小特集

ナノ秒およびフェムト秒レーザー生成プラズマで 駆動する重イオン源とイオンビーム輸送

Heavy Ion Sources Driven by Nano- and Femto-Second Laser-Plasma and Ion Beam Transportation

1. はじめに

1. Introduction

近藤康太郎 KONDO Kotaro 量子科学技術研究開発機構 (原稿受付:2022年2月16日)

イオン源[1]とは、その名の通りイオンを生成する装置 で、中でも重イオン源は相対的に重いイオンを生成するイ オン源である.比較的低いエネルギー領域のイオン利用で あれば、静電加速部をもつことで重イオンを含むイオン源 は, 質量分析計, イオン注入装置, イオンエンジンなどに 利用されている.一方で、高いエネルギー領域の利用とな ると、重イオンの場合は特にイオン自身が重いために、重 イオン源を最上流として、高周波 (Radio Frequency, RF) 加速器を下流に設けて加速させた重イオンビームが主にな る. このような高いエネルギーを有する重イオンビームを 用いて、クォーク・グルオンプラズマや重元素合成の探索 を含む原子核物理[2,3],品種改良・微生物育種や宇宙線 等の生物影響に関連する生物学[4], さらに陽子に比べて 高い治療効果をもつ重粒子線治療[5,6]といった医学に至 るまでその利用は広がる.このように広範囲に利用されて いる重イオンを生成する重イオン源にはその更なる性能向 上が望まれている.

最近,RF加速器へ入射するレーザー生成プラズマから 引き出される重イオン源とそのビーム輸送の発展が著し い.ここでは2つの研究施設を紹介したい.両者はナノ秒 とフェムト秒と駆動するレーザーパルス幅が大きく異なる ものの,共に安定したシンクロトロン加速器への重イオン 入射をめざしている.特に米国ブルックヘブン国立研究所 (Brookhaven National Laboratory, BNL)では既にその供 給運用が開始している.

2014年に BNL では、ナノ 秒 スケールの Nd:YAG

(Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet, Nd: YAG) レーザーを用いたレーザーイオン源 (Laser ION Source, LION) [7] から後段の線形加速器の質量電荷比の マッチングを実現するためのチャージブリーダとなる Electron Beam Ion Source (EBIS) [8]へと供給を行い, ビームコミッショニングを経て, NASA (National Aeronautics and Space Administration) Space Radiation Laboratory (NSRL)の供給運用を開始した.それは、従来のタン デム加速器を用いた重イオン入射器のビームラインに加 え、イオン種の切り替えを容易とするレーザーイオン源を 用いた重イオン入射器の運用が始まったことを意味してい る. さらに2015年からは最終段の相対論的重イオン衝突型 加速器 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) への供給ま で行っている.BNL-LION は様々なビームユーザーの要請 に応えるために、固体物質から供給できるイオンおよび酸 素イオンと非常に多くのイオン種を供給できるようになっ た.同時に、BNL-LIONから供給される多種多様のイオン を安定にビーム輸送し、シンクロトロン加速器へ入射する BNL-EBIS さらに RF 線形加速器を含めたビーム加速とそ の輸送部の運用も特筆すべき要素といえる.

一方,量子科学技術研究開発機構(量研)は、
 120 m×65 mのスケールを有する日本初の重粒子線治療装置 HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba, HI-MAC)[9]の1/40 程度のサイズとコンパクトな普及型となる第5世代重粒子線治療装置(量子メスとも呼ばれている)の開発をめざしている.量子メス[10]は図1に示すよ

Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan

author's e-mail: kondo.kotaro@qst.go.jp



図1 量研で研究開発を進めている量子メス概念図[10].

うに主にレーザー加速入射器、超伝導シンクロトロン、高 温超伝導ガントリーから構成され、炭素イオンを含むマル チイオン照射[11]を実現することで、線量分布だけではな く生物効果の依存性をもつ線エネルギー付与(Linear Energy Transfer, LET)分布まで制御し、これまで以上に質 の高い治療をめざす重粒子線治療装置である。その上流に あたるレーザー加速入射器は、プラズマを生成しながら既 存の重粒子線治療装置でのシンクロトロン加速器への入射 エネルギー(数 MeV/u) までに重イオンを加速すること ができる超短パルスフェムト秒レーザーを用いる. 量研・ 関西光科学研究所では、ペタワット級フェムト秒高強度 $\nu - \# - J$ -KAREN-P (Japan Kansai Advanced Relativistic ENgineering Petawatt laser system, J-KAREN-P) [12, 13] を用いた 10²¹ W/cm² を超える高い集光強度[14] に対する 重イオン加速について、その物理メカニズムと加速された 重イオンビーム性能を調べるとともに、レーザー加速入射 器実現に向けて高繰り返し小型フェムト秒レーザーによる 重イオン加速と引き出された重イオンビーム輸送実験を行 い,相補的に量子メスに向けて研究開発を進めている.最 近, J-KAREN-P でマルチイオン照射の候補である酸素イ オンが固体薄膜を用いたレーザー加速によって高効率に加 速された.また、高繰り返し実験に対応可能な小型フェム ト秒レーザーを用いて低エネルギー領域(90 keV)の陽子 イオンを引き出し、そのビーム輸送実験を行った.

これら2つの重イオン源とビーム輸送システムは,先に 述べたように駆動パルスレーザーのパルス幅がナノ秒と フェムト秒と大きく異なり,さらにレーザー集光径やレー ザーエネルギーも異なることから,結果としてレーザー生 成プラズマを駆動するレーザーの集光強度という点では 10⁸ W/cm²と10²¹ W/cm²と10桁以上異なるものの,両者は 共通な目標をもっている点で非常に興味深い.レーザー集 光強度が大きく異なる2つの重イオン源とそのビーム輸送 を通して,レーザー生成プラズマ現象の裾野の広さを少し でも紹介する狙いが本小特集を企画した最大の動機である.

イントロダクションの本章に続く第2章では BNL で開 発した幅広いイオン種を高速に切り替えて供給できるナノ 秒パルスのNd:YAGレーザーを用いた重イオン源の特徴を 述べるとともに、その運転実績についても紹介する. 第3 章では同じく BNL で開発されたシンクロトロン入射器に あたるレーザー生成プラズマから引き出された重イオンの EBIS への入射, そして RF 線形加速器による重イオンの加 速(17 keV/u~2 MeV/u)とそのエネルギー領域および最 下流の大型シンクロトロン加速器である RHIC に至るまで のイオンビーム輸送について報告する.第4章は量研・関 西光科学研究所で取り組んでいるペタワット級にアップ デートされたフェムト秒高強度レーザー J-KAREN-Pを用 いた重イオン加速として、高繰り返し対応可能なテープ型 の固体薄膜からマルチイオン照射で重要となる酸素イオン を高エネルギー (~8 MeV/u) に加速したので、それにつ い て 報 告 するとともに、チタンサファイアレーザー J-KAREN-Pの特徴についても紹介する.そして第5章で は、はじめにプラズマ・イオン源からレーザー駆動イオン 源におけるビーム軌道方程式を概観する. それに続 き,2010年に報告された J-KAREN レーザーを用いた陽子 ビーム輸送について、さらに最近行われた高繰り返し小型 フェムト秒レーザーによるイオン加速から引き出された低 エネルギー (90 keV) 陽子ビーム輸送およびエミッタンス 計測結果について紹介し,重イオン輸送の展望について述 べる.

参考文献

- [1] B. Wolf, Handbook of Ion Sources (CRC press 1995).
- [2] E. Shuryak, Rev. Mod. Phys. 89, 035001 (2017).
- [3] J. J. Cowan et al., Rev. Mod. Phys. 93, 015002 (2021).
- [4] C.A. Tobias, Radiat. Res. 103, 1 (1985).
- [5] M. Muramatsu and A. Kitagawa, Rev. Sci. Instrum. 83, 02B909 (2012).
- [6] D. Schardt *et al.*, Rev. Mod. Phys. **82**, 383, (2010).
- [7] M. Okamura et al., Rev. Sci. Instrum. 79, 02B314 (2008).
- [8] E.N. Beebe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 699 (2002).
- [9] Y. Hirao et al., Nucl. Phys. A. 538, 541 (1992).
- [10] https://www.qst.go.jp/site/qst-kakushin/39695.html
- [11] T. Inaniwa et al., Phys. Med. Biol. 62, 5180 (2017).
- [12] H. Kiriyama et al., Opt. Lett. 43, 2595 (2018).
- [13] H. Kiriyama et al., Opt. Lett. 45, 1100 (2020).
- [14] A.S. Pirozhkov et al., Opt. Express 25, 20486 (2017).



2. ナノ秒レーザー生成プラズマ駆動重イオン源

2. Nano-Second Laser-Plasma Driven Heavy Ion Source

金末 猛, 岡村昌宏 KANESUE Takeshi and OKAMURA Masahiro ブルックヘブン国立研究所 (原稿受付:2022年3月31日)

ナノ秒レーザーを用いたレーザーイオン源は、固体ターゲットに高強度パルスレーザーを照射してターゲットを瞬間的に蒸発・プラズマ化させ、生成されたアブレーションプラズマからイオンを引き出すことでパルスイオンビームを得る重イオン源である.世界で唯一加速器用に長期間安定したユーザー運転を行っている Brookhaven National Laboratory (BNL)のレーザーイオン源を例にイオン源の構造や運転条件を説明する.

Keywords:

heavy ion source, laser ion source, laser plasma, nanosecond laser, ion species change

2.1 序論

ナノ秒レーザーを用いたレーザーイオン源は,固体ター ゲットに高強度パルスレーザーを照射してターゲットを瞬 間的に蒸発・プラズマ化させ,生成されたアブレーション プラズマからイオンを引き出すことでイオンビームを得る イオン源である.固体表面でレーザー生成プラズマを生成 するためのレーザーパワー密度の閾値は10⁸ W/cm²程度で ある.ナノ秒レーザーの場合,アブレーションプラズマ発 生中にレーザーによりプラズマが加熱されされるためレー ザーパワー密度とプラズマ中のイオン価数に密接な関係が ある.一般的にレーザーパワー密度が高いほどプラズマ中 のイオン価数が高い.プラズマ生成閾値より少し高い程度 だと1価イオンが支配的なプラズマとなり,炭素6価や 鉄20価等の多価重イオンを生成するには10¹¹~10¹² W/cm² 以上が必要となる.

本章では、世界で唯一加速器用に長期間安定したユー ザー運転を行っている米国 Brookhaven National Laboratory (BNL)のレーザーイオン源について報告する.この イオン源は、英語のLaser Ion Source から着想を得たLION と呼ばれている.LION は BNLの重イオン加速器施設最上 流に位置するイオン源であり、価数増幅器として働く電子 ビームイオン源 (Electron Beam Ion Source, BNLの装置は RHIC-EBIS と呼ばれている)の外部イオン源として様々な イオン種の一価イオンビームを供給している.レーザーイ オン源は、1.パルスイオン源、2.放電ガスを使わず高真 空、3.直前のイオン種の影響が無い、4.ウォームアップ 無しで定格性能が出る、という特徴があり、同じくパルス イオン源である電子ビームイオン源との相性が非常に 良い.

LION は数秒間隔で2つのユーザー施設にビームを供給

する.ユーザーの一つは周長 3.8 km の衝突型加速器 Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) で行われている最大 ビームエネルギー 100 GeV/u での重イオン衝突実験であ る.この実験では十分な実験データを得るため数ヶ月に 渡って同一のイオン種を使用する.もう一つのユーザー施 設は NASA Space Radiation Laboratory (NSRL) である.こ の施設では、周長 200 mの AGS (Alternating Gradient Synchrotron) - Booster と呼ばれるシンクロトロンから取り出 した最大エネルギー 1.5 GeV/u の重イオンビームと最大エ ネルギー 2.5 GeV の陽子ビームを使い、銀河宇宙線 (Galactic Cosmic Ray; GCR) の影響を地上で評価する実験を行っ ている[1].図1に RHIC 加速器施設全体図を示す.



 図1 RHIC 加速器施設全体図. LION は RHIC-EBIS の最上流のイオン源.重イオンビームは RHIC-EBIS から供給される. ビームは AGS Booster と AGS でさらに加速され, RHIC での衝突実験に使用される. Tandem van de Graaf (TANDEM) は RHIC-EBIS のバックアップである. 200 MeV LINAC は RHIC で使用される偏極陽子ビームと, アイ ソトープ生成施設 BLIP で使用される陽子ビームを供給する.

Brookhaven National Laboratory, Collider-Accelerator Department, Upton, NY, USA

corresponding author's e-mail: tkanesue@bnl.gov

2.2 RHIC 加速器施設の重イオン入射系

LION は、2 MeV/u の重イオンビームを供給する RHIC-EBIS pre-injector と呼ばれる重イオン入射系の最上流に位 置する. **図2**に RHIC-EBIS pre-injector の概要を示す. LION は固体ターゲットが存在する全てのイオン種の1価 イオンビームを供給する.ガス状ターゲットは2台の放電 型イオン源である Hollow Cathode Ion Source (HCIS) が使 われる.HCISは1台で1つのイオン種のみ供給できる.こ れらの1価イオン源から供給されるビームは、EBIS によ り価電子が剥ぎ取られ多価イオンとなり、RFQ (Radio Frequency Quadrupole)線形加速器とIH (Inter-digital H-mode)型線形加速器 (IH-LINAC) という2台の高周波 線形加速器で2 MeV/u まで加速され AGS-Booster に入射 される[2].

高周波加速器はある一定の電荷数対質量比を持つ荷電粒 子のみ加速できる.RHIC-EBIS pre-injectorの加速器と ビームラインは加速電圧と磁場の強さを調節することで電 荷数対質量比0.16⁽¹⁹⁷Au³²⁺)~0.5⁽⁴He²⁺)の範囲で高い 性能を発揮するように設計されている.様々なイオン種で 電荷数対質量比がこの範囲に収まるように価数を制御する のがRHIC-EBISである.電子ビーム電流密度と閉じ込め時 間を調節することで価数を制御している.RHIC-EBISは長 さ 188 cm のイオントラップ,7~10 A の電子銃,5 T の超 伝導ソレノイドを装備する世界最大の電子ビームイオン源 である.

2.3 LION の構造とビーム性能

LION は十種類以上の高速イオン種切替を実現する鍵と なる装置である.LION の主な構成要素はレーザー,レー ザープラズマ生成用ターゲット,ターゲットから垂直方向 に膨張しつつ進行するプラズマの軸方向形状を成形するパ ルスソレノイド,プラズマを軸方向に膨張させつつ径方向 に閉じ込める全長3mのソレノイドコイル,そしてプラズ マからイオンを引き出す引き出しチャンバーである.この うち,レーザー以外はイオン引き出し用の高電圧ターミナ ル上にあり,高電圧保護ケージ内に収められている.図3 にLION 全体図を示す.図3の太線で囲まれた部分に約 19 kV の高電圧が印加されている.高電圧ケージの全長が 4.7 mと大きいが,全長3 mのソレノイドコイルを含むプラ ズマドリフト用の空間が大部分である.







図3 BNLのレーザーイオン源 (LION).

2.3.1 レーザー

レーザーは信頼性を重視し、汎用のフラッシュランプ励 起シングルオシレータータイプの Nd:YAG レーザー (波長 1064 nm, 最大エネルギー 850 mJ, パルス幅 6 ns) を採用 している. 通常の運転では 200~500 mJ を使用する. LION では RHIC 用レーザーラインと NSRL 用レーザーラインは 独立していて、各レーザーラインは専用のレーザーを使用 している.運転開始当初は NSRL 用レーザーラインに汎用 のダブルパルスレーザー (2台のレーザーがコンバイナー を介して同一光路を通る)を使用し、うち1台をバック アップとして使用していた.しかし、レーザー設置場所が 狭く、当初使用していたレーザーは電源とレーザーヘッド の切り離しに手間がかかりメンテナンスやレーザー不調時 の対処が難しいことが運転開始後に判明した.また,汎用 レーザーの信頼性は高く、運転期間中に対処する必要があ るようなトラブルはほとんど無かったため、現在はレー ザーヘッドと電源がワンタッチで取り外しできるレーザー が導入され、各レーザーラインに一台ずつあるレーザーに 問題が発生したときは予備のレーザーヘッドと交換する方 式に切り替えている. レーザー光は大気中にあるレンズに より、ターゲット上のスポットサイズが約3~4mmになる ように集光される.スポットサイズが大きいのは、レー ザーエネルギー数百 mJ でプラズマの発生量を稼ぎつつ ターゲット上のレーザーパワー密度を1価イオン生成に必 要な値とするためである. レーザー光路上の全てのミラー とレンズは大気中の接地電位にあり、イオン源の高圧保護 ケージを開けなくてもメンテナンスが可能である. RHIC 用レーザー光と NSRL 用レーザー光は共通の真空窓を通し て真空チャンバーに導入される. アブレーションによる真 空窓表面の汚染を低減するため、真空窓はターゲットから 1.8 m 離れた位置にある. レーザーはターゲット垂直方向 から30度の角度で打ち下ろされる.安全のためレーザーと レーザー光路は金属製の箱で覆われていて、アクセス用ド アが開くとレーザーが停止するようになっている.

2.3.2 レーザープラズマ生成用ターゲット

ターゲットチャンバー内には RHIC 用と NSRL 用の 2つ のターゲット駆動システムがある.ターゲットチャンバー は余裕を持って 1000 L/s のターボ分子ポンプで排気され る.長期間真空引きをすると 10⁻⁵ Pa 台前半に達するが, 10⁻⁴ Pa 台の圧力で問題なく動作する.ターゲット表面の 同一スポットを照射し続けると少しずつ表面形状が変化し イオン源から取り出せるビーム量が減少する.これを補う ため、長期運転ではターゲット表面を均一に使い、必要が あればレーザーエネルギーを適宜上げている.最終的に ユーザーで使われるのは特定のイオン種のある質量数を持 つイオンビームのみである.レーザーイオン源ではター ゲットの組成と純度がプラズマ中のイオン割合に直接関わ るので、同位体が無く純度の高い板状のターゲットが理想 的である.ただ、固体である限り合金や焼結したターゲッ トも使用できる.

NSRL 用にビームを供給するためのターゲットは XY ターゲットと呼ばれる.2次元リニアステージ上に,幅 254 mm 高さ 50 mm のターゲットホルダーが据え付けられ ている. そのターゲット上に複数のターゲットがマウント され、ターゲット位置をレーザースポット下に移動させる ことで異なるイオン種のビームを供給する.使用頻度の低 いターゲットの大きさは 25 mm×25 mm, 使用頻度の高い 核種は25 mm×50 mmまたは50 mm×50 mmである. 厚み は1mmか2mmを基本としている. その他の大きさのター ゲットは専用のホルダーを作成しターゲットホルダー上に マウントしている. 図4はターゲットホルダーにマウント されたターゲットである.リニアステージは10mm/sec で動作し、ターゲットの位置関係でイオン種の切替時間が 決まる. この速度でも LION のイオン種切替時間が NSRL 用イオン種切替の律速になっていないため問題ない. 各イ オン種を使用するときは、ターゲット表面をラスター状に スキャンしている.連続移動だと真空中のステッピング モーターが焼き切れるため、20秒毎に 0.5 mm ステップ的 にターゲット位置を移動させている.

RHIC用のビームは単一イオン種,主にAuビームを数ヶ 月に渡って供給する.RHIC用Auビームを供給するための ターゲットは回転ターゲットと呼ばれ,内径110mm,外 径120mm,厚さ3mmのリング状Auターゲットを5秒毎 にスポット位置が約2mm移動するように回転させてい る.片面で数年対応可能である.リング状のターゲットが 用意できない場合,小型の2次元リニアステージで駆動す る平面ターゲットを使用する.ターゲットチャンバー内の XY ターゲットと回転ターゲットの様子を図5に示す.

LIONからEBISまでのイオンビーム輸送は静電レンズと 電極で行われるため、LION で引き出された1価イオン ビームはイオン種や同位体に関わらず全て EBIS に入射さ れる.そのため最終的に使われる特定の質量数を持つイオ ン以外は EBIS のイオントラップを無為に占める不純物と なる.ターゲットは純金属のように純度の高い平板を使用



図4 NSRL用 XY ターゲットのターゲットホルダー.



図5 ターゲットチャンバー内の NSRL用 XY ターゲットと RHIC 用 Au ビームを供給する回転ターゲット.

するのが望ましいが、平面のある固体が用意できる限り化 合物や合金も使用できる.ただし、そのようなターゲット の場合ターゲットを構成するイオン種と同位体がすべてイ オン化し引き出される.どのターゲットでもあらかじめ実 験室でイオン種の比や時間構造を測定し、要求される性能 が得られるか分析することが重要である.LION では酸素 ビームを供給するのにアルミナ(Al₂O₃)を使用している [3].また、自然存在比が 2.8% と低い⁹⁶Zr を RHIC の同重 体衝突実験に供給するため、⁹⁶Zr が濃縮された酸化ジルコ ニウム(ZrO₂)パウダーをBNLで焼結しターゲットとして 使用した[4].

レーザー照射によりターゲットから発生するレーザー生 成プラズマは、レーザーの入射角にかかわらずターゲット 表面の垂直方向に30度程度の円錐状に放出される.プラズ マ中の電離、再結合過程はプラズマ密度の高いターゲット の近傍で起こる.その後プラズマ中のイオンの価数と速度 分布は一定となり、プラズマは三次元的に断熱膨張しなが ら一定の重心速度を持って移動する.この膨張によりナノ 秒で発生したプラズマをマイクロ秒以上のパルス幅に拡大 することができる.自由膨張させた場合、パルス幅は膨張 距離に比例し、電流密度は膨張距離の三乗に反比例して低 下する.

2.3.3 ソレノイド磁場によるプラズマ輸送

ターゲット表面垂直方向へ進みながら膨張するレーザー 生成プラズマは、ソレノイド磁場を使用することで径方向 への発散を抑制しつつ進行方向へ膨張させることができる [5].この方式ではレーザー照射条件を変えることなく、 またイオンビーム引き出し位置でのパルス幅にもさほど影 響を与えることなくビーム電流を変化させることが可能と なる.この方式がBNLで開発される以前は、レーザーイオ ン源から取り出すイオンビーム電流を制御するのにレー ザーエネルギーを変化させる必要があった.しかし、その 場合レーザーパワー密度が変化するためビーム電流だけで はなくプラズマ中のイオン価数や膨張速度等のプラズマの 性質も変化してしまう.ソレノイド磁場によるレーザー生 成プラズマ輸送によりレーザーイオン源の柔軟な運用が可 能になり、LIONが実現した.LIONでは後段の電子ビーム イオン源への入射のため、重いイオンで数百マイクロ秒の パルス幅と数+µAのビーム電流,軽いイオンでは数+マ イクロ秒のパルス幅と数百µAから1mA程度のビーム電 流が要求される.この条件を満たすため,実験室での試験 結果をもとにLIONではプラズマ膨張距離3.4m,ソレノイ ドコイル長3m,内径73mmが採用された.ソレノイド磁 場の強さは数ガウスから100ガウスが使用され,イオン種 毎に設定値が異なる.

ターゲットと長さ3mのソレノイドコイルの間にはレー ザー生成プラズマの時間構造を制御するためのパルスコイ ルがある.このパルスコイルは立ち上がり約10マイクロ 秒,最大300ガウスで動作し,プラズマの後部のみを増幅さ せビーム発散力が高いイオンビームのピーク電流を抑えて 必要な粒子数を得るために使われる[6].パルスコイルは 電源の充電時間が必要なため,NSRL 用ビームのみに使わ れる.

2.3.4 イオンビーム引き出し

ソレノイドコイルの出口側では端部の磁場形状によりプ ラズマが発散してしまうため、イオンビームの引き出しは ソレノイドコイル直後で行われている. 真空ポンプを含む ターゲットチャンバーと引き出しチャンバーには 19 kV 程度の高電圧が印加されている. プラズマの引き出し径は 直径 15 mm で, 42 mm 離れた位置に引き出し電極がある. さらに 48 mm 下流に接地電極がある. LION ではイオン種 毎にプラズマ密度や膨張速度等のプラズマ条件が異なる. 引き出し電極は、実験室で得られた異なるイオン種のプラ ズマ条件に対し、引き出し電極の電圧をイオン種毎に 17~15 kV で変化させることで適切にプラズマ引き出し面 形状が制御できるように設計されている.実験室で測定 したソレノイド磁場使用時のビームエミッタンスは 0.06 πmm mrad (規格化 RMS 値) 程度と十分低い[7]. こ れは長い距離を膨張した後でプラズマの一部を取り出して いるためである.

2.4 運転実績

LION は RHIC-EBIS で使われるイオン種の内, 固体ター ゲットが利用できる全てのイオン種を供給している. 2014 年から様々なイオン種を安定して供給してきた. 多くの場 合,NSRL は9月後半から翌年7月までビームを使用し, RHIC は12月~2月頃から7月までビームを使用する.毎 年7~8月はメンテナンス期間となっている. RHIC が偏 極陽子衝突実験を行う場合, LION は NSRL にのみビーム を供給する. RHIC は円形衝突型加速器であり,一度ビー ムを入射・加速して衝突を始めると、実験データが効率よ く取得できなくなるまで衝突で失われるエネルギーを補償 しながらビームは加速器内に貯蔵される. ビーム貯蔵時間 は10時間以上 (RHIC の設計エネルギー 100 GeV/u の場合) から30分(ビームエネルギー 3.85 GeV/u)と物理実験に必 要なビームエネルギーにより異なる. LION を含めた入射 系は、RHIC へのビーム入射時に最大性能を発揮するのが 最も重要である.そのため、RHIC入射用にLIONは実際の RHICへの入射時間10~20分とその前の調整を含めた30分 から1時間程度ビームを供給する. さらに, RHIC にビー

ムが貯蔵されている間も適宜入射器全体の調整のために ビームが使われる.特に毎年の運転開始初期は多くの調整 が必要なので、ビーム貯蔵時も数時間以上連続して運転さ れる. また, LION を含めた RHIC-EBIS pre-injector はビー ムが使用されていない場合もビームパルス数を減らして運 転が続けられる (AGS-Booster と AGS は停止). これは ビームの安定化のためではなく、装置の健全性を常に監視 するための運転である. RHIC では十分な実験データを得 るため、できるだけ多くの粒子数が要求される. そのため RHIC-EBIS pre-injector から供給される12パルスのビーム が RHIC 内で 2 バンチとなる運転を行っている. バンチと は周回ビームの塊のことで、RHIC では2つのリングを合 わせて111バンチ×111バンチのビームが実験に使用され る. LION から供給される 200 ms 間隔の12パルスを RHIC に2バンチとして入射するサイクルはスーパーサイクルと 呼ばれる.スーパーサイクルは約6秒であり、加速器施設 の運転は基本的にこのスーパーサイクルの繰り返しであ る. LIONはスーパーサイクルの初期にRHIC用ビームを供 給する.スーパーサイクル中の以降の時間で AGS-Booster, AGS での加速が行われビームが RHIC に入射される. ビー ムが入射や調整運転に使われていない場合も LION はスー パーサイクル当たり1パルスでスタンバイ運転が続けられ る. NSRL 用ビームは, RHIC-EBIS pre-injector と AGS-Booster がスーパーサイクル中で RHIC 用に使われていな い時間に1スーパーサイクル当たり1パルス供給される. NSRL に要求される粒子数はターゲット室でシングルパー ティクルから109個程度と実験により大きく異なる. RHIC にビームを供給する必要が無く NSRL 単独運転の場合, ビーム繰り返し速度を上げるためスーパーサイクルは約 4秒に短縮される.以上のようにLIONでは数秒毎にRHIC 用とNSRL 用に異なるイオン種のビームを供給するが, LION はパルス駆動で真空もよく互いのビームの影響は見 られない.

LION 及び RHIC-EBIS pre-injector は信頼性の非常に高 い装置であり、通常運転で装置担当者の操作を必要としな い. イオン種の切替やビームのスタンバイ状態から最大性 能への立ち上げは自動化されていて, RHIC 加速器施設中 央制御室 (Main Control Room, MCR) から任意のタイミン グで行われる.NSRL用イオン種の切替はMCRへの連絡無 しに NSRL がユーザーの要請によって、または予定線量に 達したら自動で行われる. LION は立ち上げ運転無しに 1ショット目から通常性能が発揮され、放電ガスを使用せ ず直前のイオン種の影響を受けないためこのような運転が 可能である. LION 以外のイオン源では必要なイオン種数 だけイオン源を用意する必要がある. LION に要求される ビーム性能は、重いイオン種ほどピーク電流が低くパルス が長い.実際に供給しているビームは、例えばAuでピーク 電流 100 µA でパルス幅300マイクロ秒, C でピーク電流 1mA でパルス幅100マイクロ秒ほどである.

LION は2014年の運転開始以来, Li, B, C, O, Al, Si, Ca, Ti, Fe, Zr, Nb, Tb, Ta, W, Au, Bi, Thを供給 してきた. NSRL 用 XY ターゲットには一度に12種類程度 のターゲットを準備し、ターゲットの交換は夏期メンテナ ンス時以外必要無い. 追加でイオン種が要求された場合や ターゲットの損傷が激しい場合は加速器のメンテナンス日 や LION が使用されていない時間にターゲットの交換を行 う. ターゲットの交換は6時間以上時間がとれる場合に行 う. 3時間程度で十分な真空度を得られるが、余裕を持っ て時間をとっている.

RHIC は24時間体制で実験を行っている一方,NSRL は 多くの場合月曜日から土曜日の朝8時から夕方5時頃まで ビームを使用する.場合によっては数日間連続してビーム を使用する場合もある.イオン源の柔軟性が高いため,使 用するイオン種について一応スケジュールはあるが,当日 まで使用イオン種が確定しない場合が多い.図6はある一 日の,図7はそのうち30分間を拡大したビーム使用例を示 す.NSRLがGCRシミュレーターモードで運転している場 合,一日に100回以上のイオン種切替が行われる.同時に RHIC 用ビームも問題なく供給していることがわかる. LIONでNSRL 用イオン種の交換にかかる時間は数秒から 20秒程度である.レーザーイオン源自体はさらに高速なイ オン種切替が可能であるが,シンクロトロンを新たなイオ ン種に対応させるために1分程度の時間を要するのでこの 切替時間で問題無い.

2.5 将来計画

以上のように、ナノ秒レーザー生成プラズマ駆動重イオ ン源である LION は、2014年よりイオン種の高速切替を行 いつつ安定なビームをユーザー運転に供給してきた.現 在、LION の信頼性をより高め、さらに高品質なビームを 供給する LION2の設計を行っている.LION2はLIONの更 新用イオン源であり、引き続き RHIC と NSRL にビームを 供給する.また、建設地が BNL に決定した EIC (Electron-Ion Collider) でも Au ビーム用重イオン源として使用され る.

参考文献

- [1] C. La Tessa *et al.*, Life Sci. Space Res. 11, 18 (2016).
- [2] J. Alessi et al., Proc. 2011 Particle Accelerator Conference



図 6 ある24時間のビーム使用状況.(上)RHIC 用 Au ビーム. (下)proton, He, O, Si, Fe を使用した GCR シミュレーター モードで運転中の NSRL ターゲットルームのビーム強度.



図 7 図 6 のある30分間のビーム. NSRL 用ビームは RHIC-EBIS の出力ビーム.

(New York, NY, USA, March 2011) p.1966 (2011).

- [3] G. Saquilayan *et al.*, AIP Conference Proceedings 2011, 020013 (2018).
- [4] M. Okamura et al., Rev. Sci. Instrum. 91, 013319 (2020).
- [5] S. Ikeda et al., Rev. Sci. Instrum. 87, 02A915 (2016).
- [6] M. Sekine et al., Nucl. Instrum. Methods A 795, 151 (2015).
- [7] M. Sekine *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **85**, 02B920 (2014).



3. Ion Beam Acceleration and Transportation from Nano-Second Laser-Plasma Driven Heavy Ion Source

池田峻輔,岡村昌宏 IKEDA Shunsuke and OKAMURA Masahiro ブルックヘブン国立研究所 (原稿受付: 2022年 2 月25日)

Brookhaven National Laboratory (BNL)のLaser ION source (LION)では軽イオンから重イオンまで多様 なイオンを供給する必要があるためそれに対応した引き出し系の設計が重要になる.またパルス内においてビー ム電流が変化しプラズマとビームの境界面の形状が変化するためその制御が重要となる.LIONから引き出され たイオンは Electron Beam Ion Source (EBIS)で適切な電離度にイオン化された後,線形加速器と複数の円形加 速器を経て,RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)と NSRL (NASA Space Radiation Laboratory)へ分離して 供給される.本章では LION の引き出し系と境界面の制御について説明し,さらに下流の複合加速器施設につい ても概略を述べる.

Keywords:

laser ion source, electron beam ion source, rfq linac, ih drift tube linac, synchrotron, collider

3.1 LION のイオンビーム引き出し系

LION 内のレーザーターゲット上で生成されたプラズマ は膨張・ドリフトしつつ下流に設置された引き出し電極内 に入射され、そこでプラズマからイオンビームが引き出さ れる.もっとも単純な引き出し系は図1に示すような陽極 と陰極の2電極系である. 陽極のアパーチャーに飛び込ん だプラズマのうち電子は電場によって追い返されイオンだ けがビームとして陰極に向かって加速される. 主な設計パ ラメーターはアパーチャー径r, 電極間距離 d と電圧 V である.多くの場合ビームの輸送が可能なようにほぼ平行 ビームとして引き出されるように設計される. また収差の 影響を減らすためにビーム径は各電極のアパーチャーより もある程度小さく抑えるように設計する. プラズマからイ オンビームに遷移する領域の厚さはデバイ長程度で他の電 極の寸法より十分小さいので、ビーム光学的にはプラズマ とイオンの間に境界面があるものとみなせる. イオンは境 界面に垂直に加速されるので、境界面の形状がビームの軌 道の制御に重要になる.境界面の形状は流入イオンの電流 (プラズマイオン電流) 密度 Ja と式(1)の Child-Langmuir の式[1,2]から計算される制限電流密度 J_{CL} の関係による.

$$J_{\rm CL} = 4 / 9 \,\varepsilon_0 \sqrt{2q/m} \, V^{3/2} / d^2 \tag{1}$$

 ε_0 は真空の誘電率でqとmはイオンの電荷と質量である. 図1に示されているように $(a) J_p < J_{CL}$ の場合放出面は凹面 になり収束ビームが引き出され、(b) $J_p = J_{CL}$ の場合は平 らな放出面と平行ビーム、(c) $J_p > J_{CL}$ では凸面で発散ビー ムが引き出される.通常は空間電荷効果による発散力を考 慮してやや凹面な境界面を形成するように $d \ge V$ の組みを 選択する.そのような組みは無数に存在するが放電限界と ビームの軌道から適切な組み合わせが選択される.典型的 な定常イオン源に対しては最適化に関する研究がされてい て、 $2r \ge d$ が同程度になるのが最適とされている[3,4].し かし LION の場合は核種ごとに質量と電流値が異なるため その観点からの最適化が必要であった.

図2はLIONの引き出し系の構造を模式的に示した図で ある.プラズマは図の左端から流入する.EBISからの要求 でプラズマ内のほとんどのイオンの電離度は1である.プ ラットフォーム電極より左側は導電体(真空パイプ)に囲 まれており等電位である.引き出し後のビーム輸送系から



Brookhaven National Laboratory, Collider-Accelerator Department, Upton, NY, USA

corresponding auhtor's e-mail: sikeda@bnl.gov



図2 LION の引き出し系の概略図.

の要求と放電に関する安定性からプラットフォーム電圧は 20 kV が設定された. 図1のような2 電極系ではなく中間 電極を配置している. その電圧を核種に応じて変化させる ことにより出口エネルギーは20keVに保ったまま,式 (1)の J_{CL}を調整して適切な放出面を形成できる.プラッ トフォーム電極の口径は十分な電流が得られるように実験 データをもとに15mmに決められた.プラットフォーム電 極から接地電極までは前後の機械的な制約から 115 mm に 定められた. プラットフォーム電極と中間電極の間の距離 と中間電極の開口径は、要求されているすべての核種で要 求性能(電流値,平行度,エミッタンス)を満たすように, IGUN[5]でのシミュレーションをもとに決められた. 中間 電極の電圧は17.5 kV,開口径は26 mm,電極間距離は 42 mm が最適な値であった。例えば炭素は 375 µA と金は 65 μA の電流値が実験データをもとに用いられ,どちらの場 合でもエミッタンスは0.06 πmm mrad 以下に抑えられ た.実際の運転では金の100µA以上が必要となりプラッ トフォーム電極と中間電極の電位差は約4kV が使用され ている

IGUN は定常な引き出しを仮定しているが、実際にア パーチャーに入射されるプラズマイオン電流は数百 us 程 度のパルス幅の中で緩やかに変化する.これは Jcl を固定 したまま L を変化させることにあたり、したがって放出面 が時間変化しその結果ビームの発散角がパルス内で変化す ると考えられる. そうすると後段のビーム輸送系では異な る発散角のビームを一度に輸送しなければならず、これは 実効的なエミッタンスが増加したことを意味している.発 散角がパルス内で変化していることは実際に実験によって 確認された. 一方で EBIS には十分な量のイオンが送られ ていることも確認されており普段の運転でも使用されてい て問題にはなっていない.しかし、より低エミッタンスの ビームを供給し装置全体の性能を向上させるためには、放 出面の積極的な制御が求められる. そのための方法として パルス磁場によるプラズマイオン電流波形の制御法が開発 された[6,7].

レーザーターゲットと引き出し電極の間に定常のソレノ イド磁場を印加すると、プラズマがガイドされて引き出し でのプラズマイオン電流が増加する.電流の増加率はソレ ノイド磁場が強いほど大きい.そこでパルス磁場制御法で はソレノイド磁場の強度をプラズマイオン電流波形に合わ せて時間変化させて電流増加率を調整し、電流パルス内の 電流の変化を制御する. 5.6 cm のソレノイドをターゲット 後方 30 cm の位置に配置して立ち上がり時間が約4µsの磁 場をプラズマに印加する実験を行った. LCR 回路によって ソレノイド電流は駆動された. 磁場の立ち上がり時間はソ レノイドの位置でのプラズマイオン波形の時間スケールと 同程度になるように選択された. ピーク強度が60 Gのパル ス磁場を印加することにより, 図3のように電流波形の下 降部分を増加させて電流の時間変化を抑制することに成功 した. 今後はパルス磁場波形を最適化することによりさら なるビーム電流波形の制御をめざすとともに, イオンビー ムのエミッタンスを測定して効果を定量的に評価すること が望まれる.

3.2 Electron Beam Ion Source

LIONから引き出された1価イオンはEBISへ輸送され適 当な電離度にイオン化された後,2段の線形加速器を経て Booster Synchrotron に入射される(図4).NSRL用のイ オンは Booster で加速された後 NSRL のターゲット室に送 られるが,RHIC用のイオンはさらに Alternating Gradient Synchrotron (AGS)で加速された後に RHIC に入射され再 び加速され衝突実験に使われる.以下の節では EBIS 以降 の加速器施設について説明する.

LION と EBIS の間のビームラインではイオンのエネル



図3 LION内でパルス磁場が印加された場合(60Gピーク磁場) とされ無かった場合それぞれの引き出し電流波形.





ギーが約20 keV と大きくないので静電の偏向場や収束系 が用いられる.LION からはさまざまな核種のイオンが引 き出されるが,全て静電場でビームラインを構成すると軌 道がほぼ同じになるので一つの核種について最適化すると 他の核種についてもほとんど同じ設定が使用できるという 利点もある.

図5(a)はEBISの構造を示した模式図である. 電子銃 (Gun) から放出される電子ビームはソレノイド磁場で圧 縮され高電流密度状態になり、ソレノイドを通過した後は コレクター (Collector) で止められる. 電子銃からコレク ターまでは円筒電極 (Drift tube) が複数個並べられており 別々の電位を与えることができる.電子ビームを加速する ために電子銃よりも高い電位が使われる. イオンは外部で 生成されてコレクター側から入射される. 図5(b)はソレ ノイド内の軸上の電位の分布を示している。イオン入射時 にはコレクター側電極の電位を下げておきイオンを通過さ せる. 電子銃側では電極電位を十分高くしてイオンを反射 させる. イオンがコレクター側に戻ってくる時には点線で 示されているように電極電位を上昇させてイオンを二つの 電位バリア間のトラップ領域に閉じ込める.一方で径方向 には電子ビームが作る電場によって閉じ込める.閉じ込め られたイオンは電子の衝突によって逐次電離される.電離 度は電子電流密度と閉じ込め時間の積で決まる.必要な電 離度に到達したところでコレクター側の電位を下げてイオ ンをコレクター側から取り出す. EBIS の特長は非常に高 い電離度のイオン(例えばウランの完全電離)を生成でき る点である[8,9]. また外部イオン源を使用することでど の核種のイオンでも生成可能で素早く切り替えが可能なこ とも長所である.

BNL ではそれまでスパッタリングイオン源とタンデム 型加速器が重イオンの入射器として使われていたが, EBISと線形加速器に置き換えられた.それはEBISでは電 離ストリッパーが不要なことと,負イオンに限らないこ と,そして核種の迅速な切り替えが可能なためである [10].後段の加速器に十分なイオンを供給するため に,10⁹個の金の32価を数十µsのパルス幅で生成すること が要求された.生成できるイオン数はトラップ領域内の電 子の総電荷量で決まる.総電荷量の50%程度のイオンの電



荷量まで閉じ込めが可能であり、そのうち約15%を必要な 電離度のイオンが占める[10-12].最大10A、20 keV の電 子電流が用いられて約1.9 mのトラップ領域には10¹²個の 電子が存在している.これはこれまでに開発された EBIS の中でも最大級に大きい値である[13].トラップ領域内の 電子ビームは超伝導ソレノイドによる5Tの磁場によって 直径1.5 mm程度に圧縮される.電流密度は約500から 600 A/cm²になり、RHICとNSRLに必要な電離度のイオン (C^{5+} , O^{8+} , Si^{13+} , Ti^{18+} , Fe^{20+} , Cu^{11+} , Au^{32+} など)が 100 ms以内で生成される.生成されたイオンは核子あたり 17 keV に加速されて RFQ に輸送される.たとえば金イオ ンの場合ピーク電流は5 mA 以上になる.

3.3 RF 線形加速器

EBIS から引き出されたイオンは Radiofrequency Quadrupole (RFQ) linear accelerator (linac) (高周波4重極線 形加速器)と Inter-digital H-mode drift tube linac (IH-DTL) の2つの線形加速器によって核子あたり2 MeV まで加速 された後にBooster Synchrotron に入射される.線形加速 器は同程度のエネルギーまで加速可能なタンデム型加速器 に比べてほとんどメンテナンスなしで安定した運転が可能 という利点がある.出口エネルギーはBooster Synchrotron 内の残留ガスによる電離または再結合によるイオンの損失 が小さくなるものが選択された.質量数と電荷数の比 (A/Q) が金の32価以下のものが加速できるように設計さ れた.RHIC での縦方向エミッタンスの要求から加速後の 運動量広がりは 0.05% 以下であることが要求された[10]. どちらの加速器も 10 mA を加速できるように設計された.

RFQは4重極を構成するように配置された電極の板あ るいはロッドの間に高周波の電場を発生させてビームを横 方向に収束し、また電極先端の長手方向に波状の凹凸をつ けることによって進行方向の電場を作りイオンを加速す る.RFQ内で常に収束力が働くため空間電荷効果が強い低 エネルギーのイオンを加速するのに適していて、イオン源 の後の初段加速器として用いられることが多い[14]. BNLのRFQでは核子あたり17 keVのイオンが入射されて 核子あたり300 keV まで加速される.全長は3.1 m、高周波 は約100 MHz、電極間電圧は70 kV である[15].EBIS か ら引き出された数十 us のビームパルスは RFQ 内で約3 ns のビームバンチにわけられた後に加速される.

IH-DTL は磁場の軸方向成分が存在する共振モードの高 周波を用いた RF 加速器であり,共振器内に並べられた円 筒電極間に高周波電場を発生させてイオンを加速する.高 い電場勾配が可能であることと,ある電極間の電場の位相 とその隣の電極間の電場の位相が180度異なるモードであ ることが特徴で,核子あたり数 MeV 程度までのイオンの 加速に用いられる.また,共振器内に収束磁石が配置され ていてこれによって横方向の収束を与える.BNLの IH-DTLでは長さ約2.1 m,横と高さが820 mmと600 mmの共 振器内に20個の円筒電極が配置されている.電極間電圧は 最大約600 kV である.IH-DTLで核子あたり2 MeV まで加 速されたビームバンチは後方の高周波バンチャーによって エネルギー差を核子あたり 1.7 keV まで減少される[15].

2 MeV まで加速されたあとは Booster Synchrotron まで 約 30 m 輸送される. Booster Synchrotron 手前のダイポー ル磁石によって必要な電離度以外のイオンは取り除かれ る. その間のビームラインでは4 極磁石を適切な間隔で並 べてビームの収束と発散を水平方向と鉛直方向でずらしつ つ繰り返してビームを真空パイプ内に保つ. タンデム加速 器では 860 m の長距離を,4 極磁石を3つ組み合わせたト リプレットを使って水平方向と鉛直方向の両方を収束させ つつ輸送するが,チューニングが難しいことが問題になっ ていた.それに比べてより短い距離で収束と発散を繰り返 す EBIS-線形加速器のビーム輸送系の方が安定にかつ容 易にビームの輸送と核種の変更ができる.

3.4 Booster Synchrotron

Booster Synchrotron (BS)は AGS への入射器として1991 年に建設された. AGSへの陽子ビームの入射エネルギーを 200 MeVから1.5 GeVに上げることによってAGS内の陽子 ビームの強度を増加させることと、金までの重イオンを 加速可能にすることが目的だった. AGSの真空度 (10⁻⁸ Torr)では入射された部分電離の重イオンが残留ガ スによるイオン化で損失してしまうため入射前に完全電離 に近い状態にする必要があった[16]. BSには部分電離の 重イオンを加速できるだけの高真空度(10⁻¹⁰-10⁻¹¹ Torr) が求められ、取り出しエネルギーはストリッパーでほぼ完 全電離になるように設定された. BS から AGS へはバンチ 構造を保ったまま送られる. 一方, 2003年には NSRL への ビームの供給のために BS の改造とビームラインの建設が 行われた. NSRL へはパルス幅の長いビームが要求される ため、あえて BS 内で共鳴を起こしてビーム軸から大きく 外れたイオンから徐々に取り出す方式がとられた[17].

BSの周長は約202 m,最大1.27 Tのダイポール磁石が 36個使われている.入射イオンは約10 µs で周回する. EBIS からの金ビームパルスは約40 µs で,入射の位置と角 度を水平方向に変えながら4周してBSに入射される. AGSへ取り出される場合,金イオンは核子あたり約2 MeV から約108 MeVまで加速される.この入射から取り出しま でのサイクルを5 Hz で行う.NSRLへの場合は取り出しエ ネルギーはユーザーの要求により,繰り返しは0.16 Hz か ら 0.25 Hz 程度である.

3.5 Alternating Gradient Synchrotron

Alternating Gradient Synchrotron (AGS) は強収束の原 理を用いた最初期のシンクロトロンであり陽子ビームを 30 GeV まで加速する目的で建設された[18].強収束の原 理が発明されるまでは弱い収束をビームに常に与える弱収 束と呼ばれる方式が使われていた.弱収束では加速器の周 長が大きくなるにつれてダイポール磁石も大きくなるため 現実的には 10 GeV 程度がエネルギーの限界と考えられて いた.これに対して強収束では収束と発散を交互に与える ことにより全体として強い収束力を与える.強収束は Alternating Gradient Focusing とも呼ばれる.この方法に

よってダイポール磁石を小さくすることが可能になり、よ り高エネルギーまで加速することが可能になった. BNL では強収束法が提案された後すぐ AGS の設計を開始して 1960年に陽子ビームの加速を開始した.設計で考慮された ことの一つは遷移エネルギーの問題だった. イオンのエネ ルギーが遷移エネルギーより低い場合には運動量が大きい イオンほど周回時間が短くなるが、遷移エネルギーより高 い場合には周回時間が長くなる.この遷移エネルギー前後 でイオンバンチの進行方向の閉じ込めの条件が変わるた め、AGSでイオンを遷移エネルギーより低いエネルギーか ら高いエネルギーまで加速する間に粒子の損失がどれだけ 生じるかが問題になった.この問題は強収束の原理によっ てイオンを高エネルギーまで加速することが可能になって 初めて発生した. BNL ではまず電子ビームをつかった小型 のシンクロトロンを使って遷移エネルギーを超える際に大 きな損失が発生しないことを確認してから AGS の建設に 取り掛かった[19]. AGSを使った実験によって J/ψ 粒子 など数々の重要な発見がなされ、3つのノーベル賞をもた らした. Booster Synchrotronが入射器として建設されてか らは金までの重イオンも加速されるようになった. クォー ク・グルーオン・プラズマと呼ばれる高温,高エネルギー 密度状態の物質の探索のために金イオンを固体標的に照射 する実験が行われた. 今日では後段の RHIC への入射器と して使われている. 主に金イオンが加速される.

AGS は周長約 807 m の円形をしていて最大 1.3 T のダイ ポール磁石が240個使われている.金イオンは入射前のス トリッパーによって32価から77価になる.入射時のエネル ギーは核子あたり約108 MeVであり約9 GeVまで加速され 取り出される.AGS では複数のビームバンチを一つにまと める操作がされる.かつては Booster からの 8 つのビーム バンチを受け取って 2 つにまとめていたが,2016年には 12個のバンチを 2 つにまとめることにより取り出しビーム の強度が増加された[20].

3.6 Relativistic Heavy Ion Collider

Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) は相対論的エネ ルギーの重イオンを衝突させることにより,ビッグバン直 後に成立していたとされるクォーク・グルーオン・プラズ マ (Quark-Gluon Plasma, QGP)を生成しその性質を調査 することを目的とした大型加速器である[21-24].高衝突 エネルギーを達成するために2つの高速イオンビームを正 面から衝突させる手法を採用している.そのためにRHIC は2つの独立したリング型の加速器からなり6つの衝突点 でビームが交差するように設計されている.主な検出器は PHENIX[25]とSTAR[26]の二つであり,衝突によって生 成される粒子を測定して QGP の性質やクォークとグルー オンからなる物質の相図などを調べている[27].PHENIX は sPHENIX への改修のために現在休止中である.

QGP 実験では主に金イオンが用いられる. AGS と RHIC の間のストリッパーによって金イオンは完全電離状態にさ れた後に,核子あたり約9 GeV で RHICに入射され 100 GeV/ 核子まで加速される. 2 つのリングそれぞれに111個のイ オンバンチが入射される.1つのリングの周長は約3.8km でダイポール磁石は全部で396個使われており100 GeV/核 子のとき約3.5Tの磁場を発生する[28].

衝突頻度は衝突断面積とビームのルミノシティの積で決 まるが、2000年の稼働開始以来改良を続けてルミノシ ティは設計値(2×10²⁶ cm⁻² s⁻¹[29])よりも大きい値 (88×10²⁶ cm⁻² s⁻¹[20]) になっている. 運転初期の頃に 遷移エネルギー付近で種々の不安定性などによってエミッ タンスが急激に増大する問題があり、これが原因でビーム 強度が設計値の半分に制限されてしまっていた[30].この 問題は八極磁石を利用してランダウ減衰を引き起こすこと で不安定性を抑制することで解決された.また,金の完全 電離イオンは価数が大きいためクーロン力によるビーム内 散乱の効果が大きく、4から5時間の運転の間にエミッタ ンスが倍増しイオンが損失する. ビームキッカーと検出器 を用いた確率冷却システムが導入されエミッタンスが減少 しルミノシティが改善された[31]. さらに、ビームの運転 中に起こる真空圧力の上昇と電子雲の生成もビーム強度を 制限していたが non-evaporative getter (NEG) ポンプを真 空パイプの内側に設置することによって解決された[32].

RHIC は金以外にも水素からウランまでのイオンを加速 することができ、今までに、H, D, ³He, O, Cu, Zr, Ru, U が加速されている[28].

3.7 NASA Space Radiation Laboratory

NASA Space Radiation Laboratory (NSRL) は宇宙空間 での人体に対する高エネルギー重イオンの生物学的な効果 を研究するための施設として建設された.地球低軌道内で の活動や将来的に火星探査などの深宇宙でのミッションが 活発になるにつれて宇宙放射線の影響が重要になる.特に 銀河宇宙線内に含まれる高電離の重イオンの影響が重要視 されている.銀河宇宙線のエネルギーは核子あたり数百 MeV から数 GeV まで分布している. その短期的または長 期的な影響を調べるために, Booster Synchrotron からの重 イオンビームが用いられている[33,34].また電子機器へ の影響や遮蔽体の最適化のためにも利用されている.一方 で NSRL はイオンビーム治療に関連した研究でも使われる ようになってきている[35]. 陽子ビームは陽子線形加速器 かタンデム加速器から供給され Booster Synchrotron で 50 MeV から 2.5 GeV の範囲で加速され NSRL へ送られる. それ以外のイオンは EBIS から供給され例えば鉄イオンの 場合は核子あたり最大 1.5 GeV まで加速される。特に常温 で固体のイオン種はレーザーイオン源から供給されるため すぐに切り替えることができる.低いエネルギーが必要な 場合は NSRL においてエネルギー吸収体で減速される. BoosterSynchrotronからNSRLの標的室までのビーム輸送 ラインでは途中のストリッパーでイオンを完全電離させ, ダイポール磁石や4極,8極磁石を組み合わせて最大 60 cm×60 cm の一様なビームプロファイルに成形する. NSRL での照射前にはブラッグカーブを測定することに よってイオン種とエネルギーが確認される.

3.8 おわりに

レーザーイオン源の大きな特長の一つはほとんどすべて の固体から多様な核種のイオンを生成できることであり, また常温で気体の物質も冷却して固体にすることでイオン 化が可能である[36]. レーザーイオン源と EBIS を組み合 わせた BNL の重イオン入射器は多種多様なイオンを供給 するのに適した装置であり、この入射器がなければ今のよ うに NSRL と RHIC に同時に別種のイオンを供給しつつ数 分おきに1日に130回以上、何種類もの核種を切り替える ということは難しい. 複数のイオン源を用意すれば不可能 ではないが、レーザーイオン源を用いた方が簡便である. そのような用途のレーザーイオン源の引き出し系は軽イオ ンから重イオンまで対応できる必要があるが、シミュレー ションと実験、それに実機の運転実績によってそのような 設計が可能なことが示された.一方でレーザーイオン源の もう一つの特徴は大電流・低エミッタンスイオンビームの 供給能力である.固体ターゲット上で高密度なプラズマが 生成されるため十分な量のイオンが生成可能であり、また 時間的空間的に非常に小さい領域で生成されて,ほぼ1点 からイオンが放射されるため非常に収束性のいい低エミッ タンスなイオンビームになり得る.しかしビームの引き出 し系や収束系の性質次第でエミッタンスは増加してしま う. 電流変化による放出面の時間変化はエミッタンス増加 の要因のひとつであり、典型的なビーム光学系の設計手法 では対処できない.本章で紹介した手法のほかにも引き出 し電極のアパーチャーに金属メッシュを取り付けて放出面 を固定する方法や、引き出し電圧を時間変化させる、ある いは下流のビーム輸送系の収束レンズ強度を時間変化させ る方法などが考えられる.しかしどの方法でもパルス内で ビームパラメーターが変化してしまうため、入射電流波形 を制御する方法が最もよく問題を解決できる. したがって この手法の開発・高度化はレーザーイオン源のポテンシャ ルを引き出して大電流・低エミッタンスイオン源を実現す るために重要な研究テーマである.

参考文献

- [1] C.D. Child, Phys. Rev. (Ser. 1) 32, 492 (1911).
- [2] I. Langmuir and K.T. Compton, Rev. Mod. Phys. 3, 251 (1931).
- [3] I.G. Brown (Ed.), *The physics and technology of ion sources* (John Wiley & Sons, 2004).
- [4] J.R. Coupland et al., Rev. Sci. Instrum. 44, 9, 1258 (1973).
- [5] R. Becker, "New features in the simulation of ion extraction with IGUN", in Proceedings of EPAC98, Stockholm, Sweden, 1998, p. 1165.
- [6] M. Sekine, Nucl. Instrum. Methods A 795, 151 (2015).
- [7] S. Ikeda *et al.*, "Stabilized Operation Mode of Laser Ion Source Using Pulsed Magnetic Field", in Proc. North American Particle Accelerator Conference (NAPAC'16), Chicago, IL, USA, October 9- 14, 2016, p823-825.
- [8] G. Zschornacka *et al.*, "Electron beam ion sources" arXiv preprint arXiv:1410.8014. (2014).
- [9] E. D. Donets, Rev. Sci. Instrum. 69, 614 (1998).
- [10] J. Alessi et al., "ELECTRON BEAM ION SOURCE

PREINJECTOR PROJECT (EBIS) CONCEPTUAL DE-SIGN REPORT" No. BNL-73700-2005-IR (2005).

- [11] E. Beebe *et al.*, AIP Conf. Proc. **572**, 43 (2001).
- [12] E. Beebe et al., AIP Conf. Proc. 1640, 5 (2015).
- [13] R. Becker and O. Kester, Rev. Sci. Instrum. 81, 02A513 (2010).
- [14] T.P. Wangler, *RF Linear accelerators* (John Wiley & Sons, 2008).
- [15] A. Schempp *et al.*, "RFQ and IH accelerators for the new EBIS injector at BNL", In 2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC), pp. 1439-1441 (2007).
- [16] C. Chasman and P. Thieberger, (1985). NIM B, 10, 347-351 (1985).
- [17] K. Brown *et al.*, "Design of a resonant extraction system for the AGS booster," in Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (Cat. No.99CH36366), vol.2, pp. 1270-1272 (1999).
- [18] AGS design report 1966, https://www.bnl.gov/cad/accelerator/docs/pdf/ AGSDes ignReport.pdf
- [19] E.D. Courant, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 53, 1 (2003).
- [20] X. Gu *et al.*, "RHIC Au-Au OPERATION AT 100 GeV IN RUN16", Proceedings of NAPAC2016, Chicago, IL, USA, MOB3CO03.
- [21] https://www.bnl.gov/rhic/

- [22] M.J. Tannenbaum, "Highlights from BNL-RHIC" arXiv preprint arXiv:1201.5900 (2012).
- [23] 初田哲男:プラズマ・核融合学会誌 78, 1285 (2002).
- [24] 秋葉康之:クォーク・グルーオン・プラズマの物理実 験室で再現する宇宙の始まり(共立出版, 2014).
- [25] https://www.phenix.bnl.gov
- [26] https://www.star.bnl.gov
- [27] M.M. Aggarwal *et al.*,"An experimental exploration of the QCD phase diagram: the search for the critical point and the onset of de-confinement." arXiv preprint arXiv: 1007.2613 (2010).
- [28] S. Myers and H. Schopper, Particle Physics Reference Library Volume3: Accelerators and Colliders (Springer Nature, 2020).
- [29] RHIC Configuration Manual: https://www.bnl.gov/cad /accelerator/docs/pdf/rhicconfmanual.pdf
- [30] C. Montag *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 084401 (2002).
- [31] M. Blaskiewicz et al., Phys. Rev. Lett. 105, 094801 (2010).
- [32] W. Fischer *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 11, 041002 (2008).
- [33] C.L. Tessa et al., Life Sci. Space Res. 11, 18 (2016).
- [34] J. Miller and C. Zeitlin, Life Sci. Space Res. 9, 12 (2016).
- [35] L. Burigo et al., J. Instrum. 15, 10, T10004 (2020).
- [36] J. Tamura et al., Rev. Sci. Instrum. 79, 02B101 (2008).

小特集 ナノやおよびフェムトやレーザー生成プラズマで駆動する重イオン源とイオンビーム輸送 4.フェムト秒レーザー生成プラズマ駆動重イオン源

4. Femto-Second Laser-Plasma Driven Heavy Ion Source

近藤康太郎 KONDO Kotaro 量子科学技術研究開発機構 (原稿受付:2022年3月31日)

高強度フェムト秒レーザーを固体薄膜に照射すると、その薄膜面近傍に高速電子が作るシース電場が形成さ れ、イオンを高エネルギーに加速することができる。しかし、固体薄膜を用いるために、被加速イオン種が限定 され、さらにシース電場によって加速されるイオンは、特段の工夫をしない限り、主に表面吸着物の水素が先 立って加速され、重イオンの加速効率が低い課題もあった。そこで、我々はチタン薄膜が数ナノメートル程度と 非常に薄く安定な酸化被膜を有することに着目した。小型の加熱用 CW レーザーを用いて、表面吸着物を脱離さ せながら酸化膜を露出させたチタン薄膜にフェムト秒高強度レーザーを照射すると、高効率に酸素イオンが準単 色に加速されることを確認した。本章では、これらの実験結果とともに高強度フェムト秒レーザー J-KAREN-P についても紹介し、高強度なフェムト秒レーザー生成プラズマが作る重イオン源の特徴について述べる。

Keywords:

high intensity laser, target normal sheath acceleration, laser-plasma ion source

4.1 TNSA 加速と現状の課題

チャープパルス増幅(Chirped-Pulse Amplification, CPA)法[1]により,超短パルスレーザーはペタワット (10¹⁵ W)またはそれを凌駕するハイパワーにまで達し,集 光強度は10²¹ W/cm²を超えるようになってきた[2].高強 度レーザーと物質との相互作用により,高強度電磁場形成 [3],粒子加速[4,5],高輝度X線発生[6],高エネルギー 密度状態の形成[7]が実現され,高強度レーザーを用いて 広範囲な研究が展開されている.その中で固体薄膜を用い た高強度レーザーによる重イオン加速の研究は非常に高い 加速勾配を局所的に形成できるために,高強度電磁場によ るプラズマ中の電離過程という物理的興味[8]のみならず, 小型加速器への応用も期待されている.

高強度レーザーを用いたイオン加速研究の中でも固体薄 膜標的を用いるTarget Normal Sheath Acceleration (TNSA) [4,9] はよく知られたイオン加速手法である.ま ず、本章で記載する高強度レーザーの強度について確認し たい.時間変動するレーザー電場によって荷電粒子は振動 運動をするが、それを最も軽い荷電粒子である電子とする と、その運動量は規格化された運動量である規格化ベクト ルポテンシャルaで表現できる.その大きさ a_0 は e を電気 素量、レーザー電場をE、レーザー角周波数を ω_0 、電子静 止質量を m_e 、光速をcとすると、 $a_0 = eE/(m_e c \omega_0)$ と表す ことができる. $a_0 > 1$ ではローレンツ因子 γ が十分に1を 超え、レーザー周波数の時間スケールで電子の運動は相対 論的になる.レーザー波長に依存するが、本章で取り上げ

るチタンサファイアレーザーの典型的な波長 800 nm 程度 であれば、集光強度が~10¹⁸ W/cm²を超えるとa₀>1とな る. TNSA は標準的には $a_0 > 1$ となるレーザー集光強度を 想定していて、本章での高強度もそれを意味している、そ の TNSA は、固体標的表面で高強度レーザーによって相対 論領域にまで高効率で加速された高速電子が標的を通り抜 け、その高速電子の特性から決まるデバイ長程度の標的表 面近傍に非常に高い分極電場(シース電場とも呼ばれる) を形成させ、その電場によって固体標的のイオンが加速さ れるメカニズムである. 一般に, TNSA による加速イオン 最大エネルギーはレーザーの集光強度に対して正の相関を もち、そのイオンのエネルギースペクトルはその最大エネ ルギーまで指数関数的に連続分布することが知られている [4,9]. また, TNSA によって加速されたイオンにおいて ビームの質を表すエミッタンスの横方向成分が小さく [10], その横方向のビームの空間パターンも均一[11]であ る. 様々ある高強度レーザーイオン加速手法の中でも TNSAはそのイオンビーム利用に向けた優れた特徴を持っ ている.

一方で、TNSA における薄膜標的周囲に形成されたシー ス電場はその標的表面近傍に非常に高い強度を有するが、 その表面の主要な物質は標的バルク元素ではなく表面吸着 物等であり、特に最も低い質量電荷比を有する水素がその 電場により効率よく加速される。そのため標的バルクイオ ンは先立って加速される水素イオン等による遮蔽の影響を 受け、効率よく加速することができなかった。また、

Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan

corresponding auhtor's e-mail: kondo.kotaro@qst.go.jp

TNSAでは固体標的を用いるため被加速イオン種が限定さ れており,標準状態で気体である酸素や窒素の利用を見据 えた TNSA によるイオン加速については検討されていな い. TNSA ではないレーザーイオン加速手法でガス標的を 用いた研究も進められている[12,13]が,TNSA ほど加速 メカニズム含めて十分な理解が進んでいるとはいえない.そ のため TNSA 以外のイオン加速手法におけるイオンビーム 利用へのフェーズ移行には現状ではギャップが大きい.

そのような状況の中,酸素や窒素といったイオンビーム は,従来の重粒子線治療で利用される炭素線の線エネル ギー付与が異なるため,1章で述べたマルチイオン照射の 観点では重要と考えられる.ビームの質が比較的優れた レーザーイオン加速である TNSA で安定な酸素等のイオ ンビームを加速させることの意義は大きい.

4.2 加熱表面処理された固体薄膜による TNSA 加速酸素イオンビーム生成の可能性

これまで TNSA では,表面吸着物を除去し,重イオンを 高効率に加速させるために,標的の抵抗加熱法[14],イオ ンスパッタ法[15],パルスレーザー脱離法[16],レーザー アブレーション法[17],そしてレーザー加熱法[18]等の表 面洗浄法が試されている.

こういった加熱手法もある中で我々は遠隔的に局所加 熱,さらには高繰り返し対応が容易に可能な連続発振 (Continuous Wave, CW)レーザー加熱手法を採用し た.さらに安定で薄い酸化膜を有するチタン薄膜に注目 し,加熱により吸着物等を除去し安定な酸化膜を露出させ ることで,固体薄膜を用いたTNSA加速でも高効率に酸素 イオンを供給できる可能性があると考えた.そこで,我々 はCWレーザー加熱を用いた高繰り返し長時間供給可能な テープ型チタン薄膜を用いた高強度フェムト秒レーザー駆 動イオン加速実験を行った.

4.3 フェムト秒高強度レーザー J-KAREN-P

量子科学技術研究開発機構・関西光科学研究所で開発し たフェムト秒高強度レーザー J-KAREN-P[19,20]はピーク パワーがペタワット級のフェムト秒レーザーであり,繰り 返し周波数は 0.1 Hz で集光強度は 10²¹ W/cm²[21]を超え る.J-KAREN-P は CPA 増幅法を適用したチタンサファイ アレーザーであり,後述の通り高い時間コントラストを実 現するために CPA ステージを二段有するダブル CPA 方式 で構成されている.

フェムト秒領域の超短パルス幅を有する J-KAREN-P は その時間幅に応じた周波数帯域をもっている.ダブルCPA 方式の後段 CPA ステージにあるチタンサファイアレー ザー主増幅器 (Power Amplifier, PA) まで増幅されたとき のスペクトルおよび 2 段あるチタンサファイアレーザー最 終増幅器 (Booster Amplifier, BA) の各段 (BA1, BA2) ま で増幅 されたときのスペクトル[19]を図1に示す. J-KAREN-P は 810 nm 程度を中心波長として 50 nm 程度の 広帯域なスペクトルを持っている.そして J-KAREN-P の レーザーパルス幅は自己参照スペクトル干渉法 (Self-



図1 超短パルスフェムト秒レーザー J-KAREN-Pの各増幅モー ド(PA, BA1, BA2)における典型的な波長スペクトル [19].

Referenced Spectral Interferometry, SRSI) によって, 40 fs (Full Width at Half Maximum, FWHM) が得られて いる.

標的に対してフェムト秒高強度メインパルスレーザーを 相互作用させるためには、高強度レーザーの時間コントラ ストが高いことが望まれる.時間コントラストは、メイン パルスと時間的に先行する背景光との強度比を示し、低い 時間コントラストの状態すなわちその背景光が大きいと、 メインパルス到達前に標的が背景光によって破壊されてし まう可能性がある.J-KAREN-Pのように集光強度が 10²¹ W/cm²を超えるような高強度レーザーにおいて、標的 のプラズマ化閾値の強度を考慮するとそのピーク強度に対 して10桁以上抑えた背景光が望まれる.背景光の割合が小 さい、高い時間コントラストを実現することが高強度レー ザーと標的相互作用実験において大変重要である.

前述の通り、ダブル CPA 方式である J-KAREN-P の前段 CPAステージの最上流に設置された発振器は, モード同期 法によりフェムト秒レーザーが出力され, CPA 増幅され る.時間コントラスト改善のために、そのCPA 増幅された レーザーは、一旦時間的にフェムト秒領域に圧縮されピー ク強度を高めて、後段のCPAステージ手前に設置された過 飽和吸収体へ入射される.過飽和吸収体は,先行する強度 の低い背景光に対しては吸収体として、そして強度の高い メインパルスに対しては、その吸収効果が飽和し、透明媒 質として機能する. これにより時間コントラストが改善で きる.また、J-KAREN-Pの大きな特徴の一つとして、後段 の CPA ステージの前置増幅器にペタワット級チタンサ ファイアレーザーシステムに初めて導入された光パラメト リックチャープパルス増幅 (Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification, OPCPA) がある. OPCPA は非線形光 学結晶内での光から光への直接エネルギー変換であり、励 起光のパルス幅がシード光と同程度の時間幅にすることに

より、シード光外の幅広い時間領域に存在する背景光を抑 制することができ、高いコントラストを実現する.さらに 最近、透過媒質の裏面反射から生じるパルスが起因となっ て生じる背景光プリパルスを、透過媒質にウェッジをつ け、裏面反射を防ぐことでさらなる時間コントラスト改善 を達成した[20].ここで、相互相関法に基づいたクロスコ リレーターによって得られた J-KAREN-P の時間コントラ ストを図2に示す.12桁のコントラストはそのクロスコリ レーターの検出限界であり、J-KAREN-P は非常に高いコ ントラストが実現されている.

4.4 高強度レーザー J-KAREN-Pを用いたCW レーザー加熱されたチタン薄膜標的照射実験

4.3で述べたフェムト秒高強度レーザーJ-KAREN-Pを用 いたCWレーザー加熱したテープ型チタン薄膜標的への照 射実験体系とその結果[22]について述べる.

図3にTNSAによって加速されたイオン計測器を含め たチタンテープ標的への照射実験体系の概略図を示す.加 熱用CWレーザーは小型のダイオード励起固体レーザー (Diode Pumped Solid State, DPSS)で、テープ型チタン薄 膜標的に1mm程度で集光し、1W程度の出力で加熱させ た.表面吸着物の再付着を防ぐために、CW加熱レーザー を照射しながらJ-KAREN-Pを照射した.またテープ型チ タン薄膜標的は10⁻³Pa以下の圧力に保たれている真空 チェンバー内に設置されている.

焦点距離350 mmの軸外放物面鏡 (F値:f/1.4) で集光さ れたピーク集光強度を評価するために,標的照射実験より 減光した状態で J-KAREN-P の標的照射位置での集光計測 を行った.集光計測は対物レンズを標的後方に導入し,拡 大光学系でカメラにイメージングして集光パターンを計測 する.典型的な集光計測結果を図4に示す.校正された空



図 2 J-KAREN-P の典型的な時間コントラスト波形[20]. 実線 は~1J,黒丸は~10Jのレーザーエネルギー時における時 間コントラストを示している.

間スケールを考慮することで、レーザーの集光サイズは FWHMで1.5 μmと見積もられ、F値を考慮すると回折限界 近く集光できていることが確認された.また4.3で述べた ように自己参照スペクトル干渉法で計測された J-KAREN-P のレーザーパルス幅40 fs(FWHM)および校 正されたエネルギースペクトロメーターから得られた標的 への照射エネルギー10 Jを考慮することで、この集光計測 での空間強度パターンから最大集光強度は5×10²¹ W/cm² 程度と見積もられた.ただし、後述のCW レーザー非加熱 時は、J-KAREN-P はその焦点から異なった位置でチタン 標的に照射され、その時の集光強度は1×10²¹ W/cm²程度 であった.また、テープ型チタン薄膜標的の膜厚は5μm で、J-KAREN-P との照射角度はその反射戻り光を避ける ため45度傾けて照射し、P 偏光で照射している.

すでに述べたように TNSA 加速は固体標的表面の垂直 方向にイオンが加速されるために,加速イオンの検出器と なるトムソンパラボラ分光器は図3の通り標的表面垂直方 向の下流に設置される.トムソンパラボラ分光器は磁場と



図3 J-KAREN-P照射実験体系の概略図([22]から改編).



図 4 軸外放物面鏡 (f/1.4) で集光した標的位置での J-KAREN-P の典型的な空間集光パターン.

電場が互いに平行で、そして加速イオンの運動方向に対し て垂直に印加されていて、エネルギーと質量電荷比を弁別 することができる.標的照射位置から430 mm 離れた場所 にあるトムソンパラボラ分光器入射口には250 μm のピン ホールが取り付けられており、イオン弁別の分解能を決め る.分光器下流に設置された検出器はマイクロチャンネル プレート(Micro Channel Plate, MCP)を用いており、質量 電荷比で弁別された各イオンは検出器面に対して放物線を 描く.そして MCP で発光した放物線の軌跡を電子増倍電 荷結合素子カメラ (Electron Multiplying Charge-Coupled Device, EMCCD) で計測した.

4.4.1 CW レーザー加熱無しのイオン加速結果

図5にチタン薄膜標的に対してCWレーザー加熱無しの 時のトムソンパラボラ分光器で得られたイオン放物線の軌 跡を示す[22].図5に示されているようにCWレーザー 加熱無しではC⁴⁺,O⁶⁺,C⁵⁺,C⁶⁺/O⁸⁺およびp⁺に対応し た放物線が観測された.チタン薄膜標的を照射したにも関 わらず,水素イオン,炭素イオンをはじめとして多くの表 面吸着物由来と考えられるイオンが検出された.

図5のイオン軌跡の中で、最も低い質量電荷比が低く、 効率よく加速される水素イオンp⁺および CW レーザー加 熱時と比較するために、O⁶⁺イオンの各エネルギースペク トルを図6に示す.いずれのイオンのスペクトルも最大エ ネルギーから検出限界最低エネルギーまで連続的に分布し ており、典型的な TNSA の特徴を示している.p⁺のイオン エネルギースペクトルは MCP 検出器サイズで制約される 検出 限界の最低エネルギーから最大エネルギーの 15.2±0.4 MeV/uまで分布している.一方で、観測された O⁶⁺イオンの最大エネルギーは 2.6±0.1 MeV/u となった. 4.4.2 CW レーザー加熱有りのイオン加速結果

図7にチタン薄膜標的に対してCW レーザー加熱有りの



図5 CW レーザー加熱無しのときのトムソンパラボラ分光器で 得られたイオン軌跡[22]. 白線は検出器の MCP サイズを 表しており、そのサイズが検出可能なイオンの最低エネル ギーを決める.右下部の各放物線の原点はピンホール位置 に該当する.

時のトムソンパラボラ分光器で得られたイオン放物線の軌 跡を示す[22]. 図7で観測されたイオンの軌跡は図5とは 様相が異なり,表面吸着物由来と考えられる代表的なp⁺ のシグナルが確認されていない.さらにO⁶⁺のシグナルが 顕著に強く,非加熱時に計測された各イオンの放物線のよ うに MCP のサイズから与えられる検出限界のイオンの最 低エネルギーから放物線の軌跡が描かれているわけではな く,一部分のみ強く発光しており,そのエネルギースペク トルが準単色分布を持っていることがわかる.これは冒頭 でも述べた典型的な TNSA のイオンスペクトル分布とは 異なる.また,シグナルは弱いが,非加熱時には観測され なかったチタンイオンと考えられるイオン軌跡も観測され た.チタンの同位体が天然存在比の最も高い⁴⁸Ti と仮定す ると,Ti¹³⁺,Ti¹⁴⁺,Ti¹⁵⁺に相当するイオンが得られてい る.

シグナルが強い O⁶⁺および Ti¹³⁺のイオンスペクトル結



図 6 CW レーザー非加熱時のトムソンパラボラ分光器から得ら れた p⁺および O⁶⁺のイオンスペクトル[22].



図7 CW レーザー加熱有りのときのトムソンパラボラ分光器で 得られたイオン軌跡[22]. 図5同様に白線は検出器の MCP サイズを表している.

果を図8に示す. O^{6+} のイオンエネルギースペクトルは検 出限界エネルギーより高い 3.3 ± 0.1 MeV/uから最大エネル ギー 8.3 ± 0.5 MeV/uの準単色的なスペクトルが得られてい る. また Ti¹³⁺のイオンスペクトルは最大エネルギー 2.5 ± 0.1 MeV/uから検出限界の最低エネルギー程度まで連 続分布している.

4.5 加熱表面処理された固体薄膜を用いた高効 率酸素イオン加速

特に固体薄膜に表面洗浄処理などの工夫を施していない 場合,固体表面吸着物に含まれる質量電荷比の最も小さい 水素のイオンが TNSA によって形成される標的裏面の シース電場によって効率よく加速されることは冒頭で述べ た.図6に示した CW レーザー非加熱時の水素イオンのエ ネルギースペクトルの最大エネルギーから,そのシース電 場が形成するポテンシャルを簡単に見積もる.

4.4で述べたように、CWレーザー非加熱時の照射位置が 焦点位置と異なり、集光径が大きくなっていたことから集 光強度が1×10²¹ W/cm² と加熱時の5×10²¹ W/cm² と比べ て低くなっていた.水素イオンの最大エネルギー E_p はレー ザー集光径スケーリング則[23]により、レーザー集光強度 $I_L を用いて、 E_p \propto I_L^{1/4}$ とスケーリングできる.4.4.1で述べ たように非加熱時の水素イオンの最大エネルギーは 15 MeV 程度であったことから、加熱時の集光強度 5×10²¹ W/cm² において、その最大エネルギーは 20 MeV 程度と見積もることができる。つまりそのシース電場によ るポテンシャルは水素イオンの質量電荷比(=1)を考慮 すると、20 MV 程度となる.異なる実験ではあるが、固体 薄膜を用いた今回の実験条件に近い状況で水素イオンの最 大エネルギーはその見積り程度の20 MeV 程度の結果が得 られている[23].

CW レーザー加熱時のトムソンパラボラ分光器で得られ たイオンの中で最もシグナルの強かった O⁶⁺は最大エネル ギー 8.3 ± 0.5 MeV/u が得られており、 $^{16}O^{6+}$ の質量電荷比 (=16/6)を考慮すると、そのシース電場によるポテンシャ ルは~22 MV となり、同じ集光強度の非加熱時の水素イオ



図8 CW レーザー加熱時のトムソンパラボラ分光器から得られ た O⁶⁺および Ti¹³⁺のイオンスペクトル[22].

ン最大エネルギーから見積もられたポテンシャル 20 MV と同程度であることがわかる.固体標的への加熱表面処理 に依らず標的裏面のシース電場によるポテンシャルが大き く変化しないのであれば,加熱時の酸素イオン O⁶⁺は非加 熱時の水素イオン同様,先立つイオンによって遮蔽される ことなく,最も効率良く加速されていることが示される. つまり,加熱表面処理により,表面吸着物が脱離するとと もに安定で薄いチタン酸化膜が露出し,シース電場により 高効率に加速されたことが示唆される.加熱時の酸素イオ ンO⁶⁺のエネルギースペクトルがよく知られる TNSA のイ オンスペクトルと異なり準単色構造を有していたことも, チタン酸化膜が非常に薄いためそれに応じてエネルギー領 域が限定されていたと考えられる.

4.6 まとめと今後の展望

TNSA によるレーザーイオン加速は、現在研究されてい る他の高強度レーザーイオン加速の中で最も確立したイオ ン加速手法であり、そのイオンビームの質も比較的良好で あり、量子メスをはじめとしたイオンビーム利用への期待 が大きい. CWレーザー加熱の表面処理を施すことにより、 チタン薄膜標的の表面吸着物を脱離させながら、酸化膜を 露出させることで従来の固体標的を用いた TNSA では困 難であった酸素イオンの高効率加速に成功した.

今後は,酸素イオン同様にマルチイオン照射の候補とな りうる窒素イオンを薄い窒化膜を有する固体標的で検証す ることや実用をより見据えた10Hz等の高繰り返し供給の 実証が重要になってくると考えられる.

謝 辞

本章を執筆するにあたって,量子科学技術研究開発機構・関西光科学研究所を中心とした多くの共同実験者の 方々のご助力をいただいた.また,本研究の一部は科研費 (16K17686) および JST 未来社会創造事業の支援を受けて 実施された.

参 考 文 献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. 56, 219 (1985).
- [2] C.N. Danson *et al.*, High-Power Laser Sci. Eng. 7, e54 (2019).
- [3] A. Di Piazza et al., Rev. Mod. Phys. 84, 1177 (2012).
- [4] A. Macchi et al., Rev. Mod. Phys. 85, 751 (2013).
- [5] E. Esarey *et al.*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
- [6] A.S. Pirozhkov et al., Sci. Rep. 7, 17968 (2017).
- [7] T. Ditmire et al., Radiat. Phys. Chem. 70, 535 (2004).
- [8] J. Maurer and U. Keller, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 54, 094001 (2021).
- [9] M. Roth and M. Schollmeier, Proc. 2014 CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration 1, 231 (2016).
- [10] T.E. Cowan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004).
- [11] J. Fuchs et al., Phys. Rev. Lett. 91, 255002 (2003).
- [12] L. Willingale et al., Phys. Rev. Lett. 96, 245002 (2006).
- [13] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 103, 165002 (2009).
- [14] M. Hegelich et al., Phys. Rev. Lett. 89, 085002 (2002).
- [15] M. Allen et al., Phys. Rev. Lett. 93, 265004 (2004).

- [16] G. Hoffmeister *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beams **16**, 041304 (2013).
- [17] P. Sommer *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 054002 (2018).
- [18] D. Jung et al., Phys. Plasmas 20, 083103 (2013).
- [19] H. Kiriyama et al., Opt. Lett. 43, 2595 (2018).

- [20] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Lett. **45**, 1100 (2020).
- [21] A.S. Pirozhkov *et al.*, Opt. Express **25**, 20486 (2017).
- [22] K. Kondo *et al.*, Crystals **10**, 837 (2020).
- [23] N.P. Dover et al., Phys. Rev. Lett. 124, 084802 (2020).

小特集 ナノ秒およびフェムト秒レーザー生成プラズマで駆動する重イオン源とイオンビーム輸送 フェムト秒レーザー生成プラズマ駆動イオン源からの イオンビーム輸送

5. Ion Beam Transportation from Femto-Second Laser-Plasma Driven Ion Source

榊 泰 直^{1,2)}, 宮 武 立 彦^{1,2,3)}

 SAKAKI Hironao^{1,2)} and MIYATAKE Tatsuhiko^{1,2,3)}

 ¹⁾量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所,²⁾九州大学大学院 総合理工学府,³⁾学振特別研究員(DC1)

 (原稿受付:2022年3月4日)

量子科学技術研究開発機構・関西光科学研究所は、これまで培ってきたフェムト秒領域の高強度レーザー加速の技術を応用し、現在推進中の量子メスプロジェクトの入射器部分の開発を行っている。入射器は、高エネル ギーイオン発生部とイオンビーム輸送系の2点の開発が求められる。本章では、レーザー駆動イオン加速におい て、ビーム軌道方程式で必要となるパラメータであるパービアンスとビームエミッタンスの重要性を示している。

Keywords:

laser-driven ion acceleration, beam transport, emittance, perveance

5.1 はじめに

これまでに,高エネルギーの重いイオンが持つ高ブラッ グピークと体内通過中の散乱の少なさに起因する腫瘍への 高い線量集中特性を利用した重粒子線治療の臨床研究が,

量子科学技術研究開発機構(以下,量研)放射線医学総 合研究所にて進められ,がん細胞の殺傷効果および治療後 の生活の質の高さが示されてきた[1].そして,これまで に蓄積された臨床データをもとに,2003年以降は先進医 療,2016年からは一部部位への公的保険が適用され,一般 への普及の医療基盤ができているが,重粒子線治療に用い る粒子加速器装置は,装置のフットプリントが巨大である 点が問題となっている.そのため,人口の多い都市部にあ る既存の医療施設内に設置が困難であり,都市部において 重粒子線治療のさらなる普及をめざすには装置の小型化が 不可欠である.

現状,重粒子線治療に利用されている粒子加速器は粒子 の加速には,正負の電場極性が高い繰り返しで周期的に変 化する加速電場生成器(空胴共振器)が利用される.粒子 加速器の最上流にあるイオン源にて生成された低速炭素イ オンを,空胴共振器にて高エネルギーに加速していくに は,イオン源に近くなるほど駆動周波数が低い空胴共振器 を利用し,効率的な加速電場位相に乗るように段階的にイ オンを加速していかなければならない.一方,共振空洞に はキルパトリックの経験則[2]により,駆動周波数で決定 される放電限界が存在し,空胴共振器の駆動周波数が低く なるにつれ放電限界が下がることが知られている.そのた め,イオン源近辺に設置される低い周波数の空胴共振器で は、放電を避けるため数MV/m以下の加速電場勾配しか得 られない.イオン源で引き出された炭素イオンを入射器と して必要な5MeV/核子まで加速するには、空胴共振器の 長さを数m以下にすることが困難であるが、現在の高周波 加速を用いる入射器の小型化は、このキルパトリック則よ り原理的な限界がある.

そのような状況の中,フェムト秒領域の高強度レーザー の進歩とともに,西暦2000年頃からレーザー光によってつ くられる~TV/mにも到達するような加速電場勾配にてイ オンを加速する手法が発見され[3,4],粒子加速器を小型 化するブレークスルー技術として世界各国で基礎研究が進 んだ.レーザー駆動イオン加速とは,レーザーシステムが 発生するレーザー光を,空間的・時間的に絞りこみ 10²⁰ W/cm² レベルに到達させターゲット薄膜に照射する ことで,レーザー光の電磁場をイオン加速電場に変換し て,炭素イオンをμmのオーダーでMeV領域まで加速する 手法である.量研では,このレーザー駆動イオン加速技術 と超伝導シンクロトロンを組み合わせることで,都市部に 位置する中核病院で重粒子線がん治療を実施できるような 革新的な小型重粒子線治療装置を「量子メス」プロジェク ト[5,6]と名付けて装置開発を始めた.

量研・関西光科学研究所(以下,関西研)では、これま で培ってきたフェムト秒領域の高強度レーザー技術を応用 し、レーザー駆動イオン加速の研究を国内外において先駆 的に進めており、量子メスにおいては超伝導シンクロトロ ンへの炭素入射部開発を担う.本章では、まず、既存の粒 子加速器で利用されている、多価重イオン生成用電子サイ

Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan

corresponding auhtor's e-mail: sakaki.hironao@qst.go.jp

クロトロン共鳴型 (Electron Cyclotron Resonance: ECR 本稿ではプラズマ・イオン源と呼ぶ)などのプラズマ・イ オン源によるプラズマから,ビーム軌道方程式までの成り 立ちを示した上で,レーザー駆動イオン加速の特徴的な ビームを用いた入射器を設計する場合の検討課題を考えて いく.

5.2 プラズマ物理とビーム軌道方程式 5.2.1 プラズマ・イオン源に関する電流モデル式

プラズマ・イオン源は、プラズマ部と引き出し部から構成される.それぞれには、イオン源から電流を引き出す上で必要な物理過程が理解されており、(1)式のイオン飽和電流則[7]および(2)式のチャイルド・ラングミュア則[8,9]が成り立つ.

$$I_{\rm pl} = \pi \left(\frac{a}{2}\right)^2 \cdot Ze \cdot n_{\rm i} \left(\frac{k_{\rm B}T_{\rm e}}{m_{\rm i}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \tag{1}$$

$$I_{\rm ex} = \pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2 \cdot \frac{4\varepsilon_0}{9} \left(\frac{2Ze}{m_{\rm i}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \cdot (1 - \gamma^2 \cdot f_{\rm e}) \qquad (2)$$

a:引き出し部口径, Z:イオン価数, e:素電荷量, n_i : イオン密度, k_B :ボルツマン定数, T_e :プラズマ電子温 度, m_i :イオン質量, ϵ_0 :真空中誘電率, V:引き出し電 圧, d:電極間距離, γ :ローレンツ因子, f_e :ビーム長さ 当たりの総イオン価数と電子数の比で電荷中和係数になっ ている.イオン源から連続的にイオンビームが引き出され るには,式と式が等しくなければならないため,式を等号 で結んで整理すると[10],

$$\frac{d \cdot T_{e}^{\frac{1}{4}} \cdot n_{i}^{\frac{1}{2}}}{(1 - \gamma^{2} \cdot f_{e})^{\frac{1}{2}} \cdot V^{\frac{3}{4}}} = \frac{2^{\frac{5}{4}}}{3} \cdot \exp\left(\frac{1}{4}\right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_{0}}{Ze}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{k_{B}}{Ze}\right)^{-\frac{1}{4}}$$
(3)

右辺を定数項だけにまとめると,

$$\frac{d \cdot T_{\rm e}^{\frac{1}{4}} \cdot n_{\rm i}^{\frac{1}{2}} \cdot (Ze)^{\frac{1}{4}}}{(1 - \gamma^2 \cdot f_{\rm e})^{\frac{1}{2}} \cdot V^{\frac{3}{4}}} = 0.7735 \cdot \frac{\varepsilon_0^{\frac{1}{2}}}{k_{\rm B}^{\frac{1}{4}}} = \text{const.}$$
(4)

となる.これから,例えば,「電子温度を上げるなら引き 出し電圧も上げる必要がある」,「イオン価数が大きくなれ ば,価数を中和させるか電圧を上げていかなければビーム が引き出されない」というように,プラズマ・イオン源か らビームを引き出すに当たって「イオン源に関する制御パ ラメータは独立に操作できない」という物理的な制約が理 解される.

5.2.2 パービアンス,エミッタンス,ビーム輝度

引き出されたビームが輸送される際には、ビーム自身が 作り出す空間電荷を考慮する必要があり、(5)式で示され る一般化パービアンス K がパラメータとして定義される [11].

$$K = \frac{I \cdot (1 - \gamma^2 \cdot f_e)}{V^{\frac{3}{2}}} \cdot \left[\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 \left(\frac{2Ze}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}}\right]$$
(5)

なお, *I*:電流量である.パービアンスの定義より,電流値 およびイオン価数が高く,引き出し電圧およびイオン質量 が小さいほど空間電荷の影響が大きくなることがわかる.

また,ビーム品質を表す量として,(6)式にて示される ように引き出し部の半径 a と、イオンのプラズマの温度 Tiおよびビームエネルギーで規格化された2次元規格化エ ミッタンス ϵ_n (100%エミッタンス) が定義される. 輸送に おけるビーム形状の時間発展を解析する上で、イオンビー ムの空間電荷力をビーム輸送に取り入れたブラソフ方程式 の厳密定常解として唯一理解されている K-V ビーム分布 [12]をビーム解析に利用することが最適であるが、この分 布は「ビーム密度の空間分布は均一である」という条件に なっているため、密度分布が2次元ガウス分布のように なっている実ビームの評価に適用することは現実的ではな い.そこで、実際に計測されるビームのエミッタンスを表 現する Root Mean Square (RMS) エミッタンス [13] (規格 化エミッタンスにアクセント記号チルダをつけ *ɛ̃*ⁿ と表 現:(7)式)が一般的に利用されている. RMS エミッタン スを100%エミッタンスにするには係数4を乗ずる必要が ある[14].

$$\varepsilon_n = 4 \cdot \tilde{\varepsilon}_n = 2a \cdot \left(\frac{k_{\rm B} T_{\rm i}}{\gamma m_{\rm i} c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

$$\tilde{\varepsilon}_n = \beta \gamma \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2}$$
(7)

なお、 β :イオン速度と光速との比、c:光速である. RMS エミッタンスは、実験結果から簡単に求める方法[15,16] が提案されており、その解析方法が一般的に用いられてい る、イオンビームは大電流になればなるほどビーム内のイ オン間に生じる空間電荷による相互作用が作り出す非線形 力が、ビームのエミッタンスを増大させる.そのため、総 合的なビーム品質の定義は、エミッタンスと空間電荷 (ビーム電流量)によって以下で定義される輝度 B[17]が 用いられる.

$$B = \frac{2I}{\pi^2 \varepsilon_n^2} = \frac{I}{8\pi^2 \tilde{\varepsilon}_n^2} \tag{8}$$

輝度はビーム品質の尺度であり値が大きいほど優れた粒子 加速器であると言える.

引き出されたビームを下流にむけて,加速器真空ダクト などへの衝突を防ぎながらビームロスさせることなく輸送 するには,ビーム形状の変化の式(ビーム軌道方程式)が 必要である.ビームの空間電荷効果が考慮されたパービア ンス K と,ビームの層流性を表す RMS エミッタンスを用 いて,磁場集束がある場合の進行方向に対するビーム軌道 方程式は,(9)式のように表現できる.

$$r'' + k_0^2 r - \frac{K}{r} - \frac{16\tilde{\varepsilon}_n^2}{r^3} = 0$$
 (9)

r:ビーム半径, k₀:四極電磁石の長さと磁場勾配およ びビームの運動量で決まる値である.これらは,ビームの 初期分布に反映させた分布モデルが用いられる[17]. このように、「プラズマ物理の表現に用いられるイオン 密度 n_i やイオン温度 T_i 」という物理量が、(1)式・(6) 式を介して「ビーム物理で利用される、電流 I やエミッタ ンス ϵ 」という物理量に橋渡しされる。それらより、(4) 式から理解されるようなビームパラメータの物理的な制約 や(9)式が得られ、粒子加速器施設におけるビーム輸送系 の設計が可能となっている。

5.3 レーザー加速におけるビーム軌道方程式 5.3.1 レーザー駆動イオンのビーム品質

レーザー駆動イオン加速は、西暦2000年頃から高強度 レーザーの進歩とともに研究が進んだ研究分野である.本 誌においてもホットトピックとして、レーザー駆動イオン 加速をプラズマ物理の観点から議論する特集が過去に何度 か掲載されている[18,19]. 本章は、レーザー駆動イオン加 速ビームの応用に向けたビーム輸送を主眼にしている. そ のため、基礎的な説明は本誌の過去の特集を参考にしてい ただくことにして,ここではまず,応用する際に重要な 「ビーム品質」の尺度である(8)式の輝度にて、プラズマ・ イオン源(大電流負イオン源)からのビームとレーザー駆 動イオン加速からのビームを比較することから始める. 表1では数値にて、図1はそれをグラフ化して、様々な施 設の大電流のプラズマ・イオン源[20]とレーザー駆動イオ ン加速ビームの輝度の比較を示す.一般的なプラズマ・イ オン源の輝度は6~25程度の範囲であるが、レーザー駆動 イオン (TRIDENT: 18.7 J 600 fs 2×10¹⁹ W/cm² 陽子ビー ム 6.4 MeV-100 ps 幅と仮定) [21] では80,000程度と4桁 ほどビーム品質が良い.これは、ピーク電流が2桁多いに も関わらず、低エミッタンスビームになっているためであ る.このように、レーザー駆動イオン加速ビームはビーム 品質が高いために、レーザー駆動イオン加速に適合した ビーム輸送系を設計できれば、いままでに存在しないよう な大電流かつ集束させたマイクロサイズ・イオンビームを 作り出し,新たな応用を生む可能性がある.

5.3.2 レーザー駆動イオン加速における加速イオン分布

レーザー駆動加速による単位エネルギー幅当たりのイオン個数は、レーザー波長 λ (μ m)とレーザー強度I (W/cm²) で決まるポンデロモーティブ力によって決まる電子温度,

$$T_{\rm e} = m_{\rm e} C^2 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{I\lambda^2}{(1.37 \times 10^{18})}} - 1 \right)$$
(10)



図1 表1をグラフ化したもの.

Te を用いて,

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} = \frac{N_0}{\sqrt{2Ek_\mathrm{B}T_\mathrm{e}}} \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{k_\mathrm{B}T_\mathrm{e}}}\right) \tag{11}$$

と表現できる[22]. プラズマ物理モデルとして表現されて いるこれらのイオン分布を, ビーム輸送モデルである(9) 式に橋渡し、ビームの時間発展を解析しなければならな い. ただし(9)式で表現されるイオンビームは、単一エネ ルギーで連続的に電流が流れていること(平均電流)を ベースにしたモデル式であり、レーザー駆動加速イオン ビームのように、初期分布でエネルギーがブロードで、か つ様々なイオン価数・イオン核種・電子が混在し、ピーク 電流値が大きいというような特徴をもつビームにおいて, ビーム輸送時の粒子分布の時間発展を解析的に理解するに は、(9)式中のパービアンスおよびエミッタンスをレー ザー駆動イオン加速においてどのように表現させて使用す るべきかを検討しなければならない.図2は、ビーム輸送 で必要となるモデル式をプラズマ・イオン源(a)とレー ザー駆動イオン加速(b)と比較したものが示されている が,(b)において(9)式で必要なパラメータをそれぞれ レーザー駆動に応じた初期ビーム分布にモデル化する必要 がある.

5.4 レーザー駆動イオン加速ビーム伝送実験

上記のように軌道方程式を用いたビーム輸送の設計にお いては、レーザー駆動イオン加速ビームの初期ビーム分布 におけるパービアンスとエミッタンスの2つのパラメータ

表1	大電流イ	オンビー	ムの輝度の比較

	Facility	Extraction Vltage (kV)	Peak Current (mA)	Normalized RMS Emittance (πmm-rad)	Brightness (mA/(mm-mrad) ²)	Perveance (Peak current)
Plasma Ion Source	SNS	60	60	0.25	12.159	0.129
	J-PARC	50	40	0.225	10.008	0.113
	BNL	35	100	0.4	7.916	0.483
	FNAL	35	80	0.2	25.332	0.386
	LANL	80	18	0.2	5.700	0.025
	CERN	45	45	0.3	6.333	0.149
Laser	TRAIDENT	6400	11111	0.042	79,780	0.022



図2 プラズマ・イオン源(a)とレーザー駆動イオン加速(b)の ビーム軌道方程式の比較.

を把握しなければならない. そのため,レーザー駆動イオ ン加速ビームの応用を考えた研究開発を進めているグルー プは,電場レンズや4重極磁石や偏向磁石などを設置する などしてビーム輸送実験[23-25]を行い,輸送系の設計に 必要なエミッタンス[26,27]およびビーム輸送時の空間電 荷効果[28]を評価する試みを行っている.ここでは,量研 関西研で得られた結果を示す.

5.4.1 伝送実験による空間電荷効果の影響評価[29]

レーザー駆動イオン加速ビームの応用には,発生したイ オンを4重極磁石や高周波空洞により集群させるなどの制 御を行い,イオンを最大限利用可能とするビーム輸送系が 伴わねばならない.よって,プラズマ・イオン源が用いら れる既存粒子加速器のビーム輸送系のように,レーザー駆 動イオン加速を用いたシステムにおいても,ベンチマーク 試験済みの手法を確立し,設計どおりのビーム性能が出せ るようにしなければならない.そこで,レーザー駆動イオ ン加速ビームのビーム輸送系を構築し,その結果を一般的 な粒子加速器設計で用いられる,空間電荷効果が考慮され た設計コード PARMILA[30]にてシミュレーション解析 することで,レーザー駆動イオン加速ビームへの適用時の 課題などを検討した.

実験は、量研関西研の J-KAREN レーザーシステム[31] にて生成される 10¹⁹ W/cm² のレーザーを, 12.5 µm 厚さの ポリイミドテープに照射することで発生する最大エネル ギー 2.2 MeV の陽子ビームを用いて行われた. 陽子ビーム は、まず3つの永久4 重極磁石 (PMQ)-55 T/m (50 mm 長) + 40 T/m (50 mm 長) + 60 T/m (20 mm 長)-を通過し, 80 MHz-115 kV の位相回転空洞[32]へ導かれる. そし て、偏向磁石によりエネルギー選別が行われ2 MeV の陽子 ビームが切り出され、最終的にシンチレータと光電子増倍 管で構成された飛行時間計測器(TOF monitor)にてエネ ルギースペクトルが得られる.図3に、実験の鳥瞰図 (a, b), および PMQ だけをもちいて b-1 の場所で得られた 陽子エネルギースペクトル (図3-c), PMQ+位相回転+ 偏向磁石を用いて得られた b-2 の場所での陽子エネルギー スペクトル (図3-d) を示す. PMQ だけのエネルギースペ クトルでは、ショット毎の揺らぎが大きいが、PMQ+位相 回転+偏向磁石のシステムを利用すれば、ショット毎の揺



図3 ビーム輸送実験の鳥観図(a,b),および PMQ だけの時に得られたエネルギースペクトル(c), PMQ+RF Cavity+Bending Magnet を用いた時に得られたエネルギースペクトル (d).

らぎが制御されて安定的にビームが輸送されていることが わかる.

出発点付近で実測されたレーザー駆動陽子ビームは,エ ネルギーが 2.0 MeV 近辺にてピーク電流で 8 A (ビーム幅 を 1 ps と仮定)というものであった.そこで PARMILA にて 8 A でビーム輸送を行ったが電流量が多すぎて空間電 荷効果力にて発散し,実測とは異なる結果が得られた.

実際に計測された形状に適合させるように PARMILA での電流パラメータを変化させていくと、8Aより3桁ほ ど低い5mAという値で一致した.この理由は、レーザー 駆動イオンビームは電子が共動しているために、空間電荷 効果による発散が大きく抑えられ、上述した空間電荷効果 のパラメータであるパービアンスにおける「総イオン価数 と電子の個数比 *fe*」のパラメータが大きく寄与し、ビーム の電荷が中和されているためであると考える.ここまでの 議論は、陽子ビームによる結果から行われたものである が、量子メスでは、陽子よりイオン価数が高い炭素を用い るため、この議論をさらに複雑にすることが考えられるた め、炭素ビームの輸送における空間電荷効果の影響を検証 しなければならない.

5.4.2 ビームエミッタンス評価の簡易実験

次に、輸送方程式におけるエミッタンス評価についての 課題を把握するために、量研関西研のレーザーエネルギー 0.44 J (on target) パルス幅 80 fs,集光強度 4×10^{18} W/cm² のレーザーシステムを利用して簡易的な実験が行われた. 照射ターゲットは、5 µm 厚さのポリイミドテープとし、 TNSA メカニズムで加速される陽子ビームを、偏向磁石 (180 mT) による 90 keV エネルギー選別を行った上でエ ミッタンスモニタ (100 µm ϕ で 3 mm 間隔のペッパーポッ ドとシンチレータ、16ビット EM-CCD カメラの組み合わ せ) で計測する. 1ショット当たりの発光輝度が小さすぎ たために、今回は200ショット積算している.

計測システムの概要,および計測されたペッパーポッド 画像と,ペッパーポッド画像のY軸方向を位相空間図に変 換したものを示す(図4).

ビームは偏向磁石を用いてターゲット点から 210 cm 下 流のペッパーポッドに届いているが,位相空間図において



図 4 エミッタンス計測の概要図(a)と,実際に得られたペッ パーポッド画像(b),および(b)から求められた位相空間図 (c).

は角度 (y') においてレーザー駆動加速ビームがターゲッ ト地点で最初から持っている発散角成分 ϕ が計測されてい る. y' から発散角成分を差し引いた角度成分の揺らぎが, 「ビームがレーザーとの相互作用で生じた熱揺らぎ,およ びビーム輸送中に生じた非線形揺らぎ」の成分になるが, その成分はビーム軸中心付近の全幅で θ =13 mrad 程度で あった.ターゲット地点での初期のビームのスポット径の 最小値を ρ =250 µm[33]と仮定し,90 keVの陽子は $\beta\gamma$ =0.014 なので,それらの値から位相空間面積を求める ことで規格化 RMS エミッタンスを

$$\tilde{\varepsilon}_n = \frac{\varepsilon_n}{4} = \beta \gamma \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{\theta}{2} \cdot \frac{\pi}{4}$$
(12)

(12)式から求めると、レーザー照射点での規格化 RMS エ ミッタンスは最小で 0.009 mm-mrad と推測できる.この値 は、表1で示されるように一般的なプラズマ・イオン源よ り1桁以上良い値である(他所の報告でも、一般的にレー ザー駆動イオン加速は、プラズマ・イオン源より1桁程度 良いエミッタンスである[21]).量子メスでは、陽子より イオン価数の高い炭素において、プラズマの加熱時の熱揺 らぎや輸送中の非線形揺らぎによる不安定性を抑えて、エ ミッタンスがどの程度制御できるかを、レーザーパラメー タやターゲットパラメータとの相関を見ながら体系的に検 証する必要がある.

5.5 まとめと今後の展開

本章では,従来型のプラズマ・イオン源についてのモデ ル式を整理することで,プラズマ・イオン源ではプラズマ 物理からビーム物理への基礎から応用への橋渡しが行われ ていることを述べた上で、レーザー駆動イオン加速での輸送系設計における課題を示した.今後は、実験的にエミッ タンスおよびパービアンスに寄与するデータを体系的に取 得し、量子メスにおけるレーザー駆動で炭素イオンビーム を生成した際の輸送系設計のための一般化モデルを確立し ていきたい.

謝 辞

本論文を執筆するにあたって,量研関西研の多くの共同 実験者の方々のご助力をいただいている.また,本研究は JST 未来社会創造事業,JPMJMI17A1の支援を受けて実施 されている.

参 考 文 献

- [1] https://www.nirs.qst.go.jp/hospital/
- [2] W.D. Kilpatrick, Rev. Sci. Instrum. 28, 824 (1957).
- [3] S.P. Hatchett et al., Phys. Plasmas 7, 2076 (2000).
- [4] S.C. Wilks et al., Phys. Plasmas 8, 542 (2001).
- [5] K Noda, J. Phys., Conf. Ser. 1154, 012019, (2019).
- [6] 白井敏之:日本原子力学会誌 60,739 (2018).
- [7] Sin-Li Chen et al., J. Appl. Phys. 36, 2363 (1965).
- [8] C.D. Child, Phys. Rev. (Series I) 32, 492 (1911).
- [9] I. Langmuir, Phys. Rev. 2, 450 (1913).
- [10] J. Ishikawa et al., J. of Appl. Phys. 53, 6018 (1982).
- [11] J.D. LAWSON, Part. Accel. 1, 41 (1970).
- [12] I.M. Kapchinskij and V.V. Vladimirskij, Proc. Int. Conf. High Energy Accelerators, CERN, 274 (1959).
- [13] F.J. Sacherer, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 1105 (1971).
- [14] P.M. Lapostolle, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 1101 (1971).
- [15] M.J. RHEE et al., Part. Accel. 20, 133 (1986).
- [16] M. Zhang, FERMILAB-TM-1988 (1996).
- [17] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams* (Wiley-VCH, 2008).
- [18] 大道博行:プラズマ・核融合学会誌 81,4,261 (2005).
- [19] 西内満美子:プラズマ・核融合学会誌 88,1,5 (2012).
- [20] Dan Faircloth et al., New J. Phys. 20, 025007 (2018).
- [21] F. Nurnberg et. al., Rev. Sci. Instrum. 80, 033301 (2009).
- [22] J. Fuchs et al., Nat. Phys. 2, 1, 48 (2006).
- [23] M. Schollmeier et al., PRL 101, 055004 (2008).
- [24] M. Nishiuchi et al., Appl. Phys. Lett. 94, 061107 (2009).
- [25] H. Sakaki et al., Appl. Phys. Exp. 3, 12 126401 (2010).
- [26] Minjian Wu *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **955**, 163249 (2020).
- [27] M.J. Wu et al., Phys. Rev. Accel. Beams 23, 031302 (2020).
- [28] Husam Al-Omari *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **981**, 164523 (2020).
- [29] M. Nishiuchi *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 13, 071304 (2010).
- [30] https://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_PMI. phtml
- [31] H. Kiriyama et al., Opt. Lett. 35, 1497 (2010).
- [32] S. Nakamura et al., J. J. Appl. Phys. 46, L717 (2007).
- [33] J. Schreiber et al., Appl. Phys. B 79, 1041 (2004).

小特集執筆者紹介



近藤康太郎

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 光量子科学研究部 主任研究員.東京工業大学 大学院 総合理工学研究科 博士後期課程修 了.現在,主に粒子加速を含めた広帯域超短パ

20

ルスレーザーがつくる高強度場と物質との相互作用の研究に 取り組んでいます.いろいろな場所めぐりの再開を期待しな がら,特に食べること,音楽に浸ることを研究とともに楽しん でいます.



ma tà thu 金末 猛

米国ブルックヘブン国立研究所 Physicist. 2011年九州大学工学府エネルギー量子工学専 攻博士課程修了.レーザーアブレーションを 利用したイオン源と粒子加速器の研究に従事

しています. 最近ようやく少しずつ旅行に行き始めました. 今 年中に一度台湾を訪れたいです.



岡村昌宏

ブルックヘブン国立研究所 ソースグループ リーダー 研究員,東京工業大学ゼロカーボン エネルギー研究所 特任教授.年に一月ほど忘 年会のシーズンに合わせて東工大に伺ってい

ます.あとはお花見のシーズンに日本の大学で勤務できると 良いのですが.BNLで稼働しているLIONは主に日本人の学生 さんたちと若手研究者の手によって研究がすすめられ,実用 化されました.当時BNLのポスドクだったQSTの近藤康太郎 さんもその一人です.



いけ だ しゅんすけ池田峻輔

 $\sim \infty$

米国ニューヨーク州, ブルックヘブン国立研 究所, Associate Physicist. 2016年東京工業大 学創造エネルギー専攻博士過程修了. 主に レーザーイオン源と RFQ 線形加速器の研究に

従事しています. 最近の関心ごとは昨年生まれた息子です.

-00



泰直

榊

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 光量子科学研究部 上席研究員.京都大学博士 (情報学).主に数理工学手法を用いた荷電粒 子ビームの高精度計測および制御手法につい

て研究対象としている.「日本の里山を100年後まで残したい」と考えて,奈良県内の休耕田を復活させる活動を,家族(ヤギ6頭含む)で挑戦しています.



^{みや たけ たつ ひこ} 宮武立彦

九州大学大学院総合理工学府博士後期課程 在学,日本学術振興会特別研究員(DC1),量 子科学技術研究開発機構リサーチアシスタン ト.レーザー駆動イオン加速機構によるイオ

ンビームの診断・輸送に関する研究を行っております. 革靴 が趣味で,最近ずっとあこがれていた一足を購入しました が,履く勇気が出ず置物と化しています.