

表面電荷法によるショットキー陰極の電界解析

Numerical Analysis of Electric Field of Schottky Cathode by Surface Charge Method

牧野芳明[†], 飯吉 僚^{††}
Yoshiaki MAKINO[†], Ryo IIYOSHI^{††}

Abstract Electric field of the ZrO/W Schottky cathode has been analyzed with the surface charge method. Numerical model consists of the Schottky cathode with the faceted tip, the Schottky shield electrode (suppressor), the first anode (extractor) and the second anode. The field distribution on the tip surface was obtained from the charge density distribution. The dependence of the field strength on the tip radius was examined using the cathode models with different tip radii of 0.2 - 1 μm . An expression for the field factor was derived from the numerical results. Dependences of the field strength on the cathode tip position and the distance from the shield to first anode were also described.

1. はじめに

半導体大規模集積回路や高密度記録装置などに代表されるように、電子デバイスの高密度化と高性能化は飛躍的な進展を遂げている。こうした進展は微細化先端技術に支えられており、物質を原子レベルで観察・分析する電子顕微鏡や電子線微量分析装置、ナノメートルスケールの微細加工を可能にする電子線微細加工装置などの電子ビーム応用装置の役割と重要性は増大している。電子ビーム工学の分野においても、各装置の性能をさらに向上するための研究が進められている状況にある。

電子ビーム応用装置においては、高倍率で動作したときに試料上を十分な電子密度で照射することが求められる。この要求を満たすために、高輝度電子ビームを与える電子銃が必要とされる。ZrO/W陰極を電子源として使用するショットキー放出型電子銃¹⁻⁴⁾は、熱電子放出型電子銃に比べて3桁程度高い輝度を与える。このため、電子ビーム応用装置の電子源として広く利用されるようになってきている。ショットキー放出は陰極

の先端に 10^8 [V/m]程度の高電界を印加して、陰極表面の電位障壁を低減し、高い電子放出密度を得る方法である。後述するように、陰極先端の電界が電子放出密度を決定する重要な値になる。

陰極先端の電界は、陰極先端曲率半径や他の電極の配置に依存する値である。本研究は数値解析によって電極の形状や配置が陰極先端の電界に与える影響を調べることを目的とした。数値解析のためには、電子銃を構成する電極の形状や配置に関するデータが必要となるので、解析に使用する電極系モデルは代表的な電子銃²⁻⁶⁾の電極の形状と配置を調査して決めた。本報告ではショットキー放出について説明したあと、ショットキー放出型電子銃の構造、電界解析に使用した表面電荷法の概略を説明し、解析結果について述べる。

2. ショットキー放出

ZrO/W陰極内部の電子密度分布と陰極表面近くの電位障壁を図1に示す。電位障壁は「鏡像電荷」と「外部電界」によって決まる。外部電界を高くすると、先端表面付近の電位障壁は低くなり、電子放出密度は増加する⁴⁻⁶⁾。外部電界によって生じるこの効果を「ショットキー効果」と呼ぶ。ショットキー効果を積極的に利用する電子銃がショットキー放出型電子銃である。

[†] 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)

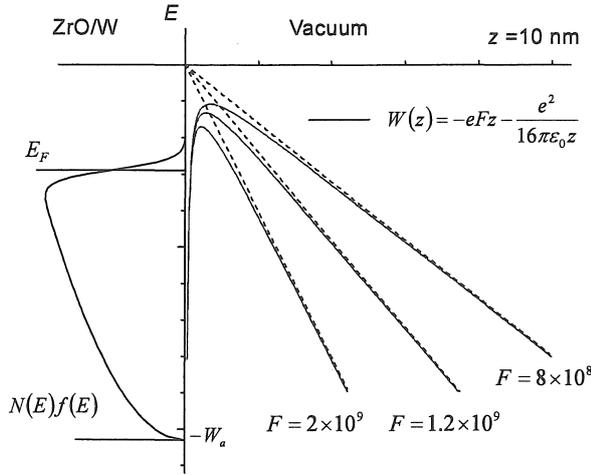


Fig. 1 Energy distribution of electrons $N(E)f(E)$ in ZrO/W and the potential barriers near the surface for different values of the field strength F .

電界強度を F 、陰極温度を T とおくと、トンネル効果を考慮した拡張ショットキー電子放出密度は次の式で与えられる。

$$J_{ES} = J_S \exp\left(\frac{e}{kT} \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_0}}\right) \frac{\pi q}{\sin \pi q} \quad (1)$$

ここで J_S は Richardson-Dushman の式で与えられる熱電子放出密度

$$J_S = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2)$$

であり、 A はリチャードソン定数

$$A = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} = 1.20 \times 10^6 \text{ [A/m}^2\text{K}^2] \quad (3)$$

である。また、 m, e, k, ϵ_0, h はそれぞれ電子の質量、素電荷、ボルツマン定数、真空の誘電率、プランク定数である。(1)式の項

$$f_{Sch} = \exp\left(\frac{e}{kT} \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_0}}\right) = \exp\left(\frac{0.4404\sqrt{F}}{T}\right) \quad (4)$$

をショットキー係数 (Schottky factor) と呼ぶ。また、(1)式の項

$$f_{ES} = \frac{\pi q}{\sin \pi q} \quad (5)$$

は拡張ショットキー係数 (Extended Schottky factor) と呼ばれ、トンネル効果の寄与を示す。ここで q は

$$q = \left(\frac{h}{2\pi}\right) \frac{eF}{\pi k T \sqrt{m \Delta W}} \quad (6)$$

で与えられる無次元のパラメーター、

$$\Delta W = e \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_0}} \quad (7)$$

は電位障壁の減少量である。

ショットキー係数と拡張ショットキー係数は、ともに電界強度 F と陰極温度 T によって決まる値である。ZrO/W 陰極は約 1800 K に加熱して使用される。電界強度 F が 8.0×10^8 [V/m] のとき、ショットキー係数は 1010、拡張ショットキー係数は 1.40 の値になり、電子放出密度は熱電子放出密度の約 1,400 倍の値になる。このようにショットキー放出では陰極先端の電界が重要な値である。

3. ショットキー放出型電子銃

3・1 電子銃の構造

ショットキー放出型電子銃の構造を図 2 に、陰極先端付近の拡大図を図 3 に示す。電子銃は陰極、ショットキーシールド、第 1 陽極、第 2 陽極の 4 つの電極で構成されている。陰極は V 字型に曲げたタングステン・ヘアピン・ヒーターの先にスポット溶接された直径約 0.1 mm、長さ数 mm の <100> 方位単結晶タングステン線である。陰極の先端は電解研磨によって図 3 に示す形状に先鋭化され、曲率半径は $1 \mu\text{m}$ 以下の値になっている。ZrO reservoir は陰極先端に ZrO を供給して、先端の仕事関数を 2.9 eV 程度に保つ働きをする。

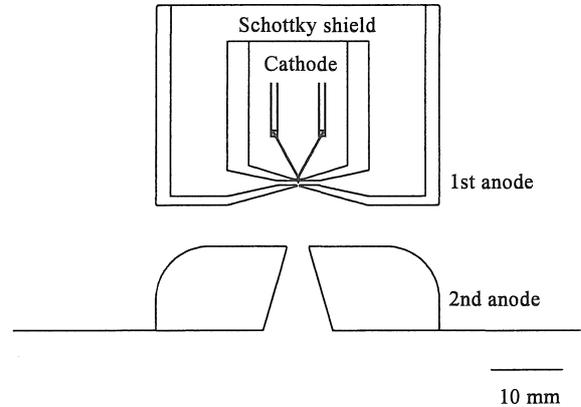


Fig. 2 Schottky emission gun.

陰極の先端はショットキーシールドの開口部から $h=0.25$ mm 程度に配置されている。ショットキーシールドの開口部の直径は約 0.4 mm である。ショットキーシールドは円筒状の電極であり、外径は 20 mm 程度である。第 1 陽極は光軸上にショットキーシールドと同じ直径 0.4 mm 程度の開口部をもつ。ショットキーシールドと第 1 陽極の開口部周辺は平坦な形状に加工されていて、これらの電極は間隔 L_{SA} が 0.6-0.8 mm 程度に配置される。第 1 陽極はショットキーシールドと同様に円筒状電極である。

解析に使用する電極モデルでは、陰極の直径を 0.1 mm、 $h=0.25$ mm、 $L_{SA}=0.8$ mm、ショットキーシールドと第 1 陽極の開口部の直径は 0.4 mm とした。

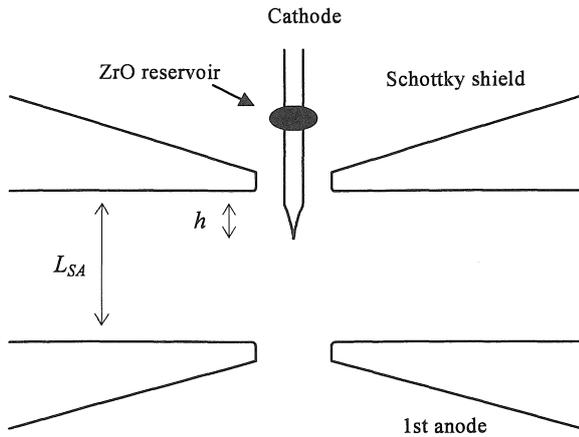


Fig. 3 Electrode geometry near the cathode tip.

3・2 陰極先端の形状

電解研磨で作製した陰極の表面を清浄にするために真空中で加熱すると、先端は表面張力で半球状に丸くなり、図 4(a)に示す形状となる。陰極として使用する先端の曲率半径は 0.3 μm から 1 μm の範囲である。大きな曲率半径をもつ陰極はジュール加熱法⁷⁾を利用して作成される。

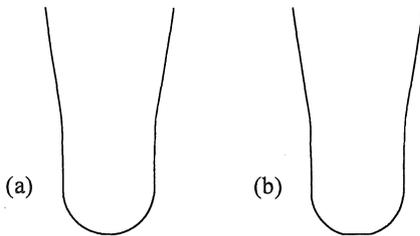


Fig. 4 Tip shape of the cathode.
(a) Spherical tip and (b) faceted tip.

第1陽極に電圧を加えた状態でZrO/W陰極を加熱し続けると、陰極の先端に(100)結晶面が現れて図 4(b)に示すような平坦な形状に変化する。陰極先端の曲率半径をrとすると結晶面の半径は約 0.3rになる。曲率半径の異なる場合でもこの関係が成立することをSwanson⁴⁾が明らかにしている。平坦な結晶面をファセットと呼ぶ。

解析に使用する陰極モデルとして、先端曲率半径が 0.2 – 1 μm のモデルを用意した。先端の形状は球状のものと同ファセットをもつもの両方のモデルを作成して、ファセットの影響について調べた。

3・3 電極の動作電圧

各電極の代表的な動作電圧を表 1 に示す。陰極を 0 V

としたときの値である。陰極先端部に高電界を加えるために、第1陽極には数 kV の正の電圧を印加する。放出された電子は第1陽極の開口部を通過して、第2陽極で必要とされるエネルギーまで加速あるいは減速する。第2陽極の電圧は数 kV から数 10 kV の値である。ショットキーシールドには陰極に対して -200 V から -500 V 程度の負の電圧を印加して、陰極の側面から余分な電子が放出しないようにしている。

Table 1. Working voltages.

1st anode V_{A1}	Schottky shield V_S	Ref.
5 kV	-500V	2)
3 - 20 kV	-300 - -2 kV	4)
—	-300V	7)
6 kV	-240 V	8)

4. 解析方法

解析に使用した表面電荷法はラプラス方程式の積分形を基本とした方法である。任意の位置の電位は次式で与えられる。

$$\phi(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint \frac{\sigma(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dS \quad (8)$$

ここで $\sigma(\mathbf{r})$ は電極表面に分布する電荷密度、 \mathbf{r} はその位置ベクトル、 dS は微小面積要素である。電子銃のように回転軸対称の電極で構成される系の場合には、(8)式を円筒座標系 (r, θ, z) で表示した次式を用いる。

$$\phi(r_0, z_0) = \frac{1}{\pi\epsilon_0} \iint \frac{\sigma(r, z)}{\sqrt{(r+r_0)^2 + (z-z_0)^2}} K(k) r dr dz \quad (9)$$

ここで $K(k)$ は第一種完全楕円積分

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} d\theta \quad (10)$$

であり、母数 k^2 は

$$k^2 = \frac{4r r_0}{(r+r_0)^2 + (z-z_0)^2} \quad (11)$$

である。

式(9)の積分は電極の表面全体にわたって行う。回転軸対称の電極系の場合には、積分路を電極の子午断面に沿ってとるのが都合がよい。そこで電極の表面に沿ってとった長さ s を媒介変数として導入し、電極表面 s を微小な区間に分割して各区間の $\sigma(s)$ を一定値とみなす離散化を行うと、(9)式は

$$\phi(r_0, z_0) = \frac{1}{\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \sigma_j \int_{s_{j-1}}^{s_j} \frac{K(k)r(s)}{\sqrt{(r(s)+r_0)^2 + (z(s)-z_0)^2}} ds \quad (12)$$

となる。ここで N は電極表面 s の分割数である。

表面電荷密度は次のようにして求める。座標 (r_0, z_0) を i 番目の分割区間の中点座標 (r_{i0}, z_{i0}) におくと、左辺は分割区間 i の電極電位 ϕ_i になり、右辺の被積分項は電極の形状のみの関数になる。各分割区間の積分値を F_{ij} と置いてこのときの関係を示すと

$$\phi_i = \frac{1}{\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \sigma_j F_{ij} \quad (13)$$

となる。(13)式を各分割区間に適用すれば、各分割区間の表面電荷密度を未知数とする次の連立一次方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_N \end{bmatrix} = \frac{1}{\pi\epsilon_0} \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & \cdots & F_{1N} \\ F_{21} & F_{22} & \cdots & F_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{N1} & F_{N2} & \cdots & F_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_N \end{bmatrix} \quad (14)$$

各分割区間の表面電荷密度は(14)式を解いて求める。表面電荷密度を求めると、任意の位置の電位は(12)式を用いて計算できる。任意の位置の電界は、

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (15)$$

の関係を用いて計算する。

係数行列の各要素 F_{ij} の計算、すなわち電極座標の関数の数値積分は、表面電荷密度の計算精度に影響を与えるので、十分な精度で行う必要がある。特に対角要素 F_{ij} の計算は特異点を含む数値積分が必要である。各要素の計算には、特異点の近傍を高い精度で積分するようにした二重指数関数積分^{9, 10)}を使用した。

表面電荷法は、電極表面を境界条件とするため陰極の形状や他の電極の形状を正確に考慮できる利点をもつ。また、電極表面の電界を次式

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (16)$$

を使って、表面電荷密度から直接計算できることも利点の一つである(差分法や有限要素法のような領域計算法では、近接する格子点の電位あるいは節点の電位の差分をとって電界を求めるので、桁落ち誤差が発生する)。後述する陰極先端の電界強度は、式(16)を用いて表面電荷密度から直接求めた値である。

5. 解析結果

5・1 電位分布

電子銃各部の電位分布を計算して、境界条件である電極表面の分割方法について検討した。陰極の電圧を基準(0 V)として、シールド電極 $V_S = -300$ V、第1陽極 $V_{A1} = 3.3$ kV、第2陽極 $V_{A2} = 50$ kVとしたときの電位分布を図5に示す。解析モデル全体の電位分布を計算した結果であり、等電位線の間隔は1.5 kVである。等電位線の密集している領域は電界が高い領域である。

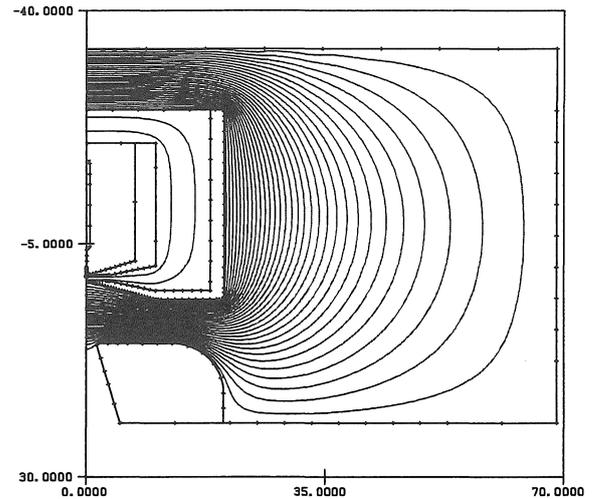


Fig. 5 Potential distribution and the numerical model. Equipotentials: 1.5 kV step. $V_{A1} = 3.3$ kV, $V_S = -300$ V, $V_{A2} = 50$ kV. 70 mm \times 70 mm area.

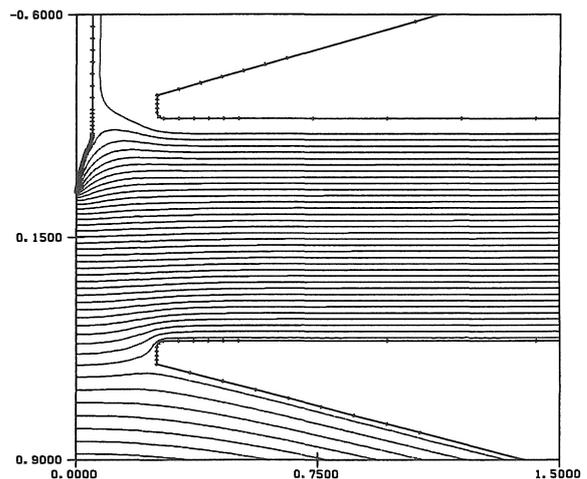


Fig. 6 Potential distribution between the Schottky shield and the 1st anode. 100 V step. $V_{A1} = 3.3$ kV, $V_S = -300$ V, $V_{A2} = 50$ kV. 1.5 mm \times 1.5 mm area.

電極の表面の小さな線分は分割位置を示す。電極表面の分割が適切であり、各分割区間の表面電荷密度が正しく評価されているので、電極の内部に入り込む等電位線は見られない。(分割数が少ない場合には、等電位線が電極の内部に入り込む現象が見られた。)電極表面の分割数を変えて電位分布を調べた結果、電界が高かつ急激に変化する電極のエッジ部分や陰極先端部分を小さく分割すればよいことがわかった。陰極の分割数は100、全分割数は400程度でこのような電位分布が得られている。

図6はショットキーシールドと第1陽極の間の電位分布である。電位分布は100 V間隔の等電位線で示している。等電位線の間隔は陰極先端で密になっていて、先端に高い電界が発生していることがわかる。図7に

陰極先端付近 1.5 μm の範囲の電位分布を示す。等電位線は 25 V 間隔である。先端曲率半径 0.4 μm の陰極の場合であり、(a)は先端が球状の場合、(b)はファセットをもつ場合である。電界が最も高かつ急激に変化する陰極先端部は分割には特に注意を払い、細かく分割している。陰極先端部の分割については、電位分布だけでなく、先端部の表面電荷密度分布をプロットした結果も参考にして決めた。図 6、7 に示した電位分布解析結果は、表面電荷密度分布が陰極の先端まで正しく計算できていることを示している。

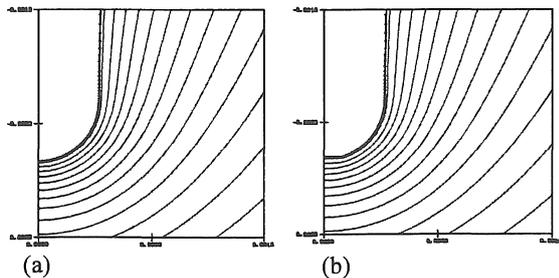


Fig. 7 Potential distribution near the cathode tip. 25 V step. (a) Spherical tip. (b) Faceted tip. Tip radius 0.4 μm . $V_{AI}=3.3$ kV, $V_S=-300$ V. 1.5 $\mu\text{m} \times 1.5 \mu\text{m}$ area.

5・2 陰極先端の電界強度

5・2・1 ファセットの影響

陰極の先端が球状の場合とファセットが形成された場合の電界強度分布の比較を図 8 に示す。先端曲率半径 0.4 μm 、第 1 陽極電圧 3.3 kV、ショットキーシールド-300 V の場合の解析結果である。横軸は陰極先端 ($r=0$) から測った表面距離 s としている。 $s=0-0.6$ μm の範囲 ($z > -0.39 \mu\text{m}$) の結果であり、ファセットの端は $s=0.12$ [μm] である。先端が球状の場合には、電界強度は先端 $s=0$ で最大となり、先端から離れると緩やかに減少していく。このときの先端電界強度は 1.04×10^9 [V/m] である。

一方、ファセットが形成されると、先端 (ファセットの中心) の電界強度は 8.0×10^8 [V/m] の値に低下する (低下率 20%)。電界強度はファセットの端に向かって増加し、ファセット端 $s=0.12 \mu\text{m}$ において最大になる。最大値は 1.42×10^9 [V/m] であり、ファセット中心の電界強度の 1.8 倍に達する。

電界強度はファセットの外の球状部 ($s > 0.2 \mu\text{m}$) で低下し、球状先端の場合と等しい値になる。この解析結果から、電界強度に差が現れる領域は、ファセット面とその近傍であることがわかった。これらの結果は Swansonら⁴⁾が報告している結果と同じである。

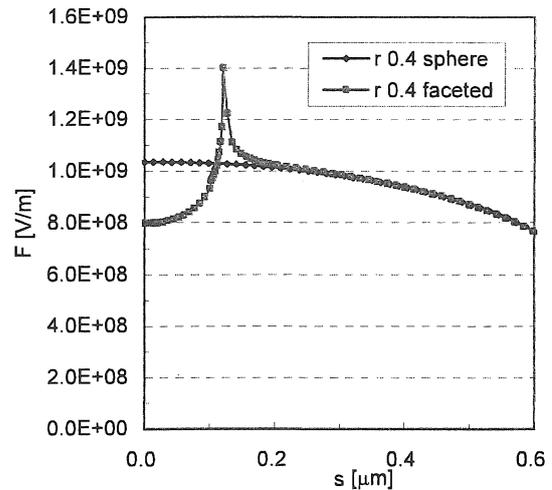


Fig. 8 Comparison of the field distributions on the spherical and faceted tips as a function of the surface length s [μm]. Tip radius 0.4 μm . Facet end: $s=0.12$ [μm]. $V_{AI}=3.3$ kV. $V_S=-300$ V.

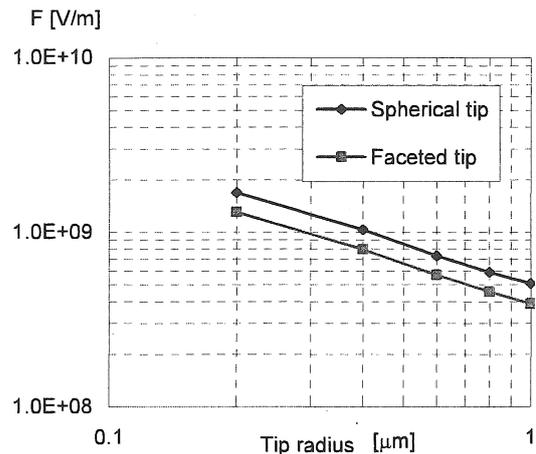


Fig. 9 Comparison of the field strengths on the spherical and faceted tips with different radii. $V_{AI}=3.3$ kV. $V_S=-300$ V.

5・2・2 先端曲率半径の影響

先端曲率半径の影響を調べた結果を図 9 に示す。先端曲率半径と先端電界強度の関係を $\log(F)-\log(r)$ 表示した結果である。第 1 陽極電圧 3.3 kV、ショットキーシールド-300 V のときの結果であり、先端が球状の場合とファセットをもつ場合の先端 ($s=0$) の電界強度を比較した結果である。先端電界強度は曲率半径の増加とともに減少する。ファセットが形成されると、先端 ($s=0$) の電界強度は球状の場合に比べて 20% 低下する。対数表示すると先端曲率半径と先端電界強度は直線関係になる。陰極表面の電界強度分布は、曲率半径が異なる場合でも図 8 と同様の変化を示す。

5・2・3 第 1 陽極電圧の影響

第 1 陽極電圧 V_{A1} を変えて陰極先端 (ファセットの中心) の電界強度を調べた結果を図 10 に示す。電界強度は、上から順に陰極先端曲率半径が $0.2 \mu\text{m}$ から $1.0 \mu\text{m}$ の場合の値である。陰極先端の電界は第 1 陽極電圧 V_{A1} に比例して増減する。

陰極先端の電界は第 1 陽極電圧によって調整する。先端曲率半径が $0.4 \mu\text{m}$ の場合には、第 1 陽極電圧 3.3 kV で先端電界強度は $8.0 \times 10^8 \text{ [V/m]}$ の値になる。図 10 から先端曲率半径が $0.6 \mu\text{m}$ の場合には、同じ電界強度を得るために第 1 陽極電圧を 4.6 kV 程度にする必要があること、また曲率半径が $1.0 \mu\text{m}$ の場合には、第 1 陽極電圧を 6.5 kV 程度にする必要があることがわかる。

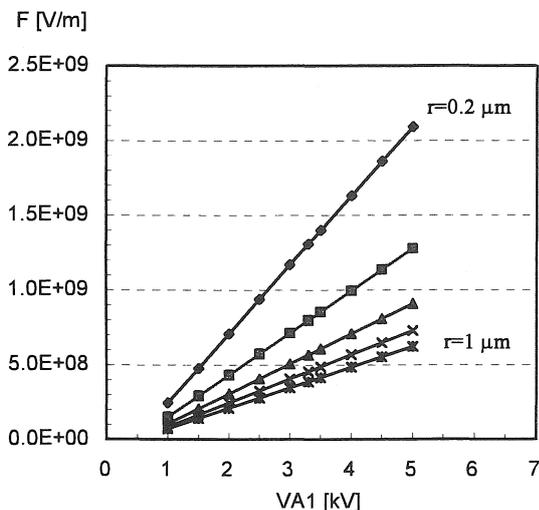


Fig. 10 Field strength in the centre of the faceted cathode as a function of the 1st anode voltage V_{A1} . Tip radius $0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ and $1 \mu\text{m}$. $V_S = -300 \text{ V}$.

5・2・4 電界係数の評価

ショットキー放出では陰極先端の電界が電子放出密度を決める重要な値であるので、動作中の電子銃の陰極先端の電界を推定するために次の式が利用される。

$$F = \beta V \quad (17)$$

ここで V は引き出し電圧、 β は電界係数 (Field factor) と呼ばれる値である。ショットキー陰極が使用される電界強度は 10^8 V/m オーダーであり、第 1 陽極電圧 V_{A1} は数 kV であるので、 β は 10^5 m^{-1} オーダーの値になる。

図 9 に示したように先端電界強度は先端曲率半径の増加とともに減少する値であるので、電界係数は曲率半径の関数である。また、陰極先端の電界は他の電極の配置や形状に依存するので、電界係数には電極の配置や形状に関する値も含まれる。電界係数の評価方法には、引き出し電圧 V に対する放出電流 I を測定して $\ln(I)$ と $V^{1/2}$ の関係から評価する方法^{4,6)} と、電界を数値解析して評価する方法⁴⁾ がある。

Swanson⁴⁾ は電界を差分法 (SCWIM 法⁸⁾) で計算し、さらに解析的な考察を加えて、電界係数に対してつぎのような半経験的な関係式を導いている。

$$\beta = \frac{L_{SA} - \left(1 - \frac{V_S}{V_{A1}}\right)(L_{TA} - 0.0068)}{0.366 L_{SA} r^{0.758}} \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (18)$$

ここで r は陰極先端曲率半径、 L_{SA} はシールドと第 1 陽極間の距離、 L_{TA} は陰極先端と第 1 陽極間の距離であり、いずれも cm の単位である。

本解析に使用した電極形状と電圧を (18) 式に代入して陰極先端電界強度を計算したところ、図 11 に示すように表面電荷法で計算した値に比べて 17% 低い値になることがわかった。このような差が現れる原因の一つとして、解析に使用した電極配置と形状が異なる点があげられる。

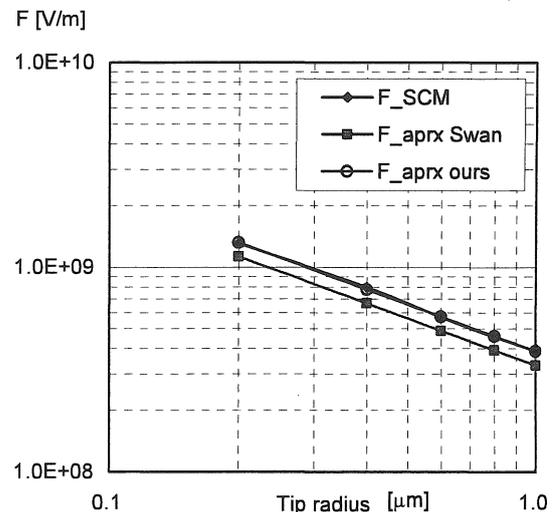


Fig. 11 Comparison of the field strengths calculated with the surface charge method (F_SCM), eq.(18) (F_aprx Swan) and eq.(21) (F_aprx ours). $V_{A1} = 3.3 \text{ kV}$ and $V_S = -300 \text{ V}$.

そこで表面電荷法で得られた値を基に、次の方法で電界係数を求めた。図 10 に示した $F-V_{A1}$ 特性は、曲率半径に関係なく先端の電界強度は第 1 陽極電圧 464.2 V のときに 0 になることを示している。この電圧はシールド電極に印加した負のバイアス電圧の影響によって生じるカットオフ電圧である。このカットオフ電圧を考慮すると、先端電界強度は次式で与えることができる。

$$F = \beta (V_{A1} - 464.2) \quad (19)$$

(19) 式を基にして、電界係数 β の曲率半径依存性を調べた結果、

$$\beta = \frac{3.8897}{r^{0.758}} \quad (20)$$

と置けば、図 11 に示すように表面電荷法で計算した先

端電界強度にほぼ等しい値が得られることがわかった。図 11 は $V_{AI}=3.3$ kV のときの先端電界強度であるが、(19), (20) 式で計算した値は、 $V_{AI}=1-5$ kV、先端曲率半径 $0.2 - 1.0 \mu\text{m}$ の範囲の電界強度を表面電荷法で計算した値にほぼ等しく、誤差は 3% 以内である。

5・2・5 ショットキーシールド電圧の影響

第 1 陽極電圧を 3.3 kV 一定とし、ショットキーシールド電圧を -200 V から -500 V まで変えて調べた陰極先端の電界強度の変化を図 12 に示す。陰極は先端曲率半径が $0.4 \mu\text{m}$ の場合である。陰極先端の電界強度はシールド電圧に比例して減少する。この関係から曲率半径が $0.4 \mu\text{m}$ の陰極先端の電界強度 F は次の式で近似できることがわかった。

$$F = 4.405 \times 10^5 V_S + 9.317 \times 10^8 \text{ [V/m]} \quad (21)$$

シールド電圧が陰極先端電界強度に与える影響は小さい。

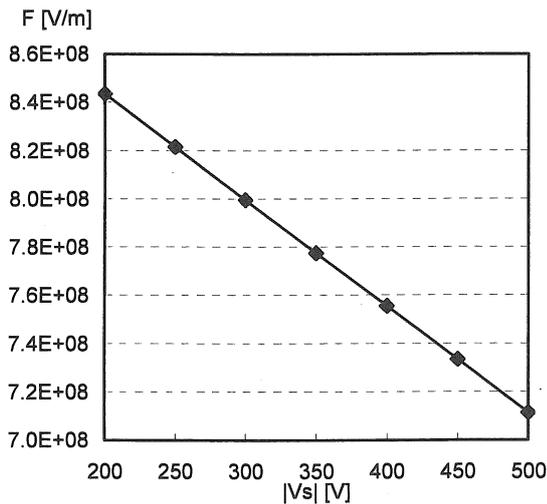


Fig. 12 Influence of the Schottky shield bias voltage on the field strength at the centre of the facet. Tip radius $0.4 \mu\text{m}$. $V_{AI}=3.3$ kV.

5・2・6 陰極の突き出し距離の影響

第 1 陽極電圧 3.3 kV、シールド電圧 -300 V 一定とし、ショットキーシールド開口部から陰極先端までの突き出し距離 h を 0.2 mm から 0.3 mm まで変えて調べた先端電界強度の変化を図 13 に示す。電界強度は突き出し距離に比例して増加する。電界強度は次の式で近似できることがわかった。

$$F = 3.181 \times 10^{12} h + 3.605 \times 10^6 \text{ [V/m]} \quad (22)$$

ここで h の単位は m である。この式から $\Delta h=1 \mu\text{m}$ あたりの変化量 ΔF として次式を得る。

$$\Delta F = 3.181 \times 10^6 \Delta h \quad (23)$$

$F=8 \times 10^8 \text{ [V/m]}$ のとき、 $\Delta h=1 \mu\text{m}$ あたりの電界強度の変化量は 0.4% 程度である。

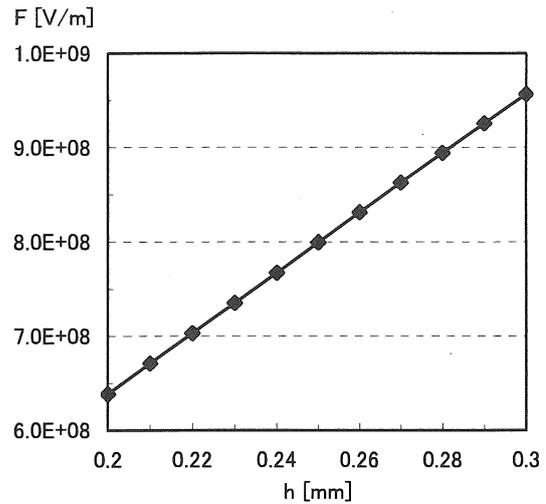


Fig. 13 Influence of the cathode tip position h on the field strength at the centre of the facet. Tip radius $0.4 \mu\text{m}$. $V_{AI}=3.3$ kV and $V_S=-300$ V.

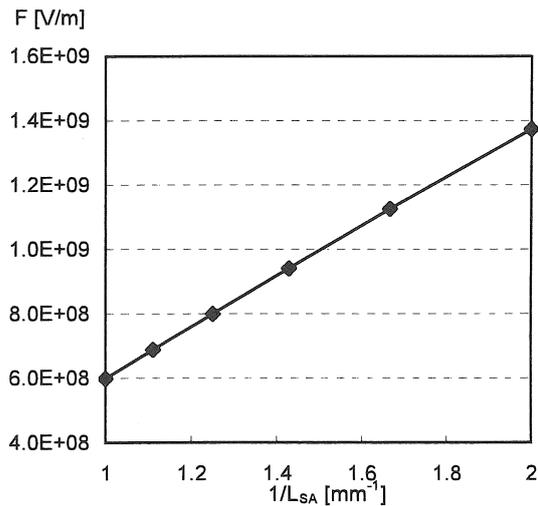


Fig. 14 Influence of the distance L_{SA} on the field strength at the centre of the facet. Tip radius $0.4 \mu\text{m}$. $V_{AI}=3.3$ kV and $V_S=-300$ V. $h=0.25$ mm

5・2・7 第一陽極の距離の影響

ショットキーシールドと第 1 陽極間の距離 L_{SA} と陰極先端電界強度との関係について調べた。第 1 陽極電圧は 3.3 kV、シールド電圧は -300 V 一定とした。また、陰極の突き出し距離 h は 0.25 mm 、先端曲率半径は $0.4 \mu\text{m}$ 一定とした。 L_{SA} を 0.5 mm から 1.0 mm まで変えたときの先端電界強度の変化を図 14 に示す。横軸は $1/L_{SA} \text{ mm}^{-1}$ としている。先端電界強度は電極間距離に反比例して減少する。この関係から電界強度は次の式で近似できることがわかった。

$$F = \frac{7.761 \times 10^5}{L_{SA}} - 1.726 \times 10^8 \text{ [V/m]} \quad (24)$$

L_{SA} の単位はmである。

6. まとめ

表面電荷法を用いてショットキー陰極先端の電界を調べた。ファセットの影響は、先端が球状の場合とファセットがある場合の電界強度分布と比較して検討した。その結果、ファセット部の中心の電界強度は球状の場合に比べて約 20%減少することがわかった。先端曲率半径の影響は、曲率半径 0.2 μm から 1 μm までの陰極モデルを使用して調べた。先端電界強度は曲率半径の増加とともに減少することを示した。

電界係数は、第 1 陽極電圧 1 kV から 5 kV の範囲で解析した先端電界強度を基に評価した。第 1 陽極の電圧には陰極先端の電界を 0 にするカットオフ値が存在すること、その値は曲率半径が異なる場合においても変わらないことがわかった。カットオフ電圧を考慮して電界係数を与える近似式を導出した。近似式は表面電荷法で解析した先端電界強度に等しい値を与えることを示した。

電極配置の影響については、陰極先端の突き出し距離や、ショットキーシールドと第 1 陽極の間隔を変えた解析モデルを作成して調べた。陰極の突き出し距離を増加すると先端の電界強度は突き出し距離に比例して増加すること、ショットキーシールドと第 1 陽極の間隔を増加すると先端の電界強度は間隔の増加に反比例して減少することを示した。

表面電荷法は他の電極に比べて極めて小さな陰極先端部の形状を精度良く考慮できる特長を備えている。このため、先端形状と電界強度の関係を調べるのに適した数値解析方法である。

参考文献

- 1) 日本学術振興会第 132 委員会編: 電子・イオンビームハンドブック, 日刊工業新聞 (平成 10 年) pp.350-370
- 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, (2003.11) 69-85
- 3) FEI Company, Beam Technology Division Homepage: Schottky Emission Cathodes, <http://www.feibeamtech.com/pages/schottky.html>
- 4) 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 (1997) pp.77-101
- 5) P.W. Hawkes and E. Kasper: Principles of Electron Optics, Vol.2, Applied Geometrical Optics, Academic Press (1989) pp.918-933
- 6) M.J. Fransen, TH.L. Van Rooy, P.C. Tiemeijer, M.H.F. Overwijk, J.S. Faber, and P. Kruit: On the Electron-Optical Properties of the ZrO/W Schottky Electron Emitter, Advances in Imaging and Electron Physics, Vol.111, Academic Press (1999) pp.91-163
- 7) S. Sakawa, K. Tsunoda and Y. Terui: Electron emission characteristics of ZrO/W electron sources with a wide range of tip radii, Surf. Interface Anal., Vol.35 (2003) 11-14
- 8) 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 field electron source, Optik, Bd.63, No.4 (1983) 313-331
- 9) H. Takahashi and M. Mori: Double Exponential Formulas for Numerical Integration, Publ. R.I.M.S., Kyoto Univ., 9 (1974) 721-741
- 10) 内川嘉樹、大江俊美、後藤圭司: 表面電荷法の改良, 電気学会論文誌, Vol.101-A, No.5 (1981) 263-270

(受理 平成 18 年 3 月 18 日)