

大強度負水素イオン源の研究

小栗 英知

博士（工学）

総合研究大学院大学

数物科学研究科

加速器科学専攻

平成15年度

（2003）

目次

1. 序論	1
2. 体積生成型負水素イオン源	13
2.1. 負イオン生成メカニズム	13
2.2. 磁気フィルター	18
2.3. セシウム効果	21
3. イオン源の構造検討	23
3.1. ソースプラズマ生成方法	23
3.2. プラズマ生成室形状	26
4. 実験装置	30
4.1. 負水素イオン源の構造	30
4.1.1. プラズマ生成室	30
4.1.2. セシウム導入方法	36
4.1.3. ビーム引き出し系	40
4.1.4. 差動真空排気系	42
4.2. 負イオン源テストスタンド	45
4.3. ビーム電流測定	48
5. 実験結果と考察	51
5.1. ビームの高性能化	51
5.1.1. 磁気フィルター強度の最適化	51
5.1.2. アーク電圧の最適化	61
5.1.3. フィラメント長の最適化	75
5.1.4. バイアス電圧の最適化	83
5.1.5. セシウム効果の高効率化	86
5.1.6. 中性化ビーム損失の低減	88
5.1.7. ガス流量の最適化	90
5.1.8. エミッタンスとビーム輝度	95
5.1.9. 達成ビーム性能と他イオン源との比較	102
5.2. フィラメントの長寿命化	107
5.2.1. フィラメント本数	107
5.2.2. フィラメント電源とアーク電源接続方法	113
5.2.3. 異断面形状フィラメント	121
5.2.4. フィラメント寿命のアーク電流依存性	124
5.2.5. フィラメント寿命評価	126
6. まとめと今後の課題	127
謝辞	132
参考文献	133

1. 序論

高エネルギー加速器研究機構（KEK）と日本原子力研究所（原研）が共同で進めている大強度陽子加速器計画（J-PARC）は、ほぼ同時にスタートした米国のSNS計画と並ぶ世界の2大中性子源施設の一つとして、世界最高の陽子ビーム強度を持った加速器群を建設することを目指している。J-PARCは、図1に示す以下の加速器群で構成される[1]。

- ・ 400 MeV常伝導リニアック
- ・ 600 MeV超伝導リニアック
- ・ 3 GeV、333 μ A (1 MW) 陽子シンクロトロン
- ・ 50 GeV、15 μ A (0.75 MW) 陽子シンクロトロン

リニアックで400 MeVまで加速された陽子ビームを3 GeVシンクロトロン（以下、3GeV-PSと略す）に入射し、1 MWの強度をもつビームを生成して、原子核・素粒子物理、固体物理、物質科学、および構造生物学の分野の研究を展開する。これらの中で代表的なのは、陽子による原子核破砕反応で発生する中性子を用いた物質科学や構造生物学の研究で、従来のX線撮影や放射光を利用した測定では不可能だったタンパク質中の水素や水分子、またリチウム電池中のリチウム等の軽元素の姿を、中性子を利用して明瞭に捉え、物質の原子レベルの構造を詳細に調べることができる。また、中性子以外にミュオンビームを用いた μ SR（ミュオン・スピン・回転／緩和／共鳴）を始めとした物質科学の研究や、ミュオン触媒核融合研究も予定されている。これら3GeV-PSからのビームを用いた研究に加えて、リニアックのエネルギーを600 MeVに増強して加速器駆動核変換技術の開発研究に使用することも計画されている。

3GeV-RCSは50 GeVシンクロトロン（以下、50GeV-PSと略す）に対するブースターシンクロトロンの役割も果たし、3 GeVの陽子ビームを50GeV-PSに入射し、50 GeV陽子ビームを利用してK中間子ビーム、反陽子ビーム、ハイペロンビームおよび一次ビームを用いた原子核・素粒子物理の実験を行う予定である。K中間子ビームによって核物質中にストレンジ粒子を持ち込むことができ、これによって、ストレンジ粒子を不純物として注入した核物質を研究することができる。この他にも、CP対称性の破れ

を測定するK中間子の稀崩壊の測定、スーパーカミオカンデ検出器を用いてニュートリノ振動の測定なども計画されている。

J-PARCで使用する陽子リニアックの構成を図 2に示す。リニアックはまず、50 keVの負水素ビームをイオン源から引き出し、これを高周波四重極リニアック（Radio Frequency Quadrupole Linac：RFQ）に入射して3 MeVまで加速する。RFQではビーム加速と同時にマイクロバンチの形成も行う。RFQからのビームは、3台のアルバレ型ドリフトチューブリニアック（Drift Tube Linac：DTL）で50 MeVまで加速された後、32台の分離型ドリフトチューブリニアック（Separated Drift Tube Linac：SDTL）で190 MeVまで加速される。ここまでの加速器の加速周波数は324 MHzである。SDTLからのビームは、さらに環結合型結合空洞リニアック（Annular Ring Coupled Structure Linac：ACS）によって400 MeVまで加速され、3GeV-PSに入射される。ACSの加速周波数は972 MHzである。また、将来計画としてACSの下流に972 MHz超伝導空洞リニアック（Super Conducting Cavity Linac：SCC）を設置し、加速器駆動型核変換システム実験施設（ADS）に600 MeVのビームを供給する予定である。

3GeV-PSのビームパワー1 MWを達成するために、リニアックのピーク電流は50 mA、マクロパルスの時間幅は0.5 msec、3GeV-PSへのビーム入射繰り返し率は25 Hzと設定されている。将来的には、3GeV-PSとは独立にADSにも25 Hzでビームを入射する必要があるので、リニアックでは最大50 Hzのビーム繰り返し率が必要となる。3GeV-PSでのビーム取り出しの都合上、0.5 msecのマクロパルスの内部でさらにビームのON/OFFを繰り返す必要があり、この繰り返しの周期は733 nsec、このうちビームONの長さが396 nsecである（このパルスを中間パルスと呼ぶ）。この2段階のパルス構造のうち、マクロパルスの形成はイオン源で行う。

J-PARC用リニアックでは陽子ではなく負水素イオンを加速する必要がある。その理由は以下による。陽子シンクロトロンでは、シンクロトロン一周分の陽子を入射する（1回入射）だけでは得られるビーム強度が低いので、通常は、セプタム電磁石やバンプ電磁石により陽子の軌道を時間的に変化させて多重入射を行う。陽子（ H^+ ）が安定に周回する領域（アクセプタンス）はそれぞれのシンクロトロンで決まっており、この中にできるだけ密に H^+ を入射しようとする、一部の H^+ はアクセプタンスからはみ出して失われてしまい、ビーム強度を十分上げることができない。これに対し、負水素イオン（ H^- ）を用いた荷電変換入射では、炭素薄膜などの荷電変換フォイルをシ

シンクロトロン周回軌道とリニアックからの入射軌道の交点に置き、ここに H^- を通過させて電子を取り除いて H^+ に変換すると、もとの H^- と変換されてできた H^+ とは同一の磁場により互いに逆方向に偏向されるので、 H^+ はシンクロトロンを一周してこの点に戻ってくる。つまり、この荷電変換場所において新しい H^+ が発生することになり、Liouville'sの定理の制約を受けずに位相空間の同じ場所に H^+ を重ねて入射できる。この方法の場合、周回軌道に乗った H^+ がストリッパを通過するたびに受ける多重散乱や空間電荷効果など、他の不安定性によりビーム入射が制限されるまでビーム強度を上げることができる。J-PARCでもこの H^- による荷電変換入射方式を採用するため、リニアックでは負水素イオンを加速する必要がある。

以上のリニアック要求性能から、J-PARC用イオン源では、加速途中のビーム損失を考慮してピークビーム電流60 mA、パルスビームの時間幅と繰り返し率の積で表されるデューティーファクター2.5 % (= 0.5 msec × 50 Hz) の負水素イオンビーム引き出しが必要となる。また、J-PARCでは実験施設へ連続3週間(500時間)のビーム供給を行う必要がある。イオン源もそれに対応させるために、消耗部品(例えばフィラメントなど)の寿命は500時間以上を確保しなければならない。J-PARCおよびSNS計画でそれぞれ要求されている負イオン源の要求性能の詳細を表1に示す。

表1 J-PARCおよびSNS計画用負イオン源の要求性能

Project	SNS (US)	J-PARC (Japan)
Peak beam Current [mA]	35	60
Beam Energy [keV]	65	50
Pulse length [msec]	1.0	0.5
Repetition rate [Hz]	60	50
Duty Factor [%]	6.0	2.5
RMS emittance [π mm \cdot mrad]	0.15	0.20
Operation cycle [hour]	700	500

世界の主要加速器施設で実用機として稼働中の負イオン源の性能[2]と、SNSおよびJ-PARC用イオン源の要求性能の比較図を図 3に示す。上下の図は、ピークビーム電流に対するビーム輝度およびデューティファクターをそれぞれ示している。ビーム輝度は、ピークビーム電流をX方向およびY方向の90 %規格化エミッタンスの積で割った値である。図 3が示すとおり、稼働中のイオン源でJ-PARCまたはSNS計画用負イオン源に必要な性能を満たすものは存在しないことが分かる。つまり、J-PARCの要求性能を満たす負イオン源を開発することは、世界最高のビーム性能を達成することに他ならない。

負イオンの生成方式は、表面生成方式と体積生成方式に大別できる。表面生成方式は方式の違いからさらに、マグネトロン型、ペニング型およびコンバータ付きマルチカスプ型に分けられるが、今日、表面生成型負イオン源と言え、コンバータ付きマルチカスプ型を示すことが多い。

マグネトロン型負水素イオン源は、歴史的には、プラズマ中にセシウムを導入することによってビーム電流を増加した最初のイオン源である。マグネトロンの構造を図 4に示す[3]。マグネトロンでは、断面がレーストラック形状のアノードとその外側をとり巻くカソードとの間に冷陰極放電を発生させる。マグネトロンの動作原理を図 5に示す[2]。カソード軸と並行に強磁場を与えることで、電子が $E \times B$ ドリフトにより閉じ込められ高密度のプラズマが生成される。放電プラズマ中の正イオンがカソードシース部によって加速され、セシウムにより仕事関数が下げられたカソード表面に衝突し、表面から負イオンが高速で飛び出す。飛び出した負イオンの一部は放電プラズマ中を素通りしてビームとして高速のまま引き出され、残りは放電プラズマ中を通過し、アノードに設けた中性粒子溜めである溝の部分において、中性粒子と荷電変換衝突を起こし低速の負イオンとなりビームとして引き出される。負イオンがプラズマ領域を通過する際に消滅するのをできるだけ避けるために、イオン源を小型化し放電領域を薄くする努力がなされ、アノード～カソード間は0.5 mmまで薄くされている。このような動作原理のため、引き出されたビームは2つのエネルギー成分を持つことになり、高速成分の存在により得られるビームのエミッタンスが悪い。また図 3が示すとおり、マグネトロンは他の方式よりも高い負イオン電流が得られているが、高いデューティファクターでの運転実績は無く、最も高いBNLのマグネトロンでも0.5 %である。

ペニング型負水素イオン源の基本的な動作原理はマグネトロン型と同じで、セシウムが付着したカソード表面から飛び出す負イオンを利用する。ペニング型負水素イオン源の動作原理を図 6 に示す[2]。馬蹄形のような形状の相対するカソード面とセシウム導入孔をもつアノードで構成されるが、負イオンの引き出し口がマグネトロンのようにカソード面と相対していないので、負イオンの高速成分はビームとして引き出されない。よってマグネトロンよりも良好なエミッタンスを得ることができる。ペニング型の場合も、カソード面から負イオンが長い距離を輸送されることは好ましくないことから、カソード電極間の距離は1 cm以下である。

コンバータ付きマルチカスプ型負水素イオン源の動作原理を図 7 に示す[2]。筒状のプラズマ生成室を持ち、アノードとなる側壁には永久磁石を磁極の向きが交互になるように並べてマルチカスプ磁場を生成して放電プラズマを閉じ込める。放電プラズマは熱陰極放電によって生成する。負イオンビーム生成効率を上げるために、ペニング型のように低速負イオンではなく高速の負イオンを直接引き出すため、セシウムを付着させたコンバータをイオン引き出し孔前面に設置する。コンバータは生成室に対し数100 Vの負電圧を印加する。この方式は、マグネトロン型やペニング型と異なりプラズマ生成用電極とコンバータが独立しているので、コンバータの負イオン生成にかかわる電極電圧、電流、セシウム被膜率などの条件を自由に制御できる利点がある。この方式は、負イオンビーム生成のパワー効率は高いが、得られるビームのエミッタンスはあまり良くない。

一方、体積生成方式は、励起水素分子と電子との解離性付着反応を利用して放電プラズマ中で直接、負水素イオンを生成する方式であり、ここで取り上げた4種類の中では歴史的に最も新しい方式である。体積生成方式の動作原理を図 8 に示す[3]。この方式では、局在したシート状の横磁場をプラズマ生成室に設け、電子の温度領域を2分化する。そして高温電子領域内の水素分子が高温電子と衝突して励起水素分子が生成する過程と、低温電子領域内の励起水素分子に低温電子が付着して負水素イオンを生成する過程の2段階過程を使用する。ソースプラズマ生成は、熱陰極よる直流放電またはアンテナによる高周波放電を利用する。体積生成型方式はセシウムを添加しなくても比較的高いビーム強度が得られるのが特徴である。また、少量のセシウムを導入することでビーム強度が大幅に改善されることが見出されてからは、セシウム添加による体積生成型負イオン源の開発が盛んに行われるようになってきている。体積生成方式

は装置の大型化が容易であり、大容積のプラズマ生成室と大面積の多孔型電極を用いれば大量の負イオンビームを得ることができる。このため、体積生成型負イオン源は核融合の分野でも、プラズマの加熱・電流駆動に使用される中性粒子ビーム入射（Neutral Beam Injection : NBI）装置として研究開発が精力的に進められている。

以上、表面生成方式と体積生成方式についてそれぞれの特徴を詳しく述べてきたが、両方式の性能の違いをまとめると、表 2のとおりとなる。

表 2 表面生成方式と体積生成方式の性能比較

	表面生成方式	体積生成方式
入力パワー効率	高い	低い
ガス効率	高い	低い
ビーム輝度	低い	高い
デューティーファクター	低い	高い
セシウム添加	必要	不要 or 少量必要
その他	最新の研究成果が 少ない	現在の負イオン源開発 の主流

最近の陽子リニアックでは、イオン源の下流にRFQを使用するのが一般的であり、セシウム添加型イオン源を利用すると、セシウム蒸気がRFQ内部に流れ込む可能性がある。セシウムのRFQに対する影響について、現段階では十分なデータが存在しないが、RFQ内部に付着したセシウムが放電を誘発する心配がある。よって、陽子リニアックで使用する負イオン源では、セシウムは使用しないか、使用する場合でも可能なかぎり少量にすることが不可欠である。そのため、セシウム添加が必須である表面生成方式は、J-PARC用負イオン源の用途としては不向きであると考えざるを得ない。よって、J-PARC用イオン源は体積生成方式を採用することにした。しかし体積生成方式の場合、表 2に示すとおり表面生成方式と比較すると、入力パワー効率やガス効率が劣る。前者はソースプラズマを生成するために使用するフィラメントまたはアンテナコイルの寿命に影響し、後者はイオン源下流の残留ガスによりビームが多大な中性化損失を起こす可能性がある。よってこれらの問題を解決することが、J-PARC用イオン源実現のキーポイントとなる。

本論文は6章から構成される。第2章では本研究で採用した負イオン生成法である体積生成方式について、負イオン生成の原理およびイオン源の構造について述べる。第3章では、ソースプラズマ生成方法やプラズマ生成室形状の最適化など、イオン源の基本構造に関わる検討結果について述べる。第4章では、第3章で行った検討結果を基にして設計した負水素イオン源の詳細構造、およびビーム試験に使用したイオン源テストスタンドについて説明する。第5章では、製作した負イオン源について、負イオン生成効率に関わる種々のパラメータの最適化実験、中性化ビーム損失の低減化、およびエミッタンス測定と解析といったビームの高性能化研究の結果について述べる。(第5.1章)。さらにソースプラズマ生成用のフィラメントについて、フィラメントの消耗メカニズム、フィラメント寿命のフィラメント使用本数、フィラメント電源とアーク電源の接続方式、異断面形状フィラメントおよびアーク電流依存性測定といったフィラメントの長寿命化研究の結果について述べる(第5.2章)。そして第6章において、本研究で実施した解析および実験結果について総合的な評価と今後の研究の方針について考察する。

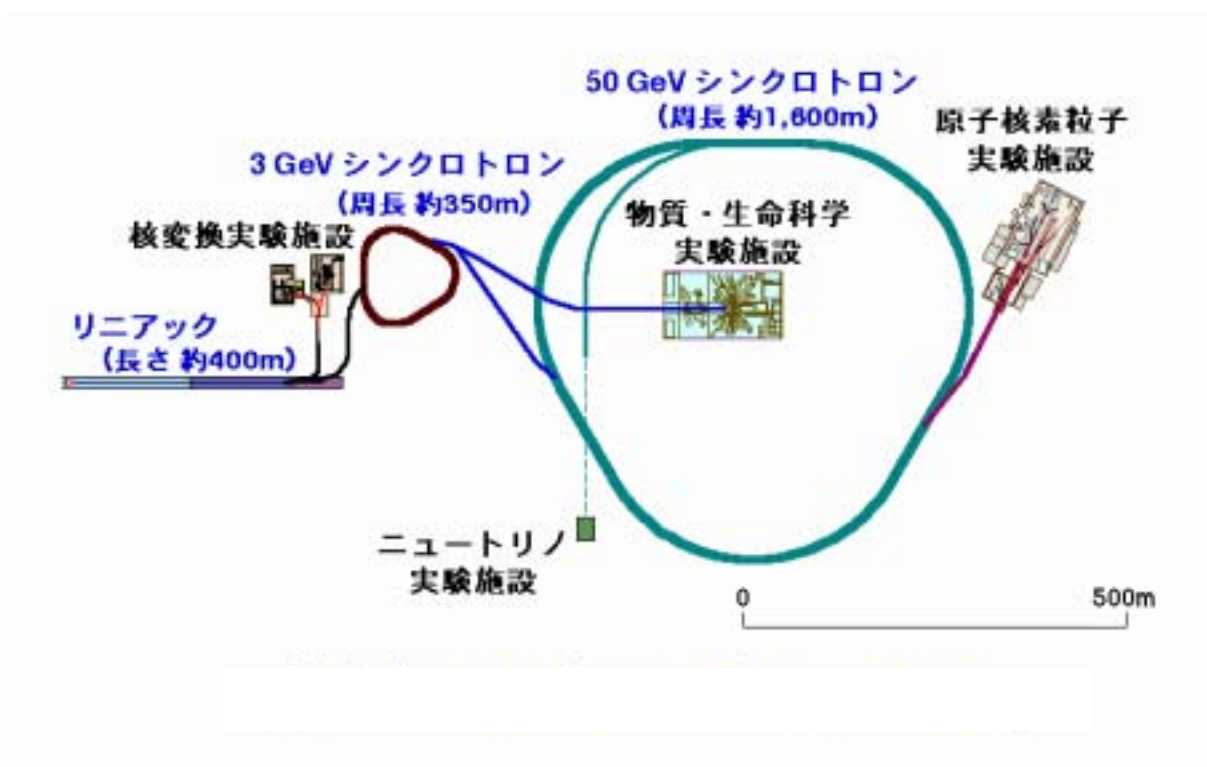


図1 大強度陽子加速器計画 (J-PARC) の加速器および実験施設の構成

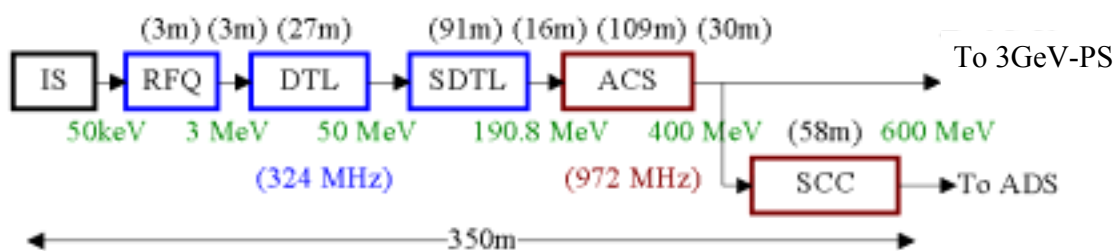


図2 J-PARC用リニアックの構成

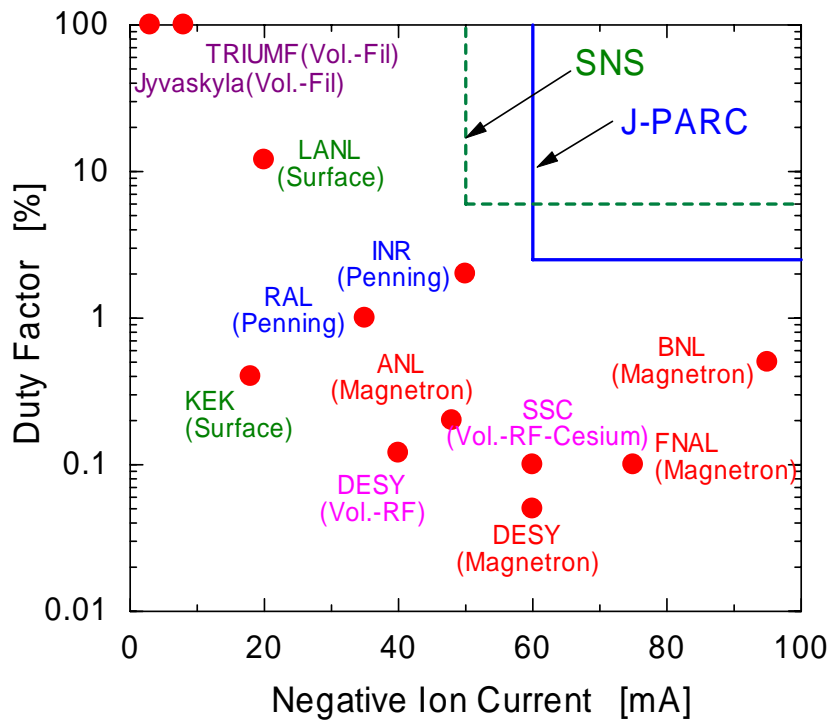
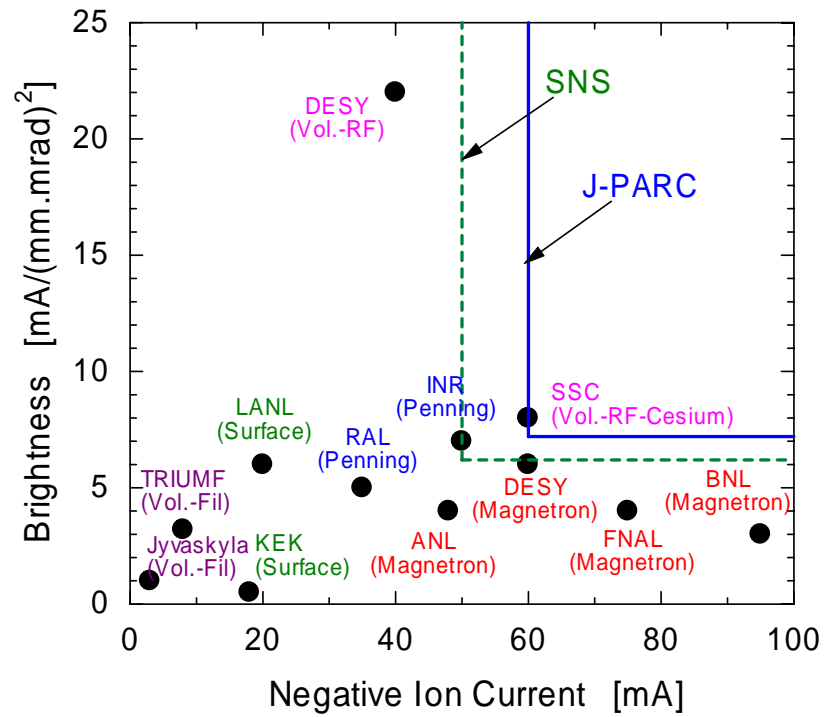


図3 他施設負水素イオン源実用機と、J-PARCおよびSNS用イオン源要求性能の比較
 (上図がビーム輝度、下図がデューティーファクターの負イオン電流依存性)

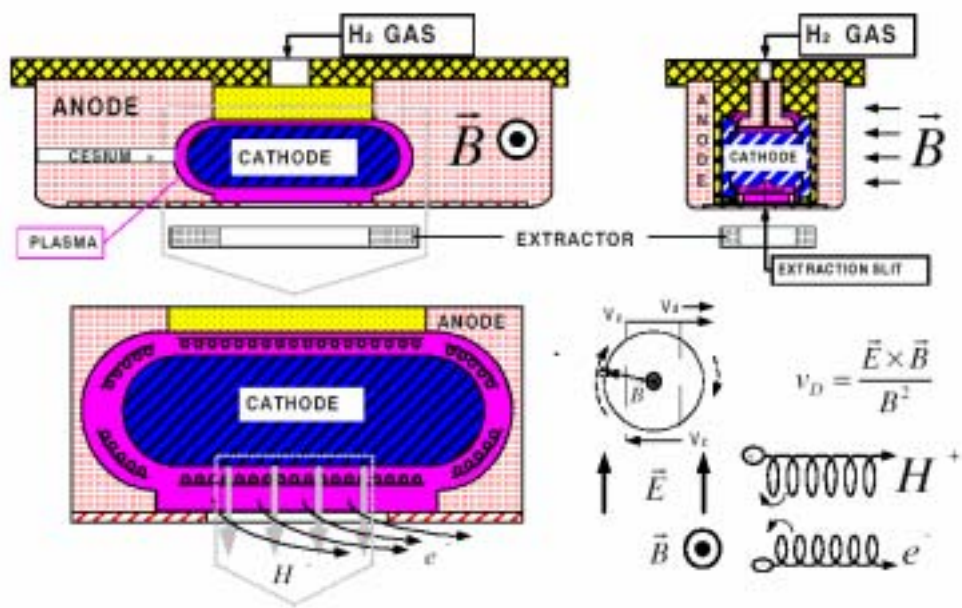


図4 マグネトロン型負水素イオン源の構造

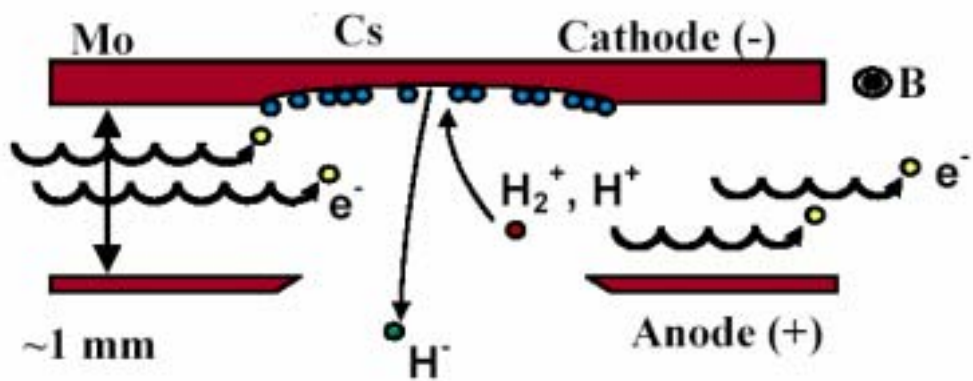


図5 マグネトロン型負水素イオン源の動作原理

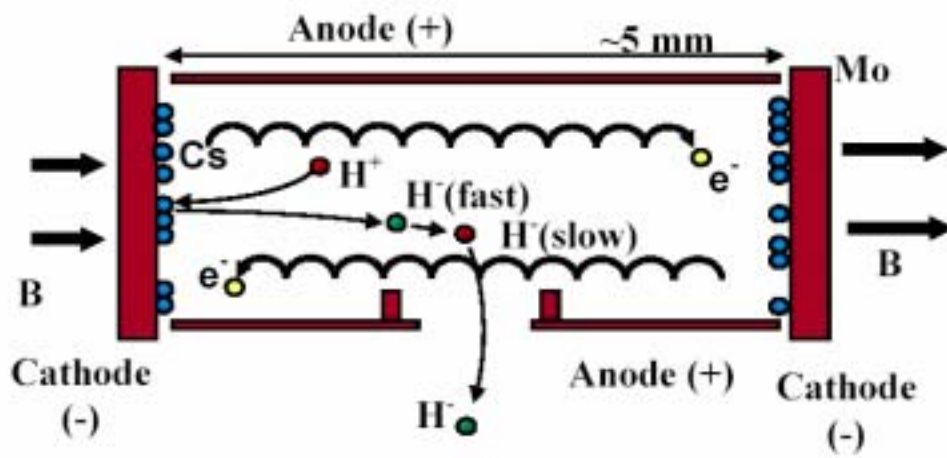


図6 ペニング型負水素イオン源の動作原理

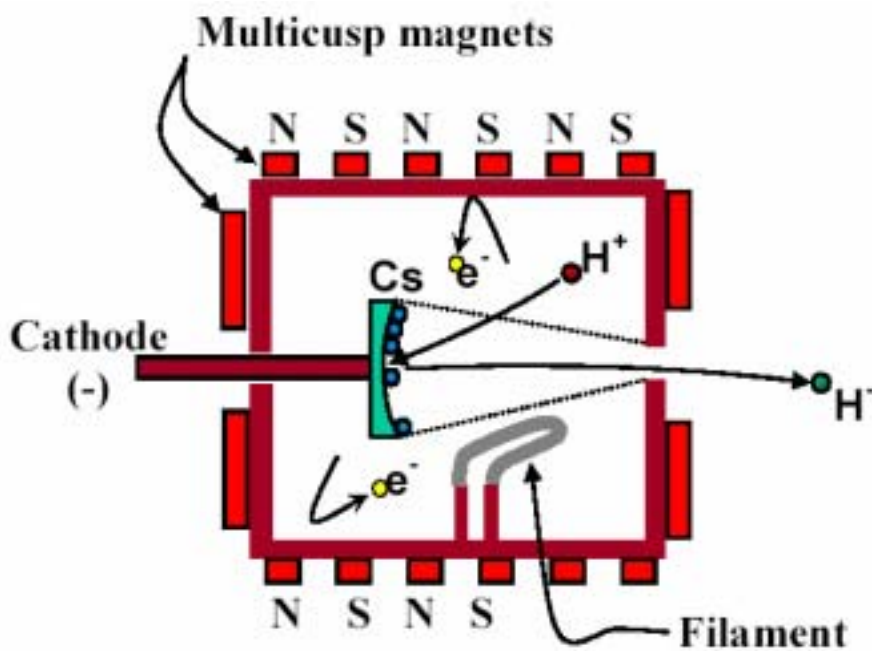


図7 コンバータ付きマルチカスプ型負水素イオン源の動作原理

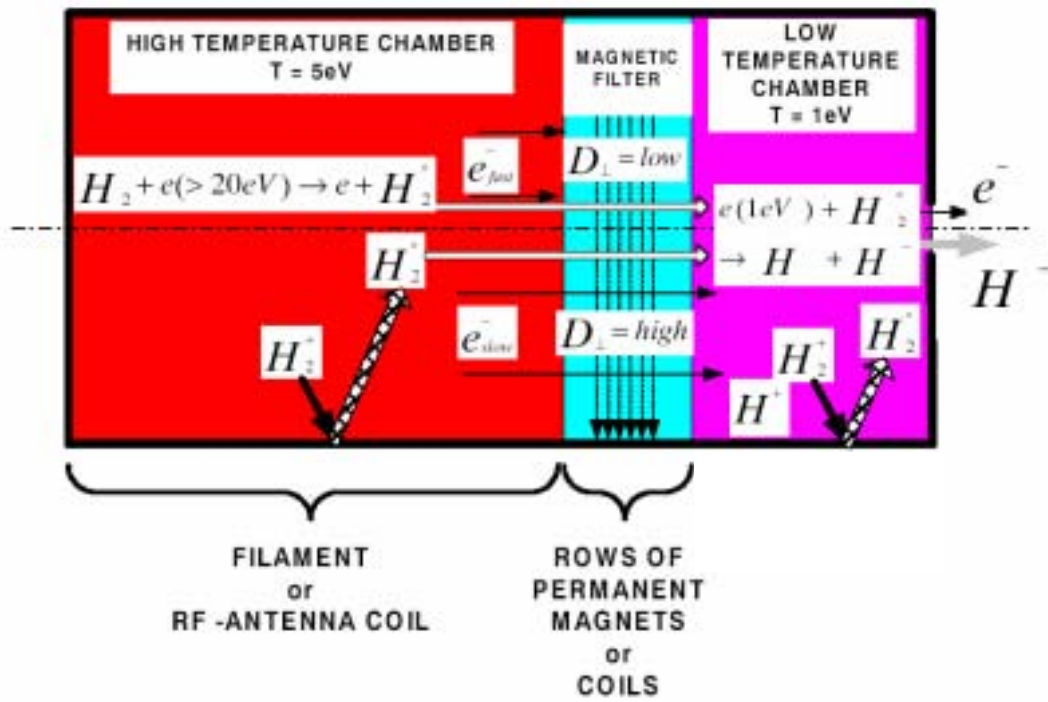
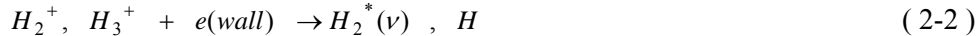


図 8 体積生成方式負水素イオン源の動作原理

2. 体積生成型負水素イオン源

2.1. 負イオン生成メカニズム

体積生成方式は、放電プラズマ中の衝突過程により生成される負イオンを利用する方法である。この方式が脚光を浴びたのは、1977年にBacalらが通常のアーク放電において条件を選ぶと正イオンの30 %以上の大量の負イオンが存在することを見出し[4][5]、かつ、それが広く認められて以来である。Bacalらが見出した負イオン密度は、当時知られていた負イオン生成過程で予想される値よりも2桁大きく、それを説明するためにPolar dissociationをはじめとする様々な仮説が唱えられた。今日では、主に次の2段階過程によって負イオンが生成されると考えられている。第1段階では、主に以下に示す反応によって振動励起状態の水素分子が生成される。



ここで v は励起レベルを表す。(2-1)式は水素分子と高速電子との衝突反応であり、(2-2)式は水素分子イオンが壁での中性化に伴って、その一部が振動励起状態でプラズマ中に戻ってくる反応である。第2段階では、振動励起された水素分子に低速の電子が衝突して解離性付着反応により負水素イオンが生成される。



この反応の特徴は、反応断面積が励起準位に強く依存することである。Wadehraらの計算によると[6]、基底状態($v=0$)のときの断面積は電子エネルギー3.75 eVで最大となり $2.8 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ である。励起準位が高くなると反応断面積が急増し、また最大となる電子エネルギーも下がる。例えば $v=9$ のときの最大反応断面積は $4.3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ で、基底状態よりも5桁以上大きな値となる。これに対応する電子エネルギーは0.14 eVである。よって、 $\sim 1 \text{ eV}$ 以下の電子が解離性付着反応に重要な役割を担っていると言える。

負イオン生成には、解離性付着反応以外にも様々な反応がある[7][8]。反応の種類とその最大断面積、およびそれに対応する電子エネルギーについてまとめたものを、表3に示す。

表3 水素プラズマ中における負水素イオンの生成過程

Process	Reaction	σ_{\max} [cm ²]	$E\sigma_{\max}$ [eV]	ref
Dissociative attachment	$H_2^*(\nu) + e(\approx 1eV) \rightarrow H^- + H$	4.3×10^{-16}	~ 0.14	[6]
Dissociative recombination	$H_2^+ + e \rightarrow H^- + H^+$	10^{-17}	3	[7]
	$H_3^+ + e \rightarrow H^- + H_2^+$	1.6×10^{-18}	7.5	[8]
Polar dissociation	$H_2 + e \rightarrow H^- + H^+ + e$	1.7×10^{-20}	38	[7]
Radiative capture	$H + e \rightarrow H^- + h\nu$	2.6×10^{-22}	0.7	[7]

最も反応断面積が大きいのは解離性付着（Dissociative attachment）反応であり、その次は水素分子イオンが関与する解離性再結合（Dissociative recombination）反応である。その他の反応はこれら2つの反応と比較して断面積が2桁以上低いので、ほとんど無視できる。これら2つの反応のうち、解離性付着反応が負イオン生成の重要な役割を果たしていることをLeungらが実験的に示した[9]。Leungらは水素とキセノンの混合ガス放電を行い、放電電圧を水素の電離電圧13.6 eV以下に下げ（キセノンの電離電圧は12.1 eV）、原理的に水素の正イオンの存在しないプラズマを作った。図9に実験結果を示す。図中の(a)の状態が放電電圧11 Vであり、左図のスペクトルが示すとおり水素イオンが存在しない状態である。それにもかかわらず右図のスペクトルが示すとおり負イオンが存在することから、正イオンを経由しないプロセスが負イオン生成の主要であることが明らかになった。なお、図9において放電電圧が変化すると負イオンのピーク値も変化するのは、放電パワーに伴ってプラズマ生成室内の電子の量が変化することからである。

負水素イオンの電子の結合エネルギーは約0.75 eVと低いので、付着した余分の電子は容易にはぎ取られてしまい、負イオンは消滅してしまう。負イオンの主な消滅過程を表4にまとめる。

表4 負水素イオンの消滅過程

Process	Reaction	σ_{\max} [cm ²]	$E\sigma_{\max}$ [eV]	ref
Collisional detachment	$H^- + e_f \rightarrow H + 2e$	4.3×10^{-15}	15	[7]
	$H^- + H \rightarrow 2H + e$	1.6×10^{-15}	500	[7]
	$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e$	10^{-15}	10^4	[7]
Charge transfer	$H^- + H^+ \rightarrow 2H$	2.5×10^{-13}	0.15 (c.m.)	[7]

表4が示すとおり、負水素イオンの消滅過程に対する反応断面積は、表3に示した生成過程に対する断面積よりもはるかに大きい。特に、水素イオンが関与する荷電変換（Charge transfer）反応の断面積は、生成過程のうちで最も大きな断面積をもつ解離性付着反応よりも3桁近く大きい。大きなプラズマ生成電力を使用するイオン源では、プラズマの電離度が比較的高く水素イオンが多量に存在するので、負イオン消滅に大きな影響を与える。また、電子が関与する衝突脱離（Collisional detachment）反応は、数 eV以上の電子に対してその衝突断面積が急激に大きくなるので、負イオンの消滅を抑えるという観点からも電子温度は1 eV以下に低くする方が望ましいことになる。

ここで、負イオン密度に関する簡単なスケーリング式を導いてみる[10]。先に示したように負イオン生成は、高速電子による振動励起水素分子の生成と、それに続く低速のプラズマ電子による解離性付着反応、消滅は水素イオンによる荷電変換反応が支配的である。このとき、負イオンの生成と消滅のレート方程式から負イオン密度 n_- は以下の式で与えられる。

$$n_- = n_v n_e \langle \sigma v \rangle_{DA} / n_+ \langle \sigma v \rangle_{CT} \quad (2-4)$$

ここで $\langle \sigma v \rangle_{DA}$ および $\langle \sigma v \rangle_{CT}$ は、それぞれ解離性付着反応および荷電変換反応の反応率である。 n_+ と n_e はそれぞれ正イオン密度および電子密度を示す。また、振動励起水素分子密度 n_v は以下の式で与えられる。

$$n_v = N_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{EX} \tau_v \quad (2-5)$$

ここでは N_0 は水素分子密度、 n_f は高速電子密度、 $\langle \sigma v \rangle_{EX}$ は(2-1)式の過程の反応率である。また τ_v は振動励起水素分子の寿命を表す。(2-4)式に(2-5)式を代入し、プラズマ中の正イオン密度と電子密度がほぼ等しい ($n_+ = n_e$) と仮定すると、

$$n_- = N_0 n_f \langle \sigma v \rangle_{EX} \tau_v / \langle \sigma v \rangle_{CT} \quad (2-6)$$

の式を得る。すなわち、負イオン密度は高速電子密度および水素分子密度に比例して増加することになる。アーク放電によりプラズマを生成する場合は、高速電子密度はアーク電流に比例すると考えられるので、きわめて大雑把ではあるが、負イオン密度はアーク電流およびプラズマ生成室内ガス圧に比例して増加すると言える。

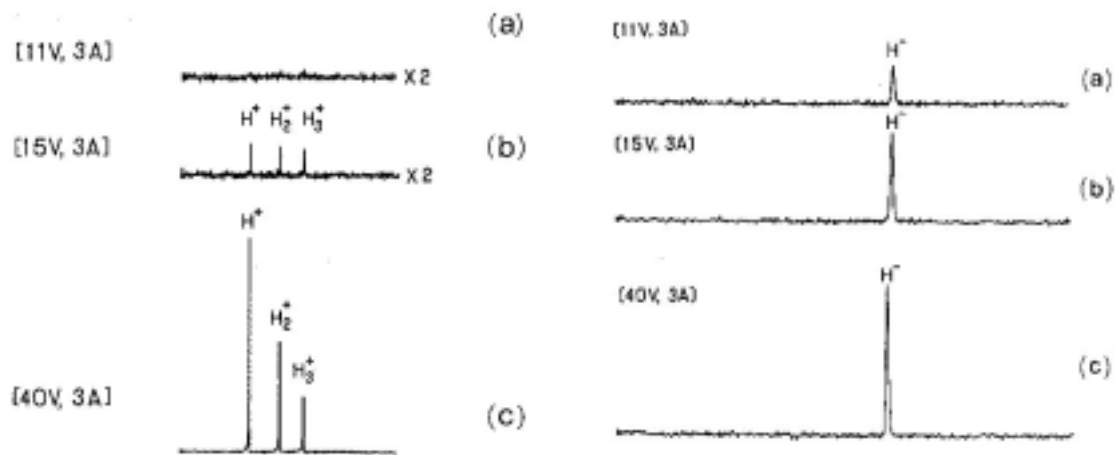


図9 水素 - キセノン混合ガス放電実験結果 [9]
 (左図は水素イオンのスペクトル、右図は左図に対応した負イオンのスペクトル)

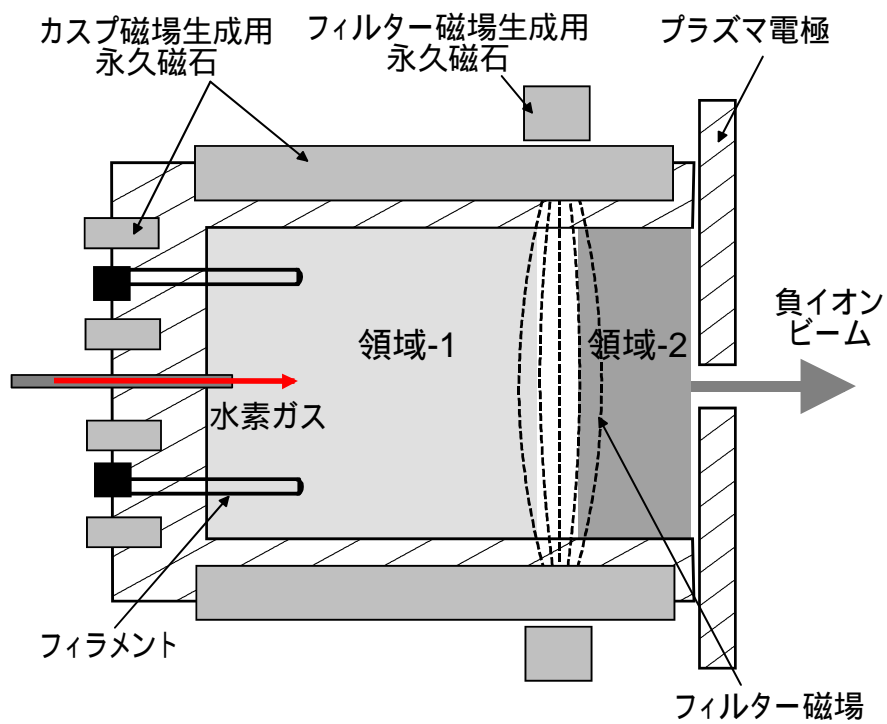
2.2. 磁気フィルター

前述したように、負イオンの生成過程と消滅過程はいずれも電子との衝突過程であるが、それぞれ異なった電子エネルギー依存性をもち、その最適値は大きくずれている。負イオン密度を高めるには、イオン源のプラズマ領域を温度の高い電子領域と低い電子領域に分離し、それぞれの領域で(2-1)式および(2-3)式の2段階の生成過程が最適になるように電子温度を最適化する必要がある。この方法をタンデム方式といい、体積生成型負イオン源のほとんどがこの方式を用いている。体積生成型負イオン源の一般的な構造を図10に示す。電子の温度領域を2分化するために、局在したシート状の横磁場(磁気フィルターと呼ぶ)をプラズマ生成室に設ける。磁気フィルターの生成方式には、図11に示すように、主にロッドフィルター、外部フィルターおよびPGフィルターの3種類の方式が存在する。

ロッドフィルターは、プラズマ中に中空の金属(ロッド)を通し、ロッドの中に永久磁石を入れて磁気フィルターを生成する方式である。電極のビーム引き出し孔付近に比較的強い磁場を発生することができるが、ロッド自体がプラズマ中に存在することになり、ここでプラズマが損失し、プラズマ生成効率が下がるおそれがある。

外部フィルターは、プラズマ容器の外側にフィルター用の磁石を並べる方式であり、ロッドフィルター方式のようにプラズマ中に障害物が存在しないという利点があるが、プラズマ容器が大きくなると、ビーム引き出し孔付近に十分な強さの磁気フィルター生成が困難となる。

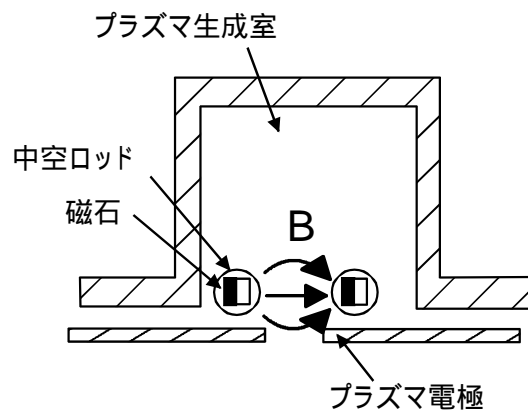
PGフィルターは、プラズマグリッド(PG:ビーム引き出し系においてプラズマに接した第1電極)に大電流を流して横磁場を作る方式であり、広範囲のビーム引き出し面にわたって一様な磁気フィルターを発生することができ、核融合NBI装置用負イオン源に用いられている[11]。上記の2方式のような永久磁石を使用する方式に比べ、電流値を変えるだけでフィルター強度の最適化を容易に行えるという利点も持つ。しかし、磁場を発生させるために使用する大電流電源を高電圧上で動作させる必要があり、イオン源電源システムが大規模となるので、加速器用の負イオン源では使用されていない。



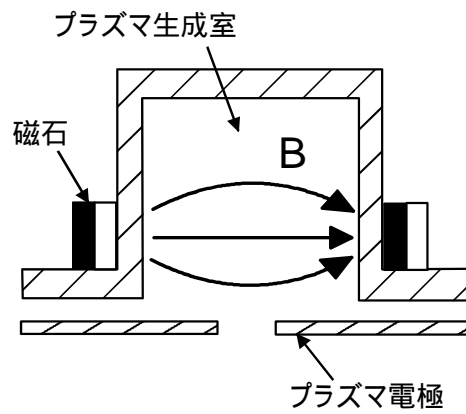
*領域-1：高電子温度領域
 $\text{H}_2 + \text{e}^- (>40 \text{ eV}) \rightarrow \text{H}_2^*(\text{v}) + \text{e}^-$

*領域-2：低電子温度領域
 $\text{H}_2^*(\text{v}) + \text{e}^- (<1 \text{ eV}) \rightarrow \text{H}^- + \text{H}$

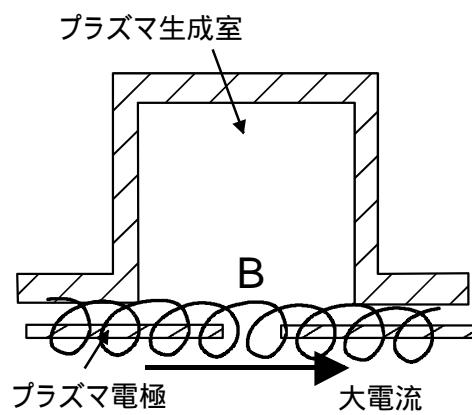
図 10 体積生成型負イオン源の構造



(1) ロッドフィルター方式



(2) 外部フィルター方式



(3) PGフィルター方式

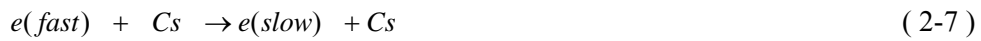
図 11 体積生成型負イオン源で使用する主な磁気フィルター方式

2.3. セシウム効果

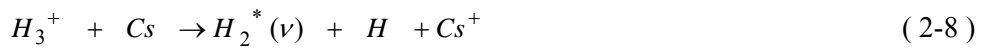
体積生成型負イオン源に少量のセシウムを加えることにより、負イオン生成効率が大幅に改善されることが見出されてからは、セシウム添加による負イオン生成の高効率化研究や、セシウム効果の機構解明研究が盛んに行われるようになった。

体積生成型負イオン源におけるセシウム添加によるビーム強度増加については、幾つかの理由が考えられる。まず放電容器内にセシウムが拡散することによって生じる効果（体積効果）として、次の反応が挙げられる。

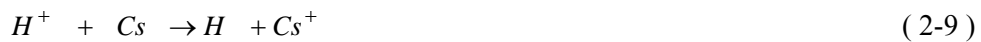
低速電子密度の増加



水素分子イオンとセシウムによる励起水素分子の生成



水素イオンおよび水素原子とセシウムによる負水素イオンの生成



また、放電容器の金属表面にセシウムが付着することによって生じる効果（表面効果）としては、次の反応が挙げられる。

壁表面での負水素イオン生成



壁表面での励起水素分子生成



セシウム添加時の負イオン生成について、体積効果と表面効果のどちらの寄与が大きいか、KEKグループや原研NBIグループなどによって調べられている[12][13]。そのうち原研NBIグループの実験についてここで紹介する。原研グループでは、プラズマ生成室壁を加熱して積極的に生成室内のセシウム密度を増加させ、セシウム密度とプ

プラズマパラメータの相関を調べた。その結果、生成室内のセシウム密度を上げて電子温度やイオン飽和電流密度がほとんど変化しないことが観測され、負イオン生成効率に対するセシウムの体積効果（(2-7)式から(2-10)式までの反応）の寄与は低いことが分かった。次に、プラズマグリッド（プラズマ電極）温度だけを上げて、負イオン電流とプラズマグリッド表面の仕事関数の変化を調べたところ、図 12に示すとおりグリッド温度に対する両者の変化の仕方が一致することも分かった。以上の実験結果から、セシウム効果の主たる原因は、プラズマグリッドでの表面効果と結論されている。

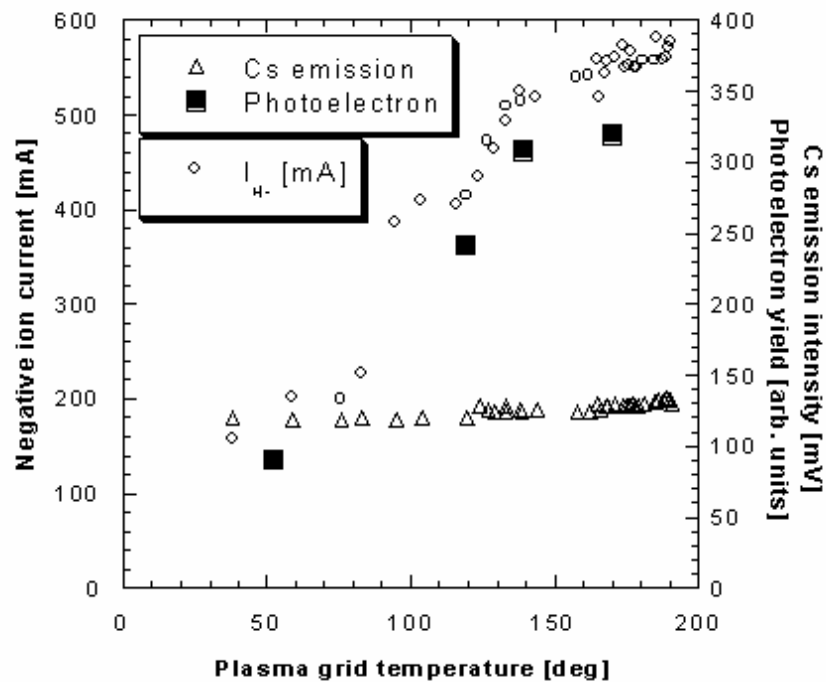


図 12 プラズマグリッド温度の変化に伴う負イオン電流、グリッド表面からの光電子発生量、セシウム発光強度の変化（原研NBIグループの実験 [13]）

3. イオン源の構造検討

3.1. ソースプラズマ生成方法

ソースプラズマの生成方法は、放電の入力形態から直流放電、高周波放電およびマイクロ波放電がある。直流放電は熱フィラメントによるアーク放電が主流であり、加速器のみならず核融合NBI装置用イオン源としても広く使用されている。しかし、大強度のビームを得るために数10 kW規模のアーク放電電力が必要となるので、フィラメントの寿命が問題となってくる。

高周波放電は、数 MHzから数10 MHzの高周波を使った放電によりプラズマ生成を行う。従来は、ガラスなどの絶縁物質でプラズマ生成室を作り、その外側に高周波コイルを設置するものが一般的であったが、最近では、誘導コイルを直接プラズマ生成室内に入れて高周波放電を発生させるものが開発されている。KEKで開発中の負水素イオン源は、直流放電と高周波放電の切り替えが可能な構造となっており、高周波放電と直流放電の比較実験により、負イオンと同時に引き出される電子電流は、高周波放電の方が直流放電よりも高いことが示されている[14]。

米国ローレンス・バークレー国立研究所 (LBNL) で開発が行われているSNS計画用負水素イオン源でも高周波放電が採用されている。SNS用負イオン源R&D機の構造図を図 13に示す[15]。このイオン源では、Porcelain皮膜加工を施した銅パイプ水冷アンテナをプラズマ生成室内に入れ、2 MHzの高周波放電によりソースプラズマを生成している。電子電流値は高く、特にセシウム未添加状態では条件によっては負イオン電流の50倍程度になり、電子の影響によりビーム引き出し系で放電が頻発している[15]。SNS用負イオン源実機では、電子対策としてプラズマ電極に強力な永久磁石を設置し、負イオンと同時に引き出された電子をこの磁場で180度偏向させ、再びプラズマ電極に戻す方法を採用している。この方法だと、電子は原理的に加速を受けないため、電子による放電の誘発、電極への過大な熱負荷は回避できる。しかし、電子を180度偏向するほどの強磁場を使用するので、これによる負イオンのビーム軌道の偏向も無視できない。これを補正する方法として、図 14に示すようなチルトシステムを用いて電極に傾きを与え、この結果生ずる偏向電場により負イオンビームの補正を行うことにして

いる[16]。引き出されるビームのエミッタンスは、負イオン電流50 mAのときに $0.3 \pi \text{mm.mrad}$ (RMS)程度であり[17]、あまり良くない。アンテナの寿命は現段階では、デューティファクター6%運転にて107時間であり、さらなる研究開発で200~300時間の寿命が見込まれている[17]。

マイクロ波放電は、正イオン源の分野では2.45 GHzのマイクロ波を使用したECR（電子サイクロトロン共鳴）イオン源がよく使用されており、最近これを負イオン源に応用しようという試みがある[18][19][20]。ECRイオン源の場合、アーク放電方式や高周波放電方式のようにソースプラズマ中にプラズマ生成部品が存在しないので、イオン源の寿命が従来の負イオン源と比較して飛躍的に延びる可能性がある。しかし現状、どのECR負水素イオン源も、J-PARCで必要とされる負イオン電流のレベルには達していない。

以上、説明したように、3種類のプラズマ生成方法のうち、直流放電方式または高周波放電方式がJ-PARC用イオン源として使える見込みがある。しかし、KEKおよびLBNLで実施された高周波放電方式の結果を見ると、直流放電と比較して電子電流が多いこと、また、アンテナ寿命は、現状では熱フィラメントと比較して明らかな差があるとは言えない。一方、直流放電の場合は、核融合NBI装置用イオン源など分野で十分な実績があり、唯一の問題は熱フィラメントの寿命だと考えられるので、これさえ解決できれば直流放電の方がJ-PARC用負水素イオン源の実現の可能性が高いと考えられる。よって、本研究では直流放電によるソースプラズマ生成方式を採用することとし、要求ビーム性能の達成と同時に、フィラメントの長寿命化研究を行うことを本研究の方針とした。

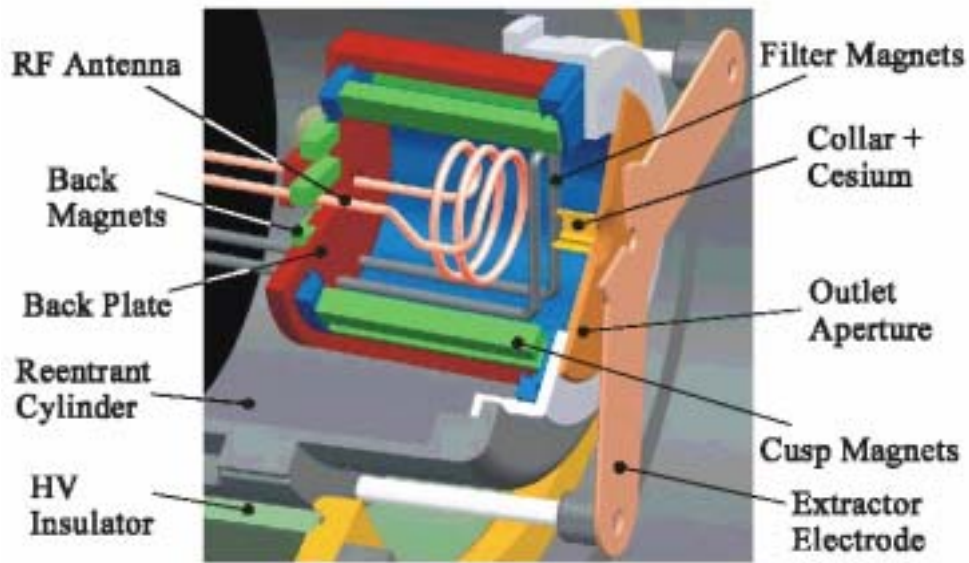


図 13 SNS用負水素イオン源R&D機の構造 [15]

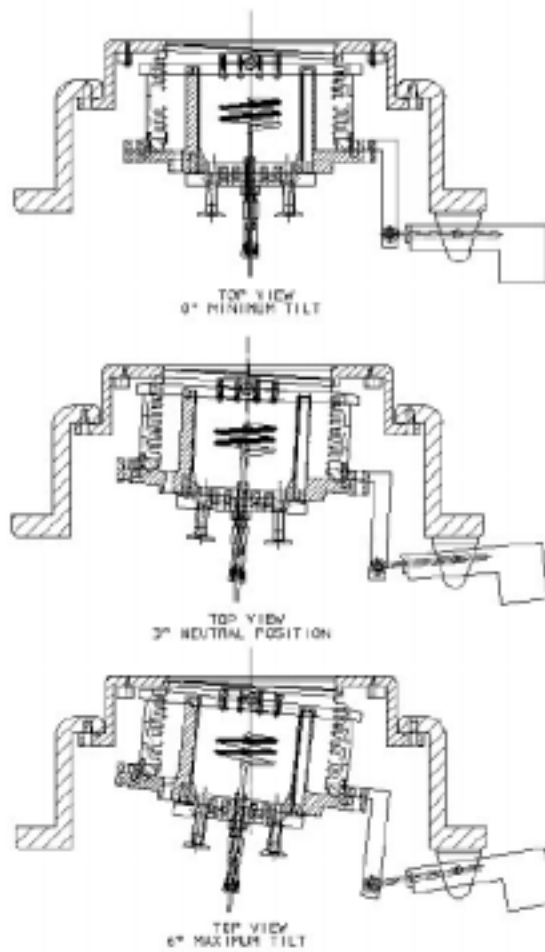


図 14 SNS用負水素イオン源のビーム引き出し系チルト機構 [16]

3.2. プラズマ生成室形状

原研で開発されている4台の核融合NBI装置用負イオン源について、プラズマ生成室形状と動作ガス圧（ビーム引き出しに必要な生成室内水素ガス圧力）、および負イオン電流密度を、表5にそれぞれ示す[21]。ここで示したイオン源は、全てセシウムを使用した体積生成型負イオン源であり、ソースプラズマはフィラメントを用いたアーク放電方式で生成している。

表5 原研の核融合NBI用セシウム添加型負水素イオン源の主要諸元 [21]

	JT-60 Source	Kamaboko	10A Source	Long Pulse Source
H ⁻ ion beam achieved	18 A, 360 keV 1 sec	2.1 A, 50 keV 60 sec	10 A, 50 keV 1 sec	0.8 A, 50 keV CW
Chamber Dimension	70 cm × 122 cm	34 cm × 34 cm	48 cm × 23 cm × 16 cm	22 cm × 18 cm
Arc Power [kW]	160	50	56	17
J _{H⁻} [mA/cm ²]	11	30	37	22
Surface Power Density [W/cm ²]	4.64	9.18	12.5	8.49
V/S [cm]	13.4	5.5	4.1	3.4
Source Pressure [Pa]	0.15	0.3	1	1

表5に記載した原研の負イオン源、および核融合科学研究所の負水素イオン源について、負イオン電流密度（J_{H⁻}）とプラズマ生成室表面エネルギー密度の関係を図15に示す[21]。縦軸のJ_{H⁻}は負イオン電流密度（単位面積当たりの電極孔から引き出されるビーム電流）、横軸は表面エネルギー密度（アークパワーをプラズマ生成室全表面積で割った値）をそれぞれ表す。第2.3章で示したとおり、セシウム添加時の主たる負イオン生成過程は表面効果であるので、負イオン電流密度は表面への粒子束、つまり、表面へのエネルギー密度に比例して増えるはずであり、実際に図15は、それを示している。

後述するように、特に負イオン源の場合、イオン源出口の残留ガスが多いとビームの中性化損失が顕著となる。よって、大電流ビームを得るためには、イオン源の運転ガス圧をできるだけ低減することが必要となる。プラズマ生成室内の動作ガス圧と、生成室の体積 / 表面積比 (V/S) の関係を図 16 に示す[21]。横軸のV/Sはプラズマ生成室の体積を全表面積で割った量である。図 16 が示すとおり、動作ガス圧とV/Sはほぼ反比例の関係にあり、低ガス圧で運転するにはV/Sを大きくする必要があることが分かる。V/Sが大きなプラズマ生成室は、大容積とすること、そして細長いものより球形に近い形状とすることで実現できる。

今回開発したイオン源のプラズマ生成室の寸法は、以下に示す考察により決定した。J-PARC用負イオン源の要求ビーム電流値は60 mAである。電極のビーム引き出し孔の口径は、加速器用イオン源では通常、6 mm から10 mm ぐらいの間を選ぶのが一般的である。大電流ビームを得るには口径は大きい方が良いが、その分、ビームサイズが大きくなるためにビームエミッタンスの増大につながり、またビーム電流密度も下がるので [22]、適当な寸法が存在する。本研究では暫定的に8 mm を選択した。よって、60 mAのビーム電流を得るには、電流密度120 mA/cm²を達成する必要があることになる。120 mA/cm²を得るのに必要な表面エネルギー密度を図 15の直線から外挿して求めると、~40 W/cm²となる。一方、プラズマ生成室の径寸法については、フィラメント、セシウムオープンおよび水素ガスの導入ポートの設置スペースを確保するために、最低でも15 cm 程度が必要となる。また径が大きくなると、磁気フィルターとして外部フィルターを選択した場合、十分な強度を生成できないことになるので、あまり大きな径寸法にはできない。よって、本研究では、生成室の径寸法は、必要な導入ポートが設置できる最低寸法である15 cm とした。必要アークパワーを30 kWおよび50 kWの2種類についてケーススタディを行うと、40 W/cm²を得るのに必要な生成室表面積は、それぞれ750 cm²および1250 cm²となる。表面積が決まれば生成室体積が自動的に決まり、ここから生成室の高さが決定される。そして生成室の形状が決まれば体積 / 表面積比 (V/S) が決まるので、イオン源の動作ガス圧が図 16により予想できる。ここで述べた検討結果を表 6にまとめる。

表6 予想されるアークパワーとプラズマ生成室形状および動作ガス圧の関係

Arc Discharge Power [kW]	30	50
Chamber Surface [cm ²]	750	1250
Chamber Height [cm]	8.4	19.0
Chamber Volume [cm ³]	1488	4300
V/S [cm]	1.98	2.69
Source Pressure [Pa]	~ 3.0	~ 1.5

(条件：ビーム電流密度 = 120 mA/cm²、生成室径寸法 = 15 cm)

アークパワーを30 kWに選択すると、動作ガス圧は3 Pa程度になると予想されるのに対し、50 kWの場合は1.5 Pa程度となる。また30 kW時の生成室の形状は、径寸法15 cm、高さ8.4 cmと平たい円柱形状となり、一般的な体積生成型負イオン源の生成室構造と比べて特異な形状である。以上の考察から、本研究ではプラズマ生成室の形状を、直径15 cm、長さ20 cmの円柱型とすることに決定した。

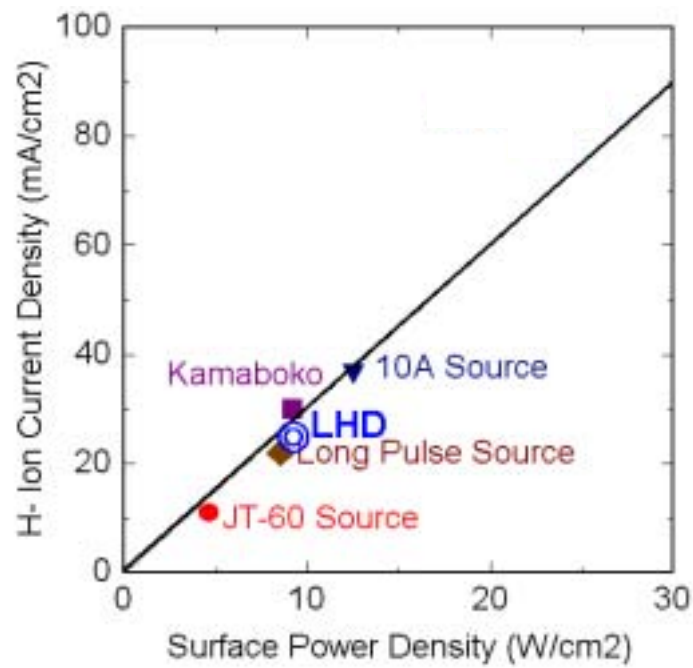


図 15 原研および核融合研で開発したセシウム添加型負水素イオン源の負イオン電流密度とプラズマ生成室表面入力パワーの関係 [21]

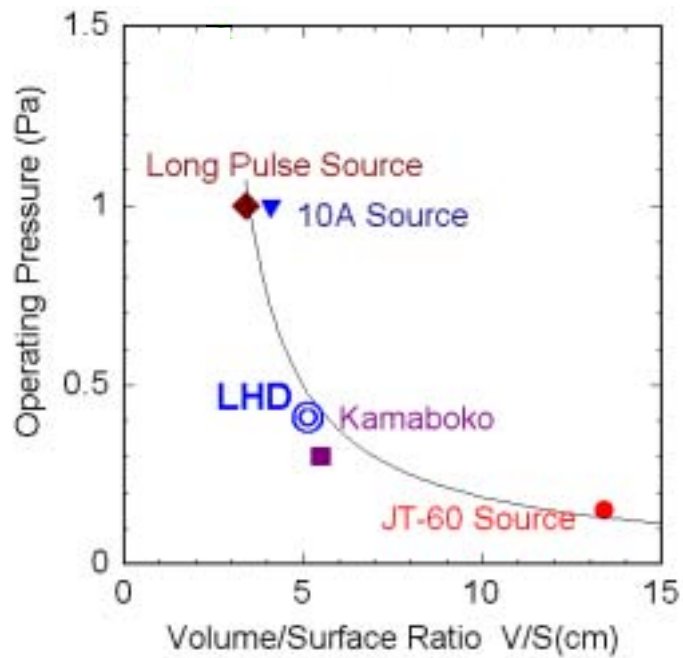


図 16 原研および核融合研で開発したセシウム添加型負水素イオン源の動作ガス圧と生成室体積 / 表面積比の関係 [21]

4. 実験装置

本研究で製作した体積生成型負イオン源の全体構造およびその写真を図17、図18にそれぞれ示す。本イオン源は、負イオン生成効率を上げるための詳細な実験を行うことを前提として設計されている。具体的には、プラズマ生成室をインシュレータの外側に設置し、プラズマ生成室の磁石配置を容易に変えることが出来る構造となっている。負イオン生成に必要な磁気フィルターは、外部フィルター方式を採用している。ビーム引き出し系は、3枚の電極とイオン源出口の真空度を向上させる目的の差動真空排気ポートから構成されている。以下に、イオン源および実験装置の詳細について述べる。

4.1. 負水素イオン源の構造

4.1.1. プラズマ生成室

イオン源プラズマ生成室の形状は、直径150 mm、長さ200 mmの円筒型で、材質は無酸素銅である。生成室の側壁および上蓋には永久磁石を設置し、ソースプラズマ閉じ込め用のマルチカスプ磁場と体積生成方式に必要なフィルター磁場を生成する。プラズマ生成室の永久磁石溝の配置を図 19に示す。永久磁石溝は側壁に11列有り、それぞれの列に16個の磁石溝が等間隔で同心円状に並べられている。磁石溝の寸法はそれぞれ10 mm×10 mm×15 mmである。上蓋には8個の磁石溝があり、側壁の最上部の磁石とマルチカスプ磁場を形成するように配置されている。永久磁石は日立金属社製Nd-Fe-B系希土類磁石（HS40CH）を使用しており、この磁石の残留磁束密度は12.3～13.1 kGauss である。

ソースプラズマ生成は、直径1.5 mmのタングステン製フィラメントを生成室内に挿入し、フィラメントと生成室間に最大150 Vの電圧（アーク電圧と呼ぶ）を印加してアーク放電を発生させて行っている。今回使用したフィラメントおよび導入端子の形状を図 20に示す。フィラメントの材質は、日本タングステン社製のB701ロッドと呼ばれるタングステンで、形状はヘアピン型である。フィラメント導入端子は同軸形状であるので、フィラメント交換の際はプラズマ生成室の上蓋を外す必要が無く、メンテナンス性に優れている。フィラメントは導入端子先端のモリブデンチップに圧入して端

子に固定している。フィラメントは2本または3本使用しているが、フィラメント加熱電源は1台しか無いので、本実験では加熱電源1台に使用するフィラメントを並列に接続している。

アーク放電の典型的な電圧電流特性を図21に示す。図21の上図はフィラメントを2本使用したとき、下図は3本使用したときの結果である。グラフ中に示した電流値はフィラメントの全加熱電流（2本使用時は2本分の電流、3本使用時は3本分の電流）である。アーク電圧の低い領域（30 V程度）では、フィラメント加熱電流を上げてもアーク電流はほとんど増加しない領域で、空間電荷制限領域と呼ばれる。アーク電圧を上げていくとアーク電流は増加するが、フィラメント加熱電流が十分高くないとそのうちアーク電流は飽和してしまう。この領域を温度制限領域という。本イオン源では高い負イオン電流を得るために数10 kWのアーク放電電力（アーク電圧とアーク電流の積）が必要となるので、アーク電圧は100 V以上に設定して温度制限領域でフィラメントを使用することになる。

水素プラズマ生成用の水素ガスは、マスフローコントローラを使用してプラズマ生成室内に導入している。プラズマ生成室の側壁にはセシウムオープン取り付け用ポート、真空測定用ポートおよび水素ガス導入用ポート、生成室上蓋にはフィラメント導入端子取り付け用ポートがそれぞれ設けられている。冷却水チャンネルは、側壁に2系統、上蓋に1系統の計3系統が設置され、高デューティファクター運転にも十分対応できる冷却構造を有している。

プラズマ生成室取り付けフランジとプラズマ電極取り付けフランジ間に角型Oリングを入れて、真空封じを行うと同時に、プラズマ生成室とプラズマ電極間の電気絶縁を行い、この間に最大10 Vのバイアス電圧を印加して、負イオンビームおよび電子ビーム量を調整している。

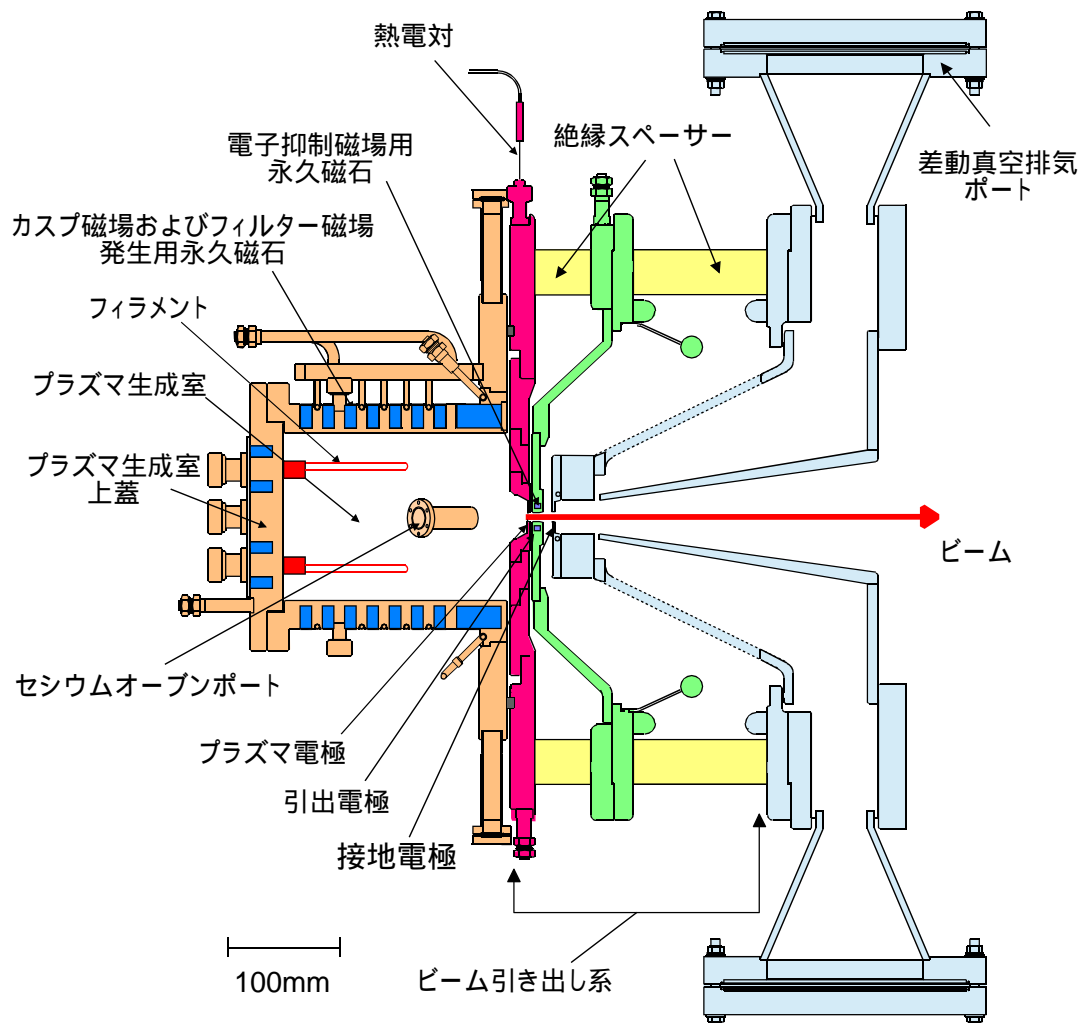


図17 本研究で製作した体積生成型負イオン源の全体構造

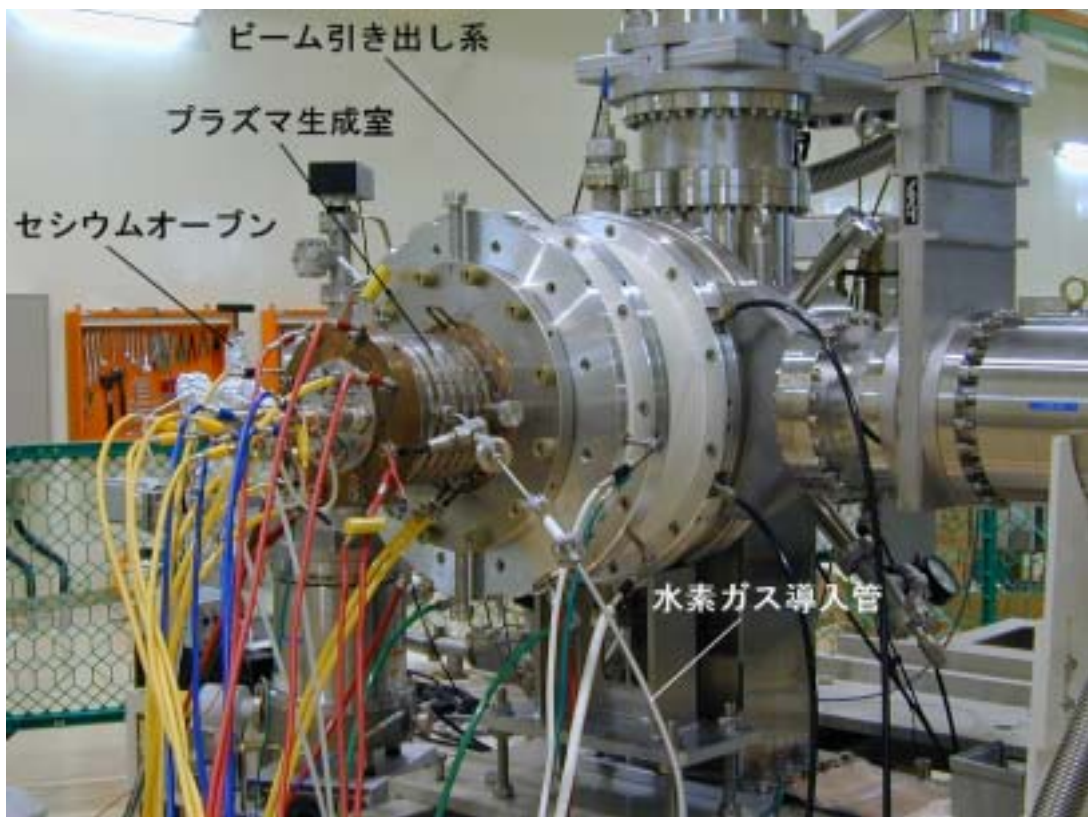


図18 負イオン源の全体写真

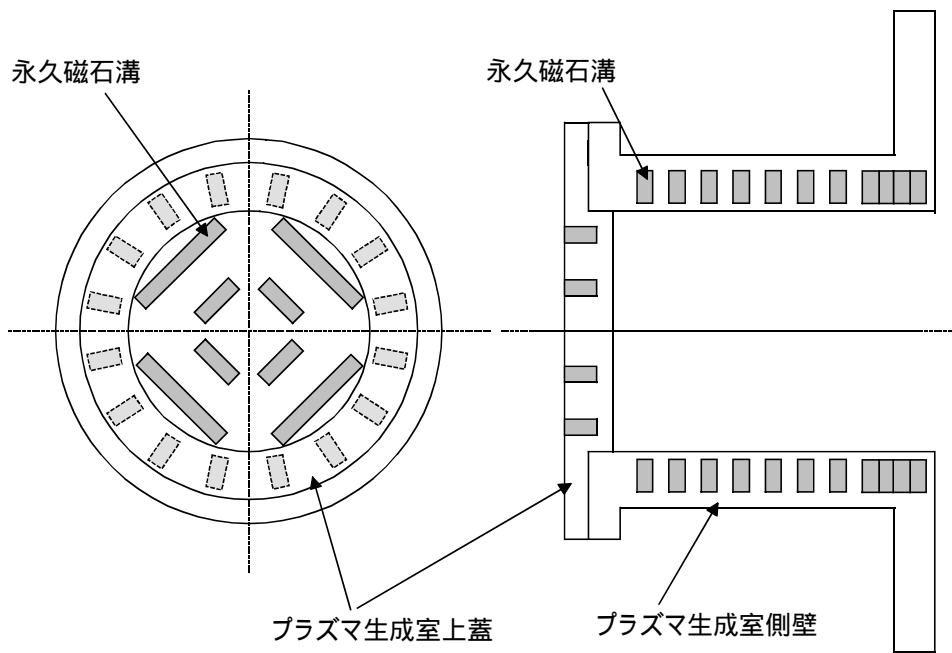


図 19 プラズマ生成室の永久磁石溝の配置
 (左図は生成室上蓋、右図は生成室側面の磁石配置)

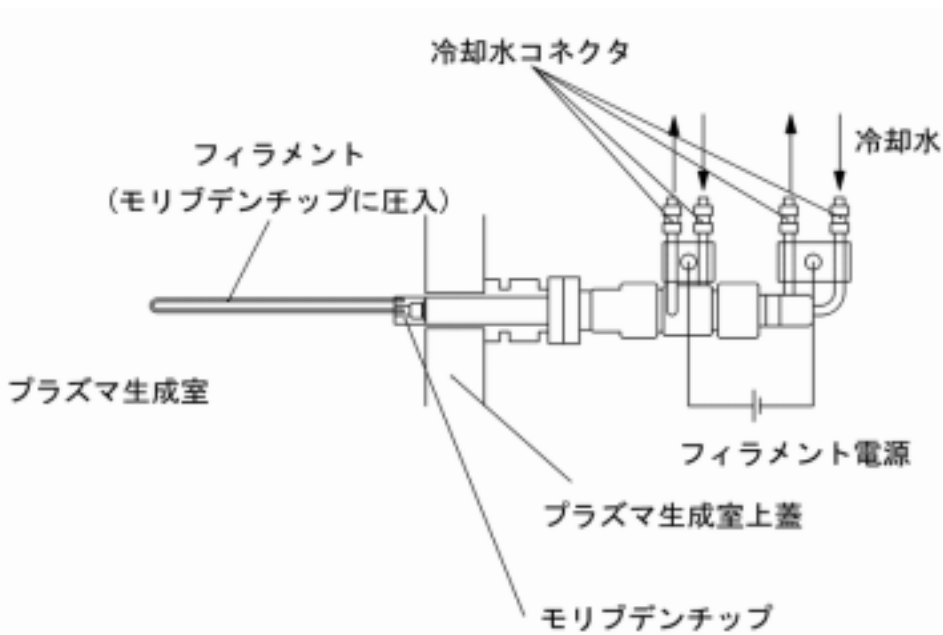


図 20 フィラメントおよび同軸型フィラメント導入端子の構造

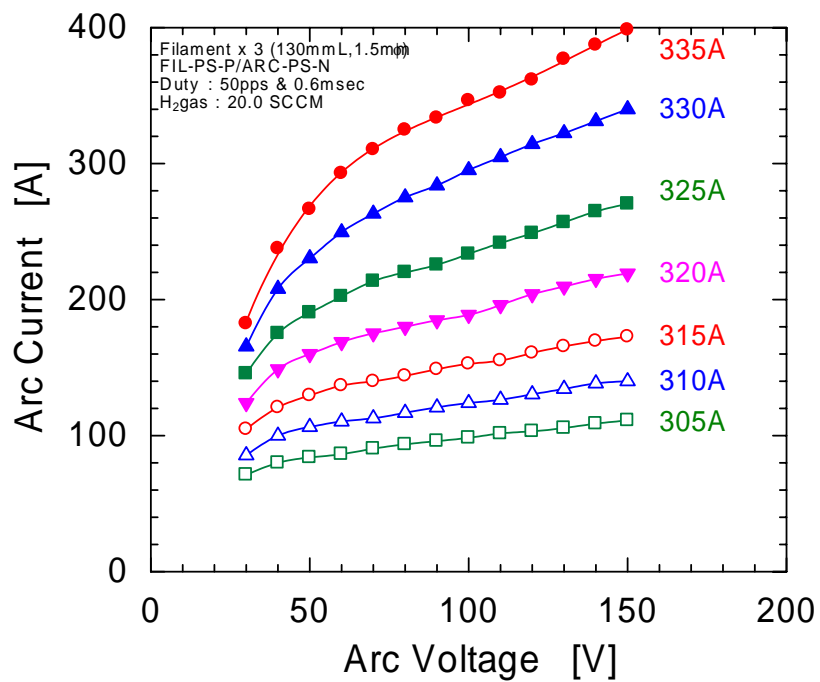
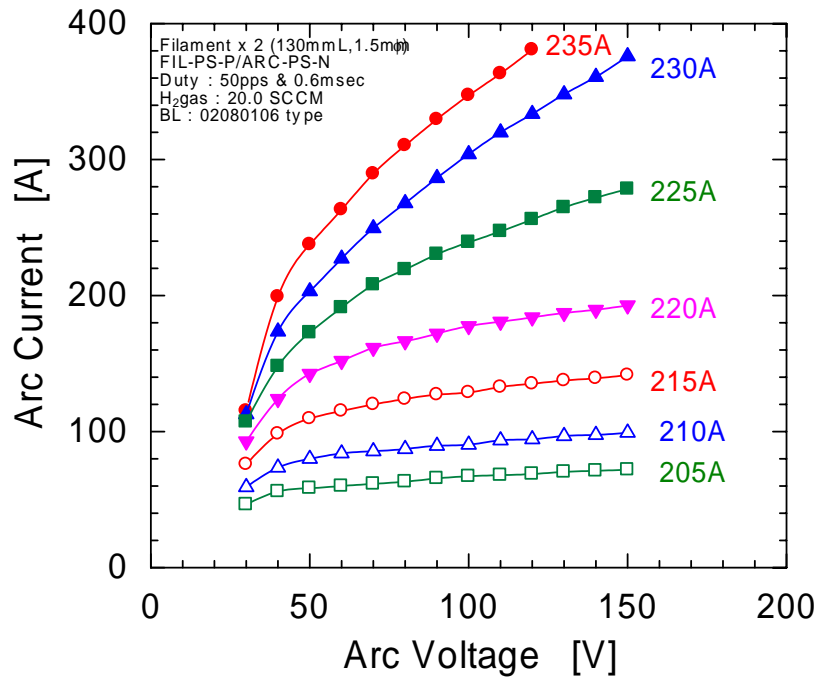


図 21 アーク放電の典型的な電圧電流特性
 (上図は使用フィラメント数 2 本、下図は 3 本の時のデータを示す)

4.1.2. セシウム導入方法

本装置では、プラズマ生成室側壁セシウムオープンを設置し、プラズマ生成室内にセシウム蒸気を導入した。セシウムオープンの構造および生成室取り付け方法を、図 22 および図 23 にそれぞれ示す。セシウムオープンは、リザーバー、高温バルブおよびセシウム導入口を備えたチューブで構成され、それぞれの場所にシースヒーターと熱電対が取り付けられている。セシウム蒸気の導入速度は、リザーバー温度で調整する。実験では、高温バルブとチューブを 300℃、リザーバーを 250℃ 程度に保ち、ビームを引き出す前にバルブを手動で一定時間開放して、プラズマ生成室内にセシウム蒸気を添加した。また、フィラメント寿命試験等でイオン源を長時間運転するときは、バルブを開放状態にしてセシウム蒸気を連続添加した。セシウム消費量の一例として、リザーバー温度 173℃ でセシウム蒸気を連続添加したときの添加時間とセシウム消費量の測定結果を図 24 に示す。グラフ中の直線は測定結果を最小自乗近似して得られた関数で、リザーバー温度 173℃ のときのセシウム添加速度は 7.4 mg/hour ということになる。

イオン源メンテナンス時にイオン源を大気開放すると、プラズマ生成室内に導入されたセシウムは酸化して本来の効果を失う。酸化セシウムはアルコールではほとんど除去できないので、水を染み込ませたベンコットで拭き取る。このときプラズマ生成室の内壁に大量の水が付着するので、メンテナンス終了後に単に真空引きを行うだけでは、生成室内部の水分子量が運転可能なレベルまで下がるのに相当な時間を要する。そのため今回、イオン源のビーム運転を再開する前に、イオン源プラズマ生成室のベーキング処理を行うことにした。ベーキング方法は、プラズマ生成室冷却水の通水を停止し、アーク放電生成に用いるフィラメントを通电して輻射熱によって生成室内面を加熱する。ベーキング温度をプラズマ生成室外壁に取り付けた熱電対でモニターし、生成室に組み込んだ永久磁石および真空封じ用 Oリングの保護のために、外壁の温度が 100℃ に達した時点でベーキングを終了させる。ベーキング処理時間は通常、20 分間程度である。

イオン源の真空引きを開始してからのプラズマ生成室内の水分子分圧の時間変化を残留ガス分析計で測定した。分析計はプラズマ生成室の側壁ポートに設置した。その結果を図 25 に示す。グラフの横軸のゼロはイオン源真空引きを開始した時刻を示す。

グラフ中の3種類のデータは、上から、真空引きのみでベーキング処理もアーク放電も行わなかった場合、ベーキング処理無しでアーク放電のみを行った場合、およびアーク放電の前にベーキング処理を行った場合の結果をそれぞれ示す。測定結果を見れば分かる通り、ベーキング処理を行うと最も早く水分子レベルが下がることが分かる。ベーキング処理を行わずアーク放電のみでも水分子レベルは比較的早く下がるが、後で述べるようにアーク放電中はフィラメントの消耗が著しく、不純物を枯らす目的でアーク放電を利用すると、ビームの実質的な引き出し可能時間が短くなるおそれがあるので、この点からも今回実施したベーキング処理方法は有効であると言える。

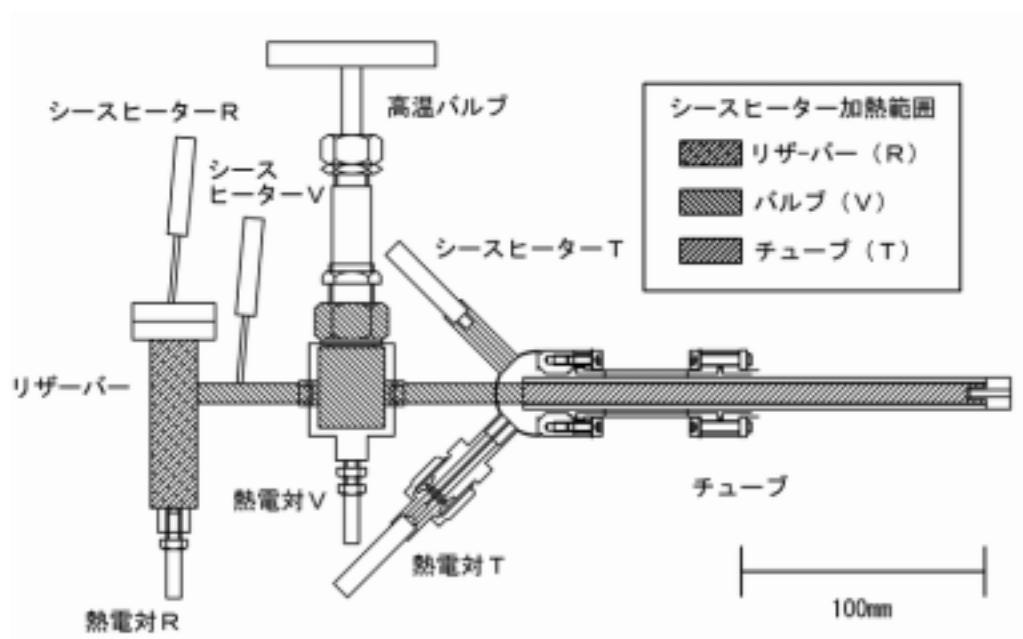


図 22 セシウムオープンの構造

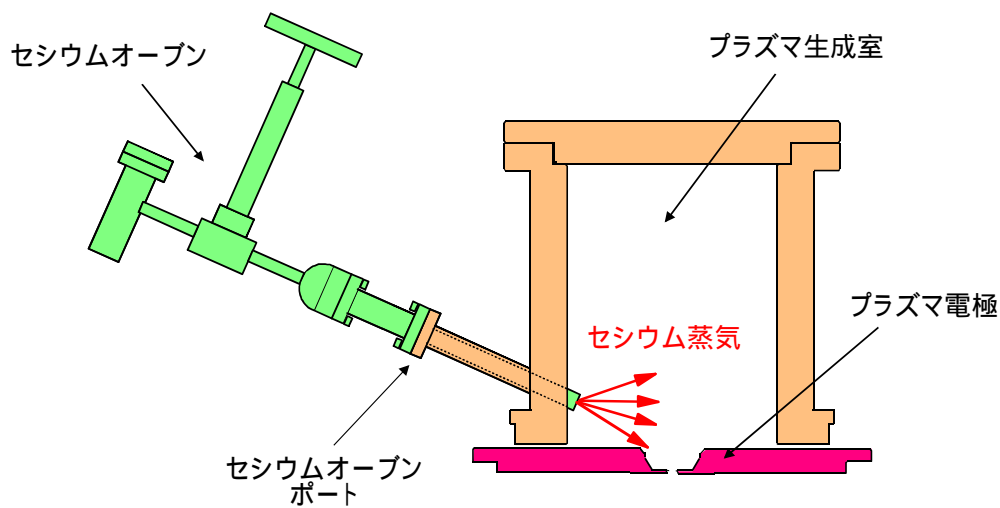


図 23 プラズマ生成室へのセシウムオープンの設置方法

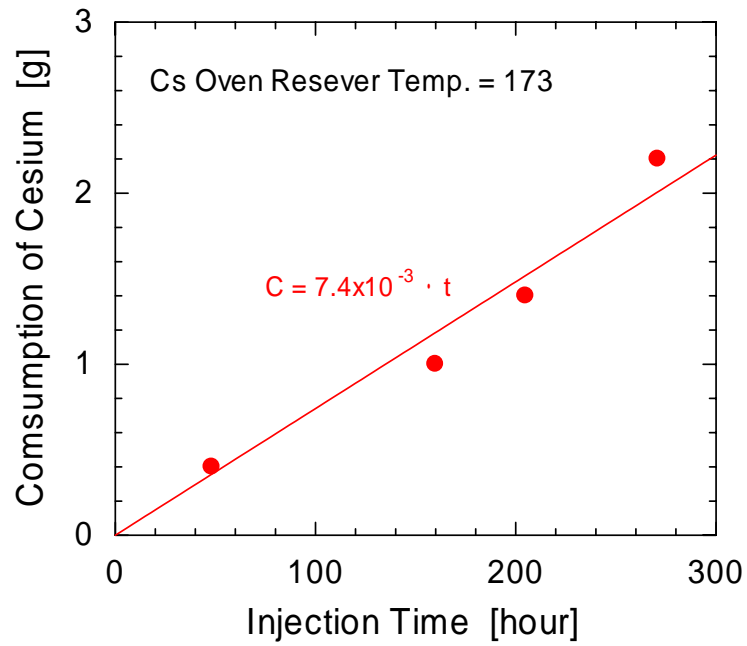


図24 セシウム添加時間とセシウム消費量の関係（リザーバー温度：173℃）

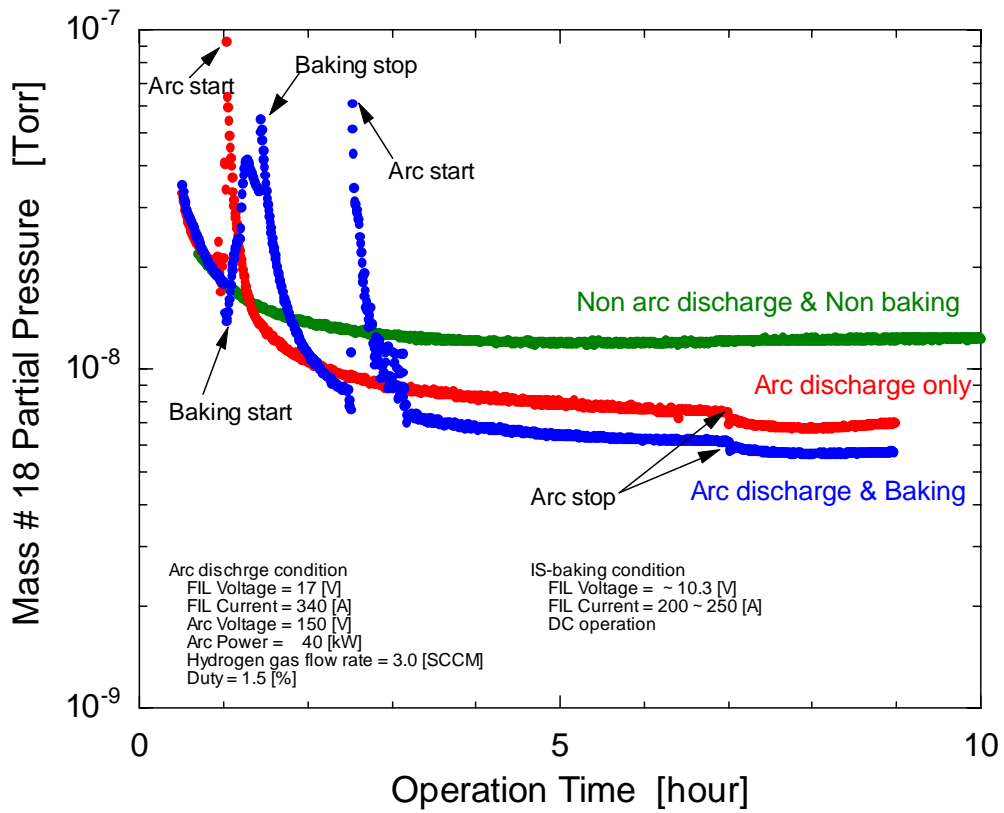


図25 プラズマ生成室内に残留する水分子の分圧時間変化

4.1.3. ビーム引き出し系

本イオン源のビーム引き出し系電極構造の詳細を図 26に示す。ビーム引き出し系は、プラズマ電極、引出電極、および接地電極の3枚の電極で構成されている。プラズマ電極のビーム引き出し孔口径は、前述したとおり8 mmφである。ギャップ長は、プラズマ電極 - 引出電極間が2.2 mm、引出電極 - 接地電極間が8.4 mmにそれぞれ調整している。各電極を支持するフランジ間にはアルミナセラミックス製絶縁スペーサーを介して電気絶縁を行っている。プラズマ電極と引出電極間、および引出電極と接地電極間にはそれぞれ最大10 kV、60 kVの電圧を印加する。

プラズマ電極は2.0 mm厚のモリブデン製である。後述するように、セシウム効果はプラズマ電極温度に依存し、400から500 で負イオン電流が最大となる。本イオン源では、プラズマ電極の加熱はフィラメントからの輻射熱およびアーク放電パワーによって行っている。また電極表面に熱電対を取り付け、イオン源運転中に電極温度をモニターしている。

引出電極は10 mm厚の無酸素銅製である。負イオンと同時に引き出される電子は、以下の方法で除去する。プラズマ電極と引出電極間に数 kVの電圧を印加して負イオンと電子を一旦引き出し、引出電極中に埋め込んだ小型の永久磁石がつくる磁場によって電子の軌道を曲げ、引出電極に電子を衝突させる。この電子抑制磁場を生成する磁石の配置方法には、図 27に示す2種類の方法がある。(a)の方法は磁石の磁極の向きをビーム進行方向と平行に向けた配置、(b)は磁極の向きをビーム方向と垂直に向けた配置である。このうち(a)の配置の方が高い電子抑制効果を得られることが実験的に調べられている[23]。これは、この磁石配置の方が引出電極の上流部の磁場が高くなり、引出電極の上面に当たる電子の量が多いからである。また、この磁束密度分布の場合、負イオンビームはプラズマ電極と引出電極の間で偏向を受けるが、引出電極を通過した後は反対方向にもう一度偏向を受けることになるので、ビーム軌道の補正を行うことができるという利点もある。本イオン源では(a)の方法を採用している。また、引出電極には上面から6 mmの位置に長さ2 mm、直径10 mmの電子トラップ溝を設け、引出電極表面で除去できなかった電子をここで最終的に処理する。永久磁石の保護のために引出電極には冷却水チャンネルが1系統設けられている。接地電極は3 mm厚の無酸素銅製であり、ここにも冷却水チャンネルが1系統設けられている。

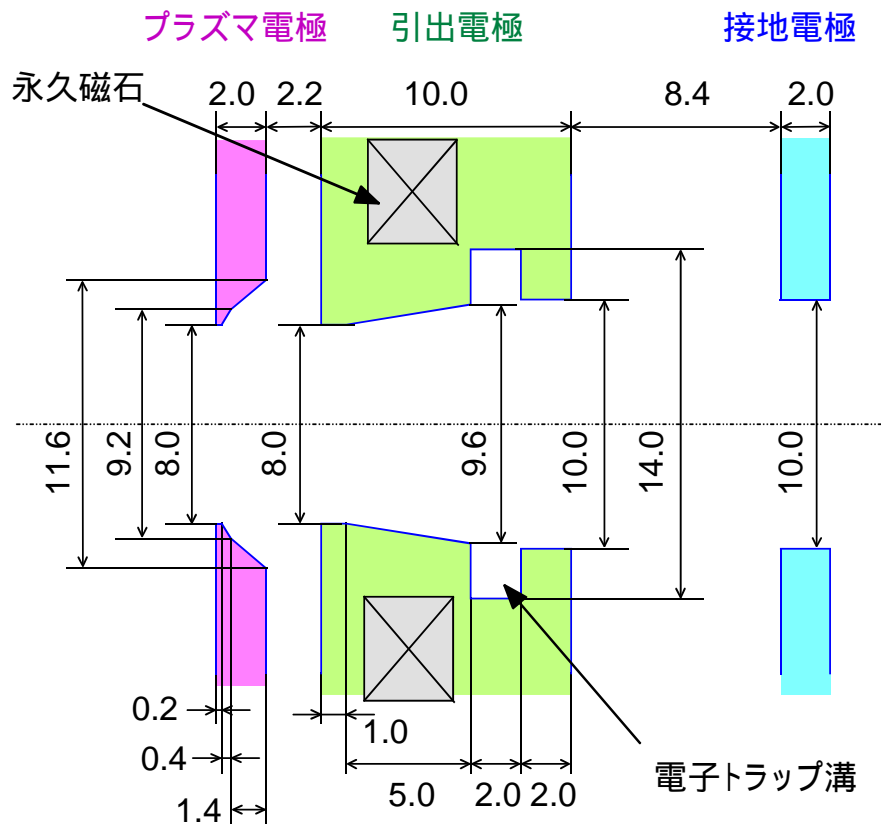


図 26 イオン源ビーム引き出し系の電極構造の詳細

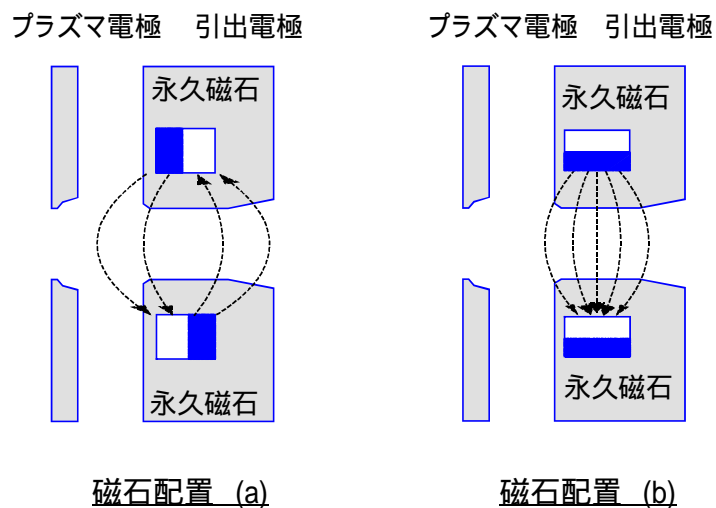
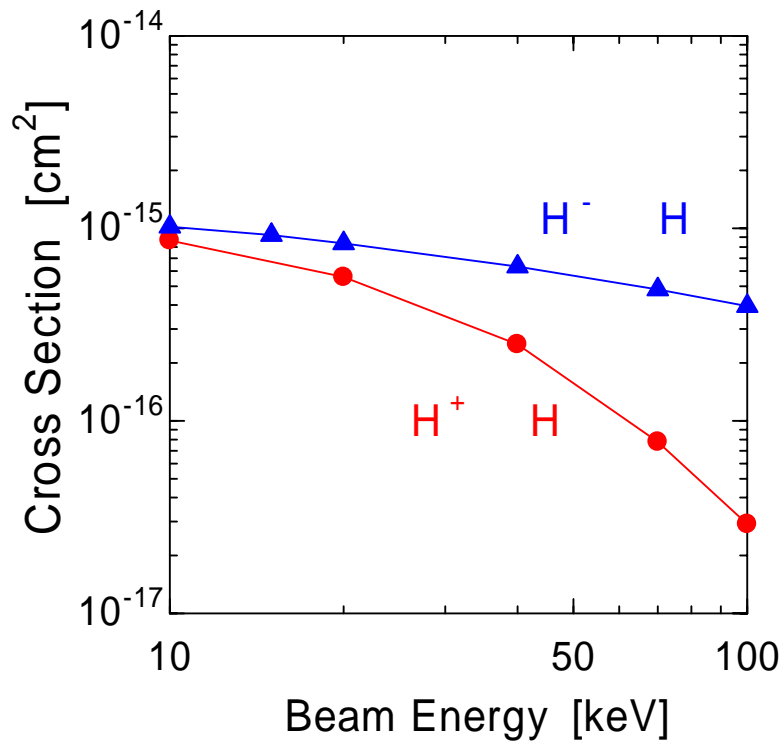


図 27 引出電極中の電子抑制用永久磁石の配置方法
(本研究では(a)の配置を採用)

4.1.4. 差動真空排気系

水素ガスがイオン源出口に大量に存在すると、ビームは残留ガスに衝突し中性化損失を引き起こす。導入する水素原子数に対する負イオンビーム数の割合をガス効率と定義し、本イオン源のガス効率を計算してみる。通常、負水素イオン源に必要な水素ガス流量は比較的高く、ここでは15 SCCM (Standard cc/minの略)と仮定してこのガス流量で60 mAの負イオン電流が得られるとする。15 SCCMのガス流量は、毎秒 6.7×10^{18} 個の水素分子を生成室内に導入することに相当し、水素原子数はその倍、つまり 1.3×10^{19} 個/secである。一方、60 mAの負水素イオン電流は 3.8×10^{17} 個/secの粒子流に相当するので、ガス効率は約3 %ということになる。つまり導入した水素ガスのほとんどはガスの状態のままイオン源外部に放出されることになる。図 28に負水素イオンビーム (H^-) および陽子ビーム (H^+) について、水素ガスによる中性化反応断面積のエネルギー依存性を示す[24]。例えば、ビームエネルギー70 keVの陽子ビームおよび負水素イオンビームの水素ガスによる中性化断面積は、それぞれ $7.78 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ および $4.82 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ であり、負水素イオンの場合は陽子に比べて中性化反応断面積が6倍程度大きいので、残留ガスの影響は大きくなる。

本イオン源ではビームの中性化損失を低減するために、ビーム引き出し系に差動真空排気系を設置し、ビームが通過するラインとは別のラインから残留ガスを排気している。イオン源およびテストスタンドの真空排気の模式図を図 29に示す。イオン源の真空排気は、ビーム診断容器に設置されたターボ分子ポンプ1台(ビーム診断容器排気ライン)とイオン源のビーム引き出し系の横に設置したターボ分子ポンプ2台(差動真空排気ライン)の2系統で行っている。イオン源のガス流量を変えたときのビーム診断容器の真空度の変化を図 30に示す。真空度はイオンゲージで測定し、グラフに記載した数値は水素ガスに対する感度係数を考慮した値である。図中の2つのデータは、ビーム診断容器排気ラインのみを使用したとき(図中の)と、これに差動真空排気ラインを加えたときの真空度の変化(図中の)をそれぞれ示している。差動排気ラインの追加により、ビーム診断容器の圧力が約1/7に減少していることが分かる。差動排気ラインを用いずに、ビーム診断容器に差動排気ラインと同等の性能を持つ真空ポンプを設置したとしても、容器の合計排気速度は2倍程度の増加しか見込めないため、差動排気系の使用はイオン源下流の真空度向上に大きく寄与していることが分かる。



エネルギー [keV]	水素分子による中性化反応断面積 [cm ²]	
	負水素イオン	陽子
10	1.02×10^{-15}	8.66×10^{-16}
15	9.24×10^{-16}	-
20	8.36×10^{-16}	5.79×10^{-16}
40	6.33×10^{-16}	2.50×10^{-16}
70	4.82×10^{-16}	7.78×10^{-17}
100	3.95×10^{-16}	2.91×10^{-17}

図 28 負水素イオンビームおよび陽子ビームの水素ガスによる中性化断面積

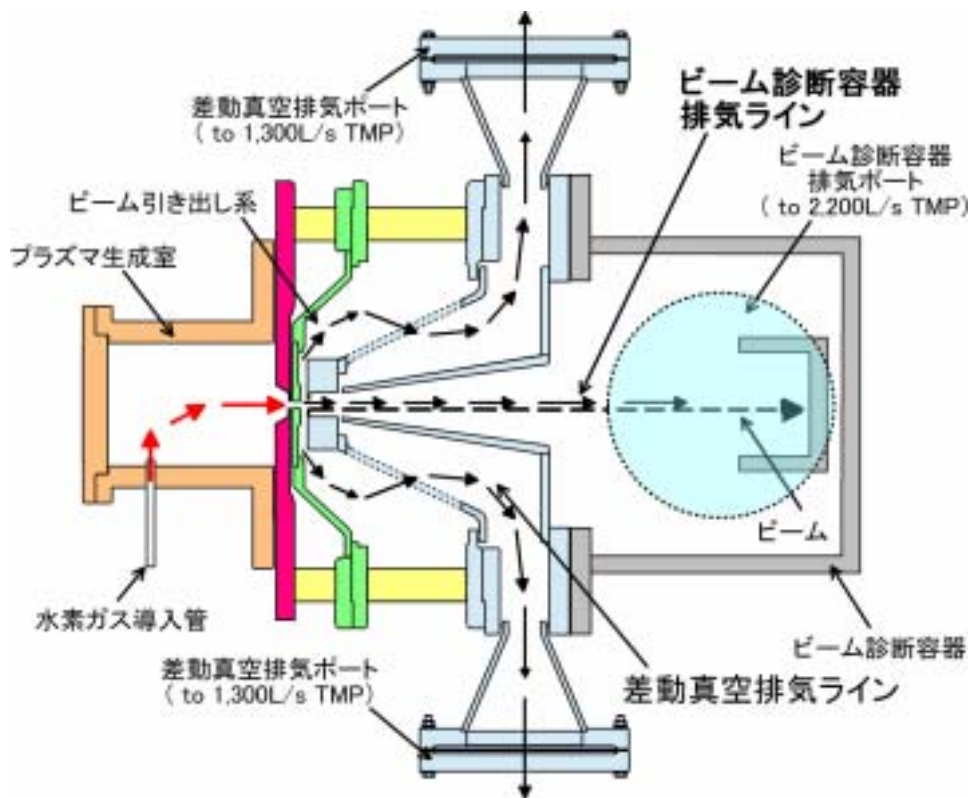


図 29 イオン源およびテストスタンドの真空排気系の模式図

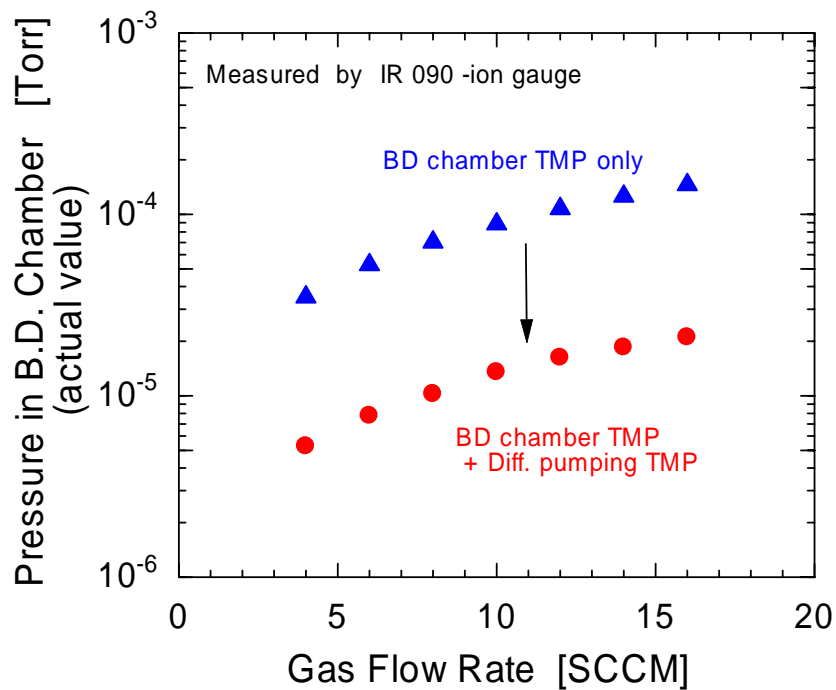


図 30 ビーム診断容器真空度とイオン源ガス流量の関係

(はビーム診断容器排気TMPのみ使用、 はそれに差動真空排気TMPを追加)

4.2. 負イオン源テストスタンド

本イオン源のビーム試験は、日本原子力研究所 東海研究所のイオン源テストスタンドを使用して実施した。テストスタンドの概念図とその写真を図 31、図 32にそれぞれ示す。テストスタンドは2つのビーム診断容器で構成され、それぞれの容器には排気速度2,200 L/secのターボ分子ポンプが1台ずつ設置されている。本実験では、前方の真空容器のみを使用している。

負イオン源とこれを駆動するための高圧電源の接続方法を図 33に示す。高圧電源は主に、加速電源、引出電源、バイアス電源、アーク電源およびフィラメント電源で構成されている。各電源のうち加速電源、引出電源およびアーク電源はパルス電源であるが、加速電源については、イオン源電源の浮遊容量の影響でパルスの立下時間が数 msecと遅い。そのため、ビームのマクロパルス形成は、アーク電源または引出電源電圧のパルス化で行っている。各パルス電源の典型的なタイムシーケンスを図 34に示す。この例では、アーク電源によってビームをマクロパルス化している。

高電圧印加部分の絶縁破壊時に発生するサージエネルギーが、イオン源へ流入するのを低減するために、イオン源と電源間にサージブロッカーを設置している。サージブロッカーは、高磁性体コア（ファインメット製）と2次抵抗を基本構成とし、高圧ケーブルは全てコアを貫通させている。イオン源絶縁破壊発生時に、コアはサージ電流によって励磁され、2次抵抗に誘導起電力が生じてサージエネルギーが消費される[25]。イオン源高圧部分の放電破壊は、エージングの進んでいないイオン源では頻繁に発生する。電源にとれば負荷インピーダンスが急激に減少してほとんど短絡状態に等しい。その際に短絡電流をすみやかに遮断することは、電源機器の熱的破壊や電磁力による機械的破壊を防止する上で重要である。さらに、電源からイオン源に流れるサージエネルギーを抑制すると、イオン源電極が溶融するのを防ぎ、また周辺の制御系機器などへ伝播するサージ電圧を低減することになり、誤動作を生じにくくするという利点もある。

負イオン電流は、前方の真空容器にファラデーカップを設置して測定した。また引出電極に流れ込む電子電流（以下、引出電流と呼ぶ）は、引出電源電流をモニターした。エミッタンスも前方真空容器にダブルスリット型スキャナーを設置して測定した。各測定器の詳細については後で述べる。

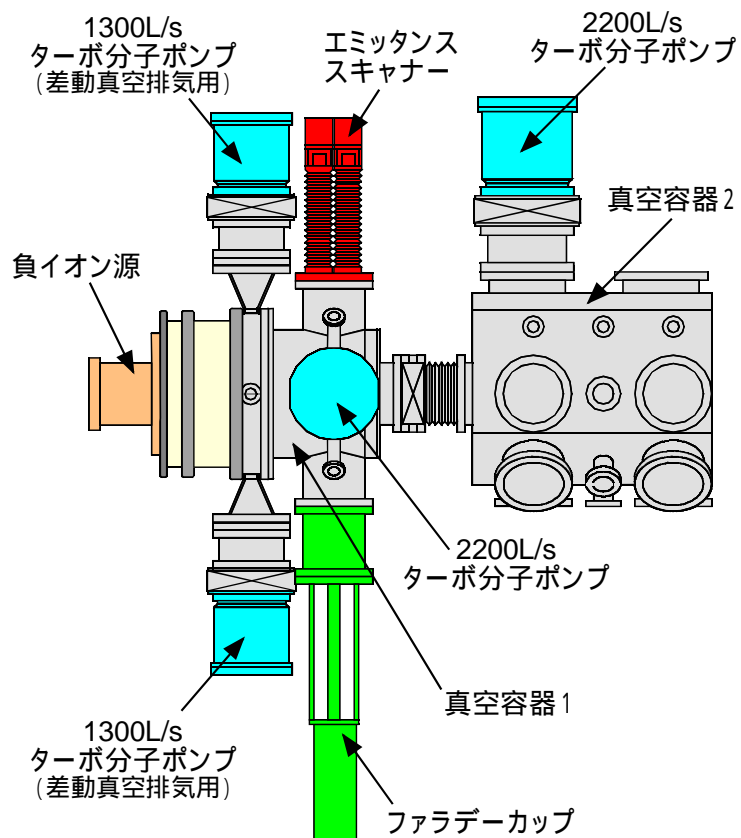


図 31 イオン源テストスタンドの構造

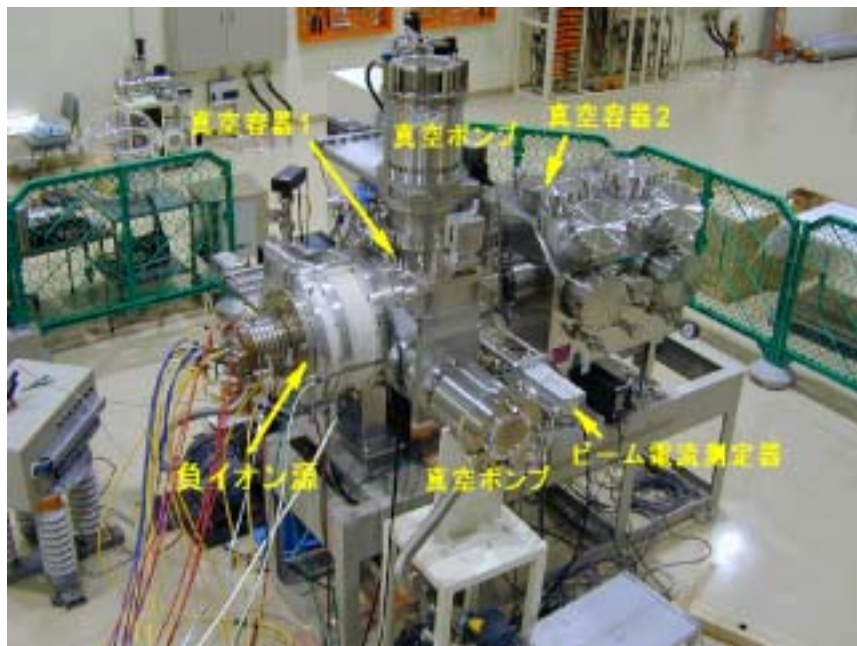


図 32 イオン源テストスタンドの写真

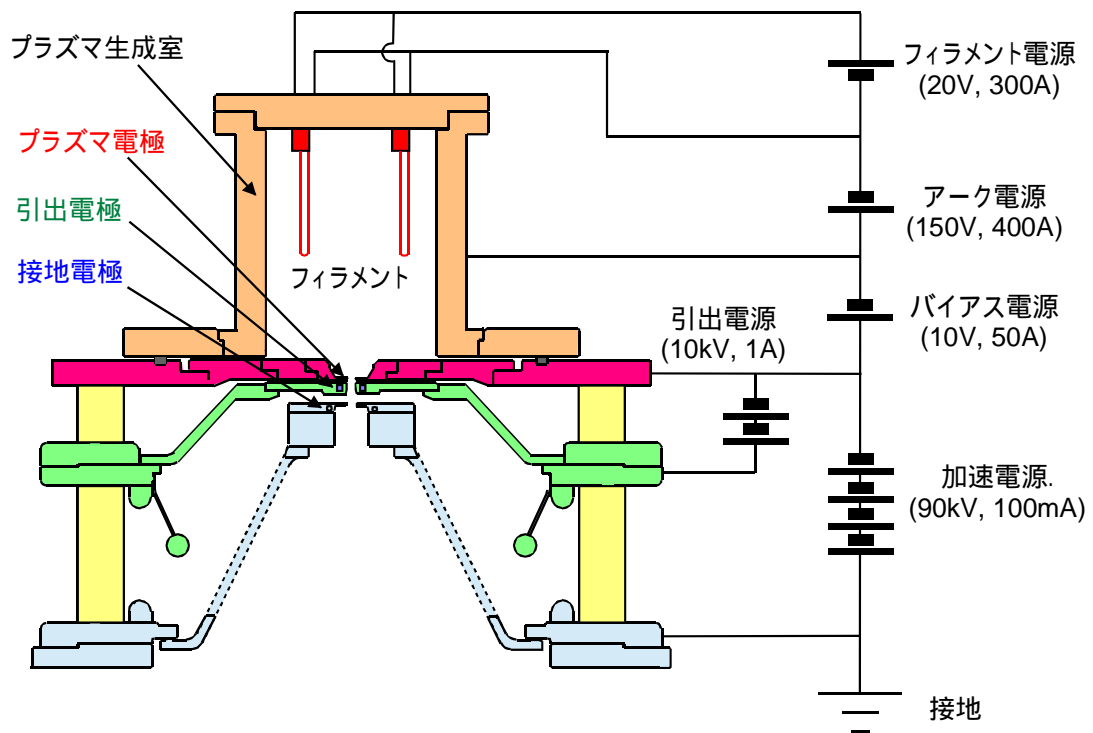


図 33 負イオン源と高圧電源の接続方法

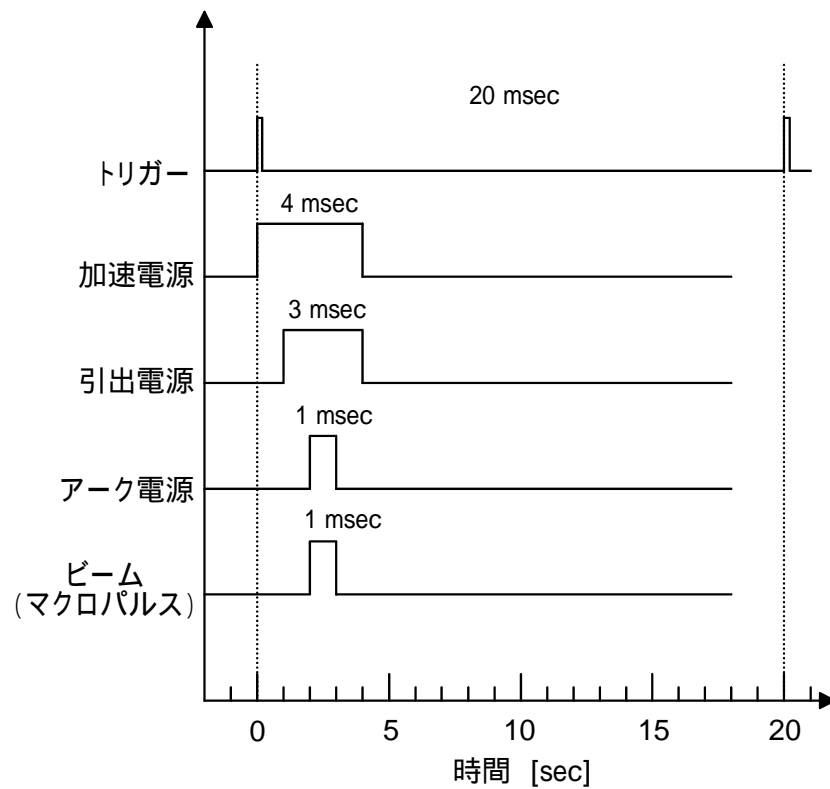


図 34 イオン源電源パルス電源の典型的なタイムシーケンス

4.3. ビーム電流測定

本実験の負イオン電流測定は、ファラデーカップを使用した。使用したファラデーカップの構造を図 35に示す。ビーム電流測定部であるカップ部は、内口径 120 mm、最長深さ115.6 mmの無酸素銅製である。ビーム入射時にカップ部で生成される2次電子がカップ外に散逸するのを防ぐために、カップ深さは内口径に対して長く取るのが理想的である。しかし、ICF253フランジの内径による制限があり、この構造で可能な限りの深さを確保するために底面が円錐状になっている。またイオン源から引き出される負イオンビームの照射によってカップに多大な熱負荷が加わるので、カップは水冷チャンネルを備えた十分な除熱構造を有している。サプレッサー部は、内口径 120 mm、厚さ20 mmの無酸素銅製であり、ここに-500 Vのサプレッサー電圧を印加して2次電子散逸を防止している。ファラデーカップの設置位置は、イオン源接地電極の下流約600 mmである。

負イオン電流測定を行うときに注意が必要なことは、負イオンビームと一緒に引き出される電子を負イオンと同時にカウントし、負イオン電流値を過大評価してしまうことである。電子はイオン源のビーム引き出し系内の磁場で取り除かれるが、この機能が不十分だと電子の一部がそこからリークし、負イオンビームと同等のエネルギーを得てイオン源外に引き出される可能性がある。ファラデーカップへの電子流入量を確認するために、プラズマ生成室内に水素ガスの代わりにヘリウムガスを導入し、ヘリウムプラズマを生成した。ヘリウムは水素と異なり、通常、負イオンの状態は存在しないので、ヘリウムプラズマを生成した状態でイオン源に負の高電圧を印加しても、引き出されるのは原理的には電子だけである。よって、この状態のファラデーカップ出力信号が十分無視できるレベルならば、ファラデーカップへの電子流入はほとんど無いと判断できる。ヘリウムプラズマ生成実験の結果を図36に示す。グラフの縦軸はファラデーカップ出力信号で、横軸は引出電流である。ヘリウムプラズマからの電子が引出電極に流れ込む量を示す引出電流が200 mAのとき、ファラデーカップ信号は0.4 mA程度であり、引出電流の0.2 %である。後で述べるように、セシウム添加時の引出電流量は50 mA以下なので、このときのファラデーカップへの電子の流れ込みは0.1 mA程度と予想でき、これは負イオン電流量に比べて十分無視できる量である。よって、ファラデーカップの出力信号は全て負イオン電流値であると言える。

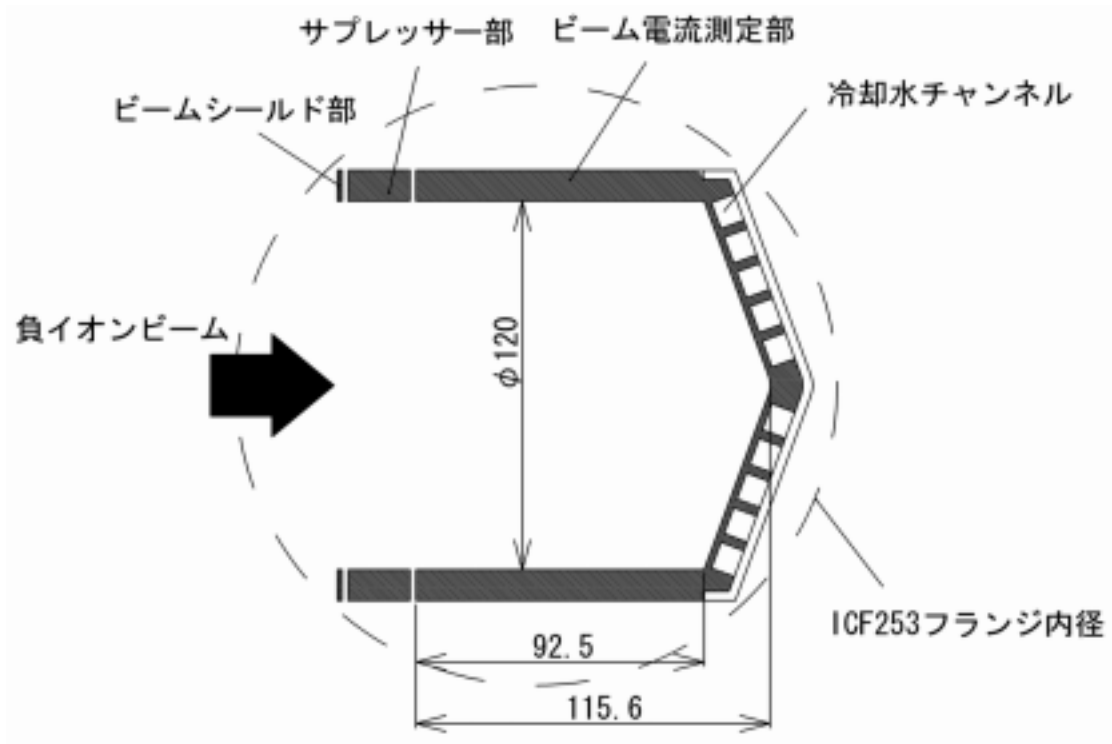


図 35 負イオン電流測定に使用したファラデーカップの構造

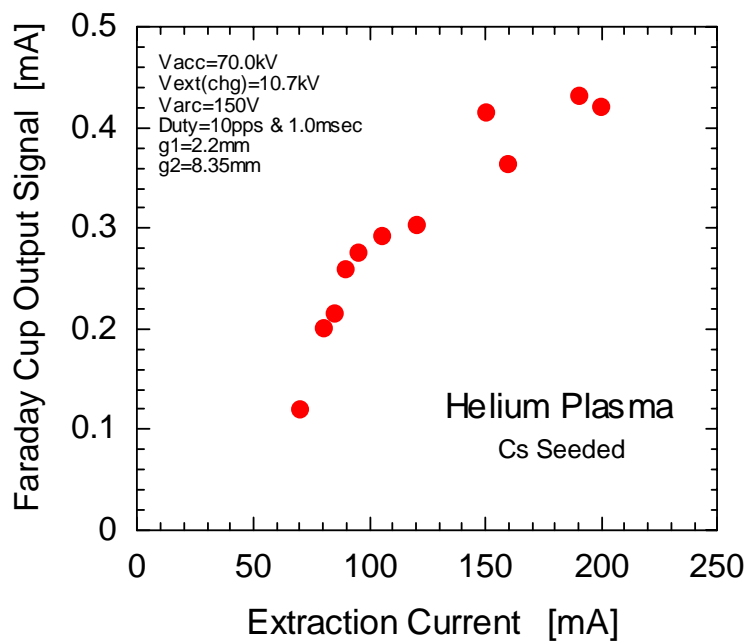
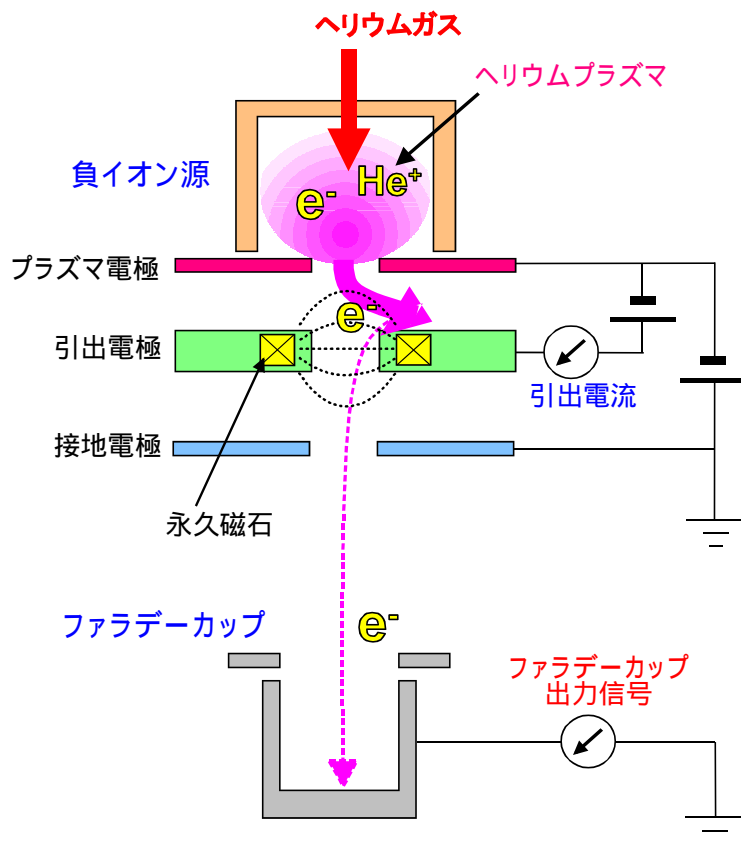


図36 ヘリウムプラズマ実験の原理と測定結果

(原理図は電子の偏向を模式的に表しており、実際には紙面に対し垂直に曲がる。)

5. 実験結果と考察

第4章で述べた装置を使用して、負水素イオン源のビームの高性能化およびフィラメントの長寿命化試験を実施した。以下にこれらの実験結果とそれに対する考察について述べる。

5.1. ビームの高性能化

5.1.1. 磁気フィルター強度の最適化

プラズマ生成室側面の永久磁石の配置を変えながら磁気フィルター強度を変化させ、ビーム特性の磁気フィルター強度依存性を調べた。今回測定を行った3種類の磁石配置を、図 37 (Type-W、Wはweakの略)、図 38 (Type-M、Mはmiddleの略)、および図 39 (Type-S、Sはstrongの略) にそれぞれ示す。図中で、内部を塗りつぶした四角形が永久磁石を設置した磁石溝、破線の四角形が磁石を設置しなかった磁石溝を示す。具体的には、Type-MはType-Wに対し、R1列の磁石を4個減らしてR2列の磁石を8個追加することで、発生するフィルター強度を高めている。またType-SはType-Mに対し、R1列の磁石を8個追加してさらに強度を高めている。ガウスメータで測定したそれぞれの磁石配置の磁束密度分布を図 40に示す。図 40の横軸は、プラズマ生成室のビーム軸方向の位置をプラズマ電極のビーム孔設置面を0 mmとして表した数値である。縦軸は生成室内のビーム軸上の各点の磁束密度の大きさを示す。本測定時に使用したフィラメント長は130 mmであり、フィラメント取り付け部の寸法等を考慮すると、プラズマ電極のビーム孔設置面からフィラメント先端(頂点)までの距離は73 mmである。磁気フィルター強度は通常、プラズマ電極ビーム孔設置面から使用フィラメントの先端までの距離とその間で発生している磁束密度を積分した値で与えることが多い(単位は Gauss.cm)。3種類の磁石配置に対する磁気フィルター強度を表 7に示す。

セシウム未添加状態での、3種類のフィルター磁場強度に対する負イオン電流および引出電流(引出電極に流れ込む電子電流を示す)のアークパワーおよびアーク電流依存性を、図 41に示す。本測定は、アーク電圧は150 V一定とし、フィラメント加熱電流を変えることでアーク電流を調整して実施した。負イオン電流については、3種類の磁気フィルターの中では中間の強度をもつType-Mの磁石配置のときに最大となってい

る。これは、負イオン電流については最適なフィルター強度が存在することを意味している。一方、引出電流については磁気フィルター強度の増加に伴い単調に減少しており、単に引出電流を下げることに着目するならば、フィルター強度は可能なかぎり強くすればよいことになる。

表 7 磁石配置とそのときに発生する磁気フィルター強度の関係

磁石配置	磁気フィルター強度
Type -W	388 [Gauss.cm]
Type -M	521 [Gauss.cm]
Type -S	670 [Gauss.cm]

プラズマ生成室内の電子の挙動を定量的に評価するために、原研NBIグループが開発した3次元電子軌道計算コードELEORBIT [26]を用いて、測定した磁場形状についてプラズマ生成室内の電子軌道計算を行った。このコードでは、まずプラズマ生成室内の磁場計算を行い、次に実際のフィラメント挿入場所を想定した点を指定し、そこから電子を飛ばして計算した磁場中の電子軌道を追跡する。

本計算では、生成室内の中性粒子およびプラズマ粒子による一次電子のエネルギーロス、フィラメント通電電流によって生ずる磁場の電子捕捉の効果は、いずれも考慮していない。ここで、フィラメントから放出される一次電子のプラズマ生成室内での平均自由行程について評価してみる。イオン源で扱うプラズマはいわゆる弱電離プラズマと呼ばれ、プラズマ生成室内には荷電粒子と比べて中性粒子の数が圧倒的に多い。したがって、電子はもっぱら中性粒子と衝突すると考えてよい。この場合、電子の平均自由行程 λ_e は以下の式で表される。

$$\lambda_e = \frac{1}{\sigma_{en} \cdot n_n} \quad (5-1)$$

ここで、 σ_{en} は中性粒子に対する電子の衝突断面積、 n_n は中性粒子の密度を示す。中性粒子を水素分子とすると、電子の水素分子に対する衝突断面積は100 eV近傍でおよそ 10^{-17} cm^2 である[27]。また、生成室内の水素ガス圧は、本イオン源の場合はおおよそ10 mTorr なので、300 Kのときの水素ガス分子密度は $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ である。よってこのと

きの100 eV電子の平均自由行程は～300 cmとなり、プラズマ生成室寸法と比較すると10倍程度大きい。したがって、生成室内では、一次電子の水素ガスによるエネルギーロスをほとんど考慮する必要が無い。

電子軌道計算結果を図 42 (Type-W : BL= 388 G.cm)、図 43 (Type-M : BL=521 G.cm) および図 44 (Type-S : BL=670 G.cm) にそれぞれ示す。ここでは、フィラメントから放出される電子エネルギーを測定条件であるアーク電圧に相当する150 eVと仮定した。第2章で示したとおり、一次電子が主に関与する反応は、(2-1)式の励起水素分子生成反応と、第2章の表 4に示した負水素イオンの消滅反応 (Collisional detachment反応) である。よって、体積生成型負水素イオン源にとって理想的な電子分布は、プラズマ生成室内の高温電子領域に一次電子が豊富にあり、かつ低温電子領域には一次電子がほとんど存在しない分布である。フィルター磁場強度が最も低い388 G.cm のとき (Type-W) は、一次電子がプラズマ生成室全体に広く分布している。この場合は、アークパワーに対するプラズマ生成効率が高いと考えられ、励起水素原子や電子の生成量が大きく、測定結果が示すとおり引出電流が多くなる。しかしこの場合、磁気フィルターが十分に機能していないため、プラズマ電極近傍にも高速電子が存在し、生成された負イオンがこの高速電子によって破壊されるので、得られる負イオン電流は低くなる。これに対して、磁気フィルター強度が670 G.cm (Type-S) と最も高いときは、強い磁場により一次電子の運動が制限されて生成室内に電子が広く分布することが出来ず、プラズマ生成効率は低いと考えられる。その結果、励起水素分子や電子の生成量が減り、測定結果が示すとおり負イオン電流および引出電流が共に減少する。磁気フィルター強度が521 G.cm (Type-M) のときが、測定した3種類のフィルター強度の中でプラズマ生成効率と負イオン消滅反応のバランスが最も良い一次電子分布を実現していると言える。

セシウム未添加状態で磁気フィルターと負イオン電流の一般的な傾向を知ることができたので、次にセシウムを添加し、500 G.cm 近傍を中心に細かく強度を変化させて、負イオン電流および引出電流の変化を測定した。アークパワー30 kW投入時の磁気フィルター強度依存性の測定結果を、図 45に示す。グラフは、負イオン電流および引出電流をフィルター磁場強度でプロットしたものである。セシウム添加時もフィルター強度が500 G.cm 近傍で負イオン電流が最大になり、また引出電流は単調に減少しており、セシウム未添加状態のビーム特性と本質的な違いは無いことが分かる。第2章で示

したとおり、セシウムを添加したときは、水素原子および水素イオンが負水素イオン生成の主役となる（第2章の(2-11)式および(2-12)式を参照）。これらの粒子もプラズマ中で生成されるので、セシウム効果を有効に得るには励起水素分子の生成と同様に高いプラズマ生成効率が必要となる。セシウム使用時は、生成される負水素イオンの多くはセシウムが付着したプラズマ電極の表面効果によるものであり、磁気フィルターは負イオン生成に直接関与しない。つまりセシウム添加時の磁気フィルターの役割は、プラズマ電極付近への高速電子の進入を防ぎ、高速電子による負イオン消滅を低減させるために機能していると言える。

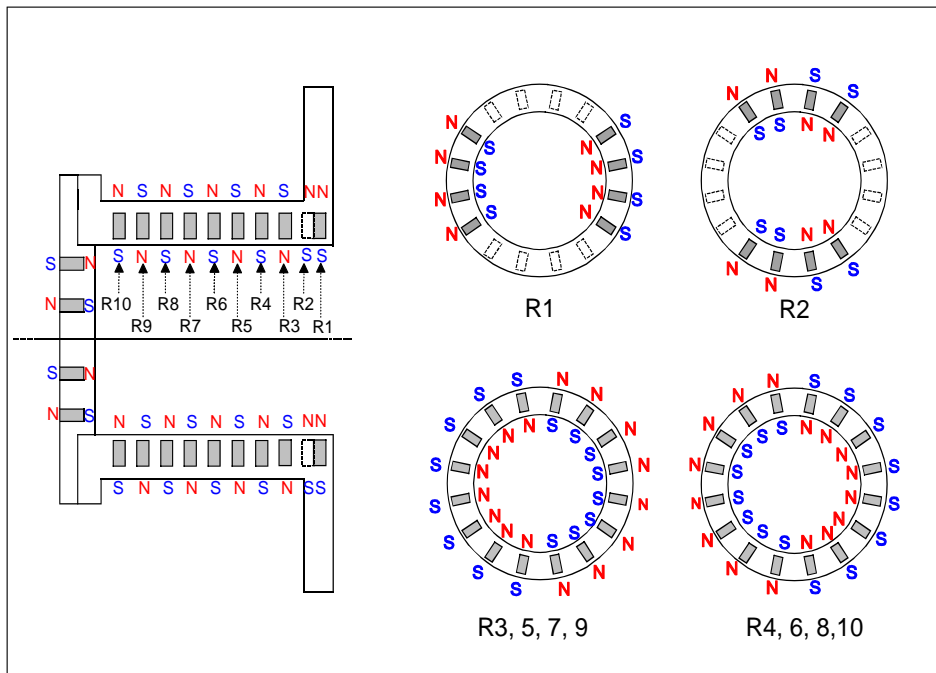


図 37 プラズマ生成室の磁石配置 (Type-W)

(左図は生成室縦断面図、右図は生成室のそれぞれの磁石溝列の断面図)

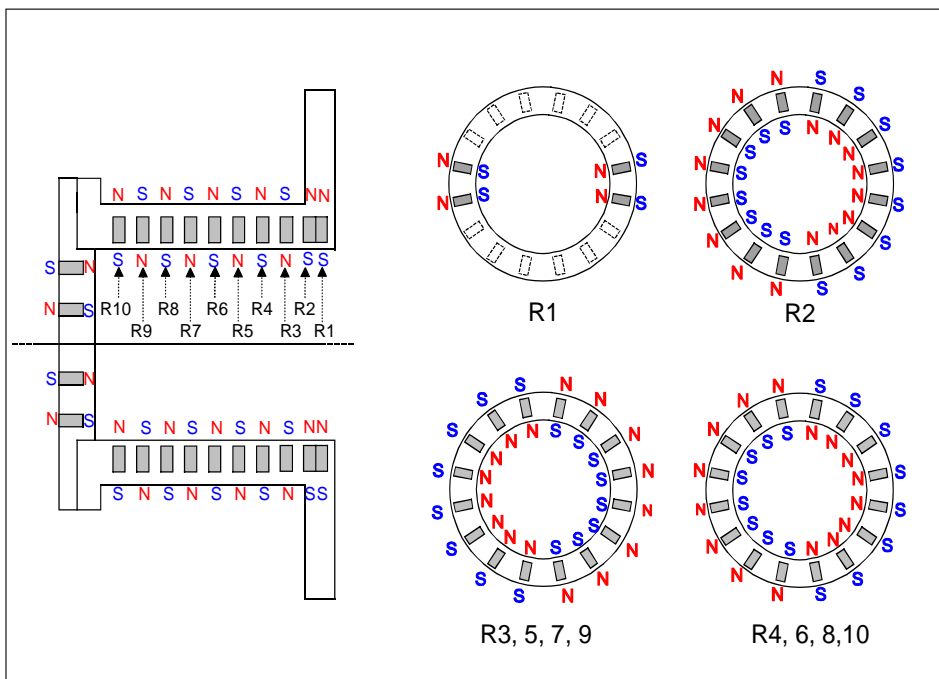


図 38 プラズマ生成室の磁石配置 (Type-M)

(左図は生成室縦断面図、右図は生成室のそれぞれの磁石溝列の断面図)

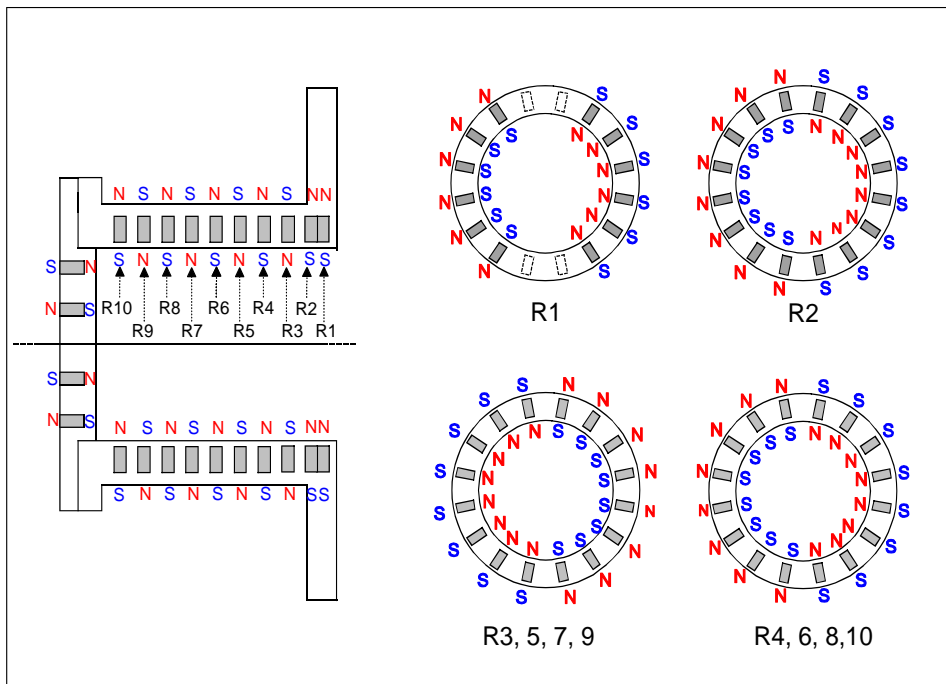


図 39 プラズマ生成室の磁石配置 (Type-S)

(左図は生成室縦断面図、右図は生成室のそれぞれの磁石溝列の断面図)

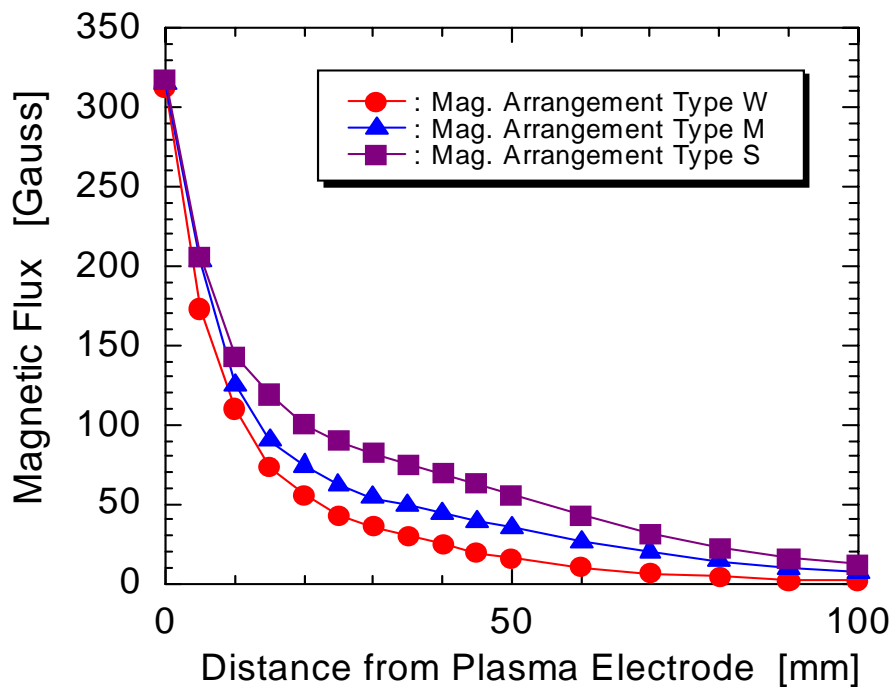


図 40 3種類の磁石配列に対するそれぞれの磁束密度分布測定結果

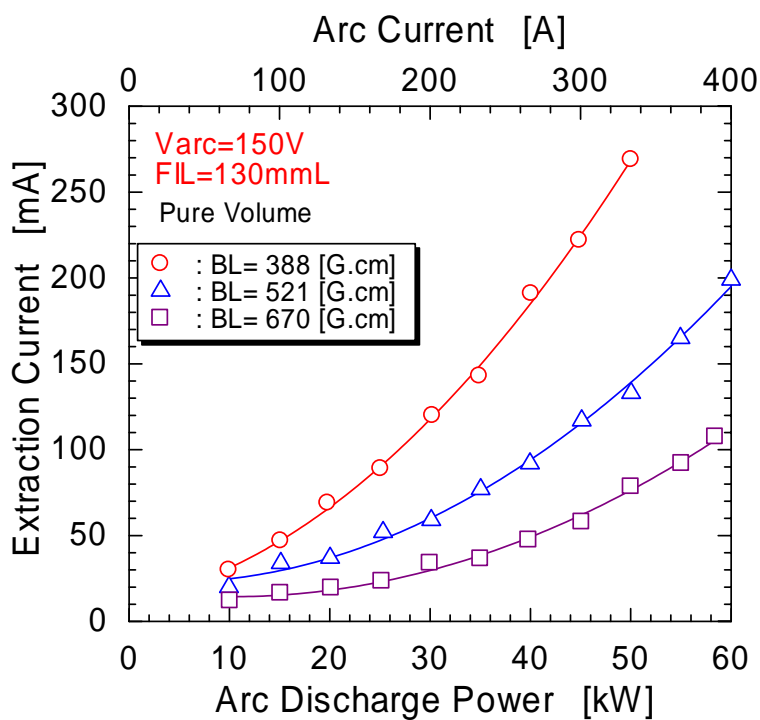
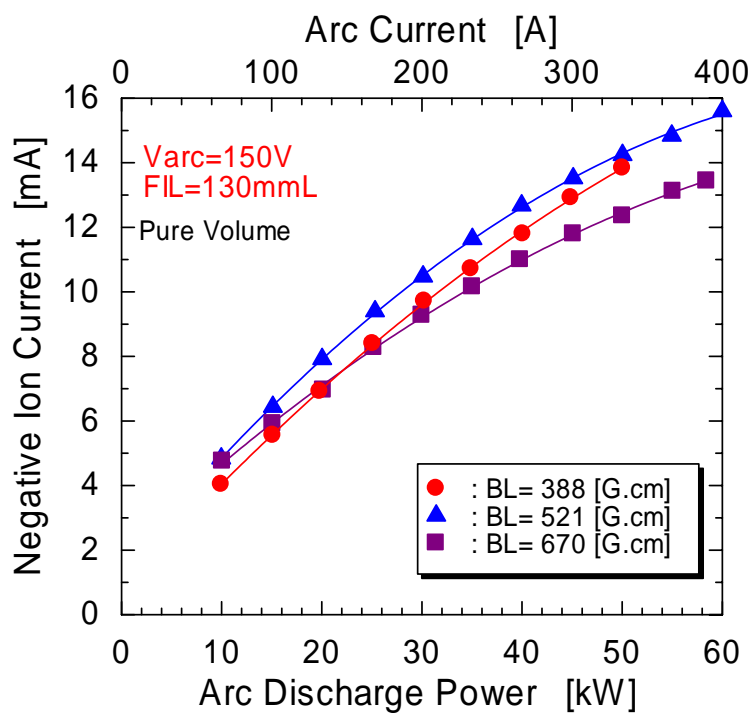


図 41 フィルター磁場強度と負イオン / 引出電流のアーキパワー
およびアーキ電流依存性の関係

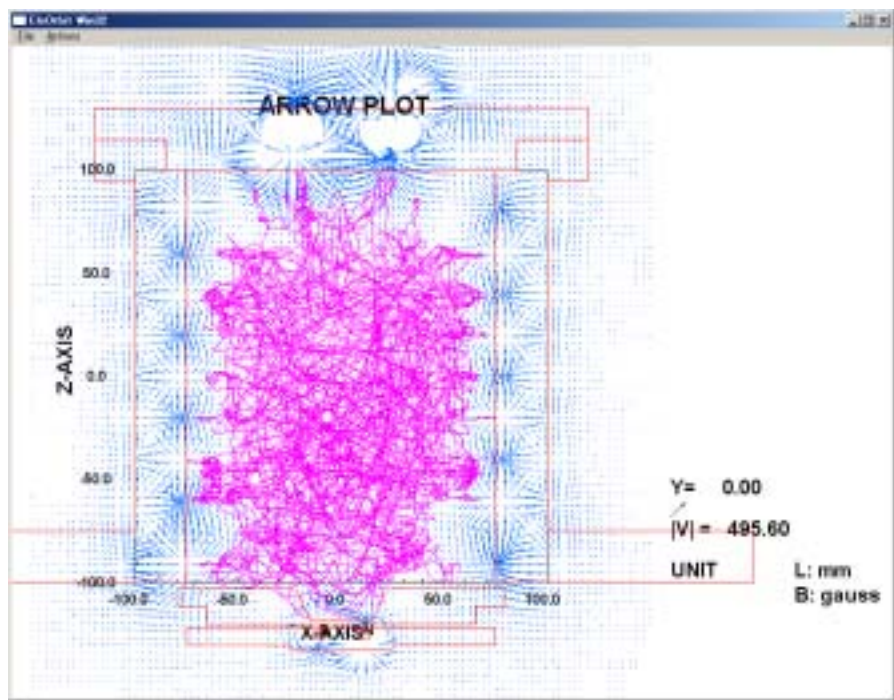


図 42 電子軌道計算コードELEORBITによるプラズマ生成室内の電子軌道
 (Type-W : 磁気フィルター強度 = 388 G.cm)

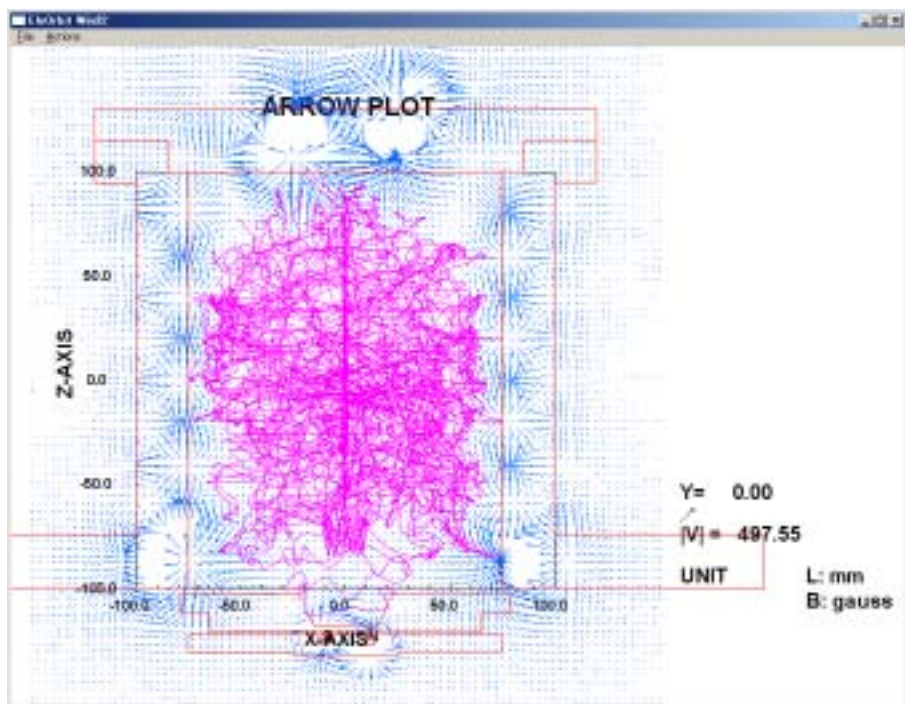


図 43 電子軌道計算コードELEORBITによるプラズマ生成室内の電子軌道
 (Type-M : 磁気フィルター強度 = 521 G.cm)

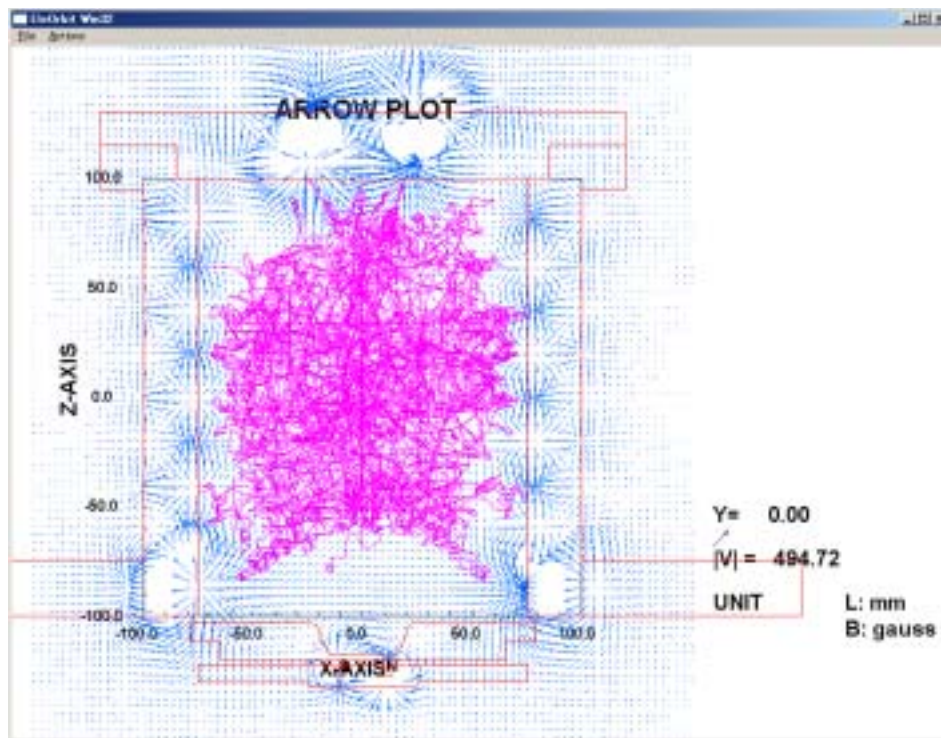


図 44 電子軌道計算コードELEORBITによるプラズマ生成室内の電子軌道
 (Type-S : 磁気フィルター強度 : 670 G.cm)

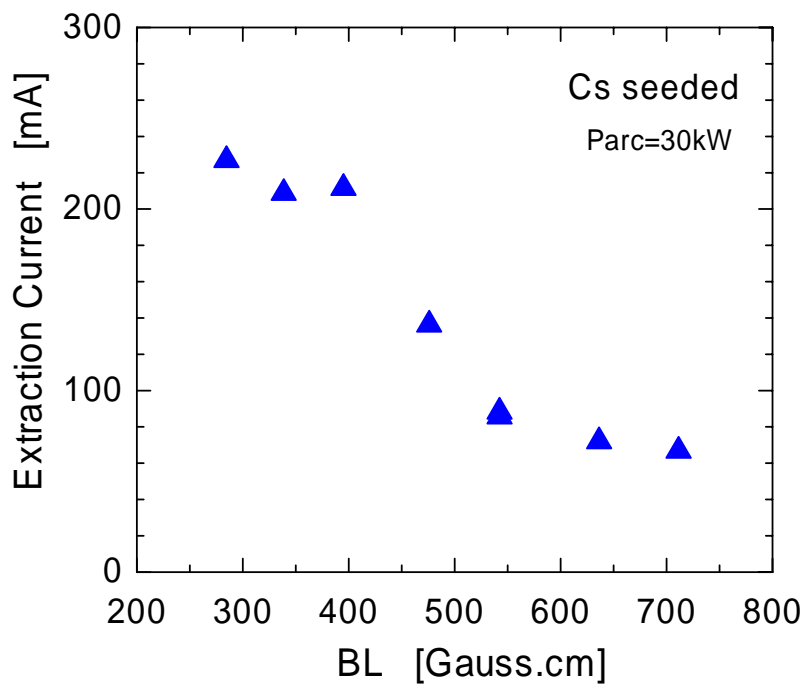
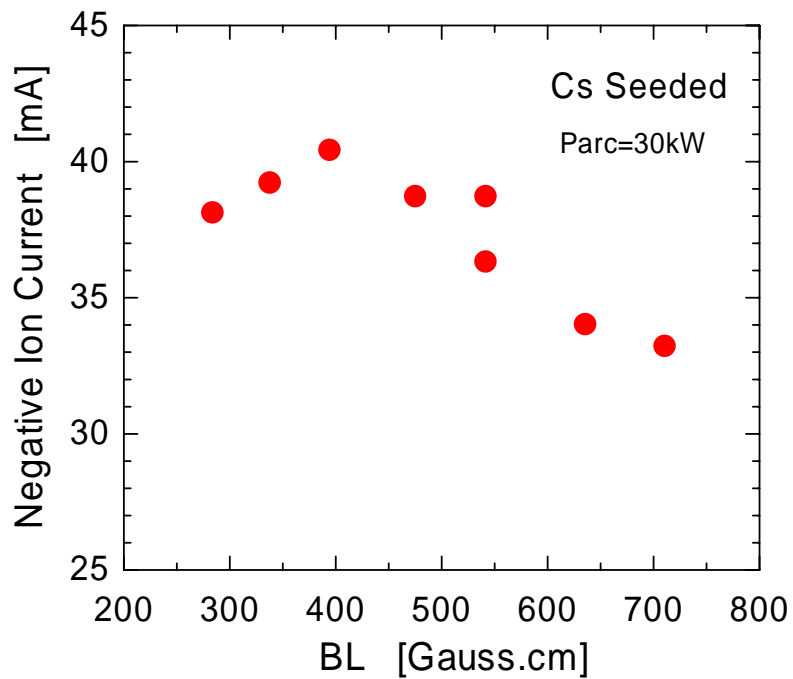


図 45 セシウム添加時の負イオン電流（上）と引出電流（下）の磁気フィルター強度依存性

5.1.2. アーク電圧の最適化

フィラメントから放出される一次電子のエネルギーは、アーク電圧で決定されると考えて良い。したがって、アーク電圧を変化させてビーム特性を調べれば、ビーム特性の一次電子エネルギー依存性を評価することができる。セシウム未添加状態にて、アーク電圧を90 V、120 Vおよび150 Vの3種類に設定した場合の、負イオン電流および引出電流のアークパワー依存性を図 46に示す。使用したフィラメント本数はいずれの測定でも3本であり、長さは130 mmである。磁気フィルター形状は前述のType-Mである。図 46が示すとおり、負イオン生成のアークパワー効率は、アーク電圧90 Vから150 Vの範囲では電圧が低いほど高いことが分かる。

しかし、フィラメント寿命に着目すると、アークパワーではなくアーク電流の依存性でこの現象を捉える必要がある。フィラメント寿命のアーク電流依存性の測定結果を図 47に示す。本測定では、アークパワーは30 kW一定としている。縦軸のフィラメント寿命は、アーク放電開始から使用した2本のフィラメントのうちどちらか1本が断線するまでの時間としている。測定結果から、フィラメント寿命はアークパワーが同じでもアーク電流に強く依存していることが分かる。この結果は、ビームの特性を調べるにあたり、アークパワーではなくアーク電流依存性を調べる方が実用的であることを示している。そこで、図 46の測定結果について、横軸をアーク電流として再プロットした結果を図 48に示す。負イオン生成のアーク電流効率は、アークパワー効率とは逆に高いアーク電圧ほど高いことが分かる。つまり、フィラメントの長寿命化のためには、高いアーク電圧で運転する必要があることになる。

ビーム特性のアーク電圧依存性を詳細に調べるために、アーク電流を350 A一定とし、負イオン電流および引出電流のアーク電圧依存性を、アーク電圧を広範囲で変化させて測定した。ここでアーク電流を一定にしたのは、アーク電流は一次電子の量に比例すると考えられ、これを一定にして測定すればアーク電圧依存性はそのまま一次電子エネルギー依存性を見なせると考えたからである。測定結果を図 49に示す（フィラメント本数および形状、磁気フィルタータイプは、図 46の測定条件と同じ）。負イオン電流はアーク電圧とともに増加しており、また高い電圧ではやや飽和傾向があることが分かる。

アーク電圧依存性が、磁気フィルター強度によってどのように変化するかを調べるために、磁気フィルター強度を変えて同様の測定を行った。負イオン電流および引出電流の変化について、アーク電圧および磁気フィルター強度でプロットした結果を、図 50 に示す。測定はアーク電流を 333 A 一定とし、フィラメントは 130 mm 長さのものを 3 本使用した。負イオン電流については、磁気フィルター強度を変えても、アーク電圧の高い方が高い電流値が得られるという傾向は変わらない。また、どのアーク電圧でも磁気フィルター強度は 521 G.cm のときに電流値が最大となっている。つまり、負イオン電流のアーク電圧依存性は、磁気フィルター強度依存性に比べると小さいことが分かる。引出電流についても同様で、磁気フィルター強度と比較してアーク電圧の依存性は小さい。

一次電子エネルギーのビーム特性に対する影響を定量的に評価するために、ELEORBIT を使用して 90 eV および 150 eV の電子について、3 種類の磁気フィルター強度に対して電子軌道計算を行った。計算結果を、図 51、図 52 および図 53 にそれぞれ示す。本計算ではフィラメント本数は測定と同条件の 3 本としている。どの磁気フィルター強度についても、一次電子エネルギーを変えても電子の軌道分布はほとんど変化がなく、先に示した実験結果を再現していることが分かる。次に、本実験で使用したアーク電源の最大出力電圧 150 V を超える 180 eV と 200 eV の一次電子エネルギーについても、同様の軌道計算も実施した。その結果を図 54 (磁気フィルター強度：521 G.cm) および図 55 (磁気フィルター強度：670 G.cm) に示す。磁気フィルター強度が 521 G.cm のとき、エネルギーが 180 eV、200 eV と上昇するにしたがって、磁気フィルターを通り抜ける電子量が増加し、電子軌道分布が 388 G.cm で電子エネルギー 90 eV または 150 eV の分布 (図 51) に近くなっていく。670 G.cm のときも同様で、電子エネルギーが増加すると、521 G.cm で低エネルギーのときの電子分布 (図 52) に近くなる。つまり、アーク電流を下げるためにアーク電圧を上げるとき、それに見合うだけの磁気フィルター強度を増強すれば、負イオン電流が高い状態を保持することになる。しかし電圧が高すぎると、生成室内でアーキングが発生し放電が不安定になるとともにフィラメント寿命にも悪影響を及ぼすので、アーク電圧は適当な値を選ぶ必要がある。

次に、イオン源にセシウムを添加し、今までと同様にアーク電圧を変えながら負イオン電流および引出電流のアーク電流依存性を測定した。セシウム添加状態におけるアーク電圧 90 V、120 V および 150 V のときの負イオン電流のアーク電流依存性の測定

結果を図 56に示す。測定時の磁気フィルター強度は、第5.1章で示したセシウム添加状態での磁気フィルター検討で得られた最適値である467 G.cmとし、使用したフィラメント長は130 mmである。測定結果を見れば分かるとおり、セシウム添加状態でも未添加状態と同じ結果が得られており、アーク電圧90 Vから150 Vの範囲では電圧が高いほどアーク電流効率が高いことが分かる。図 56において、各アーク電圧の測定結果を一次関数で最小自乗近似し、傾きから負イオン電流のアーク電流効率を求めた。求めたアーク電流効率をアーク電圧でプロットした結果を図 57に示す。今まで述べてきた結果と同様に、セシウム添加状態でも、負イオン生成のアーク電流効率はアーク電圧とともに増加するが、高い電圧では飽和傾向にあることが分かる。

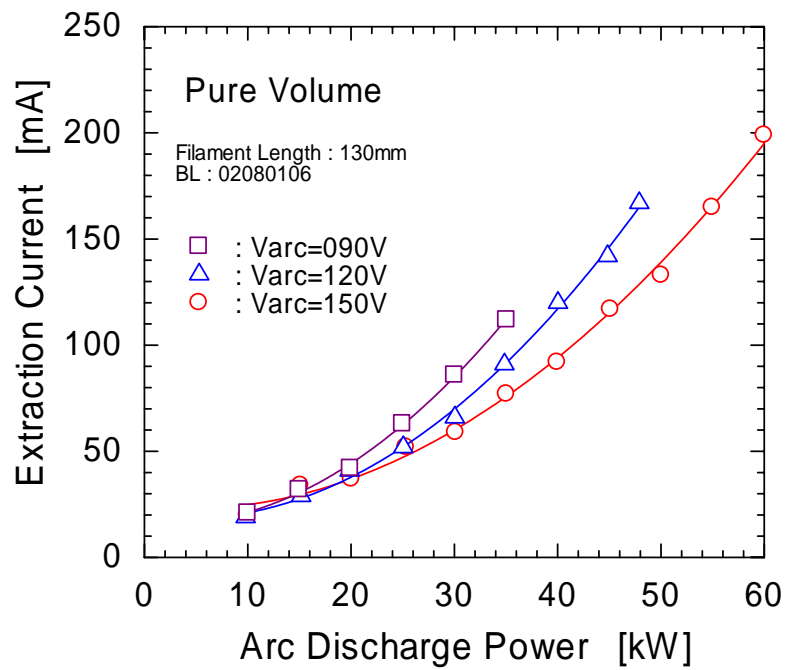
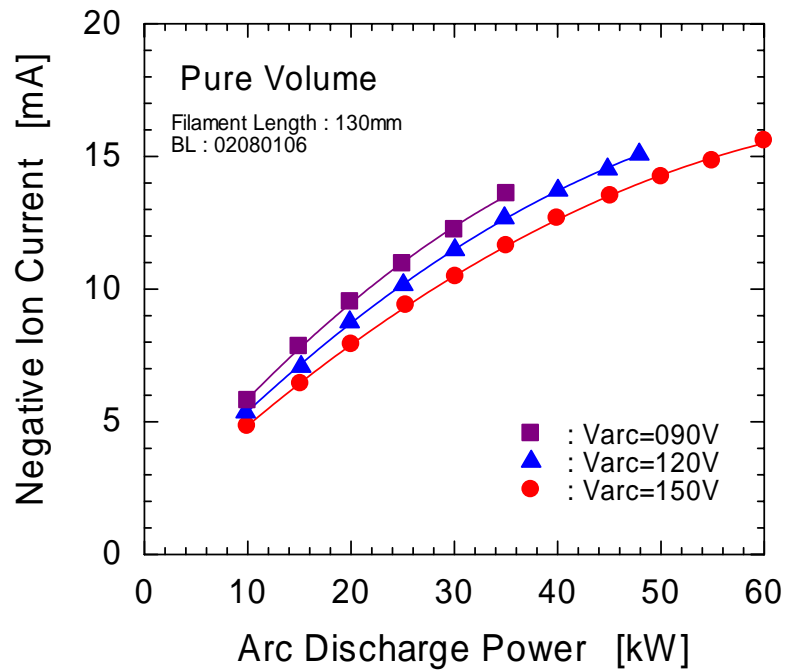


図 46 アーク電圧90 V、120 V、150 Vのときの負イオン電流および引出電流の
アークパワー依存性（セシウム未添加状態）

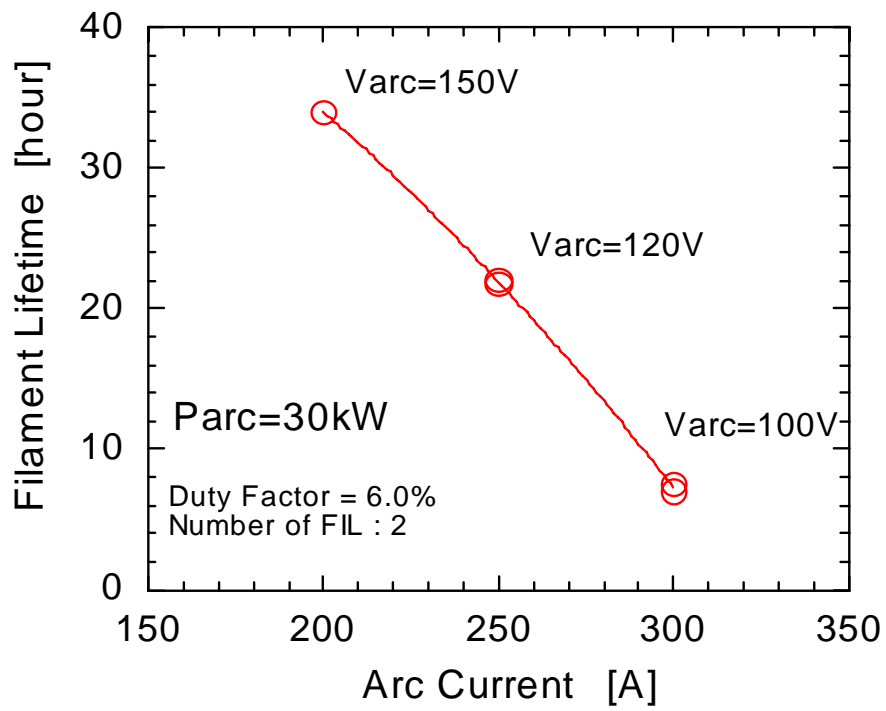


図 47 フィラメント寿命のアーク電流依存性 (アークパワーは一定)

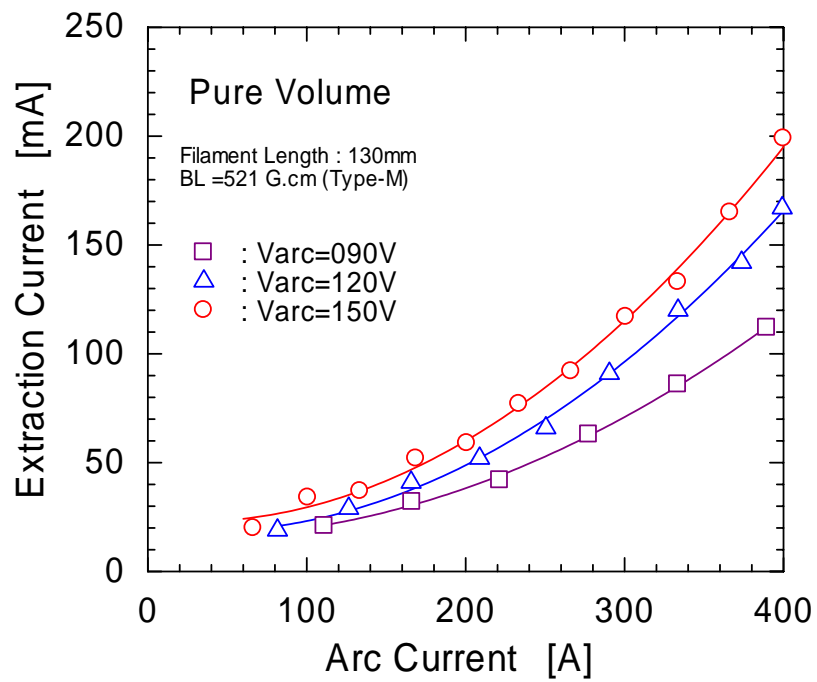
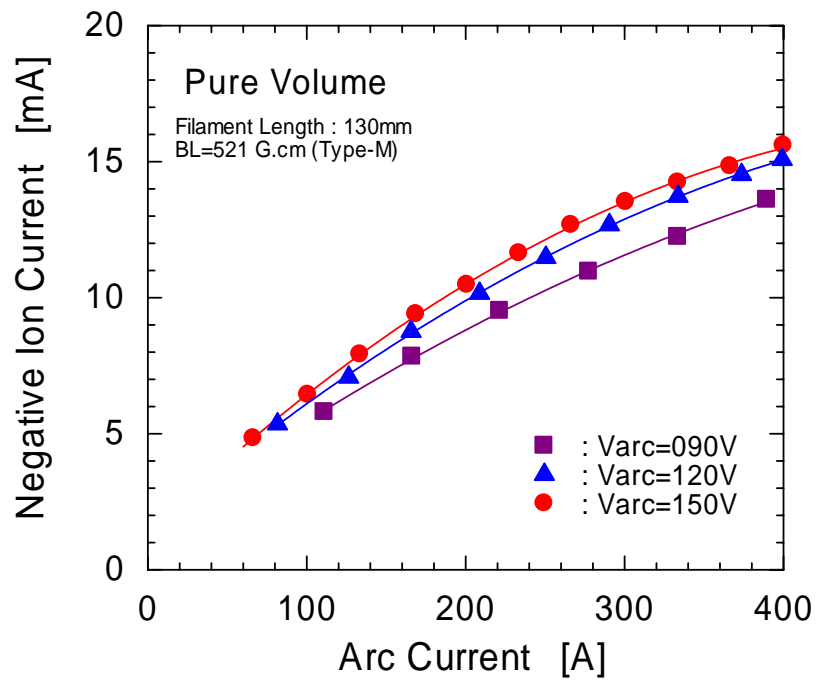


図 48 アーク電圧90 V、120 V、150 Vのときの負イオン電流および引出電流の
 アーク電流依存性（セシウム未添加状態）

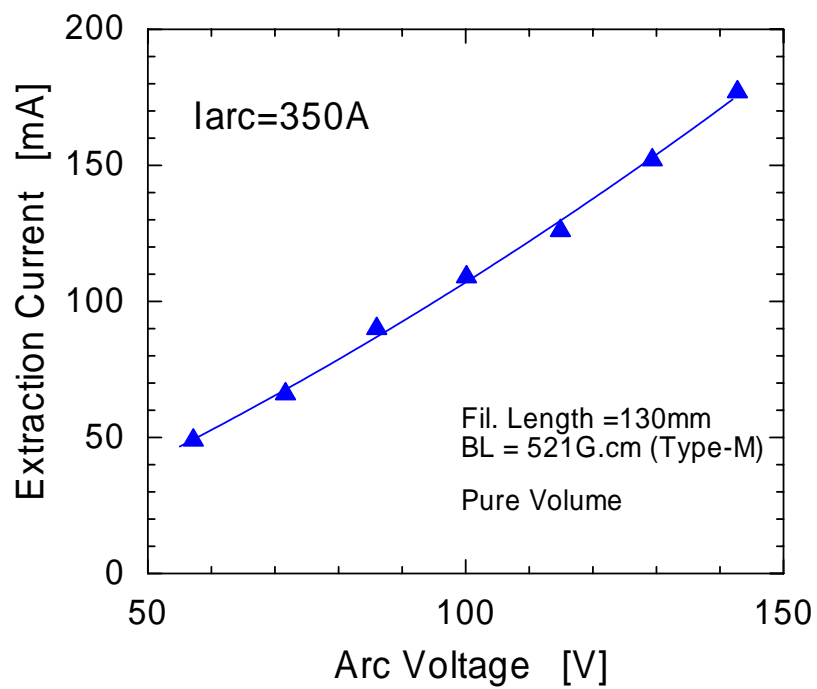
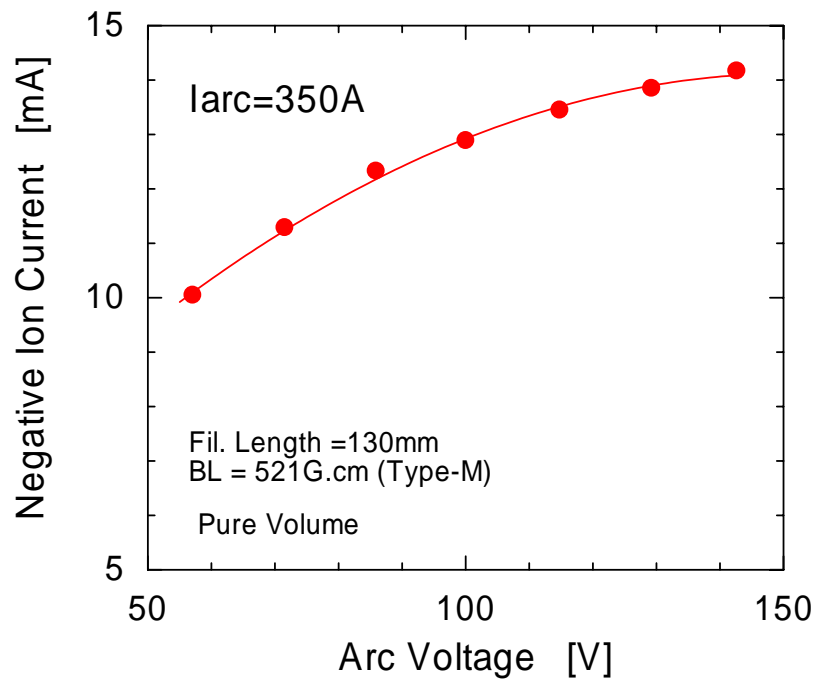


図 49 アーク電流350 A (一定) のときの負イオン電流および引出電流の
アーク電圧依存性 (セシウム未添加状態)

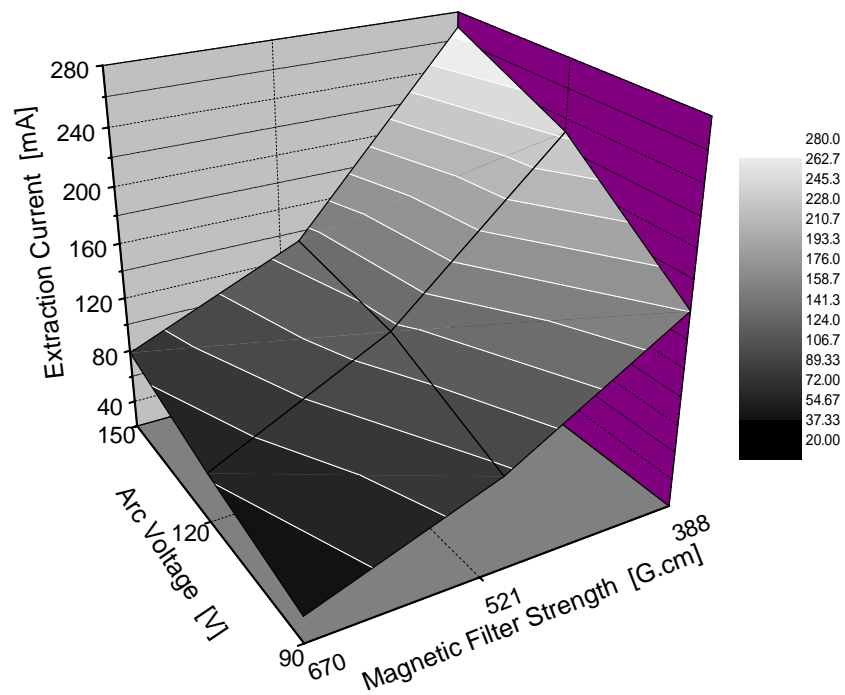
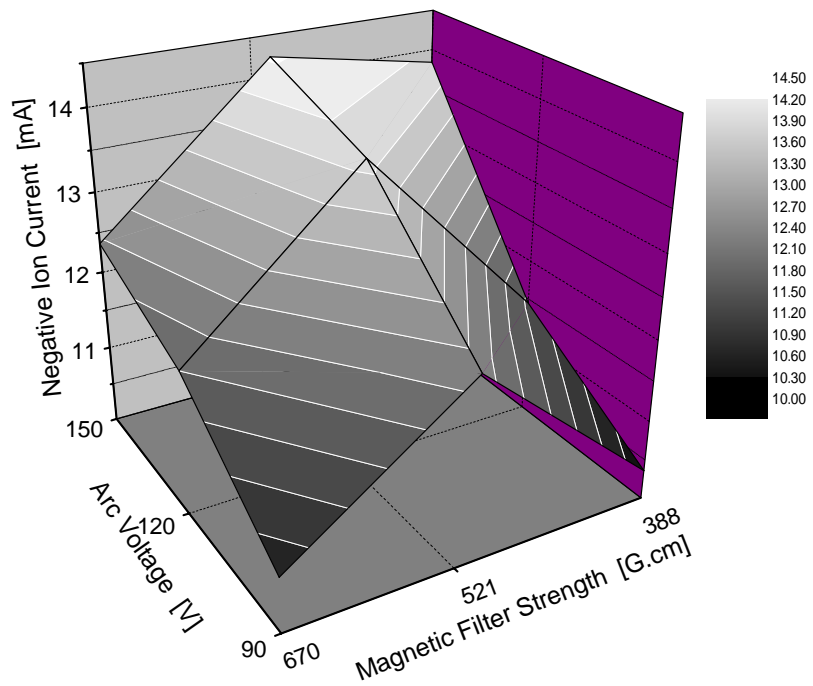


図 50 負イオン電流、引出電流のアーケ電圧および磁気フィルター強度依存性
 (アーケ電流 : 333 A、フィラメント長さ : 130 mm、セシウム未添加状態)

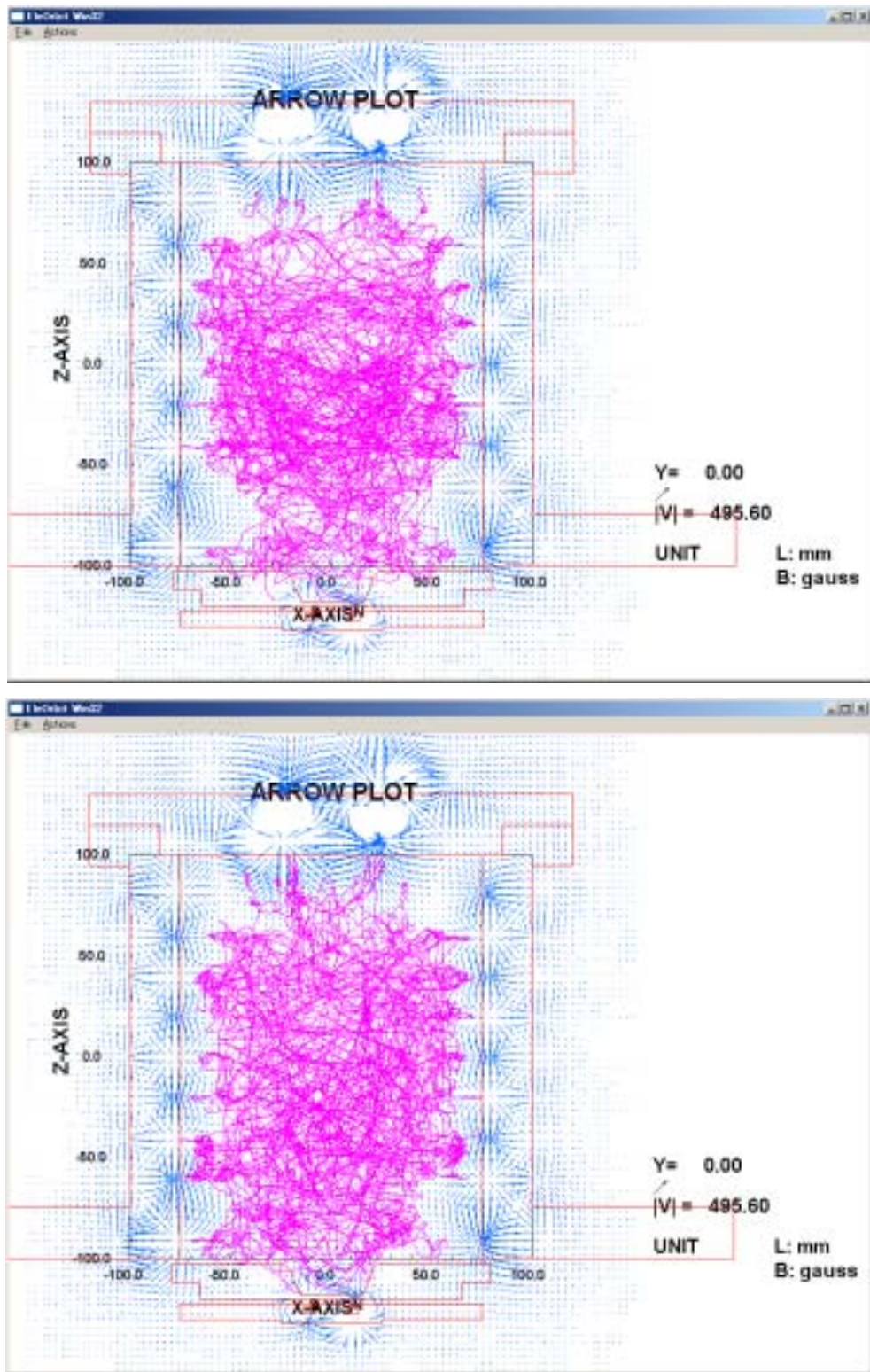


図 51 磁気フィルター強度388 G.cmのときの、プラズマ生成室内の電子軌道計算結果
 (上図：一次電子エネルギー = 90 eV、下図：一次電子エネルギー = 150 eV)

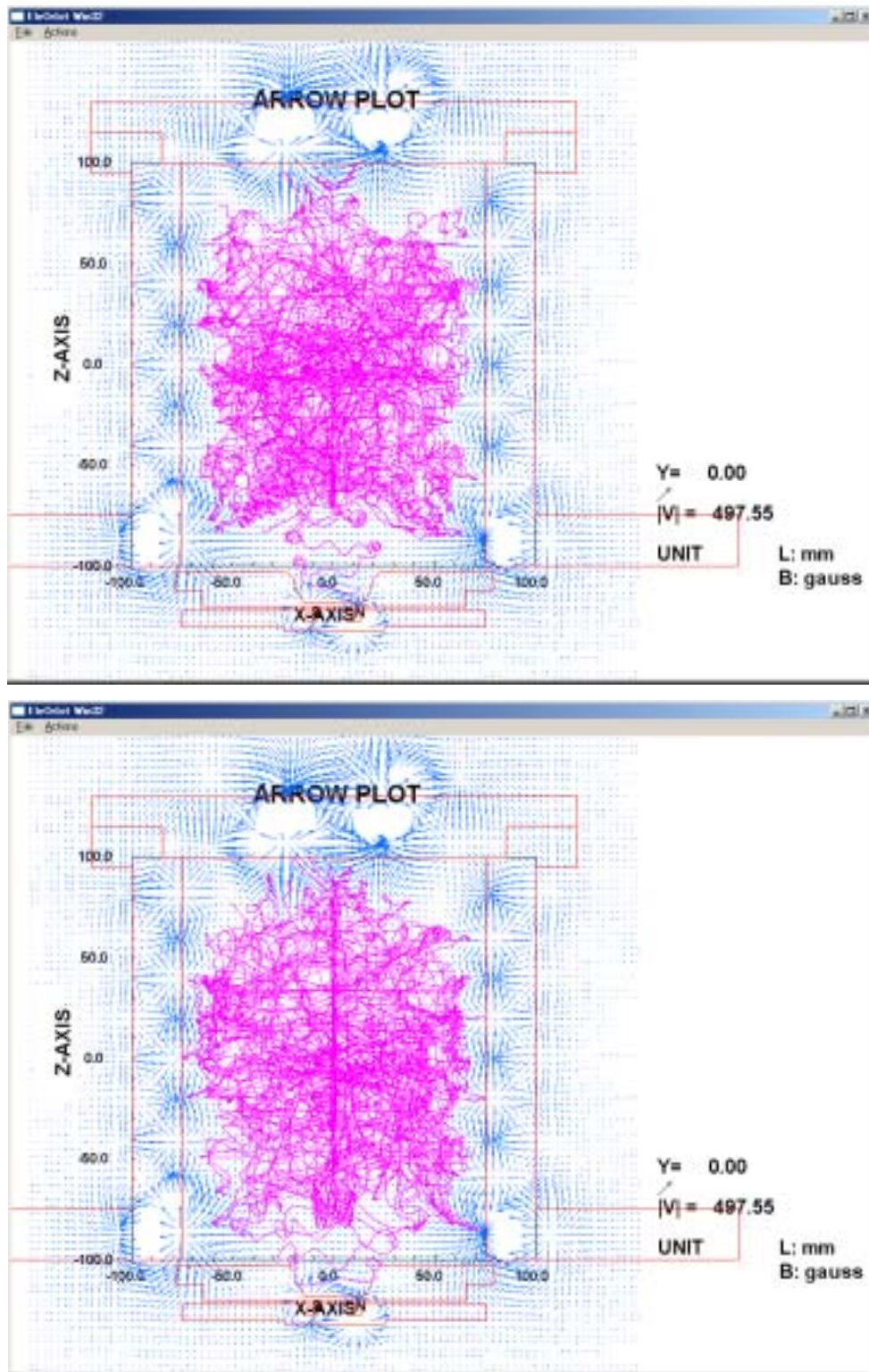


図 52 磁気フィルター強度521 G.cmのときの、プラズマ生成室内の電子軌道計算結果
 (上図：一次電子エネルギー = 90 eV、下図：一次電子エネルギー = 150 eV)

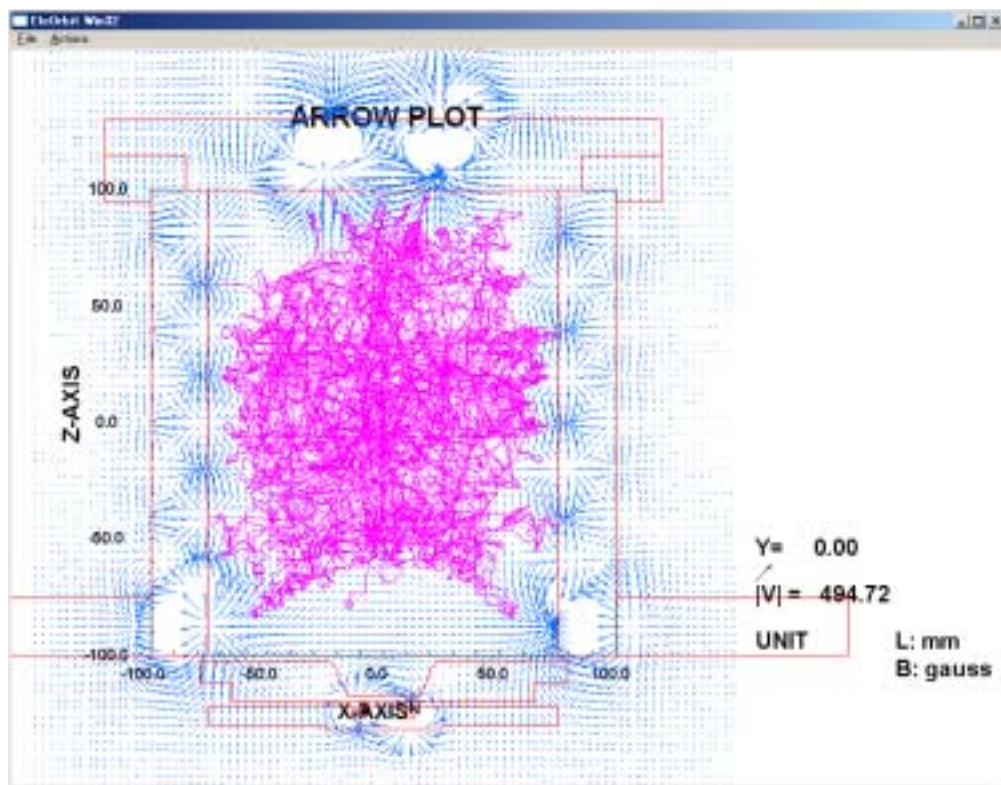
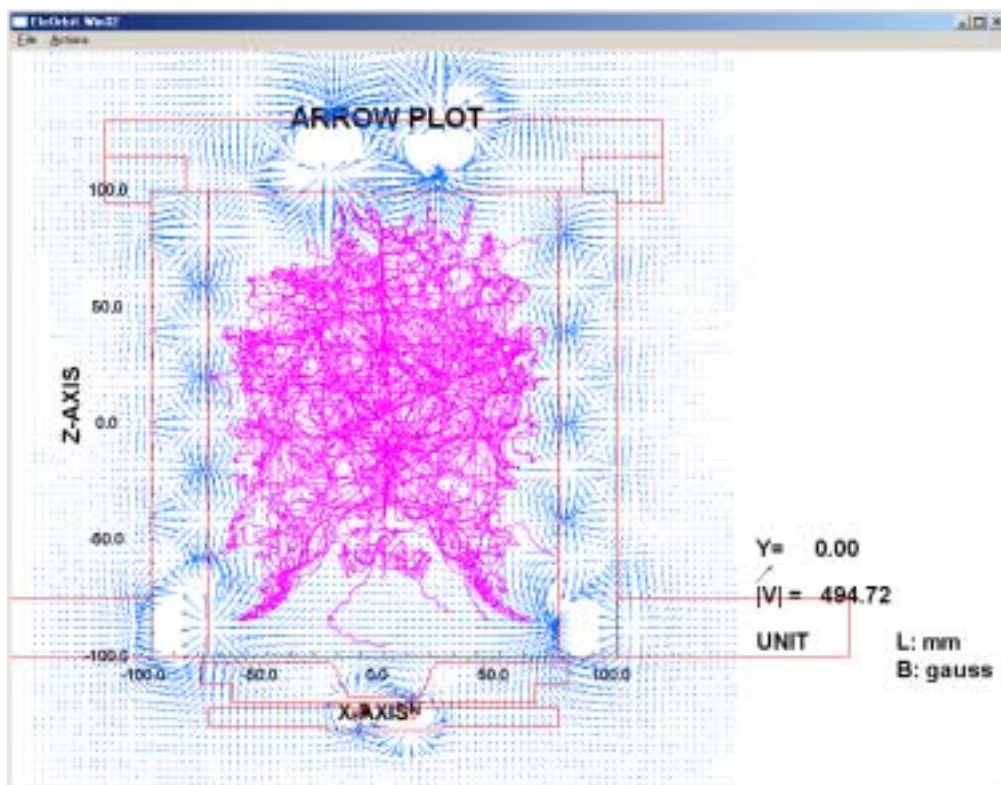


図 53 磁気フィルター強度670 G.cmのときの、プラズマ生成室内の電子軌道計算結果
 (上図：一次電子エネルギー = 90 eV、下図：一次電子エネルギー = 150 eV)

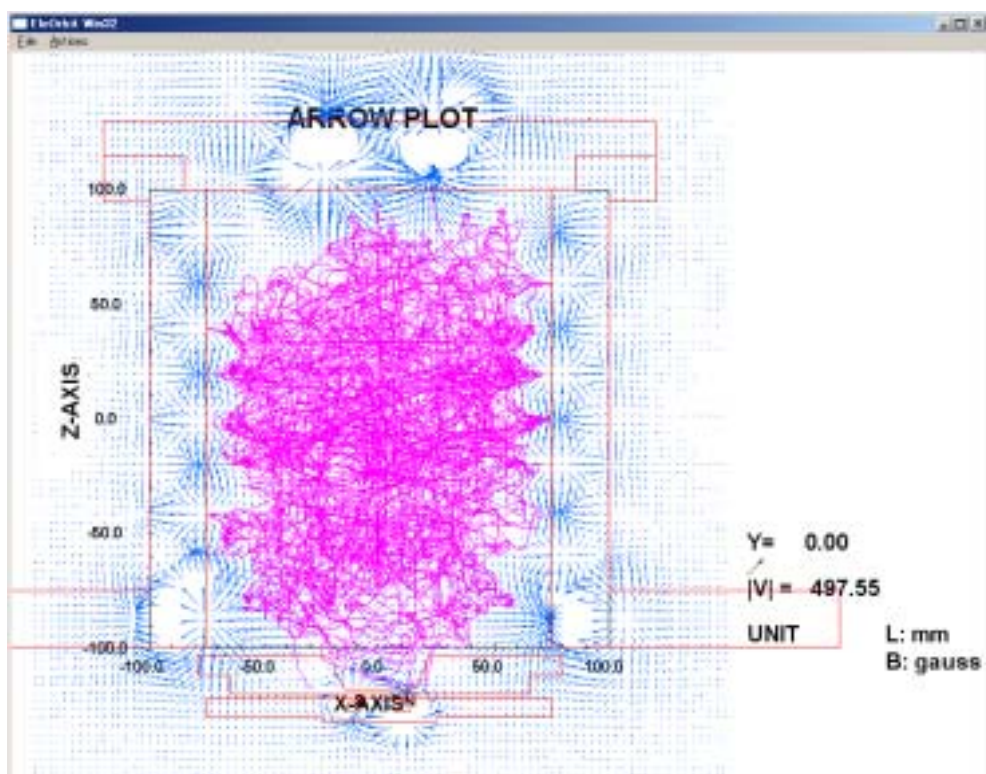
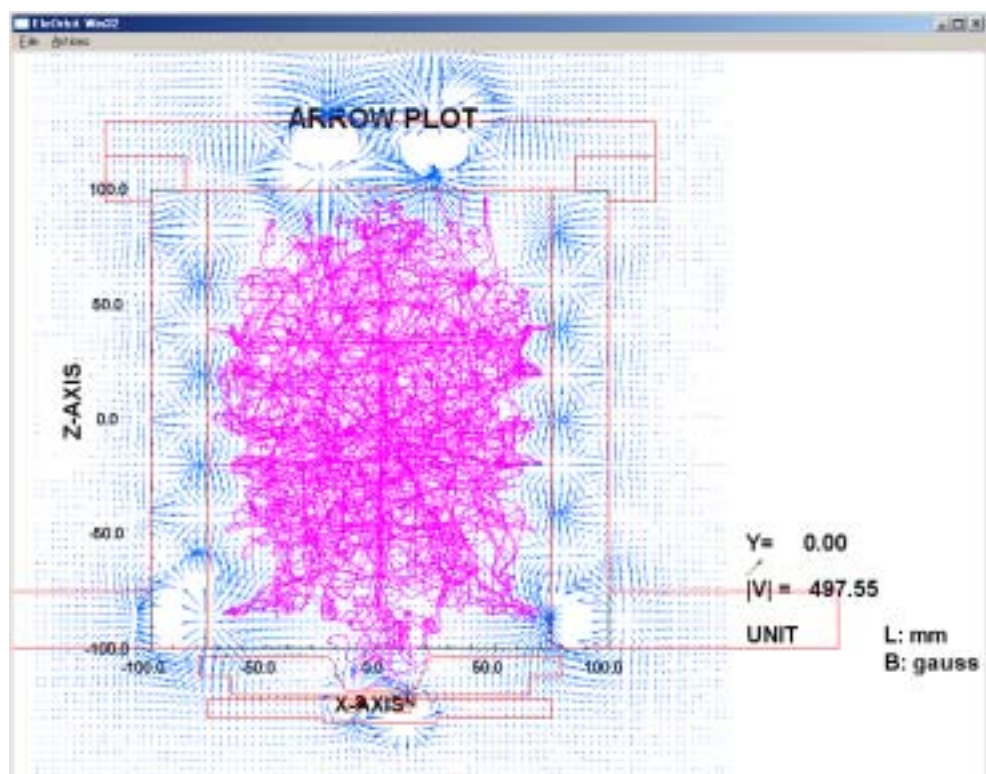


図 54 磁気フィルター強度521 G.cmのときの、プラズマ生成室内の電子軌道計算結果
 (上図：一次電子エネルギー = 180 eV、下図：一次電子エネルギー = 200 eV)

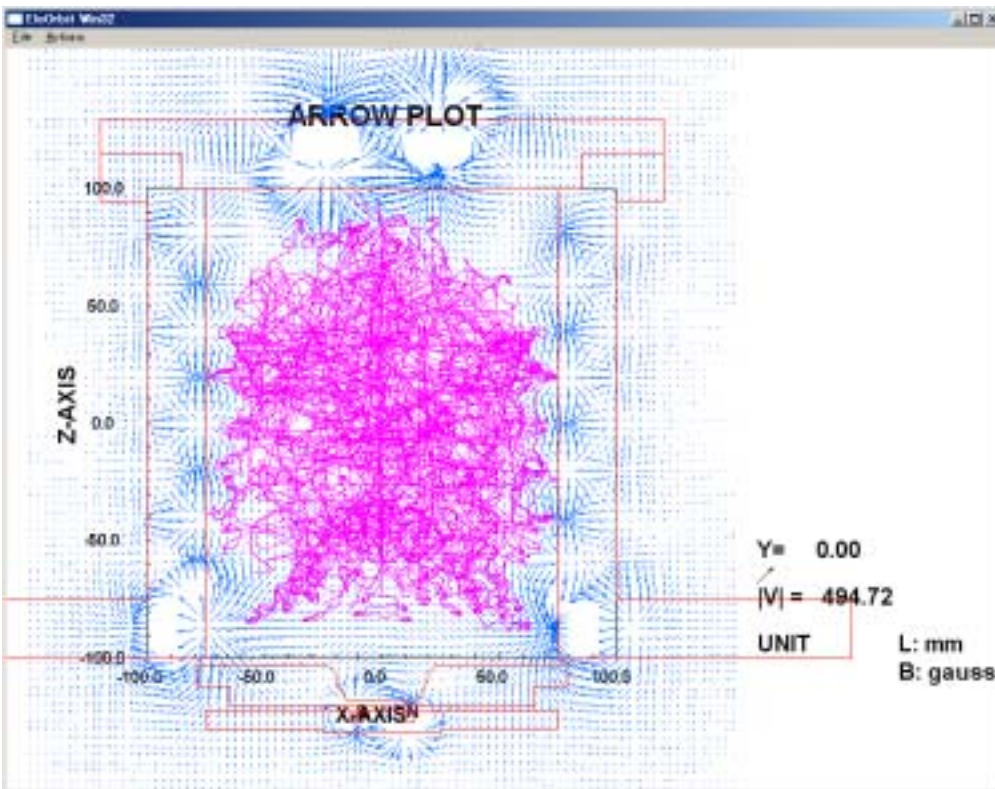
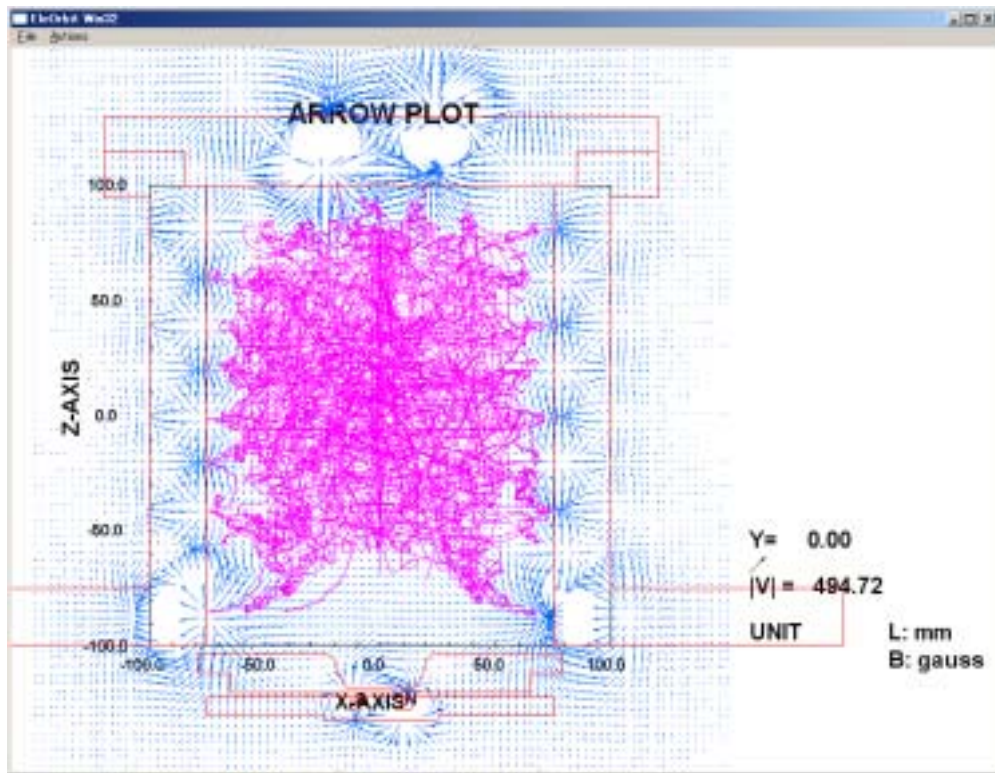


図 55 磁気フィルター強度670 G.cmのときの、プラズマ生成室内の電子軌道計算結果
 (上図：一次電子エネルギー = 180 eV、下図：一次電子エネルギー = 200 eV)

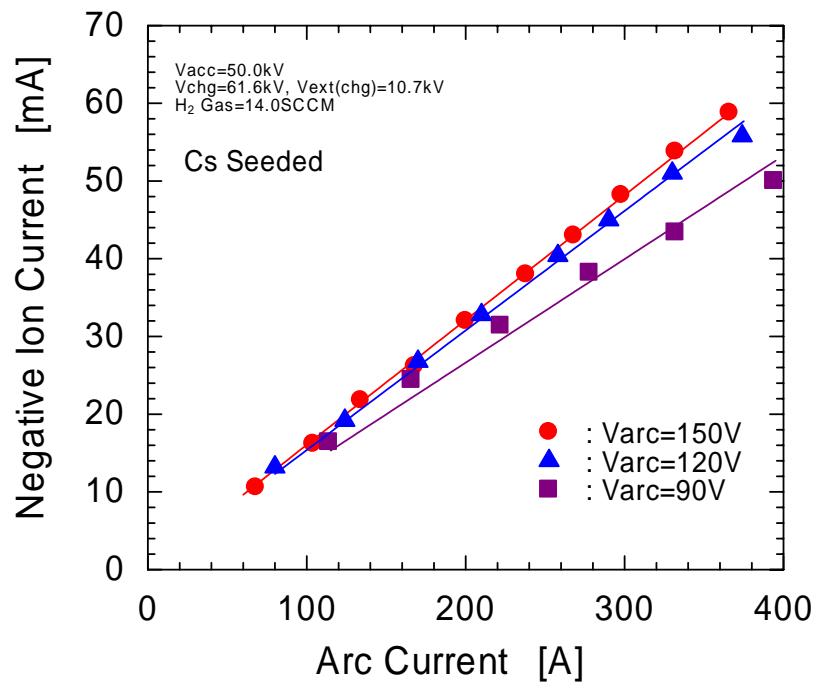


図 56 アーク電圧90 V、120 V、150 Vのときの負イオン電流のアーク電流依存性 (セシウム添加状態)

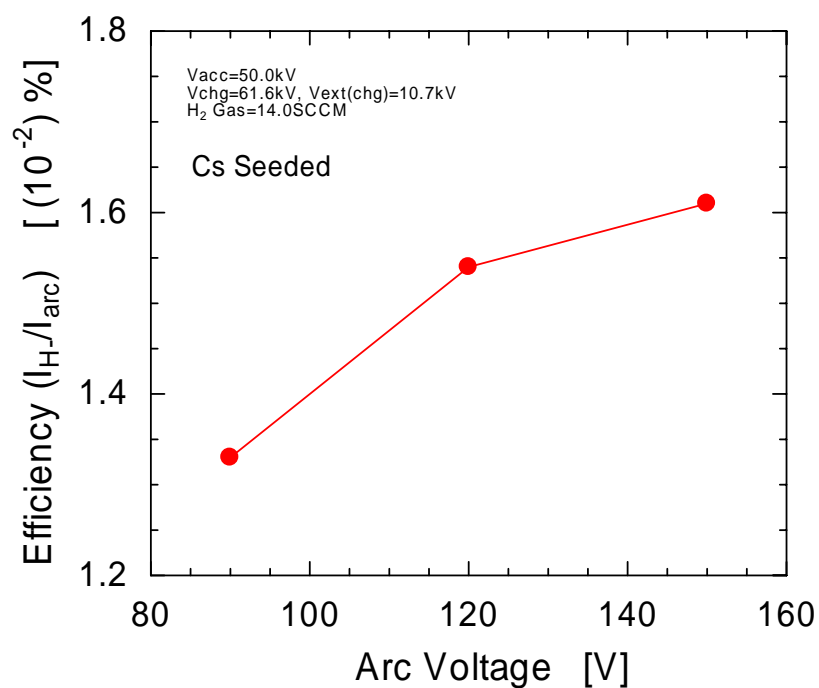


図 57 アーク電流効率のアーク電圧依存性 (セシウム添加状態)

5.1.3. フィラメント長の最適化

これまでの実験では、130 mm長のフィラメント1種類を使用してきたが、次にそれ以外の長さのフィラメントを用いてビーム試験を行い、フィラメント長の最適化検討を行った。まず、長さ90 mmおよび150 mmの2種類のフィラメントについて、3種類の磁気フィルター形状に対する負イオン電流および引出電流のアークパワー依存性を測定した。その結果を、図 58および図 59にそれぞれ示す。負イオン電流について見てみると、90 mmフィラメントの場合は、Type-WとType-Mでほぼ同じ電流値が得られているのに対し、150 mmフィラメントの場合は、Type-Mが最も電流値が高く、逆にType-Wは最も低くなっている。一方、引出電流については、両方のフィラメントとも磁気フィルター強度の上昇に伴い単調に減少していることが分かる。

フィラメント長と磁気フィルター強度の相関についても、ELEORBITを使って定量的に評価した。計算では電子の放出点をフィラメントの先端1箇所のみとすることで、フィラメント長の変化に対する電子軌道分布の違いの再現を試みた。計算結果を図 60（フィラメント長90 mm相当、磁気フィルター形状はType-W）、図 61（フィラメント長150 mm相当、磁気フィルター形状はType-W）、および図 62（フィラメント長150 mm相当、磁気フィルター形状はType-M）にそれぞれ示す。図 60と図 61を比較すると、同じ磁気フィルター形状に対し90 mmの点から放出した電子は生成室全体に広く分布しており、またプラズマ電極付近には到達していない。一方、150 mmの点から放出した電子は広範囲には分布せず、むしろプラズマ電極近傍に多く存在し、このような電子軌道分布の場合は、一次電子による負イオンの消滅量が多いと考えられる。しかし図 62に示すとおり、磁気フィルター強度をType-WからType-Mに増強すると、150 mmでも図 60と同様な電子軌道分布が得られる。つまり、長いフィラメントを使用するときは、それに応じてフィルター磁場強度を増やさないと、負イオン電流は増加しないことを示し、先ほどの実験結果を再現している。

負イオン電流と引出電流の磁気フィルター形状およびフィラメント長の依存性を、図 63に示す。ここでは、フィラメント長は90 mm、110 mm、130 mmおよび150 mmの4種類について測定を行った。アーク条件は、アークパワー30 kW、アーク電圧150 Vである。どの長さのフィラメントについても、Type-Mの磁気フィルター形状のときに最も高い負イオン電流が得られており、中でも150 mm長のフィラメント使用時が最大と

なっている。引出電流については、どの長さのフィラメントでも磁気フィルターが弱いほど電流値が高くなっている。フィラメント長の違いで見ると、引出電流は110 mmから150 mmの間では150 mmフィラメント使用時が最も電流値が高いが、4種類の中で最も高いのはむしろ90 mmフィラメント使用時である。これは、90 mmフィラメント使用時は、負イオン電流波形のフラットネスを良好に保つために他の長さのフィラメント使用時よりも生成室内への導入水素ガス量が低くしたためである。後述するが、他の条件を変えずに導入水素ガス量を低くすると、引出電流は増加することが分かっている。また、導入ガス流量と負イオン電流パルスのフラットネスの詳細については、第5.1.7章で述べる。

負イオン電流および引出電流のアーク電圧とフィラメント長の依存性を、図 64に示す。本測定では、アーク条件はアーク電流333 A一定とし、磁気フィルター形状はType-Mを選択した。負イオン電流、引出電流ともに、どの長さのフィラメントでもアーク電圧とともに電流値が増加していることが分かる。フィラメント長の違いで見ると、負イオン電流は90 mmフィラメント使用時が最も低く、それ以外の長さのフィラメントでは、電流値に大きな差は無い。一方、引出電流は150 mm長のフィラメント使用時が最も高く、次に90 mm長が高い。90 mm長の電流値が高いのは、先ほども述べたとおり、測定時の導入ガス量が低かったためである。

4種類の長さのフィラメントをそれぞれ3本使用した場合の、1本当たりのフィラメント加熱電流とそのとき発生するアーク電流（アークパワー）の関係を図 65に示す。測定条件は、アーク電圧を150 V一定、磁気フィルターはType-Mである。長いフィラメントほど少ない加熱電流で大きなアーク電流（アークパワー）が得られており、アーク生成効率が高いことが分かる。この結果は、長いフィラメントほど寿命に対して有利であることを意味し、実際に4種類のフィラメントについて寿命を測定すると、図 66に示すとおり長いフィラメントほど長寿命であることが分かった。

以上のフィラメント長依存性についての測定結果をまとめると、長いフィラメントを使用すると、負イオン生成効率と寿命の点で有利となるが、一方で引出電流が高く電極への熱負荷が過大になる問題がある。よって、適度な長さのフィラメントを使用することが必要で、今回検討を行った90 mmから150 mmまでの4種類のフィラメントの中では130 mm長が、総合的に判断して最適な長さであると考えられる。

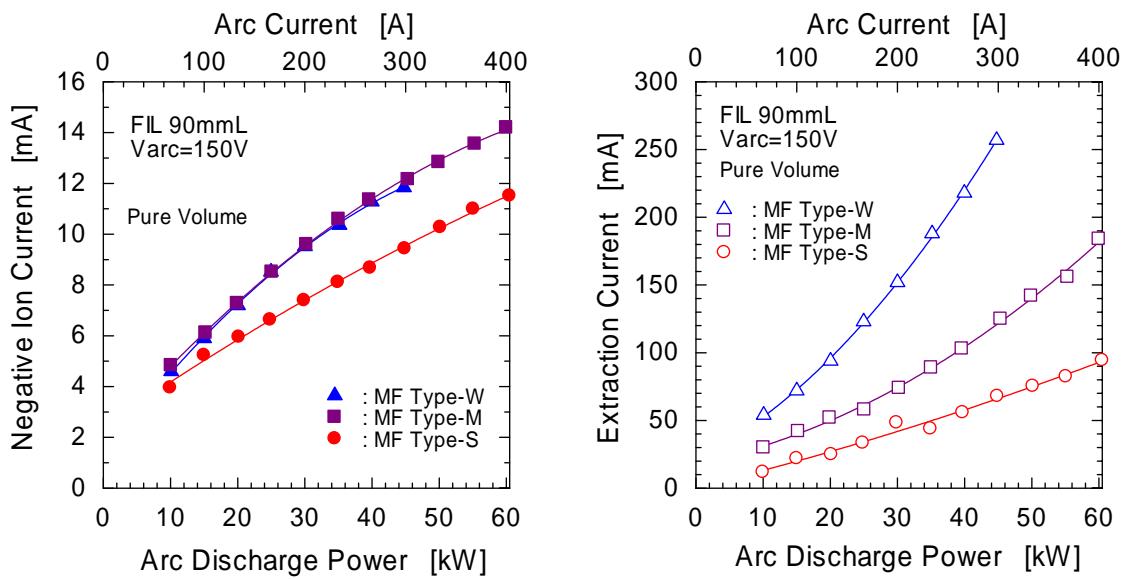


図 58 フィラメント長90 mm使用時のビーム特性 (アーク電圧150 V)
 (左図が負イオン電流、右図が引出電流のアークパワー依存性)

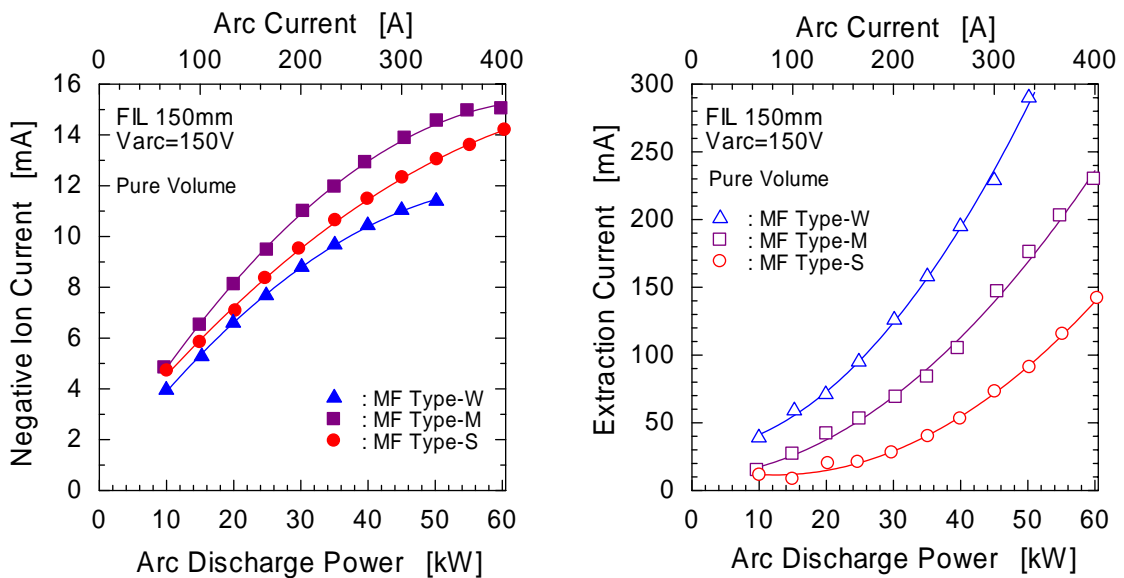


図 59 フィラメント長150 mm使用時のビーム特性 (アーク電圧150 V)
 (左図が負イオン電流、右図が引出電流のアークパワー依存性)

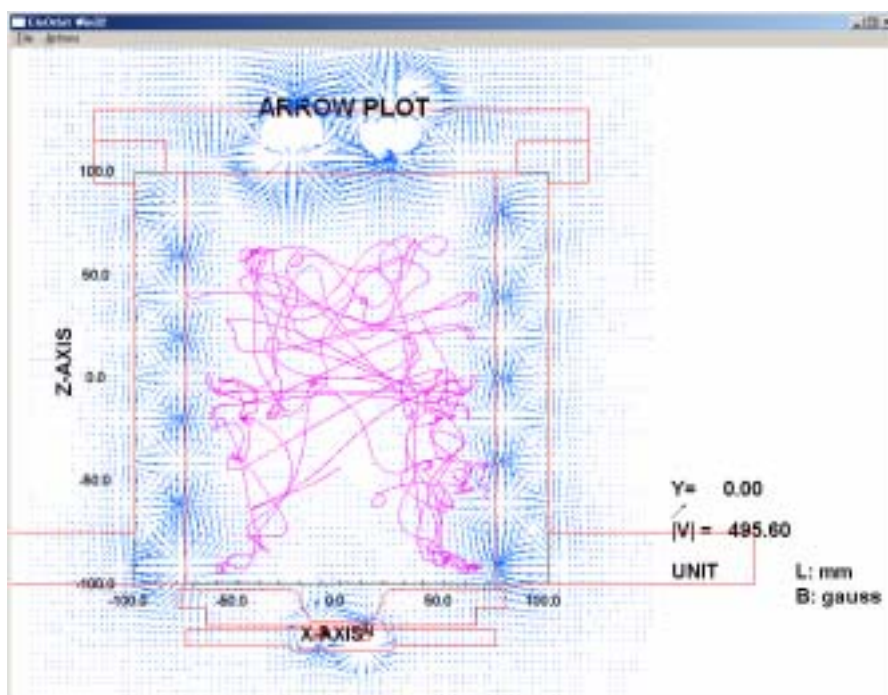


図 60 長さ90 mmのフィラメント先端から放出された電子の軌道
(磁気フィルター強度：Type-W、一次電子エネルギー：150 eV)

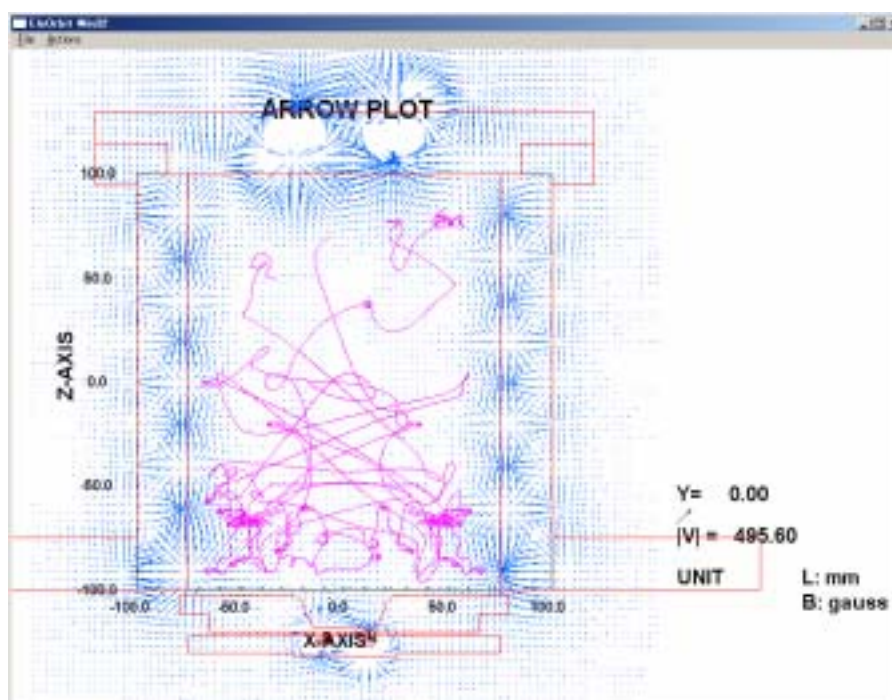


図 61 長さ150 mmのフィラメント先端から放出された電子の軌道
(磁気フィルター強度：Type-W、一次電子エネルギー：150 eV)

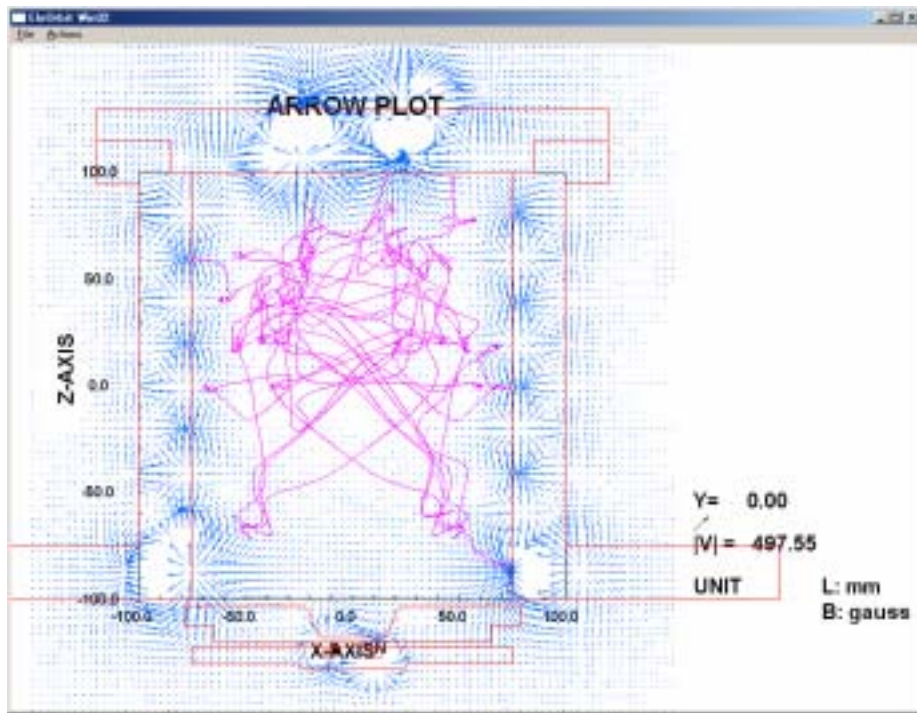


図 62 長さ150 mmのフィラメント先端から放出された電子の軌道
 (磁気フィルター強度：Type-M、一次電子エネルギー：150 eV)

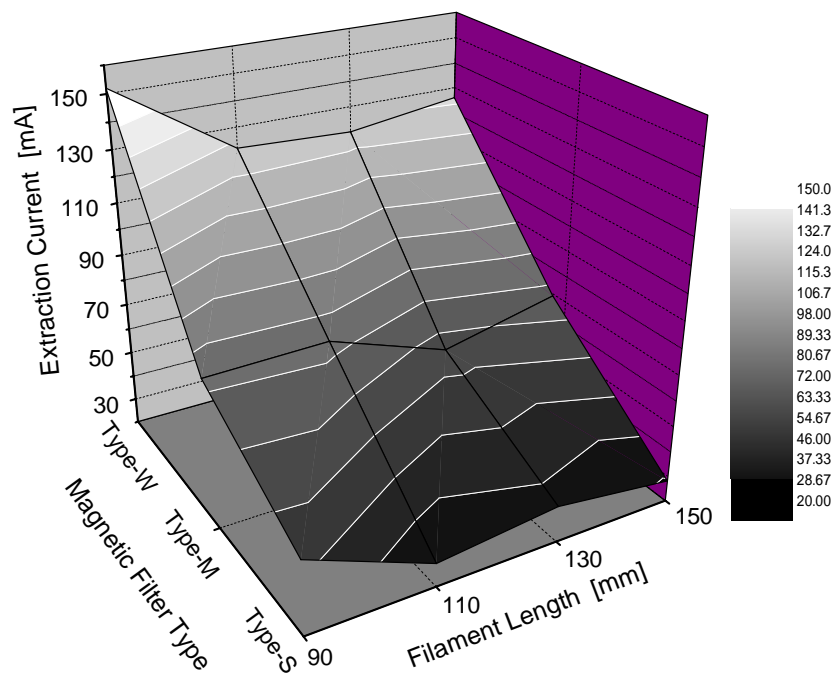
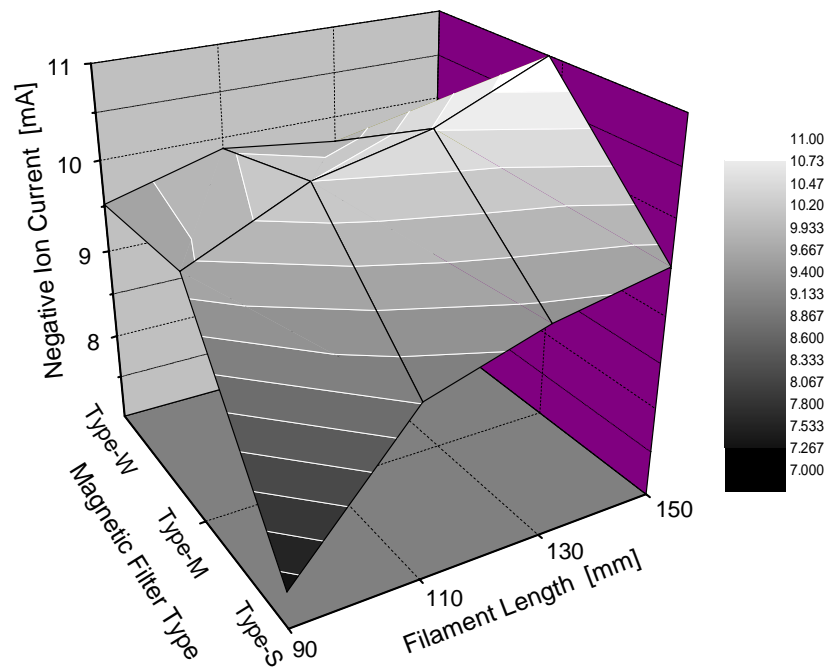


図 63 負イオン電流、引出電流の磁気フィルター形状およびフィラメント長依存性
 (アークパワー30 kW、アーク電圧150 V、セシウム未添加状態)

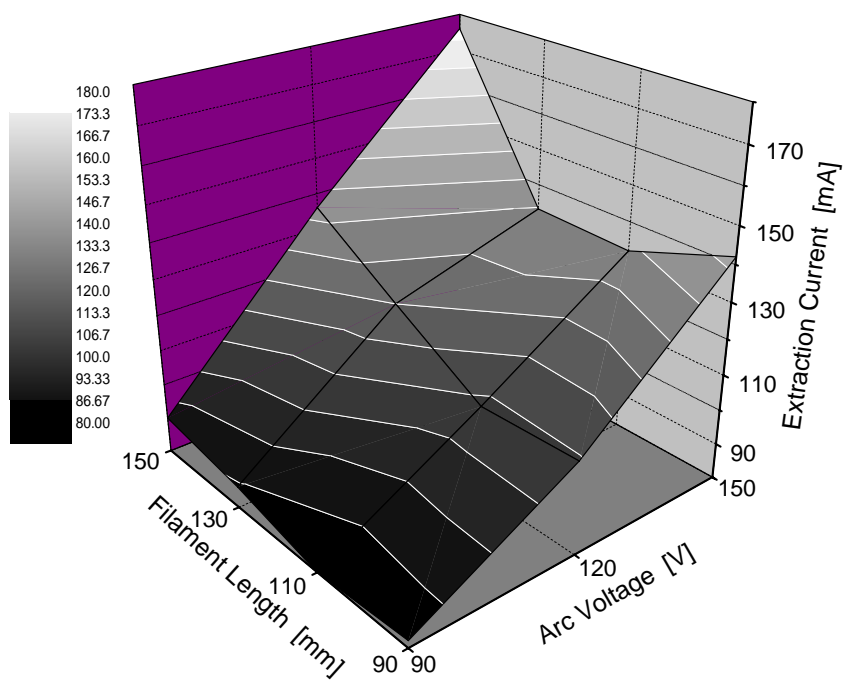
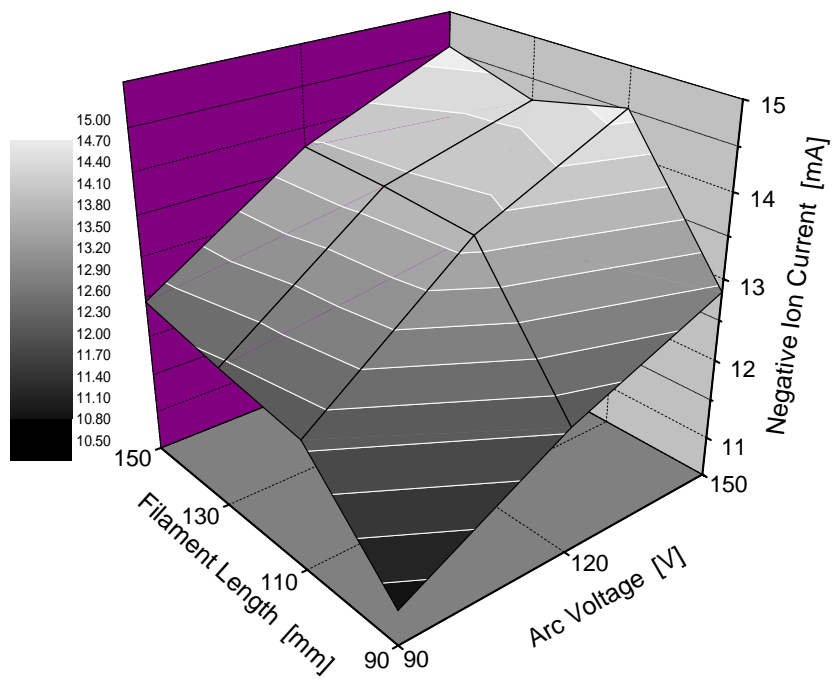


図 64 負イオン電流、引出電流のアーク電圧およびフィラメント長依存性
 (アーク電流333 A、磁気フィルターType-M、セシウム未添加状態)

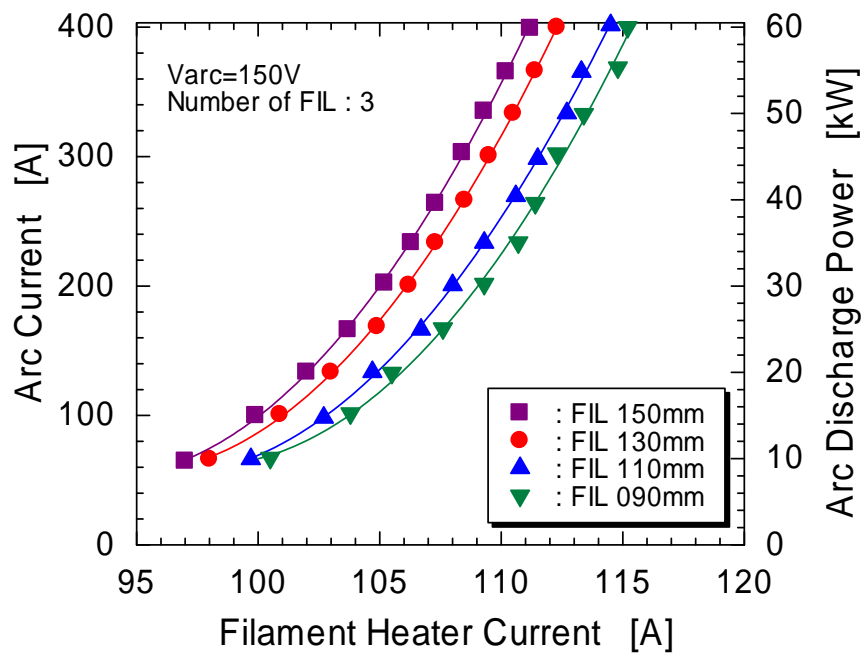


図 65 フィラメント加熱電流（フィラメント 1 本あたり）とアーク電流およびアークパワーの関係

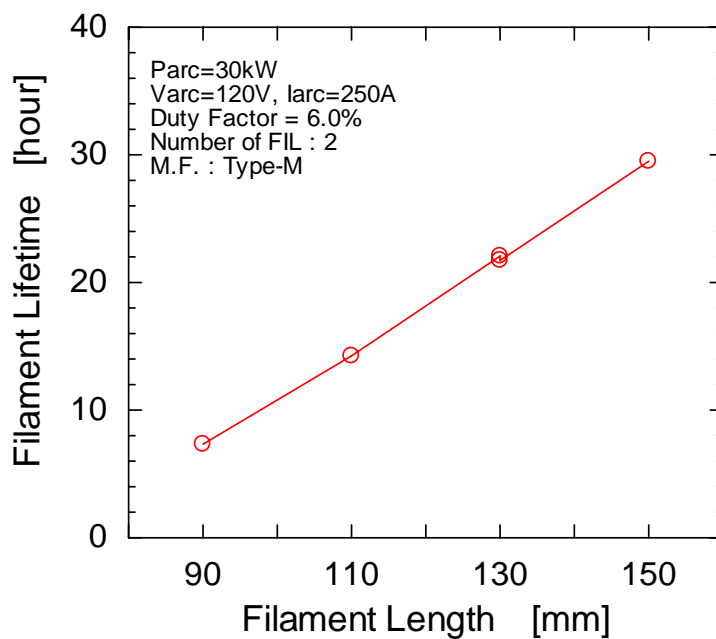


図 66 フィラメント寿命とフィラメント長の関係

5.1.4. バイアス電圧の最適化

負イオン源では、図 67に示すような方法でプラズマ電極をプラズマ生成室に対して適切なバイアス電圧を印加することにより、負イオン電流にあまり影響を与えずに電子電流を低減することができる[28]。バイアス電圧の極性と、プラズマ電極電位とプラズマ空間電位の関係を図 68に示す。一般的にプラズマがプラズマ生成室に閉じ込められているとき、プラズマ内の電子およびイオンの熱速度の差により生成室壁には電子が多く飛び込むため、プラズマは生成室に対して正の電位を持つ。プラズマと生成室の極性の関係を合わせて考えると、次のようになる。バイアス電圧として十分高いプラス電圧を印加する場合は(図 68の左図)、プラズマ電極はプラズマに対して正の電位となる。このときはプラズマ中の電子はプラズマ電極に引き寄せられ吸収されるので、引出電流は急激に減少することになる。逆にバイアス電圧としてマイナス電圧を印加する場合は(図 68の右図)、プラズマ電極はプラズマに対して負の電位となり、プラズマ中の電子はプラズマ電極によって反射され、その結果、ビーム引き出し孔付近の電子密度が上昇するので引出電流が増加する。

アークパワー30 kWおよび50 kWのときの、負イオン電流および引出電流のバイアス電圧依存性を、図 69にそれぞれ示す。図中のバイアス電圧の極性は、プラズマ電極がプラズマ生成室に対して正電位のときにプラス、負電位のときにマイナスとしている。負イオン電流については、アークパワー30 kWのときはバイアス電圧が - 4 V付近から、50 kWのときは - 6 V付近からそれぞれ減少が始まっている。これに対し引出電流は、バイアス電圧の上昇とともに単調に減少する。つまり30 kW、50 kWのときでそれぞれバイアス電圧を - 4 V、 - 6 Vに設定すれば、負イオン電流への影響無しに引出電流を減少させることができる。

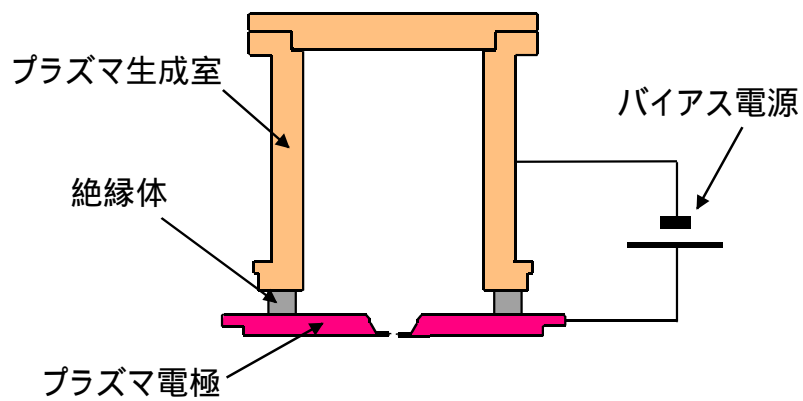
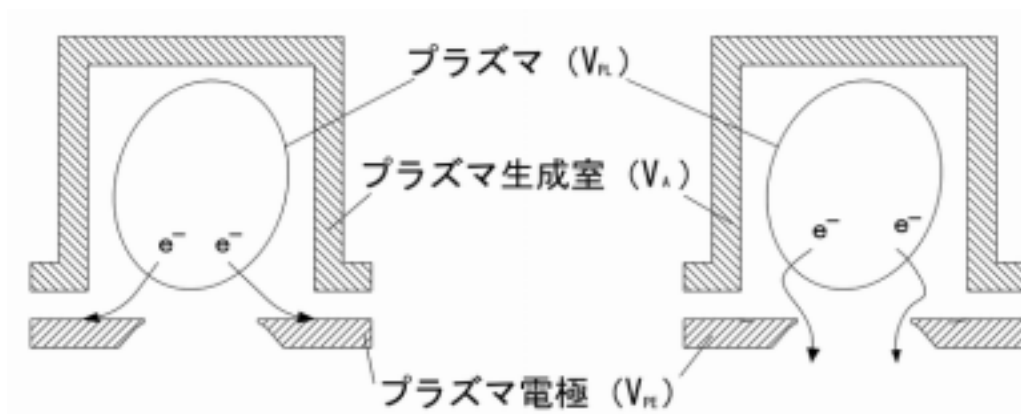


図 67 プラズマ電極バイアス電圧印加の模式図



$$\begin{cases} V_{PL} > V_A \\ V_{PE} \gg V_A \end{cases} \\ \therefore V_{PE} > V_{PL}$$

$$\begin{cases} V_{PL} > V_A \\ V_{PE} < V_A \end{cases} \\ \therefore V_{PE} < V_{PL}$$

(a) バイアス電圧プラス時

b) バイアス電圧マイナス時

図 68 バイアス電圧の極性と、プラズマ電極電位とプラズマ空間電位の関係

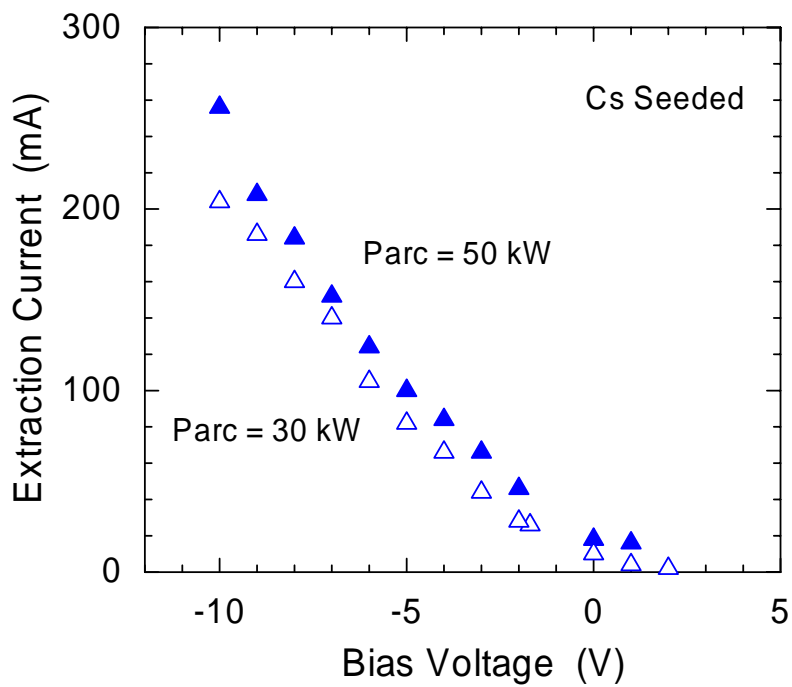
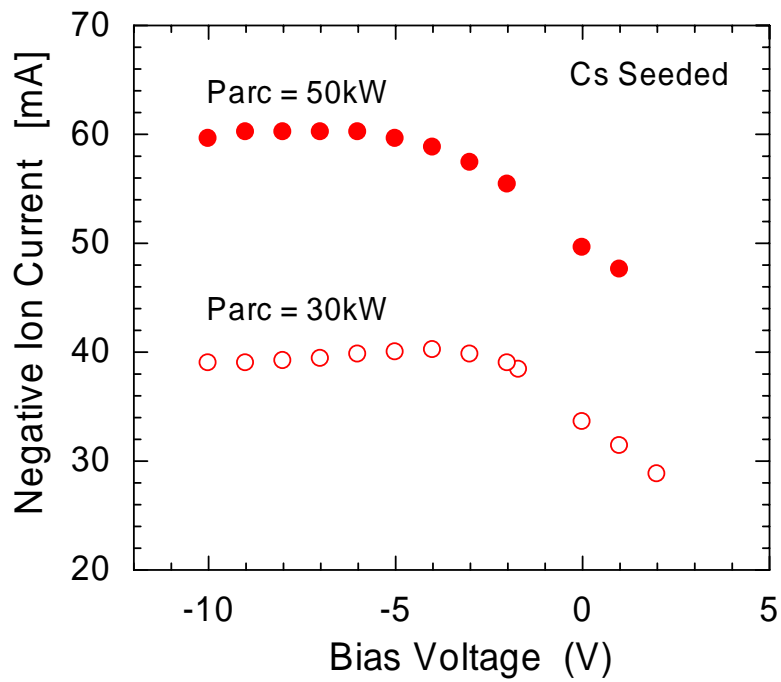


図 69 バイアス電圧に対する負イオン電流および引出電流の変化
 (電圧の極性は、プラズマ電極が生成室に対して正電位するとき+、負電位するとき-)

5.1.5. セシウム効果の効率化

第2章で述べたとおり、負イオン電流増加に対するセシウム効果の主たる原因は、プラズマ電極の表面効果である。そしてセシウムで覆われた金属表面の仕事関数は、その厚みに応じて変化することが知られている。セシウム原子層の厚みに対する仕事関数の変化の模式図を、図 70に示す[29]。金属表面の仕事関数は、セシウムの厚さが増すに従って減少し、セシウム半原子層の厚さで最小となる。さらに、セシウム厚さを増すと仕事関数は上昇し始め、やがてセシウムの仕事関数となる。負イオン生成効率を高めるには電極表面の仕事関数を下げることが重要になるため、電極表面のセシウム厚さをうまく制御する必要がある。

負イオン源では一般的に、プラズマ電極を加熱してセシウムの付着量と蒸発量を制御することで最適なセシウム厚を得る。本イオン源で測定した負イオン電流および引出電流のプラズマ電極温度依存性の典型例を、図 71に示す。プラズマ温度が低いときは、電極表面の仕事関数はセシウム多原子層のレベルになっていると考えられる。電極温度の上昇に伴い電極に付着したセシウムの蒸発が著しくなり、それに伴い電極上のセシウム原子層厚みが減少していく。すると電極の仕事関数が下がるので、負イオン電流はプラズマ電極温度の上昇に伴って増加することになる。そして450 近傍で負イオン電流が最大となり、ここで電極のセシウム原子層厚みが仕事関数の最も低くなる半原子層厚みになっていると考えられる。電極温度がさらに上昇するとセシウム厚が減少していき、最終的には付着したセシウムが全て蒸発してしまうので、負イオン電流は急激に減少することになる。

一方、引出電流は、負イオン電流と正反対の動きをし、負イオン電流が最大になる温度で最小になっている。この理由は、セシウム効果でプラズマ電極付近の負イオン密度が上昇して、この付近のプラズマ電位が周囲に比べてマイナスに帯電するため、プラズマ中の電子が電場障壁により電極付近に近寄れず、その結果、引出電流が減少すると考えられる。セシウム効果として負イオン電流値の増加だけが大きく取り上げられるが、引出電流が減少することもセシウム添加の大きな長所である。

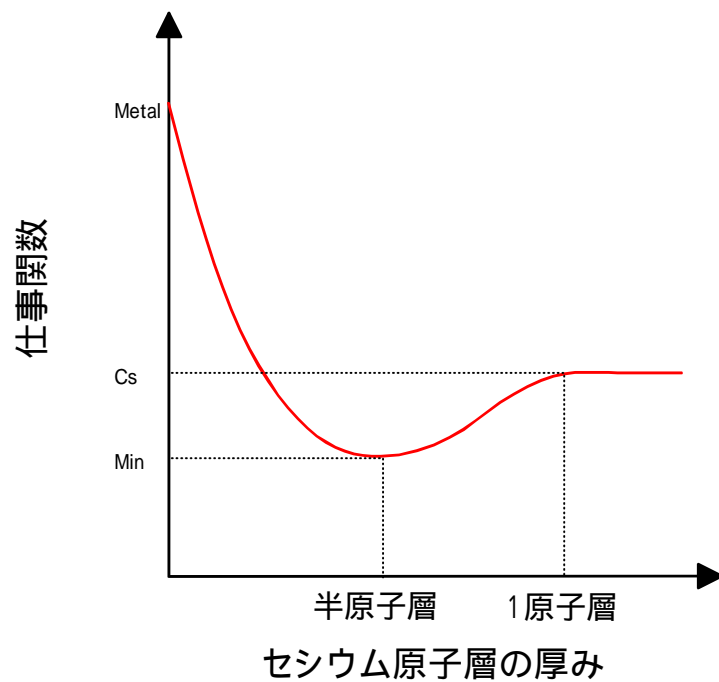


図 70 セシウム原子層の厚みに対する仕事関数の変化の模式図

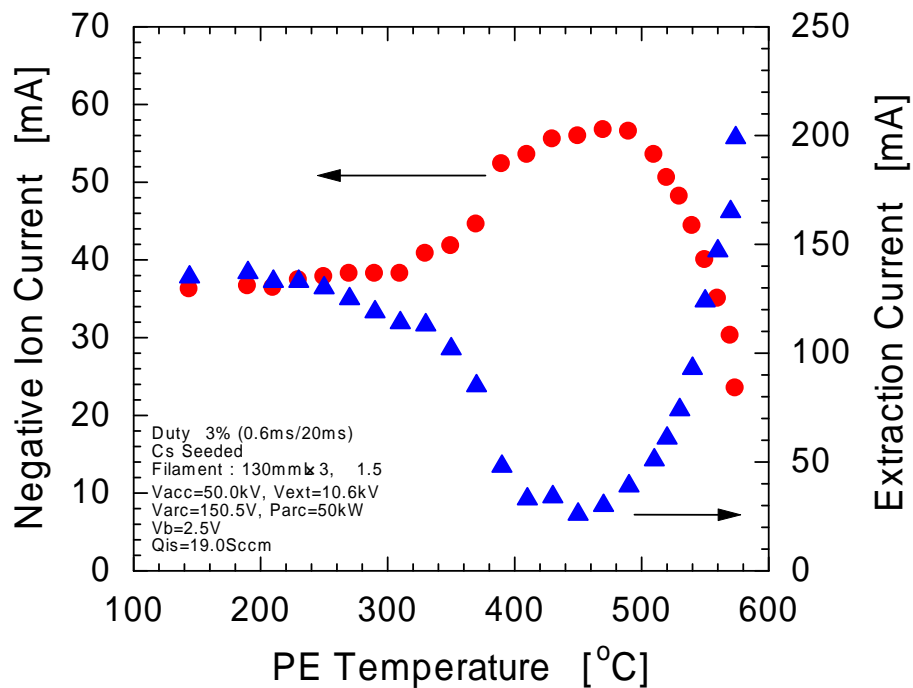


図 71 プラズマ電極温度に対する負イオン電および引出電流の変化

5.1.6. 中性化ビーム損失の低減

ビームの残留ガスによる中性化損失量を調べるために、差動真空排気系の真空ポンプに設置した手動ゲートバルブの開度を調整し、実効排気速度を変えながらビーム診断容器の真空度を变化させた。ビームエネルギー50 keVおよび70 keVの負イオン電流の、ビーム診断容器真空度依存性の測定結果を図 72に示す。測定中、イオン源に導入する水素ガス流量は14 SCCMに保った。グラフ中で真空度が最も良いデータは、差動真空排気系の手動ゲートバルブを全開にして最大排気速度で運転したとき、最も悪いデータは、ゲートバルブを全閉にして差動排気ラインを完全にOFFにしたときに、それぞれ得た結果である。図 72のグラフが示すとおり、差動真空排気ラインを設置することで負イオン電流が1.5 倍程度増加していることが分かる。なお、70 keVに比べて50 keVの方が負イオン電流減少の割合が大きいのは、図 28に示したとおり50 keVの中性化反応断面積が70 keVよりも大きい値を持つからである。

真空容器の真空度をP、そのときの負イオン電流をI、中性化損失の全く無い条件での負イオン電流値を I_0 とすると、以下の式が成り立つ。

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot P) \quad (5-2)$$

この式を用いて図 72の50 keVおよび70 keVのデータをそれぞれ最小自乗近似して、 I_0 を求めた。その結果、50 keV、70 keVともに I_0 は~65 mA程度である。これは、現状の真空排気系をさらに強化しても、負イオン電流は現状値より10 %程度の増加しか見込めないことを示しており、今回設置した差動真空排気系はその機能は十分果たしていると言える。

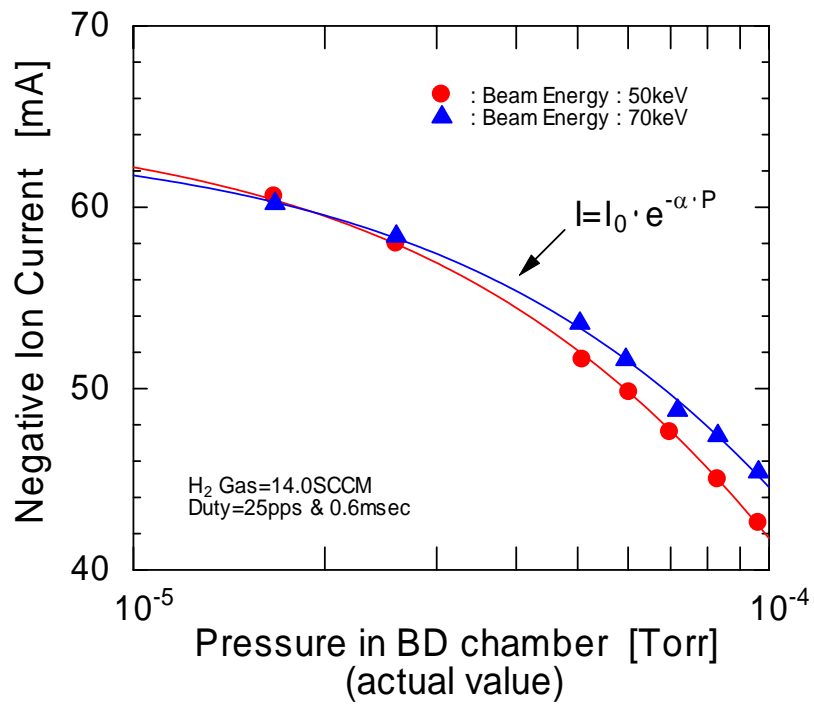


図 72 50 keVおよび70 keVの負イオン電流とビーム診断容器真空度の関係

5.1.7. ガス流量の最適化

負イオン電流および引出電流のガス流量、プラズマ生成室真空度の依存性を、図 73 に示す。測定値は、負イオン電流、引出電流ともにパルス長0.6 msecの中のパルス開始後0.5 msecの値である。負イオン電流は、低ガス流量領域ではガス流量とともに増加し、15 SCCM付近でピークとなり、その後は減少している。高ガス流量領域で負イオン電流が減少する理由は、以下のことが考えられる。

- (a) イオン源出口における負イオンビームの中性化損失の増大
- (b) プラズマ生成室内における水素分子との衝突による負イオン密度の低下

ガス流量15 SCCMおよび25 SCCMのときのビーム診断容器内の真空度を測定すると、それぞれ 1.9×10^{-5} Torrおよび 3.0×10^{-5} Torrであり、図 72に示したとおり、両者間の中性化損失による負イオン電流減少率は5 %程度である。しかし実際には20 %も減少していることから、高ガス流量領域でのビーム減少の主原因は、(a)ではなくて(b)であると考えられる。一方、引出電流はガス流量とともに単調に減少している。これはプラズマ生成室内の水素分子により電子が減速され、磁気フィルターを通過できる電子数が減少することに起因すると考えられる。

ガス流量の変化に伴う負イオン電流およびアーク電流の典型的なパルス波形の変化を、図 74に示す（パルス幅は1.0 msec）。各流量のデータのうち、上側の波形が負イオン電流、下側がアーク電流に相当する。負イオン電流波形は、12 SCCMのように低いガス流量領域ではパルス内で時間とともに減少し、逆に20 SCCMのように高いガス流量領域では時間とともに増加していることが分かる。そしてこれらの中間のガス流量である16 SCCMのときは、パルス長全体にわたりフラットな波形となり、フラットネスは～1 %である。一方、アーク電流波形もガス流量により変化しているが、負イオン電流波形に比べると僅かである。負イオン電流波形がこのようにパルス内で変化するのは、アーク放電により生成室内の水素ガス温度が上がり生成室外へのガス流出量が増える、または、プラズマ生成室金属表面に水素原子が吸着するなどの現象が発生し、生成室内のガス圧が一時的に下がるため、図 73の現象がパルス時間内に起きているためと推測される。1.0 msecのパルス内での真空度変化を測定するには、少なくとも100 μ sec程度の時間応答で真空度を測定する必要があるが、このような測定はなかなか

か困難である。しかし、加速器でビームを加速する場合、ビーム波形のフラットネスを良好に保つことは非常に重要である。それは、加速器では収束磁石などビーム電流値に依存するパラメータが存在し、ビームのフラットネスが悪くてパルス内でビーム電流が変化すると、マッチングの取れないビームが加速器を通過し、加速器内でビームロスを引き起こすおそれがあるからである。ビーム波形変化の原因解明は、今後の重要な課題である。

最後に、最適ガス流量（負イオン電流パルス波形がフラットになるガス流量）のフィラメント長および磁気フィルター形状依存性を図 75に示す。磁気フィルター強度が弱い（Type-W）のときは、最適ガス流量が高いことが分かる。また、フィラメント長さが長くなるとガス流量は増える傾向があることも分かる。

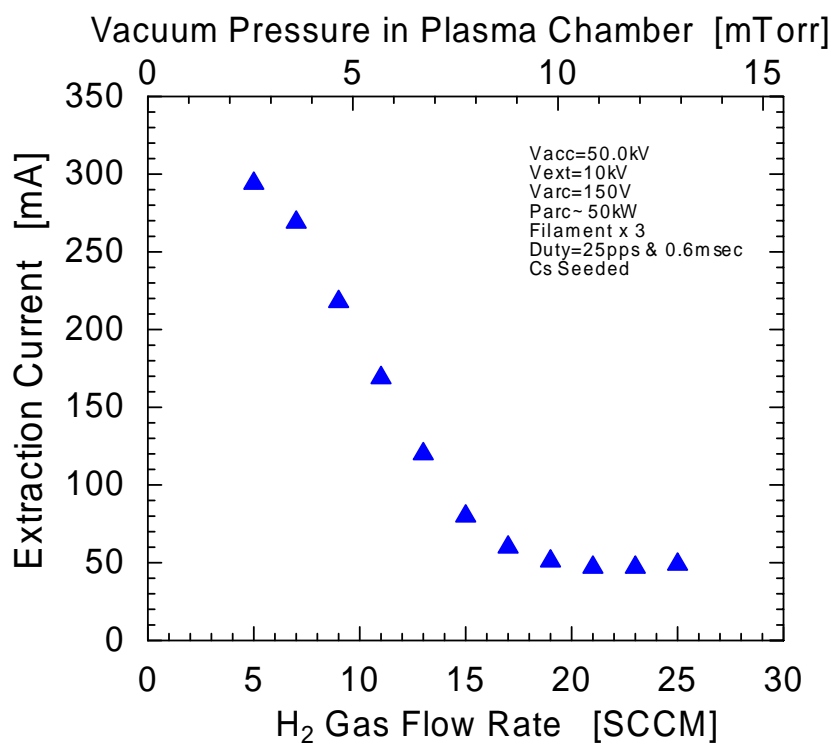
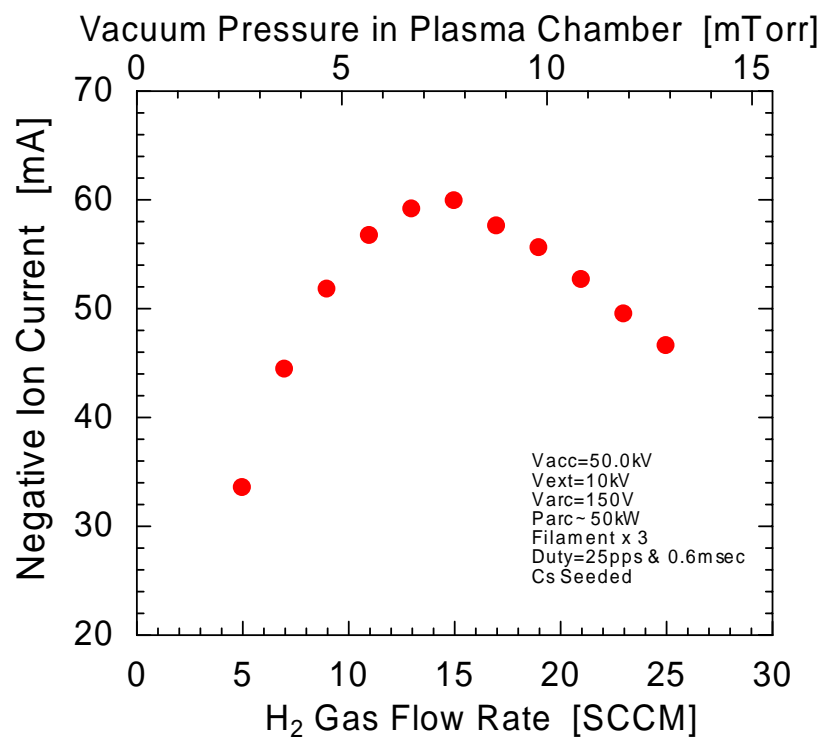


図 73 負イオン電流および引出電流の、ガス流量 / プラズマ生成室真空度依存性
(負イオン電流、引出電流とも、パルス開始から0.5 msec後の値)

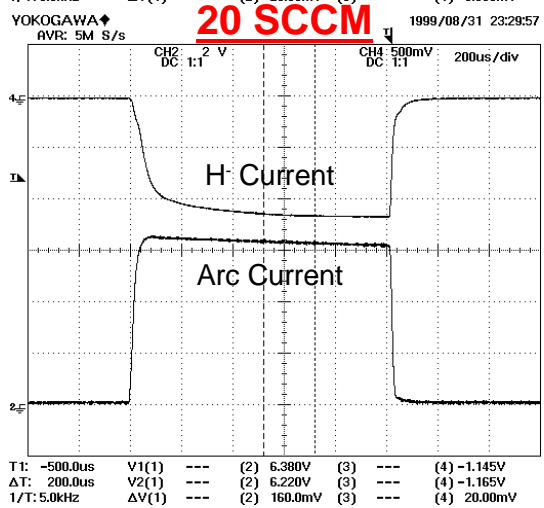
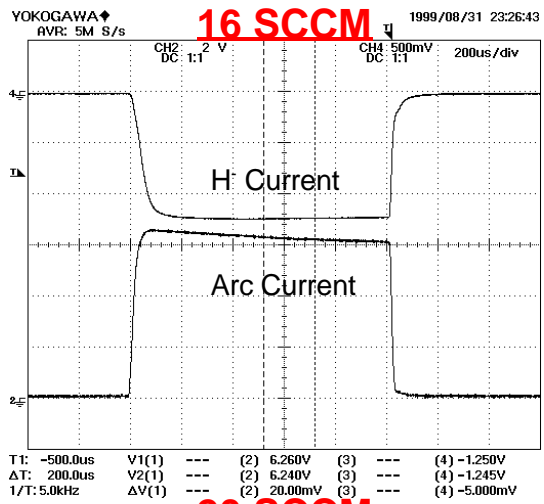
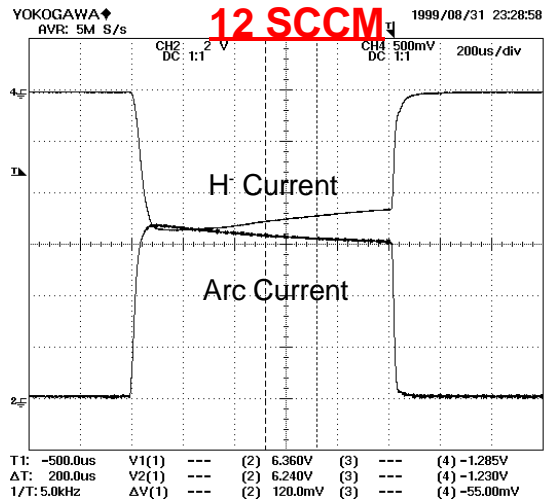


図 74 ガス流量に対する負イオン電流およびアーク電流のパルス波形時間変化
 (横軸は200 μsec/div、縦軸の負イオン電流は10 mA/div、アーク電流は80 A/div)

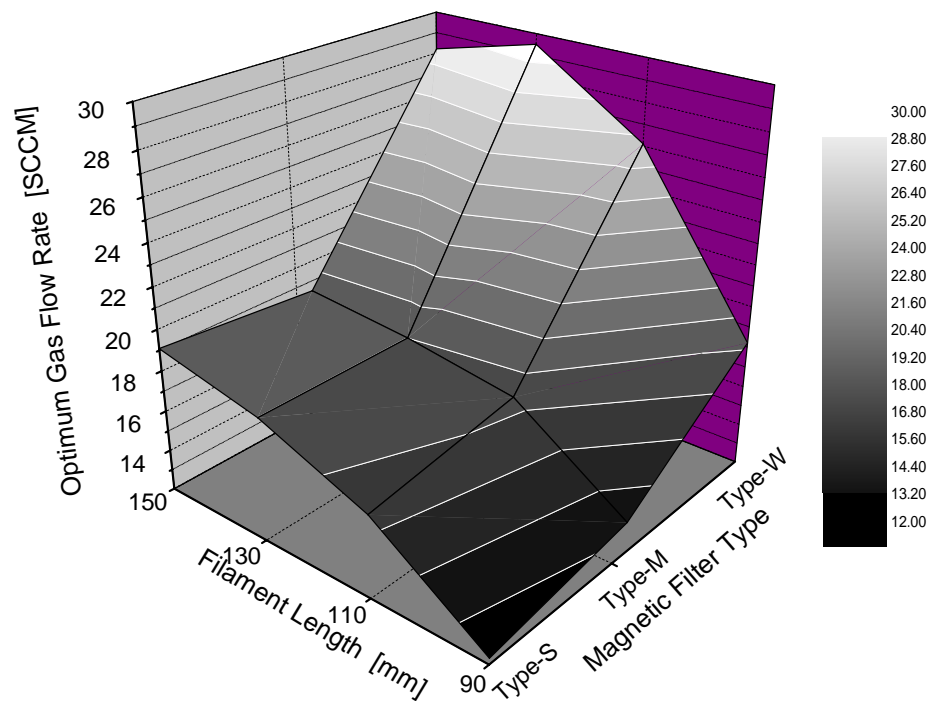


図 75 最適ガス流量のフィラメント長および磁気フィルター形状依存性
(セシウム未添加状態)

5.1.8. エミッタンスとビーム輝度

本研究では、ビームエミッタンスを、ダブルスリット型エミッタンススキャナーを使用して測定した。スキャナーの写真および測定原理を図 76、図 77にそれぞれ示す。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、第 2 スリットと一体となっているファラデーカップで測定することにより、第 1 スリット位置におけるビーム発散角を測定することができる。この操作をビーム幅の範囲で繰り返すことで、第 1 スリット位置におけるエミッタンス図形を測定することができる。ファラデーカップには、2 次電子散逸防止のために、カップの前にサブレッサードを設け負電圧を印加している。スキャナーのスリットの寸法は、第 1、第 2 スリットともに幅 90 mm、ギャップ長 0.1 mm である。また、スリット間距離は 100 mm である。スキャナーの取り付け位置は、イオン源の接地電極から約 600 mm 下流である。イオン源からエミッタンススキャナーまでは、ビーム収束磁石は一切無いドリフトスペースである。ビーム診断用真空容器にはスキャナー設置用の真空ポートが 1 箇所しかないため、X 方向と Y 方向のエミッタンスを測定するためには片方のエミッタンスを測定した後、一旦イオン源を真空容器から外し、イオン源自体を 90 度回転させてから再セットアップする必要がある。この作業のために、両方向のエミッタンス測定を完全に同条件で行うことができなかった。

図 78 および図 79 に X 方向（引出電極の電子抑制磁場と平行方向）および Y 方向（引出電極の電子抑制磁場と直角方向）のエミッタンス測定結果をそれぞれ示す。測定条件は、どちらもビームエネルギー 70 keV、負イオン電流 60 mA である。得られたデータを楕円近似し、実効的なエミッタンスの大きさを計算すると、以下の結果を得た。

- ・ X 方向（電子抑制磁場と平行方向） : 0.13 [$\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$] (規格化 RMS)
- ・ Y 方向（電子抑制磁場と直角方向） : 0.15 [$\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$] (規格化 RMS)

両方向とも、J-PARC 用イオン源の要求値である $0.20 \pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$ よりも十分低いエミッタンス値が得られていることが分かる。X 方向と Y 方向のエミッタンスを比較すると Y 方向の値が大きい。これには次の 2 つの理由が考えられる。一つの理由は、引出電極の電子抑制磁場の影響をビームも受け、除去される電子と同じ方向にビームが

わずかに偏向を受けたためである。これは、体積生成型負水素イオン源では一般的に見られる現象である。もう一つの理由は、本測定ではY方向測定時の方がX方向測定時に比べてガス流量が少なく、イオン源下流の真空度が高かったために、残留ガスによる空間電荷発散中和効果が小さくなり、Y方向のビームサイズが大きくなった可能性がある。

図 78および図 79のエミッタンス図を見ると、主成分と副成分の2種類の分布が存在していることが分かる。この発生原因を調べるために、2次元ビーム軌道計算コード BEAMORBT [30]を用いてイオン源から引き出されるビームの軌道計算を行った。計算の結果、得られたエミッタンス図形を、図 80に示す。また、イオン源のビーム引き出し系を通過するビームの2次元軌道を図 81（上は全体図、下はプラズマ電極と引出電極の範囲だけの拡大図）にそれぞれ示す。図 80のエミッタンス図形が示すとおり、ビーム軌道計算でもエミッタンス図に2成分のビーム分布が存在しており、測定結果を再現していることが分かる。図 81のビーム軌道の拡大図を見ると、プラズマ電極のエッジ部分から引き出されているビームの軌道だけが、他の場所から引き出されているビームの軌道と異なっていることが分かり、この成分がイオン源下流でエミッタンスの副成分を形成していると考えられる。

測定したエミッタンスの値から、ビーム輝度を計算してみる。ビーム輝度 B [$\text{mA}/(\text{mm} \cdot \text{mrad})^2$]は、以下の式で与えられる。

$$B = \frac{I}{\left(\varepsilon_{x,90\%}^N \cdot \varepsilon_{y,90\%}^N \right)} \quad (5-3)$$

ここで、 I は負イオン電流、 $\varepsilon_{x,90\%}^N$ および $\varepsilon_{y,90\%}^N$ はX方向およびY方向の規格化90%エミッタンスをそれぞれ示す。ビーム分布をガウス分布と仮定すると、90 %エミッタンスとRMSエミッタンスの関係は $\varepsilon_{90\%} = 4.6 \times \varepsilon_{RMS}$ で与えられるので、本イオン源で得られたビーム輝度を計算すると、 $14.7 \text{ mA}/(\text{mm} \cdot \text{mrad})^2$ となる。J-PARC用イオン源の要求性能は、負イオン電流60 mA、RMS規格化エミッタンス $0.2 \text{ } \pi\text{mm} \cdot \text{mrad}$ であるから、ビーム輝度に対する要求値は $7.2 \text{ mA}/(\text{mm} \cdot \text{mrad})^2$ となり、今回得られたビーム輝度値はこの要求値を十分満足していることになる。

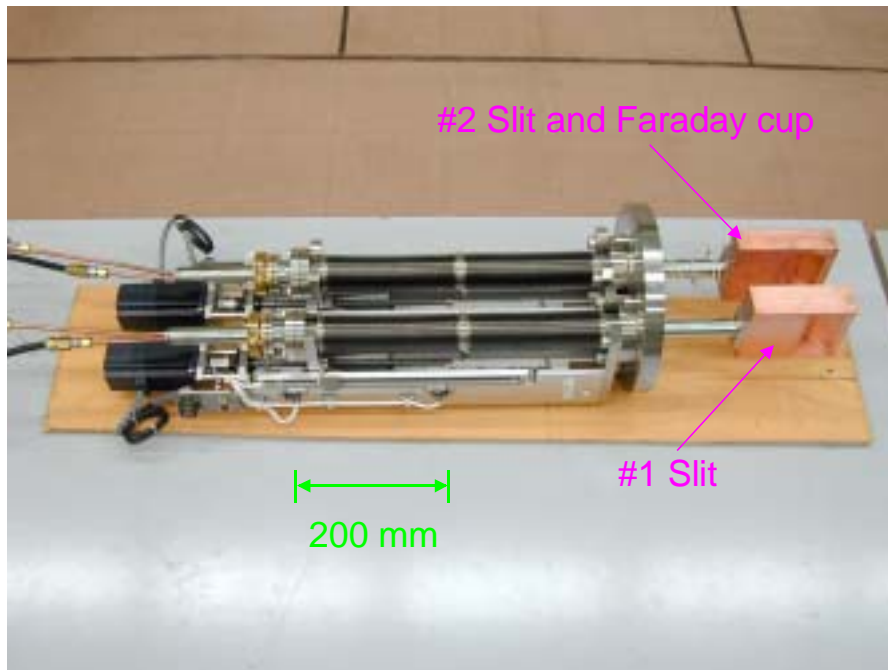


図 76 ダブルスリット型エミッタンススキャナーの写真

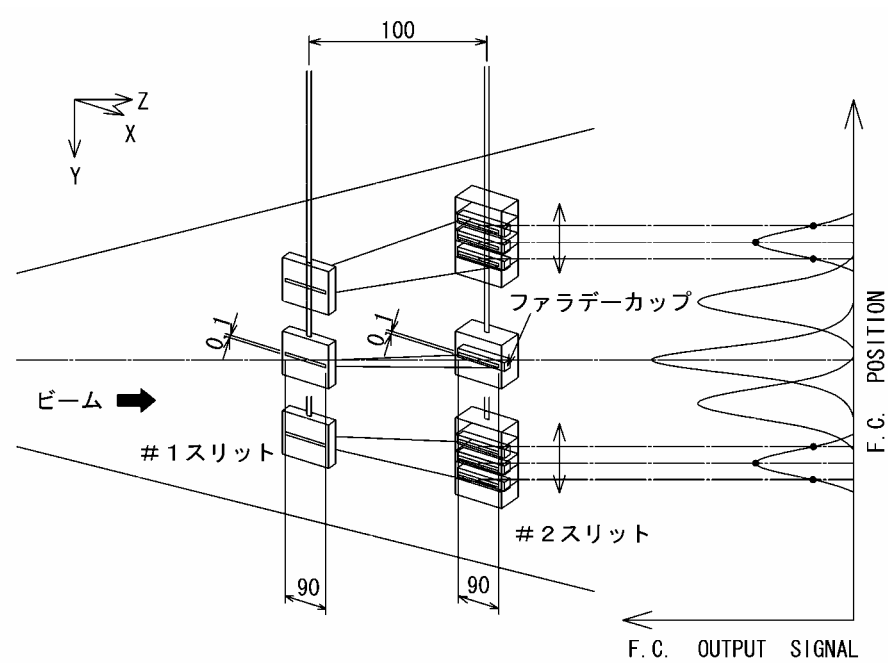


図 77 ダブルスリット型スキャナーのエミッタンス測定原理

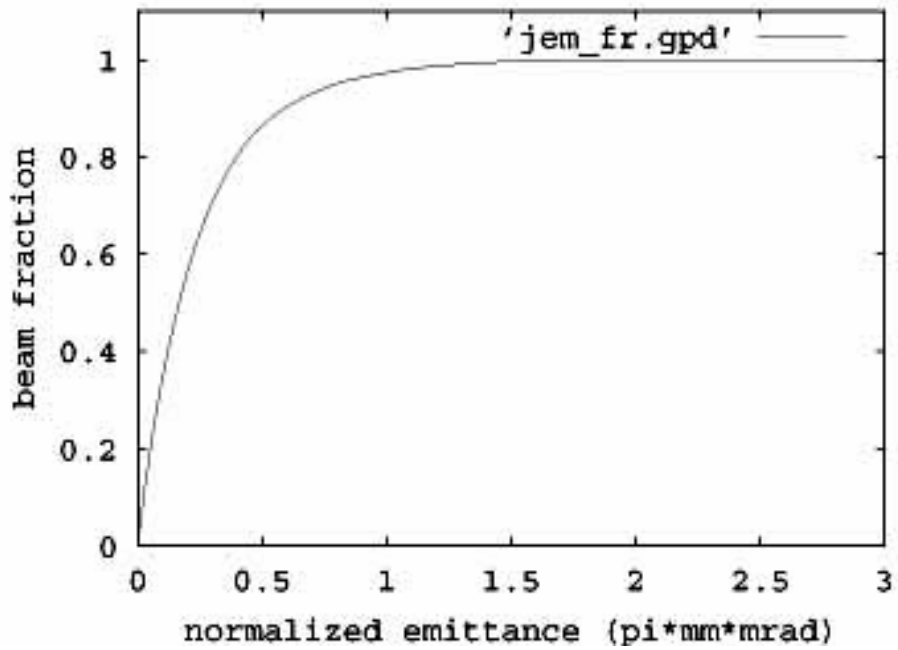
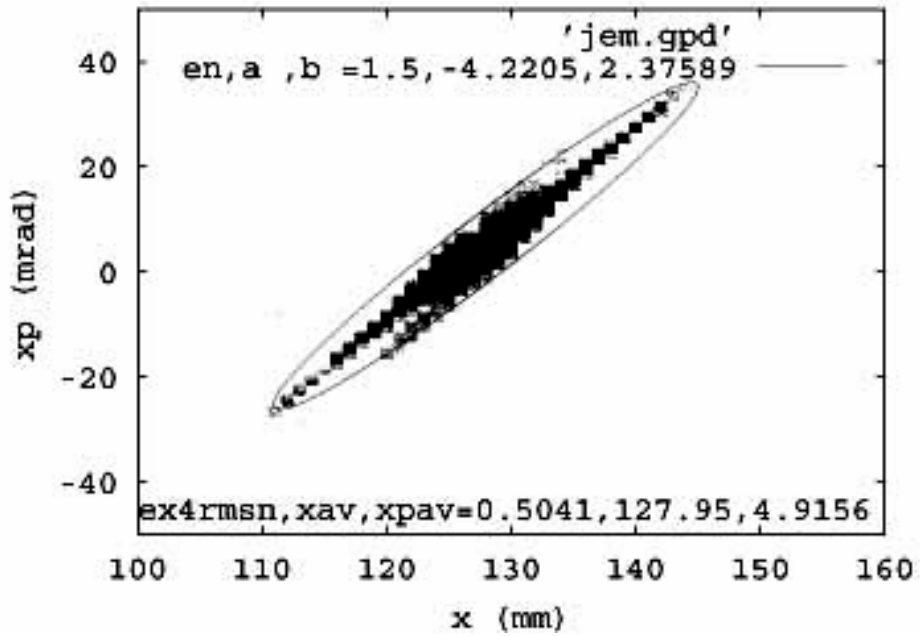


図 78 X 方向エミッタンス測定結果（引出電極の電子抑制磁場と平行方向）

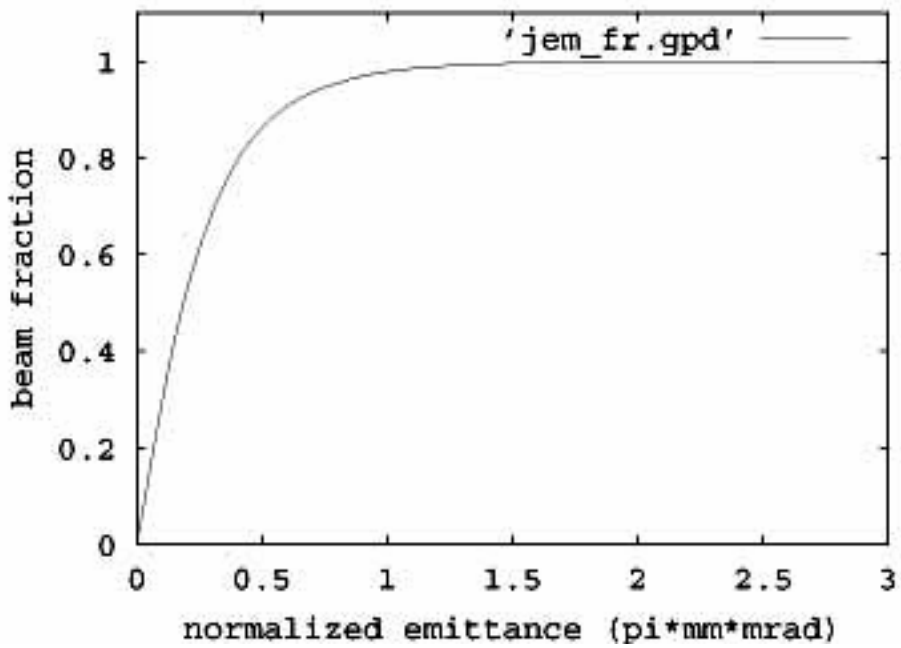
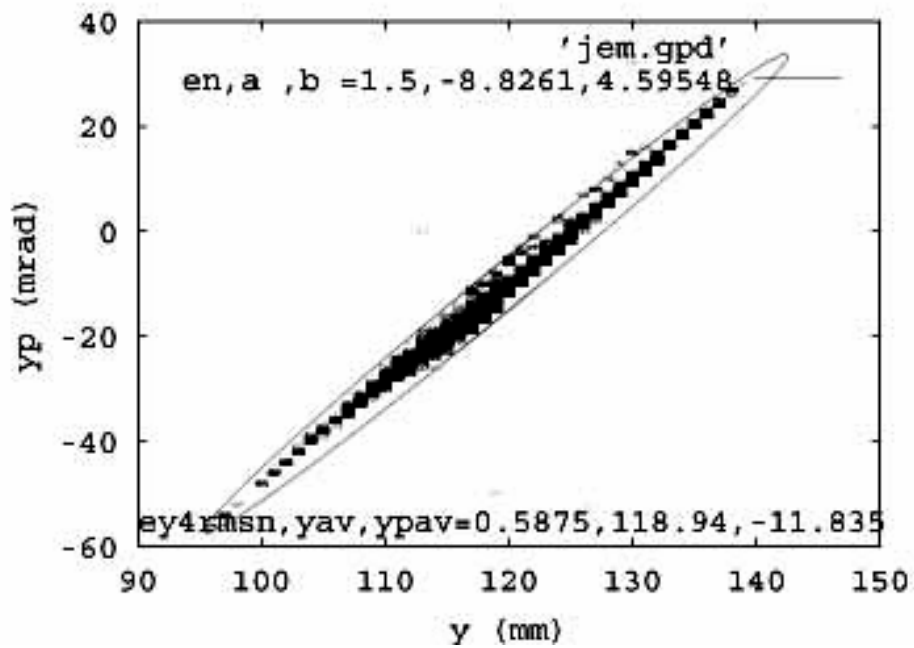


図 79 Y方向エミッタンス測定結果（引出電極の電子抑制磁場と直角方向）

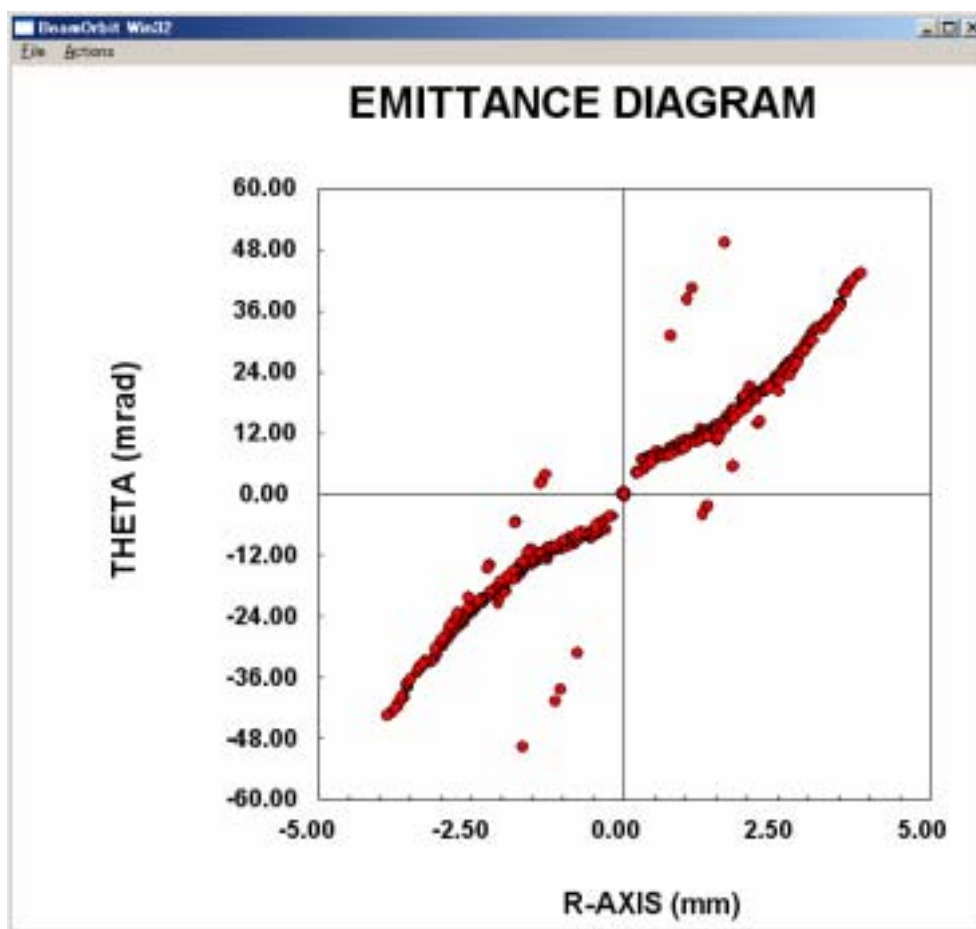


図 80 2次元ビーム軌道計算コード (BEAMORBT) のエミッタンス図形
 (イオン源接地電極出口から53.4mmの場所)

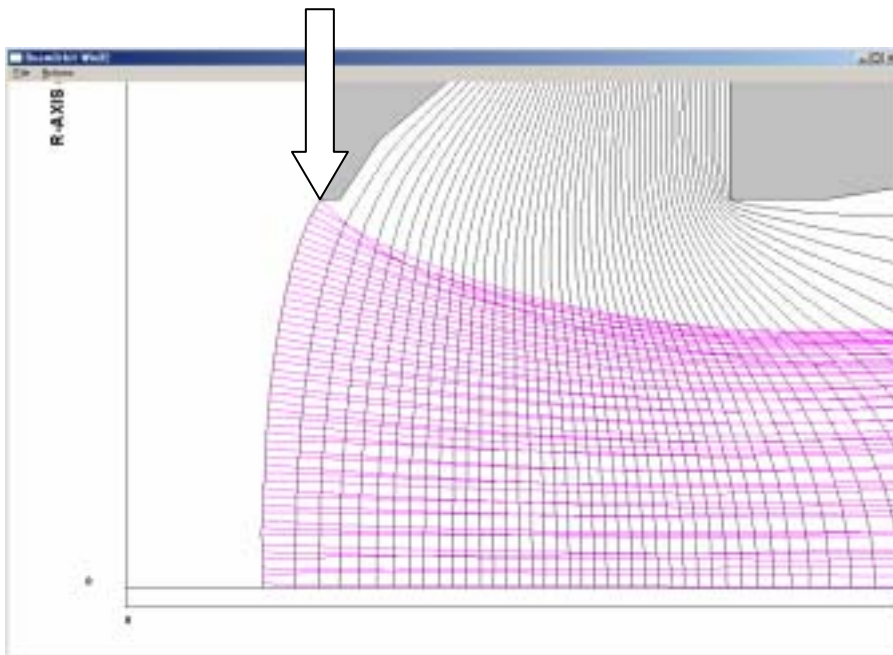
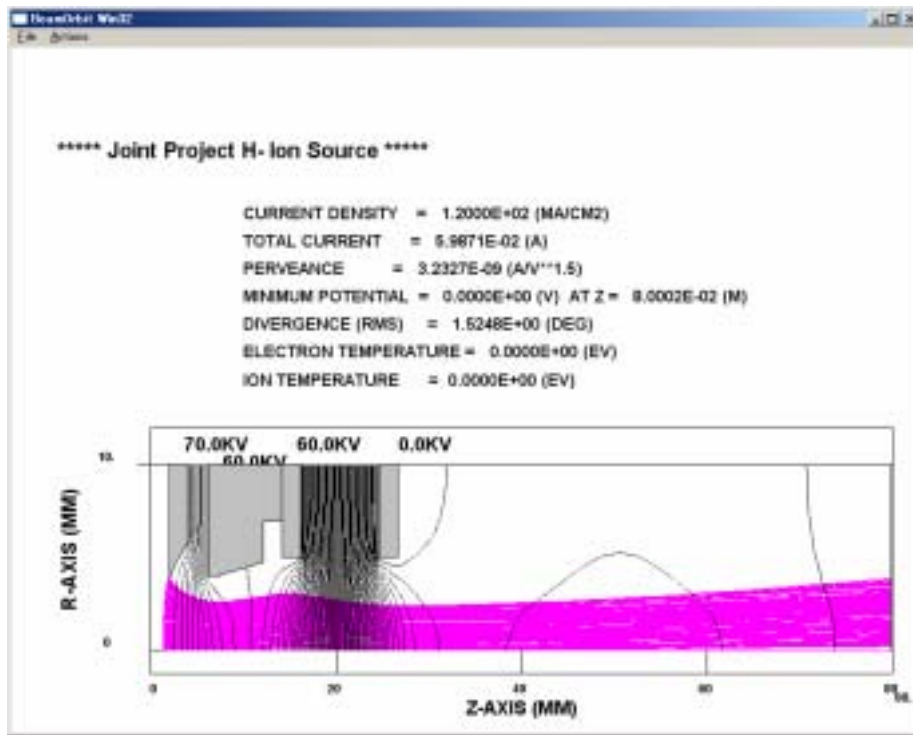


図 81 2次元ビーム軌道計算コード (BEAMORBT) のビーム軌道計算結果
 上図はイオン源全体 + 接地電極出口から53.4 mmまでのビーム軌道、下図はプラズマ
 電極と引出電極間のビーム軌道拡大図。

5.1.9. 達成ビーム性能と他イオン源との比較

負イオンビーム生成に関する種々のパラメータ最適化を行い、最終的に得られたセシウム添加状態 (Cs Seeded) の負イオン電流および引出電流のアークパワー依存性を、セシウム未添加状態 (Pure Volume) の測定結果と合わせて図 82に示す。このときのイオン源の運転条件は、磁気フィルター強度467 G.cm、フィラメント長130 mm、アーク電圧150 Vである。セシウム未添加時には、負イオン電流はアークパワーに対し飽和傾向にあり、得られた負イオン電流値は最大14 mA程度である。セシウム未添加時に負イオン電流が飽和するのは、プラズマ中の振動励起水素分子密度が電子密度の増加、つまり、アークパワーの増加に伴い飽和するからである [31]。これに対し、セシウム添加時には、負イオン電流値は飛躍的に増加し、アークパワー55 kWにて72 mAに達し、本計画の目標値60 mAを超える電流値を得ることに成功した。プラズマ電極のビーム引き出し孔の口径は8 mm であるから、72 mAの電流値を電流密度に換算すると144 mA/cm²となる。一方、引出電流については、セシウム添加により大幅に減少しており、電子/負イオン比は1以下である。

本研究で達成したイオン源と、他施設の代表的なセシウム添加体積生成型負水素イオン源の性能比較表を表 8に示す。TRIUMF (カナダ) で稼働中の負イオン源は、表中で唯一、デューティーファクター100 %、つまり連続運転を実施しているイオン源であり、ビーム輝度も高いが、ピークビーム電流値は30 mAと低い。SSC (米国) で開発された負イオン源は、ピークビーム電流およびビーム輝度が高いが、デューティーファクターは0.1 %と極めて低い。LBNL (米国) で開発されているSNS計画用負イオン源はピークビーム電流およびデューティーファクターは高いが、エミッタンスが悪く、そのためビーム輝度は低い。Frankfurt大学 (ドイツ) で開発された負イオン源は、ピークビーム電流が表中のイオン源で最も高い120 mAを達成しており、またデューティーファクターも高い。しかし、エミッタンス測定を実施していないため (表ではビームプロファイル測定からの予想値を記載)、エミッタンス形状およびビーム輝度性能は不明である。

プラズマ生成室の運転ガス圧は、本研究のイオン源 (J-PARC) が最も低い。第3.2章の図 16で示した核融合NBI用負イオン源の動作ガス圧と生成室体積 / 表面積比 (V/S) の関係を示すグラフに、表 8の加速器用負イオン源 (TRIUMF、SSCおよび本研究のイ

オン源)のデータを加えて再プロットした。その結果を図 83に示す。加速器用負イオン源の中では、J-PARC用イオン源のV/Sが大きく、運転ガス圧が最も低いことが分かる。加速器用イオン源、核融合NBI用イオン源を問わず一般的な傾向として、運転ガス圧とV/Sは反比例の関係にあり、低ガス圧運転を目指すならばV/Sを大きくする必要があることが分かる。

世界で稼動中または開発中の、デューティファクター1%以上で、かつセシウム添加型の加速器用負水素イオン源について、負イオン電流とビーム輝度の関係を図 84に示す。グラフ中のRAL(英国)、INR(ロシア)およびLANL(米国)のイオン源は、第1章の図 3でも示した現在稼動中のイオン源であり、前2者はペニング型、後者はコンバータ付き表面生成型である。図 84の破線で囲んだ値は、J-PARC用負イオン源の要求性能を示す。本研究で達成したビーム性能は、世界的に見て最も優れているとともに、世界で唯一、J-PARC用イオン源の要求性能を満たしていることが分かる。

表 8 代表的な体積生成型負水素イオン源（セシウム添加）の性能比較表

Facility	TRIUMF	SSC	LBNL	Frankfurt Univ.	J-PARC
Dimension of plasma chamber [mm]	100φ×150	100φ×100	100φ×100	70φ×130	150φ×200
Chamber volume [cm ³]	1178	785	785	500	3534
Chamber surface [cm ²]	628	471	471	363	1296
Chamber V/S	1.9	1.7	1.7	1.4	2.7
I _H ⁻ [mA]* (Pure volume)	20	30	~20	~27	14
I _H ⁻ [mA]* (Cs seeded)	30	100	56	120	72
I _H ⁻ increase by Cs seeded	1.5	3.3	~2.8	~4.5	5.1
e/H ⁻ ratio (Cs seeded)		~1	2	~7	< 1
Duty factor [%]	100	0.1	12	6.0	5.0
RMS emittance [πmm.mrad(norm.)]	0.1	< 0.14 @ 91 mA	< 0.33 @ 50 mA	~ 0.07 (estimation)	< 0.15 @ 60 mA
Brightness (Cs) [mA/(mm.mrad) ²]	14.4	22.2	2.4		14.7
Operating H ₂ gas flow rate [SCCM]			20 - 30	Not measured	15 - 20
Gas pressure in chamber [Pa]	1.3 - 4.0	2.0 - 3.3		Not measured	1.0 - 1.4
Electron beam suppression method	Permanent magnet in EXE**	Not suppressed at beam extractor	Permanent magnet in PE***	Not suppressed at beam extractor	Permanent magnet in EXE**
reference	[32][33][34]	[35][36]	[15][17][37]	[38][39]	

*I_H⁻ : Negative Ion Current

**EXE : Extraction Electrode

***PE : Plasma Electrode

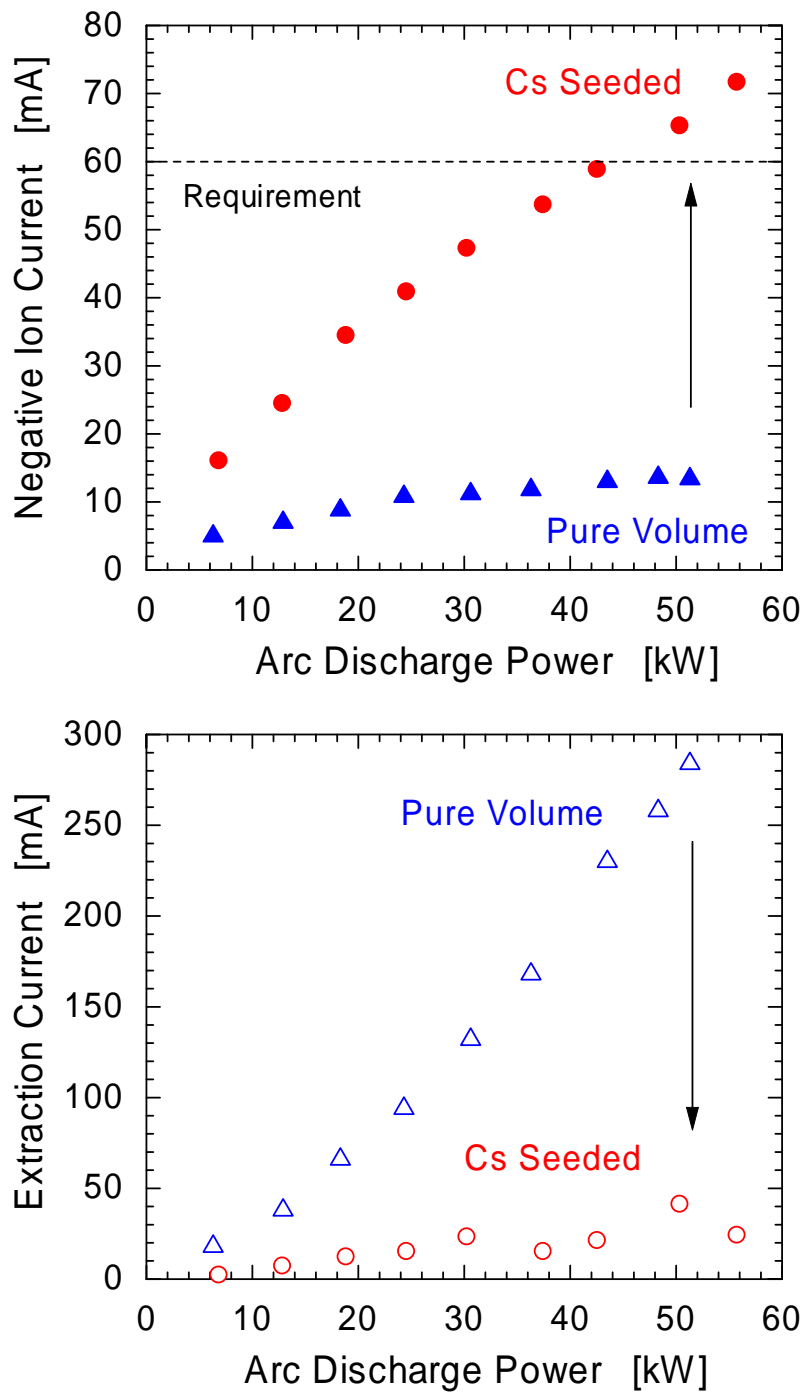


図 82 セシウム添加時/未添加時の負イオン電流（上）および引出電流（下）の
アークパワー依存性

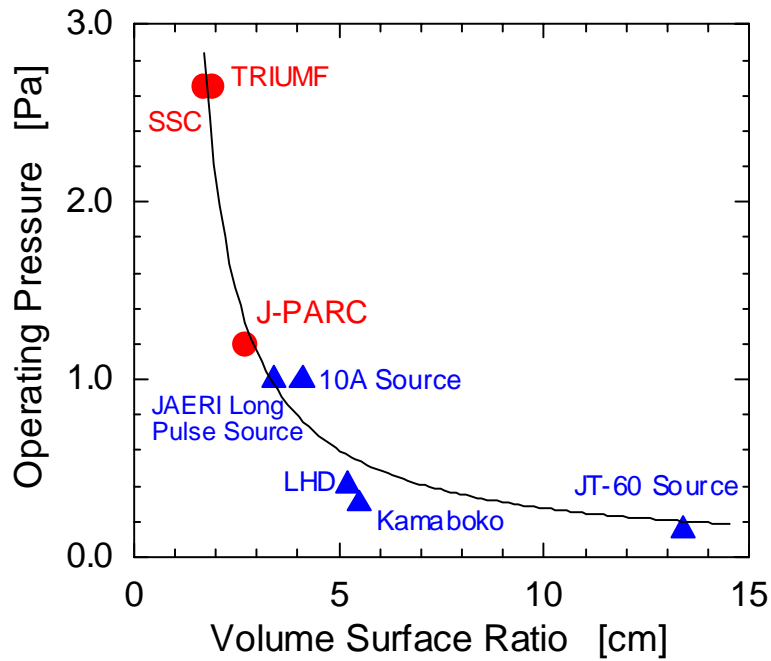


図 83 加速器用負イオン源 () と核融合NBI用負イオン源 () の
動作ガス圧と生成室体積 / 表面積比の関係

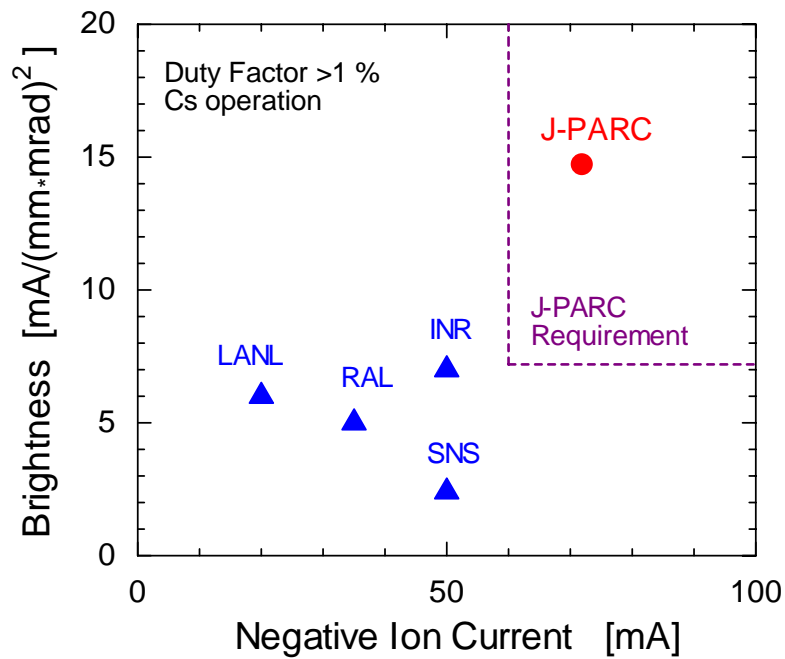


図 84 加速器用負イオン源 (デューティーファクター1%以上、セシウム添加) の
ビーム輝度とビーム電流の性能比較

5.2. フィラメントの長寿命化

フィラメント寿命は、イオン源のメンテナンス頻度を決める要因の一つである。そこで本研究では、長時間アーク放電運転を行ってフィラメントの消耗状態を測定し、消耗の原因を検討した。また、フィラメント電源とアーク電源の接続方法や、フィラメントの正端子側と負端子側の断面形状を変えた場合のフィラメント寿命への影響を調べ、長寿命化の可能性を検討した。本研究では、フィラメント寿命のみに着目するため、ビームの引き出しは行わずアーク放電のみを発生させて、イオン源の連続運転を行った。運転中は、セシウムオープンのバルブを開放し、セシウムを連続注入した。フィラメントの寿命時間は、通電開始から、使用フィラメントのうちどれか1本が断線するまでの時間と定義した。

5.2.1. フィラメント本数

第4章で示したとおり、本イオン源ではフィラメントは温度制限領域で使用している。この場合、フィラメントから放出される熱電子の電流密度は、以下に示すRichardson-Dushmanの式で表すことができる。

$$J_{th} = A_0 \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (5-4)$$

ここで A_0 はDushman定数、 ϕ は仕事関数、 k はボルツマン定数、 T はフィラメント絶対温度をそれぞれ示す。フィラメント材質がタングステンの場合、 $A_0 = 70 \text{ A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{deg}^2)$ 、 $\phi = 4.55 \text{ eV}$ となるので[40]、タングステンフィラメントの熱電子放出電流密度は以下のように表される。

$$J_{th} = 70 \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{5.28 \times 10^4}{T}\right) \quad (5-5)$$

この式を用いてタングステンフィラメントの温度と放出電流密度の関係をプロットしたのが図 85である。また、タングステンの蒸発速度と温度の関係を図 86に示す。今、全長260 mm、直径1.5 mm のフィラメントを使用してアーク電流 200 Aを得ることを

考える。この場合、フィラメントの全表面積は 12.3 cm^2 なので、フィラメント表面からの放出電流密度は 16.3 A/cm^2 となる。使用するフィラメント本数を1本とすると、この電流密度を得るのに必要なフィラメント温度は図 85より 3020 K となり、このときの蒸発速度は図 86より $1.3 \times 10^{-6} \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{sec)}$ である。使用フィラメント本数を増やすと1本あたりに必要な放出電流密度が下がるので、フィラメント温度が低くなり蒸発速度が下がる。使用フィラメント本数を変えたときの1本あたりの放出電流密度、温度および蒸発速度を表 9にまとめる。また蒸発速度をフィラメント本数でプロットしたグラフを図 87に示す。フィラメントの寿命が蒸発速度でのみ決まると仮定すると、フィラメント本数を増やすと寿命が向上すると考えられる。例えば、フィラメントを2本から3本に増やすことで蒸発速度が約半分となるので、寿命は2倍程度延びると予想できる。しかし4本以上では蒸発速度はあまり下がらないこと、本数が増えるとプラズマロスエリアが増えるためプラズマ生成効率が下がったり、フィラメント加熱電源の電流容量が増えたりなどのデメリットが生じることから、むやみに本数を増やすのは得策ではない。

表9 フィラメント使用本数と、放出電流密度、温度および蒸発速度の関係

Number of filament	Emission current density for one FIL [A/cm ²]	FIL temperature [K]	Evaporation rate [g/(cm ² ·sec)]
1	16.3	3020	1.3×10^{-6}
2	8.2	2920	4.6×10^{-7}
3	5.4	2860	2.4×10^{-7}
4	4.1	2820	1.5×10^{-7}
5	3.3	2790	1.1×10^{-7}

フィラメントを2本または3本使用して、アーク電圧150 V、アーク電流200 A（アークパワー30 kW）、デューティファクター3%（パルス幅：0.6 msec、繰り返し率50 Hz）の条件で連続運転を行い、フィラメントの寿命を測定した。その結果、フィラメント2本使用時は63時間であったのに対し、3本使用時は258時間に達し、寿命が約4倍向上することが分かった。

それぞれの運転で使用したフィラメントを全周にわたり10 mmステップでその径をマイクロメータで測定し、フィラメントの消耗状態を調べた。2本使用時の結果を図88に、3本使用時の結果を図89にそれぞれ示す。グラフの横軸の数値はフィラメント径の測定点を示し、ヘアピンの中央(頂点)を原点とし、フィラメント電源の負端子側と接続した方をマイナスの数値、正端子側の方をプラスの数値で表している。両者に共通していることは、負端子側の消耗が著しいことである。特に2本使用時の方がその傾向が強い。先ほど2本と3本では寿命は2倍程度異なると予想したが、これはフィラメントが全周にわたり均等に消費されることを前提としており、実際はフィラメントの負端子側の放電に対する寄与が高いこと、また寄与の割合が2本と3本では異なることが、2本使用時のフィラメント寿命を極端に短くし、3本使用時との間に4倍もの寿命差が生じたと考えられる。

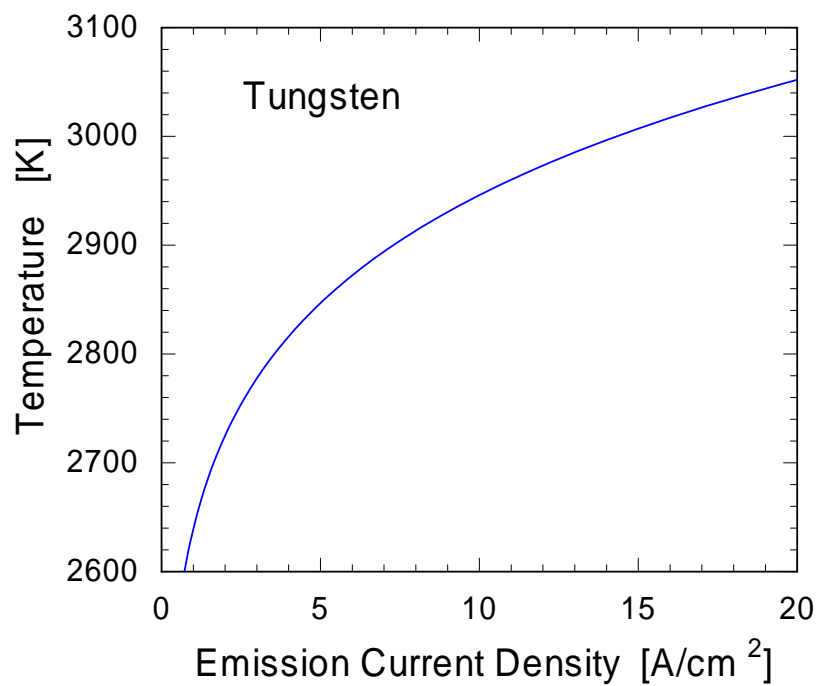


図 85 タングステンの温度と電子放出電流密度の関係 (Richardson-Dushmanの式)

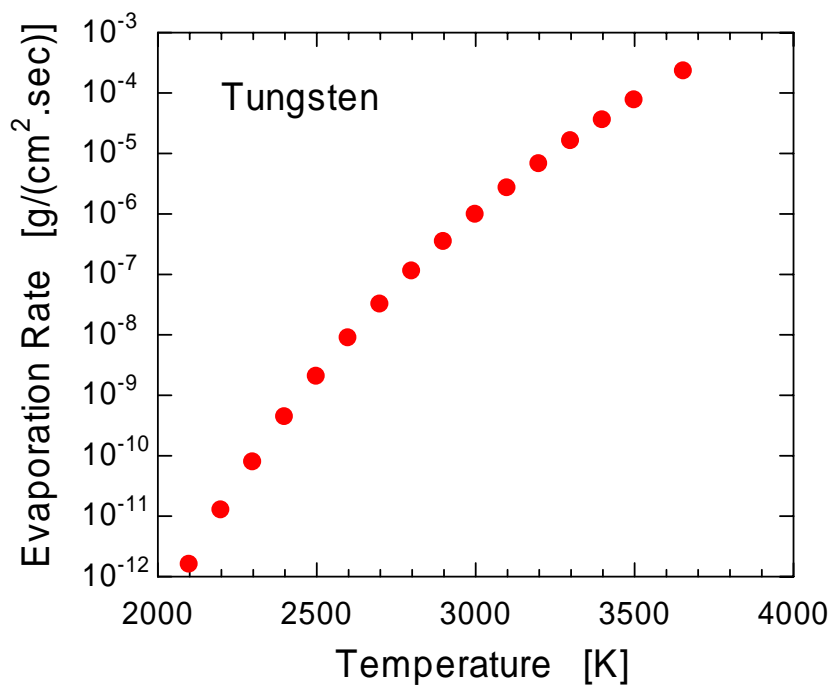


図 86 タングステンの蒸発速度と温度の関係

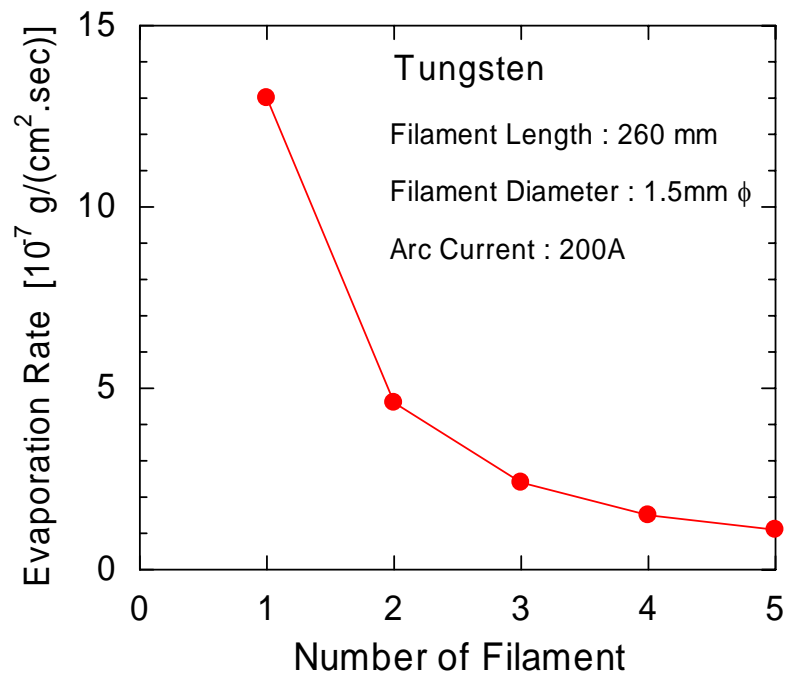


図 87 使用タングステンフィラメントの 1 本あたりの蒸発速度と
使用本数の関係

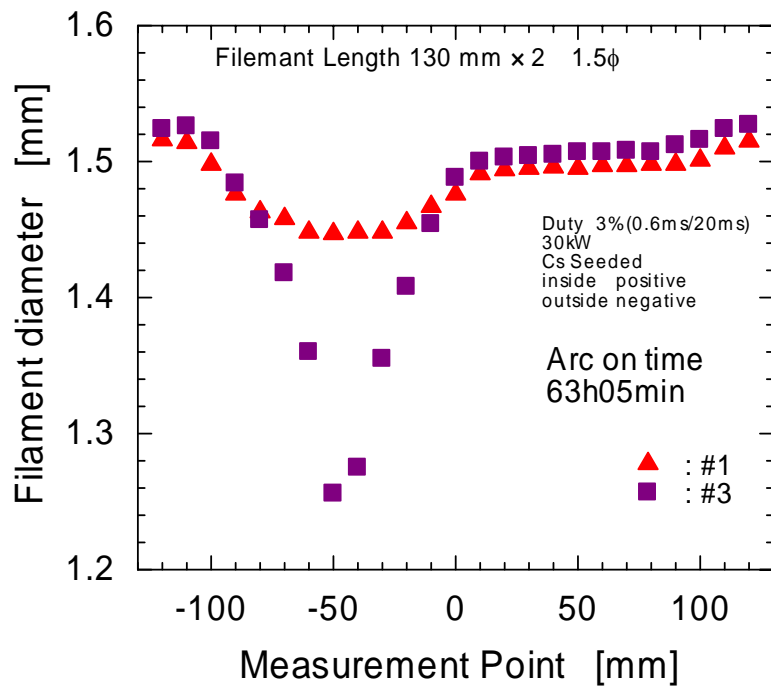


図 88 フィラメント 2 本使用時のフィラメント消耗状態

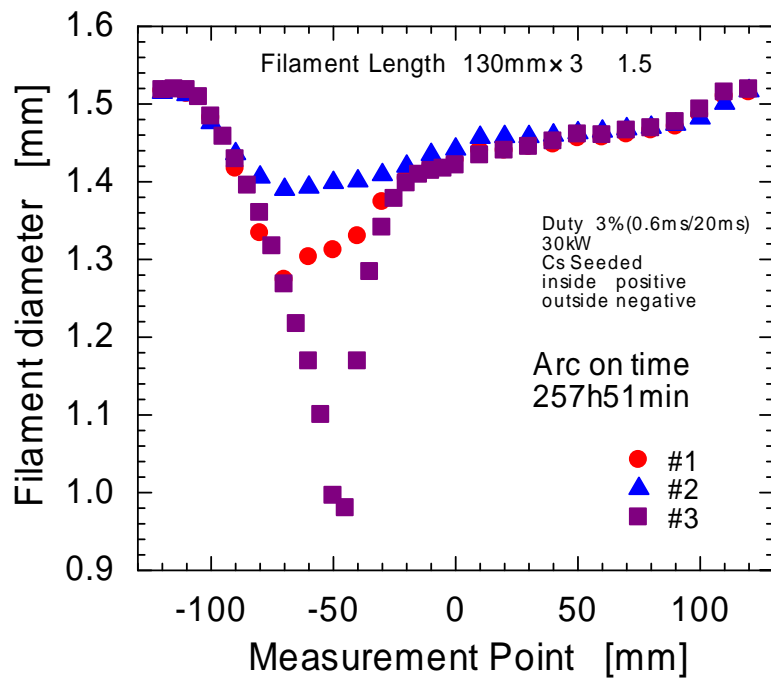


図 89 フィラメント 3 本使用時のフィラメント消耗状態

5.2.2. フィラメント電源とアーク電源接続方法

フィラメントの消耗過程を詳しく調べるために、使用するフィラメントの正端子側および負端子側ケーブルに電流測定用シャントをつないで、アーク放電ON/OFF時のフィラメント電流を測定した。アーク放電中の典型的なフィラメント電流波形を図 90に示す。図では、3本のフィラメントの正端子端（図中ではPと標記。記号に続く番号はフィラメント番号）および負端子端（図中ではNと標記）、合計で6種類のデータが掲載されている。アーク放電のパルス幅は0.6 msecであり、図 90ではアーク放電は0.0 msecでON、0.6 msecでOFFとなっている。

測定結果を見れば分かるとおり、アーク放電中は、正端子側のフィラメント電流は減少し、逆に負端子側は増加している。これは、正端子側はフィラメント加熱電流を打ち消す方向にアーク電流が流れるため、逆に負端子側はアーク電流がフィラメント加熱電流に重畳する方向にアーク電流が流れるために生じた現象である。フィラメントの負端子側の電流が多いとフィラメントの温度分布が不均一となり、マイナス側の温度が高くなるため、短時間で溶断してしまう[41]。本イオン源のようにフィラメントによるアーク放電を使用してプラズマを生成する方式では、負端子側へのアーク電流の重畳は不可避であるが、流れ込み電流量を低減することでフィラメント温度分布の不均一性を改善できれば、フィラメント寿命の向上が期待できる。

その試みとして、フィラメント電源とアーク電源の接続方法に着目して検討を行った。両電源の2種類の接続方法を図 91に示す。上の図はフィラメント電源の負端子をアーク電源に接続した方法（以下、この接続方法をNN接続と呼ぶ）、下の図は正端子を接続した方法（以下、PN接続と呼ぶ）である。イオン源電源の多くはNN接続を採用している。その理由は、この接続方法の場合、アーク放電中にフィラメント電源に流れ込むアーク電流が、フィラメント電流と逆向きに流れるため、フィラメント電源の電流容量を小さくできるからである。ところで、フィラメントの両端子に流れ込むアーク電流の割合は、フィラメント電源とアーク電源の接続点から、フィラメントの正負それぞれの端子までの電気抵抗の大きさで決まると考えられる。するとPN接続の場合、フィラメントの負端子側は、フィラメント電源の正負ケーブルの抵抗と電源内部抵抗が存在することになり、正端子側より抵抗値が大きくなるので、NN接続より負端子側への流れ込み量は少なくなることが期待できる。

フィラメント3本を使用して電源の接続方法を変えた場合の、フィラメント電流のアークパワー依存性を図92に示す。図中、上のグラフがNN接続の測定結果、下のグラフがPN接続の測定結果である。測定時のアークパルス運転のデューティーファクターは3% (0.6 msec幅 & 50 Hz) である。グラフの縦軸のフィラメント電流値は、使用したフィラメントに流れる電流の合計値である。図中の および は、フィラメント正端子および負端子の加熱電流であり、当然のことであるが両極端で同じ値を示す。および のデータは、アーク放電中のフィラメント加熱電流にアーク電流が重畳した値であり、正端子側および負端子側の電流をそれぞれ示す。2つの電源接続方法の結果を比較すると、両方でフィラメント加熱電流の差はほとんど無いが、アーク放電中の正端子側および負端子側のフィラメント電流はいずれもPN接続の方が低い。これは、フィラメント電源の接続を負端子側から正端子側に変えることで、フィラメント正端子側に流れ込むアーク電流が増加し、逆に負端子側に流れ込むアーク電流は減少したことを意味する。アークパワー50 kWのときのフィラメント電流を表10にまとめる。

表10 電源接続方法とフィラメント電流の関係 (アークパワー50 kW)

Method of FIL-ARC Power supply connection	NN connection	PN connection
Filament heating current (for one filament)	110 A	109 A
Filament current during arc discharge (for one filament)	P-Leg : 71 A N-Leg : 181 A	P-Leg : 41 A N-Leg : 151 A

アークパワー45 kW、デューティーファクター6% (本計画の目標デューティーファクターの2倍) のアーク条件で連続運転を行いフィラメントの寿命を測定した。その結果、NN接続の場合の寿命は46時間であったのに対し、PN接続では83時間まで向上した。それぞれの運転後のフィラメントの消耗状態を図93 (NN接続) および図94 (PN接続) に示す。NN接続に比べてPN接続の方がフィラメントの正端子側も消費されており、フィラメント温度分布の不均一性が改善されていることが分かる。

それぞれの電源接続方法でデューティーファクターを変化させたときの、フィラメントへのアーク電流の流入量の変化を、図95および図96に示す。測定時のアーク電圧は150 V、アーク電流は300 A (アークパワー: 45 kW) である。NN接続の場合、デュー

ーティーファクターが3 %までは負端子側も正端子側も流入量は一定だが、それを超えると負端子側は増加し、その分、正端子側は減少する。デューティーファクター10 %ではそれぞれ低デューティーファクター時から30 Aずつ増加、減少している。PN接続時も同じ傾向を示すが、増減の割合は低く、デューティーファクター10 %時の負端子側（正端子側）のアーク電流流れ込み量は、低デューティーファクター時から15 Aの増加（減少）となっている。デューティーファクターが上昇すると負端子側の流れ込み量が増加するのは、高デューティーファクターではフィラメントの正端子側と負端子側の温度分布の差がより著しくなり、ほとんど負端子側しか放電に寄与しなくなることが原因と考えられる。この観点からも、PN接続の方がフィラメント寿命に対して有利であると言える。

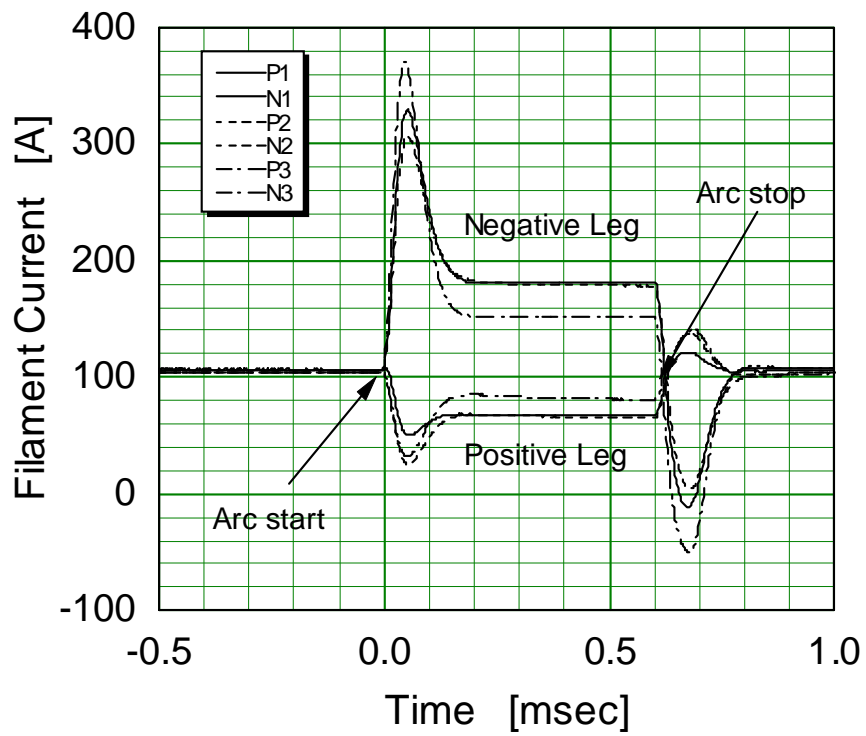


図 90 3本のフィラメントの正端子および負端子側の電流波形
 (図中のPは正端子端、Nは負端子端、それらの横の数値はフィラメント番号を示す)

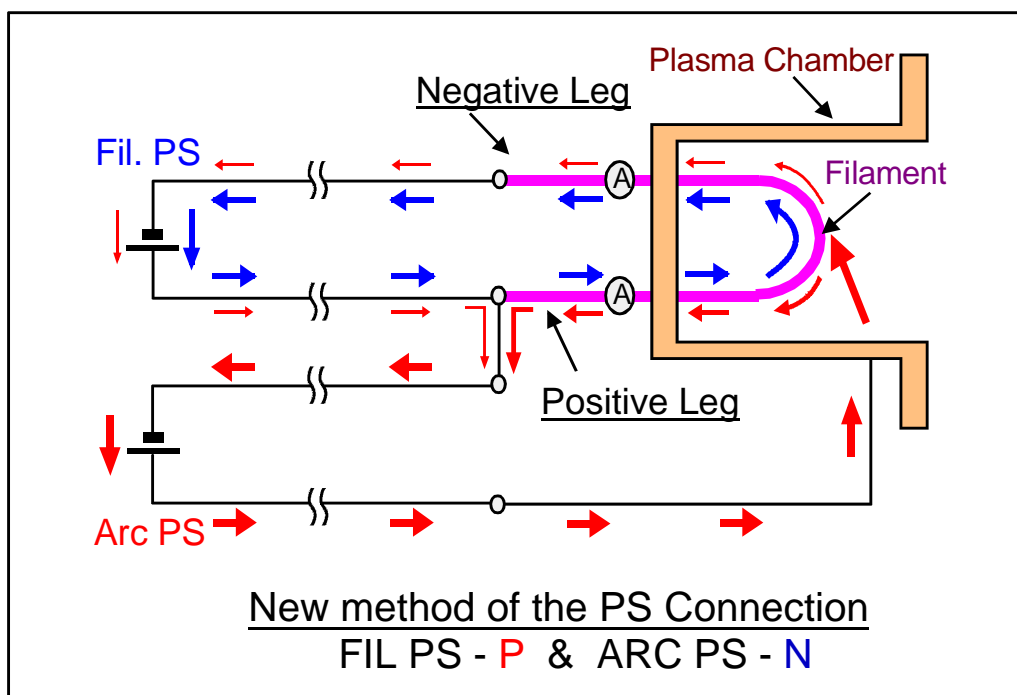
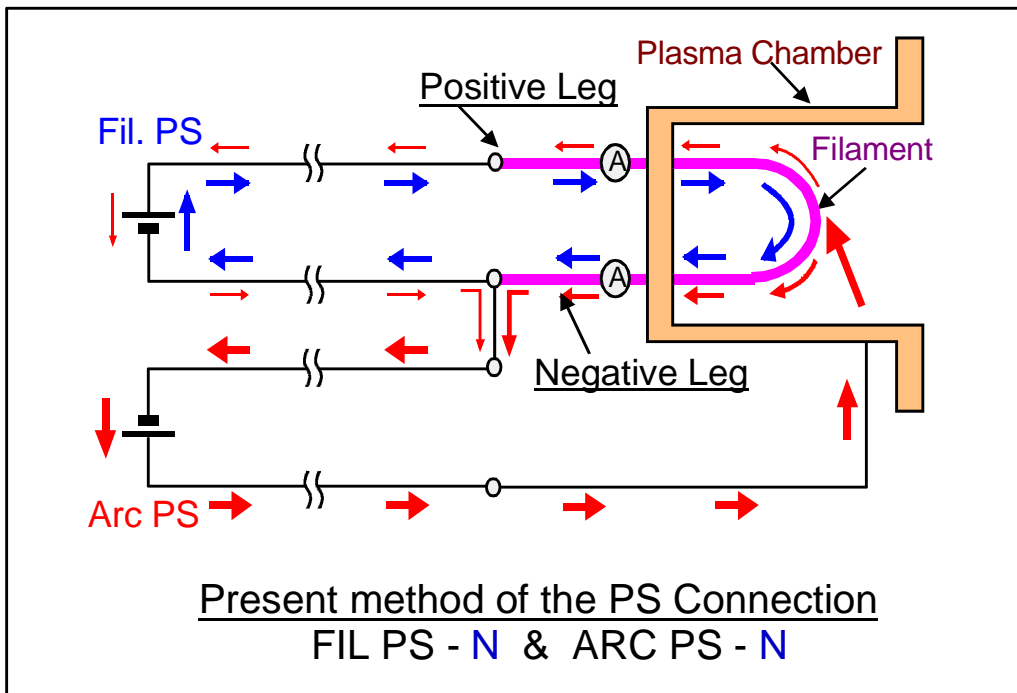


図 91 フィラメント電源とアーク電源の 2 種類の接続方法
(上図はNN接続(従来方式)、下図はPN接続(新方式))

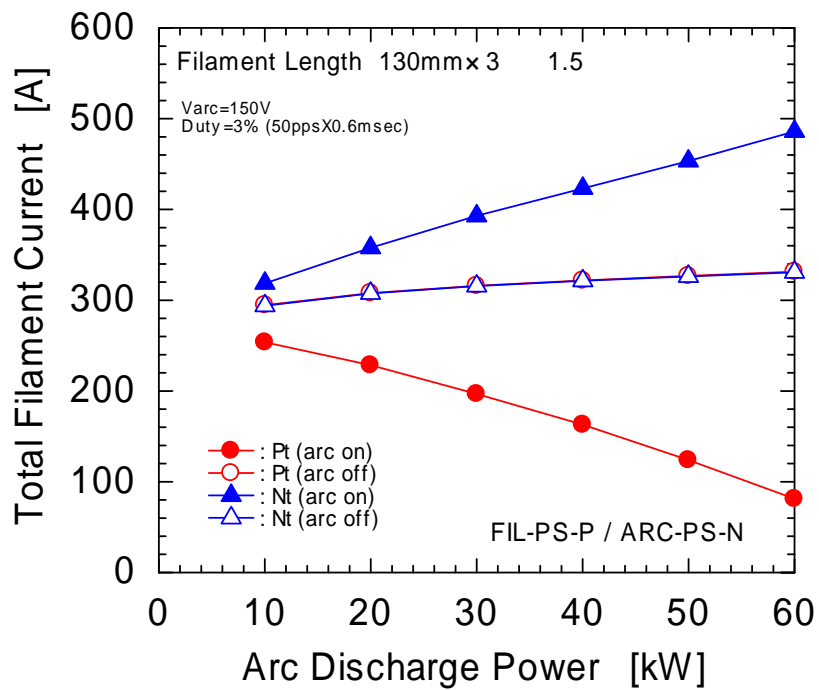
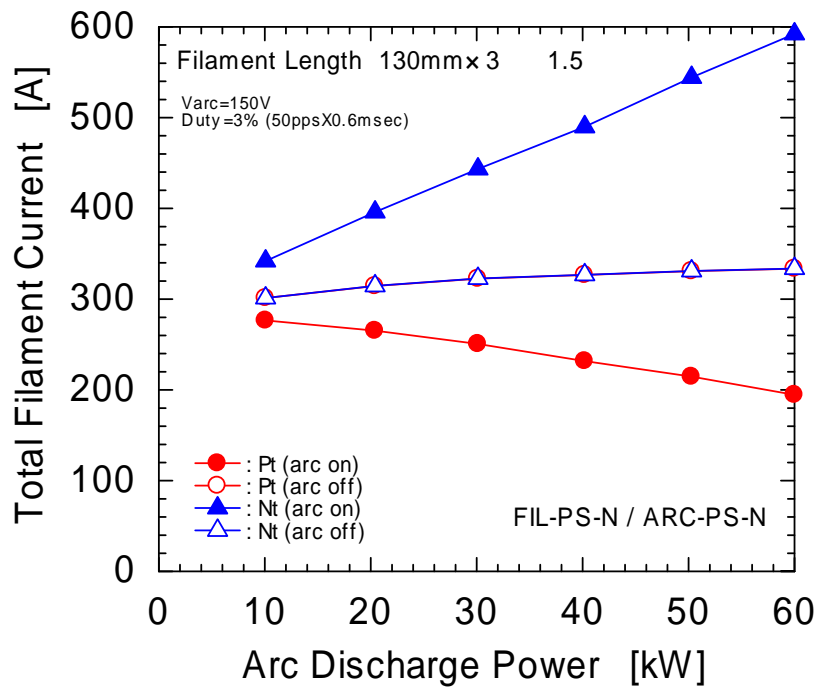


図 92 フィラメント電源とアーク電源の接続方法によるフィラメント電流の違い
 (上図はNN接続(従来方式)、下図はPN接続(新方式))

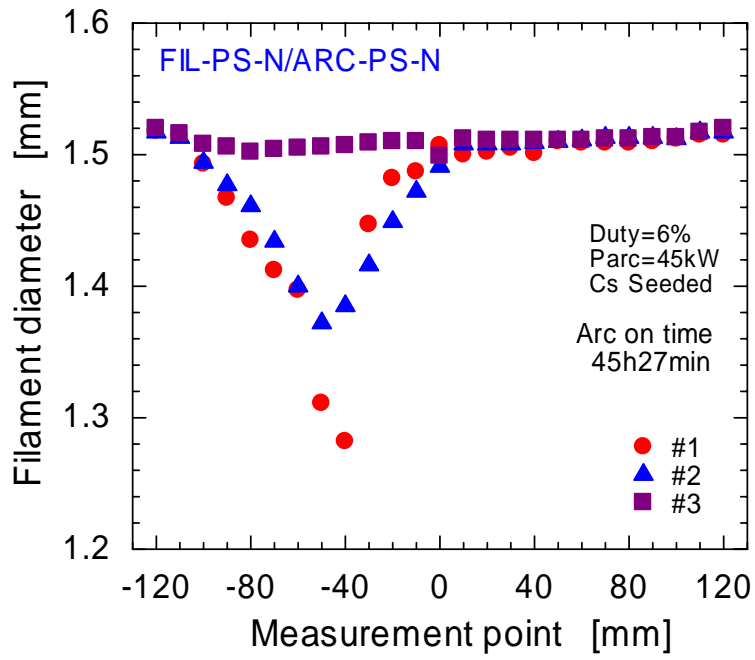


図 93 NN接続時のフィラメント消耗状態

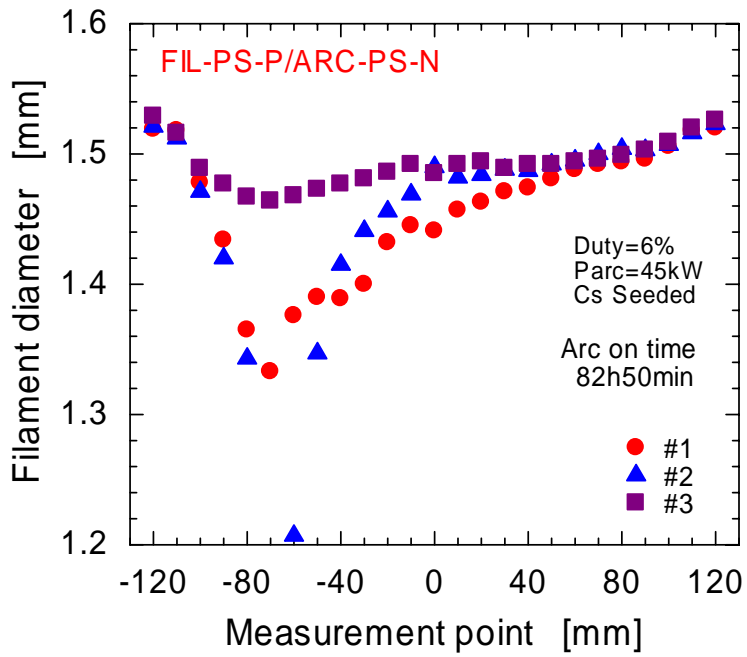


図 94 PN接続時のフィラメント消耗状態

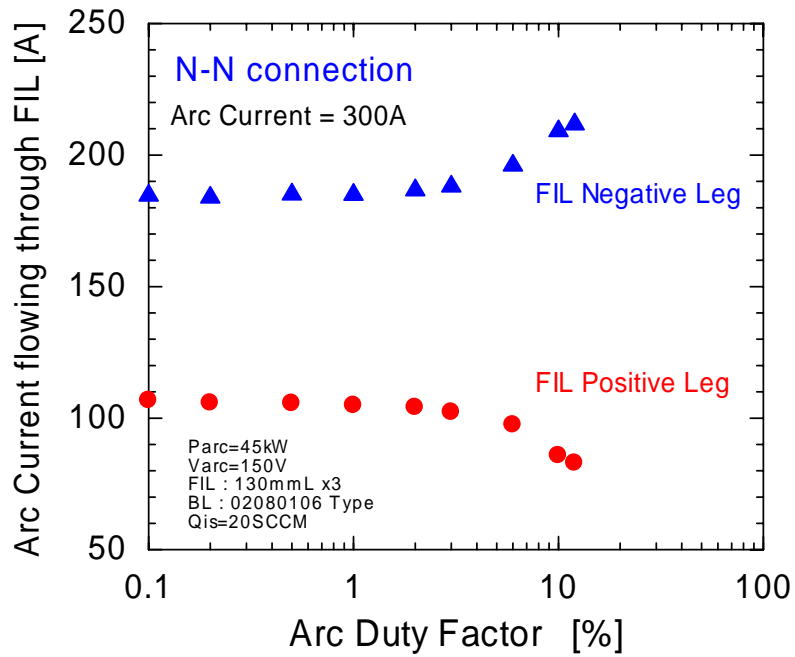


図 95 正端子側および負端子側のアーク電流流入量のデューティファクター依存性
(NN接続の場合)

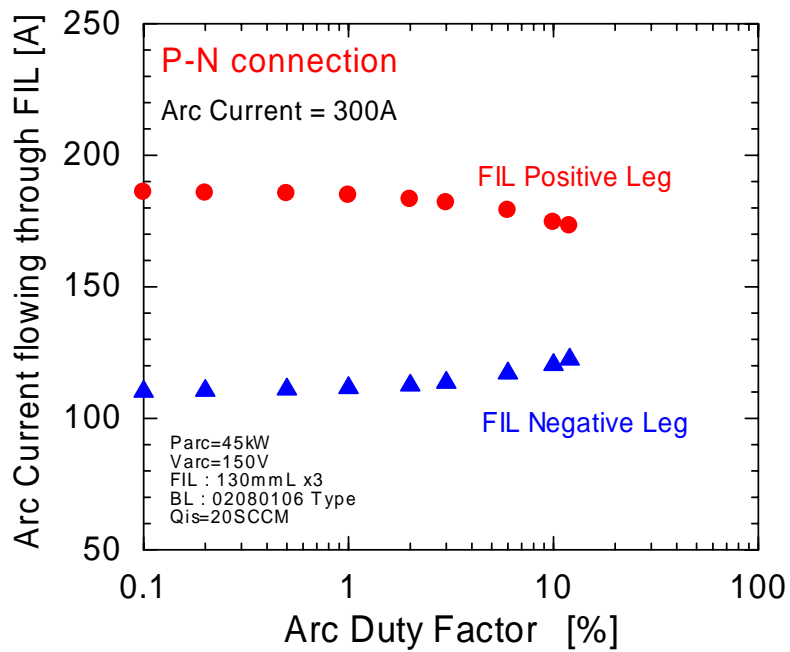


図 96 正端子側および負端子側のアーク電流流入量のデューティファクター依存性
(PN接続の場合)

5.2.3. 異断面形状フィラメント

今までは、フィラメントの負端子側のアーク電流流入量を低減する方法について述べてきたが、正端子側についても小電流で負端子側と同等の熱電子放出量が得られれば、負端子側の負担が減り、フィラメント寿命が向上することが期待できる。フィラメントの抵抗値が大きくなれば発熱量が増加するので、フィラメントの正端子側を加工して正端子側の断面積を負端子側に比べて小さくしたフィラメントを製作し、寿命測定を行った。元の形状のフィラメント（同断面形状）と加工したフィラメント（異断面形状）の構造を図 97に、これらのフィラメントを使用した寿命測定結果を表 11にそれぞれ示す。測定時の運転条件は、アークパワー30 kW、デューティーファクター3%、フィラメント本数は2本である。

表 11 異断面形状フィラメントの寿命時間と断線場所

Filament Size		Achieved Lifetime	Cut Off Point
P-Leg	N-Leg		
1.0 mm	1.5 mm	2 hour	P-Leg
1.3 mm	1.5 mm	43 hour	P-Leg
1.4 mm	1.5 mm	119 hour	Top (center)
1.5 mm	1.5 mm	63 hour	N-Leg

正端子側を極端に細くすると（1.0 mmまたは1.3 mm）、逆にこちらの方が断線してしまい、寿命が極端に短くなった。これは、本イオン源はパルス運転のため、アーク放電のOFF時間がON時間より長く、このときのフィラメント加熱電流によって正端子側の発熱が大きくなったためである。異断面形状フィラメントの中で最も長い連続運転時間を達成したのは、正端子側が1.4 mmのときで、119 時間に達している。両側とも1.5 mmのフィラメント、つまり同断面形状フィラメントを2本使用して同条件で運転したときの寿命は63 時間であったので、約2 倍向上したことになる。119 時間運転後と63 時間運転後のそれぞれのフィラメント消耗状態の測定結果を図 98に示す。図を見れば明らかなように、正端子側1.4 mmの異断面形状フィラメントでは、同断面形状

フィラメントで観測されたような負端子側だけの消費は無く、正端子側と負端子側でほぼ同程度消費していることが分かる。

このように、フィラメントの正端子側を細くすることも、フィラメントの寿命向上に寄与することが分かった。原研のJT60用正イオン源では、正端子端を細くする代わりに負端子側をテーパ状に太くしたフィラメントを実用している [41]。

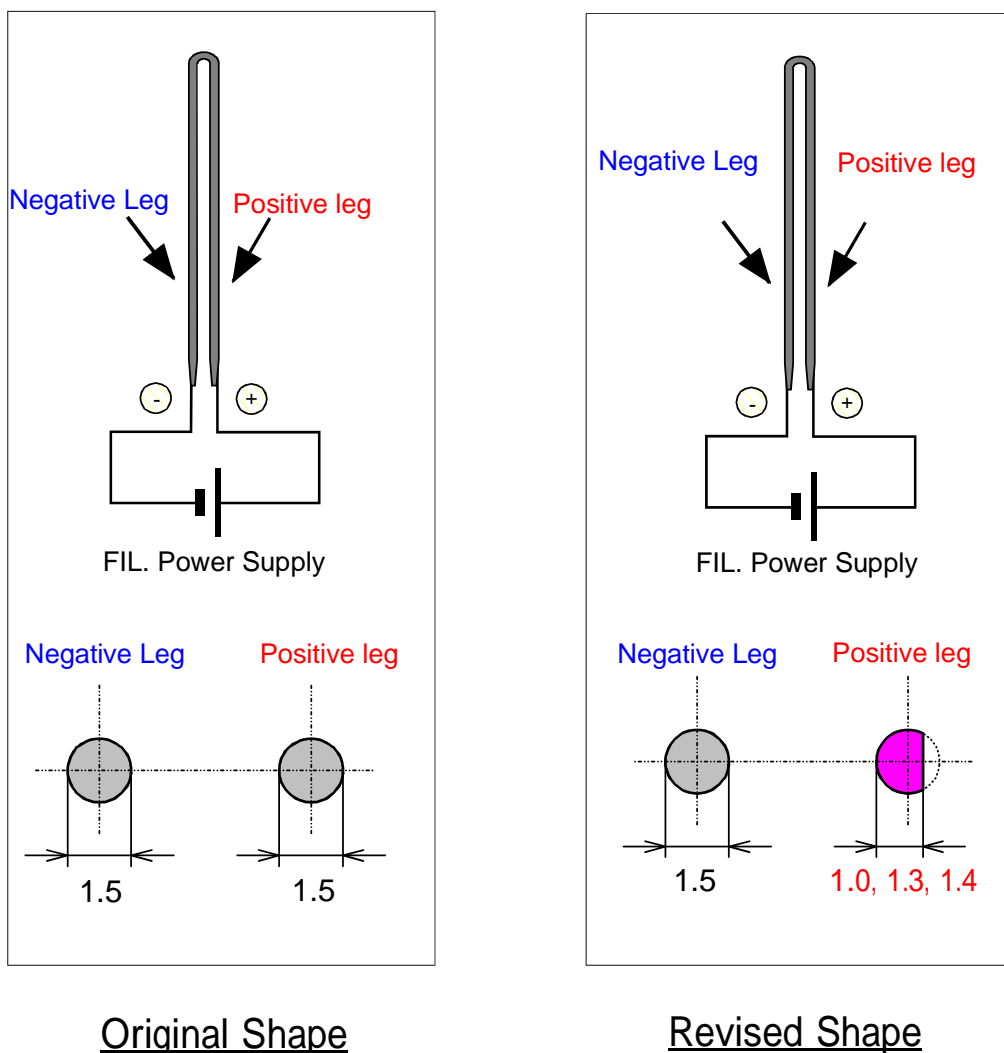


図 97 同断面形状（左図）と異断面形状（右図）フィラメントの構造図

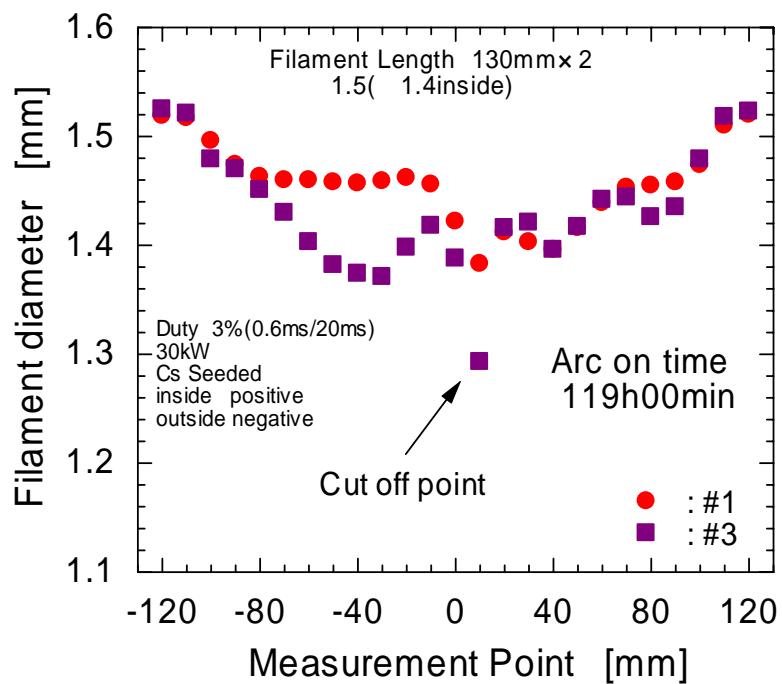
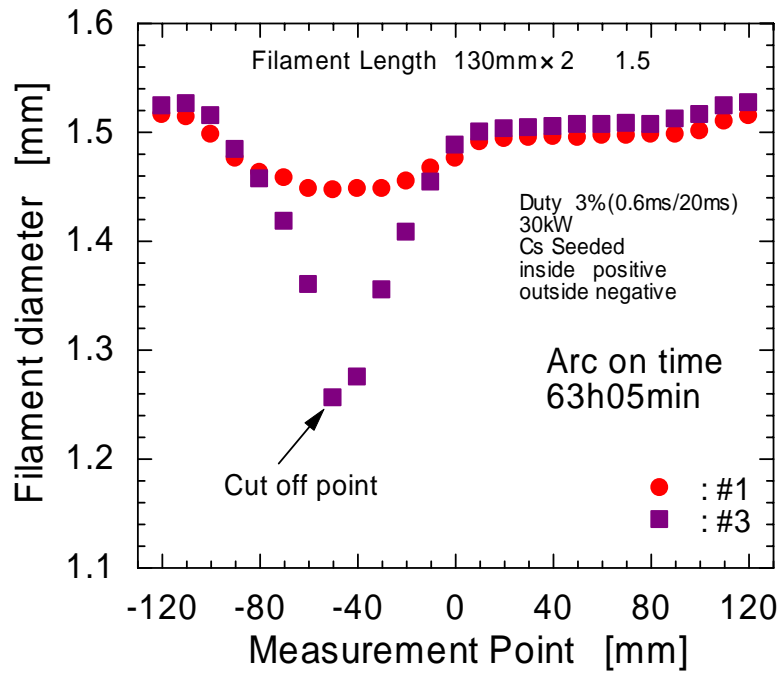


図 98 フィラメント寿命測定後のフィラメント径測定
(上図は同断面形状、下図は異断面形状フィラメントの結果)

5.2.4. フィラメント寿命のアーカ電流依存性

フィラメント寿命のアーカ電流依存性の測定結果を、図 99に示す。測定時の使用フィラメント数は2本、長さは130 mm、アーカ放電のデューティファクターは目標の2倍に相当する6.0 %とした。図 99のグラフ中で、 \square はアーカパワー30 kW、 \triangle は40 kWのデータをそれぞれ示す。30 kWの250 Aと300 A、40 kWの267 Aの測定については、データの再現性を確認するために、それぞれ測定を2回実施したが、どの場合も2つのデータ点が重なってしまっており、データの再現性が非常に良いことが分かる。30 kW、40 kWともに同じアーカパワーでもアーカ電流が低いほど（アーカ電圧が高いほど）寿命は長いことが分かる。第5.1.2章で示したとおり、アーカ電圧の高い方が負イオン生成についてのアーカ電流効率が高いので、負イオン電流と寿命の両方の観点から、高いアーカ電圧で運転することが有利であると言える。

また図 99を見ると、同じアーカ電流では、40 kWの方が30 kWよりも寿命が長い傾向にあることが分かる。例えば、アーカ電流300 Aのとき、アーカパワー30 kWのときの寿命は約8 時間だったのに対し、40 kWでは11 時間である。この2つの条件でそれぞれ長時間運転を行ったときの、フィラメント加熱電流（フィラメント2本の合計値）の時間変化を、図 100示す。図中の \square はアーカパワー30 kWのデータ、 \triangle は40 kWのデータをそれぞれ示す。アーカ電流は、どちらとも300 Aである。測定結果を見れば分かるとおり、フィラメント加熱電流は40 kWの方が30 kWよりも低いことが分かる。これは、40 kW入力時の方が生成されるプラズマ密度が高くなり、プラズマによってフィラメントが加熱され、しかもこの加熱は、フィラメントの正端子側と負端子側にほぼ等しく行われるので、正端子側の放電に対する寄与が大きくなり、結果としてフィラメント加熱電流が低くなると考えられる。高いアーカパワーが必要なとき、アーカ電流ではなくアーカ電圧を上げることで対応すれば、フィラメント寿命がむしろ長くなることは、大電流の負イオンビームを長時間得るのに非常に好都合である。

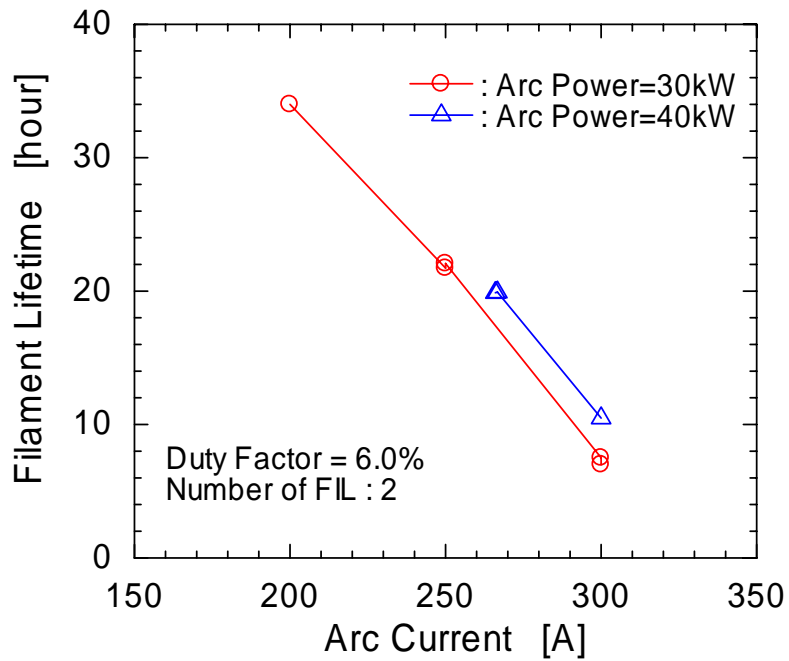


図 99 フィラメント寿命とアーク電流の関係

(フィラメント本数：2本、デューティーファクター：6.0%)

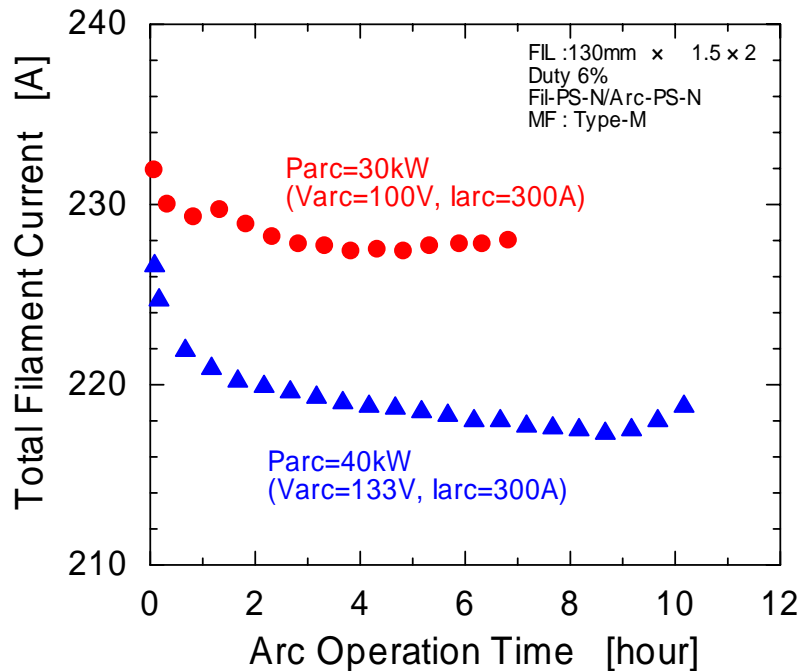


図 100 フィラメント加熱電流 (フィラメント 2 本分) の時間変化

(アーク電流：300 A、フィラメント本数：2本、デューティーファクター：6.0%)

5.2.5. フィラメント寿命評価

本研究で実施したフィラメント寿命試験の結果をまとめると、表 12のとおりになる。

表 12 測定したフィラメント寿命時間のまとめ

Filament Size [mm]		Num. of FIL.	Arc Discharge Power [kW]	Duty Factor [%]	FIL-ARC P.S. Connection	Operation Time [hour]
P-Leg	N-Leg					
1.5	1.5	3	30	3	N-N	258
1.5	1.5	3	45	6	N-N	46
1.5	1.5	3	45	6	P-N	83
1.5	1.5	2	30	3	N-N	63
1.4	1.5	2	30	3	N-N	119

アーク電源に対するフィラメント電源の接続を、負端子から正端子に変更すると、寿命は46 時間から83 時間、つまり約1.8 倍向上している。この結果を、アークパワー 30 kW、デューティーファクター3 %、負端子端同士の接続（N-N接続）で達成した258 時間に適用すると、正端子接続方法（P-N接続）の使用により464 時間の寿命を期待することができる。さらにフィラメントの正端子側を細くすることで寿命が63 時間から119 時間、つまり約1.9倍向上しているので、464 時間の寿命はさらに882 時間程度まで延びることも期待できる。J-PARCで要求されているイオン源のメンテナンス頻度は500 時間なので、フィラメント寿命については本研究で要求性能達成の見込みが得られたことになる。

6. まとめと今後の課題

本研究では、J-PARCで使用する大強度負イオン源に関する研究を行った。本研究で得られた負イオン源の性能と、J-PARC用イオン源の要求性能の比較表を表 13にまとめる。実施したイオン源の構造検討、ビームの高性能化実験およびフィラメントの長寿命化実験の内容と結果について、以下にまとめる。

イオン源の構造検討のうち、ソースプラズマ生成方法検討では、フィラメントによる直流放電方式とアンテナによる高周波放電方式の比較検討を行った。KEKおよびLBNLで開発されている高周波放電方式の負イオン源では、電子電流が高いこと、また、アンテナ寿命はフィラメントを圧倒的に上回るような結果が、現段階では得られていないことを考慮し、本研究では、核融合分野等で十分実績のあるフィラメントによる直流放電方式を採用した。

プラズマ生成室形状については、原研および核融合研の核融合NBI用負イオン源で得られている、ビーム電流密度のプラズマ生成室表面入力パワー依存性および動作ガス圧の生成室体積 / 表面積比依存性のデータを参考にして決定した。その際、ビームの残留ガス衝突による中性化損失を低減するために、低い動作ガス圧運転が可能となるように大容積のプラズマ生成を採用した。

ビームの高性能化研究では、磁気フィルター強度の最適化、アーク電圧の最適化、フィラメント長の最適化、バイアス電圧の最適化、セシウム効果の高効率化、中性化ビーム損失の低減、動作ガス圧（ガス流量）の最適化およびエミッタンス測定を実施した。

磁気フィルター強度の最適化では、プラズマ生成室に設ける磁気フィルター強度について詳細なパラメータサーベイを行い、負イオン生成量が最大となる最適磁気フィルター強度を調べた。さらに、電子軌道計算コードを用いて磁気フィルター強度と生成室内電子分布の相関を調べ、負イオンビーム生成量が最大となる電子軌道分布を明らかにした。この結果は今後、負イオン源を製作する上で磁気フィルター強度の設計指針を与えるものである。また、セシウム未添加時と添加時の最適磁気フィルター強度はほぼ同じであることも分かり、必要に応じてセシウム未添加運転を実施する場合には、磁気フィルター強度を変える必要が無いことを示している。

アーク電圧の最適化では、アーク電圧を90 Vから150 V（現装置での最大出力電圧）まで変えて、ビーム特性を測定した。アークパワーに対する負イオン生成効率はアーク電圧が低いほうが高いが、一方でアーク電流に対する負イオン生成効率は、高いアーク電圧のほうが高いことが分かった。一方、フィラメント寿命測定の結果、寿命はアークパワーよりもアーク電流に強く依存することが明らかになり、また低いアーク電流、言い換えれば高いアーク電圧のほうが長寿命であることが分かった。この結果は、フィラメント寿命の観点からは、アークパワーではなくアーク電流の依存性が重要であることを示しており、高いアークパワーが必要なときはアーク電圧を高く設定してアーク電流を低く抑えれば、負イオン生成効率とフィラメント寿命の両方に対して有利であることになる。

フィラメント長の最適化では、長さ90 mm、110 mm、130 mmおよび150 mmの4種類のフィラメントについて、ビーム特性を測定した。長いフィラメントほど負イオン生成効率は高いが、一方で引出電流も高く、電極への熱負荷が過大になる問題がある。よって、適度な長さのフィラメントの使用が必要で、本イオン源では130 mm長のフィラメントが、総合的に判断して最適な長さであると結論付けた。

バイアス電圧の最適化研究では、プラズマ生成室に対してプラズマ電極にプラス電圧を印加することで、負イオン電流に大きな影響を及ぼすことなく引出電流を大幅に減少できることが分かった。

セシウム効果の高効率化では、プラズマ電極温度に対するセシウム効果の変化を調べ、負イオン電流が最大となるセシウム付着条件を確認した。また、このときに引出電流は最小となり、引出電流低減の観点からも、セシウム添加は有効であることが分かった。

中性化ビーム損失の低減では、イオン源のビーム引き出し系に差動真空排気ラインを設置してイオン源出口の真空度の改善を図った。その結果、イオン源出口の真空度が約1桁改善され、負イオン電流が1.5倍程度増加することを確認した。

動作ガス圧（ガス流量）の最適化では、他の施設の加速器用負イオン源と比較して大容積のプラズマ生成室を採用したことで、他施設の代表的なイオン源よりも半分以下の動作ガス圧を達成した。また、負イオン電流のパルス波形がガス流量に強く依存し、16 SCCM付近でパルス平坦度～1%になることが分かった。

負イオンビームのエミッタンスを、ダブルスリット型エミッタンススキャナーを使用して測定した。その結果、負イオン電流60 mA出力時にJ-PARC要求性能を十分上回る低いエミッタンス値が得られているとともに、エミッタンス形状はフラグメンテーションの少ない良好な形状であることを確認した。また、エミッタンス形状に2成分のビーム分布が観測されたが、その理由を調べるために、2次元ビーム軌道計算コード (BEAMORBT) を用いてビーム軌道計算を行った。その結果、プラズマ電極のエッジ部分付近から引き出されているビームが、他の場所からのビームと異なる軌道を取ることが明らかになり、これが2成分のビーム分布のうちの副成分を形成している可能性があることが分かった。

以上のビームの高性能化研究より、最終的には負イオン電流72 mA、ビーム輝度 $14.7 \text{ mA}/(\text{mm} \cdot \text{mrad})^2$ を実現した。この性能はJ-PARCの目標ビーム性能を達成するとともに、加速器用大電流負イオン源として世界最高性能の負水素イオンビーム引き出しに成功したことになる。

フィラメントの長寿命化研究では、フィラメント使用本数の最適化、フィラメント電源とアーク電源の接続方法の最適化、異断面形状フィラメントの特性測定、およびアーク電流依存性測定を実施した。

フィラメント使用本数の最適化では、フィラメント使用本数と蒸発速度の関係を定量的に評価し、最適なフィラメント本数を検討した。その結果、フィラメントの発熱がすべての場所で一様と仮定した場合に、フィラメント本数は2本または3本が適当で、それ以上増やしても寿命は大きく向上しないことが分かった。実際にアークパワー30 kW、デューティファクター3%の条件でアーク放電の連続運転を実施した結果、フィラメント本数を2本から3本に増すと、フィラメント寿命が4倍向上し、3本使用時に258時間の寿命を達成した。また、使用後のフィラメントの消耗状態を調べることで、フィラメントの消耗場所は一様ではなく、負端子側の消耗が著しいことが分かった。

フィラメント負端子側のアーク電流流入量を減らすために、フィラメント電源とアーク電源の接続方法を従来の負端子同士の接続からフィラメント電源を正端子に変更した。その結果、フィラメントの負端子側へのアーク電流流入量が15%程度減少し、その結果、フィラメント寿命が1.8倍向上することを確認した。

異断面形状フィラメントを用いて、フィラメント正端子側の断面積を負端子側より小さくすることで、フィラメント温度分布の不均一性の改善を図った。寿命試験の結果、同断面形状フィラメントよりもフィラメント寿命が2倍程度向上することを確認した。また、フィラメントの消耗状態を調べると、異断面形状フィラメントでは正端子端および負端子端がほぼ一様に消耗していることが分かった。

フィラメント寿命のアーク電流依存性の測定結果から、同じアーク電流条件では予想に反して、高いアークパワーの方がフィラメント寿命は長いことが分かった。高いアークパワーが必要なときはアーク電流ではなくアーク電圧を上げることで対応すれば、フィラメント寿命はむしろ長くなることになり、フィラメント寿命の要求性能実現がより現実的なものとなった。

ソースプラズマ生成方法として直流放電方式を採用した場合に、最大の問題になると考えられたのがフィラメント寿命であったが、本研究で実施したフィラメント長寿命化研究により、258時間の寿命を達成し、さらに種々の工夫で目標値である500時間以上の寿命を達成できる見込みを得たことになる。

本研究で使用したイオン源電源の性能上の制約から実施できなかったが、以下に示す2つの方法を用いればさらにフィラメント寿命が延びると考えられる。一つは、フィラメント径の拡大である。現状のイオン源電源では、フィラメント電源の電流容量の制限で実施できなかったが、フィラメントの径を現状の1.5 mm から1.8 mm に変更して、消耗に対し裕度の高いフィラメントを使用することで、寿命が向上するはずである。もう一つの方法は、フィラメント電源の並列化である。本研究では1台の電源で複数本のフィラメントを加熱しているが、フィラメントによってアーク電流流入量が異なるために消耗にばらつきが生じ、全てのフィラメントを使い切る前にそのうちの1本だけが極端に消耗し、トータルの連続運転時間が制限されているのが現状である。よって加熱電源とフィラメントを1対1で接続し、常時、すべてのフィラメントが同じ電流になるように個々のフィラメント電源をコントロールすれば、フィラメントを均等に消耗させることができ、寿命がさらに延びることが期待できる。

本研究の成果により、ビーム性能と寿命が両立する大強度負水素イオン源実現の可能性を、確実なものにすることが出来たと言える。

表 13 開発した負イオン源の現状性能とJ-PARC要求性能の比較表

	Present Status	Requirement
Peak Beam Current [mA]	72	60
Beam Energy [keV]	50 ~ 70	50
Duty Factor [%]	5.0	2.5
Pulse Length [msec]	1.0	0.5
Repetition Rate [Hz]	50	50
Pulse Flatness [%]	~ 1 (sensitive to H ₂ gas flow rate)	≤ 1
RMS Emittance [π mm.mrad]	0.13 (X), 0.15 (Y)	0.20
Beam Brightness [mA/(mm.mrad) ²]	14.7	7.2
Gas Flow Rate [SCCM]	15 ~ 20	as low as possible
Source Pressure [Pa]	1.0 ~ 1.4	as low as possible
Maintenance Cycle [hour]	258 (Filament lifetime) (@ Arc power= 30 kW, Duty factor =3 %)	500

謝辞

本研究を遂行するにあたり、多大なご指導とご助言をいただきました高エネルギー加速器研究機構の森義治 教授、ならびに、元、高エネルギー加速器研究機構 教授、現、日本原子力研究所 大強度陽子加速器施設開発センター 加速器グループの山崎良成 リーダーに深く感謝いたします。

本研究の実験を行うにあたり、実験装置の保守・運転や実験データの収集・解析などに全面的にご協力いただいた日本原子力研究所の滑川裕矢 氏に深く感謝いたします。

本研究の方針・実験方法に関するご助言や、実験データの解析、特にエミッタンス測定データの解析に全面的にご協力いただいた高エネルギー加速器研究機構の上野彰 助手に深く感謝いたします。

本研究で使用した負イオン源の設計および実験を行うにあたり、ご指導とご助言をいただきました日本原子力研究所 ITER業務推進室の奥村義和 室長、実験データの解釈について有意義な議論やご指摘をいただきました日本原子力研究所 核融合工学部の渡邊和弘 氏、電子軌道計算コードELEORBITの使用方法をご指導いただきました日本原子力研究所 核融合工学部の柏木美恵子 氏に深く感謝いたします。

社会人でありながら本論文をまとめる機会を与えていただきました、日本原子力研究所 大強度陽子加速器施設開発センターの横溝英明 センター長、核変換利用開発グループの水本元治 次長、加速器グループの長谷川和男 氏に深く感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり様々な形でお世話になりました、総合研究大学院大学 加速器科学専攻の皆様、高エネルギー加速器研究機構の皆様、日本原子力研究所の皆様 に心から感謝いたします。

最後に、本論文をまとめるにあたり、深いご理解と終始ご助力いただきました執筆の家族に心からお礼申し上げます。

参考文献

- [1] High-intensity Proton Accelerator Project Team, JAERI-Tech 2003-044 : KEK Report 2002-13 (2003)
- [2] R. F. Welton, Proc. 2002 Linear Accelerator Conference, Gyeongju (2002)
- [3] J. Peters, Proc. 2000 European Particle Accelerator Conference, Vienna (2000) 113
- [4] E. Nicolopoulou et al., J. Phys. **38** (1977) 1399
- [5] M. Bacal et al., Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 1538
- [6] J. M. Wadehra and J. N. Bardsley, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1795
- [7] K. Prelec and Th. Sluyters, Rev. Sci. Instrum. **44** (1973) 1451
- [8] B. Peart et al., J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., Vol. 12, No. 20 (1979) 3441
- [9] K. N. Leung and W. B. Kunkel, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 787
- [10] 奥村義和、核融合研究第60巻第5号 (1988) 329
- [11] Y. Okumura et al., Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) 1219
- [12] Y. Mori et al., Nucl. Instrum. Methods A **301** (1991) 1
- [13] T. Morishita et al., Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 4709
- [14] A. Ueno, Private Communication (2003)
- [15] M. A. Leitner et al., Proc. 1999 Particle Accelerator Conference, New York (1999) 1911
- [16] S. K. Mukherjee et al., Proc. 1999 Particle Accelerator Conference, New York (1999) 1914
- [17] R. Keller et al., Rev. Sci. Instrum. **73** (2) (2002) 914
- [18] A. Takagi et al., Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) 1042
- [19] R. Gobin et al., Proc. 2000 Linear Accelerator Conference, Monterey (2000) 220
- [20] Y. Okumura, Private Communication (2001)
- [21] Y. Okumura et al., Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conference, Italy (2000)
- [22] J. G. Alessi et al., Proc. 6th Int. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, New York (1992) 387
- [23] Y. Okumura et al., Proc. 11th Symp. on Fusion Engineering, Austin (1985) 113
- [24] C. F. Barnett et al., ATOMIC DATA FOR FUSION VOLUME 1, ORNL-6086/V1 (1990)
- [25] 渡辺和弘、他, Japan Atomic Energy Research Institute Report, JAERI-M 86-104 (1986)
- [26] Y. Ohara et al., J. Appl. Phys. **61** (4) (1987) 1323
- [27] 林 泉, 「プラズマ工学」, 朝倉書店 (1987)
- [28] Y. Okumura et al., Proc. 16th Symposium on Fusion Technology, London (1990) 1026
- [29] 石川順三, 「イオン源工学」, アイオニクス (1986)
- [30] 小原祥裕, Japan Atomic Energy Research Institute Report, JAERI-M 6757 (1976)

-
- [31] O. Fukumasa, J. Phys. D: Appl. Phys., **18** (1985) L21
- [32] K. Jayamanna et al., Proc. 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice (1990) 647
- [33] T. Kuo et al., Rev. Sci. Instrum. **67** (3) (1996) 1314
- [34] T. Kuo et al., Rev. Sci. Instrum. **73** (2) (2002) 986
- [35] K. Saadatmand et al., Rev. Sci. Instrum. **65** (4) (1994) 1173
- [36] K. Saadatmand et al., Rev. Sci. Instrum. **66** (6) (1995) 3438
- [37] R. Thomae et al., Proc. 2000 Linear Accelerator Conference, Monterey (2000) 223
- [38] K. Volk et al., Proc. 9th Int. Symp. on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Gif-sur-Yvette France (2002) 67
- [39] K. Volk, Private Communication (2003)
- [40] K. N. Leung et al., Rev. Sci. Instrum. **55** (1984) 1064
- [41] S. Tanaka et al., Rev. Sci. Instrum. **55** (1984) 1625