磁気中性点による散乱効果を用いたイオン源の基本特性

桜井 靖久*・秋津 哲也*・松沢 秀典*

(昭和62年3月7日 受理)

Ion Source Using Scattering Effect at Magnetic Neutral Point

Yasuhisa SAKURAI, Tetsuya AKITSU, and Hidenori MATSUZAWA

(Department of Electrical Engineering, Yamanashi University, Kofu-shi, Yamanashi-ken, 400)

(Received March 7, 1987)

Two types of ion sources with a single magnetron injection gun-type-thermionic cathode were fabricated and tested. The cathode was positioned on the extended line of the cylindrical axis. These sources have magnetic multipole line-cusps with different directions. One of them had azimuthally oriented magnetic field, and the other had axially oriented one. The measurement of ion current density and ion energy distribution revealed that the beam profile became a hollow-beam whose intensity increases in proportion to discharge current, and that the ion source with axially oriented magnetic field produces ion beams 450 times higher than those with azimuthally oriented magnetic field. Single extraction grid-ion source is also compared in extracted beam profile with the two grid-ion source.

1. はじめに

大電流、大口径イオン・ビームを得るために、電離に寄与する電子の閉じ込めを積極的かつ効果的に行う方法として、マルチ・カusp磁場(多重極磁場)を利用したイオン源が広く用いられている¹⁻⁴⁾。このカusp磁場は、線状の永久磁石を何本もプラズマ生成室の容器壁に配置し、陽極であるプラズマ生成室壁面内側に局所的な磁場を発生して、イオン化効果を改善する。また、カusp磁場は局所的な磁場であるために、イオン引き出し電極付近では低磁界領域を広く得ることができるので、安定なプラズマ生成とイオンの引き出しが行えるという利点もある。しかし、この種のイオン源の多くはプラズマ生成室に何本ものフィラメントを有しているために、必然的にそれらを加熱するための配線径路や電力も増加する。また、陰極の交換という点からも容易ではない。このような観点から、単一の高性能陰極だけで有効的にプラズマを生成できれば非常に有利である。我々は、(1)単

一の熱陰極で発生した初期電子でプラズマを生成する。(2)電離に寄与する電子を、その輸送径路中に生成されている磁気中性点の散乱効果を利用し、電子の運動径路を変えて実効飛行長を増加させる。(3)表面マルチ・カusp閉じ込め磁場により、さらに電離を効果的にする。以上のような特長を備え、しかも磁場の方向性の異なる二種類のイオン源を使用して、それらのイオン電流密度及びイオン・エネルギー分布を測定した。本論文では、その実験結果について電子軌道のシミュレーションと共に報告する。

2. 実験装置

Fig. 1(a)と**Fig. 2(a)**にイオン源の断面図を示す。今回の実験には二つの型のイオン源を使用した。これらのイオン源は大きくプラズマ生成部、プラズマ拡散部、イオン引き出し部の三つに分類できる。両者の違いは永久磁石により生成される磁場の方向性にある。**Fig. 1(b)**、(c)、(d)、(e)と**Fig. 2(b)**にそれぞれのイオン源の磁場分布を示す。なお、**Fig. 2(a)**のイオン源に対する軸方向磁場分布は、**Fig. 1(b)**と同じである。これらの磁場

* 山梨大学工学部電気工学科(山梨県甲府市武田)

Fig. 1 (a) Schematic diagram of azimuthal direction type ion source.
 ① Thermionic discharge region. ② Azimuthal multi-cusp confinement region. ③ Accelerator.
 (b) Axial magnetic field distribution.
 (c) Magnetic line of force in the azimuthal direction type ion source.
 (d) Magnetic field distribution of azimuthal direction.
 (e) Magnetic field distribution of radial direction.

Fig. 2(a) Schematic diagram of axial direction type ion source.

① Thermionic discharge region. ② Axial multi-cusp confinement region. ③ Accelerator.

(b) Magnetic field component of radial direction (97 mm from the center). The arrow indicates exit of expansion chamber.

分布より、Fig. 1 の型のイオン源は θ 方向にマルチ・カusp磁場が発生するが、Fig. 2 のイオン源は Z 方向に発生する。(以後、それぞれを θ 方向型、Z 方向型と呼ぶ。) 両者とも軸方向磁場分布より、プラズマ生成部とプラズマ拡散部の接続口付近に磁束密度がゼロの点、すなわち磁気中性点が発生しているのがわかる。

プラズマ生成部には、直径30 mm、長さ10 mm のニッケル製陰極が取り付けられており、内部の0.45 mm ϕ のタングステン製ヒーターで加熱される。また、陰極表面には熱電子放出を容易にするために、酸化バリウム⁵⁾が塗布してある。

プラズマ拡散部は、 θ 方向型の場合、磁場強化のために直径266 mm、長さ240 mm の軟鉄製円筒で構成し、酸化防止のため表面を無電解ニッケル・メッキしてある。内部では、長さ130 mm、12 mm 角のステンレス・パイプ中のフェライト永久磁石⁶⁾ (9.6 mm 角、Br: 約

1500 gauss) が12極のカusp磁場を発生する。Z 方向型の場合、内径202 mm、外径310 mm、厚さ2.5 mm の軟鉄製円板21枚を間にフェライト永久磁石 (厚さ10 mm、Br: 約3600 gauss) を挟んで構成した。永久磁石は隣合う磁石同士の極性を逆にして取り付けられている。軟鉄製円板は θ 方向型と同様に無電解ニッケル・メッキしてある。また、外枠にはガスが漏れないため、及び内部の様子がよくわかるようにマイラー・シートが巻いてある。両者とも底部には θ 方向型と同じ永久磁石を12極放射状に取り付け、プラズマ生成室との接続口では鉄リングが磁気回路を構成している。

イオン引き出し部は、口径170 mm のステンレス・メッシュ (100 mesh/inch) で構成した。

イオン源全体は、Fig. 3 に示されたスペース・チェンバー内に設置した。このチェンバーは、直径1 m、長さ2 m、容量1600 l を有する。排気量5500 l/s の油拡散ポン

Fig. 3 The ion source settled in the space chamber.

Table 1 Typical operation parameters

I_b (Solenoid current)	200 mA
I_f (Filament current)	12.4 A
V_{a1} (Cathode-first anode voltage)	20 V
V_{a2} (First anode-second anode voltage)	10 V
V_g (Acceleration voltage)	-40 ~ -80 V
P (Background pressure)	2×10^{-4} Torr

プで排気し、放電ガスであるアルゴン・ガスは減圧弁を通してプラズマ生成室内に導入する。ガスの圧力はスペース・チェンバーに取り付けたペニング真空計ゲージで測定した。

Table 1 に代表的な動作条件を示す。ここで、第一陽極、第二陽極はそれぞれプラズマ生成室壁、プラズマ拡散部壁に対応している。

次に、このイオン源の陰極から放出した電子軌道を考えてみる。軸対称磁場中に熱陰極から放出した電子は、陰極と第一陽極間電界とソレノイド電流による磁界によりサイクロトロン運動をするので、衝突電離回数が増大し放電室内のプラズマ密度が高くなる。さらに、第一陽極と第二陽極間の軸方向電位差により、拡散チェンバー入口付近に到達した電子は、永久磁石と軟鉄との磁気回路による磁気中性点で散乱する。散乱後の電子は、散乱時のエネルギーと反射位置に依存する速度で、閉じ込め磁場領域へランダムに移動するものと、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト運動により、拡散チェンバー周辺部に移動するものとに分かれる。Fig. 4 に θ 方向型イオン源の電子の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト軌道を示す。

Fig. 4 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift orbit of electron in the azimuthal direction type ion source.

3. 実験結果および考察

3.1 θ 方向マルチ・カスプ型イオン源

Fig. 5 に θ 方向マルチ・カスプ型イオン源から引き出されたイオン・ビーム電流密度分布を放電電流をパラメータとして測定したものを示す。ビーム電流の測定には、Fig. 6(a), (b) に示す 3 枚グリッド・ファラデー・カップを使用した。なお、グリッドは 100 mesh/inch のステンレス・メッシュである。測定結果からイオン・ビームは中心部より周辺部に集中し、放電電流に比例して増加するホロー・ビームとなっているのがわかる。このような分布が得られたのは次の理由によるものと思われる。磁気中性点から散乱した電子はプラズマ拡散部の中心部の自由領域に移動し、負にバイアスされたイオン引き出

しグリッドにより、静電閉じ込めを受けるが、アルゴン・ガス中での電子の平均自由行程（この実験の測定条件下では約100 cm）が系よりも長いために、イオン化への寄与が少ないままに、第二陽極電位であるスクリーン・グリッドへ放電電流となって流れ込む。一方、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト運動により拡散チェンバー周辺部に移動した電子は、カusp磁場中に捕足されイオン化へ有効に寄与するものと考えられる。このような $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流はマグネトロン放電電流の2.5-9 倍程度大きくなるという報告がある⁷⁾。

Fig. 7 に θ 方向マルチ・カusp磁場中に捕獲された電子軌道の計算例を示す。この場合電子のエネルギーの初

期値は40 eV である。計算結果より、電子は磁力線に沿ったバナナ軌道を描き、湾曲磁場中に捕獲されたままになっている⁸⁾のがわかる。

Fig. 8, Fig. 9 に加速電圧56 V におけるイオン・エネルギー分布の r 方向及び Z 方向依存性を示す。 r 方向の場合、ピーク値は中心部で約11 V、周辺部では約38 V 加速電圧より低エネルギー側にずれている。一般的にイ

Fig. 5 Distribution of ion current density along radial distance for various discharge currents at constant acceleration voltage of 56 V.

Fig. 7 Typical electron orbits in the magnetic multipole line-cusps for the azimuthal direction type ion source.

(a)

(b)

Fig. 6(a) Schematic diagram of Faraday-cup for ion current density and ion beam energy.

(b) Potentials in the Faraday-cup.

Fig. 8 Dependence of ion energy distribution on radial distance.

Fig. 9 Dependence of ion energy distribution on axial distance.

オン・エネルギー分布は、引き出し電圧付近でピーク値を持ち均一化しているのが理想であるが、このイオン源ではそのような結果が得られなかった。中心部と周辺部のエネルギーの違いは、周辺部において $E \times B$ ドリフト電流によるイオン化が中心部よりも優勢であることによるものと考えられる。加速電圧を変化させた場合にも同様な結果が得られた。Z 方向のイオン・エネルギー分布の場合は、10 cm 以内では均一であるがそれ以上では軸方向距離の増加に伴い低エネルギー側にずれている。このことから、イオン・ビームを照射する場合、ターゲットは10 cm 以内に配置すれば良いことがわかる。また、イオン・エネルギーのピーク値は加速電圧より低い、これは、ターゲットに負電圧を加え追加速することによって、希望するエネルギーを持ったイオンを得ることができる。

3.2 Z 方向マルチ・カスプ型イオン源

Fig. 10 Distribution of ion current density along radial direction for the dual grid operation, for various discharge current at constant acceleration voltage of 60 V.

Fig. 11 Distribution of ion current density along radial direction for the single grid operation, for various discharge current at constant acceleration voltage of 60 V.

Fig. 10 に Z 方向マルチ・カスプ型イオン源の引き出されたイオン・ビーム電流密度分布を示す。この場合も θ 方向型同様、放電電流に比例して増加するホロー・ビームとなっている。しかし Fig. 5 と比較してみると、中心からピーク値までの半径が減少しているのがわかる。これはマルチ・カスプの磁場強度の違いによるもの

Fig. 12 Dependence of ion energy distribution on radial distance.

と考えられる。また、ビーム電流の最大値が θ 方向型よりも約450倍増加しているのも大きな特長である。このことは、マルチ・カusp磁場の方向性の問題について大きな指針を与えるものと考えられる。

次に、イオン源のスクリーン・グリッドを取り外し、グリッド構成をデュアル・グリッドからシングル・グリッドに変えた場合についても、同様な引き出しイオン流の測定を行ったのでその結果をFig. 11に示す。Fig. 10と比較してみるとビーム形状が大きく変化しているのがわかる。デュアル・グリッドの場合がホロー・ビームであったのに対し、シングル・グリッドの場合は、周辺部よりも中心部の方がイオン・ビーム電流密度が高くなっている。また、半径3 cm以内では平坦な分布が得られている。これは単一のグリッドになったために、プラズマの空間電位が変化し、電離領域が変わったことによるものと考えられる。

Fig. 12に、シングル・グリッドにした場合の加速電圧60 Vにおけるイオン・エネルギーの r 方向依存性を示す。この場合でも、エネルギーのピーク値は加速電圧より低エネルギー側にずれている。しかし θ 方向型と比較してみると、分布が均一化したことがわかる。加速電圧を変化させても同様の結果が得られた。

4. おわりに

今回の実験から次のことがわかった。

- i) θ 方向及びZ方向マルチ・カusp型イオン源のどちらの場合も、引き出されたイオン・ビームは放電電流に比例して増加するホロー・ビームとなった。これは、大口径で均一なイオン・ビームを得るための周辺部の補正という点においては非常に有効である。
- ii) ビーム電流の最大値は、 θ 方向型と比較してZ方向型の方が約450倍増加する。このことからこの種のイオン源では、電離に寄与する電子を閉じ込めるのに、Z方向マルチ・カusp磁場を用いるのが極めて効果的であることを示している。
- iii) デュアル・グリッドからシングル・グリッドに変えることによって、周辺部に集中するホロー・ビームから、中心部に最大イオン・ビーム電流密度を持つ平坦な分布が得られた。したがって、プラズマに面したグリッドの電位を変化させることにより、半径方向のイオン・ビーム分布を制御できる。

以上、磁場分布の違った二つのイオン源のイオン電流密度及びイオン・エネルギー分布を測定し、マルチ・カusp型イオン源における電子軌道及び電離機構が明らかとなった。

謝辞

本実験を行うにあたって、イオン源の製作並び測定に協力された昭和61年度卒業生、久保田、田原両君に感謝します。また、マルチ・カusp磁場発生に使用した永久磁石(YBM-2B)は、日立金属(株)磁性材料研究所の御好意によるものであり、深く感謝の意を表します。

〔文 献〕

- 1) H. R. Kaufman, J. J. Cuomo and J. M. E. Harper: J. Vac. Sci. Technol., **21** (1982) 725-736.
- 2) H. R. Kaufman: J. Vac. Sci. Technol., **4** (1986) 764-771.
- 3) Y. Ono, T. Kurosawa, T. Sato, Y. Oka and I. Hashimoto: J. Vac. Technol., **4** (1986) 788-790.
- 4) T. S. Green: Inst. Phys. Conf. Ser. No. 54 (1980) p. 271.
- 5) Chemical R-500, J. J. Baker Chemical Co.
- 6) YBM-2BC, 日立金属(株).
- 7) S. M. Rossmagel, H. R. Kaufman: J. Vac. Sci. Technol. **A5** (1987) 88-91.
- 8) F. F. Chen: Plasma Physics and Controlled Fusion (Plenum Press, New York, 1974) p. 30-34.