

JAERI-Tech
2003-007



JP0350059



アーク放電型イオン源における
高プロトン比プラズマ生成機構

2003年3月

森下 卓俊・井上 多加志・伊賀 尚・渡邊 和弘・柏木 美恵子
清水 崇司*・谷口 正樹・花田 磨砂也・今井 剛

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 2003

編集兼発行 日本原子力研究所

アーク放電型イオン源における高プロトン比プラズマ生成機構

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部

森下 卓俊・井上 多加志・伊賀 尚・渡邊 和弘・柏木 美恵子

清水 崇司*1・谷口 正樹・花田 磨砂也・今井 剛

(2003年1月22日受理)

核融合プラズマ加熱技術開発において、大電流高プロトン比ビームはイオン源の大型化、高閉じ込め化によって実現されてきた。最近、IFMIF(国際核融合材料照射施設)のために開発したアーク放電イオン源において、放電体積が小型(1.4リットル)であっても、プラズマ体積中に局所横磁場(磁気フィルター)を適用することによって90%のプロトン比でかつ、 ~ 120 mAの正イオンビーム生成が可能となった。小さなアーク放電容器においてもそのような高プロトン比プラズマが生成されるメカニズムは興味深い。そこでイオン源プラズマ中の H^+ 、 H_2^+ 、 H_3^+ および H^0 密度をレート方程式を用いて数値的に求めた。水素放電中では分子イオンからのプロトン生成 $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ が主要なプロトン生成プロセスであり、イオン源中心部では高プロトン比プラズマは生成されない。しかし磁気フィルター領域では、高エネルギーの電子が存在しないため分子イオンの生成は小さく、一方で熱電子により分子イオンが解離することによって分子イオン密度が減少する。さらに、低電子温度においても反応断面積が大きい H_2^+ の解離反応から H^+ が生成されるため高プロトン比ビームが得られることがわかった。同様に低ガス圧で放電可能な大型イオン源におけるプラズマ生成過程に関する計算を行った結果、放電領域においても容易に高プロトン比プラズマの生成が可能であることがわかった。その要因は、イオン源の大型化により粒子閉じ込め性能が向上し、高密度の水素原子が生成されるため、 $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ だけではなく分子イオンを介さない $H + e \rightarrow H^+ + 2e$ によるプロトン生成が大きくなるためであることがわかった。また、本計算により得られた正イオン、水素原子密度によって、大型イオン源における負イオン生成への各粒子の寄与を評価することが可能となった。その結果、計算結果による負イオンビーム電流は実験結果と一致し、高密度水素原子による負イオン表面生成によって大量の負イオンが生成されることがわかった。

Production Mechanism of High Proton Ratio Plasma
in a Hydrogen Arc Discharge Ion Source

Takatoshi MORISHITA, Takashi INOUE, Takashi IGA, Kazuhiro WATANABE, Mieko KASHIWAGI,
Takashi SHIMIZU*¹, Masaki TANIGUCHI, Masaya HANADA and Tsuyoshi IMAI

Department of Fusion Engineering Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 22, 2003)

Generally a large volume plasma generator with strong plasma confinement is suitable for production of a high proton yield of >90 %. Recently a small ion source whose discharge volume is only 1.4 liter produced a high proton ratio of ~90% by applying transverse magnetic field. Mechanism of a high proton ratio plasma production in such a small ion source has not been studied. The proton production mechanisms in a hydrogen arc discharge were numerically studied by solving rate equations to obtain H^+ , H_2^+ , H_3^+ , and H^0 densities in various scales of ion sources. It was revealed that a main process of proton production depends strongly on a following process of $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ in the small volume discharge. By applying the transverse magnetic field in the plasma volume, flow of primary electrons through the magnetic field is restrained, resulting in suppression of H_2^+ production near the plasma grid. In addition, H^+ is produced near the plasma grid from dissociation of H_2^+ due to the large cross section with low temperature electrons. Thus the proton yield is enhanced even in the small volume discharge by applying the magnetic field. Using the same numerical method, the plasma production mechanism was calculated for a large ion source. The high proton ratio and the high atomic hydrogen density can be easily obtained under the low-pressure discharge, where the contribution of proton production reaction $H + e \rightarrow H^+ + 2e$ is comparable or higher than that of $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$. From the negative ion production point of view, experimentally obtained negative ion beam current was evaluated quantitatively from the numerical analysis. As a result, it was shown that the high atom flux to the plasma grid surface generates large amount of negative ion flux rather than that by the positive ions in Cs-seeded large ion sources.

Keywords; Proton Ratio, Ion Source, Arc Discharge, IFMIF, Molecular Ion, Magnetic Filter, H^- , Negative Ion

*¹ Doshisha Univ.

目次

1. はじめに	1
2. 計算モデルと実験装置	2
3. イオン源の大きさによるプロトン比の変化	2
4. 小型イオン源におけるプロトン生成	3
5. 大型イオン源におけるプロトン生成プロセス	4
6. 大型イオン源における負イオン生成	5
7. まとめ	7
謝辞	8
参考文献	8

Contents

1. Introduction	1
2. Numerical Model and Experimental Device	2
3. Ion Species Ration in Various Sizes of the Ion Source	2
4. Proton production in the Small Size Ion Source	3
5. Proton production in the Large Size Ion Source	4
6. Negative Ion Production in the Large Size Ion Source	5
7. Summary	7
Acknowledgment	8
References	8

This is a blank page.

1. はじめに

国際核融合材料照射施設 (IFMIF) では、90%以上の高い単原子イオン (重陽子 D^+) 組成で、ビーム電流が 155 mA の高輝度正イオン源が必要とされている。水素放電中には正イオンとしてプロトン (H^+) の他に分子イオンの H_2^+ , H_3^+ が存在する。従来、加速器用に開発されてきたプロトンビーム源では、必要とされるビーム電流が小さい (~ 1 mA) ため問題視されなかったが、IFMIF で必要な 100 mA 以上のイオンを加速する場合、効率の観点からビーム中の単原子イオン (プロトン) の割合が高いことが望まれる。核融合用イオン源開発において、イオン源の大型化によるイオンの閉じ込め向上によりプラズマ密度を上げて分子イオンの解離を促進し、低ガス圧での放電により分子イオンの生成を抑えることで高いプロトン比が得られることが示された¹。一方で、中性化効率の高い分子イオンを中性粒子入射加熱に用いるため、低プロトン比プラズマ生成も研究された。プラズマの閉じ込め効率を低下させ、高速電子を引き出し孔に大量に存在させることで、大型のイオン源においても低プロトン比 (60%以下) イオンビームの生成に成功している²。

加速器用イオン源では単孔ビームで十分であり、装置の効率や単純化の観点から、十分に大きなプラズマ体積を持たない小型のイオン源で単原子イオン組成比の高いビームを生成する必要がある。原研では、IFMIF 用イオン源開発の一環として小型のアーク放電イオン源を用いた高プロトンビーム生成実験を行った結果、イオン源内に局所横磁場 (磁気フィルター) をかけることによって、90%のプロトン比を得た³。従来、困難とされていた小型のイオン源においてこのような高プロトン比が得られるメカニズムは非常に興味深い。そこで、イオン密度のレート方程式を用いて小型イオン源における高プロトン比生成機構に関する数値計算を行った。水素放電プラズマの解析に関しては、Chan⁴等による正イオン源内の点モデルを用いたプラズマ密度計算や Ogasawara⁵、Fukumasa⁶等による磁気フィルターを持つ負イオン源への拡張がある。また、Okumura¹等はレート方程式を用いてプロトン比を計算し、実験結果と比較してスケーリング則を導いた。しかしながら、小型のイオン源におけるイオン組成比に着目した分子イオンを含む解析は十分に行われていない。本研究では小型のイオン源の放電領域における分子イオンを含む正イオン密度をレート方程式により計算し、イオン源プラズマ中でのプロトンの生成過程を調べ、実験結果と対比させると共に磁気フィルター効果の検討を行った。さらに、低ガス圧、高密度負イオン生成において実績のあるカマボコ型イオン源⁷をモデルとしてプラズマ生成機構を計算し、大型で閉じ込め性能の高いイオン源でのプロトン生成過程小型イオン源と対比させた。

さらに、プラズマ源内のイオン組成比に関する本研究の結果を負イオン源の生成機構解析に適用し、負イオン生成機構についての解析検討を行った。これまでの原研での開発で、カマボコ型イオン源においては、0.1Pa の低ガス圧においても、高密度負イオンビーム生成 (31 mA/cm^2) に成功している。Cs 添加型イオン源では、Cs 吸着に

より仕事関数の下がったプラズマ電極 (PG) 表面に水素原子や正イオンが入射し、表面から電子を得て負イオンが生成されると考えられており、負イオン生成量は PG 表面に入射する H および正イオンフラックスに依存する。そこで、本計算手法を用い、カマボコ型イオン源における密度計算結果から負イオン生成への寄与を調べた。

2. 計算モデルと実験装置

本計算では、イオン源内の粒子 (H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H^0) の密度を求める。モデルとしたイオン源は図 1 に示す、円筒型カスプ磁場閉じ込めイオン源³ (直径 12cm、深さ 12cm) である。放射状 (十等配) に二段の永久磁石が取り付け可能であり、バックプレート側の永久磁石はカスプ磁場を形成し、プラズマ電極側の磁石は向かい合う 3 組の磁極をそろえることによりフィルター磁場を形成している。本計算ではフィルター磁場の無い放電領域 (イオン源中央からバックプレートまで) のイオン密度を点モデルのレート方程式を用いて計算した。

$$\frac{dn_p}{dt} = n_a n_b \langle \sigma v \rangle - n_p n_c \langle \sigma v \rangle - n_p C_s \frac{S_p}{V_p} \quad (1)$$

上式は粒子 p の密度 n_p の時間変化が、非弾性衝突反応による生成 (右辺第一項; 粒子 a と粒子 b の衝突による粒子 p の生成)、消滅 (右辺第二項; 粒子 p の粒子 c との衝突による損失) と粒子の壁での損失 (右辺第三項; C_s はイオン音速) のバランスで表されることを示している。式 (1) 右辺における水素プラズマ中の反応は参考文献 8 に示す正イオンおよび水素原子が関与する反応を用いた。粒子が壁で損失するまで飛行する特徴的な長さ V_p/S_p は中性粒子と荷電粒子では異なる。水素原子の場合閉じ込め磁場の影響を受けないので、放電領域の体積を内壁の表面積で割った値であり、今回モデルとしたイオン源の放電領域では 1.5cm となる。JT-60 において稼動している中性粒子入射加熱用の半円筒型負イオン源 (直径 68cm、長さ 122cm) の特性長はおおよそ 14cm であり、それに比べ V/S が 1/9 以下と小さい。イオンの特性長はカスプ磁場の閉じ込め効果を受け、中性粒子に比べ長くなるため中性粒子の 2 倍の長さとして仮定し、損失表面では全て中性化されて損失するとした。内壁表面での水素原子再結合係数は 0.2 と仮定した⁸。熱電子密度は正イオン密度との準中性条件により与える。フィラメントより放出される高速一次電子の密度はパラメータとして与える。

3. イオン源の大きさによるプロトン比の変化

式 (1) において粒子の閉じ込め特性長 V/S を変化させることで、イオン源の大きさがイオン組成比に与える影響を調べることが可能である。高速電子密度を $4.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、ガス圧を 5 mTorr、放電電圧を 60 V、電子温度 3 eV と設定し、特性長 V/S を変化させて正イオン組成比を計算した。図 2 に示すようにイオン源が小型になるとプロ

トン比が大きく減少した。プロトンの生成反応は、 H_2^+ と電子による解離反応 $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ と、水素原子と電子によるイオン化反応 $H + e \rightarrow H^+ + 2e$ がある。イオン源の小型化によるプロトン比減少の原因を調べるため、プロトン生成反応の比較を行った。単位時間当りの H_2^+ からのプロトン生成 $n_{H_2^+} n_e \langle \sigma v \rangle_{2+}$ に対する水素原子からの生成 $n_H n_e \langle \sigma v \rangle_1$ の比を図3に示す。特性長 V/S の値が大きい場合はこの二つの反応が同程度であるのに対し、 V/S が小さくなると H_2^+ からのプロトン生成が支配的となる。 V/S が大きくなると、水素原子からのプロトン生成の寄与があり、さらに、閉じ込め効率が高いためプラズマ中で分子イオンが衝突解離を活発に起こすことで高プロトン比が得やすいと考えられる。一方、 V/S の小さい小型イオン源では、プロトンを生成するために分子イオン (H_2^+) が必要であるため、高プロトン比を得ることが難しいことがわかった。

4. 小型イオン源におけるプロトン生成

小型イオン源 (図1) の中心部から引き出し孔にかけて磁気フィルター (400 G・cm 程度) をかけた場合の、イオン組成比の測定結果を図4に示す。放電電力の増加によってプロトン比は増加し、 H_2^+ は若干の減少、 H_3^+ は大きく減少しており、およそ90%におよぶ高プロトン比ビームの生成に成功した。しかしながら、ガス圧が10 m Torr と高く、分子イオンの生成が大きいと考えられるものの、図2、3の計算結果からは、その高プロトン比生成メカニズムは明らかではない。そこで、図1の小型イオン源におけるプロトンの生成機構を詳しく調べた。

本計算では高速電子密度 (エネルギー60 eV) をパラメータとして粒子密度の変化を調べた。高速電子のレート方程式を簡単に書くと、次式のように水素分子との非弾性損失、壁での損失と放電電流による流入のバランスで表わされる。

$$\frac{dn_{ef}}{dt} = \frac{I_{arc}}{e \cdot V} - n_{ef} n_{H_2} \langle \sigma v \rangle - \frac{n_{ef}}{\tau_{ef}} \quad (2)$$

ここで、 I_{arc} は放電電流、 e は電気素量、 V はプラズマ体積、 τ_{ef} は高速電子の閉じ込め時間である。定常状態では、

$$n_{ef} = \frac{I_{arc}}{e \cdot V} \left(n_{H_2} \langle \sigma v \rangle + 1/\tau_{ef} \right) \quad (3)$$

となる。ガス圧が10 mTorr 程度で、ガスの電離、解離度が低ければ、放電電流を変化させてもガス分子密度の変化は小さいので、高速電子密度は放電電流と線形の関係にあり、高速電子密度の変化は放電電力に対応する。放電領域の電子温度は放電電

力に依存するが、その依存性は弱いため、高速電子密度によらず熱電子温度は 3 eV と仮定した⁹。

ガス圧 10 mTorr (H_2 密度 $3.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) における放電領域のイオン組成比を図 5 に示す。高速電子密度の増加によりプロトン比は単調に増加、 H_2^+ 、 H_3^+ は減少し、実験結果図 4 と同傾向を得た。

次に H^+ 、 H_2^+ イオンの生成、消滅項 (式 (1) の右辺各項) の大きさを比較し、イオン生成過程を詳しく調べた。図 6a にプロトンの各生成、消滅反応の大きさ (単位時間、単位体積当りの反応数および単位体積当りから単位時間に壁で損失する個数) を示す。プロトンの支配的な生成反応は $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ であり、他のプロトン生成反応に比べ桁大きい。分子イオン H_2^+ の生成、消滅反応を図 6b に示す。高速電子密度の増加により H_2^+ 生成が活発になるが、同時に体積内で電子と衝突による損失も活発になる。この H_2^+ の損失反応の最も大きいものはプロトンの生成反応 $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ であり、そのため、放電電力の増加により分子イオンの比は減少する。したがって図 4, 5 のようなプロトン比の放電電力依存性が得られた。

以上の計算結果では、高速電子密度が $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 程度では電子密度は $4.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ に達し、高密度プラズマが生成されているにもかかわらず、図 5 における放電領域でのプロトン比は 60% 程度と低く、実験的に得られた正イオンビームにおける 90% の高プロトン比には達しない。このプロトン比の増加は、以下に示すようなフィルター磁場の効果であると考えられる。まず、電子はフィルター磁場に強く束縛されるため、フィルター領域には高速の電子が流入せず、引き出し孔付近での H_2^+ の生成は抑制される。また、分子イオンは図 6b に示すようにフィルター磁場内の低速の電子や中性粒子と衝突し損失する、一方でプロトンは体積内では損失せず、フィルターを横切って引き出し孔付近まで到達可能である。さらに小型のイオン源において支配的なプロトンの生成反応 $H_2^+ + e \rightarrow H^+ + H + e$ は低電子温度領域においても大きな反応断面積を有するため、フィルター領域においても H_2^+ から H^+ が生成され、放電領域に比べてプロトン比が増加する。

図 1 と同形状の小型イオン源において磁気フィルターの強度を変化させてプロトン比を測定した結果を図 7 に示す¹⁰。横軸はフィルター磁場強度である。フィルター磁場がない場合にはプロトン比が 40% に満たないが、磁場を強化することによりプロトン比が増加することが実験的に明確に示されている。以上のように、アーク放電型イオン源内のイオンの生成、消滅機構を詳しく調べた結果、磁気フィルターによってプロトン比が向上するメカニズムが明らかになった。

5. 大型イオン源におけるプロトン生成プロセス

カマボコ型イオン源におけるプロトン生成について計算を行った。モデルとしたカマボコ型イオン源を図 8 に示す。本イオン源は負イオン源として開発されたもので、

比較的大型（直径 34 cm、奥行き 34 cm）で閉じ込め性能が高く、低ガス圧で高密度プラズマ生成が可能である。PG 側には、強力なフィルター磁場を形成する 2 対の永久磁石を配置し、900 G・cm 以上のフィルター強度を有し、0.1 Pa 程度の低ガス圧放電においても PG 付近の電子温度を負イオン生成に適する 1 eV 程度まで下げることが可能である。本計算では、カマボコ型イオン源における中性粒子の閉じ込め長を図 1 の小型イオン源に比べ 2.7 倍の 4 cm とした。荷電粒子に対する閉じ込め長は同様に中性粒子の 2 倍の 8 cm とした。計算条件をガス圧 0.13 Pa、電子温度 8 eV とし、レート方程式による密度計算を行った。

図 9 に正イオン、熱電子および水素原子密度の高速電子密度依存性を示す。 H_2^+ 密度は高速電子の増加によって増加せず、 H_3^+ 密度は単調に減少した。一方プロトン密度は単調に増加した。図 10 にイオン組成比を示す。カマボコ型イオン源中心部でのプローブ測定では、0.1 Pa、30 kW の放電条件では電子密度は $2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度である。図 9 によれば、電子密度 $2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ となるのは高速電子密度 $3.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 程度であり、このとき図 13 に示すプロトン比は 75% におよぶ結果となった。

前節と同様に各イオンの生成、消滅過程の比較から、このような放電領域においても高いプロトン比が実現されるプロトン生成機構を考察する。図 11 に H_2^+ の生成、消滅反応の比較を示す。 H_2^+ は熱電子による水素分子のイオン化によって最も多く生成され、高速電子密度の増加により電子密度が増加するため生成反応は増加するが、同時に熱電子との衝突により解離して損失する。そのため H_2^+ 密度は図 9 に示すように、若干の減少傾向を示す。分子イオン H_3^+ の生成、消滅反応を図 12 に示す。 H_3^+ は反応 $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ により生成されるため、 H_2^+ 密度に依存し、高速電子密度が増加しても生成は促進されない。さらに、電子密度が増加すると電子による H_3^+ の損失反応が大きくなり、 H_3^+ は減少傾向を示すことがわかった。以上のように、閉じ込め性能の高いイオン源で生成された低ガス圧高密度プラズマ中では、分子イオンは電子衝突による解離反応が促進されるため、高いアーク放電電力を投入しても、分子イオン密度は増加せず、むしろ減少する。

次にプロトンの生成、消滅反応を図 13 に示す。プロトンは体積内での衝突反応による損失は無く、壁での損失のみである。プロトンの生成反応は熱電子による H_2^+ のイオン化反応と H のイオン化が主であり、高速電子密度の増加により H からのプロトン生成の方が大きくなる。大型のイオン源では中性粒子 H の閉じ込めが良いため、分子の解離が進行して水素原子の密度が高く、 $H + e \rightarrow H^+ + 2e$ によるプロトン生成が H_2^+ からの生成を上回る最も大きい生成反応となった。このように、プロトンの生成に分子イオンが介在しない H からの生成が大きい点と、高いプラズマ密度が得られることにより分子イオンの解離が進行することから放電領域においても高プロトン比が得られる。

6. 大型イオン源における負イオン生成

カマボコ型イオン源は大電流密度負イオンビーム生成用プラズマ源として高いパフォーマンスを持ち、図 14 に示すように 0.1 Pa の低ガス圧条件においても放電電力 80 kW において 31 mA/cm^2 の大電流密度負イオンビーム生成に成功している。前節では閉じ込め効率の高いイオン源において、高プロトン比プラズマ生成が容易に可能である結果が得られた。Cs 添加型イオン源では、PG 表面へ入射する H および正イオンが表面で電子を得て負イオンに変換されるため、前節で得られたイオン源内の粒子密度から、プロトンおよび水素原子の負イオン生成への寄与を見積もることが可能である。

負イオン源では PG 付近の電子温度を下げて負イオンの損失を低減するために磁気フィルターが導入されており、PG 付近ではさらにプロトン比の高いイオン組成比を持つと考えられる。そのため、分子イオンによる負イオン生成への寄与は小さいとして、カマボコ型イオン源における水素原子、プロトンの PG への入射による負イオン生成を概算する。

カマボコ型イオン源におけるプラズマパラメータ測定結果を図 15 に示す。横軸は PG からの距離を示し、磁気フィルターの上流側、横軸 70 mm 以上の平坦な領域を放電領域とすることができる。ガス圧 0.1 Pa、放電電力 30 kW において放電領域での測定結果はイオン飽和電流 $J_{is}=600 \text{ mA/cm}^2$ 、電子温度 8 eV であり、電子密度はおよそ $2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ となる。フィルター磁場の影響により、イオン源中心部に比べ PG 付近のイオン密度は減少し、測定結果図 16 に示すようにイオン飽和電流密度にして中心部のおよそ 1/10 に減少する。したがって、PG への入射フラックスは 60 mA/cm^2 ($\Gamma_{H^+}=9.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) 程度と見積もれる。一方、磁気フィルターの影響を受けない水素原子の PG へのフラックスは

$$\Gamma_H = 1/4 n_H v_H \quad (4)$$

で表わされる。ここで Γ_H は水素原子のフラックス、 n_H は水素原子密度、 v_H は水素原子の平均スピードである。図 9 において、電子密度 $2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ では水素原子密度は $1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ であり、水素原子温度を 1 eV と仮定すると、 $\Gamma_H=7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。単位時間、単位面積当りに表面で生成される H は、入射フラックスと表面負イオン生成確率 β の積で表わされる。この β は入射エネルギーに依存するが、PG 近傍の電子温度が低く、プロトンの PG 表面シースでの加速は小さいため水素原子とプロトンの入射エネルギーに大きな差はない。そこで水素原子とプロトンによる表面生成確率は等しいとして、PG 表面から放出される負イオンフラックスは

$$\Gamma_{H^-} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] = \beta (\Gamma_{H^+} + \Gamma_H) = 8.05 \times 10^{18} \beta \quad (5)$$

と見積もられる。表面で生成された負イオンは体積中に放出され、クーロン衝突や荷電交換、フィルター磁場によるローレンツ力を受けて偏向された後に引き出し孔から引き出される。表面で生成された負イオンが引き出し孔から引き出される確率は植松らによって計算されており、磁気フィルター構造をもつイオン源においておよそ 1

0%である¹¹。表面生成確率 β として Seidel¹²らの測定値 0.1 を考慮すると、表面で生成され、ビームとして引き出される PG 表面単位面積当りの負イオンフラックスは

$$\Gamma_{\text{ext}} = 8.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (6)$$

となる。イオン源から引き出される総負イオン電流は、カマボコ型イオン源の PG における表面生成に有効な面積 126 cm^2 と Γ_{ext} の積により得られ、その値はおよそ 0.64 A である。この結果は、図 14 において、30 kW の放電電力で得られた値 0.76 A と同程度である。

従来のイオン源では低ガス圧での高密度負イオン生成は困難であり、その原因として、低ガス圧放電では、フィルター磁場を強化して PG 付近の電子温度を下げる必要があるが、同時に PG への水素イオンのフラックスも減少し (図 16)、正イオンからの負イオン生成も同時に抑制されてしまう。しかしながら、閉じ込め効率の向上により高密度水素原子生成が可能となり、磁場に影響されない PG への H フラックスが増加する。上記のカマボコ型負イオン源に関する解析に示されるように、PG 表面で水素原子から活発に負イオンが生成され、カマボコ型負イオン源では、負イオン生成の 85% 以上が水素原子からの寄与であると見積られる。この結果として、図 14 に示すように、 30 mA/cm^2 を越える高い負イオン電流が得られた。

7. まとめ

レート方程式を用いてアーク放電型イオン源における正イオン密度を解析した結果、小型のイオン源では、水素原子のイオン化によるプロトン生成への寄与が小さく、 H_2^+ からのプロトン生成が支配的となることが明らかとなった。また、プラズマ中に磁気フィルターを設けることで、 H_2^+ の引き出し面近傍での生成を阻止し、さらに低電子温度拡散プラズマ中での上記プロトン生成反応をも利用して、小型イオン源でも高プロトン比が得られるという実験結果での磁気フィルターによるプロトン比向上効果の定性的説明が可能になった。今後、本計算モデルを拡張し、磁気フィルター効果の定量的解析を行う予定である。同じ計算手法を用いて大型イオン源における低ガス圧プラズマ生成過程に関する計算を行った結果、放電領域においても容易に高プロトン比プラズマの生成が可能であることがわかった。その要因は、イオン源の大型化により粒子閉じ込め性能が向上し、高密度の水素原子が生成されるため、 $\text{H}_2^+ + e \rightarrow \text{H}^+ + \text{H} + e$ だけではなく分子イオンを介さない $\text{H} + e \rightarrow \text{H}^+ + 2e$ によるプロトン生成が大きくなるためである。一方、負イオン生成の観点から、大型イオン源における負イオン生成への各粒子の寄与を評価した結果、本計算から見積られる負イオンビーム電流が実験による値にほぼ近いことが確認できた。磁気フィルターによって PG 付近の正イオン密度は放電領域に比べ大きく減衰するが、大型イオン源では高い水素原子密度が得られるため、フィルター磁場に影響されない水素原子からの負イオン生成が大きく寄与し、低ガス圧においても高密度負イオン生成が可能となっていることが明

らかとなった。

謝辞

本実験を行う上で装置の運転・保守にご協力いただいた原子力エンジニアリング(株)の阿部宏幸氏に深く感謝致します。また、研究一連にあたり、有意義な議論やご助言を頂いた加熱工学研究室の皆様には感謝致します。また、研究を遂行するにあたり、不断の激励と支援を頂きました関昌弘核融合工学部長、松田慎三郎理事兼那珂研究所長に深く感謝致します。

参考文献

- ¹ Y. Okumura, H. Horiike and K. Mizuhashi: Rev. Sci. Instrum. **55** (1984) 1.
- ² K. Watanabe *et al.*, JAERI-M 88-022(1988).
- ³ K. Watanabe, J. Plasma Fusion Res., **78**(2002)535-540.
- ⁴ C. F. Chan, C. F. Burrell and W. S. Cooper: J. Appl. Phys. **54** (1983) 6119.
- ⁵ M. Ogasawara, R. Sakurai, T. Koishimine, S. Mitsuhashi and A. Hatayama, Fusion Eng. Des. **26** (1995) 507.
- ⁶ O. Fukumasa and E. Niitani: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) 1528.
- ⁷ T. Inoue, K. Miyamoto, M. Mizuno, Y. Okumura, Y. Ohara, G. D. Ackerman, C. F. Chan, W. S. Cooper, J. W. Kwan, and M. C. Vella : Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) 3859.
- ⁸ P. J. Eenshuistra, R. M. A. Heeren, A. W. Kleyn and H. I. Hopman: Phys. Rev. A **40** (1984) 3613.
- ⁹ T. Morishita, M. Ogasawara and A. Hatayama: Jpn.J.Appl.Phys.,**39** (2000) 2809.
- ¹⁰ N. Miyamoto *et al.*, JAERI-Tech 99-010(1999)
- ¹¹ M. Uematsu, T. Morishita, A. Hatayama, and T. Sakurabayashi, and M. Ogasawara : Rev. Sci. Instrum., **71**, (2000)883.
- ¹² M. Seidl, H. L. Cui, J. D. Isenberg, H. J. Kwon, and B. S. Lee : AIP Conf. Proc. **287**, 25 (1992)

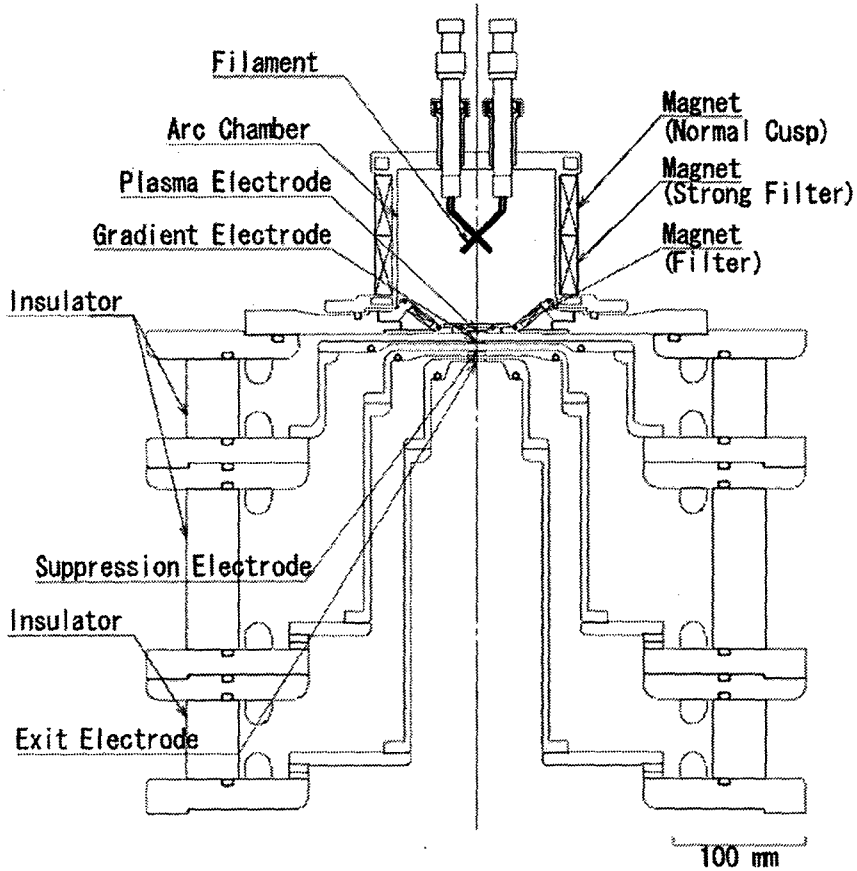


図1 小型アーク放電イオン源。フィラメント側チャンバーの磁石はカusp磁場を形成し、PG側の磁石はフィルター磁場を形成する。

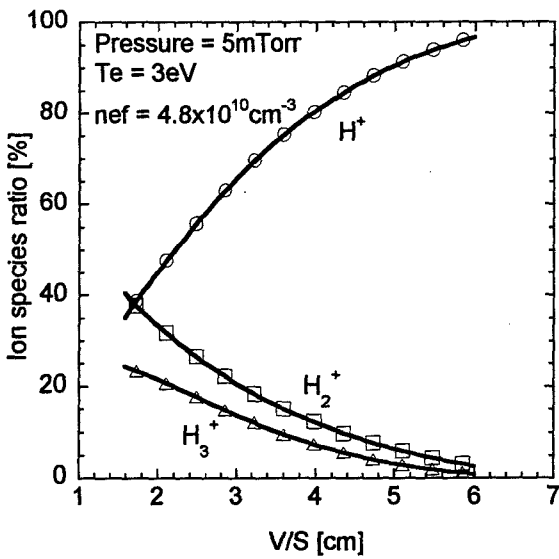


図2 イオン源の特性長によるイオン組成比の変化。

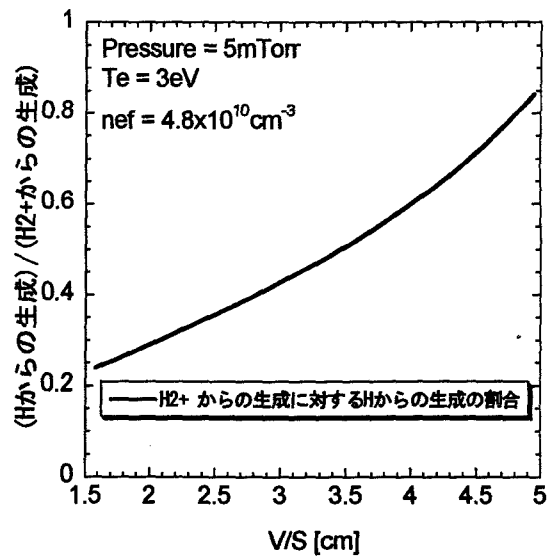


図3 プロトンの生成に寄与する反応の割合の変化。

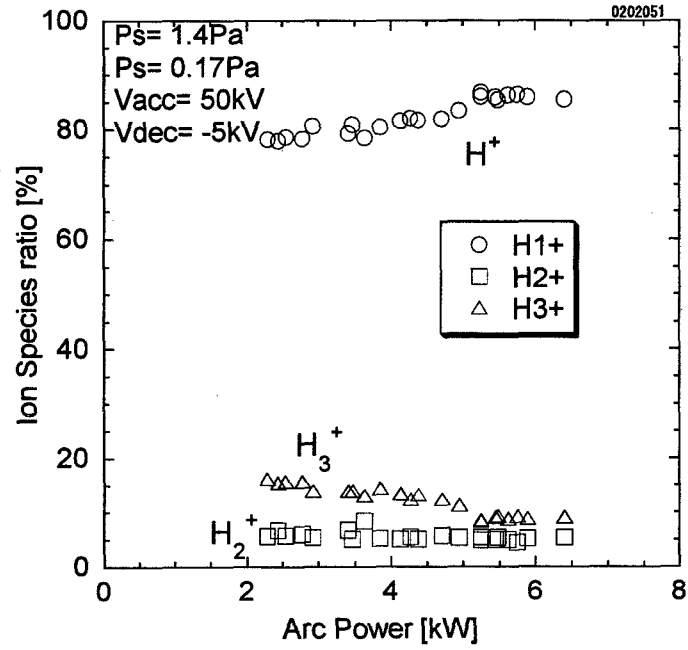


図4 小型アーク放電イオン源から引き出された正イオンビームの組成比。

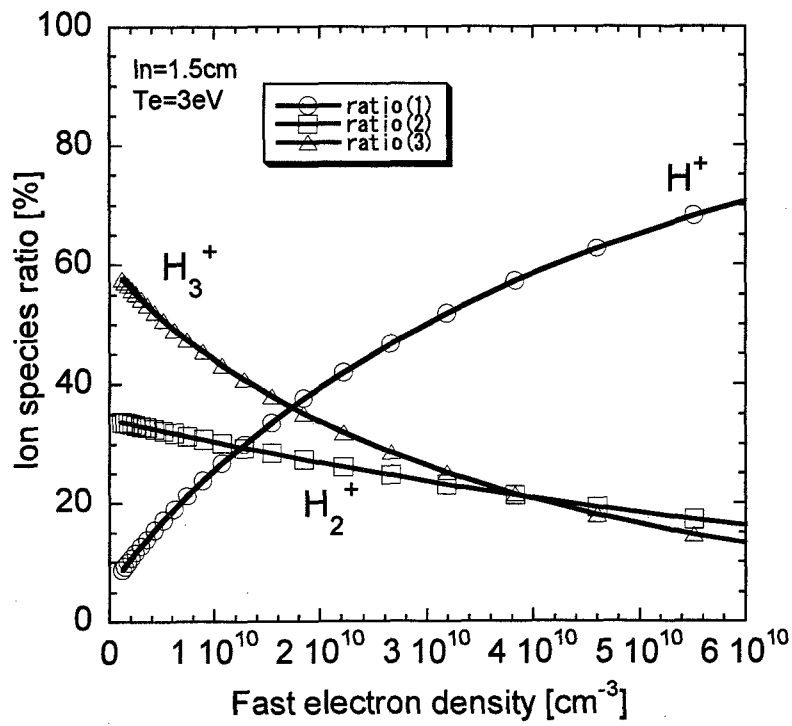


図5 イオン比の高速電子密度依存性の計算結果。ガス圧 10mTorr、電子温度 3eV。

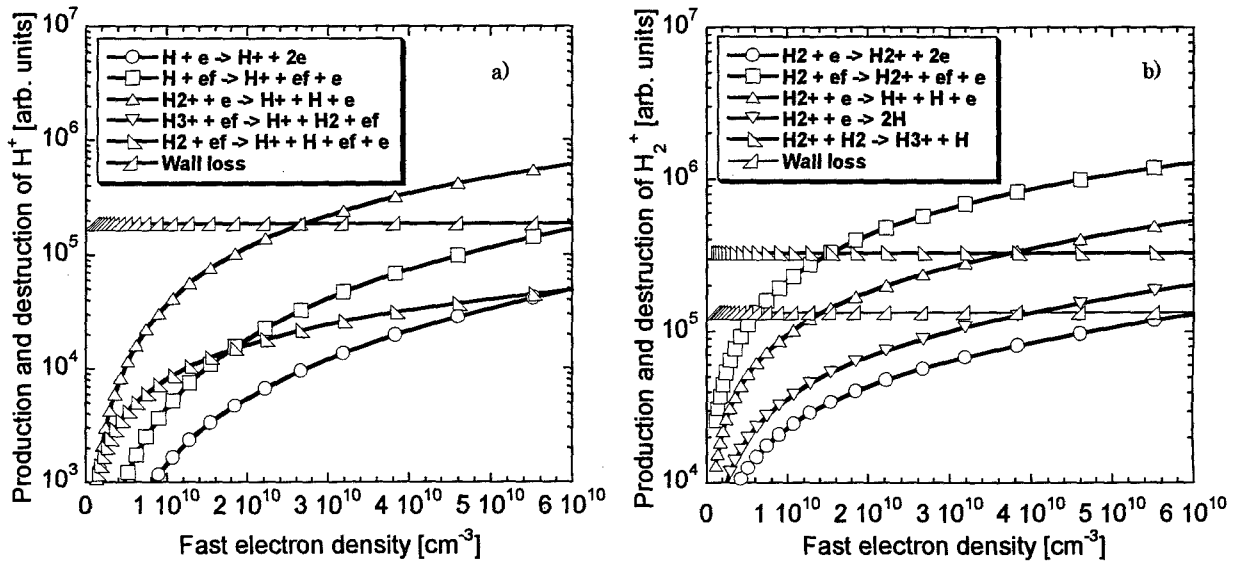


図6 a)プロトンの生成、消滅反応の比較。b) H_2^+ の生成、消滅反応の比較。
ガス圧 10mTorr、電子温度 3eV。

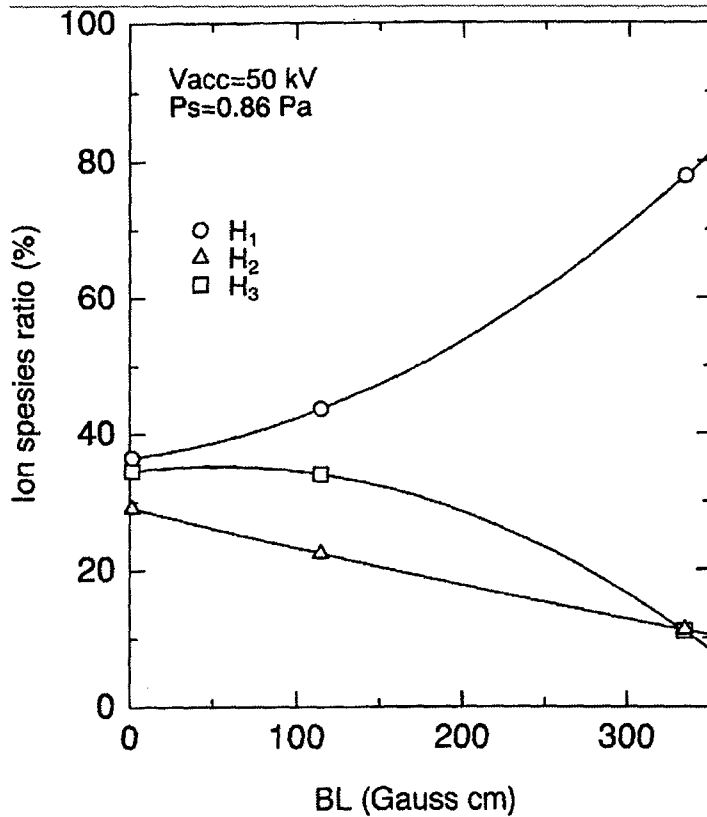


図7 フィルター磁場強度による正イオンビーム中のイオン組成比の変化¹⁰。

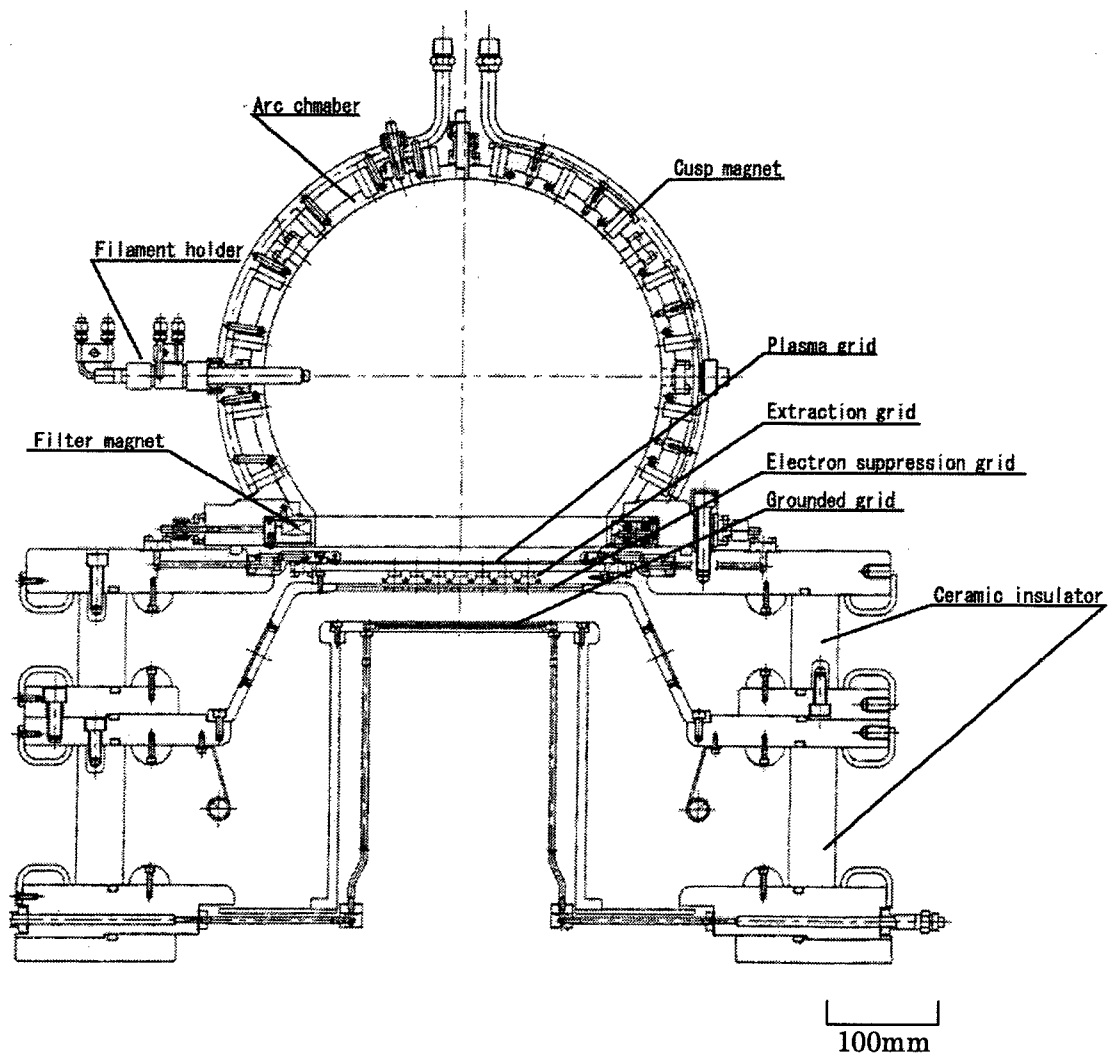


図8 カマボコ型イオン源

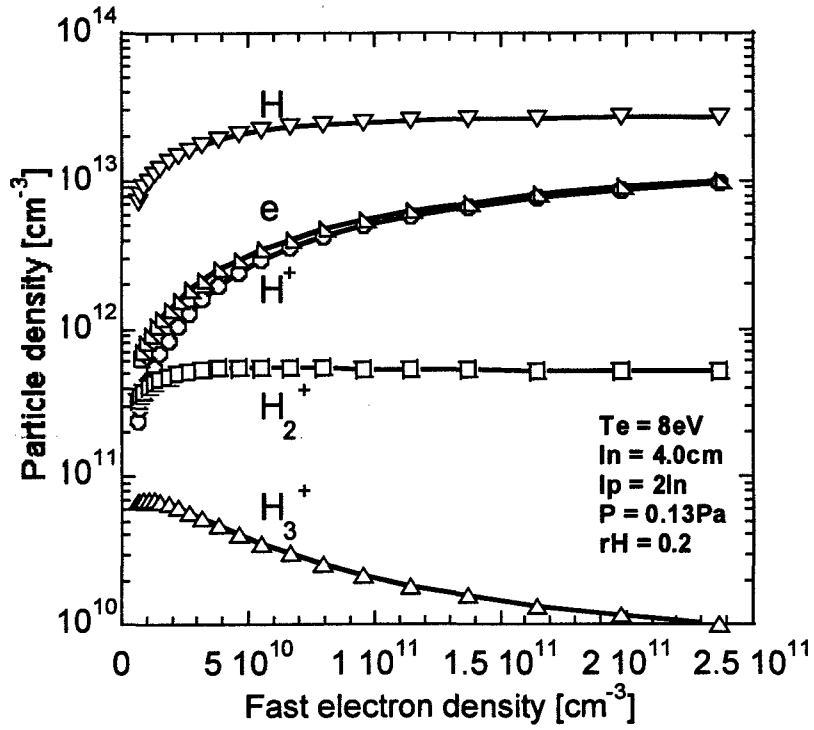


図9 カマボコ型イオン源における粒子密度の高速電子密度依存性。
分子イオンは減少傾向を示した。

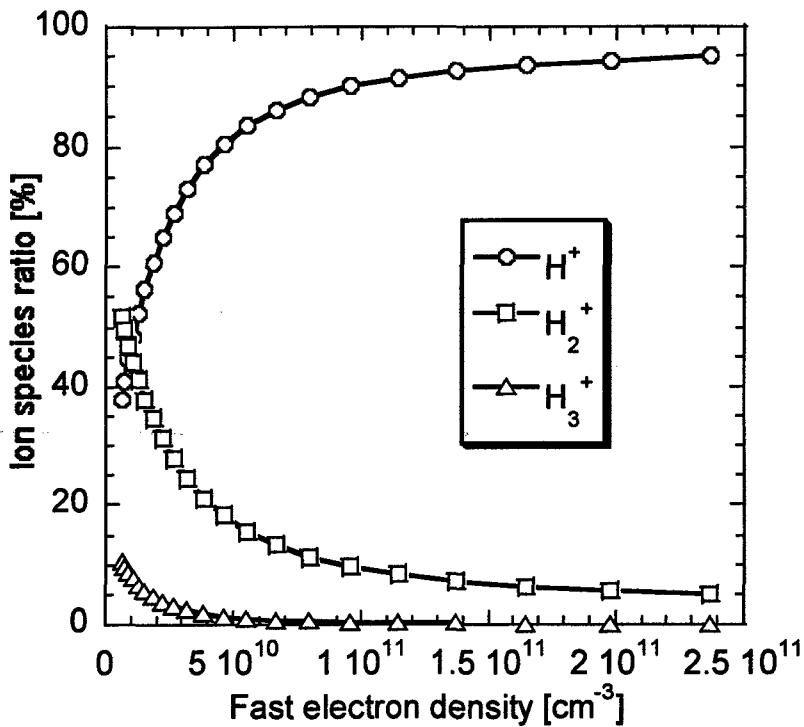


図10 カマボコ型イオン源におけるイオン組成比の高速電子密度依存性。
ガス圧 0.13Pa、電子温度 8eV。

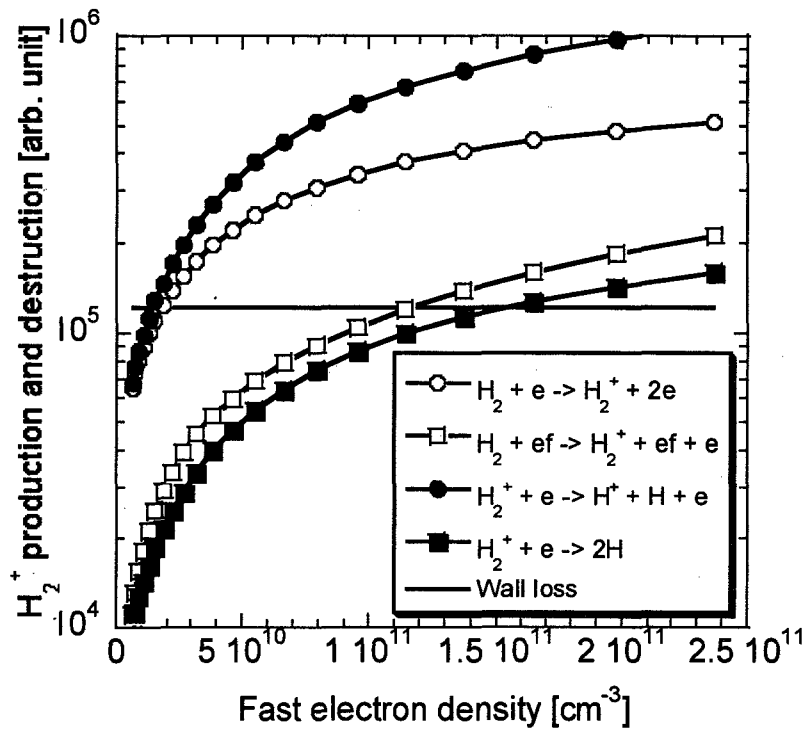


図 11 カマボコ型イオン源における H_2^+ イオンの生成、消滅反応の比較。ガス圧 0.13Pa、電子温度 8eV。

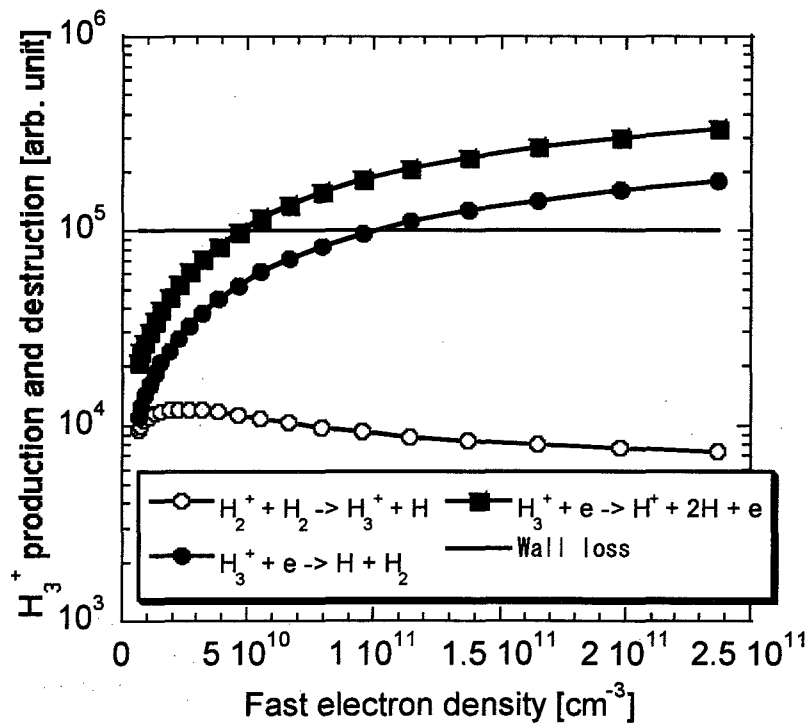


図 12 カマボコ型イオン源における H_3^+ イオンの生成、消滅反応の比較。ガス圧 0.13Pa、電子温度 8eV。

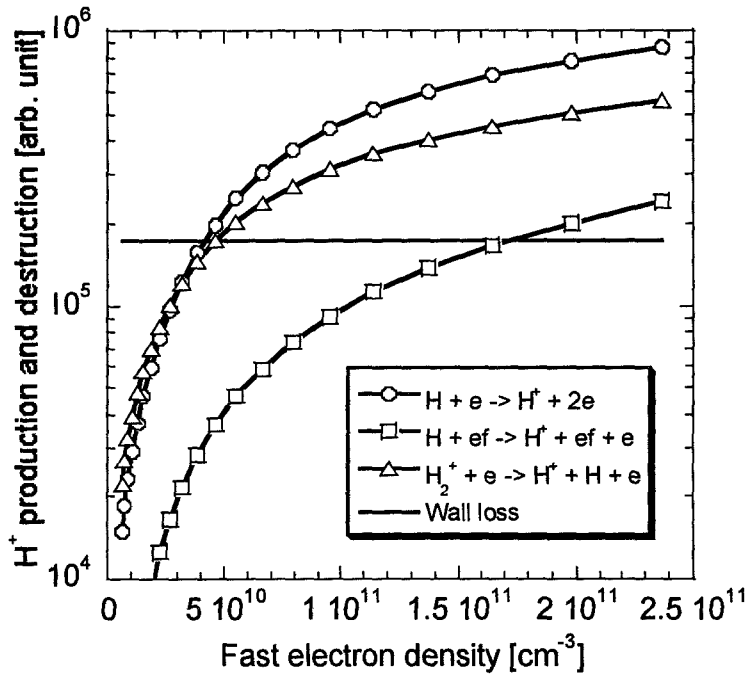


図 13 カマボコ型イオン源におけるプロトンの生成、消滅反応の比較。
ガス圧 0.13Pa、電子温度 8eV。

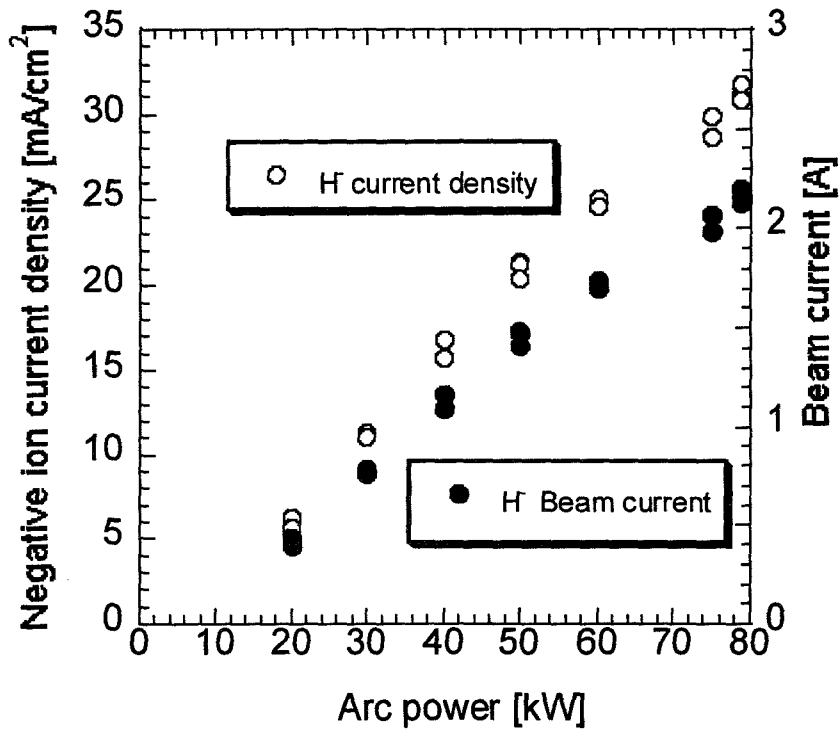


図 14 カマボコ型イオン源における負イオンビーム電流の放電電力依存性。
ガス圧 0.1Pa、Cs 添加。

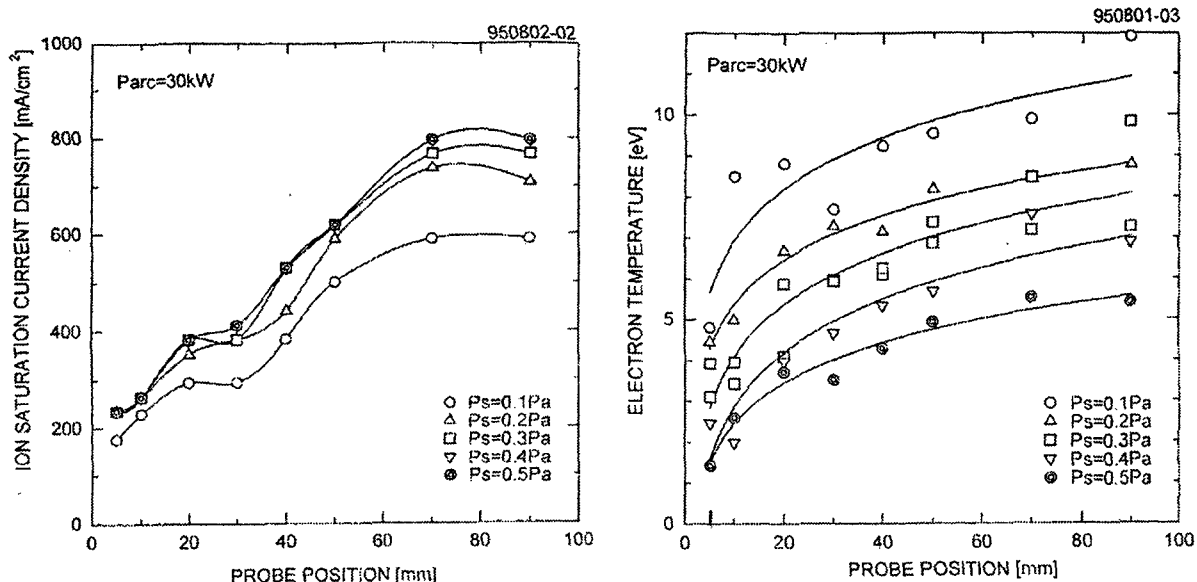


図 15 カマボコ型イオン源内のイオン飽和電流、電子温度の位置依存性。横軸は PG からの距離を表わす。放電条件はガス圧 0.1-0.5Pa、放電電力 30 kW。ガス圧 0.1Pa では、電子温度はおよそ 8eV、イオン飽和電流は 600mA/cm²。

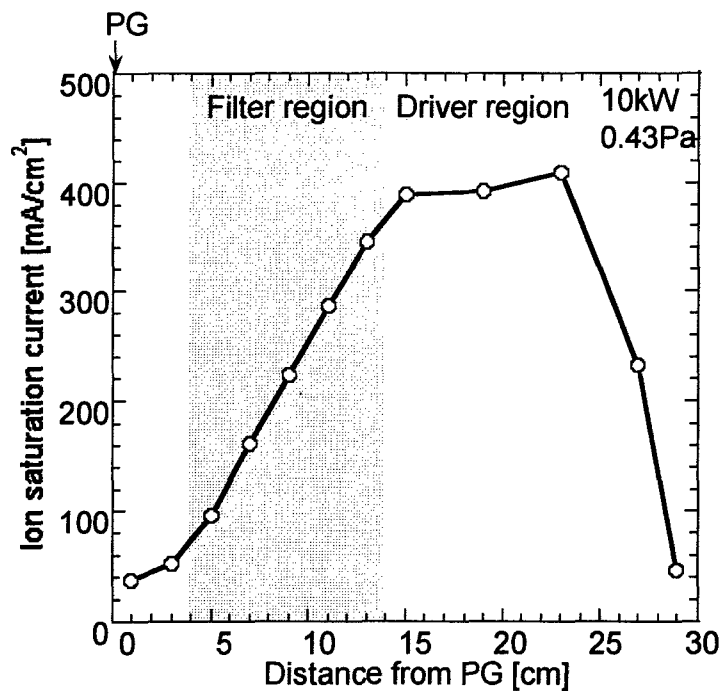


図 16 カマボコ型イオン源内のイオン飽和電流の位置依存性。横軸は図 15 と同様に PG からの距離を表わす。ガス圧 0.43Pa、放電電力 10 kW。磁気フィルターの作用によってイオン源中心部に比べ、PG 付近でのイオン飽和電流は 1/10 に減少。

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつ SI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射能	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J
1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m
1 b = 100 fm = 10⁻²⁸ m²
1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa
1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²
1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq
1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg
1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy
1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値は CODATA の1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクターも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))
動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605 J (計量法)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸	= 4.184 J (熱化学)
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹	= 4.1855 J (15 °C)
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵	= 4.1868 J (国際蒸気表)
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹	仕事率 1 PS (仏馬力)
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹	= 75 kgf·m/s
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸	= 735.499 W
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

アーキ放電型イオン源における高プロトン比プラズマ生成機構

R100

古紙配合率100%
白紙度70%再生紙を使用しています。