

## 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 III

### DIRECT INJECTION OF LASER-ACCELERATED IONS INTO A SUPERCONDUCTING SYNCHROTRON III

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

<sup>A)</sup>National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology (QST),

<sup>B)</sup>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, a beam transport was designed under the condition that optical pulse compressor or later, a beam generation chamber and a beam transport with phase rotation were set inside the superconducting synchrotron. In this report, the calculational methods of beam trajectory simulation in the synchrotron are improved and the number of captured particles finally in the synchrotron per shot was examined by using these improved methods in considerations of the space charge effect, the ion energy spread and the laser-accelerated ion number fluctuation.

#### 1. はじめに

現在、量研機構で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[1-3]。その際、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 を設計した。空間電荷と速度広がりを考慮すると、最終補足粒子数は 1 ショットあたり平均で  $6.2 \times 10^7$  個であり、目標としている  $1 \times 10^8$  個には届かなかった。また、最終捕捉粒子数減少の最大の要因は、シンクロトロン周回時の空間電荷効果であることが分かった。

今回は、シンクロトロン周回時の最終捕捉粒子数の計算方法の見直しを行った。今回の検討条件を以下にまとめる。

① 空間電荷と速度広がりを考慮して、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、さらに発生粒子数のばらつきも考慮して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(4T)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、y 方向のアクセプタンス ( $36 \pi \text{ mm mrad}$ ) よりも小さな値とした。今回は y 方向の許容エミッタンスをパラメータ( $7 \sim 36 \pi \text{ mm mrad}$ ) として計算を行った。一方、水平(x)方向の許容されるエミッタンスは、シンクロトロンのアクセプタンスと同じ  $300 \pi \text{ mm mrad}$  とした。

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

上記①~④の各項目を満たし、1 ショットあたり平均で  $1 \times 10^8$  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。計算方法の見直しについては後述する。

#### 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  $1 \times 10^8$  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ため、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。さらに、レーザーの 1 shot でシンクロトロンに入射できる粒子数は高々  $1 \times 10^8$  個程度であるため、複数回の入射を行う必要がある。シンクロトロン入射点に

<sup>#</sup> noda.etsuo@qst.go.jp

高速キッカー電磁石を設置し、ビームの多重回入射を実現する。

Beam Transport の概念図を Fig. 1 に示す。高速キッカーを用いたシンクロトロンへの入射部の概念図を Fig. 2 (a) に示す。キッカー起動時に、周回ビームの一部が蹴り出され、入射ビームが周回軌道に入ります。多重回入射の概念図を Fig. 2 (b) に示す。密度の低い周回ビームを蹴り出し、密度の高いビームを入れることで多重回入射を実現している。

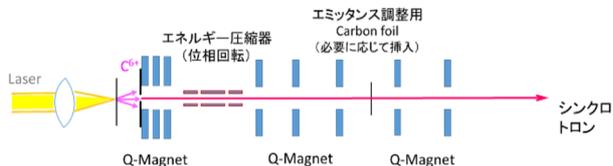
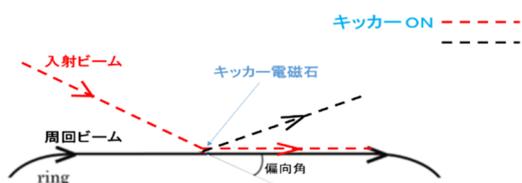
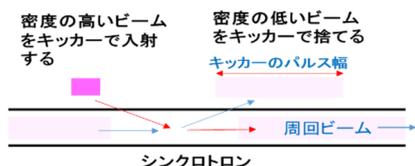


Figure 1: Schematic diagram of the beam transport.



(a)



(b)

Figure 2: (a) Schematic diagram of injected beam trajectories kicked by Kicker Magnet. (b) Conceptual diagram of multiple injections.

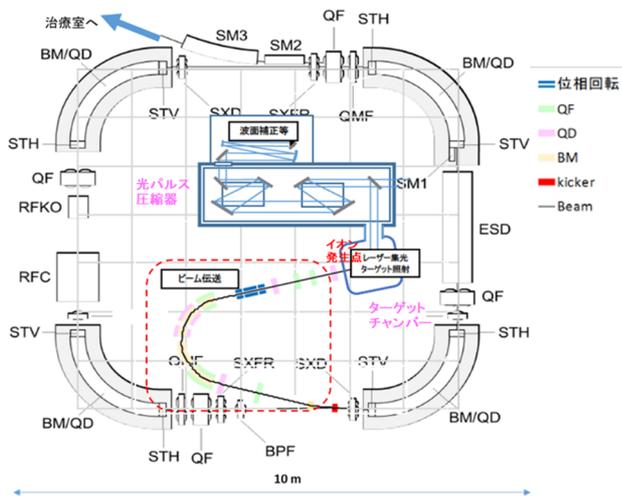


Figure 3: Schematic diagram of the beam transport.

## 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ば

らつきを考慮し、 $0.5 \sim 2 \times 10^8$  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。また加速イオン発生時のイオンビーム半径を  $0.03 \text{ mm}$  ( $\epsilon=0.75 \pi \text{ mm mrad}$ ) とした。

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  $1.7 \text{ m}$  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。圧縮後のエネルギー広がりは  $\pm 0.6\%$  となる。詳細は前報告を参照されたい[3]。

位相回転出口でのビーム形状を Fig. 4 に示す。図は  $1 \times 10^8$  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。

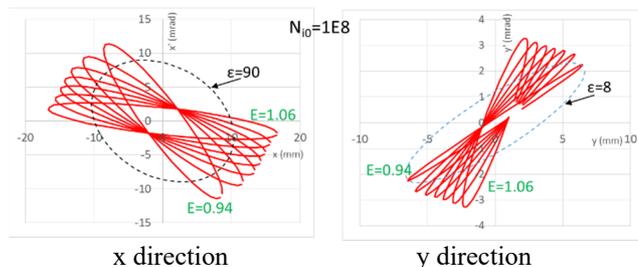


Figure 4: Horizontal and vertical beam shapes in phase space at the phase rotation exit.

以下、位相回転前のビームのエネルギーを、 $4 \text{ MeV/u}$  を基準とし、1.0 と表すことにする。例えば、 $4 \text{ MeV/u} + 6\%$  のエネルギーの粒子は 1.06 と表される。Figure 4 中に示された 7 つのグループは、位相回転前のエネルギー  $0.94 \sim 1.06$  までを 0.02 ごとに分けて計算した結果を表している。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後・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。最終的な y 方向のエミッタンスを小さくするため、y 方向の envelop 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ながら、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 5 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  $1 \times 10^8$  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. 6 に示した。上段が x 方向、下段が y 方向である。途中に挿入した Carbon Foil は、ビームのエミッタンスを拡大して、シンクロトロン周回中の空間電荷効果を緩和するためのものである。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  $5 \sim 20$ 、y 方向

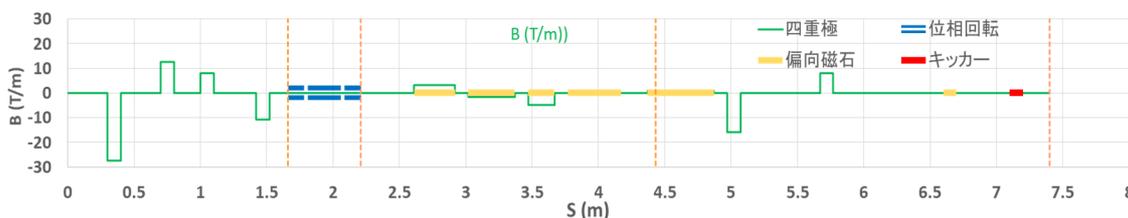


Figure 5: Q magnet and bending magnet layout in the beam transport.

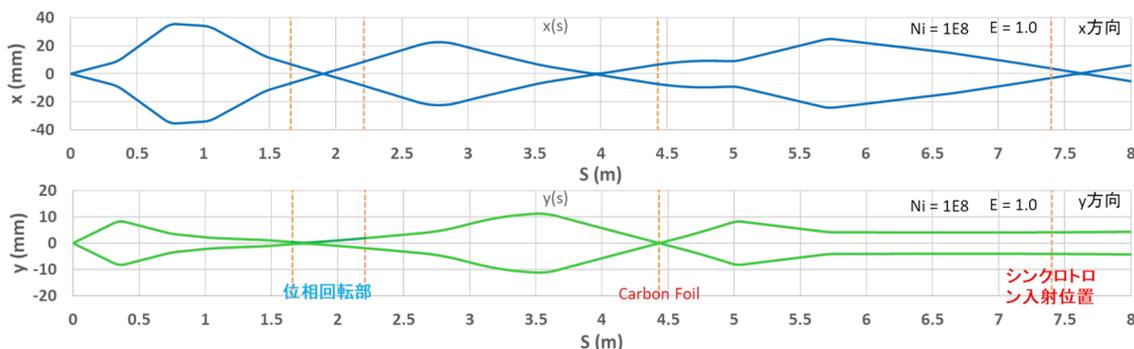


Figure 6: Horizontal and vertical beam envelopes in the beam transport.

で約  $2(\pi \text{ mm mrad})$ となる。シンクロトロン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. 7 に示す。イオンの発生量が  $1 \times 10^8$  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の形状を表している。

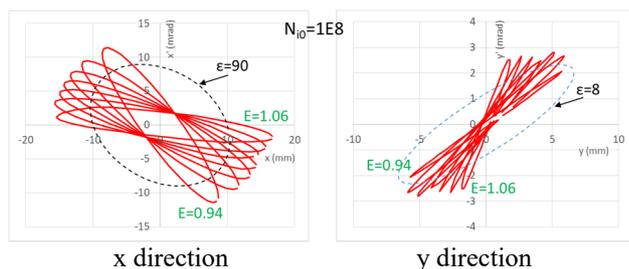


Figure 7: Horizontal and vertical beam shapes in phase space at the injection point of the synchrotron.

## 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、周回計算を行い、最終捕捉粒子数を求めた。今回、この過程の計算方法の見直しを行った。主な変更点は次の 2 点である。

① 位相空間上に初期値として割り振られたそれぞれが同じ粒子数を持つ格子点を周回とともに追いかける方法を見直した。計算方法の説明を Fig.8 に示す。これまでは外周の格子点のみを計算し、外周から求めた中心と外周点を結んだ各動径に対して粒子数を等分するように新たな格子点を作成していた(計算方法 1)。この格子点を用いて許容エミッタンスに入る粒子数を調べてい

た。今回、初期に設定した格子点をすべて計算して追いかける方式に変更した(計算方法 3)。計算方法 2 は、計算方法 1 を一部改良した方法であり、計算時間は 1 とほぼ同じである。ただし、y 方向については、中心がほとんど動かないため、どの計算方法も結果にほとんど差が見られなかったため、計算方法 2 を使用することにした。

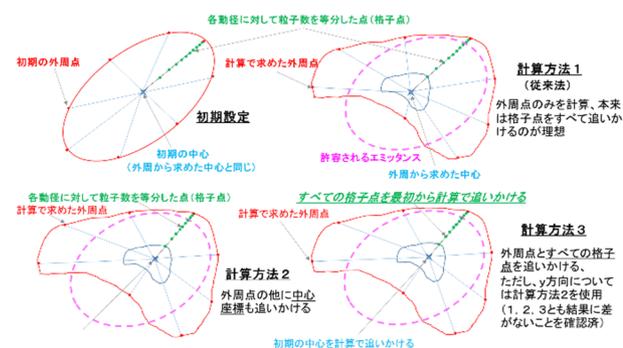


Figure 8: Illustrations of previous calculational method and improved calculational methods of beam trajectory simulations.

② シンクロトロン入射時および周回途中でシンクロトロンのアクセプタンスをはみ出す粒子を切り捨てるようにした。これまでは、イオン生成点からある Beam Transport を通過してきた粒子は、そのままシンクロトロンに入射・周回させて計算していた。最終捕捉粒子数は、軌道計算終了後(約 100 周)に、それまでに一度でも許容エミッタンスからはみ出した粒子を数え上げ、切り捨てて求めていた。前回の報告で、最終捕捉粒子数減少の最大の要因がシンクロトロン周回中の空間電荷効果であることが分かったので、入射時と周回の早い段階で粒子を切り捨てること

で、空間電荷効果を少しでも抑え最終捕捉粒子数の低減を抑制することを狙った。

計算結果の例を Fig. 9 (a), (b)に示す。Figure 9 (a)は、計算中に粒子の切り捨てを行わないこれまでの計算方法で 100 周の計算を行い、89 周～100 周までのシンクロトン内でのビーム位置を重ね合わせて表示している。Figure 9 (b)は、シンクロトン入射時と 10 周目までにアクセパタンスからはみ出した粒子を切り捨て計算方法で 110 周の計算を行い、99 周～110 周までのシンクロト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。イオン発生量は、どちらも  $1 \times 10^8$  個/10%b.w./msr 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。

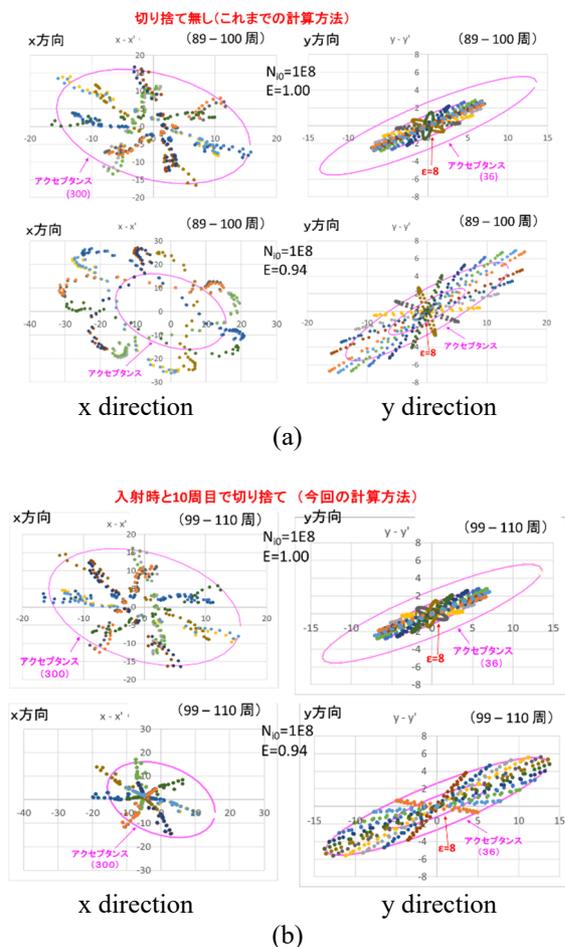


Figure 9: Time history of horizontal and vertical beam shapes in the phase space. (a) Produced ion number is  $1 \times 10^8$ /10%b.w./msr. and beam shapes from 89<sup>th</sup> to 100<sup>th</sup> turns after injection are superimposed, (b) produced ion number is  $2 \times 10^8$ /10%b.w./msr. and beam shapes from 99<sup>th</sup> to 110<sup>th</sup> turns are superimposed.

次に、この計算結果を用い、シンクロトン周回後に最終的に捕獲される粒子数(最終捕捉粒子数)を求める。Figure 9 (a) の場合、入射後の 1～12 周、及び、61～100 周の間で1度でもアクセパタンスからはみ出した粒子を

数え上げる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、 $\epsilon_y > 7(\pi \text{ mm mrad})$ となる粒子もすべて除外し最終捕捉粒子数を求めた。Figure 9 (b) の場合は、10 周目で粒子切り捨てを行った後の 10～22 周、及び、71～110 周の間で粒子の切り捨てを行った。y 方向については、71～110 周の間で、 $\epsilon_y > 7(\pi \text{ mm mrad})$ となる粒子もすべて除外して、最終捕捉粒子数を求めた。以下、最終捕捉粒子数を調べた結果を報告する。

まず、入射時および周回時の粒子の切り捨ては行わず、格子点の計算方法を変えて最終捕捉粒子数を求めた。その結果を Fig. 10 に示す。横軸は 10%b.w./msr あたりの発生粒子数である。従来の計算方法 1 に比べ今回の計算方法 3 では、最終捕捉粒子数が 10%ほど増えることが確認できた(計算方法 2 もほぼ同じ結果)。また、グラフ中で(I=0)と表示したものは、シンクロトン周回中の空間電荷効果を無視して計算したものである。空間電荷効果による補足粒子数の減少効果がいかに大きいかが見て取れる。また、レーザーショットごとのイオン発生量のばらつきの範囲を図中でバラツキの範囲( $5 \times 10^7 \sim 2 \times 10^8$ )として示している。イオン発生量のばらつき頻度を均等だと仮定すると、この範囲での平均値がばらつきを考慮した最終捕捉粒子数となる。結果を Table 1 に示す。目標の  $1 \times 10^8$  個/shot には少し届いていない。

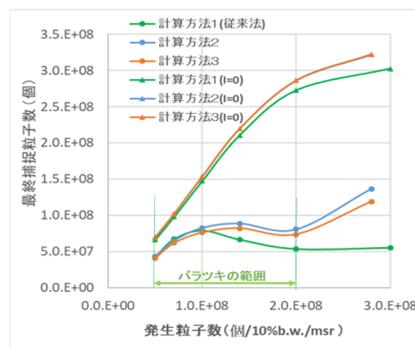


Figure 10: Dependence of the captured ion numbers on produced ion numbers by three different calculation methods.

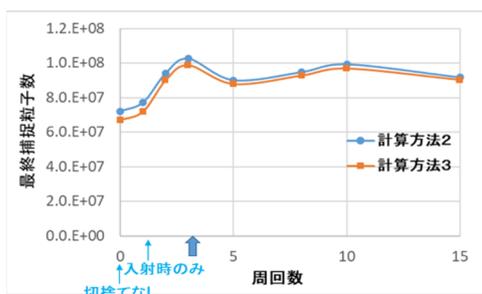
Table 1: Captured Ion Numbers by Three Different Calculation Methods

		最終捕捉粒子数 (1回入射)
計算方法1		6.2.E+07
計算方法2		7.2.E+07
計算方法3		6.7.E+07
入射後 空間電荷 効果を無視	計算方法1	1.6.E+08
	計算方法2	1.7.E+08
	計算方法3	1.7.E+08

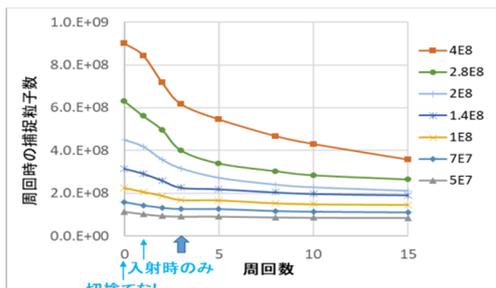
次に、周回計算において入射時と周回中にアクセパタンスからはみ出した粒子を切り捨てて計算を行った場合の結果について述べる。切り捨てを行うときの周回数を変えて最終捕捉粒子数を調べた結果を Fig. 11 (a)に示

す。横軸は、切り捨てを行う周回数である。例えば周回数が 10 の場合、まず入射時に切り捨てを行い、その後 9 周したところで、それまでに一度でもアクセプタンスからはみだした粒子を切り捨てる。すなわち、10 周目の始めに切り捨てを行う。横軸の周回数 0 は、入射時も周回時も切り捨てを行わなかった場合を、周回数 1 は入射時のみ切り捨てを行った場合を表している。結果を見ると、周回数 3 で最終捕捉粒子数が最大となっており、これまでの切り捨てを行わない場合に比べ、30%程度増加した。

次に、3 周目で最終捕捉粒子数が最大になる理由を考察する。Figure 11 (b) は切り捨てを行う周回数を横軸とし、発生粒子数をパラメータとして切り捨て後の残存粒子数を調べたものである。3 周目までは残存粒子数の低下が顕著であるが、その後ほぼ一定となっている。一方、ビーム長は周回とともに長くなるため空間電荷効果は徐々に減少していく。よって、粒子の切り捨ては早めに行った方が空間電荷を減らす効果は大きい。以上の 2 点から 3 周目あたりで切り捨てを行ったときに最終捕捉粒子数が最大になると考えられる。



(a)



(b)

Figure 11: (a) Dependence of the captured ion numbers on numbers of laps when ions are truncated. (b) Dependence of the remained ion numbers on numbers of laps when ions are truncated.

ここまで、y 方向の許容エミッタンスは、入射時の値で、 $7(\pi \text{ mm mrad})$ として計算してきた。しかし、現在治療に使われているビームでは、この許容エミッタンスはさらに大きな値になっている。許容エミッタンスが大きくなれば最終捕捉粒子数も大きくなる。そこで、許容エミッタンスを  $7\sim 36(\pi \text{ mm mrad})$ まで変えて最終捕捉粒子数を調べた。結果を Fig. 12 および Table 2 に示す。許容エミッタンスを  $10\sim 15(\pi \text{ mm mrad})$ 程度とすれば、最終捕捉粒子数は目標値の  $1\times 10^8$  個/shot を十分クリアする。

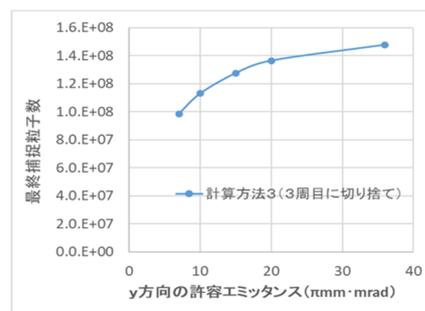


Figure 12: Dependence of the captured ion numbers on produced ion numbers.

Table 2: Dependence of Captured Ion Numbers on Permissible Values of y-directional Emittance

y方向の許容エミッタンス ( $\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ )	最終捕捉粒子数	
	1回入射	20回多重入射 (2秒間)
7	9.9.E+07	1.3.E+09
10	1.1.E+08	1.4.E+09
15	1.3.E+08	1.6.E+09
20	1.4.E+08	1.7.E+09
36	1.5.E+08	1.9.E+09

### 3. まとめ

今回は、シンクロtron周回後の最終捕捉粒子数を求める計算方法の見直しを行った。位相空間上に初期値として割り振られた格子点を周回とともに追いかける方法を見直した。また、シンクロtron入射時と周回の途中でシンクロtronのアクセプタンスをはみ出す粒子を切り捨てることで、周回中の空間電荷効果を低減するようにした。その結果、空間電荷と速度広がりごと shot ごとの発生粒子数のばらつきを考慮した今回のスキームで、最終捕捉粒子数として、目標とする  $1\times 10^8$  個/shot をクリアすることができた。今後、アップデートされた第 4 世代超伝導シンクロtron (3.5T)との機器配置の整合性を見直していく。

### 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シンクロtron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.
- [2] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロtron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.
- [3] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロtronへの直接入射の検討 II”, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Kyoto, Japan, Jul. 31- Aug. 3, 2019, pp. 916-920.