

磁気多極型水素負イオン源の高効率化

白竹 茂*・福政 修**・佐伯節夫**

Enhancement of the H⁻ Output in the Magnetic Multicusp Ion Source

Shigeru SHIRATAKE, Osamu FUKUMASA and Setsuo SAEKI

Abstract

On optimization of the volume production type H⁻ ion source, the effect of wall material and wall temperature on H⁻ production, and the effect of plasma space potential V_s on H⁻ extraction in the multicusp ion source are investigated experimentally. When three different wall materials (i.e. Al, Mo and Stainless Steel) are used, Al generally produces the highest H⁻ current under the same discharge conditions. We think that the difference in H⁻ yield is due to different interactions of vibrationally excited hydrogen molecules with three wall materials. The wall temperature has no appreciable effect on the extracted H⁻ current. It is also found that decreasing V_s (>0) leads to an increase in the extracted H⁻ current.

1. はじめに

中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection, NBI) によるプラズマ加熱は、熱核融合反応プラズマの追加熱法として現在最も有力視されている¹⁾。

現在稼働中のNBI装置では、プロトン比 (H⁺イオン比率) の高いイオン源から引き出された正イオンビームを中性ガスセルを通して中性化し、中性粒子ビーム (通常、ビームエネルギーは50keV以下) を得ている。しかし、次期の大型装置並びに将来の制御熱核融合炉を目的としたNBI装置では、そのビームエネルギーは150keV以上となり、そのようなエネルギー領域における正イオンの中性化効率は10%以下になる²⁾。これに対して、負イオン (H⁻イオン) の中性化効率は同じエネルギー領域でも中性ガスセルで60%、光分離セル

(photodetachment) ではエネルギーによらず一定で95%程度にもなる³⁾。この理由から、核融合研究においては、大電流水素負イオン源の開発が重要な課題となっている。

水素負イオン源には、表面変換型 (surface conversion)、荷電交換型 (charge exchange)、体積生成型 (volume production) 等の方式によるものがある。このうち体積生成型は水素放電プラズマ中に生成されたH⁻イオンを直接引き出す方式である。水素放電により全正イオンに対するH⁻イオンの比率が30%以上にも達するプラズマ生成の可能なことが報告され^{4,5)}、体積生成型の負イオン源が現時点で最も有望なNBI用の負イオン源として注目されている^{6,7)}。

この異常に高いH⁻イオンの生成機構については理論的研究も数多く行われ⁸⁻¹²⁾、H⁻生成には振動励起分子 H_2^* と高速一次電子 (エネルギーが30eV以上) が関与し、 $H_2 + e_f \rightarrow H_2^* + e_f$; $H_2^* + e$ (低速のプラズマ電子) $\rightarrow H^- + H$ の2段階過程が有力とされている。

*大学院電気工学専攻

**電気工学科

体積生成型負イオン源をNBI装置に応用する場合、 H^- 生成及び H^- 電流引き出しの最適化等が負イオン源の高効率化にとって重要となってくる。

ところで、 H^- 生成はプラズマパラメータ(電子密度, 電子温度, 水素ガス圧等)に強く依存する。更に, 壁の作用が H^- 生成に強く影響するという理論的検討の報告もある^{11,12)}。

本研究では, 水素負イオン源の高効率化について検討するため, 磁気多極型水素負イオン源を用いて,

- (1) H^- 電流引き出しと空間電位 V_s の関係
- (2) H^- 生成に及ぼす容器壁の影響(壁温度と壁材質)の, 2点について実験的検討を行った。

2. 実験装置及び測定方法

実験装置の概略図をFig. 1に示す。イオン源容器はステンレス製の円筒型容器で, 大きさは直径162mm, 長さ300mmである。容器外周には, プラズマ閉じ込めのた

めフェライト永久磁石(20×40×10mm, 表面磁束密度約1kG)を2段に並べ, 16極の直線カスプ磁場を構成している。この磁場の容器内壁表面での最大磁束密度は約1kGで, 容器中心軸に向って急激に減衰し, 中心から半径約4cmの空間には磁場の存在しない領域が形成される。容器内は常時, 油拡散ポンプで排気され背景圧力は約 5×10^{-6} Torrである(なお, フィラメントに電流を流し, 容器内壁の温度が上昇した場合の背景圧力は約 1×10^{-5} Torrとなる)。この容器を接地し陽極として熱陰極(2%トリエテッドタングステン, 直径0.27mm, 長さ10cm×8本)との間の直流アーク放電により水素プラズマを生成する。正・負イオン種の測定はエンドプレート中心に設けた直径10mmの単孔よりプラズマを引き出した後, イオン分析器により行う。プラズマパラメータ(電子密度 n_e , 電子温度 T_e , 空間電位 V_s 等)は, エンドプレートから上流側5cmの位置にある径方向可動のラングミュアプローブ(直径0.5mm, 長さ2mm)により測定する。

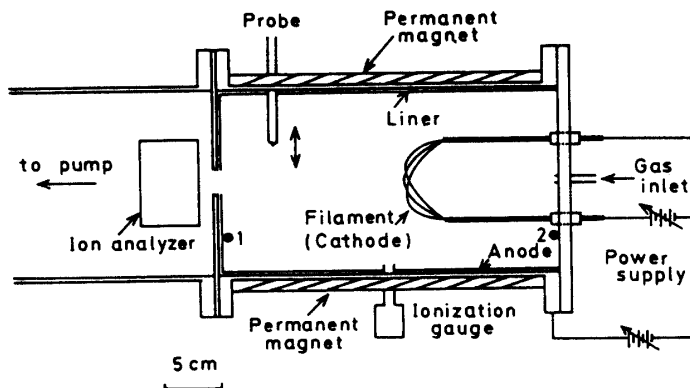


Fig. 1 Schematic diagram of the multicusp ion source equipped with a metal liner.

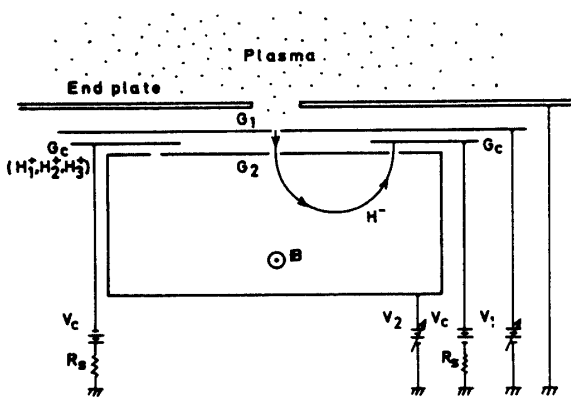


Fig. 2 Schematic view of a magnetic deflection type ion analyser. A deflecting magnetic field B is about 890 Gauss.

H^- 生成に及ぼす壁の影響を調べるため, 厚さ0.3mmの供試材料で円筒型の中箱(Liner)を容器内壁に取り付け, この中箱を容器に完全に接続し, 陽極とする。なお, この中箱で容器内側表面積の約90%が覆われる。現在, 供試材料として, アルミニウム(Al), モリブデン(Mo), 銅(Cu), ニッケル(Ni), ステンレス(stainless steel, S.S.)の5種類を用いている。

放電中変化する容器内壁の温度 T_w を測定するため, エンドプレートのライナー上の1点(Fig. 1に1と示す)とフィラメント電極フランジ(ここには, ライナーを施していない)の1点(2と示す)の2箇所を基準点に定め, 放電中の T_w を熱電対(CC)でモニターする。

Fig. 2にイオン分析器の原理図を示す。これは, 磁

場偏向型の質量分析器で、その磁場強度は約890Gである。入射電極G₁、加速電極G₂とコレクタ電極G_cで構成され、G₁とG₂には1×8mm²のスリットが切られている。G₁はエンドプレートから約12mmの位置に置かれ、G₁とG₂の電極間距離は1mmである。なお、スリットとコレクタのスリット間距離は5cmである。

G₁にV₁=±60V（正イオン引き出し時は負、負イオンの場合は正）の電圧を印加して、プラズマから正・負イオンを引き出し、G₂の印加電圧V₂を変化させて質量分析を行う。

Fig. 3にこのイオン分析器による測定結果の一例を示す。G_cに捕集されたイオンは電流として計測され、そのピーク値を正・負イオン種のイオン電流として評価する。

本実験では、放電電圧をV_d=50V一定とし、放電電流I_dをパラメータにして水素ガス圧をp=5×10⁻⁴~1×10⁻²Torrの間で変化させ、プラズマパラメータ及び正・負イオンの引き出し電流の測定を行った。

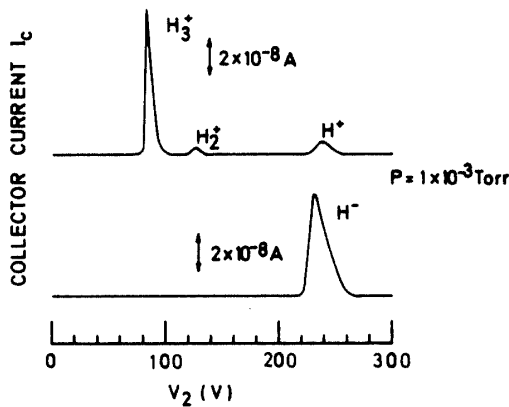


Fig. 3 A typical example of analyser output measured in hydrogen gas discharge when the source is operated with a Stainless Steel liner. The ion species composition is derived from these data. Discharge conditions are p=1×10⁻³ Torr, V_d=50V, and I_d=4A.

3. 実験結果及び考察

3.1 磁気多極型プラズマの特性

Fig. 1に示した磁気多極型イオン源は、安定な水素プラズマを簡単に生成することが出来る。そのプラズマパラメータの径方向分布を、ラングミュアプローブにより測定した、Fig. 4にその測定結果の一例を示す。放電条件は、V_d=50V, I_d=4A, p=5×10⁻³Torrである。

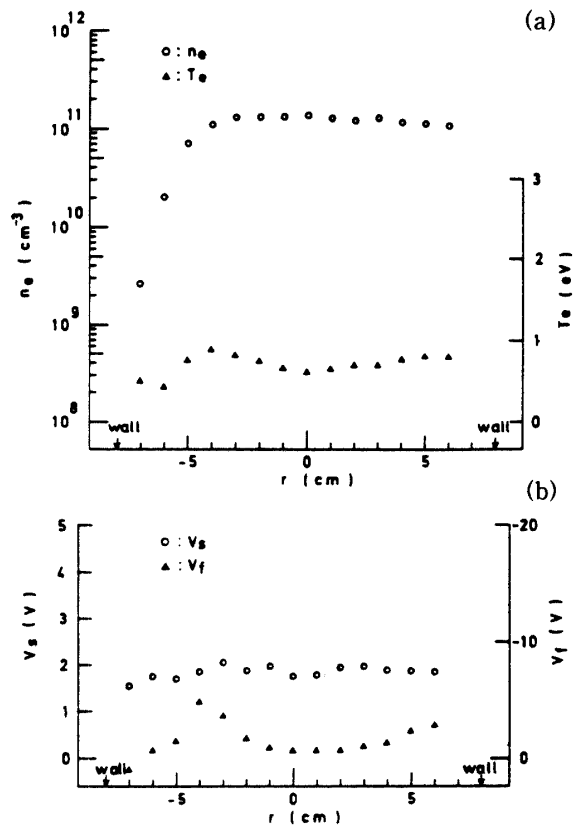


Fig. 4 Radial distributions of some plasma parameters. (a) Plasma electron density n_e and electron temperature T_e . (b) Plasma space potential V_s and floating potential V_f . Discharge conditions are p=5×10⁻³Torr, V_d=50V, and I_d=4A.

電子密度 n_e 、電子温度 T_e は容器壁の近傍で急激に減少しているが、中心より半径約5cmの範囲でそれぞれ、 $n_e \approx 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e \approx 0.7 \text{ eV}$ と、ほぼ一様な分布を示す。また、空間電位 V_s は容器壁から1cmの位置でも $V_s \approx 1.6 \text{ V}$ であり、ほぼ一様な分布を示している。ところが、浮遊電位 V_f は、中心から半径4cmの位置にピークを持つ。これは、低速のプラズマ電子は比較的弱い磁場でも容易に偏向されて閉じ込められてしまうのに対して、高速電子（熱陰極から放出される一次電子に起因する）は、強い磁場の存在する場所（容器壁に近い位置）まで侵入出来ることに起因していると考えられる。つまり、閉じ込め磁場の影響が及ばない範囲（中心より半径約4cm）ではプラズマ電子と高速電子が共存するため、 V_f は負に小さい値となっているが、容器壁に近づくに伴い閉じ込め磁場の影響が現われ、プラズマ電子に対する高速電子の比率が徐々に大となり V_f は負に大きくなる。ところが、更に壁に近づくとき度

は高速電子ですら磁場によって偏向されてしまい、密度が急激に減少するため V_f も負に小さくなる。このため、 V_f にはピークが生じる。この影響は T_e にもわずかに現われている。

以上のようなプラズマパラメータの径方向分布は、プラズマの閉じ込め状態の様子をよく表わしている。

なお、これらプラズマパラメータの径方向分布は左右非対称となっているが、これはラングミュアプローブ挿入のため直線カスプ磁場の一部を取り除き、閉じ込め磁場の強度がその近傍で弱まっているためである。

3.2 H⁻電流引き出しと空間電位の関係

磁気多極型磁場配位における水素放電プラズマでは、通常空間電位 V_s は正であり陽極電位（接地）よりも高い。（本実験に使用したイオン源も例外ではなく、 V_s は水素ガス圧によって変化するものの $V_s = 1 \sim 4$ Vの範囲で正である）これは、H⁻イオンと電子をプラズマ中に静電的に閉じ込めることになる。つまり、 V_s が高い程H⁻イオンと電子の閉じ込めがよくなり、プラズマ内のH⁻密度は高くなることが予測される。一方、H⁻イオンを引き出す場合には、 V_s が高い程引き出し方向に向う負の電位勾配が大となるため、プラズマ内のH⁻密度に対応するH⁻電流の引き出しが困難となる。しかし、プラズマに接する第1電極に空間電位に近い正の電圧を印加し、H⁻イオンを自由拡散に近づけH⁻イオン引き出しの効率を改善する試みがなされている^{13,14}。

このように、H⁻電流引き出しと V_s によるH⁻イオンの静電的閉じ込め効果は、やや複雑な関係にあるが、H⁻電流引き出しの高効率化のためには、この両者の関係を明確にすることが重要である。

ところで、この研究を進める過程で、 $V_d = 50$ V、 $I_d = 4$ Aの条件のもと、フィラメント電流を制御することにより、 n_e と T_e にはほとんど差がなく V_s のみ異なるプラズマ状態を生成することが出来た。なお、中箱にはAlを使用した。具体例として、その時の n_e 、 T_e 、 V_s をFig. 5に示す。（ここでは便宜的に2種類のプラズマをAl(1)、Al(2)とし、 n_e 、 T_e 、 V_s とH⁻電流 I^- の添字1、2は、それぞれAl(1)、Al(2)に対応する） n_e は P の増加に比例して増大し、 $p = 7 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-2}$ Torrに対して、 $n_e \approx 2.5 \times 10^{10} \sim 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である。 n_{e1} と n_{e2} の差は最大で19%、平均的には高々10%の違いである。 T_e と V_s は、 n_e とは逆に P の増加に伴い減少し、その変化はそれぞれ $T_e \approx 0.5 \sim 2$ eV、 $V_s \approx 1.5 \sim 3.6$ Vである。 T_{e1} と T_{e2} はほぼ等しいが、 V_{s1} と V_{s2} は $p = 1.2 \times 10^{-3}$ Torrで交差し、高圧力領域で $V_{s1} < V_{s2}$ 、低圧力領域では $V_{s1} > V_{s2}$

となる。

以上のプラズマパラメータに対応するH⁻電流の圧力依存性をFig. 6に示す。H⁻電流は圧力に強く依存し、

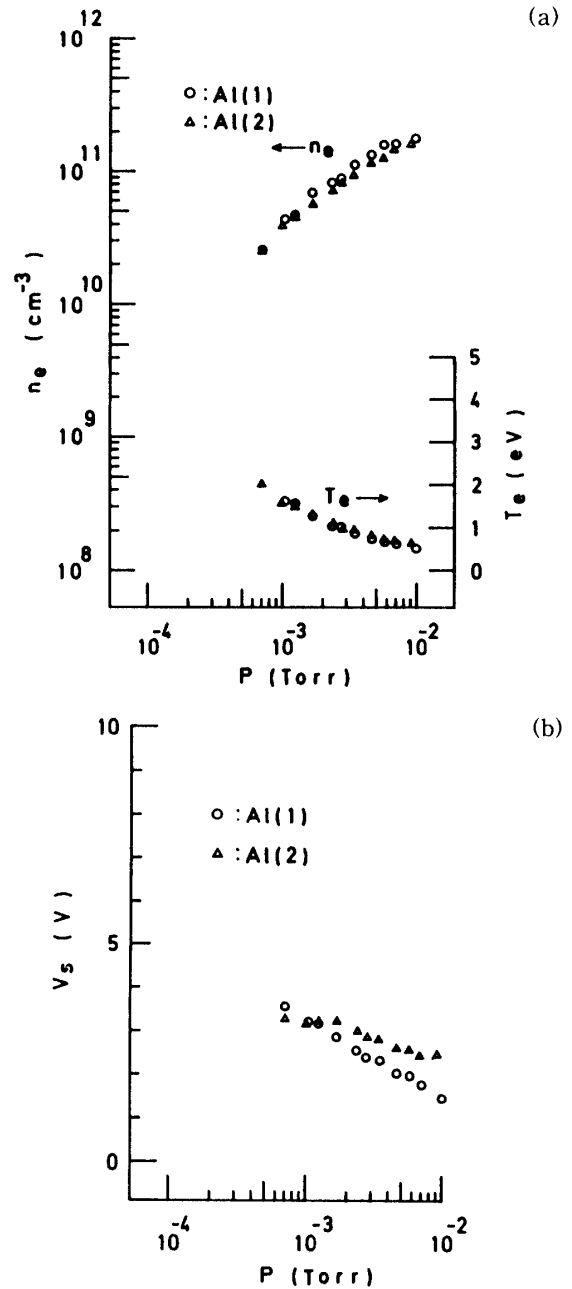


Fig. 5 Plasma electron density n_e and electron temperature T_e (a), and plasma space potential V_s (b) as a function of p . They are measured at the center of the discharge chamber when the source is operated with two different filament currents. In this case, Al liner is used. Discharge conditions are $V_d = 50$ V and $I_d = 4$ A.

I_1 と I_2 はそれぞれ $p \approx 3.5 \times 10^{-3}$ Torr と $p \approx 2.4 \times 10^{-3}$ Torr でピークを示し、 H^- 生成に対する圧力にはある最適値が存在することがわかる。この最適の圧力に対す

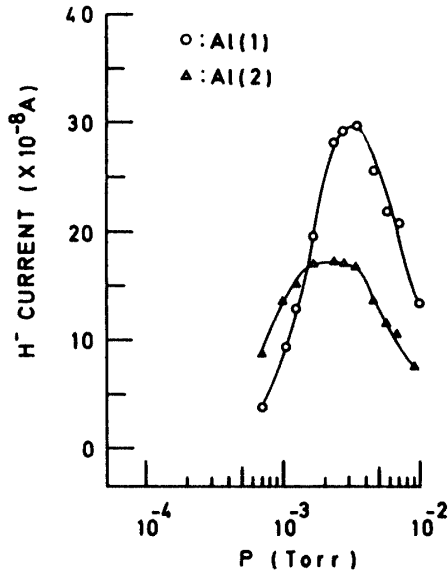


Fig. 6 The H^- current as a function of p , corresponding to the two different plasma conditions shown in Fig. 5.

る H^- 電流は I_1 が I_2 に対して約 1.7 倍程大である。

また、 $p = 1.5 \times 10^{-3}$ Torr を境にして高圧力領域では $I_1 > I_2$ 、低圧力領域では $I_1 < I_2$ となり V_{s1} と V_{s2} の大小関係の圧力依存性を逆にしたようになる。つまり、 V_s が低い方が H^- 電流が増加している。この結果は、 V_s が H^- 電流引き出しに強く影響することを示している。

3.3 H⁻生成に及ぼすイオン源容器壁の影響

水素プラズマ中に含まれる中性粒子 (H^- 生成に大きく影響するものとして、主に水素原子 H 、振動励起分子 H_2^*) は閉じ込め磁場存在の有無にかかわらず、容器内を自由に飛び回り容器壁と何度も衝突を繰り返し、再結合や脱励起等、壁と相互作用する。

金属表面における H の再結合係数 γ_1 は、材質の違いや同じ材質でもその表面温度の違いにより変化する¹⁹⁾ことが報告されている。更に、 H_2^* と壁との衝突による脱励起係数 γ_2 については、励起準位 $v'' = 1$ といった励起準位の低い H_2^* を対象とした実測値の例はあり¹⁶⁾、壁の材質により変化するとの結果が得られている。実際、 H^- 生成にとって必要となる H_2^* の準位は $v'' = 5 \sim 10$ と比較的高いものであり、これらの H_2^* に対する実験的な裏付けはまだないが、理論的には γ_2 の値は v'' に依存し、そ

の γ_2 の値は 1 以下になることを示唆する結果(つまり、 H_2^* と壁との 1 回の衝突では $v'' = 5 \sim 10$ の H_2^* が基底状態の H_2 に遷移しない) が得られており^{9,17)}、 $v'' = 5 \sim 10$ の H_2^* に対する γ_2 の値も材質により大きく変わる可能性がある。

このような中性粒子と壁との相互作用が H^- 生成に及ぼす影響について、レート方程式を用いたモデル計算が行われ、 γ_1 と γ_2 が H^- 生成に強く影響するという検討結果が報告されている^{11,12)}。一方、 H^- 生成に及ぼす容器材質の効果について実験的検討も行われている¹⁸⁻²¹⁾。その中には、 H^- 生成に差が生じる原因について、プラズマパラメータの組み合わせ等によって説明されている例¹⁹⁾もあるが、中性粒子と壁との相互作用の影響によると思われる実験結果も報告されている^{20,21)}。

ここでは、 H^- 生成に及ぼす容器壁の影響を壁温度と壁材質の 2 点について検討を行う。

3.3.1 容器壁温度の影響

実験では、まず水素ガスを容器内に導入し、電離真空計により圧力を調整した後、放電を開始し所要のプラズマパラメータの測定を行っている。これに要する時間は約 8 分間である。その間に容器壁温度 T_w の変化する様子を Fig. 7 に示す。(但し、 T_1, T_2 はそれぞれ Fig. 1 の 1, 2 に対応する基準点の温度である) 放電条件は、 $p = 2 \times 10^{-3}$ Torr, $V_d = 50$ V, $I_d = 4$ A で、中箱は Mo である。

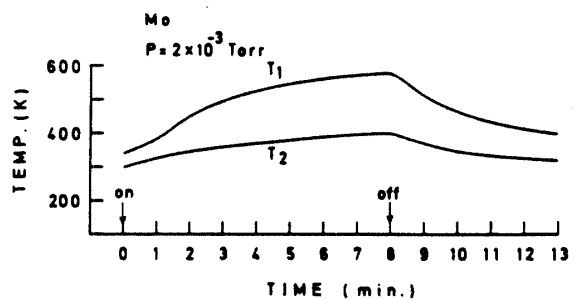


Fig. 7 Wall temperatures T_1 and T_2 at two reference points versus duration time of discharge. (Subscripts 1 and 2 correspond to the two points 1 and 2 shown in Fig. 1, respectively) The ion source is operated with Mo liner. Discharge conditions are $p = 2 \times 10^{-3}$ Torr, $V_d = 50$ V, and $I_d = 4$ A.

T_w は時間と共に上昇し放電開始時 (0) と放電終了時 (8 分) での温度差は、 T_1 で約 240 K, T_2 で約 100 K である。そこで、放電開始から約 2 分後 (T_w : low) と放電終了直前 (約 8 分後, T_w : high) に H^- 電流を測

定し、H⁻生成に及ぼすT_wの影響を調べた。なお、T_wの値そのものは圧力の変化にも依存する。また、8分後のT₁とT₂、並びにH⁻電流引き出し時(2分後と8分後)におけるT₁の温度差 $\Delta T_1 \equiv T_1(8) - T_1(2)$ と、T₂の温度差 $\Delta T_2 \equiv T_2(8) - T_2(2)$ をFig. 8に示した。T₁とT₂は低圧力になる程温度が上昇しているが、 ΔT_1 と ΔT_2 は圧力に依存せずほぼ一定で、それぞれ $\Delta T_1 \approx 120$ K、 $\Delta T_2 \approx 60$ Kであった。

Fig. 9に放電開始から2分後と8分後に測定したH⁻

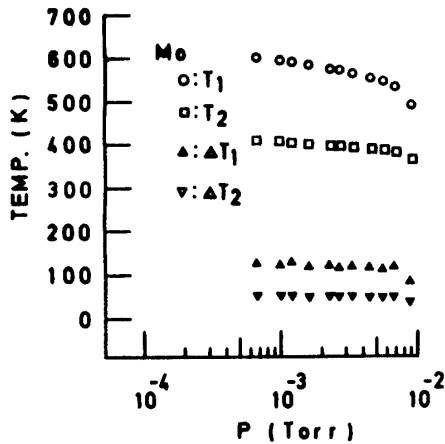


Fig. 8 Wall temperatures T₁ and T₂ at two reference points as a function of p. They are measured at 8 minutes after discharge on. For reference, temperature differences $\Delta T_1 = T_1(\text{after 8 minutes}) - T_1(\text{after 2 minutes})$ and $\Delta T_2 = T_2(8) - T_2(2)$ are also plotted.

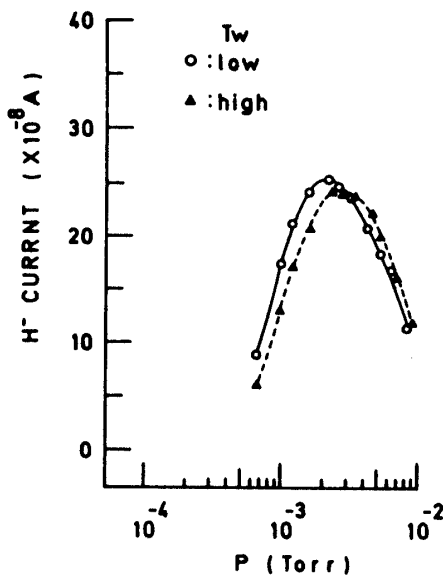


Fig. 9 The H⁻ current as a function of p, where the source is operated with two different wall temperatures, i.e. low (after 2 minutes) and high (after 8 minutes).

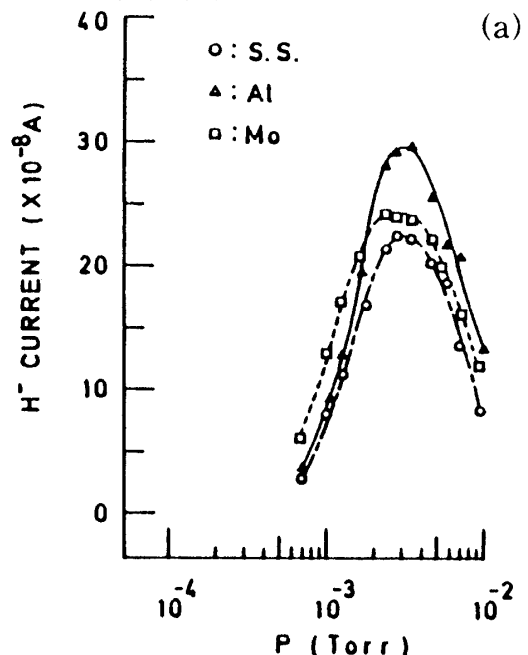
電流の圧力依存性を示す。H⁻電流のピークは、T_wが低い場合 (I⁻(low)) に比べ、T_wが高い場合 (I⁻(high)) が約5%減少している。そして、H⁻電流がピークとなるpを境として高圧力領域ではI⁻(high) > I⁻(low)、低圧力領域ではI⁻(high) < I⁻(low)となる。つまり、T_wが高いことによりピークのH⁻電流値がわずかに減少し、全体的に高圧力側へシフトする傾向にある。

以上の結果より、負イオン源を実用化する場合H⁻電流の引き出しは最適のpで行われるため、T_wの影響は小であると結論出来る。しかし、H⁻生成のプラズマパラメータ依存性(H⁻電流の測定とプラズマパラメータの測定は同時刻ではない)や壁の作用等の研究を進める過程では、各壁材質での測定結果を比較することになるので、H⁻電流の圧力依存性がT_wによって変わることは検討結果に大きく影響を及ぼす可能性がある。従って、T_wの影響を軽減させると共にプラズマパラメータとH⁻電流との対応をうまくとるため、本実験では、T_wの時間変化が緩くなるT_w (high) の領域で測定を行うこととした。

なお、実験には5種類の中箱を用いているが、中箱の材質を変えることによりT_wが大きく異なることはなかった。

3.3.2 容器壁材質の影響

すでに、壁材質の違いがH⁻生成に強く影響するという結果を得ている^{20,21)}が、前述のように、V_sとT_wがH⁻電流引き出しに影響するので、この点に注意しながら現在更に詳しくH⁻生成に及ぼす容器壁材質の影響を検討している。今回、中箱にはS.S., Al, Mo, の3種類



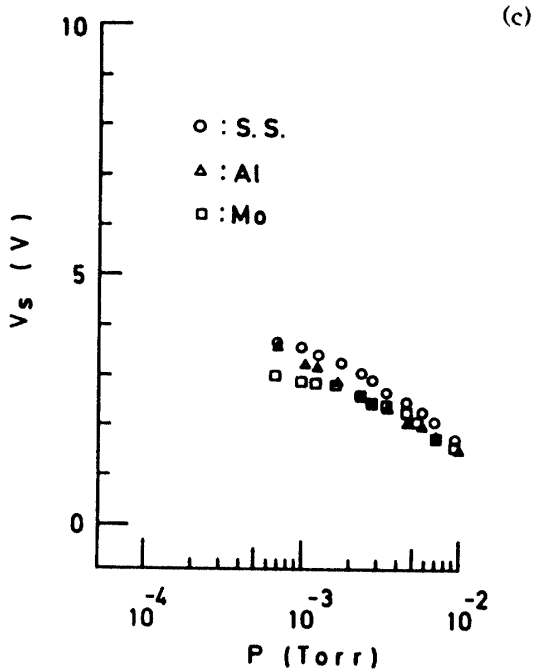
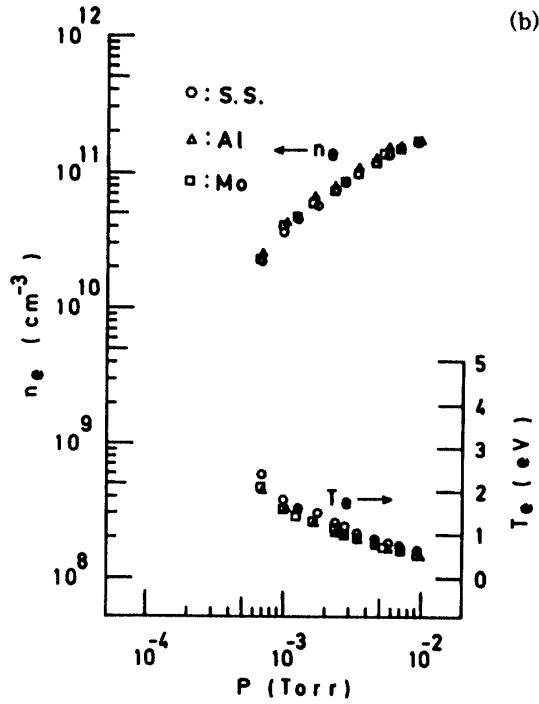


Fig. 10 (a) The H^- current as a function of p , where the source is operated with three different metal liners. Plasma parameters corresponding to (a), i.e. n_e , T_e , and V_s , are also shown in (b) and (c). Discharge conditions are $V_d=50V$ and $I_d=4A$.

を選び、容器壁材質の影響について実験的検討を行った。

Fig. 10にS.S., Al, Moの中箱を用いた場合の H^- 電流, n_e , T_e , V_s の圧力依存性を示す。 H^- 電流は同一放

電条件下でありながら中箱の材質により差が生じ, $p > 1.2 \times 10^{-3} Torr$ ではAl, Mo, S.S.の順に大であり, $p < 1.2 \times 10^{-3} Torr$ ではAlとMoの大小関係が逆転し, Mo, Al, S.S.の順に大となる。

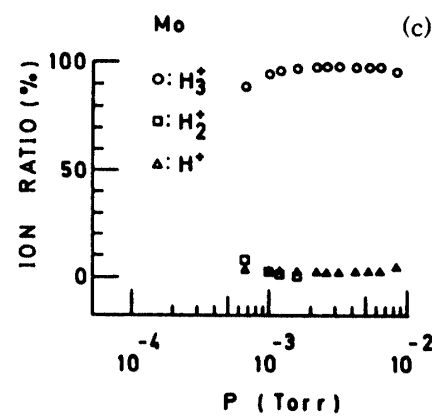
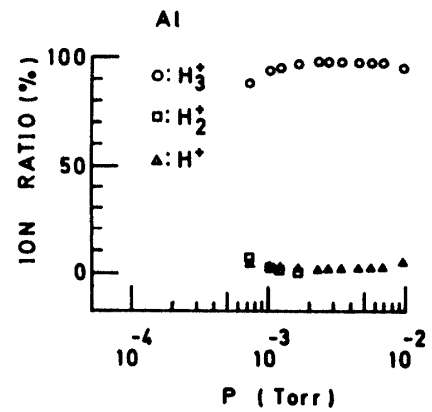
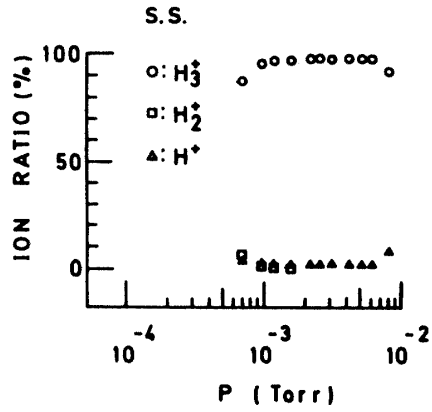


Fig. 11 The positive ion species ratio as a function of p : (a) S.S. liner, (b) Al liner and (c) Mo liner. They are corresponding to the results shown in Fig. 10.

この結果に対応するプラズマパラメータをそれぞれ n_e , T_e , V_s について比較すると, n_e は材質によらずほぼ同じであるが T_e と V_s には材質による違いが表われている. T_e の場合 Al と Mo はほぼ同じであるのに対し, S.S. の値がわずかに高くなっている. この差は 0.1~0.38 eV であるが, 差が 0.2 eV 以上大となるのは, $p < 2.4 \times 10^{-3}$ Torr の低圧力領域である. V_s の場合材質間の関係がやや複雑となる. Al と Mo は $p > 1.2 \times 10^{-3}$ Torr ではほぼ同じであるが, $p < 1.2 \times 10^{-3}$ Torr では Al の値が大となる. また S.S. の値は全般的に高く, 特に $p < 2.4 \times 10^{-3}$ Torr では Al と Mo に比べてその差が 0.5~0.7 V にもなる. しかし, $p > 2.4 \times 10^{-3}$ Torr では材質間の差は 0.3 V 以内に収まる.

次に, 3 種の材質の正イオン種組成比を Fig. 11 に示す. これからわかるように大部分が H_3^+ イオンであり, H^+ イオンは数パーセントしか存在していない. また, H_2^+ イオンは比較的低下圧力にならないと生成されていない. このため, 正イオン電流として H_3^+ イオン電流を Fig. 12 に示す. 正イオン種組成比と正イオン電流には, 材質による違いはなかった.

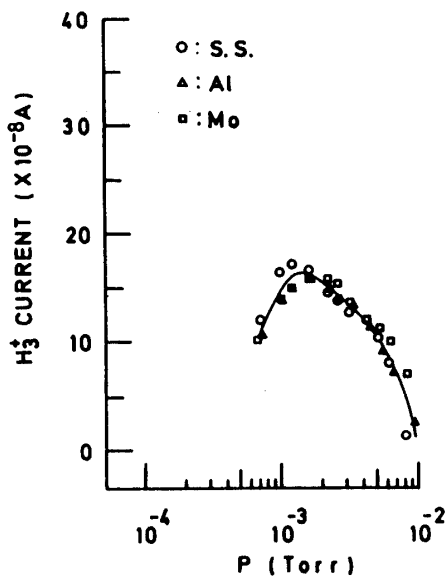


Fig. 12 The positive ion (H_3^+) current as a function of p , corresponding to the results shown in Fig. 10 and 11.

以上の結果を総合すると, Al と Mo については V_s が $p < 1.2 \times 10^{-3}$ で異なるものの, $p > 1.2 \times 10^{-3}$ Torr では n_e , T_e , V_s , 正イオン種組成比及び正イオン電流は, ほぼ同じにもかかわらず H^- 電流に差が生じている. また, S.S. の場合でも $p < 2.4 \times 10^{-3}$ Torr では T_e と V_s に違いが表われているが, $p > 2.4 \times 10^{-3}$ Torr では, H^- 電流だ

けに違いが生じている.

次に, このように H^- 電流に違いが生じる原因について考察する. まず, H^- 生成のプラズマパラメータ依存性について, 以下論議に関連する範囲内で理論的検討の結果¹⁰⁻¹²⁾を要約しておく. レート方程式を用いたモデル計算によれば, H^- 生成量は $n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の低密度プラズマでは n_e にほぼ比例して増加し, T_e の上昇と共に減少する. また, 水素プラズマ中の H 密度が増加してプロトン比率が高くなると, $H^- + H^+ \rightarrow 2H$ という H^- イオンの消滅過程が盛んになり, H^- 生成量が減少する.

以上の H^- 生成のプラズマパラメータ依存性を参考にして実験結果を比較すると, $p < 1.2 \times 10^{-3}$ Torr で Mo の H^- 電流が Al より大となるのは, Mo の V_s が低いため H^- 電流の引き出しが効率よく行われているものと考えられる. (前節 3.2 の H^- 電流引き出しと V_s の関係を併せて考慮する) また, $p < 2.4 \times 10^{-3}$ Torr では, S.S. の T_e , V_s がそれぞれ高いため T_e の影響によりプラズマ中の H^- 密度が減少し, 更に H^- 電流引き出しの効率が悪化していることが考えられる. このため, $p < 2.4 \times 10^{-3}$ Torr において, S.S. の H^- 電流値が Al と Mo に比較して低い原因は, プラズマパラメータの組み合わせによって説明出来る可能性がある. しかしながら, H^- 電流に顕著な差が現われるピークも含めて $p > 2.4 \times 10^{-3}$ Torr では, プラズマパラメータや正イオン種組成比がほぼ同じであるため, H^- 電流に差が生じる原因をプラズマパラメータの組み合わせや正イオン種組成比の違いで説明することが出来ない.

一方, 前述のモデル計算¹⁰⁻¹²⁾によれば, プラズマパラメータ以外で H^- 生成に大きく作用する要因として, H , H_2^+ 等の中性粒子と壁との相互作用の違い (γ_1 , γ_2 が材質により異なる) が, H^- 生成に影響するという結果が得られている. このモデル計算によって得られた H^- 生成のプラズマパラメータ依存性に関する結果は, 実験結果ともよく対応しており, 壁の作用に関する結果も定性的な議論には十分役立つものと考えられる.

ところで, 壁の作用に関するモデル計算の結果によれば, H と壁との相互作用 (γ_1 の影響) は H , H^+ を介して H^- 生成に影響を及ぼすものであり, 比較的高密度側 ($n_e > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) で顕著となる. しかも, ここで用いた金属のように γ_1 の値が 0.1 以上となる場合, 実験結果に対応するような $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 程度のプラズマでは, ほとんど H^- 生成に影響しない. このことは, 実験結果で材質により正イオン種組成比がほぼ同じであったことから裏付けられる. 一方, H_2^+ と壁との相互作用 (γ_2 の影響) は H^- 生成に直接的に現われる. しかも, この作

用は高密度側でも現われるが、低密度側での影響が特に顕著である。

以上のことから、 H^- 電流に差が生じたことは壁の作用、中でも H_2^+ と壁との相互作用の影響が現われたものと考えている。

4. おわりに

磁気多極型水素負イオン源を用いて、 H^- 電流引き出し並びに H^- 生成に及ぼす V_s と容器壁の影響について実験的検討を行った。

得られた結果を要約し、以下に示す。

- (1) フィラメント電流を制御することにより、 n_e 、 T_e がほぼ同一で V_s が異なるプラズマ状態を生成することが出来た。その結果、 V_s が低い程 H^- 電流は増加した。
- (2) T_w が負イオン源の効率に及ぼす影響は弱いだが、 H^- 電流の圧力依存性が変化するため、 T_w の変化には十分注意する必要がある。
- (3) 中箱にAl, Mo, S.S.の3種を用い H^- 生成に及ぼす壁材質の影響を調べた結果、Al, Mo, S.S.の順に大となった。
- (4) 壁材質により H^- 生成に差が生じたことは、中性粒子と壁との相互作用の違いによると考えられ、中でも H_2^+ と壁との相互作用の影響が現われたものと考えている。

今後はCu, Ni等の材質も含めて H^- 生成に及ぼす影響について検討する。更に、 H^- 生成に影響を及ぼす壁の汚れ等容器内壁の表面状態の分析、 H^- 密度を決める H_2^+ の生成に必要な高速一次電子 e_f のエネルギー分布の測定等も行い、 H^- 生成に差が生じる原因を更に明確にして行く予定である。

最後に、本研究に御協力いただいた昭和61年度卒業研究学生の田部 守、水野仁志の両氏に感謝する。

参 考 文 献

- 1) 杉原 亮, 金子 修: 応用物理, **49**, 1162 (1980)
- 2) M. M. Menon: Proc. IEEE, **69**, 1012 (1981)
- 3) K. W. Ehlers: J. Vac. Sci. Technol., **A1**, 974 (1983)
- 4) E. Nicolopoulou, M. Bacal and H. J. Doucet: J. Phys. (Paris), **38**, 1399 (1977)
- 5) M. Bacal and G. W. Hamilton: Phys. Rev. Lett., **42**, 1538 (1979)
- 6) 神保光一: 核融合研究, **55**, 311 (1986)
- 7) O. Kaneko: Proc. 10th Symp. on ISIAAT '86, 243 (1986, Tokyo)
- 8) J. R. Hiskes et al.: J. Appl. Phys., **53**, 3469 (1982)
- 9) J. R. Hiskes and A. M. Karo: J. Appl. Phys., **56**, 1927 (1984)
- 10) 福政, 佐伯: 核融合研究, **55**, 189 (1986)
- 11) 福政, 佐伯: 核融合研究, **56**, 409 (1986)
- 12) 福政, 佐伯, 白竹: 電気学会プラズマ研究会, 資料番号EP-86-37 (1986)
- 13) K. N. Leung, K. W. Ehlers, and M. Bacal: Rev. Sci. Instrum., **54**, 56 (1983)
- 14) M. Bacal, F. Hillion, and M. Nachman: Rev. Sci. Instrum., **56**, 649 (1985)
- 15) B. J. Wood and H. Wise: Pro. 2nd Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, p.51 (Academic Press, 1961)
- 16) G. Black, H. Wise, S. Schechter and R. L. Sharpless: J. Chem. Phys., **60**, 3526 (1974)
- 17) A. M. Karo, J. R. Hiskes and R. J. Hardy: J. Vac. Sci. Technol., **A3**, 1222 (1985)
- 18) W. G. Graham: J. Phys. D: Appl. Phys., **16**, 1907 (1983)
- 19) K. N. Leung, K. W. Ehlers and R. V. Pyle: Appl. Phys. Lett., **47**, 227 (1985)
- 20) O. Fukumasa and S. Saeki: Proc. 10th Symp. on ISIAAT '86, 187 (1986, Tokyo)
- 21) O. Fukumasa and S. Saeki: J. Phys. D: Appl. Phys., **20**, 237 (1987)

(昭和62年4月15日受理)