高輝度金属イオンビーム用の新しい電子衝撃型イオン銃

来 住 徹*・西田 隆男**・谷 塚 昇**

(昭和48年2月6日受理)

A New Electron Bombardment Type Ion Gun for High Brightness Metal Ion Beam

Tohru KISHI

(Faculty of Engineering, University of Osaka Prefecture, Sakai, Osaka)

Takao NISHIDA and Noboru TANIZUKA

(Junior College of Engineering, University of Osaka Prefecture, Ikunoku, Osaka)

(Received Feb. 6, 1973)

If a metal target is bombarded by the high power density electron beam, the target material are made to evaporate and the evaporated atoms will be ionized by collision with the incident electrons. As these ions have lower energy than several electron volts, the incident electron beam can trap these ions in the potential valley of space charges. The trapped ions are diffused and accelerated toward the electron cathode which have the hole in the centre (in practice the spirally wound tantalum wire was used). And the ions are taken out through this cathode hole.

Ion beams got by above process have fine diameter and low aperture angle, then the brightness of ion beam become higher in itself though the total ion current is not so high.

Several metals as Cr, Si, Mg-Al alloy and others were used as targets. In the case of Mg-Al target the values of normalized brightness of the ion beam reached the order of $2 \times 10^9 \sim 4.6 \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \cdot \text{rad}^2$. And the masses of ion beam components were analyzed by using the circular pole magnet.

This ion gun will be usable as a fine metal ion source and a mass analyzer of target material.

1. はしがき

最近イオン打込み技術の発展¹⁾, マイクロなイオンビームの応用技術^{2), 3)}, イオンプレーティング⁴⁾等の発展とともに多種多様なイオン発生装置が提案され, あるいは開発されるようになってきた. とくにマイクロなイオンビームは表面物性工学の面から脚光を浴び, さらにマスクレスなイオンビームの打込みといった立場からもその研究と開発が急がれている. またさらに, イオンビームの性能についてもだんだんと質的な高さが要求されるようになってきた. たとえばイオンプローブへの目標としては, 輝度が規格化された値で⁵⁾ $10^{12} \text{ A/rad}^2 \cdot \text{m}^2$ ビーム径が1ミクロン以下という値におかれている.

しかしきよにこのような微細なビームを得ることはなかなか困難であり結局できるだけ小さく, かつ発散性のすくないイオン源をつくり, さらにこれを電子レンズで何段かに縮少するという手段がとられる. 規格化輝度

は加速電圧, レンズ系に対して不変であるから結局イオン源輝度が問題になる.

さて, マスクレスなイオン打込みや, 新しい表面現象の研究という立場からは, ガスイオンのみならずメタルイオンも必要になってくる. ところで通常のメタルイオン源に用いられる方法はメタルを蒸気化する炉とそれをイオン化する方法とが別個にとられるのが普通である.

ただ, レーザビームを用いたイオン銃⁶⁾や強電界を用いたイオン銃^{7), 8)}等は直接的なイオン化法といえる. 後者については使用金属に大きな制限がある. レーザビームを電子ビームで置きかえたようなかたち, すなわち斜め方向から細い電子ビームを金属ターゲット上に照射して, ターゲットから垂直にイオンを取出すようなイオン銃については, 筆者らがすでに報告を行なっている.^{9), 10), 11), 12)} またターゲット金属を垂直に照射し, ターゲットの背後からイオンを取出すタイプについても報告を行なったが¹³⁾, ここでは衝撃電子ビームとは逆方向に直接金属イオンビームを取出す型のイオン銃についての報告である^{14), 15), 16)}. そもそもこのタイプのイオン銃は高木

* 大阪府立大学工学部(堺市百舌島梅町)

** 大阪府立大学工業短期大学部(堺市百舌島梅町)

等^{(17), (18), (19), (20), (21)}によって開発された。それはビームプラズマ相互作用と電子の空間電荷の中和効果を巧みに利用し集束性のよい高密度大電流イオンビームを維持することを目的とし、ビームプラズマ型イオン銃と名づけられた。本報告のイオン銃は電子ビームのもつ負電荷によるイオントラップ作用に着目し、細く絞った入射電子ビームをターゲットに照射し局部的に蒸気化すると共にイオン化し電子ビームにトラップさせて集束性のよい細い金属イオンビームを得ようとするものである。

2. 装置の概要

Fig. 1 に示されるのは筆者等が用いたイオン銃装置の構成である。

電子はカソードKから放出され、グリッドG₁およびアノードAによって引き出され、磁界レンズによって集束されて金属ターゲットに衝突する。カソード形状は

Fig. 1 Schematic structure of used ion gun.

Fig. 2 Precise figure near spiral cathode.

0.4 mmφ のタンタル線をスパイラル状に巻いたものであり、スパイラル内径は、1mmφ および0.6 mmφ とした。

ターゲットに衝突した電子はターゲット金属を蒸発させるが、この蒸発原子は入射電子や二次電子と衝突してイオン化する。イオン化された金属や残留ガスは電子ビームの空間電荷の谷にトラップされ、陽極孔附近まではドリフトあるいは弱い電界によって加速される。陽極孔から、一段と加速されるとともに強い空間電荷の集束力を受け陰極のセンターを通り抜ける。ガスイオンの必要などときにはガスを導入する。

このような現象はブラウン管や高周波出力管の陰極中心部が強く汚染されたり²²⁾電子ビーム加工用陰極の中央部が著しく損傷を受けることなどにも見られたものと同じである²³⁾。

3. 原理*

いま、電子のドリフト空間を考え、ここには全く電界が存在しないとする。電子ビーム半径 r_e 、全電流 I_e 、速度 u_e とする。またビーム断面内で一様な電荷密度 ρ_e を仮定すると、Fig. 3 参照)

$$\rho_e = I_e / \pi r_e^2 u_e \quad (1)$$

このためにできるビーム周辺と中心部との電位差は

$$V(r_e) - V(0) = I_e / 4\pi\epsilon_0 u_e \quad (2)$$

で与えられる。ここに $V(r_e)$ は周辺部、 $V(0)$ は中心軸上電位である。またここに ϵ_0 は真空の誘電率である。

一方電子のエネルギーを E_e とするとき質量 M の粒子が、質量 m の電子との弾性衝突によって得るエネルギー ΔE_i は

$$\Delta E_i = (2m/M) \cdot E_e \quad (3)$$

で与えられる。これらの結果例は Table 1 に示す。この ΔE_i が(2)式で与えられる電位の谷の深さより小さいときは、正イオンはここにトラップされる。これは Beam Confined Condition と呼ばれる。イオン化のときできた電子は空間電荷の谷から逆に半径方向へはじき出される。正イオン量が增大すると電位の谷は浅くなり、トラップ力は谷が完全に埋められた点でなくなる。このような状態になるときの最小ガス圧力 P_{scN} は J.E. Hopson (24), (25) 等によって与えられ、

$$P_{scN} = \frac{\pi^2}{2L_{eff}} \left(\frac{q}{M} \cdot \Delta E_i / 2C_i \cdot C_e^+ \right)^{1/2} \quad (4)$$

となる。 L_{eff} は蒸発金属の圧力分布の有効長、 q は電荷数、 C_i は単位圧力における電子とガス分子との衝突周波数である。 C_e^+ はイオンと金属ガスとの衝突周波数である。いま $L_{eff} = 0.05 \text{ cm}$ 、 $q = 1$ 、 $M = N_2$ 、5 kV 加速の電子の場合、 C_i および C_e^+ を求めて式に代入する

* Appendix I 参照

** L_{eff} としては電子ビーム径程度とし、これを 0.05cm と仮定した。

*** 金属ガスに対するデータがほとんどないので例として窒素ガスをえらんだ。

と、 $P_{scN} = 9.76 \times 10^{-2} \text{ Torr}$ となる。

さて、電位傾度の存在しないドリフト領域から取り出され得るイオン電流密度 J_i は、イオン流密度 ρ_i が電子密度 ρ_e に等しいとおけば

$$J_e = (\sqrt{2} m / M) J_e \quad (5)$$

で与えられる。

Fig. 3 Potential distribution and electric field in electron space charge.

Table 1 Drift energy of ion ΔE_i (gained by collision with high speed electron) and value of space charge valley $V(r_e) - V(0)$. V_a is accelerating voltage of electron.

	ΔE_i (eV)	
	$V_a = 10 \text{ kV}$	$V_a = 5 \text{ kV}$
Mass Number		
2(H_2)	5.43	2.71
4(He)	2.71	1.35
18(H_2)	0.61	0.31
28(N_2)	0.38	0.19
32(O_2)	0.34	0.17
40	0.28	0.14
50	0.22	0.11

	$V(r_e) - V(0)$ (Volt)	
	$V_a = 10 \text{ kV}$	$V_a = 5 \text{ kV}$
I_e (mA)		
0.5	0.08	0.11
1.0	0.15	0.21
5.0	0.75	1.06
10.0	1.51	2.12

Fig. 4 Ion current (He peak) versus bombarding electron energy for cathode position l_k as parameters.

質量数30のイオンを仮定すると、 J_i/J_e はわずかに 2.56×10^{-5} の程度にしかなり得ないことになる。しかしあとで触れるようにここで提案する方法ではイオンビーム発散角が非常に小さくなり得るので、輝度としては充分高いものが得られる。従って高輝度（低電流密度でもよい）が要求される場合極めて有用なものとなる。

以上に論じたのはターゲットからの蒸発金属ガスについてであったが、筆者らの実験では真空度は 10^{-5} Torr の程度であったから、残留ガスの影響が無視されない。残留ガスの影響は次式によって見積ることが出来る。すなわち残留ガス圧を P_{res} として

$$I_i = K \cdot G \cdot I_e \cdot P_{res} \cdot L \quad (6)$$

(P_{res} が一様でなければ一般的に $I_i = K \cdot G \cdot I_e \int_0^L P(z) \cdot dz$...) (6)' ただし z は進行方向の座標) ここに K はイオン電流の引き出し効率、 G は単位長、単位圧力当りの電離能率、 L はドリフト空間長である。いま、 $K = 1$ 電子加速電圧 $V_a = 10$ kV、残留ガス圧 $P_{res} = 4 \times 10^{-5}$ Torr、 $L = 20$ cm、 $G = 0.3$ 、 $I = 3$ mA とすると $I_i = 7.2 \times 10^{-1} \mu A$ となる。これは電子流のトラップ能力以上になるが、イオン電流としては存在しうる。電子流にトラップされているのが金属イオンであるとする、そのイオン流は $7.68 \times 10^{-2} \mu A$ であるから、全イオン流中に占める割合は高々10分の1程度であろう。しかし P_{res} が 4×10^{-7} Torr まで向上すれば残留ガスの影響は著しく軽減されよう。また、電子流のトラップ能力以上に存在するイオン流はイオンビーム径をひろがらせることになりターゲット金属のイオンのみを引き出し、かつ高輝度にしたという点からは望ましくないと考えられる。

Fig. 5 Total ion current versus target electron current for some targets.

Fig. 6 Component ion current versus total gas pressure when H_2 and He were leaked independently. H_2O was residual gas.

4. 電子発射部の特性

電子ビーム発射部の特性は実用上非常に重要である。もちいた陰極の形状についてはすでに触れたが、そのセ

シタリングおよびカソード面位置の影響は大きい。また **Fig. 2** に示した G_2 は電子のリペラーであって陰極からの電子がコレクタ側へ侵入するのを、コレクタからの二次電子が散逸するのを防ぐとともに、陰極孔を通り抜けたイオンに対する制限アパチャの役目もかねている。

Fig. 4 に示すのは陰極面高さ l_k をパラメータにして、ターゲット電流 I_T を一定にしながら、加度電圧を変えてイオン電流を質量分析器を通して測定したものである。

このときターゲットにはステンレスを用い、かつ縦軸のイオン電流は H_2 ピークを示している。入射電子流の電力密度、イオン化確率、二次電子放出比、電子ビーム径、空間電荷の谷の深さ、イオン引き出しの係数等が関

Fig. 7 Slit used for measurement of phase diagram.

Fig. 8 Phase diagram of total ion beam for stainless target.

Fig. 9 Phase diagram of total ion beam for Mg-Al alloy target.

Table 2

Inner diameter of filament spiral	0.6 mmφ		1.0 mmφ	
Symbol on Fig. 8	I	II	III	IV
Target current I_T (mA)	2.5	3.0	2.5	3.2
Ion current on collector I_c (μ A)	0.61	0.35	0.52	0.80
Emittance (10^{-4} rad cm)	2.2	5.7	3.0	10.2
Brightness (10^3 A/rad ² m ²)	6.4	2.2	9.1	1.6
Normalized brightness (10^{10} A/rad ² m ²)	1.17	0.40	1.66	0.19

(Accelerating voltage 10 kV and mass number 30 were used for calculation of normalized brightness. Target was stainless and diameter of grid G_2 was 3 mm.)

係してくるが、実験的には $l_k = -3$ mm のとき最も条件がよく、加速電圧によって僅かに変化する程度であった。また **Fig. 5** に示すのに、ターゲット材料として Mg-Al およびステンレスを用いたとき、加速電圧を 10 kV にして、ターゲット電流を変えたときに得られた全イオン電流である。そのときの測定点における、イオンゲージ指示値も同時に示してある。またこの指示値より(6)式を用いて計算したイオン電流値も示した。ただし $K = 1$ ととってある。ターゲット近傍は測定点蒸気圧よりかなり高い値になっていると推定される。

また、**Fig. 6** に示すのは H_2 ガス、 He ガスを導入したとき、質量分析器を通して得られた成分ガスの、測定ガス圧に対する関係であるが、イオン流は始めは増大するがある圧力を越えると、イオンビーム径による引き出し係数の軽減や、陰極孔を通過したあとでの散乱によって減少するのが見られた。 H_2O ピークの減少とともに H_1 ピークが増加するのは衝突による効果をあらわしているものと考えられる。

4. イオン源輝度の測定**

イオン源の輝度 $B(\text{A}/\text{rad}^2 \cdot \text{m}^2)$ はエミッタンスを $E(\text{rad} \cdot \text{m})$ 全イオン電流を $I_i(A)$ とすると

$$B = \frac{2I_i}{\pi^2 E^2} \left(\frac{A}{\text{rad}^2 \cdot \text{m}^2} \right) \quad (7)$$

で与えられる。ここにエミッタンス E は

$$E = A(r, r')/\pi$$

で定義され、 $A(r, r')$ はイオンビームのいわばラミナ性をしめす指数であって位相図上での面積である。 r および r' はそれぞれ任意断面上でのイオンビームの軸距離とその点での発散角をしめす。理想的な点光源は原点を通る直線に、また軸に平行なビームは r 軸と一致した直線になる。

軸上電位が一定でないときは、不変量として規格化輝度 B_n が用いられ次式で定義される。

$$B = \left\{ \frac{u_i/C}{1 - (u_i/C)^2} \right\}^2 B \left(\frac{A}{\text{rad}^2 \cdot \text{m}^2} \right) \quad (8)$$

ここに u_i はイオン速度、 C は光速である。よって輝度の測定は全電流 I_i とエミッタンス E または位相図 $A(r, r')$ の測定に帰する。エミッタンスの測定法はいろいろ提案されているがつぎのような方法を用いた^{26), 27)}。すなわち Fig. 2 に示すように陰極下方に、Fig. 7 のようなスリットを置き、さらにその下方にアルミニウム板を置くときはコンタミネーションによる像が得られる。これより位相図が得られる。また全電流はエミッタンス測定系をひとつのファラデ箱として用いることによって測定した。

位相図の測定例は Fig. 8 および Fig. 9 にしめす。Fig. 8 の場合はグリッド G_2 の径 d が $3 \text{ mm}\phi$ のもので、ターゲット照射電流、フィラメント内径がパラメータになっている。同じフィラメントのときは位相図はかなり相似的である。このときのデータは Table 2 に一括して示す。このときの規格化輝度は $1.9 \times 10^9 \sim 1.6 \times 10^{10} \text{ A}/\text{rad}^2 \cdot \text{m}^2$ の範囲であった。Fig. 9 はカソード内径 $1 \text{ mm}\phi$ グリッド G_2 径 d を $1 \text{ mm}\phi$ のときに得た例であるが、イオン流分布はガウス分布と考えられるから中心部のみの利用は、輝度の高い部分を用いていることになる。Fig. 9 に示したものはスポットがやや楕円形をしているので短径方向と長径方向とを測り X, Y で表示してある。陰極より 7.6 cm 下方におかれたスリット板上でのスポット径は平均として 1.7 mm あった。それ故このとき示したエミッタンスの値は平均的なものを示している。またこのときの r' は $1.3 \times 10^{-3} \text{ rad}$ であった。測定されたイオン電流は $4.3 \times 10^{-8} \text{ A}$ であったから、輝度としては

** Appendix 2 参照

Fig. 10 Energy distribution of ion current.

Ordinate: Arbitrary unit.

Abscissa: Energy having at the extracted place just under the electrode G_2 (see Fig. 2).

Fig. 11 Static lens characteristic for ion beam focusing.

$1.76 \text{ A}/\text{rad}^2 \cdot \text{cm}^2$ となる。従ってこのときの加速電圧と 5 kV 、して平均イオン質量数として 24 を用いると、規格化輝度としては $4.6 \times 10^{10} \text{ A}/\text{rad}^2 \cdot \text{m}^2$ が得られた。

5. 得られたイオン流のエネルギー分布

引き出し口を通して得られたイオン流を、質量分析器にかけたり、あるいは電子レンズでさらに収束しようとすると、イオン流のエネルギー巾がせまいことが望ましい。

ところで筆者らの装置で得られるイオン流のエネルギーについて考えると、発生の原因によるエネルギー分布の外に、イオンが発生する場所の電位にも関係することがわかる。ドリフト空間が全く一様な電位であればよいが、電位の変化があれば、違った場所で発生したイオンは引出口では異なったエネルギーを持つことになる。いま発生原因によるイオンのエネルギー分布を無視する。しかして、電位が V なる場所と、 $V + dV$ に相当する場所との間で発生するイオン数を $N_0(V)$ とすると、定常状態でのイオン流 I_i は

$$I_i = K \cdot q \int_0^{V_p} N_0(V) dV \quad (9)$$

ここに K は前に(6)式で述べたものと同じイオン引出し効率, V_p は電子加速電圧, イオン初速度は発生場所に無関係に一定とする.

上式を, 前出の (6)' 式と比較すると $N_0(V)dV$ が $GI_pP \cdot (Z) \cdot dZ/q$ に相当していることがわかる. V と z の関係を

$$V = f(z) \quad Z = F(V) \quad (10)$$

とおくときは, $dZ = F'(V)dV$ ($'$ は V に関する微分) であるから, (9)式の V に関する微分 dI_i/dV は,

$$\frac{dI_i}{dV} = K \cdot I_p \cdot G \cdot P\{F(V)\} \cdot F'(V) \quad (11)$$

であたえられる.

これが, 発生原因によるエネルギー分布を無視した場合の, イオン流のエネルギー分布を与える式となる. ガス導入の場合には, ガス圧 $P(Z)$ したがって $P\{F(V)\}$ が Z や V に無関係となるから, $F'(V)$ に比例した量がイオンエネルギー分布の形を与える. 金属ターゲットの場合には $P\{F(V)\}$ が一様でないからその影響も入るが, 金属ガスの分布する範囲はせまいから, せまいエネルギー分布が期待されるはずである.

イオン流のエネルギー分布は, 引出口に3枚のメッシュとイオンコレクタを置き, 一枚目はカソードと同電位, 2枚目に減速用電位, 3枚目にコレクタからの二次電子抑制用電位をあたえた. この減速電位を変化して得られたイオン電流を V で微分した例を Fig. 10 に示す. H_2 ガス導入の場合と, ステンレスターゲットを用いた場合で, 電子加速電圧は何れも 5 kV であった. 縦軸は分布の最大を1とし, 横軸の0は, 取出されたイオン流のエネルギーが 5 keV に相当し, -100 eV はイオンエネルギーが 4.9 keV に相当している. この場合いずれも分布がながく裾を引いているが, ガス導入の場合にはガスが電子通路に一樣に存在するためであり, ステンレスターゲットの場合には残留ガスの影響によるものと考えられる.

Fig. 12 Mass-spectrograph of residual gas.

Fig. 13 Mass-spectrograph of He gas.

Fig. 14 Mass spectrograph of Argon gas.

Fig. 15 Mass spectrograph of Mg(50)-Al(50) alloy.

6. 得られたイオン流の質量分析結果

以上述べたように数 mA 程度の入射電子流で残留ガス圧が 5×10^{-5} Torr のとき, ターゲットとしてステンレス板, シリコン板, クロム板, Mg(50)-Al(50) 等を用いて得られたイオンの質量分析結果を示す. 質量分析装置としては円形断面の磁極をもつ偏向磁界を用いた. 磁界への入射スリットおよびコレクタスリットは 0.3 mm であった. 用いた静電レンズの特性は Fig. 11 に示すが, 電圧比(中央電極電圧/両端電極電圧)が 21/50 のとき, N_2 ピークは最高であった. Fig. 12, Fig. 13 および Fig. 14 は, それぞれ残留ガス, He ガス導入時, および Ar ガス導入時の分析結果である. 導入ガスは質量のスタンダ

Fig. 16 Mass spect rograph of silicon.

Fig. 17 Mass spectrograph of cromium,

Fig. 18 Mass spectrograph of stailless steel.

ードとして用いたものである。残留ガスとして最も顕著なものは H_2O および N_2 である。他に O_2 、時には H や H_2 がみらる。He 導入時には質量数 5 に相当する $\text{He} \cdot \text{H}$ らしきものが観測されることがあるが、精密な確認は行なっていない。また Ar 導入時は特に加速電圧を下げて行なったが、Ar の二価イオンと考えられるものが分離された。Ar の導入ガス圧の減少とともに、 Ar^+ 、 Ar^{++} は同時に減少した。また、 N_2^{++} 、 O_2^{++} ピークとも考えられるものも見られるが確認出来ない。Ar 分圧の減少とともに H_2O ピークは増大し、一定となる。

さらに Fig. 15, Fig. 16, Fig. 17 および Fig. 18 は金属ターゲットとして、Si, Mg-Al 合金、クロム板およびステンレスを用いたときである。シリコン板の場合、 Si^+ と N_2^+ は質量数がそれぞれ 28.1 および 28.0 であって筆者等の装置では到底分離はできない。従って N_2^+ と Si^+ とは完全に混同されるが Si 板からの N_2^+ ガス断出は無

視しうるから（シリコン板を赤熱するまで加熱して低電力で衝撃しても N_2 ピークの変化はみられなかった）、残留ガスの $\text{N}_2^+/\text{H}_2\text{O}^+$ 比と、 $(\text{N}_2^+ + \text{Si}^+)/\text{H}_2\text{O}^+$ 比の比較から Si^+ が存在していると推定される。なお SiO^+ 、 SiO_2^+ 、 $(\text{Si})_n^+$ 等の存在も考えられるがいまのところ厳密には論じられない。また Mg(50)-Al(50) の場合にも Al^+ は質量数 26.98 であるから N_2^+ ピークにマスクされると考えられるが Mg^+ は質量数 24.31 であり残留ガス分析では通常谷に相当する部分であり、かつ蒸気圧の高いこともあって容易に推定しうる。クロム板、ニッケル板およびステンレスの場合には、ややブロードではあるがほとんど同じ位置に同じようなピークがみられる。Fe は 55.8, $\text{Cr} = 51.9$ および Ni は 58.7 の質量数をもっており間違いないものと推定される。なおガス導入の場合は、集束磁界によるピーク値変化はほとんどなかった。

7. 結 論

以上に電子ビームの空間電荷をイオンの集束に用いた微細金属イオン銃についての実験結果について述べた。そして規格化輝度として $10^9 \sim 10^{10} \text{ A/rad}^2 \cdot \text{m}^2$ のものが得られた。実験装置の残留真空度は $2 \sim 3 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ と必ずしもよくなかったので H_2O 、 N_2 イオンの存在比が割合高かったのみならず、それらによる金属イオンの拡散効果等のため金属イオン含有比が低下している。またドリフト空間長の大きいことも残留ガスの影響を受けやすくしていると考えられる。残留ガスが軽減されるならば、質量分析器なしで金属イオン比の高いものが取り出せる。また電子ビームが衝突しているターゲット近傍は、臨界圧 P_{scn} 程度と仮定すると電界がなければイオン電流密度は(5)式で制限される。するとイオン電流密度は入射電子流密度 J_e に依存するから、 J_e の増加がイオン源輝度を高める鍵となる。筆者らの使用電子流密度は $5 \sim 10 \text{ A/cm}^2$ に過ぎなかったが、Appendix に触れるように $6.7 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$ 程度が実現されているから、 $6.2 \times 10^{12} \text{ A/rad}^2 \cdot \text{m}^2$ 程度の規格化輝度が期待される。

微細な金属イオン銃という立場からは、この方法が加熱用の炉を使用しないこと、ターゲットをたとえばタレット式にして任意の金属を選択しうること、高融点金属でも支障のないこと等からすぐれていると考えられる。今後、電子ビーム系、真空系および質量分析系を改善することによってさらに有用な資料が得られるであろう。

Appendix

1. イオンをトラップする原理

e_0 : 真空の誘電率

q : イオン電荷

M : イオン質量

$-e$: 電子電荷

m : 電子質量

r_e : 電子ビーム半径

I_e : 全電子流

J_e : 電子流密度

U_e : 電子速度

I_i : 全イオン流

J_i : イオン流密度

U_i : イオン速度

ΔU_i : イオンドリフト速度

$V(z, r)$: 任意の点の電位 z : 光軸上座標

$V(z, 0)$: 軸上電位 r : 動径距離

$E(z, r)$: 任意の点の電界 $E(z, r)$: 動径方向電界
入射電子ビーム断面内で電荷密度が一様であるとする

$r \leq r_e$ では

$$\rho_e = I_e / \pi r_e^2 U_e \quad (1)$$

$$E_r(z, r) = \rho_e r / 2\epsilon_0 \quad (2)$$

$r > r_e$ では

$$E_r(z, r) = \rho_e \cdot r_e^2 / 2\epsilon_0 r \quad (3)$$

またこれらより

$r \leq r_e$ では

$$V(z, r) - V(z, 0) = \rho_e r^2 / 4\epsilon_0 \quad (4)$$

$r > r_e$ では

$$V(z, r) - V(z, 0) = V(z, r_e) \{1 + 2 \log(r/r_e)\} \quad (5)$$

$r = r(r_a > r_e)$ は電位 V_a が与えられているときは,

$$V(z, 0) = V_a - V(z, r_e) \{1 + 2 \log(r_a/r_e)\} \quad (6)$$

イオンが空間電荷の谷に完全にトラップされる場合には
イオンにはたらく動径方向の力 F_r , 軸方向の力 F_z は

$$F_r = \frac{\rho_e + \rho_i}{2\epsilon_0} \cdot r - q \frac{\partial V(z, r)}{\partial r} \quad (7)$$

$$F_z = -q \frac{\partial V(z, r)}{\partial z} \quad (8)$$

近軸の軌道方程式としては, 正イオンについて

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{V'(z, 0)}{2V(z, 0)} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{V''(z, 0)}{4V(z, 0)} r \\ + \frac{1}{4\epsilon_0 V(z, 0)} \cdot \left(-\frac{J_i}{U_e} - \frac{J_i}{U_i} \right) r = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

をうる.

$V(z, 0)$ が一定のとき, すなわち完全なドリフト空間の場合には, $U_i \Delta U_i$ でおきかえて

$$r = R \sin \left[\left\{ \frac{1}{4\epsilon_0 V} \left(-\frac{J_e}{U_e} - \frac{J_i}{\Delta U_i} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} Z + \theta \right] \quad (10)$$

をうる. すなわち単振動しながらドリフトしていく. 加速空間では, イオン速度 U_i が増大するが, 逆に U_e の小さい領域に入るから, 式(9)の空間電荷による項の影響は大となり, 光軸 z へ向けての集束力がはたらく, ほぼ陰極中心を通過することになる.

またドリフト空間で, 空間電荷の谷が完全に埋められるときは $\rho_e = \rho_i$ であるから, このときのイオン流密度を J_{imax} とすれば

$$J_{imax} = (\sqrt{2} m/M) \cdot J_e \quad (11)$$

2. 到達輝度への一考察

このようなイオンの発生, 引き出し機構でどの程度の輝度まで期待しうるかということは検討してみる価値があると考えられるので一考察を試みる. イオン発生部分は, 金属ターゲット表面の微小部分とし, かつその範囲は衝撃電子ビーム径と同じとする. また取出されるイオン流の最大密度は式(11)で与えられるとする. (この式で与えられるのは入電電子ビーム空間電荷を中和するためのイオン量であるが, それ以上にイオン流が存在するのを妨げるものではない.)

さて, 現在電子ビーム加工機として, 加速電圧 40kV, ビーム径 20 μ , ビーム電流 20mA (電流密度 6.7×10^8 A/cm², 電力密度 2.7×10^8 W/cm²) 程度のものが実現されているが, これを用いるとカーボンで 0.6g/sec の蒸発量が得られると報告されている²⁸⁾. これは約 3.3×10^{21} ケの蒸発原子数に相当する. 一方 20 mA の電子流にトラップされるイオン流はカーボンの場合で 0.44 μ A にしか過ぎないから, イオン数にして 2.75×10^{12} ケ/sec で足りる. 蒸発原子のうちイオンとなり引出口から取出される割合は小さく見積っても 10^{-5} 位であるから, 上記イオンが得られるための蒸発粒子数は 2.75×10^{17} /sec ケとなる. それゆえ電子密度はもっと低くても(11)式の条件は容易に満たされよう.

ところで, 電子ビームにトラップされたイオンは, 陰極方向へそのままドリフトしていくから, イオンビームの開き角 r' としては, 照射点における電子ビームの入射角程度と考えうる. この r' が推定しうるならば, イオン源輝度 B としては

$$B = J_{imax} / \pi r'^2 \quad (12)$$

で計算される. これに, $(C/U_e)^2$ をかけたものは規格化輝度 B_n になる.

いま前述の例を用いると, $J_{imax} = 0.44 \mu\text{A} / \pi (20 \mu)^2 = 1.1 \times 10^3$ A/m² となる. $r' = 10^{-2}$ rad と仮定すると, $B = 3.5 \times 10^6$ A/rad²・m² となる. 40 kV に加速されたカーボンでは $(C/U_e)^2 = 1.5 \times 10^6$ をうるから規格化輝度 $B_n = 6.2 \times 10^{12}$ A/rad²・m² の程度となろう.

8. 謝 辞

初めに, 細くてかつ輝度の高い金属イオンビームへの興味を喚起して下さった大阪府立工業技術研究所々長菅田博士に謝意を表します. またこの研究を進めるにあたっていろいろと有益な御助言を頂いた京都大学高木教授

ならびに山田助手に厚く御礼申しあげます。さらに実験装置の試作のみならずその他の点についても御討論下さった大阪光音電気 K.K. 小楢山社長および九里常務にも深甚な感謝の意を表します。

文 献

- 1) I. Ruge and J. Graul: *Ion Implantation in Semiconductors* (Springel-Verlag, 1971).
- 2) H. Lieble: *J. Appl. Phys.*, **38** (1967) 5277.
- 3) 田村一二三, 近藤敏郎, 土井紘, 大村一郎: 学振 132委, 資料 45 (1970, Jan.).
- 4) 高木俊宣: *エレクトロニクス* (1972, May) 618.
- 5) A. Septier: *Focusing of Charged Particles II* (Academic Press, 1967) p. 151.
- 6) G. F. Tonon: *I.E.E.E.*, **NS-19** (1972) 172.
- 7) H. Heil and R. Guckenberger: *Proc. of the Symp. on Ion Source and Formation of Ion Beams* (Brookhaven National Lab., Upton, NY, USA., 1971, Oct.) 183.
- 8) C.A. Evans: *Rev. sci. Instrum.*, **43** (1972) 1527.
- 9) T. Kishi and E. Sugata: *Japan, J. appl. Phys.* **11** (1972) 773.
- 10) T. Kishi, T. Nishida and N. Tanizuka: *Bull. Univ. Osaka Pref., Ser. A, No. 1*, **21** (1972) 59-ing).
- 11) 来住徹, 菅田栄治: 第32回春季応物講演会 (1971)
- 12) 来住徹, 菅田栄治: 真空技術, 荷電ビーム講演会予稿 (1971, Sept.) 85.
- 13) 来住徹, 菅田栄治: 学振132委資料 (1970, Dec.).
- 14) 来住徹, 西田隆男, 谷塚昇: 第33回春季応物講演会 (1972).
- 15) 来住徹, 西田隆男, 谷塚昇: 第33回秋季応物講演会 (1972).
- 16) 西田隆男, 谷塚昇, 来住徹: 電気連大会関西支部予稿 (1972) G251.
- 17) 高木俊宣, 山田公, 石川順一郎: 学振 132委資料 (1970, Oct.)
- 18) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa: 文献7 (1971, Oct.) 191.
- 19) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa: *I.E.E.E.* **NS-19** (1972) 142.
- 20) T. Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa and H. Iwao: *Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Source* (Vienna, Sept. 20, 1972) 367.
- 21) T. Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa and Y. Fuyuki: *ibid.* 790
- 22) J. R. Pierce: *Theory and Design of Electron Beams* (D. Van Nostrand, 1949) 164.
- 23) E. B. Bas, G. Gremosnik and H. Lersch: *Trans. 8th Vacuum Symp. and 3rd. Int. Cong.* (Pergamon Press, 1962) 817.
- 24) J. E. Hopson: *J. appl. Phys.*, **34** (1965) 2425.
- 25) D. A. Dunn, W. Nichparenko, J. E. Simpson and K. I. Thomassen: *J. appl. Phys.*, **36** (1965) 3273.
- 26) A. Septier: 文献 5 (1967) p. 150.
- 27) R. McKeever and A. Yokosawa: *Rev. sci. Instrum.*, **33** (1962) 746.
- 28) W. E. Meyer: *Electron and Ion Beam Science and Technology* (4th Intern. Conf. 1970, Electrochem. Soc. N.Y.) 381.