

JAERI - M  
92-200

技術開発用加速器 (BTA) 用の  
高輝度水素イオン源の開発

1992年12月

小栗 英知・奥村 義和・井上多加志・田中 秀樹\*

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1992

---

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 (株)原子力資料サービス

技術開発用加速器 (B T A) 用の高輝度水素イオン源の開発

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

小栗 英知・奥村 義和<sup>+</sup>・井上多加志<sup>+</sup>・田中 秀樹<sup>\*</sup>

(1992年11月26日受理)

原研では現在、10MeV、10mAの陽子ビームを加速する技術開発用加速器 (B T A) 用の高輝度水素イオン源の開発を行っている。このイオン源はバケット型イオン源である。プラズマはフィラメントを用いたアーク放電で生成され、高プロトン比のビームを得るために強いカスプ磁場によって、長時間チェンバー中に閉じ込められる。また、収束性の良いビームを得るために、2段加速系によってビームを引き出す。このほど、B T A用イオン源のプロトタイプが完成し、負イオン源テストスタンド (I T S - 2 M) を用いて最初の性能実験を実施した。その結果、本イオン源を60kVで加速した場合、ビーム電流 56mA、規格化エミッタンス  $0.5\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$  (90%) 以下、プロトン比80%のビーム引き出しに成功した。。

Development of a High Brightness Hydrogen Ion Source  
for the Basic Technology Accelerator (BTA)

Hidetomo OGURI, Yoshikazu OKUMURA<sup>+</sup>, Takashi INOUE<sup>+</sup>  
and Hideki TANAKA\*

Department of Reactor Engineering  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received November 26, 1992)

A high brightness hydrogen ion source has been developed for the 10MeV/10mA proton beam accelerator, BTA, at JAERI. The bucket type ion source generates the source plasma by arc discharge using tungsten filaments, and the plasma is confined in the plasma chamber by strong cusp magnetic field for enough time to enhance the proton yield. Two stage extraction system is adopted to obtain convergent ion beams. Recently, the prototype ion source for BTA was constructed and the first experiment was performed at the negative ion source test facility (ITS-2M) to investigate the beam properties of the source. The results of the experiment are as follows; a hydrogen ion beam of 56mA was extracted with a low normalized emittance of  $0.5 \text{ mm}\cdot\text{mrad}(90\%)$  and high proton yield of 80%, at an acceleration voltage of 60kV.

Keywords: Ion Source, High Brightness, Proton, Basic Technology  
Accelerator, BTA, Bucket Source, Multicusp, Low Emittance,  
High Proton Yield

---

<sup>+</sup> Department of Fusion Engineering Research, Naka Fusion Research  
Establishment

\* On leave from Nissin Electric Co. Ltd.

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. 高輝度水素イオン源 .....	2
2.1 プラズマ生成部 .....	2
2.2 ビーム引き出し部 .....	3
3. 実験装置 .....	6
3.1 負イオン源テストスタンド (ITS-2M) .....	6
3.2 イオン源運転方法 .....	6
3.3 空間電荷発散力の中和 .....	7
3.4 逆流電子流の抑制 .....	7
4. 実験結果と考察 .....	11
4.1 プラズマ生成 .....	11
4.2 ビーム光学 .....	12
4.2.1 最適加速電流 .....	12
4.2.2 エミッタンス .....	13
4.3 ビーム組成 .....	15
5. まとめと今後の課題 .....	29
謝 辞 .....	31
参考文献 .....	31

## Contents

1. Introduction .....	1
2. High Brightness Hydrogen Ion Source .....	2
2.1 Plasma Generator .....	2
2.2 Beam Extractor .....	3
3. Experimental Apparatus .....	6
3.1 Negative Ion Source Test Facility (ITS-2M) .....	6
3.2 Ion Source Operation Method .....	6
3.3 Space Charge Neutralization .....	7
3.4 Suppression of Electron Backstream .....	7
4. Experimental Results and Discussions .....	11
4.1 Plasma Production .....	11
4.2 Beam Optics .....	12
4.2.1 Optimum Beam Current .....	12
4.2.2 Emittance .....	13
4.3 Ion Species .....	15
5. Conclusion and Subjects for Future Study .....	29
Acknowledgement .....	31
References .....	31

## 1. はじめに

1989年にわが国においてOMEGA計画が発足して以来、原研では放射性廃棄物消滅処理にかかわる一連の工学試験を行うために、1.5GeV、10mA級の陽子線形加速器である工学試験用加速器 ETA (Engineering Test Accelerator) の建設を計画している<sup>(1)</sup>。このETAに相当するビームパワーを持つ加速器は現在世界でも類が無いため、これを一挙に建設するのは困難であると思われる。そこで原研では、ETAの初段部に相当する10MeV、10mAの技術開発用加速器 BTA (Basic Technology Accelerator) を最初に建設し、高エネルギー、大電流ビームの高品質化技術の確立を目指す。BTAは、高輝度水素イオン源および高周波四重極型リニアック (RFQ)、ドリフトチューブ型リニアック (DTL) で構成される。

大電流ビームを加速するBTAにおいては、加速途中でのビームロスや放射化など甚だ深刻な問題を引き起こす。そのため、いかにビームを高い透過率を保ったまま高エネルギーまで加速するかが、BTA建設の鍵になる。よって、BTA用のイオン源には、大電流かつ低エミッタンス、高プロトン比、安定なビーム引き出し等の条件が要求される。

本報告で述べるBTA用イオン源は、バケット型イオン源である。このタイプのイオン源は他のタイプに比べて、以下のような利点をもつ。

- 広い無磁場領域をもつので、高品質のビーム発生が可能である。
- プラズマ閉じ込めが良いので、プラズマ生成効率やガス効率が高く、高プロトン比のビームが得られる。
- 構造がシンプルでスケーリングが容易である。
- 信頼性が高く安定に動作する。

バケット型イオン源は原研において、核融合プラズマの中性粒子加熱用の入射器として現在精力的に研究開発が進められている。BTA用イオン源には、この分野で培われたノウハウが活かされている<sup>(2)</sup>。

このほど、BTAの他の構成要素に先だって高輝度水素イオン源のプロトタイプが完成し、最初のイオン源性能実験を実施した。本報告書は、この実験について述べたものである。

## 2. 高輝度水素イオン源

BTA用高輝度水素イオン源では、大電流・低エミッタンスかつ高プロトン比のビーム引き出しが要求される。また、BTA運転のデューティーファクター（パルスビームの繰り返しとパルス幅の積）は10%を目標にしているが、将来の消滅処理実用加速器ではCW運転を目指しているため、本イオン源はCW運転も可能なように設計されている。表2.1に、本イオン源の目指す基本パラメータを示す。

表2.1 BTA用イオン源の基本パラメータ

ビーム種	陽子
ビームエネルギー	100keV
ビーム電流	120mA
デューティーファクター	CW
規格化エミッタンス	0.5 $\pi$ mm $\cdot$ mrاد (100%)
プロトン比	90% 以上
不純物量	1% 以下

図2.1にBTA用高輝度水素イオン源の構造を示す。このイオン源は通常バケット型イオン源と呼ばれ、多極磁場型プラズマチェンバーと2段加速系から構成されている。以下に、本イオン源の構造について述べる。

### 2.1 プラズマ生成部

本実験でのプラズマ生成は、直径1.2mm  $\phi$  のヘアピン型タングステンフィラメント4本をカソードに、チェンバ壁をアノードにしてアーク放電によって行った。4本のフィラメントは、それぞれ同軸形状の導入端子に取り付けて、チェンバー上蓋より挿入した。同軸端子を用いることで、実験中にフィラメントが断線しても、取り外し、交換を容易に行うことが可能である。本実験における全アーク放電時間は数十時間であり、実験中に数回フィラメントが断線した。しかし、断線フィラメントの消耗量や断線箇所の状態を調べた結果、断線の直接の原因はアーキングであって、フィラメントの寿命による劣化ではなかった。

本イオン源では、高プロトン比のビーム生成および低ガス圧運転を実現するために、プラズマチェンバーは次の点を考慮して設計されている。

- 解離した水素原子の閉じ込めを良くするために、プラズマチェンバーの容積を大きくする。
- ソースプラズマを長時間チェンバー中に閉じ込めるために、ビーム引き出し孔を除くチェンバー壁全体を強い磁気カスプで覆い、プラズマのロスエリアを小さくする。



そのため、本イオン源のプラズマチャンバーの容積は、内径200mm、深さ170mmと比較的大きなものになっている。また、プラズマを長時間閉じ込める手段として、チャンバー側面および上蓋、プラズマ電極にサマリウム・コバルト永久磁石を並べ、チャンバー内全体を磁気カスプで覆っている。実際、磁場解析コードの計算結果<sup>(2)</sup>によると、チャンバーの壁付近では2KG以上という強磁場が形成されており、プラズマのロスエリアが極めて小さくなっている。逆に、ビーム引き出し孔が存在するチャンバーの中央付近の磁場強度は、30G以下と弱いので、この付近では安定で様なプラズマが生成され、低エミッタンスビームの引き出しが可能となる。

## 2. 2 ビーム引き出し部

ビーム引き出し部は4枚の電極で構成され、プラズマチャンバーに近い側からそれぞれプラズマ電極、中間電極、減速電極、接地電極と呼ばれる。各々の電極の形状は表2.2のとおりである。

表2.2 イオン源電極の形状

電極	厚さ(mm)	口径(mm φ)	冷却系
プラズマ電極	2.5	8.0	水冷2系統
中間電極	2.5	10.0	水冷1系統
減速電極	6.0	10.0	水冷1系統
接地電極	3.0	10.0	水冷1系統

2段加速系(1段目:プラズマ-中間電極間、2段目:中間-減速電極間)は、8.0mm φの単孔から引き出された水素イオンを加速すると同時に、静電レンズとして働く。2段加速系の電圧比 $\Gamma$ 、電界比 $f$ をそれぞれ以下の式で定義する。

$$\Gamma \equiv \frac{V_{PE}}{V_{PE} + V_{GE}}, \quad f \equiv \frac{E_{PE}}{E_{GE}} = \frac{V_{PE}/d_{PE}}{V_{GE}/d_{GE}} \quad (2.1)$$

$V_{PE}$ : プラズマ-中間電極間の電圧

$V_{GE}$ : 中間-接地電極間の電圧

$E_{PE}$ : プラズマ-中間電極間の電界

$E_{GE}$ : 中間-接地電極間の電界

$d_{PE}$ : プラズマ-中間電極のギャップ長

$d_{GE}$ : 中間-減速電極間ギャップ長

$\Gamma$ の値は、加速電源のブリーダ抵抗の分圧比で決まる。電界比 $f$ の値を1に近づけると( $f=1$ は1段加速と等価である)、第1段目の電界が強くなるに伴ってプラズマのイオ

ン放出面付近の電界が強くなるので、加速電流は増加する。しかし中間電極での静電レンズが弱くなるのでビームは広がる。そこで、収束性の良いビームを得たい場合には、通常  $f$  の値は0.5程度になるように各パラメータを設定する<sup>(3)</sup>。本実験では $\Gamma$ を0.76に、プラズマ電極-中間電極間のギャップ長を4.1mmに、中間電極-減速電極間のギャップ長を7mmに設定して、 $f$ の値を0.54に選んだ。

引き出されたビームは真空容器中の残留ガスを電離して、ビームプラズマを形成する。そこで減速電極には負の電圧を印加して、ビームプラズマ中の電子が逆流電子流としてイオン源内に侵入するのを防いだ。

本イオン源の設計時に行われた種々のスケーリングの方法および結果は、参考文献<sup>(2)</sup>に詳しく述べられている。

最後に、イオン源に関する種々の物理量とそれを表す記号を表2.3にまとめる。

表2.3 イオン源に関する物理量

記号	物理量	単位	備考
$V_{arc}$	アーク電圧	V	
$I_{arc}$	アーク電流	A	
$P_{arc}$	アークパワー	W	$V_{arc} \times I_{arc}$
$V_{fil}$	フィラメント印加電圧	V	
$V_{acc}$	加速電圧	kV	
$I_{acc}$	加速電流	mA	
$V_{dec}$	減速電圧	kV	
$\Gamma$	2段加速系の電圧比		
$f$	2段加速系の電界比		
$r_{1/e}$	ビーム広がり	mm	e-folding half width
$\omega_{1/e}$	ビーム発散角	mrad	$\tan^{-1} \left( \frac{r_{1/e}}{L} \right)$
$L$	イオン源-モニタの距離	mm	
$P_A$	プラズマチェンバー内圧力	Pa	絶対値較正済み
$P_{vac}$	真空容器内圧力	Pa	絶対値較正済み

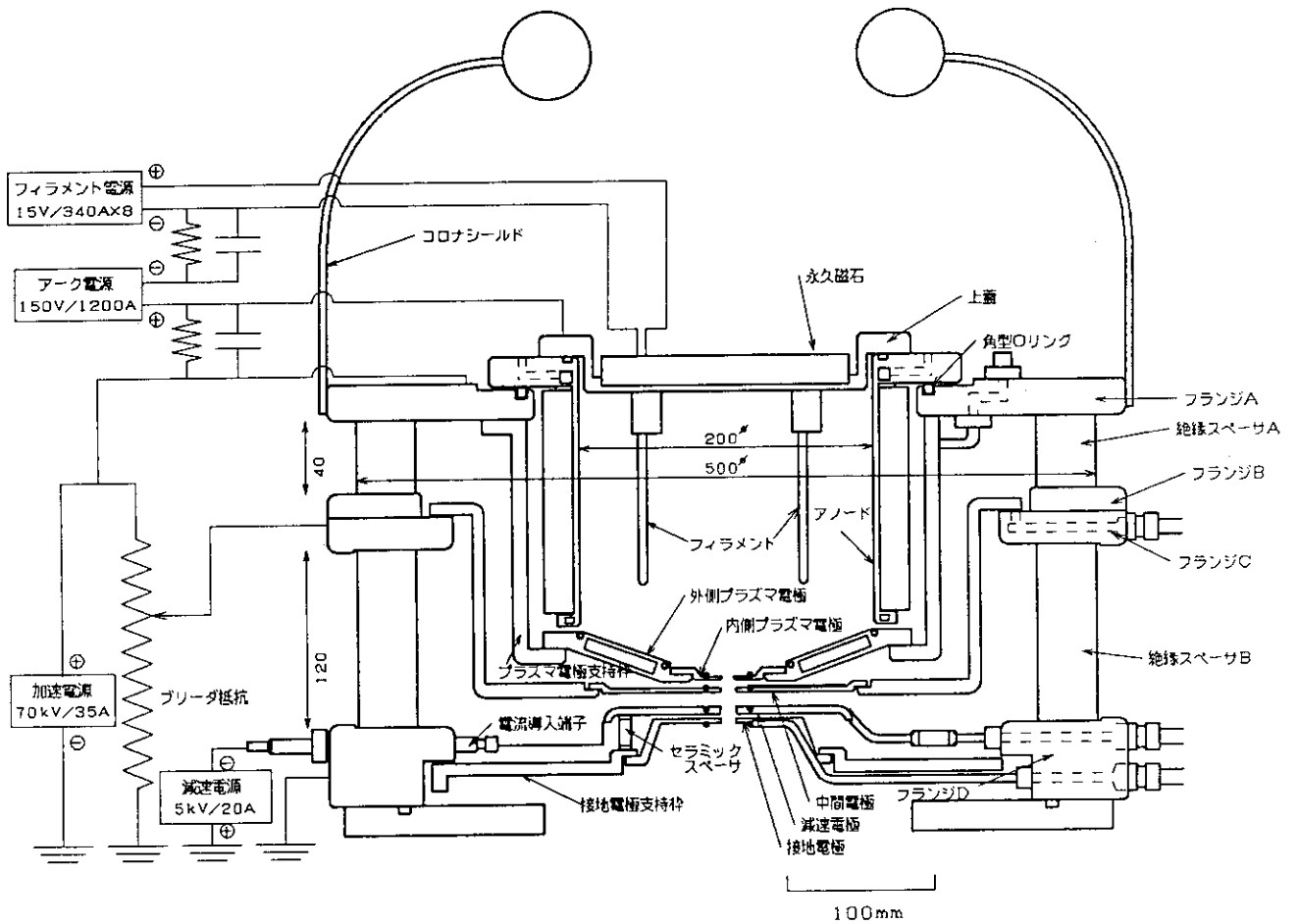


図2.1 高輝度水素イオン源の構造図。このイオン源はバケット型イオン源で、多極磁場型プラズマチェンバーと2段加速系から構成されている。本実験では、フィラメント4本を用いてプラズマ生成を行った。

### 3. 実験装置

#### 3.1 負イオン源テストスタンド (ITS-2M)

本実験は、原研那珂研究所JT-60加熱電源棟に設置されている負イオン源テストスタンドITS-2Mで実施した。本イオン源の目標加速電圧は100kVであるが、このテストスタンドの加速電源の出力が最高60kVであるので、今回は最高加速電圧60kVで実験を行った。

ITS-2Mテストスタンドの構造図を図3.1、図3.2にそれぞれ示す。イオン源の下流約1mに置かれている真空容器上部には4つのポートがあり、ここからプロファイルモニターやエミッタンス測定器などの測定器を挿入してビームの特性を調べた。

イオン源本体およびテストスタンド真空容器の真空排気には、通常、排気速度 $2 \text{ m}^3/\text{s}$ のターボ分子ポンプ3台と $10 \text{ m}^3/\text{s}$ のクライオポンプ1台が用いられる。プラズマチャンバー内の水素ガス圧 $P_A$ はピラニーゲージで、真空容器内の水素ガス圧 $P_{vac}$ はイオンゲージでそれぞれ測定した。これらの真空計の測定値は、バラトロンゲージを用いて絶対値較正を行っている。

#### 3.2 イオン源運転方法

本実験におけるイオン源の運転方法の一例を図3.3に示す。図中に示されている数値は、左上から順に加速電圧 $V_{acc}$ 、加速電源電流 $I_{src}$  (加速電流 $I_{acc}$  + リーク電流)、減速電圧 $V_{dec}$ 、減速電極電流 $I_{se}$ 、アーク電圧 $V_{arc}$ 、アーク電流 $I_{arc}$ 、中間電圧 $V_{ce}$ 、中間電極電流 $I_{ce}$ を表す。図の横軸は時間軸であり1ディビジョンは1秒に対応する。図3.3の運転方法では、アーク放電開始後、アーク電流が一定値に達してから(図3.3では約5秒かかっている)加速電圧をオンにしてビームを引き出している。減速電圧は定常的に印加している。ビーム引き出しの繰り返し率は、実験の種類に応じて1/100HzからCWまで変化させた。CW運転は最高1時間行い、安定にビームを引き出すことに成功した。

加速電流 $I_{acc}$ は、加速電源電流 $I_{src}$ を測定し、これからリーク電流を差し引いて求めた。この方法で求めた加速電流値の精度は、イオン源内に存在する逆流電子量を考慮すると、数%である。

ビーム引き出し時に減速電極に流れる電流値は、加速電流 $I_{acc}$ または真空容器内圧力 $P_{vac}$ の上昇とともに単調に増加し、 $I_{acc}$ が50mA、 $P_{vac}$ が0.15Paのときに2mA程度である。一方、中間電極に流れる電流は、 $I_{acc}$ や $P_{vac}$ には依存せず、わずかに0.1mA程度である。

イオン源をパルス運転すると、アーク放電開始直後に一時的にアーク電流が減少し、アーク放電が不安定になる現象が生じた(図3.4)。これは、アーク放電開始とともに生成される水素原子が、チャンパー壁金属のゲッター作用によって一時的に壁に吸着され(ポンピングアウト)、その結果チャンパー内の水素ガス圧が減少することが原因である。ゲッター作用は、チャンパー内のエージングが進みチャンパー壁が清浄されるほど著しく起こる。そのため本実験では、アーク放電を発生させるのに必要最小量の水素ガスを定常的にチャンパー中に導入し、アーク電圧を印加すると同時に水素ガスをパルスの補うことで、アーク放電が不安定になるのを防いだ(図3.3)。

### 3. 3 空間電荷発散力の中和

図3.1から分かるように、本テストスタンドにはソレノイドレンズ等のビーム集束要素が設置されていないので、空間電荷発散力によるビーム発散を防ぐために何らかの手段を講じなければならない。真空容器内に水素ガスなどの残留ガスが存在すると、ビームがそれを電離して真空容器内にビームプラズマを形成するので、このプラズマ中の電子の作用によって空間電荷発散を中和させることが可能である。中和効果の真空容器圧力  $P_{vac}$  依存性を図3.5に示す。 $P_{vac}$  が0.02Paよりも高くなるとビーム発散角が小さくなり、かつ一定になっているので、中和効果が現れていることが分かる。図3.5において、 $P_{vac}$  が中和効果が現れないほどの低圧になると、 $I_{acc}$  の値が大きい方がより発散角の増大が激しいのは、ビーム電流値が上がるほど空間電荷発散力が強くなるからである。本実験では、真空容器内に水素ガスを導入し、また真空ポンプは  $2 \text{ m}^3/\text{s}$  のターボ分子ポンプ1台だけを動作させ、 $P_{vac}$  を0.15Pa程度に保つことで空間電荷発散力によるビーム発散を防いだ。

### 3. 4 逆流電子流の抑制

真空容器内にビームプラズマが生成されると、プラズマ中の電子は逆流電子流としてイオン源内に侵入する。これを防ぐために必要な減速電圧  $V_{dec}$  の大きさを調べると図3.6のようになる。図3.6の実験は、 $P_{vac}$  が0.1Paの高圧時と、 $10^{-3}$ Paの低圧時の2ケースで行った。逆流電子がイオン源内に侵入すると、加速電源負荷電流として計測されるので、見かけ上加速電流は増える。図3.6では、真空度が高いときに  $V_{dec}$  が-2kV以下になると急激に加速電流が増加しているため、このとき逆流電子流がイオン源に侵入していることが分かる。真空度が低い時は、 $V_{dec}$  を小さくしても逆流電子流が存在しないことから、このときに真空容器内に形成されているビームプラズマ密度は低いことになる。 $P_{vac}$  の高圧時と低圧時の実験結果の比較から、 $P_{vac}$  が0.1Paの時の、イオン源プラズマとビームプラズマの密度比を概算できる。図3.6によると、このときの水素イオンビーム量は12mA、逆流電子流量は見かけの加速電流値52mAから12mAを差し引いて40mAになる。そこで、電子の方が陽子に比べて約40倍ビームとして引き出されやすいと仮定すれば、ビームプラズマ密度はソースプラズマ密度の約1/10となる。本実験では、安全を見込んで、減速電圧を-4kV程度印加してイオン源からビームを引き出した。

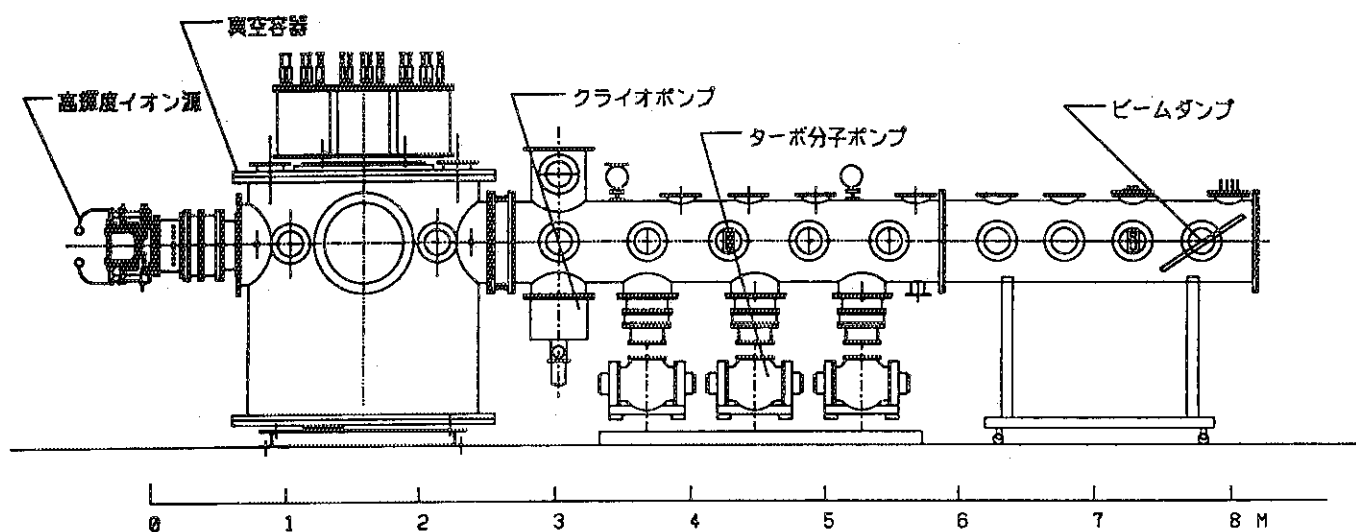


図3.1 負イオン源テストスタンド (ITS-2M)。真空容器上部には4つのポートがあり、ここからプロフィールモニターやエミッタンス測定器などの測定器を挿入して、ビーム特性を調べた。

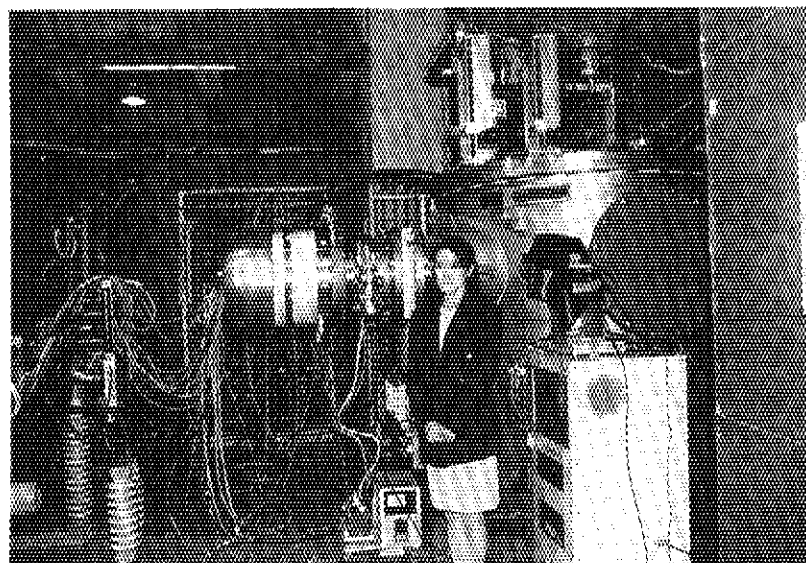


図3.2 負イオン源テストスタンドに取り付けられた高輝度水素イオン源。

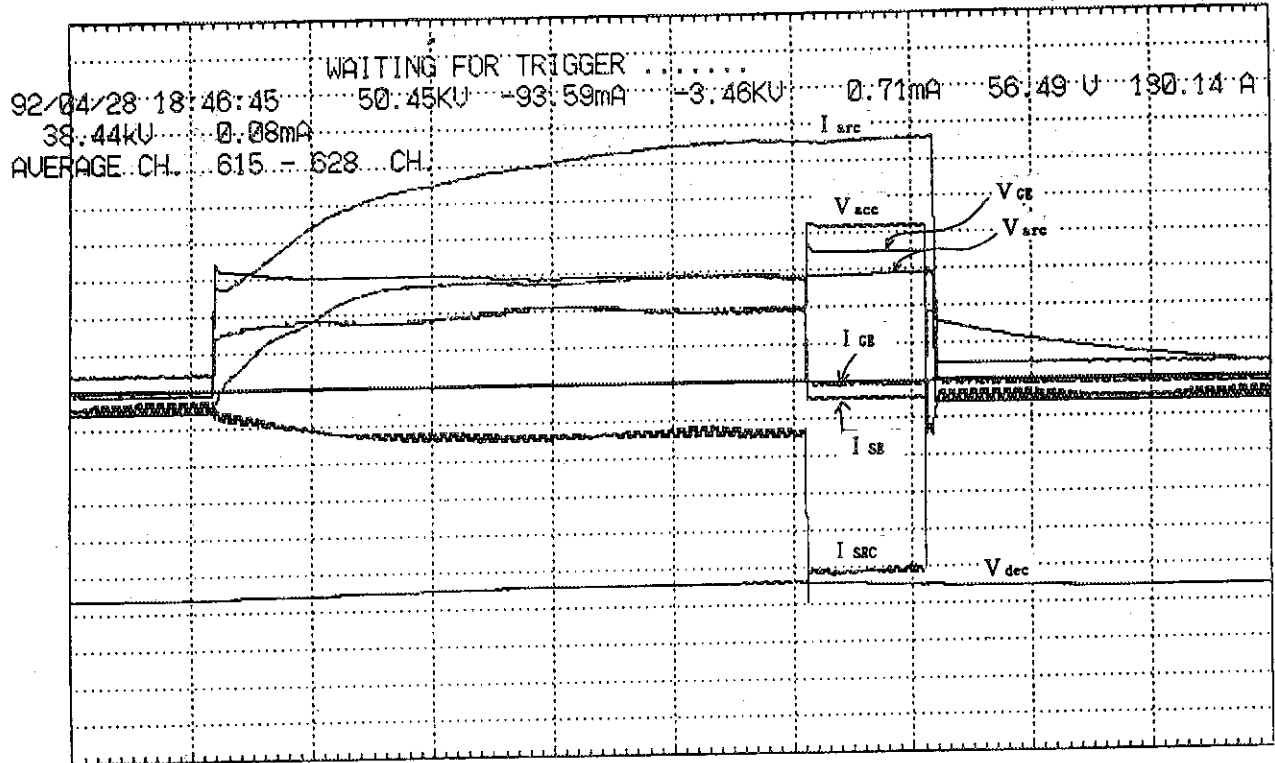


図3.3 イオン源の運転方法の一例。図中の実験の日時に続く数値は、左上から順番に、加速電圧  $V_{acc}$ 、加速電源電流  $I_{SRC}$ 、減速電圧  $V_{dec}$ 、減速電極電流  $I_{SE}$ 、アーク電圧  $V_{arc}$ 、アーク電流  $I_{arc}$ 、中間電圧  $V_{GE}$ 、中間電極電流  $I_{GE}$ を示す。図の横軸は時間軸であり1ディビジョンは1秒に対応する。この図では、アーク放電開始5秒後に加速電圧を印加してビームを引き出している。なお、減速電圧は定常的にイオン源に印加した。

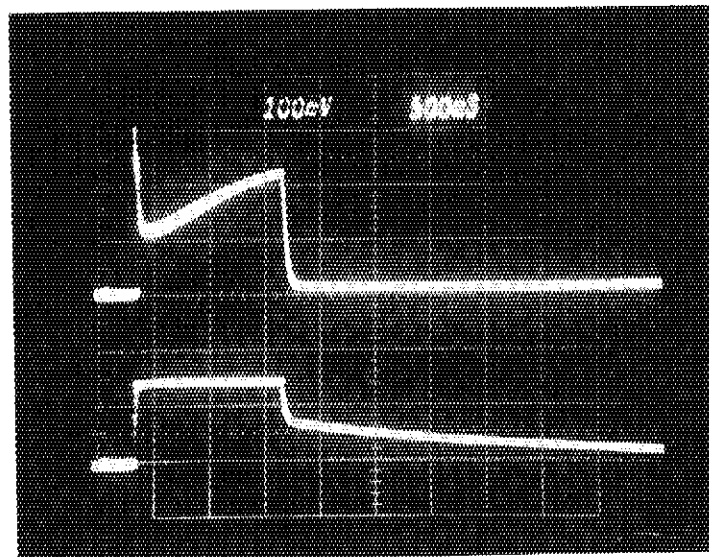


図3.4 アーク放電開始直後のアーク電流（上）とアーク電圧（下）の波形。アーク放電開始直後は、チェンバー壁金属のゲッター作用により一時的に水素原子が壁に吸着されるので（ポンピングアウト）、アーク電流が減少する。図3.3では、ポンピングアウトを防ぐために、水素ガスを定常的にチェンバー中に導入しているため、アーク電流の減少が見られない。

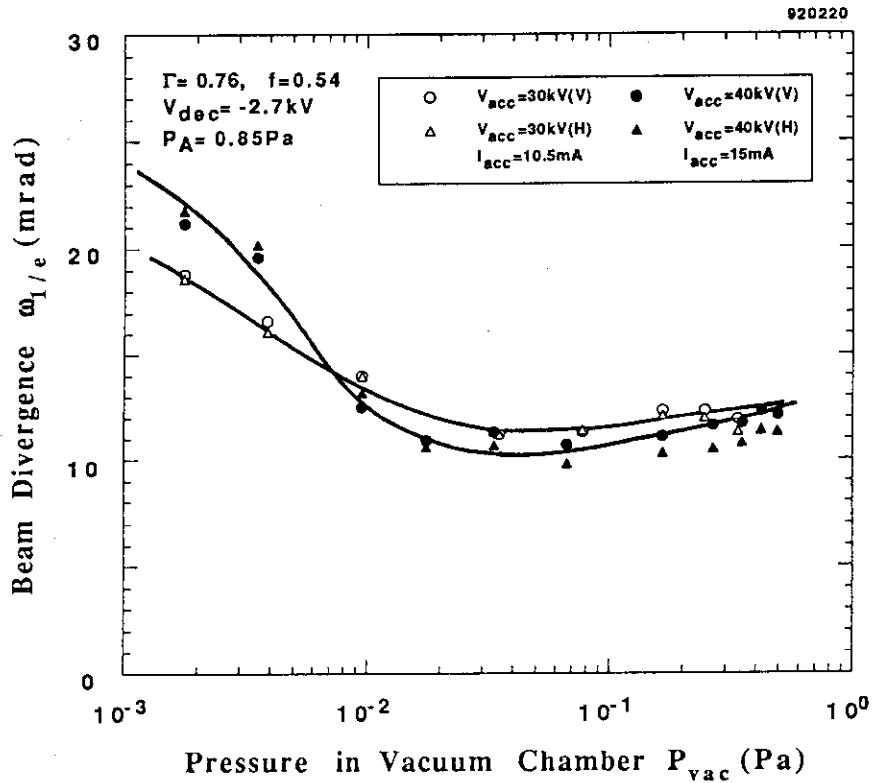


図3.5 空間電荷発散中和効果。真空容器内の真空度を0.02Pa以上に保つと中和効果が現れる。

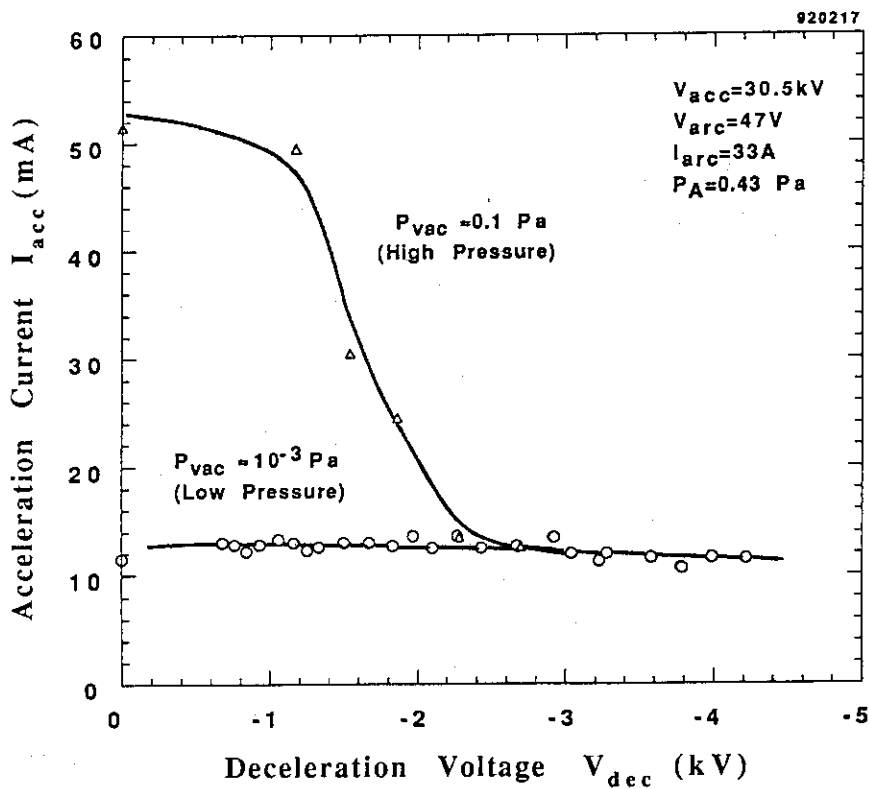


図3.6 逆流電子流の減速電圧依存性。真空容器内の真空度が高いときに、逆流電子流のイオン源への流れ込みが見られる。減速電圧を-2kV以上印加すれば、逆流電子の侵入を防ぐことが可能である。



## 4. 実験結果と考察

### 4.1 プラズマ生成

図4.1に、イオン源のアーク特性を示す。実験では、フィラメント電圧  $V_{fil}$  を10Vから12Vまで変化させた ( $V_{fil}$  を9V以下に設定すると、アーク放電が不安定になることが分かった)。フィラメント加熱電流は、 $V_{fil}$  が10V、12Vのときに対して、それぞれ1本当たり80A、140Aである。

図4.1に示すように、アーク電圧  $V_{arc}$  の上昇とともにアーク電流  $I_{arc}$  も増加しているのので、このイオン源のアーク放電特性は正特性である。 $V_{arc}$  が0から50Vの付近までは、アーク電流量はフィラメント電圧、即ちフィラメントの放出電子数に依存しない領域で、空間電荷制限領域と呼ぶ。この状態でアーク電圧をわずかに上げると、アーク電流は急増する。しかしフィラメント電圧を一定に保つかぎり、放出し得る電子数には上限があるので、あるアーク電圧に達するとアーク電流量は飽和する。図4.1では、 $V_{fil}$  が10V、11Vに対して飽和アーク電流はそれぞれ40A、80Aである。フィラメントの数を増せばさらに大きなアーク電流を得ることができるが、その反面ソースプラズマのロスエリアが大きくなり、ビームのプロトン比減少をまねく。実用的には、必要最少のフィラメント数でプラズマ生成を行う必要がある。

図4.2は、加速電流  $I_{acc}$  のアークパワー  $P_{arc}$  依存性の測定結果である。この図より、加速電流65mAを引き出すのに必要なアークパワーは7.5kWであることが分かる。アーク効率  $\eta$  ( $\eta \equiv I_{acc} / P_{arc}$ ) を計算すると、加速電圧60kVに対して9.4mA/kWになるので、BTA用イオン源の目標である加速電流120mAを引き出すには、アークパワーはおよそ13kW必要になる。図4.1では、最高アークパワーは15kWを得ているので、アークパワーに関しては、4本のフィラメントを用いれば120mAのビーム引き出しは可能であると言える。

加速電流  $I_{acc}$  が最大になるときのプラズマチェンバー内圧力  $P_A$  を最適ガス圧と呼ぶと、最適ガス圧の値は、イオン源チェンバーのプラズマ閉じ込め性能で決まる。 $P_A$  を上昇させると、チェンバー内のプラズマ密度は高くなるので、加速電流  $I_{acc}$  は増加する。しかし加速電流値は、ある  $P_A$  の値でピークに達し(最適ガス圧)、それを過ぎると減少し始める。この理由は、チェンバー中に水素ガスが過剰に存在することで、プラズマ中の電子が水素ガスと頻りに衝突を起こすようになり、その結果チェンバーのロスエリアに飛び込み失われるので、プラズマ密度の低下をまねくからである。したがって、プラズマ閉じ込めの良好なイオン源は、最適ガス圧の値は低い。図4.3に、加速電流  $I_{acc}$  のチェンバー圧力  $P_A$  依存性を示す。図4.3をみると、本イオン源の最適ガス圧は、0.5Paであり、低い値を示している。よって、本イオン源では良いプラズマ閉じ込めを達成していると言える。

イオン源のガス効率を、ビーム粒子数と導入水素原子数の比で定義する。図4.3では  $P_A$  が0.5Paのときに  $I_{acc}$  は60mAを得ているので、このときのガス効率を計算してみる。このイオン源の4枚電極すべての分子流コンダクタンスは  $7.8 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$  であるから<sup>(2)</sup>、0.5Paのときの水素ガス流量は  $4 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$  となる。一方、60mAのビームを水素ガス流量に換算すると  $7 \times 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$  である。ゆえに、このときのガス効率は15%になる。図4.4に示すように、アーク放電が起こる最低運転ガス圧  $P_A(\text{min})$  は0.2Paであるので、仮にこのガス

圧で60mAのビームを引き出したとすると、ガス効率は30%になる。アーク放電を定常的に生成すれば、前述の水素原子のポンピングアウトの影響が無くなるので、さらに低ガス圧運転が可能になると考えられる。

## 4. 2 ビーム光学

### 4. 2. 1 最適加速電流

本実験では、ビームの広がり、発散角をマルチチャンネルカロリメータを用いて測定した。この測定器は、熱電対を埋め込んだ多数の銅ブロックを十字型の銅板上に並べたビームプロファイルモニタであり、これにビームを照射して各銅ブロックの温度分布から2次元のビームプロファイルを測定することができる。本実験では、カロリメータはイオン源下流192cmの位置に挿入した。図4.5では、本イオン源から引き出されたビームをカロリメータに照射したときの様子が示されている。図4.6にビームプロファイル測定結果の一例を示す。図中の実線および破線で表した曲線は、それぞれ水平方向、垂直方向の測定点をガウス分布関数を用いて最小二乗近似した結果である。この関数近似の結果から、ビームの広がり  $r_{1/e}$  (e-folding half width) や発散角  $\omega_{1/e}$  を求めることができる。図4.6で示されているビームの場合、 $r_{1/e}$ は20mm、 $\omega_{1/e}$ は10mradである。

加速電圧  $V_{acc}$  を30kVから60kVまで変化させて、ビーム発散角  $\omega_{1/e}$  の加速電流  $I_{acc}$  依存性を測定した。その結果を図4.7に示す。測定では、アークパワーを変えながら加速電流を変化させている。図4.7をみると、それぞれの  $V_{acc}$  において  $\omega_{1/e}$  に極小値が存在することが分かる。この点は、イオン源のビーム引き出し系の空間電荷制限電流と、プラズマチャンパー内のプラズマのイオン飽和電流が等しくなる条件を満たしているところで、プラズマのイオン放出面がビーム光学上最も好ましい形状になっていると推定できる。一方、加速電流が  $\omega_{1/e}$  の極小値を過ぎると、急激にビームが広がっている。これは、アークパワーの上昇にともなってプラズマ密度が高くなると、イオン放出面がプラズマ電極より外側にはみ出すため、放出面が凸面形状に変わり、ビーム発散角が急激に増すことが原因だと考えられる。 $V_{acc}$  の増加にしたがって、 $\omega_{1/e}$  の極小値自身が小さくなっているが、これは加速電圧を大きくするとビームの縦方向の運動量だけが大きくなるので、見かけ上発散角が小さくなるからである。

図4.7より、加速電圧60kVに対して、発散角が最小となる最適加速電流  $I_{opt}$  は、56mAとなることが分かる。それぞれの加速電圧  $V_{acc}$  における  $I_{opt}$  を、横軸に加速電圧  $V_{acc}$  をとってプロットすると図4.8のようになる。図中の4つの測定点を、べき関数を用いて最小二乗近似すると、

$$I_{opt} \propto V_{acc}^{1.61} \quad (4.1)$$

が得られる。Langmuir-Childの空間電荷制限則によると、 $I_{opt}$  は  $V_{acc}$  の1.5乗に比例するはずであるが、(4.1)式では、1.61乗に比例している。このことは、 $V_{acc}$  が高圧になるほどビームが引き出されやすくなることを示している。これは、 $V_{acc}$  を上げるときにアークパワーも同時に上げるので、ソースプラズマ内の水素分子イオン ( $H_2^+$ 、 $H_3^+$ ) が水素原子イオン ( $H_1^+$ ) へ盛んに解離し、その結果ビームのプロトン比が増大しビームの等価質

量が小さくなるためである。図4.8の結果から、仮に本イオン源に加速電圧100kVを印加すると、最適加速電流は120mA以上得られることが予想される。

#### 4. 2. 2 エミッタンス

本実験では、2枚スリット系を用いて、加速電圧50kVと60kVでエミッタンス測定を行った。図4.9にエミッタンス測定器の概念図を示す。第2スリットを第1スリットの周りで動かしながら、2枚のスリットを通過したビームをファラデーカップで測定することにより、第1スリット位置Yにおけるビーム発散角 $Y'$ を測定することができる。この操作をいくつかのY点で繰り返せば、第1スリット位置におけるエミッタンス図形が描ける。イオン源からエミッタンス測定器までの空間は加速を伴わない自由空間であり、かつ水素ガスを導入して空間電荷発散を中和しているため、第1スリット位置で測定したエミッタンスはイオン源出口のエミッタンスと形状は異なるが、大きさは保存される。

イオン源出口の下流910mmに第1スリットを、その後方390mmの位置にファラデーカップと一体になっている第2スリットを、それぞれ真空容器上方のポートからビーム軸付近まで挿入した。第1スリットは、ビーム軸から $\pm 15\text{mm}$ の範囲内を2.5mmステップで移動させ、おのおの第1スリット位置に対して、第2スリットを1パルスのビーム毎に0.5mmステップで移動させながらビーム発散角を測定した。2枚のスリットの駆動装置は、挿入方向のみにしか駆動しないので、測定したのは鉛直方向(Y方向)エミッタンスだけである。しかし、ビームプロファイルは、X、Y方向とも常に相似であったので、X方向のエミッタンスについてもY方向とほぼ同じと考えられる。この駆動装置の位置精度は0.1mm以下である。スリット幅は、第1スリットが0.5mm、第2スリットが0.1mmである。エミッタンス測定器の位置精度は、主に第1スリットのスリット幅で決まり $\pm 0.25\text{mm}$ 、角度分解能は主に2枚のスリット間距離と第2スリットのスリット幅で決まり、 $\pm 0.14\text{mrad}$ になる。一方、イオン源出口でのビーム径は、ビーム引き出し系のビーム軌道計算<sup>(2)</sup>の結果から4mm $\phi$ と予想でき、ビーム発散角 $\omega_{1/e}$ は10mradなので、第1スリット位置において全体の63%ビームの径は22mm、90%は32mm $\phi$ 、99%は44mm $\phi$ になる。エミッタンス測定器のX方向のスリット長は、第1、第2スリットとも50mmなので、X方向のビームはほとんどすべてスリットの中に取り込んでいることになる。

加速電圧 $V_{\text{acc}}$ が50kVのときの測定結果を図4.10に示す。図の縦軸にはファラデーカップの出力信号を、横軸にはファラデーカップの位置をとっている。図中のファラデーカップ信号のピーク付近にある数値は、第1スリット的位置を表している。ファラデーカップ信号のピーク点同士をつなぎ合わせると、第2スリット位置でのY方向のビームプロファイル(ただし、X方向には積分されている)になる。このプロファイルの形状から、全ビーム量のうち着目したい割合のエミッタンスを求めることができる。2枚のスリットの位置関係から、第1スリットの挿入位置Yと、そこでのビームの最小、最大発散角が算出でき、この結果を位相空間にプロットすればエミッタンス図形を得ることができる。図4.11に、 $V_{\text{acc}}$ が50kVのエミッタンス図形を示す。図4.11の図形は、内側からそれぞれ全体のビーム量の内63%、90%、100%を占めるエミッタンス形状を示している。それぞれの図形の面積は、台形近似により求めている。

$V_{\text{acc}}$ が60kVのときにも同様な測定を行った。ファラデーカップ信号を図4.12に、エミッタンス図形を図4.13にそれぞれ示す。図4.13において、エミッタンス図形の両端が歪んで

いるのは、イオン源のビーム引き出し系が作る静電レンズの収差の影響によるものと考えられる。

測定したエミッタンスの値を表4.1にまとめる。

表4.1 2枚スリット系で測定した加速電圧  $V_{acc}$  50kV、60kVにおける規格化エミッタンス  $\varepsilon$ 。  $\varepsilon$  の単位は  $[\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}]$ 。

加速電圧	63% 規格化	90% 規格化	100% 規格化
50kV	0.23	0.45	1.2
60kV	0.26	0.67	1.2

表4.1の100%エミッタンスの測定値は、ファラデーカップで検出された全ビーム電流に対応するものにすぎず、実際にはファラデーカップの検出限界以下のビームハローがさらに外側に存在するはずなので、真の100%エミッタンスの値は実測値よりもさらに大きいはずである。

エミッタンスの大きさは、マルチチャンネルカロリメータで測定したビームプロファイルからでもおよその見当がつく。例えば、図4.6に示したビームプロファイルについてエミッタンスの値を計算してみる。この図で示されているビームの広がり  $r_{1/e}$  は20mmである。またイオン源出口のビーム広がり  $d$  を4mm  $\phi$ 、空間電荷発散力は中和しているのでビームは直線的に進むと仮定すれば、イオン源出口からカロリメータまでの距離  $L$  は192cmなので、カロリメータ位置でのビーム発散角の幅  $\Delta \omega_{1/e}$  は2.1mradになる。ゆえに、63%規格化エミッタンス  $\varepsilon_N(63\%)$  は以下の式から求まる。

$$\varepsilon_N(63\%) \approx \frac{\beta \gamma}{\pi} (r_{1/e} + d/2) \times 2 \times \Delta \omega_{1/e} \approx 0.32 [\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}] \quad (4.2)$$

さらに、ビームの形状はガウス分布関数を用いて近似できるので、90%規格化エミッタンス  $\varepsilon_N(90\%)$  は、

$$\varepsilon_N(90\%) \approx \frac{\beta \gamma}{\pi} (r_{1/10} + d/2) \times 2 \times \Delta \omega_{1/e} \approx 0.48 [\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}] \quad (4.3)$$

$$\text{ただし、 } r_{1/10} = 1.52 \times r_{1/e}$$

となる。この結果は表4.1の値とやや異なるが、実験中にエミッタンスの大きさを容易に概算できる点では、この計算方法は有用である。

## 4.3 ビーム組成

通常、水素イオンビーム中には水素原子イオン $H_1^+$ の他に、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ の水素分子イオンや $H_2O^+$ などの不純物イオンが含まれる。本実験では、ビームのイオン組成比を、ドップラーシフトした水素原子のバルマーアルファ光を利用した分光計測<sup>(4)</sup>と、質量分析の2つの方法で測定した。まず最初に分光計測について、次に質量分析について以下に述べる。

イオン源から引き出された水素ビームは、真空容器内の水素ガスによって解離、中性化された後に励起され、そして発光する。このとき発する光の大部分はバルマーアルファ光( $H_\alpha$ )である。速度 $v$ をもったビームが放出するドップラーシフト光を角度 $\theta$ から眺めるとき、観測する光の波長 $\lambda$ は、

$$\lambda = \gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta) \lambda_0 \quad (4.4)$$

$$\beta = v/c, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

で表せる。ここで、 $c$ は光速、 $\lambda_0$ は速度0のビームが発する光の波長である。図4.14に、加速電圧60kV、加速電流60mAのときのドップラーシフトスペクトルの一例を示す。このときの真空容器のガス圧 $P_{vac}$ は0.14Pa、イオン源からビーム観測点までの間に存在する水素ガス線密度は $0.7 \times 10^{16}$ 個/cm<sup>2</sup>である。集光レンズとビームとのなす角度 $\theta$ は116°に選んだので、高速粒子の光は長波長側にドップラーシフトする。656.3nmのところに見える大きなピークは、ドップラーシフトしていない $H_\alpha$ 光で、ビームプラズマ中の水素原子がビームによって励起されて発する光である。その長波長側に見える4本のピークは、イオン源からビームとして引き出されたイオンが発する光で、短波長側から順に、不純物( $H_2O^+$ など)、 $H_3^+$ 、 $H_2^+$ 、 $H_1^+$ の光に対応する。これら4つのピークの面積比を求め、これらをそれぞれのイオンの解離、中性化断面積(水素ガス線密度の関数)、水素原子の励起・発光断面積を考慮した係数<sup>(4)</sup>で補正すると、ビームのイオン組成比が求められる。図4.14では、プロトン比( $H_1^+$ 、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ のイオンの中で $H_1^+$ の占める割合)は81%、不純物量(すべてのイオンの中での不純物が占める割合)は6.6%になる。

次に、質量分析で得られたスペクトルを図4.15に示す。質量分析器はイオン源から3.5mの下流に置いた。イオン源の加速電圧をここでは $E/e$ とおくと、3本のピークは左から順に $H_3^+(E)$ から解離した $H_1^+(E/3)$ 、 $H_2^+(E)$ から解離した $H_1^+(E/2)$ 、そして $H_1^+(E)$ のピークに相当する。測定時の水素ガス線密度は、 $1.0 \times 10^{16}$ 個/cm<sup>2</sup>と高いので、 $H_2^+(2E/3)$ 、 $H_2^+(E)$ 、 $H_3^+(E)$ の水素イオン分子はほとんど $H_1^+$ に解離してしまうので、質量分析を行ってもこれらのイオンに対応するピークは現れない。3本のピーク値の比に、種々のイオンの解離、中性化断面積を考慮すればイオン組成比を測定することができる。図4.15において、 $H_1^+$ 、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ の比は6.9%、11.6%、21.5%である。

分光計測および質量分析から測定したビーム組成比のチャンバー内圧力 $P_A$ 依存性を、図4.16、図4.17にそれぞれ示す。図4.16において、プロトン比が $P_A$ が0.8Pa近傍でピークになり、それよりも高圧になると減少している。この理由として、高圧になるとチャンバー中に過剰な水素ガスが存在するので、

- ① プラズマ中の電子は、水素ガスと頻繁に衝突を起こすことで速度を失い、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ を $H_1^+$ に解離する能力を持たなくなるため、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ の数が増える。
- ②  $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ の反応が盛んに起こる。

などが挙げられる。

次に、イオン組成比の加速電流  $I_{acc}$  依存性関係を図4.18（分光）、図4.19（質量分析）に示す。測定中に  $I_{acc}$  を変化させるときは、ビームが発散して失われないように加速電圧  $V_{acc}$  の大きさを適宜調整している。分光計測と質量分析の結果とも、 $I_{acc}$  の増加とともにプロトン比は単調に増加している。しかし、2つの測定結果間には絶対値の違いがある。この原因について整理すると以下ようになる。

- 図4.18の分光計測のデータ解析において、イオン組成比をイオン種の面積比ではなくピーク値の比から求めた。ところが図4.14のスペクトル図でも分かるように、 $H_1^+$ のドップラーシフトスペクトルピークは他のイオンのピークに比べてやや広い幅をもつ。そのために、ピーク値だけの比較ではプロトン比が過小評価される。
- 分光計測において、データ解析に用いている励起・発光断面積の精度が不十分であるため<sup>(4)</sup>、プロトン比は過小評価、逆に $H_3^+$ 比は過大評価になることが今までの測定経験から明らかになっている。
- $H_2^+(E)$ や $H_3^+(E)$ が真空容器中で、それぞれ $H_1^+(E/2)$ や $H_1^+(E/3)$ に解離するとき、ビームの進行方向に対し横方向に運動量を得るので、これらのイオンは $H_1^+(E)$ よりも大きい発散角をもつことになる。そのためビームのごく小さな領域しか測定していない質量分析では、プロトン比が過大評価になっている可能性がある。分光計測ではビーム全体を観測しているのでイオン種による発散角の違いの影響は小さいと考えられる。

以上の点を考慮すると、本実験で得られたプロトン比は、加速電流60mAで80%ということになる。本イオン源の目標性能である120mAのビームを引き出すときは、さらに大きなアークパワーをプラズマチャンバーに投入することで、ソースプラズマ中の水素分子イオンの解離が一層進むので、プロトン比はさらに上がり85%から90%を得られることが期待される。

一方、ビーム中の不純物量は、プラズマチャンバーをエージングすることで減少し、図4.14では6.6%、さらにエージングを進めると図4.20のように1%以下まで減少した。しかし、不純物量を1%以下までに減すために、予想以上にエージング時間が長くかかった。この理由については、今のところ明らかではない。本実験で用いたイオン源のプラズマチャンバー壁の材質がアルミニウム合金(A5052)である。アルミ合金は、表面に酸化皮膜を形成することが知られているので、この表面の酸化皮膜の存在がエージングに長時間要する原因になっていることも考えられる。

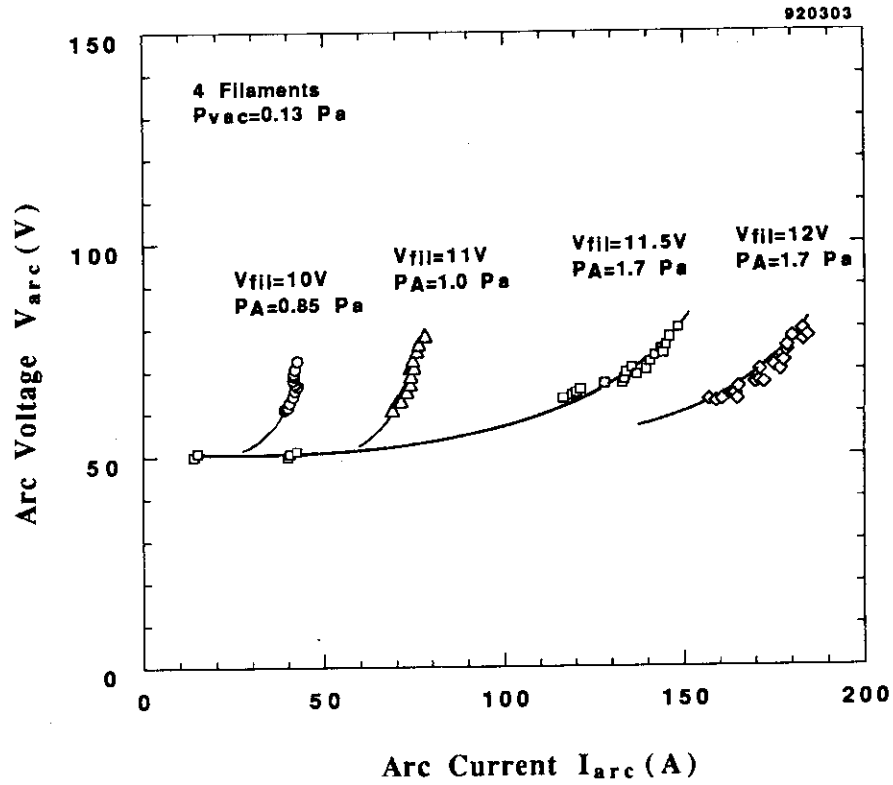


図4.1 4本のフィラメントを用いたときのアーク放電特性。正特性を示している。

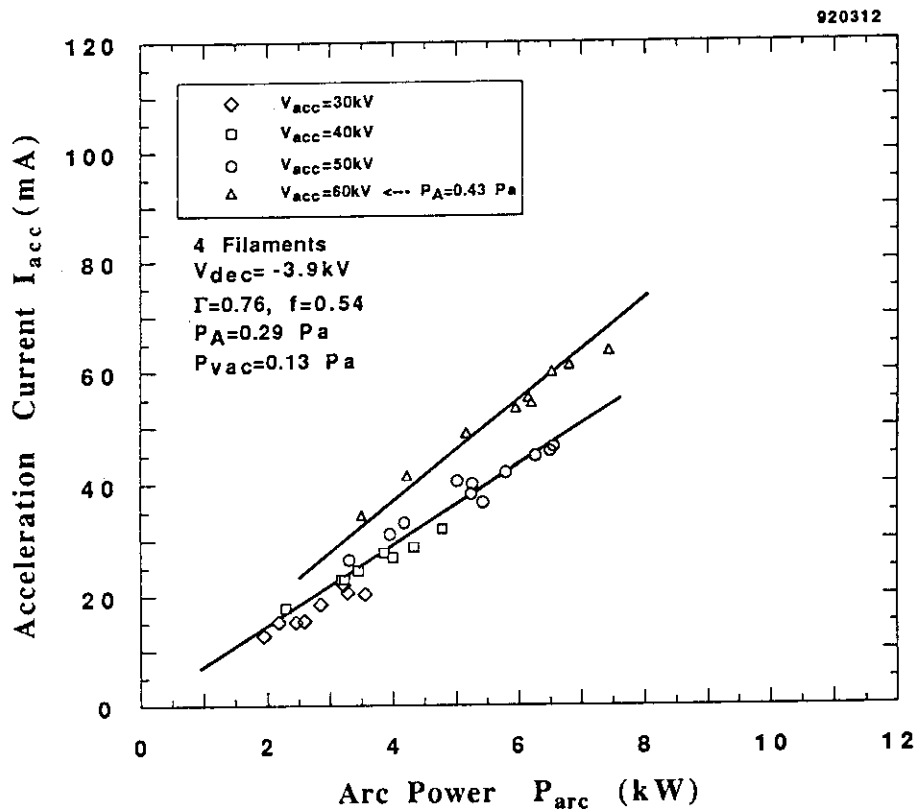


図4.2 加速電流のアークパワー依存性。加速電圧が60kVのときのアーク効率 ( $I_{acc} / P_{arc}$ ) は9.4mA/kWである。

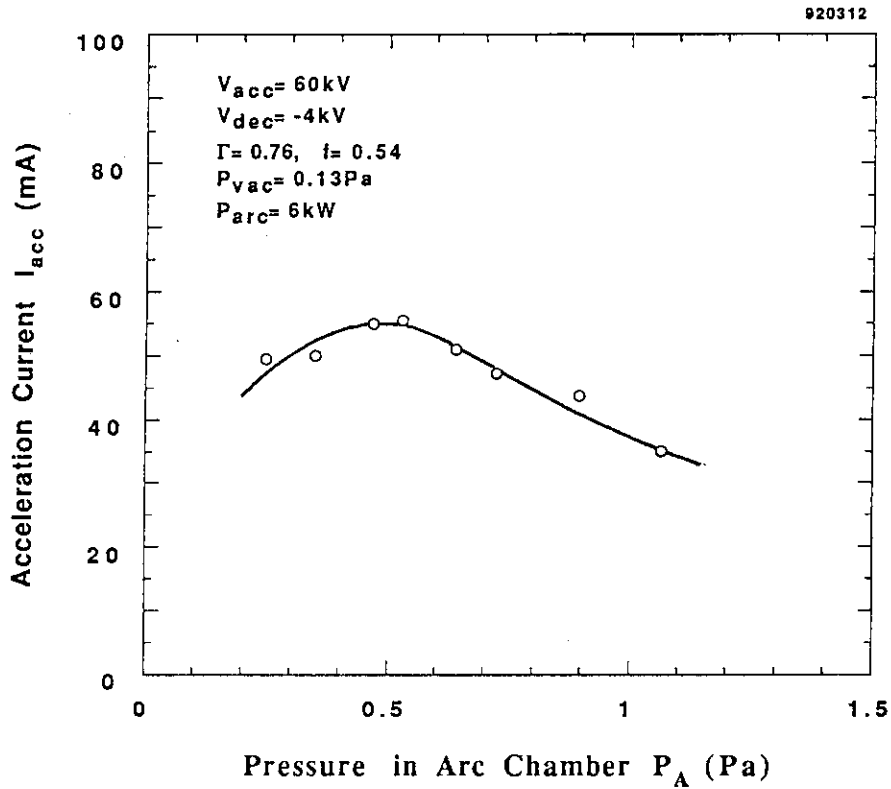


図4.3 加速電流のチャンバー圧力依存性。加速電流がピークに達する圧力は0.5Paであり、低い値を示している。

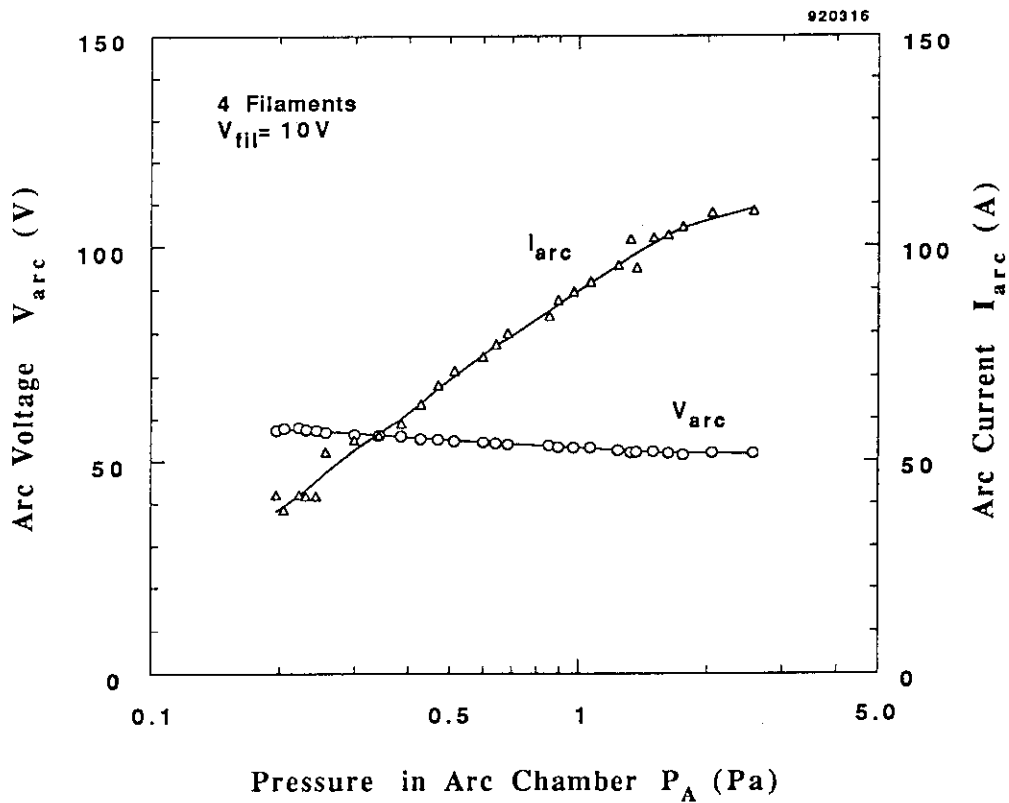


図4.4 アーク放電とチャンバー圧力の関係。アーク放電が発生し得る最低水素ガス圧は、0.2Paである。



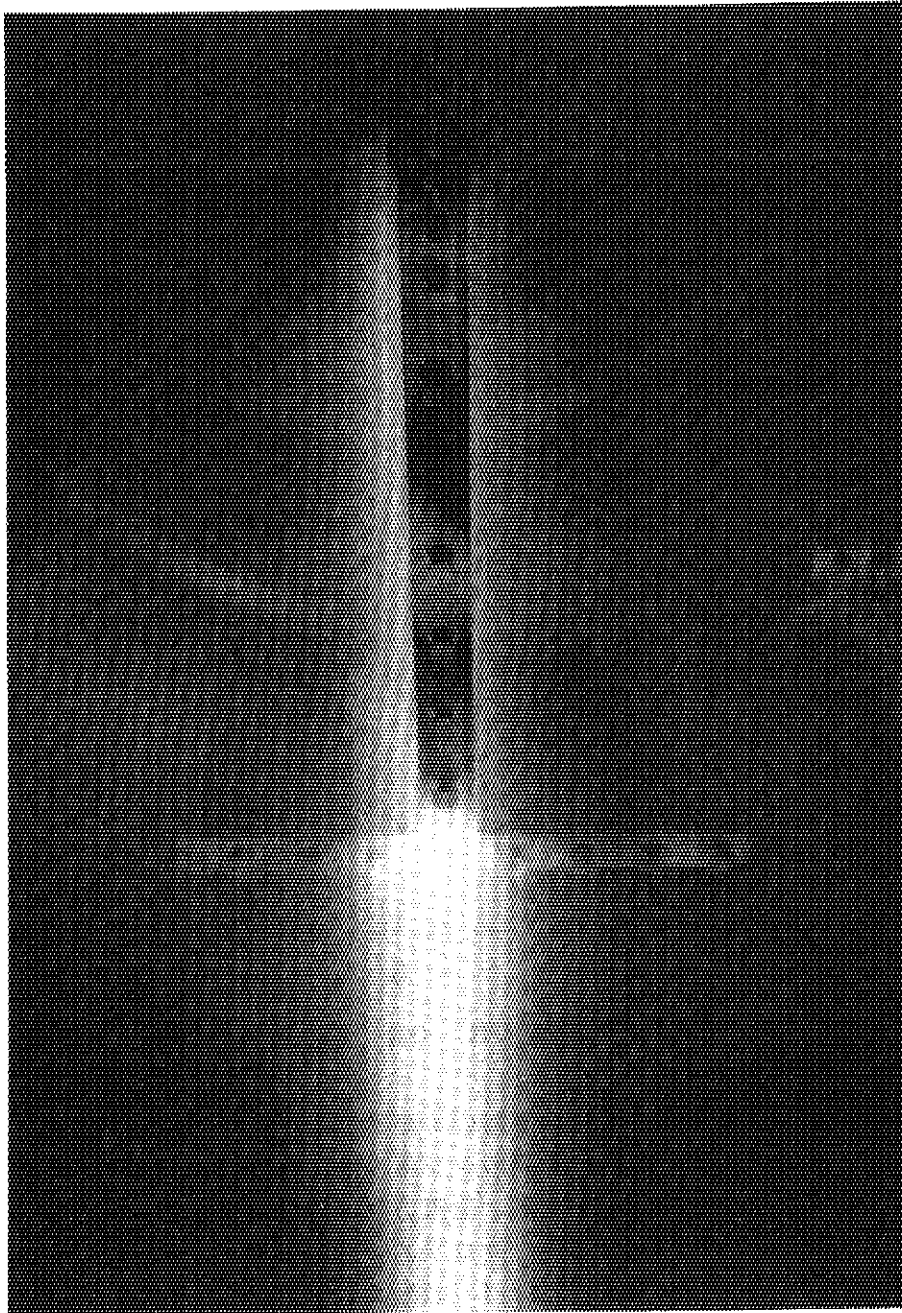


図4.5 イオン源から引き出された水素イオンビームとマルチチャンネルカロリメータ。カロリメータは、十字型の銅板上に熱電対を埋め込んだ銅ブロックを並べた構造をもち、各銅ブロックの温度分布から2次元のビームプロファイルを測定することができる。

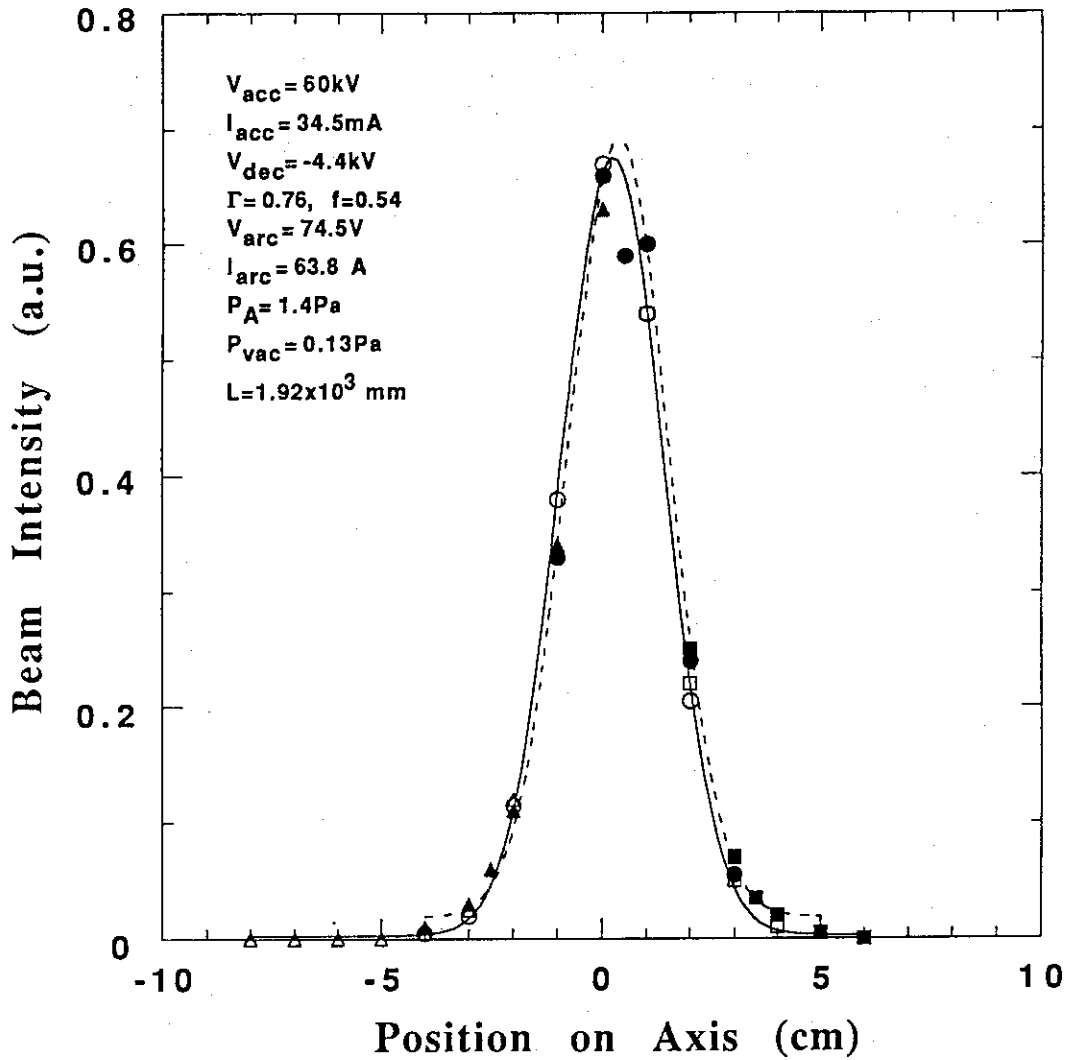


図4.6 マルチチャンネルカロリメータを用いて測定したビームプロファイルの一例。白のシンボルは水平方向（X）の、黒のシンボルは鉛直方向（Y）の測定結果である。実線と破線は、それぞれ水平方向、垂直方向の測定点をガウス分布関数を用いて最小二乗近似を行った結果である。カロリメータはイオン源下流192cmに挿入したので、このビームの広がり  $r_{1/e}$  (e-folding half width) は20mm、発散角  $\omega_{1/e}$  は10mradである。

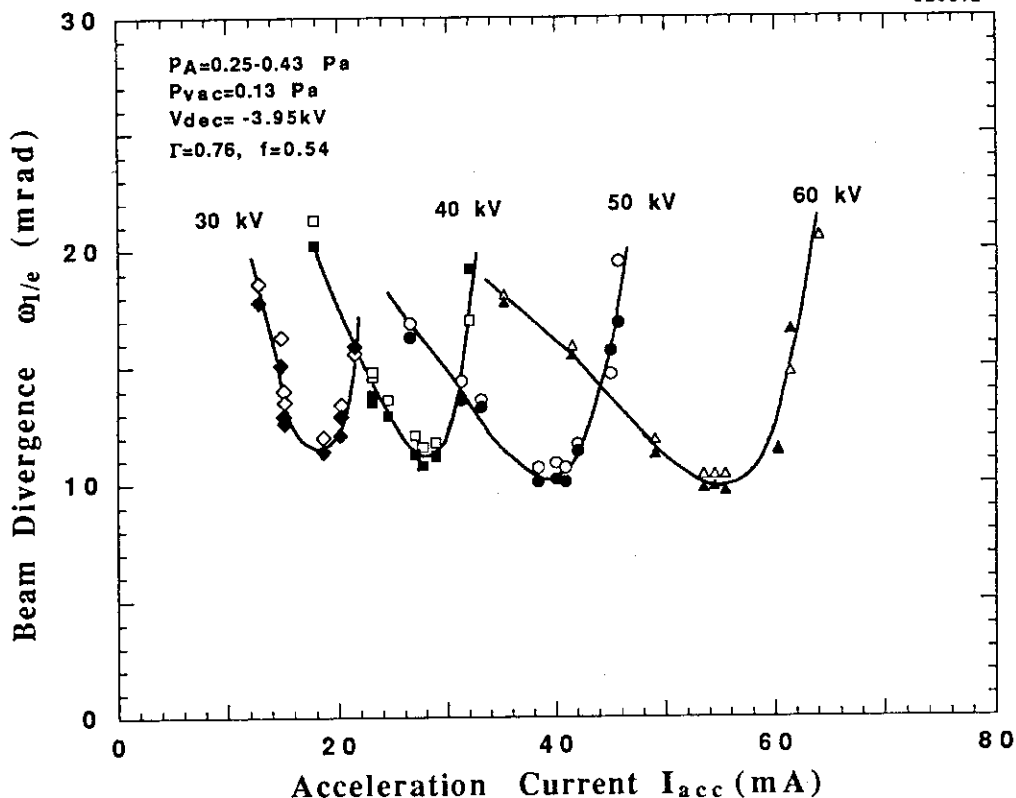


図4.7 ビーム発散角の加速電流依存性。白いシンボルは鉛直成分の、黒いシンボルは水平成分の測定結果である。それぞれの加速電圧に対して、ビーム発散角が最小になる加速電流（最適加速電流）値が存在する。

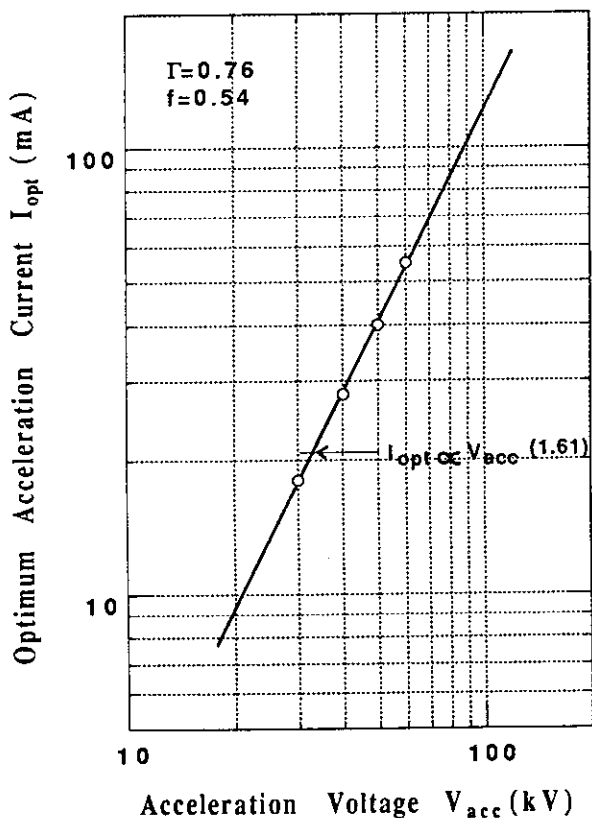


図4.8

最適加速電流の加速電圧依存性。図中の式は、図4.7のデータを用いて最小二乗近似した結果である。この式から、本イオン源に100kVを印加すると最適加速電流値は120mA以上になることが予想される。

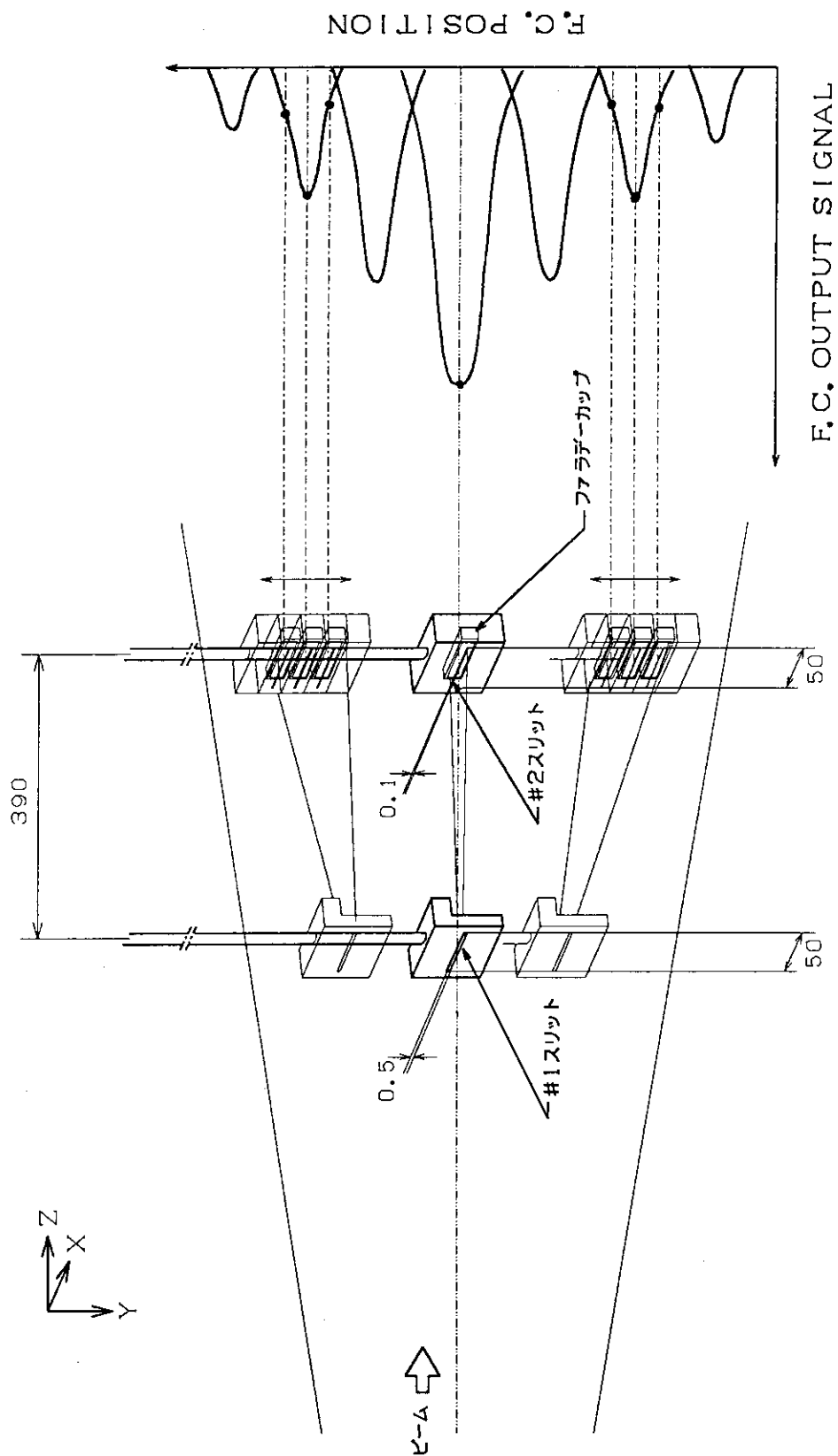


図4.9 エミッタンス測定概念図。イオン源下流910mmの位置に第1スリットを、その後方390mmの位置にファラデーカップと一体になった第2スリットをそれぞれ挿入した。第1スリットは、ビーム軸から±15mmの範囲内を2.5mmステップで移動させ、おのおの第1スリット位置に対して、第2スリットを0.5mmステップで移動させながらビーム発散角を測定した。スリット幅は、第1スリットが0.5mm、第2スリットが0.1mm、スリット長は両者とも50mmである。

920420

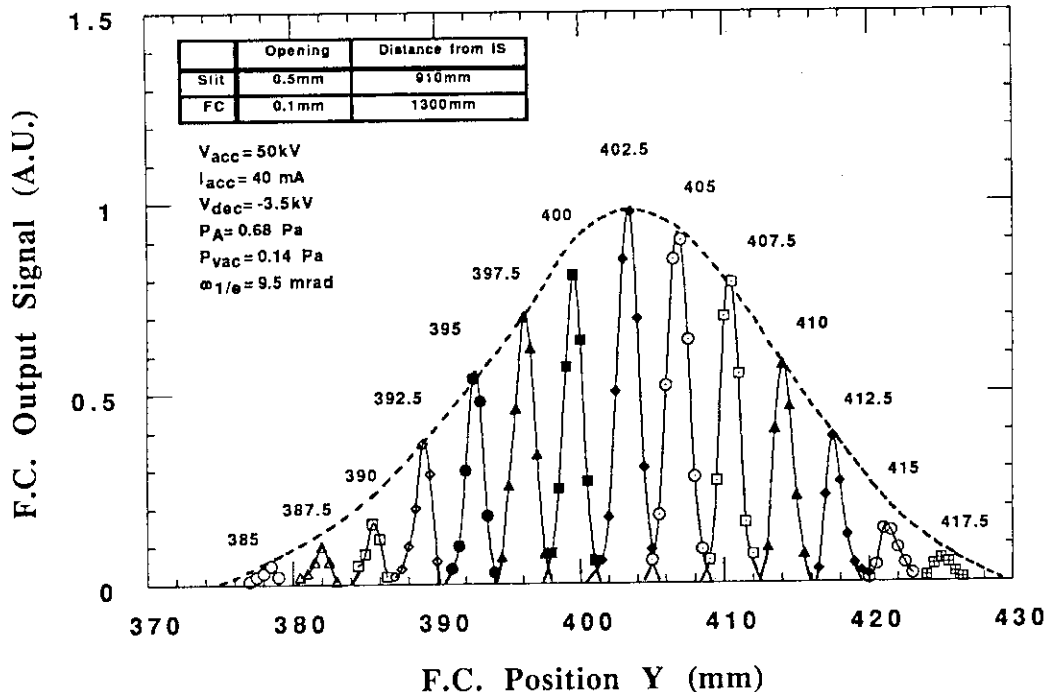


図4.10 加速電圧50kVで行ったエミッタンス測定のためのファラデーカップ出力信号。図中の各信号のピーク付近にある数値は、第1スリットの位置を表している。ファラデーカップ信号のピーク同士をつなぎ合わせると、第2スリット位置でのY方向のビームプロファイル（ただし、X方向には積分されている）になる。

920420

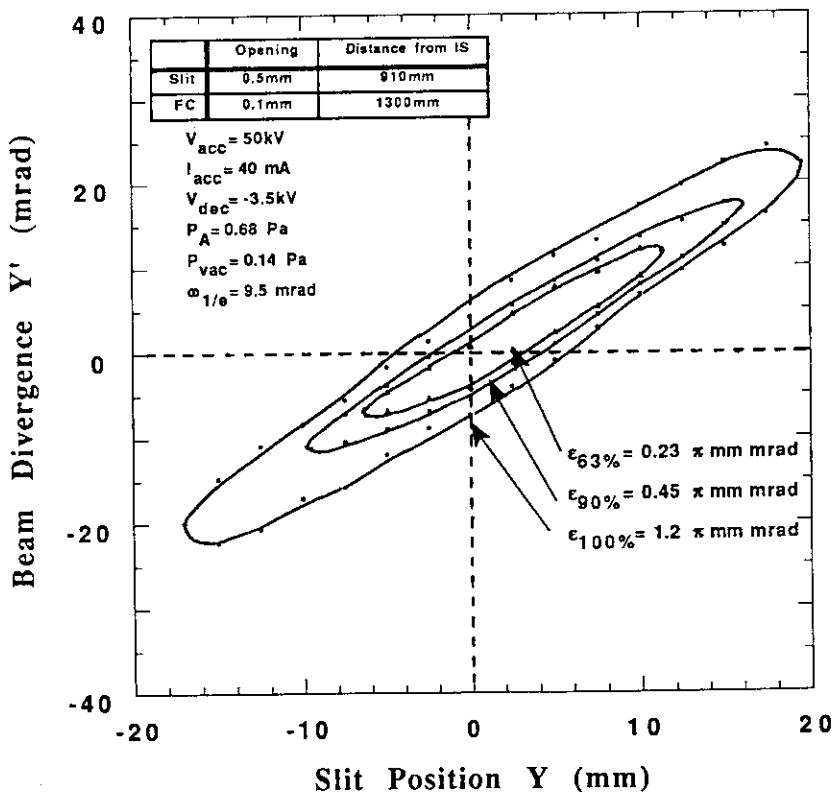


図4.11 2枚スリット系で測定したエミッタンス図形（加速電圧50kV）。図形の内側から、それぞれ63%、90%、100%エミッタンスを示す。

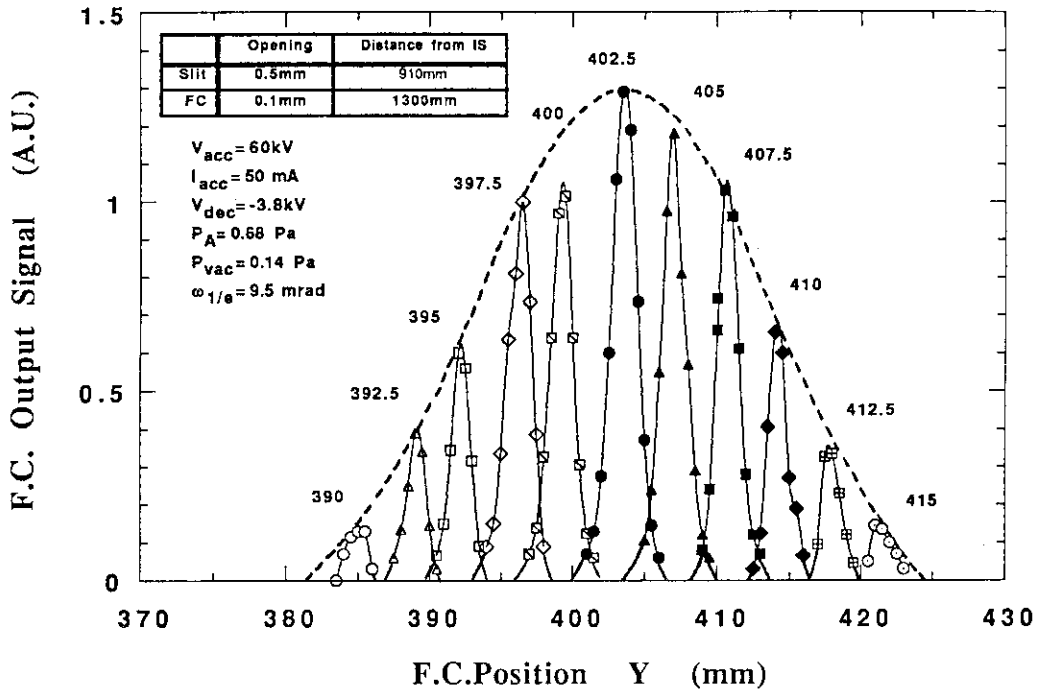


図4.12 加速電圧60kVで行ったエミッタンス測定のパラデーカップ出力信号。

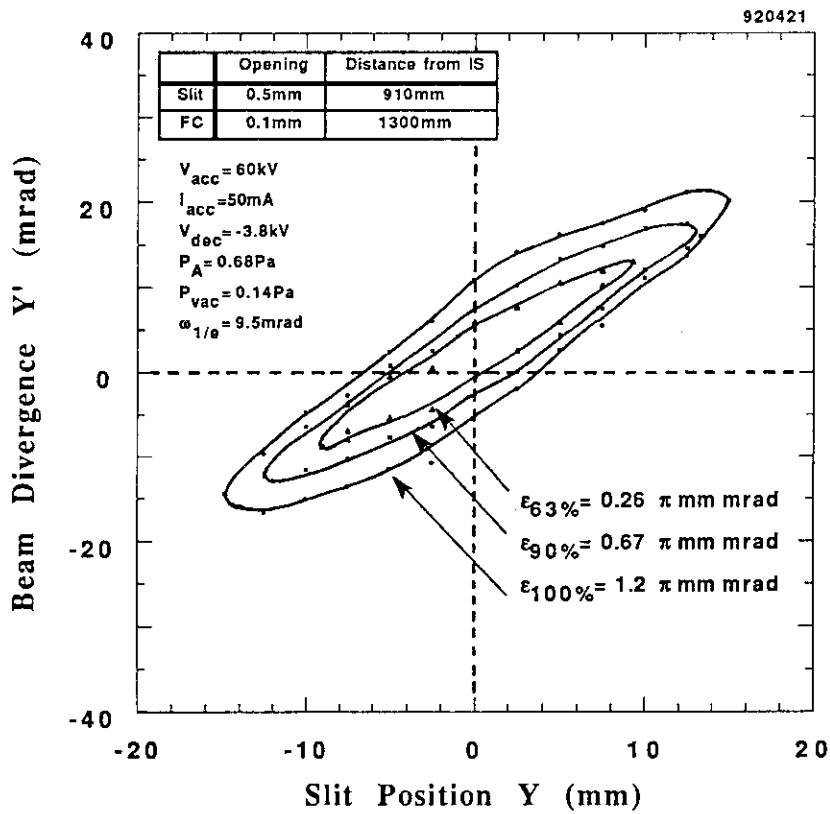


図4.13 2枚スリット系で測定したエミッタンス図形(加速電圧60kV)。図形の両端が歪んでいるのは、イオン源の電極が作る静電レンズの収差の影響によるものと考えられる。

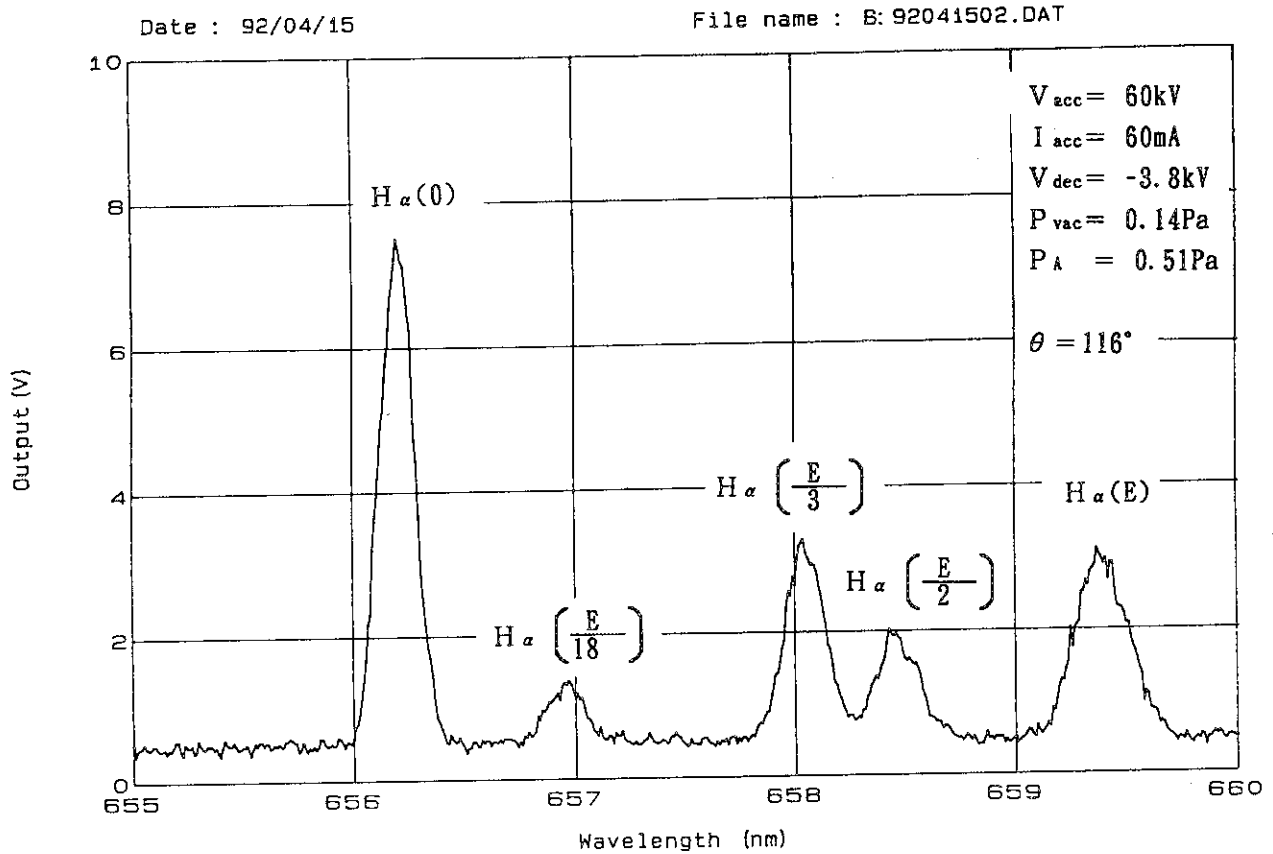


図4.14 ドップラーシフトスペクトルの一例。短波長側に見える最も大きなピークは、ビームプラズマ中の水素原子が発するバルマーアルファ光である。その長波長側に見える4本のピークは、ビームとして引き出されたイオンが発する光で、短波長側から順に、不純物 ( $H_2O^+$ など)、 $H_3^+$ 、 $H_2^+$ 、 $H_1^+$ の光に対応する。

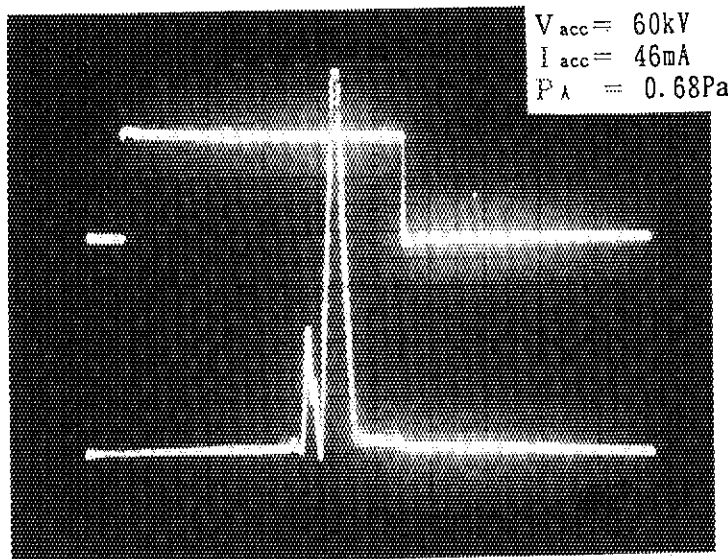


図4.15 質量分析スペクトルの一例(下方)。イオン源の加速電圧を $E/e$ とすると、3本のピークは左から順に $H_3^+(E)$ から解離した $H_1^+(E/3)$ 、 $H_2^+(E)$ から解離した $H_1^+(E/2)$ 、そして $H_1^+(E)$ のピークに相当する。測定時の水素ガス線密度は高いので、 $H_2^+(2E/3)$ 、 $H_2^+(E)$ 、 $H_3^+(E)$ 等の水素イオン分子はほとんど $H_1^+$ に解離し、これらのイオンに対応するピークは現れない。

920312

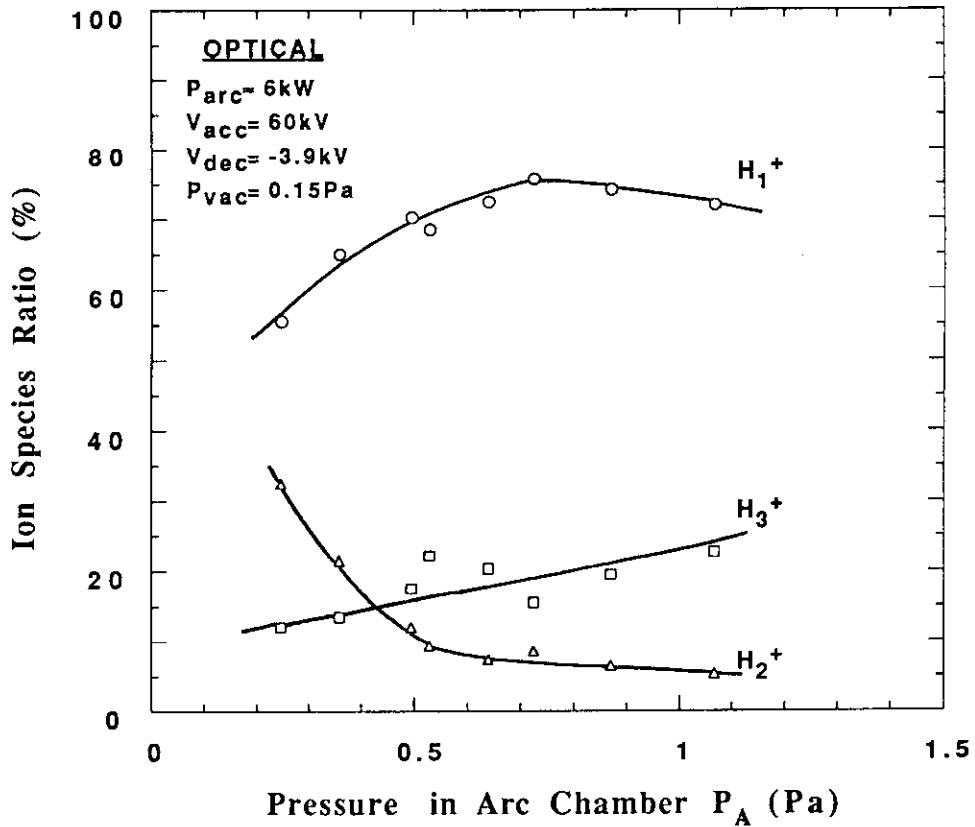


図4.16 分光計測によるビームのイオン組成のチェンバー圧力依存性。プロトン比は0.8Pa近傍で最も高くなっている。

920414

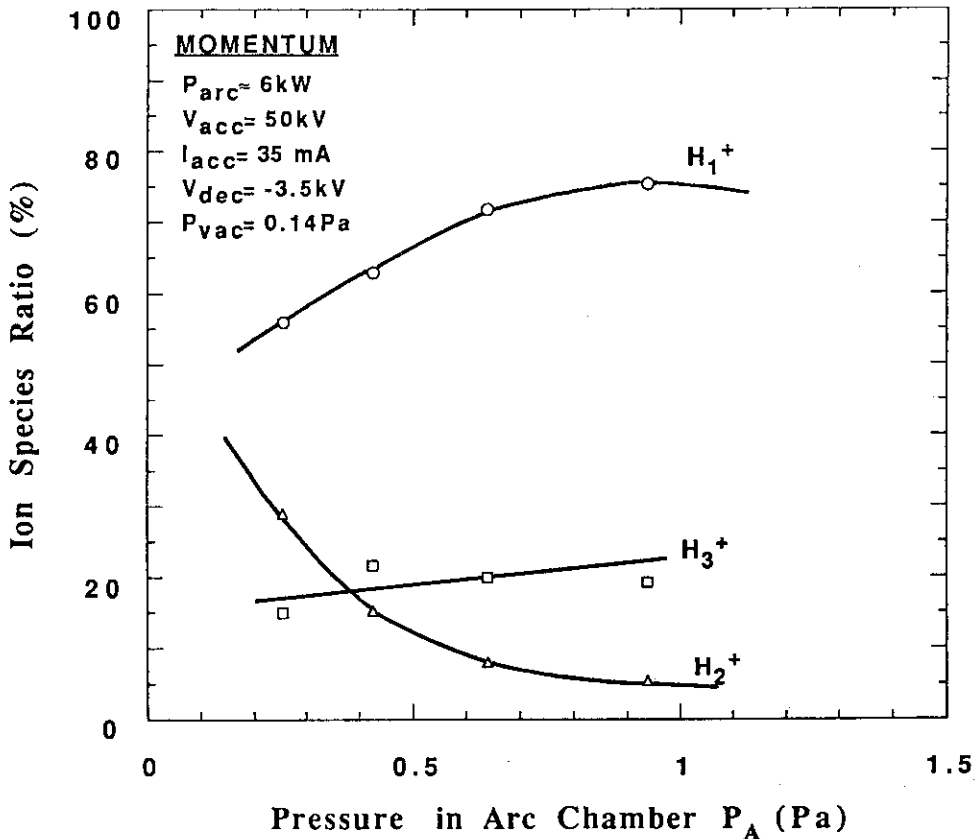


図4.17 質量分析によるビームのイオン組成のチェンバー圧力依存性。



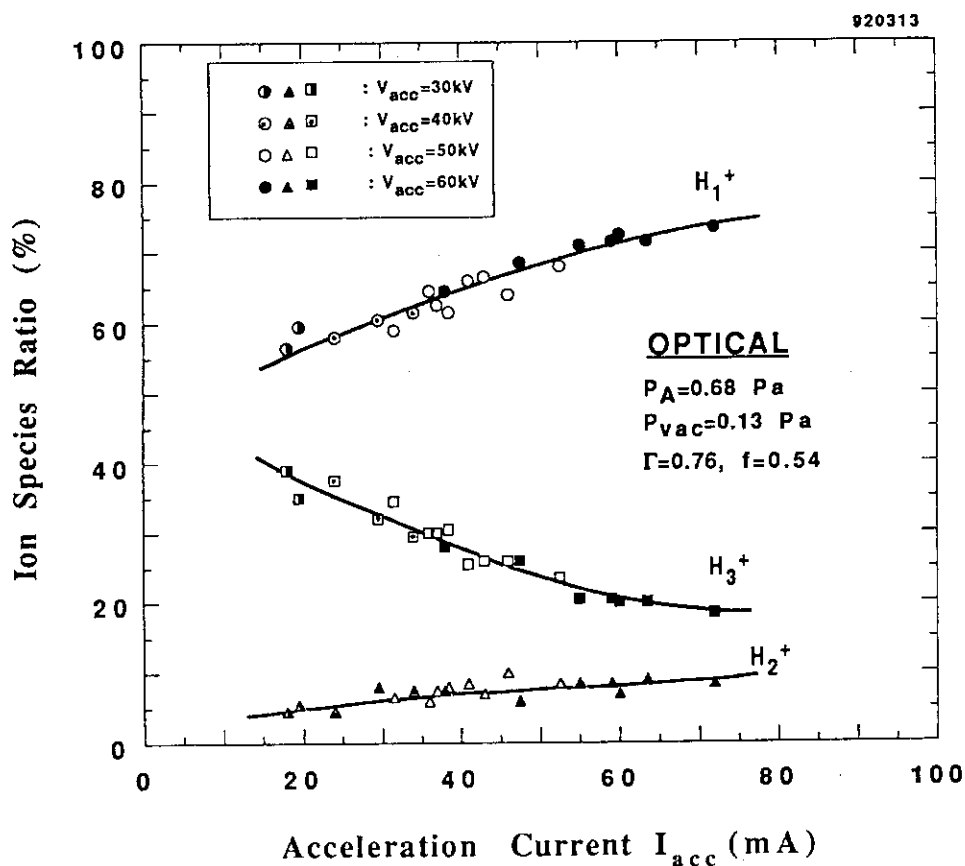


図4.18 分光計測によるビームのイオン組成の加速電流依存性。加速電流が増加するとともに、プロトン比が上昇している。

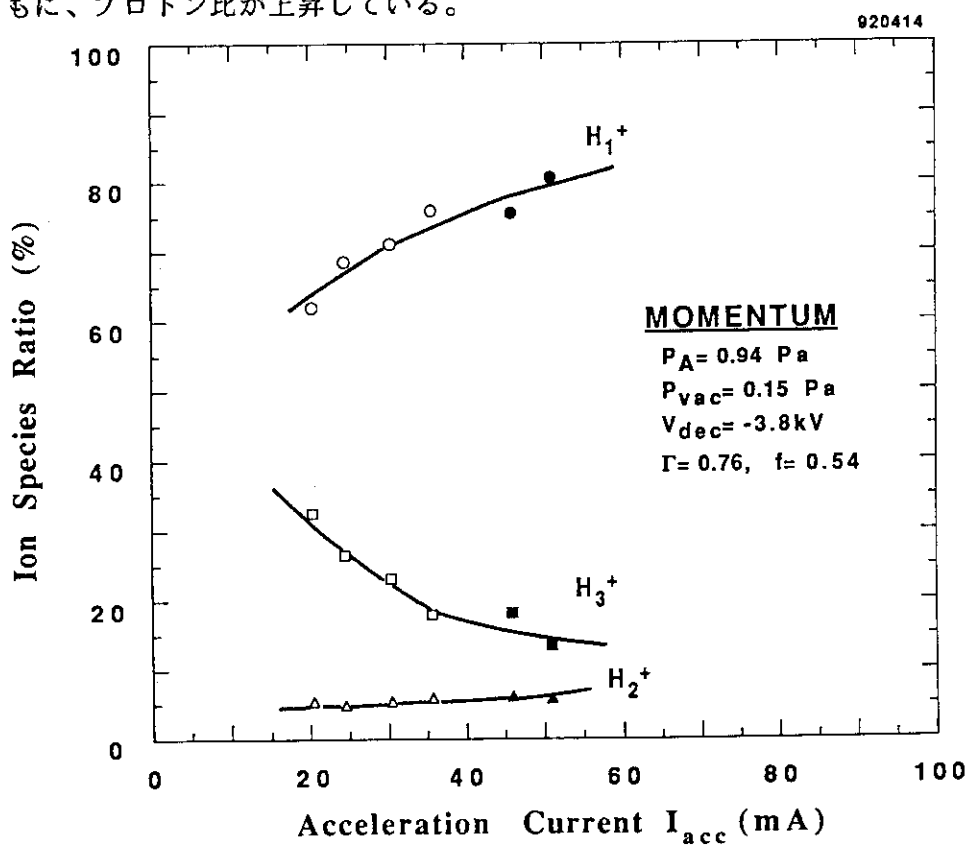


図4.19 質量分析によるビームのイオン組成の加速電流依存性。図4.18と同様に、加速電流が増加するとともに、プロトン比が上昇している。

Date : 92/04/14

File name : B: 92041403.DAT

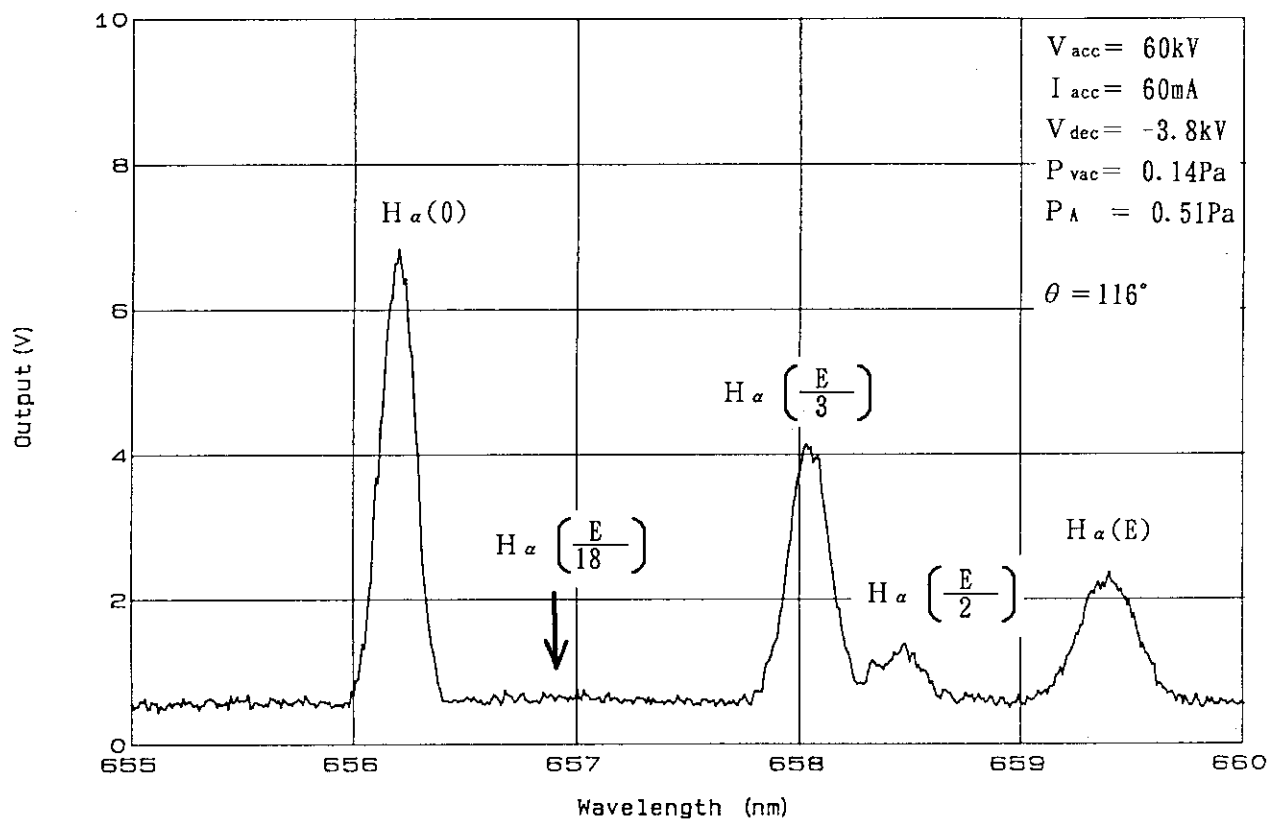


図4.20 長時間エージング後に測定したドップラーシフトスペクトル。図4.14では現れている不純物に対応するピークが見られない。よって不純物量は1%以下と推定される。

## 5. まとめと今後の課題

本実験では、加速電圧60kV以下において、BTA用イオン源プロトタイプの特性を調べた。その結果、このイオン源を目標の100kVまで昇圧すれば、本イオン源として要求される性能を達成できる見込みを得た。本実験で得られた主な結果を表5.1にまとめる。

表5.1 実験結果のまとめ

最適ビーム電流	56mA (加速電圧60kV)
規格化エミッタンス	$0.5\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}(90\%)$ 以下
プロトン比	80% (ビーム電流60mA)
不純物量	1%以下 (エージング後)

現在、100kV、200mA級のテストスタンドを建設中である。1992年12月にこのテストスタンドを用いて、100kVの実験を行う予定である。

最後に、本実験で明らかになった問題点と今後の課題について述べる。

## ○プラズマ生成

本実験では、プラズマ生成はフィラメントによるアーク放電で行った。実験中はフィラメントの寿命は問題にならなかったものの、実際にこのイオン源を加速器に接続して運転する場合には、フィラメントの寿命が加速器システム全体の運転時間を制限してしまう懸念がある。その場合フィラメントの代わりに、ECRまたはRF加熱によるプラズマ生成が必要となる。現在、2.45GHzのマイクロ波や2MHzの高周波によるプラズマ生成実験を実施しており、両者の方法とも  $120\text{mA}/\text{cm}^2$  の電流密度を得ている<sup>(5)、(6)</sup>。今後のR & Dで、BTA用イオン源に必要な電流密度  $240\text{mA}/\text{cm}^2$  の達成も可能であると思われる。

## ○エミッタンス

規格化エミッタンスは、 $0.5\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}(90\%)$ 以下という予想どおりの低い値を得た。ただし100%エミッタンスに関しては、ビームには検出限界以下のハローが存在するはずなので、真の値は実測値よりも大きい。

大電流のビーム加速を行うBTAでは、わずかなビームスピルでも種々の問題を引き起こすことを配慮して、エミッタンスは100%の値で目標値を設定している(表2.1)。しかし実際にはハロー無しのビームをイオン源から引き出すのは困難なので、現在のエミッタンスに関するBTA用イオン源の開発方針は、120mA以上のビームをイオン源から引き出し、低エネルギービーム輸送系に設けたビームスリットでビームハローを取り除いた後に、RFQに入射する方法を採っている。

### ○プロトン比

本実験の結果から、120mAのビームを引き出せば90%のプロトン比を達成できる見込みを得た。本実験では実施しなかったが、さらにプロトン比を上げるには、以下に述べる磁気フィルター効果を用いればよい。プラズマチャンバーのビーム引き出し口付近で水素分子イオン ( $H_2^+$ 、 $H_3^+$ ) が生成されると、これらの分子イオンは  $H_1^+$  に解離する間もなくビームとして引き出されてしまうので、その結果ビームのプロトン比が下がることになる。そこで、チャンバー壁に並べている永久磁石の配列を、ビーム引き出し口近傍にビーム軸に対して垂直方向に磁場を発生させるように変更する。この磁場が、プラズマ中の電子にとってフィルターとして働き、ビーム引き出し口付近のプラズマ電子を減速し、水素ガスから分子イオンを生成する能力を失わせる。この磁気フィルター効果の有効性は、今までのイオン源開発の中で確認されている。

また、本実験ではフィラメントの挿入深さの最適化は行わず、暫定的にプラズマ電極の上方約4cmの位置までフィラメントを挿入した。フィラメントの挿入が浅すぎると効率よくプラズマ生成が行われず、逆にフィラメントの先端がビーム引き出し口付近まで深く挿入されると、上記と同じ理由でプロトン比が減少する。

プロトン比に関しては、このようにまだプロトン比増大の手段が残されている。

### ○不純物量

本実験では、不純物量は1%以下に減少させるのに長時間のエージングを要した。対処として、プラズマチャンバーの真空排気速度を上げるために、電極に真空引き孔を新たに設けて分子流コンダクタンスを上げるか、チャンバー上蓋に真空ポンプ取付け用のポートを追加して直接チャンバーの真空引きを行うなどの手段を講じればよいが、いずれの方法もイオン源の構造が複雑になるので好ましくない。

さらに、チャンバーにベーキングなどの脱ガス処理を積極的に施す方法もある。ただし、ベーキングする場合はチャンバー壁に並べている永久磁石の耐熱が250℃程度であるので、この温度以下で行わなければならないなど制限がある。最終的には、チャンバー壁の材質をアルミ合金から無酸素銅やステンレス鋼に変更することも考えられる。これらの方法の中で、どれがどの程度有効なのか、今後検討する必要がある。

## 謝 辞

本実験において、装置の運転・保守などに協力を頂いた原子力エンジニアリング（株）の阿部宏幸氏に深く感謝いたします。そして、多大なご指導とご支援を頂いたNBI加熱研究室の皆様、有意義な議論や助言を頂いた加速器工学研究室の皆様に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- (1) 金子義彦 他；JAERI-M 91-095 (1991)
- (2) Y.Okumura and K.Watanabe；JAERI-M 92-024 (1992)
- (3) Y.Ohara；J. Appl. Phys. 14, 4711 (1978)
- (4) 奥村義和、小原祥裕、柴田猛順；JAERI-M 9653 (1981)
- (5) H.Tanaka, K.Hasegawa, Y.Okumura and H.Yokobori；Proc. 14th Symp. on Ion Source and Ion-Assisted Technology, Tokyo, p.35-38 (1991)
- (6) 鈴木靖生、花田摩砂也、奥村義和、田中政信；JAERI-M 92-156 (1992)

## 謝 辞

本実験において、装置の運転・保守などに協力を頂いた原子力エンジニアリング（株）の阿部宏幸氏に深く感謝いたします。そして、多大なご指導とご支援を頂いたNBI加熱研究室の皆様、有意義な議論や助言を頂いた加速器工学研究室の皆様に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- (1) 金子義彦 他；JAERI-M 91-095 (1991)
- (2) Y.Okumura and K.Watanabe；JAERI-M 92-024 (1992)
- (3) Y.Ohara；J. Appl. Phys. 14, 4711 (1978)
- (4) 奥村義和、小原祥裕、柴田猛順；JAERI-M 9653 (1981)
- (5) H.Tanaka, K.Hasegawa, Y.Okumura and H.Yokobori；Proc. 14th Symp. on Ion Source and Ion-Assisted Technology, Tokyo, p.35-38 (1991)
- (6) 鈴木靖生、花田摩砂也、奥村義和、田中政信；JAERI-M 92-156 (1992)