



小特集 重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展

3. イオン源

長谷川 純

東京工業大学

(原稿受付：2013年1月18日)

重イオン慣性核融合のドライバー加速器に向けたイオン源開発の現状について報告する。誘導加速器をベースとした概念設計を念頭に、イオン源に要求される性能やビーム引き出しのスケーリング則、大口径シングルビームやマルチビームレットを用いた引き出しスキームについて解説する。いくつかの大電流イオン源の課題について述べた後、著者らが近年取り組んでいるレーザーアブレーション型イオン源についても簡単に紹介する。

Keywords:

high-current ion source, surface ionization, gas discharge, vacuum arc, laser-ablation

3.1 はじめに

重イオン慣性核融合 (Heavy Ion Fusion; HIF) においてイオン源に要求される性能は、燃料標的を加熱・爆縮し十分な核融合利得を得るために必要なビームパラメータから、加速器の上流に遡って逆算することで原理的には決定される。もちろん、その際には加速器内でのビーム損失やエミッタンス成長などを考慮しなくてはならず、また、ビームの加速・貯蔵方法やビーム本数といったドライバー加速器システム全体の設計思想によってイオン源の仕様が変わることはいうまでもない。特に、エネルギードライバーとしての重イオンビームの特徴は、燃料標的中の飛程をレーザーに比べて圧倒的に長くできることであり、これがHIFの燃料標的の設計に非常に大きな自由度を与えている。この特徴を生かし、X標的方式[1]や円筒圧縮方式[2]といった新しい爆縮方法も最近提案されており、それに伴いドライバー加速器システムのあり方を再検討しようとする機運が高まっている[3]。新しい燃料標的デザインのいくつかはまだ初期アイデアの段階であり、爆縮過程の詳細な数値シミュレーションによる今後の検証と淘汰を待っている。したがって、次世代のドライバー加速器システムの概念設計が、これらの新しいアイデアを取り入れつつより具体的なものに収斂するには、まだかなりの時間がかかるだろう。

一方、イオン源から引き出されるビーム電流が空間電荷と絶縁破壊限界により制限されるのは普遍的な原理である。また、ドライバー加速器の低エネルギー輸送部では空間電荷効果が顕著なため、輸送可能なビーム電流密度にはもちろん上限がある。つまり、HIFイオン源の開発においては、燃料標的やその周辺の加速器システムの概念設計にかなりの不確定性があったとしても、入射器や低エネルギー輸送部におけるビーム輸送制限からイオン源の満たすべき性能の上限がある程度決まるといえる側面がある。この

ような立場から、本章ではまず、ビームの引き出しを支配するスケーリング則について簡単にまとめた後、誘導加速器ベースのドライバー加速器システム概念設計の枠組みにおいてイオン源に要求される性能を示す。また、いくつかのHIFイオン源の研究開発の現状と今後の見通しについて述べた後、著者らが近年取り組んでいるレーザーアブレーション型イオン源の研究開発についても簡単に紹介する。

3.2 イオンビーム引き出しのスケーリング則

イオン源のビーム引き出し部では空間電荷効果が現象を支配している。イオン放出面の湾曲を無視して1次元的なビーム引き出しを仮定すると、引き出されるビーム電流密度の上限はよく知られたChild-Langmuirの式により与えられる。

$$J_{CL} = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{M} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (1)$$

ここで、 q と M はそれぞれイオンの電荷と質量、 V と d はそれぞれ引き出し電圧と引き出し電極間の距離である。ところで、真空中における絶縁破壊電圧 V_B は電極間距離が1 cmより大きい場合、電極間距離の平方根に比例する ($V_B \propto d^{1/2}$) ことが知られている。(1)式における最大の加速電圧が V_B によって与えられるとすると、イオン源から引き出せるビーム電流密度は $J_{CL} \propto 1/d^{5/4}$ の関係から d とともに減少することがわかる。

一方ビーム引き出し孔の半径を a とすると、イオン源から引き出されるビーム電流 I_{CL} は、

$$I_{CL} = \frac{4\pi\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{d} \right)^2 V^{3/2} \quad (2)$$

で与えられる。ビーム光学系からの要請により、引き出し

電極のアスペクト比 a/d は 0.5 未満であることが望ましい。アスペクト比を固定した場合、引き出せるビーム電流値は (2) 式より $V^{3/2}$ のみに比例する。(2) 式においても最大加速電圧が絶縁破壊限界 ($V_B \propto d^{1/2}$) で決まるとすると、 $I_{CL} \propto d^{3/4}$ の関係が即座に導かれる。この関係式から、絶縁破壊を起こさずにビーム電流値を増やすには、 d をなるべく大きくすればよいことがわかる。つまり、 d とともに電流密度は減少するものの、その分大口径で引き出すことでビーム電流を稼ぐ「大口径シングルビーム方式」がこれに相当する (図 1 (a))。構造がシンプルで低エミッタンスのイオンビームを得やすいことがこの引き出し方法の利点だが、大口径のイオン放出面をいかに安定に形成するかが鍵となる。

これとは反対に、電流密度 J_{CL} を高く保ちつつ全体のビーム電流を稼ぐことも可能である。そのためには図 1 (b) に示すように d を小さくし (アスペクト比を保つため a も小さくなる)、多数本の細いビームを同時に引き出した後に下流で 1 本のビームにマージングする「マルチビームレット方式」を採用すればよい [4]。この方法の利点は、装置が比較的コンパクトにできること、マージング後のビームの形状と方向を制御しやすいこと、イオン源の選択の幅が広いことである。一方、マージングに伴いエミッタンスが大幅に増加してしまうのが欠点である。したがって、ドライバー加速器が要求する低エミッタンスビームを得るには、マージング前の個々のビームレットのエミッタンスが十分小さくなくてはならない。

3.3 ドライバー加速器用イオン源への要求仕様

直径が約 5 mm の DT 燃料ペレットを爆縮し十分な核融合利得を得るには、およそ 3–7 MJ のエネルギーを 10 ns 程度の時間スケールで燃料標的に投入する必要がある。一方、燃料標的中のイオンの飛程は、効率的な爆縮のためには 0.02–0.2 g/cm² 程度と十分短くなくてはならない。質量数が 200 程度の重イオンを用いると、イオンの運動エネルギー

を 10 GeV 程度まで上げることができ、このときイオン源が供給すべきイオンの総個数は $10^{15} \sim 10^{16}$ 個となる。燃料標的を照射する直前のビームパルス幅を 10 ns とすると、これは約 100 kA のビーム電流に相当する。このような大電流イオンビームを供給する加速器システムとして、ヨーロッパと日本では RF 線形加速器と貯蔵リングを用いる方式 [5, 6]、米国では誘導加速器を用いる方式 [7] が提案された。どちらの方式においても、空間電荷効果によるビーム輸送制限から、複数のイオン源からパラレルにイオンビームを引き出し、バンチングとマージングを繰り返しながら最終的に 10 GeV、100 kA を達成するという戦略を取らざるを得ない。RF 加速器・貯蔵リング方式は、高エネルギー物理実験で培った従来の加速器技術の延長線上にあり、イオン源に要求される性能についても従来のものと基本的には変わらない。一方、誘導加速方式は加速器技術の観点からはより野心的であり、イオン源はアンペア級の大電流イオンビームを供給することを求められている。低エネルギー輸送部において約 100 本のビームをパラレルに輸送・加速する典型的な概念設計 [8] においては、イオン源 1 台あたり約 0.5 A を供給しなくてはならない。誘導加速方式においてイオン源に要求される性能を表 1 にまとめる。すでに述べたように、イオン源の仕様はドライバー加速器システムの設計に強く依存するため、従来とまったく異なる新しいコンセプトの燃料標的が将来選択された場合には表 1 の数値が大幅に変わる可能性もある。それを踏まえた上で本章では従来の概念設計に基づいて以後の話を進めることにする。

大口径シングルビーム方式では、その名のとおりイオン源から約 0.5 A の単一のイオンビームを引き出す。エミッタンスに対する要請を満たすには、イオン温度はかなり低く (~ 0.1 eV) なければならない。また、良好なビーム引き出し光学系を構成するには、イオン放出面が非常によく定義された球面形状であることが求められる。この方式には、表面電離型イオン源などイオン放出面が固体のイオン源が最適である。

一方、マルチビームレット方式を採用する場合は、表面電離型以外のイオン源が候補となる。表面電離型イオン源でも原理的には 1500 K 以上という高温の動作条件のもとで 100 mA/cm² 近い高輝度イオンビームを供給することができるが、動作温度の上昇に伴い中性ガスの放出が深刻な問題となるため実際には適さない。代わりにガス放電型、真空アーク放電型、レーザーアブレーション型イオン源などの使用が検討されている。この方式で引き出されたビームのエミッタンスは、マージング過程における空間電荷効果に強く依存し、幸いなことに個々のビームレットの初期エミッタンスに対してはあまり敏感ではない。実際、Grote らはイオン温度として 1–2 eV まで許容できることを示しており [9]、イオン源の選択の幅を拡げている。

3.4 表面電離型イオン源

表面電離型イオン源には、接触電離型 (contact ionizer type) と熱イオン放出型 (aluminosilicate type) の 2 つがあ

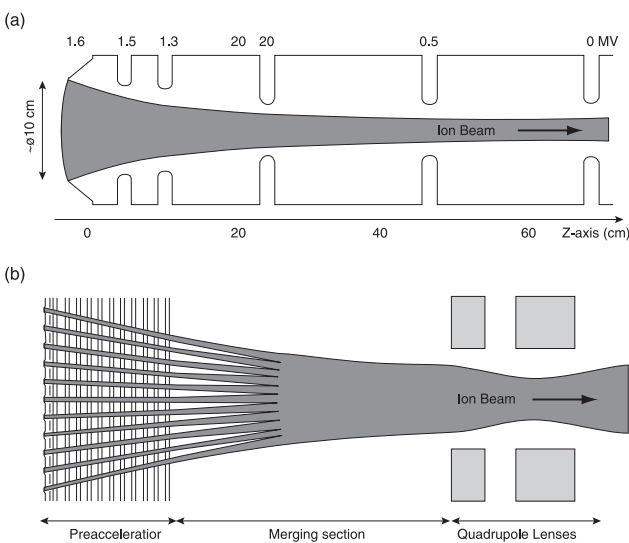


図 1 大口径シングルビーム引き出しとマルチビームレット引き出しの概念 [4, 9].

表1 誘導加速器ドライバー用イオン源の仕様[4].

ビーム電流	0.5 A
パルス幅	20 μ s
立ち上がり時間	≥ 1 s
繰り返し周波数	10 Hz
イオン質量	100–200 amu
イオン価数	1+ ~ 3+
規格化エミッタンス	$< 1.0 \pi$ mm-mrad
価数純度	> 90 %
ビーム電流変動	≥ 1 %
波形一様性	> 95 %
波形再現性	≥ 1 %
エネルギー拡がり	≥ 2 keV
寿命	10^8 pulses

る。どちらの場合もイオン放出面が固体でその形状が非常によく定義されるため、ビーム引き出し系の収差が小さく、ビームパルスの立ち上がり時間が短いという特徴を持つ。電流密度はそれほど高くはない (~ 10 mA/cm²) が、大面積化することで大電流イオンビームの引き出しに対応できる。また、典型的な動作温度は 1000–1300 K 程度 (~ 0.1 eV) であり、低エミッタンスビームの引き出しが期待できる。このような理由から、これまで行われたほとんどすべての HIF のスケール実験において表面電離型イオン源が用いられてきた。

接触電離型では、カリウムやセシウムなどのイオン化エネルギーの小さいアルカリ金属原子が、タンゲステンなどの仕事関数の大きな金属の表面から脱離する際に、高い確率で電子を剥ぎ取られイオン化する現象を利用する。例えば、1300 K 程度に加熱されたタンゲステンをイオンエミッタとして用いた場合、エミッタ表面から脱離するセシウムイオン量は中性原子の約 500 倍である。一般に、エミッタをより高温にして脱離レートを上げることで電流密度を上げることができるが、中性原子の割合も同時に増加してしまうため注意が必要である。

熱イオン放出型イオン源では、アルカリ金属元素を含むアルミノケイ酸塩 ($X_2O \cdot Al_2O_3 \cdot n(SiO_2)$, X はアルカリ金属原子) により表面をあらかじめコーティングしたイオンエミッタから 1300–1400 K 程度の高温下で放出されるイオンを利用する。接触電離型に比べ中性原子の放出が 1 桁以上小さいことが特徴である。比較的低い動作温度でも接触電離型と同等の電流密度が得られ、約 1000 K の動作温度のもとで約 80 mA/cm² の高輝度 K⁺ イオンビームを引き出した実績がある [10]。大口径化も容易であり、Yu らは直径 17 cm の熱イオン放出型イオン源から 2 MeV, 0.8 A の K⁺ ビームを 1π -mm-mrad 以下の低エミッタンスで引き出すことに成功している [11]。ローレンスバークレー国立研究所の HCX (High Current Transport Experiment) 計画では、直径 10 cm の表面電離型イオン源から大電流 (~ 200 –500 mA), 低エミッタンス ($\sim 0.18 \pi$ -mm-mrad) の K⁺ ビームを引き出し、静電四重極レンズアレイの非線形集束場がエミッタンス成長に与える影響などについて調べられた [12]。

表面電離型イオン源に共通する欠点は、その動作原理上、供給イオンがアルカリ金属イオンに限られてしまうことである。このことは、単にイオン種の選択の幅を狭めるだけでなく、アルカリ金属の性質に由来する様々な副次的問題を引き起こす。HIF イオン源からのビームの引き出しはパルス動作 (占有率 $\sim 2 \times 10^{-4}$) であるのに対し、アルカリ金属蒸気は高温に保たれたエミッタから常に放出される。このため、アルカリ金属による加速器コンポーネントの汚染や、イオン・中性原子間の荷電交換反応によるイオンビームの損失・品質劣化に注意を払わねばならない。また、長時間の連続運転に対しては、接触電離型ではアルカリ金属の供給ラインの信頼性が、熱イオン放出型ではエミッタの寿命が問題になるかもしれない。表面電離型イオン源はスケール実験用の大口径・大電流イオン源としては十分な実績があるものの、フルスケールのドライバー加速器用のイオン源としては解決すべき技術的課題も残されている。

3.5 ガス放電型イオン源

ガス放電プラズマを利用したイオン源は最もオーソドックスであり、PIG 型や ECR 型を始めとして様々な方式のものが実用化されている。プラズマからのイオン供給電流密度 (ボーム電流密度) は以下の式によって与えられる。

$$J_B = 0.6qn \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2} \quad (3)$$

ここで、 n , k , T_e はそれぞれプラズマ密度、ボルツマン定数、電子温度である。イオン放出面の形状は、(1) 式の J_{CL} とこの J_B とのバランスで決まる。形成されたイオン放出面 (プラズマメニスカス) がビーム光学的に最適である保証は全くなく、大口径の場合は特に収差の問題が避けられない。したがって、必然的に細く (\sim mm) で高電流密度 (~ 100 mA/cm²) のイオンビームを多数引き出すマルチビームレット方式が前提となる。仮に電子温度が 1 eV のキセノンプラズマから 100 mA/cm² の Xe⁺ ビームを引き出すことを考えると、(3) 式より約 7×10^{12} cm⁻³ のプラズマ密度が必要であり、これはガス放電で十分達成可能な値である。

ガス放電型イオン源の中でも、マルチカスプ型は大体積のプラズマを生成できることから、多数本のビームレットの引き出しに適している。Kwan らは 13 MHz の RF を用いてアルゴンプラズマを生成し、18 kW の投入 RF パワーのもとで 100 mA/cm² のマルチビームレット (61 本) を引き出すことに成功した [13]。このとき個々のビームの 4 RMS 規格化エミッタンスは 0.0186π -mm-mrad と小さく、また、最大パワー投入時においても Ar⁺ の割合が 90% 近くと価数純度も十分に高いことを報告した。さらに Kwan らは、119 本のビームレットを 400 keV の加速電圧で引き出し、静電四重極レンズに入射することでビームマーキングによるエミッタンス成長について調べた [14]。彼らはマーキング後においても 4 RMS 規格化エミッタンスは 1π -mm-mrad を下回り、ドライバー加速器の要求を十分に

満たすことを示した。

ガス放電型イオン源において問題となるのは、加速器側への中性ガスの流入とそれに伴う背景ガス圧の上昇である。イオンと中性原子の荷電交換断面積が数 100 keV のエネルギー領域でちょうど最大になることがこの問題を深刻にしている。加速されたイオンが電子を受け取り中性化すると、その高速中性原子は周囲の構造物をたたき、ガス放出をさらに引き起こす。また、加速電極間で中性原子がイオン化すると、それらが中途半端な加速エネルギーを受け取ることにより、イオンビームのエネルギー分布を拡げ、縦方向エミッタンスを増大させてしまう。したがって、ガス放電型イオン源においては、低いガス圧での動作と高密度プラズマの生成をいかに両立させるかが鍵となる。

3.6 真空アーク放電型イオン源

真空アーク放電では、陰極表面に陰極点と呼ばれる微小な ($\sim \mu\text{m}$) 高温領域が形成され、そこから吹き出す金属プラズマにより放電が維持される。陰極材料を変えることで様々な金属のプラズマを高フラックスで供給できることから、ドライバー加速器用の大電流イオン源として早くから注目されてきた[15, 16]。真空アーク型イオン源では通常、パルス形成ネットワークにより一定のアーク電流 (~ 100 – 500 A) を流してプラズマを生成する。1つの陰極点が流せる放電電流は高々数アンペアであり、その寿命は数マイクロ秒と短い。したがって陰極表面には平均して数10個の陰極点が同時に存在し、それらが生成・消滅を繰り返しながら陰極上を移動することが知られている[17]。この陰極点のランダムな振る舞いが原因で、真空アーク放電プラズマから引き出されたイオンビームにはビームノイズと呼ばれる供給量変動がみられ、これが安定なビーム輸送を行う上で問題となる。Humphriesらは、プラズマに対して負にバイアスされた金属メッシュによりプラズマ電子を閉じ込めると同時に、引き出し電極間に形成された仮想陽極によりイオンビーム電流量を制限するグリッド制御引き出し法を提案し、これを真空アークイオン源に適用した[18]。Oksらは、ビーム引き出し部ではなくプラズマのドリフト領域でグリッド制御を行うことで、ビームノイズの変動を5–7%程度まで減らすことに成功している[19]。

表1にあるように、イオンビームの価数純度への要求は厳しい。ガス放電プラズマの場合は、投入RFパワーによりプラズマ温度とイオン価数分布をある程度制御することが可能である。一方、真空アーク放電の場合は、個々の陰極点を流れる放電電流は数アンペアとほぼ一定であり、アーク放電全体の放電電流値には依存しない。生成されるイオンの価数分布は、陰極点近傍の局所的なプラズマパラメータに強く依存するため、放電条件を変えてもあまり変化しない。真空アーク放電型イオン源においてイオン価数分布を制御する現実的な方法は、価数純度の高いプラズマが生成される陰極材料を選択することである。Qiらは、陰極にGd, Y, Pb, Baを用いた時のそれぞれのイオン価数分布を調べ、この中ではBaがドライバー加速器用イオン源として最も適した価数分布(95%以上が Ba^{2+} イオン)を持つこ

とを見出した[20]。これは、 Ba^{2+} から Ba^{3+} へのイオン化エネルギーが約34 eVと比較的高いことに起因する。

他の金属についても、価数分布がデータテーブルにまとめられている[21]。ただし、これらの価数分布はアーク放電の開始から十分に時間が経過した ($>100 \mu\text{s}$) 準定常状態のもとで測定されたものであることに注意しなくてはならない。アーク放電初期のプラズマはより高い価数のイオンを含んでおり、平均価数は放電時間とともに徐々に低下することが知られている[22]。パルスビーム ($\sim 20 \mu\text{s}$) の引き出しを放電のオン・オフにより行おうとする場合、この価数分布の変動は大きな問題となる。これを回避するには、エネルギー効率の低下やパービアンスマッチの問題についてはある程度妥協し、準定常的なアーク放電プラズマ ($>100 \mu\text{s}$) にパルス電圧 ($20 \mu\text{s}$) を印加してイオンビームを引き出せばよい。Andersらはこの方法により Bi^+ が支配的なイオンビームを低エミッタンス ($\sim 0.006 \pi\text{-mm-mrad}$) で引き出すことに成功した[23]。Biは非放射性とみなせる最も重い元素であり、同位体純度も非常に高い(99.9%が ^{209}Bi)ことから、重イオンビームドライバーのイオン種の候補として有力である。

以上のように、真空アーク放電型イオン源では価数純度の要請から使用できるイオン種がかなり限られてしまうものの、HIFイオン源として高いポテンシャルを有している。今後はイオン源工学的な観点からさらに検討が必要だろう。例えば、イオンビームのパルス占有率 ($\sim 20 \mu\text{s} \times 10 \text{ Hz}$) に対しアーク放電の動作時間をどの程度にするかは、価数純度、エネルギー効率、陰極寿命などの兼ね合いから決定する必要がある。

3.7 レーザーアブレーション型イオン源

高強度レーザーを固体に照射して得られる高密度プラズマが高価数イオン源として高いポテンシャルを持つことは、1960年代初頭のレーザーの発明以後、早い段階から認識され、これまで多くの研究がなされてきた。一方、レーザー生成プラズマは、高価数イオンが比較的容易に得られるという特徴の他に、固体表面に垂直な方向に高い膨張速度を持ち、パルスあたりのイオン生成量が豊富である、といった大電流で低エミッタンスのイオンビームを得るのに必要な特徴も同時に備えている。Barabashらは、いち早くこれらの点に注目し、 ^{207}Pb 標的に CO_2 レーザーを照射して低価数のイオン (Pb^+ , Pb^{2+}) を生成し、重イオン慣性核融合のドライバー加速器用イオン源としての可能性について検討した[24]。長谷川らは、Nd:YAGレーザーをあえて 10^8 W/cm^2 程度の低い照射強度で用いることで Cu^+ および Cu^{2+} イオンが支配的なプラズマを生成し、そのイオン供給能力がドライバー加速器からの要請を十分満たすことを示した[25]。

一般に高強度レーザーのパルス幅は、 CO_2 レーザーの場合で数100 ns、NdガラスレーザーやNd:YAGレーザーだと10 ns前後と短い。その一方で、パルス幅 $20 \mu\text{s}$ のイオンビームを引き出すにはレーザーアブレーションプラズマの供給時間は当然 $20 \mu\text{s}$ 以上でなければならない。レーザー

自体をロングパルス化することでプラズマ供給時間を延ばすことも可能だが、必要なレーザーエネルギーがパルス幅に比例して増大し、エネルギー効率の低下や装置の大型化を招くため、あまりよい方法とはいえない。よりシンプルで効率のよい方法は、プラズマの膨張距離（レーザー標的と引き出し電極間の距離）を伸ばすことである。レーザーアブレーションプラズマは、レーザー照射中および照射直後に圧力勾配による流体的加速を受けることで、ドリフト速度だけでなく大きな運動量拡がりをもつ。このため、数 m の距離をドリフトさせるだけで $10 \mu\text{s}$ オーダーの時間拡がりを容易に持たせることができる。その反面、イオン供給電流密度はプラズマの 3 次元的な膨張に伴い急激に減少してしまう。これを抑制するために、岡村らはドリフトチューブにソレノイド磁場を印加してプラズマの横方向の拡がりを抑えつつ、縦方向のみに 1 次元的にプラズマを膨張させることを試みている [26]。図 2 はレーザーアブレーションプラズマのピーク電流密度をドリフト距離に対してプロットしたものである。この結果から、磁場がない場合、ピーク電流密度はドリフト距離の 3 乗に反比例して減少するが、100 G 程度のソレノイド磁場を印加してプラズマをガイドすることで、その減少率を大幅に緩和できることが明らかになった。

レーザーアブレーション型イオン源のもう一つの問題は、真空アーク型イオン源と同様にプラズマフラックスの変動が大きいことである。これを解決するために、吉田らはレーザーアブレーション型イオン源にグリッド制御引き出しを初めて適用した [27]。図 3 はビーム電流密度の引き出し電圧依存性をグリッド制御の有り無しで比較した結果である。プラズマ供給量が過多 ($J_B > J_{CL}$) の場合においても、グリッド制御によりイオン放出面がきちんと定義されることで Child-Langmuir 則にしたがったビーム引き出し ($\propto V^{3/2}$) が行われている様子がわかる。一方、グリッド制御を行わないと、プラズマ供給量が過多の場合は発散ビームとなってしまい、Child-Langmuir 則が予測する引き出し電圧依存性から大きく外れてしまう。この結果は、レーザーアブレーション型イオン源においてもイオンビームの安定な引き出しにグリッド制御が有効であることを示している。

レーザーアブレーションプラズマを生成直後から磁場や電場を用いて積極的に制御し、大電流、低エミッタンスのイオンビームを生成する試みも、著者らのグループにより進められている。そこでは、レーザー標的の近傍に印加した縦磁場による磁気ノズルの効果を利用したプラズマイオンの方向付け [28] や、外部電場によるプラズマポテンシャルの制御を利用する新しいイオンビーム引き出し方法 [29] などが検討されている。これらの方法をうまく組み合わせることで、プラズマ供給量変動の抑制やイオン利用効率の向上だけでなく、イオン価数分布の制御を行うこともできるだろう。

3.8 まとめ

以上ここまで、HIF のドライバー加速器用イオン源の候

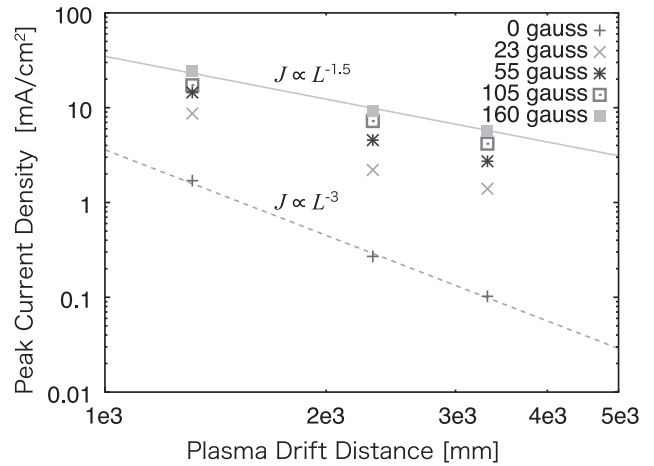


図 2 プラズマピーク電流密度のドリフト距離依存性。

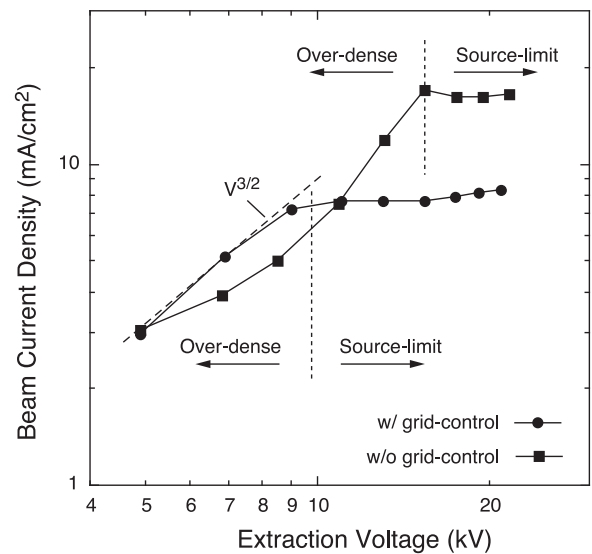


図 3 ビーム電流密度の引き出し電圧依存性 [27]。

補としていくつかのイオン源について概観してきた。電流密度や供給電荷量に関しては、いずれのイオン源も要求される性能を満たす十分なポテンシャルを有しているが、ドライバー加速器に適用するにあたっては解決すべき技術的課題も数多く残されているのが現状である。接触電離型イオン源は従来のスケール実験において十分な実績と技術的蓄積があるものの、実際にフルスケールのドライバー加速器に使用するには長時間運転における信頼性や寿命の問題を解決する必要がある。一方で、マルチビームレット方式を採用することでイオン源の選択の幅が広がるため、高エネルギー加速器開発の歴史とともに発展してきた従来型の様々なイオン源も候補となりうる。本章では、代表的なものとして、ガス放電型イオン源、真空アーク型イオン源、レーザーアブレーション型イオン源を取り上げた。中でもマルチカスプ型の RF イオン源は、ドライバー加速器用イオン源としての性能を満たしうることが実験ですでに実証されており、最も有力な候補であるといえる。真空アーク型イオン源はイオン供給量変動や価数純度の問題を抱えてはいるが、様々な工夫によりかなり改善されてきている。動作原理や構造がきわめてシンプルなことはこのイオン源

の大きなアドバンテージとなるだろう。レーザーアブレーション型イオン源は研究開発の歴史は長いものの、ドライバー加速器用イオン源としてのポテンシャルはいまだ未知数な部分も多い。従来の研究では多価イオンの供給が主な目的で、大電流で低エミッタンスのイオンを低価数で供給するという視点に立つ研究が限られていたことも原因である。また、供給量変動が非常に大きいため、数10 μ sにわたって安定にイオンビームを引き出すことは難しいとされてきた。しかし、本章で紹介したように、グリッド制御によるイオン放出面の安定化や外部磁場によるプラズマ供給量の動的制御を行うことで、この欠点を克服できる可能性がある点に注目すべきである。レーザーアブレーションプラズマを効率的にガイド・輸送する手法を確立することで、比較的小型のレーザーを複数台用いるだけでフルスケールのドライバー加速器が必要とする電荷量を十分供給できる可能性があり、今後のより積極的な検討が期待されている。

参考文献

- [1] E. Henestroza *et al.*, Phys. Plasma **18**, 032702 (2011).
- [2] M.M. Basko *et al.*, Laser Part. Beams **20**, 411 (2002).
- [3] P.A. Seidl and J.J. Barnard, Editors, *Summary Report of Workshop on Accelerators for Heavy Ion Fusion*, (2011) <http://ahif.lbl.gov>.
- [4] J.W. Kwan, Nucl. Instrum. Methods A **464**, 397 (2001).
- [5] I. Hofmann and G. Plass, Editors, *The HIDIF Study*, GSI-98-06 Report (1998).
- [6] T. Katayama *et al.*, Laser Part. Beams **3**, 9 (1985).
- [7] R.O. Bangerter, *Proc. Int. Symp. Heavy Ion Inertial Fusion*, 106A, Frascati, Italy, 1445 (1993).
- [8] E.P. Lee and J. Hovingh, AIP Conf. Proc. **249**, 1713 (1992).
- [9] D.P. Grote *et al.*, Phys. Rev. Special Topics Accel. Beams **6**, 014202 (2003).
- [10] E. Chacon-Golcher *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 1036 (2002).
- [11] S.S. Yu *et al.*, Fusion. Eng. Des. **32-33**, 309 (1996).
- [12] F.M. Bieniosek *et al.*, Phys. Rev. Special Topics Accel. Beams **8**, 010101 (2005).
- [13] J.W. Kwan *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1838 (2004).
- [14] J.W. Kwan *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 03B503 (2006).
- [15] I.G. Brown, editor, *The Physics and Technology of Ion Sources* (Wiley, New York, 1989), 397.
- [16] S. Humphries Jr. *et al.*, chapter 19 in *The Physics and Technology of Ion Sources* (Wiley, New York, 1989), 397.
- [17] J. Hasegawa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 3530 (1998).
- [18] S. Humphries Jr. and H. Rutkowski, J. Appl. Phys. **67**, 3223 (1990).
- [19] E.M. Oks *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **65**, 3109 (1994).
- [20] N. Qi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **464**, 576 (2001).
- [21] I.G. Brown, Rev. Sci. Instrum. **65**, 3061 (1994).
- [22] A. Anders and J. W. Kwan, Nucl. Instrum. Methods A **464**, 569 (2001).
- [23] A. Anders and E. Chacon-Golcher, J. Appl. Phys. **93**, 2298 (2003).
- [24] L.Z. Barabash *et al.*, Laser Part. Beams **2**, 49 (1984).
- [25] J. Hasegawa *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **161-163**, 1104 (2000).
- [26] M. Okamura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 02A510 (2010).
- [27] M. Yoshida *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 5367 (2003).
- [28] 池田峻輔他：電気学会パルスパワー研究会資料，PPT-13-7 (2013).
- [29] 磯野文香他：電気学会パルスパワー研究会資料，PPT-13-8 (2013).