

研究最前線

負イオンは一日にして成らず ～負イオン研究の進展と広がり～

Negative Ion Source was Not Made in a Day, Expansion of Studies for Negative Ion Beam and Source

1. はじめに

1. Introduction

池田勝則, 宮本賢治¹⁾, 小栗英知²⁾, 柏木美恵子³⁾

IKEDA Katsunori, MIYAMOTO Kenji, OGURI Hidetomo and KASHIWAGI Mieko

核融合科学研究所, ¹⁾鳴門教育大, ²⁾日本原子力研究開発機構 J-PARC センター, ³⁾量子科学技術研究開発機構

(原稿受付: 2019年4月17日)

プラズマ・核融合学会誌の誌上シンポジウムの企画として「小特集」が立ち上がったのは1996年の「負イオンを見直そう」が最初であった。当時の記事を読み返すと、プラズマプロセス分野で注目された負イオンを「異端者から時代の寵児に変身しつつある」と評して、負イオン生成の基礎過程、計測、モデリング、応用といったテーマに沿った論文が掲載された[1]。プラズマ中で自然と生成される負イオン（体積生成）はプロセスプラズマにとっては厄介者であり、また積極的に利用することで様々な可能性を秘める原石でもある。負イオンという言葉は、一般にはあまり馴染みのない言い方かもしれない。端的に表現するならば、「負電荷をもったイオン」という意味だが、化学の教科書的にはプラスの陽イオンに対してマイナスの陰イオンと覚えている方も多いと思われる。物理分野の気相中やプラズマ中のイオンに対して正イオンと負イオンと呼ぶ。

スマートフォンをはじめとする現代社会に欠かせない電子機器の心臓部であるシリコン半導体、その半導体を作成するプラズマエッチングでは反応ガスとしてフッ素、塩素、臭素を含むハロゲン化合物がよく用いられ、ハロゲンガスはプラズマ化した際に容易に負イオンを生成する。一方で、プラズマ核融合分野においては、閉じ込めプラズマに水素 (H) や重水素 (D) といった水素の同位体を使用されているため、加熱用のビームとしても同じ水素同位体を使用される。水素の正イオン (H^+) はアーク放電や高周波放電を用いて容易に生成が可能であるため、 H^+ を用いた中性粒子ビーム入射加熱装置 (NBI) が多くのプラズマ閉じ込め装置に導入され、電流駆動やイオン加熱に使われて

きた (図1)。このイオン生成部をイオン源と呼び、NBIの最上流部に設置されている。イオンビームは静電場を用いて加速し、その後、中性化したのちに磁場閉じ込めプラズマに入射するが、ガス中性化セルを用いた場合には正イオン方式ではHで50 keV, Dで100 keV (中性化効率が約50%) がエネルギーの上限で、それ以上のエネルギーでは中性化効率が著しく減少してしまうため正イオン源が使えなくなる。しかしながら負イオン (H^- , D^-) の中性化効率はエネルギーを増加しても (1 MeV でも) 約60%を維持するため、水素負イオン源は国際熱核融合実験炉 (ITER) をはじめとした核融合研究開発において不可欠な技術要素として注目された。

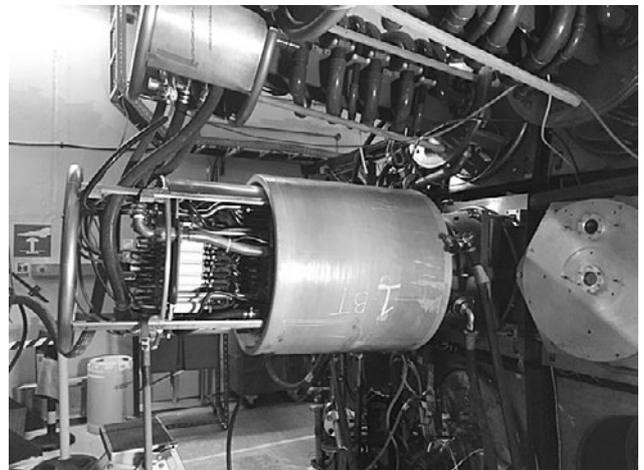


図1 JET用のNBI装置の正イオン源部。

1980年代後半から1990年代の前半にかけては体積生成型の負イオン源の研究が盛んに行われ、その研究の過程で低仕事関数の金属表面で水素負イオンを大量に生成する表面生成法が見出された。結果として、高出力の水素負イオン源がNBI装置や粒子加速器用のプロトン供給源として実用化されている(図2)。折しも1996年当時は、大型負イオン源を用いたNBI装置が量子科学技術研究開発機構(QST)のJT-60U(当時は日本原子力研究所)で完成し、核融合科学研究所(NIFS)の大型ヘリカル装置(LHD)においてもNBIが建設中の時期にあたり、大面積の表面生成型負イオン源を用いて安定的に高出力負イオンビーム生成できるのかという命題を抱えており、小特集記事内ではNBIと粒子加速器は「応用分野」の一つとして紹介された。それから20年余りが過ぎた現在、水素負イオン源はプラズマ加熱・電流駆動に欠かせないNBIのコア技術となり、また素粒子研究で使用する粒子加速器施設ではプロトン供給の重要なツールとして日夜可動を続け、基礎科学や医療・産業分野のイオンソースとしても重要な存在として位置づけられる。

国際的な視点で見ると、2018年にイタリアのパドバでITER用NBI建設に向けた負イオンビーム開発試験装置(NBTF)が可動し始め、中国ではDEMO炉用NBIの開発のためのプロジェクトが立ち上がるなど、最近の負イオンを取り巻く状況は世界的に見ても大きく動いている。これらのプロジェクトはイオン源内における負イオンの生成・輸送および負イオンビーム引き出しと加速の研究の進展がベースとなっており、日本の大学・研究機関で培われてきた膨大な研究が大きく貢献している。そこで、本稿では水素負イオン源を対象として2.負イオン計測と負イオン輸送の理解の進展を池田(NIFS)が、関連して3.負イオン物理シミュレーションの進展について宮本(鳴門教育大)が述べる。負イオンビームの定常利用という点では粒子加速器における負イオン源開発とその運用に一日の長があり、プラズマ核融合分野の研究者にとって学ぶべきことが多々ある。そこで、4.粒子加速器における負イオン源の長時間

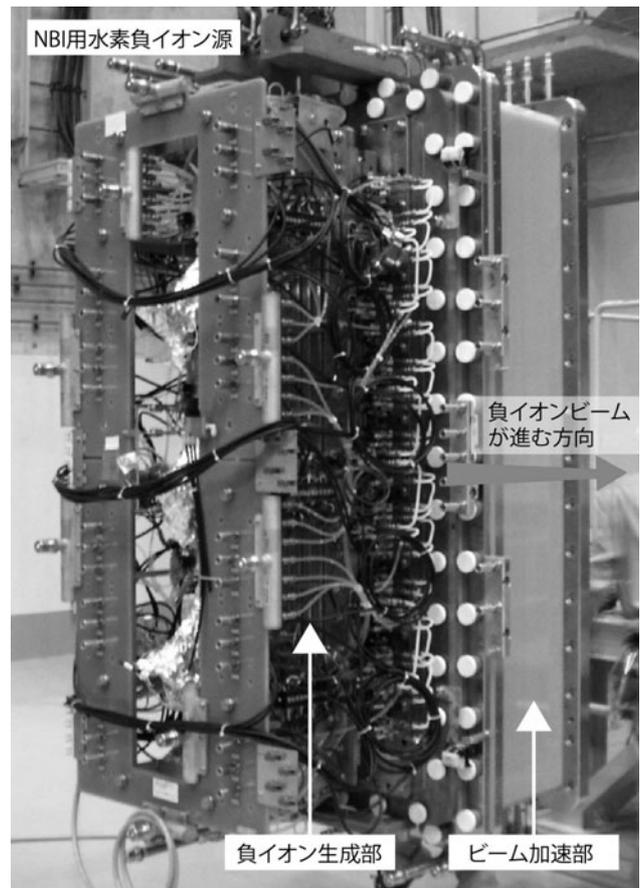


図2 LHD用水素負イオン源。

運転の進展と産業利用について小栗(J-PARC)が述べ、最後に5.プラズマ加熱用負イオン源の現状と将来展望について柏木(QST)が述べ、核融合開発研究における負イオン源開発の現状とDEMO炉に向けて必要な負イオン研究要素について紹介する。

参考文献

- [1] 菅井秀郎 他：プラズマ・核融合学会誌 72, 1110 (1996).



研究最前線 負イオンは一日にして成らず～負イオン研究の進展と広がり～

2. 負イオン計測と負イオン輸送の理解の進展

2. Progress of Negative Ion Measurements and Understanding of Negative Ion Transport

池田勝則

IKEDA Katsunori

核融合科学研究所

(原稿受付：2019年4月17日)

表面生成型水素負イオン源の負イオン生成領域近傍に負イオンに関する計測装置を導入し、負イオンの生成から引き出しに至る輸送現象を実験的に検証した。プラズマ電極 (PG) 表面で生成された水素負イオンはフィルター磁場との間の引出領域に均一に分布し、水素負イオン密度の上昇に従い電子密度が激減することで H^+ と H^- で構成されるイオン性プラズマを形成している。イオン性プラズマではプラズマの電位分布は近接する金属表面の電位に強く影響されることが確かめられた。イオン性プラズマから放射される H_α 光は H^+ と H^- 相互中性化反応に強く依存し、その2次元分布計測を基にビーム引き出しに伴う負イオンの減少領域が明らかになった。またレーザー支援型光脱離法を用いた負イオンのフロー分布から、表面で生成された負イオンは電子偏向磁場の磁力線方向に拡散しプラズマ電極から約20mm付近でPG方向へ転向することで負イオンPGに輸送されることが確かめられた。

Keywords:

ionic plasma, hydrogen negative ion, diagnostic, plasma potential, spectroscopy, negative ion flow

2.1 水素負イオン源と計測

負イオン源を用いた中性粒子入射加熱装置 (NNBI) では「高い負イオン電流密度」と同時に「低い電子電流」の同時達成が必須である。国際熱核融合実験炉 (ITER) の NNBI 用負イオン源の場合、40 A の重水素負イオンビームを3600秒間引き出し、同時に電子電流と負イオン電流の比が $I_e/I_D < 1$ を満たす必要がある [1, 2]。負イオン源の加速器では電子偏向磁石 (Electron Deflection Magnet: EDM) を引出電極に仕込み、EDM 磁場で電子の軌道を曲げ電子電流を引出電極に吸収させることでビーム加速前に電子を除去している [3]。引出電極には水冷構造を有した無酸素銅を用いるのが一般的であるが、ビーム孔、EDM、および水冷チャンネルを組み合わせた構造は複雑で除熱能力は制限される。したがって電子電流の低減がイオン源開発の鍵となっている。現在、核融合科学研究所 (NIFS) において運用されている NNBI 用水素負イオン源ではイオン源のアーク放電領域とプラズマ電極 (PG) の間に固定の磁気フィルターを設け [3]、PG 近傍に流入する電子を抑制するとともに電子温度を 1 eV 以下に低減している。ITER の NNBI 用負イオン源では数 kA の直流電流 PG に流すことで発生する電子抑制磁場を利用する計画で開発が進められている [4]。イオン源から引き出される水素負イオン電流および電子電流の組成はビーム引き出し界面付近のプラズマに含まれる負イオンと電子の組成に強く依存

すると考えるのが自然である。一方で NNBI 用負イオン源では水素負イオンの表面生成過程を利用しているため、ビーム引き出し方向とは逆方向に放出された負イオンと放電領域から供給される電子、正イオンの組成と輸送がビームにどのように影響するのか、より深く理解する必要がある。

そこで、NIFS では PG 近傍での水素負イオン輸送を理解するため、負イオンに関する計測装置を開発しアーク放電タイプの開発用水素負イオン源 (RNIS) に導入した [5-7] (図1)。アーク放電容器と PG 電極間にバイアス絶縁体が挿入されており、PG 電極に正のバイアス電圧を印加することで電子電流の制御を行っている。このバイアス絶縁体に観測用ポートを設置し、PG から 20 mm 付近の引出領域のプラズマが観測可能となっている。代表的な計測装置としては静電プローブ [8, 9]、ミリ波干渉計 [10, 11]、可視分光器 [12-14]、キャビティリングダウン [15, 16]、波長選択型イメージング [17-19]、レーザー支援型光脱離 [20-23] などが導入されており、負イオン密度や電子密度および負イオンのフロー分布の詳細が研究されている。

2.1.1 キャビティリングダウン (CRD) 法

CRD 法はレーザー光子のエネルギーによる負イオンの光電離反応を利用した吸収分光の一種であるが、反応断面積が小さいために通常の 1 パスでのレーザー吸収では十分な減衰が期待できない。そこで観測対象のプラズマの両端

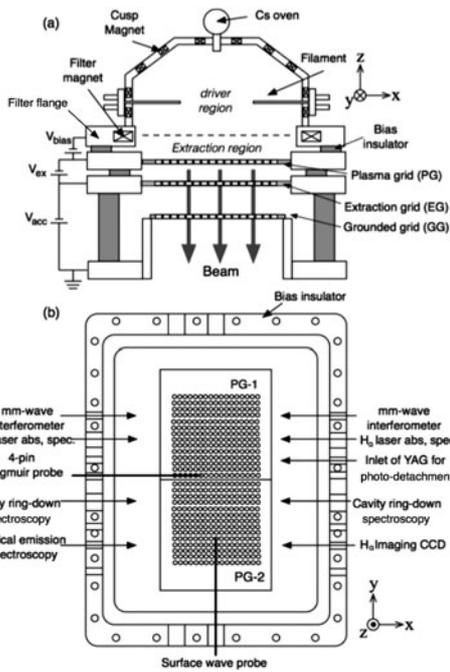


図1 (a) NIFSのRNISイオン源の断面図, (b)引出領域に設置した計測装置の配置 (イオン源天板方向から図示) [5].

に高反射率の共振ミラーを設置し、パルスレーザーをミラー間で往復させることで吸収長を稼ぎ出している。ミラー端部から透過したレーザー光を光検出器で検出するとレーザー光入射からの時間経過に従って透過光は減衰することになるが、このとき測定対象となるプラズマが存在すると減衰時間が短くなり、その減衰時定数からプラズマ中の負イオン密度が計測できる。QuandtらはHe-Neレーザーを用いて体積生成プラズマ中の負イオン密度計測が可能であることを実証し[24]、レーザー光脱離 (PD法) による負イオン密度計測結果とよく一致することを示した。CRD法はプラズマと非接触の計測であり、パルスレーザーによる電離は極短時間の局所的な反応であるためプラズマ中の負イオンと電子のバランスを乱すことなく負イオン密度計測が可能である。

RNISに導入したCRD法[15, 16]では光源にNd:YAGレーザーの基本波 ($\lambda=1064\text{ nm}$) を使用し、50 mJ, 5 nsのパルス幅でプラズマ中に入射している。レーザー入射軸はPGに平行でイオン源の短軸方向に設置している。共振器の幅は1.2 mで通過するプラズマ長はプラズマの電子密度分布の半値幅 (0.18 m) とし、共振に使用するミラーは反射率0.99994である。レーザーパルスを20 Hzで発振することで負イオン密度の時間応答計測を可能にするとともに、ミラーマウント部に2次元駆動機構を設置することでPGに対して水平軸、垂直軸方向の水素負イオン密度分布の計測が可能となった。図2は負イオン密度の垂直軸 (z軸) 分布であり、それぞれCs導入前(a)と導入後(b)の分布を示している[5]。負イオン密度はCs導入前の水素放電で $5 \times 10^{16}\text{ m}^{-3}$ 程度であるが、Cs導入後には表面で生成された水素負イオンにより $2.3 \times 10^{17}\text{ m}^{-3}$ 程度まで負イオン密度が上昇している。PG近傍での負イオン密度は常用の

運転領域で $2 \sim 5 \times 10^{17}\text{ m}^{-3}$ 程度であり、アーク放電パワーが上昇すると負イオン密度も上昇する。Cs導入後の負イオン密度は表面から生成されているにもかかわらず、PG表面から20 mmまではほぼ均一に分布し20 mmより遠方ではフィルター磁場に向かって緩やかに減少する。

一方で、表面生成効果による負イオン密度上昇は引出領域の電子密度の減少をもたらしている。図3(a)はNIFSのRNISにおいて水素のアーク放電にCs蒸気を導入した初期のPG近傍における負イオン密度と静電プローブの電子飽和電流の時間変化である。負イオン密度の上昇にしたがって電子飽和電流は急速に減少していることがわかる。ここでは電子飽和電流と呼称しているが、負イオンを含む場合には負側の電流特性は電子と負イオンの影響を受けるため正確には負電荷飽和電流である。そのため、過渡期のプローブ電流を電子密度として評価していない。RNISでは電子密度の正確な評価のためにミリ波干渉計 (mmIF) を導入しており[10, 11]、負イオン密度増加時の電子密度

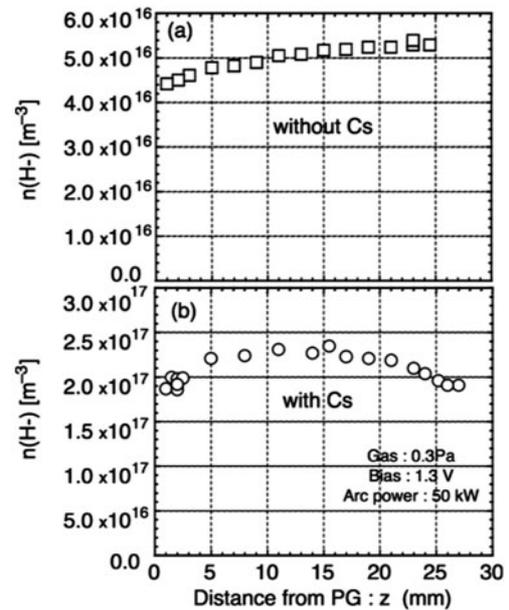


図2 CRDで計測した水素負イオン密度のz軸方向分布, (a)Csを使用していない場合, (b)Csを使用した場合[5].

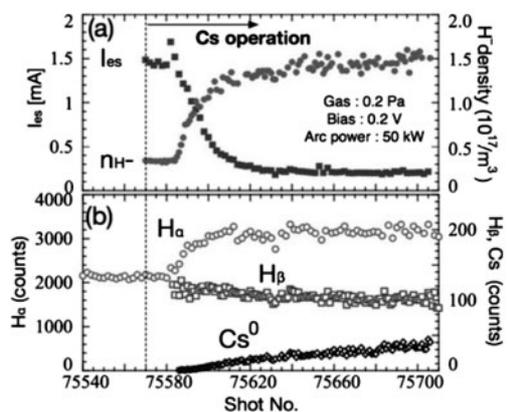


図3 (a)CRDで計測した水素負イオン密度とラングミュアプローブで計測した負飽和電流の時間変化, (b)水素とCsからの可視スペクトルの時間変化[5].

の減少が確かめられている。十分に負イオンが生成されたプラズマでは静電プローブのI-V波形は負電流が正電流とほぼ同じ量で観測されており[8]、このようなプローブ波形はハロゲン元素等のプラズマで観測される正イオンと負イオンのみで形成されるイオン性プラズマ (ion-ion plasma や pair-ion plasma と呼ばれている)[25-28]と類似している。このことから表面生成型のNBI用水素負イオン源ではPG表面近傍の引出領域で H^+ と H^- からなるイオン性プラズマ状態が形成されており、イオン性プラズマの性質がビームの質に大きく影響すると考えられている。

図4はPGに対してz軸方向のプラズマ電位分布である[6]。Cs無しの電子リッチな条件(a)とCs有りの負イオンリッチな条件(b)で、それぞれプラズマ電位より高い電位と低い電位をPGに印加したときのプラズマ電位分布の変化を示している。電子が支配的なプラズマの場合、PG電位はシースによって遮蔽されるため引出領域の電位分布はほぼ一定で、PG電位を変えた場合でも電位勾配はほぼ同じである。一方で負イオンが支配的な条件下ではプラズマ電位分布はPG電位に引きずられて勾配が変化している。このような特徴的な電位構造はPG表面で生成された負イオンを引出領域の広範囲に輸送する要因と考えられる。一方でPGバイアス電位を小さくし過ぎるとPG近傍へ過剰な正イオンを引き込み、負イオン密度を超えると正イオンに付随して電子が流入し、結果的に負イオン密度に対する電子

密度比が上昇してしまう。このためLHD-NBIでは水素運転に使用するバイアス電位は2~3V程度でプラズマ電位と同等か若干低い設定で運用している。

2.1.2 波長選択型イメージング法

可視分光器を用いた受動型分光計測 (OES) は負イオン源プラズマのモニターとして最も手軽な方法として利用されてきた[12,29-32]。表面生成型の水素負イオン源ではセシウム蒸気をイオン源内に導入し、PG表面を低仕事関数の金属表面とすることで負イオンを生成しており、Csの導入状況や加速器から逆流する正イオンビームの影響はCsの発光スペクトルを用いて研究が進められている[12,14,29]。水素放電から放出される水素のバルマー系列ライン (H_α , H_β , H_γ) はプラズマの密度や温度等の情報を含み、Fantzらによって負イオン密度や電子密度計測に利用する研究が進展している[30]。 H_α 光は主量子数 $n=3$ から $n=2$ へ遷移するとき放出されるが、その発光強度は $n=3$ の水素のポピュレーションに依存する。水素原子の励起過程のうち主な5つの励起チャンネルとして H , H^+ , H_2 , H_2^+ , H^- を考慮した場合、低電子温度 (<3eV)の水素プラズマにおいて、 H_α に対しては H^- からの寄与が大きくなるのが数値計算によって示されている[30]。Janevらの研究によると H^- と H^+ の相互中性化反応 (mutual neutralization: $H^- + H^+ \rightarrow H(n=3) + H$)の反応断面積は1eVのイオン温度で $\langle\sigma v\rangle=4.1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ であり、電子温度1eVの時の H_2^+ の dissociative recombination ($e+H_2^+(v) \rightarrow H(1s)+H(n)v=0-9n \geq 2$)の反応断面積 $\langle\sigma v\rangle=5.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ とともに大きな断面積を持つ[33]。そのため負イオン源のPG近傍の低電子温度領域では、この2つの反応が負イオン密度と電子密度の割合の変化に従って H_α の発光強度に大きく寄与すると考えられる。

図3(b)はNIFSのRNISにおいて水素のアーカ放電にCs蒸気を導入した初期のPG近傍における H_α , H_β , Cs中性粒子からの発光 ($\lambda=852 \text{ nm}$)の時間変化である[5]。Csの発光強度が上昇し始めると、水素負イオン密度の上昇とともに H_α 光の発光強度が上昇する。負イオン密度の上昇に対して電子密度が極端に減少するため、 H_α 光に含まれる電子を媒介とした成分は負イオンが支配的なイオン性プラズマでは大幅に減少する。また、ビーム引き出し時にPG孔近傍で負イオン密度と H_α 光の急激な減少も確認されている[5,13]。このような結果から水素負イオン源のイオン性プラズマにおいては H_α 発光強度が負イオン密度の良い指標として機能することが確かめられた。

一方で、負イオン引き出しに伴う負電荷の減少は近接する領域からの電子等の流入によって補完されることがプローブ計測や電子密度計測によって判明しているが[8,11]、十分に負イオンが生成されている場合には電子の増加量は元の電子密度と同程度にとどまるため、負イオンの密度と比較しても電子の増加量は相対的に小さく、 H_α への寄与も小さくなる。このような観測結果から負イオンの2次元的な挙動を調べるための H_α 波長選択型イメージング法が開発された[5,17,18,19]。波長選択型イメージング法では透過型光学フィルター、レンズとCCDカメラなど

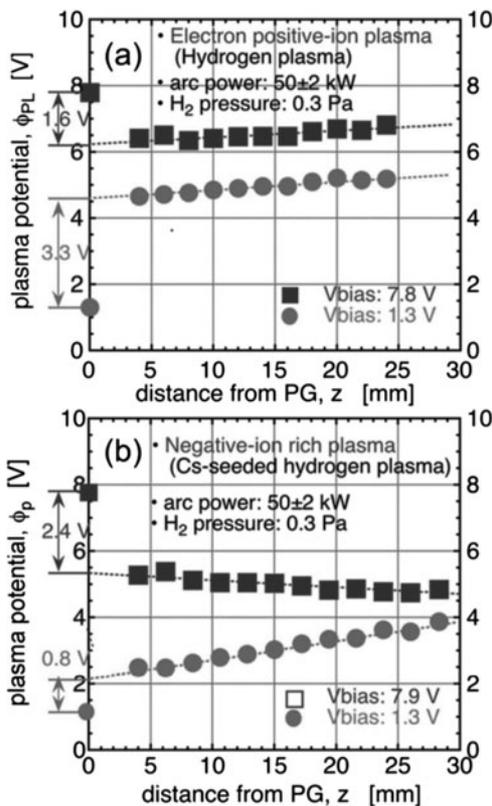


図4 ラングミュアプローブで計測したプラズマ電位のz軸方向分布。(a)Csを使用していない場合、(b)Csを使用した場合。Reprinted from 'Diagnostics tools and methods for negative ion source plasmas, a review' by K. Tsumori and M. Wada in New J. Phy. (2017) with permission from IOP publishing (<https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa6927>).

の2次元撮像素子を組み合わせている。RNISではイオン源に加速電圧を印加するためファイバイメージコンジットを用いて高電圧絶縁をしつつ2次元像を撮像素子に結像している[19]。計測装置をイオン源と同じ高電位部に設置する場合には、より簡便にレンズのみで結像する光学系が構築可能である[34]。図5(a)はRNISに設置した波長選択型イメージング装置における視野で、画像の上側がフィルターフランジ、下側がPG表面であり、右側がイオン源中心軸方向に対応する。ビーム引き出しのためのPG孔は円形で格子状に配列されているが、視線中心からPGまでの距離は11mmで観測角度が浅いために孔が重複し列状に見える。図5(b)は H_α 光のビーム引き出し前後の差分(ΔH_α)の分布である。黒色濃度が強く現れている領域が H_α が大きく減少している領域であり、引出電圧によって負イオンが引き出されている領域に対応する。負イオン源はCsによって十分に負イオンが生成されており($n_{H^-} = 1.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$)、ビーム引き出しによる負イオン密度の低下もCRDによって同時観測されている。負イオンの減少はPG孔上の10mm以内の領域で強く認められ、その減少領域はフィルター磁場方向(図5(a)の上方)に緩やかに広がり20mmを超える領域にまで影響が及んでいる。このような垂直方向の広範囲の広がりに対して、負イオンの表面生成部である孔間のPG表面では H_α は減少しておらず、PG表面やPG孔縁部から負イオンが直接ビームとして

引出されてはいない事が分かる。PG孔間からは引出電極のEDMの磁場が垂直に立ち上がりy軸方向の隣り合うEDM間で極性が異なるためにPG孔上を跨いでEDMループを形成している[6]。表面生成された負イオンはPG表面近傍の磁力線は横切らずにEDMの磁力線方向に拡散した後にはビームとして引き出されていると考えられる。

2.1.3 負イオンフロー計測

局所的な水素負イオン密度を計測する手法として、Bacalらによって開発されたレーザー光脱離法[35]はその後の水素負イオン源開発に大きく貢献した。レーザーによって光脱離した脱離電子量を計測することで負イオン密度を評価する計測法であり、静電プローブを利用した局所的な脱離電子計測が最も手頃な手法である。RNISでは4ピンの方向性静電プローブを導入しており[21]、静電プローブ計測とレーザー光脱離に使用している。計測器は直径4mmのセラミック棒の先端部に直径0.5mmのタングステンのプローブチップを周方向に90度ごとに配置しており、PGに対して平行にイオン源短軸に沿った方向(図1(b)の横方向)から挿入している。セラミック棒は回転方向と3軸方向に移動可能であり引出領域の分布計測が可能となっている。負イオン密度計測の場合には対面ポートからNd-YAGレーザーをプローブ先端部に照射してレーザー光脱離計測を行っている。

ここで、プローブの周辺にある荷電粒子が一定方向のフローをしている時、各プローブに流入する電流には偏りが生じる。セラミック棒を挟んで点对称に位置するプローブの2組がそれぞれz軸とy軸方向のフローベクトル成分として評価することで、その合成ベクトルが荷電粒子のフローとして評価できる。図6はCs無しの水素プラズマを静電プローブモードで計測したときの $z = 26 \text{ mm}$ での正イオン飽和電流を極座標表示した測定例であるが、飽和電流分布に明確な偏りが現れ、PGに対して 7° 方向に正イオンのフローがあることがわかった。電子と正イオンのフロー方

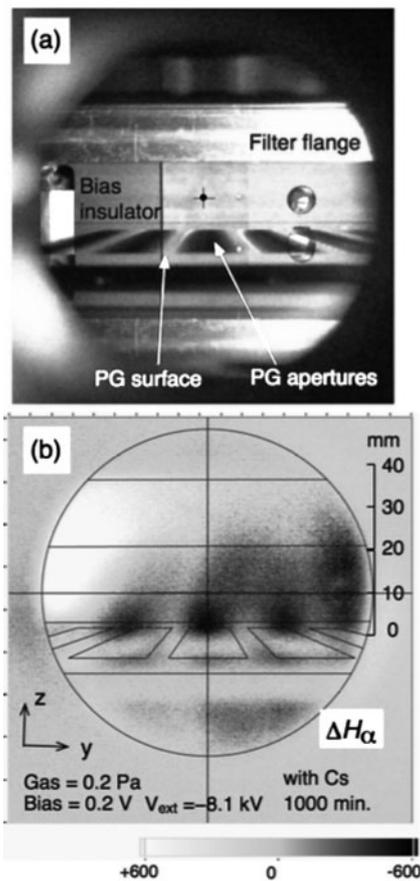


図5 (a)イメージング計測の視野 (b)PG近傍における ΔH_α の2次元分布(減少領域は黒色で表示)。

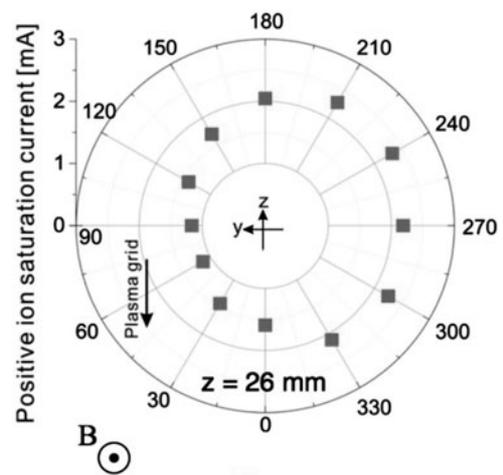


図6 4ピンラングミュアプローブ($z = 26 \text{ mm}$)で計測した正イオン飽和電流の極座標表示(Csは不使用)。Reprinted from 'Charged particle flows in the beam extraction region of a negative ion source for NBI' by S. Geng, K. Tsunori, et al. in Rev. Sci. Instrum. (2016) with permission from AIP Publishing (<https://doi.org/10.1063/1.4931796>).

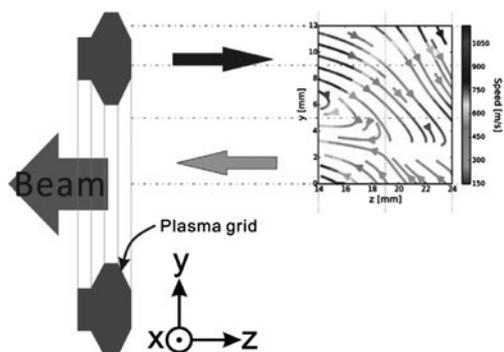


図7 ビーム引き出し時における引出領域の負イオンフロー分布. Reprinted from 'Response of H^- ions to extraction field in a negative hydrogen ion source' by S. Geng, K. Tsumori, et al. in *Fusion Eng. Des.* (2017) with permission from Elsevier (<https://doi.org/10.1016/j.fuseng-des.2017.02.041>).

向と速度はほぼ同じで、PG電極に対して浅い角度でローカルの電場と磁場に対して $E \times B$ ドリフト方向に移動している[21].

Cs導入後の負イオンが主成分となったイオン性プラズマ中の負イオンのフロー計測にはレーザー光脱離計測用いるが、パルスレーザーによる光脱離電子計測の場合、脱離電子電流はパルスレーザー径と負イオンの密度に依存するため負イオンのフローによって脱離電流に偏りは現れない。そこで、脱離電子がプローブに吸収された後にレーザーの照射範囲の負電荷が周囲に存在する負イオンの流入によって緩和される時間を利用する。上流部と下流部のプローブ電流の緩和時間は負イオンのフローによって変化するため、対抗するプローブ同士の緩和時間の差からフローベクトル成分の導出が可能である[23]。このような手法を用いて、PG近傍の引き出し領域の複数点でビーム引き出し時の負イオンのフローベクトルを計測しフロー線図として導出した結果を図7に示す[23]。計測範囲は、PG表面 $z=14$ mmから 24 mmの領域でPG孔とPG表面上の領域をカバーしている。PG表面上の領域ではPGに対してほぼ垂直に負イオンのフローベクトルが立ち上がり緩やかにPG孔方向へ向きを変えている。 $z=20$ mm付近でPG孔直上の領域に侵入するとPG孔方向に負イオンのフローの方向が変化し、水素負イオンがPG孔へ向かっている様子が明確に観測された。

本計測では観測領域が限定されているため $z < 10$ mmのPG表面近傍のフローの詳細は分からないものの、レーザー光脱離法で判明した負イオンの輸送現象は H_α イメージングで得られた水素負イオンの引き出し分布とよく一致し、また表面生成された負イオンの輸送現象はEDMの磁力線分布と深く関わっていることが示唆される。このような負イオンの輸送現象の計測結果はイオン性プラズマにおける負イオン輸送のモデリングとシミュレーション研究のベンチマークとして大きな影響を与えており、現在では負イオンを含めた様々な3次元のPIC (Particle-in-Cell) シミュレーションコードが実機負イオン源をモデルとして構築されてきた[36-42].

このような数々の観測結果から、負イオンビームに含まれる電子電流比の低減や負イオンビーム電流の増加に対してEDMの磁場強度の最適化やPG近傍での負イオン密度や電子密度の制御について理解が進んでいる。重水素負イオンビーム生成における電子電流の抑制や長時間ビーム引き出しにおける電子電流の制御など克服すべき課題はまだ多いが、負イオン源内部の詳細計測によって解決への筋道は大きく開けるだろう。

謝辞

核融合科学研究所のテストスタンド運用に際して同研究所のNBIグループメンバーの尽力に感謝します。また各種計測器の開発や実験結果に対して核融合科学研究所の研究者ならびに日本国内および国外の共同研究者の方々との議論を行い多くの助言をいただきありがとうございました。特に負イオンフロー計測に対しては、当時総研大の大学院生として研究に携わったGeng博士 (SWIP) の貢献に感謝いたします。これらの研究は核融合科学研究所の研究経費ULRR702を基に遂行されました、また研究の一部はJSPS科研費25249134の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] R. Hemsworth *et al.*, *Nucl. Fusion* **49**, 045006 (2009).
- [2] M.J. Singh *et al.*, *New J. Phys.* **19**, 055004 (2017).
- [3] Y. Takeiri *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 2003 (1997).
- [4] R. Nocentini *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **84**, 2131 (2009).
- [5] K. Ikeda *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **11**, 2505038 (2016).
- [6] K. Tsumori and M. Wada, *New J. Phys.* **19**, 045002 (2017).
- [7] K. Tsumori *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1869**, 030001 (2017).
- [8] K. Tsumori *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 02B116 (2012).
- [9] K. Tsumori *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 02B936 (2016).
- [10] K. Nagaoka *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1390**, 374 (2011).
- [11] T. Tokuzawa *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 11E105 (2016).
- [12] K. Ikeda *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **2**, S1047 (2007).
- [13] K. Ikeda *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1390**, 367 (2011).
- [14] K. Ikeda *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1869**, 050004 (2017).
- [15] H. Nakano *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1390**, 359 (2011).
- [16] H. Nakano *et al.*, *J. Instrum.* **11**, C03018 (2016).
- [17] K. Ikeda *et al.*, *New J. Phys.* **15**, 103026 (2013).
- [18] K. Ikeda *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 1301036 (2013).
- [19] K. Ikeda *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 02A724 (2014).
- [20] S. Geng *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **1655**, 040014 (2015).
- [21] S. Geng *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 02B103 (2016).
- [22] S. Geng *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **11**, 2405037 (2016).
- [23] S. Geng *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **123**, 481 (2017).
- [24] E. Quandt *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2394 (1998).
- [25] G.A. Woolsey *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6**, 1883 (1973).
- [26] M.V. Malyshev *et al.*, *J. Appl. Phys.* **86**, 4813 (1999).
- [27] S.K. Kanakasabapathy and L.J. Overzet, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 22 (2001).
- [28] W. Oohara and R. Hatakeyama, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 205005 (2003).
- [29] U. Fantz *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, S297 (2006).
- [30] U. Fantz and D. Wunderlich, *New J. Phys.* **8**, 301 (2006).
- [31] A. Krylov *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, S324 (2006).
- [32] T. Shibata *et al.*, *J. Appl. Phys.* **114**, 143301 (2013).

- [33] R.K. Janev *et al.*, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas* (Berlin: Springer, 1987).
- [34] K. Ikeda *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 02B113 (2016).
- [35] M. Bacal *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 719 (1979).
- [36] N. Kameyama *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 02A721 (2012).
- [37] S. Mochalskyy *et al.*, *Nucl. Fusion* **55**, 033011 (2015).
- [38] S. Nishioka *et al.*, *J. Appl. Phys.* **119**, 023302 (2016).
- [39] L. Garrigues *et al.*, *J. Appl. Phys.* **120**, 213303 (2016).
- [40] G. Fubiani *et al.*, *New J. Phys.* **19**, 015002 (2017).
- [41] A. Hatayama *et al.*, *New J. Phys.* **20**, 065001 (2018).
- [42] S. Nishioka *et al.*, *J. Appl. Phys.* **123**, 063302 (2018).



研究最前線 負イオンは一日にして成らず～負イオン研究の進展と広がり～

3. 負イオン物理シミュレーションの進展 (PIC コード等を用いた物理モデリングの進展)

3. Development of the Simulations of Negative Ion Physics (Development of the Physical Modellings by Using the PIC Simulation Code and so on)

宮本賢治

MIYAMOTO Kenji

鳴門教育大学大学院

(原稿受付：2019年4月17日)

近年の負イオン物理シミュレーションの進展により、数値シミュレーションは負イオン源の研究開発における強力なツールとなっている。運動論的粒子モデルに基づく、負イオン源物理の解析結果例を紹介する。プラズマ生成領域のモデリングでは、実空間での電子輸送に加えて、クーロン衝突や分子の解離・振動励起・イオン化等500種類にも及ぶ衝突過程をモンテカルロ法で考慮することで、陰極で加速された電子のエネルギー緩和過程を模擬できる。そのため、プラズマの一様性の解析・検討等に適用されてきた。また、負イオンの引出領域のモデリング・解析では、PIC法とモンテカルロ計算を結合したコードを用いて負イオンの引出・輸送や界面構造に関する物理メカニズムについて、説明できる結果を得てきた。さらに、負イオンビーム引出・加速領域のモデリング・解析では、ビームハロのような既存の数値計算コードで再現できない物理現象が解析可能となってきた。

Keywords:

simulation, negative ion, ion source, PIC, Monte Carlo, plasma, beam optics, accelerator

数値シミュレーションは実験結果の理論的側面からの裏付けをするだけでなく、実験では観測しにくい物理過程を捉えられるため、負イオン源で生じる様々な物理現象の解明を図る上で有効な手法として貢献してきた。負イオン源においては、おおまかにプラズマ生成領域（またはドライバー領域）、負イオン引出領域、負イオンビーム加速領域の3つに大別できる。高速電子の存在する負イオン生成領域にて、プラズマや振動励起水素分子、水素原子が生成される。引出領域において、体積生成や表面生成により水素負イオンが生成され、静電的に引き出される。そして、引き出された負イオンは、加速部において負イオンビームとして静電的に加速される。負イオン源の数値シミュレーションにおいても、上述の各領域の、または複合領域に渡ったモデリング・解析が行われてきた。

以下では、負イオン源の数値シミュレーションにおける最近のモデリング・解析結果の事例について、各領域別に紹介する。他の事例については、レビュー文献[1-3]を参照していただきたい。

3.1 プラズマ生成領域のモデリング・解析

水素負イオン源を対象とした解析は、従来、マルチカスプイオン源内の電子軌道解析にとどまっていた。これに対して KEIO-MARC コード[4-9]では、実空間での電子輸送

に加えて、電子-電子クーロン衝突、分子解離、分子振動励起、分子イオン化等500種類にも及ぶ衝突過程を Monte Carlo 法を用いて考慮し、陰極シースで加速された電子のエネルギー緩和過程を模擬できる。水素負イオン源プラズマの電子エネルギー分布関数 (EEDF) 解析が可能なのは、現状、KEIO-MARC コードのみであり、国際的にも他に例をみない。この EEDF を用いて、水素分子が解離して生成される水素原子のプラズマ電極 (PG) 表面への流束や負イオン生成量が求められる。

本計算コードを大型マルチカスプアーク放電型水素負イオン源 (QST 10 A イオン源、図1参照)[10]に適用して、実験で観測された負イオンビーム空間非一様性の発生機構の解明を行った。図2はドライバー領域における高エネルギー電子成分 (55 eV~65 eV) の粒子位置の空間分布を示す。高エネルギー電子成分は、磁気ドリフトにより、側壁に沿って長手方向上部に輸送され、局在化する。図3は、図2の A, B, C, D, E 各点における EEDF を示す。イオン源長手方向下部の点 C~E では、EEDF は、ほぼ熱平衡 (Maxwell) 分布に緩和している。これに対して、イオン源上部の A 点における EEDF は、熱平衡分布へ十分に緩和されず、高エネルギー ($E > 20$ eV) の非平衡なテイル成分が存在する。このような高エネルギー電子成分の衝突による分子または分子イオンの解離反応の断面積は極めて大き

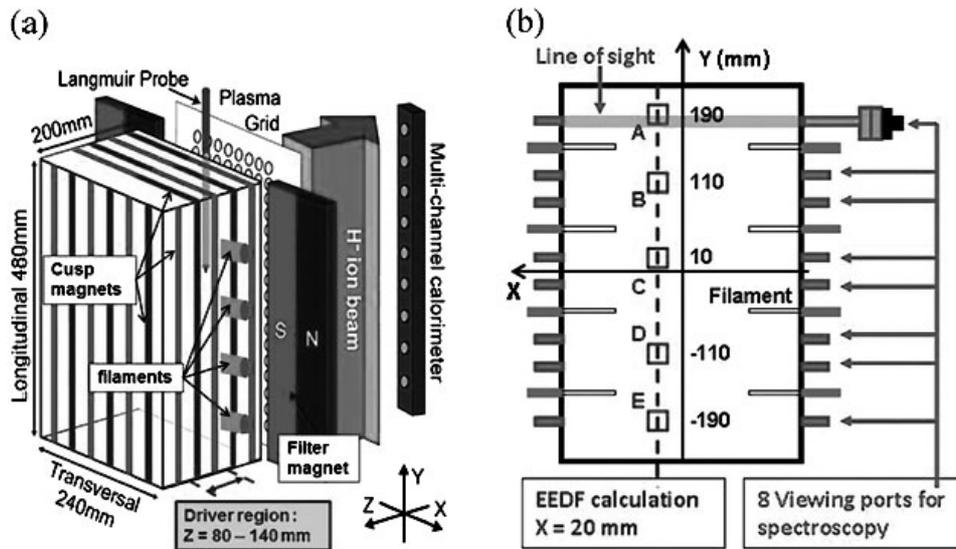


図1 QST 10 A イオン源の(a)概形図と(b)断面図(XY面) [7].

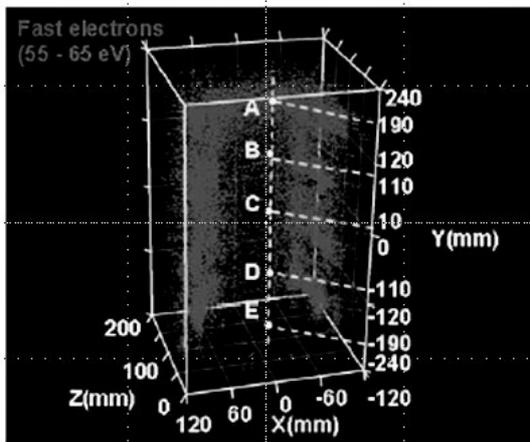


図2 ドライバー領域における高エネルギー電子成分 (55 eV~65 eV) の粒子位置の空間分布 [8].

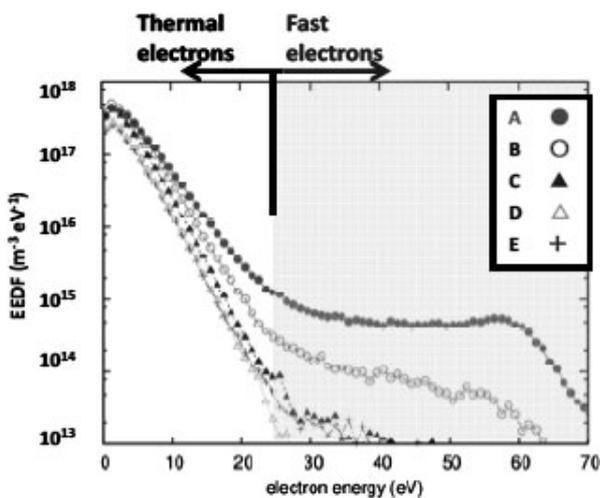


図3 負イオン源各部におけるEEDF. A, B, C, D, Eは図2のイオン源内部中心(Y)軸上の各点に対応する [7].

い。したがって、この領域で解離による水素原子生成が大きくなり、その結果、PG電極表面への水素原子流束や、さ

らには負イオン生成が局在化する。

磁気ドリフトによる局在化を抑制するため、JT-60SA用負イオン源ではテント型フィルター磁場配位が採用されている [11]が、KEIO-MARKコードでの解析 [9]から、さらなる一様性の改善を図るための磁場配位の提案も行われた。また、最近では医療用 (BNCT, PET) 水素イオン源への設計・開発等へも適用されている [12].

3.2 負イオンの引出領域のモデリング・解析

PIC法とモンテカルロ計算を結合したPIC-MCCコードを用いて、これまでに、イオン性プラズマ [13] の生成メカニズムや電位構造、界面構造、負イオンの引き出し・輸送に関する物理メカニズムについて、説明できる結果を得てきた [14-20]. その事例の1つとして以下に述べるように、クーロン衝突や中性粒子との衝突過程が、負イオンの引き出し・輸送に及ぼす影響が挙げられる。

(1) 負イオン源の運転ガス圧が低い場合 [14]:

核融合N-NBI用負イオン源等が該当する。負イオン源のバルクプラズマからPGの下流6mmまでの、負イオン源の引出し領域の3次元数値計算モデルを構築し (図4), 負イオンと正イオンのクーロン衝突が負イオンの引き出しに及ぼす影響を検討した。負イオン源の運転ガス圧は0.3 Paとした。負イオンの引出し方向をx軸とし、電子抑制磁場、フィルター磁場の方向をそれぞれy, z軸とする。主要な物理パラメータを表1に示す。PG表面で生成された水素負イオンは、1 eVの初期温度で等方的に放出されると仮定した。H⁻-H⁺間のクーロン衝突はBCM法を用いて考慮した。

表面生成されたH⁻の軌道を図5に示す。H⁻-H⁺間のクーロン衝突が有/無で比較した。クーロン衝突が無い場合は、PG表面から放出されたH⁻がそのまま引き出されるのに対して、クーロン衝突が有る場合は、H⁻は衝突を繰り返しながらバルクプラズマまで達した後、速度反転して引き出されることがわかる。NIFSが行ったプローブを用い

表1 PIC-MCC シミュレーションで用いた主要な物理パラメータ.

物理量	数値
電子密度	$1.00 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
H ⁺ 密度	$1.11 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
H ⁻ 密度 (体積生成)	$0.11 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
水素分子密度	$1.90 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
電子温度	1.00 eV
H ⁺ 温度	0.25 eV
H ⁻ 温度 (体積生成)	0.25 eV
H ⁻ 温度 (表面生成)	1.00 eV
水素分子温度	0.1 eV
CS が吸着した PG 表面からの H ⁻ 放出量	100 mA/cm ²
引出電圧	10 kV
電子デバイ長	$7.43 \times 10^{-6} \text{ m}^{-3}$
電子の熱速度	$4.19 \times 10^5 \text{ m/s}$
プラズマ周波数	$5.64 \times 10^{10} \text{ rad/s}$

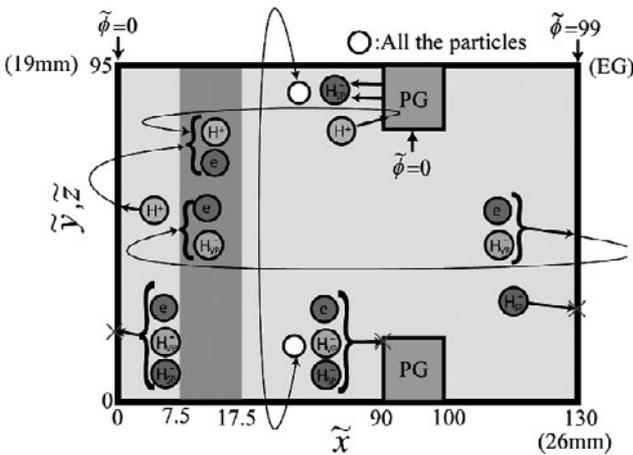


図4 負イオン源の引出し領域の3次元数値計算モデル図[14].

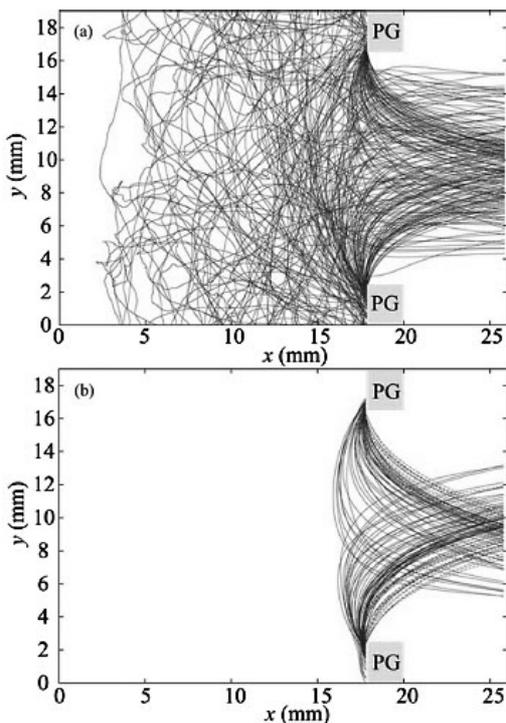


図5 表面生成 H⁻ の軌道図(a)H⁻-H⁺間のクーロン衝突を考慮した場合(b)H⁻-H⁺間のクーロン衝突を考慮しない場合[14].

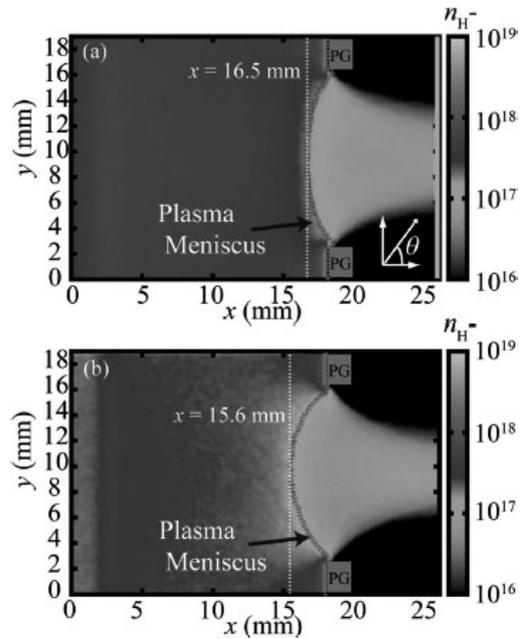


図6 H⁻密度の2次元分布と負イオン引出界面(a)H⁻-H⁺間のクーロン衝突を考慮した場合(b)H⁻-H⁺間のクーロン衝突を考慮しない場合[14].

た H⁻ の流速測定や分光測定から、PG 表面から放出された H⁻ は、PG 表面から十分に離れたバルクプラズマで流速が反転し、PG 電極孔から静電的に引き出されることが示されており、クーロン衝突が有る場合の計算結果は実験結果と傾向が一致する。

また H⁻ 密度の x-y 平面における 2 次元分布と負イオン引出界面を 図 6 に示す。クーロン衝突が有る場合の方が、負イオン引出界面の曲率は小さいことが明らかになった。この理由は以下のように考えられる。クーロン衝突が有る場合、エネルギー緩和過程により、速度の遅い H⁻ の割合が多くなる。そのため、バルクプラズマでの H⁻ の実効的な滞在時間が増大し、PG 近傍での H⁻ 密度も増大する。PG 近傍では、主に正負のイオンで準中性条件が成り立つため、H⁻ 密度の増大に伴って H⁺ 密度も増大する。負イオン引出界面の形状は H⁺ 密度分布にほぼ等しいため、負イオン引出界面の曲率は減少する。

(2) 負イオン源の運転ガス圧が高い場合[15] :

加速器用負イオン源等が該当し、例えば CERN 研究所の Linac 4 用負イオン源[21]は 3 Pa という比較的、高い運転ガス圧である。この場合、クーロン衝突よりもむしろ中性粒子との弾性衝突が、負イオンの引き出し・輸送に影響する。

負イオン源の断面図と数値計算領域の形状を 図 7 に示す。表面生成負イオンの流速とポテンシャル分布の計算結果を 図 8, 図 9 にそれぞれ示す。図で Case 2 は負イオンと中性粒子の衝突過程として、H₂ との弾性衝突と荷電交換衝突 (H⁻ + H → H + H⁻) を考慮した場合、一方、Case 1 はこれらの衝突過程を考慮しない場合である。図 8, 9 より、Case 1 では、PG 電極に近い引き出し電場の影響範囲内で、表面生成 H⁻ の向きが反転して引き出されるのに対して、Case 2 では、PG 電極からより離れた引き出し電場の影響が

ほとんどない領域で、表面生成 H^- の向きが反転して引き出されることがわかる。すなわち、中性粒子との衝突過程により、バルクプラズマ中の負イオンが引き出されやすくなることが明らかになった。

3.3 負イオンビーム引出・加速領域のモデリング・解析[22-28]

負イオン引出界面形状を求める際に、既存のイオンビーム軌道計算コードでは、1次元のChild-Langmuir則を仮定して初期負イオン引出界面形状を与える。しかし、引出領域に表面生成負イオンが多量に存在するイオン性プラズマでは、この仮定は必ずしも正しくない。負イオンビーム軌道は負イオン引出界面形状に左右されるため、正確な計算結果が得られない可能性がある。実際、ビームハロと呼ばれる負イオンビーム発散角の大きい成分の存在が実験的に

報告されているが、既存の数値計算コードではこのビームハロを再現できない。ビームハロは、加速電極に衝突した際に、熱負荷や絶縁破壊の原因となる二次電子をもたらすので、その抑制は喫緊の課題である。

負イオン引出界面形状は引出領域における電子や正・負イオン密度の空間分布と、負イオン引き出しの電場から決まる。そのため、PIC-MCCでは、自己矛盾無く負イオン引出界面形状を求められるため、ビームハロを再現することが可能である。

3次元PIC-MCCを用いて、ビームハロ発生の物理機構を解析した[22]。図10に3次元PIC-MCCの計算モデル図を示す。負イオン源のバルクプラズマから接地電極出口近傍までを総合的にモデル化している。負イオンビームの加

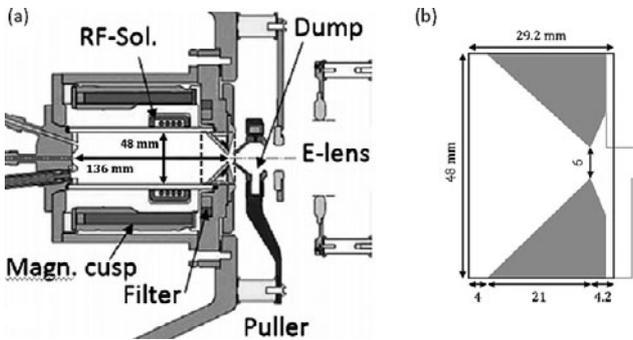


図7 (a) Linac4用負イオン源の断面図[21]と(b)数値計算領域の形状。

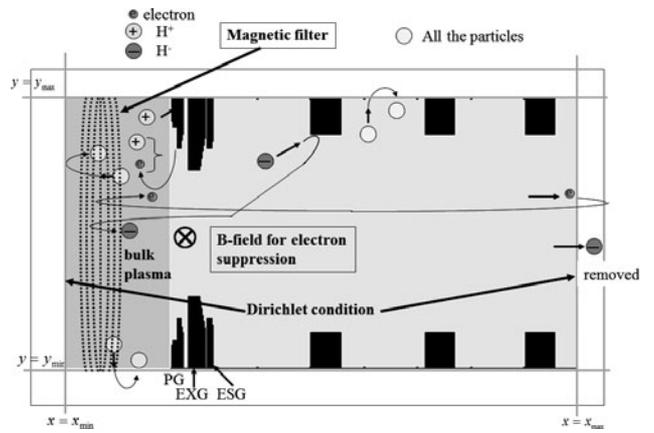


図10 3次元PIC-MCCを用いた負イオンビーム軌道解析のモデル図[22]。

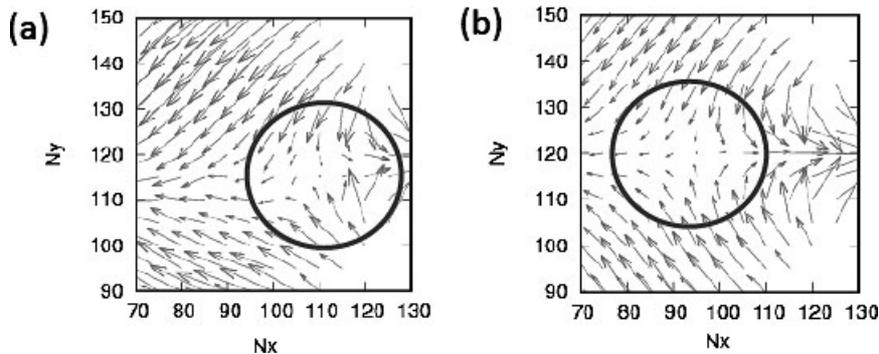


図8 表面生成 H^- の流速分布(a) Case 1: 負イオンと中性粒子の衝突過程を考慮しない場合 (b) Case 2: 負イオンと中性粒子の衝突過程を考慮した場合[15]。

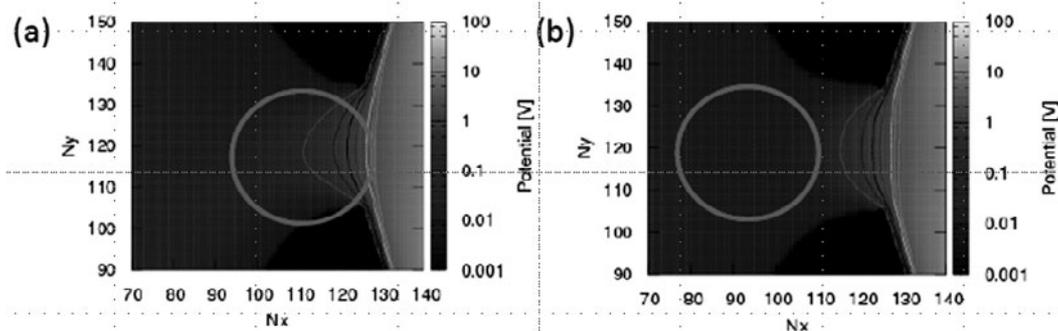


図9 2次元ポテンシャル分布(a) Case 1: 負イオンと中性粒子の衝突過程を考慮しない場合 (b) Case 2: 負イオンと中性粒子の衝突過程を考慮する場合。

速方向を x 軸に, またフィルター磁場に平行な向きを y 軸とした. 引出・加速部での負イオンビームの軌道計算結果例を図11に示す[29]. 負イオンビームのビームハロ成分が第2加速電極 (A2G) と接地電極 (GRG) に衝突している様子が示されている.

引出領域でのビームコアとビームハロの軌道計算結果例を図12に示す. 負イオン引出界面の中央部付近から引き出された負イオンはビームコアになるのに対して, 負イオン引出界面の端部から引き出された負イオンはビームハロになる. すなわち, 表面生成された負イオンが引き出される際に, 負イオン引出界面の湾曲形状による電界レンズにより収束される. この電界レンズは, 端部に向かうほど曲率が大きいため, 中央付近から引き出される負イオンに比べて端部から引出される負イオンはより大きめに収束される. すなわち一種の球面収差が生じる. この球面収差がビームハロである.

JT-60用負イオン加速器における電極熱負荷の実験値[30]と3次元PIC数値計算結果の比較を表2に示す. 荷電粒子を加速するために要するパワーに対する, 電極熱負荷の割合が示されている. 電極熱負荷のイオン源ガス圧依存性を0 Paに外挿した値を用いることで, ストリッピング電子の影響を無視し, ビームハロや二次電子に起因する電極熱負荷を比較した. 表1から, 第1加速電極 (A1G) の熱負荷原因として, 引出電極からの二次電子が主原因となっていることが言える. また, すべての加速電極の熱負荷について, シミュレーション結果は実験結果を再現できている.

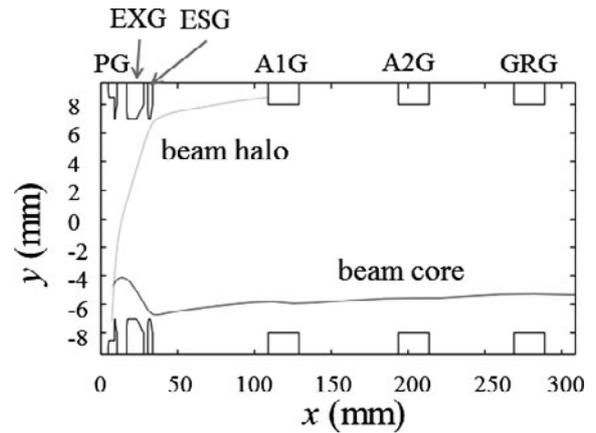


図11 引出・加速部での負イオンビームのコア成分とハロ成分の軌道計算結果例[29].

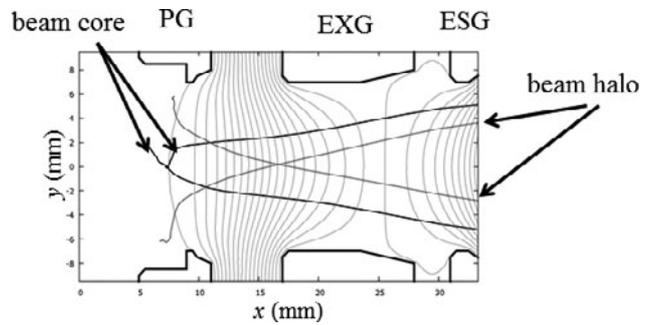


図12 引出領域における負イオンビームのコア成分とハロ成分の軌道計算結果例[23].

参考文献

[1] A. Hatayama *et al.*, New J. Phys. **20**, 065001 (2018).
 [2] D. Wunderlich *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 052001 (2018).
 [3] J. P. Boeuf *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **25**, 045010 (2016).
 [4] I. Fujino *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02A510 (2008).
 [5] R. Terasaki *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 02A703 (2010).
 [6] T. Shibata *et al.*, AIP Cnf. Proc. **1515**, 177 (2013).
 [7] T. Shibata *et al.*, J. Appl. Phys. **114**, 143301 (2013).
 [8] T. Shibata *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 1401011 (2014).
 [9] S. Fujita *et al.*, AIP Cnf. Proc. **1869**, 030041 (2017).
 [10] N. Takado *et al.*, J. Appl. Phys. **103**, 053302 (2008).
 [11] M. Yoshida *et al.*, Fusion Eng. Des. **96-97**, 616 (2015).
 [12] M. Onai *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B127 (2016).
 [13] K. Tsumori *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 02B116 (2012).
 [14] S. Nishioka *et al.*, J. Appl. Phys. **123**, 063302 (2018).
 [15] S. Abe *et al.*, AIP conference Proceedings **2011**, 080020 (2018).
 [16] S. Nishioka, *et al.*, J. Appl. Phys. **119**, 023302 (2016).
 [17] I. Goto *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B918 (2016).
 [18] K. Miyamoto *et al.*, J. Appl. Phys. **114**, 103302 (2013).
 [19] T. Fukuyama *et al.*, AIP Cnf. Proc. **1515**, 74 (2013).

表2 電極熱負荷の実験値と3次元PIC数値計算結果の比較.

加速電極	実験結果[30] (0 Paに外挿した値)	数値計算結果 (2次電子無し)	数値計算結果 (2次電子有り)
A1G	2.5 %	0.9 %	3.9 %
A2G	3.0 %	2.3 %	3.4 %
GRG	5.0 %	3.6 %	4.2 %

[20] N. Kameyama *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 02A721 (2012).
 [21] J. Lettry *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B139 (2016).
 [22] K. Miyamoto *et al.*, AIP conference Proceedings, **2011**, 050012 (2018).
 [23] K. Miyamoto *et al.*, AIP conference Proceedings, **1869**, 020002 (2017).
 [24] K. Miyamoto, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B124 (2016).
 [25] S. Nishioka *et al.*, AIP Cnf. Proc. **1655**, 020012 (2015).
 [26] K. Miyamoto *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 023512 (2013).
 [27] K. Miyamoto *et al.*, AIP Cnf. Proc. **515**, 22 (2013).
 [28] K. Miyamoto *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 233507 (2012).
 [29] K. Miyamoto *et al.*, 17th International Conference on Ion Sources, CERN - CIGC -, Geneva, October, 15-20, 2017.
 [30] M. Kamada *et al.*, AIP Conf. Proc. **1097**, 412 (2009).



研究最前線 負イオンは一日にして成らず～負イオン研究の進展と広がり～

4. 粒子加速器における負イオン源の長時間運転の進展と産業利用

4. Progress of Long-Time Operation and Industrial Use of Negative Ion Source for Particle Accelerator

小栗 英知

OGURI Hidetomo

日本原子力研究開発機構 J-PARC センター

(原稿受付：2019年4月17日)

粒子加速器用の負イオン源は現在、基礎科学分野から医療、産業分野まで幅広く利用されている。負イオンを用いた大型陽子加速器施設のひとつである J-PARC では現在、高周波駆動型のイオン源を使用して約 50 mA の負水素イオンビームを連続 3 か月間、加速器に供給している。また、イオン源のビーム電流を一定に保つためのビーム電流フィードバックシステム機能を備え、オペレータを必要としない自動運転を実現している。J-PARC 用負水素イオン源は、大強度ビームを生成するとともに実用機として十分な寿命及び安定性を有しており、J-PARC で行われている幅広い最先端研究の進展に大きく貢献している。

Keywords:

accelerator, negative hydrogen ion, ion source, high intensity, proton linac, J-PARC

4.1 はじめに

粒子加速器分野における負イオンは現在、物質生命科学実験、原子核・素粒子実験、医療照射 (PET, BNCT など) および加速器質量分析 (AMS) など、基礎研究から医療／産業界まで幅広く利用されている。その背景には、負イオン源のビーム性能が、正イオン源に匹敵する程度まで向上したことがある。世界の主な高エネルギー加速器施設 (ブルックヘブン国立研究所:BNL, フェルミ国立加速器研究所:FNAL, ラザフォード・アップルトン研究所:RAL, ロスアラモス国立研究所:LANL, オークリッジ国立研究所:ORNL, 欧州原子核研究機構:CERN, Japan Proton Accelerator Research Complex:J-PARC) で稼働中の負水素イオン源の性能を表 1 にまとめる [1]。BNL や FNAL など長い歴史をもつ施設ではマグネトロンやベニングなどいわゆる表面生成型のイオン源が使用されているのに対し、ORNL や J-PARC など比較的新しい施設では高周波駆動型が使用されている。前者のイオン源は、ビーム電

流強度は高いがデューティファクタが低いのに対し、後者は、ビーム電流はそれほど高くないものの高デューティファクタ運転に対応できていることがわかる。

加速器で負イオンを使用する最大の理由は、ビームを輸送中に荷電変換できることである。具体的には、負イオンを薄膜 (カーボンなど) やガス中を通過させて電子を剥ぎ取り、正イオンに変換する。ビームを途中で荷電変換することのメリットは多々ある。例えば、静電加速器では負イオンを接地側から高圧ターミナルに向けて加速し、ターミナル内で荷電変換を行うことで 2 回の加速が可能となる (いわゆるタンデム加速器)。大強度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、多重入射が必要である。入射ビームに負水素イオンを使用し、炭素薄膜などの荷電変換フォイルをシンクロトロンの周回軌道とリニアックからの入射軌道の交点に置き、ここで電子を取り除いて陽子に変換する。すると、もとの負水素イオンと変換

表 1 世界の主な高エネルギー加速器施設で稼働中の負水素イオン源の性能。

施設	負イオン生成方法	ピークビーム電流	デューティファクタ	運転サイクル
BNL	マグネトロン	110-120 mA	0.44%	6-8 months
FNAL	マグネトロン	80 mA	0.3%	9 months
RAL (ISIS)	ベニング	55 mA	1.1%	5 weeks
LANL (LANSEC)	アーク (フィラメント)	16-18 mA	7.6%	4 weeks
ORNL (SNS)	高周波 (内部アンテナ)	>60 mA	5.94%	14 weeks
CERN (Linac4)	高周波 (外部アンテナ)	45 mA	0.05%	7 weeks
J-PARC	高周波 (内部アンテナ)	47 mA	1.25%	13 weeks

されてきた陽子とは同一の磁場により互いに逆方向に偏向されるので、陽子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陽子が発生することになり、同じ場所に陽子を重ねて入射でき、ビーム強度を上げることができる。J-PARCでは、この方法により大強度ビーム加速を実現している。

ここでは、粒子加速器における負イオン源の使用例として、J-PARCで稼働中の負水素イオン源について紹介する。

4.2 J-PARC 用イオン源

J-PARCの全体レイアウトを図1に示す。J-PARCは、素粒子物理、原子核物理、物質科学、生命科学および原子力など幅広い分野の最先端研究を行うための陽子加速器施設であり、日本原子力研究開発機構(JAEA)と高エネルギー加速器研究機構(KEK)で共同運用している。加速器は、初段加速部に相当する400 MeVリニアック、次に3 GeVまで加速するラピッドサイクリングシンクロトロン(RCS)、さらにそのビームの一部を30 GeVまで加速するメインリングシンクロトロン(MR)で構成され、世界最高クラスの大強度陽子ビーム生成(RCSで1 MW, MRで0.75 MW)をめざしている。

J-PARCのリニアックは2段階でビーム出力を上げる計画であり、2006年にエネルギー181 MeV、ビーム電流30 mAで運転を開始し(第1期)、2013年から2014年にかけてエネルギーおよび電流を400 MeV、50 mAにそれぞれ増強して(第2期)、現在に至っている。第1期における負イオン源は、JAEAやKEKで使用実績があり安定性に優れていたアーク放電型イオン源を採用した[2]。アーク放電に必要なフィラメントは、KEKの12 GeV陽子シンクロトロン用イオン源で実績のあった二重らせん構造の六ホウ化ランタン(LaB6)製[3]をJ-PARC用に改造して使用した。運

転開始当初は、フィラメント断線によるイオン源停止が度々発生したが、形状の変更等を行い最終的にはビーム電流17 mAで約1,200時間の連続運転を実現した[4]。J-PARCの運転と並行して、第2期用のイオン源として内部アンテナを使用した高周波放電型イオン源の開発を進め、2014年にビームラインに設置し運転を開始した。ただし、主要なパーツの一つである内部アンテナは、当時もっとも使用実績のあったORNLの中性子源施設(SNS)のイオン源で使用しているアンテナ[5]を採用することにした。内部アンテナについてはJ-PARCにおいても自主開発を開始しており、現在、テストスタンドを使用して試作アンテナの寿命等を測定中である[6]。また、高周波イオン源内のプラズマ輸送過程と電磁場分布を同時に解析する数値シミュレーションを行い、アンテナ破損原因の定量的な評価も行っている[7]。

4.2.1 高周波負水素イオン源の構造

J-PARC用高周波負水素イオン源の構造を図2に示す。プラズマ生成室は、内径約120 mm、内長約130 mmの円筒形であり、ロッドフィルター磁石設置用ステンレス管とセシウム導入用オープンがそれぞれ設置されている。生成室の側面および天板に永久磁石を配置し、ソースプラズマ閉じ込め用のマルチカusp磁場を生成している。ビーム引出系は3枚の電極で構成され、第1ギャップに約10 kV、第2ギャップに約40 kVの電圧をそれぞれ印加し、50 keVのビームを引き出している。第1電極のビーム引き出し孔寸法は直径9 mm(単孔)である。第2電極には永久磁石が組み込まれ、負イオンと同時に射出される電子をここで曲げて除去している。ビーム引出系には排気速度1,500 L/sのターボ分子ポンプを2台設置し、差動真空排気によりイオン源から加速器への水素ガス流入量を低減している。

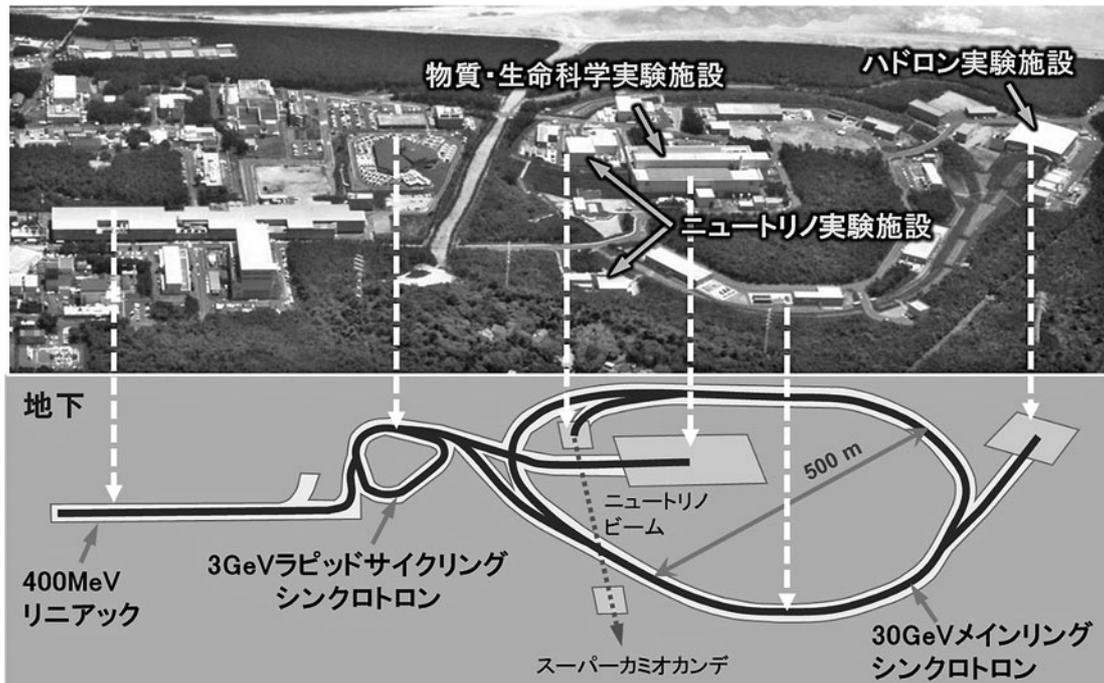


図1 J-PARC 全体レイアウト。

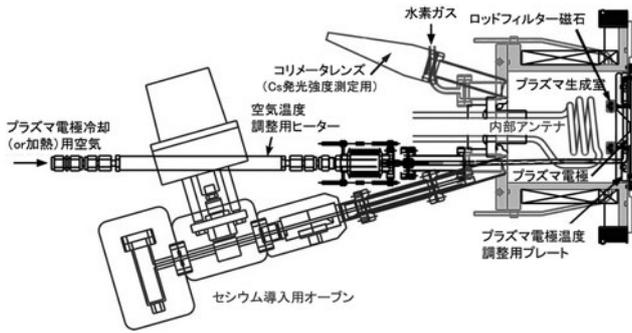


図2 J-PARC 高周波放電型イオン源の構造図。

4.2.2 イオン源の運転状況

J-PARCでは計画外のビーム停止を極力防ぐため、イオン源の定期交換日を予め定めている。高周波イオン源の運転を開始した2014年9月から2018年12月までのイオン源の運転履歴を図3に示す。図の横軸はビーム運転番号であり、原則としてイオン源を定期交換することに番号を更新している（イオン源を故障等で臨時に交換したときは更新しない）。高周波イオン源の運転開始当初は、イオン源の寿命が未知数だったため約1か月ごとにイオン源を定期交換していたが、運転実績とともに徐々に交換周期を伸ばし、2017年4月（ビーム運転番号：75）からは約3か月ごとに交換を行うようになった。3か月運転後のイオン源内部を観測すると、特に大きなダメージは認められず、今後さらに連続運転を伸ばせる可能性がある。イオン源のビーム電流はリニアックの運転条件で決まり、36 mA（リニアック 30 mA）、47 mA（リニアック 40 mA）と段階的に上げ、2018年10月（ビーム運転番号：80）から定格の60 mA（リニアック 50 mA）で運転を行っている。

2019年3月現在で高周波イオン源の運転を開始してから約4.5年が経過するが、ビーム運転中に臨時にイオン源を交換する必要が生じた故障が2回発生した。いずれも内部アンテナの破損で、ビーム運転再開に15時間程度要した。1回目は、高周波イオン源使用開始直後の2014年10月

に発生し、イオン源の調整運転中にセシウムを多く導入し過ぎたことが原因と考えている[8]。2回目は2019年2月に発生し、このときはアンテナが破損する2週間ぐらい前からビームが瞬時低下する現象が頻発し（平均して30分間に1回程度）、その原因調査中に破損した。このときの破損原因はアンテナの初期不良と考えている。アンテナ以外にもイオン源の交換を必要としないトラブル（イオン源電源高圧ケーブルの絶縁不良、イオン源電極温度監視用熱電対の破損など）が数回発生したが、いずれも復旧時間は1～3時間程度であった。リニアックの年間運転時間約4,000時間に対しイオン源稼働率は毎年99%以上であり、高い安定性および信頼性を有していると言える。

このような大強度かつ高安定度の運転を実現できているのは、J-PARCの運転と並行してテストスタンドを用いてイオン源開発を継続し、改良を積み重ねてきたことによる[9]。調整運転を終えたバックアップイオン源は、ビームラインに設置するまで内部をアルゴンガスでパージして保管する。この残留アルゴンガスがビーム性能に悪影響を与えている兆候が見られたため、アルゴンガスを効率良く排気するために、図4に示すようにイオン源の真空フランジOリング溝にエア抜き溝加工を行った。図5は66 mA運転時のビーム電流パルス波形を示しており、左側(a)が溝加工無し、右側(b)が溝加工有りの測定結果である。溝加工無しの状態では、ビーム電流波形に10%程度のサグが観測されているが、溝加工によりこれが改善されていることが

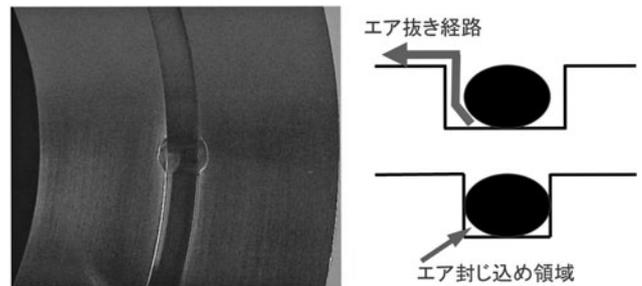


図4 イオン源真空フランジOリング溝のエア抜き溝加工。

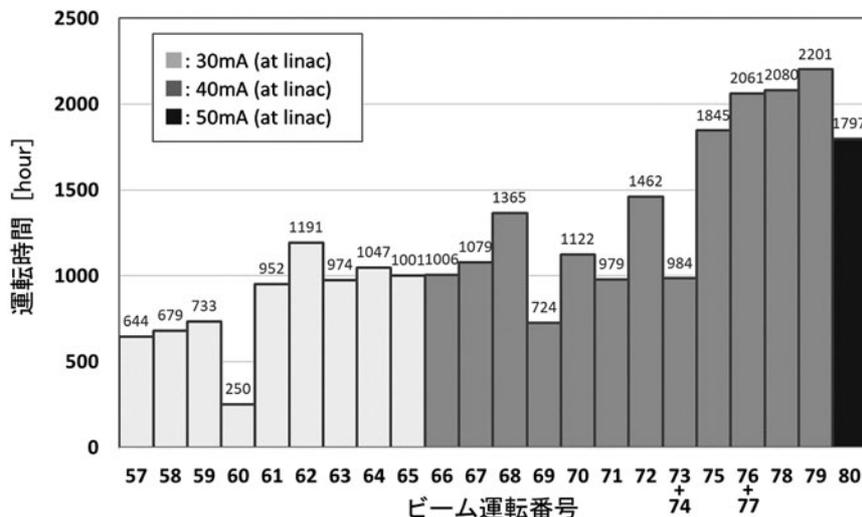


図3 高周波放電型イオン源の運転履歴。

わかる。さらに、必要な高周波電力が溝加工によって41 kW から 25 kW に減少し、高周波電力効率も向上した。高周波電力の高効率化は低い高周波電力での運転を可能とし、アンテナのダメージ軽減やセシウム導入量低減に効果があり、イオン源の安定運転実現に大きく寄与している。また、少量セシウム運転により、イオン源ビーム引出系の電極間スパークの発生頻度は1週間に2回程度と非常に低い[10]。スパークの頻発は高圧電源など周辺機器の故障を招く恐れがあり、スパーク回数の低減もイオン源システムの安定化に大きく寄与している。

J-PARC 加速器のような24時間稼働マシンは、オペレータ負担軽減のために自動運転機能が不可欠である。J-PARCでは、イオン源の出力ビーム電流を一定に保つためのビーム電流フィードバック (FB) システム[8]を開発し、これにより自動運転を実現している。FB制御の動作原理を図6に示す。本FB制御では、ビーム電流を常時監視し、ビーム電流の減少を検知すると自動的に高周波電力を上げる。高周波電力に上限値を設け、電力がここに達するとこれ以上の電力増加を停止し、セシウムオープンのバルブを自動的に開きセシウムを導入する。すると、セシウム導入により必要電力が減少し、最初のプロセスに戻る。この一連のプロセスを繰り返すことでビーム電流を一定に保っている。また、セシウムオープンの故障でセシウムが必要以上に生成室内に導入されないように、本FBシステムには生成室から発するセシウム発光強度が設定値を超えると自動的にセシウムオープンヒータをOFFするインターロック機能も備えている。

加速器の稼働率を上げるには、メンテナンス性も重要である。イオン源で使用されているフィラメントやアンテナは消耗品であるため、イオン源の定期交換は避けられな

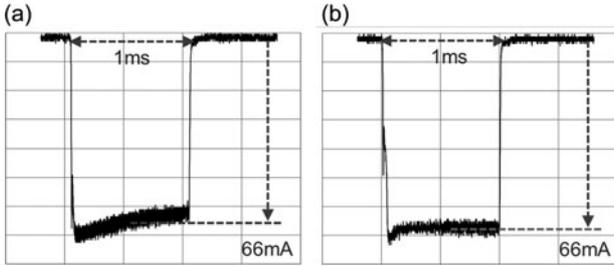


図5 ビーム電流のパルス波形
(a)溝加工無し, (b)溝加工有り.

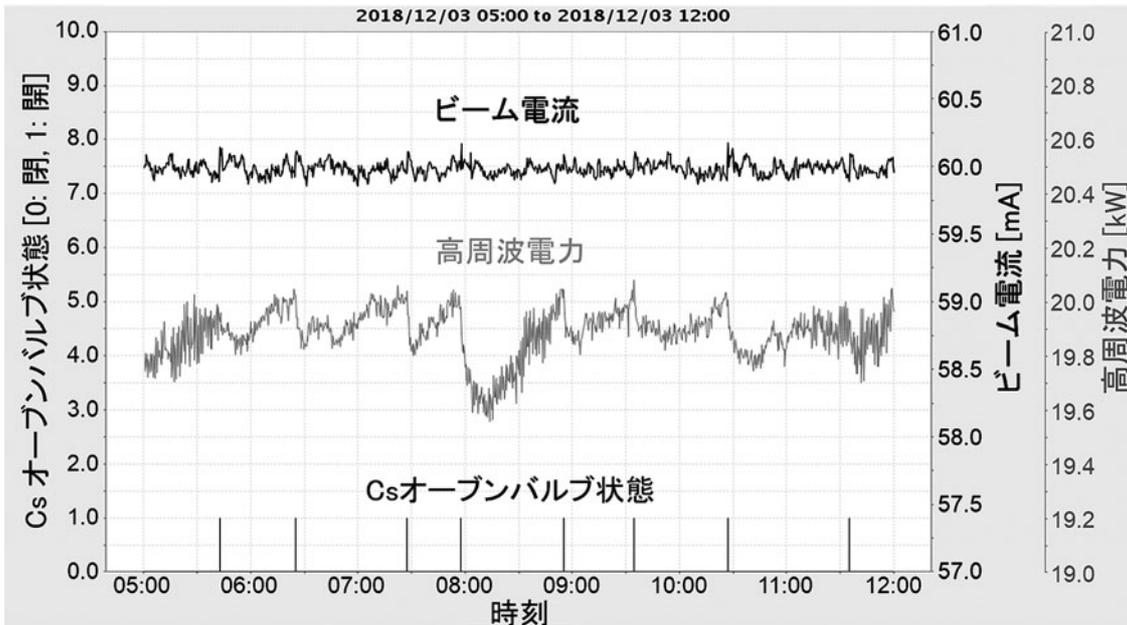


図6 ビーム電流フィードバックシステムの動作原理.

表2 J-PARC 用負水素イオン源の性能 (ビーム利用運転時).

	アーク放電型 (J-PARC 第1期)	高周波放電型 (J-PARC 第2期)
ピークビーム電流	20 mA	60 mA
ピークビーム電流密度	31 mA/cm ²	94 mA/cm ²
ビームエネルギー	50 keV	50 keV
ビームパルス長/繰り返し率	500 μs/25 Hz	~300 μs/25 Hz
入力パワーパルス長/繰り返し率	800 μs/25 Hz	800 μs/25 Hz
水素ガス流量	12 SCCM	22 SCCM
セシウム	不使用	使用
最大連続運転時間	約1,200時間 (17 mA)	約2,200時間 (47 mA)
状況	2014年稼働終了	稼働中

い. 第1期のアーク放電型イオン源は, 運転開始当初は, 交換作業に3日間程度を要していた. 交換部品(フィラメント, プラズマ生成室, 天板フランジ及び電極の一部)を当初は個別に交換を行っていたが, 交換時間を短縮するためにこれらをユニット化し, まとめて交換できるようにした. また, 交換部品を専用の真空容器で交換作業直前まで真空状態を保つことで, 交換作業後の真空引きやフィラメント焼き出し時間を大幅に短縮でき, 最終的には交換作業時間を1日間程度まで短縮できた. 第2期の高周波放電型イオン源もこの方針で製作し, 現在では15時間程度でイオン源の交換及び調整運転を完了している.

4.3 最後に

J-PARC 第1期のアーク放電型イオン源および第2期の高周波放電型イオン源の性能を表2に示す. J-PARCでは現在, 高周波放電型イオン源が稼働中で, リニアックで50 mAのビームを出力するために60 mA運転を行っている. ビームパルス長が約300 μs と定格500 μs より短いのは, J-PARCは現在, ビームパワーを定格値以下で運転しているからである. イオン源だけに着目すれば, 寿命等に大きく影響する高周波電力のパルス長は800 μs と, 既にビーム電流500 μs を想定した運転を行っており, 定格の

500 μs 長のビーム運転は問題無いと考えている. J-PARCでは現在, さらなる加速器のアップグレードを見据え, さらに高いビーム電流をめざしたイオン源開発を進めている. 現在, 100 mAの負イオンビーム生成に成功しており[11], 負水素イオンビームを用いた100 mA級の陽子加速器の実現も現実味を帯びている.

参考文献

- [1] M.P. Stockli, Beam Dynamics Newsletter 73, 144 (2018).
- [2] H. Oguri *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 010401 (2009).
- [3] Denka Corporation, Chuo-ku, Tokyo, JAPAN, www.denka.co.jp
- [4] H. Oguri *et al.*, JPS Conf. Proc. 8, 011009 (2015).
- [5] M.P. Stockli *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 02A729 (2010).
- [6] K. Shinto *et al.*, AIP Conference Proc. 2052, 050002 (2018).
- [7] T. Shibata *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 87, 02B128 (2016).
- [8] K. Ohkoshi *et al.*, Proc. 12th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp.1040-1044 (2015).
- [9] A. Ueno, New J. Phys. 19, 015004 (2017).
- [10] K. Ohkoshi *et al.*, Proc. 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp.651-654 (2017).
- [11] A. Ueno *et al.*, AIP Conference Proc. 2052, 050003 (2018).



研究最前線 負イオンは一日にして成らず～負イオン研究の進展と広がり～

5. プラズマ加熱用負イオン源の現状と将来展望 (世界の状況, ITER から DEMO 炉に向けての課題)

5. Present Status and Prospective View of Negative Ion Source for Plasma Heating “Status in the World, and Subjects from ITER to DEMO”

柏木 美恵子

KASHIWAGI Mieko

量子科学技術研究開発機構

(原稿受付：2019年4月17日)

核融合プラズマを加熱・電流駆動する中性粒子入射装置 (NBI) の開発において, DEMO 炉に向けた状況, 特に負イオン源の状況を俯瞰するため, まず DEMO 炉用 NBI に必要な技術をまとめ, 国際熱核融合実験炉 (ITER) に向けた研究開発を通じた負イオン生成, 及び負イオン加速の最近の進捗状況を報告する. 最後に, DEMO 炉に向けた国内外の進捗と今後の展望をまとめる. これらを通じ, NBI の開発では, 日本の経験と成果が大きな役割を締めており, DEMO 炉に向けても技術の素地が育っていることを報告する.

Keywords:

Negative ion, NBI, ITER, DEMO

5.1 はじめに

核融合プラズマの加熱・電流駆動方法である中性粒子入射装置 (NBI) は, 既に世界中の大学・研究所の様々な核融合実験炉で使われ馴染みがあるが, そのほとんどが1次ビームとして正イオンビームを用いた正イオンNBIである. しかし, 正イオンはエネルギーの増加と共にイオンから中性粒子 (原子) への変換効率 (中性化効率) が低下し, エネルギー 200 keV あたりでは変換効率がほぼゼロとなる. そこで, 高エネルギービームの入射が必要となった大型の核融合実験炉, JT-60U[1]や大型ヘリカル装置 (LHD) [2]では, 中性化効率が約6割を維持できる負イオンが必要不可欠となった. この負イオンNBIが実装されている装置は, 現時点で, 世界でも量子科学技術研究開発機構 (QST) のJT-60Uと核融合科学研究所 (NIFS) のLHDの二つしかない. ITER用NBIとしても負イオンNBIが採用され[3], こちらについては, 日欧で分担して, 開発研究, 並びに機器製作が進んでいる. その中で, 日本が担当する機器は, エネルギー1 MeVの負イオンビームを生成する加速器, 及びそこに電圧を供給する直流1 MV超高電圧電源機器類[4]という, 高エネルギー負イオンビーム生成に必要不可欠な主要機器である. また, 詳細は2章に示すが, ITERの要求性能は既存NBIに比べ高いため, ITERプロジェクト下で, ITER実機に先立ち実機の性能を確認するための試験施設, NBTF (Neutral beam test facility) をイタリアに建設中である. 日本の調達分担には

NBTF分も含まれており, 日本はITER実機の機器製作に向けて, NBTF用電源機器の製作・据付工事・現地試験に参加し, 性能を確認する計画である. このように, 日本国内の二つの負イオンNBI, NBTF, 及びITER用NBIの実績から, DEMO炉に向けたNBIを実現することになり, DEMO炉に向けて日本の経験と果たす役割は非常に大きい. 本章では, 5.2でDEMO炉用NBIに向けて必要な技術を整理し, 5.3, 5.4で負イオン源の研究の進展について述べ, 最後にDEMO炉に向けた国内外の動向と展望をまとめる.

5.2 既存のNBIからITER, DEMO炉まで

表1に既存NBIから, ITER, DEMO炉に必要とされる負イオンビームへの要求性能, 及び要求技術をまとめる. DEMO炉用NBIへ要求される性能はまだ議論の段階であり, 著者が策定に参加した文部科学省核融合科学技術委員会 原型炉開発総合戦略タスクフォースによる原型炉ロードマップ[5], 及びアクションプラン[6]の検討においては, NBTFでの性能確認試験が進み, ITER実機負イオン源製作時期に入るITERファーストプラズマあたりでDEMO炉用NBIの仕様を固める計画となっている. そこで, 本表のDEMO炉の仕様としては, 暫定的に最近の検討[7]を考慮したものを記した.

まずITERで必要とされる負イオンビームの性能をみると, エネルギー1 MeV, 電流40 A (電流密度200 A/m²),

National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology (QST), Naka, IBARAKI 311-0193, Japan

author's e-mail: Kashiwagi.mieko@qst.go.jp

表1 負イオン NBI への要求仕様.

項目	LHD	JT-60U→SA	ITER	DEMO
ビームエネルギー (MeV)	0.18	0.5	1	1-2
ビーム電流 (A)	40	22	40	ITERの倍程度
パルス (秒)	10	30→100	3600	定常
メンテナンスレス	-	-	RF 負イオン源	
			-	セシウムフリー
遠隔保守	-	-	実証	
放射線安全性	-	-	トリチウム倉庫構造の確立 品質保証の確立	
高効率化	-	-	-	プラズマ, または 光中性化セル, エネルギー回収

パルス3600秒 (Duty 1/4) が必要とされている. このビーム電流は LHD と同等であるが, ビームエネルギーにおいては約 5 倍, JT-60U と比べるとビームエネルギー 2 倍, パルスは 100 倍以上となっている. つまり ITER では, 電圧・時間共に従来 NBI より大きな性能アップとなっており, ITER NBI の実現を通じて, 高出力・長パルスの NBI の技術が確立されることとなる. DEMO 炉用 NBI に要求されるビームエネルギーが 1~2 MeV の範囲であれば, ITER で開発した高電圧絶縁技術と静電加速器を利用できる可能性が高い.

次に, 図 1 の ITER NBI の負イオン源の概略図を用いて ITER の運転を通じて確立される技術を整理する. 既存 NBI と比べて特徴的な点, つまり技術開発が必要となる点は, ①高周波 (RF) 放電を用いた大電流負イオン生成部, ② 1 MeV の負イオン加速技術, ③直流 1 MV が印加される負イオン源の真空絶縁, ④そこに電圧・電力を供給する特殊な電圧導入端子 (プッシング), ⑤これまでにない

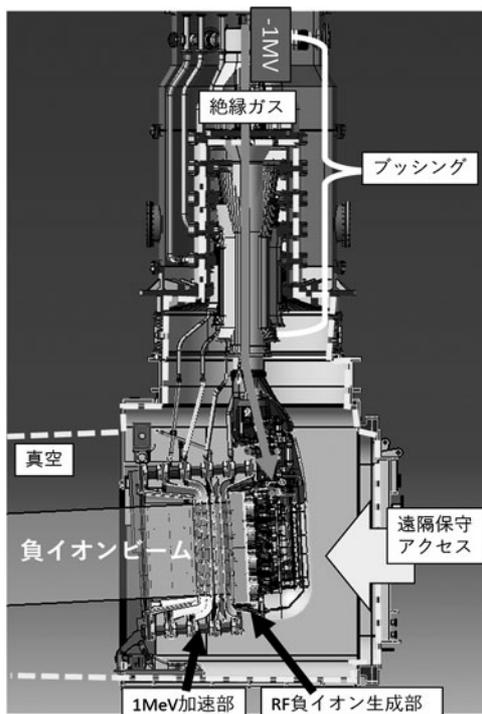


図1 ITER NBI のビーム源とその周辺.

トリチウム量に晒されるトリチウム境界として機能とそれに必要な品質保証方法の確立, さらに⑥遠隔保守, がある. 負イオン源が真空絶縁となった理由は, 大気中では周辺機器との絶縁距離を 5 メートル程度は確保する必要があり装置が巨大化すること, 代わりに絶縁ガスを用いることが検討されたが絶縁ガスが強力な放射線で電離するという問題があり [8], 真空中に設置することになったものである. 上記の項目のうち, ②③④⑤は日本担当の機器製作を通じて確立されるものであり, 全体の内大きな割合を占める. 一方, ①⑥については, NBTf や ITER の運転に参加することで確実に技術を得ていく必要がある. これら技術を確認した上で, さらに DEMO 炉に向けてコスト低減や高い信頼性を実現していくためには, ⑦セシウムを使わない負イオン生成法, ⑧中性化効率が高い中性化セルの実現, さらにビームラインで受ける熱を利用する⑨エネルギー回収などの開発が必要となる. ⑦については, セシウムの付着量は金属表面温度に依存するため, セシウム使用時は, 負イオン源全体の温度制御が重要であり, また一度大気に晒すと絶縁膜となるため保守が容易ではない. また, セシウムが加速部へ流出することによる耐電圧への影響も懸念される. そのためセシウムフリー負イオン生成法が魅力的であり, その一端については 5.5 で紹介する. ⑧については, 中性化効率 8 割程度を期待できるプラズマ中性化セルの原理実証試験が QST で実施されている [9, 10]. 理論的に 100% 近い中性化効率を得られる光中性化セルについては, 高出力レーザーの実現が重要であったが, 既にそれを満足するレーザーが開発されている [11]. QST で開発しているエネルギー 1 MeV 負イオンビームと組み合わせることで, 日本には, DEMO 炉の仕様に近い条件で原理実証試験を実施できる環境が揃っていることとなる. このように, DEMO 炉用 NBI の実現に必要な技術は, ITER を通じてその主要部分が確立される. さらに幾つかの新しい技術開発が必要ではあるものの, それについても日本国内に開発の素地があることいえる.

5.3 大電流負イオン生成の進捗

負イオン源は, 負イオン生成部と加速部で構成される. 図 2 に JT-60U と ITER 用の負イオン源を比較する. また JT-60SA に向けては, JT-60U から改良は施されるものの基本構成の変更はない. 負イオン生成部としては, JT-60U では, LHD 用負イオン源と同様に, フィラメント陰極を用いたアーク放電プラズマを用いている. 負イオン電流を増大させるため, セシウム蒸気を導入し, セシウムをプラズマ電極表面に堆積させることで電極表面の仕事関数を下げる. これによりプラズマ中の原子・正イオンがプラズマ電極表面近傍で負イオンに変換される表面生成法を用いて高密度化を図り, ITER で必要な電流密度を超える 300 A/m^2 を達成している [12]. ITER では当初, 同じ方式の負イオン生成部を検討していた. しかし, ドイツのマックス・プランク研究所 (IPP) で開発してきた RF 負イオン源が, 同じセシウム添加方式でほぼ同等の性能を達成し [13], また RF 放電の利点として, フィラメント交換のためのメンテ

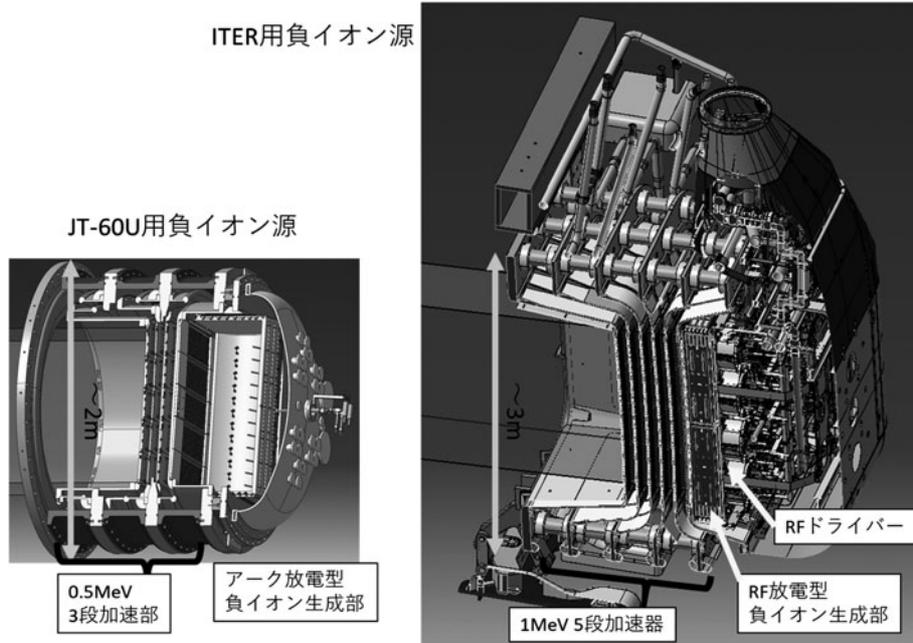


図2 負イオン源の比較.

ナンス頻度を下げられること、さらにフィラメント材料によるセシウム消費がなく運転時のセシウムの使用量が少ないことがあるため、最終的にITERではRF負イオン生成部を採用することとなった[14]。ただし、この成果はRFアンテナが一つであるシングルドライバー方式で得られたものであり、ITERに必要な40 Aの負イオンを生成するためには8つのマルチドライバーを有する大型負イオン生成部が必要であった。そこでIPPでは、ITERの半分サイズ、4つのドライバーを用いた試験装置、ELISE (Extraction from a Large Ion Source Experiment) [15]で実験を開始し、それをNBTFにある実規模負イオン生成部の試験装置SPIDER (Source for Production of Ion of Deuterium Extracted from Rf plasma) [16]に適用して実機性能の実証を図ることとなった。ELISEでは、当初、RFアンテナ周辺での放電が発生し、さらにマルチドライバーの整合調整に問題があり、十分なRFパワーを投入できず、電流が増加しない時期があった。これを改善するため、RFアンテナとそれを支える絶縁物の構造を見直し、放電の起点となる局所電界を下げる改良を施した。また、半導体による高速のRF整合調整を導入した結果[17]、アンテナの放電を抑えて、RFパワーが入るようになり、2018年時点、重水素運転でITER要求値の7割弱に相当する190 A/m²の負イオンを45分に渡って生成している[18]。SPIDERについては、2018年6月から運転を開始したところであり、ELISEの成果を取り入れながらITERの要求性能実証をめざしている。

5.4 高エネルギー・長パルス負イオン加速

NBIで要求される負イオン加速部については、図2に示すように、JT-60Uの0.5 MeVビームに対しては3段静電加速部(単段あたり0.175 MV)、ITERの1 MeVビームに対しては5段静電加速部(単段あたり0.2 MV)が採用された。しかしながら、NBI用負イオン加速部は、単孔の加速

部や正イオン加速部と大きく異なる点があり、1994年から稼働した、JT-60U用負イオン源、及びQSTのMeV級負イオン源試験装置(MTF)における1 MeV負イオンビーム原理実証試験において、2000年代は要求電圧を達成できず、その原因究明と対策の確立に時間を要した。

この負イオン加速部の特徴とは、図3に示すように、大面積電極(~1 m²)、長ギャップの電極間距離(50-100 mm)、並びに電子を抑制するための磁場の存在である。先に述べたセシウム添加型表面生成法により負イオン電流密度300 A/m²を実現したが、それでも正イオンに比べて一桁低い電流密度である。NBIに必要な何十 Aの大電流負イオンビームを生成するためには、負イオン生成部を大容量化し、それに伴い負イオンを引出し、加速する電極面積は、正イオン源に比べて約10倍(1メートル四方程度)に拡大しており、電極の支持構造物も大面積となった。また、この電流密度に合わせ、ビーム光学から電極間ギャップを見直した結果、正イオンの加速部と比較して電極間ギャップは数倍~10倍程度長くする必要が生じた。また、負イオンを引出す際、同じ電荷をもつ電子と一緒に引き出され、加速効率の低下や余剰な熱負荷の原因となるため、負イオン生

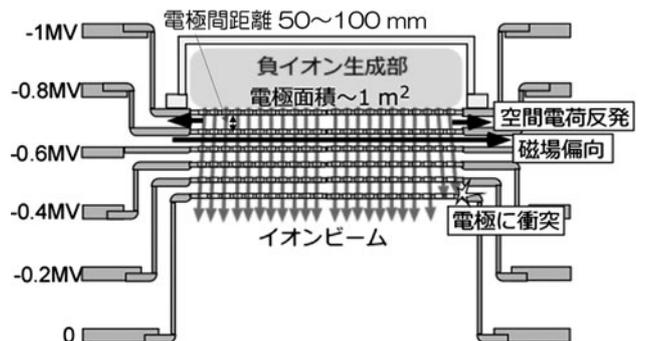


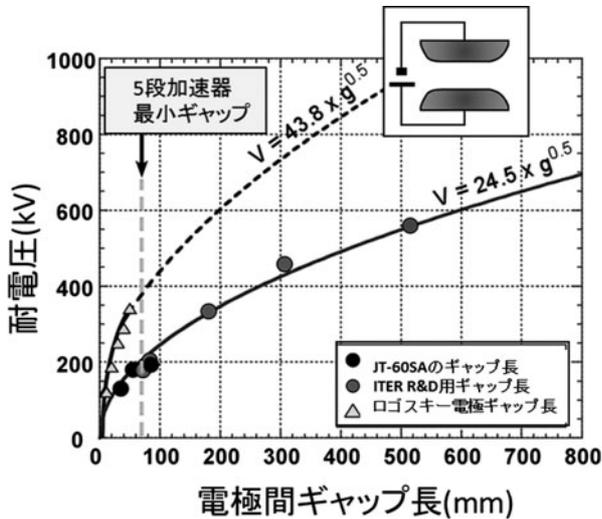
図3 大電流・高エネルギー負イオン加速器の特徴.

成部内には横磁場を、引出し電極には多極磁場を設け電子を抑制する構造となった。

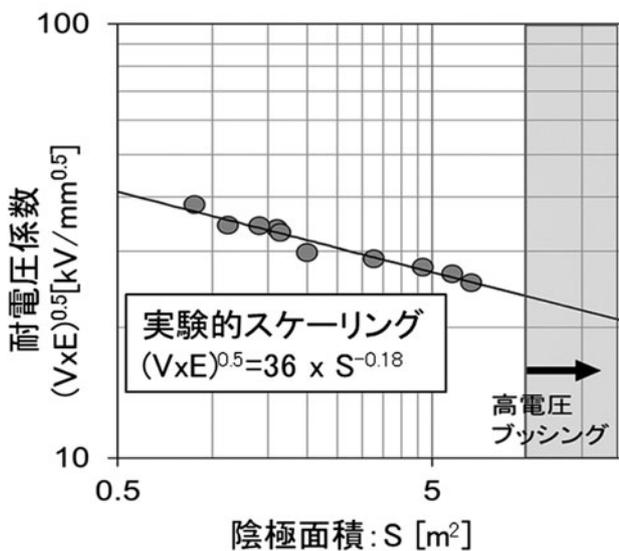
耐電圧については、当初、目標性能の8割程度に留っており、その原因を調査した結果、大きな原因の一つが耐電圧の電極面積依存性であった。図4(a)に、当初、電極ギャップの設計指標としていたロゴスキー電極の耐電圧、及び実負イオン加速部を用いた耐電圧のギャップ依存性を示す。耐電圧は、クランプ理論に従い、ギャップ g の0.5乗に比例する傾向だが、その比例係数が異なる結果となった。そこで、図4(b)に示すように、比例係数の電極面積依存性を調べ、実験的スケール側を見出し、設計指標を構築した[19]。比例係数 C は $(VE)^{0.5}$ (V は印加電圧、 E は電界強度)で示されるため、設計電圧に対し必要なギャップを計算することができる。この指標を用い、JT-60SA用負イオン加速、及びMTFの1 MeV負イオン加速部において、最短ギャップ長50 mmを約80 mmに変更し

た。その結果、JT-60SAに向けては、要求性能の0.5 MeVを満足し[20]、1 MeV 加速器についても1 MeVのビーム加速を実証した[21]。

一方、この100 mm近い長ギャップ構造では、各ギャップ間において、ビーム同士の空間電荷反発によるビーム偏向が顕著となり、さらに磁場による偏向も重畳して、加速途中で負イオンが電極にあたり過大な熱負荷を生じる結果となった。そこで、3次元で実加速器を模擬する構造でビーム解析を実施し、ビーム偏向補正方法を設計し[22]、熱負荷の低減を試みた。MTFにおける1 MeV ビーム加速では、当初、電極熱負荷は加速総パワーの4割にも達していたが、補正方法の高精度化に伴い、電極熱負荷は徐々に低下し、総加速パワーの1割程度まで低減したところで、図5に示すように、ITERの要求性能にほぼ同等である0.97 MeV、190 A/m² (加速後のターゲットで得た電流)の負イオンビームで、当時、装置限界であった60秒間のビーム連続加速を実証した[21]。電極の冷却水の水温上昇が定常に入っていることから、さらにパルスを伸ばすことが可能と判断し、装置を改造し、現在、100秒級の運転期に入っている。今後、徐々にパルスを伸ばし、1000秒級の1 MeV ビーム加速をめざしている。



(a)



(b)

図4 加速部電極の耐電圧特性。(a)電圧とギャップ、(b)電極面積依存性。

5.5 DEMO 炉に向けて：国内外の進捗と今後の展望

DEMO 炉に向けて、ITER 用 NBI を通じて実現される技術は、ITER 調達に必要な研究開発、また JT-60SA や LHD 用負イオン源の開発を通して実現されつつある。一方、DEMO 炉に向けて新たに必要の研究については、NIFS 共同研究である負イオン研究会が受け皿となり、大学の先生方を含めた自由闊達な研究報告と議論が行われている。その一つとして、セシウムフリーの負イオン生成法について、昨年度の発表[23]から2件紹介する。一つは東海大

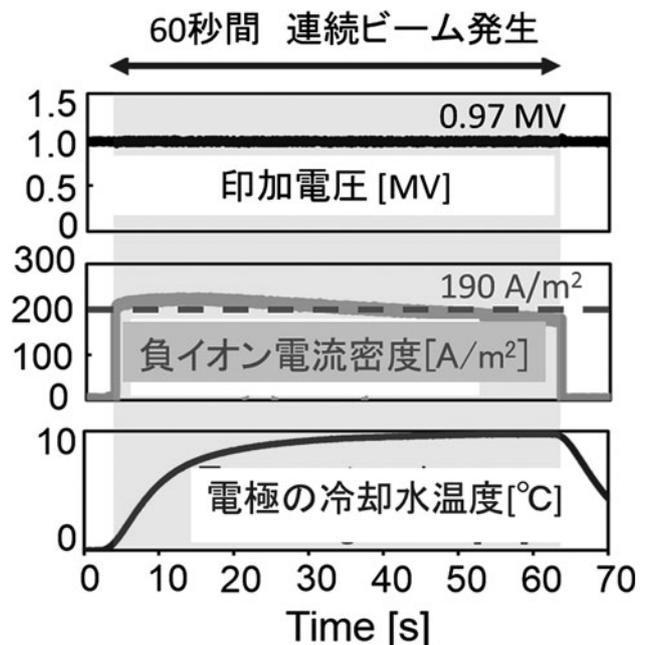


図5 MTFにおける1 MeV ビーム加速実証。

学・利根川らによるシートプラズマを用いた負イオン生成法である。シートプラズマ中で振動励起準位の水素分子を多量に生成し、それが乖離して負イオンに変換されると同時に引き出し高密度化を図るものであり、今回、ITERと同等のガス圧 0.3 Pa で ITER 要求値とオーダー的には同等の電流密度を達成したことが報告され、今後の進展が期待される。もう一つは、山口大学・大原、吉田らが進めている孔内表面生成法であり、金属表面への正イオンを入射し負イオンを生成するものであり、この正イオンの入射条件を変えるなどして負イオン生成効率の増加を図っている。また、RF 負イオン源については、現在の ITER 方式にこだわらず、東京農工大・篠原による高密度ヘリコン波の負イオン源への拡張も議論された。今後、原型炉ロードマップに沿って研究開発を進めていくためには、大型プロジェクトでは網羅しきれない新しい研究テーマについては大学との連携を強化することが必要不可欠である。昨今、QST や NIFS において原型炉に関わる共同研究も立ち上がっているため、そのような仕組みを活用していくことができる。

最後に、イタリアの NBTF において日本が担当する機器の進捗を紹介する。欧州担当の機器の準備に時間が掛かっている中、日本が担当した負イオンビーム生成用直流 1 MV 超高電圧電源機器は、ITER プロジェクト下で日本から欧州へ搬入された最初の機器となり、当初工程を遵守して、2015年12月から現地での据付工事を開始した。本機器は、図 6 に示すように、ITER サイトでの据付構造を模擬した複雑な配置となっており、また全長も 100メートル近い長尺なものであるため、現地据付工事を約 2 年に渡って行い、2018年、定格電圧の 20% 増である直流 1.2 MV を印加し健全性を確認し、現在、欧州機器と接続した統合試験期に入っている。このような大型の電源機器の実現にあたっ

ては、日本のメーカーの実績と協力は必要不可欠である。JT-60SA の負イオン NBI の立ち上げと合わせて、産学官の連携を図りながら、日本として負イオン NBI の要求性能を実証する段階に入っている。

参考文献

- [1] Y. Ikeda *et al.*, Fusion Eng. Des. **82**, 701 (2007).
- [2] O. Kaneko *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **75**, 230 (1999).
- [3] R. Hemsworth *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 045006 (2009).
- [4] M. Kashiwagi *et al.*, Fusion Eng. Des. **96-97**, 107 (2015).
- [5] 原型炉研究開発ロードマップについて (一次まとめ)
http://www.mext.go.jp/component/b_menu/shingi/toushin/_icsFiles/fieldfile/2018/11/08/1408259_1.pdf
- [6] 原型炉開発に向けたアクションプラン
http://www.mext.go.jp/component/b_menu/shingi/toushin/_icsFiles/fieldfile/2019/01/24/1412802_1.pdf
- [7] Y. Sakamoto *et al.*, Fusion Eng. Des. **89**, 2440 (2014).
- [8] Y. Fujiwara *et al.*, Fusion Eng. Des. **55**, 1 (2000).
- [9] M. Hanada *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1813 (2004).
- [10] M. Kashiwagi *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2863 (2006).
- [11] T. Inoue *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 1291 (2007).
- [12] M. Taniguchi *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 664 (2003).
- [13] P. Franzen *et al.*, Fusion Eng. Des. **82**, 407 (2007).
- [14] E. Speth *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S220-S238 (2006).
- [15] B. Heinemann *et al.*, New J. Phys. **19**, 015001 (2017).
- [16] G. Chitarin *et al.*, AIP Conf. Proc. **2052**, 030001 (2018).
- [17] D. Wunderlich *et al.*, AIP Conf. Proc. **2052**, 040002 (2018).
- [18] W. Kraus *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 052102 (2018).
- [19] A. Kojima *et al.*, AIP Conf. Proc. **1390**, 466 (2011).
- [20] A. Kojima *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 02B304 (2016).
- [21] A. Kojima *et al.*, Fusion Eng. Des. **123**, 236 (2017).
- [22] M. Kashiwagi *et al.*, AIP Conf. Proc. **1390**, 457 (2011).
- [23] 負イオン研究会2018「負イオンの基礎と実践の最前線」
<https://workshop.nifs.ac.jp/n-ion2018/>



図 6 NBTF 日本が担当する直流 1 MV 電源機器。