

# J-PARC MRにおける横方向ビーム不安定性の抵抗性壁効果の影響の調査 STUDY OF THE TRANSVERSE BEAM INSTABILITY CAUSED BY THE RESISTIVE-WALL IMPEDANCE AT THE J-PARC MAIN RING

小林愛音<sup>\*A)</sup>、外山毅<sup>A)</sup>、菖蒲田義博<sup>B)</sup>、中村剛<sup>A)</sup>、佐藤洋一<sup>A)</sup>

Aine Kobayashi<sup>\*A)</sup>, Takeshi Toyama<sup>A)</sup>, Yoshihiro Shobuda<sup>B)</sup>, Takeshi Nakamura<sup>A)</sup>, Yoichi Sato<sup>A)</sup>

<sup>A)</sup>KEK

<sup>B)</sup>JAEA

## Abstract

The transverse impedance, known to cause betatron tune shift and beam instability, has a significant impact on the beam operation at the J-PARC main ring (MR). Its estimations and countermeasures are necessary for higher beam intensity from current intensity of  $3.3 \times 10^{13}$  ppb (protons per bunch)  $\times$  8 bunches to future intensity of  $4.4 \times 10^{13}$  ppb  $\times$  8 bunches. This study conducted a survey for the identification of the impedance sources. The transverse impedance at the main ring is considered to be dominated by the resistive-wall impedance, especially at the vertical plane. In the test, the growth rates of multi-bunch instability were measured by changing the frequency at which the impedance responds by changing the betatron tune. We will identify the impedance sources by comparison with simulations and calculations, and report on its method and process.

## 1. はじめに

J-PARC MR 速い取り出し運転 (FX) において、ベータトロンチューンシフト [1,2] やビーム不安定性を発生させるなど、横方向インピーダンスはビームに強い影響を与えている。その見積もりと対策はビーム強度を現在の  $3.3 \times 10^{13}$  ppb  $\times$  8 バンチから  $4.4 \times 10^{13}$  ppb  $\times$  8 バンチとする強度増強に向けて不可欠である。この研究では横方向インピーダンス源特定を目指す調査を行なった。MR の横方向の主要インピーダンス源は抵抗性壁効果と考えられているが、水平方向には他にキッカー等のインピーダンスがあるため、ここでは他のインピーダンスの寄与が小さいと考えられる垂直方向についてビーム試験を行なった。試験ではマルチバンチビーム不安定性の growth rate を、ベータトロンチューンを変えることによりインピーダンスが応答する周波数を変えて測定し、それを抵抗性壁効果のモデルと比較することによりインピーダンスを同定することとした。シングルバンチ不安定性の寄与は、バンチ数を変えてバンチ電流を増減させ、かつバンチ内振動の測定を行い確認した。測定結果では抵抗性壁効果の影響が見えており、検証を行っている。試験で用いたビーム位置モニターは 1 次の高域通過フィルター特性を持つので、その波形を積分して位置情報とした。ここでは解析手法や計算とシミュレーションとの比較についても報告する。

## 2. 抵抗性壁効果のインピーダンスによるビーム不安定性 GROWTH RATE

加速器内に  $M$  個の均等に詰まったバンチがあるとき抵抗性壁効果によるビーム不安定性の growth

rate は

$$\frac{1}{\tau_{m\mu}} = - \frac{1}{1+m} \frac{eMI_b\omega_0}{4\pi\beta E_0} \times \frac{\sum_q \text{Re}[\beta_y Z_1^+(\omega_q)] h_m(\omega_q - \chi/\tau_L)}{B \sum_q h_m(\omega_q - \chi/\tau_L)} \quad (1)$$

と表される [3]。ここで  $m$  は縦方向のモード、 $\mu = 0, \dots, M-1$  は横方向 coupled bunch モード、 $I_b$  はバンチ電流、 $\tau_L = 200$  nsec は全バンチ長、 $B = M\omega_0\tau_L/2\pi$  はバンチングファクターである。周回周波数  $f_{\text{rev}} = 186$  kHz を用いて  $\omega_0 = 2\pi f_{\text{rev}}$  と表され、シンクロトロン周波数  $\omega_s = \omega_0 \times 0.002$ 、 $E_0 = 3$  GeV でローレンツ因子  $\beta = 0.97$ 、平均ベータ関数は  $\beta_y = 17$ 、 $\omega_\xi = \xi\omega_0/\eta$  はクロマティシティーによるベータトロン角周波数シフト、 $\xi$  はクロマティシティー、 $\eta = -0.0578$  は slippage factor、 $\chi = \omega_\xi\tau_L$  である。 $Z_1^+(\omega)$  は横方向インピーダンスであり、表皮深さ  $\delta_{\text{skin}} = \sqrt{\frac{2c}{Z_0\mu_r\sigma_c|\omega|}}$  を用いて Eq. (2) で表される。

$$Z_1^+(\omega) = (1 - i\text{sgn}(\omega)) \frac{\ell c}{\pi\omega b^3 \sigma_c \delta_{\text{skin}}} \quad (2)$$

ここで  $Z_0$  は真空中のインピーダンス、透磁率  $\mu_r = 1$ 、ダクトの材質ステンレススチールの電気伝導率  $\sigma_c = 1/(74 \times 10^{-8})$  である。また、 $h_m(\omega)$  は  $m$  次のパワースペクトラムで

$$h_m(\omega) = \frac{4(m+1)^2}{\pi^2} \frac{1 + (-1)^m \cos \pi y}{(y^2 - (m+1)^2)^2} \quad (3)$$

で表される。ここで  $y = \omega\tau_L/\pi$  である。

Eq. (1) を  $m$  毎に分けてクロマティシティーの関数で書くと Fig. 1 のようになる。ここで、3 バンチ、垂直方向ベータトロンチューン  $\nu_y = 21.40$ 、バンチあたりの粒子数  $1.78 \times 10^{13}$  ppb を用い、最も growth

\* aine.kobayashi@kek.jp

rate が大きな  $\mu = 2$  のときをプロットした。このパラメーターで測定したときのクロマティシティーは  $\xi = 0.22$  で青い点線で表示してある。正の値を持つ  $m = 0$  が安定で、他のモードは不安定であることを表している。同様にベータトロンチューン依存性は Fig. 2 のようになり、小数点以下が大きくなるにつれ growth rate が大きくなる。この図ではクロマティシティーは測定に使った値を用いた。このときは  $m = 0$  が最も不安定であることを示している。また、この実際の条件で  $\mu = 2$  が主であることが Fig. 3 からわかる。

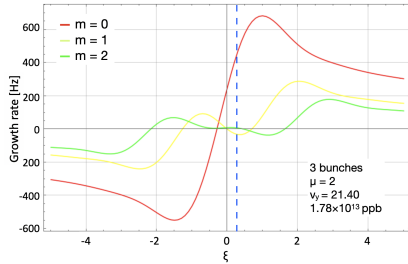


Figure 1: The calculated growth rates as a function of chromaticity for each mode  $m$  under the conditions of 3 bunches,  $\mu = 2$ ,  $\nu_y = 21.40$  and  $1.78 \times 10^{13}$  ppb.

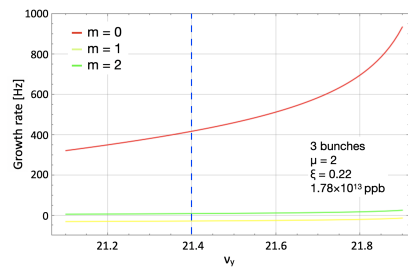


Figure 2: The calculated growth rates as a function of betatron tune for each mode  $m$  under the conditions of 3 bunches,  $\mu = 2$ ,  $\xi = 0.22$  and  $1.78 \times 10^{13}$  ppb.

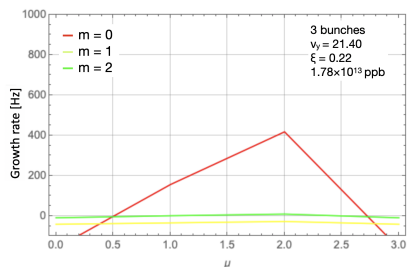


Figure 3: The calculated growth rates as a function of transverse coupled bunch mode  $\mu$  for each mode  $m$  under the conditions of 3 bunches,  $\nu_y = 21.40$ ,  $\xi = 0.22$  and  $1.78 \times 10^{13}$  ppb.

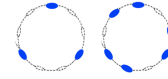


Figure 4: A schematic view of even-filling patterns of 3 and 6 bunches in this study.

### 3. 実験条件

Eq. (1) はバンチが均等に詰まっていることを仮定しており、測定でもそれを再現した。MR は harmonics 9 で、バンチは 8 個まで詰められる。Figure 4 のように 3 および 6 バンチを対称に詰めた。MR のバンチ入射期間は加速がなく 3 GeV で 130 msec ある。1 バッチあたり 2 バンチまで詰められて 4 回入射される。全バンチが入射されるまでは intra bunch feedback system [4, 5] でビームが不安定にならないように抑え、growth するまでにビームロスがない強度で測定を行った。

抵抗性壁効果が主である仮定と比較する一つの方法として、ベータトロンチューン依存性を測定した。補正されていない共鳴線からの距離や限られた時間内での実験可能性を考慮してチューンの候補を選出した。現在の FX 運転のオペレーティングポイント付近のチューンは  $\Delta\nu_y < 0.5$  であるため、 $\Delta\nu_y > 0.5$  の実施可能な点である SX 運転のオペレーティングポイントでも測定した。水平方向ではビーム不安定性が起こらないようにクロマティシティーを負に大きな値に設定し、垂直方向では 0 に近い値を設定した。六極磁石の電流値を調整し、運動量を変化させながらベータトロンチューンを測定することでクロマティシティーの値を測定した。

$$\xi_{x,y} = \frac{\Delta\nu_{x,y}}{\Delta p/p} \quad (4)$$

クロマティシティーの値をベータトロンチューン設定値を変える毎に揃えることは時間の制限もあり難しく、Table 1 の条件で実験を行った。

Table 1: Measurement Condition

$\nu_{x,y}$	$\xi_{x,y}$	Number of bunches
21.34, 21.43	-4.8, 0.70	1, 3(, 6 train)
21.44, 21.40	-4.7, 0.22	1, 3(, 6 train)
21.44, 21.22	-6.7, -0.93	3, 6
22.30, 20.79	-2, 6, -1.3	6

測定はバンチ内振動を測定するために周波数特性が良い tapered coupler beam position monitor で行った。これは遮断周波数が使用帯域より上 (200 MHz) にあるため [6]、信号は積分して用いた。信号の読み出しはオシロスコープ Lecroy HDO で行った。信号は low-pass filter をかけることで積分し、5 tap の FIR filter をかけ、さらにビーム位置中心からのずれの振動を取り除きバンチの振動だけ残したものを解析に用い

た。垂直、水平方向用の信号を読み出す4電極があり、位置は和と差の比を用いて  $y = 46 \times \Delta / \Sigma$  [mm] で導出する。バンチ形状や長さ、ビームロス は wall current monitor (WCM) で測定した。

#### 4. バンチ内振動

Figure 5 のように6バンチを2バンチずつ均等に詰めることで、対称性により詰め方や振幅変調によるピークが抑制された。実際の測定では後に述べるように single bunch instability の影響が大きく、それによりバンチ毎の振幅の差がスペクトラムに影響した。したがって均等に6バンチ詰めることで余分なピークを減らすことができた。

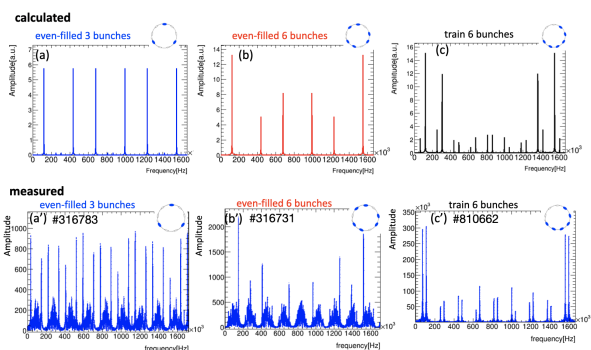


Figure 5: Comparison of the beam spectrums for each filling for calculated (the upper row) and measured (the lower row). (a) and (a') show that of even-filled 3 bunches, (b) and (b') show that of even-filled 6 bunches and (c) and (c') show that of trains of 6 bunches, respectively. The even-filling pattern suppress the additional peaks.

Figure 6 (a) は6バンチの測定された位置  $y$  の二乗の典型的な growth rate の例である。その7000~7040ターンの重ね書きは Fig. 6 (b) であり、バンチ内振動は  $m = 0$  が主であった。しかし理論計算では Fig. 7 のように、測定したクロマチシティー  $\xi = -0.927$  では  $m = 1$  が主である。理論式はバンチが均等に詰まっていることを仮定している点が特に測定時の条件とは異なるので、バンチ間の距離が影響している可能性がある。この振動数はベータatronチューンの小数部  $\Delta\nu_y$  と  $1 - \Delta\nu_y$  の関係がある。バンチは前のバンチの作ったウェイク場の影響を受け特にバンチの距離が近いと後ろのバンチの振幅が大きくなる [7]。この測定でもその傾向が見えており Fig. 8 に示した。

3バンチでの測定はバンチあたりの粒子数が6バンチの倍程度あった。そのため Figs 9, 10 に示すようにクロマチシティーが正のとき  $m = 0$ 、負のとき  $m > 0$  の高次のモードが主になっていた。これは Fig. 1 に示したものと合致した。Head-tail の位相のずれが起きていた。

6バンチと3バンチの  $m = 0$  のときのバンチ毎の重心振動は Fig. 12 のように coupled bunch mode の振動をしており、主な  $\mu$  は Fig. 3 に示したものと合致した。

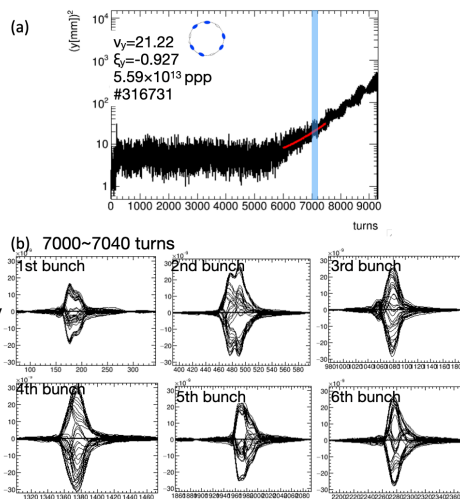


Figure 6: (a) The typical growth rate of the square of measured position  $y$  of 6 bunches. (b) The overwriting of the 40 turns from 7000 turns. The mode  $m = 0$  was dominated with 6 bunches measurements.

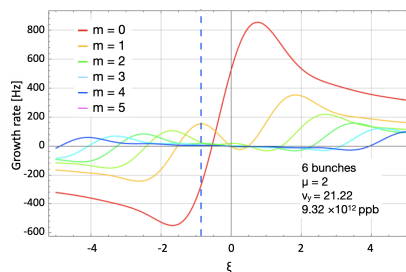


Figure 7: The calculated growth rates as a function of chromaticity for each mode  $m$  under the conditions of 6 bunches,  $\mu = 2$ ,  $\nu_y = 21.22$  and  $9.32 \times 10^{12}$  ppp.

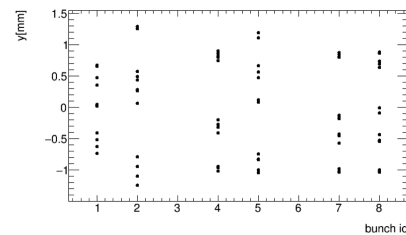


Figure 8: Amplitude of average bunch oscillation as a function of bunch ID with 6 bunches.

#### 5. ビーム不安定の GROWTH RATE

測定 of growth rate の導出は、今回はビーム位置信号全体を用いた。インスタビリティの発生する時間や growth rate がばらつくため測定は数回ずつ行った。精度向上のために正負に振動する信号を二乗して Eq. (5) でフィットして growth rate  $\alpha$  を導出した。

$$f(y) = (A(\exp(\alpha(x - B)))^2 + C \quad (5)$$

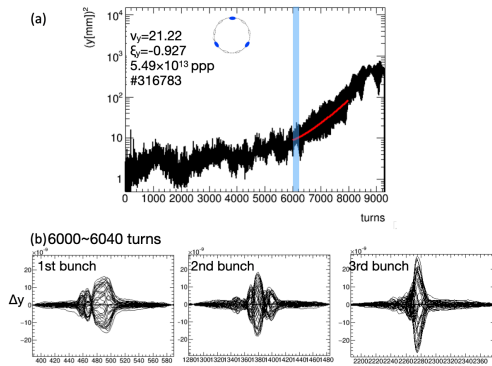


Figure 9: (a) The typical growth rate of the square of measured position  $y$  of 3 bunches. (b) The mode  $m > 0$  was dominated at  $\xi_y < 0$ .

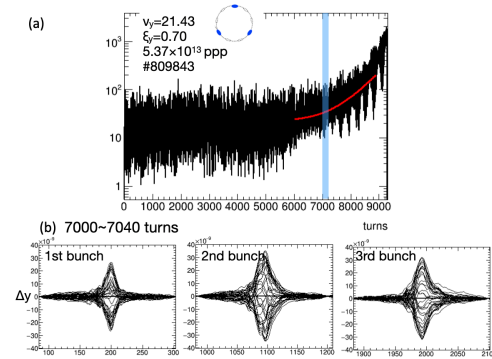


Figure 10: (a) The typical growth rate of the square of measured position  $y$  of 3 bunches. (b) The mode  $m = 0$  was dominated at  $\xi_y > 0$ .

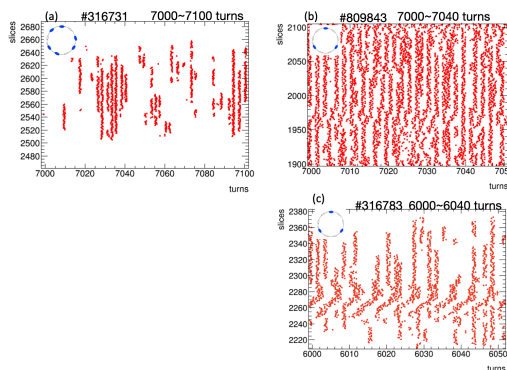


Figure 11: The head-tail modes drawn by plotting the positive amplitude. (a), (b) and (c) correspond to Figs 6, 9 and Fig. 10, respectively. The phase shift was observed in (c).

## 6. 理論式、シミュレーションとの比較

理論式による計算値は Eq. (1) より求めた。モード  $\mu$ ,  $m$  は、growth rate が最大になる値を用いた。シミュレーションは PyHEADTAIL [8] を使い、MR

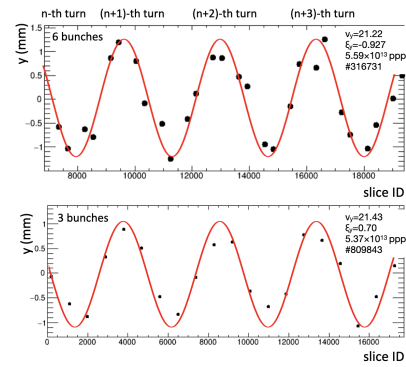


Figure 12: The average of bunch oscillation showing coupled bunch mode with (a) 6 bunches and (b) 3 bunches. The number of oscillation related to the betatron tune by  $1 - \Delta\nu_y$ . The slice ID is average slice of each bunches from (a) 7000 turns and (b) 8000 turns.

の大強度運転時のパラメーターを適用して粒子の集団運動を計算した。Impedance Wake 2D [9, 10] で抵抗性壁効果とその space charge を計算したモデル [11] を用いた [2]。シミュレーションの条件は MR の速い取り出し (FX) 運転のパラメーターを用い、チューンやクロマティシティー、バンチあたりの粒子数は実際の測定と同じ値を設定した。実際のバンチの詰め方を再現した。

測定、理論計算およびシミュレーションの growth rate の比較は Fig. 13–15 に示した。各強度やバンチで数ショットずつ測定した平均をプロットし、標準偏差をエラーバーで表した。抵抗性壁効果の影響が大きいと考えられる 6 バンチでは coupled bunch instability が主であると考えられ、理論計算とシミュレーションと傾向が合った。1 および 3 バンチでは理論計算と大きく合わなかった。少ないバンチ数でかつバンチあたりの電流が大きかったため、このインピーダンスの式だけでは適用外だったと考えられる。Landau damping 等、何か growth rate をダンプする効果があるかどうかを見積もる必要がある。今回は indirect space charge を含んだ抵抗性壁効果のモデルをシミュレーションに入れたが、これでは space charge の効果が限定的になってしまうため、今後現実の条件に即したものになるようにシミュレーションの方法を変えて影響を調べる必要がある。

## 7. まとめと今後

J-PARC MR における横方向インピーダンスは、抵抗性壁効果が主と考えられている。ビーム不安定性の growth rate を測定することで仮説を検証した。Coupled bunch instability が起きていることがわかりその mode  $\mu$  は抵抗性壁効果の理論と合致した。Longitudinal の mode  $m$  のクロマティシティー  $\xi$  に対する振る舞いは 3 バンチでは合ったが 6 バンチでは合わなかった。ベータトロンチューンおよび強度依存性は抵抗性壁効果が主である予想と傾向が合ったが特に 1 および 3 バンチで理論計算の値が大きく

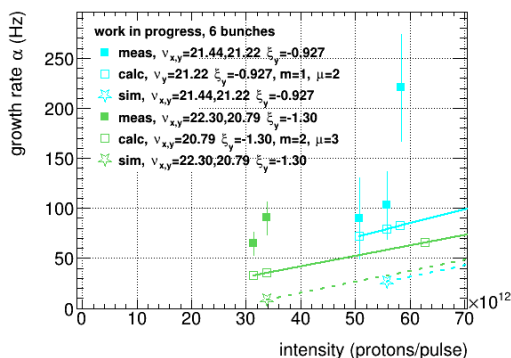


Figure 13: Comparison of growth rates of 6 bunches, measured (filled), calculated (white-painted) and simulated (star).

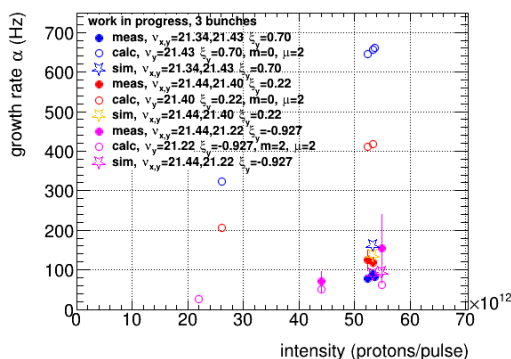


Figure 14: Comparison of growth rates of 3 bunches, measured (filled), calculated (white-painted) and simulated (star).

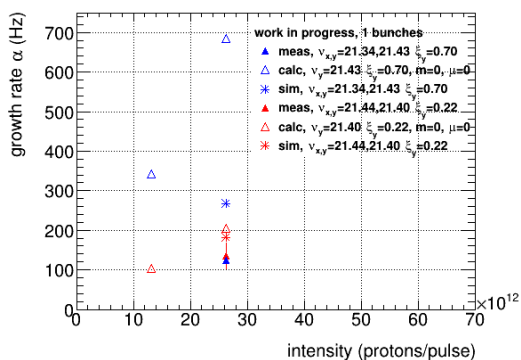


Figure 15: Comparison of growth rates of 1 bunches, measured (filled), calculated (white-painted) and simulated (star). The blue triangle has no error bars since only one shot was available in this measurement.

なった。ただし理論計算には space charge のダンプする効果は入っていない。6 バンチで理論計算が小さくなったのは、実際の詰め方と異なる影響もあると考えている [3]。

今回はシミュレーションには space charge の効果は限定的で理論計算には入れていないため、今後現

実の条件に即したものになるように考察し方法を改善する。抵抗性壁効果の定量的評価と growth rate をダンプする効果の由来の考察を行う。垂直方向だけでなく水平方向のインピーダンスについても調査を進め MR のインピーダンスモデルの確立を目指し、ビームロスの低減や安定なビームの大強度運転に役立てる。

### 謝辞

RF 操作と WCM 測定を杉山泰之氏、チューンとクロマティシティーの設定と操作を安居孝晃氏・下川哲司氏・栗本佳典氏・森田祐一氏に協力していただきました。他にも実験や議論に関わってくださった関係者の皆様に感謝いたします。本研究は JSPS 科研費 JP18H05537 の助成を得たものです。

### 参考文献

- [1] A. Kobayashi *et al.*, “Studies on coherent multi-bunch tune shifts with different bunch spacing at the J-PARC main ring”, Proceedings of IPAC2019, Melbourne, Australia, 19-24 May. 2019, pp. 167-170.
- [2] A. Kobayashi *et al.*, “The investigation on the time structure of the wake field at the J-PARC MR”, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Kyoto, Japan, Jul. 31 - Aug. 3, 2019, pp. 223-227.
- [3] B. Y. Ng, “Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities”, World Scientific Pub Co Inc, 2006.
- [4] T. Toyama *et al.*, “Status of the intrabunch-feedback feedback at J-PARC MR”, Proceedings of the 12th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Tsuruga, Japan, Aug. 5 - 7, pp. 722-724.
- [5] T. Toyama *et al.*, “Analysis and upgrade plan of the transverse intra-bunch feedback system in the J-PARC MR”, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Kyoto, Japan, Jul. 31 - Aug. 3, 2019, pp. 1130-1133.
- [6] T. Toyama *et al.*, internal document.
- [7] T. Toyama *et al.*, “Analysis of collective instabilities of uneven filled beams including long range wake fields using an IIR filter”, Proceedings of the 17th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, online, Japan, Sep. 2 - 4, 2020, in these proceedings.
- [8] A. Oeftiger *et al.*, “An Overview of PyHEADTAIL”, CERN-ACC-NOTE-2019-0013, 23 April 2019.
- [9] N. Mounet, “The LHC transverse coupled-bunch instability”, PhD thesis, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, 2012.
- [10] E. Métral *et al.*, “Beam instabilities in Hadron Synchrotrons”, IEEE Transactions on Nuclear Science, **63**, 2, Apr. 2016, pp. 1001-1050.
- [11] B. Y. Rendon *et al.*, “Updated model of the resistive wall impedance for the main ring of J-PARC”, Proceedings of IPAC2018, Vancouver BC, Canada, 29 Apr. - 4 May., 2018, pp. 3204-3206.