

電子衝撃加熱型電子銃内の衝撃電子軌道

飯 吉 僚・竹 松 英 夫

Numerical Analysis of Bombarding Electron Trajectories in an Electron-Heated Point Cathode Gun

Ryo IYOSHI and Hideo TAKEMATSU

An electron-heated point cathode gun has been studied for the development of a high brightness gun with a long cathode life. Only the tip part of the tungsten point cathode is heated by the electron bombardment. The temperature of the cathode tip can be raised even up to the melting point. The bombarding electrons are produced from a loop filament of an annular gun which is set inside the Wehnelt electrode of the point cathode gun. One of the most important factors of this gun is the heating efficiency of the point cathode. In order to make clear the dependence of the heating efficiency on various factors, we have carried out the numerical calculation of the bombarding electron trajectories in the plane which includes the loop filament and intersects perpendicularly the optical axis of the point cathode gun. It has been found that the bombarding position and angle on the point cathode depend on the initial energy and angular spreads of the electrons emitted from the loop filament as well as the magnetic field generated by the heating current of the loop filament. The heating current of the loop filament has been found to be a dominant factor affecting the heating efficiency, so that the use of a reasonably thin loop filament is desirable for the further improvement of this gun.

1. 序

透過型ならびに走査型電子顕微鏡や電子線微量分析装置などの各種電子ビーム応用機器では、性能を向上するため、高輝度電子銃が望まれるようになってきている。現在広く使用されている電子銃には、タングステン・ヘアピン陰極が使用されている。この陰極温度を上昇すれば、放出電子流密度が増加し高輝度が達成されるはずであるが、陰極前面に形成される空間電荷の影響で、輝度は強い制限を受ける。また高温度では、陰極材料自体の蒸発が進み寿命は著しく低下する¹⁾²⁾。鋭い先端をもつタングステン・ポイント陰極は、高温度においても空間電荷による制限がないという優れた電子放出特性をもつが³⁾、タングステン・ヘアピン・フィラメントで支持・加熱されるので、寿命はヘアピン陰極と同様の制限を受ける。

このようなことから、ポイント陰極先端部のみを加熱する方法を採用し、高温度動作を実現して、高輝度を達成しようとする試みがなされている。レーザー光による加熱を採用した電子銃の実験が行なわれているが⁴⁾⁵⁾、我々は経済的に優位であるという見地から、電子衝撃に

よる加熱を採用した電子銃の開発を進めている。

この電子銃は、針状のポイント陰極を備えた電子銃と、ウェーネルト電極内部に配置したポイント陰極加熱用の環状電子銃で構成されている。既に、電子衝撃でポイント陰極をタングステン融点温度(3650K)まで加熱できること、加熱されたポイント陰極先端から放出電子ビームが得られたこと、また電子衝撃時に発生する反射電子や2次電子が原因で陽極へ漏れ出る電子が存在するという問題点もあることなどを報告してきた⁶⁾。漏れ電子の量は、衝撃電子量に依存するので、環状電子銃の特性を向上しわずかな衝撃電子量でポイント陰極先端を効率よく高温度に加熱できれば、この量はさらに減少できる。

このため実験と並行して、銃内部の電位分布および衝撃電子軌道の数値解析を行なって、加熱効率を向上させるため各電極の配置や形状の検討と改良を進めている。光軸を含むr-z面で行なった解析結果は既に報告したが⁷⁾、環状電子銃の陰極であるループ・フィラメントから放出される電子の初期エネルギー分布や放出角度分布だけでなく、ループ・フィラメント加熱電流によって発生した磁界も、電子衝撃加熱の効率に大きく影響を及ぼす。従って、前回報告したr-z面内における解析に加えて、ル

ープ・フィラメントを含む光軸と垂直に交わる $r-\theta$ 面内での同様な解析が必要である。

2. 電子銃の構造

図1に電子銃の構造と各電極電位を示す。針状のポイ

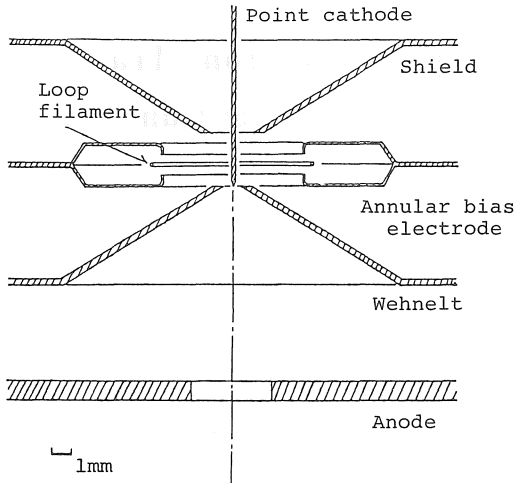


Fig. 1 Geometrical arrangement of electron-heated point cathode gun. An example of potentials on each electrode ; point cathode 0 [V], wehnelt and shield electrodes -20 [V], anode 40 [kV], loop filament -4 [kV] and annular bias electrode -4.1 [kV]. Loop filament, annular bias electrode, wehnelt and shield construct an annular gun for cathode heating.

ント陰極先端を電子衝撃で加熱するため、ウェーネルト電極内部に環状電子銃が配置されている。ループ・フィラメント、環状バイアス電極、ウェーネルトとシールドが環状電子銃を構成し、通電加熱したループ・フィラメント（ループ直径 8 mm）から放出される衝撃電子を、中心の光軸に向けて加速し、光軸上に置かれたポイント陰極を電子衝撃によって加熱する。

前回報告した $r-z$ 面内の電位分布と電子軌道の計算結果を図2に示す⁷⁾。ループ・フィラメントから放出された衝撃電子は、円板状のビームを形成して、ポイント陰極表面上の幅約 0.3mm の帯状領域を衝撃する。ポイント陰極先端部には 0 [V] の等電位面が入り、電子放出が可能な状態にある。ポイント陰極先端の加熱は、ループ・フィラメントと環状バイアス電極とを共にやや下げた配置で実現できる。

環状電子銃による電子衝撃加熱特性を評価するには、図2に示した $r-z$ 面での衝撃位置や範囲および衝撃角度以外に、光軸と垂直に交わる $r-\theta$ 面での衝撃状態も重要

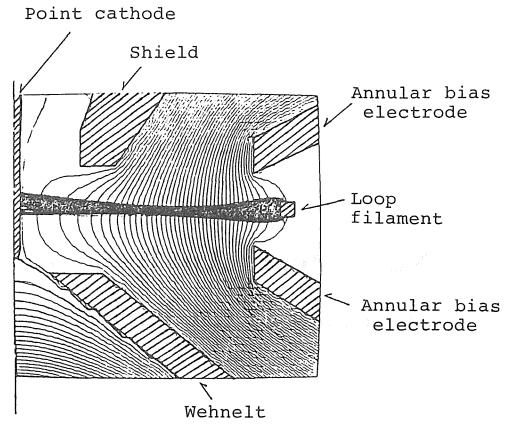


Fig. 2 Potential distribution and bombarding electron trajectories in $r-z$ plane. Potential distribution is shown in equipotential lines at intervals of 100 [V].

である。ループ・フィラメントから放出される衝撃電子はエネルギーおよび角度分布をもつため、ポイント陰極表面上の衝撃位置は $r-\theta$ 面でも拡がりを生じることになる。ポイント陰極径が小さい場合には、この拡がり問題となる。さらに $r-\theta$ 面内の衝撃電子は、ループ・フィラメント加熱電流によって発生する磁界によって偏向され、その結果光軸のまわりに衝撃電子が到達できない Dead Zone が生じ、電子衝撃加熱効率が著しく低下することも Bas らによって指摘されている⁸⁾。これらの点を明らかにするため、磁界の影響も考慮して $r-\theta$ 面内の衝撃電子軌道を計算し、ポイント陰極上の衝撃位置を求める。

3. 軌道計算

3.1 電磁界

ループ・フィラメントを含む $r-\theta$ 面が光軸と交わる点を z 軸の原点とする。電界は既に報告した図2に示した $r-z$ 面での電位分布から計算する⁷⁾。 $r-z$ 面の電位分布は、この面を一边 0.1mm の正方メッシュに分割し、各格子点電位をラプラス方程式の差分型により逐次加速緩和法 (SOR 法) を用いて計算した。任意の位置 (r, z) の電位 $\bar{V}(r, z)$ は、計算した格子点電位より Newton の 3 次内挿公式を用いて計算する⁷⁾。図2の結果が示すように、 $r-\theta$ 面は電位分布に関して近似的に一つの対称面になっていることから、この面内では電界の z 方向成分は無視できる。従って $\bar{V}(r, 0)$ の差分で r 方向電界を求めた (式(3)参照)。

ループ・フィラメント加熱電流によって発生する磁界は、円形閉路電流が発生する磁界として知られた解析解

を用いる。 r - θ 面の衝撃電子軌道に作用するのは、 z 方向成分

$$B_z(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi(r+r_l)} \left[K(k) + \frac{r+r_l}{r-r_l} E(k) \right] \quad (1)$$

である。ここで μ_0 は真空の透磁率、 I はループ・フィラメント加熱電流、 r_l は光軸からループ・フィラメント断面中心までの距離、 K および E は第1種および第2種完全楕円積分であり、その母数 k は

$$k^2 = \frac{4rr_l}{(r+r_l)^2} \quad (2)$$

である。図3に $B_z(r)/I$ を示す。

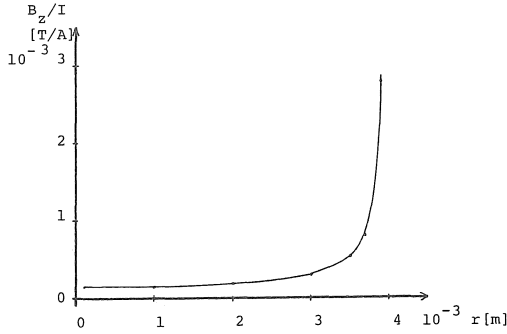


Fig. 3 B_z/I in r - θ plane.

3. 2 軌道

r - θ 面でのポイント陰極上電子衝撃位置を決定するために、ループ・フィラメントから種々のエネルギーと放出角度をもって放出される衝撃電子の軌道を計算する。 r - θ 面には、互いに直交する回転対称の電磁界 $Er(r)$ 、 $Bz(r)$ が存在する。

r - θ 面内の扇形微小面積要素 (Δr_m , $\Delta \theta_m$) を考える。要素を充分小さくすれば、その内部における電磁界を一定とみなすことができる。互いに直交する定電磁界内の電子軌道は、周知のように解析的手法で解くことができサイクロイドとなる⁹⁾。衝撃電子軌道は、このような近似的手法と解析解を用いて次のように計算する。

計算のため、図4(a)に示すような仮想メッシュ (サイズ Δr_m , $\Delta \theta_m$) を導入する。仮想メッシュは電子の初期位置 (r_0 , θ_0) を中心とするようにとった微小面積要素である。その内部に電子の初期位置を原点とするデカルト座標系 x - y - z をとり、メッシュ内部の電磁界を次のような一定値で近似する。

$$E_x = -\frac{1}{\Delta r_m} \left[\bar{V}(r_0 + \frac{\Delta r_m}{2}) - \bar{V}(r_0 - \frac{\Delta r_m}{2}) \right] \quad (3)$$

$$B_z = \frac{1}{2} \left[B_z(r_0 + \frac{\Delta r_m}{2}) + B_z(r_0 - \frac{\Delta r_m}{2}) \right] \quad (4)$$

電子の初期速度 \dot{r}_0 、 $r_0 \dot{\theta}_0$ は、デカルト座標系では

$$\dot{x}_0 = \dot{r}_0 \quad (5)$$

$$\dot{y}_0 = r_0 \dot{\theta}_0 \quad (6)$$

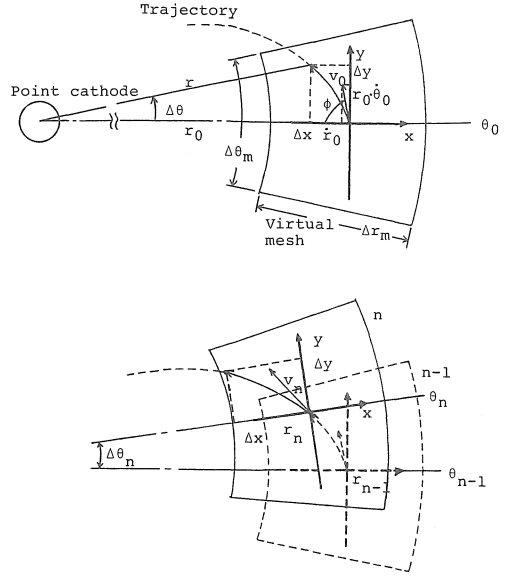


Fig. 4 (a) Virtual mesh and (b) procedure for trajectory calculation in r - θ plane.

となるので、仮想メッシュ内での時間 Δt 後の微小変位は、サイクロイド軌道より

$$\Delta x = -2 \left(\frac{\dot{y}_0}{\omega} - \frac{\varepsilon}{\omega^2} \right) \sin^2 \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right) + \frac{\dot{x}_0}{\omega} \sin(\omega \Delta t) \quad (7)$$

$$\Delta y = \left(\frac{\dot{y}_0}{\omega} - \frac{\varepsilon}{\omega^2} \right) \sin(\omega \Delta t) + 2 \frac{\dot{x}_0}{\omega} \sin^2 \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right) + \frac{\varepsilon}{\omega} \Delta t \quad (8)$$

で与えることができる。ここで ε 、 ω はそれぞれ、

$$\varepsilon = -\frac{e}{m} E_x \quad (9)$$

$$\omega = -\frac{e}{m} B_z \quad (\text{Lamor 周波数}) \quad (10)$$

であり、 e 、 m は電子の電荷および質量である。 Δt 後の速度は次式で与えられる。

$$\dot{x} = -\left(\dot{y}_0 - \frac{\varepsilon}{\omega} \right) \sin(\omega \Delta t) + \dot{x}_0 \cos(\omega \Delta t) \quad (11)$$

$$\dot{y} = \dot{y}_0 \cos(\omega \Delta t) + \dot{x}_0 \sin(\omega \Delta t) + 2 \frac{\varepsilon}{\omega} \sin \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right) \quad (12)$$

式(7)、(8)、(11)、(12)では、 Δt が小さな値となった場合に発生する大きなケタ落ち誤差を避けるため、 $(1 - \cos \omega \Delta t)$ の項を $\sin^2 \left(\frac{\omega \Delta t}{2} \right)$ で置き換えている。

電子の位置 (r , θ) および速度 (\dot{r} , $r \dot{\theta}$) は、 θ 方向変位 $\Delta \theta$ が

$$\Delta \theta = \arctan \left(\frac{\Delta y}{r_0 + \Delta x} \right) \quad (13)$$

となることから

$$r = \frac{r_0 + \Delta x}{\cos \Delta \theta} \quad (14)$$

$$\theta = \theta_0 + \Delta\theta \quad (15)$$

$$\dot{r} = \dot{x} \cos\Delta\theta + \dot{y} \sin\Delta\theta \quad (16)$$

$$r\dot{\theta} = -\dot{x} \sin\Delta\theta + \dot{y} \cos\Delta\theta \quad (17)$$

となる。

メッシュ内部では式(3), (4)の近似に基づいて軌道を計算しているため, $|r-r_0| \leq \Delta r_m/2$ および $|\Delta\theta| \leq \Delta\theta_m/2$ が満たされるように Δt を制限した。こうしてメッシュ内部の電子の座標と速度が計算されると, 状況は先に述べた初期状態と全く同様である。図 4 (b)に示すように, 仮想メッシュをとり次の軌道を計算する。この手順を繰返して全軌道が求められた。

磁界の影響を評価するためには, 電界のみの場合の軌道計算が必要である。式(7), (8), (11), (12)は, 分母に ω を含むため計算に使用するには適当でない。 $\omega \rightarrow 0$ の極限では, これらの式は次のようになる。

$$\Delta x = \frac{1}{2} \varepsilon (\Delta t)^2 + \dot{x}_0 \Delta t \quad (18)$$

$$\Delta y = \dot{y}_0 \Delta t \quad (19)$$

$$\dot{x} = \varepsilon \Delta t + \dot{x}_0 \quad (20)$$

$$\dot{y} = \dot{y}_0 \quad (21)$$

磁界を無視した場合の計算には上式を用い, 全く同じ手順で全軌道を計算した。

この軌道計算法の精度は, 電界計算法などの数値計算誤差の他に, 仮想メッシュのサイズによって決まる。これを評価するため, 仮想メッシュのサイズを種々変えて, 磁界が存在しない場合の軌道計算を行なった。電界 $E_r(r)$ のみからなる中心力場内での電子の運動では, 軌道全体にわたって r と θ 方向速度成分との積 $h=r^2\dot{\theta}$ が保存量となる。ループ・フィラメント表面の接線方向に $0.1[\text{eV}]$ の初期エネルギーで $r-\theta$ 面内に放出された衝撃電子の軌道を計算し, 放出時の h とポイント陰極衝撃時の h とを比較した。仮想メッシュのサイズを $\Delta r_m=50 [\mu\text{m}]$, $\Delta\theta_m=1/4\pi [\text{rad}]$ としたとき, 相対誤差 Δh は 4×10^{-3} であった。その誤差は放出位置付近で発生することがわかったので, ループ・フィラメント付近では仮想メッ

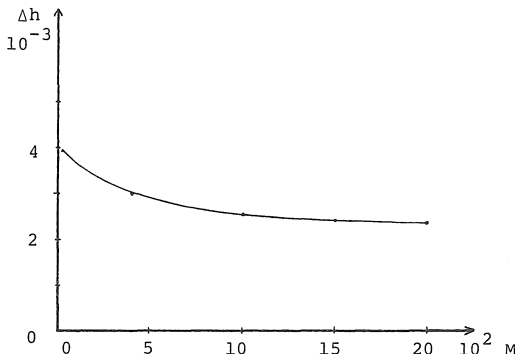


Fig. 5 Relative error of h as a function of M .

シのサイズを $1/10$ に減少して計算した。このサイズで計算する回数を M とすると, Δh は図 5 に示すように M の増加とともに減少し, $M=2000$ で 2.3×10^{-3} となる。仮想メッシュサイズをさらに小さくすれば, Δh はさらに減少するが, 本計算ではこの程度の精度で充分である。

3. 3 放出初期条件

ループ・フィラメントから放出される熱電子は, Maxwell のエネルギー分布と Lambert の cosine 則に従う放出角度分布をもつ。 $[0, E]$ の範囲の初期エネルギーをもって, 放出面の法線に対して $[0, \phi]$ の角度範囲に放出される電子の確率は, 各分布関数を積分して次式となる。

$$N(E, \phi) = [1 - (1 + \frac{E}{kT}) e^{-\frac{E}{kT}}] \sin^2 \phi \quad (22)$$

ここで k は Boltzmann 定数, T はループ・フィラメント温度である。例えば $\phi = \frac{\pi}{2}$ とした場合, $0 \sim 4 kT$ の範囲の初期エネルギーをもってある面積範囲から放出される電子数は, その面積範囲から放出される全電子数の 91% を占める。また $\phi = \frac{\pi}{3}$ の場合には 68% となる。 $T=2500 \text{ K}$ とすれば, $4 kT$ は $0.88 [\text{eV}]$ である。従ってポイント陰極表面上の衝撃範囲を求めるためには, 種々のエネルギーおよび放出角度をもつ電子の軌道計算が必要である。 $r-z$ 面では, 電子は全てポイント陰極に衝撃しているので(図 2), 以下の計算では放出角 ϕ を $r-\theta$ 面上にとった。

4. 結果

軌道計算によって, 衝撃電子放出エネルギー E , 放出角 ϕ および磁界を発生するループ・フィラメント加熱電流 I に対する電子衝撃位置を求めた(図 6)。放出位置の角

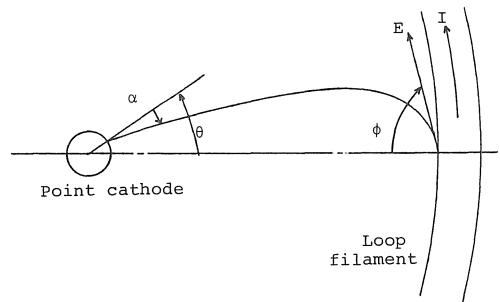


Fig. 6 Bombarding electron trajectory in $r-\theta$ plane. Bombarding position θ and angle α on point cathode depend on the initial energy E and angle ϕ of the bombarding electron as well as the heating current I .

度を基準 ($\theta = 0$) にして、ポイント陰極上の衝撃位置と衝撃電子の入射角をそれぞれ角度 θ と α で表わす。

加熱電流 $I = 0$ (磁界の影響を無視) の場合に、種々の初期エネルギーをもって放出した電子のポイント陰極 ($0.2\text{mm}\phi$) 上衝撃位置の計算結果を図7に示す。ルー

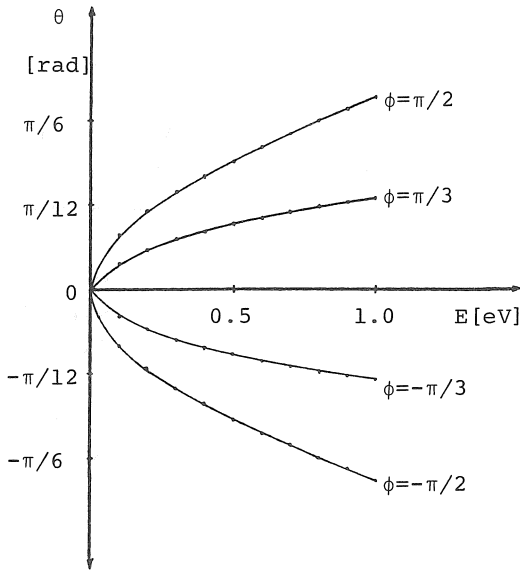


Fig. 7 Bombarding position θ as a function of E and ϕ in the case $I=0$.

プ・フィラメント温度 T を 2500K とすると、ループ・フィラメント上のある点から放出される衝撃電子の91%は $\theta : [-\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6}]$ の範囲を、又 $\phi = \frac{\pi}{3}$ の角度範囲に含まれる68%の放出電子は $\theta : [-\frac{\pi}{12}, \frac{\pi}{12}]$ の範囲を衝撃して

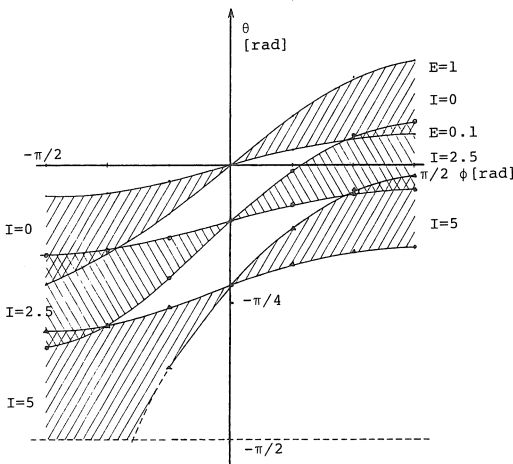
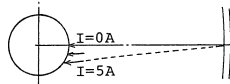


Fig. 8 Bombarding position θ as a function of E , ϕ and I .

いることがわかる。

磁界の影響を考慮した場合の結果を図8に示す。比較のため $I = 0$ の結果も示し、また $E 0.1 \sim 1$ [eV] の範囲に斜線をつけた。衝撃電子は磁界 B_z によって偏向され、衝撃位置は全体に負の角度方向にずれる。 $\phi = 0$ で放出した電子は、放出エネルギー E には無関係にポイント陰極上のほぼ同一角度位置 (θ_c) を衝撃する。又 $\phi \neq 0$ で放出した電子の衝撃位置は θ_c を中心に広がっており、その様子は $I = 0$ の場合と同様である。

加熱電流 $I = 5$ [A] の場合には、ポイント陰極に衝撃しない電子があらわれる。ループ・フィラメント温度 T を 2500K とすれば、直径 0.2mm のタングステン・ループ・フィラメントをこの温度に加熱するには 4.3 [A] の電流が必要である。従って直径 0.2mm 以下のタングステン線を使用しなければならない。

5. 討 論

図9に加熱電流 I に対する衝撃の中心角度位置 θ_c を示

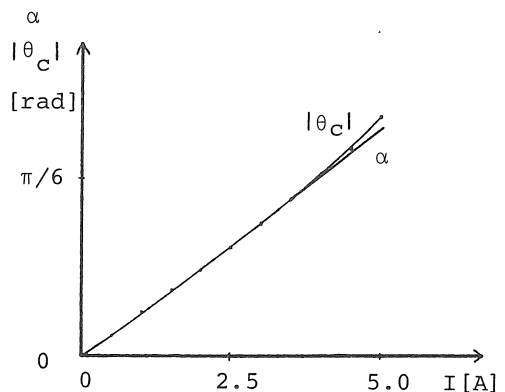


Fig. 9 Center position θ_c and angle α of electron bombardment as a function of I .

す。 θ_c はループ・フィラメント上の一点 ($\theta = 0$) から、 $\phi = 0$ の角度に放出した電子の衝撃位置であるので、衝撃電子密度は θ_c で最大となる。ループ・フィラメント全表面を考えれば、ポイント陰極は全円周にわたり等しく電子衝撃されているが、電子衝撃加熱で重要となるのは、 θ_c における電子の入射角 α である。なぜなら、 α の増加とともに高エネルギーの反射電子の発生量も増加して、加熱効率が低下すると同時に、漏れ電子の原因となる2次電子の発生量も増加するからである。図9には、 α の計算値もあわせて示した。例えば、垂直入射 ($\alpha = 0$, 反射電子放出係数 0.5^{10111}) の場合に比べ、 $\alpha = \frac{\pi}{4}$ (反射電子放出係数 0.6^{10111}) の場合には、加熱効率の低下が約20%となる。

以上直径0.2mmのポイント陰極上の衝撃位置について述べたが、得られた結果から、さらに小さな先端部の加熱について考えることができる。 θ_c と α がほぼ等しい値であることから明らかな様に、ポイント陰極付近の軌道は $\theta=0$ にとったr-z面にほぼ平行に進むので、光軸付近まで軌道を外挿することができる。I=5[A]の場合には(図8)、 $\theta=0$ に衝撃する電子はほとんど存在しないことから、Basらによって指摘された衝撃電子密度が著しく低いDead Zoneが、光軸のまわりに形成される。従って、ポイント陰極先端部のようなさらに小さな径をもつ部分の加熱には、ループ・フィラメント加熱電流をさらに小さくする必要がある。直径0.1mmのタングステン線は、電流1.53[A]で2500Kの温度に加熱できるので、これをループ・フィラメントに用いれば、先端部を含めてポイント陰極を充分な効率で加熱できる。

ポイント陰極を衝撃することなく進んだ電子はr- θ 面からはずれ、他の電極に入射して漏れ電子の原因となる反射電子や2次電子を発生する。これまでの計算では近似的にr- θ 面を電位の対称面とみなしてきたが、厳密にはz方向の電界が存在するためである。このような電子を減少するためにも、より高い効率で加熱することが望まれる。

6. 結 論

軌道計算の結果、ポイント陰極上の衝撃位置が、ループ・フィラメント加熱電流、衝撃電子の放出エネルギーおよび角度分布に依存する様子を明らかにすることができた。ループ・フィラメント加熱電流によって発生した磁界は、衝撃電子の軌道を偏向し、電子衝撃によるポイント陰極加熱効率を低下させる。ループ・フィラメントとして、直径0.1mmのタングステン線を使用すれば、磁界の影響は小さくなり、さらに小さな径をもつ先端部まで含めてポイント陰極を充分な効率で加熱できる。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、当初より多くの有益な御助言をいただいた名古屋大学丸勢進教授、本報告をまとめるにあたり、有益な討論と御示唆をいただいた下山宏博士に深く感謝いたします。また本研究の遂行に対し絶えざる激励を与えられた本学電子工学科吉田昭二教授に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Bloomer R N : The lives of electron microscope filaments, British J. Appl. Phys. VOL. 8 83-85 (1957)
- 2) Bloomer R N : High-temperature properties of tungsten which influence filament temperatures, lives and thermionic-emission densities, Proc. Int. Elect. Engrns. VOL. 104 pt. B 153-157 (1957)
- 3) Oshita A, Shimoyama H and Maruse S : Brightness of the hot cathode electron gun at high emission densities, J. Electron Microsc. VOL. 27 No.4 253-257 (1978)
- 4) Van der Mast K D : A Laser heated schottky emission gun for electron microscopy, Dissertation, Delft University of Technology, Holland (1975)
- 5) Möllenstedt G, Lichte H, Lau B und Uchikawa Y : Die Anwendung eines fokussierten Laserstrahls zur Heizung der Kathode eines Elektronenstrahl-Erzeugungssystems, Optik VOL. 51 No.4 417-421 (1978)
- 6) 飯吉 僚, 竹松英夫, 丸勢 進 : 電子衝撃加熱型電子銃, 電気関係学会東海支部連合大会予稿集, 254 (1979), 260 (1980), 253 (1981)
- 7) 飯吉 僚, 日置伸一, 竹松英夫 : 電子衝撃加熱型電子銃の電位分布と衝撃電子軌道, 愛知工業大学研究報告, No.14 7-14 (1979)
- 8) Bas E B und Gaug H : Theoretische Betrachtungen über die Elektronenoptik einer Ringstrahl-Elektronenkanone, Z. angew. Math. Physik VOL.18 557-574 (1967)
- 9) たとえば Spangenberg K R : Vacuum Tubes, p. 119 McGraw-Hill, New York (1948)
- 10) Schiller S, Heisig U und Panzer S : Elektronenstrahl-technologie, p.32 Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, Stuttgart (1977)
- 11) Kollath R : Sekundärelektronen-Emission fester Körper bei Bestrahlung mit Elektronen, Handbuch der Physik VOL.21 p.264 ed. S.Flügge, Springer-Verlag, Berlin (1956)

(受理 昭和57年1月16日)