

EHB 型イオン源

福政 修*・板谷 良平**・佐伯 節夫*

Experimental Study on EHB Type Ion Source

Osamu FUKUMASA, Ryohei ITATANI and Setsuo SAEKI

Abstract

In the design of high current ion sources, for applications to NBI (Neutral Beam Injection) heating of fusion plasma, it is important to obtain hydrogen plasma with high proton ratio.

In order to improve the properties of plasma parameters, i. e. plasma density and electron temperature, and to control the composition of extracted ion beams, we have developed the EHB (Electron Heating in Bucket) Type Ion Source. In this device, DC discharge in the bucket type configuration of magnetic field is combined with electron heating due to microwave. The multipole line cusp field is used for resonance magnetic field of electron heating as well as confinement field of plasma.

It is verified that superposed RF power affects the overdense plasma (plasma frequency $f_p >$ microwave frequency f_m), and improves the properties of source plasma and the extraction of ion beams. Furthermore, in the course of the study of EHB Type Ion Source, remarkable change of the proton ratio has been observed and found to be related with the condition of the wall of the vessel.

1. はじめに

中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection, NBI と略す) によるプラズマ加熱は, 炉心プラズマの追加加熱の中で最も有力な方法の一つとして期待されている¹⁾. この NBI 用の水素イオン源には, 以下のようなプラズマ特性が要求される.

- (1) プラズマ密度および電子温度が高いこと.
- (2) 大電流を引き出すために引出し電極は多孔型となるから, 広い引出し断面にわたって密度や温度が一様かつ安定なプラズマであること.
- (3) イオン源内プラズマの原子イオン成分比 (プロトン比) が高いこと.

従来の開発研究では, 大電流イオンビームが安定に引き出せることに主眼が置かれ, 上記特性のうち(1)および(2)を満たすべくイオン源プラズマの高密度化および大容量化が進められた. 現在, 大電流イオン源の主なものとして, 改良型 duoPIGatron, bucket 型,

Periplasmatron 型, LBNL 型, 等がある.

一方, 将来の大型核融合実験装置において加熱効率を上げるためには高いプロトン比を持つイオンビームを作る必要があり, 特性(3)が重要となる. 特に, ビームエネルギーが 150~200 keV にもなるイオン源においては, プロトン比として 90%以上が望まれている²⁾. プロトン比の改善に関しては, 熱解離の方法でより多くの水素原子をイオン源内に供給する³⁾, 磁気フィルターにより電離能力を持つ一次電子をビーム引出し電極の近傍から除く⁴⁾, 或いは bucket 型イオン源で強磁場を用いることによりイオンの実効的な損失面積を小さくし閉じ込め時間を長くする⁵⁾, 等の方法が試みられている. しかし, これまでの研究は数少なく, プロトン比制御法の確立は今後の重要な課題である.

著者らは, プラズマ源の特性改善およびイオン種組成の制御を目的として, 円形 bucket 型磁場配位での直流放電とマイクロ波による電子加熱とを組み合わせた EHB (Electron Heating in Bucket) 型イオン源を試作し, その特性について検討してきた^{6,7)}. 更に, この研究過程で, 同一放電条件下でも容器壁の状態によりプロトン比が大きく変化する事実を見出した⁸⁾. 本

* 電気工学科

** 京都大学工学部電子工学科

論文では、EHB 型イオン源に関する実験結果の詳細およびその検討について報告する。

2. 実験装置および実験方法

EHB 型イオン源の概略を Fig. 1 に示す。円柱状のステンレス製容器（内径 11 cm, 長さ 30 cm）を陽極

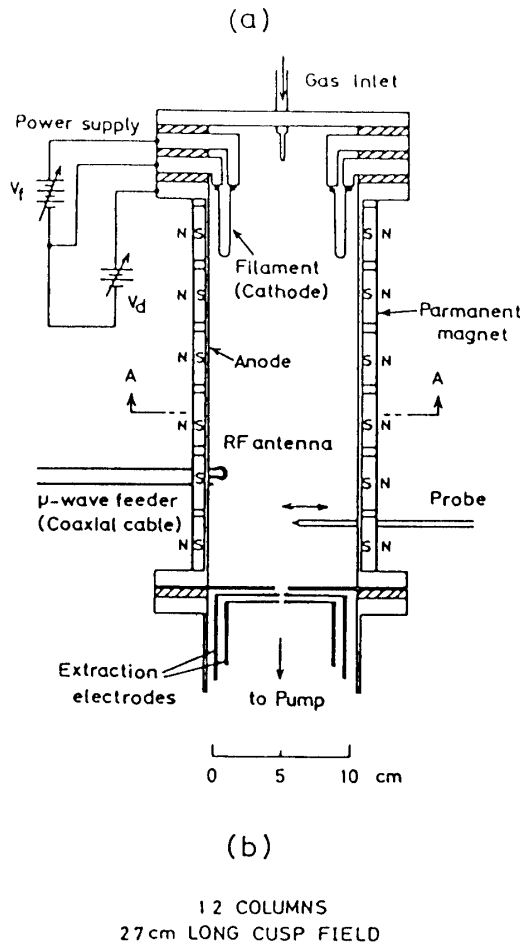


Fig. 1 Schematic diagram of EHB type ion source. The anode chamber is magnetically shielded by a 12-pole line cusp field as shown in (b).

とし、16本のタングステンフィラメント（0.6 mm^φ, 長さ 10 cm の線をヘアピン状にして取り付ける）を陰極として、この陽極・陰極間の直流放電によりプラズマが生成される。容器外壁には永久磁石（フェライト磁石、20×40×10 mm で表面磁束密度が約 1.2 kG）を並べて、12極の直線カusp磁場を構成している。磁場強度は、容器内壁面上で最高 1 kG 程度であり、中心軸に向かって急激に減衰する。磁束密度が 875 G となる ECR 磁場（電子サイクロtron 共鳴周波数 f_c が 2.45 GHz になる磁束密度を持つ磁場）は容器内壁から 5 mm 程度内側に形成されている。なお、陽極および永久磁石は水冷されている。

作動ガスは水素。放電容器の真空度は常に 2×10^{-6} Torr 以下に保ち、放電開始直前に水素ガスを導入する。放電継続は 2 分間程度で、放電終了後にはガスの供給をやめ再び高真空状態に保つ。

電子密度 n_e , 電子温度 T_e などのプラズマパラメータの測定には径方向に可動のラングミュアプローブを用いた。プローブは引出し電極板から上方 5 cm ($z_1=5$ cm) に設置され、プローブ先端は直径 0.5 mm で長さ 1.2 mm のタングステンである。

実験に使用したマイクロ波回路を Fig. 2 に示す。

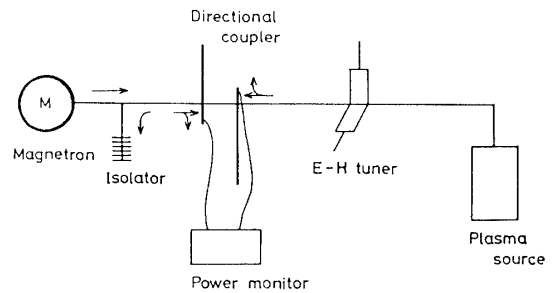


Fig. 2 Microwave circuit.

マイクロ波源としては工業用マグネトロンを使用している。動作特性は 60 Hz 両波整流方式で 2.45 GHz (自由空間波長 $\lambda_0 \approx 12$ cm), 平均最大出力 800 W のマイクロ波が得られるものである。ただ、本実験ではマグネトロンを 60 Hz 半波整流方式で動作させている。マイクロ波電力は、EH チューナーの負荷側に同軸一導波管変換器をつけ、同軸線を通して放電容器内へ導入される。入射および反射マイクロ波電力は方向性結合器に取り付けられたパワーメーターで測定する。

イオン種組成比の測定には、プラズマ源から直径 3 mm の単孔によりイオンビームを引き出し、磁場偏向型の分析器を用いた。引出し電圧は約 800 V, 偏向用磁場は約 660 G である。偏向されたイオン電流を、中心から 3 cm 外側を鉛直方向に可動のフェラデー

カップにより、引出し電極からの距離 z の関数として測定する。

3. 実験結果および考察

3.1. 直流放電によるプラズマ生成

イオン源の放電特性を Fig. 3 に示す。フィラメント電流 I_f は16本のフィラメントに流れる電流の合計値を示す。このような放電により、本イオン源内部に生成されたプラズマの諸パラメータをプローブ測定より求めた。

Fig. 4 に、 n_e , T_e , 浮遊電位 (floating potential) V_f およびプラズマ電位 (plasma space potential) V_s の径方向分布の一例を示す。ここで、 V_f および V_s は陽極 (接地電位) に対する値である。容器が小さいため bucket 型磁場配位の効果が十分に得られているとは言いがたいが、中心から半径 3 cm 程度の範囲において n_e および T_e がほぼ一様となるプラズマが生成されている。

なお、Fig. 3 および Fig. 4 は作動ガスとしてアルゴンを用いた例であるが、水素放電においても同様の結

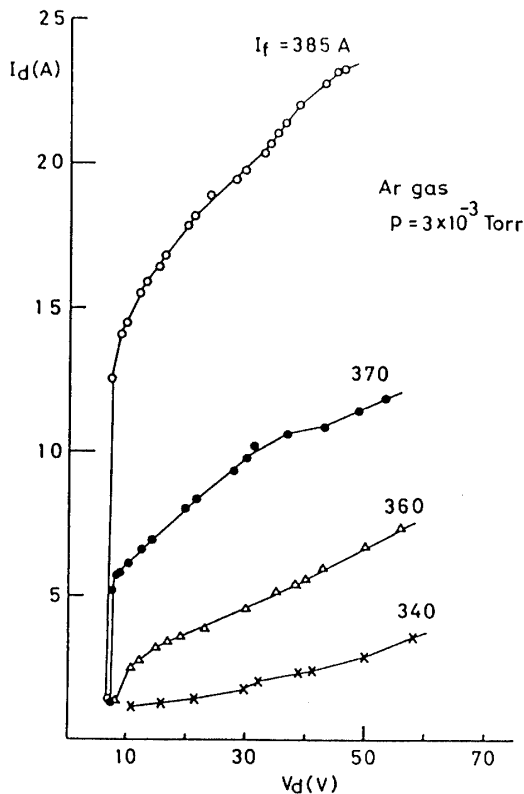


Fig. 3 Relationship between discharge voltage V_d and discharge current I_d . Working pressure of Ar gas is constant. Filament current I_f is a parameter.

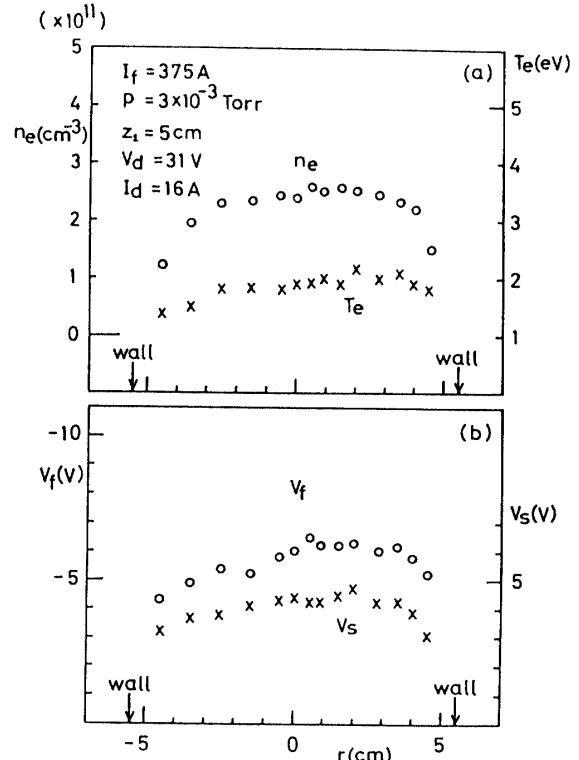


Fig. 4 A typical example of distributions of some plasma parameters. (a) Electron density n_e and electron temperature T_e . (b) Floating potential V_f and plasma space potential V_s .

果が得られている。また、これ以後に示す結果はすべて水素プラズマを対象としたものである。

Fig. 5 に n_e および T_e と放電電力 $V_d \cdot I_d$ との関係を示す。水素ガス圧 p をパラメータにとっているが、 I_f と p を適当に組み合わせることにより $n_e = 10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマが容易に得られる。 T_e はガス圧が低いほど高くなる傾向を持ち、 10^{-4} Torr 程度では 4~5 eV になる。図 (a) 中の点線は臨界密度 $n_c = 7.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ を示す。これは、電子のプラズマ振動周波数 f_p がマイクロ波の周波数 f_M (2.45 GHz) に等しくなる時のプラズマ密度であり、本研究では重要な値である。

3.2. マイクロ波重畳とプラズマパラメータの測定

本研究の特徴は、bucket 磁場を ECR (電子サイクロトロン共鳴) 磁場として利用し、マイクロ波による ECR 加熱を行い T_e を制御することにある。そのためは、まずマイクロ波が効率よくプラズマに吸収されなければならない。

一方、プラズマ波動理論によれば⁹⁾、高密度プラズマ中 ($f_p > f_M$) を伝播できるのは強磁場中 (ECR 磁場

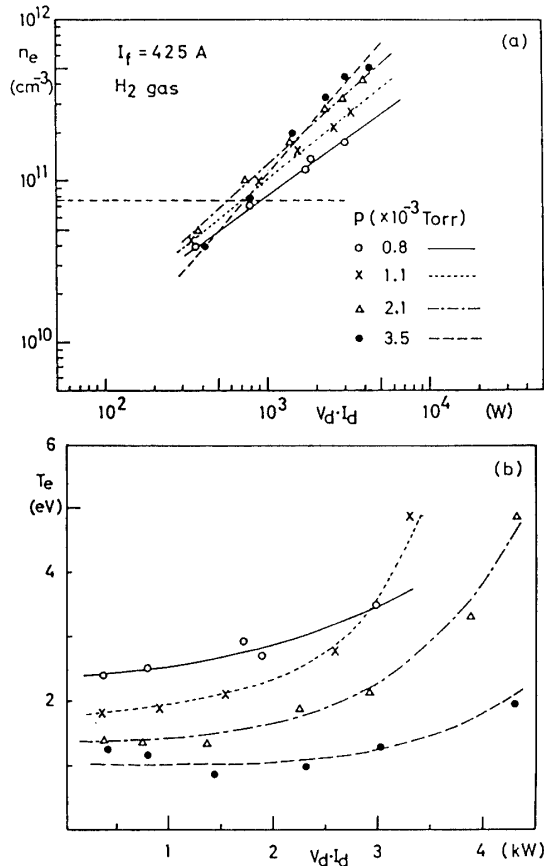


Fig. 5 Electron density n_e and electron temperature T_e vs discharge power $V_d \cdot I_d$, respectively. Filament current I_f is kept constant. Working pressure of H_2 gas is a parameter. The dashed line in (a) shows the critical plasma density $n_c (= 7.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3})$, namely plasma frequency $f_p =$ microwave frequency f_M .

より強く、イオンサイクロトロン共鳴磁場より弱い) に沿っての右回り円偏波だけである。しかし、本実験の bucket 型磁場は右回り波の伝播に適しているとはいえず、マイクロ波の吸収とプラズマ密度との関係をまず検討しておく必要がある。

Fig. 6 に吸収マイクロ波電力と n_e との関係を示す。マイクロ波回路理論の観点からは、プラズマを含むイオン源もまた回路素子と考えられ、イオン源のインピーダンスはプラズマパラメータによって変化する。この測定では、アンテナまでのマイクロ波回路系、水素ガス圧などは一定に保ったまま放電電力 $V_d \cdot I_d$ を変えることによってのみ n_e を制御した。図より明らかなように、 $f_p > f_M$ となるプラズマであっても n_e が高くなるほど吸収電力 P_a は増加している。従って、NBI 用イオン源として必要とされるプラズマ ($n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) に対しても、本装置によって重畳マイクロ波の効果を実験的に検討することが可能である。

Fig. 7 に円筒ラングミュアプローブの電圧 V_p —電流 I_p 特性を示す。左上方の図はイオン飽和電流の部分 (V_p が負) を拡大したものである。なお、プローブ先端の位置は中心から 2.5 cm 外側である。マイクロ波重畳により電子およびイオン飽和電流とも増加していることがわかる。ただし、 T_e と n_e の変化は V_p — I_p 特性の片対数表示から求める必要がある。

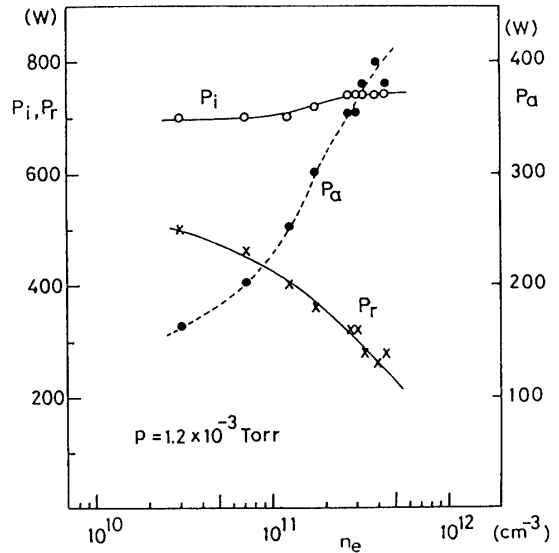


Fig. 6 Relationship between microwave power and plasma density: Incident power p_i , reflected power p_r , and absorbed power $p_a = p_i - p_r$.

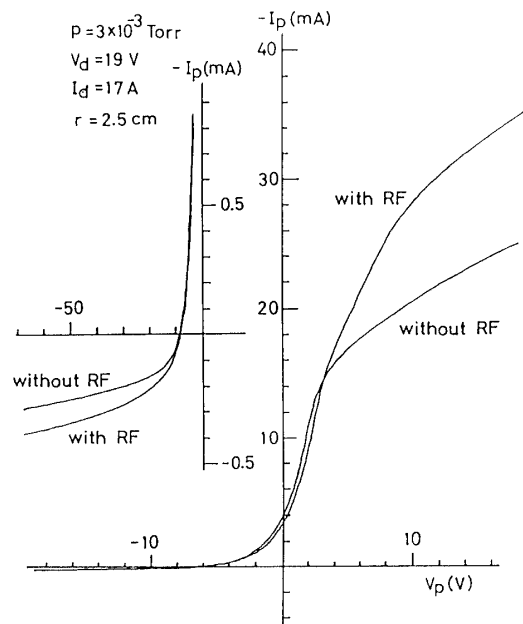


Fig. 7 Voltage-current characteristics of a Langmuir probe with and without RF power. To clarify the difference between two cases, the enlarged trace of the part of the ion saturation current is also shown, where the probe is negatively biased.

プラズマ密度 n_e を変えて Fig. 7 のようなプローブ特性を取り、 T_e や n_e に対するマイクロ波重畳の効果を検討した。その結果、 $n_e > n_c$ (即ち $f_p > f_M$) の高密度プラズマに対してもマイクロ波の効果は現れ、 T_e および n_e 両者とも増加することがわかった⁷⁾。現在、 $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 1 \sim 2 \text{ eV}$ のプラズマに対し、 $P_a \approx 300 \text{ W}$ のマイクロ波重畳により温度および密度の増加割合 ($\Delta T_e/T_e$, $\Delta n_e/n_e$) は 25~30% となっている。

Fig. 8 は (a) ラングミュアプローブの V_p - I_p 特性と、(b) その片対数表示を示している。これは、 T_e の変化

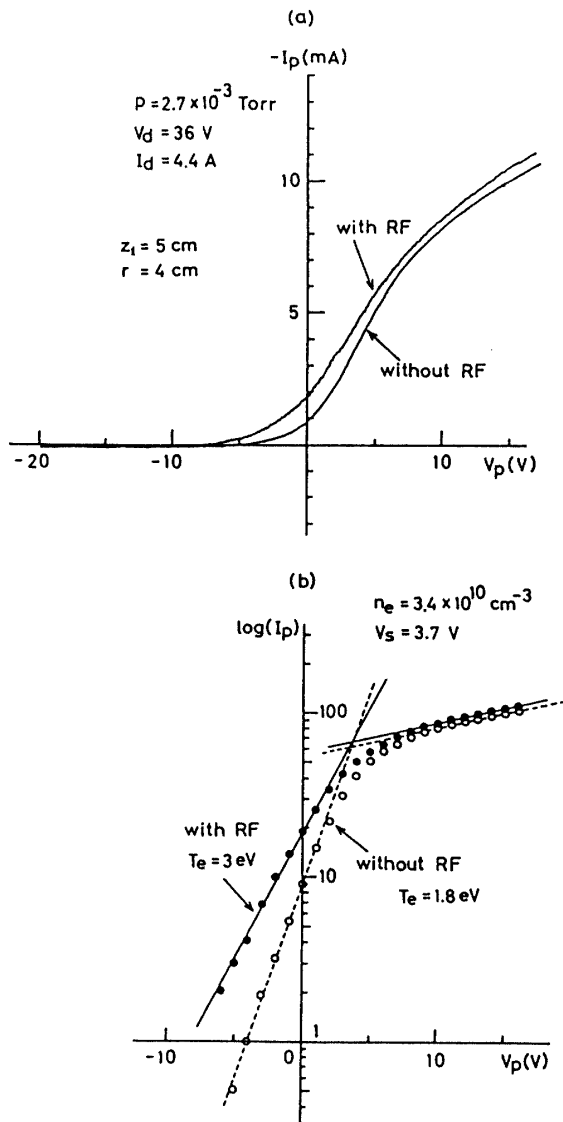


Fig. 8 Voltage-current characteristics of a Langmuir probe with and without RF power in (a), and its semilog plot in (b). The plasma space potential V_s and electron temperature T_e are derived from the knee and the slope in the semilog plot, respectively. This probe trace indicates the increase of electron temperature due to the superposition of microwave.

が比較的是っきりと現れている例である。

電子加熱の効果が弱い原因として、次の事が考えられる。使用している磁石が弱いため、ECR 条件を満たす領域が壁に接近している (壁から約 5mm 内側)。従って、ECR により加速された電子の閉じ込めが不十分であり T_e の上昇として現れてこない。現在使用の発振器では最大吸収電力として 600 W 程度が上限となっているが、今後は 5 kW 出力の発振器にて実験を行う予定である。その際には、もっと容器内側に ECR 磁場を構成するようにして、加速された電子の閉じ込め性能を高めたい。

3.3. プラズマ源からのイオン引出し

3.3.1. イオン電流の引出し

プラズマから引き出されるイオン電流密度 J は次式で表される。

$$J = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) en_e \left(\frac{\kappa T_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ここで、 κ はボルツマン定数、 e は電子電荷、 M はイオン質量である。大電流イオン源を実現するためには n_e と T_e の両方、または少なくともどちらかを高くする必要がある。3.2 節の結果より、マイクロ波重畳によりイオン電流引出しの改善が期待できる。

引出し電極をプローブとして、プラズマ源から単孔 (直径 10mm) を通して電極に流れこむ電流と電圧との関係を Fig. 9 に示す。左上方の図は、イオン電流の部分を拡大したものである。マイクロ波重畳によりイオン電流は増加する。更に、吸収電力が増せば、それに対応して電流の増加も大きくなっている。

Fig. 9 に示すような測定を、 n_e と P_a の組合せを変えながら行うことにより、引出し電流の増加分 ΔI と P_a との関係を求めた。Fig. 10 に結果の一例を示す。図では $V_p = -100 \text{ V}$ におけるイオン電流 I_i とマイクロ波重畳による増加分 ΔI_i との比 $\Delta I_i/I_i$ を縦軸にし、横軸には P_a を取っている。×印および△印の場合、プラズマ源内では放電のみにより $n_e > n_c$ の高密度プラズマが生成されている。そして、マイクロ波重畳によりイオン電流が増加することがわかる。

Fig. 11 には全電力とイオン電流 ($V_p = -100 \text{ V}$ でのイオン電流) との関係を示す。例えば△印と▲印とは対応しており、放電電力が 0.45 kW の時に $I_i = 0.6 \text{ mA}$ であったものが (△印)、約 600 W のマイクロ波重畳により $I_i = 1.95 \text{ mA}$ (▲印) になることを示している。他の記号も、このような対応関係で結ばれている。従って、この図全体より、全電力が同じであれば

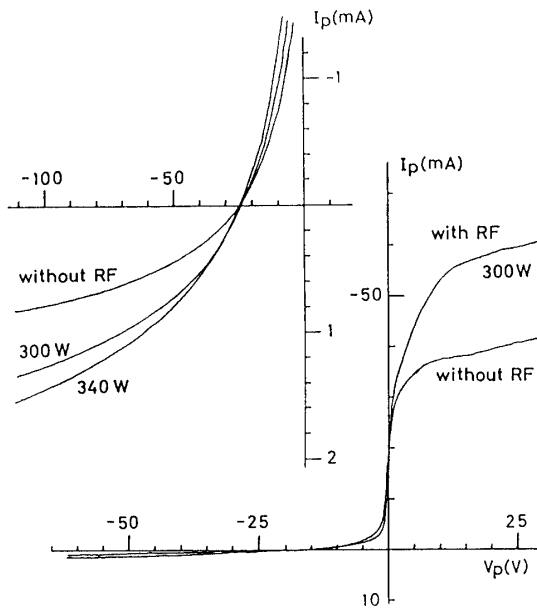


Fig. 9 Voltage-current characteristics of the end probe through a single hole with 10 mm diameter. The enlarged trace of the part of the ion saturation current is also shown. Experimental conditions are as follows: $I_f = 425 A$, $p = 2.1 \times 10^{-3}$ Torr, $V_d = 44 V$ and $I_d = 20 A$.

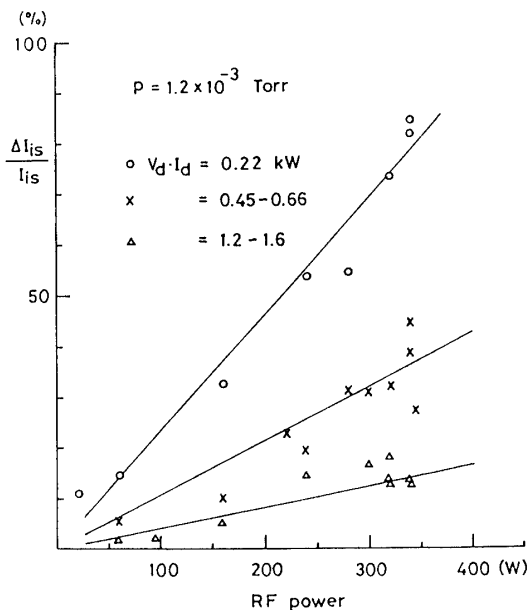


Fig. 10 The increase of ion saturation currents due to superposition of microwave, i.e. ΔI_{is} (at probe potential $V_p = -100 V$), vs RF power. Parameter is a discharge power $V_d \cdot I_d$. Experimental procedure is the same as one in Fig. 9.

直流放電のみよりも直流放電にマイクロ波を重畳した混合放電の方が引出しイオン電流が増大することがわかる。

以上により、マイクロ波重畳の効果は $f_p > f_M$ とな

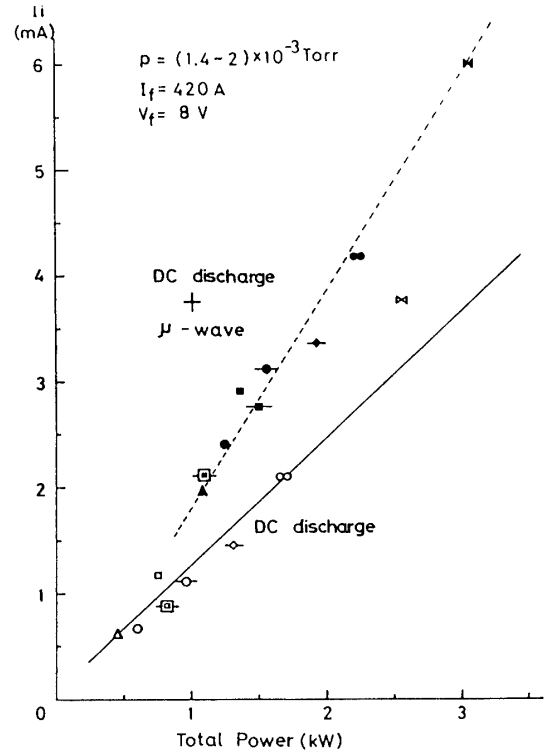


Fig. 11 Extracted ion current I_i vs total power, i.e. $V_d \cdot I_d + P_a$. Open symbols and filled symbols show I_i without and with RF powers, respectively. The solid and dashed lines are drawn as a guide for the eye.

る高密度プラズマに対しても現れ、更にイオン電流引出しの効率が改善されることが明らかとなった。

3.3.2. イオン種組成比

3.2節でも述べたように、現在までのところ、マイクロ波重畳により T_e を大巾に変化させることには成功していない。従って、少しの変化範囲内では T_e の上昇に伴ってプロトン比が多少改善される結果を得てはいるものの、 T_e とイオン種組成との関係について実験的に明確な結論はまだ得られていない。しかし、この研究過程で、同一放電条件下にも拘らずプロトン比が大巾に変化するという現象を見出した⁸⁾。これはプロトン比制御にとって重要であり、内容的にも興味深い現象である。次に、その結果について述べる。

Fig. 12 に、プロトン比が大きく変化するという測定結果の一例を示す。(a)~(c)は、水素の供給ガス圧を 5×10^{-4} Torr で一定に保って放電させており、プラズマパラメーターは $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 4 \sim 5 \text{ eV}$ でほぼ同じであった。通常の放電状態では(a)に示すようなイオン種組成になっており、プロトン比は20%程度である。これが、(b)や(c)のように変化して、(c)の状態になるとプロトン比は60%以上にもなる。このプロトン比の変化に対応して、放電中のガス

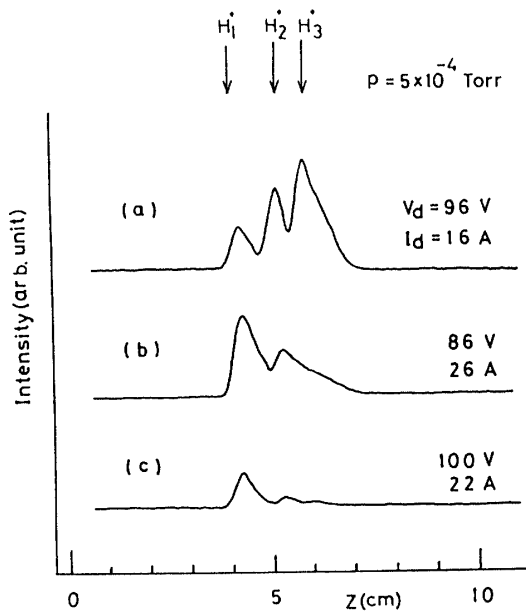


Fig. 12 A typical example of mass spectra showing the change of proton ratio.

圧 p_d にも違いが生じている。(a) では 6.2×10^{-4} , (b) では 3.1×10^{-4} , (c) では 2.7×10^{-4} Torr となっており、それぞれ、供給ガス圧 (以後 p_0 と略す) とは異なっている。

プラズマパラメーター、放電電力、ガス圧、真空度などを変えて検討した結果、Fig. 12 に示したようなプロトン比の変化に大きく影響するのは、容器の真空排気を続ける時間であることが判明した。Fig. 13 に、最初の放電を行うまでに容器の真空排気を続ける日数とその時得られるプロトン比との関係を示す。図から明らかなように真空排気的时间を長くすれば、プロトン比は高くなるのがわかる。なお、排気中は1日に4~5時間程度、放電中と同様の I_f を断続的に通電して容器壁のガス出しを行った。

真空排気の継続時間の長さが、放電中のガス圧 p_d に影響する。Fig. 12 で示したように $p_0 = 5 \times 10^{-4}$ Torr に対し、例えば (b), (c) で p_d はそれぞれ 3.1×10^{-4} , 2.7×10^{-4} Torr と p_0 より低くなっているが、排気の継続時間が長いほど p_d/p_0 は小さくなり、またそれに対応してプロトン比は高くなる。Fig. 14 にイオン種組成と p_d/p_0 との関係について、その一例を示す。 p_d/p_0 が小さい程、明らかに、プロトン比が高くなっている。

通常、実験を次のようなサイクルで行っている。水素ガス導入→放電開始 (約2分間継続) →放電終了と同時にガス導入停止→容器冷却のため約10分間休止→水素ガス導入。従って、12~13分毎に放電を繰り返す

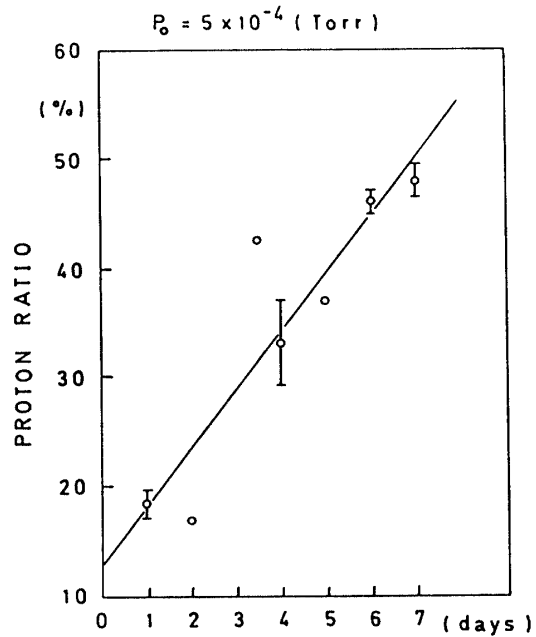


Fig. 13 Proton ratio vs the number of days during which the discharge vessel has been pumped out. Ion species are measured at the feed gas pressure p_0 before discharge on.

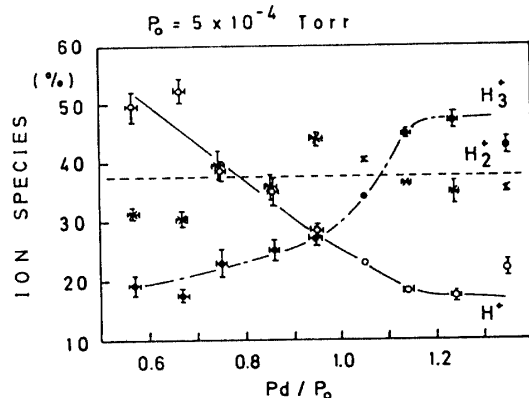


Fig. 14 Ion species vs p_0/p_d , where p_0 and p_d are feed gas pressure before discharge on and pressure during discharge on, respectively.

ことになる。この方法で、最初の水素ガスの導入以後、一定ガス圧で供給を継続させたまま実験を進めると、プロトン比および p_d は放電回数に依存して変化していく。Fig. 15 に、その一例を示す。この時、 p_0 は 4×10^{-4} Torr であり、各放電は I_d が 15 A となるように制御されている。放電回数が増えるに従って、 p_d が高くなり、逆にプロトン比は下がってくる。

Fig. 14 および Fig. 15 の結果は、 p_d が p_0 より低くなればプロトン比が高くなることをはっきりと示している。更に、Fig. 13 の結果を考慮すると、真空排気の継続時間と p_d が p_0 より低くなることは互いに独立な現象ではない。真空排気の継続時間が長ければ、

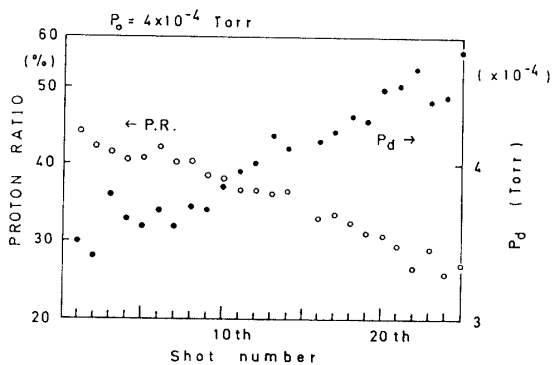


Fig. 15 Proton ratio and pressure p_d during discharge on vs shot number of discharge.

それだけ p_d が p_0 より低くなり、従ってプロトン比が高くなるのが実験的に確かめられた。

一方、放電中のガス圧が変化する現象は、水素原子やイオンの壁への吸着・保持と壁からの脱着・放出に関係している。これらの素過程は核融合炉における水素リサイクリングに関与しており、プラズマ-壁相互作用における重要な研究課題となっている¹⁰⁾。本実験で p_d が p_0 より低くなるのは、長時間の真空排気によって金属中に保持されている水素濃度が下がることにより、壁への流入粒子束が壁からの流出粒子束より大きくなるためと考えている。従って、放電中に水素原子やイオンが壁に衝突して吸着・保持が起り、金属中への水素原子の蓄積が進めば、 p_d の p_0 からの減少量は少なくなり、逆にある段階からは p_d が p_0 より高くなることが予想される。Fig. 15 の結果は、このような考え方の妥当性を示しているものと思う。

何れにせよ、ここで述べたプロトン比の変化は、プラズマパラメーターが原因ではなく、粒子と壁との相互作用に起因した現象である。この点に関しては、著者らの最近行った数値計算でも、同様の結果が得られている¹¹⁾。即ち、EHB 型イオン源の容器サイズで、プラズマパラメーターとして $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 4 \sim 5 \text{ eV}$, $p \approx 5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ のプラズマ中では、プロトン比は高々 20% である。 n_e , T_e , p をこの付近で多少変化させてもプロトン比は殆ど変化しない。このプラズマパラメーターで 60% のプロトン比を得るには壁の作用を考慮する必要がある。計算モデルでは、水素原子の壁での再結合係数をパラメーターとして扱い、この値を 0.01 という異常に小さな値にすることにより実験結果との良い一致が得られた。

最後に、本イオン源のプロトン比を他のイオン源^{4,12-17)} のものと比較しておく。Fig. 16 にプロトン比とイオン源の容器サイズとの関係を示す。横軸は容器体積 V と容器表面積 A との比 V/A である。EHB

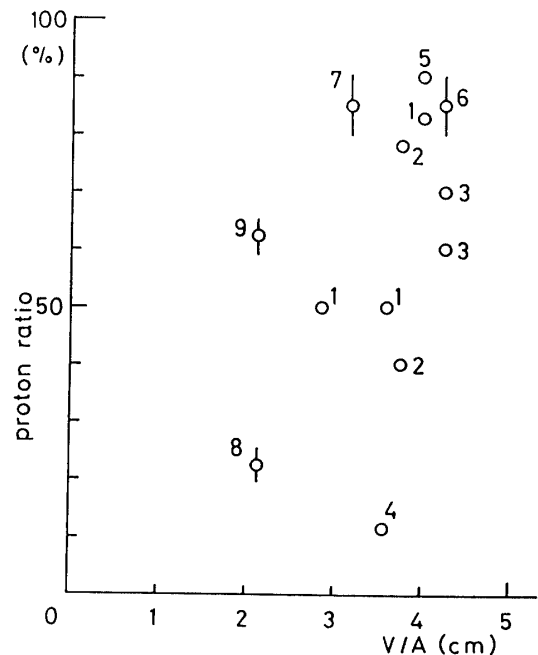


Fig. 16 Proton ratio vs V/A , where V and A are the volume and the surface area of the discharge vessel, respectively.

1, 2: L. B. L.; 3: JAERI; 4: J. M. U.; 5: Heriotron; 6: ORNL; 7: UCLA; 8, 9: EHB.

型イオン源の通常の放電時のプロトン比は 8 であるが、長時間の真空排気により 9 の状態にまでプロトン比が改善される。プロトン比を高めるにはプラズマ体積を大きくし n_e を高めれば良いと言われている。図中の他のイオン源はすべて EHB 型イオン源より大きく、特にプロトン比が 60% 以上のイオン源の体積は EHB 型イオン源の 5 倍以上にもなっている。従って、9 の状態は、小型イオン源であっても、プロトン比のかなり高いプラズマ生成が可能であることを示している。

4. おわりに

NBI 用イオン源のプラズマの特性改善およびプロトン比制御を目的として、円形 bucket 型磁場配位での直流放電とマイクロ波 ($f_M = 2.45 \text{ GHz}$) による電子加熱とを組合せた EHB 型イオン源を試作し、そのプラズマ特性およびイオン電流引出しについて検討した。得られた結果を列挙する。

(i) 実験は $n_e = 10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマを対象に行ったが、高密度プラズマ ($f_p > f_M$ となるプラズマで、 $n_e > 7.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) に対してもマイクロ波重畳の効果があることを確認した。

(ii) マイクロ波重畳により n_e および T_e はそれぞれ増加し、この時、引出しイオン電流も上昇する。更

に興味あることは、総電力を同一に保つならば、直流放電のみの場合より直流放電にマイクロ波を重畳した混合放電の方が引出しイオン電流が大きいことである。しかも、この電流差はマイクロ波電力が増すほど大きくなっており飽和する傾向はまだ起っていない。

(iii) プロトン比に及ぼす壁の影響がきわめて強いことを見出した。即ち、同一放電条件下でも、器壁の状態によりプロトン比が20%程度であるものが60%以上にも変化するという結果を得た。これは水素ガスの壁への吸着および壁からの放出という形の粒子-壁相互作用が原因と考えられる。この現象は、核融合炉における水素リサイクリングの素過程とも関与しており、今後とも検討してゆきたい。

本研究に御協力いただいた京都大学大学院生の野村章博氏に感謝する。

なお、本研究の一部は昭和55年度の文部省科学研究費（奨励研究 A）、昭和56年度の同研究費（一般研究 C）の補助を受けて行われた。ここに記して感謝する。

参 考 文 献

- 1) 永見正幸, 下村安夫: 日本物理学会誌, **35**, 107 (1980)
- 2) 斐 碩喜: 応用物理, **51**, 1013 (1982)
- 3) J. Kim & R. C. Davis: Appl. Phys. Lett., **30**, 130 (1977).
- 4) K. W. Ehlers & K. N. Leung: Rev. Sci. Instrum., **52**, 1452 (1981).
- 5) 奥村義和, 堀池 寛, 水橋 清: 物理学会第37回年会予稿集 **4**, 208 (1982)
- 6) R. Itatani & O. Fukumasa: ISAT' 80, I-23 (1980); 福政 修, 野村章博, 板谷良平: 電気学会プラズマ研究会, 資料 EP-80-23 (1980)
- 7) R. Itatani & O. Fukumasa: ISAT' 81, A1-13 (1981).
- 8) 福政 修, 野村章博, 板谷良平: 物理学会春の分科会予稿集 **4**, 197 (1982); A. Nomura, O. Fukumasa & R. Itatani: ISAT' 82, I-6 (1982)
- 9) T. H. Stix: The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill (1962).
- 10) 山口貞衛: 応用物理, **52**, 220 (1983)
- 11) 福政 修, 佐伯節夫, 大崎 堅, 崎山智司: 電気学会プラズマ研究会, 資料 EP-82-60 (1982); 福政 修, 佐伯節夫, 大崎 堅, 崎山智司, 板谷良平: 物理学会第38回年会予稿集 **4**, 166 (1983)
- 12) K. N. Leung et al.: Rev. Sci. Instrum., **49**, 321 (1978).
- 13) W. L. Stirling et al.: Rev. Sci. Instrum., **50**, 523 (1979).
- 14) K. W. Ehlers & K. N. Leung: Rev. Sci. Instrum., **50**, 1353 (1979).
- 15) H. Horiike, M. Akiba, Y. Arakawa, S. Matsuda & J. Sakuraba: Rev. Sci. Instrum., **52**, 567 (1981).
- 16) T. Obiki, A. Sasaki, F. Sano & K. Uo: Rev. Sci. Instrum., **52**, 1445 (1981).
- 17) D. M. Goebel & A. T. Forrester: Rev. Sci. Instrum., **53**, 810 (1982).

(昭和 58 年 4 月 15 日 受理)