

# レーザーイオン源の波形制御のためのパルス磁場の検討

## STUDY ON PULSED MAGNETIC FIELD FOR WAVEFORM CONTROL OF LASER ION SOURCE

高橋一匡<sup>#</sup>, 葛本雅之, 松本友樹, 佐々木徹, 菊池崇志

Kazumasa Takahashi<sup>#</sup>, Masayuki Kuzumoto, Yuki Matsumoto, Toru Sasaki, Takashi Kikuchi  
Nagaoka University of Technology

### Abstract

A laser ion source can generate a high current beam extracted from a plasma by focusing a high power laser on a solid target. The laser ion source has been expected as an ion source to realize the driver for heavy ion inertial fusion, high energy density science experiments, also heavy ion radiotherapy. Since the laser ion source uses a pulsed laser to generate an ablation plasma, its beam current waveform has a shifted-Maxwellian like distribution. However, it is necessary to suppress the fluctuation of the current waveform from the viewpoint of ion beam transport and emittance reduction. Therefore, in order to smooth the current waveform, control of plasma density has been studied by using a pulse magnetic field generated with a solenoid. In this study, we demonstrated to make plasmas having ion current waveform with flat top and investigated the conditions of the pulsed magnetic field to obtain a beam waveform with flat top.

### 1. はじめに

固体密度のレーザーターゲットから膨張するプラズマからイオンビームを引き出すレーザーイオン源は重イオンを大電流で供給できるため、高エネルギー密度科学や重イオン慣性核融合のドライバーとして検討されているほか、レーザー生成プラズマを直接 RFQ 線形加速器に入射して得られる大電流ビーム[1-5]を利用した粒子線治療のための炭素ビーム[6]やリチウムビームを加速して陽子に衝突させることで中性子を得る中性子源のためのイオン源[7]として研究が行われている。また、最近では低価数の金属イオンを供給するイオン源として運用されているほか[8]、高価数イオンを供給するイオン源としても注目されている[9]。

レーザーイオン源はプラズマの生成にパルスレーザーを用いるため、プラズマはパルスの得られ、その波形は shifted-Maxwell 分布となる。このプラズマ密度の時間的な変動により、プラズマからイオンビームを引き出す際のイオンビーム引き出し面のメニスカスが変動し、これに伴いイオンビームのエミッタンスがパルス中に変化することが示されている[10]。したがって、この変動を抑制することによりエミッタンスが改善されると期待される。

レーザーイオン源ではプラズマにソレノイド磁場を印加することでビーム電流を増加させることが可能であり[11]、これを利用してビーム電流が低下するタイミングで磁場をパル的に印加することにより、低下した分の電流を補償してフラットトップのビーム電流波形に近づける検討が行われている[12]。本研究ではソレノイドのインダクタンスや充放電するコンデンサのキャパシタンス、充電電圧、パルス磁場印加のタイミングをパラメータとし、フラット

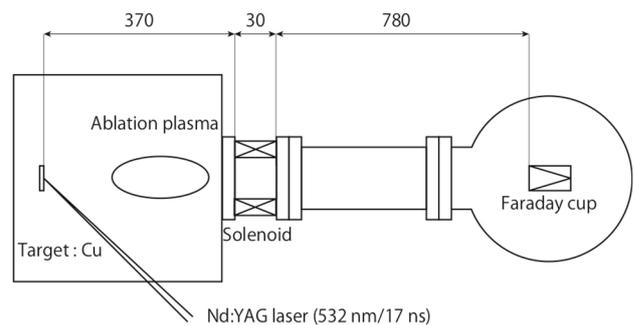


Figure 1: Schematic of experimental setup.

トップのビーム電流波形を得るために必要なパルス磁場の条件の検討を行った。

### 2. 実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。プラズマの生成に使用したレーザーは Nd:YAG レーザーであり、波長、パルス幅、エネルギーはそれぞれ 532 nm, 17 ns, 0.14 J である。ターゲットには銅を用い、ターゲット上でのインテンシティが  $4 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup> でレーザーを照射した。プラズマの計測には直径 20 mm のアパーチャーに透過率 65% のメッシュがはられたファラデーカップを用い、-100 V を印加することで電子を追い返してイオン電流を計測した。

パルス磁場の印加には幅 30 mm でインダクタンスが 5.9 mH および 238  $\mu$ H の 2 種類のソレノイドを用い、ターゲットの表面から 370 mm の位置に配置した。パルス磁場が輸送管に発生する渦電流に弱められるのを防ぐため、磁場を印加する部分のプラズマの輸送管は樹脂で構築されている。ソレノイドで形成された磁場の軸方向の磁束密度分布を Fig. 2 に示す。ここで、5.9 mH のソレノイドは 1 A の電流、238

<sup>#</sup> kazumasa@vos.nagaokaut.ac.jp

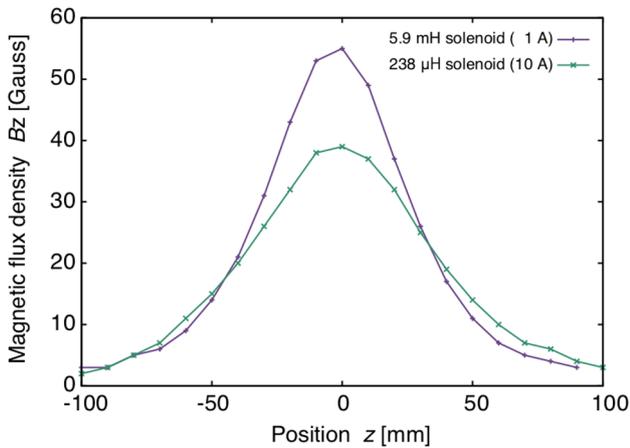


Figure 2: Profiles of magnetic flux density generated with current of 1 A using the solenoid having inductance of 5.9 mH and current of 10 A using the solenoid having inductance of 238  $\mu\text{H}$ .

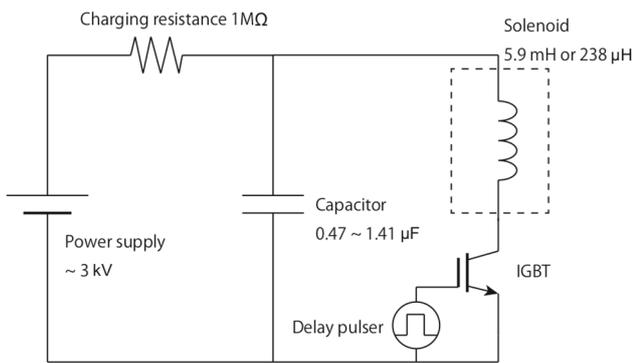


Figure 3: Simplified equivalent circuit for generation of pulsed magnetic field.

$\mu\text{H}$  のソレノイドは 10 A の電流で形成した磁束密度の分布を示している。

パルス磁場を生成するために用いた等価回路は Fig. 3 のようになっている。コンデンサに充電抵抗を介して充電し、レーザーのタイミングと同期をとるためのディレイパルサーからの信号をトリガーにして IGBT をオンにし、ソレノイドにパルス電流を流した。

### 3. 実験結果と考察

Figure 4(a) に 5.9 mH のインダクタンスのソレノイドを用い、電流を 0 から 3 A まで変化させて定常磁場を印加した際のイオン電流波形、およびパルス磁場を印加した際に得られる典型的なイオン電流波形を示す。また、Fig. 4(b) にパルス磁場印加時のソレノイドを流れる電流の変化とソレノイドの中心を通過するプラズマのイオン電流の変化を示している。このイオン電流波形はファラデーカップで検出したイオン電流波形に対して、ターゲットからソレノイド中心までの距離  $L_{\text{sol}}$  とファラデーカップまでの距離  $L_{\text{FC}}$  の比  $L_{\text{sol}}/L_{\text{FC}}$  を飛行時間にかけて換算することで求めている。

まず、定常的に磁場を印加した際のイオン電流波

形の変化に着目するとソレノイド電流が 1 A (ソレノイド中央で 55 Gauss) 程度でプラズマのイオン電流が最大となり、さらに大きくしていくと得られるイオン電流は減少していく傾向が得られた。また、ソレノイド電流が大きいほど、ピークが遅くなる波形が得られた。一方で、パルス磁場を印加すると、定常磁場の印加ではあまり大きな電流の増加が得られなかった飛行時間の遅い領域(60 ~ 100  $\mu\text{s}$ )のプラズマのイオンを増加させることができることがわかった。これらの結果は、定常磁場を印加した際の磁束密度に対するイオン電流の増幅率からフラットトップとなる波形得るためのパルス磁場波形を設計できるわけではないことを示唆している。

また、この時コンデンサのキャパシタンスを 0.47 ~ 1.41  $\mu\text{F}$  の間で変化させたが、Fig. 4(a) に示されるようにプラズマのイオン電流波形はほとんど変化しなかった。これは、それらの条件でのパルス磁場の変

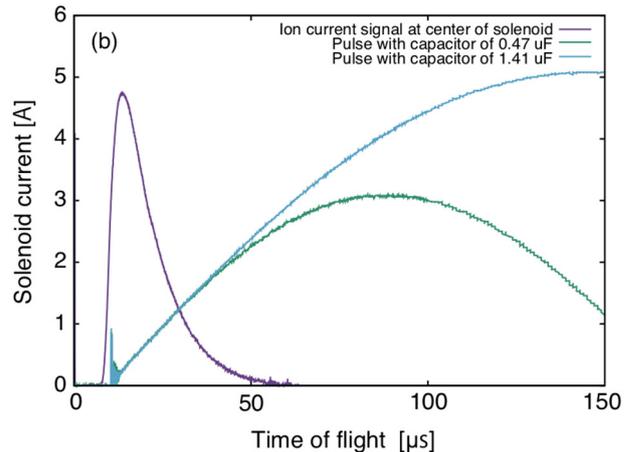
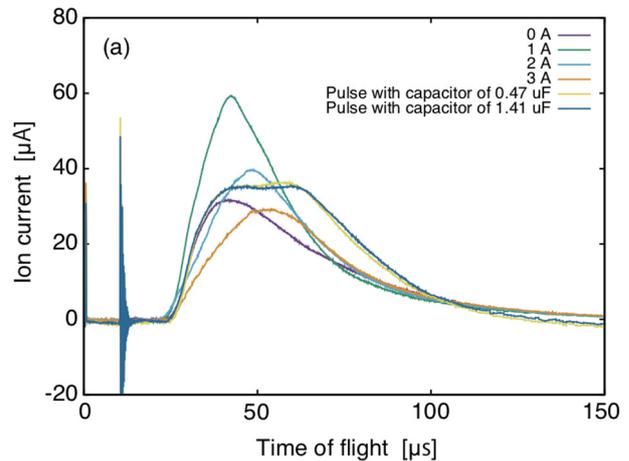


Figure 4: (a) Ion current waveforms when static magnetic field is applied with various solenoid current and typical ion current waveforms with flat top obtained by applying pulse magnetic fields using the solenoid of 5.9 mH with the capacitor charging 276 V. (b) Changes in the solenoidal current and an ion current waveform estimated as the plasma passing through the center of the solenoid.

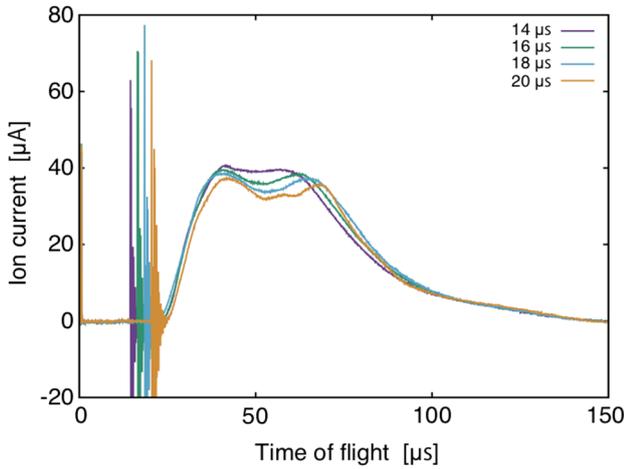


Figure 5: Ion current waveforms obtained by changing the timing of applying a pulsed magnetic field using the solenoid of 238  $\mu\text{H}$  and the capacitor of 0.47  $\mu\text{F}$  charging 317 V, 407 V, 537 V, and 650 V for delays of 14, 16, 18, and 20  $\mu\text{s}$ , respectively.

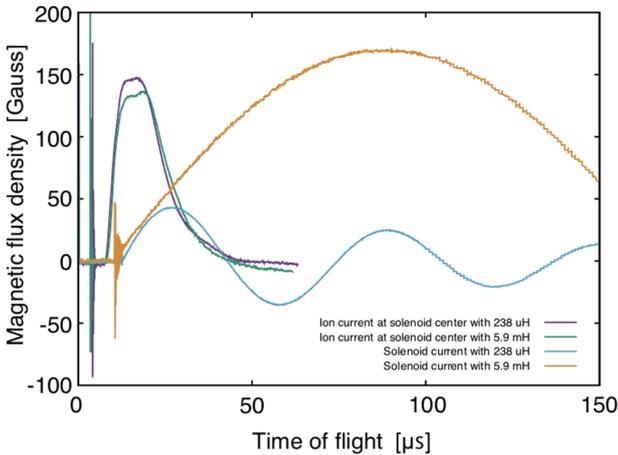


Figure 6: Variation of solenoidal magnetic fields when current waveforms with flat top were obtained using the solenoid of 238  $\mu\text{H}$  with the capacitor of 0.47  $\mu\text{F}$  charging 260 V and 5.9 mH with the same capacitor charging 276 V.

化とソレノイド中心を通過する際のイオン電流波形のタイミングを比較した結果, Fig. 4(b)に示されるようにプラズマがソレノイドを通過する 0 ~ 50  $\mu\text{s}$  のタイミングではほとんど同じパルス磁場波形が印加されていることで説明できる.

次に Fig. 5 に 238  $\mu\text{H}$  のソレノイドを使用し, パルス磁場を印加するタイミングをレーザー照射から 14 ~ 20  $\mu\text{s}$  まで 2  $\mu\text{s}$  ずつ変化させ, ピークの高さを一定に保つようにパルス磁場を印加した場合の波形を示す. この結果に示されるように, パルス磁場を印加するタイミングを早くするほど, ピーク電流がやや高くなり, フラットに近い波形が得られるが平坦となっている時間は短く, 逆にタイミングを遅くするとフラットトップが維持できずに最初のピークのあ

とで一度電流が減少し, その再びピークが現れるような波形が得られた. この 2 つのピークの間隔はパルス磁場印加のタイミングを早くしたものよりも長くなっているため, 2 つのピーク間の電流の低下を補償できるような波形を有するパルス磁場を印加できればさらにフラットトップを維持できる時間の長いイオン電流波形が得られると考えられる.

次に 238  $\mu\text{H}$  と 5.9 mH の異なるインダクタンスのソレノイドを用いた場合にフラットトップのビーム電流を得るための回路のパラメータの比較を行った結果を Fig. 6 に示す. この結果から 5.9 mH のソレノイドの方が僅かだがフラットトップ部を長く保てている. これはインダクタンスの大きいソレノイドの方が磁場の上昇率が保たれる時間を長くすることができたことが要因と考えられる.

これらの結果から, 減衰振動の波形を用いてパルス磁場を与える場合には, プラズマがソレノイド内を通過する間は磁束密度の増加率を保つようソレノイドのインダクタンスやコンデンサのキャパシタンスを大きくすることよりフラットトップの時間を長くできることが示唆された. さらにフラットトップを長くするためにはイオン電流が減少し始めるタイミングでさらに磁束密度の増加率が上昇するようなパルスの印加が有効だと考えられる.

#### 4. まとめ

本研究ではレーザーイオン源のビーム電流が低下するタイミングで磁場を印加することにより低下する分の電流を補償してフラットトップのビーム電流波形に近づけるためのパルス磁場の波形やタイミングなどの条件の検討を行った. その結果, パルス磁場を印加すると, 定常磁場の印加では大きな電流の増加が得られなかった飛行時間の長い領域のプラズマのイオンを増加させることができることが明らかになった. また, フラットトップを維持するためにはプラズマがソレノイドを通過する間は磁束密度が上昇し続けるようなパルス波形を印加することが有効であることが示された.

さらに, パルス磁場を印加するタイミングを変化させてフラットトップの波形の時間を検討した結果より, パルス磁場を印加するタイミングを早くするほど, ピーク電流がやや高くなり, フラットに近い波形が得られるが平坦となっている時間は短くなることがわかった. 一方でパルス磁場の印加タイミングを遅らせた場合には 2 つの電流ピークが現れ, イオン電流は一定に保たれないが, その間の電流の減少を補償するようなパルス磁場を印加できればさらにフラットトップの時間を維持できると考えられる.

#### 謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP19K2059 および公益財団法人 日揮・実吉奨学会 (JGC-S SCHOLARSHIP FOUNDATION) の助成を受けたものです.

#### 参考文献

[1] M. Okamura *et al.*, "Simulation of direct injection scheme

- for RFQ linac”, Rev. Sci. Instrum. 73, 2002, pp. 761-763.
- [2] T. Takeuchi *et al.*, “Acceleration of heavy ion beams by means of direct injection into RFQ Linac”, Rev. Sci. Instrum. 73, 2002, pp. 764-766.
- [3] T. Takeuchi *et al.*, “Measurement of the laser plasma properties of the direct plasma injection method to the RFQ LINAC on the RIKEN laser ion source”, Rev. Sci. Instrum. 73, 2002, pp. 767-769.
- [4] H. Kashiwagi *et al.*, “Nd-YAG laser ion source for direct injection scheme”, Rev. Sci. Instrum. 87, 2004, pp. 1569-1571.
- [5] M. Okamura *et al.*, “Direct plasma injection scheme in accelerators (invited)”, Rev. Sci. Instrum. 79, 2008, pp. 02B314-1-5.
- [6] T. Sako *et al.*, “Development of C6+ laser ion source and RFQ linac for carbon ion radiotherapy”, Rev. Sci. Instrum. 87, 2016, pp. 02C109-1-3.
- [7] S. Ikeda *et al.*, “DESIGN OF RFQ LINAC TO ACCELERATE HIGH CURRENT LITHIUM ION BEAM FROM LASER ION SOURCE FOR COMPACT NEUTRON SOURCE”, Proceedings of NAPAC2016, Chicago, IL, USA, Oct. 10-14, 2016, pp. 820-822. ; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/napac2016/papers/wepoa56.pdf>
- [8] M. Okamura *et al.*, “PERFORMANCE OF THE LOW CHARGE STATE LASER ION SOURCE IN BNL”, Proceedings of NAPAC2016, Chicago, IL, USA, Oct. 10-14, 2016, pp. 49-53. ; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/napac2016/papers/moa4io01.pdf>
- [9] H. Y. Zhao *et al.*, “New development of laser ion source for highly charged ion beam production at Institute of Modern Physics (invited)”, Rev. Sci. Instrum. 87, 2016, pp. 02A917-1-6.
- [10] M. Okamura *et al.*, “Laser ablation ion source for heavy ion inertial fusion”, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **733**, 2014, pp. 97-102.
- [11] M. Okamura *et al.*, “Magnetic plasma confinement for laser ion source”, Rev. Sci. Instrum. 81, 2010, pp. 02A510-1-3.
- [12] M. Sekine *et al.*, “Plasma shape control by pulsed solenoid on laser ion source”, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **795**, 151, 2015, pp. 151-155.