

NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

Proceedings of the Symposium on Negative Ion
Sources and Their Applications,
NIFS, Dec. 26-27, 1994

T. Kuroda and M. Sasao (Eds.)

(Received - July 31, 1995)

NIFS-PROC-24

Aug. 1995

RESEARCH REPORT NIFS-PROC Series

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. This document is intended for information only and for future publication in a journal after some rearrangements of its contents.

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to the Research Information Center, National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan.

**Proceedings of the Symposium on
Negative Ion Sources and Their Applications**

NIFS

December 26-27, 1994

edited by

T.Kuroda and M.Sasao

総合研究大学院大学共同研究
(核融合科学研究所共同研究)

研究会

負イオン源および負イオンビームとその応用

核融合科学研究所

平成6年12月26日-12月27日

**Proceedings of the Symposium on
Negative Ion Sources and Their Applications**

NIFS

December 26-27, 1994

edited by

T.Kuroda and M.Sasao

Key Words :

negative ion source, negative ions, ion sources, neutral beam injection, negative ion beam, beam injector, high energy accelerator

目次

1 はじめに	NIFS	黒田勉	
2 大電流イオン源開発の現状と実機への展望	NIFS	金子修	1
3 JT-60U用大型負イオン源開発の現状	JAERI	宮本直樹	4
4 LHDのための大電流負イオン源の開発研究	NIFS	安藤晃	8
5 負イオンビームの400keV加速実験	JAERI	宮本賢治	13
6 大電流負イオンビームの高エネルギー加速特性	NIFS	竹入康彦	18
7 真空内置H ⁻ 源の100keV級運転およびCs添加実験	NIFS	岡良秀	23
8 Negative hydrogen ion production process in Uramoto-type sheet plasma	京大	神保光一	28
9 A Low Energy Ion Beam Transport System with Variable Field Permanent Magnetic Quadrupoles	KEK	森義治	31
10 Energy Broadening of an Au ⁺ Ion Beam of Tandem Acceleration (III)	NIFS	谷池晃	34
11 RFプラズマスパッタ型重負イオン源におけるガス物質の負イオン引き出し	京大	辻博司	43
12 Development of Diagnostic Beams for Alpha Particle Measurement on LHD and ITER	NIFS	笹尾真実子	48
13 アルカリガスセルによるHe負イオン源の開発	中部大	野村和泉	55
14 接触電離プラズマ源によるLi ⁻ 生成	大阪市大	福浦喜幸	58
15 帰り新参のみたイオンビーム技術開発	日立	白形弘文	62
16 A Large Hydrogen Negative Ion Source Driven by a Microwave Discharge	同志社・JAERI	浜辺誠	65
17 Simulation of Electron Orbits and Energy in RF Ion Source	慶応	奥田安泰	69
18 重水素放電によるD ⁻ 生成	山口大	福政修	74
19 Modeling of Pressure Effect in H ⁻ Ion Source	慶応	三橋政次	76

20	体積生成型負イオン源におけるセシウム添加効果の数値解析	山口大	福政修	80
21	2重光ポンピング偏極負重水素イオン源	KEK	金正 倫計	...	83
22	Negative Hydride Ion Production from Metal Hydride Powder by Self Surface Ionization	愛媛大	河野博之	89
23	Compact powdery sample negative ion source	同志社	和田元	93
24	DC and Radio-Frequency Plasmas Containing Oxygen Negative Ions	理研	雨宮宏	97
25	Density measurement of H^- ions in a cesiated hydrogen discharge using a laser induced photodetachment method	同志社	和田元	101
26	Measurement of H^- ion density in a multicusp ion source by a dc-laser-photodetachment-method	同志社	西浦正樹	106
27	負イオンビームの高速チョッピングの新方式	KEK	高木昭	111
28	分光によるBa原子ビームのエネルギー幅測定	大阪市大	村上和嗣	115
29	A New Scheme of the Longitudinal Emittance Measurement for Negative Ion Beams	KEK	神藤勝啓	118
30	ITER用負イオン源の開発とMeV級イオン源試験装置の建設	JAERI	小原祥裕	122
31	研究会プログラム			126

(著者はtop authorのみを記してある)

はじめに

核融合科学研究所 黒田 勉

負イオン源とその応用についての研究会をここ数年来高エネルギー研究所と核融合科学研究所の総合研究院大学共同研究（又は、高エネルギー研究所共同研究）という形で開催してきた。この研究会を本年度は、核融合科学研究所の共同研究と総合研究院大学の共同研究との共催の形で核融合科学研究所で開こうという話が世話人の間でまとまり平成6年12月26日と27日両日にわたり核融合科学研究所土岐サイトで研究会を開催した。

負イオン源はタンデム加速器や核融合での中性粒子入射加熱の要求に刺激されて、近年開発が急速に進み、大電流が扱えるようになり、発散の少ないビーム特性などから負イオンビームの応用分野の増大と必要性が増しつつある。しかしながら、負イオン源の基本的な動作特性である負イオン生成、負イオン引きだしなどに関して理学的に十分理解されているとは言い難く、設計原理も不明な点が多い。そこで、種々の分野で特別な要求に応じて独立に研究されている負イオン源及びビームの基本的性質を共通のものとしてとらえ、理解を深め第一線の研究の情報を交換し、相互の研究に反映させるのが本研究会の目的である。

いくつかの分野からの40名余の参加者を得て、負イオン技術や負イオン生成の基礎研究と応用についてイオン生成やビーム輸送など興味ある課題の発表と討論が活発に行われ、この研究会を通じて意思の相互の疎通によって理解を深めることができたと信じている。

負イオン源研究は我国の核融合研究が順調に進められていることもあって、日本で極めて活発で世界の研究をリードしている。本研究会での成果をもとに現在のイオン源研究のレベルを維持し、今後もさらに前進した成果と情報の交換、物理的理解を深めることを本論文集の出版にあたって期待したい。

最後に年の暮れの忙しい時期に参加下さり熱心に有意義な討論をして下さった参加者の皆様に感謝致します。また研究会の案内から論文集の出版、会場のお世話などいただいた協力者の方々にここにお礼を述べさせていただきます。

大電流イオン源開発の現状と実機への展望

金子修、安藤晃、岡良秀、竹入康彦、津守克嘉、
秋山龍一、浅野英二、河本俊和、黒田勉

核融合科学研究所・プラズマ加熱研究系
名古屋市千種区不老町

I. はじめに

核融合科学研究所では大型ヘリカル装置の建設が順調に進み、平成7年度からは中性粒子入射加熱装置の建設が開始される予定である。プラズマ加熱研究系NB Iグループでは研究所発足と同時に大型負イオン源の開発に着手し、土岐地区に建設したテストスタンドに於いて精力的な研究を進めてきた。その結果、当初計画に於いて想定された仕様を実現する見通しが得られてきた。

II. NB Iに要求される仕様

NB Iはヘリカル装置に於いても最も信頼性の高い加熱法として認められており、LHD計画に於いても主加熱として位置づけられている。但しトカマク装置には無い制限が課せられる。まず第一にヘリカル装置が有する磁場のリップルに入射粒子が補足されないことが重要である。即ちビームを接線入射しなくてはならない。更にプラズマの中央部を加熱するためにビームの吸収分布がプラズマ中心にピークを持つようにしなくてはならない。これらの条件を満たすビームエネルギーは同サイズのトカマク装置より高くなり、その結果従来の正イオンを用いるNB I方式は中性化効率が極端に悪くなり使えない。従って負イオンを用いたシステムを考えざるを得ないが、ビームエネルギーがさほど大きくないために大きなパワーを入射するためには大電流の負イオン源が必要となった。第1表に当初計画で策定されたNB Iの仕様を示すが、単機当たり4.5Aの負イオン源というのは当時の開発状況が1A級であったことから考えるとかなりの開発要素を含んでいたと言える。ビームエネルギーとしては当時の大型トカマク用NB I技術の延長上にあり、特に問題はないと考えられたので、我々としては大電流負イオン源の開発に的を絞って開発研究を進めてきた。

総入力パワー：	2.0 MW
入射エネルギー：	12.5 keV (H) 25.0 keV (D)
パルス幅：	1.0 秒
入射ポート数：	4
ビームライン数：	4
イオン源台数：	8
負イオン電流：	4.5 A / 単機
負イオン電流密度：	3.0 mA/cm ²
ビーム引き出しサイズ：	25cm × 150cm
ビーム発散角：	0.6° 以下

第1表 LHD・NB Iの仕様

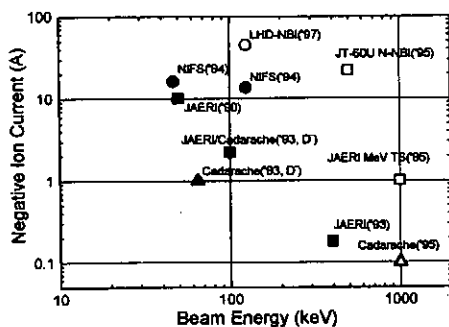
負イオンを使うもう一つの理由はその収束性の良さである。大型ヘリカル装置ではトロイダルコイルは持たないものの、接線入射用のポート径は大きく取れないのでポートを通過させるためにはビームの発散角が小さくなければならない。大型イオン源では個々のビームレットの発散角を抑えると共に、多くのビームレットを如何に設計点に収束させるかが大事になる。

III. 大型負イオン源開発の経緯

計画された負イオン源はあまりに大きいので開発研究は実機イオン源の1/6サイズ即ち引き出し領域として25cm × 25cmのものから開始した。当初は体積生成方式による負イオン生成を目指したが効率が悪くセシウム添加方式に切り替えた。イオン源のサイズを1/3に倍増してプラズマの空間一様性などを調べた後、負イオン生成の最適化に移った。

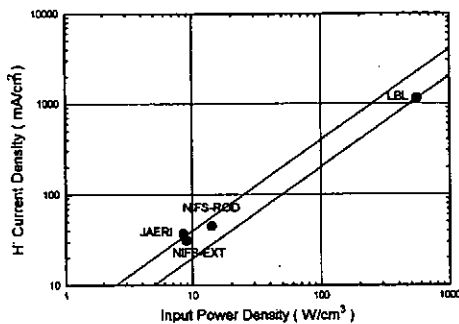
まず、負イオン源中心部に於いて高密度の負イオンが生成されていることが明らかになった。具体的には電極中央部から1.2Aの負イオンを54mA/cm²という高電流密度で引き出した。負イ

オン電流密度はアークパワーと共に増加し、飽和傾向を示さなかった。続いて全電極面からのビーム引き出しを行い、16 Aの負イオン引き出しに成功した。この値は設計値である15 Aを越えるものである。更に、プラズマ源の閉じ込め磁場を強化し低ガス圧での運転を目指した結果、16.2Aの負イオンを動作圧力0.4Paで得ることに成功した。又、定格エネルギー125keVまでのビーム加速試験も併せて行った。このようにして現在まで得られたデータの位置づけは第1図に示すとおりであり、大電流負イオン源開発の実績が作られたと言える。



第1図 負イオン源開発の現状。
NIFS:核融合研、JAERI:原研、
CADARACHE:仏カダラッシュ研究所

以上の経過から負イオン電流値に関しては仕様値を満足する見込みが分かった。特記すべきは、いずれの実験に於いても負イオン電流値はアークパワーと共に増大し、飽和傾向を示していないことである。このことはプラズマ密度の増加に比例して負イオン収量も増えていることを示唆している。現実的にはプラズマ源の熱設計によりアークパワーの上限は決まるであろうから、効率の良いプラズマ生成を行うことが負イオン生成効率を上げることにつながると考えられる。第2図には幾つかのイオン源に対して、個々のイオン源の個性が入らないように負イオン電流密度をプラズマの単位体積当たりにつき込んだアークパワーで整理した結果を示す。



第2図 負イオン電流密度のアークパワー密度依存性。LBL:バークレイ研究所、
NIFS-ROD:ロッドフィルター方式、
NIFS-EXT:外部フィルター方式。

単位体積当たりの放電パワーにプラズマ密度が比例し、その係数が閉じ込め特性を表しているものとする、

$$j_- \propto n \propto \frac{P}{V} \tau \quad (1)$$

例えばLBLの実験結果は小さなイオン源に大きな放電パワーをつぎ込み高い電流密度を得たものであるが、少し閉じ込めの悪いイオン源として我々の結果の延長上にあることになる(他の特性、例えば磁気フィルター強度やセシウムの導入量などは個々のイオン源で最適化を行ってあるものとする)。従って図中に示す線はある意味でセシウム添加方式によるプラズマ生成効率の目安になるものと思われる。(1)式で閉じ込め時間 $\tau = V/S_{\text{cusp}} v$ とすると

$$j_- \propto \frac{P}{S_{\text{cusp}}} \quad (2)$$

となり、負イオン電流密度はカスプライン面積当たりのパワーに比例することになる。閉じ込め磁場を強くしてカスプラインの面積を小さくすると効率は上がることになり、実験的にも効率は改善された。但し磁場構造の異なるイオン源間では動作ガス圧などに差が出て単純な比較は難しい。

負イオン電流値に対しては見通しがあったので、次はビーム光学系の最適化に焦点を移して実験を開始している。負イオン生成の比一様性の問題が入ってくるのを避けるため、少数の孔からビームを引き出しその特性を調べた。詳しい結果は本研究会で安藤により別途発表されているのでそちらを参照していただきたいが、最適条件で

は 0.3° ($1/e$ folding angle) という発散角が確認されている。一方ではビーム引き出し領域に存在する磁場の影響も確認されており、これをどのように補正しながらビームレット全体としての収束を行っていくかが今後の緊急な課題である。

IV. 実機製作に向けて

NBI 実機は平成7、8年にかけて先行機が、8、9年にかけて後発機が発注・製作される予定である。現在その仕様をまとめているところであるが、当初計画の構成をそのまま仕様として採択出来る予定である（但し入射パワーは15MWでスタートする）。

大型負イオン源の開発は平成7年中に全てのデータベースを取りそろえるべく研究を進めていく。前章で述べたビーム収束法の他にいまだ確認が出来ていないのは加速系に漏洩する電子の抑制と負イオン電流密度の空間一様性である。前者については加速電極構造の問題であると見ている。空間の一様性に関しては現状の1/3サイズでは問題点が（他の要素に隠れて）明確に現れていないが注意すべき事項であると考えている。

電源構成や受熱機器を含むビームライン構成は現状の技術で対応が可能であると考えているが寿命評価など不明確なところもあり、実機設計の過程で検討していきたいと考えている。

JT-60U用大型負イオン源開発の現状

日本原子力研究所那珂研究所

宮本直樹、花田磨砂也、浜辺 誠*、井上多加志、宮本賢治
奥村義和、小原祥裕、渡邊和弘

現在日本原子力研究所では、JT-60Uのプラズマ加熱及び電流駆動用中性粒子入射装置として、500keV・10MWのN-NBI装置を開発・建設中である。このN-NBI装置の要とも言うべき大型負イオン源の負イオン生成部・引き出し部を先行して製作し試験を行った。その結果0.3Paという非常に低い運転ガス圧での水素負イオンの生成を確認した。またストリッピングロスが少ない、発散角の小さな良質の負イオンビームの引き出しを確認した。これらの結果から実機運転時に要求仕様を満足する見通しを得た。

1. 実験の概要

JT-60U用N-NBI装置は、2基のイオン源を用いて10MWの中性粒子ビームを入射することを目標としている。このイオン源1基当たりの性能仕様をTable. 1に示す。静電加速によって500keVに加速された負イオンを中性化セルに効率よく導入するためには加速部下流の真空度を良くしなければならない。しかしながら22Aという大電流を実現するために負イオン引き出し部は1000個以上の引き出し孔を備えた大面積の構造に成らざるを得ない。この構造によって加速部下流の真空度を良くするためにはプラズマ生成部そのものの真空度を良くしなければならない。そのためこのイオン源は0.3Paという非常に低いガス圧での運転を想定している。

このイオン源の構造をFig. 1に示す。プラズマ生成部はφ640mmの半円筒型であり、引き出し部は幅450mmとなっている。この半円筒構造と生成部外側に設けられた強力な永久磁石で作られる磁場によってプラズマの閉じ込めを良くして低ガス圧でのプラズマ生成を可能にしている。また引き出し部の幅が450mmと広いため永久磁石を用いた磁気フィルターでは一様な磁場分布が得られないこと、また水素と重水素の両方のイオン種を広い運転範囲にわたって最適のフィルター強度を得るために、プラズマ電極の長尺方向に電流を流すことによって形成される横磁場を磁気フィルター（PGフィルター）として負イオンの生成効率を高められるようにしている。生成された負イオンは引き出し部から引き出された後、3段の静電加速部で最終的に500keVまで加速される。負イオン源全体の直径は2mである。

N-NBI装置は電源・ビームライン等が現在建設中なので、試験は既設のテストスタンドを用いて行った。テストスタンドの電源容量の制約からビームは電極5セグメントのうち中央の1セグメントから1段加速のみ（最大50keV）を行った。

*) 同志社大学 工学部

Table.1 JT-60U用イオン源 性能

エネルギー	500keV
ビーム電流	22A, D ⁻
電流密度	14mA/cm ²
運転ガス圧	0.3Pa
パルス幅	10秒
ビーム発散角	5mrad 以下
負イオン生成部	セシウム添加 多極磁場型プラズマ源
引き出し部	多孔型5セグメント 182×451mm ² /1セグメント
加速部	14mmφ×216個/1セグメント 3段静電加速 5セグメント 16mmφ×216個/1セグメント

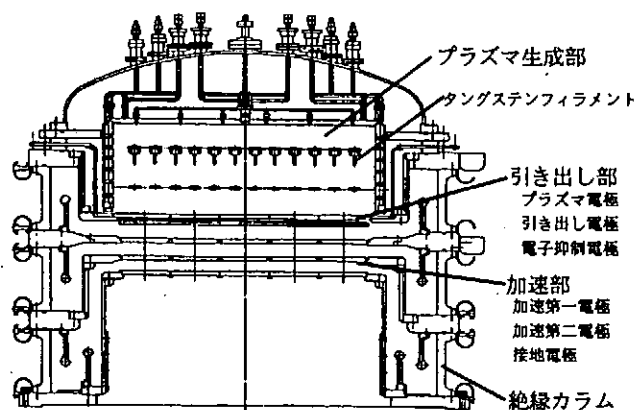


Fig.1 Schematic diagram of large negative ion source for JT-60U.

2. 実験結果

2-1. 放電特性

今回試験したイオン源の放電特性をFig. 2に示す。プラズマ生成部のガス圧は0.5Pa、用いたフィラメントは $\phi 1.2\text{mm} \times 100\text{mm}$ 28本で、フィラメント投入パワーとして計23.2kWである。Fig. 2からこの条件下ではアーク放電が高インピーダンスであること、PGフィルター電流(IPG)を増加させるとアークインピーダンスが下がることがわかる。これらの現象を原研のほかのイオン源を調査した結果と併せて考えると、カソード面積がアノード面積に比べて小さいため十分な電子放出が行われていないことが理由であると考えられる。PGフィルターを用いることによってアークインピーダンスが下がるのもプラズマ電極面での損失が減少し、実効的にカソード面積比が増大するので同様に説明できる。

プラズマ生成部の均一性をガス圧を変化させたときの長尺方向での飽和イオン電流量で表したものをFig. 3に示す。ガス圧が高いときには飽和イオン電流量はプローブ位置+116mmをピークとして局所化しており、ガス圧0.1Paでほぼ均一になっている。この局所化は原研でこれまでに得られた結果と併せて考えると、プラズマのドリフト等ではなくフィラメントからの電子放出のアンバランスが原因と考えられる。現在フィラメントは4系統で駆動しているが、これを8系統に細分して電源を独立に制御し電子放出のアンバランスを解消するための改造を行っている。

2-2. 引き出し電圧特性

Fig. 4に今回のイオン源の体積生成時の引き出し電圧特性の一例を示す。このときのイオン源内圧0.7Pa、ビームエネルギーは50keV、PGフィルター電流は1kAである。グラフからわかるように、引き出し電圧の増加に伴って負イオン電流が増加していくが、ある引き出し電圧から負イオン電流量は飽和傾向を示し引き出し電圧に最適値があることがわかる。またこの最適値はアークパワーの増加に伴って大きくなっている。この体積生成時の負イオン電流としては約0.8Aが得られた。

2-3. セシウム添加効果

Fig. 5にセシウムを添加したときの負イオン電流量と引き出し電流量の変化を示す。イオン源内圧は0.25Pa、アークパワーは40kW、ビームエネルギーは40kVである。セシウムを添加した直後から負イオン電流は増加し始め、最終的には約2倍の電流増加が得られ、セシウム効果があることを示している。引き出し電流もセシウム添加後増加する傾向が見られるという、以前からの実験結果とは逆の結果が得られているが、この点については次のように考えられる。すなわち元々アークパワーが少ない状態で運転しているために負イオンに対して引き出し電流が少ない状態であり、セシウム添加によって負イオン電流が増加しこれによって引き出し電流が増加しているように見えている。実際に引き出し電

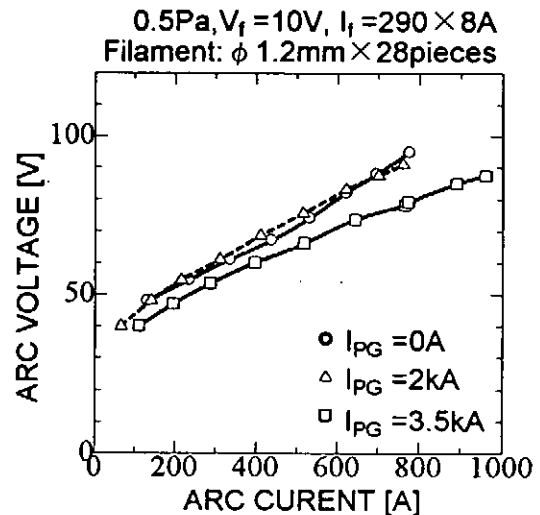


Fig.2 Arc voltage as a function of arc current.

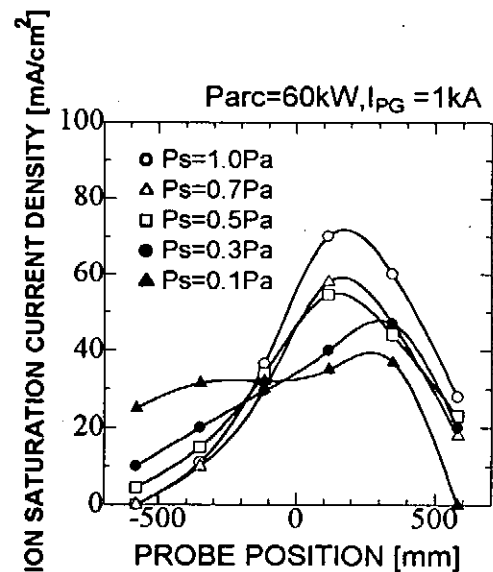


Fig.3 Spatial variation of ion saturation current density for various operating gas pressures.

流の増加分の内、約半分は増加した負イオン電流である。

次にセシウム添加時と体積生成時の負イオン電流量のガス圧特性をFig. 6に示す。ガス圧のほぼ全域にわたってセシウム効果が観測される。本イオン源の運転ガス圧である0.3Paにおいて負イオン電流量は約1.1Aとなっている。

2-4. 分光測定

45kVで引き出された水素負イオンビームをイオン源の下流約2mのところでは分光測定を行った結果の一例をFig. 7に示す。このときのイオン源内圧は0.2Pa、ビームエネルギーは45keVであった。この測定によって引き出された負イオンビームのエネルギースペクトルがわかる。653nmのピークはエネルギー45keVのH α 光で656nm付近のピークはエネルギー0keVのH α 光である。この2つのピーク間の発光がストリッピングロスの原因とする発光である。イオン源内圧0.2Paの時にはこの部分での発光が非常に少ないことがわかる。言い換えるとストリッピングロスの少ない良好なビームが得られていることがわかる。

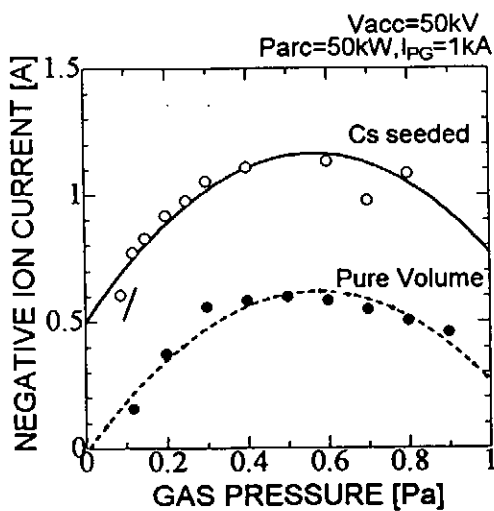


Fig. 6 Negative ion current as a function of gas pressure.

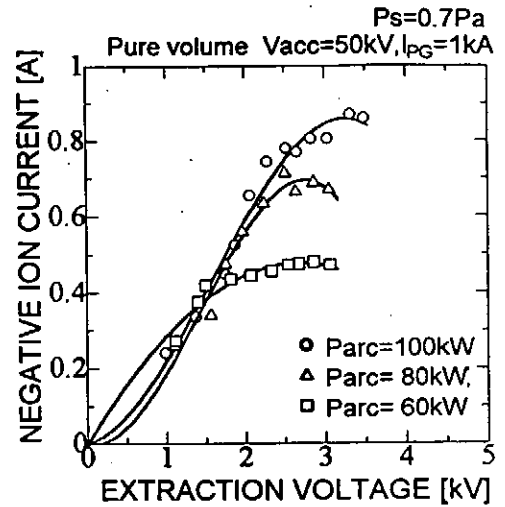


Fig.4 Negative ion current as a function of extraction voltage.

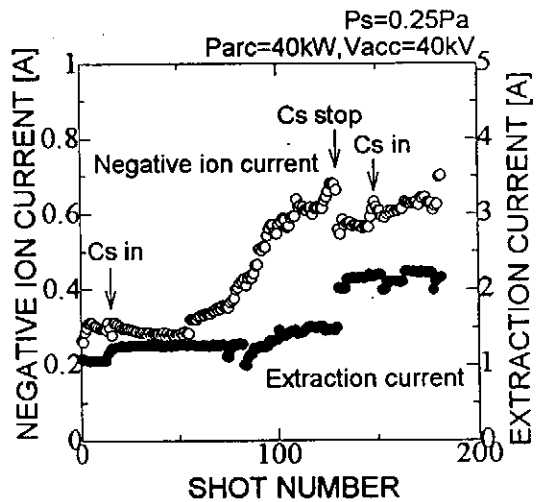


Fig.5 Negative ion and Extraction current as functions of Shot Number.

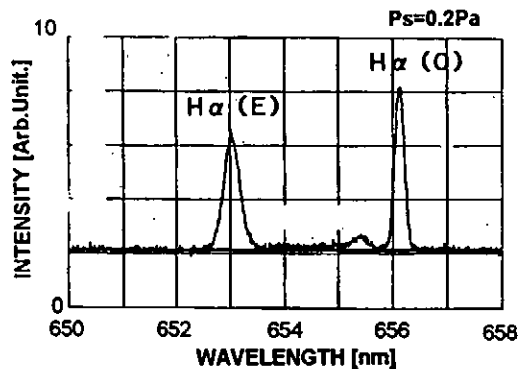


Fig.7 An example of Doppler shifted spectrum of neutral hydrogen beam.

2-5. スケーリング

これまでに得られたテストスタンドでの実験結果から、本イオン源を実機で運転した場合の予想される性能についてスケーリングを行った。

スケーリングは2つの項目について行った。まずはじめの負イオン電流量についてであるが、現在得られている数値が50kWで1.1Aである。このビーム電流量をイオン源の要求仕様値にするために必要なアークパワーは、重水素の生成効率も考慮に入れて約240kWとなる。次にビーム光学であるが、現在得られている1段加速50kV, 1Aで発散角5mrad以下という結果に対して、実機使用時の加速管1段分175kVで同等のパラビアンとなるビーム電流量は、重水素換算で電極1セグメントあたり約4.6Aである。この電流量は要求仕様値とほぼ同じであり、発散の小さい良質なビームが得られると考えられる。

Table.2 スケーリング

	現状	スケーリング	予想値
負イオン電流	50kW H ⁻ 1.1A 0.3Pa	$50 \times \frac{4.5}{1.1} \times \frac{1}{0.85}$	240kW D ⁻ 4.5A(22A/5) 0.3Pa
ビーム光学	50kV H ⁻ 1.0A < 5mrad	$1 \times \left(\frac{175}{50}\right)^{1.5} \times \frac{1}{\sqrt{2}}$	175kV D ⁻ 4.63A < 5mrad

3. まとめ

JT-60U用大型負イオン源の負イオン生成部・引き出し部の試験を行い、以下の結果を得た。

1. イオン源のアークパワーとして約100kWが得られた。このときの放電特性から実機電源使用時には十分なアークパワーが得られる見通しが得られた。
2. プラズマの均一性はイオン源内圧0.1Paで良好であった。
3. Pure Volume の状態での負イオン電流は約800mAであった。
4. セシウム添加効果が観測され、負イオン電流は約1.1Aであった。これによって実機アークパワーでの性能を満足する見通しを得た。
5. セシウム添加の時、イオン源内圧0.2Paでストリッピングロスが少ない良好な負イオン引き出しを確認した。

4. 今後の予定

現在負イオン生成部・引き出し部に3段加速部を取り付け、MeV級イオン源試験装置において500kVの耐電圧試験及びビーム引き出し試験を行うべく作業中である。

その後、JT-60Uの実機NBIに取り付け、95年度より負イオン源全体での試験を開始する。

LHD用大電流負イオン源の開発研究

Development of the Large Negative Ion Source for the Large Helical Device

安藤 晃、竹入康彦、岡 良秀、金子 修、津守克嘉、浅野英児、
高梨寿彦、秋山龍一、河本俊和、黒田 勉

A.Ando, Y.Takeiri, Y.Oka, O.Kaneko, K.Tsumori, E.Asano,
Y.Takanashi, R.Akiyama, T.Kawamoto, T.Kuroda

核融合科学研究所 名古屋市千種区不老町 (〒464-01)
National Institute for Fusion Science, Nagoya, 464-01, Japan

1. はじめに

核融合科学研究所では、磁場閉じ込め方式による核融合装置の定常運転をめざし、大型ヘリカル装置 (Large Helical Device) の設計製作を開始し、同時にそれに必要な加熱機器の開発を行っている。このLHD計画では、入射エネルギー125keV (水素) で、入射電力20MWの中性粒子入射加熱 (NBI) が必要とされ、一台あたり45Aの負イオン源を用いたNBIシステムの開発を行っている。¹⁾

従来の体積生成方式による負イオン源では数A以上の負イオン電流値が実現できなかったが、イオン源中に少量のセシウム蒸気を添加することにより負イオン電流値が数倍に増大することが報告され、10A級の水素負イオン源が開発された。²⁾⁻⁵⁾

本研究所ではLHD-NBI用の実機サイズの1/6及び1/3サイズのイオン源を製作し、大電流負イオン源の実現に向け開発研究を行ってきた。その結果、1/3サイズで16Aの負イオン電流値を得ることに成功し、実機設計に必要な電流値を得ることができた。^{6),7)} 以下ではこれまでの開発経過を含めセシウム添加方式による大電流イオン源の動作特性、及び1/6、1/3イオン源における負イオン生成効率の比較を行った結果について報告する。

2. 1/3サイズ水素負イオン源における大電流負イオン引き出し実験

図1に実験で用いられた1/3サイズの大型負イオン源の概略図を示す。プラズマ生成室は断面積62.5cm×37cm、深さ18.5cmであり、周囲は永久磁石により多極磁場配位となっている。負イオンとともに引き出されうる電子電流を抑制するために、プラズマ電極の手前にはロッド方式を用いた磁気フィルターがあり、また、電極面上には各電極孔を取り囲むような壁構造を形成するEBセルがとりつけられている。

電極系はプラズマ電極、引き出し電極、電子抑制電極、接地電極の4枚構成であり、電子抑制電極は引き出し電極と同電位にしている。引き出し孔直径は9mmで、25cm×44cmの領域に560個設けられている。

プラズマ源中に少量のセシウム蒸気を導入するためにバルブ付きのセシウムオープンが取り付けられている。セシウムは実験開始前に導入され、実験中はバルブが閉じられている。負イオン電流値は十字型のカロリメーターアレイを用いて測定された。各カロリメーターの手前には永久磁石が設置され、電子電流成分を除去している。

測定された水素負イオン電流値のアーク電力に対する依存性を図2に示す。入力アーク電力にはほぼ比例して電流値が増大しており、最大16 Aの負イオン電流値を得た。これは電流密度にすると45 mA/cm²に対応している。

図中に点線で示されるように、セシウム添加により負イオン電流値は、セシウムを添加しない場合に比べ、数倍の増加がみられる。また、図に示されるように、一定の引き出し電圧でアーク電力を増加させると、負イオン電流値はある値で飽和する。負イオン電流値が増加するにつれ、より高い引き出し電圧を印可する必要がある。

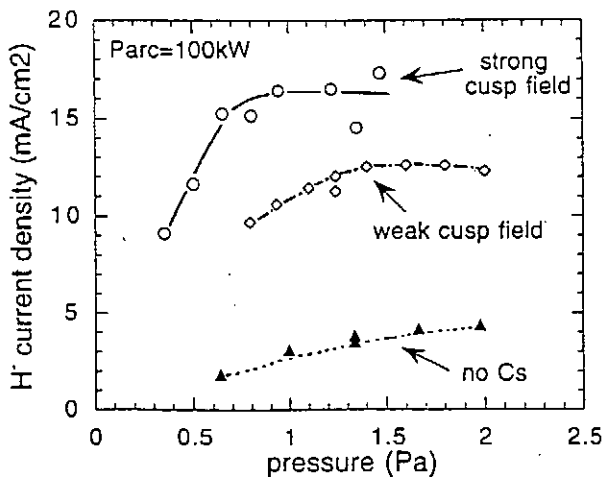


図4 負イオン電流値のガス圧依存性

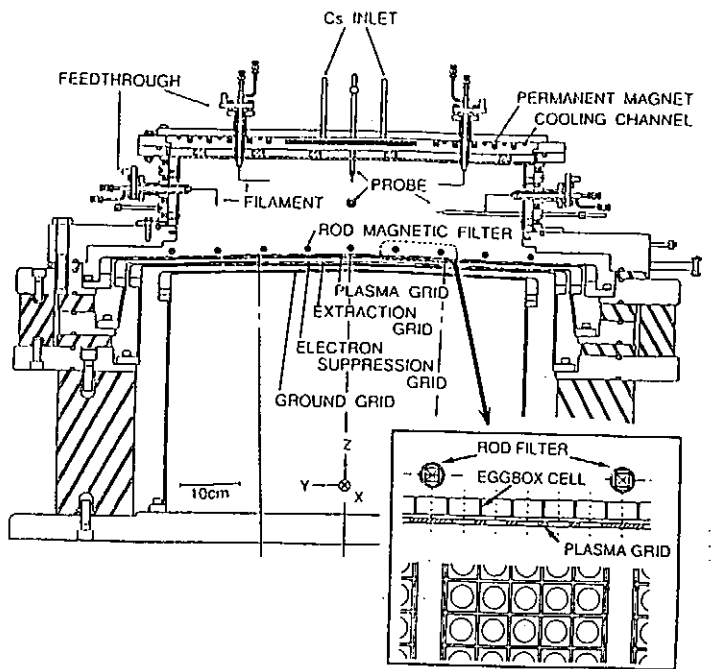


図1 1/3サイズ負イオン源の概略図 (RODフィルター方式)

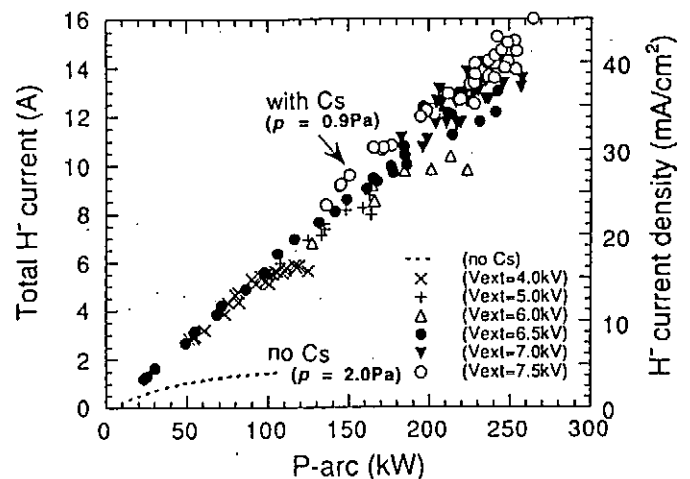


図2 水素負イオン電流値及び電流密度のアーク電力依存性

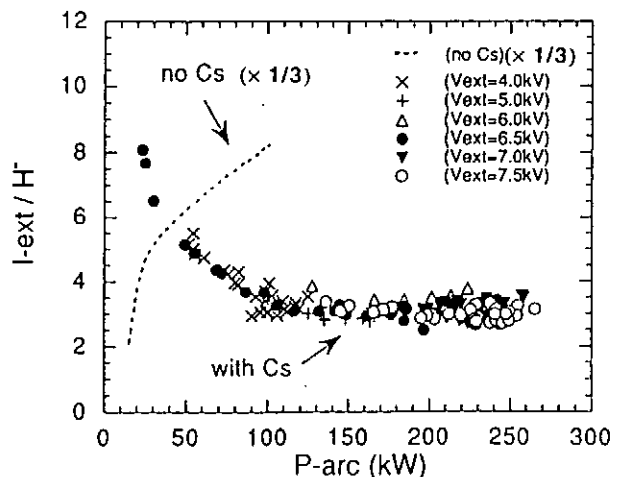


図3 引き出し電流と負イオン電流との比のアーク電力依存性

負イオン電流値と引き出し電流値の比のアーク電力にたいする依存性を図3に示す。セシウム添加により、この比は20以上の値から3程度まで減少した。また、図4に示されるように、セシウムを印可した場合には最適な動作ガス圧も低減できることがわかった。

セシウム添加による負イオン電流の増大は、主にプラズマ電極表面での水素原子やイオンから負イオンへの変換効率が増大したためと考えられる。プラズマ源中の水素原子やイオンの生成効率を上げるため、プラズマ源のカスプ磁場を強化し、プラズマの閉じ込めをよくした場合と比較をおこなった。この場合、より低いガス圧での動作が可能であることが明らかになった。

3. 核融合科学研究所における各種イオン源での負イオン生成効率の比較

核融合科学研究所ではLHD計画の発足と同時に大電流負イオン源の開発に着手した。実機規模の負イオン源を開発するため、最初はその1/6サイズのイオン源を用いて研究を開始し、1/3サイズのイオン源において初期の目標値を達成した。この研究の中で、イオン源のサイズに対しての負イオン生成効率の比較と同時に、磁気フィルター方式の違いによる効率の比較も行ってきた。8)-10)

磁気フィルターとしては、永久磁石を埋め込んだ多数のロッドを電極手前に設置するロッドフィルター方式、壁周辺に設置した大きな永久磁石のみを用いて磁場をつくる外部磁気フィルター方式、プラズマ電極に直接電流を流し磁場を得るPGフィルター方式などがある。核融合研ではそのうちロッドフィルター(ROD)方式と外部磁気フィルター(EXT)方式を用いたイオン源を製作し、比較実験を行った。これらの方式による特徴(利点と欠点)を表1に示す。また、各イオン源において得られた最大電流を表2に示す。これらの値はすべてセシウムを添加したときに得られたものである。この表からみられるように、得られた最大電流値及び電子電流比はほぼ同程度の値が得られている。

	Rod Filter	External Filter
利点	Filter磁場領域を局在化可能。 (アーク放電の安定化) 引き出し面積の大型化容易	プラズマ電極面上に障害物がないため透過効率をあげられる。 アークチャンバー磁場配位との組み合わせでカスプをうまく構成可能 (loss領域低減、アーク効率増大。)
欠点	ロッド自身がアークプラズマのロス領域になる。 (アーク効率の点で不利。) ロッド自身がプラズマ電極上の障害物となり、透過効率が下がる。	Filter磁場を局在化させるために磁石間隔を大きくできない。 (引き出し領域の制限あり。) Filter磁場の漏れによりイオンビームの偏向を起こす。 Filter磁場の広がりが大きいためアーク放電を安定化させにくい。

表1 RODフィルター方式とEXTフィルター方式との比較

負イオン源	負イオン電流 H ⁻ current (A)	負イオン電流密度 j ⁻ (mA/cm ³)	動作ガス圧 press. (Pa)	電子電流比 I-ext / H ⁻	アーク効率 H ⁻ / Parc (A/kW)
1/6 Rod filter	3.3	13	0.9	8 - 10 (no bias)	0.048
1/6 Ext. filter	5.2	20	0.8	5 - 6 (no bias)	0.12
1/3 Rod (weak cusp)	8.5	17	1.3	9 - 10 (no bias)	0.052
1/3Rod (strong cusp)	16.0 (560 holes) 1.2 (36holes)	45 54	0.9	2.5 - 3	0.065
1/3 Ext. filter	16.2	31	0.5	2 - 3	0.1

表2 各イオン源において得られた実験結果

E X T方式の方が動作ガス圧が低いのはカスプ磁場が強いと考えられる。1/6サイズと比較して1/3サイズのイオン源では同じプラズマ密度を得るために必要なアーク電力が2倍必要である。つまり単位体積あたりのアーク電力が同じであれば同様の負イオンが得られている。

E X T方式とR O D方式の最大の相違点はアーク効率である。表中に示されるようにE X T方式の方がアーク効率が高い。図5は、得られた負イオン電流値のアーク電力に対する依存性をこれらのイオン源についてプロットしたものである。すべてのイオン源で負イオン電流値はアーク電力に比例して増加している。上記したようにイオン源のアーク効率からすればE X T方式の方がアーク効率が2倍になっている。これは表1で述べたようにR O D方式にくらべE X T方式の方が障害物が無いため透過効率を高くできるためである。

これらのイオン源中における負イオン生成効率を比較するために、得られた負イオン電流密度を単位体積あたりのアーク電力にたいしてプロットしたものを図6に示す。これからわかるように、負イオン生成効率としてはE X T方式もR O D方式も相違は無い。ただしカスプ磁場が弱いときにはアークプラズマの生成効率が低下するため負イオンの生成効率も低下している。

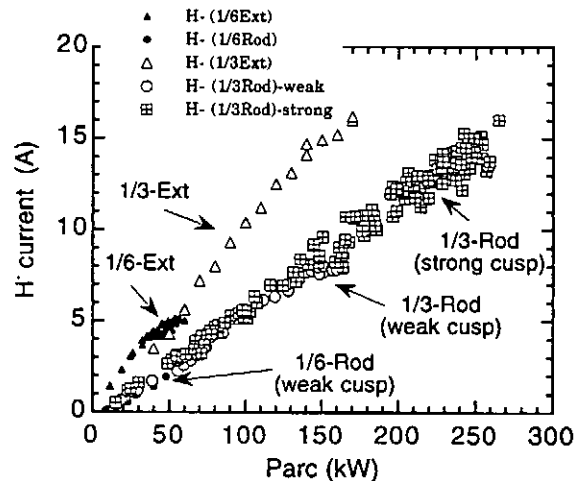


図5 各イオン源において得られた負イオン電流値のアーク電力依存性

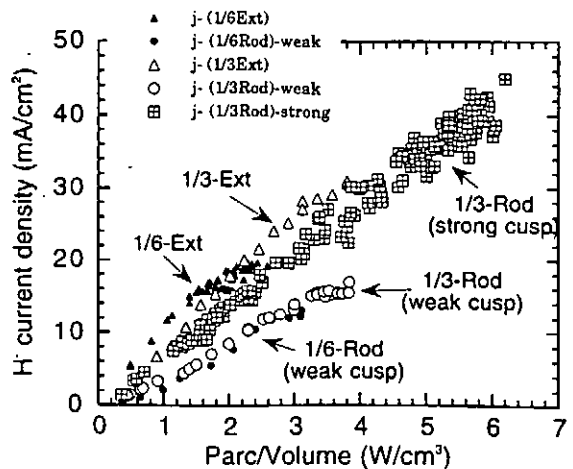


図6 各イオン源において得られた負イオン電流密度のアーク電力依存性

これまでに核融合科学研究所において行ってきた負イオン源の開発経過を図7に示す。純粋な水素放電から負イオンを引き出す方式に比べ、セシウム添加方式によって負イオン電流値が急激に増大し、LHD用の大電流水素負イオン源の開発目標を達成することができた。

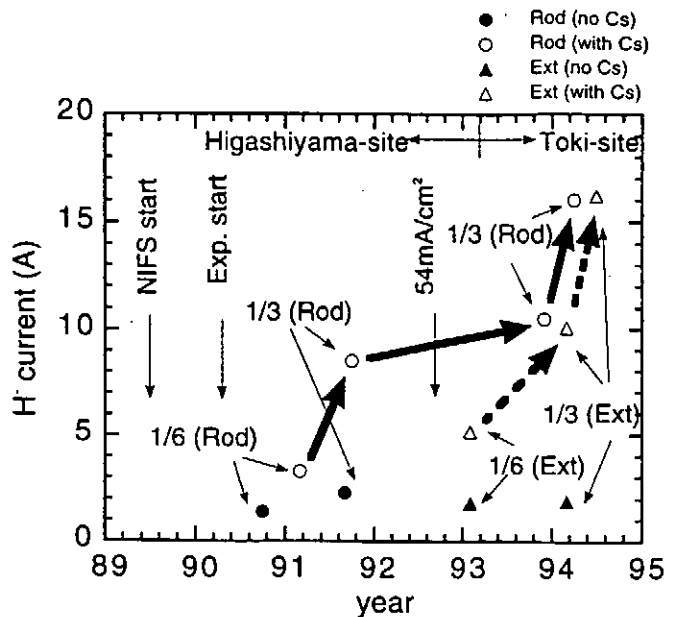


図7 核融合科学研究所での負イオン源開発経過

4. まとめ

実機の1/3サイズの負イオン源を用いて水素負イオン電流値16Aを得ることができた。この値はLHD用負イオン源に求められる設計仕様値を満足するものである。得られた負イオン電流値は入力アーク電力に比例して増加している。セシウム添加による負イオン電流の増大に伴って、電子電流成分の低減、動作ガス圧の低減なども確認された。この開発において、1/6サイズ及び1/3サイズのイオン源を製作し、セシウム添加による電流値の増大を確認した。また、ROD方式及びEXT方式それぞれの磁気フィルター方式を用いたときの負イオン生成効率を比較した。その結果、単位体積あたりの入力電力にたいして負イオン生成効率はほぼ同じ値が得られた。

[参考文献]

- 1) A.Iiyoshi, et al., Fusion Technology 17, 169 (1990).
- 2) S.R.Walther, K.N.Leung and W.B.Kunkel, J.Appl.Phys. 64, 3424 (1988).
- 3) Y.Mori, T.Okuyama, A.Takagi and D.Yuan, Nucl. Instr. and Meth. A301, 1 (1991).
- 4) Y.Okumura, M.Hanada, T.Inoue, et al., Proc. of 16th SOFT, 1990, London, p.1026.
- 5) A.Ando, K.Tsumori, Y.Takeiri, et al., Proc. of 6th Int. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, 1992, Brookhaven, AIP-287, p.339.
- 6) A.Ando, K.Tsumori, Y.Oka, et al., Phys. Plasmas, 1, 2813 (1994).
- 7) Y.Takeiri, A.Ando, O.Kaneko, et al., Rev. Sci. Instrum. 66, No.3 (1995) (to be published).
- 8) A.Ando, Y.Takeiri, K.Tsumori, et al., ibid, 63, 2683 (1992).
- 9) K.Tsumori, A.Ando, Y.Takeiri, et al., ibid, 65, 1195 (1994).
- 10) K.Tsumori, A.Ando, T.Okuyama, et al., Fusion Engineering and Design 26, 473 (1995).

負イオンビームの400 keV加速試験

日本原子力研究所 那珂研究所

〒311-01 茨城県那珂郡那珂町向山801-1

宮本賢治、花田磨砂也、井上多加志、宮本直樹、

永瀬昭仁、小原祥裕、奥村義和、渡辺和弘

1. はじめに

大型のトカマク型核融合炉の定常運転を目指して、JT-60Uでは負イオンNBI装置 (N-NBI) を用いた電流駆動実験が計画されている。この装置は500 keV、10 MWの中性粒子ビームを入射する世界初の負イオンNBI装置であり現在建設中である。その心臓部にあたるのが500 keV、22 Aの大出力負イオン源である[1]。

本イオン源の開発の一環として、400 kV、1.2 Aの電源容量をもつテストスタンドにおいて、JT-60U用実機負イオン源加速部[2]と同じ電極構造の加速管を用いた加速試験を行ってきた[3]。

本稿では (1) ビーム光学、(2) 電極熱負荷のガス圧依存性、(3) 大電流負イオンビームの加速について得られた結果を報告する。

2. 実験装置

今回の加速試験で用いた負イオン源の断面図を図1に示す。本イオン源は負イオンを生成する負イオン生成部、負イオンの引き出しを行う引き出し部、加速を行う加速部から構成される。加速段数、孔径、ギャップ長といったビーム光学に関わる構造はJT-60U用実機負イオン源加速部と同じであり、テストスタンドの電源の制約である400 kVまで負イオンビーム加速の模擬実験を行うことができる。

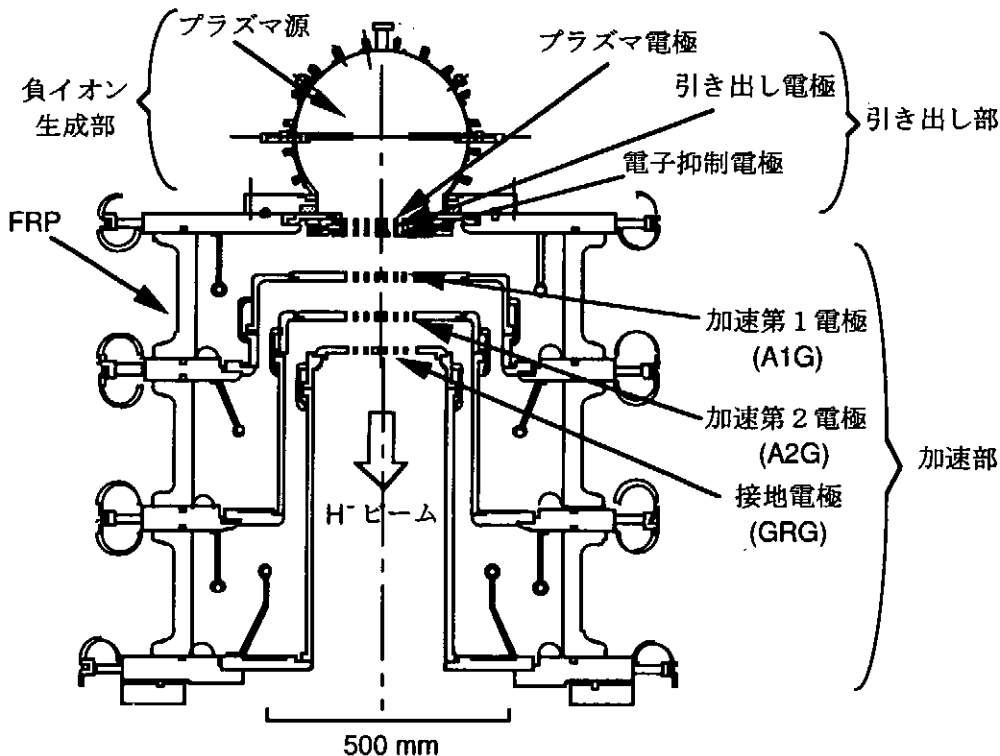


図1 400 keV加速試験で用いた負イオン源の断面図

負イオン生成部は、0.1 Paという従来に比べて極めて低いガス圧でも十分な負イオン電流密度が得られる高閉じ込めの半円筒形（かまぼこ型）多極磁場型である[4]。負イオン生成量を増大させる目的で、負イオン生成部にセシウムが添加される。

引き出し部はプラズマ電極、引き出し電極及び電子抑制電極の3枚の電極から成る。負イオンを引き出す際に電子も同時に引き出されるが、加速部への電子の漏れを抑制するために引き出し電極内には永久磁石が埋め込まれている。引き出し電極からの二次電子やビームとガスとの衝突によって生じる剥離電子は電子抑制電極によって捕捉され、加速部への流入が抑制される。

加速部は2枚の加速電極（加速第1電極、加速第2電極）と接地電極から成る、3段静電加速方式である。各段の加速ギャップ長は引き出し部側からそれぞれ75 mm、65 mm、55 mmと後段にいくほど電界を強くする構造としている。これは電極孔での電界レンズの収束作用によって、加速途中でのビーム自身の空間電荷による発散を抑制するためである。中間電位は水冷式の分圧抵抗から各加速電極へ供給している。実験では各加速ギャップに等電圧を印加している。加速電極は、内径715 mm、高さ260 mm、肉厚35 mmの円筒形状のFRPを3段重ねることによって絶縁されている。

負イオンビームの加速途中で残留ガス分子との衝突により生じた剥離電子がフルに加速されるのを抑制するために、各電極には引き出し電極同様、永久磁石が埋め込むことが可能な構造となっている。しかし後述するように、負イオン生成部の運転ガス圧を下げることで剥離電子の抑制に効果的であり、今回の実験では磁石を用いていない。

引き出し部、加速部を構成する各電極には49個の円孔が7行7列に配置されている。図2に引き出し部、加速部の電極構成図を示す。電極孔径は引き出し部で14 mmφ、加速部で16 mmφである。電極は各孔列毎に水冷パイプがロウ付されており、冷却水の温度上昇から各電極の熱負荷を測定した。

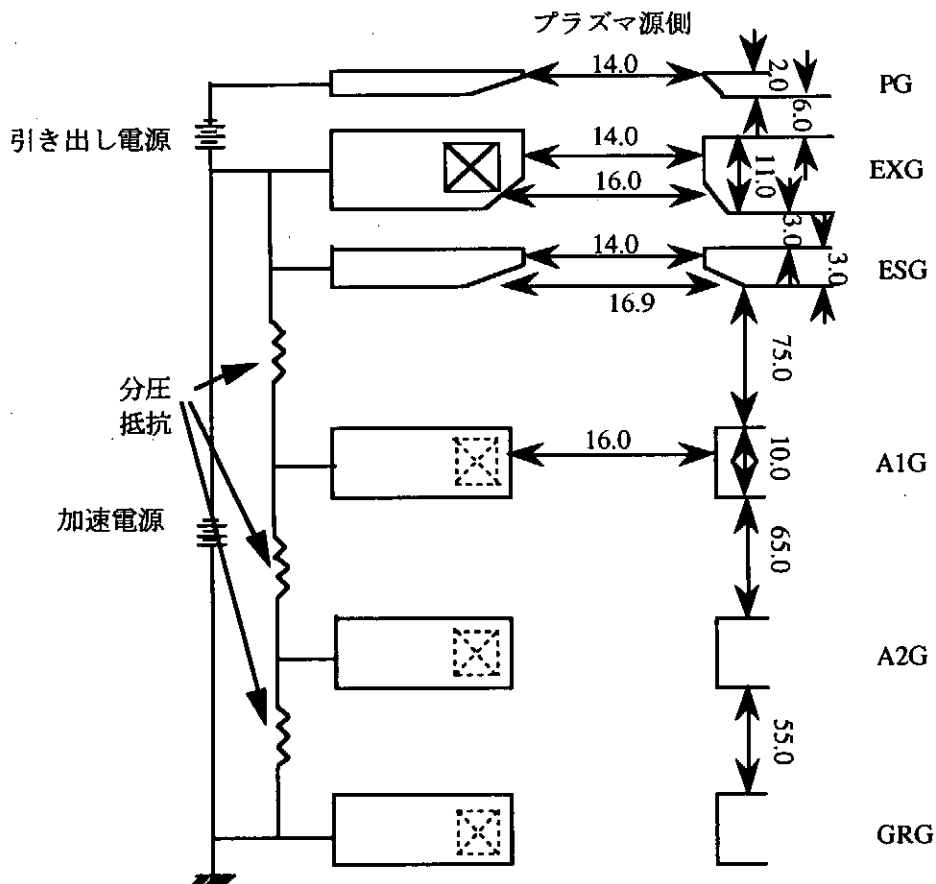


図2 引き出し部、加速部の電極構成図

接地電極から約2m離れた所に置かれた水冷式ビームターゲットの冷却水温度上昇から、負イオン電流値を測定した。またビーム発散角の測定は高感度カメラを用いて、その輝度信号からビームの空間強度をガウス分布と仮定して解析した。

3. 実験結果

以下で (1) ビーム光学、(2) 電極熱負荷のガス圧依存性についてはプラズマ電極に蓋をして49個孔のうち中央の9個孔からビームを引き出したときの結果である。

(1) ビーム光学

図3は加速後の負イオン電流密度に対する、各加速電極熱負荷及びビーム発散角の様子を示したものである。電極熱負荷は、負イオンや電子等の加速に要したパワーである入力電力に対する割合で表わしている。アークパワーに対して負イオン電流密度は比例する。そこでアークパワーを変化させることによって負イオン電流密度を増減させた。ビーム発散角は、接地電極出口を点光源と仮定して測定しており、ビーム径を考慮した場合よりも大きめの値をとる。

負イオン電流密度の低いところ (例えば 7 mA/cm^2 付近) では加速電極熱負荷の割合は全体的に大きく、電流密度が高くなると電極熱負荷は小さくなる傾向にある。接地電極熱負荷はビーム発散に対応して変化し、 $J_{H-} = 12 \text{ mA/cm}^2$ まで減少している。一方、加速第2電極の電極熱負荷は $J_{H-} = 10.4 \text{ mA/cm}^2$ 付近で最小値をとるが、さらに電流密度が大きくなると増加する傾向にある。

上述から、電流密度の小さい領域ではイオン放出面で負イオンは最適パービアンスよりも under dense の状態で引き出され、プラズマ電極 ~ 加速第2電極間でビームが over focus しているのではないかと考えられる。一方、アークパワーを増やして負イオン生成部のプラズマ密度を高くした場合、イオン放出面で負イオンは under dense の状態から over dense の状態へと移行し、発散の最も良いときにはビームは途中の加速電極にほとんど当たらず、接地電極を通り抜けていくものと考えられる。また加速第2電極熱負荷の変化が最も大きいことから、over focus したビームは主に加速第2電極に当たっているものと考えられる。

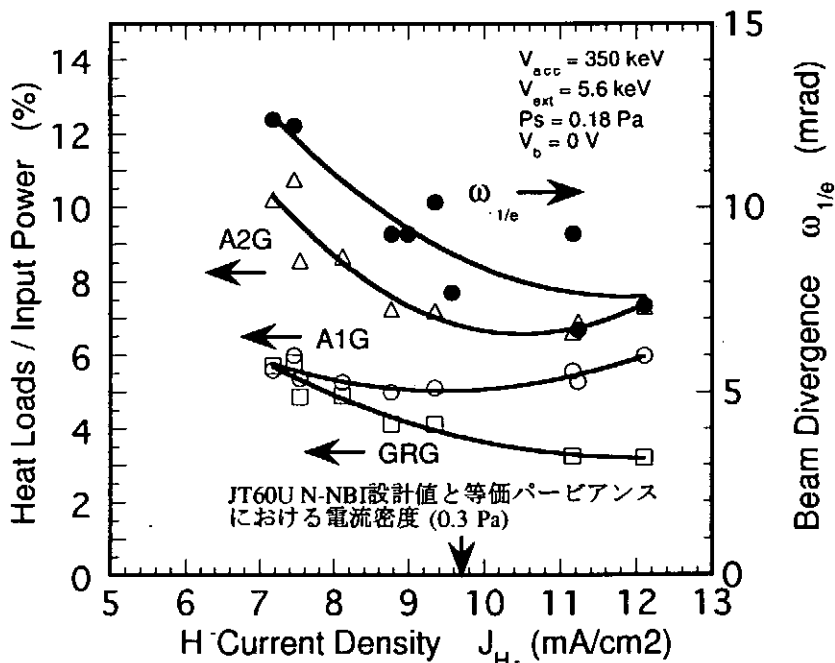


図3 負イオン電流密度に対する加速電極熱負荷及びビーム発散

ビームエネルギーが350 keVの場合引き出し電圧=5.6 kV、電流密度=9.7 mA/cm²のときに、JT-60U N-NBI設計値と等価なパービアンスを与える。実験結果ではこれよりも高いところでビーム発散は最もよい。これは、本測定では運転ガス圧が0.18 PaでありJT-60 U N-NBI設計値0.3 Paよりも負イオンの中性化損失量が少ないためだと考えられる。運転ガス圧が0.18 Paでの中性化損失量を20%程度と見積もった場合、 $J_{H_0} = 11 \text{ mA/cm}^2$ 程度がJT-60U N-NBI設計値と等価パービアンスでの電流密度と見積もられ、ビーム光学的にはJT-60 N-NBIの設計値の妥当性を確認することができた。

(2) 電極熱負荷のガス圧依存性

加速部での電極熱負荷の主な原因が負イオンと残留水素ガス分子との衝突によって生じた剥離電子であり、負イオン生成部の運転ガス圧を低くすることが電極熱負荷の低減に有効であることが、既に報告されている[5]。しかし測定は運転ガス圧が0.4 Paまでしか行われておらず、今回はJT-60U用負イオン源の設計運転ガス圧0.3 Paよりも低い0.1 Paまでの運転ガス圧領域での測定を行った。

測定はJT-60 N-NBI設計と等価パービアンスになる条件で行った。(1) ビーム光学の箇所で述べたようにこの条件のときはビームの発散は最もよい。運転ガス圧が0.3 Paのときのパラメータを以下に示す。

加速電圧 = 350 kV、 加速電流 = 170 mA、 引き出し電圧 = 5 kV、 引き出し電流 = 0.24 A、
 加速第1電圧 = 238 kV、 加速第1電流 = 8.7 mA、 加速第2電圧 = 122 kV、 加速第2電流 = 8.4 mA、
 負イオン電流 = 136 mA、 負イオン電流密度 = 9.9 mA/cm²

図5は運転ガス圧に対する各加速電極熱負荷の様子を示したものである。運転ガス圧を下げるにつれて各電極熱負荷は低減し、0.3 Paでの入力電力に対する各電極熱負荷の割合はそれぞれ3.4% (A1G)、4.3% (A2G)、2.4% (GRG)となる。JT-60U N-NBIにおいても、入力電力に対する各加速電極熱負荷の割合がこの実験結果と同じ値を示すものと仮定して外挿した場合、電極熱負荷はそれぞれ200 W/cm² (A1G)、250 W/cm² (A2G)、140 W/cm² (GRG)と見積もることができる。この程度の電極熱負荷ならば従来の水冷式で十分に冷却可能である。

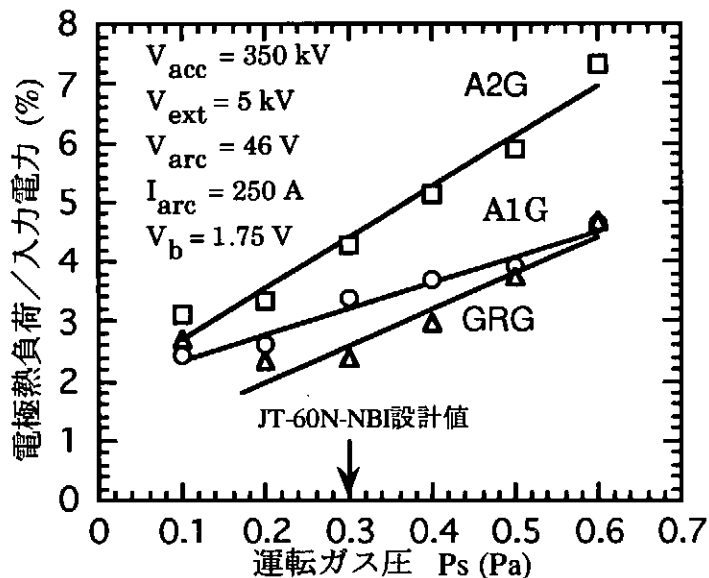


図4 運転ガス圧に対する電極熱負荷

本測定結果を加速管内の残留ガスがまったく存在しない状態である0 Paまで外挿したときの電極熱負荷は、ビームの直接入射や引き出し部からの漏れ電子からの寄与分に相当する。ゆえに測定値から0 Paへの外挿値を引いた熱負荷分が、中性化損失によって生じた剥離電子や中性粒子などの寄与分とみなせる。運転ガスが0.3 Paのときにはこの差し引き分の熱負荷は入力電力に対してそれぞれ1.4% (A1G)、2.3% (A2G)、1.6% (GRG)となる。この熱負荷がすべて剥離電子からの寄与分とみなしても電子の加速に要したパワーは入力電力の5%程度と見積もることができる。電子加速の抑制という点からも運転ガス圧を下げるのが有効であることが確認できた。

(3) 大電流負イオンビームの加速

9個孔から400 keV、0.18 Aの負イオンビームを1秒間加速することに成功した。このとき電極孔総面積は13.8 cm²で負イオン電流密度は13 mA/cm²となる。500 keVの重水素に換算したときの等価パービアンズにおいて、電流密度はJT-60 N-NBI設計値と同等である。またビームの径を考慮した場合の発散角は5 mradでJT-60 N-NBI設計値を満足する。

また現在49個孔から400 keV、1 Aの負イオンビームの加速を目指した実験を行っており、今のところ350 keV、0.5 Aの負イオンビームを1秒間加速することに成功している。アーク放電の立ち上がり時の時間変化に伴ってビーム発散も変化する。ビーム発散が最適状態から逸脱した際に、分圧抵抗の容量不足より中間電位が振られて放電破壊を起こす。そこで400 keVでは0.4 A程度までしか加速できない。そこで分圧抵抗を抵抗値の小さいものに変えて、中間電位の変動を少なくするように改造し、400 keV、1 Aの負イオンビームの加速を目指した実験を進めている。

4. まとめ

- (1) 電極熱負荷の低減及び電子の加速の抑制という点で、運転ガス圧を下げることは有効である。
- (2) JT-60U N-NBI設計値と等価パービアンズにおいてビームの発散は最も良いことを確認した。
- (3) 400 keV、0.18 Aの負イオンビームを1秒間加速することに成功した(9個孔)。等価パービアンズにおいて電流密度はJT-60U N-NBI設計値と同等である。また49個孔からは350 keV、0.5 Aの負イオンビームを1秒間加速することに成功した。

5. 参考文献

- [1] Y. Okumura et al., Proc. 15 th Symp. on Fusion Engineering, Hyannis MA, Oct. 11-15 (1993).
- [2] 核融合装置試験部NBI装置試験室、核融合工学部NBI加熱研究室「JT-60U用負イオンNBI装置の設計検討」日本原子力研究所報告 JAERI-M 94-072 (1994).
- [3] K. Miyamoto et al., 18 th Symp. on Fusion Technology, Karlsruhe, Germany, Aug. 22-26 (1994).
- [4] T. Inoue et al., Proc. 15 th Symp. on Fusion Engineering, Hyannis MA, Oct. 11-15 (1993).
- [5] 渡辺、他、電気学会プラズマ研究会資料 EP-93-48、1993年8月24日

大電流負イオンビームの高エネルギー加速特性 High-Energy Acceleration Characteristics of an Intense Negative Ion Beam

竹入康彦、安藤晃、金子修、岡良秀、津守克嘉、
浅野英治、河本俊和、秋山龍一、黒田勉
Y. Takeiri, A. Ando, O. Kaneko, Y. Oka, K. Tsumori,
E. Asano, T. Kawamoto, R. Akiyama and T. Kuroda

核融合科学研究所 名古屋市千種区不老町 (〒464-01)
National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan

1. はじめに

大型ヘリカル装置 (LHD)¹⁾ では、入射エネルギー 125 keV (水素) で、入射電力 20 MW の負イオン NBI (中性粒子入射加熱) システムによるプラズマ加熱が計画されている²⁾。LHD-NBI システムを建設するためには 125 keV-45 A の水素負イオン源が必要である。核融合科学研究所では、現在それに向けた大電流水素負イオン源の開発を精力的に進めており³⁻⁷⁾、大型負イオン源における負イオン生成の高効率化を図るため、実機の 1/3 サイズの外部磁気フィルター方式負イオン源を開発した^{8, 9)}。その結果、16.2 A の負イオン電流を効率よく得ることができ、また、2 段加速により、13.6 A の負イオンを 125 keV まで加速することができた。以下では、大電流負イオンビームの高エネルギー加速特性を中心に報告する。

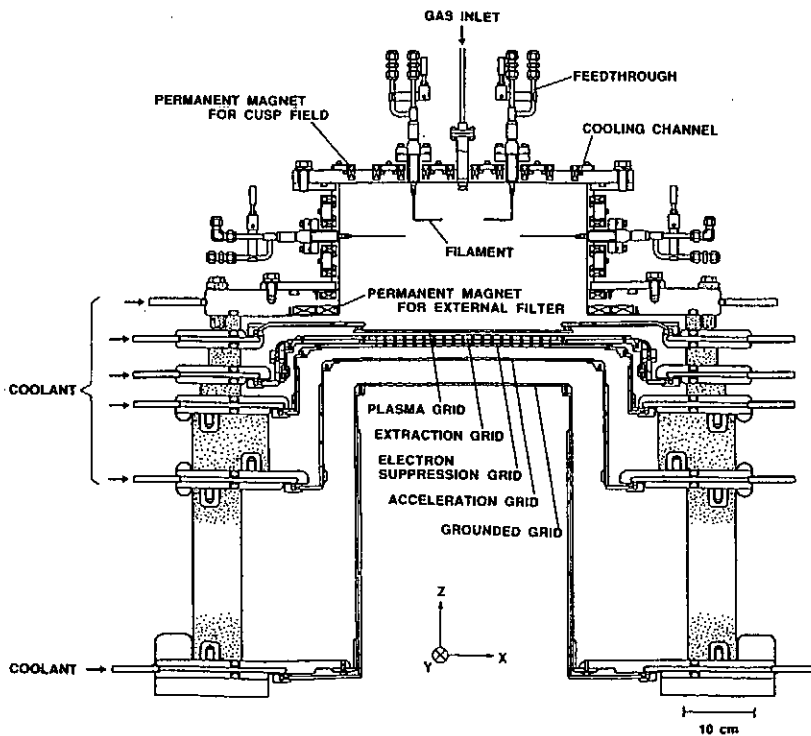


Fig. 1 Schematic diagram of the 1/3-scaled external-filter type negative hydrogen ion source.

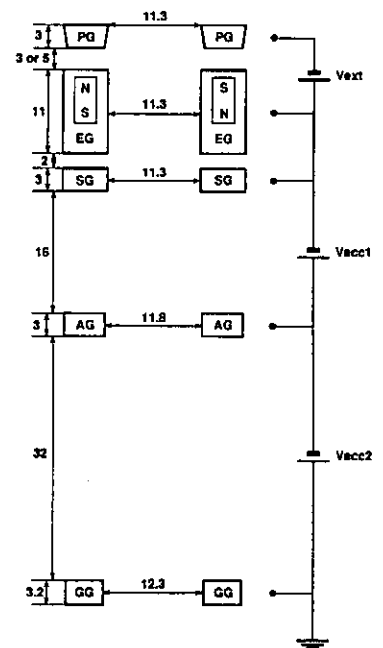


Fig. 2 Grid arrangement along the beam axis and the electrical connections of the power supplies.

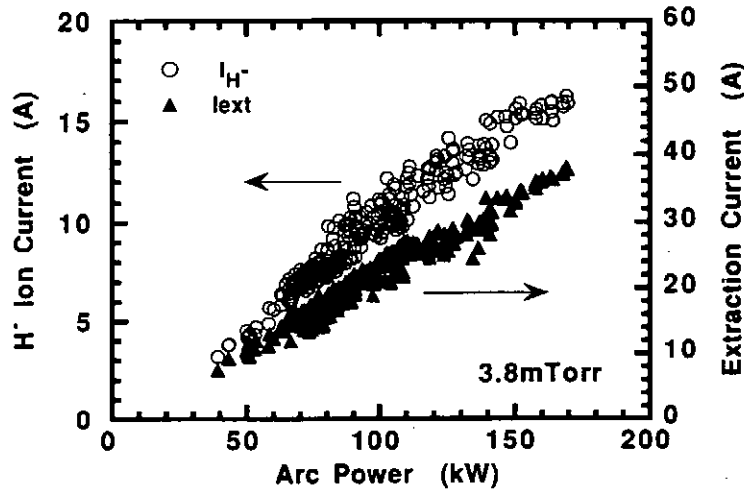


Fig. 3 H⁻ ion current and the extraction current as a function of the arc power. The gas pressure is 3.8 mTorr.

2. 外部磁気フィルター方式1/3サイズ負イオン源

実験に用いた外部磁気フィルター方式1/3サイズ負イオン源の構造を図1に示す。負イオン生成に必要な磁気フィルターを、プラズマ生成室外部に配した1対の強力な永久磁石列により生成しているのが特徴である。プラズマ生成室は、断面積35cm×62cm、深さ20cmと大型であり、プラズマ閉じ込め用のカスプ磁場が周囲に生成されている。外部磁気フィルターは、35cm離れた位置に設置されている1対のネオジウム系の永久磁石列によりプラズマ電極前面に生成されており、中心磁場強度70G、線積分磁場強度850Gcmである。負イオン源は微量のセシウムを供給して動作させるため、バルブ付きのセシウムオープンをプラズマ生成室の側板に2個取り付けしている。負イオンの引出・加速電極系は、図2に示すように、プラズマ・引出・電子抑制・加速・接地の各電極による5枚構成となっており、各々25cm×50cmの範囲に522個のビーム孔が設けられている。プラズマ電極はモリブデンでできており、セシウムモードでの動作の際に温度を上昇させる必要から熱的に絶縁されている。また、引出電極には、負イオンと共に引出される電子を除去するために永久磁石が埋め込まれており、ビーム軸上の磁場強度は最大450Gである。負イオン電流の測定は十字型カロリメータアレイによって行った。

3. 負イオン生成・引出・加速実験

外部磁気フィルター方式1/3サイズ負イオン源の負イオン生成特性を調べるために、接地電極を取り外して1段加速による負イオン生成・引出実験を行った。図3に負イオン電流と引出電流のアーク電力依存性を示す。負イオン電流はアーク電力にほぼ比例して増加し、アーク効率(負イオン電流とアーク電力の比)は約0.1A/kWと高い。最大47keV-16.2Aの負イオン電流が3.8mTorrの動作ガス圧力で得られている。これは、プラズマ電極での平均電流密度31mA/cm²に対応している。引出電流もアーク電力にほぼ比例して増加しているが、引出電流と負イオン電流の比は約2.2と低い。

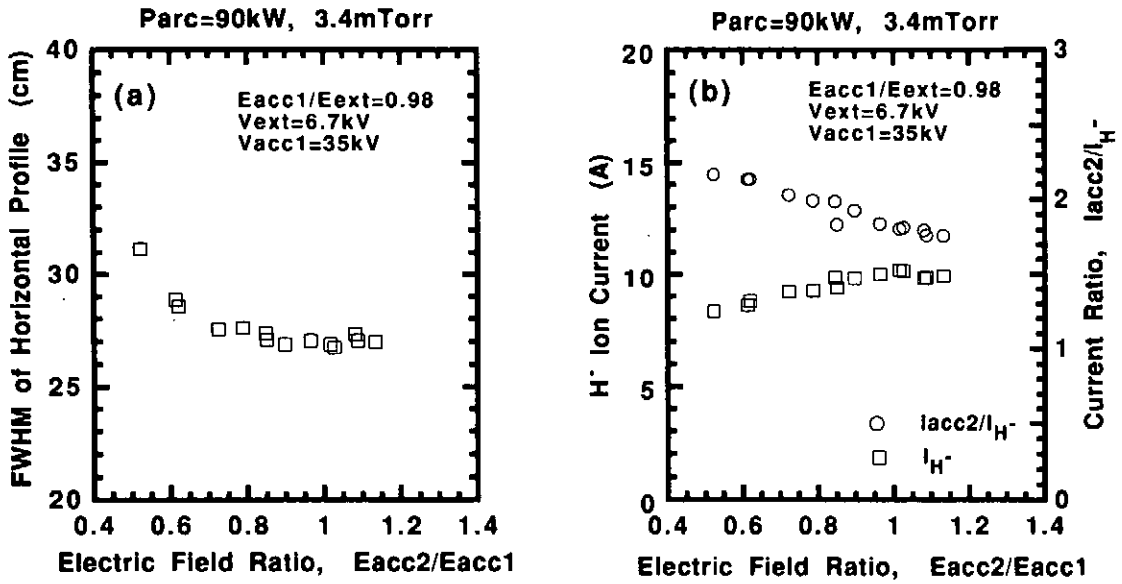


Fig. 4 (a) FWHM of the horizontal profile and (b) the H^- ion current and the ratio of the second acceleration current to the H^- ion current, as a function of the ratio of the second to the first acceleration electric fields. The ratio of the first acceleration to the extraction electric fields, is constant, 0.98. The arc power is 90 kW and the gas pressure is 3.4 mTorr.

接地電極を取付けて5枚電極構成とし、負イオンビームの2段加速を行った。負イオン電流値に応じて加速電圧を変化させることで、水素負イオンビームを100 keV以上までアーク効率を低下させることなく加速することができ、125 keV-13.6 Aの高エネルギー H^- ビームを得ることができた。

初段、後段の加速電界比に対するビームプロファイルの半値幅、負イオン電流及び負イオンの加速効率（負イオン電流と加速電流の比）の依存性を図4 (a)、(b)にそれぞれ示す。図より、これらの値は初段と後段の加速電界比に対して依存することがわかる。また、これらの値は、引出と初段の加速電界比に対しても依存する。初段と後段の加速電界比を概ね1に保ち、引出と

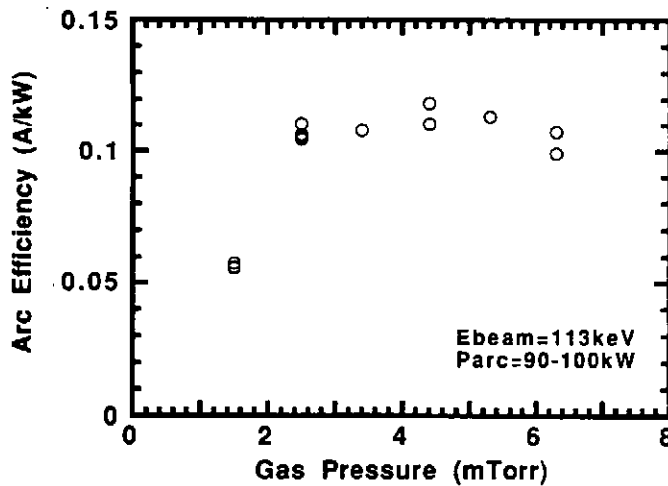


Fig. 5 Arc efficiency of the H^- ions as a function of the gas pressure.

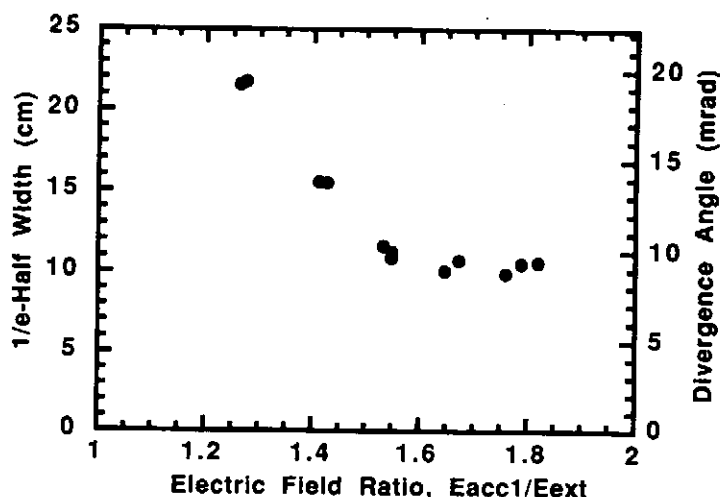


Fig. 6 1/e-half width of the focused multi-beamlet as a function of the electric field ratio of the first acceleration to the extraction. The corresponding averaged divergence angle is also indicated.

初段の加速電界比を調整することで、最適な負イオンビーム加速を行うことが可能である。但し、負イオン電流は引出電圧の $3/2$ 乗に比例して増加するため、高エネルギー加速される負イオン電流値は、ビームエネルギーの $3/2$ 乗で制限されてしまう。

高エネルギー加速された負イオン電流の動作ガス圧力依存性を図5に示す。3 mTorrの低ガス圧力においてもアーク効率は0.1 A/kWと低下していない。電極間のガス圧力分布をモンテカルロ法により計算し、負イオンの中性化損失を評価すると、3.3 mTorrの動作ガス圧力の時の中性化損失は約20%であり、また、カロリメータにより測定された電流の約95%がフル・エネルギーまで加速された負イオン電流であることがわかった。

実際のLHDへの入射に際しては、入射ポートの制限から、ビームレットを1点に収束させる必要がある。ビームレットの収束は、正イオン源において実績のある孔軸変位法^{10,11)}により行った。接地電極の孔軸を変位させ、約1.2 m下流に焦点を結ぶようにした。また、プラズマ電極の一部をマスクし、ビーム面積を25 cm \times 25 cmとした。孔数は270 (18 \times 15) 個である。図6に、1.2 m下流のカロリメータアレイで測定した1/eビーム半径と初段と引出の加速電界比の関係を示す。図には、カロリメータ位置を焦点と仮定したときの平均ビーム発散角も示されている。図より、1.2 m下流において、多ビームレットはビーム半径10 cm以下に収束されていることがわかる。また、その時のビーム発散角も9 mrad程度であり、ほぼLHD-NBIの仕様を満足している。

4. まとめ

大型ヘリカル装置(LHD)の負イオンNBIシステムに必要な高効率大型負イオン源として、外部磁気フィルター方式 $1/3$ サイズ負イオン源を開発した。LHD-NBIシステムの実機負イオン源の $1/3$ の大きさを有し、プラズマ生成室外部に配置した1対の強力な永久磁石により、35 cm \times 62 cmの広い範囲に中心磁場強度70 Gのフィルター磁場を生成している。セシウ

ムモードにおいて、 $47\text{ keV}-16.2\text{ A}$ の負イオン電流が 3.8 Torr の動作ガス圧力で得られ、アーク効率は約 0.1 A/kW である。2段加速による負イオンの高エネルギー加速を行い、 13.6 A の H^- ビームを 125 keV まで加速することができた。また、孔軸変位法により、負イオンビームレットの収束を行い、 11.2 m 下流において、ビーム半径 10 cm 以下を達成し、この時の平均ビーム発散角は 9 mrad 以下であった。これらの結果はLHD-NBI負イオン源の仕様($125\text{ keV}-45\text{ A}$)をほぼ満足しており、実機的设计が可能になった。

【参考文献】

- 1) A. Iiyoshi, *et al.*, Fusion Technology **17**, 169 (1990).
- 2) Y. Takeiri, *et al.*, Proc. of the first Int. Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Toki, Japan, 1989, p. 272.
- 3) Y. Takeiri, *et al.*, Proc. of the 16th Symp. on Fusion Technology, London, 1990, p. 1012.
- 4) A. Ando, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2683 (1992).
- 5) Y. Takeiri, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 1198 (1994).
- 6) A. Ando, *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 2813 (1994).
- 7) Y. Takeiri, *et al.*, Proc. of the 18th Symp. on Fusion Technology, Karlsruhe, 1994, to be published.
- 8) Y. Takeiri, *et al.*, to be published in Rev. Sci. Instrum. **66**, No. 3 (1995).
- 9) Y. Takeiri, *et al.*, submitted to J. Plasma Fusion Res..
- 10) J. R. Conrad, Rev. Sci. Instrum. **51**, 418 (1980).
- 11) Y. Okumura, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **51**, 471 (1980).

真空内置き型H⁻ソースの100keV級運転及びセシウム添加実験

Vacuum-immersed H⁻ ion source operated at a level of 100keV and in a cesium seeded discharge

核融合科学研究所

岡 良秀

負イオン源および負イオンビームとその応用研究会 1994年12月26日

<緒言>

大型ヘリカル装置(LHD)では加熱手段の一つとして15MWのNBIHが計画されている。このNBIシステムに必要な大電力負イオン源は加速エネルギーが125kVで負イオン電流が45Aである。この負イオン源をNBIテストスタンドで開発するにあたりコンパクト化でき、またストリッピング損失を減らし高性能化を図るため負イオン源を真空容器内に設置して開発を行ってきた。

テストスタンドでは実機の1/3スケールのイオン源を製作した。現在までに真空内置き型負イオン源実現のために最大の課題となってる加速エネルギーについて100keV級のビーム加速ができるようになってきた。一方で工学的な課題も明らかになりつつある。

真空内置き型負イオン源の実用には時間が掛かると見られるがこの技術の確立は将来の高エネルギーのNBIでは(ITER-NBIなどで)重要なイオン源技術になると考えられる。表1は真空内置き型負イオン源の特質を従来型の大気設置型負イオン源と比較して示す。

表1 真空内置き型負イオン源の特質

真空内置き型の利点、

- 軽量、大型セラミック碼子が開発不必要
- 高電圧絶縁特性が良い、従ってイオン源がコンパクト
- ストリッピング損失の減少
- LHD-NBI また将来のNBI (ITER?) に適切

問題、

- イオン源の実績が無い。イオン源の性能は基本的には大気設置(外置き)型と同等と考えられる
- フィラメント交換時、Cs補充時に真空容器の大気解放が必要
- 冷却水系、電気系のフィードスルーが複雑

これまでの実験の結果から、問題点の一つは高電圧加速の場合ではビーム加速のパルス内にブ

ブレイクダウンが起こりパルス持続時間が ~ 0.1 秒と短いことであった。こういった状況下で真空容器内でイオン源周辺部にビーム誘起のプラズマが確認された。これらのことから今回はビーム誘起される電荷をシールドすることによって、高電圧加速でもブレイクダウンの無いビーム加速ができることを狙って実験を進めた。

表1の様にイオン源の基本的な性能は真空内置き型と大気内の設置型とで変わらないと考えられるので開発は工学的な面に重点を置く。ビームコンディショニングの結果を中心に議論する。同時に真空容器内のビーム誘起プラズマの比較測定及びプラズマ源のラングミヤプローブ測定について述べる。また真空内置き型負イオン源の結果と従来型負イオン源の結果とを比較する。

<実験>

今回用いられたイオン源は実機イオン源の $1/3$ スケールの真空内置き型負イオン源であり目標値は 125 keV 、 15 A の H^- ビームである。イオン源は核融合研の大気設置型(東山) $1/3$ スケール H^- 負イオン源を設計の基礎にしている。イオン源はマルチカスプ負イオン源(図1)である。ビーム引き出しのためプラズマ電極面積 $2.5 \times 5.0\text{ cm}^2$ に渡って直径 9 mm のマルチホールがあいている。必要に応じてマスクされ約半分の領域からの引き出しになる。プラズマ電極は Cu 材料製であり、プラズマ源の容器壁は Mo 材のライナーが張られる。間仕切り板シールド(図2)はイオン源を設置している真空容器のほぼ中央に置かれ接地電位である。イオン源の周囲六ヶ所に電子電流を測定するためのコレクター板が配置される。

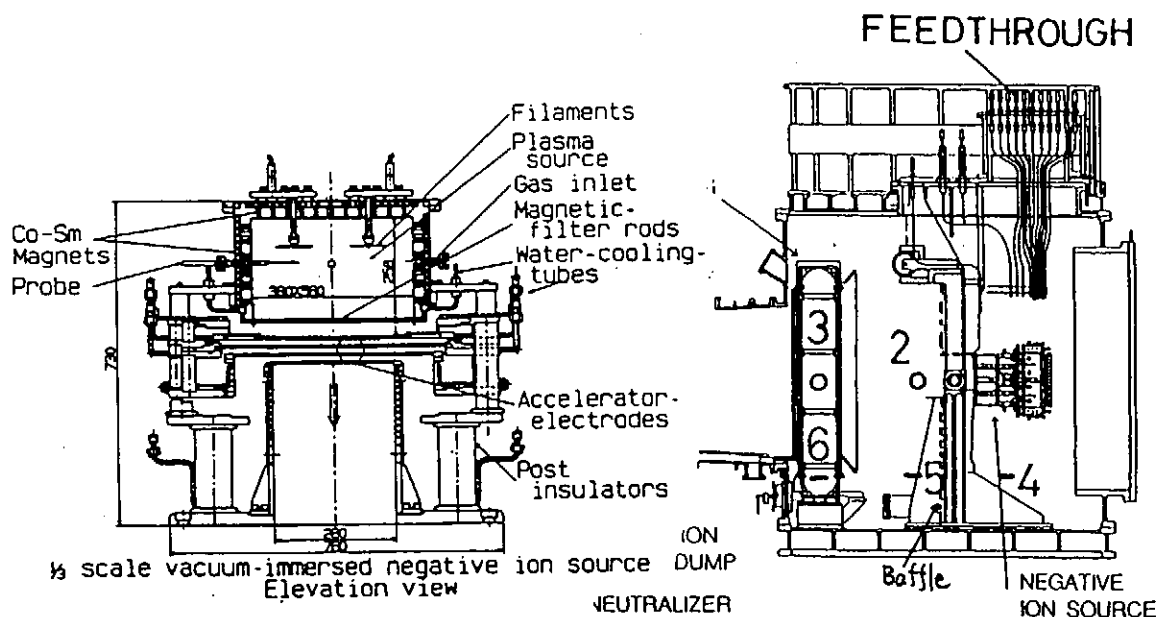


図1 イオン源の図

図2 間仕切り板

100 keV級コンディショニング: カロリメーターで測った H^-

H⁻電流対アークパワー特性を図3に示す。アークパワーの増加とともに及びガス圧力の増加でH⁻電流は増大する。102 keV加速の場合にブレイクダウン無しでパルス時間幅は0.29秒であり間仕切り板を設置したことにより高電圧加速性能が著しく改善できた。

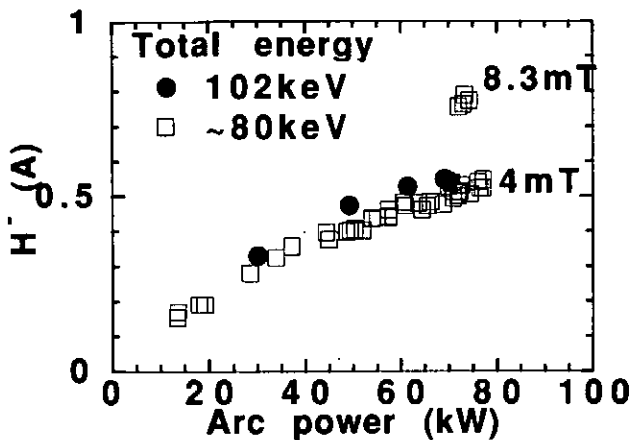


図3 H⁻電流対アークパワー

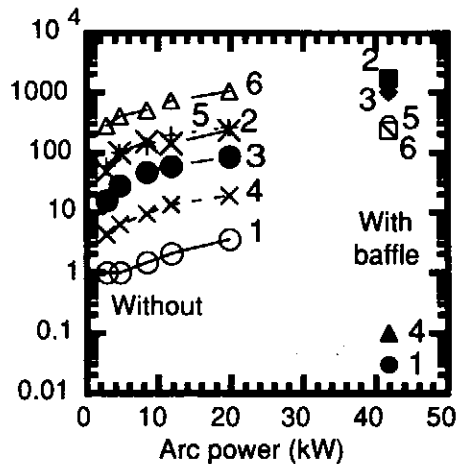


図4 ビーム誘起電子電流特性

図4はイオン源の周辺部においてコレクタ板への電流を示す。今回の間仕切り板を設けた場合にイオン源周辺部において真空容器内で電子流は二桁程度は減少できたことが見られる。これらの結果から荷電粒子のシールドをより完全に行ったので高電圧加速ビームのレベルが改善出来たものと推察され、LHD-NBIの実験第1期の125 keV負イオン源を真空内置き型でも設計出来る見通しが得られた。

プラズマパラメーター対アークパワーのプラズマ生成領域及び引き出し領域での測定の一例を図5に示す。

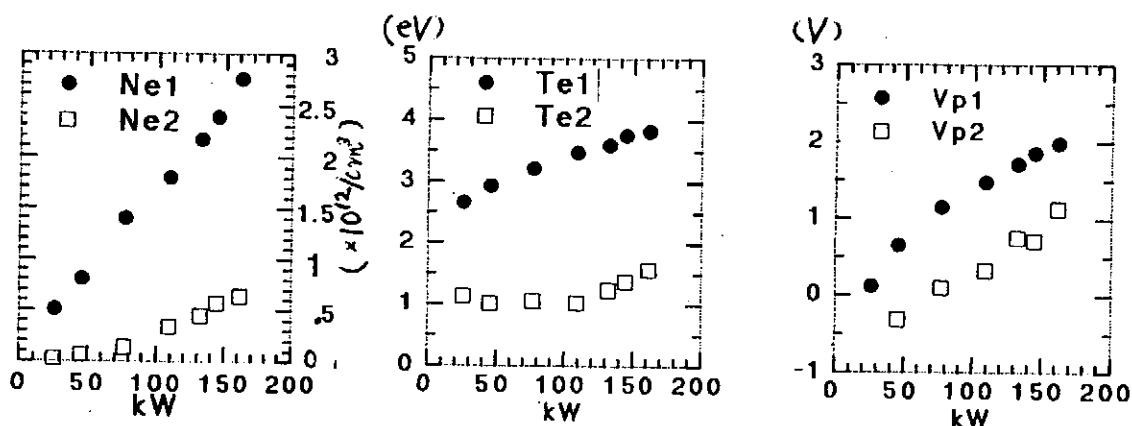


図5 電子密度、電子温度、プラズマ電位の特性

表2はH⁻生成効率及びプラズマパラメーターを今回の内置き型ソースと従来型(東山1/3

ソース) について類似の放電条件の場合を比較したものである。両者のイオン源で H^- 生成効率が同等であるのみならず、電子成分、及びプラズマパラメーターもほぼ同等であるとわかる。

Table II. A Comparison of parameters for two types of H- ion source

Type	in vacuum	in air
Arc power	~50kW	~50kW
Gas pressure	4.8-6mT	~9mT
H- current	~0.9A	0.8 - 0.92A
Iextraction	~17A	18 - 26A
Iacc	~2.2A	1.8 - 2.4A
Extraction area	25x50cm	25x50
Plasma parameter		
Ne($\times 10^{12}/\text{cm}^3$)	~0.85	1.6
Te	~2.3eV(8mT)	2.8eV
Vp	~0.4V	1.6-2.8V

Cs添加実験: 図6はCsを添加した場合に H^- 電流対アークパワー特性を示す。アークパワーを増加する場合に、 H^- は比例して増加するがやがて飽和している。最大の H^- 電流密度は $\sim 6 \text{ mA}/\text{cm}^2$ である。しかし60keVの場合は H^- 生成効率は約2倍に増加している。

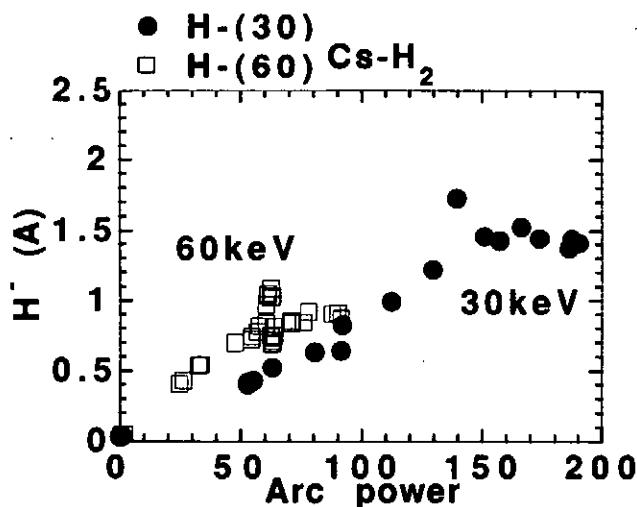


図6 H-電流対アークパワー (セシウム添加の場合)

この違いとして考えられる原因は加速電極系の違い (60keVの場合は二段加速系で、30keV

Vは一段加速系である)、あるいはCsのデポジションのされ方の違いと考えられる。Cs添加モードにおいてはもっとも良い場合にも生成効率は従来型ソースのCs添加モードの2~2.5分の1にとどまるが、この原因はプラズマ電極が今回はCu材であるためCsデポジションがMo材の場合より劣るため表面生成に適切でないためと考えられる。

<まとめ、>

H₂放電実験の場合、

1) 間仕切り板シールドを真空容器内に設置することにより真空内置き型負イオン源で100keV級の高電圧までビーム加速ができた。コンデイショニングのレヴェルは102keV、0.55A(H⁻)、0.29secである。また真空容器内のビーム誘起のプラズマ密度は減少できていると解った。

2) H⁻生成効率及び電子成分は設計の基礎とした従来型の外置き型1/3イオン源と同等で、プラズマパラメーターもほぼ同様であった。

セシウム添加実験の場合、

3) H⁻が増加し、~1.5AのH⁻イオン電流(目標値は電流密度30mA/cm²時で6.8A)であった。H⁻イオンの生成効率をもっと上げるため、Cu材のプラズマ電極をMo材電極に交換すること、またCs導入法の改善等が必要と考えられた。

4) 真空内置き型H⁻イオン源方式でもLHD-NBI(実験第1期の125keV用)を実現できる見通しが得られた。

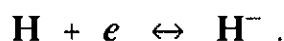
今後はLHD第2期に向けた250keV、15A加速、長パルス化の研究が必要である。

Negative hydrogen ion production process in Uramoto-type sheet plasma

Kouichi, Jimbo; Institute of Atomic Energy, Kyoto University

Masashi, Iima; National Institute for Fusion Science

In the Uramoto-type sheet plasma,¹ a plasma is generated by the discharge between the cathode filament and anode in a guiding magnetic field created by two coils. Two magnets in cusp geometry create a sheet plasma. The source was operated constantly with an arc voltage $V_A = 150\text{V}$, an arc current $I_A = 10\text{A}$ and $V_B = -50\text{V}$ under the gas pressure $2 \times 10^{-3}\text{torr}$ and hydrogen gas flow 40sccm . The stainless vacuum chamber is insulated from both the cathode and anode with two glass cylinders. When the potential of chamber V_B was artificially biased negative against the anode with an additional power supply, the confinement of the plasma in the cold region was improved. Negative hydrogen ion current I^- measured by JAERI-probe² was increased exponentially against the plasma potential V_S as shown in Figure. The electron temperature $T_e \cong 1\text{eV}$ was obtained from a trace of Langmuir probe in the cold region. Since no magnetic field lines were directly connected to the anode or the cathode in the cold region (See Fig.2 in reference 1), no ionization is expected to occur in the cold region. The plasma in the cold region is a kind of decaying plasma. Therefore, we assume the following collisional equilibrium between negative charged particles and hydrogen atoms H ,³ however, we do not consider any equilibrium with positive ions:



We define densities N^0 of H , N^- of H^- and n_e of electrons, and n_e is represented by the Boltzmann relation with an average electron density n_0 ;

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{eV_s}{T_e}\right) \quad (1)$$

Then,

$$n_e \frac{N^0}{N^-} \propto \exp\left(\frac{eV_s}{T_e}\right) \quad (2)$$

This is the Saha equation in the collisional equilibrium.

Since I^- is proportional to N^- , we have,

$$I^- \propto \exp\left(-\frac{eV_s}{T_e}\right) \quad (3)$$

From the real line in Figure and Eq(3), we obtain $T_e=1.2eV$, which is very close to $T_e \equiv 1eV$ obtained by Langmuir probe measurement. Considering the accuracy of the Langmuir method, this agreement is very good. We conclude that this analysis under Saha equilibrium is justified. Our result implies that H^- is produced by collisional (three body) recombination process of electron attachment to H in the cold region of Uramoto-type sheet plasma.

References

1. K.Jimbo and M.Iima, Rev.Sci.Instrum.66, part I, 1035 (1995).
2. K.Jimbo and M.Iima, Rev.Sci.Instrum.62, 772 (1991).
3. H.S.W.Massey, *Negative Ions* (The syndics of the Cambridge university press, Cambridge, 1950) p127.

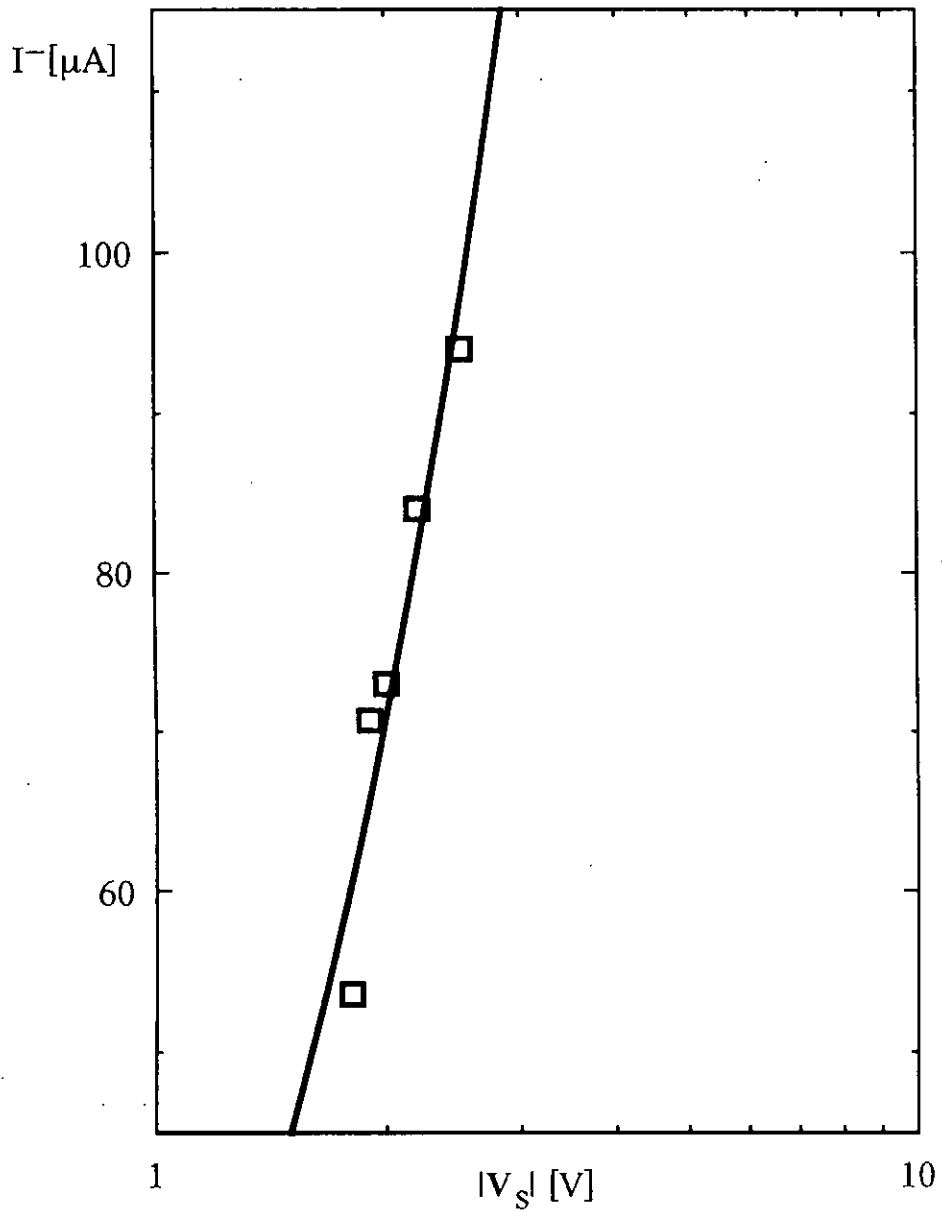


Figure: The relation between I^- (the negative ion current measured by JAERI-probe) and V_S (the plasma space potential measured by the Langmuir probe).

A LOW ENERGY ION BEAM TRANSPORT SYSTEM WITH VARIABLE FIELD PERMANENT MAGNETIC QUADRUPOLES

Y. Mori

Institute for Nuclear Study, University of Tokyo (INS)
3-2-1 Midori-cho, Tanasi-shi, Tokyo, 188 JAPAN

A. Takagi, M. Kinsho, T. Baba*

National Laboratory for High Energy Physics (KEK)
1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki, 305 JAPAN

K. Shinto

The Graduate University for Advanced Studies
1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki, 305 JAPAN

Abstract

A compact beam transport system with variable field permanent magnetic quadrupoles has been developed at KEK. It aims to transport the intense negative heavy ion beam from the surface-plasma negative heavy ion source (BLAKE source) to the tandem electrostatic accelerator efficiently. The system consists of four permanent quadrupole magnets and the magnetic field strength of each magnet can be changed from almost zero to 46 T/m. The negative copper ion beam of about 500 μ A was successfully transported by this system.

I. Introduction

In these days, development of negative ion sources for accelerators has been pushed strongly at various laboratories. Negative hydrogen ions are very important for intense proton synchrotron because its beam intensity can be increased by a charge-exchange multi-turn injection scheme using negative hydrogen ion beam. [1] Recently, negative hydrogen ion beams of more than 10mA beam current have been obtained from cesiated volume type of negative hydrogen ion sources.[2][3] On the other hand, negative heavy ion beams are very useful for heavy ion synchrotron using an electro-static tandem accelerator as its injector. Of course, intense negative heavy ions would be also very attractive for ion beam applications such as ion beam surface analysis[6], ion implantation and so on. Recently, negative heavy ion beams of more than a couple of mA have been obtained by a plasma-sputter type of negative heavy ion source.[7]

One of the difficulties for using intense negative ion beams is to transport efficiently such low energy beams extracted from the ion sources. There is a strong space charge force in such intense negative ion beams and the emittance of the beam is commonly deteriorated by it. The low energy beam transport system(LEBT) which transports the beam from the intense negative ion sources to the next accelerators such as an RFQ or a tandem accelerator is very important. In order to overcome this problem, a continuous strong focusing beam transport is preferred and various

schemes have been proposed and tested. [8][9] [10]

Recently, we have perceived a variable field permanent quadrupole magnet(VFPQM) and developed a LEBT system for intense negative heavy ion beams using four VFPQMs. In this paper, a design of the VFPQM, and characteristics and performance of the LEBT system using VFPQMs are described. A preliminary result of the beam emittance measurement for a negative Cu ion beam in this system is also presented.

II. VFPQM

The VFPQM used for our LEBT system is based on the design of the VFPQM which was developed by Barlow for the SSC IMS.[11] This type of the VFPQM was conceptually proposed by Halbach.[12]

The Quadrupole field is shaped by the four ion poles, and the field strength can be adjusted by rotating a 90 degrees of the outer ring of the magnet material which also forms a quadrupole field. Since the LEBT system using this VFPQM aims to transport the various negative ion beams from mass = 1(hydrogen) to mass = 197(gold) ions whose energies are about 60 keV at the maximum, the field gradient strength of the VFPQM has to be widely changed from 1.56 T/m to 42.9 T/m.

Since the required maximum field gradient is quite high and also the machining feasibility is requested, it was decided to use the PrFeB magnet material.[13] This material has a high remnant field($BH_{max} = 29$ MGOe) which is almost same as the NdFeB or Sm Co magnet, but contrary from them, this material is processed for producing with hot rolling. Therefore, an ordinary machining procedure like drilling and tapping can be used to treat it, which is very nice for our purpose.

The 2-dimensional program code, PANDIRA, was used to design the magnet. The calculated field lines where the two extremes of the magnetic field strength can be produced by a 90 degrees rotation of the outer ring of magnet material. The calculated maximum field gradient is 48 T/m and the minimum one is less than 0.3 T/m.

The LEBT system in our case comprises the four VFPQMs as described later. The length of each VFPQM

*on leave from Nissin High Voltage Co.

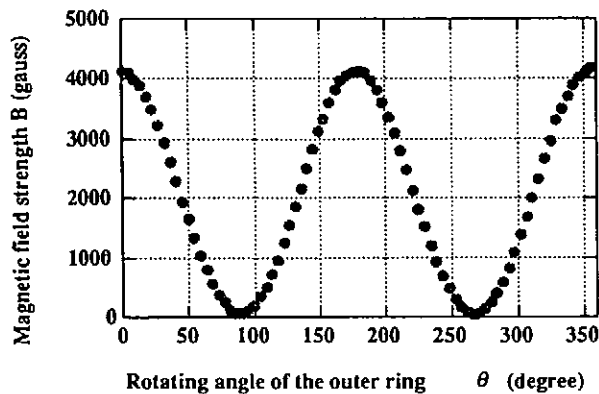


Figure 1. Measured magnetic field strength at the position of 8 mm away from the center as a function of the rotating angle of the outer ring.

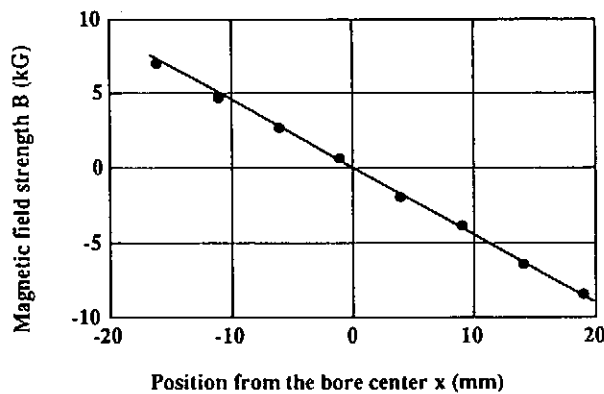


Figure 2. Variations of the magnetic field strength as a function of the position from the bore center when the outer ring was set to have a maximum magnetic field at the pole tip. The measured maximum field gradient was 46 T/m.

is 140 mm. Figure 1 shows the measured magnetic field strength at the position of 8 mm away from the center as a function of the rotating angle of the outer ring. As can be seen from this figure, the magnetic field strength can be changed smoothly by rotating the outer ring.

Figure 2 shows the variation of the magnetic field strength as a function of the position from the bore center when the outer ring was set to have a maximum magnetic field at the pole tip. The measured maximum field gradient was 46 T/m which is about 5% less than the 2-D calculated value. This is probably caused by the leakage of the magnetic field at the both ends.

The higher order multipole components of the magnetic field in this VFPQM such as 8-pole, 12-pole and so on, have been measured with a harmonic method using rotat-

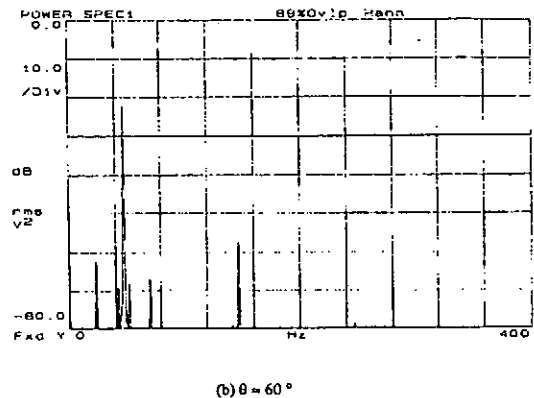


Figure 3. Typical result of the measurement for the higher order magnetic field components. This is the case that the outer ring of the VFPQM was rotated by 60 degrees from the maximum position.

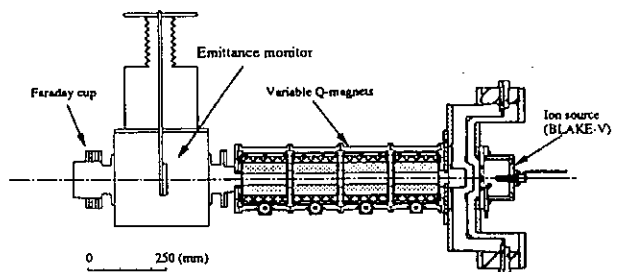


Figure 4. Schematic configuration of the LEBT system

ing coils. The diameter of the rotating coil was 25 mm. Figure 3 shows typical result of the measurement for the higher order magnetic field components. This figure presents for the case that it was rotated by 60 degrees from the maximum position. As can be clearly seen from the result, the 12-pole components were less than 10^{-3} compared with a fundamental 4-pole components. This might be good enough for transporting the beams without having serious aberrations due to the non-linear higher order components.

III. LEBT

The LEBT system consists of the four VFPQMs. The total length of the system is about 640 mm. A schematic configuration of the LEBT of the setup are shown in figure 4.

The negative ion source, BLAKE-V[14], was attached at the front of the LEBT system. The size of the anode hole in the ion source is 5 mm in diameter and the maximum available extracted beam current is about 1 mA in pulsed mode operation for negative copper ion beam. The negative ions generated by the ion source is extracted by two electrodes and the maximum beam energy allowed in the

electrode system is about 60 keV. The vacuum in the beam extraction region is evacuated by a 1500 l/s turbo-molecular pump. The operating vacuum pressure was about 1×10^{-5} Torr. There is an optional gas feeding system in this region. A amount of Xe gas can be introduced into the beam extraction chamber through it and efficient space charge neutralization is expected.

The beam optics in this LEBT system was estimated with a multi-purpose accelerator design code "SAD". Because of the strong lens action at the anode hole which may be largely affected by the sheath condition at the plasma surface, it is rather difficult to estimate the beam emittance configuration before experiment. In the beam optics calculation with SAD, the beam emittance configuration at the front of the LEBT was assumed to be an up-right shape. The space charge force was not included in this calculation. No electric lens is used in the system, therefore, complete space charge neutralization would be expected in areal beam situation by introducing an small amount of Xe gas. Electric lens such as einzel lens sweeps out the low energy positive ions produced by ionization, which are useful for neutralizing a space charge potential in the negative ion beam. Because there are four VFPQMs, the beam configuration can be adjusted arbitrary independently in 2-D(horizontal and vertical) phase space within acceptance limited by a inner diameter of the vacuum chamber of the beam transport line. A typical acceptance for 60 keV H^- beam in the present LEBT is about $0.74 \pi \text{mm.mrad}$, which is normalized by bg and for 60 keV Cu^- beam is about $0.093 \pi \text{mm.mrad}$.

IV. Beam Test

Beam test has been done with negative copper ion beams from the BLAKE-V ion source. The ion source was operated in pulsed mode and the pulse width and the repetition rate were 400 msec and 20 Hz, respectively. The beam was extracted from the ion source at the positive voltage of about 20 kV and the total energy of the beam was about 40 keV. The beam current through the system was measured with a Faraday cup placed at the position of 40 cm away from the exit of the system.

The beam emittance in the vertical direction was measured at the position of 20 cm away from the exit of the final VFPQM. The measured beam emittance when the magnetic field strength of each VFPQM was set to be a design value is shown in figure 5. The Cu^- beam of about $500 \mu A$ measured by another Faraday cup after the emittance monitor was successfully transported.

The measured emittance configuration is somewhat different from the calculated one. It is probably because the actual beam was more convergent at the entrance of the LEBT compared to the beam emittance assumed in the calculation.

V. Summary

A low energy beam transport (LEBT) with four variable field permanent quadrupole magnets(VFPQM) has

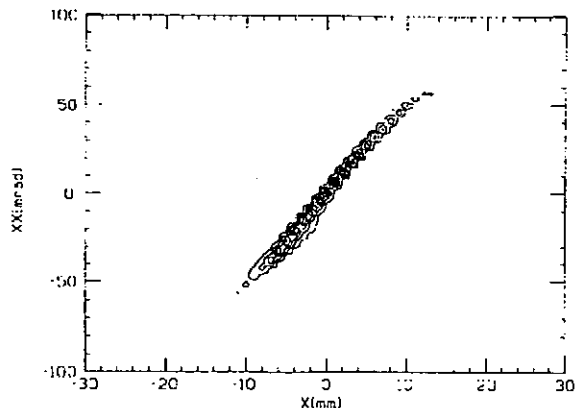


Figure 5. The measured beam emittance at the designed value of the magnetic field strength of each VFPQM.

been developed for the negative ion beams. The magnetic field gradient of the VFPQM was able to be varied from almost zero to 46 T/m. The 40 keV Cu^- ion beam was well transported by the LEBT.

The authors would like to appreciate to Mr. Ikegami for his technical support.

References

- [1] T. Kawakubo, Nucl. Instrum. Meth., **A265**, 351(1988).
- [2] J. W. Kwan et al., Rev. Sci. Instrum., **61**, 369(1990).
- [3] Y. Mori, T. Okuyama, A. Takagi and D. Yuan, Nucl. Instrum. Meth., **A301**, 1(1991).
- [4] M. Q. Barton, Proc. 1983 Particle Accelerator Conf., IEEE Trans. NS-30 2019(1983).
- [5] P. Thieberger, Nucl. Instrum. and Meth. **220** 209(1984).
- [6] H. Yurimoto, Y. Mori and H. Yamamoto, Rev. Sci. Instrum., **64**, 1146(1993).
- [7] Y. Mori, Rev. Sci. Instrum., **63**, 2357(1992).
- [8] O. A. Anderson et al., Proc. of 1987 Particle Accelerator Conf., Vol. 1, 289.
- [9] D. Raparia, Proc. of Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, AIP Conf. Proc. No. 210, 699.
- [10] Y. Mori et al., Proc. 8th Symp. on Accelerator Science and Technology (Saitama, Japan), 182(1991).bib
- [11] M. Haworth et al., Proc. 1993 Particle Accelerator Conf., Vol.3 1703.
- [12] K. Halbach, Nucl. Instrum. Meth., **206**, 353(1983).
- [13] Seiko Epson Co.
- [14] Y. Mori, Rev. Sci. Instrum., **65**, 1148(1994).

Energy Broadening of an Au⁺ Ion Beam of Tandem Acceleration (III)

Akira Taniike, Mamiko Sasao¹⁾, Junji Fujita¹⁾ and Motoi Wada²⁾

Department of Fusion Science, The Graduate University for Advanced Studies
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 460-01, Japan

¹⁾National Institute for Fusion Science

Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 460-01, Japan

²⁾ Department of Electronics, Doshisha University, Kyoto 602, Japan

Abstract

In order to study energy loss mechanism on a tandem acceleration system, a tandem acceleration test stand has been constructed, and the charge state fraction, the beam profiles and the beam energy spectrum of an Au⁺ beam have been measured. A simple model is proposed using the semi-classical internal energy transfer function of Firsov's and the scattering by the unified potential of Ziegler's. The theoretical prediction of the present model reproduces the energy and mass dependence of the broadening. However, the absolute values of the theoretically predicted width are much smaller than the measured widths. The present model predicts that the energy spectrum in the higher energy region saturates with a FWHM of less than 10 eV, and the target mass dependence disappears.

§1. Introduction

A Heavy Ion Beam Probe (HIBP) has been used as a reliable method to measure a plasma potential and its fluctuation on a magnetically confined fusion plasma^[1]. On the Large Helical Device (LHD)^[2], which is a magnetic confinement fusion plasma device under construction in National Institute for Fusion Science, Japan, a singly charged beam of mass 200 amu with the energy of 6 MeV is required in order to explore into a large and strong magnetic field region of 3 T^[3]. The primary beam will be injected from a bottom port. The secondary beam will be analyzed after escaping from a radial port that is toroidally displaced by a half section. On LHD, a singly charged positive ion beam of gold (Au⁺) produced from an Au⁺ beam with a 3 MV tandem acceleration system will be used to measure plasma potentials. Here, the energy width of output beam must be small enough to measure a plasma potential as small as a few keV. If the mechanism of the energy broadening is understood, we will be able to design the stripping cell and optimize it for the potential measurement. Thus, it is necessary to study the mechanism of the energy broadening, energy shift of the beam in the cell and the stripping efficiency to a singly charged positive ion beam.

§2. Tandem Acceleration Test Stand

Figure 1 shows a schematic view of the tandem acceleration test stand, which consists of a plasma-sputter-type gold negative ion source, a tandem acceleration system, an energy analyzer and movable Faraday cup.

The positive ions produced in the cell are accelerated again to the ground potential and their energy spectra are measured by a 90 degree cylindrical electro-static analyzer. In this experiments, a pair of samarium-cobalt magnets are simply installed on the analyzer in order to keep alignment of the beam trajectory. The spectrum with the magnetic field is separated into different atomic components by the magnetic field. The measured value of the energy width includes an experimental width caused by the resolution of energy analyzer and that caused by the ripple of the power supplies. The resolution of the analyzer, R_{an} , is experimentally determined to be $(3.9 \pm 0.4) \times 10^{-4}$.

The beam current is measured by Faraday cup at 50 cm away from the exit of the tandem acceleration, which can travel perpendicular to the beam line. This system can measure the beam profile and the current. By applying the magnetic field at a place of 25 cm upper stream of the beam line from the cup, impurity components of the beam can be swept out.

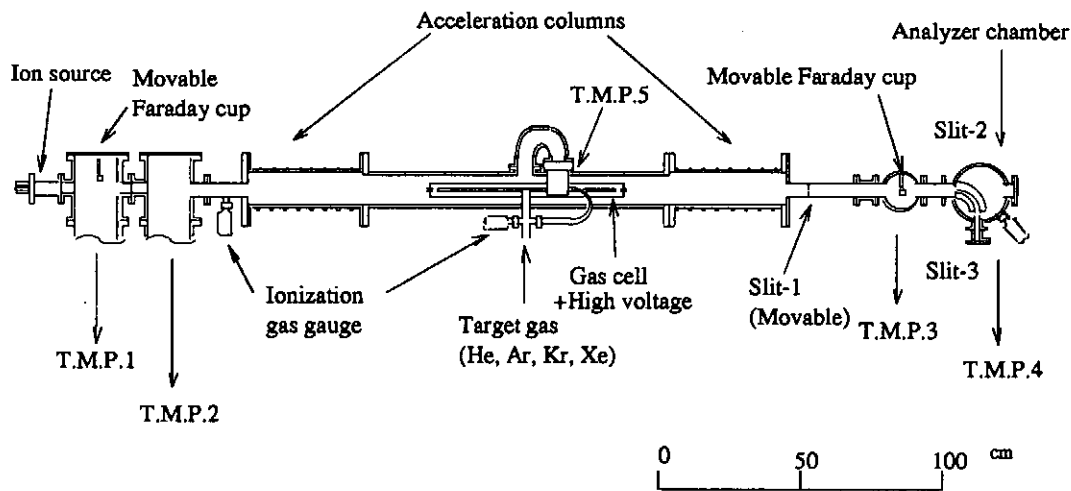


Fig. 1. A schematic view of tandem acceleration test stand.

§3. Energy Loss Processes

The energy loss mechanism of a projectile in collision with a neutral atom can be considered through the elastic and inelastic processes which occur simultaneously.

The elastic process corresponds to the scattering by the potential between two atoms, whereas, the inelastic process corresponds to that accompanied by an energy transfer into an internal energy, such as electron loss, ionization, and/or excitation of projectile and target atoms.

3-1 Elastic Process

For the elastic energy transfer, the classical theory can be used. The scattering angle θ [rad] in center of mass frame is expressed by an impact parameter b , and an impact energy E , as follows,

$$\theta(b, E) = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{b}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E}}} \quad (1)$$

Here, r_0 is the closest distance during the collision, and $V(r)$ is the potential between the two atoms, and the unified potential which was proposed by Ziegler et al. [4] is used in the present work, because it is known that it well describes collisions between large Z atoms. This potential gives good approximation for large Z atoms. The energy loss T_{el} by elastic process can be expressed, $T_{el}(\theta) = T_m \sin^2(\theta/2)$, where T_m is the maximum energy transfer from the projectile to the target atom. The largest scattering angle observed in the experiment, θ_{max} , is limited by the apparatus geometry. The minimum impact parameter, b_{min} , is determined from this angle θ_{max} .

3-2 Inelastic Process

During the inelastic process, a part of the kinetic energy is transferred into an internal energy of projectile and target atoms. The minimum energy required to produce an Au^+ ion from an Au^- ion is a sum of the electron affinity and the first ionization potential of an Au atom. Firsov proposed a theoretical model to describe an inelastic energy transfer^[5], which can be expressed as a function of an impact parameter b [\AA] and velocity v [cm/s],

$$T_{in}(b, v) = \frac{(Z_1 + Z_2)^{5/3} \cdot 4.3 \times 10^{-8} v}{\left[1 + 0.31(Z_1 + Z_2)^{1/3} \cdot b\right]^5} \quad [\text{eV}], \quad \frac{1}{4} \leq \frac{Z_1}{Z_2} \leq 4 \quad (2)$$

In this model, the two-electron stripping process can occur when

$$T_{in}(b) \geq T_{in(Au^- \rightarrow Au^+)} = 11.5 [\text{eV}] \quad (3)$$

by which the maximum impact parameter b_{max} is determined as the following,

$$T_{in(Au^- \rightarrow Au^+)} = T_{in}(b_{max}) \quad (4)$$

3-3 Total Energy Loss

The amount of energy loss due to elastic and inelastic processes depends upon the impact parameter. The sum of elastic and inelastic energy losses causes the energy broadening of an Au^+ beam.

$$T_{\text{tot}}(b) = T_{\text{el}}(b) + T_{\text{in}}(b) \quad (5)$$

Figure 2 shows the elastic scattering angle θ [rad] in the center of mass system, the elastic energy loss T_{el} [eV] and the inelastic energy loss T_{in} [eV] as a function of impact parameter b [Å], when Au ion is injected with an impact energy of 44 keV into the Ar target. The elastic energy loss T_{el} does not affect the energy broadening in the energy range of the present experiment.

The energy spectrum which is observed in the experiment can be expressed as

$$F(\varepsilon) = -2\pi \cdot b(\varepsilon) \cdot \frac{db(\varepsilon)}{d\varepsilon} \cdot f(\theta), \quad (6)$$

where $b(\varepsilon)$ is the inverse function of $T_{\text{tot}}(b)$ defined in the region of $b_{\text{min}} \leq b \leq b_{\text{max}}$, and $f(\theta)$ is the efficiency of particle detection in the present experimental system. To compare with the experimental results, here we consider the energy width, $F_{1/2}$, which is FWHM of the energy loss spectrum, $F(\varepsilon)$. Figure 3 shows the energy and the target mass dependencies of $F_{1/2}$. In the lower energy region, the energy width increases as an impact energy increases, and it is larger for lighter target atoms. But in the higher energy region, the energy broadening is saturated at about 7 eV, and there is very weak dependence on the energy and the target mass.

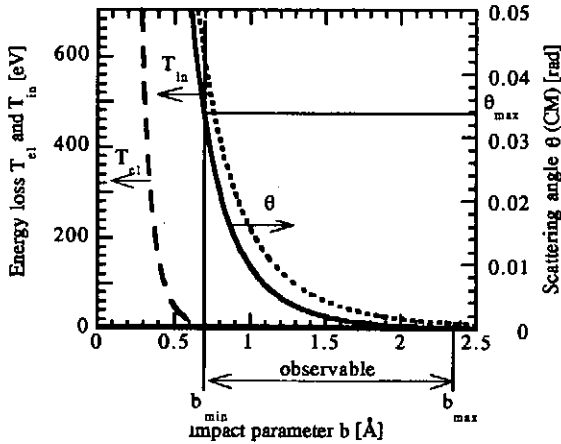


Fig. 2. The elastic scattering angle, the elastic energy loss and the inelastic energy loss as a function of impact parameter.

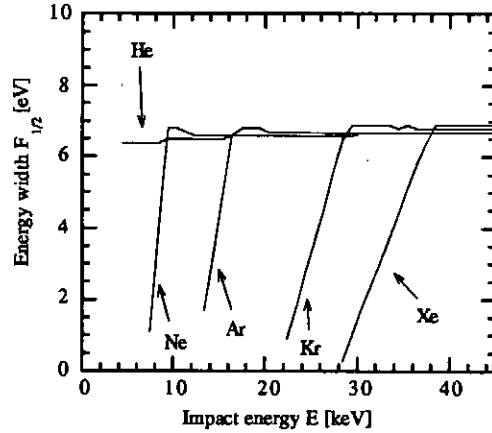


Fig. 3. The numerically calculated energy width, $F_{1/2}$, plotted as functions of impact energy for target gases of He, Ne, Ar, Kr and Xe.

3-4 Energy Straggling

In the target density region that the multiple collision is not negligible, the energy straggling of a beam is generally explained by the L.S.S. theory^[6]. In the energy region higher than a few MeV/nucleon, the elastic energy transfer is not negligible. But in the energy region less than that, like in the present case, the inelastic energy transfer is

dominant. Therefore, the inelastic energy loss function, T_{in} , can be used to estimate the energy straggling.

In the L.S.S. theory, the squared energy straggling is given by an integral of the squared energy loss function over the impact parameter from zero to infinity^[7].

$$\Omega_0^2 = nl \int_0^\infty \{T_{el}(b) + T_{in}(b)\}^2 \cdot 2\pi b db \approx nl \int_0^\infty \{T_{in}(b)\}^2 \cdot 2\pi b db = \frac{2\pi C^2 nl}{72A^2} \quad (7)$$

$$A = 3.1(Z_1 + Z_2)^{1/3} \cdot 10^7, \quad C = (Z_1 + Z_2)^{5/3} \cdot 4.3 \times 10^{-8} \cdot v$$

b [cm] : Impact parameter, v [cm/s] : Particle velocity.

However, when an energy loss spectrum of a singly-charged component of a beam is measured at a forward angle, the energy loss function in a small impact parameter region cannot contribute to the straggling. Therefore, the lower limit of the integral region, b_{s-min} , should be considered. The geometrical configuration of the gas cell and the tandem acceleration system limit the maximum observable scattering angle, which determines the minimum impact parameter, $b_\theta = b_{min}$, as is described in section 3-1. Another limit is the impact parameter, b_{++} , which corresponds to the inelastic energy transfer to produce an Au^{++} . The lower limit of the integral, b_{s-min} , is the larger of the two, b_θ or b_{++} . Then, the energy straggling, Ω_b , is defined as the following,

$$\Omega_b^2 = nl \int_{b_{s-min}}^\infty \{T_{in}(b)\}^2 \cdot 2\pi b db = \Omega_0^2 \cdot \frac{1 + 9Ab_{s-min}}{(1 + Ab_{s-min})^9} \quad (8)$$

3-5 Cross Sections

The cross section, $\sigma_{i,f}$, measured under a certain geometrical condition, can be expressed as $\sigma_{i,f} = \pi(b_{max}^2 - b_{min}^2)$.

The cross section is determined by the minimum impact parameter, b_{min} , and a maximum impact parameter, b_{max} , defined in the section (3-1) and (3-2).

Assuming that the potential between an Au and a target atom is not affected much for changing the charge state of the Au atom, and the same energy loss function can be used for various charge states, then, the minimum impact parameter is again determined by experimental geometry, and the maximum impact parameter is determined by the energy loss required for each electron loss process. Consequently, some cross sections such as $\sigma_{-1,0}$,

$\sigma_{-1,+2}$, $\sigma_{-1,+3}$ and so on can be calculated.

§4. Results and Discussion

4-1 Energy Width of Positive Ion Beams Produced at Small Target Gas Thickness

In this paragraph, the widths in the region, where the effect of multiple collision processes are negligible, are dealt with. We also measured the attenuation curve of the Au beam, and selected a gas thickness region where the two-electron stripping process ($\text{Au}^- \rightarrow \text{Au}^+$) was dominant. Several kinds of inert gases, He, Ar, Kr and Xe were introduced into the stripping cell as the target gas. Figure 4 shows the energy width of the beam as a function of an impact energy for those gases when its thickness is smaller than $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

The dependence of the energy width upon an impact energy and that upon the target mass show the tendencies as the theoretical prediction. In order to compare them, the calculated energy spectra are convoluted with energy resolution of the analyzer and the stability of the tandem accelerator power supply. The result is shown in Fig. 4, here, the experimental data points are the measured FWHM before the correction of the resolution. The energy dependence and that upon the target mass are reproduced but the calculated values are much smaller than the measured width.

Because the scattering angle is a steep increasing function for decreasing impact parameter, the increase of the observation solid angle should not severely affect the spectrum. Especially, the peak shape is mostly determined by the inelastic energy loss near b_{max} . The inelastic energy transfer model of Firsov uses an electron distribution function of the semi-classical Thomas-Fermi model. This model is widely accepted to describe an overall structure of collisions between heavy particles at low velocity, but the modification of electron distribution function in an atom might affect the shape of $T(b)$.

4-2 Energy Width of Positive Ion Beams Produced at Large Target Gas Thickness

In this paragraph, the widths in the region where the multiple collision processes are not negligible are dealt with. The energy width as a function of target thickness are shown in Fig. 5 when the target is Xe and the impact energy is 44 keV. The energy width, W , is calculated as the following from the energy loss, $F_{1/2}$, original width of Au, W_{org} , and the energy straggling, Ω , $W = \sqrt{\Omega^2 + F_{1/2}^2 + W_{\text{org}}^2}$, is also shown in these figures.

In the region of target thickness smaller than about $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, the energy width increases gradually as the gas thickness increases. The energy straggling calculated by considering minimum impact parameter, Ω_b , is closer to the measured value than that calculated by the original L.S.S. theory, Ω_0 .

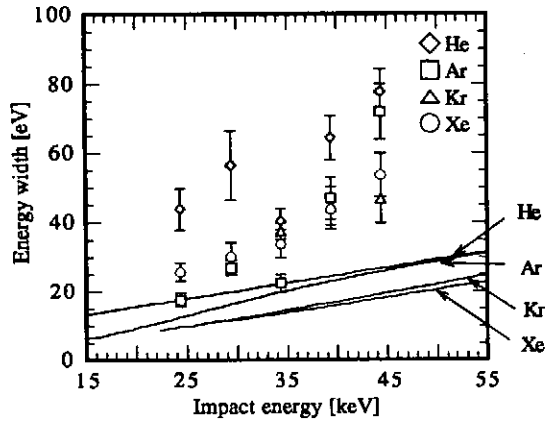


Fig. 4. The dependence of the measured energy width on the impact energy, for target gases of He, Ar, Kr and Xe. Solid curves indicate the calculated energy width of $F_{1/2}$ convoluted by the energy resolution of the analyzer and the stability of the tandem accelerator power supply.

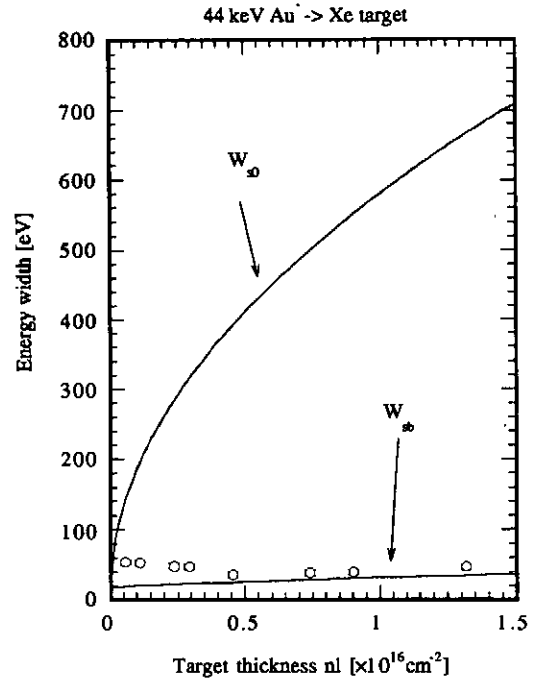


Fig. 5. The measured energy width and the theoretically calculated one plotted as a function of Xe target gas thickness for impact energy of 44 keV.

4-3 Cross Sections by Beam Attenuation Measurement

The electron detachment cross section, σ_D , can be mainly determined by two processes, that are two electron stripping ($\sigma_{-1,+1}$) and one electron stripping ($\sigma_{-1,0}$) processes. Then, the electron detachment cross section, σ_D , is expressed as, $\sigma_D = \sigma_{-1,0} + \sigma_{-1,+1}$.

The σ_D can be determined by beam attenuation curve, where the higher ionization is considered to be negligible in the present energy range.

Figure 6 shows the measured electron detachment cross sections and the theoretical one. They are consistent with in order. The difference of the cross sections measured by two methods is due to the beam scattering effect. The measurements by the energy analyzer give a larger cross section than that by the Faraday cup, because the beam attenuation due to scattering is include.

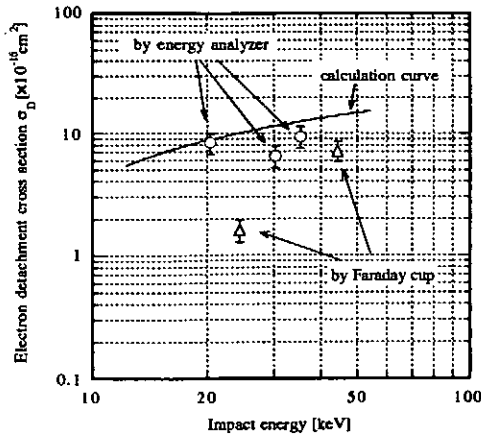


Fig. 6. The electron detachment cross section, σ_D , by theoretical calculation and measurements at Ar target.

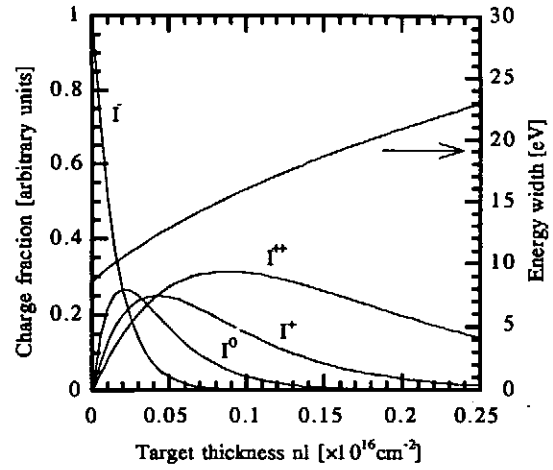


Fig. 7. The charge fractions and the energy width as functions of the target thickness at impact energy of 3 MeV for the Ar gas. The charge fractions are calculated by the rate equation and the energy width is calculated by energy broadening on the double charge stripping and the energy straggling.

4-4. Energy Width and Charge Fraction on 3 MV Tandem Acceleration System

In this section, the 3 MV tandem accelerator system is considered which will be applied to the 6 MeV HIBP for LHD. The performance of this system can be considered from two aspects, the energy width and the beam current.

At first, the energy width of 6 MeV Au^+ beam, $W_{3\text{MV}}$, can be estimated by the following equation,

$$W_{3\text{MV}} = \sqrt{\{\Omega_b(nl)\}^2 + F_{1/2}^2 + W_{\text{org}}^2 + W_{\text{ripple}}^2} \quad [\text{eV}] , \quad (10)$$

where W_{org} : energy width of Au^- beam, W_{ripple} : voltage ripple of accelerator.

The second, charge fractions can be calculated from the cross sections. These cross sections are described in paragraph 3-5. In this paragraph, the electron loss and the scattering cross sections are considered, but electron capture is not considered.

Figure 7 shows the energy width without power supply ripple and the charge fractions. From this figure, the tandem acceleration should be operated where target thickness is around the $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Together with the energy broadening due to the multiple collision at this target thickness, the total energy width of the Au^+ beam produced in a gas cell of a tandem system might be less than several tens eV. The energy broadening due to the voltage ripple of the tandem power supply is about a hundred eV. Therefore, the total energy spread

of an Au^+ beam is mainly determined by the voltage ripple. It will be small enough for a HIBP diagnostics on LHD where the plasma potential is a few keV.

References

- [1] G. A. Hallock, J. Mathew, W. C. Jennings, R. L. Hickok, A. J. Wootton and R. C. Isler, *Phys. Rev. Lett.* 56,1248 (1986)
- [2] O. Motojima, et al., In *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990* (proc. 13th Int. Conf. Washington, 1990), IAEA-CN-53/G-I-5, 513 (1990).
- [3] A. Fujisawa, H. Iguchi, Y. Hamada, M. Sasao, J. Fujita, *Rev. of Sci. Instrum.* Vol.63, 3694 (1992).
- [4] J. P. Biersack and J. F. Ziegler, *Nucl. Inst. Meth.* 194, 93 (1982).
- [5] O.B.Firsov, *Soviet Phys. JETP* 9, 1076 (1959).
- [6] J.Lindhard, M.Scharff, and H.E.Schiøtt, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33 (1963) 14.
- [7] P. Hvelplund, *K. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 38, no.4 (1971).

RFプラズマスパッタ型負重イオン源におけるガス物質の負イオン引き出し

辻 博司、岡山芳央、富田哲生、後藤康仁、石川順三

京都大学 工学部 電子工学教室、京都市左京区吉田本町(〒606-01)

1. はじめに

負イオンをそのままの荷電状態で利用する負イオン注入法では、外部からの電荷補償が無くとも流入する負イオンの負電荷と放出される二次電子の負電荷との平衡が自動的に保たれるので、孤立電極や絶縁物基板の帯電が極めて小さいという特徴がある[1-3]。従って、次世代の帯電の許容量が極めて小さい超 LSI 製造や大面積のガラス基板上へのイオン注入、高分子材料や微粉末試料の表面改質、絶縁物のエッチングなどへの負イオンビームの応用が期待される。この負イオンビーム応用の分野では、特に、SIMOX や埋込絶縁層の形成では酸素が、また、シリコン酸化物のエッチングにはフッ素など化学的に活性な負イオンが多量に必要となる。今回、筆者らが開発しているRFプラズマスパッタ型負重イオン源[4-6] にこれら活性元素を含む気体を負イオン化物質として導入することにより、酸素やフッ素負イオンビーム引き出しを行ったので、その結果を報告する。

2. RFプラズマスパッタ型負重イオン源と負イオン化ガスの導入

本負イオン源の構造を Fig. 1に示す。動作としては、まず、プラズマ生成室に 10^{-2} Pa程度のXeガスを導入し、RFコイルに13.56MHzの高周波電力(100~200W)を供給して 10^{11} cm $^{-3}$ 台の高密度プラズマを生成する。そして、スパッタリングターゲットに-600V程度の電圧(スパッタ電圧)を印加してプラズマ中の正イオンでターゲット表面を衝撃する。この時、ターゲット表面にセシウム蒸気を吹き付けてその仕事関数を低下させるので、スパッタ粒子は効率良く負イオンとなってターゲット表面を飛び出す。生成された負イオンは、スパッタ電圧により逆に加速され、ターゲット表面の

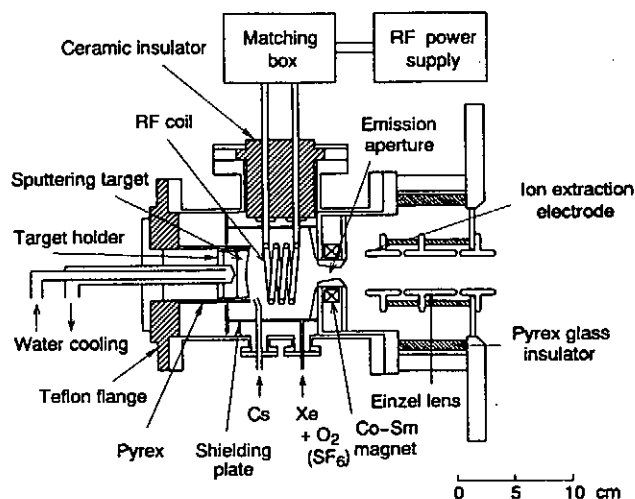


Fig.1. Diagram of RF-plasma-sputter-type heavy negative-ion source.

曲率中心方向にプラズマ中を飛行して、電子除去用磁場(480Gauss Max)が存在する放出孔を通して、負イオンのみが引き出し電極から引き出される。これまで本負イオン源では、各種の固体スパッタリングターゲットを用いて、硼素、磷、珪素、炭素、銅の負イオンがそれぞれ数mA得られている。

本負イオン源へのガス物質の供給による負イオン生成では、プラズマは主に電離電圧の小さいキセノンやセシウムで維持され、導入したガス物質はターゲット表面に吸着し、これがスパッタされる。即ち、ガス分子を構成している元素の負イオンが生成されることになる。このような、負イオン化合物の気体による供給では、安定した負イオン化合物の供給、負イオン電流量の増大、負イオン種の拡大などが期待される。なお、電子親和力の大きな元素では、プラズマ中での電子付着や荷電変換による負イオン生成も生じるが、ターゲット表面やプラズマ中など生成機構が異なる負イオンは、生成場所の電位を反映しているので質量分析時にエネルギーの違いで識別できる。

3. 酸素負イオン引き出し特性

負イオン化合物として 7.0×10^{-2} Paの酸素ガスをプラズマ維持用のXeガス(5.1×10^{-2} Pa)と共にプラズマ生成室に導入した場合に得られる全負イオン電流と酸素負イオン電流のCsオープン温度依存性の測定結果を Fig. 2に示す。イオン源の他の動作条件は、RF電力:175W、スパッタ電圧:600V、引き出し電圧:15kVとし、スパッタリングターゲットとしては、酸素が活性であるのでステンレス製(SUS304)のものを用いた。全負イオン電流は引出・レンズ電極直後に設けたファラデーカップ(直径40mm)で測定し、負イオンビームの一部を質量分離して負イオンビーム中の負イオン種の同定と各成分の割合を求めた。図で全負イオン電流は黒丸で示す。また、質量分析結果を基に算出したターゲット表面からの O^- とプラズマ中からの O^- のそれぞれの酸素負イオン電流量も示した。Csオープン温度の上昇に伴って全負イオン電流量は増加し、204°Cで最大5.5mA得られた。ターゲット表面からの酸素負イオン電流も大きな増加傾向を示し、最大で4mA が得られた。プラズマ中で生成された酸素負イオンにはあまり大きな電流量の増加はない。Csオープン温度が210°C以上では電流は急激に減少するが、220°C付近から再び全負イオン電流は増加し始めたが、酸素負イオン電流に増加は観測されなかった。

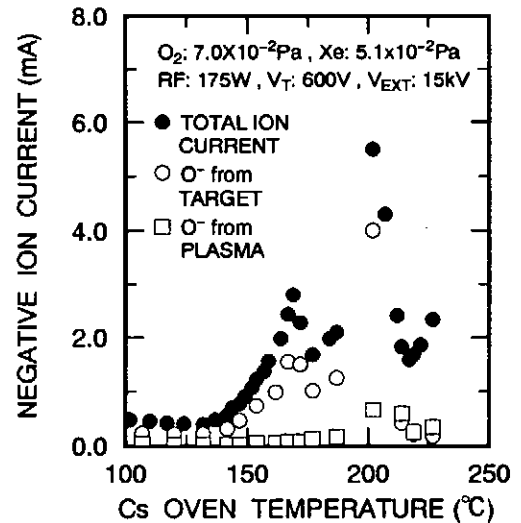


Fig.2. Extracted total negative-ion current as a function of the Cs oven temperature at an operation with gas mixture of O_2 and Xe.

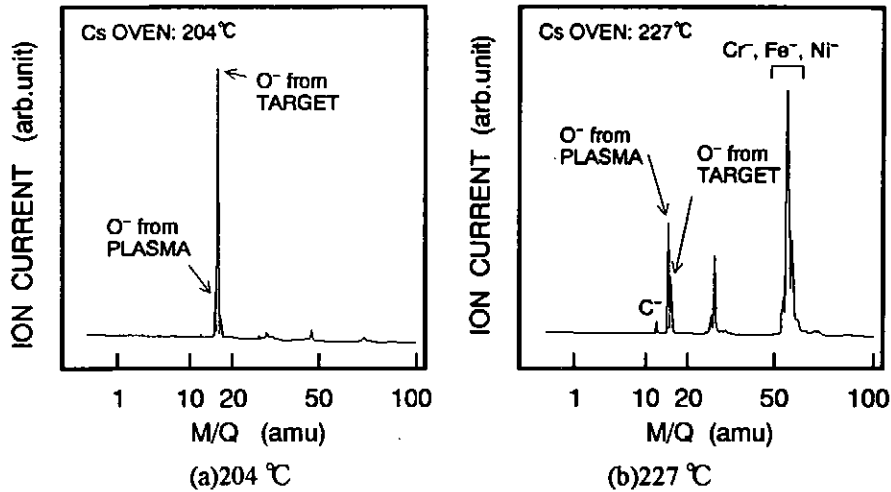


Fig.3. Mass-spectra of the extracted negative-ion beam at a cesium oven temperature of (a) 204 °C and (b) 227 °C

Fig. 3(a)と(b)にCsオープン温度がそれぞれ 204°Cと227°Cの場合の負イオンビームの質量分離スペクトルを示す。ターゲットで生成された O^- とプラズマ中で生成された O^- は、そのエネルギー差によって分離されている。全負イオン電流が最大となるこの温度では、引き出された全負イオンはほとんどが酸素負イオンであり、ターゲット表面で生成された O^- が全負イオン電流の72.8%の4.0mAを占め、プラズマ中からの O^- は12.0%の0.66mAと少なかった。なお、ターゲット物質の金属負イオンは観測されなかった。これに対して、Fig. 3(b)のCsオープン温度が227°Cの場合では、酸素負イオンとしてはターゲット表面からの酸素負イオン成分は少なく、そのかわりこれまで生成されていなかった Ni^- や Fe^- などターゲット物質の負イオンが多く観測された。

負イオン化物質の気体での導入においても、セシウム供給が増加するとターゲット表面仕事関数の最適化があり、酸素負イオンの収量が増加して極大値が存在する。最適条件までのセシウム供給時には、酸素負イオンの生成がほとんどであり、ターゲット物質の負イオンが生成されない。つまり、ターゲット表面は酸素吸着やセシウム酸化物で覆われている状態「酸化物モード」でのスパッタリングによると考えられる。これに対して、過剰なセシウム供給領域では、酸素負イオンの生成は減少し、ターゲット物質の負イオンが生成された。これは、セシウム蒸気による酸素のゲッタリングが増加し、ターゲット表面に到達・吸着される酸素が欠乏して、ターゲット物質が表面に露出している状態「金属モード」でのスパッタリングによると考えられる。

4. フッ素負イオン引き出し特性

負イオン化物質として 2.9×10^{-2} Paの SF_6 ガスをプラズマ維持用のXeガス(6.8×10^{-2} Pa)と共にプラズマ生成室に導入した場合に得られる全負イオン電流とフッ素負イオン電流のCsオープン温度依存性の測定結果を Fig. 4に示す。イオン源の他の動作条件は、RF電力:150W、スパッタ電圧:600V、引

き出し電圧:12kV とした。Cs供給量の増加に伴って全負イオン量は増加し、Csオープン温度が 217°Cで 6.3mA の最大電流が得られた。後に示す質量スペクトルの観測から、この場合のフッ素負イオンは全電流の 68%で4.3mAであった。このうち、ターゲット表面からのF⁻は 2.6mAで、プラズマ中で生成されたF⁻が1.7mAであった。

Fig. 5(a), (b)と(c)に、Csオープン温度がそれぞれ172°C、214°Cと232°Cの場合に得られた負イオンビームの質量分離スペクトルを示す。全負イオンが急増するまでのCs供給量が少ない場合の負イオンは、Fig. 5(a)に示すように得られた負イオンはほとんどすべてフッ素負イオンであり、しかも、ターゲット表面からのものであった。最大負イオン電流が得られるCsオープン温度の近傍では、Fig. 5(b)に示すように、ターゲット表面でのF⁻とプラズマ中で生成されたF⁻が観測されている。この時の引き出し負イオンの約7割がフッ素負イオンであり、ターゲット表面で生成されたF⁻ が全体の41%で2.6 mA、プラズマ中からのF⁻が27%の1.7mAであった。また、この時、Ni⁻やFeF⁻などのターゲット物質の負イオンやフッ化物負イオンがそれぞれ10%程度得られた。Fig. 5(c)の更に高いCsオープン温度では、プラズマ中からのF⁻成分は量的にそのままであるが、ターゲット表面からのF⁻成分は急激な減少を示した。そして、これに拮抗して、Ni⁻などターゲット物質の負イオンが増加した。これは、酸素ガス導入の場合と同様に、「金属モード」でのスパッタリングによると考えられる。

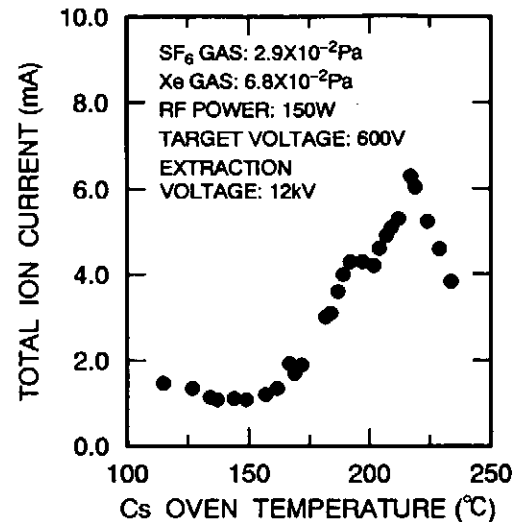


Fig.4. Total negative-ion current as a function of the cesium oven temperature at an operation with gas mixture of SF₆ and Xe.

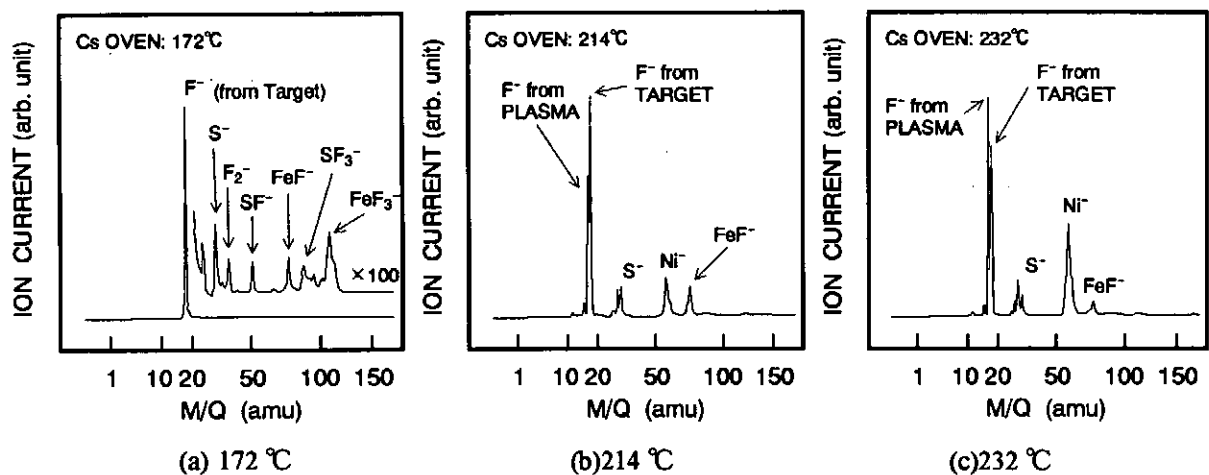


Fig.5. Mass-spectra of the extracted negative-ion beam at a cesium oven temperature of (a) 172 °C, (b)214 °C and (c) 232 °C

4. まとめ

RFプラズマスパッタ型負重イオン源に負イオン化物質として酸素や SF₆ ガスを導入して、化学的に活性な酸素やフッ素の負イオン生成・引き出し実験を行った結果、負イオン化物質をガスで導入する場合でも、最適なセシウム供給量で引き出し全負イオンは最大となり、この時、酸素やフッ素負イオン成分も最大となることが判明した。得られた酸素負イオンは最大で 5.5mA であり、そのうちターゲット表面で生成された O⁻ は全負イオン電流の 72.8% (4.0mA) であった。また、フッ素負イオンは、最大で 4.3mA 得られ、ターゲット表面で生成された F⁻ は 2.6mA (全負イオン電流の 41%) であった。以上、本研究により、RFプラズマスパッタ型負重イオン源においては、負イオン化物質を気体で供給した場合にも mA 級の負イオン引き出しが可能であることが確認された。

なお、Xe ガスとの混合ガスではなく、純酸素ガスや純 SF₆ の導入だけでも負イオン源の運転は可能であったが、プラズマ生成には 10⁻¹ ~ 1 Pa 程度のガス圧力が必用であると共に負イオン源動作が不安定であった。これは、Cs 導入によるゲッターリングのためガス圧力の低下によると考えられる。

参考文献

- [1] 辻 博司、酒井滋樹、岡山芳央、豊田啓孝、後藤康仁、丹上正安、松田耕自、石川順三：
真空, 37(1994)135.
- [2] 辻 博司、豊田啓孝、南雲正二、後藤康仁、石川順三、酒井滋樹、丹上正安、松田耕自：
真空, 37(1994)139.
- [3] J.Ishikawa, Rev. Sci. Instrum., 65(1994)1290.
- [4] J.Ishikawa, H.Tsuji, Y.Okada, M.Shinoda and Y.Gotoh, Vacuum, 44(1993)207.
- [5] H.Tsuji, J.Ishikawa, Y.Gotoh and Y. Okada, Proceedings of the 6th International Symposium on
Production and Neutralization of Negative ions and Beams, Upton, USA, Nov. 1992, AIP Conf. Proc.
No.287, Particles and Fields Series 53, (Eds: J.G. Alessi and A. Hershcovitch, 1994), pp.530.
- [6] H.Tsuji, J.Ishikawa, Y.Kawabata and Y.Gotoh, Rev. Sci. Instrum., 65(1994)1732.

Development of Diagnostic Beams for Alpha Particle Measurement on LHD and ITER

M. Sasao, A. Taniike, I. Nomura,
M.Wada*, H.Yamaoka**, M.Sato***

National Institute for Fusion Science
*Department of Electronics, Doshisha Univ.
RIKEN, and *Himeji technical Univ.

Introduction

The velocity distribution of alpha particles in a plasma has been thought to be one of the key items on a burning experiment. Several proposals have been made to measure it. One of them is an alpha particle measurement by using the double charge exchange process[1,2,3]. An alpha particle is neutralized through a two-electron transfer process as



where ${}^4\text{He}^0$ escapes from a plasma, and is detected by an energy analyzer. Here A^q represents a beam particle, which should be a helium or heavier atom.

In this paper, a measurement system applicable to the LHD or ITER project is examined using a high-energy neutral beam in combination with a neutral-particle analyzer. As has been pointed out in the earlier works [1,2], beam energy in the range of that of the alpha particles is preferable. The escaped neutral particles should be detected at a forward angle, in order to make the relative velocity between the donor atom and the alpha particle small enough. It is considered that the relevant charge exchange cross section (1) decreases rapidly when the relative energy is greater than 200 keV. In the present work, only helium and lithium beams are considered, since a heavier particle beam requires a higher acceleration voltage to achieve the same beam velocity.

1. Beam Attenuation

In the present designs of the LHD or the ITER, it is not possible to inject a beam vertically if neutralized particles are to be detected at a forward angle. Figure. 1 schematically illustrates the possible geometry of the tangential injection of a probing beam on ITER Alpha particles, which are neutralized in the beam and pass through the port adjacent to the beam dump, are detected at the biological shield. With this configuration, the detector covers the entire region of the radial position in the plasma, from $r=0$ to $r=a$.

The attenuation of the beam in the plasma of $T_e(r) = 10 \text{ keV} \times \{1 - (r/a)^2\}^2$ is evaluated, including electron impact ionization, ion impact ionization and charge exchange processes. Here, contamination by impurity ions of 0.3% O^{8+} and 0.03% Fe^{26+} are assumed. The ionization cross section by naked impurity ions $\sigma_i^{\text{imp}}(v)$ is assumed to be proportional to that by protons of the same velocity, and given by

$$\sigma_i^{\text{imp}}(v) = z^2 \sigma_i^{\text{P}}(v).$$

In Fig.2, beam fractions that penetrate into the central position A of ITER(Fig.1) are shown as a function of the central plasma density, for (a)neutral beams of He^0 , and (b)that of Li^0 . The beams are injected with velocities of v_α , $0.8 v_\alpha$, $0.6 v_\alpha$, and $0.4 v_\alpha$. Here, v_α is the virgin alpha particle velocity. The main contribution to beam attenuation results from ionization processes associated with impact by plasma ions and impurity ions. The penetration of a beam greatly depends on the beam velocity and plasma density. More than several % of the He^0 beam particles may survive at the center when the beam velocity is greater than $0.6 v_\alpha$ ($E_b \geq 1 \text{ MeV}$ for a ${}^3\text{He}^0$ beam), and the plasma density less than $2 \times$

$10^{20}/\text{m}^3$. On the other hand, tolerable penetration of a Li^0 beam occurs only when the beam velocity is greater than $0.8 v_\alpha$ ($E_b \geq 3.4 \text{ MeV}$ for the ${}^6\text{Li}^0$ beam) and the plasma density less than $10^{20}/\text{m}^3$.

In Fig. 3, the neutralization efficiency and penetrated beam fractions at the centre of LHD are shown together with their product as a function of the beam energy, for (a) neutral beams of He^0 , and (b) that of Li^0 .

2. Expected counting rates

The number of neutralized alpha particles per unit velocity bin, $C(v) dv$, detected at the analyzer viewing the plasma volume of ΔV with the solid angle of $d\Omega$, can be estimated using the following equation,

$$C(v) dv = \eta(v) \cdot n_\alpha(v,r) n_B(r) \cdot \sigma_{20} v_{\text{rel}} \cdot \Delta V \cdot d\Omega \cdot dv.$$

Here, $n_\alpha(v,r)$ and $n_B(r)$ are the local densities of alpha particles and beam particles, respectively, σ_{20} is the two-electron capture cross section, and v_{rel} the relative velocity between an alpha particle and an injected neutral atom. The transmission coefficient of outgoing particles $\eta(v)$ is estimated in the same manner as in Section 1, and is included in the above equation.

The counting rates expected for a neutral beam injection of the "100-mA" port-through atom current ($1 \text{ mA}/\text{cm}^2$, $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$) are estimated for an ITER plasma of $n_e(0) = 10^{20}/\text{m}^3$. The plasma has a 1% alpha particle density of a classical slowing-down velocity distribution. The attenuation's of the injected beam and neutralized particles are considered. The expected spectra of two ${}^3\text{He}^0$ beam injections (a) and (b), and of a ${}^6\text{Li}^0$ beam (c) are shown in Fig. 4. Here the observation volumes are located in the central area for (a) and (c) and in the edge area for (b). The acceptance area of the analyzer is assumed to be 1 cm^2 for each channel covering the velocity of $1/10 v_\alpha$.

Using a ${}^3\text{He}^0$ beam of $0.8 v_\alpha \geq v_B \geq 0.6 v_\alpha$, counting rates per channel exceed $0.5 \times 10^4 / \text{s}$ in the spectrum region of $0.4 v_\alpha \leq v \leq 0.9 v_\alpha$, ($0.5 \text{ MeV} \leq E \leq 2.8 \text{ MeV}$) for the geometry that views most of the entire region of the plasma radius. For the ${}^6\text{Li}^0$ beam, nearly the same counting rates can be expected when the outer region is viewed, and those from the central region are about one order less, as shown in Fig. 4c, where $v_B \geq 0.8 v_\alpha$ and $n_e(0) = 10^{20}/\text{m}^3$.

In the case of ITER, the background noise of the detector could greatly depend on the neutron flux, gamma-ray flux, and their associate energy spectra. The (n,p) and (n, α) nuclear reactions are usually the origin the background pulse spectrum in the alpha particle energy region of the present interest. Their cross sections are generally on the order of 1 mb . The flux rate of neutrons in the energy region above the proton or the alpha production threshold, namely $E_n \geq 3 \text{ MeV}$, would be about 10^7 - $10^{10}/\text{cm}^2/\text{sec}$ in the area of the biological shield. Assuming the thickness of the particle detector of $10^{21}/\text{cm}^2$, the background pulse rate would be in the range of 10 - $10^4/\text{cm}^2/\text{sec}$.

The estimated counting rate using an $0.1 \text{ A}-{}^3\text{He}^0$ beam ($1 \text{ mA}/\text{cm}^2$, 100 cm^2) on ITER should be above the background noise level, and that with an $0.1 \text{ A}-{}^6\text{Li}^0$ beam should

also be tolerable if the background level is reduced by use of a beam modulation technique, or an additional neutron shield.

The signal counts expected with an $0.1\text{A}\text{-}^3\text{He}^0$ beam ($1\text{mA}/\text{cm}^2$, 100cm^2) on LHD and that with an $0.1\text{A}\text{-}^6\text{Li}^0$ can also be estimated to be about $(0.1\text{-}1) \times 10^4/\text{s}$, at the detector of 1cm^{-2} at 5m away., when the alpha particle density is $10^{10}/\text{cm}^3$.

3 Diagnostic beams of $^3\text{He}^0$ and $^6\text{Li}^0$

In order to produce a $^3\text{He}^0$ or a $^6\text{Li}^0$ beam in the energy region above 1MeV , the conventional method of electron attachment to positive ions in a gas becomes very inefficient. From detailed calculations of charge fractions and the fraction of long-life metastable states in a gas cell, starting with various positive ions and negative ions of helium [5], the production of a ground state beam of He^0 from He^- is most efficient for energies greater than 0.4MeV . The typical efficiency is about 15% at $E = 1\text{-}2\text{MeV}$.

The neutralization efficiency of Li^+ into Li^0 is also presumed to be less than 1% at energies greater than 1MeV , while that of Li^- is 50% . Therefore, the developments of high intensity negative ion sources of He^- and Li^- are essential to realize this measurement scheme.

In order to produce negative ions, three methods are generally used. Some negative ions can be directly extracted from a plasma under a special conditions. More than $50\text{mA}/\text{cm}^2$ of H^- current has been extracted from a hydrogen plasma in a multicusp source using a magnetic filter[6]. Both Li^- and Na^- have also been directly extracted from their associated plasmas[7-9]. The other two methods are surface production, that by production from a low-work-function surface bombarded by beam particles or plasma ions[10], and production through two-step charge exchange processes[11,12].

3.1 Development of He^- ion sources.

Among the various elements, the production of He^- , however, is known to be extremely difficult. The ground state of helium does not form a negative ion, but the a long-life metastable state of $1s2s$ (^3S) has a small electron affinity of 0.078eV and a negative ion state of $1s2s2p$ ($^4\text{P}_{5/2}$, $^4\text{P}_{3/2}$) can be formed. This is an autodetachment state having lifetimes of $10\mu\text{s}$ (50%) and $300\mu\text{s}$ (50%) .

After much effort to certify the surface production of He^- , It has been concluded that the production rate of He^- from a Cs-Mo surface of minimum work function is nearly zero or much less than that of H^- [13]. Moreover, it is known that He^- can not be directly extracted from a helium plasma in a multicusp ion source.

On the other hand, He^- has been produced via a two step process in an alkali metal gas cell, such as Li, Na, Mg, K, Rb, or Cs [14, 15]. The maximum value of the He^- fraction of 1.7% is obtained through collisions with a Rb target, at an He^+ ion incident energy of $6\text{-}9\text{keV}$ [15]. Using a sodium gas cell, Dimov et al. have reported the production of a 10-mA He^- beam at 12keV in a $100\mu\text{sec}$ pulse with a current density of $2.6\text{mA}/\text{cm}^2$ [11]. A 70-mA He^- beam was also generated in a pulsed mode by Hooper et al.[12].

Development of an He^- source using a Rb gas cell in a DC operation has been recently initiated for the purpose of application to the alpha-particle measurement[16]. The essential point of the development can be found that of an effective and long-life Rb gas cell, which can be operated in a DC, or a modulated mode. In the present preliminary

experiments, the Rb cell was operated in a DC mode at high pressure to convert He^+ to He^- at an efficiency of greater than 2 %. Since a positive ion current density of greater than $200\text{mA}/\text{cm}^2$ can be expected using a conventional source, a negative current density of $4\text{mA}/\text{cm}^2$ should be feasible.

3.2 Development of Li^- ion sources.

Lithium negative ions can be produced using the three methods mentioned above, that is, by the volume production in a plasma[7,8], surface production[17], and charge-exchange process[18]. There are some difficulties, however, in the practical use of an ion source to generate a beam. These difficulties include a lithium drain and lithium adherence to electrodes during a long operation, and impurity contamination in the extracted beam.

Walther, Leung and Kunkel had directly extracted Li^- ions from a lithium plasma confined in a small multicusp ion source, having a current density of $1.9\text{mA}/\text{cm}^2$ [7]. Similar to H^- volume production, it is thought that Li_2 molecules play an important role in the negative ion production in a plasma, with higher vapor pressure being favorable for the production of Li_2 [8]. In these production experiments, a small lithium block was placed in the ion source with the lifetime of the operation being limited by the consumption of the metal or the adherence of the lithium to the electrodes. The charge exchange method has the same problem. The conversion rate of Li^+ to Li^- is 4% at most. In order to achieve a high current density of positive ions, the consumption and the drain of lithium are inevitable. The surface production method is more efficient in the sense of the amount of consumption. A production of $0.1\text{mA}/\text{cm}^2$ Li^- ions has been reported, with the help of Cs coverage and oxygen adsorption on the surface[16]. There is, however, a problem in that large amounts of impurity ions, such as of H^- , C^- , O^- , and OH^- were also simultaneously extracted.

4 Discussions and summary

Alpha particles confined in an ITER and LHD plasma can be neutralized by a high energy neutral beams of $^3\text{He}^0$ or $^6\text{Li}^0$ with beam velocities of $0.6-0.8 v_\alpha$. If the port-

through current density $1\text{mA}/\text{cm}^2$ with a cross section of $10\text{cm} \times 10\text{cm}$, the counting rate would then be sufficient to measure the neutral particle spectra with good statistics for both cases. The alpha particle spectrum can be obtained by dividing neutral particle counts by the local beam particle density and the two electron transfer cross section, and by making corrections for beam attenuation and detection efficiency.

The absolute value of the alpha particle density in the high energy region can also be obtained if the absolute value of the beam particle density in the plasma is known. The incoming beam current can be monitored to an accuracy of about 10 %. The attenuation of the beam in the plasma is more serious and should be estimated from the values of $n_e(r)$, $T_e(r)$, and $Z_{\text{eff}}(r)$. This can be cross-checked by monitoring the current at the beam dump. Another important factor is the two electron transfer cross section. Total cross sections are measured to an accuracy of around 10 %. Fractions of the metastable state atoms in the neutralized particles, which should be totally attenuated in the plasma, are not known and should be measured. Even when taking into account the various uncertainties, such as those of the beam particle density in the plasma, cross sections, and detection efficiency of the system, the alpha density can be obtained to an accuracy of a factor of 2.

The required beam energy is around 1 MeV for the $^3\text{He}^0$ beam and 3 MeV for the or $^6\text{Li}^0$ beam. Considering the neutralization efficiency, the acceleration of negative ions should be adopted. Recent results of relatively small-scale or short pulse experiments with these negative ion sources reveal that the required current of 100 mA, or current density of

1 mA/cm² can be attained, and the diagnostic beam will be realized after some technical R & D works.

References

- [1] D.E.Post et al., Fusion Technology 1 (1987), 355
- [2] M.Sasao et al., Fusion Technology 10 (1986), 236
- [3] M.Sasao et al., Nucl. Fusion 27-2 (1987), 355
- [4] R.K.Fisher et al., to be published in Phys. Rev. Lett.
- [5] A. Taniike et al., to be submitted.
- [6] Y.Takeiri et al., to be published in Rev. Sci. Instrum. 66-3 (1995)
- [7] S.R.Walther et al., Appl. Phys.Lett. 51 (1987) 566
- [8] M.Wada et al., Rev. Sci. Instrum. 61-1 (1990) 433
- [9] M.Sasao et al., Rev. Sci. Instrum. B55 (1991) 318
H.Yamaoka et al., Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) 3659
- [10] M.Wada et al., J. Appl. Phys. 67 (1990) 6334
- [11] G.I. Dimov and G.V.Roslyakov, Pribory i Tikhnika Eksperimenta, No. 3, (1974), 31
- [12] E.B.Hooper et al., Rev. Sci. Instrum. 51-8 (1980) 1067
- [13] M.Sasao et at, Rev. Sci. Instrum. 61-1 (1990) 418
- [14] A.S. Schlachter et at, Phy. Rev. 174 (1968) 201
H.B.Gilbody et at, J. Phys. B 2, (1969) 465
R.A.Baragiola et at, Nucl. Instrum. Methods, 110 (1973) 507
- [15] R.J. Girnius et at, Nucl. Instrum. Methods, 137 (1976) 373
- [16] M.Sasao et al., to be published in Ann. Rep. Nat. Ins. Fusion Sci. 1994/1995
- [17] M.Wada et at, Nucl. Instrum. Methods, B37/38 (1989) 132
- [18] E. Steffens, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 1145

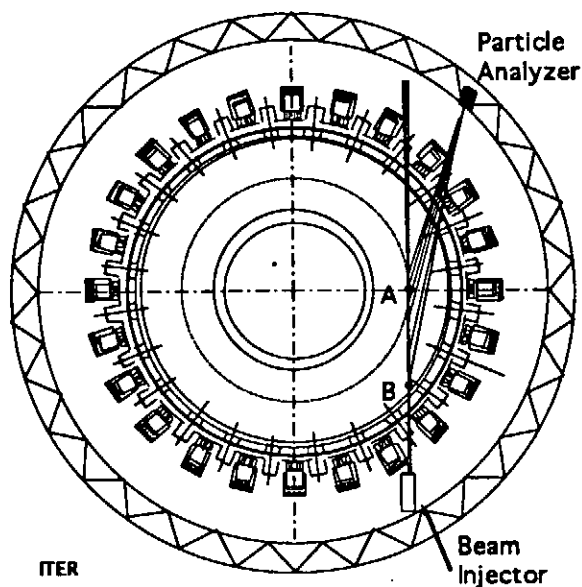


Fig. 1
Schematic illustration of the possible experimental configuration for alpha particle measurement using a diagnostic beam on ITER.

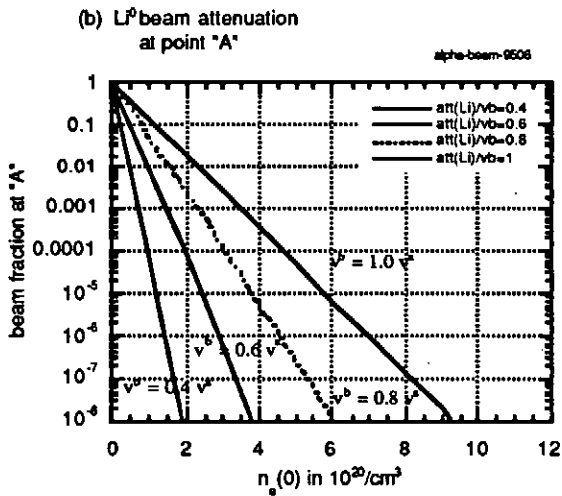
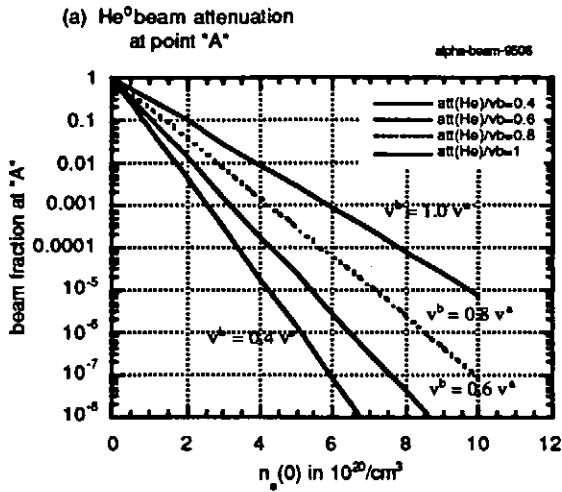


Fig. 2
Beam fractions at position A in Fig. 1, for a neutral beam of He^0 (a), and of Li^0 (b), injected with velocities of v_α , $0.8 v_\alpha$, $0.6 v_\alpha$, and $0.4 v_\alpha$. Here v_α is the virgin alpha particle velocity.

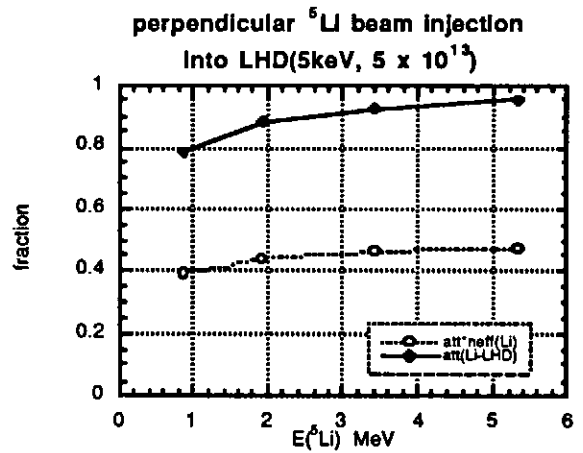
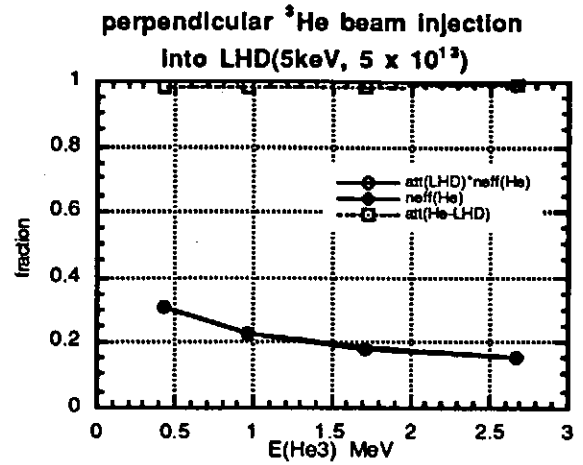


Fig. 3
The neutralization efficiency and penetrated beam fractions at the centre of LHD are shown together with their product as a function of the beam energy, for (a) neutral beams of He^0 , and (b) that of Li^0 .

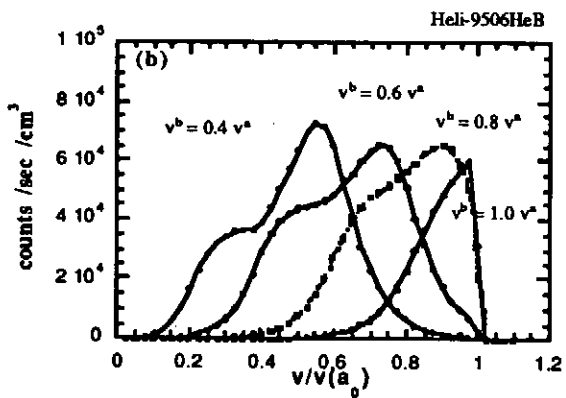
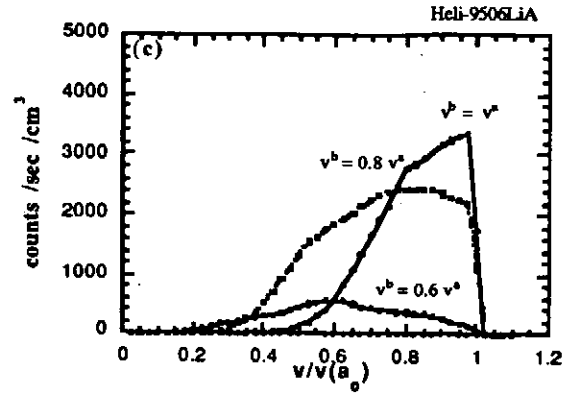
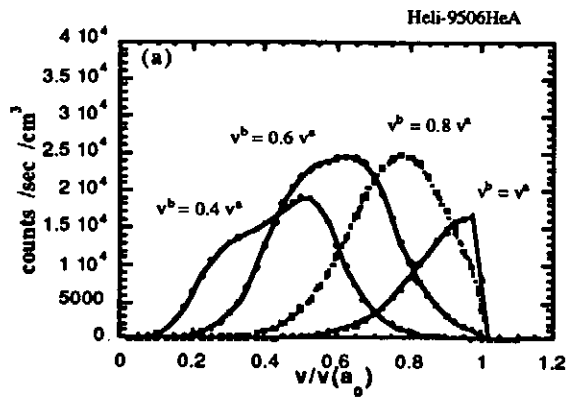


Fig.4

The expected spectra of neutralized alpha particles by a 100-mA ${}^3\text{He}^0$ beam for velocities of v_α , $0.8 v_\alpha$, $0.6 v_\alpha$, and $0.4 v_\alpha$ when observed with (a) the geometry shown in A of ITER in Fig.1, and (b) that shown in B in Fig. 1. Figure (c) is that for the 100-mA ${}^6\text{Li}^0$ beam for velocities of v_α , $0.8 v_\alpha$, $0.6 v_\alpha$, and $0.4 v_\alpha$ when observed with the geometry A in Fig.1.

アルカリガスセルによるHe⁻イオン源の開発

中部大学 野村和泉、核融合研 笹尾真実子、総研大 谷池晃、
同志社大 和田元、理研 山岡久志、姫工 佐藤守彦

現在、核融合科学研究所で開発中のヘリウム負イオン源第一号の試験結果について報告する。

図1にヘリウム負イオン源の構成図を示す。ヘリウム正イオン源で生成された正イオンはアルカリガスセルに導かれ、一部の正イオンが2荷の荷電変換を起こして負イオンとなる。ヘリウム正イオンと負イオンはともに beam profile 測定用の真空層を通り、質量分析器で測定される。

ヘリウム正イオン源は、磁極数12の円筒形状多極線カスプ型で、材質は無酸素銅とした。フィラメントにはタングステンと円筒バイファイラ型 LaB₆ の二種類を用いている。直径6mmの単孔による引き出しで、レンズは一段である。図2、図3にイオン源断面図、及び配線図を示す。

アルカリガスセル(図4)は、T字型で水平ガスセル部(セル長さ8cm、コリメーター直径1.5cm)と液溜まりからなる。セル部で壁に当たったガスが液溜まりに戻りやすいように、管接合部の丸み加工、壁の粘性を下げる電界研磨加工を施してあるほか、独立に取り付けられたヒーターにより、ガスセル部の温度を相対的に低く保つように調整している。

図5に種々のアルカリ金属ガスによる荷電変換の反応断面積から計算された、He⁻収量率を示す¹⁾。比較的低い電圧で、かつできるだけ高い変換効率が得られるガスとして、今回の一連の実験ではRbガスをを用いることにした。

実験はRbセルの温度を上げながら、質量分析器で正負イオンの電流値を計測し(図6)、変換効率を算出した(図7)。セルの温度上昇に従って、正イオン収量が飽和状態を示す一方で負イオン収量は確実に増加し、これまでに加速電圧6kVで最大変換効率約3%を得ている。この変換効率は、現在の実験精度を考慮すると、図5で示した変換効率と比較して妥当といえる。しかし負イオン電流最高値は、1.1μAに止まっており、レンズが現在全く効いていないことが原因と考えられ、引き出し系の改良が必要である。

今後は多孔引き出し及び多段レンズイオン源の可能性について検討する予定である。

1) A.S.Schlacter, D.H.Loyd, P.J.Bjorkholm, L.W.Anderson, and W.Haeberli, Phys.Rev. 174(1968)201.

図の説明

図1 ヘリウム負イオン源。

図2 ヘリウム正イオン源断面図。

図3 ヘリウム正イオン源配線図。

図4 アルカリガスセル断面図。H: ヒーター。

図5 反応断面積から求めた正イオンから負イオンへの荷電変換効率。

図6 Rbセル温度上昇に伴う正、負イオン収量変化例。

図7 セル温度上昇に伴う正イオンから負イオンへの変換効率例。

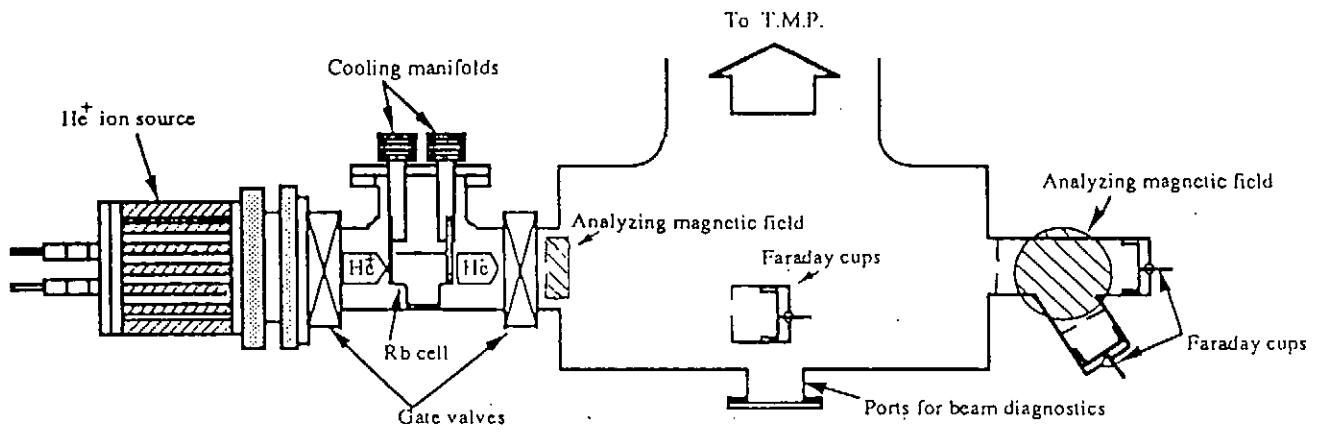


図 1

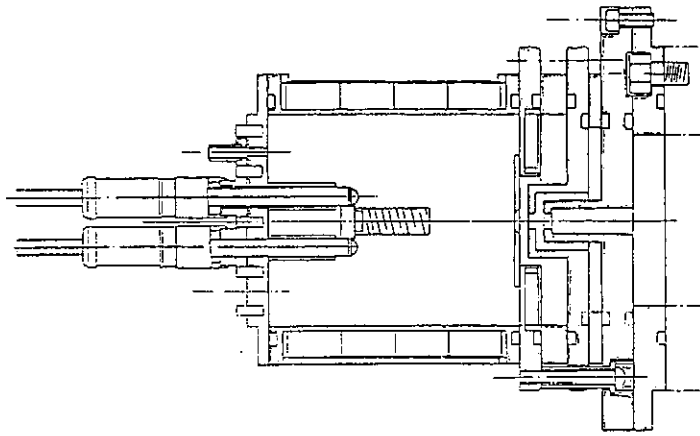


図 2

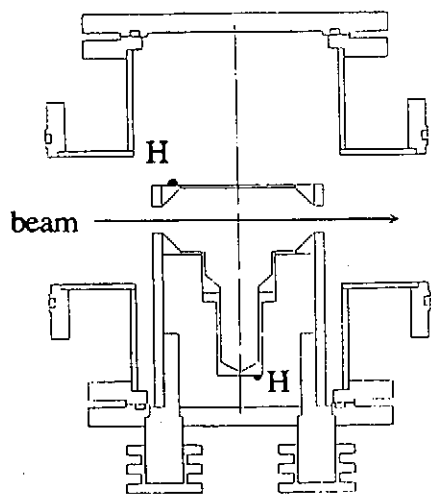


図 3

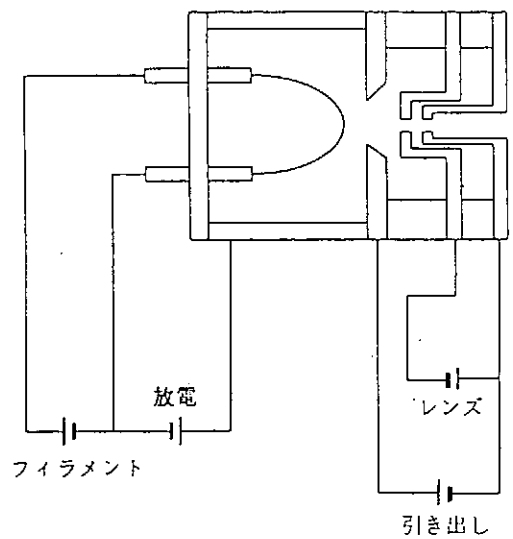
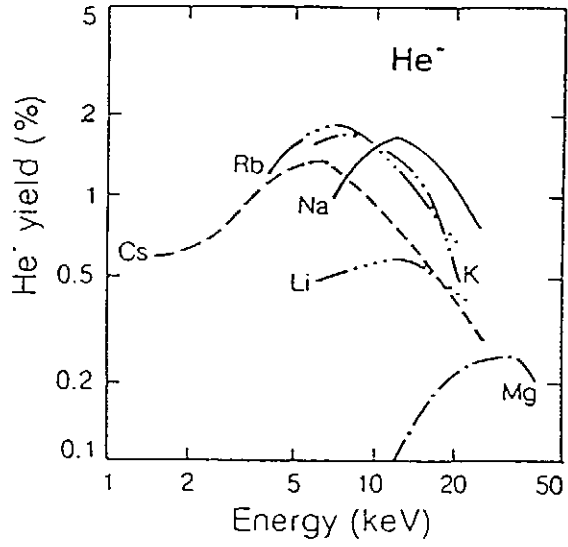
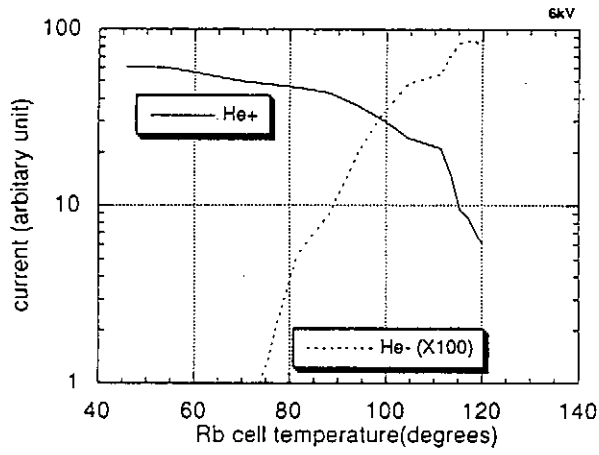


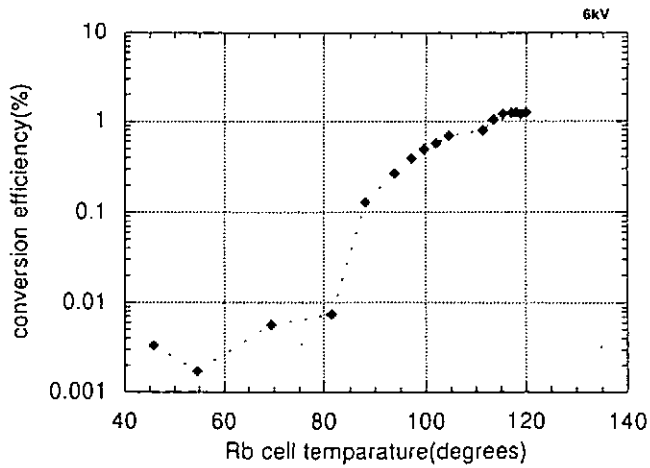
図 4



☒ 5



☒ 6



☒ 7

接触電離プラズマ源によるLi⁻生成

福浦喜幸、田中将裕、村上和嗣、川口源太、勝俣五男

大阪市立大学、工学部

1. はじめに

今までに熱電離を利用した小型のイオン源の開発を行い¹⁾、Re箔円筒の内面を電離面とする構造で、3000 Kにて安定に作動するものが得られ、このイオン源を用いて各種イオン生成の研究が行われてきた^{2) 3) 4) 5) 7)}。現在は、プラズマ計測に用いる高エネルギーLi原子ビーム生成の基礎研究としてLi⁻負イオンビーム生成の研究を行っている⁶⁾。負イオン生成時における、負イオンと電子の分離にはビーム軌道に垂直に磁界をかけ、ラーマー半径の違いにより分離している。今までは大型のヘルムホルツ型のコイルによって磁界をかけてきたが、このコイルではビーム源全体に磁界がかかり、この磁界によってアイオナイザー内でプラズマが非対称となり、内部でのプラズマ生成と、ビームの引き出しに悪影響を与えている可能性があることがわかってきた。この問題を解明するために、今回の研究では、大型のコイルの代わりに、加速電極系の後方に置いた小型の鉄心入り電磁石により局所に限定した磁界により電子と負イオンビームの分離を行うことにし、プラズマ源部に対する磁界の影響を除けるようにした。

しかし、電子の分離を加速電極系の後方で行う為、分離された高エネルギーの電子ビームはイオン源部を支える支柱等に当たり、反射や二次電子放出等を起こし、ディテクターにバックグラウンドとして入ってくるのが解ってきた。この対策として分離した電子ビームを取り込む為の電子捕獲器の設置を行い、又、ディテクターに負のバイアス電圧をかける等、電子がディテクターに飛び込まないように対策を施した。

2. 実験装置

実験装置の概念図をFig. 1に示す。プラズマ源で生成されたイオンビームは、静電加速レンズ系によって引き出され、加速・収束されてイオンビームとなり、ディテクターによりその電流量とビームのプロファイルの測定を行えるようになっている。負イオンビーム生成の場合は、負イオンと電子との分離の為に今まで用いていたヘルムホルツ型のコイルの他に新しく小型の鉄心入り電磁石を静電加速レンズ系の後方に設置している。又、3000 Kの高温で輝いてるプラズマ源からの光による光電子放出を考慮してイオン源後方に遮光板を置き、遮光円筒でディテクターを囲んでいる。

次にプラズマ源の構造をFig. 2に示す。試料である金属LiとCsはそれぞれ別々のリザーバーに入れられており、別々に蒸気圧を制御できるように個別にヒーターを設けてある。アイオナイザーとしては、直径5 mmのRe箔円筒内面を用い、フィラメントによる輻射加熱と電子衝撃加熱によって約3000 Kの温度にて安定に作動している。負イオン生成用にCsを混入しているがCsが高温下(約3000 K)にて負イオン生成時にどのように振る舞うかを調べるのも課題の一つである。

鉄心入り電磁石の構造をFig. 3に示す。電磁石は、励磁電流1 Aでほぼ200 Gaussの磁界を発生させることが出来、400 Gauss程度以下では励磁電流に対し線形に磁界を発生させている。負イオン同定には、磁界強度の差により起こるディテクターでのイオンビームの変位差によって行っている。

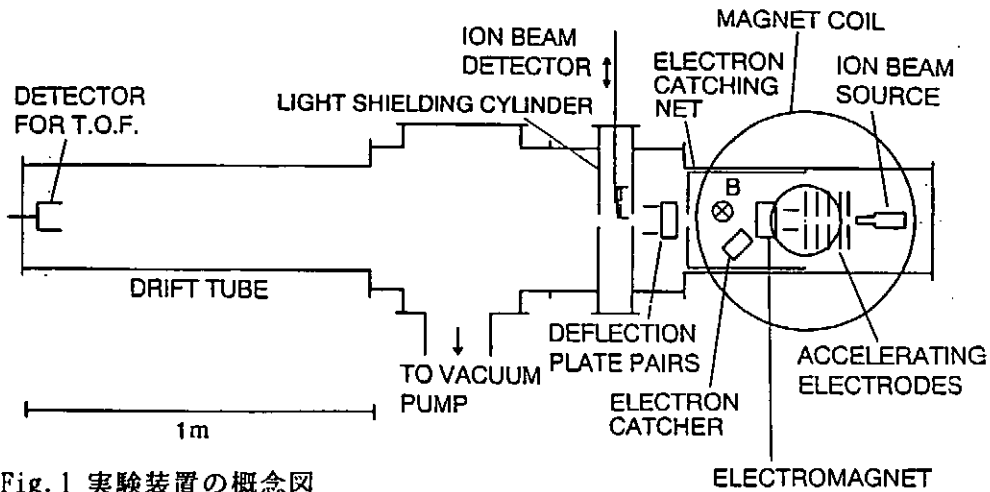


Fig. 1 実験装置の概念図

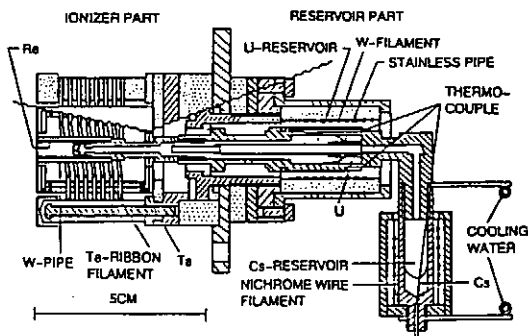


Fig. 2 プラズマ源の構造

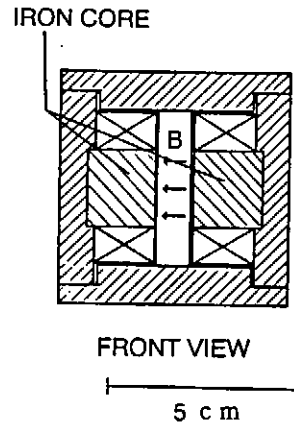


Fig. 3 鉄心入り電磁石の構造

3. 実験結果

大型のヘルムホルツ型のコイルを用いて行った実験データをFig. 4, Fig. 5, Fig. 6に⁸⁾、小型の鉄心入り電磁石を用いた実験データをFig. 7, Fig. 8, Fig. 9, にそれぞれ示す。Li 負イオン電流量とLiリザーバー温度との関係をFig. 4とFig. 7に、Li 負イオン電流量とCsリザーバー温度との関係をFig. 5とFig. 8に、Li 負イオン電流量とアイオナイザー温度依存性との関係をFig. 6とFig. 9に示す。大型のヘルムホルツ型のコイルを用いて行った実験データと、小型の鉄心入り電磁石を用いた実験データを比較すると、どのデータも傾向としては同じ様になっていて小型の鉄心入り電磁石を用いた方が一桁程度収量が多くなっている事が見取れる。

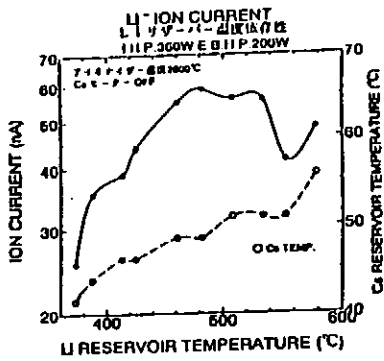


Fig. 4 Li⁻負イオン電流量とLiリザーバー温度との関係 (ヘルムホルツ型コイル使用時)

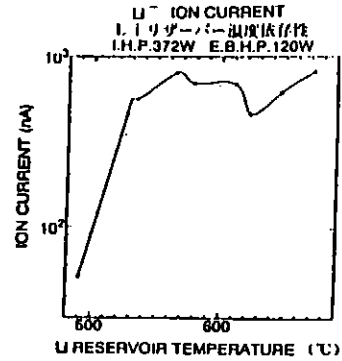


Fig. 7 Li⁻負イオン電流量とLiリザーバー温度との関係 (鉄心入り電磁石使用時)

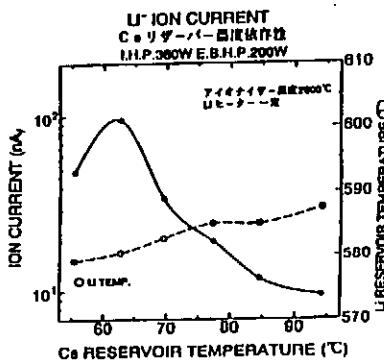


Fig. 5 Li⁻負イオン電流量とCsリザーバー温度との関係 (ヘルムホルツ型コイル使用時)

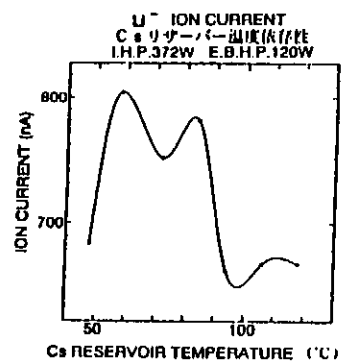


Fig. 8 Li⁻負イオン電流量とCsリザーバー温度との関係 (鉄心入り電磁石使用時)

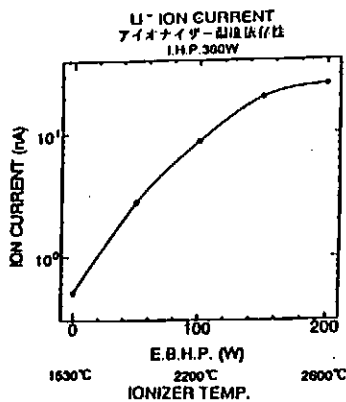


Fig. 6 Li⁻負イオン電流量とアイオナイザー温度依存性 (ヘルムホルツ型コイル使用時)

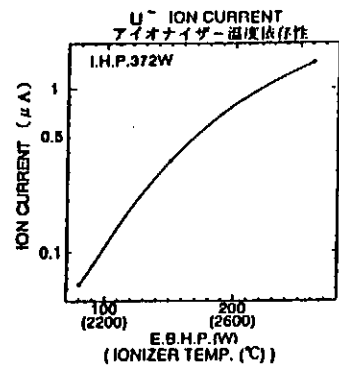


Fig. 9 Li⁻負イオン電流量とアイオナイザー温度依存性 (鉄心入り電磁石使用時)

この実験においてイオン種の同定は、磁界強度の差により起こるディテクターでのイオンビームの変位差によって行ったが、この時負イオンビームはディテクターを斜めに横切って変位しているように見える。この時のプロファイルの変化をFig. 10に示す。これより、あまり遮光板などに当たっていないと考えられる所では、変位量がほぼ理論値のグラフの傾きと合っているのでこの負イオンビームはLi⁻だと考えられる。理論値と実験値のグラフをFig. 11に示す。

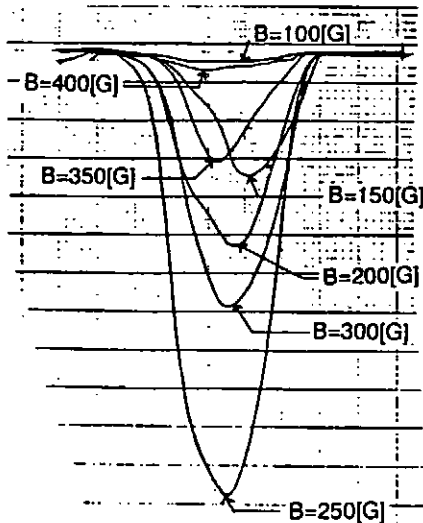


Fig. 10 ビームプロファイルの変化

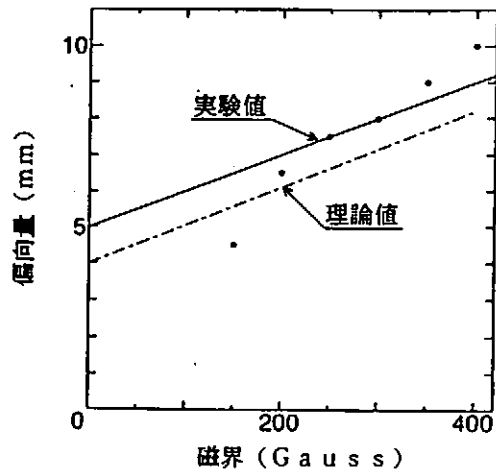


Fig. 11 プロファイル変位量の理論値と実験値

4. まとめ

これまでの結果をまとめると、ディテクターへの各種対策（二次電子対策や光電子対策）によりディテクターの感度が向上した。又、Li⁻負イオンビームとして最大1.5 μAのビーム量が得られている。それと各種依存性についても調べられ、ヘルムホルツ型のコイルを用いたときと、小型の電磁石を用いたときとの違いについても調べられた。

現在は、Time of Flight法による負イオンの同定を行い、イオン種がLi⁻負イオンであるという確証をとろうとしている。その後にビームの収束性の向上をはかろうと考えている。

参考文献

- 1) Y. Sakai, I. Katsumata and T. Oshio: Jpn. J. App. Phys. 22 (1983) 1048.
- 2) 勝俣五男、山崎正睦、藤本誠、村上和嗣：第2回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ論文集(1991) 35
- 3) 山崎正睦、藤本誠、村上和嗣、勝俣五男：第2回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ論文集(1991) 41
- 4) 村上和嗣、藤本誠、塚原秀和、勝俣五男：第3回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ論文集(1992) 167
- 5) 塚原秀和、山崎正睦、藤本誠、村上和嗣、勝俣五男：第3回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ論文集(1992) 75
- 6) 塚原秀和、吉村裕規、村上和嗣、勝俣五男：第4回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ論文集(1993) 67
- 7) I. Katsumata, M. Yamasaki, K. Murakami, M. Fujimoto, H. Tsukahara, Y. Nanjo, and H. Yoshimura: Rev. Sci. Instrum. 65 (4), April (1994) 1392
- 8) 塚原秀和：熱電離型イオン源による各種イオンビーム生成；Tl⁺イオン、Li⁻イオン（平成5年度 大阪市立大学工学研究科 修士論文）

帰り新参の見たイオンビーム技術開発

日立 白形弘文

1. はじめに

近年、学術研究や産業利用の分野において、イオンビーム技術開発が大幅に進展してきた。イオンビーム技術が多様化されて行く現状を見ると、将来へ向けてこれら技術のさらなる飛躍が期待できる。しかし一方で、その展開に飽和現象が現われはじめていると感じるのは、筆者のみの僻目だろうか？。開発研究者にとって、この状態を認識し対応策をとることが重要と感じたので、本講演を決心した次第である。

筆者は、以前核融合用イオンビーム技術開発に従事し、その後他分野の業務に転じ、1年前から再び新人としてビーム技術の勉強を始めた者である。以下は、この1年間学会等で見聞した筆者の感想（私見）である。若干辛口の表現もあるが、今後のイオンビーム技術の進展を心から望む者の言葉として容赦願いたい。

2. イオンビーム技術開発の現状と問題点

技術開発の現状は、OHP資料に要約されているので、それをOHP-1に示す。また、その補足説明を右側に記述する。

[OHP-1]

最近のイオンビーム技術

◆イオン種、ビームサイズ、ビームエネルギー・電流値など広範囲の領域でビーム制御技術が進展している。また、ビーム機器の種類も多く、一見百花繚乱の趣がある。

◆負イオン源開発において大幅な進展が見られたが、全体的には技術の成熟化が主と見受けられる。

◆イオン源の形式としては、
Multi-cusp (+RF) Source
が主流であると見受けられる。

①負イオン源の特徴の一つは、ビームの収束が自然なかたちで予想以上に良いことである。この特徴は、将来利用に非常に役立つ。

② OHP-1で言いたいことは、現在イオンビーム装置の種類は多く、一見百花繚乱の趣がある。しかし、要素技術的観点から分類すると、ある代表的な潮流に集約されつつあるということである。例えば、イオン源形式にみられるごとく、Multi-cuspイオン源が、応用製品に適用しやすい要素機器として、主流になりつつある。この形式のイオン源は、シンプルであり、理論解析との一致がよい点に特徴がある。

次に、現状の問題点を OHP-2 に示す。

[OHP-2]

(問題点)

- ◆代表的なビーム装置製品は、技術水準が高く横一線のかたちになっている。しかし、大部分の製品が半導体製造や微細加工など特定の用途向け（数少ない？）のものに集中しているように見える。
- ◆一時期ビーム技術の会議に参加者が非常に多かったが、最近減少ぎみである。
- ◆大学や研究機関の研究者たちは、ミクロな機構解明や特殊用途向けの開発に興味を持っており、一方、製造者たちは、開発した装置の新しい販路（用途）さがしに努力している。この両者間に考え方の乖離が見られる。
- ◆イオン源開発の螺旋的展開が見られる。
DuoPIGatron→Multi-cusp→DuoPIGa?
(Ion sourcery への回帰が心配)

[補足説明]

- ①はじめの2項目は、ユーザーの人々にとって、イオンビーム応用の新しい将来展望が見えにくくなる兆候を示している。
- ②その原因の一つに、研究者と製造者との考え方の乖離がある。それが無意識のうちに生じ、技術移転の停滞要因となるので注意を要する。
研究者は、新しい課題に常に挑戦する良い性格を持っている。この性格が、学会等での言動が時とともに変わる状態を引き起こすことがある。これを外野席からみると、「研究者のどの発言が真実かわからない」ということになる。一方、製造者は、新製品開発後、販路拡大などの期間（開発停留期間）が必要であり、この間に研究者との考え方の phase のずれが起こってくる。この両者間の Phase のずれが、新規開発方針の決定に躊躇することになる。このような動きが技術停滞の原因となることがある。この問題の解決には、相手側に対する「気くばり」の気持ち

ちが重要と思う。

③イオン源開発の螺旋的展開について追記する。

筆者らは、約20年前 JAERI において、アンペア級イオン源の開発研究に着手したが、そのとき基本としたのが ORNL (米) で開発された DuoPIGatron であった。その後の世界のイオン源研究の進展の中で CLM研 (英) の Multi-cusp source が生まれた。両イオン源とも傑作である。その後、我々は当面の開発目標であった JT-60 NBIシステムに適したイオン源として Multi-cusp source を選んだが、周辺の人々の中には、その選択を「DuoPIGatron はダメだ」と誤解した人もいた。我々は狭義の意味で選択したのだけれども。最近、Multi-cusp source の改良形として再び DuoPIGatron ライクのイオン源が登場している。応用製品への適用の際は、新形は旧形に優ると早とちりすることなく、物理的中身をよく考えて決めよう。

筆者のイオン源開発事始めの頃、先輩方からイオン源動作特性の理論解析が困難なことを評して「ion sourcery* だよ」と言われた。我々の研究の狙いの一つは、この ion sourcery からの脱却であった。Multi-cusp source を中心に理論解析が進展していることは喜ばしい。この動きはイオン源技術の技術移転の要諦である。最近のイオン源研究の多様化にともない、ion sourcery への逆もどりのないよう留意すべきである。

(註) * sorcery(魔法)という言葉にかけたジョーク。

3. 将来利用技術の拡大を目ざして

イオンビーム利用技術拡大のための一方策を OHP-3 に示す。

[OHP-3]

ビーム技術開発推進のための一方策

[現状認識]

[対策は?]

◆第一期応用技術開発の最盛期を過ぎようとしている時期である。

◆多様化した開発内容を基本に立ち返って見直し、要素機器別に開発内容を集約して、研究テーマを再構築する。

◆加速器・核融合・医療・半導体産業など特定分野への応用技術が確立し、システム技術の多様化の時期を迎えている。他方、その展開に飽和現象が現われはじめている。

◆開発研究者の相互協力がより重要。――研究者倫理の再認識。

◆技術の多様化。――→ 開発研究テーマの分散化を招く。――→ 研究者は多忙となり研究内容が希薄になる(研究者数は有限である)。――→ ユーザーへの対応が遅れ、彼らの不満を招く。

◆ユーザーの要求を再確認しよう。――開発担当者の考え中心でまとめた装置からユーザー・フレンドリーな装置への転換。

◆オールマイティの装置は殆どないことに留意しよう。

[その結果は?]

◆重厚長大産業分野への応用を含めた第二期応用技術開発の繁栄が可能となる。

A Large Hydrogen Negative Ion Source Driven by a Microwave Discharge

Makoto Hamabe, Motoi Wada

Department of Electronics, Doshisha Univ., Kyoto

Naoki Miyamoto, Yoshikazu Okumura

Japan Atomic Energy Research Institute, Naka, Ibaraki

1. Introduction

DC-arc-ion-sources with tungsten filaments are widely used for present neutral beam injection (NBI) systems. The filaments have to be replaced after certain time of operation, as they are evaporated and sputtered in a plasma. However, NBI devices possibly become radioactive like the main plasma chamber of Tokamak or Helical devices, so that they are preferred to be free from maintenance. In addition, continuous operation of a NBI system is required in future. Therefore, RF or microwave ion sources are needed to be developed because they are expected to have a longer lives than that of a DC-arc-ion-source.

Information related with the operation of RF and microwave discharge sources is not sufficient to develop a large scale source. Thus, we have tested the plasma production with microwave of 2.45GHz in a multicusp ion source compatible for the actual NBI system. As preliminary experiments, plasma parameters of the produced plasma in the ion source were measured with a Langmuir probe, and H⁻ beam extraction and acceleration characteristics were also measured.

2. Experimental Apparatus

Figure 1 shows a schematic diagram of experimental apparatus. The ion source has a semi-cylindrical shape and is 340 mm in diameter and 340 mm in length. Permanent magnets are arranged on the wall in multi linecusp in order to configure a plasma. Magnets are arranged on one of the end walls to close the linecusp magnetic field produced by the magnets on the side wall. On the other end wall, magnets are equipped to produce the magnetic field parallel to the ceramic window that launches the microwave of 2.45 GHz into the ion source (Fig. 2). The microwave power supply is connected to the ion source as shown in Fig. 1. Microwave from the generator is led to the ion source through rectangular waveguides, the power monitor to measure incident and reflected power, and the stub tuner to tune the absorption of microwave to the load.

The grid system to extract H⁻ beam consists of 4 grids, i. e. a plasma grid (PG), an extraction grid (EG), an electron suppression grid (ESG) and a ground grid (GG), in the order from the ion source to the downstream. The extraction parts from PG to ESG have 7 apertures of 10 mm in diameter in the area of 50 mm in diameter (total aperture area: 5.50 cm²), and they are curved spherically to let beam from each aperture merge into a single beam line. The ground grid has a single aperture of 50 mm in diameter (Fig. 3).

3. Measurement of Plasma Parameters in the Ion Source

In order to find a condition suitable to produce a plasma, ion saturation current density was measured with

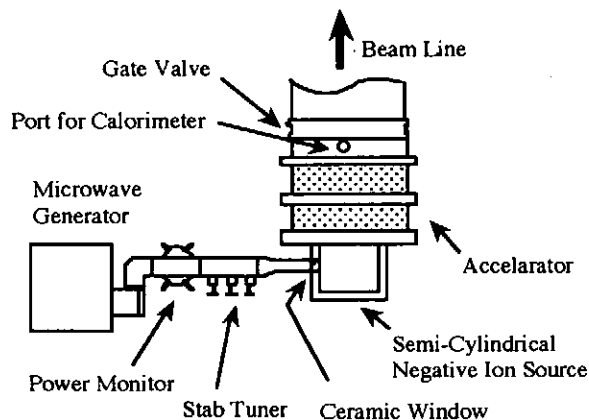


Fig. 1 Schematics of the experimental system.

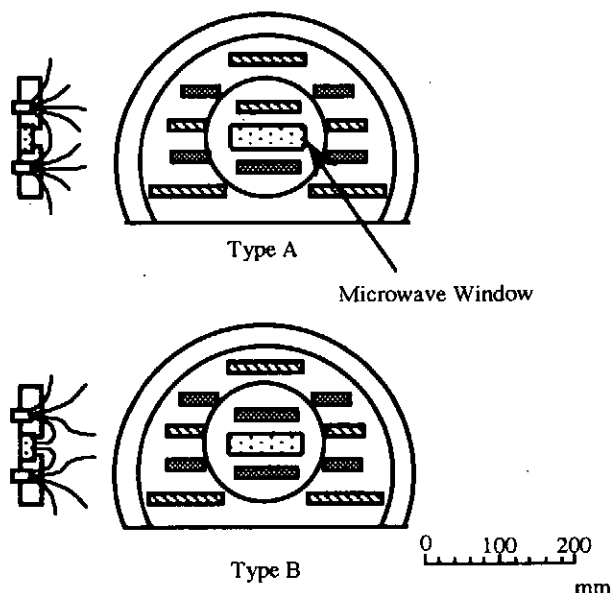


Fig.2 Schematics of the end plug for incidence of microwave and arrangement of magnets (▨ N pole inside, ▩ S pole inside)

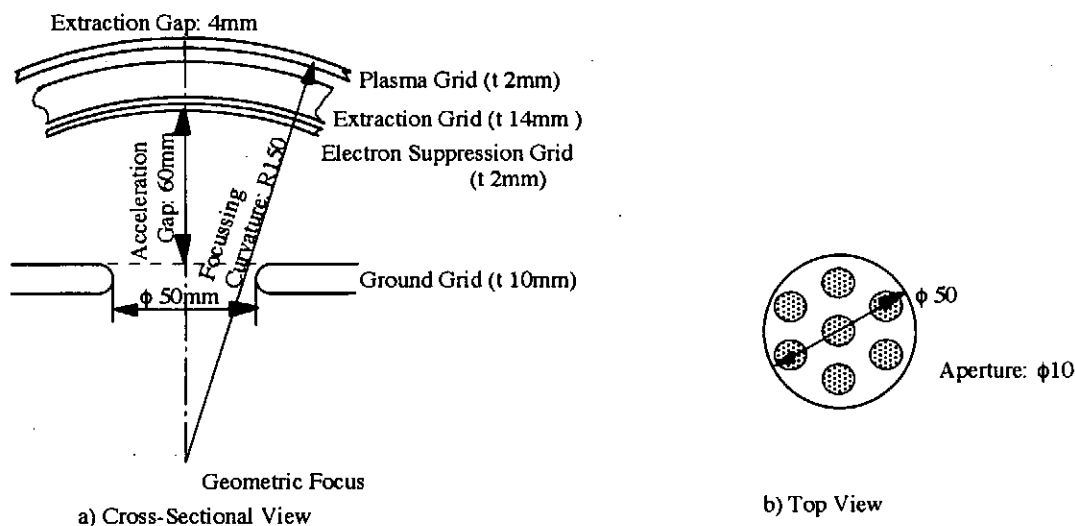


Fig. 3 Schematics of the extracting system with the curved grids.

the probe set near the center of the ion source. The ion saturation current density was measured as a function of absorbed microwave power for different hydrogen gas pressure. Two types of magnet arrangements (Type A and B in Fig. 2) were tested and compared. The results for Types A and B are shown in Fig. 4 and 5 respectively. Maximum ion saturation current density was observed at the minimum gas pressure of 0.2 Pa in the case of Type B, and it was considerably larger than that for the case of Type A. This difference in characteristics can be due to the difference in magnet arrangement. Namely, Type A geometry produces magnetic lines of force nearly parallel

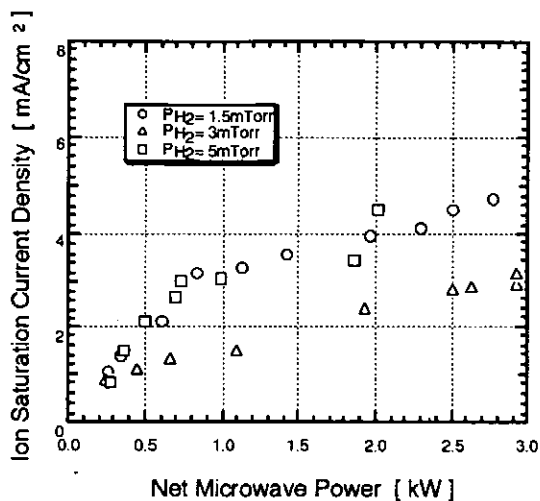


Fig. 4 Measured ion saturation current density as a function of net microwave power. (Type A)

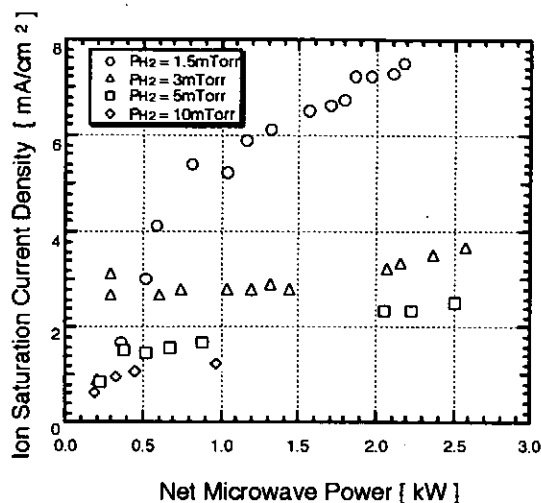


Fig. 5 Measured ion saturation current density as a function of net microwave power. (Type B)

to the microwave window, so that a dense plasma produces near the window a confinement along the magnetic lines of force and can not diffuse into the center of the ion source. Meanwhile, the magnetic field arrangement of Type B can make the microwave produced plasma easily diffuse into the center, because the magnetic lines of force are perpendicular to the window. Observing the preferable result that densest plasma was produced at the lowest gas pressure of 0.2 Pa in Type B, all of the following measurements were made with the magnet arrangement of Type B.

Spatial distribution of ion saturation current density was measured in the longitudinal direction (Fig. 6). The measured ion saturation current decreased with the increasing distance from the microwave window at 0.4 Pa. It is supposed that a dense plasma was produced near the window but could not diffuse to the center. At higher gas pressure the similar characteristics may predominate. At 0.2 Pa, a dense plasma was produced at 50 mm from the window, and the distribution showed enough uniformity. The maximum ratio of local deviation from the average density to the average was about 6.5 % in the area of 180 mm, or from 110 mm to 290 mm.

4. Measurement of Extracted H⁻ Beam

Amount of the extracted H⁻ beam was measured thermally with a calorimeter to reduce the effect of electrons from a plasma produced in the measurement area by the extracted ion beam as small as possible. Cylindrical copper tips were used as the calorimeter and set at the position 320 mm downward from GG. They were arranged to form 10 channels with an interval of 20 mm to simultaneously measure the distribution of beam current density. The H⁻ beam was extracted pulsively in every 60 seconds, and the discharge was maintained for 6 seconds while the extraction was made for 2 seconds.

Figure 7 shows the dependence of the H⁻ beam current upon the extraction voltage that were measured for the H⁻ beams accelerated up to 20 keV at gas pressure of 0.2 Pa and the net microwave power, P_{net}, of 2 kW.

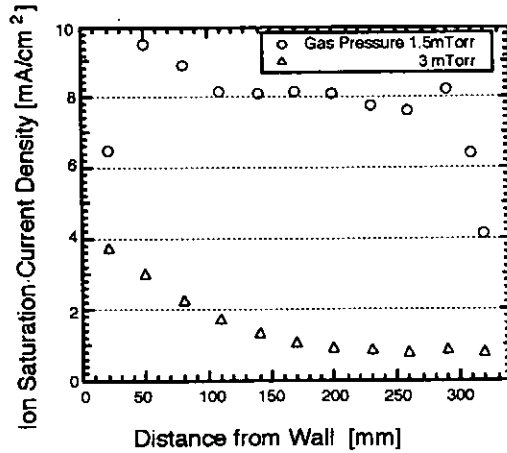


Fig. 6 Spatial distribution of ion saturation current density at the longitudinal direction. (Pnet: 2kW)

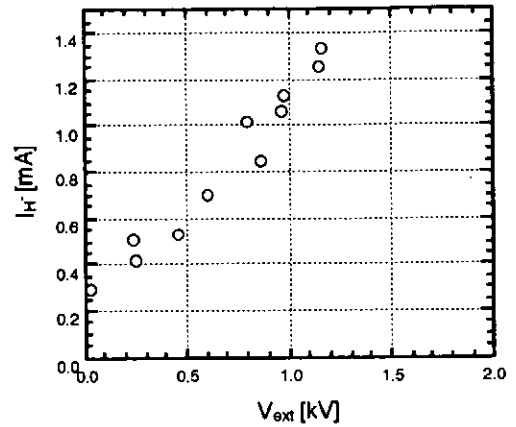


Fig. 7 Measured H^- current accelerated to 20keV as a function of extraction voltage V_{ext} . (H_2 gas pressure: 1.5mTorr, Pnet: 2.0kW)

Under this condition, the maximum beam current of 1.3 mA was measured with a good convergence of 45 mm in half-width diameter.

5. Conclusions

Plasma production by the microwave discharge in the semi-cylindrical actual scale negative ion source was examined. The ion saturation current density of source plasma was measured, and the uniform plasma was observed along 180 mm at the area around the center of the ion source where magnetic field was comparatively weak at low gas pressure of 0.2 Pa. The maximum H^- current of 1.3 mA (0.24 mA/cm^2) was obtained with the extraction voltage of 1.16 kV, the acceleration voltage of 20 kV, and at the microwave input power of 2.0 kW. With the further increase in microwave power, a microwave driven H^- ion source for intense NBI system can be realized.

Acknowledgement

The authors would like to thank Mr. Hiroyuki Abe for his technical assistance on the preparation, operation and maintenance of the apparatus.

References

- 1) Y. Takeiri, A. Ando, O. Kaneko, Y. Oka, K. Tsumori, T. Takanashi, R. Akiyama, E. Asano, T. Kawamoto, M. Tanaka, H. Kawakami, T. Okuyama, Y. Suzuki and T. Kuroda, Proc. 18th Symp. on Fusion Tech. Karlsruhe Germany, Aug. 22-26 (1994).
- 2) K. N. Leung, D. A. Bachman and D. S. McDonald, Rev. Sci. Instrum. 64 (1993) 970.
- 3) W. Kraus, J. H. Feist, E. Speth and R. Wilhelm, Proc. 18th Symp. on Fusion Tech. Karlsruhe Germany, Aug. 22-26 (1994).
- 4) 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, Proc. 15th Symp. on Fusion Eng. Hyannis MA, Oct. 11-15 (1993).

circular antenna and μ_0 is a vacuum magnetic permeability.

Equation of motion of electron is solved by the leap-frog method in the electric and magnetic fields. Collisions are calculated by the Monte Carlo method. Probability of collision P_{coll} in time interval Δt is given by

$$P_{coll} = 1 - \exp(-n_H \sigma_{tot} |v_e| \Delta t), \quad (4)$$

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ela} + \sigma_{ion}, \quad (5)$$

where σ_{ela} is an elastic collisional cross section and σ_{ion} is ionization collisional cross section. Both of these values are taken from Sanborn C.Brown^[5] and C.F.Chan^[6], respectively as follows,

$$\sigma_{ela} = 1.6 \times 10^{-19} [\text{m}^2], \quad (6)$$

$$\sigma_{ion} = \begin{cases} 2.0 \times 10^{-22} \times u_e [\text{m}^2] & (u_e \geq 23[\text{eV}]) \\ 0 & (u_e < 23[\text{eV}]) \end{cases}. \quad (7)$$

In order to investigate the effects of elastic collisions, we use two values of σ_{ela} , one is $\sigma_{ela} = 1.6 \times 10^{-19} [\text{m}^2]$ and the other is $\sigma_{ela} = 1.6 \times 10^{-20} [\text{m}^2]$. In the process of ionization, equation of energy balance holds as

$$E_{inj} - E_{ion} = E_1 + E_2, \quad (8)$$

where E_1, E_2 are energies of two electrons after ionization, E_{inj} is the electron energy before ionization and E_{ion} is the ionization potential of H_2 molecule. E_1 is described by using a random number $R_1(0,1)$ by following expression.^[7]

$$E_1 = C \tan\left[R_1 \tan^{-1}\left((E_{inj} - E_{ion})/2C\right)\right], \quad (9)$$

where C is 8.3 for H_2 molecule. E_2 is calculated by eq.(9) with use of E_1 . Velocity vector of the electron after ionization has angle χ and azimuthal angle ϕ to the original velocity vector. These angles are calculated using a following equations, respectively.^[8]

$$\cos\chi = \left(2 + E_1 - 2(1 + E_1)^{1/2}\right), \quad (10)$$

$$\phi = 2\pi R_2, \quad (11)$$

where R_2, R_3 are random numbers (0,1).

3. RESULTS AND DISCUSSIONS

Fig.2 shows an electron orbit in $z=0$ plane with $\sigma_{ela} = 1.6 \times 10^{-19} [\text{m}^2]$. It shows that the effect of magnetic field on the orbit is not so strong. Fig.3 shows ionization points in $r-z$ plane for two different elastic collisional cross sections. Fig.4, which is based on Fig.3's results, shows rates of ionization on radial position r for two different σ_{ela} . When the rate of elastic collision is small, ionization is higher in the outer region. This comes from the electron existing near the circular antenna. For the case of larger elastic collision, ionization points diffuse into the central region of the circular antenna.

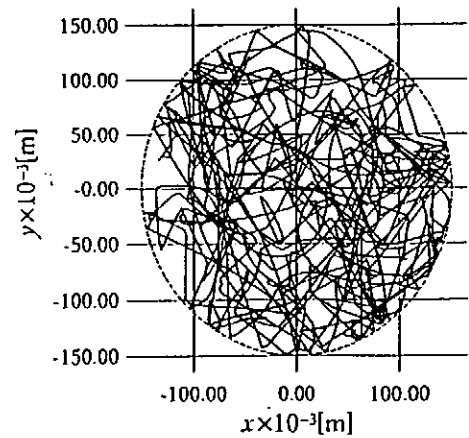


Fig.2 Electron orbit

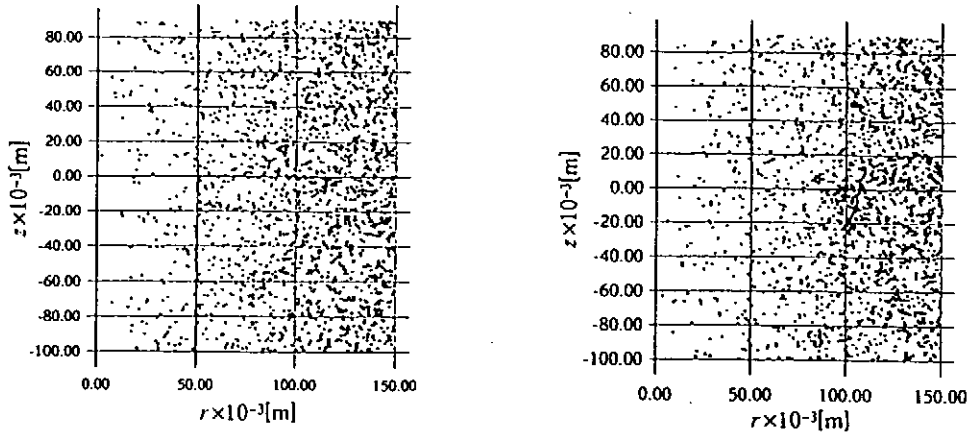


Fig.3 Ionization points a) $\sigma_e = 1.6 \times 10^{-19} [\text{m}^2]$ b) $\sigma_e = 1.6 \times 10^{-20} [\text{m}^2]$

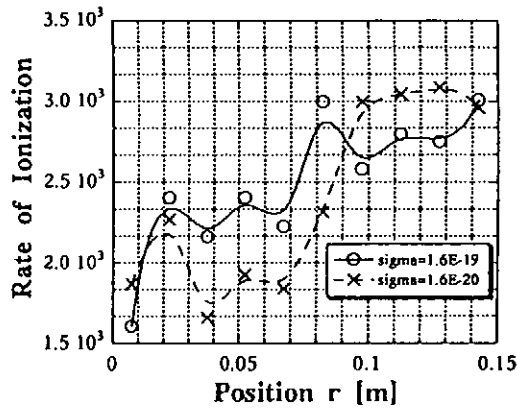


Fig.4 Rates of Ionization

Fig.5 shows electron energy distributions for different elastic collisional cross sections. Solid curve is an electron energy distribution $f(E_e) \propto E_e \exp(-E_e/T_e)$ which corresponds to the Maxwell velocity distribution. Simulation results fit well with Maxwellian.

Fig.6 shows dependence of electric and magnetic fields on phase. Fig.7 shows the average energy of electrons is high and that has little dependence on phase in the case of high rate of elastic collisions, but if we take lower rate of elastic collisions, variation of average energy with phase is large due to small effect of diffusion.

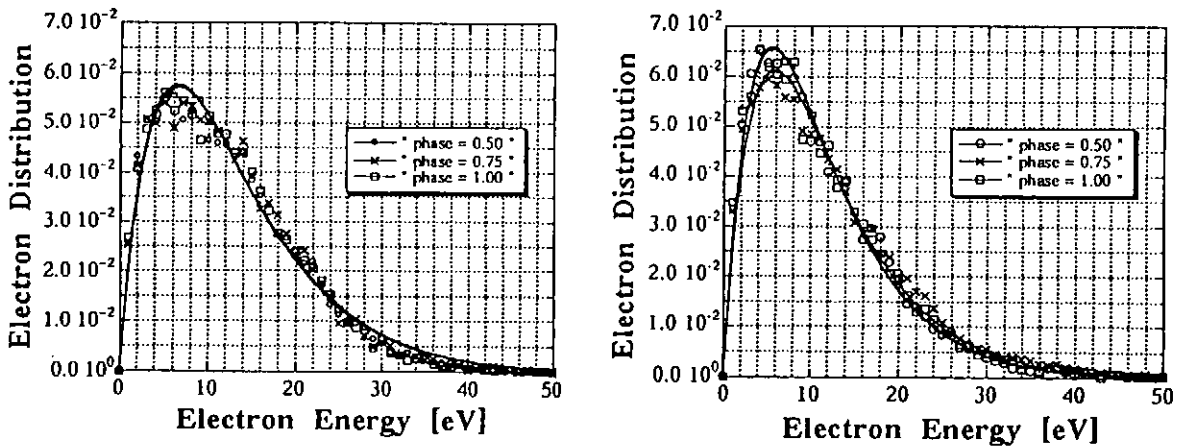


Fig.5 Electron energy distributions a) $\sigma_e = 1.6 \times 10^{-19} [\text{m}^2]$ b) $\sigma_e = 1.6 \times 10^{-20} [\text{m}^2]$

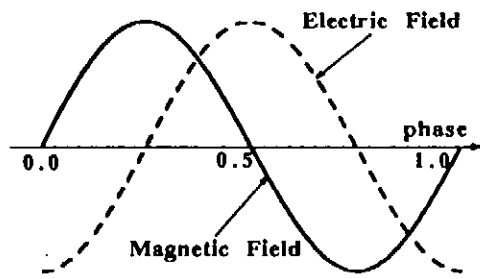


Fig.6 Phase dependence of electric and magnetic fields

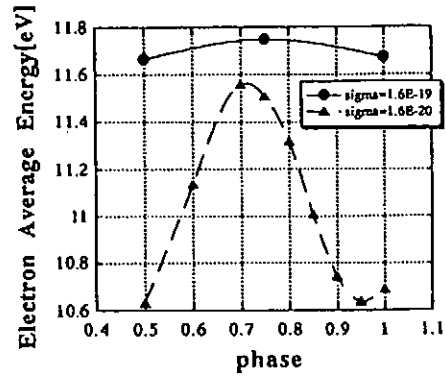


Fig.7 Phase dependence of the average energy of electrons for different collisional cross sections

Fig.8 and Fig.9 show relationships between the phase and a distribution of electron energy on r-z position for two elastic collisional cross sections. The region that electron energy is over 12[eV] is painted. These results show the existence of high energy area near the circle when a rate of elastic collisions is low. Electrons, which are accelerated near the circle by electric field, are scattered immediately when a rate of elastic collisions is high. The high energy area appears when the phase is 0.75. This is because the phase=0.75 is the last phase that the electric field keeps the same direction.

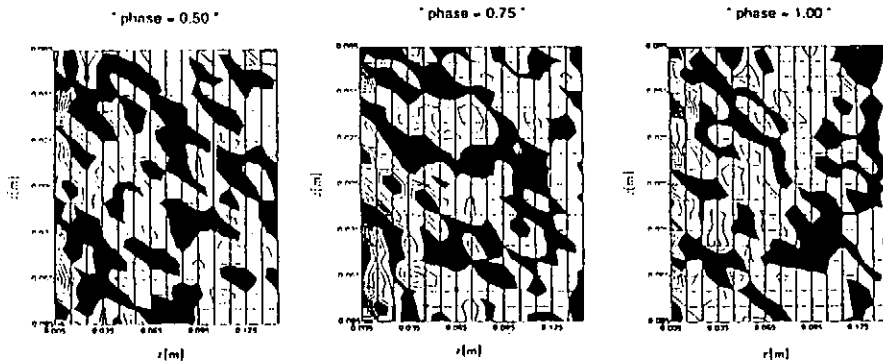


Fig.8 Distribution of electron energy in r-z plane for different phases
Painted region is over 12eV and antenna position is $r=0.1m, z=0m$ $\sigma_{el} = 1.6 \times 10^{-19} [m^2]$

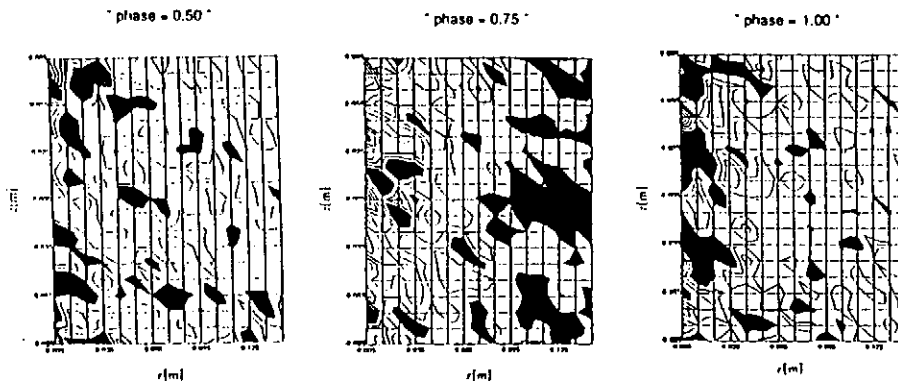


Fig.9 Distribution of electron energy in r-z plane for different phases
Painted region is over 12eV and antenna position is $r=0.1m, z=0m$ $\sigma_{el} = 1.6 \times 10^{-20} [m^2]$

4. CONCLUSIONS

We calculated electron orbits in an early stage electrical discharge in RF ion source with collisions between electrons and H₂ molecules. In the later stage of discharge charge density will become high and we have to take into account of shielding of electric and magnetic fields. In order to see the effect of collision we vary the elastic collisional cross section as a parameter. Acceleration is high around antenna and because of azimuthal electric field ionization points exist more in the outer region of the antenna. This tendency is more strong when the elastic collisions are small. By increasing the effect of collision, ionization points and high energy electron distribution are duffed into the central region of the circular antenna. One more effect is seen that the average electron energy becomes high as known theoretically.^[9]

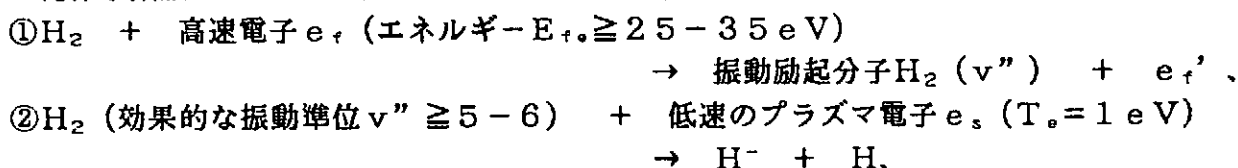
REFERENCES

- [1] Y.Takeiri , T.Takanashi , O.Kaneko , Y.Oka , A.Ando , K.Tsumori , and T.Kuroda , " Negative Ion Extraction from a Large RF Negative Ion Source, " NIFS Rep.-307, Sep. 1994.
- [2] K.N.Leung , G.J.DeVries , W.F.DiVergilio , R.W.Hamm , C.A.Hauck , W.B.Kunkel , D.S.McDonald , and M.D.Williams , " rf driven multicusp H⁻ ion source, " Rev.Sci.Instrum., **62**, Jan. (1991), 100.
- [3] K.Miyamoto , *Plasma Physics for Nuclear Fusion* ,New edition , Iwanami Tokyo , (1987) [In Japanese].
- [4] C.K.Birdsall , " Particle-in-Cell Charged-Particle Simulations , Plus Monte Carlo Collisions With Neutral Atoms , PIC-MCC , " IEEE Trans.Appl.Sci.,**19** (1991) 65.
- [5] Sanborn C.Brown , *BASIC DATA OF PLASMA PHYSICS The Fundamental Data on Electrical Discharges in Gases* , AIP PRESS New York , (1994).
- [6] C.F.Chan , C.F.Burrell , and W.S.Cooper , J.Appl.Phys., **54** (1983) 6119.
- [7] C.B.Opal , W.K.Peterson , and E.C.Beaty,Jr., " Measurements of Secondary Electron Spectra Produced by Electron Impact Ionization of a Number of Simple Gases, " J.Chem.Phys., **55**, Oct. (1971) 4100.
- [8] M.Surendra , D.B.Graves , and G.M.Jellum, " Self-consistent model of a direct-current glow discharge : Treatments of fast electrons, " Phys.Rev.A, **41**, Jan. (1990)1112.
- [9] Sanborn c. Brown , *Introduction to Electrical Discharges in Gases* , John Wiley and Sons New York , (1966).

重水素放電によるD⁻生成

山口大・工 福政 修、木本達史、西村英樹

純粋水素放電プラズマ中での2段階負イオン生成過程、即ち



を実験的に検証することを目的に、ダブルプラズマ法を用いてH⁻生成の電子エネルギー依存性を検討してきた^{1, 2)}。本研究では、将来必要となるD⁻ビームのために重水素放電によるD⁻生成を試みた。上記の2段階過程によりD⁻イオンも生成されると言われているが、電子エネルギー分布の制御とD⁻生成の関係、H⁻とD⁻生成のプラズマパラメーター依存性を求め、H⁻およびD⁻生成の同位体効果について検討する。

図1に実験装置の概要を示す。ダブルプラズマ型イオン源容器は2枚のメッシュグリッドを境にしてドライバープラズマ領域とターゲットプラズマ領域に分かれている。ターゲットプラズマ領域は磁気フィルター付のタンデム型負イオン源そのものである。即ち、フィルター上流側(左側)を第1チャンバー、下流側(右側)を第2チャンバーとし、それぞれの領域で過程①、②が最適化されるように電子エネルギー分布の制御が行われる。ドライバープラズマ中の電子をメッシュを通して加速し電子ビームとしてターゲットプラズマ中に入射させるが、このビームのエネルギーは加速電圧V_B(V)に依存する。従って、V_B、ビーム電流I_B(A)、ドライバープラズマの放電電流I_d(A)を変化させることにより、ターゲットプラズマ中の電子エネルギー分布を制御できる。負イオン電流の測定は、180°磁場偏向型の質量分析器とファラデーカップを用いて、プラズマグリッドに設けた10φの単孔より負電流を引き出して測定している。

水素・重水素の放電特性、生成されるプラズマの特性(パラメーターの軸方向分布、径方向分布等)には大きな変化はなく、放電電力、ガス圧力等の放電条件が同一であれば生成プラズマの電子密度、電子温度等のパラメーターもほぼ同様である。ここでは、図2に負イオン電流のI₋(入力)依存性、同じく図3に負イオン電流の圧力依存性を示す。パラメーターはV_Bであり、引き出し電圧は400V一定である。特に注目されるのは、D⁻電流がH⁻電流よりも大きくなっている点である。これまでの測定結果では、しかしながら、第1チャンバー、第2チャンバーでのプラズマパラメーターは必ずしもD⁻生成がH⁻生成よりも高効率となることを保証していない。一般にH⁻/D⁻生成の生成機構はほぼ同じと考えられているが、その反応率の違い、プラズマパラメーターの違い等により、負イオン生成量に差が生じると予想される。更に質量の違いにより、引き出し電流は通常H⁻電流のほうが大きい。現在、図の結果をプラズマパラメーター等と関連づけて検討中である。

《参考文献》

- 1) O. Fukumasa and T. Iwasaki : Proc. 6th Int. Symp. Production and Neutralization of Negative Ions and Beams (Brookhaven, 1992), pp. 411-421.
- 2) O. Fukumasa et al. : Rev. Sci. Instrum. 65 (1994) 1210.

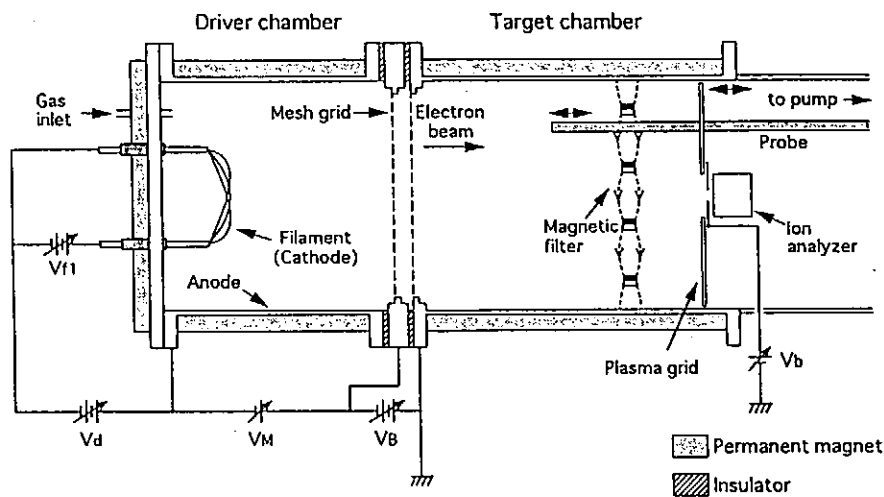


図1 実験装置の概略図

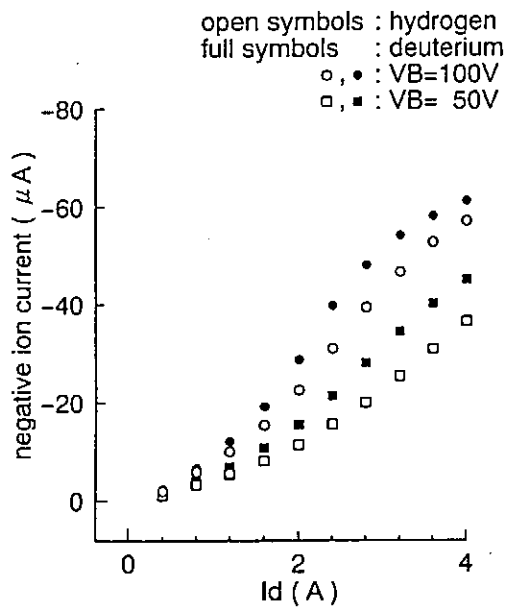


図2 負イオン電流の入力依存性

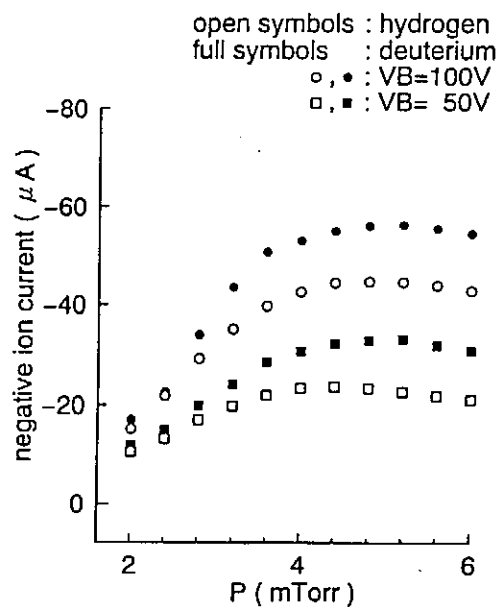


図3 負イオン電流の圧力依存性

Modeling of Pressure Effect in H⁻ Ion Source

Seiji MITSUHASHI , Masatada OGASAWARA and Akiyoshi HATAYAMA
Faculty of Science and Technology , Keio University , Yokohama

Actual gas supply into ion source is modeled. Filling pressure is related to gas flow rate and conductance of H⁻ extraction system. Rate equation for H₂ molecule is obtained. Surviving factor against stripping loss of H⁻ in JAERI extraction system is given. Discussion is given how to choose number of extraction aperture in the code. Relation with former code is stated.

1. Introduction

Pressure effect have been investigated in the simulation of H⁻ ion source. [1,2,3] During discharge atoms and ions are produced from hydrogen molecules. Then number density of hydrogen gas decreases and gas temperature increases. We have been assumed that H₂ flow out rate is kept constant before and during discharge.[2,3] Considering loss of H₂ on wall and by reaction, conservation of H₂ flow out is not correct. We propose in this paper to use a rate equation for H₂ in the situation given in Fig.1.

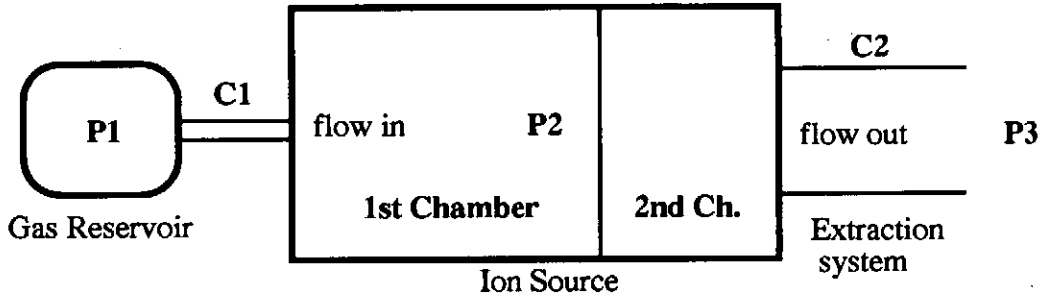


Fig.1 Gas Flow through Ion Source

2. Filling Pressure

Usually filling pressure is referred to simply as pressure. Before discharge gas flow is adjusted to have a desired filling pressure. Gas flow through a tube of conductance C_1 from a reservoir with pressure P_1 into the ion source with pressure P_2 is given by $Q=C_1(P_1-P_2)$. As $P_1 \gg P_2$, we have $Q \approx C_1 P_1$. In the stationary state we have $Q=C_2(P_2-P_3)$ where C_2 is the conductance of H⁻ extraction system. Since $P_3 \approx 0$, we have $Q \approx C_2 P_2 = C_2 P_{fill}$. Then if we know C_2 and P_{fill} we obtain the value of Q , which we will use in the rate equation.

3. Rate Equation for H₂

By discharge gas temperature changes from T_b (before discharge) to T_a (after discharge) and production and destruction of H₂ occur. Rate of increase of H₂ number density due to gas flow in is written as $(Q/T_b V)$, where V is volume of ion source and rate of decrease due to flow out is $-Q/(T_a V)$. Then we have rate equations for $n_{1,2}$, the 1st and 2nd chamber number densities of H₂ as

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= \frac{Q}{T_b V_1} + P_{r1} - D_1 n_1 - \frac{S_0}{4V_1} \Gamma \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{S_0}{4V_2} \Gamma + P_{r2} - D_2 n_2 - \frac{\bar{C}_2 v_{H2} n_2}{V_2} \\ \Gamma &= v_{H_2} (n_1 - n_2) \end{aligned}$$

where Γ is the flux from the 1st chamber to 2nd chamber, S_0 is the cross sectional area of the source and $V_{1,2}$ are volumes of the 1st and 2nd chambers. Flux Γ acts as a source in the 2nd chamber and as a sink in the 1st chamber. In the flow out term $Q = C_2 P_2 = \bar{C}_2 v_{H_2} n_2 T_a$ is used.

4. Rate Equations for Other Particles

Same kind of rate equations hold similarly for H, $H_2(v'')$, H^- , and H_n^+ ($n=1,2,3$), but without flow in term like $Q/(TV)$. We cannot include the effect of flowing out term in the equation of positive ions. This is because H^- extraction voltage is strongly against the positive particles. Experimentally electrons as well as H^- are extracted. From charge neutrality, positive ions must be somehow flown out. At present we have no definite idea of treating this problem. Due to our trial calculation the inclusion of this flow out gives 30% less value of H^- .

5. Production and Destruction Rate of H_2

There are several volume and wall reactions that produce H_2 . Volume production and destruction reaction are given in Tab.1.

Table 1. H_2 Production and Destruction Reaction

Production	Destruction
$H_3^+ + e \rightarrow H_2 + H$	$H_2 + e_f \rightarrow H_2(v'') + e_f$
$H + H^- \rightarrow H_2 + e$	$\rightarrow 2H + e_f$
$H_3^+ + H^- \rightarrow H_2 + 2H$	$\rightarrow H_2^+ + e + e_f$
$H_2(v'') + e \rightarrow H_2 + e$	$H_2 + e \rightarrow 2H + e$
$H_2^+ + H^- \rightarrow H_2 + H$	$\rightarrow H_2(v'') + e$
	$H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$

We consider four kind wall production. H_2^+ and H_3^+ becomes H_2 with probability p_2 and p_3 which are given by Hiskes.[4] Two H combine to become H_2 . Another important wall effect is wall relaxation and repopulation of $H_2(v'')$ of which probabilities are given by Hiskes as follows

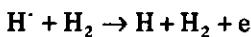
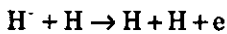
$$\sum_{v''} \frac{W(v'', 0) n_{H_2}(v'')}{b(v'') \tau_{H_2}}$$

where τ_{H_2} is life time of $H_2(v'')$ in the source and $1/b(v'')$ is the relaxation probability of $H_2(v'')$ and $W(v'', 0)$ is the repopulation of $H_2(v'')$ on the $v''=0$ level. Values of $b(v'')$ and W are given in Hiskes' paper.[5]

Destruction rate is written as Dn_{H_2} , where destruction probability D is proportional to the reaction rate and number density of reacting particle.

6. Stripping Loss of H^- in the Extraction System

In the process of extraction, H^- produced in the source suffers stripping loss by the following reactions



Cross sections σ_H and σ_{H_2} are same order of magnitude for relative energy larger than 10keV, while σ_H is slightly larger for smaller energy. [6] Number density of H_2 is more than 10 times larger than that of H. Then stripping loss due to H_2 will be dominant.

Effect of stripping is expressed by a surviving factor of H^- as follows

$$F = \exp \left[- \int_0^L (\sigma_H n_H + \sigma_{H_2} n_{H_2}) dz \right]$$

where z is distance along extracted H^+ beam. In Fig.2 extraction system of JAERI source is given. [7] There are four kind of grids, that are plasma, extraction, suppression of electron and acceleration grid. Each grid has conductance C_p , C_e , C_s and C_a which can be calculated by formula given in Appendix.

Generally gas density changes in and between grids. After flowing through plasma grid, gas density $n_0 = P_0/T$ becomes $n_1 = [P_0 - (Q/C_p)]/T$. This is obtained by $Q = C_p(P_0 - P_1)$ and $P_1 = n_1 T$. Successively similar relations $n_2 = [P_0 - Q(C_p^{-1} + C_e^{-1})]/T$, $n_3 = [P_0 - Q(C_p^{-1} + C_e^{-1} + C_s^{-1})]/T$, $n_4 = [P_0 - Q(C_p^{-1} + C_e^{-1} + C_s^{-1} + C_a^{-1})]/T$ are obtained. Here n_j ($j=1-4$) is the gas density after passing through j -th grid. The final density n_4 can be set equal to zero, because gas is exhausted into large volume. Then we have $Q = P_0 C_2^{-1}$, where $C_2^{-1} = C_p^{-1} + C_e^{-1} + C_s^{-1} + C_a^{-1}$ and with this value of Q , each density n_1 to n_4 is determined. We approximate density within j -th grid to decrease linearly from n_{j-1} to n_j as a function of position z .

Voltage between plasma grid and extraction grid is 3kV and 20kV between suppression grid and acceleration grid in JAERI source. As H^+ ions are accelerated by these voltage, cross sections σ_H and σ_{H_2} are known at each point along z direction. Thus we can evaluate the surviving factor F .

In Tab.2 value of F is given for three values of H_2 and H number densities. Left numerical values are due to H_2 only and right are due to both H_2 and H . Effect of stripping due to H_2 is dominant. In the actual calculation we use values of H and H_2 number densities obtained from the code.

Table 2. Surviving Factor of H^+ against Stripping by H_2 and H

$H \backslash H_2$	$10^{13} [\text{cm}^{-3}]$		$10^{14} [\text{cm}^{-3}]$		$10^{15} [\text{cm}^{-3}]$	
$10^{12} [\text{cm}^{-3}]$	0.986	0.985	0.872	0.870	0.254	0.254
$10^{13} [\text{cm}^{-3}]$	0.986	0.967	0.872	0.855	0.254	0.250
$10^{14} [\text{cm}^{-3}]$	0.986	0.811	0.872	0.717	0.254	0.209

7. Number of Extraction Aperture

Actual ion source has N apertures. Then we have to take N times larger conductance. As N increases, area of plasma electrode that is responsible for surface production decreases. There must be optimum N . JAERI's experimental result shows ratio of surface and volume production of H^+ is nearly 4 to 1. Then in simulation we can choose N so as to get similar ratio.

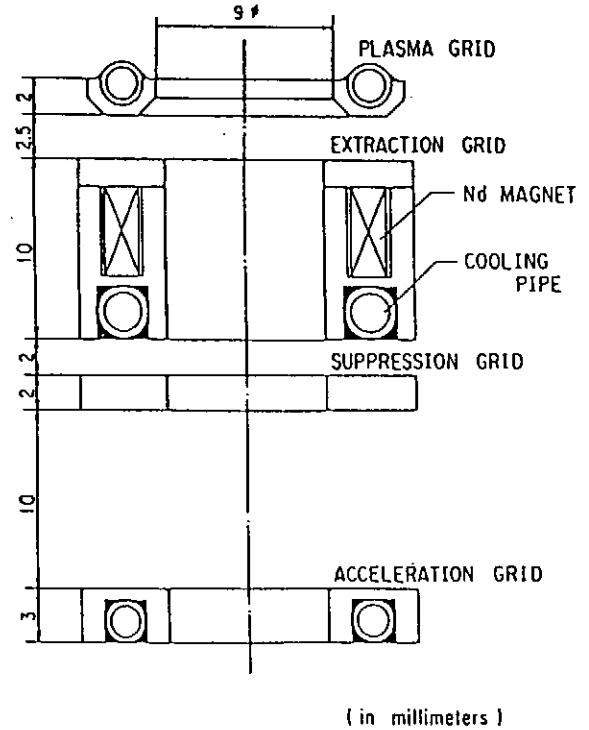


Fig.2 JAERI's Grid Structure [7]

8. Discussion

In our former treatment, we assumed $Q=C_a P_b=C_a P_a$, where subscript a,b mean after and before discharge, and $T_a>T_b$. In the discharge there exist excitation and dissociation into H, H_n^+ ($n=1,2,3$) and H⁻ and number density of H_2 decreases. Out going flow rate of H_2 is not necessarily equal to the original in coming gas flow rate.

In the present paper we proposed that the gas density satisfies a rate equation which balances the increase of number density from incoming flow and production by reaction with the decrease due to outgoing gas and destruction of the gas by reaction. This is the modification done in the present paper.

9. Concluding Remark

Modeling pressure means how to relate pressure and number density of H_2 in the code. Since other particles are described by rate equations it is natural to have a rate equation for H_2 . In this paper we presented how we formulate gas flow in and out and what volume and surface reactions are taken into account.

As to the number of extraction parameter, we should take the real number. But our zero dimensional code will not valid near the wall. Then exact number of aperture will not give correct value. Then we will take the number as a parameter.

In this paper, we gave only principle. We will present the result of calculation else where.

Reference

1. M. Bacal, P. Berlment and D. A. Skinner,
SPIE Vol. 1061 Microwave and Particle Beam Source and Directed Energy Concepts(1989)528.
2. F. Sato, T. Kawamura, T.Yamakawa and M. Ogasawara,
Proc. 13th Symp. on Ion Source and Ion Assisted Technology, Tokyo, 1990, p. 89.
3. M. Ogasawara, R. Sakurai, T. Koishinime, S. Mitsuhashi and A. Hatayama,
Fusion Energy and Design, 1995. To be published.
4. J. R. Hiskes and A. M. Karo, J. Appl. Phys. 67(1990) 6621.
5. J. R. Hiskes and A. P. Karo, Appl. Phys. Lett, 54 (1989)508.
6. J. Geddes, J. Hill, M. B. Shar, T. V. Goffe and H. B. Gilbody, J. Phys. B 13 (1980)319.
7. K.Watanabe et al. , Proc. 12th Symp. on Fusion Engineering , Montrey, CA, 1987,p302.
8. Y. Okumura, S. Akiba, Y. Ohara and T. Shibata,
Japan Atomic Energy Reseach Institute Report JAERI-M9852 (1981).

Appendix Conductance Formulae [7]

Conductance is written as $C = v\bar{C}$, where v is particle velocity and \bar{C} is a part determined by size and form of the tube.

1. Plasma Grid Conductance

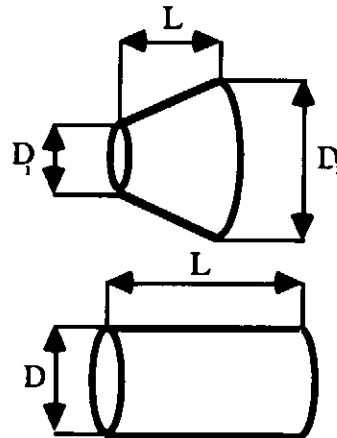
$$\bar{C}_P = \frac{92(D_1 D_2)^2}{(D_1 + D_2)L}$$

2. Extraction and Suppression grid Conductance

$$\bar{C} = 46D^3 / L$$

3. Acceleration Grid Conductance with Exit Effect

$$\bar{C}_P = \frac{46D^3}{L + \frac{4}{3}D}$$



体積生成型負イオン源における セシウム添加効果の数値解析

山口大・工 福政 修、二井谷 栄治

体積生成型負イオン源においてセシウム (Cs) を導入すると H^- 生成量 (H^- 引き出し電流) が数倍程度増大すること、最適水素ガス圧はアーク電流に依存せずほぼ一定であること、等が実験的に明らかとなっている。 H^- 生成増大に対するCs導入の効果は、容器内壁へのCs蒸着に起因する壁表面での H^- 生成が最も大きいと考えられている。我々も、これまでに、表面生成の効果を検討したタンデム方式負イオン源モデルにより理論的な検討を進め、Cs添加による H^- 生成の増大機構、どの領域での表面生成が効果的であるか、等の解明を行った^{1, 2)}。本研究では、壁の作用として、① H^- 表面生成および②水素励起分子 $H_2(v'')$ 生成の効果を検討したモデルにより、Cs添加による H^- 生成の増大現象とプラズマパラメータの関係、 H^- 生成の水素ガス圧依存性、等について検討する。更に、今後は H^-/D^- 生成の同位体効果についても検討する。

図1にタンデム型負イオン源モデルの概略を示すが、立方体の放電容器は磁気フィルターの位置で第1チャンバー ($H_2(v'')$ 生成域) と第2チャンバー (H^- 生成域) とに二分される³⁾。それぞれの領域で各粒子に対するレート方程式、プラズマの準中性および全粒子数保存の条件式をたて、それらを連立させたものを基礎方程式として、各粒子数密度とプラズマパラメータとの関係を数値計算により求める。

壁の作用として、図2に示すように、 $H_2(v'')$ 生成とCs添加による H^- 表面生成の両者を考慮する。例えば、Hからの $H_2(v'')$ と H^- の表面生成であれば、壁表面で失われるHの一部が $H_2(v'')$ と H^- に変換されるとして、その割合をパラメータとして扱った。Hの壁での損失項は $-\gamma_H N_H / T_H$ となるので、壁での H^- 生成を P_{cs} ($\gamma_H N_H / T_H$) で見積もった。更に、 H^- に変換されなかったHは壁表面で再結合して H_2 になり、そのうちの P_0 が $H_2(v'')$ 状態で放電空間に戻るとした。但し、 γ_H 、 N_H 、 T_H はそれぞれHの壁での再結合係数、Hの密度、Hの閉じ込め時間である。正イオンも同様に評価する。

Cs添加に伴う H^- 表面生成の効果を検討した場合の H^- 生成最適化とプラズマパラメータとの関係は現在検討中である。ここでは、 H^- 生成のガス圧依存性に関する結果の一例を示す。図3は体積生成過程のみを考慮した結果で、第1チャンバーの電子密度 n_e (1) を高くする (実験におけるアーク電流の増加に対応) につれて H^- 生成の最適ガス圧は高くなる。これは、実験における純粋水素放電プラズマ中の H^- 生成の傾向と一致している。図4では H^- 表面生成の効果により、全体として H^- 密度が上昇すると共に最適ガス圧が低圧側に移行する傾向にあるように見受けられる。このような特性がプラズマパラメータとどのような関係にあるか、 H^-/D^- 生成の同位体効果等は今後の検討課題である。

《参考文献》

- 1) O. Fukumasa et al : Proc. 6th Int. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams (Brookhaven, 1992), pp. 117-129.
- 2) O. Fukumasa et al : Rev. Sci. Instrum. 65 (1994) 1213.
- 3) O. Fukumasa : J. Appl. Phys. 71 (1992) 3193.

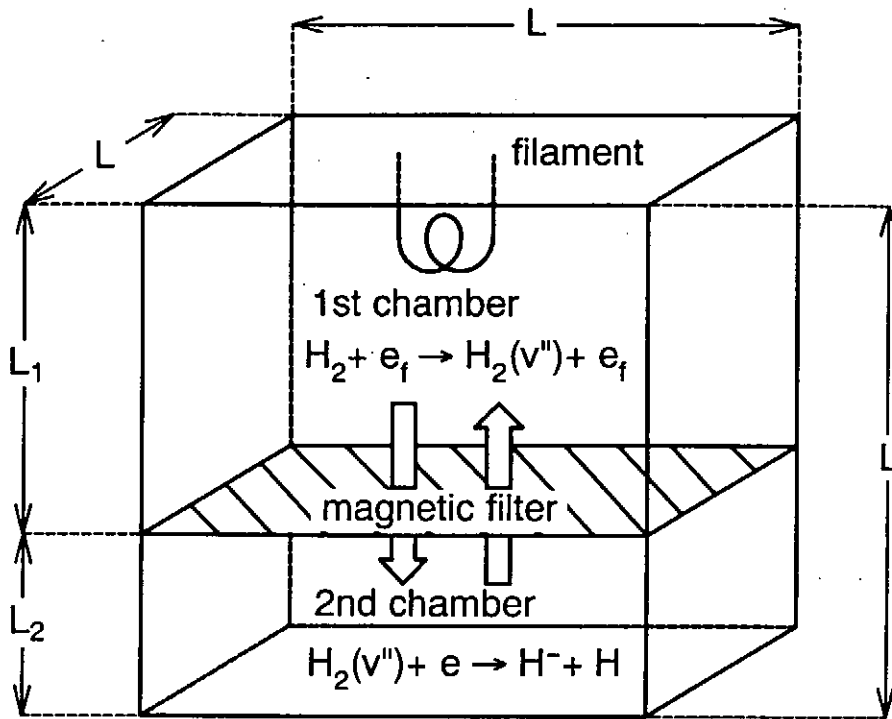


図1 タンデム型負イオン源モデル

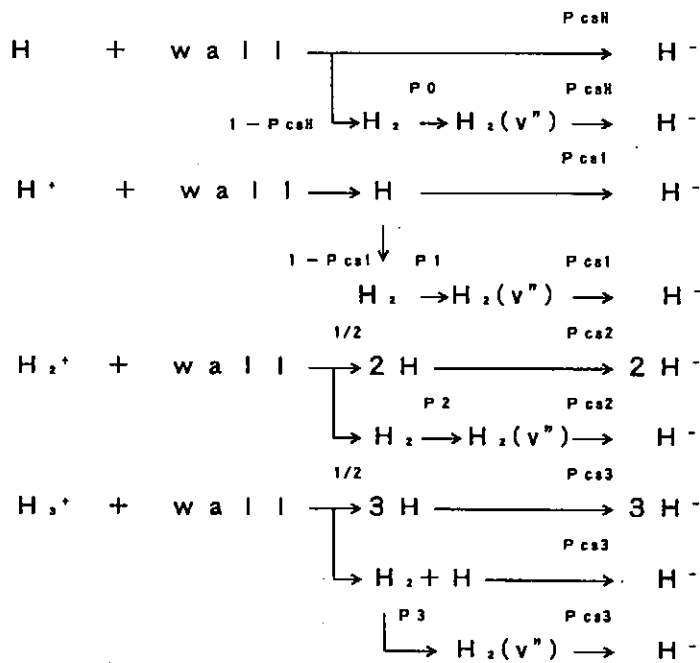


図2 壁の効果の評価方法

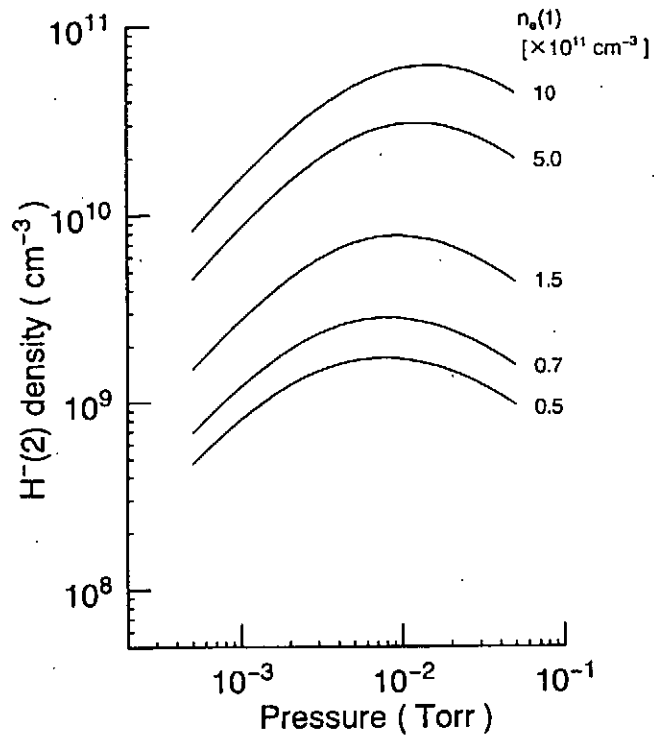


図3 H⁻生成のガス圧依存性 (体積生成のみ)

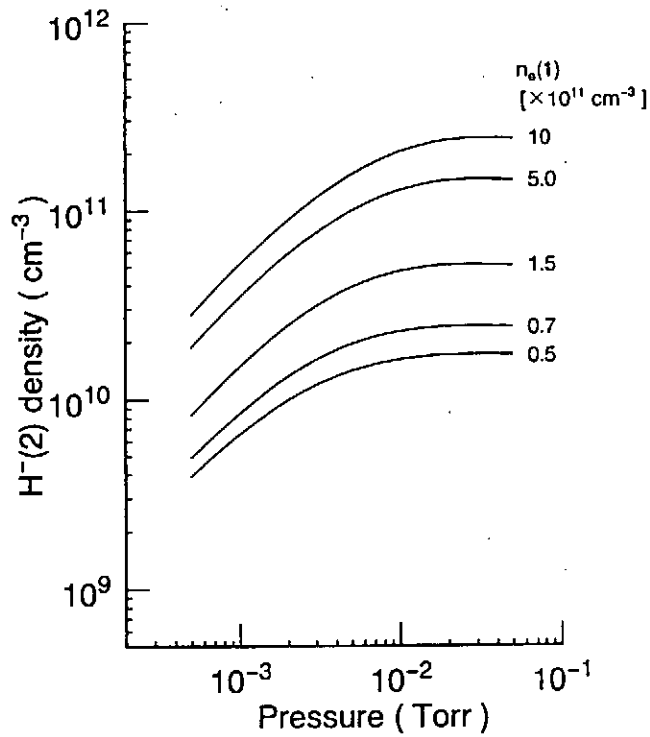


図4 H⁻生成のガス圧依存性 (表面生成を考慮)

$$P_{cs} = 4 \times 10^{-3}$$

二重光ポンピング型偏極負重水素イオン源

金正倫計、池上清、高木昭、森義治
高エネルギー物理学研究所 (KEK)

はじめに

KEK-PSでは現在まで、偏極陽子ビームの加速のために、レーザーを用いた光ポンピング型偏極負重水素イオン源 (OPPIS) が用いられてきた。このイオン源は、Anderson により提案され[1]、最初に KEKで開発された[2]。その後、様々な研究所でこのOPPISは開発されてきた[3][4][5]。従来、OPPISでは偏極重陽子の場合高い偏極度は望めないと言われてきた。しかしながら、我々の最近の検討で、二重光ポンピング法を採用することにより、高偏極度 (ベクトル偏極: -1) が可能となることがわかった。その方法 (二重光ポンピング法) と実験結果を示す。

二重光ポンピング型偏極負重水素イオン源

二重光ポンピング型偏極負重水素イオン源のブロック図を図 1 に示す。光ポンピングしたアルカリ金属蒸気中で、数keVの重陽子ビームと電子スピン偏極したアルカリ金属原子との電荷交換により、電子スピン偏極した重水素原子を生成する。この原子の偏極は、超微細構造間の非断熱遷移によって核偏極へ遷移する (Sona-transition)。最後に、核スピン偏極した重陽子ビームがイオン化される。

OPPISは偏極陽子の生成には非常に有益であるが、偏極重陽子には適さないとされてきた。重水素原子は核スピン $I=1$ であるから3つの sub-level ($I_z=+1,0,-1$) が存在する。もし Sona-transition を用いると $I_z=0$ の状態が存在するので高偏極度は期待できない。この場合、最大偏極度は理論的に、ベクトル偏極度 (P_z) で、 $+2/3$ 、テンソル偏極度 (P_{zz}) で、 $-1/3$ である。

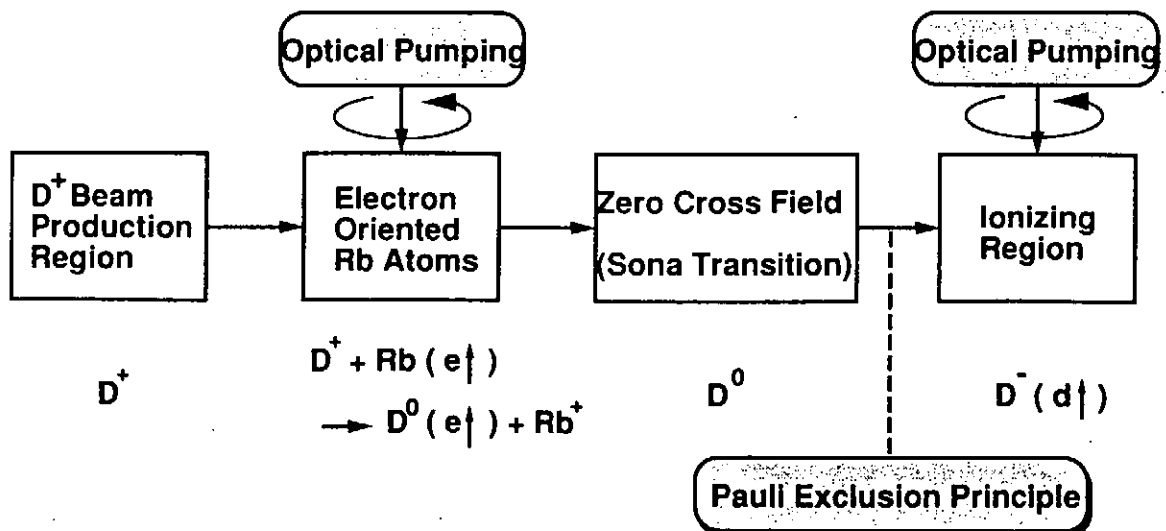


図 1 Block diagram of the dual-optimally-pumped polarized ion source.

高偏極度を得るためには、純粋な核スピン状態を選べる新しい方法が必要である。1987年に、Schneider と Clegg によって純粋な核スピン状態を選べる新しい方法が提案された[6]。この二重光ポンピング法は次のようなものである。

例えば、重陽子ビームと電子スピン偏極したアルカリ金属原子との電荷交換により生成された偏極重水素は、図2に示すように、 $m_j = +1/2$ の状態に電子が偏極しているとする。これらの電子スピン偏極した重水素原子は、高磁場中で、3つのsub-level $I_z = +1, 0, -1$ が同等に存在する。それぞれ、状態1、2、3として図2に示す。Sona-transitionを用いると、図2に示すように、状態1 ($m_j = +1/2, I_z = +1$)は状態1' ($m_j = -1/2, I_z = -1$)へ、状態2 ($m_j = +1/2, I_z = 0$)は状態2' ($m_j = +1/2, I_z = -1$)へ、そして状態3 ($m_j = +1/2, I_z = -1$)は状態3' ($m_j = +1/2, I_z = 0$)へとそれぞれ遷移する。

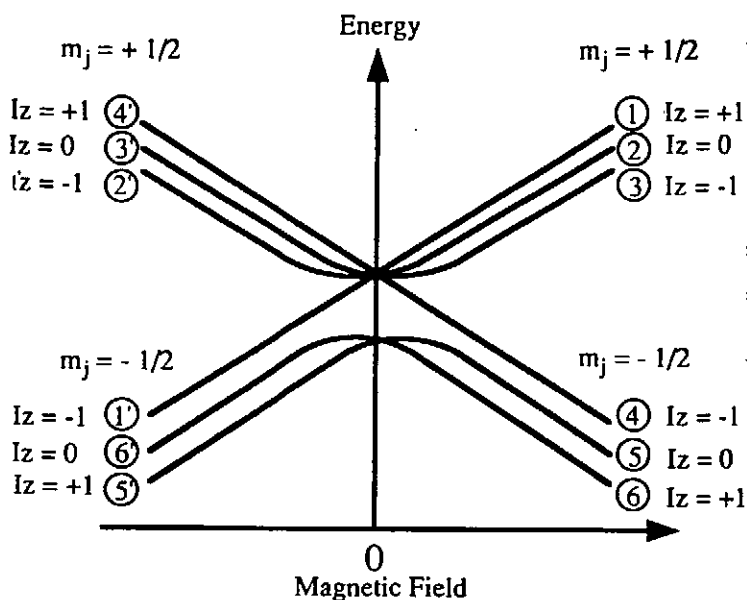


図2 Hyperfine sublevels of deuterium atom in Sona transition .

ここで、 $I_z = -1$ のlevelを持った重水素原子だけが(図2の状態1')、Sona-transition後に、他の2つの状態(2'と3')とは違った電子スピン状態 $m_j = -1/2$ を持つ。そこで、イオン化セル中のアルカリ金属原子も同様に光ポンピングを行ない、電子スピンを $m_j = +1/2$ の状態に偏極すると、パウリの排他原理により、電子スピスが $m_j = -1/2$ の状態の重水素原子(状態1')だけが、負イオンとして生成される。この過程を図3に示す。この場合負重水素イオンの核スピンの状態は $I_z = -1$ であるから、核のベクトル偏極度は -1 となる。同時に適当な rf transition を用いれば、テンソル偏極度は -2 が可能である。

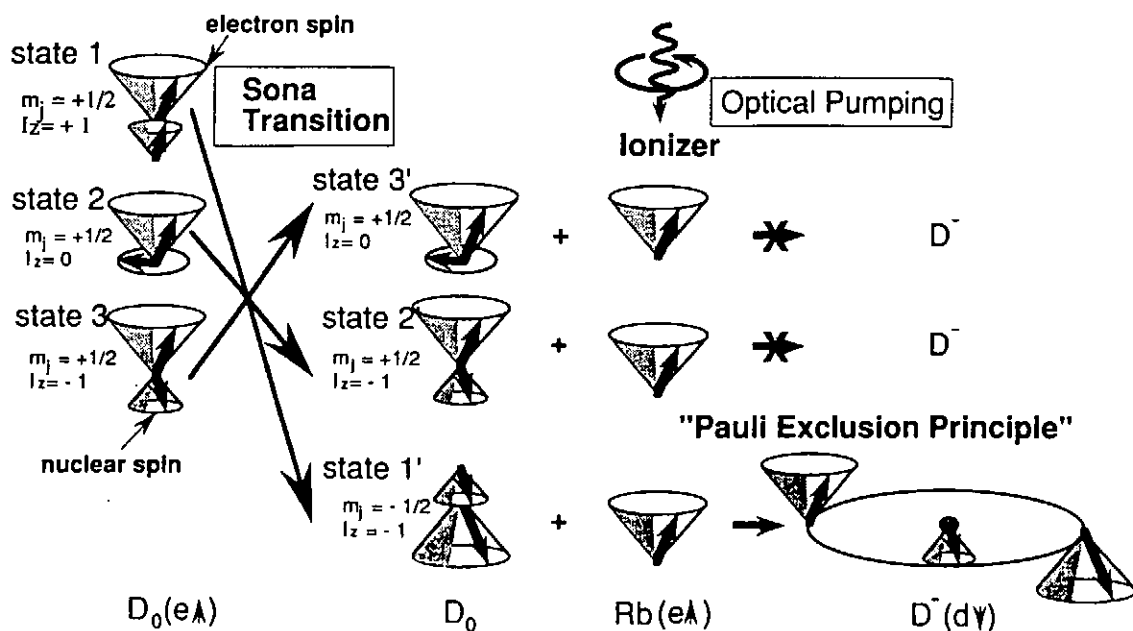


図3 Principle of dual-optically-pumped polarized negative deuterium ion source.

実験装置

二重光ポンピング型偏極負重水素イオン源の装置図を図4に示す。このイオン源は以下の5つの部分から構成される。1) ECR (電子サイクロトロン共鳴) イオン源を用いて、正重水素イオン (D^+) を生成する領域 2) 光ポンピングにより電子スピン偏極したアルカリ金属原子と、ECR イオン源から引き出された数keVの正重水素イオン (D^+) ビームとの荷電交換反応により、電子スピン偏極した重水素原子を生成する領域 (中性化セル) 3) 超微細構造間の非断熱遷移によって、重水素原子の電子スピン偏極を核偏極へ遷移 (Sona transition) させる領域 4) 再度、光ポンピングにより電子スピン偏極したアルカリ金属原子と核スピン偏極した重水素原子との荷電交換反応により、核スピン偏極した重水素原子ビームをイオン化する領域 (イオン化セル) 5) 中性化セルとイオン化セル中のアルカリ金属原子の光ポンピングを行なうための光ポンピングレーザーである。その他にアルカリ金属蒸気ターゲットの厚さとその電子スピン偏極度を測定するための、Faraday 回転測定系がある。

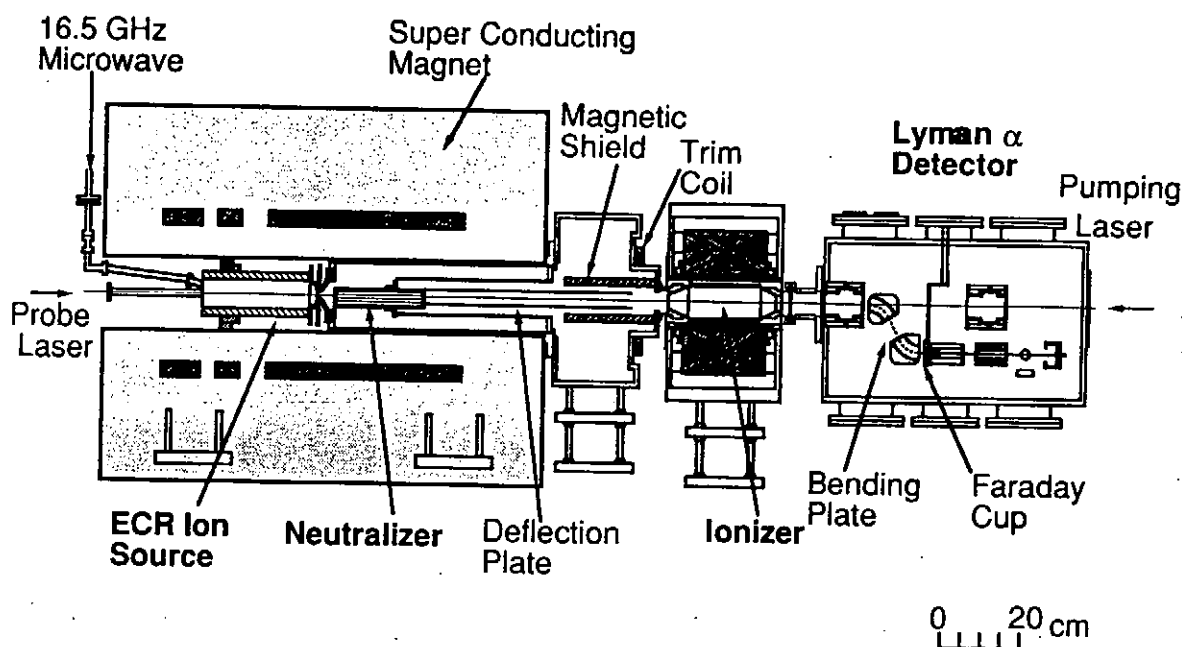


図4 Schematic of dual-optically-pumped polarized negative deuterium ion source.

次に、ECRイオン源の構造について述べる。

ECRイオン源

二重光ポンピング型偏極イオン源では、強磁場中で正重水素イオンビーム (D^+ ビーム) を生成する必要がある。このため強磁場中でのイオンビーム生成に適したECR (Electron Cyclotron Resonance : 電子サイクロトロン共鳴) イオン源を用いる。

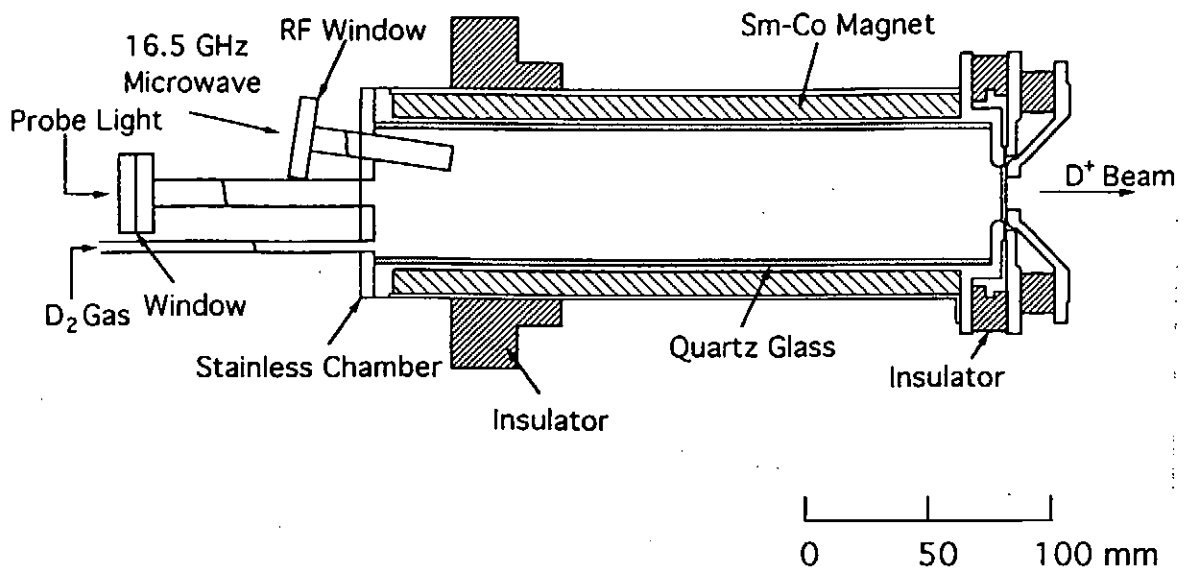


図 5 Schematic of ECR ion source.

ECRイオン源は円筒型のプラズマ容器とプラズマを閉じ込めるためのミラー磁場からなる。電子サイクロトロン共鳴によるプラズマの加熱を行なうためのマイクロ波は、16.5 GHz のマグネトロンを用いて発生させ、真空シールした薄いマイクロ波窓を通してプラズマ容器へ導入する。マイクロ波はパルス幅が 0.4 msec、繰り返し 20 Hz のパルス状であり、ピークパワーは 1 kW 程度である。マイクロ波の周波数が 16.5 GHz の場合、電子がサイクロトロン共鳴を起こす磁場強度は約 5.9 kG であるので、図 4 に示したソレノイド磁石により共鳴磁場を生成する。

図 5 に ECR イオン源の構造を示す。プラズマ容器はステンレス製で、その内側に石英ガラスのパイプを設置した。これは、重水素分子イオン (D_2^+) の生成を抑えて、いわゆる陽子比 (proton ratio) を向上させるためのものである。また、石英ガラス製のチャンバーの周りには、プラズマの閉じ込めを良くするために、Sm-Co 磁石を用いてカスプ磁場を形成した。ECR イオン源用のミラー磁場はソレノイドコイルの組み合わせによりつくり、下流側のソレノイドコイルにより、約 25 cm の範囲で磁場強度約 2.7 T の平坦な強磁場を形成した。

ECR イオン源からの正重水素イオンビーム (D^+ イオンビーム) の引き出しは、ビーム強度を大きくするために 3 枚の多孔電極により行なった。多孔電極を図 6 に示す。引き出し電極間の距離はそれぞれ 1 mm で、引き出し穴はそれぞれ直径 0.9 mm の穴が 91 個で六角形を形成するように並んでいる。磁場によるビームの発散を防ぐために、引き出し電極は先に示した磁場の平坦な領域に設置した。

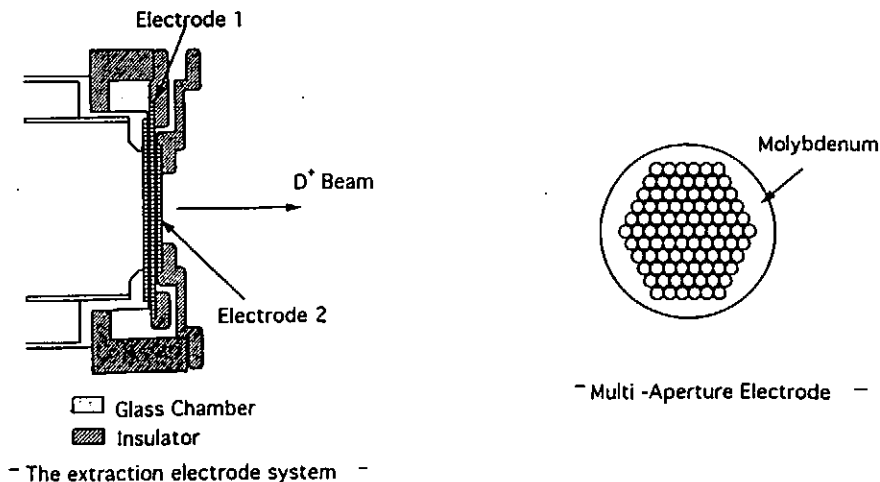


図 6 The extraction electrode system.

実験結果

この二重光ポンピング法の原理を証明するための実験を行なった。その実験結果を図7に示す。この図の縦軸は負重水素イオンの核偏極度を示す。横軸はイオン化セルの光ポンピングを行なった時と行なわない時の負重水素イオンビーム強度の相対的变化を示す。超微細構造のただ1つのレベルの重水素原子だけが、イオン化セル中で、光ポンピングされたアルカリ金属から偏極した電子を取り、負重水素イオンになることができる。そのため、負重水素イオンビームの強度変化は、Sona-transition後の重水素原子のそれぞれの超微細構造の存在数に依存する。これは、重陽子のベクトル偏極度 (P_D) とイオン化セルのアルカリ金属原子の電子偏極度 (P_i) が重水素イオンのビーム強度に影響を及ぼすことを意味する。これらの値はそれぞれ次の式から求められる[7]。

$$P_D = -2\varepsilon / P_i(1-\varepsilon) \quad (1)$$

ここで、 $\varepsilon = (I_{off} - I_{on}) / I_{off}$ で、 I_{off} と I_{on} はそれぞれイオン化セル中のアルカリ金属を光ポンピングしない時と光ポンピングした場合の負重水素イオンのビーム強度である。図7の実線は $P_i = 1$ のときの P_D と ε との関係を示す。図中のプロットは実験結果である。イオン化セル中のアルカリ金属原子の電子偏極度 (P_i) は Faraday rotation法を用いて測定した。エラーは測定時間による変動を表す。この実験で、 $P_D = -0.70 \pm 0.05$ を得た。実験装置の中性化セルの磁場の値は約2.7Tであるので、理論的に偏極度の最大値は約95%である。これは、中性化セルで電子スピン偏極した重水素原子を生成する際に、スピン軌道相互作用により、電子スピン偏極が減偏極を起こすためである。我々が実験で得た値は、二重光ポンピング法によって、原理的に高偏極な重陽子の生成が可能であることを示している。

まとめ

二重光ポンピング型偏極負重水素イオン源で高偏極度重陽子の生成の実験を行なった結果、この方法で原理的に、高偏極度重陽子ビームの生成が可能であることが分かった。現在、約70%の核スピンベクトル偏極度をもつ負重水素イオンビームが得られている。しかしながら、ビーム強度としては約150 μ A程度であるので、今後、ECRイオン源や中性化セルの構造の最適化を行い、ビーム強度の増加を図る。

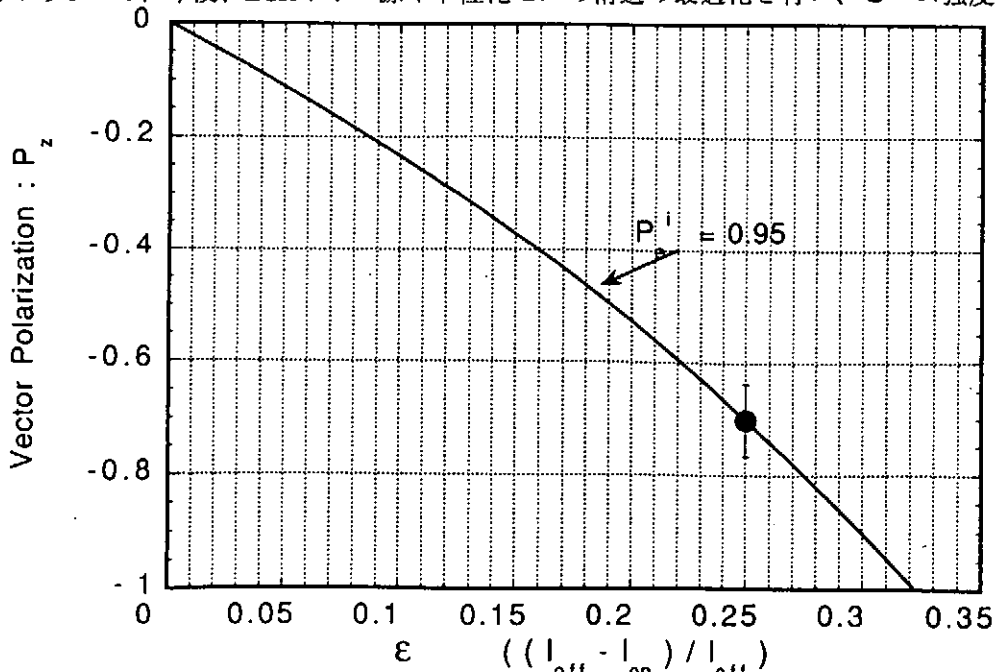


図7 Relation between P_D and ε . The closed circle in the figure shows the experimental result.

Reference

- [1] W.L.Anderson : Nucl. Instr. and Meth. 167,363(1979)
- [2] Y.Mori, K.Ikegami, Z.Igarashi, A.Takagi, and S.Fukumoto : AIP Proc. 117, New York(1983)123.
- [3] R.L.York, O.B. Van Dyck, D.R.Swenson, and D.Tupa : Proc. of the Int. Workshop on Polarized Ion Sources and Polarized Gas Jets, KEK Report 90-15(1990) page 142.
- [4] L.Buchmann, C.D.P.Levy, M.McDonald, R.Ruegg, and P.W.Schmor : ibid page 161.
- [5] A.Zelenskii, S.A.Kokhanovskii, V.G.Polushkin, and K.N.Vishnevskii : ibid page 154.
- [6] M.B.Schneider and T.B.Clegg : Nucl. Instr. and Meth.A254,630(1987).
- [7] M.Kinsho and Y.Mori : Rev.Sci.Instrum., Vol.65, No4 (1994) 1388

NEGATIVE HYDRIDE ION PRODUCTION FROM METAL HYDRIDE POWDER BY SELF SURFACE IONIZATION

Hiroyuki KAWANO, Yasunari ASHIDA, Hiroshi NAGAYASU,
Naoshi SERIZAWA and Hideto OHTA

*Department of Chemistry, Faculty of Science, Ehime University,
2-5, Bunkyo, Matsuyama, 790-77, Japan*

Abstract

When a powdery sample (~10 mg) of CaH_2 deposited on a metal ribbon ($S \approx 0.05 \text{ cm}^2$) was heated up to ~900 K, H^- was readily emitted together with thermal electrons ($I^- \approx 0.1 \text{ mA}$) through the process of self-surface ionization (SSI). The collector current (i^-) of H^- after mass analysis was ~50 pA, corresponding to the current density (i^- / S) of ~1 nA / cm^2 . Introduction of hydrogen gas up to ~ 10^{-5} Torr did not increase i^- , indicating that the efficiency of producing H^- by electron impact of H_2 in the gas phase is much poorer than that by SSI. By introduction of O_2 up to ~ 5×10^{-5} Torr, i^- and I^- were reduced to ~ 7×10^{-5} and 0.2, respectively. This large difference suggests that the reduction in i^- can hardly be well explained only by a work function increase due to oxygen adsorption on the sample surface. Emission of H^- was observed also with LiH but not with NaH and ZrH_2 probably because ZrH_2 is neither so low in work function nor so high in the degree of thermal dissociation as CaH_2 and LiH while NaH almost depletes owing to very rapid neutral evaporation before reaching a high temperature (above ~750 K) enough for SSI.

1. Introduction

As a simple method to generate gaseous negative ions from solid samples, the self-surface ionization (SSI) has been studied by several groups of workers [1]. When a thin filament made of an element (M) of interest is directly heated to a high temperature (T) above 2000 K in a high vacuum, for example, monatomic ions (M^-) are emitted from the filament surface together with neutral atoms (M) and thermal electrons (e^-), and the ionization coefficient is well described by Saha-Langmuir's equation.

$$\alpha^- = \frac{n^-}{n^0} = \frac{W^-}{W^0} \exp \left[\frac{A - \phi}{k T} \right] \quad (1)$$

Here, n^- / n^0 is the emission rate ratio of M^- to M, W^- / W^0 is the statistical weight ratio of M^- to M, A is the electron affinity of M, and ϕ is the work function of the surface. In this way, W^- , Re^- , Ta^- and Mo^- [2] and also C^- , C_2^- , and C_8^- [3] are successfully produced although the ion emission is subject to the space charge effect due to a much stronger electron emission. However, this process is applicable only to those refractory metals and metalloids having the melting point of higher than 2000 K.

SSI is observed also when alkali metal halide (MX) deposited on a substrate metal surface is heated indirectly up to 800 K [1]. For instance, F^- is emitted from KF and LiF with the ionization efficiency of less

than 10^{-7} [4]. However, any X^- other than F^- has not yet been found with any MX although every MX readily emits its constituent cation (M^+) [4].

During the course of our previous work on the production of negative ions (H^- , Li^- , Na^- , etc.) by slow-electron impact (20 – 300 eV, 0.1–3 mA) of powdery samples (e.g., NaH, Li_3N and NaCl) [5], we studied the effect of sample temperature upon the negative ion emission with or without the electron impact at the sample under study, thereby finding that H^- is readily produced from CaH_2 by SSI, too [6]. It should be emphasized that any of the metal hydrides tends to liberate hydrogen at relatively low temperatures and hence that the emission of H^- may be expected when ϕ of the hydride itself and / or its dissociative residue (constituent metal) is low enough for SSI.

Any ion source of SSI type has several advantages over other type ion sources. Namely, (1) it is generally very simple in structure and can be made very small in size ($\sim 1\text{ cm}^3$), (2) the electric power necessary for its operation is usually very small (less than $\sim 10\text{ W}$), (3) vacuum maintenance is very easy because neither sample gas introduction nor strong gas desorption is accompanied with its usual operation, and (4) the initial energy spread of those ions thus produced is as small as $\sim 1\text{ eV}$, practically monochromatic.

This paper summarizes a further progress achieved with the negative hydride ion production by SSI of metal hydrides.

2. Experimental Apparatus and Method

A sketch of the ion source and mass spectrometer used in this work is shown in Fig. 1. Here, R is the molybdenum ribbon (0.05 mm thick) of boat type (about 20 mm long, 3 mm wide and 1.5 mm deep), on which a powdery sample (S) of CaH_2 , LiH, NaH or ZrH_2 (about 3 – 10 mg) was deposited. The temperature ($T \approx 600 - 1000\text{ K}$) of S was determined with an alumel–chromel thermocouple (A). The ions of H^- emitted from S were extracted by the extraction voltage ($V_0 \approx 50 - 100\text{ V}$, usually 90 V) applied between R and the first slit plate (P_1). The ion acceleration voltage (V_a) for focusing H^- in the analyzing magnetic field (H) of about 1350 gauss

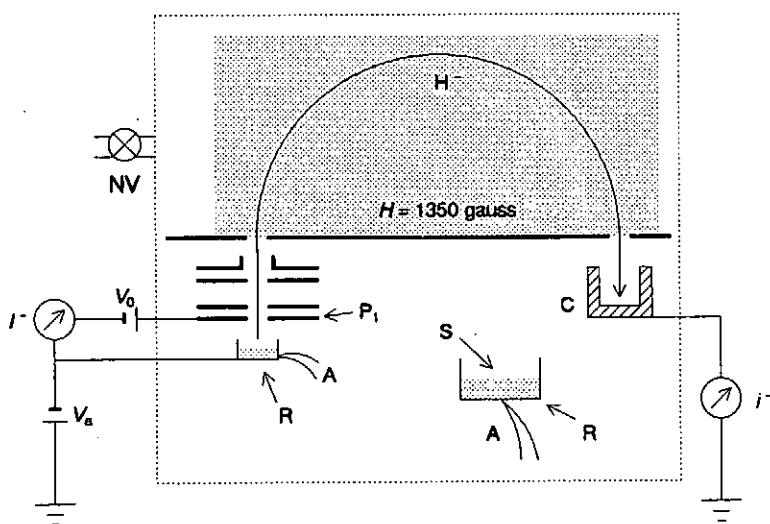


Fig. 1. Schematic diagram of the ion source and mass spectrometer.

is calculated to be about 550 V since the ion path radius for H^- just focusing to a Faraday cup (C) is 25 mm. The total and mass-analyzed emission currents (I^- and i^-) collected with P_1 and C, respectively, were measured simultaneously in this work. The residual gas pressure (P_R) during each run was usually about 1 μ Torr. When the effect of H_2 or O_2 upon SSI was examined, the pressure (P_H or P_O) of hydrogen or oxygen gas (purity 99.9 %) introduced through a needle valve (NV) was monitored with a B-A gauge.

In a separate experiment using a transverse magnet for deflecting e^- alone indicated that more than 99 % of I^- consist of e^- emitted directly from the heated sample under study [7]. Without sample deposition on R, both I^- and i^- were too weak to be detected even at $T \approx 1000$ K.

3. Result and Discussion

Temperature dependence of the total emission current (I^-) and the negative hydride ion current (i^-) is exemplified with CaH_2 , LiH and NaH in Fig. 2. Every about 15 min., T of each sample was successively increased by about 10 $^\circ$ C. Each curve has a maximum at a certain temperature (T_m), suggesting that the rates of thermal decomposition and evaporation of each hydride become greater as T increases especially beyond T_m . In the case of NaH, both I^- and T_m are lowest among the three hydrides. In addition, i^- was too weak to be detected at any temperature, and not a trace of NaH remained on R after a short run up to ~ 750 K. These results indicate that almost all of the NaH powder deposited on R readily depletes owing to both very rapid neutral evaporation and ready thermal decomposition into Na and H_2 before reaching a high temperature (above ~ 750 K) enough for SSI. It should be noted that CaH_2 is most thermally stable and least sensitive to moisture among the three [6] and also that CaH_2 remained on R even after a run up to ~ 1000 K. In contrast to this work, H^- was not observed with LiH in the previous work [6], where the powder of LiH employed was not fresh, probably having been changed in part to LiOH even in a sealed bottle.

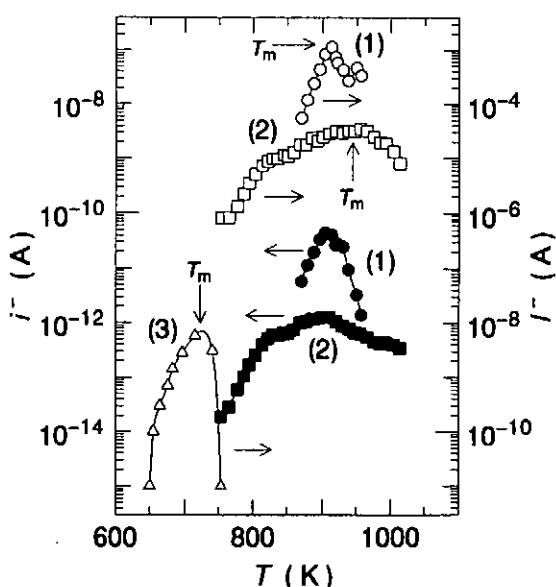


Fig. 2. Temperature dependence of the ion current (i^-) of H^- and the total emission current (I^-) from (1) CaH_2 , (2) LiH and (3) NaH.

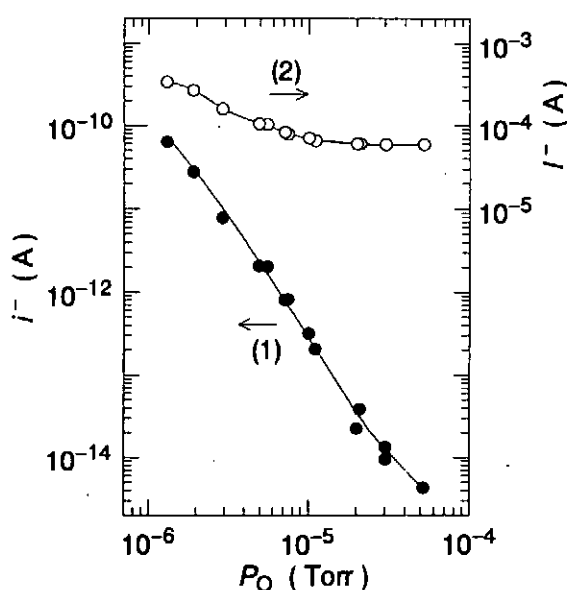


Fig. 3. Oxygen gas pressure (P_O) vs. (1) the ion current (i^-) of H^- and vs. (2) the total emission current (I^-) from CaH_2 at ~ 850 K.

Comparison among curves (1)–(3) in Fig. 2 shows that CaH_2 is best as the sample for producing H^- by SSI although NaH is much better than LiH and CaH_2 in the case of electron stimulated desorption [5]. With respect to ZrH_2 , both I^- and i^- were too weak to be detected even at $T \approx 970$ K although it still remained on R after any run. This result suggests that ZrH_2 is neither so low in ϕ nor so thermally unstable as any of the hydrides mentioned above.

As already reported with CaH_2 at 825 K [6], i^- as well as I^- was virtually independent of P_{H_2} of H_2 introduced into the ion source region so long as $P_{\text{H}_2} < 10^{-5}$ Torr, thereby indicating that the efficiency of producing H^- by impact of a gas sample (H_2) with e^- (~ 0.1 mA, 90 V) is much more poorer than that by SSI and also that hydrogen adsorption on the sample has little contribution to SSI. It should be noted that both i^- and I^- do not increase but decrease to less than 1/2 as P_{H_2} increases from 10^{-5} to 10^{-4} Torr [6].

It may be generally expected that ϕ of a solid surface is increased by oxygen adsorption [1] and hence that negative emission currents from the surface are usually reduced according to the increase ($\Delta\phi$) in ϕ . From this point of view, the negative emission from CaH_2 heated to 850 K was measured as a function of P_{O_2} of introduced oxygen. As shown in Fig. 3, I^- and i^- are reduced to about 0.2 and 7×10^{-5} , respectively, as P_{O_2} increases from 2×10^{-6} to 7×10^{-5} Torr. Consequently, $\Delta\phi$ evaluated from the data of curve (2) using Richardson's eqn. is about 0.1 eV, which is quite different from $\Delta\phi \approx 0.7$ eV calculated from the data of curve (1) using Eq. (1). This discrepancy suggests it necessary to consider at least one more probable cause such that the formation of H^- may be prevented by surface reactions between hydrogen and oxygen.

Further work is now in progress to determine ϕ of each hydride and the desorption energy of H^- under various conditions.

References

- [1] H. Kawano and F. M. Page, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.*, 50 (1983) 1.
- [2] M. D. Scheer, *J. Res. NBS*, 74A (1970) 37.
- [3] R. E. Honig, *J. Chem. Phys.*, 22 (1954) 126.
- [4] H. Kawano, T. Kenpō and Y. Hidaka, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Processes*, 67(1985) 331.
- [5] H. Kawano, Y. Ashida, H. Nagayasu, M. Wada, M. Sasao and K. Miyake, *Rev. Sci. Instrum.*, 65 (1994) 1227.
- [6] H. Kawano, Y. Ashida, H. Nagayasu and N. Serizawa, *Proc. of the 3rd Workshop on Negative Ion Formation and Beam Handling*, National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba, Aug. 1993, p. 113.
- [7] N. Serizawa, H. Nagayasu and H. Kawano, *Abstr. of the Ann. Meet. of Kyusyu and Chu-Shikoku Branches*, Chem. Soc. Jpn., Fukuoka, Nov. 1994, 1B08, p. 49.

Compact powdery sample negative ion source

Motoi Wada

Department of Electronics, Doshisha University, Tanabe, Kyoto, JAPAN 610-03

Hiroyuki Kawano

Department of Chemistry, Ehime University, Bunkyocho, Matsuyama, Ehime, JAPAN 790

Mamiko Sasao

National Institute for Fusion Science, Furocho, Chikusaku, Nagoya, JAPAN 464-01

Abstract

The principle of the production of negative ions by electron stimulated desorption of powdery samples are adopted to develop a compact ion source with a size that can fit into a standard miniature conflat flange. The source can maintain a stable production of negative ions for hours until the powder material is used up. To increase the ion source life, a mechanical structure to feed the material to produce negative ions is attached to the ion source. However, for operation with LiH to produce negative ions of hydrogen, the life of the tungsten filament to produce electrons for electron stimulated desorption is not long enough for continuous operation of the source for several days. Other related topics concerning with the development of the compact powdery sample ion source are also reported.

I Introduction

The efficient production of negative ions by the electron stimulated desorption of powdery sample had been firstly discovered by Kawano.[1] The ion source is simple in structure and compact in size. There is another big advantage over other types of conventional ion sources. This ion source does not require gas feeding system, and one does not need a needle valve nor a heavy gas cylinder on a high voltage terminal.

Basic data required to produce desired negative ions are being compiled by Kawano and coworkers.[2] However, other important aspects related with the ion source operation, including source life, beam stability and beam quality, have not been studied enough for one to decide if he can use the ion source for his experimental apparatus. Thus, we have initiated a program to develop a compact ion source of electron stimulated desorption type to examine the performance of the ion source.

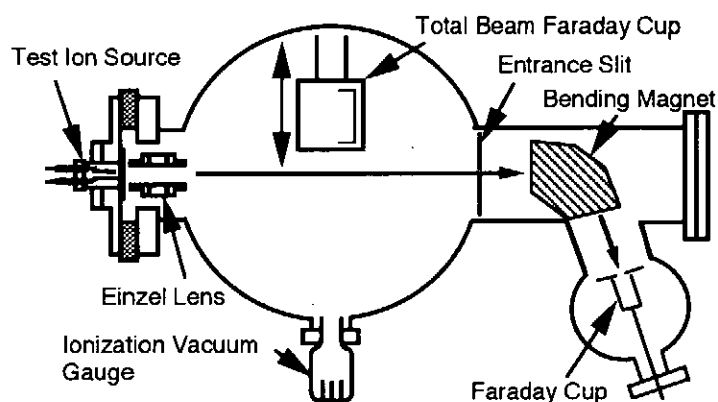


Fig. 1 schematic illustration of the experimental apparatus

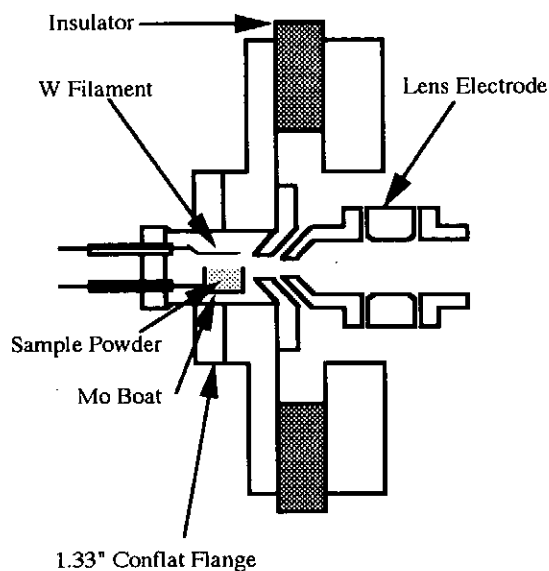


Fig. 2. Test ion source for 1.33" standard conflat flanges.

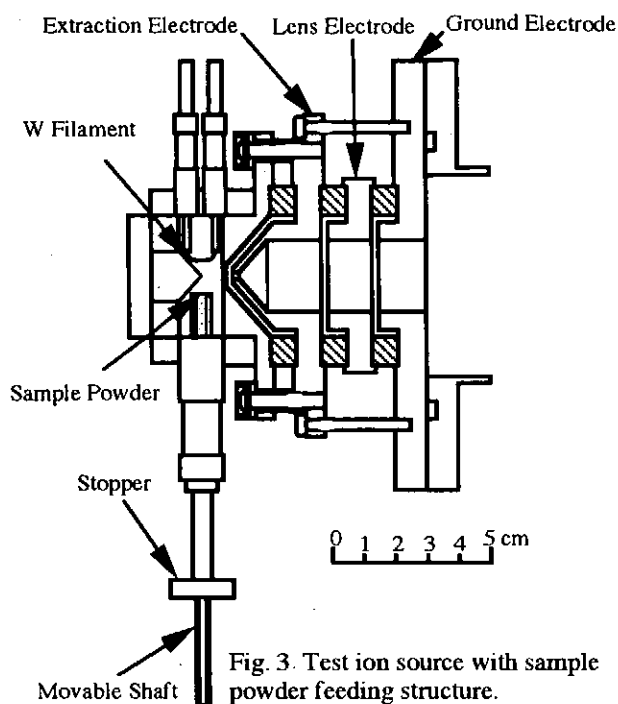


Fig. 3. Test ion source with sample powder feeding structure.

II Experimental apparatus

The experimental apparatus to test the performance of the compact powdery sample negative ion source is schematically illustrated in Fig. 1. The experimental system is pumped down with a turbo molecular pump down to the pressure of 4×10^{-5} Pa. There is a large Faraday cup to measure the total negative ion beam, and the current of the individual negative ion species can be measured with the magnetic momentum analyzer and a small Faraday cup, located down stream of the beam. In this report, only the mass separated negative ion beam current is shown.

The structures of tested ion sources are shown in Figs. 2 and 3. The ion source shown in Fig. 2 has components that are indispensable to generate negative ions. The powder is sustained in a Mo boat on which the tungsten filament to generate electrons to be bombarded onto powder to realize electron stimulated desorption is located. In the design shown in Fig. 3, the powdery sample is held in a stainless steel tube. A movable shaft placed inside of the tube can elevate the surface of the powder, and the powder can be supplied to the surface, where the electron bombardment takes place.

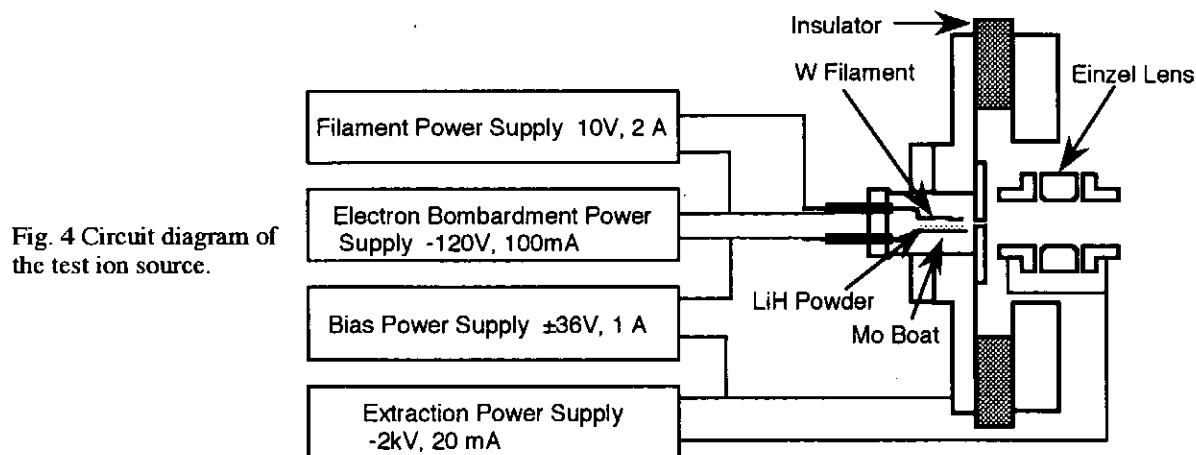


Fig. 4 Circuit diagram of the test ion source.

In both ion sources, 0.1 mm diameter tungsten wire is used as the electron emitter. The electrons from the filament strike the surface of the powdery sample with kinetic energy acquired by the filament bias potential, which is shown in the circuit diagram of the ion source schematically illustrated in Fig. 4. A bias can be applied between the powder holder and the plasma side of the extraction electrode. However, no large effect was observed by changing this bias, and no voltage had been applied between the plasma electrode and the powder container.

III Experimental results

In Fig. 5 is shown a typical mass spectrum of the negative ion beam extracted from the powdery sample source operated with LiH powder. The amount of Li current was below the detection limit of the system. Impurity negative ions are mainly O^- and OH^- , which are most likely absorbed from atmosphere during the time to charge sample powder into the ion source.

In Fig. 6, the extracted H^- beam current is plotted as a function of the electron bombardment current. Usually, 10 mA has been the limit of the stable operation of the ion source. With the electron bombardment current higher than 10 mA, the pressure in the source becomes higher, and the emission current from the filament becomes larger. This initiates a positive feed back increasing the electron bombardment current, and finally leads to the arcing of the extraction power supply. The ion source works quite stably with the electron bombardment current less than 1 mA.

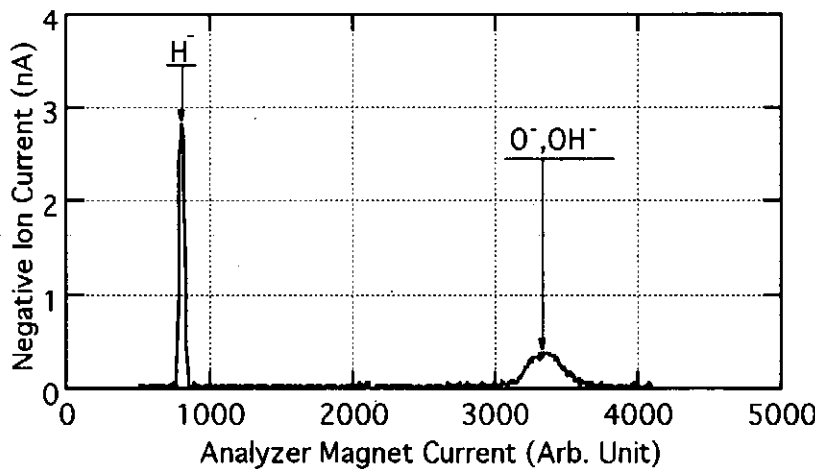


Fig. 5 Typical mass-spectrum of the negative ion beam extracted from the compact powdery sample ion source.

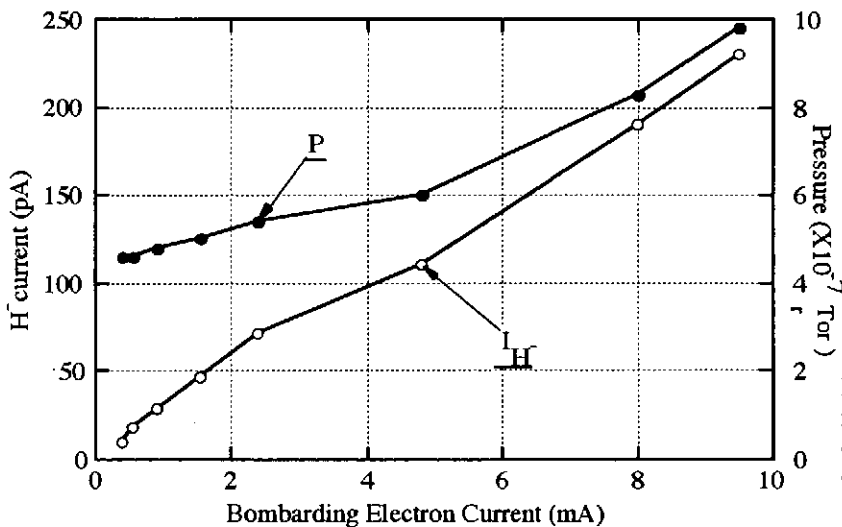


Fig. 6 H^- yield and pressure measured at the downstream chamber plotted as functions of bombarding electron current

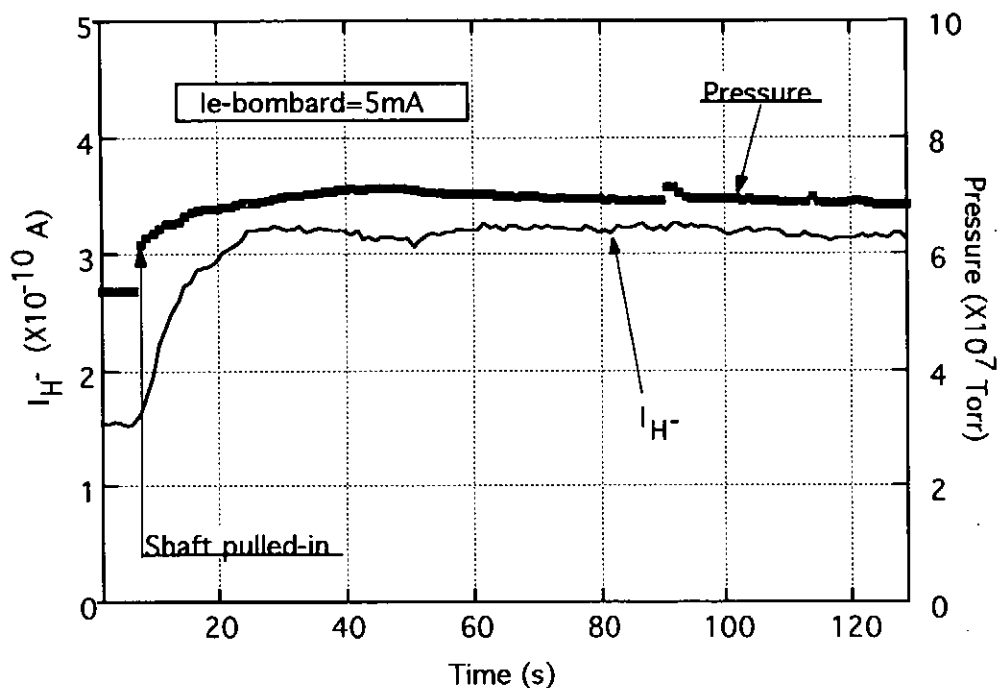


Fig. 7 Time variation of pressure and the H^- current after the shaft of the powder container was pushed-in to supply LiH powder in the ion source.

The amount of negative ions decays with a large time constant, when the ion source was operated with the structure shown in Fig. 2.[3] By supplying a fresh powder into the place of the electron bombardment, the negative ion yield is expected to recover the original value. Figure 7 shows the increment of the negative ion upon the shaft of the powder holder was moved to elevate the position of the powder surface. As shown in the figure, the amount of H^- ion current increased by the supply of the powder.

The source life, however, is essentially determined by the filament life, rather than the amount of powder. When the ion source was opened after the operation, a blue compound which seems to be tungsten bronze was found present in the source. This compound can be produced with the environment of high lithium vapor pressure. A filament material with a longer life time is necessary to elongate the ion source life.

IV Concluding remarks

A compact negative ion source based on the principle of electron stimulated desorption can be made to fit into an ordinary miniature conflat flange. At present, operation of 1 nA for more than 8 hours is possible. A further elongation of the source life requires a development of the material and/or the structure for electron bombardment. Another possible demerit of using the ion source is the diffusion of the sample powder into the chamber. These problems are subject for the future developments.

References

- [1]H. Kawano, Int. J. Mass Spectrom. Ion Processes, **104**, 23(1991).
- [2]H.Kawano, Y.Ashida, H.Nagayasu, M.Wada, M.Sasao and K.Miyake, Rev. Sci. Instrum. **65**, 1227(1994).
- [3]M. Wada, M. Sasao and H. Kawano, J. Ishikawa ed. "Proceedings of BEAMS 1993", Ionics Publishing Co. 1993, p63. (in Japanese)

酸素負イオンを含む直流・高周波プラズマ
 DC and Radio-Frequency Plasmas Containing Oxygen Negative Ions

雨宮 宏 H. AMEMIYA
 理化学研究所 351-01 埼玉県和光市広沢
 The Institute of Physical and Chemical Research
 Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-01

1. Introduction

The oxygen plasma often appears in the plasma processing such as oxidation, ashing, generation of ozone and radicals, etc. It is also important in considering the process in the lower ionosphere (D-layer). Although the hollow cathode discharge (HCD) has been investigated much since early years, few works have been made on the case with negative ions. In our previous works, HCD in oxygen was investigated by using the probe and laser photodetachment techniques [1,2]. In former works on the RF discharge in oxygen, the generation of ozone and negative ions was discussed [3,4]. In our recent study [5], probe and photodetachment techniques have been applied to obtain the electron energy distribution $f(E)$, the negative ion density and the ratio of negative ion species.

2. Experimental Apparatus

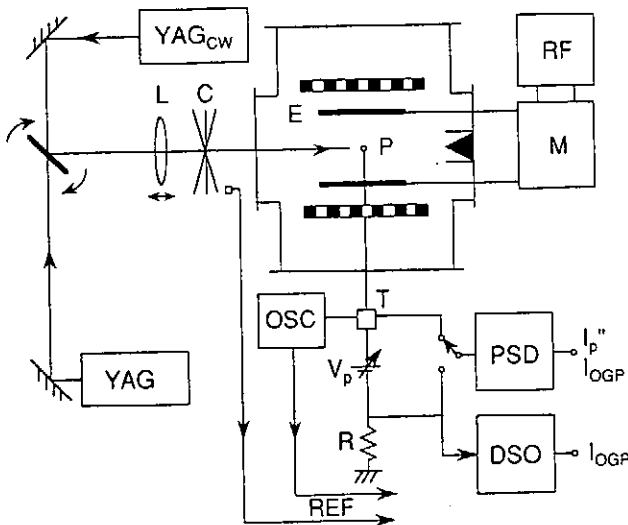


Fig. 1

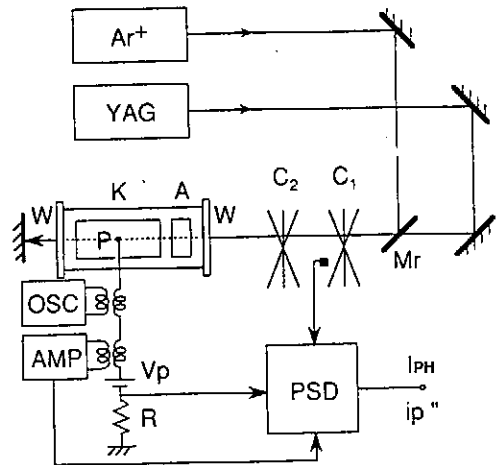


Fig. 2

The HCD tube with the anode A and the cathode K (i.d. 8mmφ) is as shown in Fig. 1. Cw Ar⁺ of 488nm and YAG of 1.06μm lasers were passed after a chopper C₁, co-aligned by a resettable mirror Mr. Photodetached electrons

were picked up by the probe and detected by the phase sensitive detector PSD as the optogalvanic (OG) signal I_{PH} . A Langmuir probe P was inserted to measure $f(E)$ by the AC technique. The second derivative i_p'' of probe characteristics i_p was detected by the lock-in technique at PSD and the optical emission of O by a monochromator.

Figure 2 shows a schematic of RF discharge made between parallel-plate electrodes E by a power supply RF of 13.56MHz through a matching M . A plane probe is inserted between the electrodes to obtain i_p and i_p'' . The plasma is irradiated by a cw YAG laser of $1.06\mu m$ near the probe. The OG signal is picked up by the probe P and measured by a lock-in amplifier PSD by double choppings. Pulsed YAG lasers of $1.06\mu m$ and SHG modes are also used where the OG signal was detected by a digital storage oscilloscope DSO.

3. Experimental Results

3.1 HCD Plasma

Figure 3 shows I_{PH} vs the discharge current I_d obtained by using Ar^+ (25mW) and YAG (500mW) lasers. From $I_{PH}(Ar^+)$ and $I_{PH}(Y)$, it is inferred that at low I_d the density of O_2^- is a little higher than that of O^- but as I_d is increased the density of O^- becomes higher. At low I_d , the charge transfer may be frequently occurring in the cathode fall.

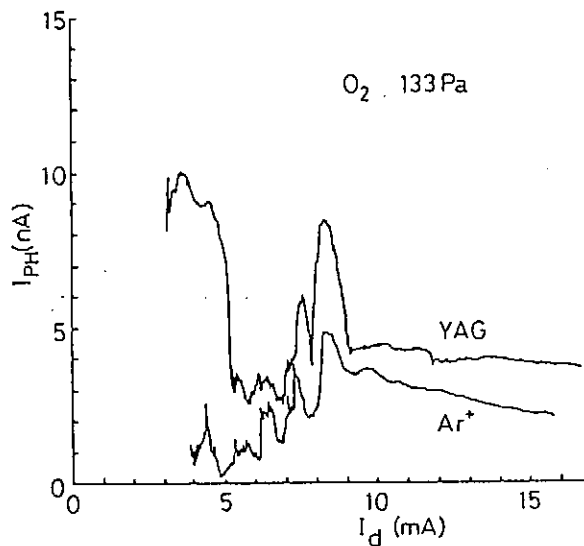


Fig. 3

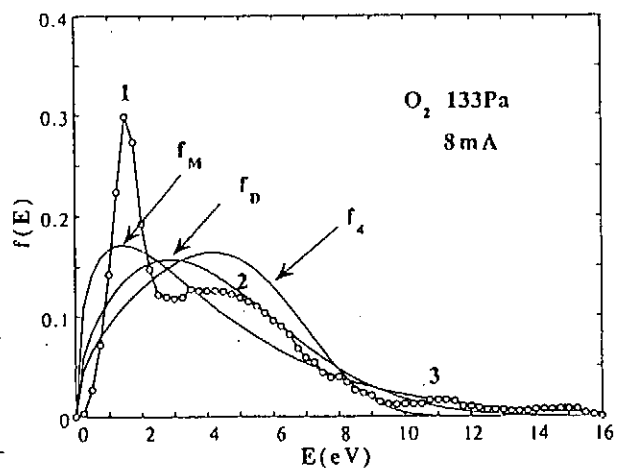


Fig. 4

Figure 4 shows a typical $f(E)$ in comparison with a Maxwellian f_M , Druyvesteyn f_D and the degree-4 type f_4 . $F(E)$ consists of a sharp peak 1 near

$E=1-2$ eV, which corresponds partly to low energy electrons and partly to negative ions. A second broad peak 2 appearing at $E=4-10$ eV correspond to thermal electrons, and a bump on the tail 3 around 11eV to primary electrons. They create negative ions mostly O^- through dissociative attachment and some of O^- may be charge-transferred to O_2^- . The optical emission I_o of O (eg. 777.1nm) increased with I_d and decreased with p . This suggests that the densities of O and O^- increase almost linearly with N_e . These characteristics are consistent with the result of calculation of rate equations.

3.1 RF plasma

Figure 5 shows an example of $f(E)$, f_{exp} , in the RF plasma. $F(E)$ deviates from theoretical types, f_M , f_D and f_4 . A sharp peak near $E=0$ corresponds to negative ions. The low energy part is deficient due to dissociative attachment. The middle energy part corresponds to thermal electrons and the higher energy part to superthermal one originating from the cathode sheath.

The negative ion temperature T , determined from the slope of the i_p is from 0.2 to 0.6 eV. The total negative ion density N was estimated from the peak height of i_p , T and the electron density N_e from the saturated current.

Figure 6 shows a typical OG signal pulse (top trace) obtained by YAG laser of 1.06 μ m in O_2 . The lower trace indicates the laser signal measured by a Joule meter, which shows a longer trace than the laser pulse width of 10ns due to a slow response.

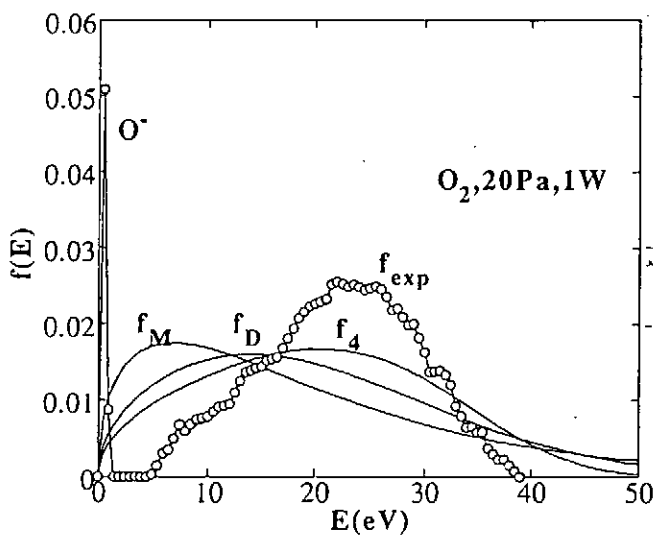


Fig. 5

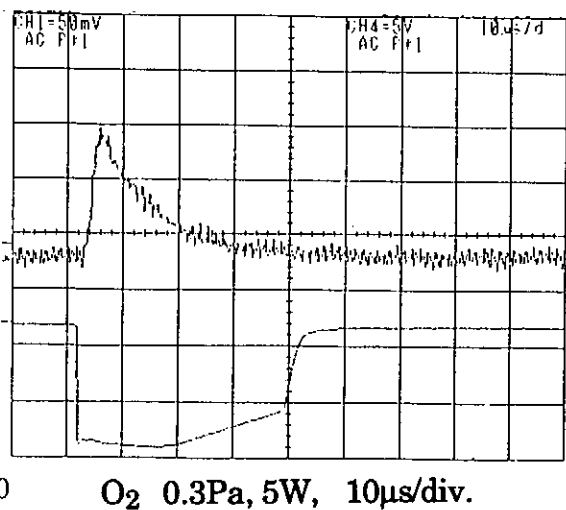


Fig. 6

Figures 7 and 8 show power and pressure dependences of N determined by probe. N increases with P_f and reaches a maximum at about $P_f=6$ W while N_e

increases with P_f . N_e becomes maximum at 30-40Pa. Laser photodetachment by cw and pulsed YAG lasers has indicated that negative ions O^- and O_2^- exist. The density of O_2^- is smaller than that of O^- . The power and pressure dependences of O_2^- by the YAG laser show similar profiles as those of Figs. 7 and 8.

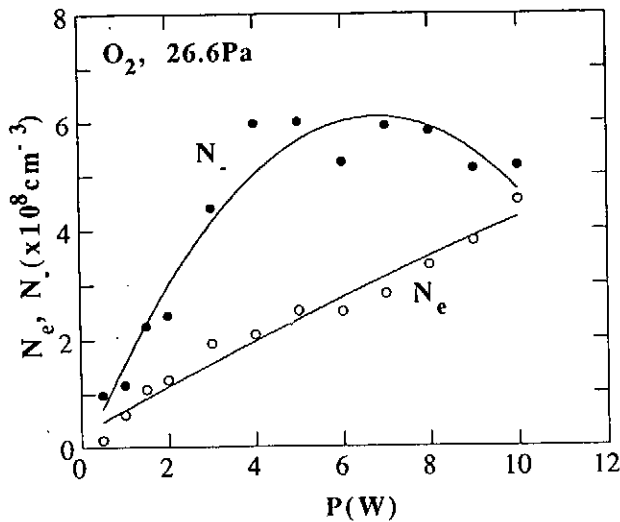


Fig. 7

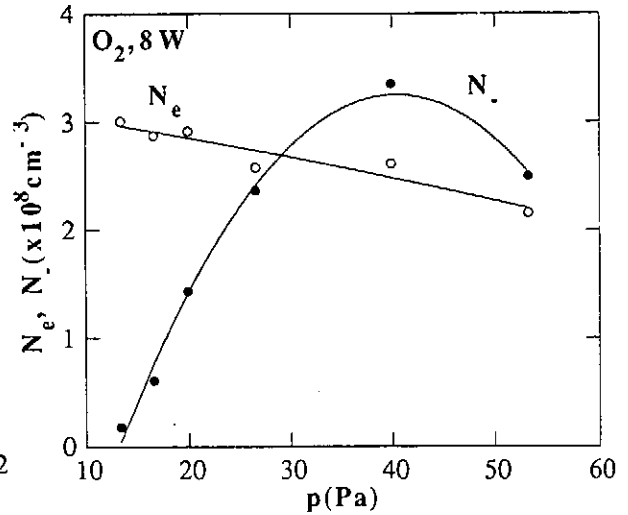


Fig. 8

4. Conclusion

Densities of negative ions, O^- and O_2^- , in the hollow cathode and parallel-plate RF discharges in oxygen have been measured by the probe and OG methods. The negative ion density shows a maximum at optimum RF power and pressure. The calculated result of rate equations is consistent with optical emission, probe and OG data.

Some parts of the present paper have been published in [7] and [8].

References

- [1] H. Amemiya, K.Ogawa, T.Suzuki and M.Endo, *J.Phys.D* **26** (1993) 2174.
- [2] H. Amemiya and T.Suzuki: *Plasma Sources Sci. & Technol.* **1** (1992)94.
- [3] A.T. Bell, *Industr. Eng. Chem. Fundam.* **10**, 273 (1971).
- [4] H. Sabadil, S.Klagge and M.Kammeyer, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **8**, 425 (1988).
- [5] H. Amemiya, N.Yasuda and M.Endo, *Plasma Chem. Plasma Proc.* **14**, 209 (1994).
- [6] B. Eliasson, M.Hirth and U. Kogelschatz, *J.Phys.D* **20**, 1421 (1987).
- [7] H. Amemiya, K.Ogawa and M.Endo, *Proc.12. Plasma Processing (Sendai)*, IIC25 (1995).
- [8] H.Amemiya, N.Yasuda, M.Endo, Y.Ogata and S.Teii, *ibid.* IA11 (1995).

Density measurement of H^- ions in a cesiated hydrogen discharge using a laser induced photodetachment method

Motoi Wada, Masaki Nishiura and Toshirou Kasuya

Department of Electronics, Doshisha University

Tanabe, Kyoto, 610-03 JAPAN

Abstract

The density of negative ions of hydrogen(H^-) in a cesiated hydrogen plasma has been measured using a pulse Nd-YAG laser. The change of the electron saturation current upon the irradiation of the laser showed a large increase by the introduction of Cs into the discharge, but the time constant of the current became much larger. Part of the reason for observing this apparent signal of photodetachment current was the increase of the electron density due to ionization of Cs desorbed from the probe by the laser irradiation. To eliminate this noise onto the photodetachment signal, an orifice probe is used to measure the photodetachment signal. A current pulse similar to the one obtained with a Langmuir probe was observed with an orifice probe.

I Introduction

By adding Cs vapor into a hydrogen discharge, performance of a negative hydrogen ion(H^-) ion source is improved. Namely, the extractable H^- current increases by several fold, the electron drain current from the source is reduced, and the ion source pressure at which the source generates the maximum H^- ion current is reduced.[1] Leung was the first who proposed the cause of the enhancement of H^- production was related to the surface condition of the ion source.[2] Later, Okumura et al. have demonstrated that the surface condition of the plasma grid is critically important to the enhancement of H^- ions by Cs addition into the discharge.[3] As confirmed by Mori et al. Cs introduction into discharge reduces the work function of the plasma grid,[4] and the enhancement of the H^- current shows nearly an exponential dependence upon the reduction of the work function.

There are some possible explanations for the enhancement of the H^- production due to the reduction of the work function of the plasma grid. One is the direct formation of H^- at the surface from positive hydrogen ions and super thermal H atoms.[5] The other is the increase of the density of low energy electrons near the source wall that may change the plasma potential and the flow of charged particles.[6] In the former model, a H^- leaves the surface with a momentum directed toward the center of the ion source. For the ions to be extracted, it should change its momentum by some collision process. As the source of H^- is located at the surface of the ion source wall, H^- ions should show the distribution larger at the ion source wall. Therefore, the measurement of the H^- density distribution near the plasma grid is necessary to understand the mechanism responsible for the H^- enhancement by the Cs introduction. In this article, we report the situation of the H^- density measurement in a cesiated hydrogen plasma using a pulse laser photodetachment method developed by Bacal et al.[7] We also extend the photodetachment method to measure the density distribution using an orifice probe.[8]

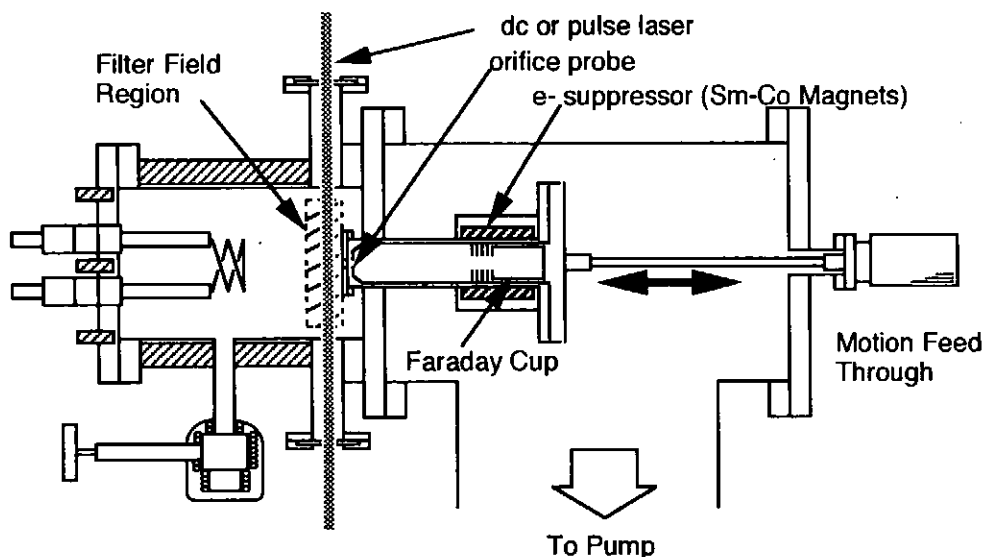


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatus.

II Experimental apparatus

A schematic diagram of the experimental apparatus is shown in Fig. 1. The ion source is the multiline cusp plasma source of 9 cm diameter and 10 cm length. The source is surrounded with 12 rows of Pr magnets. A pair of Sm-Co magnets are used to create the filter magnetic field. The plasma grid is electrically connected to the anode potential, and the hot tungsten filaments are used as the cathode of the discharge. The plasma grid can move in the direction parallel to the axis of the ion source. A Nd-YAG laser beam traverses the plasma in the direction parallel to the surface of the plasma grid. Typical energy of the laser pulse was 400 mJ. A 0.05 cm diameter tungsten wire is used as the Langmuir probe, and is located at the center of the laser beam. A positive bias of 12 V is applied to the probe with respect to the anode for collecting the electron saturation current.

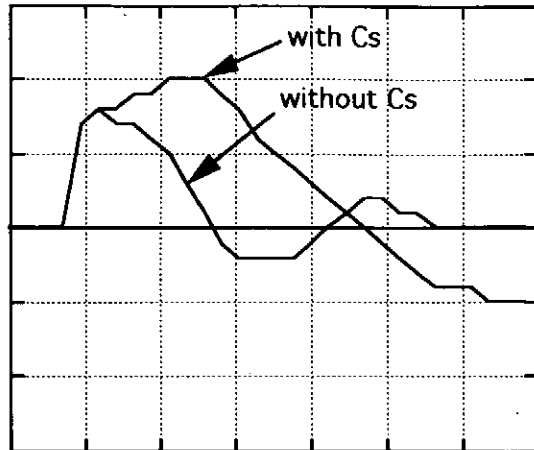
The Mo plasma grid has a 0.15 cm diameter hole at the center, and the shielded extraction electrode is placed with a 0.15 cm spacing. Inside of the extraction electrode, a Faraday cup with the structure forbidding entrance of electrons extracted with H^- is installed. The extraction electrode can be used as an orifice probe to measure the temporal change of the probe current upon the irradiation of the laser beam.

III Experimental results

a. Photodetachment current collected by a Langmuir probe

In Fig. 2, oscilloscope traces of photodetachment currents detected by the Langmuir probe current are shown. When the photodetachment current was measured for pure H_2 discharge, a usual oscilloscope trace of the photodetachment current was obtained. However, when Cs was added into the discharge, a current signal with a time constant much larger than the photodetachment current without Cs was observed. The amplitude of this signal became larger as more Cs was added into the discharge. Also, when the repetition rate of the pulse laser was reduced and the time between the laser pulse was made longer, the amplitude and the time constant of the current pulse became larger.

Fig. 2 Oscilloscope traces showing the effect of Cs adsorption on the photodetachment current signal. Time base is 500 ns/div.



When the orifice probe signal was observed with the probe placed at the position, the electron current collected by the orifice probe showed an increase after about 1 μ s. This increase of the orifice probe current disappeared as the probe was taken out of the position. The density near the plasma electrode seems to increase as the laser shines the probe. Therefore, the observed increase of the electron saturation current of the Langmuir probe irradiated by the laser has been probably caused by the increase of the electron density due to ionization of Cs released from the probe by the laser irradiation.

Assuming the fast rising part of the oscilloscope trace measured upon the irradiation of laser is proportional to the H^- density, the distribution of the relative H^- density is plotted in Fig. 3. For comparison, we show in Fig. 4 the photodetachment signal measured with a Langmuir probe for a discharge condition without Cs. As shown in Fig. 3, the photodetachment current was nearly constant for the spacing between the plasma electrode and the probe larger than 2 mm. Meanwhile, when no Cs was introduced into the discharge, the photodetachment signal showed a gradual increase and never showed a flat profile. Also, the value of the photodetachment signal for Cs added discharge was nearly two times that without Cs. This corresponds to higher H^- density. Note, that electron density was not largely affected by the introduction of Cs into the discharge.

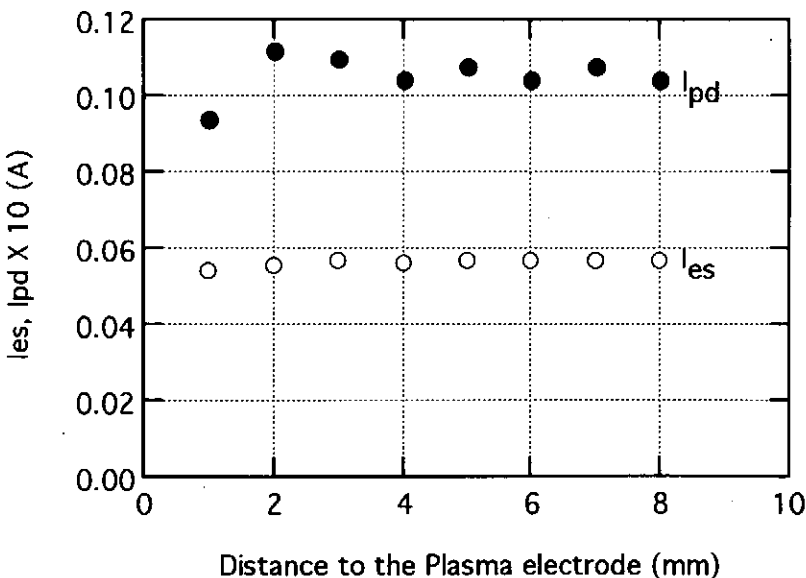


Fig. 3. Electron saturation current, I_{es} , and the photodetachment current, I_{pd} , measured by a Langmuir probe, plotted as functions of the distance between the plasma electrode and the probe. Cesium is added into the ion source.

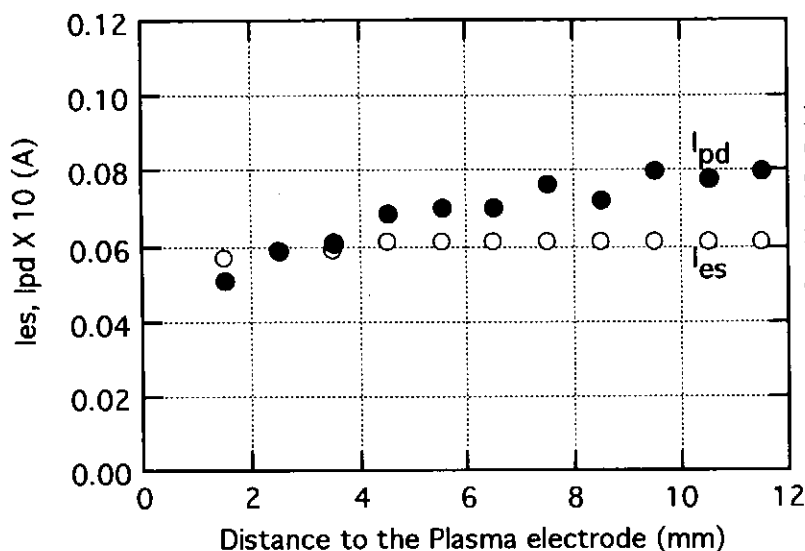


Fig. 4. Electron saturation current, I_{es} , and the photo-detachment current, I_{pd} , measured by a Langmuir probe, plotted as functions of the distance between the plasma electrode and the probe. The discharge conditions were the same except that no Cs was added into the discharge.

b. Measurement of photodetachment current using an orifice probe

When the amount of Cs introduced into the discharge is more than some limiting value, the fast rising part of the oscilloscope trace becomes ambiguous, and the measurement of the photodetachment signal by a Langmuir probe becomes impossible. Thus, an attempt was made to measure the photodetachment current using an orifice probe.

A waveform very similar to that of the photodetachment electron current collected by a Langmuir probe located at the center of the laser beam was measured by an orifice probe. When the probe surface, or the plasma grid surface in case of this experiment, was set close to the laser beam, the wave form changed as Cs was added into the discharge. The reason for the change of the waveform may be due to the desorption of Cs adsorbed on the surface of the plasma grid. The change of the electron saturation current observed by the laser irradiation is plotted in Fig. 5 as a function of the spacing between the plasma electrode and the laser. The signal seems larger when the spacing is smaller, but the photodetached electrons has to travel certain distance in a magnetized plasma, and the interpretation of the result should not be made straight forward.

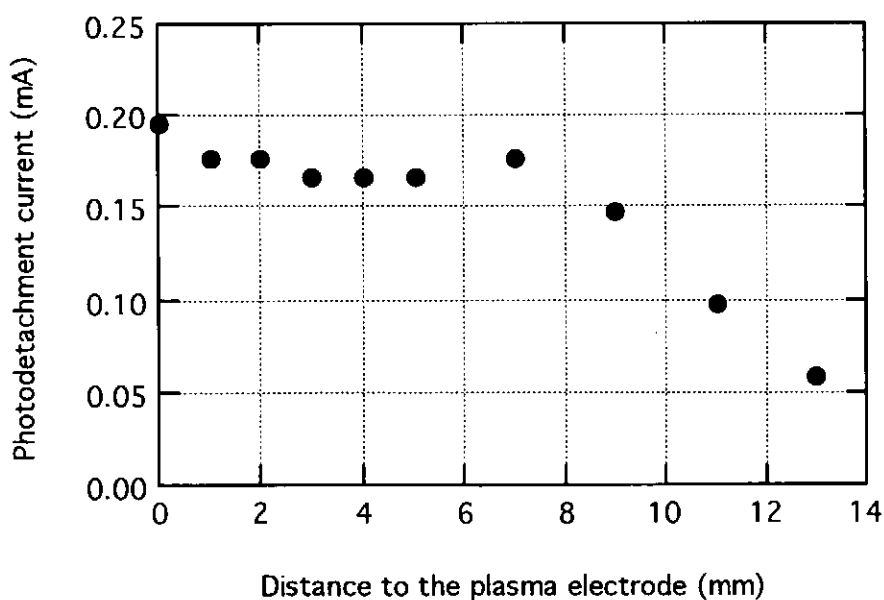


Fig. 5. Photodetachment current detected with an orifice probe. The abscissa is the distance between the laser center and the surface of the plasma electrode. The detached electrons should travel this distance to be accelerated to the collector, passing through the orifice.

IV Summary

A spatial variation of photodetachment current corresponding with the smaller negative ion density near the plasma electrode surface was measured both by a Langmuir probe and an orifice probe. However, in case of orifice probe measurement, the detached electrons have to be transported to the position of the orifice to be detected by the probe. In the experimental geometry, there exist a filter magnetic field with the intensity about 80 G in the region where detached electrons should travel to reach the orifice. The presence of the magnetic field should be carefully treated to interpret the measured result to the information relevant to the density distribution of H^- ions.

The characteristics of the orifice probe, that the charge collecting probe is shielded from the irradiation of intense laser field, seems superior to an ordinary Langmuir probe. Because a weak magnetic field is present in our experimental geometry, ion sensitive probe developed by Katsumata,[9] or the negative ion sensitive probe developed by Amemiya[10] can be also used with the pulse laser to accomplish the measurement of H^- density in a Cs seeded hydrogen plasma. These topics will be covered in the future work.

Acknowledgements

This work has been supported by the Grant-in-Aid from the Ministry of Education, Science and Culture, No. 06680454.

References

- [1] K. N. Leung et. al., Rev. Sci. Instrum. **52**, 235(1987)
- [2] K. N. Leung, S. R. Walther and W. B. Kunkel, Phys. Rev. Lett. **62**, 764(1989).
- [3] Y. Okumura, M. Hanada, T. Inoue, H. Kojima, Y. Matsuda, Y. Ohara, M. Seki and K. Watanabe, " *Proceedings of Production and Neutralization of Negative Ions and Beams* ", A. Hershkovich ed., AIP. New York, 1990, p.169.
- [4] Y. Mori, T. Okuyama, A. Takagi and D. Yuan, Nucl. Instrum. Method, **A301**, 1(1991).
- [5] B. S. Lee and M. Seidl, " *Proceedings of Production and Neutralization of Negative Ions and Beams* ", A. Hershkovich ed., AIP. New York, 1990, p.48.
- [6] K. N. Leung, D. A. Backman and D. S. McDonald, " *Proceedings of Production and Neutralization of Negative Ions and Beams* ", A. Hershkovich ed., AIP. New York, 1990, p.368. (in discussion starting from p. 373.)
- [7] M. Bacal, F. W. Hamilton, A. M. Bruneteau and H. J. Docet, Rev. Sci. Instrum. **50**, 719(1979).
- [8] S. M. L. Prokopenko, J. G. Laframboise and J. G. Goodings, J. Phys. D. **7**, 355(1974)
- [9] I. Katsumata and M. Ozaki, Jpn. J. Appl. Phys. **6**, 123(1967)
- [10] H. Amemiya, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 1966(1988)

Measurement of H^- ion density in a multicusp ion source by a dc-laser-photodetachment-method

Masaki Nishiura, Mitsuru Yokoyama, Toshirou Kasuya and Motoi Wada
Department of Electronics, Doshisha University, Tanabe - cho, Kyoto, 610-03.

Abstract

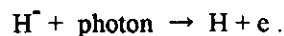
When the Langmuir probe immersed in a hydrogen plasma was irradiated with an Ar^+ laser beam, the electron saturation current showed an increment corresponding with the density of negative hydrogen ions (H^-). The measured photodetachment signal was quite small compared with the probe current. Consequently, the measured value of the photodetachment current should include the first derivative component of the probe I-V characteristic. A correction for this component has been made to determine the true photodetachment current. After the correction, the ratio of hydrogen negative ion density to electron density was calculated to be about 41 %.

I. Introduction

Measurement of various parameters in a negative ion source is important for estimating fundamental properties related with negative ion production. Usually, measurement of negative ion density is difficult, because the negative ion current is much lower than the electron current. The density distribution of negative ions can be obtained by measuring the photodetachment current by injecting a laser into a plasma to detach electrons from negative ions. Bacal et al. [1][2] proposed the method for measuring the negative ion density and temperature by making use of the pulse laser. Amemiya [3][4] showed the negative ions in an O_2 discharge could be detected by making use of a dc laser. Yokoyama [5] has shown that the H^- density can be obtained from the dependence of the photodetachment current upon the distance between the laser and the probe. He proposed a method to calculate the absolute value of H^- density from the photodetachment current laser - probe distance characteristics by using a coefficient to correct the measured photodetachment current for sheath expansion. In this paper, we report the method to estimate the absolute value of the H^- density using a dc laser.

II. Determination of H^- density from the photodetachment current

In a volume production-type-negative hydrogen ion source, the H^- ions are present with the flux much lower than electrons in the plasma. By an irradiation of a dc laser in the plasma, photodetachment reaction takes place, and the detached electrons can be collected with a Langmuir probe. The dc laser destroys a part of H^- ions only in its path by photodetachment.



A very small increase in the electron density is produced by the photodetachment. When the Langmuir probe is biased at a potential more positive than the plasma space potential, it collects the detached electrons with electrons in the bulk plasma. However, depending on the shape of the Langmuir probe, a positive bias alters the shape of the sheath around the probe to change the amount of the collected electron current. To simplify the argument, we treat the case that the probe is biased exactly at the space potential.

The photodetachment current, collected by an infinitesimal area, dS , at a distance, r , from the laser is described as follows:

$$\delta I_p = en_- \frac{W_L}{h\nu} \sigma_{pd} \frac{dS}{2\pi r} \quad (1)$$

where n_- is the negative ion density, W_L is the laser power, h is the Planck constant, and σ_{pd} is the photodetachment cross section, respectively. The photodetachment current therefore decreases in inverse proportion to the distance, r . Equation (1) gives the absolute value of negative ions density by the measurement of δI_p produced by the dc laser method.

III. Experimental set up

Figure 1 shows a schematic of the negative ion source used in this experiment. The chamber is a cylindrical stainless-steel vessel (30 cm in length, 21 cm in diameter) surrounded by ten ferrite magnets with the north and south poles alternatively facing the plasma. Four rows of magnets are mounted on the top plate and the lower part of the discharge chamber. Two 0.3 mm diameter, 100 mm long tungsten filaments are used as cathodes, and the current to heat these filaments are supplied from the top plate. The multicusp magnetic field of the top plate prevents high energy electrons emitted from the cusp of a filament from destroying the H^- ions in the central region in the chamber by collisional detachment.

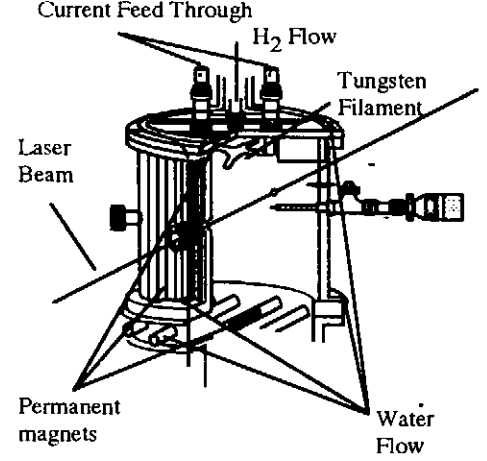


Fig. 1 Schematic of the negative ion source and cylindrical probe.

The Langmuir probe is a tungsten wire (0.3 mm in diameter, 10mm long), and an alumina and copper tubes are used for shielding the signal line. The probe movable in the radial direction, r (0 ~ 25mm) is inserted into the vessel. The argon ion laser is used to detach electrons in the plasma. The maximum laser power operated with a single frequency at wavelength of 488nm is about 10 W. The diameter of the laser beam is about 4mm.

When the photodetachment current is superimposed on a probe current, a small voltage arises across the load resistor, which should give rise the derivative component of the probe $I-V$ characteristic. Therefore, we must take this influence of the derivative component on measuring the photodetachment signal into account to use eq. (1). As one can ignore the terms higher than the second derivative, the photodetachment current can be given as follows:

$$\delta I_{p_{true}} = \delta I_{p_{det}} \frac{1}{1 - \frac{dI_p}{dV_p} R_L} \quad (2)$$

where R_L is the probe resistance, $\delta I_{p_{det}}$ is the detected signal, and $\delta I_{p_{true}}$ is the corrected signal, respectively.

Hence a probe characteristic needs to be measured simultaneously on measuring a photodetachment current. The numerical differentiation of the probe trace is done for the correction of a first derivative component in this work.

IV. Experimental method

Figure 2 shows the schematic diagram of the measuring circuit of a photodetachment current generated by a dc laser method. The Ar^+ laser is mechanically chopped at a frequency of 3 kHz by rotating a holed disk. A pair of the photodiode and a photo transistor generates a signal corresponding with the laser light chopped by the holed disk, and the signal is fed to the lock-in-amplifier as a reference signal. The chopped laser beam is introduced into the plasma through a Pyrex glass window. The amplitude modulated photodetachment current on the dc probe current is measured by a lock-in-amplifier. The probe voltage and the dc probe current are measured by digital multimeters. The lock-in-amplifier, digital multimeters and the probe voltage generator are controlled by a personal computer through an IEEE488 interface bus. In this series of experiment, the plasma operating conditions are maintained at 100V of discharge voltage, 3A of discharge current, 4.4mTorr of gas pressure, and 5 W of laser power.

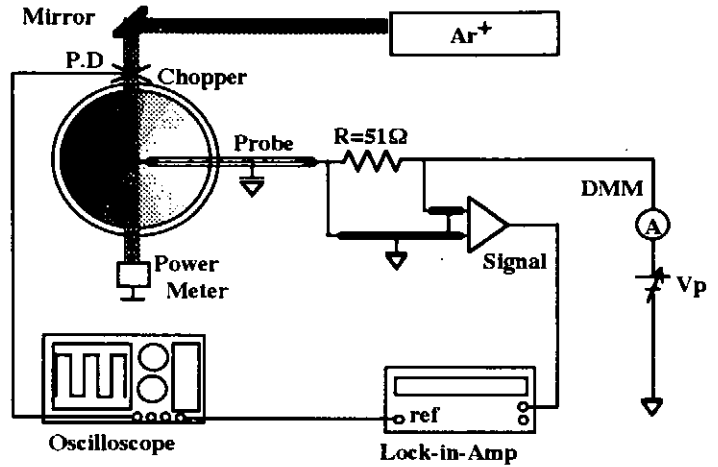


Fig. 2 Schematic diagram of the measurement system of the photodetachment current.

V. Results and discussion

In Fig. 3, the photodetachment current and the probe current are plotted as functions of the probe potential. When the space potential is assumed to be the point where the second derivative of the probe current with respect to the probe voltage is equal to zero, the photodetachment current increases suddenly at the space potential. From this part, the electron temperature of the detached electrons is calculated to be less than 0.5 eV. The detached electron temperature is much lower than the electron temperature of the bulk plasma.

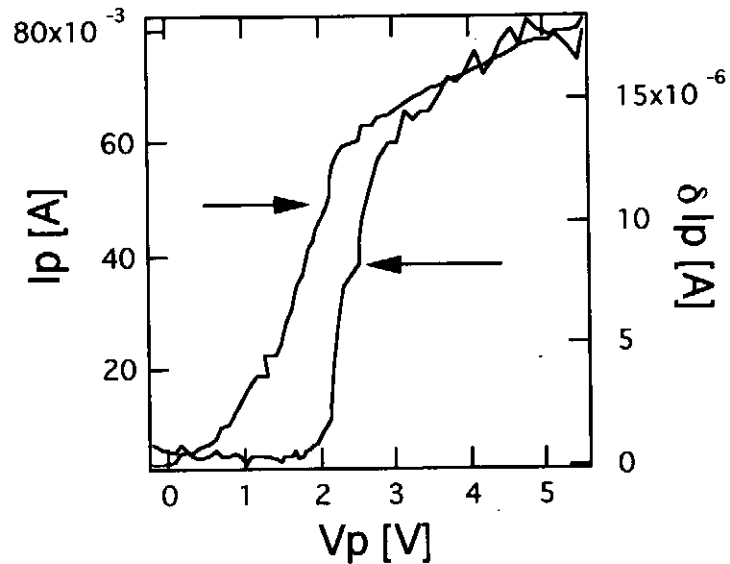


Fig. 3 Characteristic of probe current-probe potential and that of photodetachment current-probe potential.

In Fig. 4 the photodetachment current corrected for the first derivative component and that without the correction are plotted. The corrected photodetachment current becomes 1.7 times the uncorrected value. Although a little change of signal is seen below 2V and above 4V, this may be the error due to performing a numerical calculation to obtain the

first derivative.

In Fig. 5 the photodetachment current is plotted as a function of the distance between the center of the laser beam and the probe to calculate the absolute H^- ions density. As the photodetachment current characteristic should have the same profile as the probe $I-V$ characteristic, we adopted the value of δI_p at the turning point of the δI_p-V characteristic. To investigate whether δI_p is inverse proportional to distance r , $1/\delta I_p$ is plotted vs. r in Fig. 6. The fitting of the measured data to a straight line is done for a distance, $r \geq 3$, and $\delta I_p r$ is determined from the slope of the line. Negative ion density, $n_- = 5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ is obtained from eq. (1). The ratio of the negative ion density to the electron density is about 41% in this experiment. This value is much higher than the value of the negative ion density obtained by using a Nd-YAG Pulse laser method by Yokoyama et al. [6]

VI. Conclusion

The method to determine the absolute value of the H^- ion density from the photodetachment signal of the dc laser yields a value much higher than that measured by a pulse laser method. The reason for overestimating the H^- ion density might be due to overevaluating δI_p at the space potential determined with a large uncertainty. To increase the accuracy in determining the space potential we continue our research by using a guarded planar probe. Also, the measurement of the derivative of the probe $I-V$ characteristic by superimposing ac current on a probe current is being scheduled.

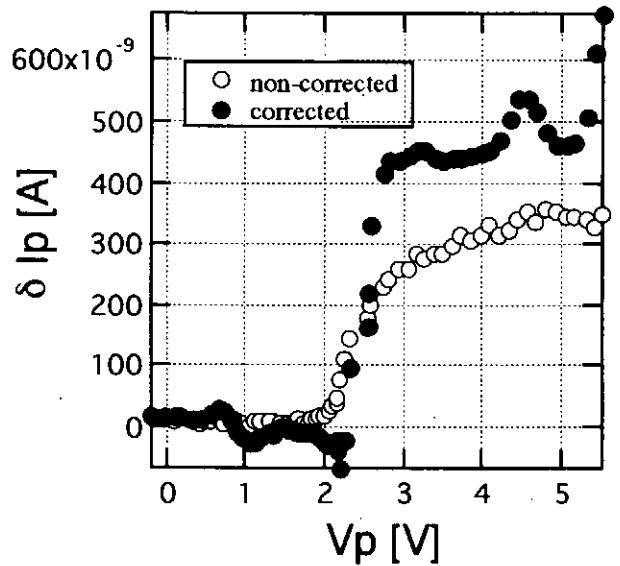


Fig. 4 The difference between corrected δI_p and detected δI_p .

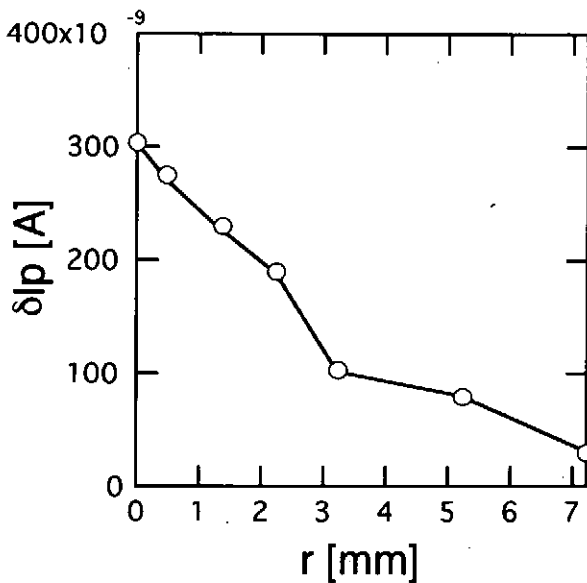


Fig. 5 Characteristic of photodetachment current - distance, r .

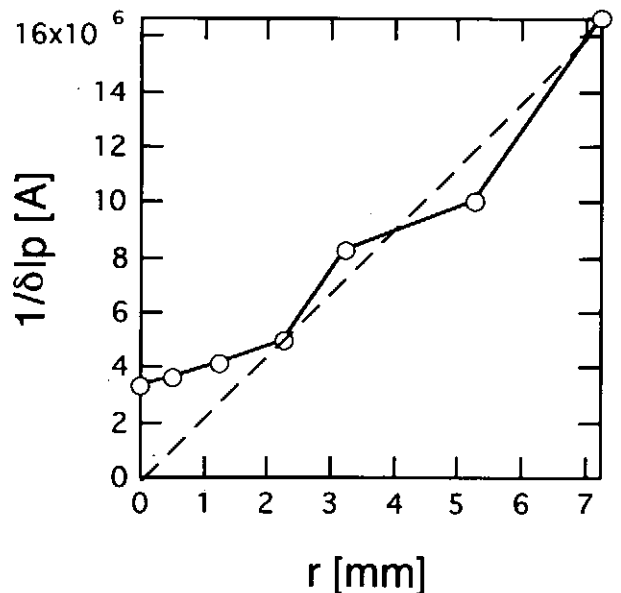


Fig. 6 Characteristic of inverse value of photodetachment current - distance, r .

Acknowledgment

This work has been supported by Grant-in-Aid for Scientific Reseach(No.06650454) from the Ministry of Education Science and Culture.

References

- [1] M. Bacal and G. W. Hamilton: Phys. Rev. Lett. 42, 1583(1979)
- [2] M. Bacal, P. Berlemont, A. M. Brunetear, R. Leroy, and R. A. Stern; J.Phys, 70, 1212(1991)
- [3] H. Amemiya, K. Ogawa, T. Suzuki and M. Endou: J. Phys. D: Appl. Phys. 27, 2174(1993)
- [4] H. Amemiya and T. Suzuki: Jpn. J. of appl. Phys. 30, 1895(1991)
- [5] M. Yokoyama, M. Wada and H. Tsuda: The science and engineering Review of Doshisha Univ. 34,NO.3, 27, 1993. Also, submitted to the Jpn. J. Appl. Phys.
- [6] M. Yokoyama; Master thesis, Doshisha Univ. Mar, 1994.

負イオンビームの高速チョッピングの新しい方式

高木 昭、神藤勝啓*、森 義治、金正倫計

五十嵐前衛、吉井正人、町田慎二

高エネルギー物理学研究所 (KEK)、*総合研究大学院大学

陽子シンクロトロンビーム強度増強が望まれてきている。その為に加速器のビーム強度増強の妨げとなっている要因の1つが入射時のビーム損失である。入射時のビーム損失の軽減のために高速チョップビームが必要とされている。[1] 陽子シンクロトロンの高周波加速バケットの内に損失無くビームを捕獲する為にはライナックからの高速チョップされたH⁻ビームを用い、陽子シンクロトロンへの入射ビームを加速周波数(2.2MHz)に同期してチョップする。

高速チョップH⁻ビームを作る方法は幾つか試みられている。低エネルギーのH⁻ビームをPFN型チョッパー電極を用いる方法[2]があるが、イオン源で高速チョップH⁻ビームが生成するのが理想的な方法であり、PIG型H⁻イオン源のCollar電極にパルス電圧を印荷する方法[3]、体積生成型H⁻イオン源のプラズマ電極をパルス電圧で変調する方法[4]などが試みられている。高エネルギー物理学研究所の陽子加速器では表面生成型H⁻イオン源が用いられており、我々は表面生成型H⁻イオン源のコンバーター電極をパルス変調する新しい方法を考案し、高速チョップH⁻ビームの生成を実現した。これらをまとめると以下のようなになる。

1) 従来の方式：a) 静電偏向方式

高速応答—PFN型、STRIP LINE型

問題点：空間電荷中和効果が無い

エミッタンスの悪化

b) イオン源内で高速チョッピングを実現する。

イオン源のplasma/collar電極をパルスバイアス電圧で変調する
(PIG型H⁻イオン源、体積生成型H⁻イオン源)。

問題点：ビームの立ち上がりおよび立ち下がり時間が数100nsec

2) 新しい方式：H⁻イオン生成効率を高速可変する。

表面生成型H⁻イオン源のコンバーター電圧に高速パルス電圧を重畳する。100nsec以下のビームの立ち上がりおよび立ち下がり時間の実現を期待する。

実験装置の構成は第1図で示される。表面生成型H⁻イオン源のコンバーター電極は負バイアス電圧で運転されているので、この直流負電圧に対して高速パルス高電圧を重畳させる事によって、H⁻生成効率を時間的に変化させてH⁻ビームを効率よく高速チョップする。この場合、コンバーター電極表面のイオンシースの電位差を強制振動的に変調をする事になるのでイオン・プラズマ周波数は変調周波数よりも充分高くなければなら

なく、イオンソースの時間応答の上限はイオン・プラズマ周波数によって決まると予想される。実際の実験に使用した回路構成は第2図のようになる。負バイアス電圧とRF高電圧パルスとの重畳回路のコンデンサーの値とRFアンプの低域特性によって高電圧パルスの平坦度が制限されてサグがかなり大きいのでRFパワーアンプの出力を飽和させて無理して平坦度を改善させている。現在専用の高電圧パルサーを設計・制作中であるのでパルスの平坦度の問題は解決されると思われる。また高周波プラズマ中のフローティング電極は負電位にシフトするので[5]、フローティング電圧よりもさらに深く負バイアス電圧の印可されたコンバーター電極の電圧をゼロ電位まで引っ張るには、より高いパルス電圧が必要である。こうしてパルス電圧の振幅を出来るだけ大きくする事によって高速チョップの効率を高めることが可能である。

第3図では、40MeVライナックを出た高速チョップビームをファラディカップにて観測したものである。チョップビーム幅は220nsecのほぼ矩形パルスがコンバーター電極に印可されているが、生成されたビームはチョップはされてはいるもののチョップビーム波形は裾野が残ったものとなっている。このビームを500MeVブースターシンクロトロンに入射したときに高周波加速bucketへの捕獲効率の変化を観測した。第4図にbunch to bucket方式による粒子捕獲の原理を示す。この図で示すRFバケットとチョップさせたライナックビームとの時間関係を遅延回路により変化させたときのブースタービーム強度（入射から5msecでの強度、ブースターシンクロトロンの加速時間は25msecである。）を測定した結果を第5図に示す。RFクロックからの遅延時間と加速ビーム強度の間に周期的な変化がみられ、高周波加速bucketへの捕獲効率の変化が観測された。

chopped beamの加速器への応用としては、bunch to bucket方式によるシンクロトロンへの入射ビーム損失の改善およびRFバケットマッチングによるビーム性能の向上が期待される。また加速器への入射時にすでにrf加速高周波成分を持ったビームとして観測できるので、入射時のビーム計測手段としても非常に有望である。今後、専用パルス電源の開発を行い、加速器のビーム損失の軽減のための研究を進めるつもりである。

REFERENCES

- [1] Y. Mori, "Recent Topics on The Development of Negative Ion Sources for High Intensity Hadron Accelerators", Proc. of the 17th Int'l Linac Conference, Tsukuba, Japan 1994. pp.671-675.
- [2] J.M. Brennan, L. Ahrens, J. Alessi, J. Brodowski, J. Kats, W. van Asselt
"A Fast Chopper for Programmed Population of The Longitudinal Phase Space of The AGS" Proc. of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago. pp. 1154-1156.
- [3] R. L. York, D. Tupa, D. R. Swenson, and R. Damjanovich
"Volume H⁺ Ion Source Development at LAMPF"
Proc. of the 1993 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington. pp. 3175-3177.
- [4] H. V. Smith, Jr., P. Allison, J. D. Schneider, and J. E. Stelzer
"Experimental Study of A Simple Method to Chop Penning SPS H⁺ Beams"
Proc. of the 17th Int'l Linac Conference, Tsukuba, Japan 1994. pp.393-395.
- [5] M. Konuma, "Film Deposition by Plasma Techniques", Springer-Verlag, 1992.

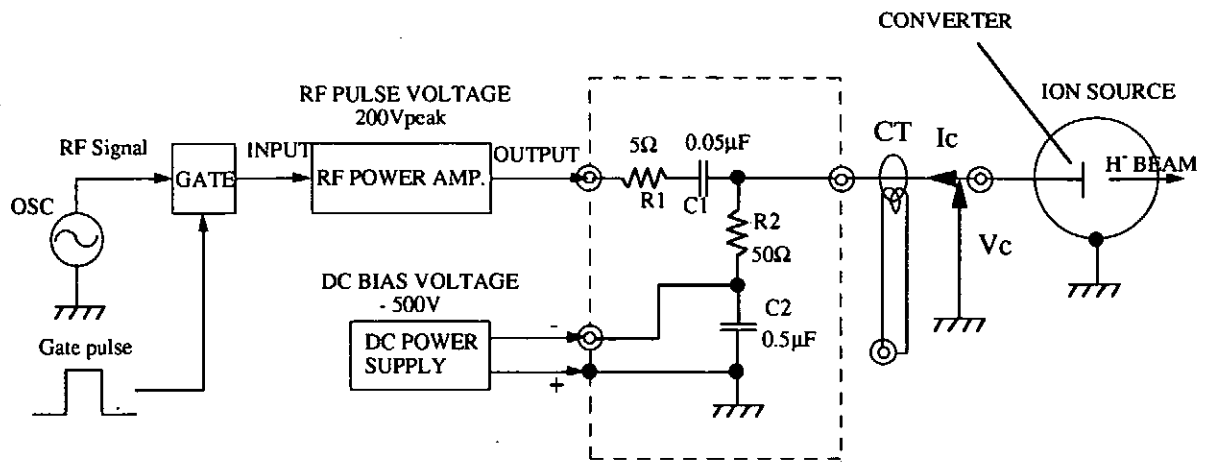


図1 コンバーター電極の高電圧RF変調の為の電圧重畳回路の構成

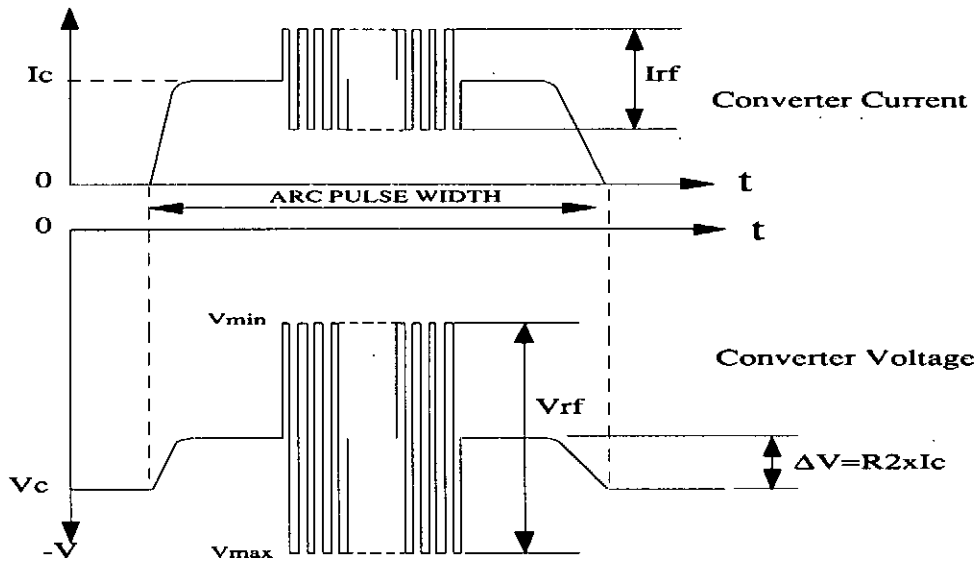


図2 コンバーター電圧変調における電圧の時間変化の模式図

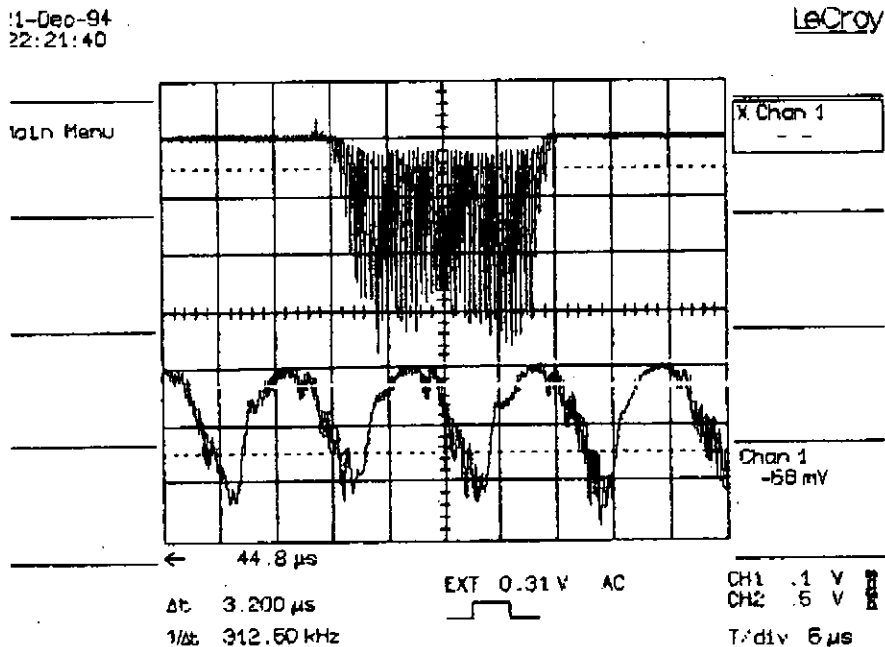


図3 40MeVラインのFaraday cupによるビーム構造観測
upper trace : V:1mA/div. H:5ms/div., lower trace : V:1mA/div. H:0.2ms/div.

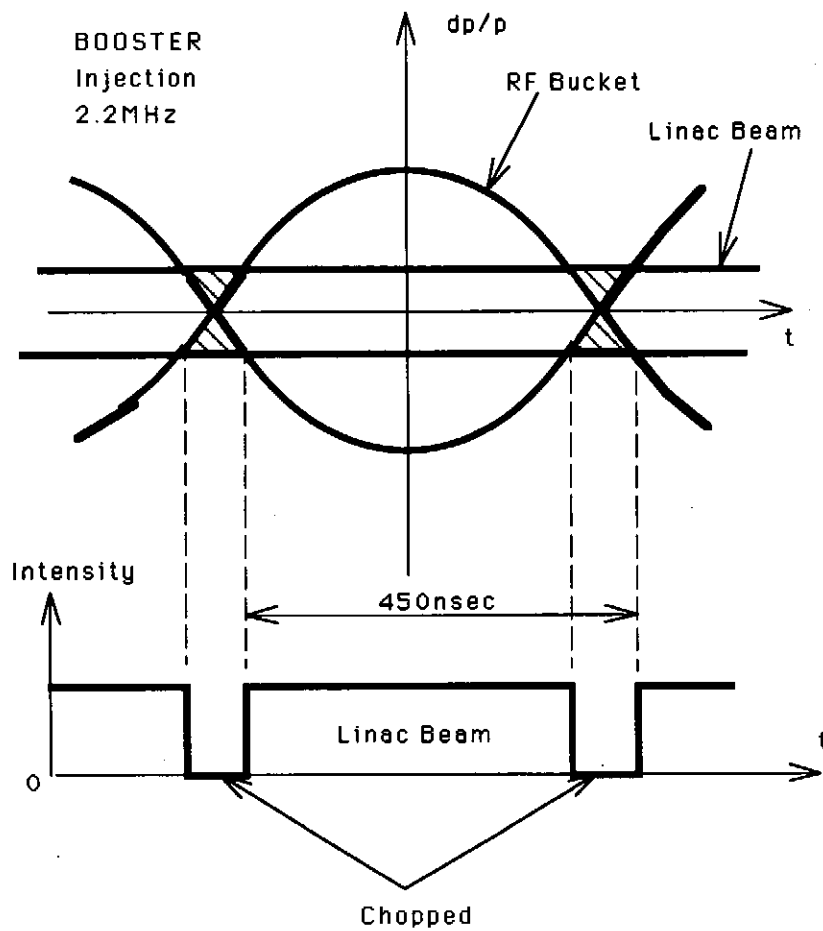


図4 リニアックからのチョップビームによるシンクロトロンでのRFバケットへの粒子捕の模式図

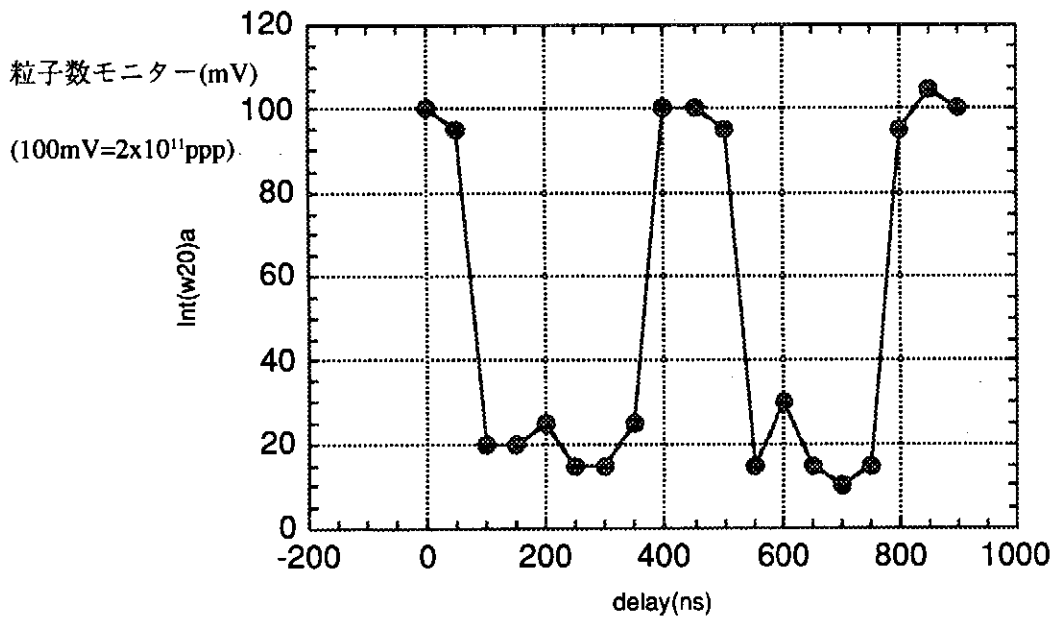


図5 ブースターシンクロトロンでの入射ビーム捕獲と高速チョップビームの遅延時間との関係 (Hビームチョップ幅 220nsec)、縦軸：ブースタービーム強度、横軸：遅延時間

1. はじめに

強磁界中のプラズマ内の電界及び磁界の同時測定用のビームプローブの開発を目的として研究を行っている。プラズマの計測方法は、高エネルギー原子ビームをプラズマ内に入射し、電離してできたイオンビームをレーザー誘起蛍光法により計測しスペクトル線のドップラーシフトとゼーマン効果からプラズマ内の電界及び磁界の情報を得るというものである。^{1) 2)}

現在までに、これに必要とされる原子ビーム源の開発を行い、イオンビーム生成用の熱接触電離型プラズマ源^{3) 4)}とイオンビームを中性化するためのLi蒸気セルの開発を行った。このビーム源を用いて約40KeV、100 μ AのBa原子ビームの生成が可能となっている。^{5) 6)} プラズマの計測で用いる原子ビームは、エネルギー幅の狭いビームが必要とされる。しかし、Li蒸気セル内に荷電交換により生成される低エネルギーLiイオンにより電位が形成され、その電位中で生成されるBa原子ビームはその電位に応じたエネルギーを失う。またLi蒸気との衝突による運動量交換によりエネルギーを失うことが予想される。このため、生成したBa原子ビームのエネルギー幅を測定する必要がある。測定は、ビームが中性原子ビームであるために分光法を用いて行っている。

2. 実験装置

Fig. 1にテストスタンドを示す。テストスタンドは、熱接触電離型プラズマ源、中性化のためのLi蒸気セル、ビーム強度及びプロファイル用検出器、光励起による蛍光計測のための光源と分光測定系から構成されている。

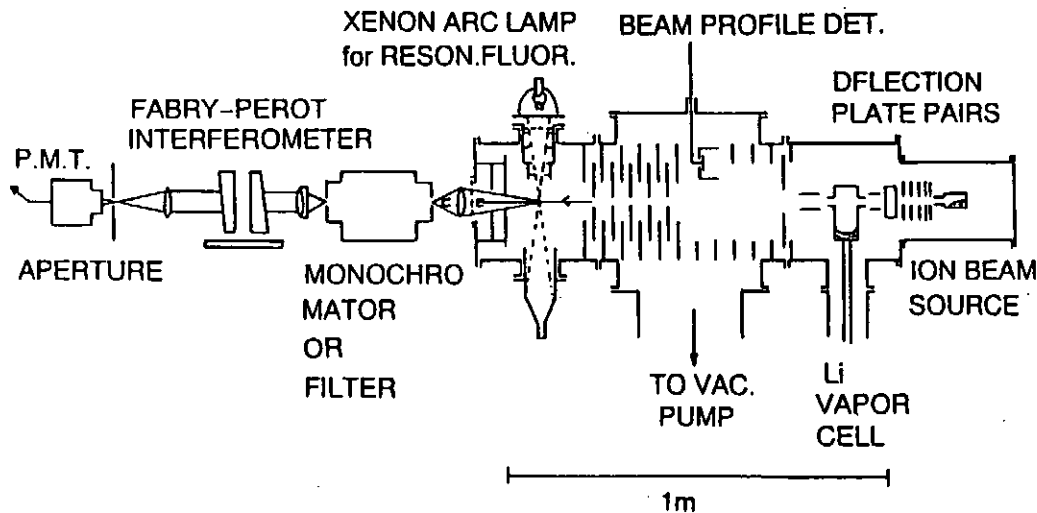


Fig. 1 Teststand of neutral atomic beam generation and mesurement.

・Ba原子ビーム源

イオンビーム源をFig. 2に中性化セルをFig. 3に示す。

イオンビーム源は、熱接触電離型プラズマ源でイオンを生成し静電加速レンズ系で引き出し、ビームとするものである。生成されたイオンビームは、Li蒸気セルを通過する際にセル内のLi蒸気と荷電交換反応により原子ビームとなる。

Li蒸気セルは、セル内の角や隙間に溶解Liが詰まったり、上部にへばりつき流れ落ちる際にBi

ームの通る穴をふさいだり、Liがセルの材料であるステンレスを変質させるなど問題があった。このため新型のセルでは内部を隙間と角のない構造にしセルの材質も純度の高い鉄に変える等の改良を行っている。

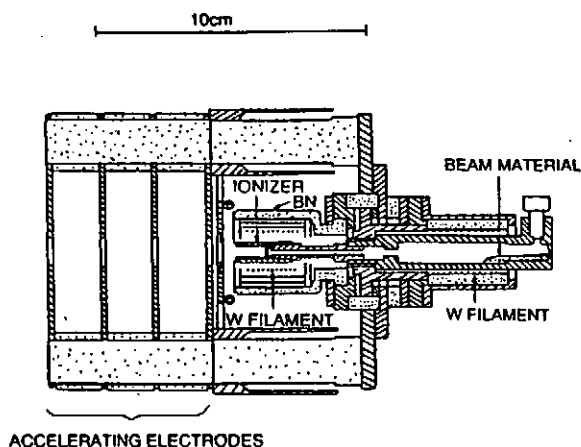


Fig. 2 Structure of ion beam source.

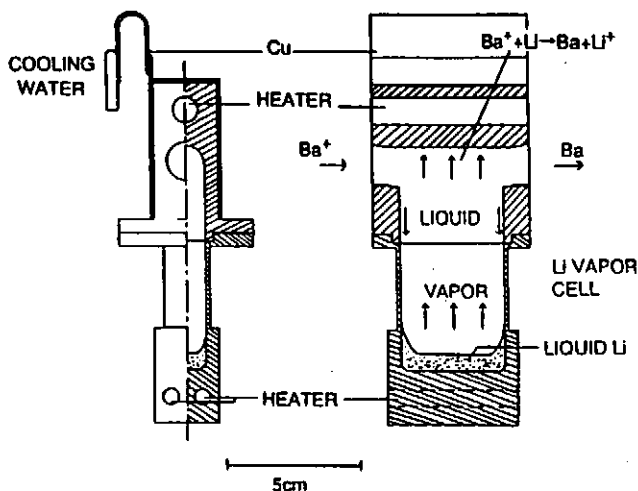


Fig. 3 Structure of Li vapor cell.

・分光計測部

分光計測部は、励起用の光源及び蛍光の測定系からなっている。励起用の光源としては、集光効率の高い(90%)500WのXeアークランプを用いている。測定系は、横方向はモノクロメーター、ビームの軸方向は高分解能が得られるファブリペロー干渉計を用いている。蛍光のドップラーシフトとドップラー広がり測定はビームに平行な方向で行うためプラズマ源を正面から観測することになる。そのためプラズマ源からの光が背景光となり測定の際に問題となった。

この背景光の除去のため、真空容器内壁での反射を防ぎ、光の吸収面積を増やすために、容器内壁を艶消し黒に塗装した。さらにビームを通すための遮光円板の開口部を小さくした(φ15)。開口部を通ってくるプラズマ源からの平行光束は光束より少し大きい口径の吸光カップにより遮断できるようにしてある。これによりアークランプによるビームの蛍光の前方散乱光のうち吸光カップにより遮断される光束をのぞいた小角散乱光だけを測定できるようにした。

ビームのドップラーシフト量はエネルギーが20KeVの場合、3.08Å、エネルギー幅が200eVの場合ドップラー広がり15.4mÅになる。このためシフト量はモノクロメーターでも測定が可能であるが幅に関しては精度が不足している。このためファブリペロー干渉計を導入している。

現在、ファブリペロー干渉計は調整中であるが最小分解波長約14mÅを得ているので幅の測定は可能だと考えられる。

3. 実験結果

分光計測系は、整備の段階毎に性能チェックを行ってきた。Xeアークランプ励起、吸光カップなしでプラズマ源からの平行光束を含めた測定をまず行った。蛍光はイオンからのものと原子からのものについて観測された。

Fig. 4はモノクロメーターを用いてBa原子ビームを計測した結果の例である。

Ba原子ビームはエネルギーが22KeV、電流値が5μAである。5533Åと5536Å付近に信号がみられる。5533Åのものはドップラーシフトしたもの、5536Åのものはプラズマ源内部で励起されたBa蒸気の蛍光が観測されたものと考えられる。このシフト量は約3Åで計算による値と一致する。イオン線についても同様にドップラーシフトした線とそうでない線とが観測されて

いる

次に同じ配置で励起用の光源であるXeアークランプを用いない場合にも信号が観測されることがわかった。Fig. 5にその例を示す。a) はアークランプを用いなかった場合、b) はアークランプを用いた場合である。a)、b) どちらもシフト量は、計算による値と対応する。この事から、a) で信号が観測されるのはビーム経路上の原子がプラズマ源からの光により励起され、蛍光を発しているためと考えられる。

吸光カップを用い、平行光束を遮断した場合はプラズマ源内のBa蒸気が発していると考えられるシフトしていない方の線は観測されない。

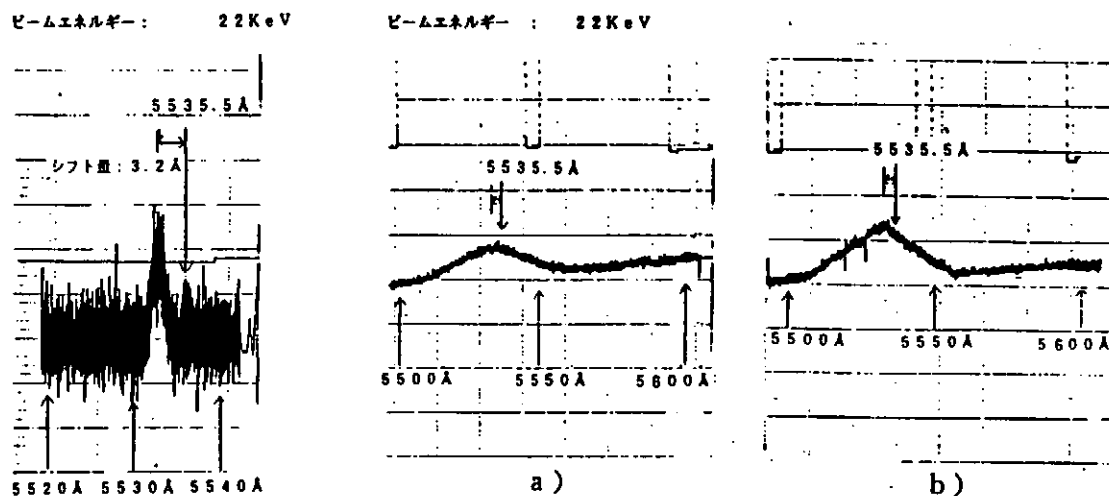


Fig. 4 Spectrum of Ba excited of Xe lamp

Fig. 5 Spectrum of Ba: a) Without Xe lamp.

b) Excited of Xe lamp.

4. まとめ

プラズマ源からの平行光束は、吸光カップにより除去されプラズマ源からの直接の背景光は殆ど除去される。

ビューイングダンプ型の遮光板を導入したことにより迷光は1/100程度まで減少され、更に測定機器全てを入れる暗箱を改良して迷光を減少しフォトンカウンティングが可能になった。現在、これらを用いて測定を行っている。

参考文献)

- 1) M. Mimura and I. Katsumata: Jpn. J. Appl. Phys. 25, (1986)L677.
- 2) 勝俣五男: 昭和63年度 核融合特別研究研究成果報告書「核融合研究会」報告集、昭和63年12月、p 81.
- 3) Y. Sakai, I. Katsumata and T. Oshio: Jpn. J. Appl. Phys. 22, (1983)1048.
- 4) I. Katsumata, M. Yamasaki, K. Murakami, M. Fujimoto, H. Tsukahara, Y. Nanjo and H. Yoshimura: Rev. Sci. Instrum. 65(4), April(1994)1392.
- 5) 勝俣五男、山崎正睦、藤本誠、村上和嗣: 第2回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ(1991)、p 35.
- 6) 村上和嗣、藤本誠、塚原秀和、勝俣五男: 第3回粒子線の先端的应用技術に関するシンポジウム(1992)、p 167.

A New Scheme of the Longitudinal Emittance Measurement for Negative Ion Beams

Katsuhiko SHINTO, Yoshiharu MORI
National Laboratory for High Energy Physics

abstract

A new scheme of the longitudinal emittance measurement for high energy negative ion beam is proposed. The energy distribution of the detached electron from the negative ions by the photodetachment process, if the photon energy is almost equal to the electron binding energy of the negative ion (= electron affinity of the atom), reflects that of the original negative ions. Therefore, by introducing the photon in a short width comparing with the bunch width of the negative ion beam, the longitudinal energy distribution of each phase of the beam, that is the longitudinal emittance, can be measured.

1 Introduction

In the KEK 12 GeV proton synchrotron (KEK-PS), the negative ion beams are used as an injecting beam to the synchrotron for increasing the beam intensity due to the charge-exchanged multi-injection. In case of the beam injection from the injector to the synchrotron, the matching between the emittance of the injecting beam and the acceptance of the synchrotron is required to accelerate the beam effectively. The transverse matching (two directions perpendicular to the beam advanced direction) has been investigated sufficiently⁽¹⁾. According to the longitudinal matching (the beam advanced direction), the central value and the distribution of the beam energy are used as a standard of beam injection.

The adiabatic capture method is used at the injection to the booster synchrotron. The beam cannot be captured completely by this method. The particles near the outside of the rf bucket become the loss because they are out of the stable orbit due to the perturbation. Removing the loss, the beam chopping or the beam bunching is required in order not to put the particles into the outside of the rf bucket beforehand. If the beam chopping is possible, it is also possible to inject the beam at a high rf voltage beforehand.

However, the chopped beam matching with the acceptance of the synchrotron is required to inject to the synchrotron.

To examine the longitudinal beam matching entirely, it is necessary to measure the longitudinal emittance of the beam correctly. In case of the beam chopping, it seems to be most important to obtain the information of the longitudinal emittance at matching with the rf bucket.

The energy distribution of the beam from the linac is measured by an electromagnetic analyzer, and the matching is optimized by monitoring the time-transition of the measured energy distribution. However, there are some problems such as the large-sized measurement system, the possibility of the increase of the measurement error during the beam transport, the lack of the information about the phase of the bunched beam.

Recently, the measurement by the laser light injection is reported for measuring the negative ion density in the plasma⁽²⁾⁻⁽⁴⁾. It is examined through the photodetachment process by introducing the photon, of which the energy is more than the binding energy between the atom and the additional electron, into the plasma.

In this paper, the new scheme of the longitudinal emittance measurement for high energy neg-

ative ion beam is reported. By using the feature of the negative ion beam injection, it is thought that the energy distribution can be measured easily through the photodetachment process.

2 The measurement principle of the longitudinal emittance

The negative hydrogen ion, (H^-), as an injecting beam of the KEK-PS, is an ion that is attached additional electron to H atom. The binding energy is defined as an electron affinity, E_a , and $E_a = 0.754$ eV for H atom. Introducing the energy corresponding to the electron affinity to the negative ion, the electron in the negative ion is detached easily.

This detached electron has as same velocity as the original negative ion does. If the energy transfer is too small to neglect on detaching the electron, the ratio between the momentum of the detached electron and that of the negative ion is equal to the ratio of between their masses ($\frac{m_e}{m_{H^-}} = \frac{1}{1838}$ for H^-). The system for measuring the energy distribution of the detached electron will be small for the ratio of the masses comparing with that of the negative ions.

A pulse laser will be used to detach the electron. By taking the time width of the laser injection much smaller than that of the bunched beam, the energy distribution of each phase of the bunched beam can be measured. It shows that the measurement of the longitudinal emittance can be measured.

3 Calculations for the longitudinal emittance measurement

3.1 Detached electron current density

The schematic of the interaction between the negative ion beam and the laser light is shown in Fig. 1: When the intensity and diameter of the negative ion beam are I_{H^-} and d_1 and the laser power, the diameter and the photon energy of laser are P_2 , d_2 and $h\nu$, respectively, the detached

electron current density, j , is given by,

$$j = \frac{16I_{H^-} - \sigma P_2}{\pi^2 d_1^2 d_2 h\nu c} \quad (1)$$

where, c and σ are the light velocity and the cross-section of the photodetachment. The cross-

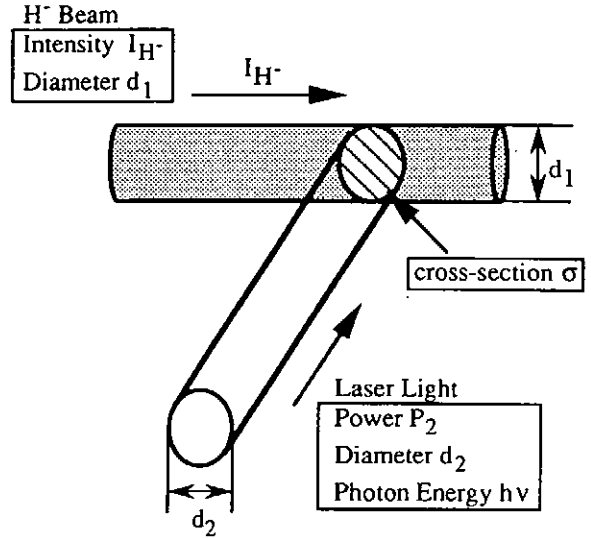


Fig. 1 Interaction between H- beam and laser light.

section of the photodetachment of H^- is about $5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ ⁽⁵⁾. For example, when the experimental conditions are 10 mA H^- current, 10 mm H^- beam diameter, 10 W laser power, 2 mm laser beam diameter and 1 eV photon energy, the detached electron current density is estimated 8.4 nA/cm².

3.2 Energy distribution of the detached electron

When the photon energy is several eV higher than the electron affinity at detaching the electron from the negative ion, the energy shift from the energy, E_0 , of the electron detached by the photon of which the energy seems to be equal to the electron affinity is occurred. The momentum diagram of the detached electron at the photodetachment process is shown in Fig. 2. The detached electron after the photodetachment process is assumed to be scattered to arbitrary direction with the momentum, P_e^z , due to the differ-

ence between the photon energy and the electron affinity. The detached electron energy, E , mea-

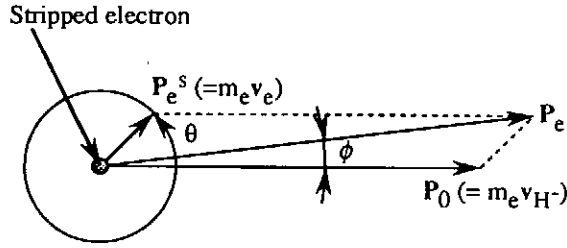


Fig. 2 The energy shift of the stripped electron energy.

suring at the laboratory system is given by,

$$E = \frac{1}{2m_e} \{P_0 + P_e^s\}^2 \quad (2)$$

$$\simeq E_0 \left\{ 1 + 2\sqrt{\frac{h\nu - E_a}{E_0}} \cos\theta \right\}.$$

In case of measuring the energy of the detached

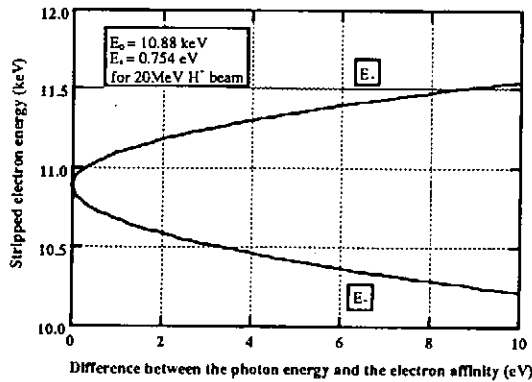


Fig. 3 The stripped electron energy dependence upon the difference between the photon energy and the electron affinity.

electron at the infinite distant point, there are two energy values, E_+ and E_- , of the detached electron corresponding to the scattering angle $\theta = 0$ and π , respectively⁽⁶⁾. The energy value, E_0 , is given by,

$$E_0 = \frac{E_+ + E_-}{2}. \quad (3)$$

The electron energy detached from 20 MeV H^- beam dependence upon the difference between

photon energy and the electron affinity is shown in Fig. 3.

In practice, because the acceptance of the measurement system has a finite dimension, there is the finite width, ΔE , in the measured detached electron energy. The energy width, ΔE is given by,

$$\Delta E = 2\sqrt{\frac{h\nu - E_a}{E_0}} (1 - \cos\theta_{max}) \quad (4)$$

The energy width dependence upon the electron scattering angle and the difference between photon energy and the electron affinity is shown in Fig. 4.

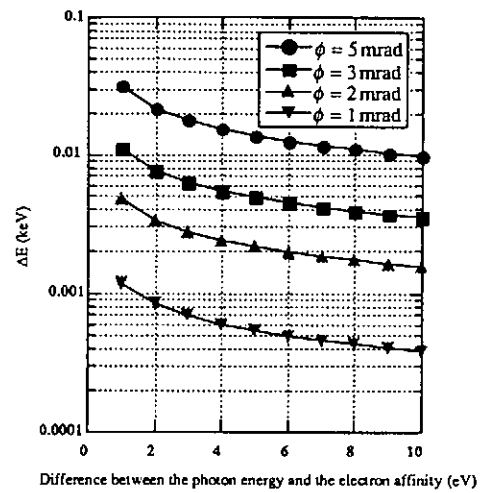


Fig. 4 The energy width dependence upon the difference between the photon energy and the electron affinity.

From these results, the correct energy value of the negative ion beam can be measured from the two detached electron energy values, and the energy distribution of the negative ion beam can be measured by suppressing the acceptance of the measurement system.

3.3 Energy analyzing system

A 90° electrostatic energy analyzer will be used for the energy analysis of the detached electron. For measuring the energy distribution of detached electron accurately, the high resolution of the analyzer must be required. The energy resolution dependence upon the difference from the

central orbit of the incident particle and the difference from the correct incident angle is shown in Fig. 5. From this result, to satisfy the resolu-

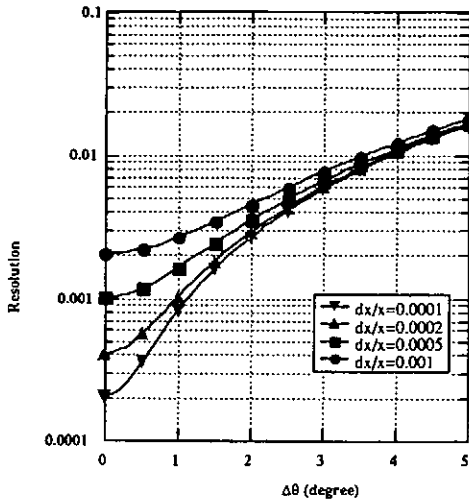


Fig. 5 The resolution of the electrostatic energy analyzer dependence upon the difference from the central orbit and that from the incident angle.

tion below 5×10^{-4} at $x = 20$ cm, the slit width, Δx , of the analyzer must be $40 \mu\text{m}$. The separation of the detached electron from the negative ion will be used the sector magnet. If the acceptable angle, ϕ , of the measurement system is below 2 mrad, the energy dispersion, $\frac{\Delta E}{E}$, is under 5×10^{-4} . When the deflection angle of the magnet is 30° , the radius of curvature of the magnet is 22 cm for measuring the energy distribution.

4 Summary

The new scheme of the longitudinal emittance measurement for negative ion beams using the detached electron by the photodetachment process is proposed, and the calculations for the design of the measurement are examined.

- The current density of the detached electron produced by the photodetachment process is estimated at several nA/cm².
- There will be two peaks of detached electron energy distribution. The energy value corresponding to the negative ion beam can be

obtained from the average of these two energy values. The energy distribution of the original negative ion beam can be measured by suppressing the acceptance of the measurement system.

- The energy distribution of the negative ion beam can be measured by the compact measurement system of the detached electron.
- The energy distribution of each bunch of the negative ion beam can be measured by using the time width of the laser light injection short enough to that of the bunched beam. It shows that the longitudinal emittance of the negative ion beam can be measured.

References

- (1) M. Kihara et al., KEK-Report 93-14(1994).
- (2) M. Bacal, G. W. Hamilton, A. M. Bruneteau and H. J. Doucet, Rev. Sci. Instrum., **50**, 719(1979).
- (3) H. Amemiya and T. Suzuki, Jpn. J. Appl. Phys., **30**, L1895(1991).
- (4) M. Yokoyama, Master Thesis, Doshisha University(1994).
- (5) N. Stolterfoht, Physics Reports, **146**, 315(1987).
- (6) H. S. W. Massey, *Negative Ions*(Cambridge University Press, Cambridge, 1976). pp.422.

ITER用負イオン源の開発とMeV級イオン源試験装置の建設

原研 小原祥裕、花田磨砂也、井上多加志、宮本賢治、
官本直樹、永瀬昭仁、奥村義和、渡邊和弘、横山堅二

1. はじめに

国際熱核融合実験炉(ITER)において、中性粒子ビーム入射装置(NBI)はプラズマの加熱や定常化のための電流駆動の他、プラズマを安定に制御する上での有力な手段と考えられている。このため、表Iに示す要求性能を満足し、かつコンパクトで炉との整合性に優れたNBIの設計を進めている。¹⁾

本装置を実現する上での最重要課題は、従来のNBIに比べて約1桁高い1MeVまで重水素負イオンを安定に加速する技術を開発することである。このため、平成6年にMeV級イオン源試験装置を完成させ、ITER工学R&Dとして負イオンの加速実証試験を開始した。本報告では、ITER用負イオン源開発の現状と目標、及びMeV級イオン源試験装置での初期実験結果について述べる。

表 I. ITER用NBIへの要求性能

全入射パワー	50 MW
ビームエネルギー	1 MeV
ビーム種	D ₀
入射ポート	4 接続ポート 断面約40cm X 165cm

2. ITER用負イオン源の概要と要求性能

炉との整合性の観点からNBIはできる限りコンパクトかつ遠隔保守にも容易に対応できる構造とする必要がある。このため、各ポートに1ビームライン、1ビームラインに1基の大型負イオン源を取り付ける構造としている。図1にITER本体の接続ポートにNBIのビームラインを取り付けた断面を示す。大型負イオン源は1MeV、約28Aの重水素負イオンビームを定常的に(10,000秒以上)生成加速する必要があり、1ビームラインに多数のイオン源を取り付ける場合に比べて開発上の負担は大きくなる。

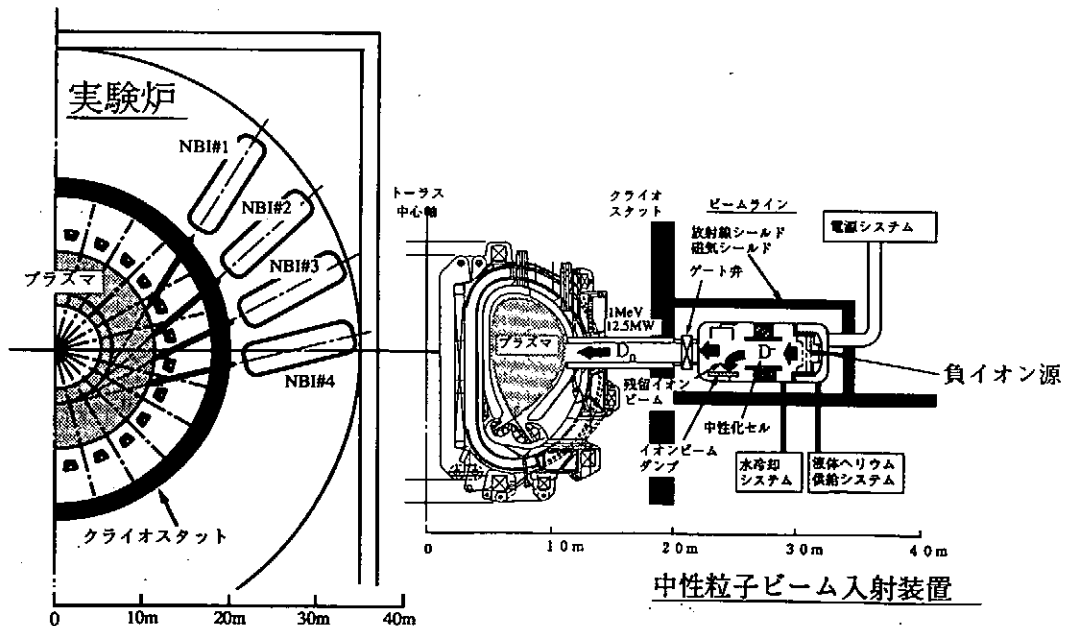


図1. ITER本体とNBI加熱・電流駆動装置

しかし、表IIに示すように負イオン源の開発は最近大きく進展し、負イオン電流、ビームエネルギーともそれぞれ単独では実機性能の1/2~1/3のレベルに達している。さらに、従来の数分の1の0.1 Paという低ガス圧での負イオン生成やビーム発散角(1/e半値幅)が5 mrad以下の高収束性負イオンビームの生成が実証されたことから、より炉との整合性に優れたNBIの設計が可能となった。しかし、炉対応設計上イオン源にはさらに厳しい以下の性能が要求される。

- a) イオン源の絶縁セラミックや磁石等の機能性材料が本体からの中性子やγ線によって性能劣化しないこと。
- b) イオン源の保守上、できる限り低放射化材料を用いること。
- c) イオン源のカソードは半年~1年以上の寿命をもつこと。
- d) イオン源はトリチウム閉じ込め上の第1境界となるため、通常時及び異常時を問わず構造的に十分なトリチウム閉じ込め性能を有すること。
- e) 負イオン生成部から負イオン加速部への不均一漏洩磁場が十分小さい磁場構造であること。

ITER用大型負イオン源には、このように多くの厳しい性能が要求されており、炉との整合性を考えて総合的に開発を進めていく予定である。

表II. ITER用負イオン源の目標性能と開発の現状

	現 状									JT-60U	ITER	
	1989.4	1990.11	1991.9	1991.6	1991.7	1992.9	1991.8	1993.10	1994.12	To be completed in 1995	To be completed after 2005	
イオン源タイプ	10アンペアイオン源 Volume Cs	半円筒型イオン源 Volume Cs	長バルスイオン源 Volume Cs	高エネルギーイオン源 With Cs		カマボコ型イオン源 Cs No Cs		Volume with Cs	Volume with Cs			
加速極タイプ	静電加速(ES)	ES	ES	ES	ES	2段加速ES	静電四重極ESO	5段加速ES	3段加速ES	5段加速ES		
イオン種	H ⁻	H ⁻	D ⁻	H ⁻		H ⁻	H ⁻	H ⁻	H ⁻	D ⁻	D ⁻	
ビームエネルギー	50 keV	30 keV	100 keV	50 keV	50 keV	350 keV	300 keV	200 keV	575 keV	500 keV	1 MeV	
ビーム電流	10 A	7.4 A	0.6 A	2.2 A*	0.25 A	0.5 A	0.5 A	17 mA	0.1 A	0.11 A (電源電流)	22 A	~28 A
パルス幅	0.1 s	0.2 s	5 s	24 hrs	1000 s	1 s	5 s	1 s	1 s	10 s	> 1000 s	
電流密度 (accelerated beam)	37 mA/cm ²	27 mA/cm ²	7.1 mA/cm ²	9 mA/cm ²	7 mA/cm ²	14 mA/cm ²	6.6 mA/cm ²	11 mA/cm ²	7 mA/cm ²	13 mA/cm ²	> 20 mA/cm ²	
(at the emitter)	~50	~32								17 mA/cm ²		
運転ガス圧	1.2 Pa	0.5 Pa	0.03 Pa	0.3 Pa	1.0 Pa	1.0 Pa	0.5 Pa	1.0 Pa	0.13 Pa	0.3 Pa	< 0.3 Pa	
引出し領域	15cm x 40cm	8cm x 16cm	8cm x 120cm	10cm x 9cm		13cm x 14cm	6cm x 6cm	8cm	13cm x 14cm	0.45m x 1.1m	0.6m x 1.42m	
孔径 x 孔数	9mmφ x 434	9mmφ x 133	11.3mmφ x 240	11.3mmφ x 38		14mmφ x 49	14mmφ x 1	10mmφ x 19	14mmφ x 9/49	14mmφ x 216 x 5	14mmφ x 150 x 6	
ビーム発散角	14 mrad						5.5 mrad			5 mrad	< 3 mrad	
ビーム集束法 (焦点距離)								Merged Focusing		孔軸変位と幾何学的偏向 25m	静電偏向と幾何学的偏向 18m	
脚注			日仏協力					日米協力		10 MW D ⁰ 1ビームライン	12.5 MW D ⁰ 4ビームライン	

* イオン源より3m下流、径13cmのターゲットでの静電電流

3. ITER用負イオン源のR&D計画

ITERの加熱・電流駆動のために中性粒子ビームを用いるか、又はイオンサイクロトロン波や電子サイクロトロン波を用いるかの選択は1996年末に行われる予定である。このため、1996年末までは加熱・電流駆動方式の選択に必要な最低限のR&Dとして以下の項目を原研は実施することとしている。

(1) 負イオン加速器開発

1 A級の負イオンビームの1 MeVへの加速原理実証

* マイルストーン

’95年3月 >750keV I(H)>0.1A J(H)>15 mA/cm²

’96年6月 ≤1 MeV I(H)>0.5A J(H)>25 mA/cm²

* 試験項目

ビーム光学 (ハロー測定)

加速系改良 (多孔-単孔型、段数、材料)

耐電圧特性、許容サージエネルギー、電子抑制

中性化効率測定

(2) 負イオン源開発

実規模での負イオン生成実証

* マイルストーン

’96年6月 JT-60用大型負イオン源でJ(H)>25mA/cm²

* 試験項目

負イオン生成の空間的一様性

低運転ガス圧(0.1~0.3Pa)でのJ(H)

セシウム消費量と抑制法

1996年末にNB Iが採用された場合は、NB Iの工学設計を完了させるに必要なデータベースを得るR&Dが必要となる。具体的には他極と協力して以下のR&Dを実施することを想定しており、これらのR&DはITERサイトでのNB Iプロトタイプ建設着手に必要なR&Dでもある。

(1) イオン源/加速器

長寿命負イオン源の開発 RF/EC/HC……

加速器大型絶縁管の開発 直径2.5m級試作

MeV級試験装置の増力 1 ⇒ 1.5 MeV

(2) ビームライン機器の開発

プラズマ中性化セルの開発 400keVビームでの実証

2重ゲート弁

定常クライオポンプシステム

(3) 電源機器の開発

1 MVプッシングやサージ抑制機器

4. MeV級イオン源試験装置の概要と初期実験結果

MeV級イオン源試験装置は平成5年に建設に着手し、平成6年12月に正式に使用開始となった。本装置の性能を表IIIに、鳥瞰図を図2に示す。本装置は、出力1MV、1Aの世界最大級のコッククロフト・ウォルトン型高電圧発生器からなる加速電源、1MVの高電位上で負イオンを生成するための負イオン生成電源(100kVA)、負イオン源と加速器よりなるMeV級試験体、及び冷却系、真空系等の補機設備より成る。²⁾ ビームは繰返し率1/60で最長60sまで発生させることができる。高電圧発生部、負イオン生成電源及びMeV級試験体は、高電圧絶縁のため6気圧のSF₆ガスを充填した圧力容器内に設置されている。さらにこれらの機器はコンクリート壁で覆われたX線遮蔽ピット

内に配置されている。

負イオン源は、内径3.4cm長さ3.4cmの半円筒型多極磁場型プラズマ源で、0.1Pa程度の低ガス圧条件で高い負イオン電流密度が得られる。加速器は5段の多孔型静電加速系より成り、内径1.4mmの電極孔を通して負イオンを加速する。これまでに加速電源出力575keV、0.11Aまで出力上昇試験を進めた(図3参照)。

表III. MeV級イオン源試験装置の性能

ビームエネルギー	1 MeV
ビーム電流	1 A
ビーム種	H ₀
パルス幅	60 s

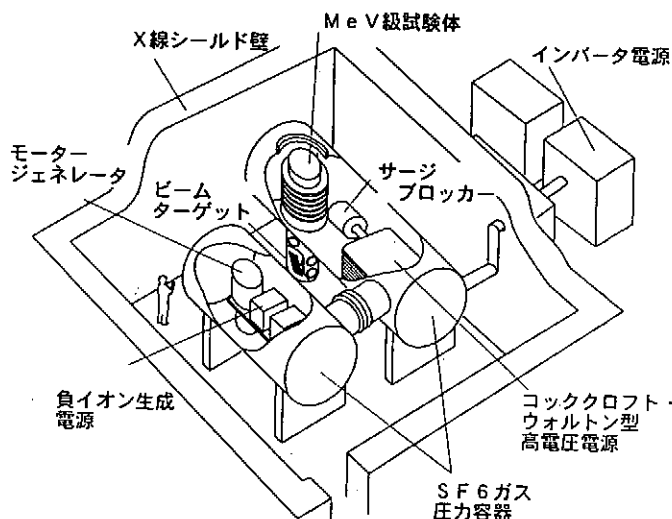


図2. MeV級イオン源試験装置の鳥瞰図

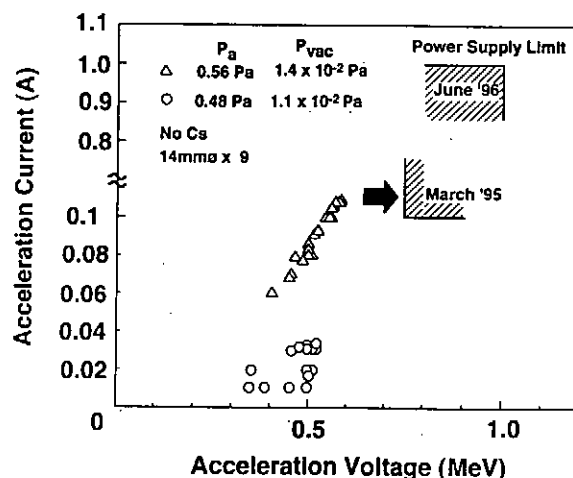


図3. MeV級試験体を用いた負イオンの加速試験結果

5. 結言

1. 1996年末のNB I加熱・電流駆動装置選択を目指して、本格的にNB I(イオン源)のR&Dと工学設計を開始した。
2. 負イオン生成に関しては、JT-60用大型負イオン源を用いて高アークパワー密度、低運転ガス圧で $J(H) 2.5 \text{ mA/cm}^2$ 以上の負イオン生成を目指す。
3. 負イオン加速に関しては、MeV級イオン源試験装置を完成させ本格的にR&Dを開始した。現在までに、575keV、110mA、1sまで加速試験を進めた。

参考文献

1. R.S. Hemsworth, et al.: "Neutral beam and electron cyclotron heating and current drive systems for ITER" 15th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA), Seville, Spain, 26 Sept - 1 Oct. (1994) E-P-9.
2. T. Inoue, et al.: "Design study of prototype accelerator and MeV test facility for demonstration of 1MeV, 1A negative ion beam production" JAERI-Tech 94-007 (1994).

研究会プログラム

12月26日

13:00-15:40

座長 勝俣 (大阪市大)

はじめに	NIFS	黒田勉
大電流イオン源開発の現状と実機への展望	NIFS	金子修
JT-60U用大型負イオン源開発の現状	JAERI	宮本直樹
LHDのための大電流負イオン源	NIFS	安藤晃
負イオンビームの400keV加速実験	JAERI	宮本賢治
大電流負イオンビームの高エネルギー加速特性	NIFS	竹入康彦
真空内置H ⁻ 源の100keV級運転およびCs添加実験	NIFS	岡良秀
浦本式シートプラズマ型負イオン源におけるH ⁻ 生成	京大	神保光一

15:40-16:00

coffee break

16:00-18:20

座長 板橋 (阪大RCNP)

永久磁石を用いた可変磁場4重極磁石による負イオンビーム輸送系の開発	KEK	森義治
大電流タンデム加速用インジェクター製作	NHV	馬場隆
タンデム加速による重イオンビームのエネルギー広がり	NIFS	谷池晃
RFプラズマスパッタ型重負イオン源におけるガス物質の負イオン引き出し	京大	辻博司
LHD、ITERのための計測用ビーム開発	NIFS	笹尾真実子
アルカリガスセルによるHe ⁻ 生成	中部大	野村和泉
接触電離プラズマ源によるLi ⁻ 生成	大阪市大	福浦喜幸

19:50-21:45

帰り新参のみたイオンビーム技術開発

日立 白形弘文

新人紹介

12月27日

9:00-10:40

座長 小笠原 (慶応)

マイクロ波放電をもちいた大型水素負イオン源
RFイオン源における電子の軌跡とエネルギーのシミュレーション

JAERI 浜辺誠

大型RF水素負イオン源のプラズマ特性および負イオン引き出し特性

慶応 奥田安泰

総合研大 高梨寿彦

重水素放電によるD⁻生成
負イオン源における圧力効果のモデリング

山口大 福政修

慶応 三橋政次

10:40-10:50

coffee break

10:50-12:20

座長 佐藤 (姫路工大)

セシウム添加効果の数値解析
2重光ポンピング偏極負重水素イオン源

山口大 福政修

KEK 金正 倫計

塩素水素化物の自己表面電離によるH⁻生成
小型粉末型イオン源の性能評価
酸素負イオンを含む直流高周波プラズマ

愛媛大 河野博之

同志社 和田元

理研 雨宮宏

12:20-13:00

昼食 (13:00-15:15)

座長 黒田 (核融合研)

レーザーを用いた負イオン診断

同志社 和田元

DCレーザー法による多極磁場型イオン源内のH⁻密度計測

同志社 西浦正樹

負イオンビームの高速チョッピングの新方式

KEK 高木昭

分光によるBa原子ビームのエネルギー幅測定

大阪市大 村上和嗣

負イオンビームの縦方向エミッタンス測定の新方式

KEK 神藤勝啓

ITER用負イオン源の開発とMeV級イオン源試験装置の建設

JAERI 小原祥裕

まとめ

KEK 森義治

15:15-17:00

加熱実験棟、LHD本体棟見学会

Publication List of NIFS-PROC Series

- NIFS-PROC-1 *U.S.-Japan on Comparison of Theoretical and Experimental Transport in Toroidal Systems Oct. 23-27, 1989*
Mar. 1990
- NIFS-PROC-2 *Structures in Confined Plasmas –Proceedings of Workshop of US-Japan Joint Institute for Fusion Theory Program– ; Mar. 1990*
- NIFS-PROC-3 *Proceedings of the First International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion –Next Generation Experiments in Helical Systems– Dec. 4-7, 1989*
Mar. 1990
- NIFS-PROC-4 *Plasma Spectroscopy and Atomic Processes –Proceedings of the Workshop at Data & Planning Center in NIFS–; Sep. 1990*
- NIFS-PROC-5 *Symposium on Development of Intensified Pulsed Particle Beams and Its Applications February 20 1990; Oct. 1990*
- NIFS-PROC-6 *Proceedings of the Second International TOKI Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion , Nonlinear Phenomena in Fusion Plasmas -Theory and Computer Simulation-; Apr. 1991*
- NIFS-PROC-7 *Proceedings of Workshop on Emissions from Heavy Current Carrying High Density Plasma and Diagnostics; May 1991*
- NIFS-PROC-8 *Symposium on Development and Applications of Intense Pulsed Particle Beams, December 6 - 7, 1990; June 1991*
- NIFS-PROC-9 *X-ray Radiation from Hot Dense Plasmas and Atomic Processes; Oct. 1991*
- NIFS-PROC-10 *U.S.-Japan Workshop on "RF Heating and Current Drive in Confinement Systems Tokamaks" Nov. 18-21, 1991, Jan. 1992*
- NIFS-PROC-11 *Plasma-Based and Novel Accelerators (Proceedings of Workshop on Plasma-Based and Novel Accelerators) Nagoya, Japan, Dec. 1991; May 1992*
- NIFS-PROC-12 *Proceedings of Japan-U.S. Workshop P-196 on High Heat Flux Components and Plasma Surface Interactions for Next Devices; Mar. 1993*

- NIFS-PROC-13 『NIFS シンポジウム
「核燃焼プラズマの研究を考える－現状と今後の取り組み方」
1992年7月15日、核融合科学研究所 』
1993年7月
NIFS Symposium
*"Toward the Research of Fusion Burning Plasmas -Present
status and Future strategy-", 1992 July 15, National Institute
for Fusion Science; July 1993 (in Japanese)*
- NIFS-PROC-14 *Physics and Application of High Density Z-pinches,*
July 1993
- NIFS-PROC-15 岡本正雄、講義「プラズマ物理の基礎」
平成5年度 総合大学院大学
1994年 2月
M. Okamoto,
"Lecture Note on the Bases of Plasma Physics"
Graduate University for Advanced Studies
Feb. 1994 (in Japanese)
- NIFS-PROC-16 代表者 河合良信
平成5年度 核融合科学研究所共同研究
研究会報告書
「プラズマ中のカオス現象」
"Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences"
Report of the meeting on Chaotic Phenomena in Plasma
Apr. 1994 (in Japanese)
- NIFS-PROC-17 平成5年度NIFSシンポジウム報告書
「核融合炉開発研究のアセスメント」
平成5年11月29日-30日 於 核融合科学研究所
"Assessment of Fusion Reactor Development"
Proceedings of NIFS Symposium held on November 29-30,
1993 at National Institute for Fusion Science" Apr. 1994
(in Japanese)
- NIFS-PROC-18 *"Physics of High Energy Density Plasmas Produced by
Pulsed Power" June 1994*
- NIFS-PROC-19 K. Morita, N. Noda (Ed.),
*"Proceedings of 2nd International Workshop on Tritium Effects in
Plasma Facing Components at Nagoya University, Symposium Hall,
May 19-20, 1994", Aug. 1994*
- NIFS-PROC-20 研究代表者 阿部 勝憲 (東北大学・工学部)
所内世話人 野田信明
平成6年度 核融合科学研究所共同研究 [研究会]
「金属系高熱流束材料の開発と評価」成果報告書
K. Abe and N. Noda (Eds.),

"Research and Development of Metallic Materials for Plasma Facing and High Heat Flux Components" Nov. 1994
(in Japanese)

- NIFS-PROC-21 世話人：森田 健治（名大工学部）、金子 敏明（岡山理科大学理学部）
「境界プラズマと内壁との相互作用に関する基礎過程の研究」
研究会報告
K. Morita (Nagoya Univ.), T. Kaneko (Okayama Univ. Science)(Eds.)
*NIFS Joint Meeting "Plasma-Divertor Interactions" and
"Fundamentals of Boundary Plasma-Wall Interactions"*
January 6-7, 1995 National Institute for Fusion Science
Mar. 1995 (in Japanese)
- NIFS-PROC-22 代表者 河合 良信
プラズマ中のカオス現象
Y. Kawai,
Report of the Meeting on Chaotic Phenomena in Plasma, 1994
Apr. 1995 (in Japanese)
- NIFS-PROC-23 K. Yatsui (Ed.),
New Applications of Pulsed, High-Energy Density Plasmas;
June 1995