

11月-①

解説

水素負イオン源の最近の発展 4M

福政修 40324-

(受理1995年7月17日、掲載決定1995年9月19日) 8p

Recent Progress in Hydrogen Negative Ion Sources
Osamu FUKUMASA ✓ 10p

(Department of Electrical and Electronic Engineering, Yamaguchi University, 2557 Tokiwadai, Ube)
(Received July 17, 1995, Accepted September 19, 1995) 8p

* 山口大学工学部 電気電子工学科 (〒755 宇部市常盤台2557)

6p 月卸注

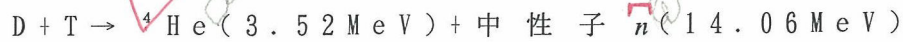
受付 9 年 8 月 14 日

真空原稿(第 2 稿)

7PG
2行ビ

1. はじめに

高温プラズマを用いる核融合は、最も容易に核反応を起こすことが出来る重水素Dと三重水素T(トリチウム)を使う研究が現在精力的に進められている。その反応式は次のように表される。



原子核どうしのクーロン反発力に打ち勝って二つの原子核を結合させるため、対象となる炉心プラズマはイオン温度が高くなければならない。そして、核融合反応によってプラズマから得られるエネルギーが、熱エネルギーの発電効率とプラズマ加熱効率との積(総合効率) η を考慮した上で、そのプラズマを保つために必要なエネルギーより大きくなることが必要条件となる。これがローソン条件と呼ばれるもので、 $\eta = 1/3$ とした時のローソン条件がいわゆる臨界プラズマ(即ちゼロ出力)条件であり、DとTを使用する場合、プラズマの密度を $n(\text{m}^{-3})$ 、閉じ込め時間を $\tau(\text{sec})$ 、温度を $T(\text{eV})$ とすると、 $T=10\text{keV}$ のとき $n\tau > 10^{20}\text{m}^{-3}\text{sec}$ となる。即ち高密度($n=10^{20}\text{m}^{-3}$ とすると)のプラズマを1億度以上の超高温にまで加熱し、1sec以上閉じ込める必要がある。

実際にエネルギーを取り出す核融合炉条件(自己点火条件)は例えば $T=20\text{keV}$ (約2億度)、 $n=10^{20}\text{m}^{-3}$ とすると τ を2sec以上にする必要があり、条件は更に厳しくなる。

このような超高温プラズマを得る方法に高速の中性粒子ビームをプラズマに入射する中性粒子入射加熱(Neutral Beam Injection Heating : NBI加熱)法がある。このNBI法は、トカマク型装置の定常運転化を目指したプラズマ電流駆動の手段としても注目されている。

本稿では、このような核融合プラズマの加熱・電流駆動に用いられるNBI装置を対象に、その心臓部であるイオン源(特に体積生成型負イオン源)について解説する。

内容的には、負イオン源の必要性、H⁻生成機構とその最適化、負イオン源開発の状況等にふれる予定である。なお、他に発表した解説¹⁾もあるので、出来るだけ重複を避け、それ以後の展開を中心に述べてみたい。

9PG
2行ビツ

2. 負イオンを用いた中性粒子入射装置

中性粒子は磁力線を横切ってプラズマ中に容易に入射することができ、入射された高速の中性粒子はプラズマ中のイオンと電荷交換または電離衝突により高速のイオンに変わる。これら高速イオンがプラズマ中の電子・イオンとクーロン衝突を起こして減速されるが、それに伴ってプラズマ粒子の加熱が起こる。このような方法をNBI加熱というが、まさに、「熱湯を加えてぬるま湯を熱くする」方法である。NBI加熱は磁場閉じ込め型核融合プラズマの加熱法として現在最も確立されており、3大トカマクと呼ばれる日本原子力研究所のJT-60U(Japan Torus 60 Upgrade)、EC共同企業体のJET(Joint European Torus)、アメリカのプリンストン大学のTFTR(Tokamak Fusion Test Reactor)をはじめとする主要な核融合実験装置では不可欠の加熱手段となっている。

ところで、中性粒子ビームをプラズマに入射して内部のプラズマを有効に加熱する場合、そのビームエネルギーには最適値がある。プラズマの高密度化や装置の大型化に伴って最適なビームエネルギーは高くなり、将来の大型核融合実験装置では核子1個当たり数100keV以上のHあるいはDビームを必要とするようになった。現在計画中のNBI装置について言えば、例えば、国際協力によるITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)計画ではDビームでエネルギーを約1MeV、日本原子力研究所のJT-60U用ではDビームで500keV、核融合科学研究所のLHD(Large Helical Device)計画ではDビームで

250 keVが設計値となっている。

図 1

NBIシステムの概略を図 1に示す。イオン源から引き出したイオンを必要なエネルギーにまで加速した後、中性化セル（例えば、同種のガスが内部に充満しているガス中性化セル）を通して高速の中性粒子に変換し、これを標的プラズマに入射する。高速イオンが中性化セルを通過して中性粒子に変換される割合が中性化効率であるが、NBI装置の総合効率に大きく影響する。現在稼働中の正イオン（ H^+ ）を用いるNBI装置では、図 2から明らかなように、ビームエネルギーとともに中性化効率が急激に低下していく。200 keV/核子以上にもなれば効率は数%以下となり、数10 MWという大電力の中性粒子ビームを生成することはシステムとして成り立たない。これに対して負イオン（ H^- 、 D^- ）の場合には、ガス中性化セルでも60%程度の中性化効率を維持し、しかもエネルギー依存性が殆どない。更に、プラズマ中性化セルでは80~90%、レーザーを用いる光中性化セルでは95%以上という高い中性化効率が期待できる。

図 2

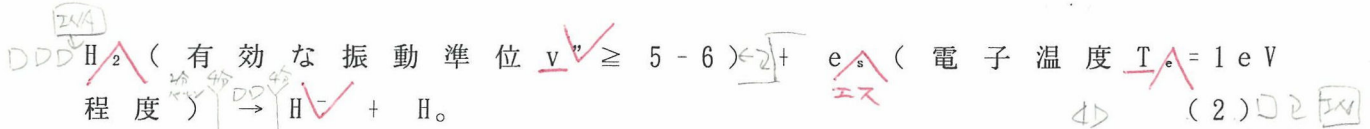
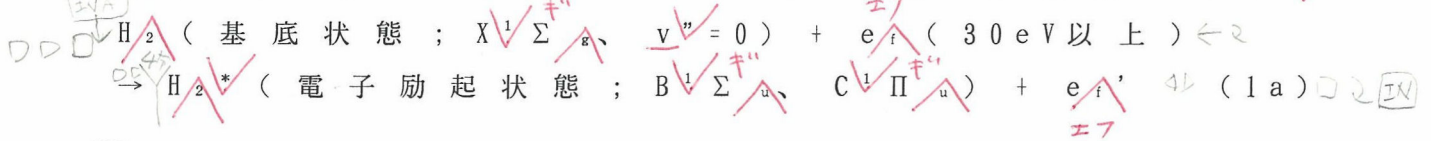
以上のような理由から、負イオンを用いたNBI装置は、核融合プラズマを高い効率で加熱するのみならず、トカマク型装置において電流駆動や分布制御を行える可能性も持ち、将来の核融合炉用の加熱装置として是非とも必要である。

9PG
3. 体積生成型負イオン源

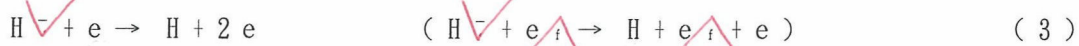
8PG
3.1 二段階過程による負イオン生成

体積生成法 (Volume Production) は放電プラズマ中の衝突過程により生成される負イオンを利用する方法である。 H^- 生成には振動励起分子 $H_2(v')$ 、高速電子 (フィラメントから飛び出す一次電子) e_1 、低速のプラズマ電子 e_s が

関与し、次の二段階過程が主要なH⁻生成機構となる²⁾：



この生成過程の特長は、電子衝突励起によるH₂(v'')生成(1)と解離付着(dissociative attachment: DA)によるH⁻生成(2)のそれぞれに最適な電子のエネルギーが大きく異なる点である。また、H⁻の結合エネルギーは低いので(約0.75 eV)、電子衝突により付着した余分の電子は簡単にはぎ取られてしまう。電子衝突脱離(electron detachment: ED)に伴う消滅過程



は2-3 eV以上の電子に対してその衝突断面積が急激に大きくなる。この点からもH⁻生成域のT_eは低い(1 eV以下)方が望ましい。ED反応のこの傾向から予想されるように、e_iがH⁻と共存すれば、H⁻の消滅は更に大きくなる。

3.2 磁気フィルター

H⁻密度を高めるには、3.1節の議論より、イオン源をH₂(v'')生成域とH⁻生成域との二領域に分離して、電子エネルギー分布関数(EEDF)をそれぞれの領域で最適化する事である。そこで、局在したシート状の横磁場(磁気フィルター)を設置して放電容器を二分し³⁾、H⁻生成が最適となるようにEEDFの空間的制御が行われている。これをタンデム方式といい、体積生成型負イオン源の殆どがこの方式を採用している。

磁気フィルター付バケツト型負イオン源の概略を図3に

示す。熱フィラメント（陰極）と容器（陽極）との間のアーク放電によりプラズマを生成する。容器外周部には永久磁石を並べて直線カスプ磁場が構成され、フィラメントからの高速1次電子並びに生成プラズマの磁場閉じ込めが効率よく行われている。表面磁場の構成を工夫して閉じ込め性能を改善することにより、高密度で高プロント比のプラズマ生成に成功している^{4, 5)}。閉じ込めを良くし、高密度プラズマにすることが、負イオン源の性能向上にもつながるようである。

図3

磁気フィルターは図に示すような局在した横磁場であるが、通常はプラズマに通したパイプの中に永久磁石を詰めて作られる（Rod Filter）。ロッド間の中心磁場強度（最適な磁場強度はプラズマパラメータに依存する）は50-70ガウスであり、イオンは磁化されず電子のみが磁化される程度の強さである。ところで、プラズマ中に障害物（ロッド）を持ち込む事は損失が増える原因になるので、ロッドフィルターの他にも、容器外側にフィルター用の磁石を配置する方法（External Filter）があり、更に、広い引出し面にわたって一様な磁気フィルター磁場を発生させるためにプラズマグリッド（プラズマ電極）に電流を流して横磁場を作る方法（PG Filter）もある。

さて、磁気フィルターには高速電子を選択的に反射して低速電子のみを透過させる働きがある。このため、放電容器は、フィラメントから飛び出した高速1次電子によるプラズマ生成と H_2 (γ) 生成が行われるソース領域と高速電子が遮断されて T_e の低い $H\alpha$ 生成（或は $H\alpha$ 引出し）領域の2つに空間的に分離される。また、プラズマ電極の電位変化により $H\alpha$ 生成域のプラズマパラメータ制御も可能である。磁気フィルター及びプラズマ電極を用いて、負イオン源プラズマのEEDF、電子密度 n_e 、 T_e 、空間電位 V 等のプラズマパラメータが制御され、 $H\alpha$ 生成、 $H\alpha$ 引出しの最適化が行われている。

ところで、磁気フィルターを横切る電子輸送現象は、些か特異な現象である。単一粒子の運動を考えると、エネルギーの高い電子ほどラーマー半径が大きくなるので高エネルギー電子ほど透過しやすいと予測しがちであるが、実験結果はそれと逆になっている（高速電子の選択的反射）。クーロン衝突の速度依存性からこの特性が議論されているが^{6,7)}、フィルター作用の物理機構の解明はまだ十分ではない（クーロン衝突が無視できるような低密度の弱電離プラズマ中でもフィルター作用は顕著であり^{8,9)}、反応性プラズマの制御法として有望である¹⁰⁾）。著者らは、2次元の粒子シミュレーションでこの現象を検討し、無衝突プラズマにも適用可能な新しいモデルを見いだした^{9,10)}。即ち、磁気フィルターを横切る電子の輸送は、揺動電場 E と磁気フィルター磁場 B による $E \times B$ ドリフトで説明できる。このとき、有限ラーマー半径効果により、低速電子ほど局所的な E を強く感じるため、 $E \times B$ ドリフトが大きく磁気フィルターを横切って拡散しやすく、高速電子ほど $E \times B$ ドリフトの影響を受けにくい。

3.3 体積生成型負イオン源の最適化・高効率化

磁気フィルター付バケット型負イオン源においては、二段階過程による H^- 体積生成の最適化に関する多くの研究がなされた^{1,11,12)}。最近ではセシウム添加による H^- 生成高効率化に関心が集中しているが、基本となる純粋水素（或いは重水素）放電プラズマ中での H^- (D^-)生成高効率化に関する基礎過程の解明は今後とも重要である。ここではプラズマの空間的制御と時間的制御による H^- 生成高効率化の話題を紹介する。

H^- 生成には H_2 (γ)^{エ7}が是非とも必要であり、その生成には e_i が大きく影響している。ダブルプラズマ型実験装置を用いて H^- 生成と e_i の関係が検討され^{1,13)}、 H^- 生成には e_i に対するエネルギー依存性があり、20~30 eV以上の e_i ^{エ7}

図4

との相関が強いことが分かった。更に、同一放電電力でも、 e_i の分布を最適化することでH₂生成が大きく変化する結果も得られた(図4)¹⁴⁾。

H₂生成高効率化に関する興味ある実験が、Hopkinsらによって行われている¹⁵⁾。彼らは通常のバケツ型イオン源で(図3において、磁気フィルターを取り除いた状態)パルス放電を行い、放電停止直後に、H₂引出し電流が4倍上昇したのを観測している。この特徴は、磁気フィルターを用いてEEDFを空間的に制御するのではなく(Spatial Filter)、H₂(v⁺)、 e_i 、 e_s の寿命(速度)の違いに着目して、放電のオン-オフ制御によりH₂(v⁺)生成(放電中)とH₂生成(放電停止後)の最適化を時間的に行った事である(Temporal Filter)。最近では、レーザーを用いた光脱離法による負イオン計測¹⁶⁾を行い、パルス放電イオン源内の負イオン密度の時間変化¹⁷⁾(図5)および空間分布¹⁸⁾(図6)を求め、負イオン生成機構並びに負イオン源の最適化・高効率化が検討されている。

図5

図6

ここで紹介した負イオン計測法¹⁶⁾は、レーザー光照射とラングミュアプローブ法を組み合わせたもので、レーザー光照射により負イオンから光脱離した電子をプローブを用いて検出し、負イオン密度 n^- を求める手法である。この光脱離電子による電流 ΔI^- はプローブ電流 I^- に微小電流として重畳されるが、 I^- に対する n^- が分かっているれば $n^- = n_e \cdot (\Delta I^- / I^-)$ となる。このようにして求められた n^- の時間変化が図5に示され、図6には ΔI^- の形で負イオンの様子が示されていることになる。

9PG
2行目

4. セシウム添加によるH₂生成の増大

純粹水素放電プラズマによるアンペア級の負イオン源が実現したが(3A, 50keV)、更なる大電流化はなかなか困難であった。ところが、小型のバケツ型イオン源装置

において、水素放電に少量のセシウムを導入することにより H^- 生成効率が大幅に改善される結果が得られた^{19, 20)}。もともと体積生成法では、荷電交換法(Double Charge Exchange)や表面生成法(Surface Production)と異なり²¹⁾、アルカリ金属を使用しないことが長所の一つに数えられていた。しかし、それ以後今日に至るまで、大型装置でのセシウム添加による H^- 生成の高効率化、セシウム効果の機構解明を目指した研究が精力的に行われている。

8p9 4.1 大電流負イオン源開発の現状

大電流負イオン源に関する研究は、日本原子力研究所、核融合科学研究所が世界をリードしている。

他でも紹介したが¹⁾、日本原子力研究所ではタンデム方式の体積生成型負イオン源を用いてセシウム添加実験を行った。外部フィルター方式で、プラズマは $24\text{cm} \times 48\text{cm} \times 15\text{cm}$ の矩形容器で生成され、5グリッド構成の引出し電極系で、 $15 \times 40\text{cm}^2$ の引出し面に直径9mmの引出し穴が434個ある。この装置により、世界で初めて10Aという負イオンビーム(10A, $36\text{mA}/\text{cm}^2$, 50keV, 0.1s, H^- ビーム)が得られた²²⁾。

図7は H^- 電流のガス圧依存性である。ここで注目したいのは、最大の電流値を与えるガス圧(最適ガス圧)が、アーク電流によらずほぼ一定値を保っていること、および、その最適ガス圧が1Pa以下となっていることである。純粹水素放電プラズマ中の H^- 生成における難点の一つは、高い電流値を得るためには水素ガス圧を高くする必要があった点である。ガス圧が高くなると装置の排気容量が大きくなるとともに、引出し部や加速部での残留ガスとの衝突により加速途中で H^- イオンの中性化が起これり消滅してしまう。高い電流密度を保ったままガス圧を如何に下げることが、解決すべき大きな問題であった。その意味

図7

で、図7に示されたH⁻電流の圧力依存性は、負イオンNBI装置を設計する観点からは、大変望ましい。

核融合科学研究所ではLHD用の負イオン源の開発が進行中で、1/6サイズ、1/3サイズとイオン源の段階的大型化とともに、大電流化の実験が行われている。ロードフィルター型の1/3サイズ負イオン源でのセシウム添加実験によれば²³⁾、純粹水素放電プラズマでの結果に対してH⁻生成が数倍以上増加し、引出し電子電流は減少した。また、最適ガス圧の低下が観測された(図8)。更に、25×44cm²の面積内に直径9mmの穴560個を有した引出し電極から、現在世界で最も高い16A(45mA/cm²、40keV、0.3s)のH⁻ビーム引出しに成功している(図9)。最近、外部フィルター型のイオン源でも同様の結果が得られた²⁴⁾。

図8

図9

8p9 4.2 セシウム添加効果

体積生成型負イオン源にセシウムを導入することにより、H⁻生成量が常に数倍(2~6)は増加することが確認された。セシウム添加効果で共通している特徴を列挙すると以下のようになる：

- (1) H⁻電流はアーク電流に対してほぼ直線的に増加する。
- (2) 最適水素ガス圧が低下すると同時に、アーク電流に依存せずほぼ一定となる。
- (3) 負イオンとともに引出される電子電流を抑制するため、通常は、放電容器(陽極)に対してプラズマ電極に正のバイアス電圧を印加している。同一条件で比較すると、セシウム導入により電子電流が大幅に減少する。
- (4) H⁻電流はプラズマ電極の温度に依存し、250℃~300℃付近で最大となる。
- (5) ビーム発散角はセシウムを導入しても変化しない。

即ち、ビーム特性は悪くならない。

セシウム添加の物理機構はまだ明確ではないが、H⁻生

成増加に関し幾つかの理由が考えられている。放電空間内での効果として、① T_e が低下する。② 低速の電子密度が増加する。③ $C_s + H_3^+ \rightarrow C_s^+ + H_2(v) + H$ 反応による励起分子生成、等がある。これらによりEDによる H^- 損失が減少すると共に e_s のDAによる H^- 生成の増加が期待できる。一方、容器壁表面での効果として、④ H 並びに水素正イオンからの H^- 表面生成、⑤ 正イオンの壁表面での中和に伴う $H_2(v)$ 生成、が考えられる。これらの過程は直接的に H^- 生成の増加をもたらす。

実験によれば、特徴(4)に示したようにセシウム効果はプラズマ電極の温度に強く依存し、温度上昇とともに H^- 電流が増加する²²⁾。また、引出し穴にバリウムワッシャーを取り付けた小型装置の結果では、 H^- 電流はプラズマ電極の電位に強く依存し、ある負電位で最適となっている (H_3^+ による表面生成との相関が強い)²⁵⁾。更にセシウム効果はセシウム導入と同時に現れないが、逆に、セシウム導入を中止しても H^- 生成の増加は維持されたままの状態を続ける。これらより、磁気フィルターにより T_e 等のプラズマパラメータが最適化された状態でのセシウム添加による H^- 生成増加の原因は、④、⑤の壁の作用、特に④によるプラズマ電極表面での H^- 生成が最も有力と考えられる。

以上の傾向は、各粒子種に対するレート方程式を基礎としたタンデム型負イオン源モデル^{26, 27)}を用いた数値解析によっても矛盾なく再現された²⁸⁾。このモデル計算では、 H および正イオンに対する表面反応(壁の作用)の効果を図10に示す素過程で考慮した。 $P_{e,s}$ は入射粒子種の壁表面での H^- 生成率、 $P_n (n=0 \sim 3)$ は壁での H の再結合、正イオンの中性化に伴う $H_2(v)$ 生成率である。この図に従って、壁表面での H^- 生成量および $H_2(v)$ 生成量を次のように見積もる。例えば H^+ からの表面生成であれば、壁表面で失われる H^+ の一部が H^- に変換されるとして、その割

図 10

合を $P_{e.s.1}$ とした。また、残りの H^+ 、 $(1 - P_{e.s.1})$ 、は中和・再結合により H_2 となるが、その際に一部は $H_2(v)$ としてイオン源内に戻るとして、その割合を P_1 とした。従って、レート方程式において H^+ の壁での損失項は $-n_+ / \tau_+$ となるので、壁での H^- 生成量を $P_{e.s.1} (n_+ / \tau_+)$ で見積もった。また、 $H_2(v)$ 生成量を $P_1 (1 - P_{e.s.1}) (n_+ / 2 \tau_+)$ で見積もった。ここで、 n_+ 、 τ_+ はそれぞれ H^+ の密度および閉じ込め時間である。他の粒子に対しても同じ方法で評価する。ただし、分子イオンに対しては、壁での2つの中和過程が等確率で生じるものと仮定している。

図 11

図 11 に H^- 生成の圧力依存性を示す²⁸⁾。セシウムのない場合は (図 a)、 n_e の増加に伴ない (実験ではアーク電流の増加に対応)、 H^- 生成が最適となるガス圧は増加する傾向が明らかである。セシウムの導入により (図 b)、 H^- 生成は 6 倍程度増加し (圧力 2 Pa 付近での比較)、その傾向は n_e に殆ど依存しない。この H^- 生成の増大は表面生成の効果を取り入れた結果であり、かつ第 2 チャンバー (H^- 引出し領域) での表面生成が支配的であることも確かめられた。これらの全般的な特徴は実験結果の傾向とよく一致している。

H^- 生成率は、粒子の電子親和力 S と固体表面の仕事関数 ϕ に依存しており、 S が大きい粒子ほど、また、 ϕ が小さい場合ほど H^- 生成率は高くなる。水素放電にセシウムを導入すると、容器表面にセシウムが塗布 (吸着) されて表面の ϕ を下げることになり、 H^- 表面生成が増加する。 H^- 電流の増加とプラズマ電極表面の ϕ の低下との相関関係なども報告されている。

ただ、セシウム添加による H^- 生成の増大が表面生成によるとすると、特徴 (5) に述べたビーム発散角が変化しないという点の説明がむずかしい。即ち、特徴 (5) は体積生成による H^- と表面生成による H^- が等しい温度あるいはドリフト速度を持つことを示唆するが、表面生成された H^-

の熱化機構が明確でない。そこでH⁻生成増大を別の衝突過程に求め、励起されたセシウム原子Cs*と水素励起原子H*との自動電離(autoionization: Cs* + H* → Cs⁺ + H⁻)をH⁻生成増大の原因とする議論もある²⁹⁾。

9pg 2行ビシ 5. 負イオン源開発の今後の課題

8pg 5.1 大電流化と高エネルギー加速

4.2節で述べたようにセシウム添加によりH⁻生成量の増加と最適ガス圧の低下、低い電子電流という結果を得ている。これは体積生成型負イオン源で問題とされていた部分を一挙に解決するものであり、ITER計画等のNBI装置の設計において、セシウム添加型負イオン源が基本と成るに至った。しかし、これに問題がないわけではない。現状では、セシウム添加効果は良い面のみが現れているが、その効果を最適化し安定な状態で利用するためには現象の解明に向けて一層の努力が必要と思う。このことは、セシウム添加に変わり得るより良い方法の可能性を追求することにもつながる。

負イオンの引出しと加速、特に大電流高エネルギー加速は大きな課題である(ITER計画では、28Aで1MeV)。現状ではH⁻で350keV, 0.2A, 1sのビームが、D⁻で100keV, 2.2A, 5sのビームがそれぞれ得られている³⁰⁾。日本原子力研究所ではビームエネルギーと電流値でITER仕様の実現を目指して、①500keV, 22A, 10sのD⁻ビームと②1MeV, 1A, 60sのH⁻ビーム、の2本立ての計画を進めている。

8pg 5.2 イオン源の長寿命化(RFイオン源)

将来はNBI装置の定常運転が必要となってくるので、今後はこのような要請に適した負イオン源の開発が望まれ

る。核融合科学研究所では大型装置でのRFプラズマ生成と負イオン生成最適化の検討が進められ³¹⁾、磁気フィルターによるプラズマパラメータ制御など、負イオン源に適したRF放電プラズマがDCプラズマとの比較で議論されている。

8pg 5.3 D⁻イオン源

重水素放電によるD⁻生成の検討も進められている¹⁾。生成機構はH⁻生成と殆ど同じであるが、引出し電流を比較すると、D⁻電流はH⁻電流よりも低い値となっている(比率で言うと約0.5-0.8程度)。しかし、最近著者らが行っている電子ビーム励起プラズマを用いた基礎実験では³²⁾、H⁻と同等かそれ以上のD⁻電流が観測されている。引き続き負イオン電流とイオン源内のプラズマパラメータとの対応を調べ、輸送過程と負イオン生成過程の双方における同位体効果を検討したい。

9pg 2行2列 6. おわりに

NBI用の水素負イオン源について、体積生成型イオン源でのH⁻生成機構とその高効率化を中心に解説を試みた。この分野において、我が国は世界をリードする立場にあると著者は感じている。また、日本原子力研究所、核融合科学研究所等のイオン源開発の現状から明らかのように、既に10A級の負イオン源が実現しており、要求される負イオンビームを得る事は夢ではない。

しかし、目標達成までには今後も地道な努力が要求される。その過程では、負イオンの高効率生成、負イオン引出しの最適化等に関する素過程の解明が必要となる。負イオン源高効率化は表面反応も含めたプラズマ生成・制御技術の確立と一体のものである。H⁻計測法として提案されたレーザーによる光脱離法¹⁶⁾が、プラズマプロ

セス分野の負イオン計測に広く用いられている。セシウム効果、RFプラズマ源、EEDFの制御等に関し、他分野の方々に広く関心を持っていただければ幸いである。

本稿をまとめるにあたり、核融合科学研究所、日本原子力研究所等で開催される「負イオン源並びにプラズマ加熱」に関する研究会での討論が大いに参考となった。また、核融合科学研究所の竹入康彦氏には資料をお送りいただいた。感謝の意を表わす。

[文 献]

- 1) 福政 修 : プラズマ・核融合学会誌 69(1993)875.
負イオン源に関連する論文を多数引用している。
- 2) J. R. Hiskes and A. M. Karo: J. Appl. Phys. 56(1984)
1927.
- 3) K. N. Leung et al.: Rev. Sci. Instrum. 54(1983)56.
- 4) Y. Okumura et al.: Rev. Sci. Instrum. 55(1984)1.
- 5) A. J. T. Holmes et al.: Rev. Sci. Instrum. 58(1987)
1369.
- 6) A. J. T. Holmes: Rev. Sci. Instrum. 53(1982)1517.
- 7) A. J. T. Holmes: Rev. Sci. Instrum. 53(1982)1523.
- 8) O. Fukumasa et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 30A(1991)
L1063.
- 9) O. Fukumasa et al.: T. IEE Japan 111A(1991)1057.
- 10) O. Fukumasa et al.: J. Appl. Phys. 74(1993)848.
- 11) K. N. Leung et al.: Rev. Sci. Instrum. 56(1985)364.
- 12) O. Fukumasa et al.: Rev. Sci. Instrum. 63(1992)
2696
- 13) O. Fukumasa et al.: Rev. Sci. Instrum. 65(1994)
1210.
- 14) O. Fukumasa et al.: in preparation
- 15) M. B. Hopkins and K. N. Mellon: Rhys. Rev. Lett. 67
(1991)449.
- 16) M. Bacal and G. W. Hamilton: Phys. Rev. Lett. 42
(1979)1538.
- 17) K. N. Mellon et al.: J. Phys. D: Appl. Phys. 27(1994)
2480
- 18) K. N. Mellon et al.: J. Phys. D: Appl. Phys. 28(1995)
473.
- 19) S. R. Walther et al.: J. Appl. Phys. 64(1988)3424.
- 20) K. N. Leung et al.: Rev. Sci. Instrum. 60(1989)531.

- 21) K. W. Ehlers: J. Vac. Sci. Technol. A1(1983)974.
- 22) Y. Okumura et al.: Proc. 5th Inter. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams (Brookhaven, NY, 1990)p.169.
- 23) A. Ando et al.: Phys. Plasmas 1(1994)2813.
- 24) Y. Takeiri et al.: Rev. Sci. Instrum. 66(1995)2541.
- 25) K. N. Leung et al.: Appl. Phys. Lett. 58(1991)1467.
- 26) O. Fukumasa: J. Phys. D: Appl. Phys. 22(1989)1668.
- 27) O. Fukumasa: J. Appl. Phys. 71(1992)3193.
- 28) O. Fukumasa et al.: 6th Inter. Conf. on Ion Sources (Whistler, BC, 1995).
- 29) A. J. T. Holmes et al.,: Rev. Sci. Instrum. 65(1994)1153.
- 30) Y. Ohara et al.,: Rev. Sci. Instrum. 65(1994)1159.
- 31) Y. Takeiri et al.,: Proc. 5th European Workshop on Production and Application of Light Negative Ions (Dublin, 1994)p.105.
- 32) O. Fukumasa et al.,: 6th Inter. Conf. on Ion Sources (Whistler, BC, 1995).

図の説明

図 1 中性粒子入射装置の概略図

図 2 中性化効率のビームエネルギー依存性

図 3 磁気フィルター付バケット型負イオン源の概略図

図 4 H⁻生成の放電電力依存性¹⁴⁾ : ダブルプラズマ型放電を行うことで e_i の密度分布制御が通常型放電 (Single) より有効に行われる。

図 5 パルス放電型負イオン源中心部での H⁻密度の時間変化¹⁷⁾ : 放電条件は放電くり返し 10 Hz、放電電圧 60 V、放電電流 10 A、ガス圧 0.13 Pa。t=0 で放電は停止。

図 6 光脱離による電子電流 (H⁻密度に対応) の、負イオン源内における、軸方向分布¹⁸⁾ : P.E. はプラズマ電極 (引出し口)、F はフィラメント先端位置、F.P. はフィラメント取付電極。□ は放電中の電流分布 (F.P. に磁場あり)、■ は放電中の電流分布、◆ は放電停止後の電流分布、■ と ◆ は F.P. に磁場なしでの電流。

図 7 水素負イオン電流のガス圧依存性²²⁾ : セシウムありの放電で、パラメータはアーク電流。

図 8 水素負イオン電流のガス圧依存性²³⁾ : パラメータは放電電力で、○ と ● は 1.00 kW、△ は 50 kW。

図 9 水素負イオン電流のアーク電力依存性²³⁾ : セシウムありはガス圧 0.9 Pa、セシウムなしは 2.0 Pa。なお、アーク電圧は 80 V に固定されており、この図は H⁻電流のアーク電流依存性とみなしてよい。

図 10 負イオン源のモデリングで考慮した表面反応素過程

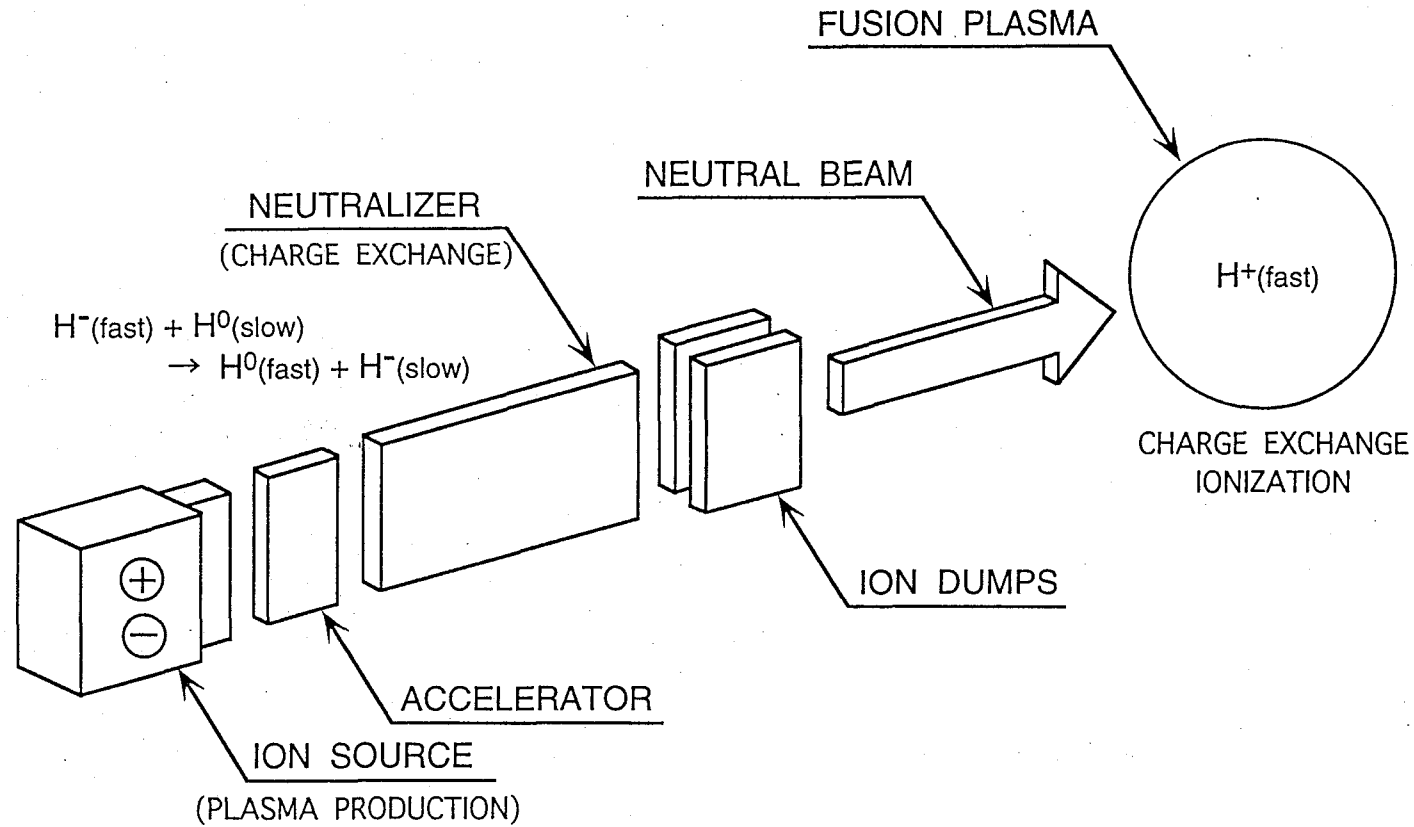
図 11 第 2 チャンバー (引出し領域) での H⁻密度の圧力依存性²⁸⁾ : 計算に用いたプラズマパラメータは、両チャンバー間の電子密度比 $n_e(2)/n_e(1) = 0.2$ 、第 1 チャンバーの e_i は $n_{ie}/n_e = 0.05$ 、第 1、第 2 チャンバーの電子温度 $kT_e(1) = 5 \text{ eV}$ 、 $kT_e(2) = 1 \text{ eV}$ 、フィルター位置 $L_1 : L_2 = 28 : 2 \text{ cm}$ 。表面反応に対しては以下の条件を用いた。 $P_{csH} = 5 \times 10^{-3}$ 、 $P_{cs1} = P_{cs2} = P_{cs3} = 0.1$ 、 $P_0 = P_1 = 10^{-2}$ 、 $P_2 = P_3 = 0.3$

シーエス1 シーエス2

P_{cs3}
シーエス3

NBI SCHEMATIC VIEW

4.6

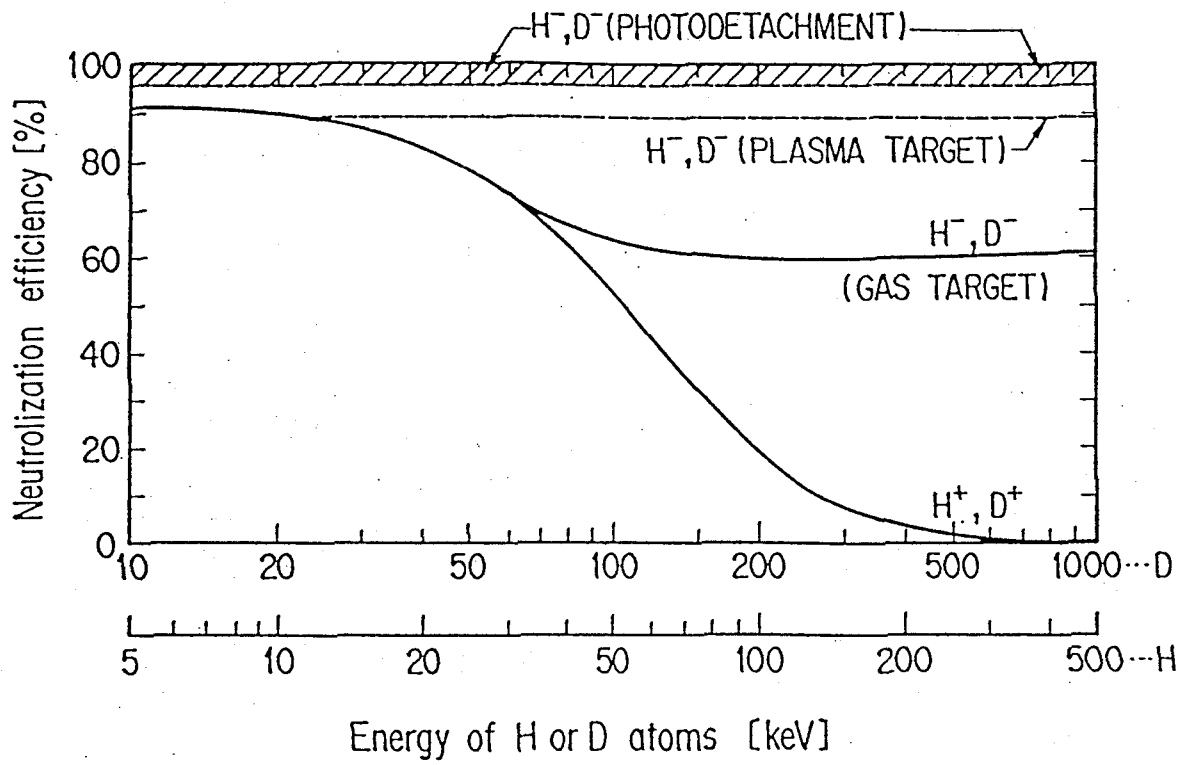


17.0

38 %

A

图 1 福政



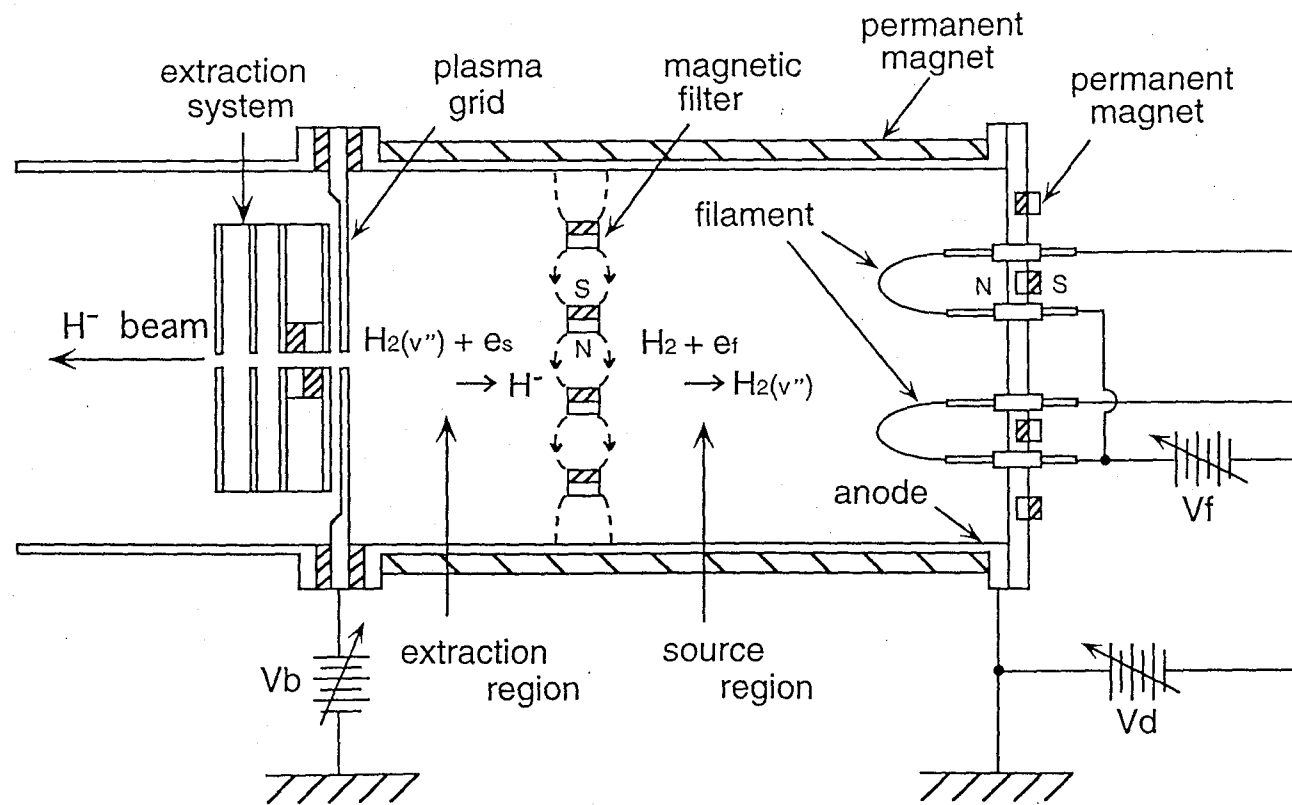
4.1

6.5

42%

図 2 福政

A



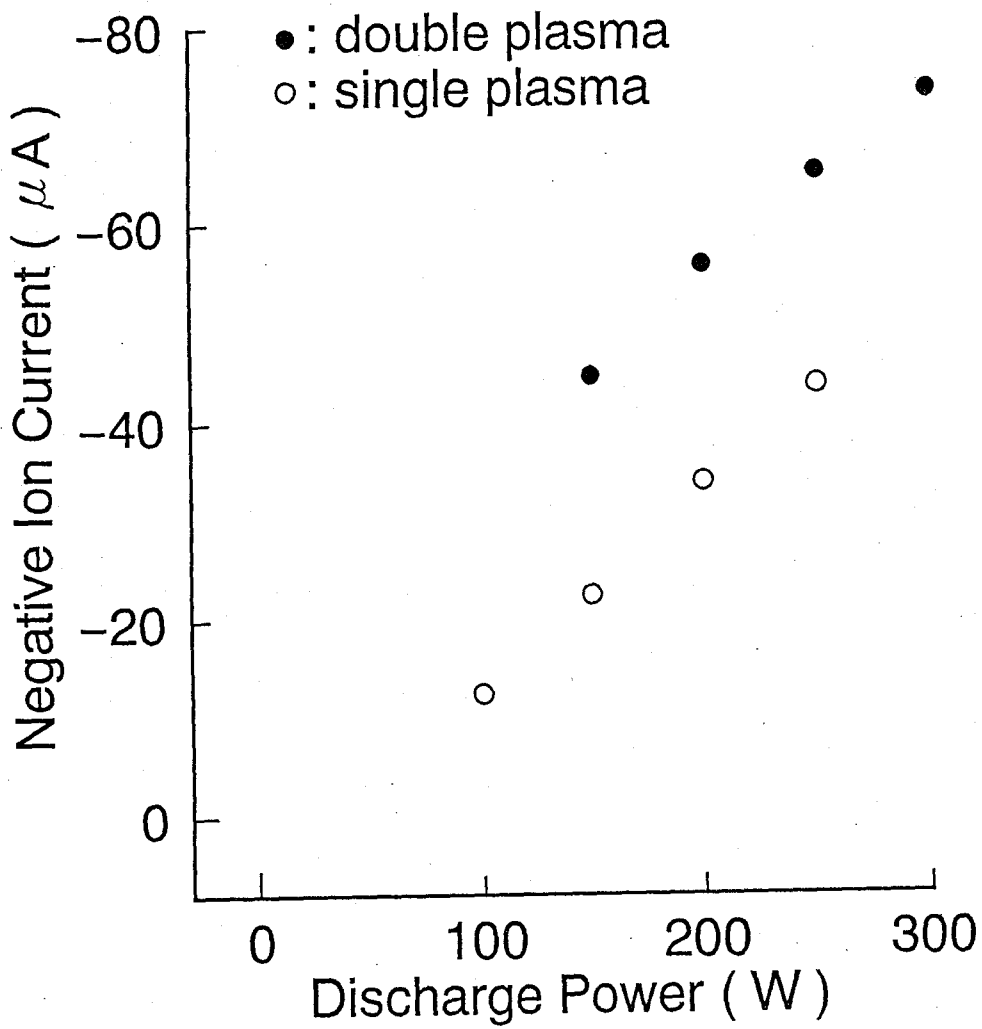
5.6

9.0 7.0

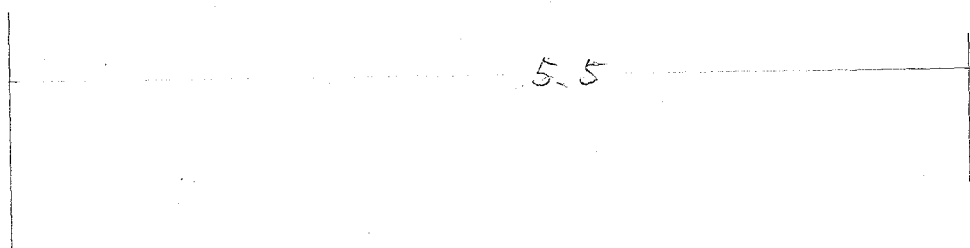
53%

A

图3 福政



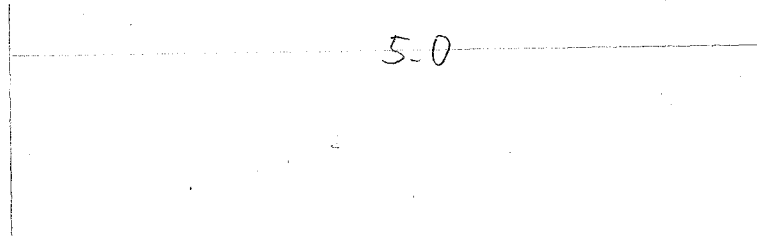
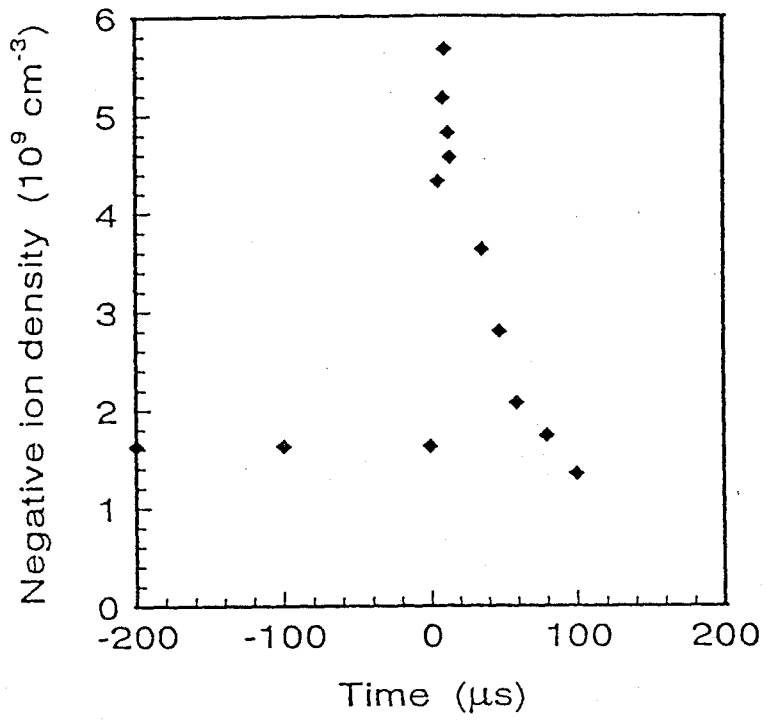
5.8



43%

图4 福政

A

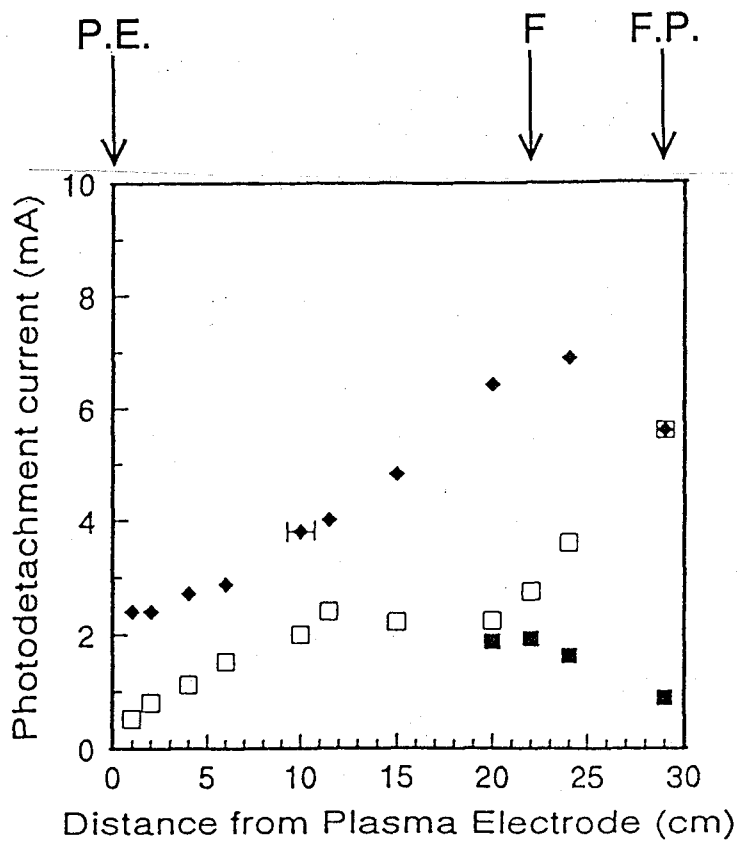


4.8

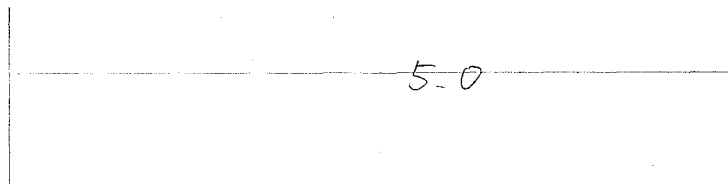
5.0

图5 福政

A



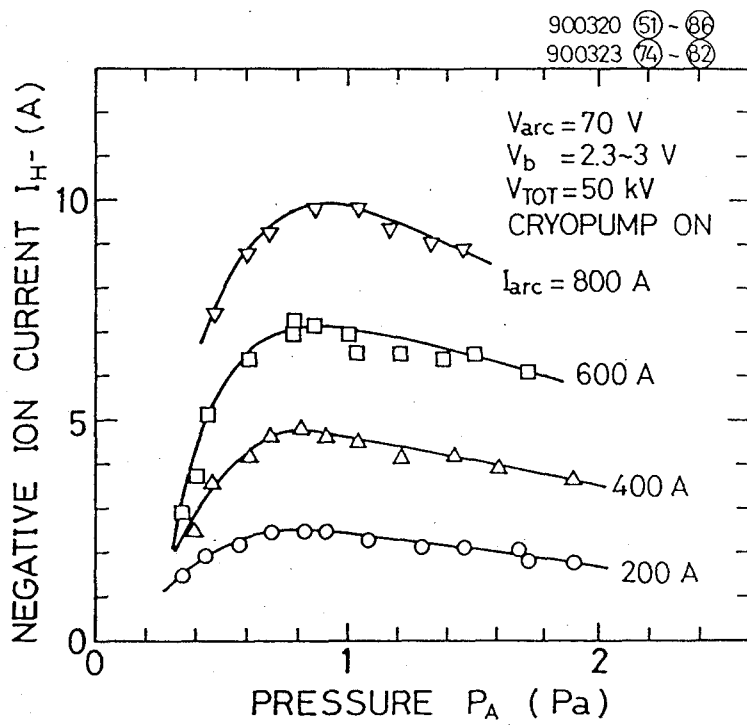
5.7



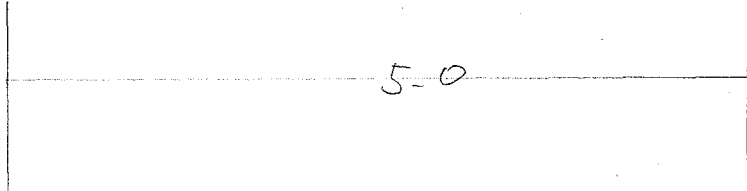
52 %

図6 福政

A



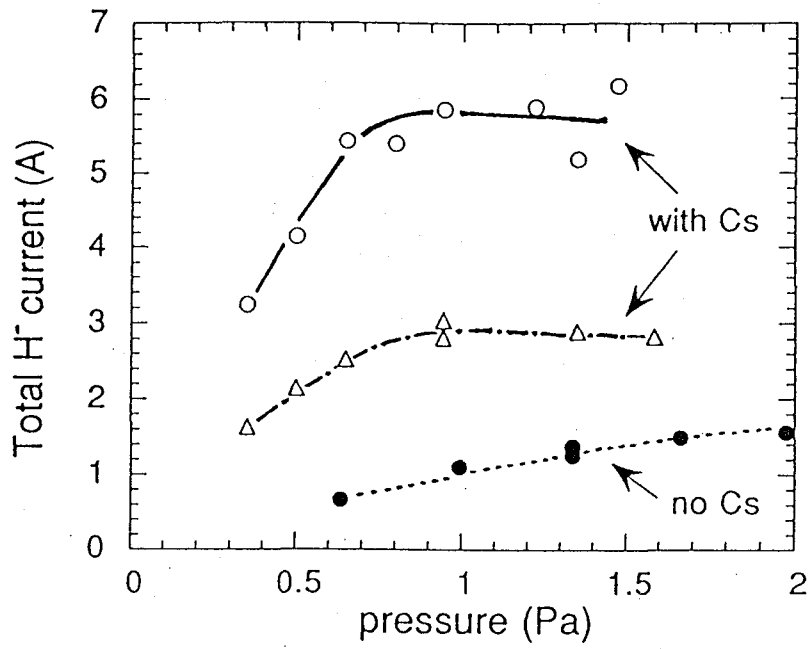
4.7



51%

図7 補政

A



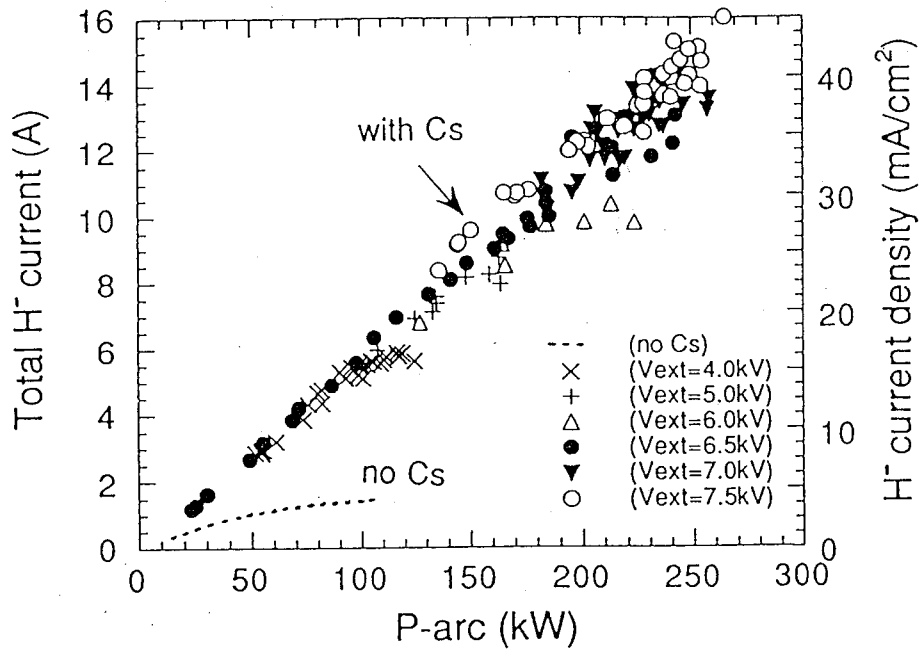
44

5.5

52%

图8 福政

A



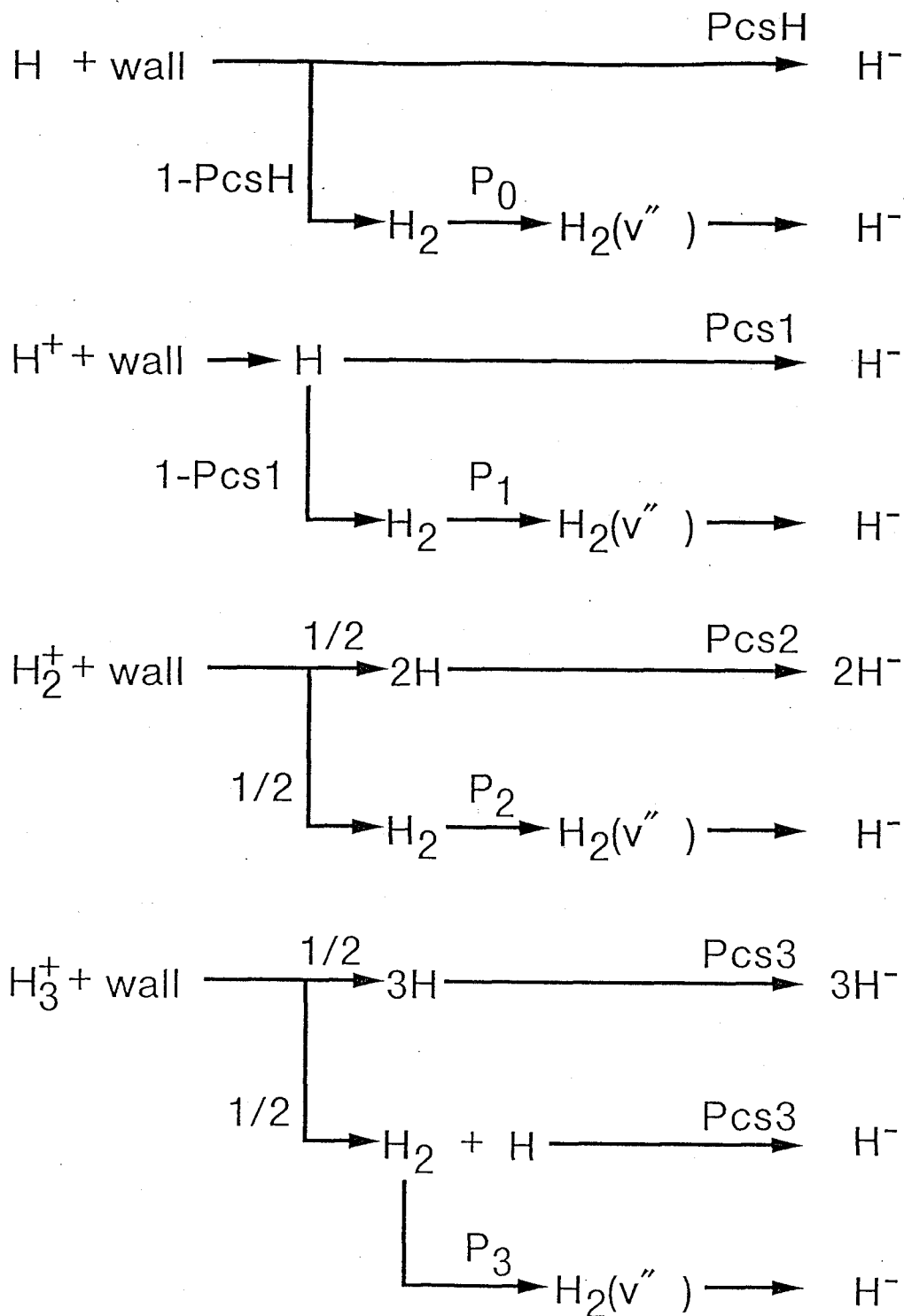
4.6

6.5

54%

图9 福政

A



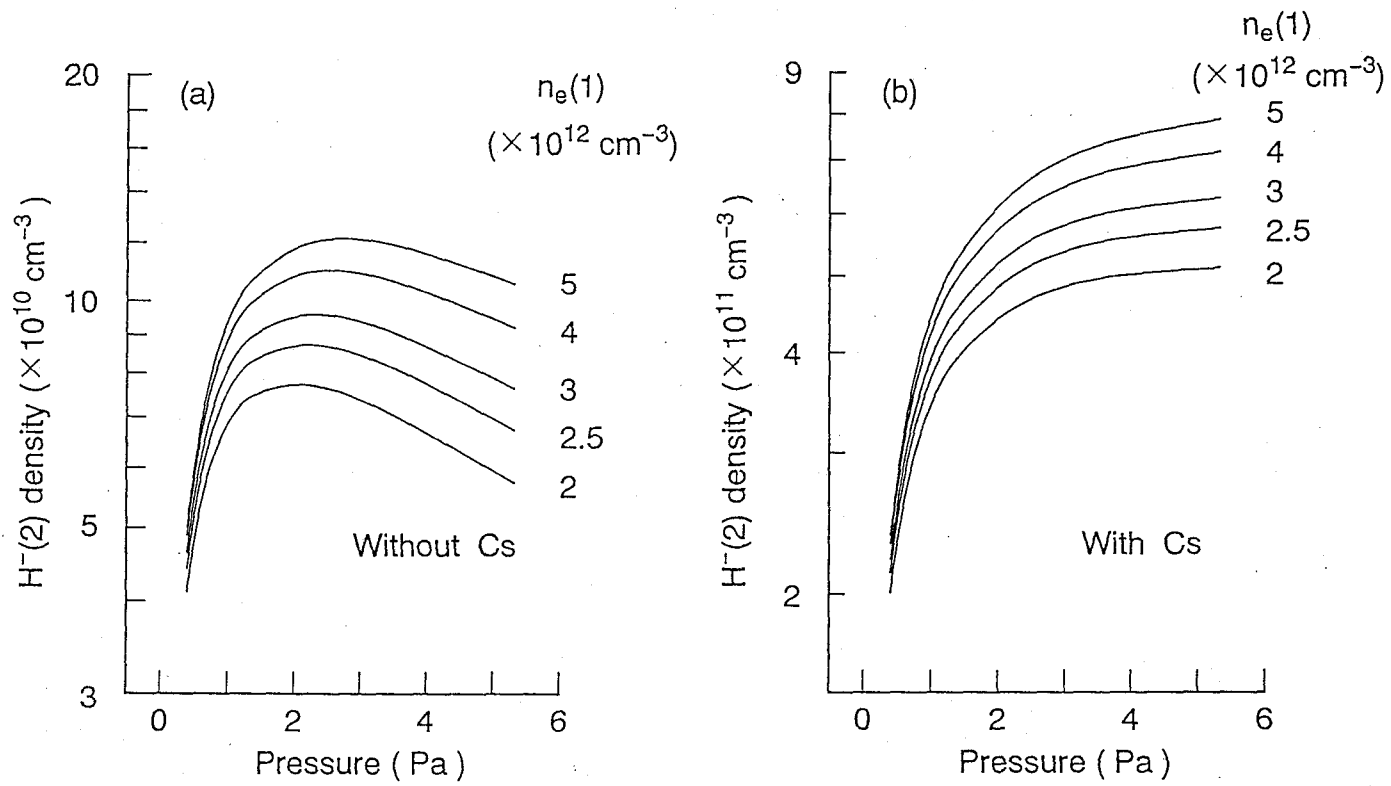
8.0

5-5

41%

图10 福政

A



4.0

7.0

39 %

A

図 11 福政