

J-PARC RCS におけるビームコミッショニングの進捗報告： 大強度・低エミッタンスビームの実現へ向けた取り組み

RECENT PROGRESS OF J-PARC RCS BEAM COMMISSIONING: EFFORTS FOR REALIZING A HIGH-INTENSITY LOW-EMITTANCE BEAM

發知英明[#]、原田寛之、加藤新一、岡部晃大、サハ・プラナブ、菖蒲田義博、
田村文彦、谷教夫、渡辺泰広、吉本政弘

H. Hotchi[#], H. Harada, S. Kato, K. Okabe, P.K. Saha, Y. Shobuda,

F. Tamura, N. Tani, Y. Watanabe, M. Yoshimoto

Accelerator Division, J-PARC Center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

Abstract

The J-PARC 3-GeV rapid cycling synchrotron (RCS) is now intensively developing a high-intensity beam test to realize a high-intensity low-emittance beam with less beam halo required from the following 30-GeV main ring synchrotron (MR). This paper presents the recent experimental results while discussing emittance growth and its mitigation mechanisms.

1. はじめに

Figure 1 に J-PARC 3 GeV Rapid Cycling Synchrotron (RCS) の全体像を示す。RCS は、周長 348.333 m、3 回対称のラティス構造からなる陽子シンクロトロンで、リニアックから供給される 400 MeV の負水素イオンを、入射点におかれた炭素フォイルを使って陽子へと荷電変換しながら多重入射 (307 ターン) し、その陽子を 25 Hz という速い繰り返しで 3 GeV まで加速する[1-3]。図に示される通り、RCS は、物質・生命科学実験施設 (MLF) に設置された中性子およびミュオン生成標的へのビーム供給と、後段の 30 GeV Main Ring Synchrotron (MR) への入射器という 2 つ役割を持ち、最終的には世界最高クラスとなる 1 MW という大出力でのビーム供給を目指している。後述の通り、MLF と MR から要求されるビームの性質は異なり、また、運転条件も違うため、各々に対して運転パラメータの最適化が必要となる。

RCS のような MW 級の大強度陽子加速器では、ビーム損失により生じる機器の放射化がビーム出力を制限する最大の要因となるため、ビーム損失の低減がビームの大出力化を図るうえで最重要の研究課題となる。RCS から出力される 25 Hz ビームパルスの殆どは MLF へ供給され、一方の MR へは、数秒ごとに 4 パルスが入射される。それゆえ、機器の放射化は、High duty の MLF 向け運転におけるビーム損失の状況に大きく依存することになるため、この運転モードでは、ビーム損失の十分な低減が実現されなければならない。更に、MLF からは、中性子生成標的上の衝撃波を緩和するために、電荷密度の低い高エミッタンスのビームが求められる。これは、中性子生成標的の十分な寿命 (半年以上) を確保するうえで必須な条件となる。昨年の加速器学会年会で報告した通り[4]、MLF 向けのビーム運転については、 200π mm mrad という広範囲の横方向ペイント入射[5,6]を導入することで、ビームの高エミッ

[#] hotchi.hideaki@jaea.go.jp

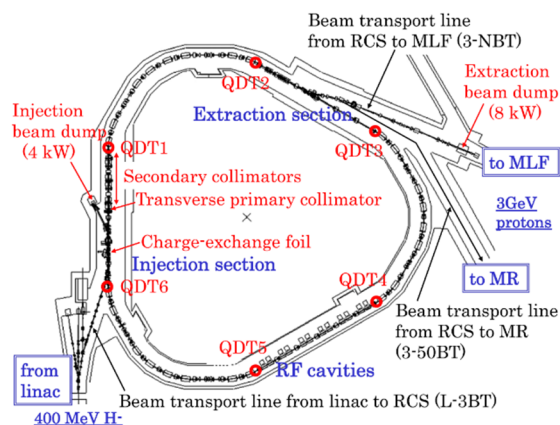


Figure 1: Layout of the J-PARC 3 GeV RCS.

タンス化を実現させると共に、 10^{-3} オーダーという極めて少ないビーム損失で 1 MW (8.3×10^{13} ppp) 相当のビーム加速を達成している[7]。

一方の MR からは、逆に、低エミッタンスのビームが求められている。MR におけるビーム損失を低減し、MR の大出力化を実現するには、ハローの少ない低エミッタンスの入射ビームが必要不可欠となる。RCS では、この一年、設計強度の~85%という高強度 (7.1×10^{13} ppp) のビームを用いて、MR から要求される低エミッタンスのビームを実現するためのビーム調整を精力的に展開してきた。本論文では、実験と数値シミュレーションの詳細比較を行って、入射や加速過程で観測されたエミッタンス増大の発生メカニズムを議論すると共に、そのエミッタンス増大の低減を目指して行った一連の取り組みなど、MR 向けビーム調整における最近の成果を報告する。

2. 入射過程におけるエミッタンス増大の低減

我々は、まず、入射中のエミッタンス増大を最小

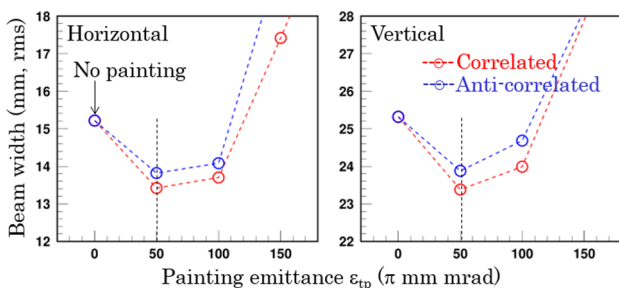


Figure 2: Beam widths at 1 ms right after injection, measured as a function of the painting emittance.

化するために、横方向ペイント入射の最適化を図った。横方向のペイント入射では、ビーム入射中に、入射ビームと周回ビームの位置や傾きの相対関係を時間的に変化させる。この操作により、ベータatron振動の振幅を徐々に拡幅して、位相空間上の必要な範囲（ペイントエミッタンス: ϵ_{p} ）にビーム粒子を一様に分布させる。

Figure 2 に入射終了直後の 1 ms で測定したビーム幅 (rms) のペイントエミッタンス依存性を示す。図に示される通り、 $\epsilon_{\text{p}}=50\pi$ mm mrad で、ビーム幅が最小化されているのが見て取れる。既述の通り、横方向のペイント入射は、ビームを横方向位相空間の広い範囲に分布させて空間電荷由来のエミッタンス増大を抑制する手法である。つまり、この依存性には、ペイントエミッタンスの大きさとその際に生じる空間電荷効果とのバランス関係が反映されており、その両者が $\epsilon_{\text{p}}=50\pi$ mm mrad で均衡して、ビームの広がり最小になったと解釈される。

また、この測定では、Correlated painting と Anti-correlated painting という 2 つのペイント手法を比較しているが、Correlated painting の方がより狭いビーム幅を実現していることがわかる。この実験結果は、現状の動作点 (6.45, 6.38) の近傍に存在する $2v_x-2v_y=0$ 共鳴の影響を考慮することで理解される。この $2v_x-2v_y=0$ 共鳴は四次の構造共鳴で、主に、空間電荷由来の八極場成分によって励起される。良く知られているように、この共鳴は、x-y 平面間でエミッタンス交換を引き起こす[8]。このエミッタンス交換は、ペイント入射中に後述の 2 つの効果、(1)と(2)を派生させる。

一つ目の効果(1)は、エミッタンス交換の直接的作用で生じる付加的なエミッタンス増大である。この効果は、Correlated painting でよりエンハンスされる。Figure 3 の左図に示されるように、Correlated painting では、黄色の矢印の向きに沿って入射ビームを分布させる。つまり、水平・垂直平面共に、周回閉軌道の中心から外側へ向けて入射ビームをペイントする。赤い矢印で示されるように、エミッタンス交換は、そのペイントの向きと直交する方向に発生する。こうした幾何学的関係の場合、エミッタンス交換が生じると、それが直接、付加的なエミッタンス増大につながってしまうことになる。

二つ目の効果(2)は、エミッタンス交換の二次的作用、つまり、エミッタンス交換を引き起こす電荷密

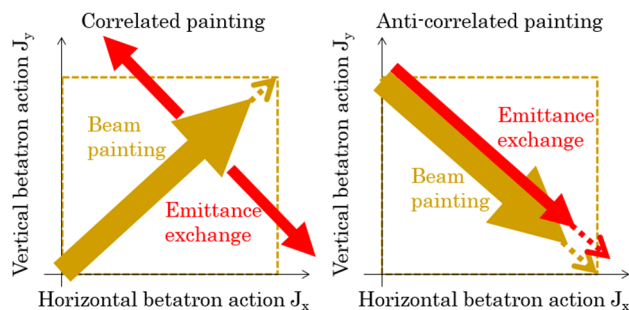


Figure 3: Schematic diagrams of injection painting and emittance exchange.

度分布の変調によって派生するエミッタンス増大である。この効果は、Anti-correlated painting でよりエンハンスされる。Figure 3 の右図に示されるように、Anti-correlated painting では、垂直平面のペイントが逆向きになる。つまり、入射ビームは、水平面については、周回閉軌道の中心から外側へ向けてペイントされるが、一方の垂直面については、逆に、周回閉軌道の外側から中心に向けてペイントされることになる。この場合は、ペイントの方向とエミッタンス交換の方向が同じになるため、エミッタンス交換が発生しても、それが直接、エミッタンス増大につながることはない。但し、この幾何学的関係は、ペイントによる分布形成と、エミッタンス交換による分布変動を同調させることになり、入射後に形成されるビームの電荷密度分布を大きく歪めてしまう。

Figure 4 の下段-左図に示されるように、Anti-correlated painting において、高電荷密度の島状構造の出現が数値シミュレーションで予見されていたが、下段-中図が示す通り、このビーム試験において、その存在が実験的に確認された (Figure 4 の上段に示される通り、Correlated painting では、そうした分布の歪みは発生しない)。この Anti-correlated painting で発生する電荷密度分布の偏りは、Figure 4 の下段-右図が示すように、大きなデチューニングを引き起こし、その後、有意なエミッタンス増大を派生させることになる。

現状の運転条件では、(2)の効果によって引き起こされるエミッタンス増大がより有意であり、その影響を回避できる Correlated painting の方が、より効果的なエミッタンス低減を導くというのが結論となる。

上記の解析は、ペイント入射の更なる最適化の可能性についても重要な知見をもたらした。現状は、 $(t/\text{入射時間})^{1/2}$ や $(1-t/\text{入射時間})^{1/2}$ に比例した関数に従って入射ビームと周回ビームの位相空間上の相対関係を変化させているが、その関数、つまり、ペイントの速度の取り扱いについては、依然、調整の余地を残している。Anti-correlated painting により、(1)の影響を回避すると共に、ペイントの速度を調節することで、ペイントによる分布形成とエミッタンス交換による分布変動の同調性を故意にずらすことができれば、(2)の影響も同時に最小化できる可能性がある。エミッタンス交換は、空間電荷由来の効果であり、ビーム強度やペイントエミッタンス、また、ペイント速度の取り方にも依存する効果であるため、

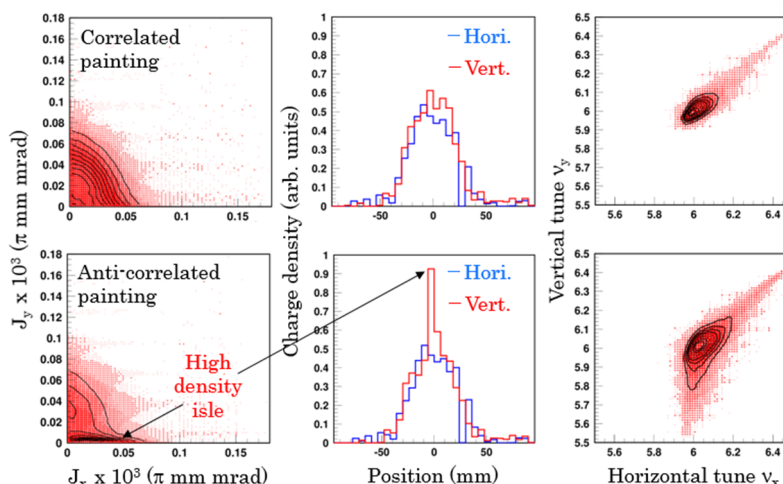


Figure 4: (Left) 2d plots of betatron actions calculated at the end of injection (at 0.5 ms). (Middle) Beam profiles measured at 0.5 ms. (Right) Tune footprints calculated at 0.5 ms.

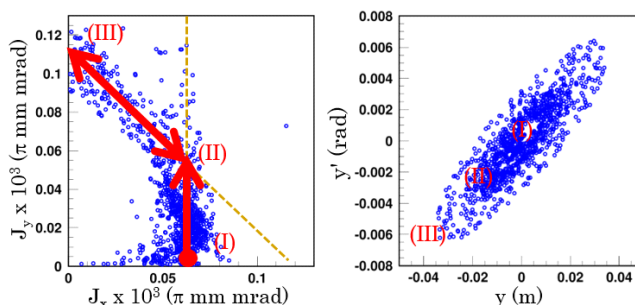


Figure 5: Single-particle behaviour of one macro-particle causing emittance growth. (Left) Turn-by-turn betatron actions. (Right) Transverse phase space coordinates.

その効果を考慮した最適化はそう単純ではないが、今後、数値シミュレーション・実験の両面から検討を重ねて、更なるエミッタンス低減の可能性を追求する予定である。

3. 加速初期から中盤におけるエミッタンス増大の低減

前節で述べた通り、 $\epsilon_p=50\pi$ mm mrad の Correlated painting を導入することで、入射過程のエミッタンス低減を実現したが、本節では、入射後の加速過程で観測されたエミッタンス増大の発生メカニズムとその低減を目指した取り組みを紹介する。

後ほど Figure 8 で示されるように、加速初期から中盤 (最初の 6 ms 領域) にかけて、有意なエミッタンス増大が観測された。このエミッタンス増大は、数値シミュレーションによって、以下の 3 つの共鳴の作用で生じていることが確認された: $2\nu_x-2\nu_y=0$ と $\nu_{x,y}=6$ 。前者は前節で述べた四次の構造共鳴であり、後者は x 方向・ y 方向の整数共鳴であるが、この整数上には、全ての次数の共鳴が構造共鳴として励起される ($n \times \nu_{x,y}=n \times 6$)。Figure 5 は、数値シミュレーションから得られたターン毎の一粒子運動をプロットしたもので、共鳴の影響によるエミッタンス増大を示している。最初、粒子は、図中の(I)に位置している。 y 平面上において、電荷密度の高い場所

	Tune	Chromaticity correction
(A):	ID 1	Off
(B):	ID 2	Off
(C):	ID 2	On (with dc sextupoles)
(D):	ID 3	On (with dc sextupoles)

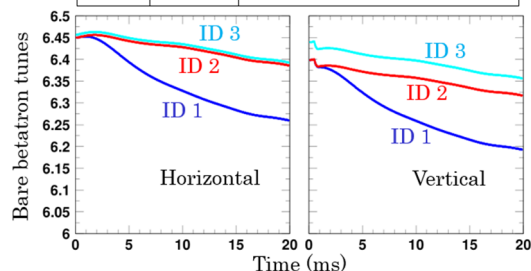


Figure 6: (Upper) Operational parameter settings tested; (A)–(D). (Lower) Tune variations from injection to extraction applied for (A)–(D); ID1–3.

に存在しているため、 y 方向のチューンは、大きく下方へシフトして整数領域に到達してしまう。そのため、 $\nu_y=6$ の影響を受けて、図中の(I)から(II)へと y 方向にエミッタンス増大する。このエミッタンス増大に従って、チューンシフトは徐々に低減され、 y 方向のチューンは整数から遠ざかることになるが、今度は、 x 方向と y 方向のチューンが一致するタイミングで $2\nu_x-2\nu_y=0$ によるエミッタンス交換が生じ

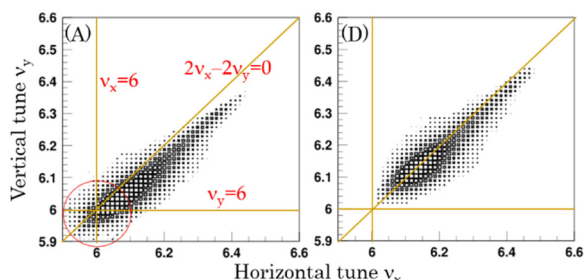


Figure 7: Tune footprints calculated at 4.7 ms.

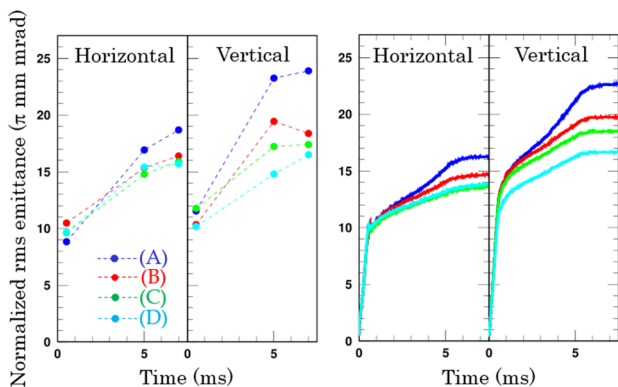


Figure 8: (Left) Normalized rms emittances measured over the first 7 ms. (Right) Corresponding numerical simulation results.

て、 y 方向のエミッタンスは、図中の(II)から(III)へと更に増幅される。これは、 y 方向のエミッタンス増大の一例であるが、 x 方向も、 $v_x=6$ と $2v_x-2v_y=0$ の組合せで同様のエミッタンス増大が発生している。

現状の動作点を採用する限り、 $2v_x-2v_y=0$ 共鳴を完全に回避することは難しいが、 $v_{x,y}=6$ については、加速過程のチューンやクロマチシティーを動的にコントロールすることで、整数ラインにトラップされる粒子数を減らすことは十分可能であるので、この企画に沿ってビーム調整・試験を行った。

このビーム試験で用いたパラメータセッティングが Figure 6 にまとめられている。この中で、(A)が元々のパラメータに相当する：チューンは下図に示す ID1 で、クロマチシティーは補正されていない。この場合は、Figure 7 の左図に示される通り、ビームの中心部に位置する粒子が整数ラインにかかっているのが見て取れる。この状況を改善するために、(A)から(D)へとパラメータを段階的に修正していった：(B) チューンを ID1 から ID2 に変更（加速過程でのチューンの下降量を減じた）、(C) 六極電磁石を直流励磁してクロマチシティー補正を導入（運動量広がり由来のチューンスプレッドを小さく抑えた）、(D) チューンを ID2 から ID3 に変更（ y 方向のチューンを更に上方へ微調整した）。Figure 7 に示される通り、ビーム粒子と $v_{x,y}=6$ 共鳴とのセパレーションは、(A)から(D)へのパラメータ変更で順次改善されていく。

Figure 8 の左図に、(A)~(D)の各パラメータを用いて測定したビームエミッタンス (rms) の時間依存

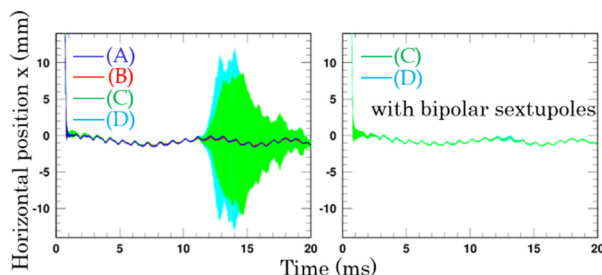


Figure 9: Horizontal beam positions measured over the whole acceleration time of 20 ms.

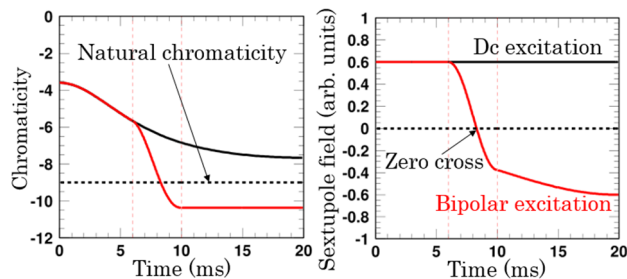


Figure 10: (Left) Chromaticity manipulation over the whole acceleration time of 20 ms. (Right) Sextupole field pattern required.

性（最初の 7 ms 領域）を示す。Figure 8 の右図に示す数値シミュレーションで予見された通り、(A)から(D)の順にエミッタンス増大が低減されることが実験的に確認された。

4. 加速後半におけるビーム不安定性の抑制

上記の調整により、加速初期から中盤におけるエミッタンス増大を大幅低減することに成功したわけであるが、(C)や(D)といった新たなパラメータを実際の運転に導入するには、ビーム不安定性の問題を解決する必要がある。

RCS では、ビーム出射に用いているパルスキッカーが支配的なインピーダンスソースで、チューンやクロマチシティー等のパラメータ設定に依存して、ビーム不安定性を引き起こす[9,10]。(C)や(D)は、加速初期から中盤のエミッタンス増大を低減するのに有効なパラメータであるが、Figure 9 の左図に示す通り、加速後半の 10 ms 以降でビーム不安定性をエンハンスしてしまう。

ビーム不安定性に対する効果的かつ現実的な解決策の一つは、ビーム不安定性が現れる加速後半でのクロマチシティーを負方向に大きくとることである。これにより、運動量広がり由来のデチューニングを増幅させてランダウ減衰の効果をエンハンスさせることでビームの安定化を図ることができる。Figure 10 に、要求されるクロマチシティーパターンの一例とその操作に必要な六極磁場パターンを示す。最初の 6 ms 領域では、六極磁場を直流励磁して、クロマチシティーを小さく抑えておく。これは、上述の通り、この時間領域で発生するエミッタ

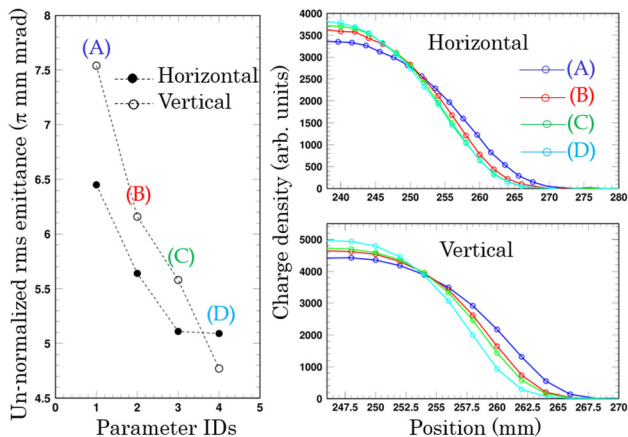


Figure 11: (Left) Un-normalized rms emittances measured at 3 GeV (at 20 ms). (Right) Beam profiles at 3 GeV measured by a beam halo monitor [11].

ンス増大を低減するのに必要な操作となる。次に、6 ms から 7 ms にかけて徐々に六極磁場を立ち下げて行き、その後は、逆極性で六極磁場を立ち上げ、加速後半の 10 ms 以降でのクロマチシティーをナチュラルクロマチシティー ($\xi_{x,y} \sim 9$) の 1.17 倍程度にまで増加させる。こうしたゼロクロスに伴うバイポーラ励磁を実現するために、昨夏のメンテナンス期間を利用して、六極電磁石電源の改良を行った。六極電磁石電源改良直後の 2016 年 10 月に行ったビーム試験結果を Figure 9 の右図に示す。上述のクロマチシティー操作により、目論見通り、付加的なエミッタンス増大等の副作用を伴わずに、ビーム不安定性を抑制することに成功した。

5. 結果

Figure 11 に、(A)~(D)の各パラメータを用いて測定した 3 GeV 出射後のビームエミッタンス (rms) とビームプロファイルを示す。ここで、(C)と(D)については、Figure 10 に示したクロマチシティー操作が適応されている。この測定により、(A)から(D)のパラメータ変更によって、テール領域を含む出射ビームのエミッタンスが期待通りに大幅低減されたことが確認された (25~35%の減少)。この出射ビームの品質改善は、加速初期から中盤において達成されたエミッタンス増大の低減を反映した結果である。

このビーム調整後に、MR にビーム入射を行って、MR におけるビーム損失の状況を確認した。Figure 12 に示されるように、(A)から(B)のパラメータ変更により、20%という有意なビーム損失の低減が確認された。一方、(B)から(D)のパラメータ変更では、4%ほどの小幅な減少に留まったが、この結果は、RCS 由来のビーム損失が、パラメータ(D)でおおむね最小化されていることを意味している。

6. まとめ

この一年、J-PARC RCS では、MR から要求される大強度かつ低エミッタンスのビームを実現するためのビーム調整を精力的に展開してきた。RCS の動

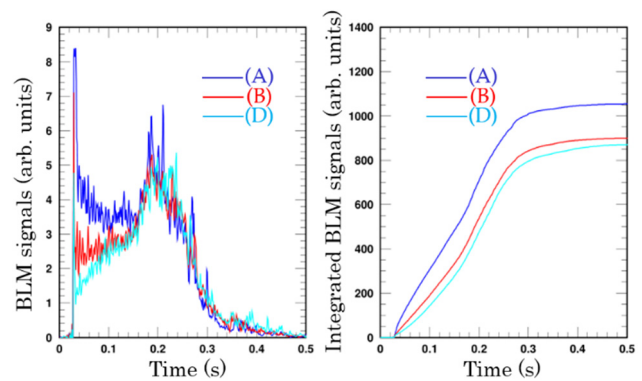


Figure 12: BLM signals measured at the MR collimator.

作点は、 $2v_x - 2v_y = 0$ 共鳴近傍に設定されている。この共鳴は、x-y 間のエミッタンス交換を通して付加的な分布変動を派生させるため、ペイント入射で形成されるビームの分布形状を歪めてしまう。Correlated painting を導入することで、そうした影響を回避すると共に、そのペイントエミッタンスを最適化することで、入射中のエミッタンス増大を低減することに成功した。また、加速過程のチューンやクロマチシティーを動的に制御することで、加速初期から中盤で発生していたエミッタンス増大を低減させると共に、加速後半で出現したビーム不安定性を抑制することに成功した。こうした一連の取り組みにより、設計値の~85% 相当の高ビーム強度で、そのビームエミッタンスの大幅な低減を実現した。

今後、ビーム強度を更に増強した場合、更なるエミッタンス低減が MR から要求される可能性が高い。今後も、ペイント入射の更なる最適化を追求するなど、MR 向けのビーム調整・試験を継続的に行って、一層のエミッタンス低減を目指す予定である。

参考文献

- [1] High-intensity Proton Accelerator Project Team, JAERI Report No. JAERI-Tech 2003-044.
- [2] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 040402 (2009).
- [3] H. Hotchi *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2012**, 02B003 (2012).
- [4] H. Hotchi *et al.*, in Proc. of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Chiba, Japan, 2016, pp. 61–65.
- [5] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15**, 040402 (2012).
- [6] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beams **19**, 010401 (2016).
- [7] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beams **20**, 060402 (2017).
- [8] B. W. Montague, CERN-Report No. 68–38, 1968.
- [9] Y. Shobuda *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2017**, 013G01 (2017).
- [10] P. K. Saha *et al.*, in Proc. of IPAC2016, Busan, Korea, 2016, pp. 589–591.
- [11] M. Yoshimoto *et al.*, in Proc. of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA, 2012, pp. 2122–2124.