

レーザー加速イオンの超伝導シンクロトロンへの直接入射の検討 II

DIRECT INJECTION OF LASER-ACCELERATED IONS INTO A SUPERCONDUCTING SYNCHROTRON II

野田悦夫^{#, A)}, 白井敏之^{A)}, 岩田佳之^{A)}, 水島康太^{A)}, 野田章^{A)}, 野田耕司^{A)}, 藤本哲也^{B)}
Etsuo Noda^{#, A)}, Toshiyuki Shirai^{A)}, Yoshiyuki Iwata^{A)}, Kota Mizushima^{A)}, Akira Noda^{A)}, Koji Noda^{A)},
Tetsuya Fujimoto^{B)}

^{A)}National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology (QST),

^{B)}Accelerator Engineering Corporation (AEC)

Abstract

One of the development themes of Quantum Scalpel Project carried by QST is to miniaturize of the heavy-ion radiotherapy equipment by use of superconductive technology and laser particle acceleration technology. Feasibility study on a direct injection into a synchrotron of a laser-accelerated ions was performed. In the previous report, the number of captured particles per shot was examined, using the superconducting synchrotron being studied. Furthermore, the beam transport, though it was linear, was also studied from the ion production point to the injection point of the synchrotron. In this report, a beam transport was designed under the condition that optical equipment after pulse compression, a beam generation chamber and a beam transport with phase rotation are set inside the superconducting synchrotron. The number of captured particles finally in the synchrotron per shot was examined in considerations of the space charge effect, the energy spread of the ions and the fluctuation of the particle number produced by the laser. The influences of these effects to the number of particles captured by the synchrotron was also studied.

1. はじめに

現在、量研機構が進められている量子メスプロジェクトの開発テーマの一つに、超伝導技術とレーザー加速技術による重粒子線がん治療装置の小型化があげられている。ペタワット(PW)クラスのレーザーをターゲット薄膜上に集光照射すると、核子あたりのエネルギーで数MeVを超えるフルストリップのイオンが引き出される。この加速イオンをシンクロトロンに直接入射することで、入射器を小型化できる可能性がある。

前回までの報告では、現在検討が進められている超伝導シンクロトロンを入射対象とし、イオン発生点からシンクロトロン入射点までのBeam Transportについて検討を行い、シンクロトロン周回後、最終的に捕捉される粒子数を調べた[1]。今回は、レーザーのパルス圧縮以降の光学系、ターゲットチャンバー、Beam Transportをシンクロトロンの内側に置くことを想定して、Beam Transportの設計、検討を行った。

今回の検討内容を以下にまとめる。

- ① 空間電荷と速度広がり considering、ビーム発生点からエネルギー圧縮、MEBT、シンクロトロンへの入射、ビーム周回後までのビーム軌道を計算し、最終的にシンクロトロンに捕捉された粒子数を調べた。
- ② 第4世代量子線がん治療装置として検討中の超伝導シンクロトロンを入射対象とした。
- ③ 垂直(y)方向の許容されるエミッタンスは、治療に使うことを考慮して、 $8\pi\text{ mm mrad}$ 以下とした(y方向アクセプタンスは $36\pi\text{ mm mrad}$)。一方、水平

(x)方向の許容されるエミッタンスは、シンクロトロンアクセプタンスと同じ $300\pi\text{ mm mrad}$ とした。

④ 位相回転のRF周波数を、前回の50MHzから100MHzと上げることで、位相回転部の短尺化とRF電圧の低電圧化を狙った。

⑤ 1ショットあたりのイオン発生量は、ショットごとのバラツキを考慮して、 $0.5\sim 2\times 10^8$ 個/10%b.w./msrの範囲で検討を行った(中心値 1×10^8 個/10%b.w./msr)。

上記①~⑤の各項目を満たし、1ショットあたり平均で 1×10^8 個程度入射できるスキームを探した。これらの検討は空間電荷効果を考慮したビーム軌道計算により行った。Table 1に今回の検討で使用した第4世代超伝導シンクロトロンの代表的パラメータを挙げる。

Table 1: Next-Generation Superconducting Synchrotron Parameters

第4世代超伝導シンクロトロンの代表的パラメータ	
偏向半径(90°)	1.656 (m)
シンクロトロン周長	28 (m)
チューン ν_x	~ 1.71
チューン ν_y	~ 1.45
アクセプタンス ε_x	$300 (\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad})$
アクセプタンス ε_y	$36 (\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad})$

2. イオン生成点からシンクロトロン入射点までの検討

2.1 シンクロトロンへの加速イオン入射の概要

レーザー加速イオンビームは、通常の入射器とは大き

[#]noda.etsuo@qst.go.jp

く異なり、以下の特徴を持っている。

- パルス幅 1 ns 以下の短パルス。
- ブロードなエネルギー幅を持つ。

このように極端な短パルスのため、粒子数が 1×10^8 個程度であっても、イオン密度が桁違いに大きく空間電荷効果の影響が大きくなりすぎる。そのため、入射の前にパルス伸長等により空間電荷を緩和する必要がある。また、ブロードなエネルギー幅を持っていることより、生成イオンを効率的に利用するためにはエネルギー圧縮等を行う必要がある。

Beam Transport の概念図を Fig. 1 に、高速キッカーを用いたシンクロトロン入射部の概念図を Fig. 2 に示す。

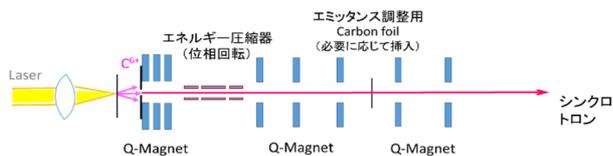


Figure 1: Schematic diagram of the beam transport.

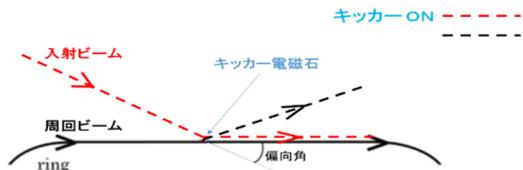


Figure 2: Schematic diagram of injected beam trajectories kicked by Kicker Magnet.

第1章で述べたように、今回は、レーザーのパルス圧縮以降の光学系、ターゲットチャンバー、Beam Transport のすべてをシンクロトロンの内側に置くことを想定して、Beam Transport の設計、検討を行った。そのため、位相回転以降の MEBT ラインを曲げることで、シンクロトロンの内側に入るように設計した。今回設計した Beam Transport の外観図を Fig. 3 に示す。第4世代として検討されている超伝導シンクロトロン、レーザーのパルス圧縮以降の光学系、ターゲットチャンバーも一緒に示している。シンクロトロンの内側に描かれた柵目のサイズが約 $1\text{m} \times 1\text{m}$ となっている。ターゲットチャンバーは $1\text{m} \times 1\text{m}$ とした。

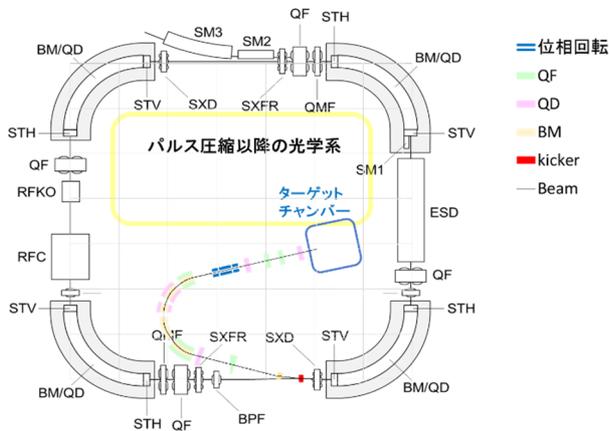


Figure 3: Schematic diagram of the beam transport.

2.2 イオン発生からエネルギー圧縮までの検討

第1章 ④に述べたように、レーザーのショットごとのバラツキを考慮して、 $0.5 \sim 2 \times 10^8$ 個/10%b.w./msr のイオンが発生するとして検討を行った。実際に利用するビームは、 $E=4\text{ MeV/u} \pm 6\%$ 、立体角 $1.9\text{ msr} (\pm 24.6\text{ mrad})$ とした。この中に含まれる粒子数は $1.1 \sim 4.5 \times 10^8$ 個となる。

ビーム生成点から広がって出てきたビームを Q magnet で収束させながら、約 1.7 m 飛ばした後、高周波電場を用いた縦方向位相回転により、エネルギー広がりを 1/10 以下に圧縮する。RF 周波数を前回検討した 50 MHz から、今回 100 MHz としたことで、イオン発生部から位相回転出口までの距離は、2.7 m から 2.2 m と短縮された。また、印可電圧も前回の 330 kV から 250 kV に低減できた。一方、圧縮後のエネルギー広がりが前回の $\pm 0.4\%$ から $\pm 0.6\%$ と大きくなった。位相回転前後のエネルギー広りの計算結果の一例を Fig. 4 に示す。

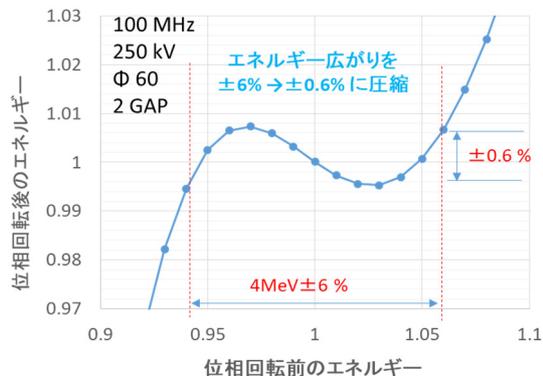


Figure 4: Energy spreads before and after the phase rotation.

次に、位相回転出口でのビーム形状を Fig. 5 に示す。上段が、 1×10^8 個/10%b.w./msr のイオンが発生した場合、下段が 2×10^8 個/10%b.w./msr のイオンが発生した場合の計算結果を示している。

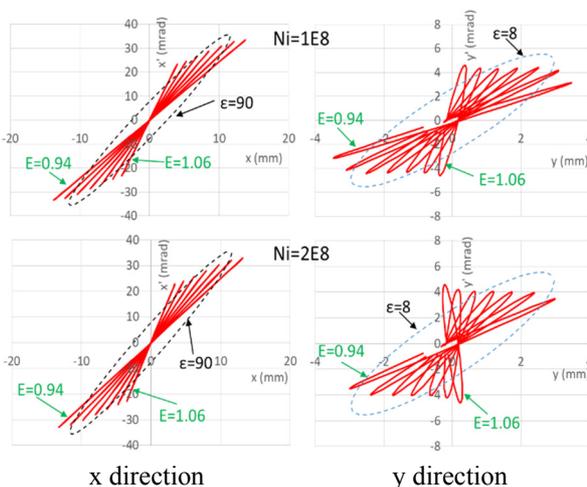


Figure 5: Horizontal and vertical beam shapes in phase space at the phase rotation exit.

また、位相回転前のビームのエネルギーを 4 MeV/u を基準として 1.0 と表すことにする。例えば、 $4\text{ MeV/u} \pm 6\%$

のエネルギーの粒子は 1.06 と表される。Figure 5 中の 7 つのグループは、位相回転前のエネルギー 0.94~1.06 までを 0.02 ごとに分けて計算したものである。この速度ごとの回転による広がり、以後解消されることはないためシンクロトロン入射・周回後のビームエミッタンスは envelop のエミッタンスより良くなることはない。y 方向のエミッタンスは、 8π mm mrad 以下が必要であることより、y 方向の envelop の広がりをできるだけ抑えるように位相回転前の Q magnet の設計を行った。

2.3 位相回転出口からシンクロトロン入射点までの検討

エネルギー圧縮を行った後、Q magnet によりビーム整形を行い、シンクロトロンに入射する。このとき、Fig. 3 に示したように、ビーム軌道を曲げて Beam Transport がシンクロトロンの内側に収まるように磁石の設計を行った。Figure 6 は、ビーム発生点からシンクロトロン入射点までの Q magnet およびその強度、偏向磁石、キッカー電磁石、位相回転用 RF 電極などの配置を直線状に展開して示した図である。また、イオン発生量 1×10^8 個/10%b.w./msr (グラフ中では 1E8 と表記)、初期イオンエネルギー 1.0 のときのビームの envelop を Fig. 7 に示した。上段が x 方向、下段が y 方向である。途中に入れている Carbon Foil は、ビームのエミッタンスを拡大するためのものである (Fig. 4 参照)。Carbon Foil の厚さは $1\mu\text{m}$ で、foil 通過後のビームのエミッタンスは x 方向で 5~20、y 方向で約 $2(\pi$ mm mrad) となる。シンクロトロンの入射点におけるビーム長とビームパルス幅は、それぞれ 0.15 m、6 ns となる。

シンクロトロンの入射点でのビーム形状を、Fig. 8 に示す。上段はイオンの発生量が 1×10^8 、下段は 2×10^8 (個/10%b.w./msr) の場合の計算結果を示している。点線で

示した楕円は入射点におけるマッチングビーム形状を表している。下段の方が空間電荷効果が大きいため、特に y 方向でマッチング形状からの逸脱が大きくなっている。

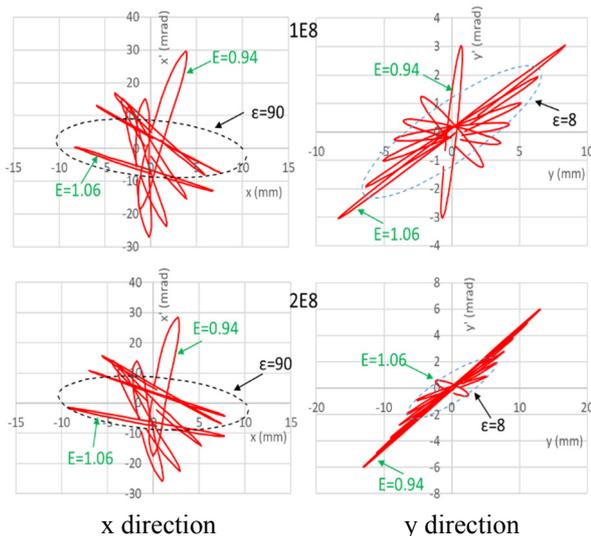


Figure 8: Horizontal and vertical beam shapes in phase space at the injection point of the synchrotron.

2.4 シンクロトロン周回後の最終捕捉粒子数の検討

次に、これらのビームをシンクロトロンに入射して、周回計算を行った。計算結果の例を Fig. 9 (a), (b), (c) に示す。それぞれ、100 周の計算を行い、89 周~100 周までのシンクロトロン内でのビーム位置を重ね合わせて表示している。左は x 方向、右は y 方向である。

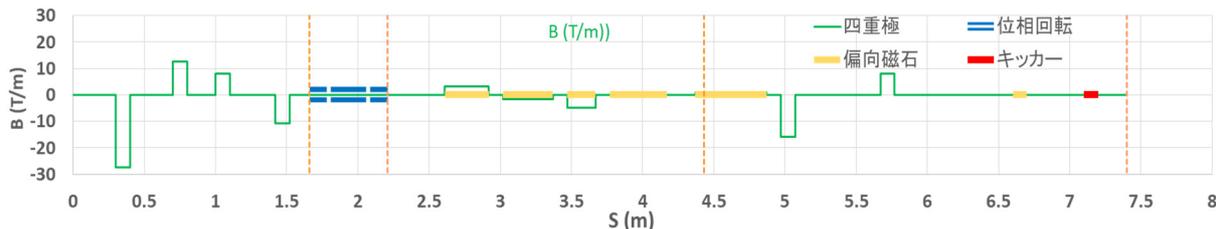


Figure 6: Q magnet and bending magnet layout in the beam transport.

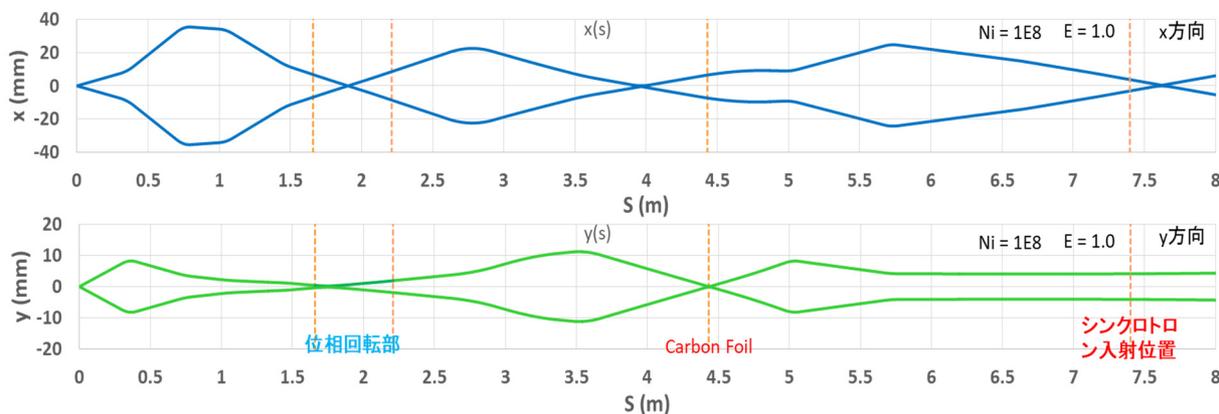
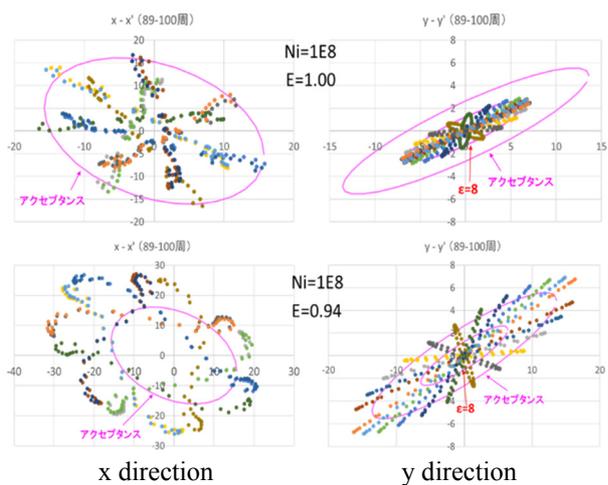
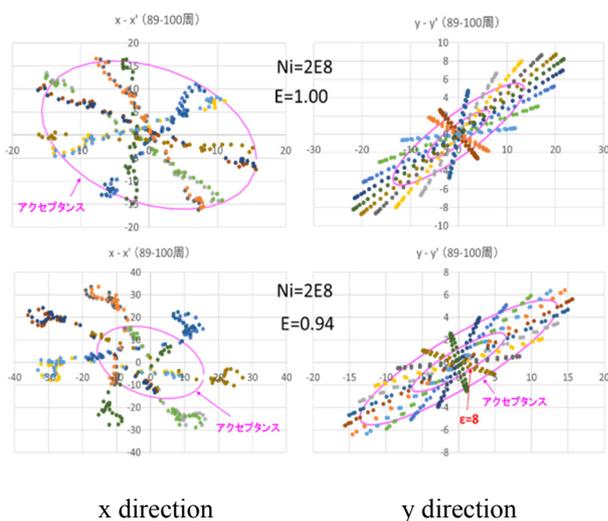


Figure 7: Horizontal and vertical beam envelopes in the beam transport.

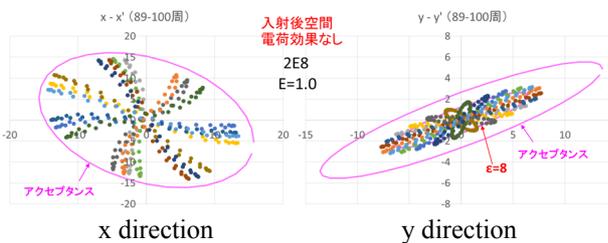
Figure 9 (a)は、 1×10^8 個/10%b.w./msr のイオンが、Fig. 9 (b) は、 2×10^8 個/10%b.w./msr のイオンが発生した場合の計算結果である。どちらの図も、上段は位相回転前のビームのエネルギーが 1.0 (4 MeV/u)、下段は 0.94 (4 MeV/u - 6%) のときの計算結果を示している。



(a)



(b)



(c)

Figure 9: Time history of horizontal and vertical beam shapes and positions from 89th to 100th turns after injection in the phase space, in the case (a) produced ion number is 1×10^8 /10%b.w./msr, (b) produced ion number is 2×10^8 /10%b.w./msr, (c) produced ion number is 2×10^8 /10%b.w./msr without consideration of space charge effect after injection.

今回の Beam Transport の設計では、発生粒子数 1×10^8 、エネルギー1.0 の条件にある程度合わせたため、この条件でビームが最も安定していることが分かる。Figure 9 (c) は、イオン発生量は(b)と同じ 2×10^8 個/10%b.w./msr であるが、シンクロトロンに入射後の計算で空間電荷効果を考慮しなかった場合の計算結果である。(b)の上段と比べると入射後の空間電荷効果が如何に大きいかが分かる。

次に、この計算結果を用い、シンクロトロン周回後に最終的に捕獲される粒子数(最終捕捉粒子数)を調べた。各条件でそれぞれ、1~12 周、及び、61~100 周の間で1度でもアクセプタンスからはみ出した粒子を捨てていくことで生き残る粒子数を求めた(x,y 両方向とも)。さらに、y 方向については、61~100 周の間で、 $\epsilon_y > 8$ となる粒子はすべて除外した。

まず、イオン発生量が 1×10^8 個/10%b.w./msr のときのエネルギー成分ごとの結果を Fig. 10 に示す。図中の foil あり、foil なしは Beam Transport 中入れたエミッタンス拡大用の foil のあり、なしを示しており、foil を入れることで空間電荷効果が弱められ捕捉粒子数が増えたと考えられる。Figure 5、Fig. 8 を見比べると位相回転前でのエネルギー広がり効果の効果が大きいことが推察できる。

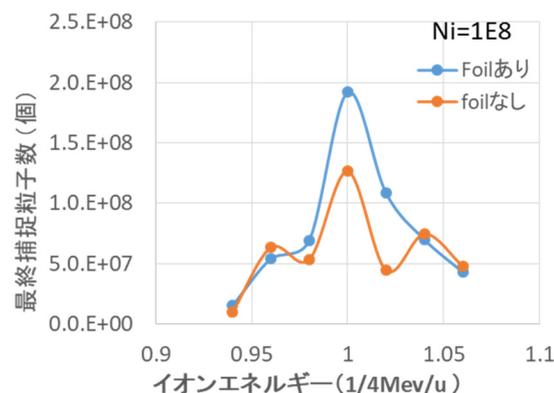


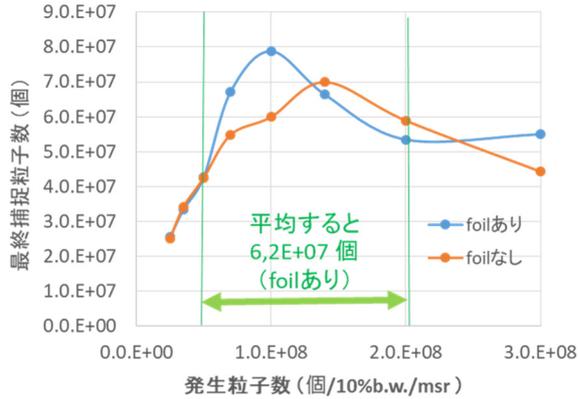
Figure 10: Dependence of the captured ion numbers on ion energy distributions.

さらに、各エネルギー成分について得られた粒子数をすべて(0.94~1.06) 足し合わせて、発生粒子数ごとの最終捕捉粒子数を求めた。その結果を、Fig. 11 (a) に示す。横軸は、10%b.w./msr あたりの発生粒子数で表している。

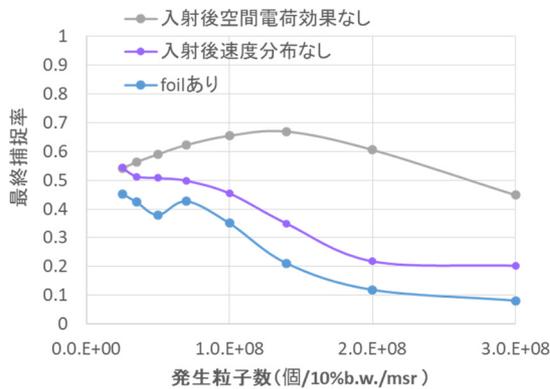
結果を見ると、発生粒子数 1×10^8 個/10%b.w./msr のあたりで最終捕捉粒子数が最大となっている。この点より左では空間電荷効果が小さく捕捉率は高いが発生粒子数が少ないため、逆に右では発生粒子数が多くても空間電荷効果が大きいため捕捉率が低下するためである。ショットごとの発生粒子数のバラツキが $0.5 \sim 2 \times 10^8$ 個/10%b.w./msr の間で同じ頻度で起きると仮定して、Fig. 11 (a) の結果を用いて、1 ショットあたりの最終捕捉粒子数の平均値を計算すると、 6.2×10^7 個 となる。この値は、現在我々が提案している高速キッカー電磁石による2秒間の多重回入射方式では[2]、目標の 1×10^9 個の蓄積に30%程不足しており、改善が必要である。

次に、空間電荷効果およびエネルギー広がり効果がシンクロトロン入射後にどのように効いているかを調べた。

すなわち、シンクロトロン入射までは Fig. 11 (a)と同じ計算を行い、入射後に空間電荷効果を考慮しない計算、および、エネルギーを一定にした計算を行った。その結果を Fig. 11 (b) に示す。縦軸は、最終捕捉率で示している。この結果、シンクロトロン周回中での空間電荷効果が最も大きいことが分かった。この結果は、Fig. 9 (c) から見て取ることができる。



(a)



(b)

Figure 11: (a) Dependence of the captured ion numbers on produced ion numbers. (b) Dependence of the injected ion capture rates on produced ion numbers with/without consideration of space charge effect and energy distributions after injection.

3. まとめ

今回は、レーザーのパルス圧縮以降の光学系、ターゲットチャンバー、Beam Transport のすべてをシンクロトロンの内側に置くことを想定して、Beam Transport の設計、検討を行った。そのため、位相回転以降の MEBT ラインを曲げることで、シンクロトロンの内側に入るように設計した。その条件で、量子メスプロジェクト中で検討中の超伝導シンクロトロンを入射対象として 1 ショットあたりに入射可能な粒子数を調べた。空間電荷と速度広がりを考慮すると、今回のスキームでは、最終補足粒子数は 1 ショットあたり平均で 6.2×10^7 個であった。また、最終捕捉粒子数低減の要因としては、位相回転前でのエネルギー広がり、および、シンクロトロン周回時の空間電荷効果が大きいことが分かった。今後、最終捕捉粒子数の改善を検討していく。

謝辞

本研究は、JST 未来社会創造事業 JPMJMI17A1 の支援を受けたものである。

参考文献

- [1] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロトロンへの直接入射の検討”, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagaoka, Japan, Aug. 7-10, 2018, pp. 1214-1218.
- [2] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンのシンクロトロンへの直接入射の検討”, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, Aug. 1-3, 2017, pp. 1246-1250.