

J-PARC MR の大強度運転へ向けたバンチトレインチューンシフトの研究 BUNCH TRAIN TUNE SHIFT STUDY FOR HIGHER BEAM POWER AT J-PARC MR

小林愛音*, 外山毅, 五十嵐進, 佐藤洋一, 下川哲司, 久保木浩功

Aine Kobayashi*, Takeshi Toyama, Susumu Igarashi, Yoichi Sato, Tetsushi Shimogawa, Hironori Kuboki
KEK

Abstract

The upgrade program for higher beam intensity has been prepared in main ring (MR) of the Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC). At autumn 2017, beam power has been limited for 450 kW due to beam loss. In order to estimate the effect of large beam current, we measured the bunch train tune shift with high intensity. We observed it has both intensity and number of bunches dependencies, that causes beam loss. After corrected the bunch train tune shift, beam loss had reduced by 30 % and this lead to higher beam power. In this report, the origin of tune shift and comparison with theories are also discussed.

1. はじめに

大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の主リング (MR) では大強度運転に向けてアップグレードを進めている。MR からビームを供給しているニュートリノ実験では大強度のビームが必要である。2017 年秋にビームパワー 450 kW で運転をしていたが、ビームロスによりそれより大きなパワーは制限されていた。さらにビーム強度を上げるために、大強度のビームの大電流による影響の見積もりを行い、ビームロスを低減させることが不可欠である。2017 年秋に MR での大強度運転で最大の 8 バンチを詰めてベータトロンチューンを測定したところ、バンチが入射されるにつれ、チューンシフトが起きていた。これを補正することで、共鳴ラインへのかかり方を変更し、ビームロスを約 30 % 減らせた。ビームを安定化させることができた結果、ビームパワーを 40 kW 上げ 490 kW にすることにつながった。チューンシフトの起源、今後の大強度運転へ向けた調整について考察を進めている。

2. MR の大強度運転でのチューンシフト

MR には Rapid Cycling Synchrotron (RCS) から 40 msec 毎に 2 バンチずつ入射され、最大 8 バンチ詰めることができる。8 バンチ入った入射開始から 130 msec 後に陽子ビームは 3 GeV から 30 GeV へ加速が開始される。大強度の電流による影響を調べるために、8 バンチ、当時の最大 2.4×10^{14} ppp でチューンシフトを測定した。

2.1 チューンシフト測定

MR に設置されてエキサイターと呼んでいるストリップラインキッカーでビームを横方向に蹴り、ビーム位置モニター (アドレス 15) でビーム信号を検出し、スペクトルアナライザーで FFT 解析することでチューンシフトを測定した [1,2]。観測周波数は 4.4 M ~ 5.6 MHz である。

入射時にバンチ数が増えていくにつれ、チューンがバンチ数依存性およびビーム強度依存性を持っていること

がわかった。Figure 1 の点がそれを表しており、横軸は粒子数、色の違いは加速器リングに入っているバンチ数の違いである。破線は測定点を直線でフィットしたものであり、エネルギーゼロの位置に外挿すると、もとは一点に集まることがわかる。この点からのチューンの変化量を、この論文でバンチトレインチューンシフトと呼ぶ。

2.2 理論との比較

一般的にチューンシフトは空間電荷効果と resistive wall 等のインピーダンスにより引き起こされる。加速器リングを構成するチャンバーや電磁石による鏡像電場および鏡像磁場が影響を及ぼす。代表的な論文に Laslett [3] のものがある。Gluckstern・Zeijts・Zotter [4]、横谷氏 [5] らは Laslett の理論を resistive wall に拡張した。

Chao・Heifets・Zotter [6] によると、非円形のダクトは quadrupolar ウェイク場を起こし、長い距離のウェイク場に特に影響を及ぼす。したがってチューンシフトの傾きの符号が水平、垂直で逆になる。MR においてシングルバンチでの測定は過去に行われており [7]、傾きは水平、垂直方向とも負である。これは Fig. 1 において 2 バンチでの測定と傾きが近く、バンチ数が増えたときとのウェイク場の減衰距離が変わる境界と考える。

2.3 バンチトレインチューンシフトのバンチ長、バンチ数、及び強度依存性

まず空間電荷効果によるチューンシフトについて考える。ビームを構成する個々の粒子 (witness と呼ぶ、ビーム軌道から垂直方向への位置 \bar{y}) の横方向運動方程式は、

$$\frac{d^2y}{ds^2} + \frac{(\nu_0^V)^2}{R^2}y = \frac{1}{\gamma m v^2} \frac{\partial \langle F_{\text{beam}} \rangle}{\partial y} \Big|_{\bar{y}=0} y + \frac{1}{\gamma m v^2} \frac{\partial \langle F_{\text{beam}} \rangle}{\partial \bar{y}} \Big|_{y=0} \bar{y} \quad (1)$$

で与えられる [8]。ここで、 s は加速器リングの縦方向に沿った長さ、 m は粒子の静止質量、 v は粒子の速度、 ν_0^V は垂直方向のビーム強度ゼロの極限の電磁石による力だけで考えるチューン (bare tune)、 $\langle F_{\text{beam}} \rangle$ は位置 y 、

* aine.kobayashi@kek.jp

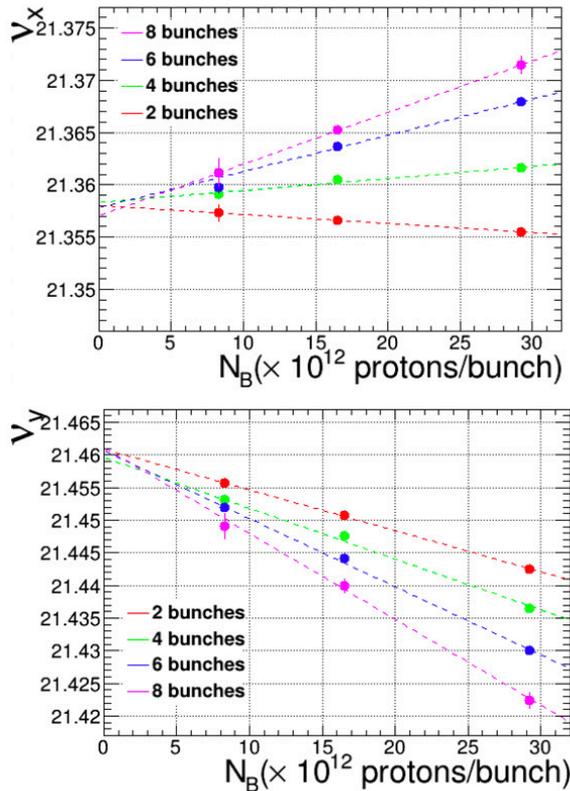


Figure 1: Horizontal (top panel) and vertical (bottom panel) bunch train tune shift measured in MR as a function of beam intensity/bunch. The dots are measured points and the dashed lines are fitted results with linear function. The difference of color represents the number of bunches filled in the ring.

\bar{y} のビーム粒子の受ける電磁力 $F_{\text{beam}}(y, \bar{y})$ のリング一周の平均の力である。ここで、それらの粒子の平均を取ると、次の Eq. (2) のように表される。

$$\frac{d^2 \bar{y}}{ds^2} + \frac{(\nu_0^V)^2}{R^2} \bar{y} = \frac{1}{\gamma m v^2} \frac{\partial \langle F_{\text{beam}} \rangle}{\partial y} \Big|_{\bar{y}=0} \bar{y} + \frac{1}{\gamma m v^2} \frac{\partial \langle F_{\text{beam}} \rangle}{\partial \bar{y}} \Big|_{y=0} \bar{y}. \quad (2)$$

このとき、重心を考えるとコヒーレントチューンシフトは、

$$\Delta \nu_{\text{coh}}^V = - \frac{R^2}{2\nu_0 \gamma m v^2} \frac{\partial \langle F_{\text{beam}} \rangle}{\partial y} \Big|_{\bar{y}=0} + \frac{R^2}{2\nu_0 \gamma m v^2} \frac{\partial \langle F_{\text{beam}} \rangle}{\partial \bar{y}} \Big|_{y=0}. \quad (3)$$

右辺第一・第二項はそれぞれ witness・source 粒子による偏微分で、インコヒーレント・コヒーレントな成分を表す [8]。今、測定に寄与するインコヒーレントなチューンシフトはゼロである。

バンチ数によるチューンの違いは、B. Ng [8,9] の式を変形して、Eq. (4) のように表される。

$$\Delta \nu_{\text{coh}}^{H,V} = - \frac{N r_o R}{\pi \nu_{H,V} \gamma} \left(\frac{\xi_1^{H,V}}{\beta^2 B_f h^2} + \frac{\epsilon_2^{H,V}}{g^2} F - \frac{\xi_1^{H,V} (1/B_f - 1)}{h^2} - \frac{\xi_1^{H,V} - \epsilon_1^{H,V}}{h^2} \right). \quad (4)$$

ここで、 M はバンチ数、 N_b はバンチあたりの粒子数、 r_o は古典陽子半径、 R は加速器のリング半径、 h はビームダクトの高さの半分、 g は磁極の高さの半分、 F は偏向磁石に覆われている長さの加速器リングに対する割合、 τ はバンチ長全巾である。 $\epsilon_1^{H,V}$ 、 $\xi_1^{H,V}$ は、electric image coefficients、 $\epsilon_2^{H,V}$ は magnetic image coefficients である。係数は、チャンバーの断面の形によって決まる。今回の計算において、 $R = 1567.5/(2\pi)$ m、 $h = 50 \times 10^{-3}$ m、 $g = 53 \times 10^{-3}$ m、 $F = 0.358$ である。また運動エネルギー 3 GeV であり、ダクトの断面を楕円形と近似した $\epsilon_1^H = -\epsilon_1^V = 0.0982$ を用いた。しかし磁場によるインコヒーレントビームに対する係数については楕円形について解くことができず、解のある平行平板として近似した $\epsilon_2^H = -\epsilon_2^V = -\pi^2/24$ を用いた。

ビーム強度一定 (8 バンチ、 1.72×10^{14} ppp) の条件の下、RF の基本波および第二高調波の電圧設定値の変更によりバンチングファクター (電流値の最大 I_{peak} と平均 I_{ave} の比 $B_f = I_{\text{ave}}/I_{\text{peak}}$) を変えて測定を行うと Fig. 2 のようになった。水平、垂直方向でバンチ数によりチューンシフトの値の上下が反転するのは Fig. 1 の通りである。チューンシフトはバンチングファクターの逆数に比例する。

$$B_f = \frac{\tau \beta c h_{\text{RF}}}{3\pi R} \quad (5)$$

ここで h_{RF} はハーモニック数である。したがって、 $f = p_0/x + p_1$ の関数でフィットした (ここで p_0 、 p_1 はフリーパラメーターとした)。

偏向電磁石以外の残りの部分を円形と近似した。チューンシフトの計算値は非円形、円形それぞれ、Table 1 の通りである。

Table 1: Space Charge Tune Shift Slope ($d\nu_{x,y}/dN_b [\times 10^{12}/M]$) Calculated for MR with Model [8,9]

| Tune shift slope | Horizontal | Vertical |
|------------------|--------------|--------------|
| Non-circular | 0.0000916958 | -0.000206191 |
| Circular | -0.000071106 | -0.000071106 |

次に、resistive wall 由来のチューンシフトを考える。Quadrupole ウェイク場はビームに対して水平、垂直方向それぞれに符号の異なる影響を与える。前述した Chao らの理論 [6] によると、Laslett の理論を resistive wall に拡張し、チューンシフトは次のように表される。

$$\frac{d\nu_{x,y}}{dI} = \pm \left(\frac{\pi r}{48\nu_{x,y}} \right) \left(\frac{Z_0}{E/e} \right) \left(\frac{L}{C} \right) \quad (6)$$

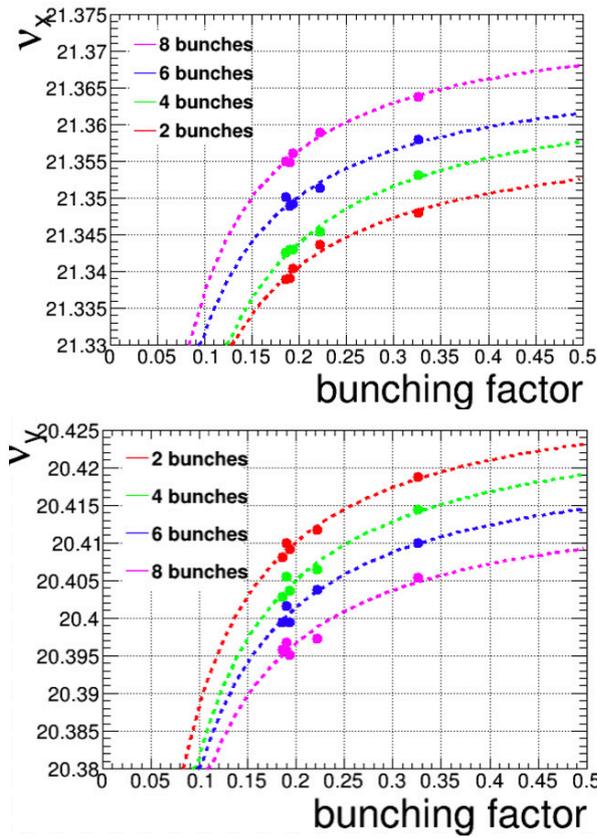


Figure 2: Measured tune shift (dots) for horizontal (top panel) and vertical (bottom panel) as a function of bunching factor with fitted line (dashed line). The difference of color represents the number of bunches filled in the ring.

ここで、 $r = 1 - b^2/d^2$ 、 b 、 d はそれぞれ非円形ダクトの短径、長径、 Z_0 は真空中のインピーダンス $376.7 \Omega/\text{m}$ 、 E/e はビームエネルギー、 L は非円形部の長さ、 C は加速器リングの周長である。今回の計算では $b = 50 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 $d = 65.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 $E = 3.938 \text{ GeV}$ 、 L は偏向電磁石の一つの長さ 5.85 m が 96 台、 $C = 1567.5 \text{ m}$ を用いた。

Shobuda・Yokoya の理論 [10] では、Maxwell 方程式から解いて、壁の厚さによるチューンシフトを式で表した。

$$\begin{aligned} \delta\nu_{\text{coh},x,y}^{(\mu)} = & -\frac{L \langle \beta_{x,y} \rangle}{4\pi} \frac{Z_0 I_0}{E} \frac{c\Delta t \sqrt{\rho_0}}{\pi \sqrt{\pi} b^3} D_{1x,y} \\ & \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2\sqrt{\pi\rho_0}}{d_w} \\ & \times \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(\pi^2 \rho_0 k L / d_w^2)(n+1/2)^2 + j2\pi k \Delta\nu_{x,y}^{(\mu)}} \\ & \times \frac{\sin \pi \Delta\nu_{x,y}^{(\mu)}}{\sin \frac{\pi \Delta\nu_{x,y}^{(\mu)}}{N}} e^{j\pi \Delta\nu_{x,y}^{(\mu)}(1-1/N)} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \delta\nu_{\text{inc},x,y}^{(\mu)} = & \mp \frac{L \langle \beta_{x,y} \rangle}{2\pi^2 b^3} \frac{Z_0 I_0}{E} \frac{c\Delta t \rho_0}{d_w} D_{2xy} \\ & \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{e^{(\pi^2 \rho_0 c\Delta t / d_w^2)(n+1/2)^2 - 1}} \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $\langle \beta \rangle$ はベータ関数の長さの平均、 $D_{1x,y}$ および D_{2xy} はダクトの形状因子、 b はダクトの長径、 d_w はダクトの壁の厚さ、 ρ_0 はダクトの材質の伝導率である。 μ は周波数のモードで、 $\Delta\nu_{x,y}^{(\mu)} = \nu_{x,y} - \mu$ で定義される。今回の計算で、 $D_{1x,y} = 0.61495, 0.883614$ 、 $D_{2xy} = -0.268664$ 、 $\langle \beta \rangle = 19 \text{ m}$ 、 $d_w = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 $\rho_0 = 1.910 \times 10^{-9}$ (ステンレススチール) を用いた。

MR のリングは曲線部と直線部が 3 回繰り返される三回対称の形をしている。曲線部の偏向電磁石内にはレーストラック形の断面のダクトがあり、直線部ではダクトの断面はほぼ上下左右対称な形状をしている。これらの式と比較する際、偏向電磁石内のダクトの断面は楕円形に近似した。二つのモデル (Simplified model based on Chao et al. : Eq. (6)、Simplified model based on Shobuda et al. : Eq. (7)+Eq. (8)) の計算結果は Table 2 の通りである。

Table 2: Resistive Wall Tune Shift Slope ($d\nu_{x,y}/dN_b [\times 10^{12}]$) Calculated for MR with Model [6, 10]

| Model | Horizontal | Vertical |
|-------------------------|--------------------------|---------------------------|
| based on Chao et al. | 7.75175×10^{-5} | -7.71202×10^{-5} |
| based on Shobuda et al. | 2.51124×10^{-6} | -2.51124×10^{-6} |

以上より、空間電荷効果と resistive wall 由来によるチューンシフトは Fig. 3 の線に合わせて書いた。ここで、点は Fig. 1 より求められる測定値である。実際のダクトは様々な形状の断面や他にも材質の種類があることや、他にもインピーダンス源と考えられるものもあるが、今回の計算には考慮に入れていない。今回の目的は定性的にチューンシフトの傾向を知ることであり、今後必要に応じて考慮に入れるものの精度を上げ、定性的な評価を行う。

3. チューンシフトの補正

最初の 2 バンチではオペレーションポイントにあるチューンがバンチ数が増えるにつれシフトによりチューンの値がずれ、非線形共鳴 ($n\nu_x + m\nu_y = \ell$) へのかかり方が変わりビームロスが増えると考えられる。安定したビームの供給のために、補正を行った。チューンシフトが水平、垂直方向で符号が異なるため、同時に補正を行うには、ダイナミックに入射の約 130 msec 間に、四極電磁石の設定電流を上げるだけでなく下げることも必要である。

MR の四極電磁石は 11 ファミリーある。アクロマティックの条件より直線部の電磁石 7 ファミリーで補正することになっている。これらの組み合わせで補正しチューンをオペレーションポイントへ戻す試みを行なった。入射部にある大強度運転に向けてアップグレードした四極電磁石の新電源 [11] は、設定電圧の上げ下げが可能であるので一つはこれを用いた。入射期間中にか

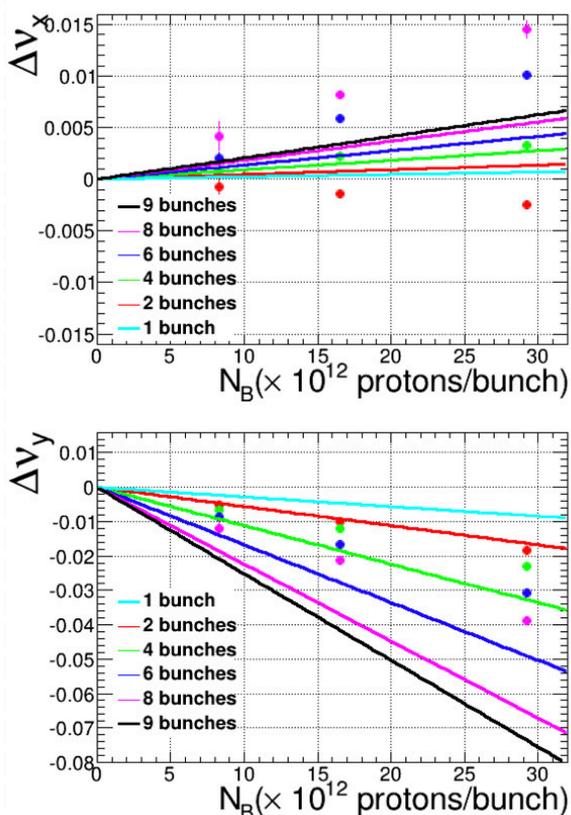


Figure 3: Horizontal (top panel) and vertical (bottom panel) bunch train tune shift compared with models. The discrepancy between measured (dots) and model (lines) comes from the rough approximation regarding the cross-section as parallel plates for one of the coefficients in the model and other impedance sources.

けて直線部の四極電磁石 2 ファミリーである収束磁石 (QFR)、発散磁石 (QDT) の設定値の絶対値をそれぞれ 0.4 % 下げ、0.1 % 上げることでチューンが一定になるように補正を行った。Figure 4 は、SAD [12] を用いた光学計算上で、曲線部の磁石の K 値を変更し、バンチトレインチューンシフトを起こした状態にした (shifted の点) を、もとのオペレーションポイント (goal) になるように補正した結果である。補正したチューンの時間変化は Fig. 5 にあり、補正後はチューンが一定となった。この補正の結果、ビームロスをおよそ 30 % 減らした。

このバンチトレインチューンシフトの補正を適用後、加速中のトリム 6 極および 8 極磁石による共鳴補正が成功した [13, 14]。ニュートリノ実験へ向けて安定したビームパワー 490 kW の供給を達成することにつながった。

4. まとめ

J-PARC MR で大強度 (2.4×10^{14} ppp)、かつ最大の 8 バンチでバンチの数毎にチューンシフトを測定した。入射時に 2 バンチから 8 バンチへ増えるとき、チューンシフトは水平、垂直方向それぞれ約 +0.02、-0.03 起きて

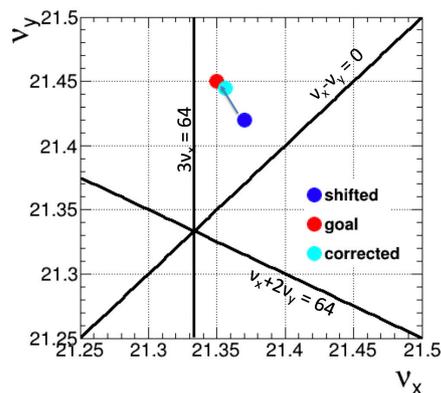


Figure 4: Tune shift correction. The blue dot is the shifted point, which approached to the resonance line, and the red dot is the operation point. Using new quadrupole magnets, the shifted point was corrected to the point colored by cyan.

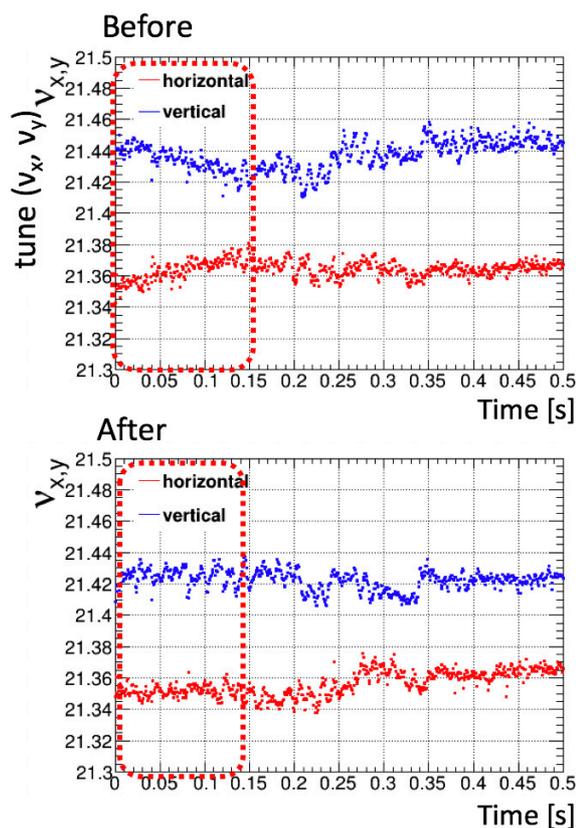


Figure 5: Before (top panel) and after (bottom panel) correction with tracking to bunch train tune shifts for vertical (blue) and horizontal (red) as a function of time from injection. Beam loss was reduced by 30 % after correction.

いた。ビーム強度ゼロの極限からのチューンシフトは 8 番地で水平、垂直方向それぞれ約 +0.15、-0.04 であった。方向によって傾きの符号が異なるため、非円形断面ダクトの形状によって発生する quadrupolar ウェイク場

が影響を及ぼしている可能性がある。また、チューンソフトにより非線形共鳴へのかかり方が変わってしまっていたため、四極電磁石で補正した。この結果ビームロスが減り、ビーム調整の結果、強度を上げることができた。さらなる大強度化に向けて、CST-studio [15] 等を用いたシミュレーションによりインピーダンスの他への影響等を調べている。

謝辞

助言をくださった大見和史様と菖蒲田義博様、RFの電圧の操作をしていただいた杉山泰之様、議論につきあっていただいた佐藤健一郎様、および実験の協力をしていただいたMR関係者の皆様、大変感謝申し上げます。本研究はJSPS 科研費JP16H06288の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] T. Toyama *et al.*, “The kick angle calibration of the exciter in the J-PARC MR”, Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Chiba, Japan, Aug. 8-10, 2016, pp. 1081-1085; http://www.pasj.jp/web_publish/pasj2016/proceedings/PDF/TUP0/TUP077.pdf
- [2] S. Yamada, “Analysis of betatron tune in J-PARC MR by means of MARS”, Proceedings of the 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Osaka, Japan, Aug. 8-11, 2012, pp. 313-316; https://www.pasj.jp/web_publish/pasj9/proceedings/PDF/FRLR/FRLR12.pdf
- [3] L. J. Laslett, “On intensity limitations imposed by transverse space-charge effects in circular particle accelerators”, Proceedings of the 1963 Summer Study on Storage Rings, Accelerators and Experimentation at Super-High Energies, N.Y., BNL, 10 Jun. -19 Jul., 1963, pp. 324-367; <http://lss.fnal.gov/conf/C630610/p324.pdf>
- [4] R. L. Gluckstern *et al.*, “Coupling impedance of beam pipes of general cross section”, Phys. Rev. E **47**, 656, Jan. 1993; <https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.47.656>
- [5] K. Yokoya, “Resistive wall impedance of beam pipes of general cross-section”, Part. Accel. **41**, 221 (1993); <http://inspirehep.net/record/353231/files/p221.pdf>
- [6] A. Chao *et al.*, “Tune shifts of bunch trains due to resistive vacuum chambers without circular symmetry”, Phys. Rev. A. B. **5**, 111001, Nov. 2002; <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.5.111001>
- [7] T. Toyama, “Impedance and instabilities”, J-PARC ATAC 2016, Ibaraki, Japan, Feb. 25-27, 2016; <https://kds.kek.jp/indico/event/20652/>
- [8] B. Y. Ng, “Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities”, World Scientific Pub Co Inc, 2006.
- [9] M. A. Martins and K. Y. Ng, “Impedance and Instability Threshold Estimations in the Main Injector I”, FERMILAB-TM-1880, Mar., 1994; <https://beamdocs.fnal.gov/AD/DocDB/0001/000104/001/MI-0103.pdf>
- [10] Y. Shobuda *et al.*, “Resistive wall impedance and tune shift for a chamber with a finite thickness”, Phys. Rev. E **66**, 056501, Nov. 2002; <https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.66.056501>
- [11] T. Shimogawa *et al.*, “First new power supply of main magnet for J-PARC main ring upgrade”, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, Aug. 1-3, 2017, pp. 73-76; http://www.pasj.jp/web_publish/pasj2017/proceedings/PDF/TUOM/TUOM07.pdf
- [12] SAD homepage; <http://acc-physics.kek.jp/SAD/index.html>
- [13] Y. Sato *et al.*, “High Power Beam Operation of the J-PARC RCS and MR”, Proceedings of IPAC2018, Vancouver BC, Canada, 29 Apr. - 4 May, 2018; <http://ipac2018.vrws.de/papers/thygbf1.pdf>
- [14] S. Igarashi *et al.*, “High-Power beam operation at J-PARC”, Proceedings of HB2018, Daejeon, Korea, Jun. 17-22, 2018; <http://hb2018.vrws.de/papers/tua2wd02.pdf>
- [15] CST - Computer Simulation Technology homepage; <https://www.cst.com/products/cstps>