

# 高電離イオンビームのためのレーザーアブレーションイオン源 LASER ABLATION ION SOURCE FOR HIGHLY CHARGE-STATE ION BEAMS

宗本尚也<sup>#, A,B)</sup>, 高倉直人<sup>C)</sup>, 高野進<sup>B)</sup>, 高山健<sup>A,B),D,E)</sup>  
Naoya Munemoto<sup>#, A),B)</sup>, Naoto Takakura<sup>C)</sup>, Susumu Takano<sup>B)</sup>, Ken Takayama<sup>A,B,D,E)</sup>

<sup>A)</sup> Tokyo institute of Technology, <sup>B)</sup> High Energy Accelerator Research Organization, <sup>C)</sup> Nagaoka University of Technology, <sup>D)</sup> The Graduate University for Advanced Studies, <sup>E)</sup> Tokyo City University

## Abstract

KEK Laser ablation ion source (KEK-LAIS) has been developed to generate highly ionized metal ions and fully ionized carbon ions since 2012. Laser ablation experiment has been carried out by using Nd-YAG laser (0.868 J/pulse, 10 ns) at the KEK test bench. Basic parameters such as momentum spectrum and plasma current, have been obtained. Experimental results are compared with the existing results, which had been obtained by Munemoto at BNL. In addition, a plan of the future experiment are discussed.

## 1. はじめに

KEK デジタル加速器 (KEK-DA) <sup>[1]</sup> は大型の入射器を用いない速い繰り返し誘導加速シンクロトロンである (Figure 1 参照)。全ての種類のイオンが加速可能である。現在イオン源として ECR イオン源を用いており、低価数気体由来イオンを供給している<sup>[2]</sup>。金属イオンの期待も高く金属イオン源の実現が待たれている。

近年普及が始まった重粒子線癌治療施設の高周波シンクロトロンの炭素線駆動装置に代わるものとして誘導加速シンクロトロンが設計された<sup>[3]</sup>。この加速器は RFQ、DTL、ストリッパの使用を前提としていないので、イオン源で生成された時に完全電離した炭素イオンである事が望ましい。以上の要求に応え得るイオン源の実証が求められている。

高電離イオンを安価、容易に生成する手段として Laser abrasion ion source (LAIS) の開発を 2012 年に開始した。LAIS は大強度のイオンビームを生成可能である事がこの開発研究でも、その他内外の先行研究の中でも実証されつつある<sup>[4]</sup>。LAIS ではレーザーと標的物質の相互作用によりプラズマを生成し、これを引き出し電極までドリフトさせ、数十[kV]の電圧差をプラズマに与える事によりイオンビームを生成する。

2013 年に BNL との共同で BNL イオン源テストベンチで二種類の Nd-YAG レーザー (Quantel Brilliant b: 1064 [nm],  $\tau=6$  [ns],  $E=750$  [mJ]; Ekspla  $\tau=150 \sim 550$  [ps],  $E=500$  [mJ]) を用いてグラファイト標的と炭素アモルファス標的を用いた実験を行った<sup>[4]</sup>。2014 年には KEK に専用のイオン源テストベンチを構築し、BNL における実験データの再現を目標に実験を進めている。本発表では KEK-LAIS のテストベンチにおいて SL-800 レーザーを用いグラファイト標的に照射し得た結果と先行する BNL での実験結果とを比較したものを報告する。

<sup>#</sup> munemoto.n.ad@m.titech.ac.jp

先ず、Table 1 に KEK-DA の実用レベルのイオン源とし要求仕様を列記する。

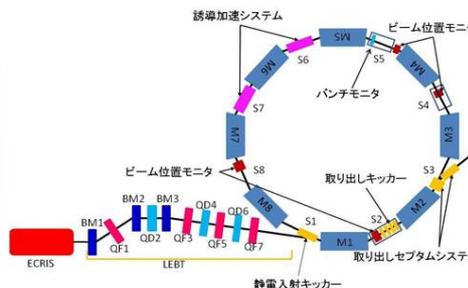


Figure 1: KEK-DA layout.

Table 1: Requirement from the KEK-DA for Ion Source

Operation	CW 10 Hz
Beam emittance	< 50mm mrad at 200kV
Pulse length	A few $\mu$ s
Particle number	$10^8$ per pulse

## 2. 実験装置

Figure 2 は KEK-LAIS チェンバーのレイアウトである。チェンバー内には光学系とターゲット系が設置されている。ターゲットはグラファイト標的 (IG-110) を用いており粒子密度は  $1.77$  [g/cm<sup>3</sup>] で均質な微細結晶粒構造である。光学系はレーザー光は反射防止膜付き BK7 窓 ( $\phi 40$  [mm]) を通過した後ミラー ( $\phi 30$  [mm]) で反射し、集光レンズ ( $\phi 25$  [mm],  $f=100$  [mm]) で集光される。レーザー光のターゲットへの入射角は 30 度である。これらの光学系は発生するプラズマによる汚染を防ぐため薄い金属性のシールドにより保護されている。ターゲット上のスポットサイズは集光レンズ調節ハンドルで集光レンズの位置を変化させ、ファラデーカップでプラズマの Time of

flight (TOF)を最小にするような位置を選んだ (Figure 3 参照)。即ち、得られる粒子速度が最大になる様に、レーザーの収束パラメーターを実験的に決定した。

KEK-LAIS テストベンチの概略図を Figure 3 に示す。用いた実験装置は LAIS チャンバーに加え、ソレノイドガイド系、ファラデーカップ測定系、静電アナライザーからなる。実験時の真空度はプラズマチャンバー $2 \times 10^{-6}$  [Torr]、ファラデーカップ設置チャンバーにおける真空度は  $3 \times 10^{-5}$  [Torr]であった。用いたレーザーは Spectron Laser system 社製 SL800 Nd-YAG レーザー ( $\lambda=1064$  [nm],  $\tau=10$  [ns],  $E=868$  [mJ])である。このレーザー光をガウシアンビームと仮定し以下の式<sup>[5]</sup>を用いてスポット径とレーザーエネルギー密度が計算できる

$$d_0 \approx M^2 \frac{2f\lambda}{D} \quad (1)$$

$$I_0 = \frac{2P}{\pi d_0^2} \quad (2)$$

$d_0$ : スポット直径,  $f$ : 焦点距離,  $\lambda$ : 波長,  $D$ : 入射ビーム直径

$I_0$ : レーザーエネルギー密度,  $P$ : レーザーパワー

$M^2$ : ガウシアンビームの場合は1

集光した照射部のレーザーパワー密度は理想的な状態に於いて  $7.8 \times 10^{12}$  [W/cm<sup>2</sup>]程度である。ターゲットは x-y ステージに取り付けられ照射毎に 1 [mm]移動させる事により常に新しい標的面にレーザー照射を行った。

イオン電流測定装置としてファラデーカップを用いており時定数は  $\tau=0.1$  [ $\mu$ s]である。ファラデーカップの開口径は直径 1 [cm]であり、バイアス印加電圧として -50 [V]を印加している。ファラデーカップとターゲットとの距離は 2.6 [m]である。ファラデーカップ電流をオシロスコープで測定する際、トリガー信号として PIN フォトダイオード(遮断周波数=200 [MHz])で受光したレーザー散乱光を用いている。

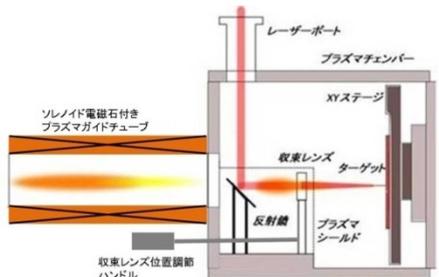


Figure 2: KEK LAIS plasma chamber layout.

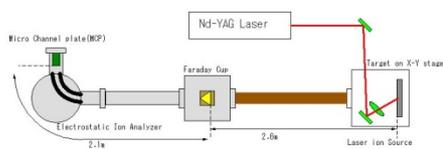


Figure 3: Set-up of the KEK LAIS experiment.

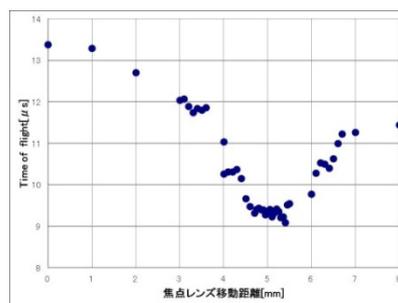


Figure 4: Time of flight vs. focal lens position.

### 3. 実験結果

#### 3.1 解析手法

以下に述べられる測定データはビーム電流と TOF をターゲットから 1 [m]の距離における数値に以下の関係式を用いスケールして表している。

$$T \sim L \quad (3)$$

$$N \sim 1/L^2 \quad (4)$$

$$I \sim 1/L^3 \quad (5)$$

$T, N, I, L$  は順にターゲットからファラデーカップに粒子が到達する時間、粒子数、電流量、ターゲットからファラデーカップまでの距離を表している。

#### 3.2 実験結果と考察

Figure 5, Figure 6 はファラデーカップで測定した時間の関数としてのプラズマ電流、以下の式に表されるドリフトエネルギー

$$E_{Drift} = \frac{A}{2} mc^2 \frac{1}{c^2} \left( \frac{L}{T} \right)^2 = \frac{A}{2} mc^2 \beta^2 \quad (6)$$

$A$ : 質量数,  $mc^2$ : 939[MeV],  $c$ : 光速,

$L$ : ターゲットからファラデーカップまでの距離,

$T$ : Time of flight,  $\beta$ : 相対論的ベータ

に対するプラズマ電流である。プラズマ電流密度は  $18.8$  [mA/cm<sup>2</sup>], 粒子到達時間は  $3.28$  [ $\mu$ s], パルス幅(半値幅)は  $0.85$  [ $\mu$ s], 中心エネルギー $3.57$  [keV], エネルギー幅は半値幅で頂点部分のエネルギーから  $+1.05 \sim -0.56$  [keV]である。それに対し、過去 BNL での実験の中で Quantel Brilliant を用いて得られた同種の波形が Figure 7, Figure 8 である。ファラデーカップで測定した時間に対するプラズマ電流、ドリフトエネルギーに対するプラズマ電流である。プラズマ電流密度は  $25.0$  [mA/cm<sup>2</sup>], 粒子到達時間は  $1.65$  [ $\mu$ s], パルス幅(半値幅)は  $0.61$  [ $\mu$ s], 中心エネルギー  $8.28$  [keV], エネルギー幅は半値幅で頂点部分のエネルギーから  $+3.07 \sim -1.16$  [keV]である。また価数割合は Figure 9 に示される。これはターゲットから 2.6 [m]離れたファラデーカップ(バイアス電圧:-3 [kV], 3.6 [m]離れた静電アナライザーに取り付けられ

た二次電子増倍管で観測したものである。  
ここで KEK と BNL で得られたデータを比較する。

$$T_e[eV] = 100 \left( \frac{\bar{Z}P}{d[mm]} \right)^2 \quad (7)$$

$$E_{kin}^{max} \approx \frac{15}{2}(Z+1)T_e[eV] \quad (8)$$

$T_e$ : 電子温度,  $Z$ : 価数,  $\bar{Z}$ : 平均価数,  $d$ : スポットサイズ

以上の式<sup>[6]</sup>を用い、Quantel laser ( $P=125$  [MW]) の結果より  $E_{max}=17$  [keV], SL-800 laser ( $P=86.8$  [MW]) の結果より  $E_{max}=5.4$  [keV]とし、スポット径を求めると前者が  $d=0.39$  [mm], 後者が  $6.98$  [ $\mu$ m]であった。この事より同様のパワーを持つレーザーであるにもかかわらず SL-800 laser は十分に集光されていない事が分かる。

Figure 10 がレーザーを感熱紙に感光させたレーザープロファイルである。このビーム形状はガウシアン分布ではない。また、(1)で求めたスポット径と  $d=0.39$  [mm]を比較すると 20 倍であり、 $M^2 \gg 1$  となりビームクオリティーが悪い事が分かる。以上の事より集光した時レーザーパワー密度が低くなる。

またファラデーカップ設置チェンバー付近の真空度は  $3 \times 10^{-5}$  [Torr]であり、まだ十分な真空度に達していない。プラズマと残留ガスとのリコンビネーションが影響すると考えられる。電離プラズマ中の価数が下げられるであろう。これを明らかにするため BNL の計測データ (Figure 7, Figure 8, Figure 9)を用い、参考文献に挙げる炭素イオンの電子捕獲断面積<sup>[7],[8],[9]</sup>を用いて、下記レート方程式に従って計算を実行し、一定の評価を行った。

$$\frac{di_{C_j^+}}{dt} = -K_{j \rightarrow j-1} n i_{C_j^+} v + K_{j+1 \rightarrow j} n i_{C_{j+1}^+} v - \frac{3\alpha}{v^3} (t-t_0)^{-4} \quad (9)$$

$$n[cm^{-3}] = 3.29 \times 10^{16} P[Torr] \quad (10)$$

$$i_c = \sum_{j=1}^{j=6} i_{C_j^+} \quad (11)$$

$n$ : 残留粒子密度 ( $H$ を仮定),  $P$ : 圧力[Torr]

$i_{C_k^+}$  ( $k=1, 2, \dots, 6$ ):  $k$  価の電流密度[mA/cm<sup>2</sup>]

$i$ : 全電流量

$K_{j \rightarrow j-1}$ : 電子捕獲断面積 ( $j=1, 2, \dots, 6$ ),

$v$ : ビーム速度[cm/s]

レート方程式の第一項が電子捕獲によるロス、第二項が上の価数から下の価数への増加、第三項はプラズマ膨張によってファラデーカップ口部に相当する断面から逃げていく量を表す (式(3),(4),(5)参照)。

ただし、電子剥離による変化は低エネルギー領域での断面積が小さいので無視できる。式(3),(4),(5)の効果によるプラズマ膨張による電流量の減少((10)式の最後の項)は考慮していない。比較として用いた真空度のパラメータは Figure 11 が  $P=3 \times 10^{-5}$  [Torr], Figure 12 が  $P=1 \times 10^{-6}$  [Torr]であり、計算方法として

$i=25$  [mA/cm<sup>2</sup>]を Figure 9 の各価数の電流密度割合で割り振ったものにビーム頂点部分の速度  $v=3.7 \times 10^7$  [cm/s]を 2.4 [m]プラズマが飛行するために必要な時間  $T=2.73$  [ $\mu$ s]までの変化を残留粒子をすべて  $H$ と仮定しシミュレーションを行った。結果は Figure 11, より炭素 6+の減少、炭素 5+, 4+の増加がみられるのに対し、Figure 12 はどの価数も大幅な変化は見られず、価数は保存される。このことから KEK-LAIS の真空状態では完全電離炭素は残留粒子とのリコンビネーションが働き、電離プラズマ中の割合が減少する事が示唆している。

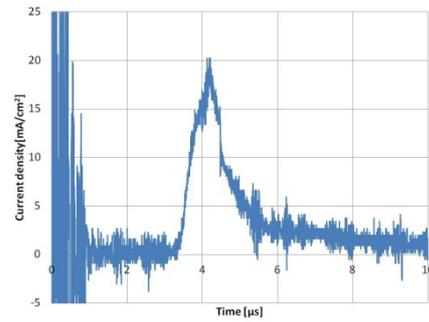


Figure 5: Current density vs. time (KEK LAIS).

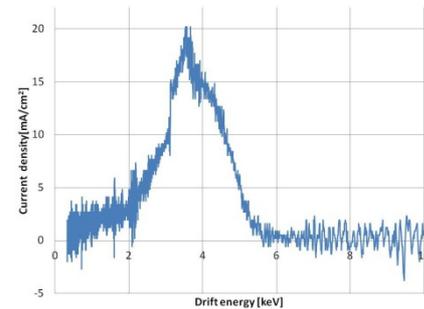


Figure 6: Current density vs. drift energy (KEK LAIS).

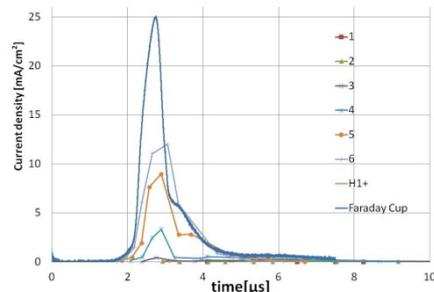


Figure 7: Current density vs. time (BNL LAIS).

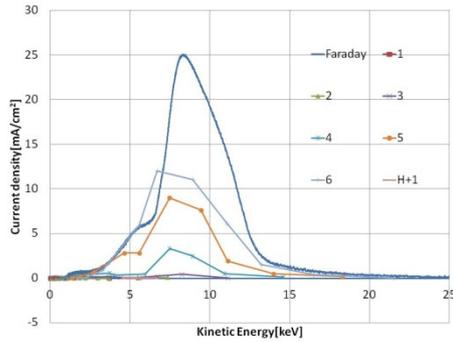


Figure 8: Current density vs. drift energy (BNL LAIS).

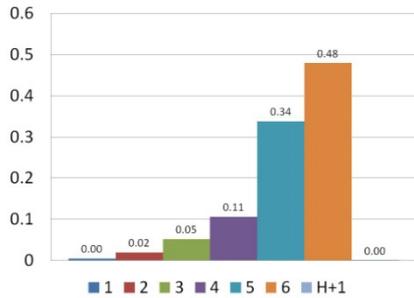


Figure 9: Fractional ratio of each charge state (BNL LAIS).

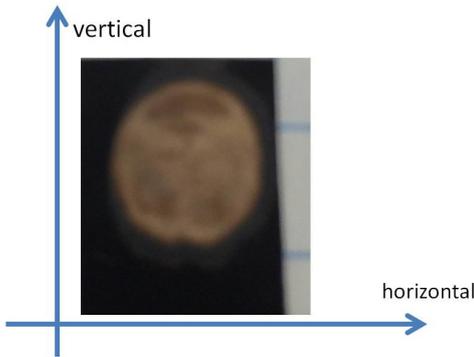


Figure 10: Laser spot size of SL-800 laser.

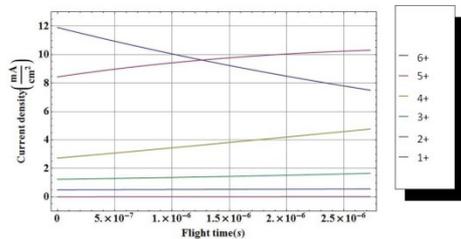


Figure 11: Temporal change of ion intensity for  $3 \times 10^{-5}$  [Torr].

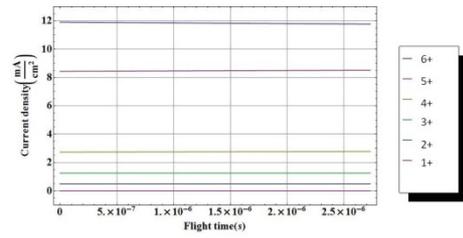


Figure 12: Temporal change of ion intensity for  $1 \times 10^{-6}$  [Torr].

## 5. 結論

レーザーSL-800 を用いた実験では、ターゲット電流密度  $18.8 \text{ [mA/cm}^2\text{]}$ 、粒子到達時間  $3.28 \text{ [}\mu\text{s]}$ 、パルス幅（半値幅） $0.85 \text{ [}\mu\text{s]}$ 、中心エネルギー  $3.57 \text{ [keV]}$ 、エネルギー幅  $+1.05 \sim -0.56 \text{ [keV]}$  が得られた。得られたビームはBNLにおける結果と比較するとレーザービームクォリティーが低い、真空度が悪い等の理由より十分にプラズマが十分に加熱されていない、低価数への遷移が起こり、完全電離炭素強度が相対的に少ないと結論付けられる。

## 6. 今後の予定

- ファラデーカップチャンバーの真空強化
- レーザーチューニングの最適化
- 静電分離による価数分析
- エミッタンス測定
- プラズマに印加するソレノイド磁場の最適化
- 10[Hz]駆動によるビームの安定性の測定
- LAIS ビームの分析磁石を用いた価数分離と低エネルギー領域ビームオプティクス最適化
- KEKDA への入射・加速・取り出し

## 参考文献

- [1] K. Takayama et al., *Phys. Rev. ST-AB* 17 (2014) 010101.
- [2] Leo Kwee Wah, K.Takayama, T.Arai, K.Okazaki, A.Takagi,, K.Koyama, M.Wake, and Y.Arakida, in *Proceedings of ECRIS2010*, August 23-26, 2010 Grenoble, France, TUPOT15.
- [3] Leo Kwee Wah, T. Adachi, T. Kawakubo, T. Monma, D. Tanuja, and K.Takayama, “A Compact Hadron Driver for Cancer Therapies using Continuous Energy Sweep Scanning”, submitted to *Phys. Rev. ST-AB* (2015).
- [4] N.Munemoto et al., *Rev. Sci. Inst.* 85, 02B922 (2014).
- [5] A. E, Siegman *LASERS* Sec17.2.
- [6] I. V. Roudskoy *Laser and Particle Beams* (1996), vol 14, no 3, pp.369-384.
- [7] F. W. Meyer, A. M. Howald, C. C. Havener, and R. A. Phaneuf (1985) *PHYSICAL REVIEW A VOLUME 32, NUMBER 6 DECEMBER*.
- [8] R. A. Phaneuf, F. W. Meyer, and R. H. McKnight *Phys. Rev. A* 17, 534 – Published 1 February 1978.
- [9] R. A. Phaneuf *Phys. Rev. A* 24, 1138(R) – Published 1 August 1981.