

# J-PARC ミューオン $g-2$ /EDM 実験： 低エミッタンスミューオンビームにおけるスピン反転装置の開発

## J-PARC MUON $g-2$ /EDM EXPERIMENT : DEVELOPMENT OF THE SPIN ROTATOR FOR THE LOW EMITTANCE MUON BEAM

安田浩昌<sup>\*A)</sup>、飯沼裕美<sup>B)</sup>、大谷将士<sup>C)</sup>、河村成肇<sup>C)</sup>、北村遼<sup>D)</sup>、近藤泰弘<sup>D)</sup>、齊藤直人<sup>C)</sup>、  
須江祐貴<sup>E)</sup>、中沢雄河<sup>B)</sup>、的場史朗<sup>C)</sup>、三部勉<sup>C)</sup>、山崎高幸<sup>C)</sup>、四塚麻衣<sup>E)</sup>

Hiromasa Yasuda<sup>\*A)</sup>, Hiromi Iinuma<sup>B)</sup>, Masashi Otani<sup>C)</sup>, Naritoshi Kawamura<sup>C)</sup>, Ryo Kitamura<sup>D)</sup>, Yasuhiro Kondo<sup>D)</sup>,  
Naohito Saito<sup>D)</sup>, Yuki Sue<sup>E)</sup>, Yuga Nakazawa<sup>B)</sup>, Shiro Matoba<sup>C)</sup>, Tsutomu Mibe<sup>C)</sup>, Takayuki Yamazaki<sup>C)</sup>, Mai Yotsuzuka<sup>E)</sup>  
<sup>A)</sup>The University of Tokyo, <sup>B)</sup>Ibaraki University, <sup>C)</sup>KEK, <sup>D)</sup>JAEA, <sup>E)</sup>Nagoya University

### Abstract

A muon anomalous magnetic moment ( $g - 2$ ) is one of the fundamental physics value and evaluated precisely by theoretically and experimentally. In the BNL's previous experiment, the  $3.7 \sigma$  discrepancy between the calculated value of the Standard Model and the measurement is found. This indicates the existence of the Beyond Standard Model physics. The J-PARC muon  $g - 2$ /EDM experiment aims to measure muon  $g - 2$  with a precision of 0.1 ppm. In this experiment, the high intensity muon beam causes the efficiency loss of decayed positron detection due to the event pile-up. This loss makes the misunderstanding of the  $g - 2$  measurement. To avoid this effect, we try to take the spin flip analysis. This can cancel the systematics uncertainties depending on time. For this purpose, the Wien-filter-type spin rotator (SR) is being developed. In this paper, the design of the Wien-filter model and the evaluation of emittance growth caused by this SR are presented.

### 1. はじめに

基礎的な物理量の一つとして、ミューオンの異常磁気モーメント ( $g-2$ ) がある。ミューオン  $g-2$  は理論的にも実験的にも高精度に求まることから、理論を検証するのに最適である。ブルックヘブン国立研究所 (BNL) で行われた先行実験では 0.54 ppm (parts per million) 精度でミューオン  $g-2$  を測定し、標準模型の計算値 [1] と測定値の間 [2] に  $3\sigma$  を超える乖離が存在することがわかった。この結果は標準模型を超えた物理の存在を示唆している。この結果を検証するためにも、より高精度な新しい実験が必要となる。

J-PARC におけるミューオン  $g-2$ /EDM 実験は低エミッタンスミューオンビームを用いることで先行実験での主要な系統誤差を抑制することができる [3,4]。しかしながら、高強度のミューオンビームを用いるため、例えばイベントパイルアップの影響による検出効率の時間依存性が生じ、系統誤差を生み出す。この系統誤差はスピン反転解析法を取ることで抑制することが可能である。図 1 の左図が本実験で期待される崩壊用電子数の時間分布に時間依存する系統誤差を含めた図である。早い時間ではフィッティングが合わなくなっていることがわかる。一方、図 1 の右図がスピン反転した際のデータを組み合わせたスピン非対称度の時間分布を示している。このスピン反転解析法では検出効率の時間依存の影響を受けず、全時間でフィッティングができていることを示している。以上のことから、検出効率の時間変化を抑えるためにも、スピン反転解析法

が有効である。

J-PARC で行われるミューオン  $g-2$ /EDM 実験では、低エミッタンスミューオンビームを生成する際に、冷却及び加速の過程が必要になる。この際に、低速ミューオンビームを扱うため、現実的な電磁場と有効長でミューオンビームのスピンを反転させることが可能である。図 2 で本実験のミューオン線形加速器 [5] を示した。ここでは RFQ と IH-DTC の間にスピン反転装置 (SR) を設置することを仮定する。

低エミッタンスビームを維持するために、エミッタンス増大が小さいことが SR に要求される。SR のセクション以外におけるエミッタンス値を表 1 に示した。本論文では、まず 2 章で Wien-filter について説明し、3 章で設計の手順とエミッタンス増大のシミュレーション結果について示す。最後に 4 章でまとめと今後の展望について報告する。

Table 1: The Normalized RMS Emittance (Without SR). The Unit Is [ $\pi$  mm mrad].

	$\epsilon_{n,x,rms}$	$\epsilon_{n,y,rms}$
Before RFQ	0.376	0.106
After RFQ	0.296	0.167
After IH-DTL	0.316	0.190

### 2. WIEN-FILTER 型スピン反転装置

この節では Wien-filter 型スピン反転装置 (SR) について説明する。現在、本実験におけるスピン反転装置 (SR) として、Wien-filter 型を検討している。Wien-filter は質量分光器としても知られており、図 3 の左図に示されるように、磁石と電極によって構成される [6-9]。磁場と電場を粒子の運動量方向に対して垂

\* hyasuda@post.kek.jp

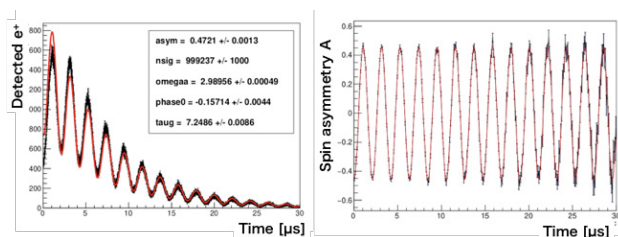


Figure 1: The analysis method of muon  $g - 2$ . (left) The time dependence plot of detected  $e^+$  counts in the magnetic storage ring. (right) The time dependence of the spin asymmetry by taking the spin flipped data.

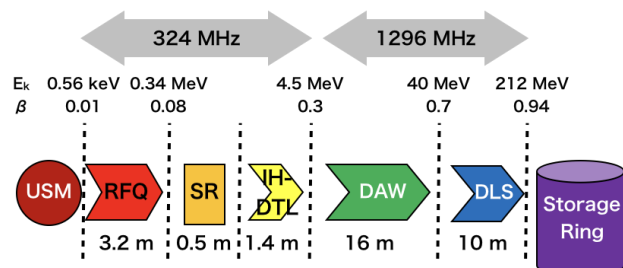


Figure 2: The scheme of muon accelerators in J-PARC muon  $g - 2$ /EDM experiment. The spin rotator is located between RFQ and IH-DTL in this paper.

直にそれぞれの向きから印加する。粒子の速度に対して、適切な磁場と電場を与えることで、力が釣り合い、ビームの運動方向を維持する。この釣り合いの条件を式 (1) のように得られる。

$$v_z = \frac{E_x}{B_y} \quad (1)$$

ここで、 $v_z$  がミューオンビームの縦方向の速度、 $E_x$  および  $B_y$  が Wien-filter によって励起される電場と磁場を示す。この条件を Wien 条件と呼ぶ。一方で、Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi (T-BMT) 方程式 [10, 11] より、ビームのスピンの回転角が式 (2) のように与えられる。

$$\alpha = \frac{LeB_y}{\gamma m_0 v_z} = \frac{LeE_x}{\gamma m_0 v_z^2} \quad (2)$$

ここで、 $L$  は電磁場の有効長、 $e$  は素電荷、 $\gamma$  は Lorentz factor、 $m_0$  は粒子 (ミューオン) の質量を示す。これらの方程式をもとにし、電磁場のパラメータを決定した。

スピン反転に必要な有効長と電磁場の大きさの関係性を図 3 の右図に示した。本実験では RFQ でバンチングされたミューオンビームを用いることから、バンチ構造を維持するような 500 mm 長の有効長を仮定した。この有効長より、スピン反転に必要な電磁場の大きさを 0.18 Tesla と 4.3 kV/mm として決定した。本論文ではこの電磁場の値をもとにして設計を行った。

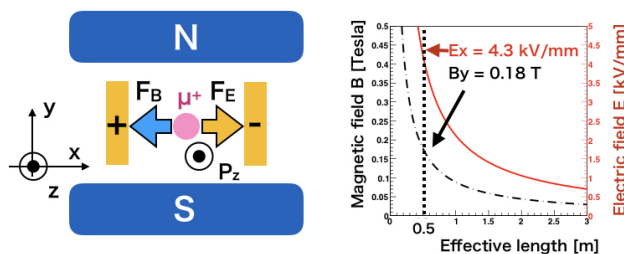


Figure 3: (left) The conceptual figure of the Wien-filter. (right) The effective length plot of magnetic and electric field for muon spin flip ( $\alpha = 180$  deg),

### 3. WIEN-FILTER 型 SR の設計

この節では Wien-filter 型スピン反転装置の設計について議論する。SR の要求より、エミッタンス増大が小さくなるように設計する必要がある。Wien-filter におけるエミッタンス増大の原因は Wien 条件の不整合によるものである。そのため、以下の二つがエミッタンス増大の要因としてあげられる。

- (1) ビーム運動量の分散
- (2) 電磁場力の不一致

(1) については電磁石等の設計によらず、入社ビーム分布に依存する。一方、(2) における電磁場力の不一致は設計において抑制することが可能である。本論文ではまず初めに (1) の初期ビーム由来によるエミッタンス増大を評価し、これをエミッタンス増大の基準値として、(2) を抑制するような設計をすることでエミッタンス増大をどれだけ抑えられるかを評価した。

#### 3.1 初期ビーム由来のエミッタンス増大の評価

SR における初期ビーム由来のエミッタンス増大を評価するために、Geant4 [12–15] を用いたシミュレーションを行った。ここでは、SR は RFQ の後に設置されるとしている。また、RFQ の output ビームを SR の input ビームとして使用している。しかし、角度分散  $x', y'$  成分が存在する場合、Wien 条件のズレが発生してしまう。現状の RFQ の output ビームは  $\alpha$  が大きいため、そのまま SR の input ビームとして使用するとエミッタンス増大が大きくなることがわかった [16]。これを改善するために、 $\alpha$  が小さくなるような転送ビームラインを通した後のビームを SR の input ビームとして使用した。その際の SR の input ビームのプロファイルを図 4 に示した。また、運動量分布を図 5 に示した。この運動量分散が Wien-filter においてエミッタンス増加を生じさせる。このエミッタンス増大を評価するために、SR の電磁場を 500 mm の有効長をもつ 4.3 kV/mm, 0.18 Tesla の均一理想場とした。この電磁場領域を通過した後のビームプロファイルを図 4 に示した。

この結果より、規格化 RMS エミッタンスが表 2 のように求められ、 $x-x'$  平面において +22% のエミッタンス増大があることがわかった。この値を基準値

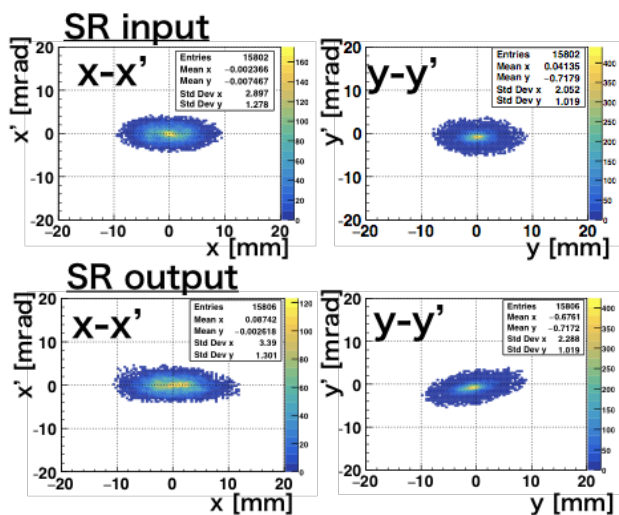


Figure 4: (top) SR input beam as the RFQ output beam after transferred. (bottom) SR output beam in the ideal case of fields.

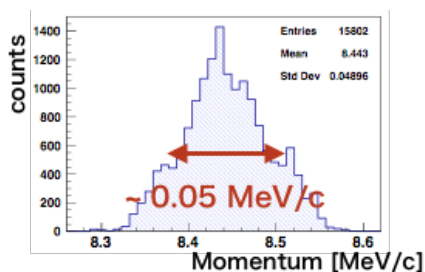


Figure 5: The momentum distribution of the RFQ output beam.

とし、Wien-filter の 3次元モデルにおけるエミッタンス増大が基準値に近づくように電磁石および電極を設計した。

### 3.2 磁石と電極の設計

Wien-filter の 3次元モデルの設計として、まず最初に電磁石の設計を行った。電磁石は低エミッタンスミューオンビームに対応するよう、ビームサイズ ( $\sigma \sim 3$  mm) に対して十分に均一性をもつように設計した。設計および解析については Opera3D [17] を用いた。ここで、電磁石のヨーク長を 500 mm、ギャップを 120 mm とした。図 6 に Opera3D で作成したモデル及び得られた磁場分布を示した。ここで設計した磁場分布をもとにし、電場分布が磁場分布と同じ形になるように電極を設計する。この目的のために、図 7 のように両端がカーブしている電極

Table 2: The Normalized RMS Emittance Before/After SR. The Unit Is [ $\pi$  mm mrad].

	Input	Output	Growth
$\varepsilon_{n,x,rms}$	0.296	0.362	+22%
$\varepsilon_{n,y,rms}$	0.167	0.167	0%

を設計した。電極形状のパラメータを調整することによって、図 8 に示されるように電場と磁場によるローレンツ力の差を 5% まで抑えることができた。

Table 3: The Normalized RMS Emittance Before/After the Current Model. The Unit Is [ $\pi$  mm mrad].

	Input	Output	Growth
$\varepsilon_{n,x,rms}$	0.296	0.484	+64%
$\varepsilon_{n,y,rms}$	0.167	0.260	+56%

Table 4: The Normalized RMS Emittance Before/After the Current Model Without the Additional Electric Fields ( $E_y, E_z$ ). The Unit Is [ $\pi$  mm mrad].

	Input	Output	Growth
$\varepsilon_{n,x,rms}$	0.296	0.435	+47%
$\varepsilon_{n,y,rms}$	0.167	0.171	+2%

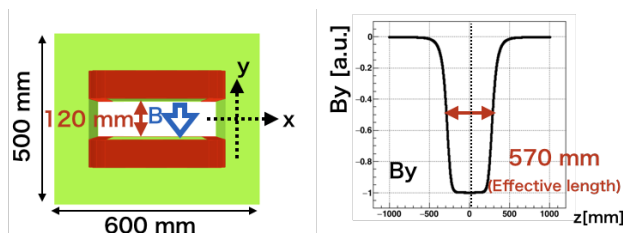


Figure 6: (left) The designed magnet in Opera3D. (right) The magnetic field distribution along z axis.

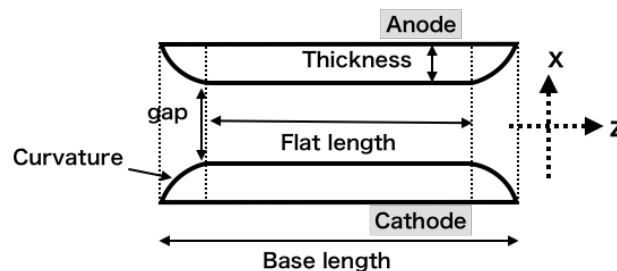


Figure 7: The concepts of the curved electrodes design.

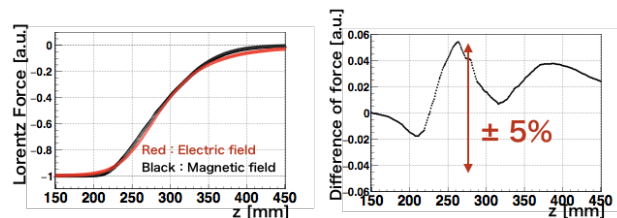


Figure 8: (left) The distribution of the electric and magnetic fields at the edges. (right) The difference of the electric and magnetic fields.

### 3.3 3次元モデルでのエミッタンス増大の評価

前小節までで議論した3次元モデルによるエミッタンス増大を評価した。この際のSRへの入射ビームにはRFQ出力ビームを転送した図4のビームを用いている。まず、モデルの磁場をスピン反転に必要な磁場に規格化し、これが正しいことを確認するためにSR通過後のミュオンビームの偏極率を確認した。その結果を図9に示した。ここで、初期のミュオンビームの偏極率は全て  $P_z = -1$  とし、SR通過後の偏極率は  $P_z = 0.9963(3)$  であり、与えた磁場によってスピン反転が可能であることが確認できた。

次に、スピン反転に必要な電磁場に規格化された分布を利用したSRを通過した後のミュオンビームのプロファイルを図10に示した。このプロファイルから、エミッタンス増大を評価し、その結果を表3に示し、 $x-x'$  平面で +64%、 $y-y'$  平面で +56% であることがわかった。

現状の設計におけるエミッタンス増大は前述の理想的な場合に比べて3倍近く大きい値となった。この原因を議論するために、余剰方向の電場 ( $E_y, E_z$ ) をゼロにした場合でシミュレーションをした。このシミュレーションによるSR通過後のビームプロファイルを図11に示した。また、この際のエミッタンス値を表4にまとめたように、エミッタンス増大は  $x-x'$  平面で +47%、 $y-y'$  平面で +2% になることがわかった。この結果より、現行モデルにおけるエミッタンス増大の主要な要因は余剰方向の電場分布であることがわかった。これは、磁場とつりあい成分以外の電場が粒子のエネルギーに変化を与えるために、エミッタンスが大きくなることを示している。したがって、つり合い成分以外の電場を小さくすることでエミッタンス値の増大を抑えることが可能である。

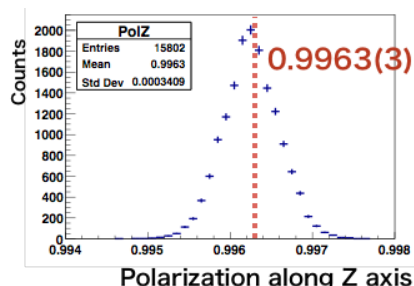


Figure 9: The polarization distribution along Z. The initial polarization is set as  $-1$ .

## 4. まとめと今後の展望

J-PARCにおけるミュオン  $g-2$ /EDM 実験では、ミュオン線形加速の低速部においてミュオンビームのスピンを反転されることが可能である。ミュオンスピン反転データを使うことで時間依存する系統誤差を抑制できるスピン反転解析法を取ることが可能になる。そのスピン反転装置としてWien-filter型を設計した。

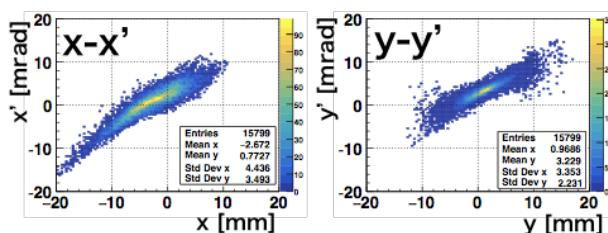


Figure 10: The beam profile after the current model.

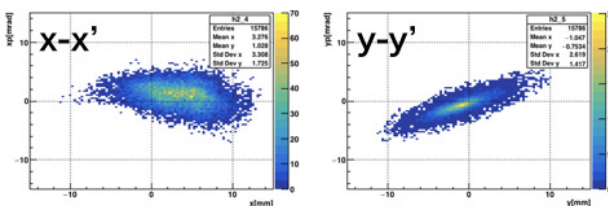


Figure 11: The beam profile after the current model without the additional electric field ( $E_y, E_z$ ).

エミッタンス増大を小さくするため、Wien-filterの設計は電磁場の差を小さくするように行った。このために、電磁場の差が小さくなるように電極の両端をカーブした形状を採用した。この設計の結果、エミッタンス増大が  $x-x'$  平面で +64%、 $y-y'$  平面で +56% となることがわかった。

このエミッタンス増大は理想的な電磁場の場合に比べて3倍程度大きい値となっている。この原因を追求するために余剰方向の電場を取り除いた場合で同様のシミュレーションを行った結果、エミッタンス増大が  $x-x'$  平面で +47%、 $y-y'$  平面で +2% になることがわかった。このエミッタンス増大の値は、他の加速要素における増大量と同程度である。

今後は余剰方向の電場を取り除いたようなWien-filterモデルの設計の検討及び実ミュオンビームを用いた実証試験に向けた詳細設計を行う予定である。

## 謝辞

本研究は、JSPS 科研費 JP18J22129、JP18H03707 の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] A. Keshavarzi *et al.*, Phys. Rev. D, 97, 114025 (2018).
- [2] G. W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. D, 73, 072003 (2006).
- [3] N. Saito, GUT2012. AIP Conference Proceedings, Volume 1467 (2012).
- [4] M. Abe *et al.*, A New Approach for Measuring the Muon Anomalous Magnetic Moment and Electric Dipole Moment arXiv:1901.03047 (2019).
- [5] Y. Kondo *et al.*, "Re-Acceleration of Ultra Cold Muon in JPARC Muon Facility", in Proc. IPAC' 18, Vancouver, BC, Canada, Apr. 4, pp. 5041-5046 doi:10.18429/JACoW-IPAC2018-FRXGBF1.
- [6] M. Salomma and H. A. Enge, NUCL INSTRUM METHODS 145 (1977) 279-282.

- [7] J. Grames *et al.*, Proceedings of PAC2011 (2011) 862-864.
- [8] B. Steiner *et al.*, Proceedings of PAC07 (2007) 170-172.
- [9] V.Vrankovic *et al.*, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 22, NO. 3, JUNE 2012, 4101204.
- [10] L.H. Thomas. "I. The kinematics of an electron with an axis." The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 3.13 (1927): 1-22.
- [11] V. Bargmann, L. Michel, and V.L. Telegdi. "Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field." Physical Review Letters 2.10 (1959): 435.
- [12] S. Agostinelli *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303.
- [13] J. Allison *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1 (2006) 270-278.
- [14] J. Allison *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 835 (2016) 186-225.
- [15] <http://geant4.web.cern.ch/>
- [16] H. Yasuda *et al.*, PASJ2018 proceedings 1027-1030 (2018).
- [17] <https://operafea.com/>