド電極と第 1 陽極の距離 $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$ 、第 1 陽極電圧 $V_{A1} = 6.8 \text{ kV}$ のときの結果である。陰極先端付近 $1 \mu\text{m}$ の範囲の等電位面 (10 V 間隔) と電子軌道を示している。等電位面の間隔は陰極表面近くで狭くなっていて、表面の電界が高いことがわかる。図 6 に陰極先端の電界強度分布を示す。距離 $L_{SA} = 0.5, 0.75, 1.0 \text{ mm}$ のときの電界強度分布である。先端電界強度を $8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$ にするように V_{A1} を調整 (4.2, 6.3, 8.5 kV) すれば、 L_{SA} を変えた場合でも電界強度は同じ分布である。

ファセットの中心近くから放出した電子は、光軸とほぼ平行に進むので軌道発散角は小さい。放出位置がファセットの中心から離れると発散角は大きくなる。ファセットに近い領域の電界は発散レンズの作用をもつ。

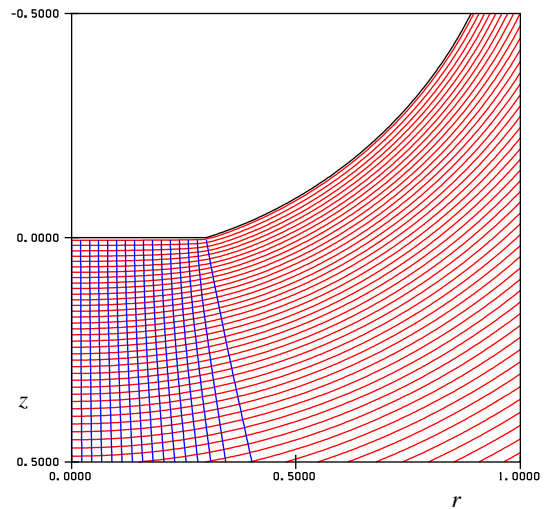


Fig. 5. Potential distribution and electron trajectories near the cathode tip. $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ square area. $V_S = -300 \text{ V}$. $V_{A1} = V_{A2} = 6.8 \text{ kV}$. $\Delta r = 20 \text{ nm}$. $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$. $E_0 = 0 \text{ eV}$.

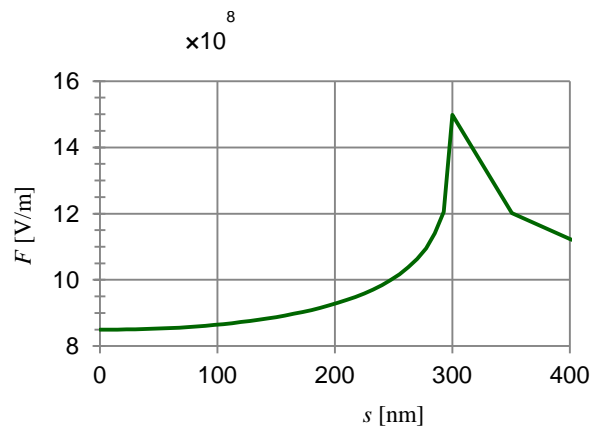


Fig. 6. Distribution of the field strength $F(s)$ along the cathode tip surface. The tip field is $8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$. The same distribution is obtained when $L_{SA} = 0.5 \text{ mm}$ ($V_{A1} = 4.2 \text{ kV}$), 0.75 mm (6.3 kV), and 1.0 mm (8.5 kV).

電子軌道は第 2 陽極を通過したあと直線になる。この直線軌道の漸近線を陰極側に差し戻したときに形成される最小断面が「実効的な電子源」になる。実効的な電子源は虚電子源とも呼ばれる。虚電子源は実際の電子源(陰極表面)とは異なる位置に形成する。本研究では、電子軌道を第 2 陽極の後方($z > 30 \text{ mm}$)まで数値解析したあと、直線状になった軌道の漸近線を陰極側に差し戻して最小断面の位置とサイズを調べる方法⁸⁾を用いて、虚電子源の位置やサイズ、発散角を評価した。

漸近線軌道が虚電子源を形成する付近を拡大した様子を図 7 に示す。発散角が最も大きい漸近線軌道は、ファセットの端の近くから放出した電子の漸近線軌道であり、こ

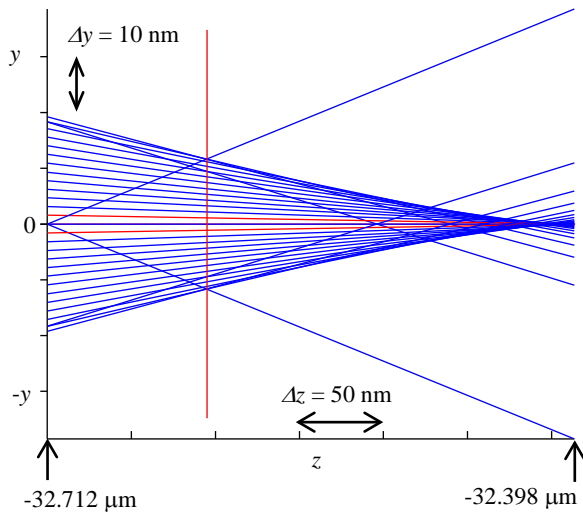


Fig. 7. Asymptotic trajectories near the virtual source at $L_{SA} = 0.8$ mm ($V_{AI} = 6.8$ kV). $V_S = -300$ V. $E_0 = 0$ eV. $\Delta r = 20$ nm.

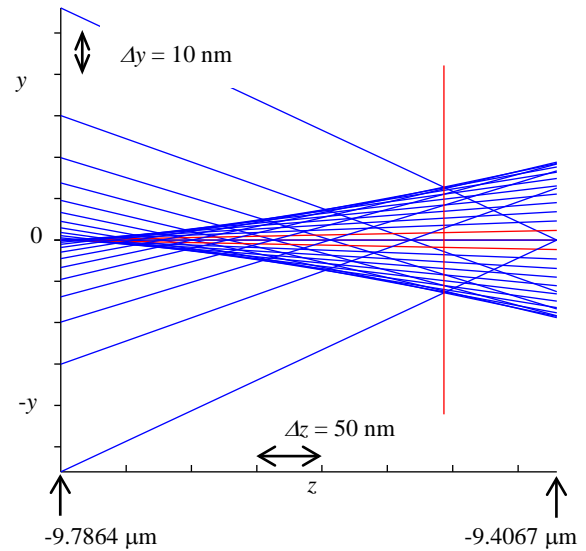


Fig. 9. Asymptotic trajectories near the virtual source at $L_{SA} = 0.5$ mm ($V_{AI} = 4.2$ kV). $V_S = -300$ V. $E_0 = 0$ eV. $\Delta r = 20$ nm.

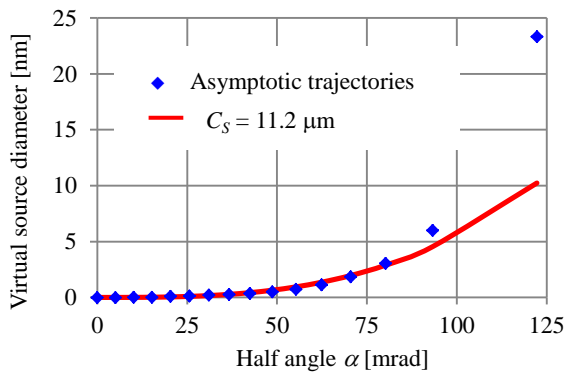


Fig. 8. Virtual source diameter as a function of the half-angle α of the asymptotic trajectories. $L_{SA} = 0.8$ mm ($V_{AI} = 6.8$ kV).

の軌道の発散角は 122 mrad である。漸近線軌道は陰極先端 ($z = 0$) の後方 $z = -32.2$ mm 付近の位置に直径 23.3 nm の最少断面を形成している。この断面が虚電子源に相当する。

発散角を制限すれば虚電子源の直径は小さくなる。発散角と虚電子源直径の関係を図 8 に示す。漸近線軌道から評価した虚電子源の直径は、発散角が 93.2 mrad のとき 6.00 nm であるが、発散角を 80.2 mrad に制限すると 3.07 nm に減少する。虚電子源の直径が発散角によって変化するのは、電界レンズの球面収差によるものである。

虚電子源の直径と発散角および球面収差との関係は次式で与えられる⁹⁾。

$$\delta d_s = \frac{1}{2} C_s \alpha^3 \quad (1)$$

ここで δd_s は最小断面の直径、 α は発散角、 C_s は球面収差係数である。図 8 に示した曲線は C_s を 11.2 μm とおいて式(1)で計算した断面直径である。漸近線軌道から評価した虚電子源の直径は、発散角 75 mrad までの範囲で計算値とほぼ一致している。この方法で電界レンズの球面収差係数を $C_s = 11.2 \mu\text{m}$ と評価した。

図 9 は $L_{SA} = 0.5$ mm、 $V_{AI} = 4.2$ kV のときに得られる結果である。 L_{SA} を短くすると、虚電子源はファセット後方 $z = -9.6 \mu\text{m}$ 付近に形成される。このときの焦点位置と発散角の関係は図 7 と逆になっている。電界レンズの球面収差係数は正あるいは負の値をもつ。図 7 に示すように焦点位置が発散角の増加とともに $-z$ 方向に移動する場合は正、図 9 に示すように $+z$ 方向に移動する場合は負の値になる。 L_{SA} を短くすると、球面収差係数は負の値になることがわかった。

色収差は放出エネルギーが異なる軌道を解析したあと、漸近線軌道の焦点位置の差から求めた。放出エネルギーが 0 eV と 0.5 eV の電子軌道の漸近線が光軸と交わる位置を調べた結果を図 10 に示す。放出エネルギーを変えると、焦点位置に差 Δf が生じる。この差は色収差によるものである。発散角が大きい軌道は、球面収差の影響も受けている。球面収差は発散角 α の 3 乗に比例するので (式(1))、発散角が小さい軌道については球面収差の影響は無視できる。色収差は発散角が小さい軌道の Δf から評価した。

放出エネルギー E_0 と焦点位置の差 Δf の関係を図 11 に示す。放出エネルギーを増加すると焦点位置の差は大きくなる。 $E_0 = 0.1$ eV のときの Δf は 22.5 nm、0.5 eV のときの Δf は 52.6 nm になる。この差は電界レンズがもつ色収差によ

って生じている。放出エネルギー E_0 と焦点位置の差 Δf および色収差係数 C_{Ch} の関係は次式で与えられる⁹⁾。

$$\Delta f_{Ch} = C_{Ch} \sqrt{\frac{\Delta V_i}{V}} \quad (2)$$

ここで Δf_{Ch} は焦点位置の差、 C_{Ch} は1/2次の色収差係数、 ΔV_i は放出エネルギーを与える電圧($E_0 = e\Delta V_i$)、 V は陽極電圧である。図12に示した曲線は C_{Ch} を $6.17 \mu\text{m}$ と置いて式(2)で計算した値である。色収差係数 C_{Ch} は漸近線軌道から求めた Δf をプロットしたあと、プロットした値と式(2)で計算した値が一致する係数 C_{Ch} を探す方法で求めた。電極の電圧変動 ΔV も色収差をもたらす原因になる。電

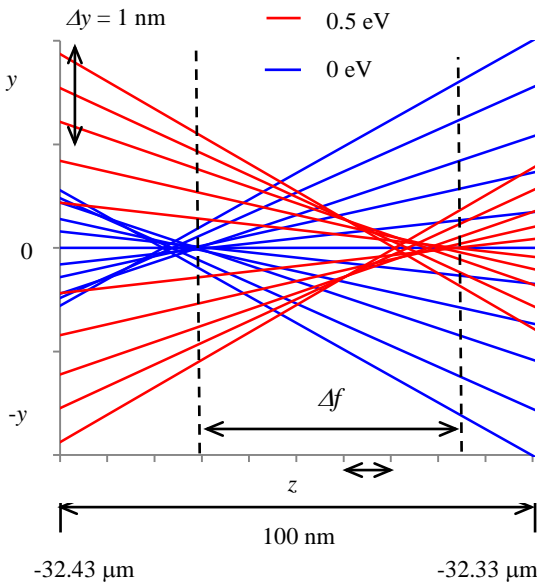


Fig. 10. Asymptotic trajectories near the focus for the electrons emitted with energies of $E_0 = 0$ and 0.5 eV . Emitting position $r_0 = 20\text{-}100 \text{ nm}$. $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$.

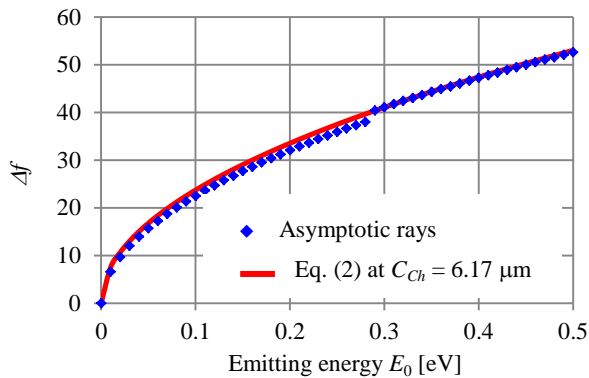


Fig. 11. Relation between the defocus Δf and the emitting energy E_0 . Emitting position $r_0 = 3.75 \text{ nm}$. The curve corresponds to the calculated values using eq. (2) and $C_{Ch} = 6.17 \mu\text{m}$. $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$.

子ビーム加速用電圧源の電圧安定度は 10ppm ¹¹⁾すなわち 10^{-5} 以下の値である。電圧安定度を 10^{-5} とすると、第1陽極電圧が 6.8 kV の場合の電圧変動はと非常に小さい値 $\pm 0.068 \text{ V}$ になり、電子軌道の変化もわずかになる。そこで、第1陽極電圧を $6.8 \text{ kV} \pm 0.5 \text{ V}$ の範囲で変えて、各電圧で電界と電子軌道を解析して、第1陽極電圧 V_{A1} と焦点位置の差 Δf の関係を調べた。結果を図12に示す。第1陽極電圧が $\pm 0.5 \text{ V}$ 変化すると、焦点位置は $\pm 250 \text{ pm}$ 変化することがわかった。焦点位置は電圧にほぼ比例して変化する。

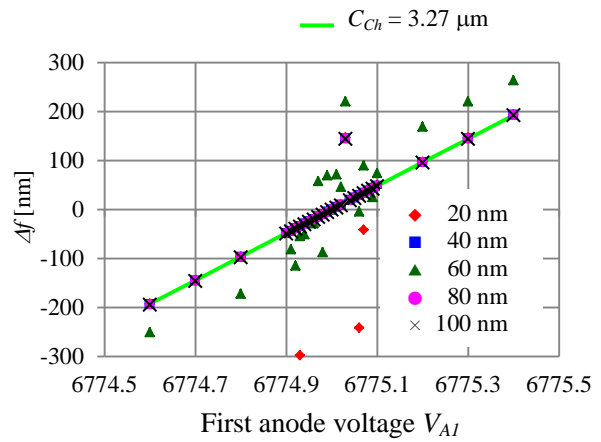


Fig. 12. Defocus Δf caused by the voltage fluctuation of the first anode. Emitting position $r_0 = 20\text{-}100 \text{ nm}$. The line is for the calculated values using eq. (3) and $C_c = 3.27 \mu\text{m}$. $L_{SA} = 0.8 \text{ mm}$.

電極の電圧変動と焦点位置の差および色収差係数 C_c との関係は次式で与えられる⁹⁾。

$$\Delta f_c = C_c \frac{\Delta V_{ps}}{V} \quad (3)$$

ここで Δf_c は焦点位置の差、 C_c は1次の色収差係数、 ΔV_{ps} は電極の電圧変動、 V は陽極電圧である。図12に示した結果は $C_c = 3.27 \mu\text{m}$ と置いて式(3)で計算した値にほぼ等しい。したがって、このときの色収差係数 C_c は $3.27 \mu\text{m}$ の値と評価した。ここで説明した方法を、距離 L_{SA} が異なる電極モデルに適用して各収差を求めた。

5. 距離 L_{SA} と収差の関係

距離 L_{SA} と球面収差係数 C_S の関係を図13、距離 L_{SA} と色収差係数 C_{Ch} 、 C_c の関係を図14に示す。距離 L_{SA} を減少すると各収差係数は減少することがわかる。球面収差係数 C_S は $67.5 \mu\text{m}$ ($L_{SA} = 1 \text{ mm}$)から $-23.9 \mu\text{m}$ ($L_{SA} = 0.5 \text{ mm}$)に減少し、 $L_{SA} = 0.75 \text{ mm}$ のときに0になることがわかった。一方、色収差係数 C_{Ch} は $7.3 \mu\text{m}$ ($L_{SA} = 1 \text{ mm}$)から $4.2 \mu\text{m}$ (L_{SA}

= 0.5 mm)に減少し、 C_C は $5.3 \mu\text{m}$ から $0.88 \mu\text{m}$ に減少することがわかった。 $L_{SA} = 0.75 \text{ mm}$ のときの値は $C_{Ch} = 5.74 \mu\text{m}$ 、 $C_C = 2.81 \mu\text{m}$ である。

陰極と第1陽極間の電界レンズは、図15に示すように発散と収束、2つのレンズ成分をもつ。すでに述べたように、ファセット近くの電界は発散レンズの作用をもっている。放出直後に発散した電子軌道は、そのあと加速電界によって収束される。ここで述べた解析は、陰極先端の電界強度を $8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$ に保つように V_{A1} を調整 (4.2, 6.3, 8.5 kV) しているの、ファセットの電界強度は変わらない (図6)。

発散レンズと収束レンズの作用は、距離 L_{SA} に依存して変化する。 $L_{SA} \leq 0.75 \text{ mm}$ の場合には、発散レンズの作用が優勢になるために球面収差係数は負の値になる。距離 $L_{SA} = 0.75 \text{ mm}$ のときに球面収差が0になるのは、正負2つの球面収差が打ち消し合うためである。 $L_{SA} \geq 0.75 \text{ mm}$ の場合には、レンズ作用は弱くなり、収束レンズの球面収差が大きくなる。距離 L_{SA} を調整することで、陰極 - 第1陽極間の電界レンズの球面収差係数は0にすることができる。

評価した収差は陰極 - 第1陽極間の電界レンズに対する値である。電子銃を数 kV の加速電圧で動作する場合、第1陽極位置 L_{SA} を調整して球面収差係数を小さく保てば、実効的な電子源サイズは小さくできるので輝度の低下を防止できる。第2陽極に加速あるいは減速電圧を印加する場合には、第1 - 第2陽極間の電界レンズの収差が大幅に増加する⁹⁾ので、ここで述べた結果を活用することはできなくなる。

6. まとめ

ショットキー放出型電子銃の第1陽極 (引出電極) 位置と収差の関係について述べた。電界レンズの収差はシールド電極と第1陽極の距離 L_{SA} を変えた電極モデルを用意して電子軌道を解析したあと、漸近線軌道の最小断面から評価した。距離 L_{SA} を減少すると収差は減少する。球面収差係数は正から負の値に変化し、 $L_{SA} = 0.75 \text{ mm}$ のときに0になることを示した。また、色収差係数は単調に減少することを示した。

参考文献

- 1) 電子・イオンビームハンドブック, 127-133, 350-370, 日本学術振興会第 132 委員会編: 日刊工業新聞社, (1998)
- 2) 藤田真: 数値シミュレーションによる電子源特性の評価方法について, 島津評論, Vol. 60, No.1-2, 69-85 (2003)

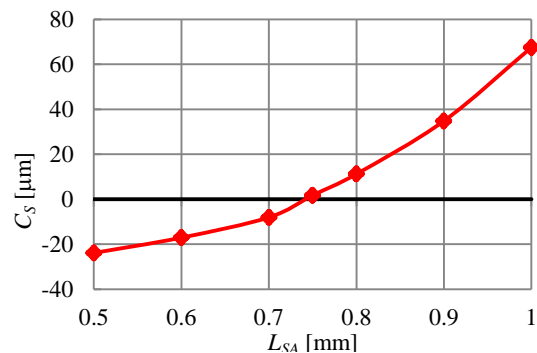


Fig. 13. Spherical aberration coefficient C_S as a function of a distance L_{SA} between the shield electrode and the first anode, at the field strength of the cathode tip $8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$.

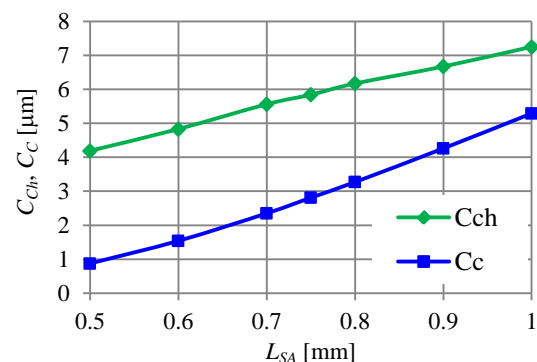


Fig. 14. Chromatic aberration coefficients C_{Ch} and C_C as a function of a distance L_{SA} , at the field strength of the cathode tip $8.5 \times 10^8 \text{ V/m}$.

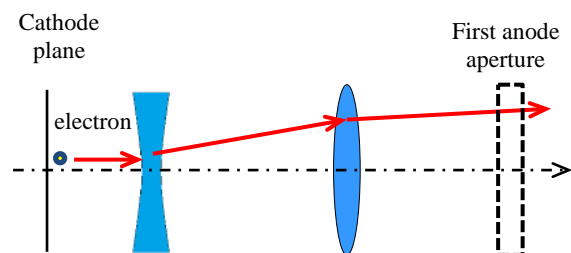


Fig. 15. Lens model between the cathode and the first anode.

- 3) L.W. Swanson and G.A. Schwind: A Review of the ZrO/W Schottky Cathode, Handbook of Charged Particle Optics, J. Orloff ed. CRC Press: 77-101 (1997)
- 4) 牧野芳明、飯吉僚: 表面電荷法によるショットキー陰極の電界解析, 愛知工業大学研究報告, Vol. 41-B, 34-41 (2006)

- 5) 中根創、飯吉僚: ショットキー陰極電子銃の電界および電子軌道解析, 愛知工業大学研究報告, Vol. 42-B, 30-41 (2007)
- 6) 石黒健一、飯吉僚: ショットキー放出型電子銃の電子軌道解析と収差の評価, 愛知工業大学研究報告, Vol. 45, (2009)
- 7) 成瀬貴臣、飯吉僚: ショットキー放出型電子銃の収差: 第1陽極位置との関係, 平成24年度電気関係学会東海支部連合大会講演論文集, M1-4 (2012)
- 9) N. K. Kang, D. Tuggle and L. W. Swanson: A numerical analysis of the electric field and trajectories with and without the effect of space charge for a filed electron source, *Optik*, Bd. 63, No. 4, 313-331 (1983)
- 10) O. Klemperer and M.E. Bamett: *Electron optics*, Cambridge University Press, 169-232 (1971)
- 11) Spellman High Voltage Electronics Corporation: POWER SUPPLY SELECTION GUIDE 2010/2011, Vol. 10, No. 1, <http://www.spellmanhv.com>

(受理 平成 25 年 3 月 19 日)