

## 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V

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

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>, 近藤公伯<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>, Kiminori Kondo<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

The Quantum Scalpel project is carried in QST with the aim of downsizing the heavy-ion radiotherapy equipment by use of superconductive technology and laser ion acceleration technology. Feasibility study on a direct injection into a synchrotron of laser-accelerated ions was performed. In this report, a new beam transport was designed for the last fourth-generation superconducting synchrotron and the number of captured ions finally in the synchrotron per shot was examined by using the beam trajectory simulation with considerations for the space charge effect, the ion energy spread and the fluctuation of the produced ion number. As a result, the captured ion number was 65~70 % of the extracted ions from the produced ions. The main cause of the particle-loss was thought as transverse mismatch by the space charge effect in circulation of ions in the synchrotron.

#### 1. はじめに

量研機構では、重粒子線がん治療装置の小型化を目指す量子メスプロジェクトを進めている。従来の入射器と超伝導シンクロトロンを用いて小型化を目指した第4世代装置の開発、そして、入射器としてレーザー加速イオン源を用いることで、さらに小型化を目指す第5世代装置(量子メス)へと開発を進めていくシナリオである。その開発の一環として、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に関するフェージビリティスタディを行っている。今回、第4世代量子メス超伝導シンクロトロン(3.5 T)を入射対象とし、イオン発生点から Beam Transport、さらに、シンクロトロンへの入射から周回運動までのビーム軌道計算を、空間電荷、速度広がり、発生粒子数のバラツキ、キッカー磁場の時間変化を考慮して行い、最終的にシンクロトロンに捕捉される粒子数を調べるとともに、粒子損失の発生原因を検討した。シミュレーションの結果、今回設計した Beam Transport を用いると、シンクロトロンに入射される粒子数は引出し粒子数の約95%、周回後に捕捉される粒子数は約65%であること、キッカー磁場を調整してシンクロトロンへの入射角度と入射位置をシフトすることで、ともに約4%改善できることが分かった。また、粒子損失の主な原因は、周回中に起きる空間電荷効果によるミスマッチであると推察された。

前回までに、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、空間電荷、速度広がり、発生粒子数のばらつきを考慮して、1ショットあたりの最終補足粒子数を調べ、JST 未来社会創造事業で最終目標としている1shotあたりの捕捉粒子数  $1 \times 10^8$  個の目途がたったことを報告した[1-4]。

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

今回は、第4世代超伝導シンクロトロンの設計がほぼ固まってきたことを受け、最新設計の超伝導シンクロトロン(3.5 T)[5]に入射対象を変更し、また、Beam Transport とシンクロトロンの構成機器間の干渉を避けるように Beam Transport を新たに設計し直した。

今回の変更点も含め、基本的な検討条件を以下にまとめる。

① 空間電荷とエネルギー広がりを考慮して、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最新設計の超伝導シンクロトロン(3.5 T)を入射対象とした。

③ 1ショットあたりのイオン発生量は、中央値  $1 \times 10^8$  個/10%b.w./msr とし、ショットごとのばらつき(factor で0.5~2)を考慮して検討を行った。

#### 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 レーザー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。

- 10 Hz 程度の繰り返し動作
- 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極端に大きくなる。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、エネルギー圧縮器までの距離をできるだけ大きくすることで前述したパルス伸長を行っている。また、要求されるシンクロトロンへの蓄積粒子数は1 shot で入射できる粒子数に比べ1桁程度大きいため、複数回の入射を行う必要がある。シンクロトロンの入射点にキッカー磁石を設置し、ビームの複数回の入射を行う。Beam Transport の概念図を Fig. 1 に示す。

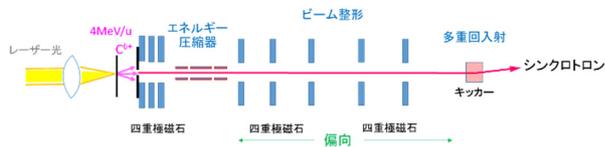


Figure 1: Schematic diagram of the beam transport.

## 2.2 レーザー加速イオンの概要

今回のシミュレーションで用いたレーザー加速イオンのパラメータを Table 1 に示す。また、レーザー加速イオンの引き出しの概念を Fig. 2 に示す。

Table 1: Parameters of Laser Accelerated Ions Using Simulation

Produced Ion Number (Median Value)	$1 \times 10^8 / 10\% \text{ b.w. / msr}$
(having Fluctuation of Factor 0.5 to 2 with Equal Event Probability)	
Beam Energy	$4 \text{ MeV/u} \pm 6\%$
Extraction Solid Angle	$1.9 \text{ msr} (\pm 24.6 \text{ mrad})$
Beam Radius at Production Point	$0.03 \text{ mm}$
Emittance ( $\epsilon_x = \epsilon_y$ )	$0.75 \text{ } \mu\text{m mrad}$
Extracted Ion Number (Median Value)	$2.25 \times 10^8$
(in Consideration of Fluctuation)	$1.1 \sim 4.5 \times 10^8$

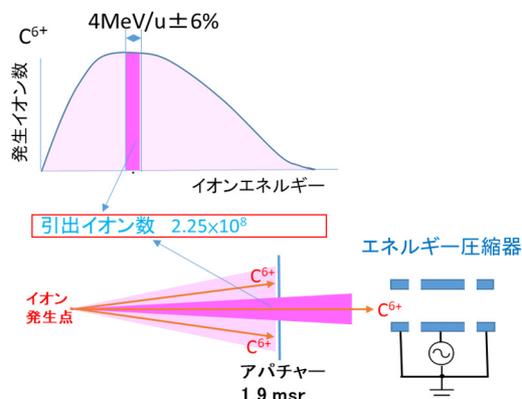


Figure 2: Conceptual diagram of beam extraction from laser accelerated ions.

前述したように、レーザー加速イオンはブロードなエネルギー幅を持っており、多くのイオンを利用するために広いエネルギー幅(ここでは $\pm 6\%$ )を持つイオンを引き出

している。引き出し立体角は  $1.9 \text{ msr}$  とした。なお、引き出すイオンはすべて炭素の 6 価イオンとしている。

## 2.3 Beam Transport と多重入射の概要

広いエネルギー幅で引き出されたイオンを約  $1.5 \text{ m}$  飛行させてパルス伸長を行った後、Phase Rotation によりエネルギー圧縮を行う。本装置は 3 段の空洞電極からなり、 $100 \text{ MHz}$ 、 $250 \text{ kV}$  の高周波を印加する (Fig. 2 参照)。シミュレーションの結果、エネルギー幅は $\pm 0.6\%$ に圧縮された。圧縮後、四重極磁石によりビーム整形を行うとともに、偏向磁石でビームラインを曲げてシンクロトロンの内側に収まるようにした。偏向磁石の多くは Beam Transport を小型化するために四重極磁石と一体化した複合磁石とした。今回、新たに設計した Beam Transport の概観図をシンクロトロンと一緒に Fig. 3 に示す。シンクロトロンの内側には、光パルス圧縮器と加速イオンを発生するターゲットチャンバーも収まるように設計されている。キッカーの直前の偏向磁石はセプタム電磁石で、セプタムへの入射角度は  $30.6$  度とし機器間の干渉を防いでいる。

シミュレーションに用いた第 4 世代超伝導シンクロトロンのパラメータを Table 2 に示す。また、シンクロトロンの入射点でのビームパラメータを Table 3 に示す。レーザー加速イオン源のパルスレートはレーザーの繰り返し数で決まり、現在の設計は  $10 \text{ Hz}$  となっている。

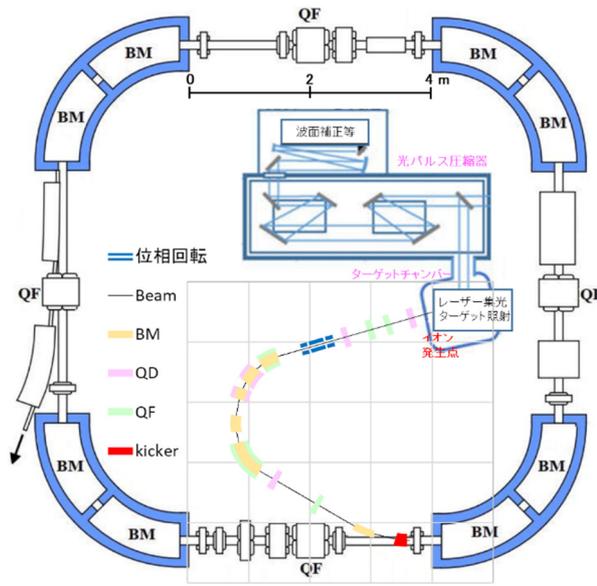


Figure 3: View of the superconducting synchrotron and the beam transport.

Table 2: Major Specifications of Superconducting Synchrotron

Dipole field	$0.3 \sim 3.5 \text{ T}$
Larmour radius	$1.889 \text{ m}$
Circumference	$28.88 \text{ m}$
Tune $\nu_x$	$\sim 1.72$
Tune $\nu_y$	$\sim 1.44$
Acceptance $\epsilon_x$	$200 \text{ } \mu\text{m mrad}$
Acceptance $\epsilon_y$	$30 \text{ } \mu\text{m mrad}$

Table 3: Beam Parameters at Synchrotron Injection Point

Pulse Width	5.4 ns
Beam Length	0.15 m*
Beam Energy	4 MeV/u±0.6 %
Ion Species	C <sup>6+</sup>
Injection Rate	10 Hz
*Elongating by Velocity Spread along with Circulation	

1 パルスあたり引き出されるイオン数は、10<sup>8</sup> のオーダーであり、シンクロトロンに蓄積する必要があるイオン数は10<sup>9</sup>のオーダーと1桁程度高いため、複数 shot のイオンを貯めていく必要がある。このため高速キッカーを用いた多重回入射を提案した[4]。この概念図を Fig. 4 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射することで多重回入射を実現している。

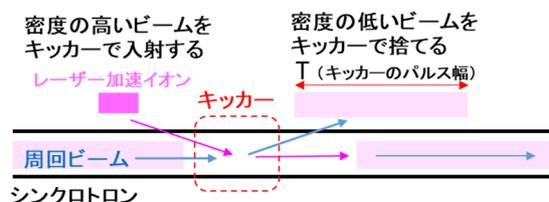


Figure 4: Conceptual diagram of multi-turn injection.

Figure 4 より、多重回入射において、1 回の入射で蹴り出される粒子の損失割合  $L$  は次の式で表される。

$$L = \frac{T}{\tau} \quad (1)$$

ここで、ビームがシンクロトロンを1周する時間を  $\tau$ 、キッカー電磁石のパルス全幅を  $T$  とした。 $n$  回入射を行ったときの増倍率  $G$  (=蓄積粒子数/1回あたりの入射粒子数) は次のように表され、 $n$  を増やすと  $G$  は飽和する。

$$G = \frac{1 - (1 - L)^n}{L} \quad (2)$$

$\tau=1 \mu\text{s}$ 、 $T=50 \text{ ns}$  とし、20 回 (2 秒間) の多重回入射を行うと、 $G$  は 12.8 となる。

#### 2.4 キッカーの磁場強度時間変化の検討

前節で述べた多重回入射ではキッカー磁場を急速に変化させてレーザー加速イオンをシンクロトロンに入射している。キッカー磁場のパルス波形が正弦波の場合と台形波の場合について検討した。Figure 5 にキッカー磁場が正弦波の場合の時間変化とビームのキッカー通過時間の関係を示す。入射点でのビームパルス幅は 5.4 ns、キッカーのパルス幅は 50 ns とした。また、キッカーの通過距離を 100 mm とした。これより、4 MeV/u の C<sup>6+</sup> の通過時間は 7.2 ns となる。Figure 5 より、ビームの先頭のイオンと中央のイオンがキッカーを通過するときを感じる磁場強度と先頭および最後尾のイオンがキッカーを通過するときを感じる磁場強度は異なる。それぞれの位置のイオンを感じる平均磁場を求め、その平均磁場を用いてイオン軌道を計算した。Figure 5 にそれぞれの位置のイオンを感じる平均磁場も書き加えている。先頭のイオンは

初期速度の最も速いイオン、すなわち 4 MeV/u の 1.06 倍のエネルギーを持つイオンであり、最後尾のイオンは 4 MeV/u の 0.94 倍のイオンである。

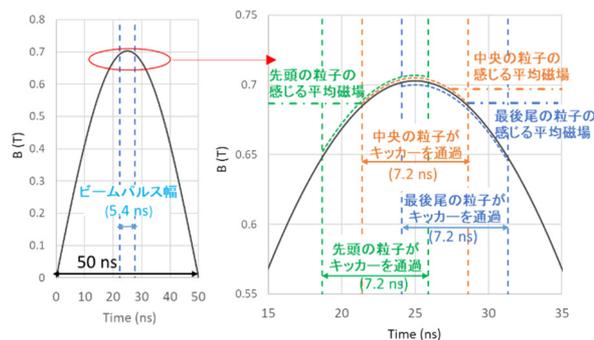


Figure 5: Time variation of the kicker magnet and transit time of the beam.

この平均磁場から計算した先頭および最後尾のイオンの回転半径は、中心のイオンに比べ約 1.016 倍になる。この時の入射点でのシフト量は、 $\Delta\theta \sim 3.5 \text{ mrad}$ 、 $\Delta x \sim 0.5 \text{ mm}$  となり、どちらも外側にシフトする。発生粒子数が  $1.0 \times 10^8$  個/10%b.w./msr の時の入射点でのビーム形状を Fig. 6 に示す。キッカー磁場がフラットトップ 12.6 ns 以上の台形波の場合、すなわち、キッカー磁場の時間変化を考慮しなくてよい場合の入射点でのビーム形状を Fig. 7 に示す。

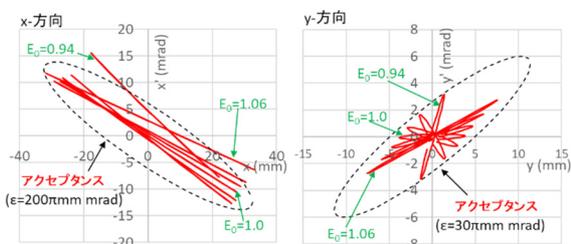


Figure 6: Beam shapes at the injection point into the synchrotron with consideration for time variant of the kicker magnet when produced ion number is  $1.0 \times 10^8$  /10%b.w./msr.

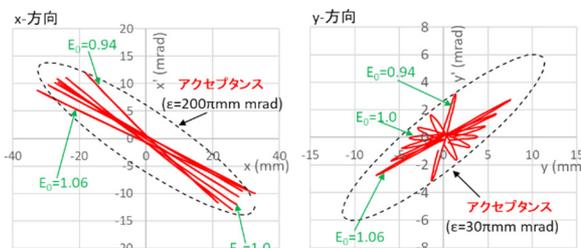


Figure 7: Beam shapes at the injection point into the synchrotron without consideration for time variant of the kicker magnet when produced ion number is  $1.0 \times 10^8$  /10%b.w./msr.

Figure 6, 7を比べると、初期速度 1.06と0.94で、違いが大きいことが分かる。それ以外の初期速度に対してはほとんど違いが見られない。キッカー磁場の時間変化がない場合の入射粒子数(入射点でシンクロトロンアクセプタンス内に入った粒子数)は引出粒子数の99.3%であるが、キッカー磁場の時間変化がある場合は93.8%となり、約5.5%低下する。この低下を改善する手段として、キッカー磁場強度のピーク値を高く設定することで入射角度と入射位置をあらかじめ内側にシフトさせておくことが考えられる。あらかじめ2 mrad、0.3 mmだけ内側にシフトすると、入射粒子数が約4%改善された(発生粒子数が $1.0 \times 10^8$ /10%b.w./msrの時)。

### 3. シンクロトロン中の周回計算の検討

#### 3.1 シンクロトロン中の周回計算と捕捉粒子数

イオンビームがシンクロトロンに入射した後、まず入射時にアクセプタンスをはみ出した粒子を切り捨て、さらに、周回ごとにアクセプタンスをはみ出した粒子を切り捨てながら空間電荷を考慮して周回計算を行う。周回数を変えて計算した結果、捕捉粒子数は150周までには一定値になることが分かり、200周まで計算して捕捉粒子数を求めることにした。

発生粒子数のバラツキを考慮したときの捕捉粒子数は、発生粒子数が $0.5 \sim 2.0 \times 10^8$ 個/10%b.w./msrの範囲の捕捉粒子数を平均することで求められる(発生確率を均等と仮定)。入射粒子数についても同様に求められる。以降、平均した値を単に捕捉粒子数、入射粒子数と記す。

入射粒子数と捕捉粒子数の引出粒子数に対する割合をTable 4に示す。キッカーの時間変化の有無にかかわらず、入射粒子の25~30%が周回中に失われることを示している。捕捉粒子数を増やすためにはこの損失の原因を明らかにする必要がある。

Table 4: Ratios of Injected and Captured Ion Numbers to Extracted Ion Number

	入射粒子数／発生粒子数	捕捉粒子数／発生粒子数
kicker時間変化考慮あり	94.2%	65.9%
kicker時間変化考慮なし	99.5%	74.5%

#### 3.2 周回中の粒子損失の原因の検討

粒子損失の原因解明に関する以下の検討では、キッカー磁場が台形波の場合、すなわち、時間変化を考慮しないよい場合について議論を進めていく。

発生粒子数ごとに入射粒子数と捕捉粒子数を求めた結果をFig. 8に示す。Figure 8の灰色矢印の範囲は発生粒子数のバラツキを示している。入射粒子数は発生粒子数にほぼ比例して増加しているが、捕捉粒子数は発生粒子数が大きくなると頭打ちになっている。また、周回計算で空間電荷効果を入れない計算を行い、その結果もFig. 8に示した。空間電荷効果を入れないと捕捉粒子数は発生粒子数にほぼ比例して増加することが分かった。発生粒子数が増えると空間電荷効果は大きくなる。

このことから、空間電荷効果が周回中の粒子損失の主原因ではないかと推察できる。さらに、周回中の残存粒子数の割合に対する周回数依存を調べた結果をFig. 9に示す。ここでは発生粒子数を $2.0 \times 10^8$ 個/10%b.w./msrとした。右図は空間電荷効果を無視して計算した結果である。損失の大部分は最初の数周ぐらいまでに発生している。一方、空間電荷効果を無視した場合は、最初の1, 2周は速度不一致による横方向ミスマッチが原因と考えられる損失が発生しているが、それ以降損失はほとんど発生していない。以上の結果から、周回中の粒子損失の主な原因は空間電荷効果による横方向ミスマッチであると考えられる。

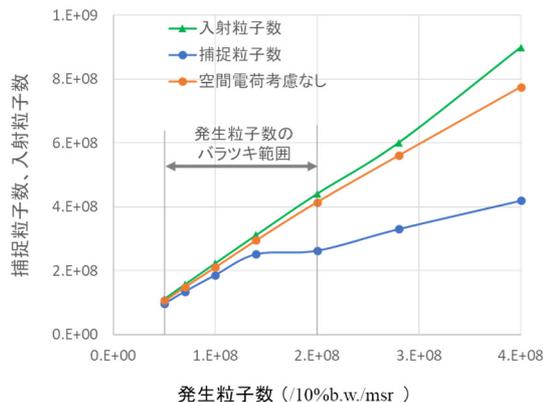


Figure 8: Simulation results of captured and injected ion numbers for each produced ion number.

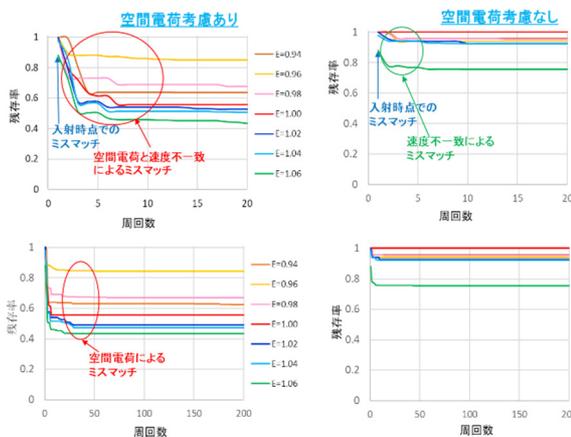


Figure 9: Dependence of the rate of survival ions on number of turns with consideration (left) and without consideration (right) for the space charge effect, in the case that produced ion number is  $1.0 \times 10^8$ /10%b.w./msr.

次に、周回中に空間電荷による大きな電場が実際に発生しているかを調べた。Figure 10は、入射後1周目における空間電荷による電場強度を表した図である。電場の大きさを四重極磁場と同じスケールで表している。発生粒子数は $2.0 \times 10^8$ 個/10%b.w./msr、初期エネルギーは4 MeV/uのときの結果である。Figure 10より四重極磁場に匹敵する強度の電場が発生していることが分かった。

た。ただし、この電場は周回数とともにビームが伸長することで減衰していき、5 周目には約 1/5、10 周目には約 1/10 にまで減衰する。このことは、Fig. 9 で大部分の粒子損失が入射後最初の数周までに発生している事実と符合している。

今後、さらに捕捉粒子数を増やすためには、シンクロロン周回中の空間電荷効果の緩和が必要となる。

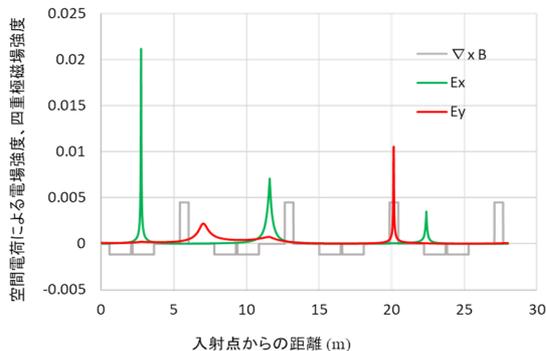


Figure 10: Electric field strength by space charge effect and quadrupole magnetic field in the first turn after the injection.

#### 4. シンクロロンへの蓄積粒子数の検討

提案した多重入射を用いて入射を行った場合に、シンクロロンに蓄積される粒子数について検討する。入射時間は 2 秒、入射回数は 20 回とした。2.2 節で述べたように、20 回の多重入射を行うと 1 回の捕捉粒子数の 12.8 倍の粒子数が蓄積される。発生粒子のバラツキを考慮し、キッカー磁場が正弦波の場合と台形波の場合について蓄積粒子数を求めた。また、実際に治療に使うことを考えると、y 方向については、エミッタンスが 15~20  $\pi\text{mm mrad}$  以下となるビームが使用できる。y 方向の許容エミッタンスをパラメータとして蓄積粒子数を求めた。結果を Table 5 に示す。

Table 5: Stored Ion Numbers by Multi-turn Injections

y方向の許容エミッタンス $\epsilon_y$ ( $\pi\text{mm mrad}$ )	蓄積粒子数 (個) 多重入射 20回 (2秒間)		
	15	20	30 (acceptance)
キッカー波形: 台形波	2.20.E+09	2.32.E+09	2.39.E+09
キッカー波形: 正弦波 入射位置シフトなし	1.93.E+09	2.04.E+09	2.11.E+09
キッカー波形: 正弦波 入射位置シフト ( $\Delta\theta = -1.5 \text{ mrad}$ , $\Delta x = -0.2 \text{ mm}$ )	2.01.E+09	2.13.E+09	2.20.E+09

2.4 節で述べたように、キッカー磁場が正弦波の場合、入射位置をあらかじめ内側にシフトさせるようにキッカー磁場強度を調整すると入射粒子数を増やせることが分かった。捕捉粒子数についても同様の効果が得られることが分かり、最も効果が大きくなるシフト量を調べた。最適のシフト量 ( $\Delta\theta = -1.5 \text{ mrad}$ ,  $\Delta x = -0.2 \text{ mm}$ ) を与えた時の蓄積粒子数についても Table 5 に示した。シフトなしに

比べ約 4 % の増加となった。

今回設計した Beam Transport を使い、20 回の多重入射を行うと、キッカー波形が正弦波、台形波にかかわらず、y 方向の許容エミッタンスを 15  $\pi\text{mm mrad}$  とした場合でも、量子メスプロジェクトで目標としている  $2 \times 10^9$  個の粒子をシンクロロンに蓄積できることが分かった。

#### 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超伝導シンクロロン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.
- [3] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロロンへの直接入射の検討 III”, Proceedings of the 17th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, Sep. 2- 4, 2020, pp. 693-697.
- [4] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロロンへの直接入射の検討 IV”, Proceedings of the 18th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, Aug. 9- 12, 2021, pp. 13-17.
- [5] K. Mizushima *et al.*, “Concept Design of a Superconducting Magnet for a Compact Heavy-Ion Synchrotron”, IEEE Trans. on Appl. Supercond. Vol. 32, Issue 6, 2022, 441405.