

## J-PARC RCS における大強度 1 バンチ加速の検討 CONSIDERATION OF HIGH INTENSITY SINGLE BUNCH ACCELERATION IN J-PARC RCS

田村文彦 <sup>\*,A)</sup>, 沖田英史 <sup>A)</sup>, 發知英明 <sup>A)</sup>, サハプラナブ <sup>A)</sup>, 明午伸一郎 <sup>A)</sup>, 吉井正人 <sup>A)</sup>, 大森千広 <sup>A)</sup>, 山本昌亘 <sup>A)</sup>,  
清矢紀世美 <sup>A)</sup>, 杉山泰之 <sup>A)</sup>, 野村昌弘 <sup>A)</sup>, 島田太平 <sup>A)</sup>, 長谷川豪志 <sup>A)</sup>, 原圭吾 <sup>A)</sup>, 宮越亮輔 <sup>A)</sup>  
Fumihiko Tamura <sup>\*,A)</sup>, Hidefumi Okita <sup>A)</sup>, Hideaki Hotchi <sup>A)</sup>, Pranab Saha <sup>A)</sup>, Shinichiro Meigo <sup>A)</sup>, Masahito Yoshii <sup>A)</sup>,  
Chihiro Ohmori <sup>A)</sup>, Masanobu Yamamoto <sup>A)</sup>, Kiyomi Seiya <sup>A)</sup>, Yasuyuki Sugiyama <sup>A)</sup>,  
Masahiro Nomura <sup>A)</sup>, Taihei Shimada <sup>A)</sup>, Katsushi Hasegawa <sup>A)</sup>, Keigo Hara <sup>A)</sup>, Ryosuke Miyakoshi <sup>A)</sup>  
<sup>A)</sup> J-PARC Center, JAEA & KEK

### Abstract

The J-PARC 3GeV synchrotron (RCS) provides high intensity proton beams to the Materials and Life Science Experimental Facility (MLF) and the Main Ring (MR). The harmonic number ( $h$ ) of the RCS is 2 and the RCS normally accelerates two bunches. For some experiments at the MLF, a single bunch is preferred. In this case, one of the rf bucket is filled with protons and the other is empty. Therefore the beam intensity is halved. If the RCS can accelerate with  $h = 1$ , the intensity per bunch can be doubled, enabling to provide single bunch beams to the MLF with the maximum intensity. This possibly increases the MR beam power by injecting high intensity single bunches eight times. In this article, we report mainly on the consideration of  $h = 1$  acceleration in the RCS by longitudinal simulations.

### 1. はじめに – 大強度 1 バンチ加速の検討の 動機

J-PARC 3GeV シンクロトロン (RCS) は物質・生命科学実験施設 (MLF) およびメインリング (MR) に大強度陽子ビーム供給を行っている。RCS および RF システムの主パラメータを Table 1 に示す。RCS は 2007 年にビーム調整を開始して以降、ハードウェアの増強・更新、ビーム調整手法の飛躍的な進展などによって、これまでに設計ビーム強度  $8.3 \times 10^{13}$  ppp のビームを 0.2% 以下の極めて少ないビームロスで安定に加速することに成功している。2023 年 6 月までに、設計ビーム強度に近い  $8 \times 10^{13}$  ppp の大強度ビームを MLF に供給しており、一方 MR にはニュートリノ実験向けに  $6.3 \times 10^{13}$  ppp のビームを供給している。

Table 1 に示したように、RCS の繰り返しは 25 Hz であり、約 20 ms の間に陽子を 400 MeV から 3 GeV まで加速する。このため、高い加速電圧を発生できる金属磁性体 (Magnetic Alloy, MA) が装荷された加速空洞が採用されており、12 台の空洞で 440 kV の高い加速電圧を発生させている。MA 空洞の広帯域特性により、基本波と 2 倍高調波を 1 台の空洞に発生させるデュアルハーモニック運転が可能となり、デュアルハーモニック電圧によるバンチ整形は、空間電荷効果によるビームロス低減するためにはならないものとなっている。

RCS のハーモニック数  $h$  は 2 に設定されており、通常、2 つのバケツ両方をビームで満たした 2 バンチを加速している。2 バンチずつ 4 回入射を行うことで 8 バンチを MR に蓄積し、MLF には中性子ターゲットおよびミューオンターゲットへ 2 バンチの構造のまま陽子ビームを供給する。MLF の中性子を用いた実験

Table 1: Parameters of the J-PARC RCS and its RF System

circumference	348.333 m
energy	0.400–3 GeV
beam intensity	$8.3 \times 10^{13}$ ppp
output beam power	1 MW
accelerating frequency	1.227–1.671 MHz
harmonic number	2
maximum rf voltage	440 kV
repetition rate	25 Hz
No. of cavities	12
Q-value of rf cavity	2

の多くはバンチ構造を問わないが、いくつかの実験では発生する中性子ビームの時間構造が重要な意味を持つものがある。例えば、中性子核反応測定装置 (BL04 ANNRI [1,2]) では中性子と原子核の反応を中性子のエネルギー毎に精密に測定しているが、この測定装置では、MLF で通常用いる中性子回析に用いるエネルギー範囲より高い領域を興味対象とするため、2 バンチ構造に起因する飛行時間の不確定性は重大な問題となる。これらの実験では 2 バンチではなく 1 バンチの陽子ビーム供給が強く望まれている。

2 つのうち 1 つの RF バケツにビームを満たし、他方を空きバケツとして加速することで 1 バンチビームを加速、供給することが可能であるが、この場合は最大ビーム強度も半分、約  $4 \times 10^{13}$  ppp に制限されてしまう。もし RCS のハーモニック数  $h$  を 1 とした加速が可能であるならば、設計強度  $8.3 \times 10^{13}$  ppp の 1 バンチビームを供給することができる。

前述のように、MR には 2 バンチずつ 4 回入射を行うことで 8 バンチの蓄積を行っているが、これを  $h = 1$  加速により 1 バンチずつ 8 回入射を行い、バンチあたりの粒子数を現在の目標ビームパワー 1.3 MW 運転

\* fumihiko.tamura@j-parc.jp

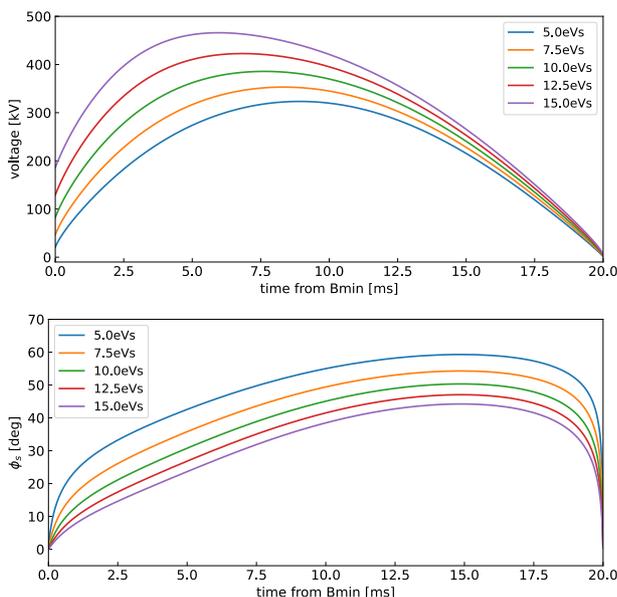


Figure 1: (Top) voltage patterns generated by RAMA and (bottom) synchronous phases for various initial longitudinal emittance.

の仮定  $4 \times 10^{13}$  ppp より上げることができたならば、入射回数が4回から8回と倍になることによるMR運転周期の延長に起因するビームパワーの損失を差し引いたとしても、1.3 MW以上のビームパワーを目指せる可能性がある。

以上のように魅力的な  $h = 1$  加速であるが、ハーモニック数  $h$  を変えることでバケツ高さや最適な同期位相  $\phi_s$  が変化するため、縦方向の運動について詳細な検討を行う必要がある。本稿では、主に RCS での縦方向ビームシミュレーションを用いた  $h = 1$  加速の実現可能性の検討について報告を行う。

## 2. 電圧パターンの初期検討

RCS の偏向電磁石磁場は 25 Hz の正弦波で、運動エネルギーにして 400 MeV 相当から 3 GeV 相当まで励磁されている。RF 基本波電圧を  $V_0$  としたとき、同期位相  $\phi_s$  は

$$\sin \phi_s = \frac{2\pi R}{V_0} \rho \frac{dB}{dt} \quad (1)$$

で表される。ここに、 $R$  は平均半径、 $\rho$  は軌道曲率半径、 $\frac{dB}{dt}$  は磁場の変化率である。ここには陽にハーモニック数  $h$  は現われない。一方、バケツの高さを運動量のずれ ( $dp/p$ ) で表すと

$$\begin{aligned} & \text{(bucket height on } dp/p) \\ & = \sqrt{-\frac{eV_0}{\beta_s^2 E_s \pi h \eta} (2 \cos \phi_s + (2\phi_s - \pi) \sin \phi_s)} \quad (2) \end{aligned}$$

( $\eta$  はスリッページファクター、 $\beta_s$ 、 $E_s$  は同期粒子の速度およびエネルギー) と  $h$  を含む式となり、一般に同じ電圧に対しては  $h$  が小さいほうが運動量方向に大きな

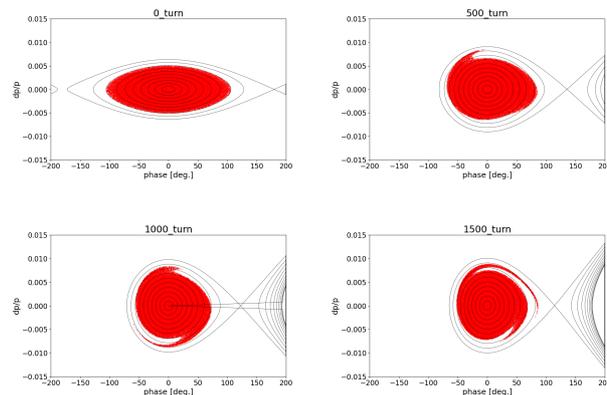


Figure 2: Phase space distributions in the beginning of acceleration for the initial emittance of 5.0 eVs.

RF バケツとなると言える。速い繰り返しのシンクロトロンでは特に、縦方向エミッタンスを保持して加速ができるような電圧パターンを設計することが重要であるが、RAMA [3] と呼ばれる計算コードで、基本波電圧パターンを設計することができる。

$h = 1$  加速について、RAMA を用いて得られた電圧パターンを Fig. 1 上図に示す。バケツの高さとビームの最大運動量の比であるモーメントムフィリングファクター (MF) を余裕のある 0.8 に設定し、初期エミッタンス 5 eVs から 15 eVs の範囲で電圧パターンの計算を行った。

初期エミッタンス 15 eVs の場合、最大電圧が RCS の加速空洞で発生させられる 440 kV を超えてしまうため、このパターンは使用することができない。また、初期エミッタンスを小さくしていくと必要なバケツも小さくなるため、式 (1) および (2) から理解されるように、必要な RF 電圧は低くなり、5 eVs の場合で約 300 kV となる。

一方で、電圧が低いパターンは最大の  $\phi_s$  が大きくなるだけではなく、 $\phi_s$  の速い変化にもつながる。Figure 1 下図に示したように、5 eVs の場合には最大の  $\phi_s$  が 60 度に到達するだけでなく、加速の始め、1 ms 以内に 30 度近くまで変化する。初期エミッタンスを大きくしていくと、加速の始めでの  $\phi_s$  の変化は緩やかになっていく。

これら電圧パターンを用い、縦方向シミュレーションコード BLongD [4] でシミュレーションを行った。RCS の実際の運転ではマルチターン入射によるビーム蓄積が行われるが、ここでは簡単のため、 $t = 0$  で初期エミッタンスに対応した分布を与えて 1 ターンで入射し、その後の運動を計算した。

まず、初期エミッタンス 5 eVs の場合の 1500 ターンまでの位相空間分布を Fig. 2 に示す。前述のように、 $\phi_s$  の変化が加速初期非常に速いために、バケツが時間方向に急速に縮んでいく。この変化は非断熱的であり、粒子はバケツの変化に追い付くことができず、フィラメントが生じてしまっていることがわかる。この電圧パターンは使うことができない。

初期エミッタンス 7.5 eVs および 10 eVs の場合は  $\phi_s$

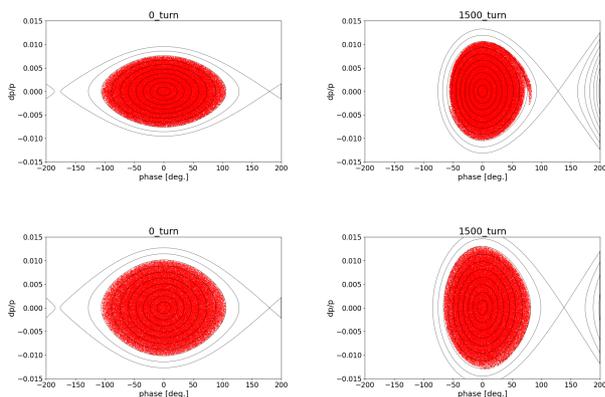


Figure 3: Phase space distributions at 0 and 1500 turn for the initial emittance of (top) 7.5 eVs and (bottom) 10 eVs.

の変化が緩やかであるために、バケツの変化に粒子が追従することができる。Figure 3 に示すように、7.5 eVs では 1500 ターンで小さなフィラメントが生じているが問題となる程ではなく、また 10 eVs ではきれいな分布を保っていることがわかる。取り出しの 20 ms までのシミュレーションを行ったが、これらの場合はエミッタンスも一定に保たれ、安定な加速が実現できることがわかった。

縦方向エミッタンスが大きいことで、ビームの運動量方向での広がり  $dp/p$  も大きくなる。初期エミッタンス 7.5 eVs および 10 eVs の場合、 $dp/p$  の加速中の最大値はそれぞれ 1.1%、1.3% となる。これは RCS の設計上の許容値 1.0% を超えており、2 倍高調波 ( $h = 2$ ) を重畳したデュアルハーモニック運転によって運動量方向にバケツを変形させて、 $dp/p$  を小さくしてやる必要がある。デュアルハーモニック加速電圧パターンについては次節で述べる。

### 3. デュアルハーモニック加速電圧パターンの検討

2 倍高調波が含まれる場合は、RF バケツのパラメータは式 (2) のような簡単な形にならず、セパトリティクスを数値的に求め、ビーム分布に対応する適切な電圧を求めなければならない。初期ビームエミッタンスを 10 eVs、モーメントフィリングファクターを 0.8 とする条件のもと、加速中のそれぞれの時間において、基本波 ( $h = 1$ ) および 2 倍高調波 ( $h = 2$ ) の電圧ををキーに、バンチングファクター ( $B_f$ ) などの縦方向パラメータをデータベース化し、最適な電圧パターン ( $h = 1, 2$ ) を求めた。ここに、ビームは Hoffman-Pedersen 分布に従うと仮定した。

加速後半については、現在の RCS の運転パターンに倣い、10 ms 以降は正弦波的に減少させ、取り出し電圧も現在のパターン同様の 60 kV とした。2 倍高調波は、10 ms から 15 ms にかけて緩やかに 0 kV まで減少させた。

このようにして生成した電圧パターンを Fig. 4 上図に示す。最大電圧は 400 kV であり、下図に示すように

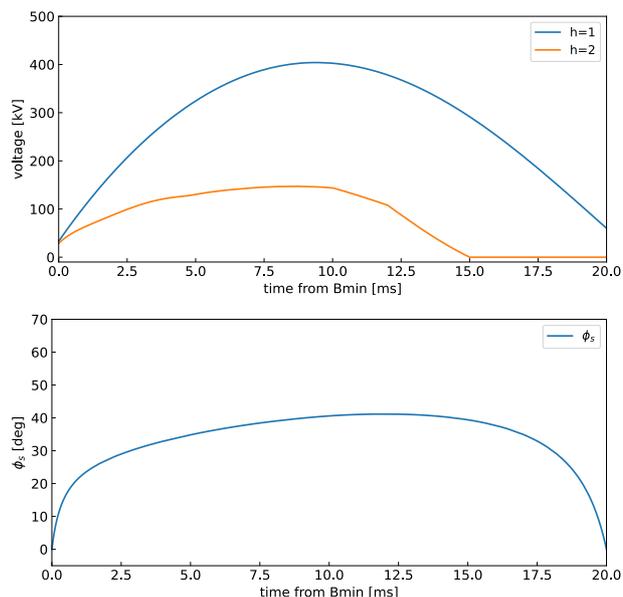


Figure 4: (Top) dual harmonic voltage pattern for initial beam emittance of 10 eVs and (bottom) synchronous phase.

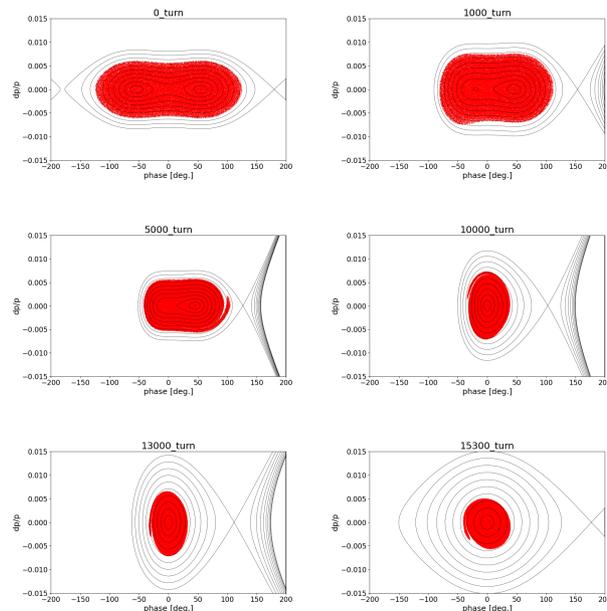


Figure 5: Phase space distributions from injection to extraction at 0, 1000, 5000, 10000, 13000, and 15300 turn.

最大の  $\phi_s$  も 40 度程度にとどまっている。

この電圧パターンを用いたシミュレーションを行った。初期エミッタンス 10 eVs を仮定して作成した電圧パターンであるが、ここでは 8 eVs を仮定した分布を初期分布としている。この電圧パターンでも  $d\phi_s/dt$  は初期に大きいため、バケツの辺縁部に分布する粒子が追従しきれないため、初期分布を 10 eVs よりも小さくする必要があったことが理由である。

加速開始から取り出し直前までのビームの位相空間

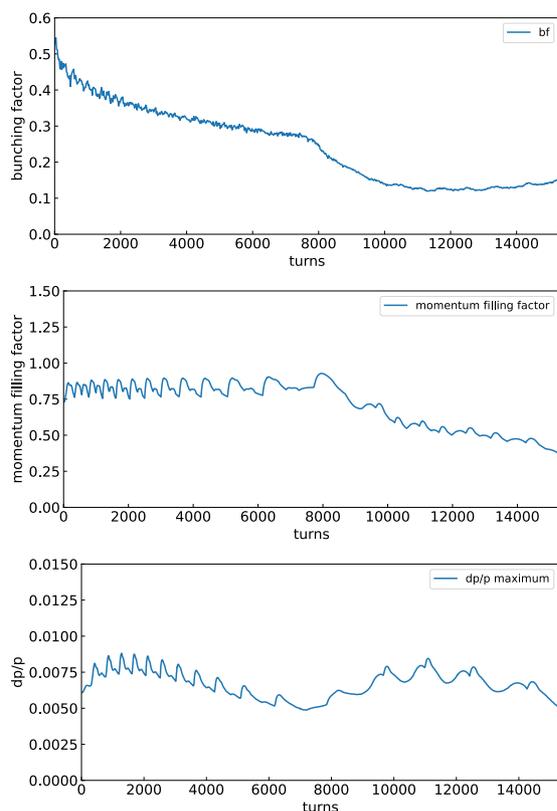


Figure 6: (Top) bunching factor, (middle) momentum filling factor, and (bottom) maximum  $dp/p$  during acceleration.

分布の変化を Fig. 5 に示した。また、入射から取り出しまでのバンチングファクター  $B_f$ 、モーメントムフィリングファクター、ビーム分布の運動量  $dp/p$  の最大値を Fig. 6 に示した。入射から 10 ms まで 2 倍高調波を加えているため、5000 ターンまではバケツが扁平な形になっていることがわかる。前述のように加速初期では  $d\phi_s/dt$  が大きいので、若干のフィラメントが形成されているが、特に問題とはならないと考えられる。

加速の後半では基本波のみとなり、またデータベースによらず正弦波的な電圧パターンとしているために、バケツには大きな余裕ができています。取り出し直前のバンチ長は、時間に直すと約 250 ns となっている。

2 倍高調波を加えることにより、バンチングファクターは空間電荷効果が問題となる加速初期において大きな値となっている。2 倍高調波が減少する中盤以降、 $B_f$  は約 0.12 まで減少したのちに増加し、取り出し直前では 0.15 程度である。モーメントムフィリングファクターは、データベースに基づいたパターンである加速中盤までは約 0.8 に保たれ、後半では小さくなる。ビーム分布の運動量の最大値は 0.8% 以下に保たれている。 $dp/p$  が周期的に変動しているのは、前述のフィラメント部分の位相空間内の回転によるものであり、モーメントムフィリングファクターの変動も同じ理由である。プロットは省略するが、縦方向エミッタンスは 8 eVs で取り出しまで一定に保たれている。

以上のように、RCS の加速空洞で発生させられる電

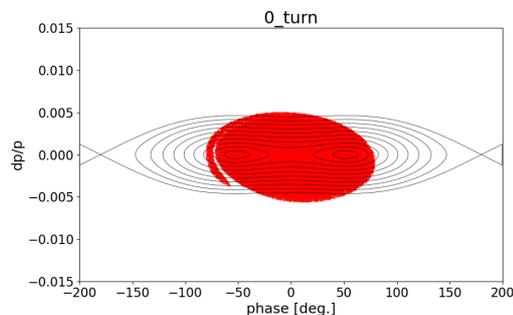


Figure 7: Mismatch between the RCS output beam and MR bucket.

圧の範囲内で  $h = 1$  加速でのデュアルハーモニック加速電圧パターンを構築することができた。 $h = 1$  加速は  $h = 2$  加速に比べ、縦方向エミッタンスが大きいビームの加速に適していると言える。

#### 4. MR 入射

現在の  $h = 2$  加速では、RCS の取り出し時の周波数と MR の待ち受け周波数は同一の約 1.67 MHz であり、 $h = 1$  加速の場合は RCS の周波数はこの半分となる。 $h = 1$  加速での取り出しビームの分布は現在の  $h = 2$  加速のものとは大きく異なるために、MR 入射の可能性は自明ではない。RCS からのビームは 8 eVs であるので、MR 側の待ち受け電圧もデータベースを構築し再検討した結果、基本波電圧 ( $h = 9$ ) を 59 kV、2 倍高調波電圧 ( $h = 18$ ) を 48 kV という組み合わせが得られた。

しかしこの MR バケツは、前節で構築した RCS の電圧パターンのビームを受け取ることはできない。Figure 7 に示すように、運動量方向に MR バケツからビームがはみ出してしまっているからである。RCS 側のバンチ操作で、扁平な分布を持ったビームを形成、入射しなければならないことがわかる。

バンチ操作にはいくつかの方法が考えられるが、有力な方法として、2 倍高調波を用いた手法が提案されている。Figure 8 にこの手法で用いる電圧パターンを示し、また操作中の位相空間分布を Fig. 9 に示した。まず、取り出し直前に大振幅の 2 倍高調波を重畳、不安定不動点を生成し、この等高線に沿ってバンチを延伸させる (Fig. 9 の 14900 ターン付近から 15000 ターン付近)。バンチが伸びたところで 2 倍高調波電圧を急に 0 にし、また基本波電圧を急に 150 kV まで上げることで、斜めに延伸したバンチは基本波のみのバケツ内部で回転運動をする (15100 ターン付近以降)。最終的に、取り出し直前の 15300 ターンでは、扁平なビーム分布が得ることができる。取り出し時のバンチ長は約 400 ns である。

この操作を行った際の RCS からの入射ビームと MR バケツの関係性を Fig. 10 に示した。前述のように MR の周波数は RCS の 2 倍となるため、位相は RCS の 2 倍となることに留意されたい。扁平なビーム入射により、マッチングを大幅に改善できることが見てとれる。MR でも、RCS の  $h = 1$  加速されたビームを受け取れる可

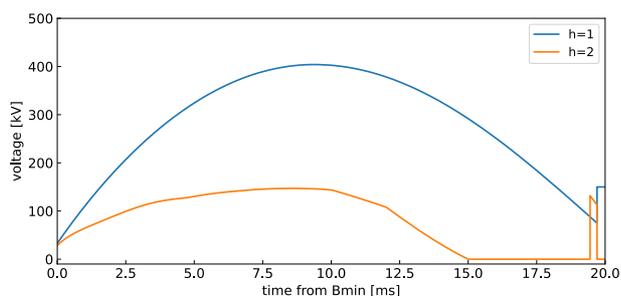


Figure 8: Dual harmonic voltage pattern for the bunch manipulation.

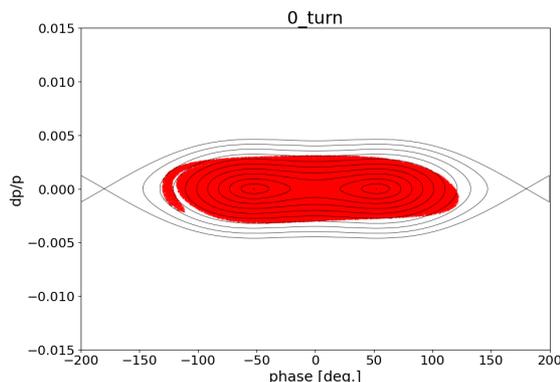


Figure 10: The flattened beam and MR bucket seem to be matched.

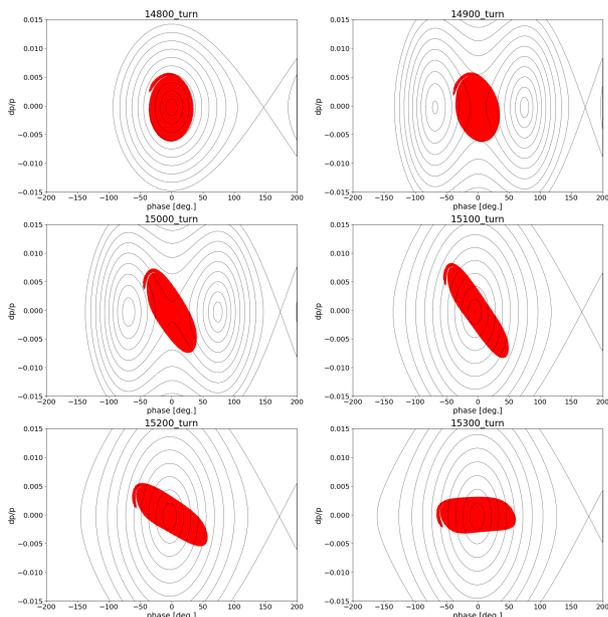


Figure 9: Phase space distributions and RF buckets with the manipulation using the second harmonic voltage near extraction.

能性が示されたと言える。今後は、MR での縦方向シミュレーションを進め、加速まで含めた実現可能性を検証していく。

## 5. まとめと今後の課題

RCS で  $h = 1$  加速により大強度 1 バンチビームを供給できれば、いくつかの中性子実験には大きな利益となる。また、MR のバンチあたりの粒子数を増加させることにつながり、MR の現在の目標ビームパワー 1.3 MW を超える運転ができる可能性がある。

今回行った RCS における  $h = 1$  加速の縦方向シミュレーション結果は期待の持てるものであり、 $h = 1$  加速は縦方向エミッタンスの大きいビームの加速に適していることが示された。また取り出し直前のバンチ操作により、MR バケツとのマッチングを改善できることも示された。

今後の課題として、RCS でのマルチターン入射を含めた縦方向シミュレーション、MR の縦方向シミュレーションを進めていくことはもちろんであるが、 $h = 1$  加

速のためには空洞の共振点および Q 値の最適化が必要である。RCS の大強度ビーム加速は真空管を用いた終段増幅器への負荷が大きいので、回路モデルを用いるなどした現実的な真空管動作解析も必要である。

バンチあたりの粒子数を増やすにあたり、空間電荷効果を含めた RCS、MR の横方向トラッキングシミュレーションによるビームロスの評価を行うことも必須である。縦方向エミッタンスが大きいビームは当然運動量の広がりが大きく、クロマティックな効果による共鳴への影響もあるかもしれない。MR に長いバンチを入射するには、入射キッカーの高速化も考えなければならない。

上記の総合的な検討を進め、 $h = 1$  加速の実現可能性を検証していく。

## 参考文献

- [1] Y. Kiyonagi *et al.*, ANNRI の中性子特性について, JAEA-Review 2011-014, pp. 65-68, 2011.
- [2] K. Kino *et al.*, Energy resolution of pulsed neutron beam provided by the ANNRI beamline at the J-PARC/MLF, Nucl. Instrum. Meth. A 736 66-74, 2014.
- [3] R. Baartman *et al.*, RAMA: A Computer Code Useful for Designing Synchrotrons, TRI-DN-86-15, 1986.
- [4] CERN, Beam Longitudinal Dynamics code BLD, <http://blond.web.cern.ch>