

J-PARC muon $g - 2$ /EDM 実験におけるミュオンスピン反転装置の開発 DEVELOPMENT OF MUON SPIN ROTATOR FOR J-PARC MUON $g - 2$ /EDM EXPERIMENT

安田浩昌 ^{*A)}、大谷将士 ^{B)}、北村遼 ^{A)}、近藤泰弘 ^{C)}、齊藤直人 ^{B)}、須江祐貴 ^{D)}、中沢雄河 ^{E)}、三部勉 ^{B)}

Hiromasa Yasuda^{*A)}, Masashi Otani^{B)}, Ryo Kitamura^{A)}, Yasuhiro Kondo^{C)}, Naohito Saito^{B)}

Yuki Sue^{D)}, Yuga Nakazawa^{E)}, Tsutomu Mibe^{B)}

^{A)}The University of Tokyo, ^{B)}KEK, ^{C)}JAEA, ^{D)}Nagoya University, ^{E)}Ibaraki University

Abstract

J-PARC muon $g - 2$ /EDM experiment aims to measure the muon anomalous magnetic moment ($g - 2$) at 0.1 ppm precision and electric dipole moment (μ EDM) at 10^{-21} e · cm sensitivity. We take the different method from previous experiment (BNL E821) to use low emittance muon beam (1.5π mm mrad). The low emittance beam is the accelerated muon beam from thermal muon 25 meV to high momentum muon beam (300 MeV/c). In this experiment, we can take the other analysis method using spin flipped muon beam. This method suggests to reduce the systematic error caused from detector time responsibility. For the development of the spin rotator(SR), this research study the spin flip and emittance growth in uniform ideal field like Wien-filter type SR. As a result, spin flipped muon beam could be got and that emittance growth would be reduced to 22% in $x-x'$ plane. From this results, we are designing the Wien-filter model by OPERA and plan to construct the actual setup on next JPY.

1. はじめに

ブルックヘブン国立研究所 (BNL) で行われた E821 実験では、ミュオンの異常磁気モーメント ($g_{\mu} - 2$) を 0.54 ppm の精度で測定した [1]。その結果、理論値と実験値の間に 3.7σ の乖離があり、標準模型を超えた物理の存在が示唆されている [2]。

日本の大強度陽子加速器施設 J-PARC における E34 実験では、BNL での先行実験と異なる手法で約 5 倍の精度である 0.1 ppm での測定を目指す [3-5]。また、ミュオンの電気双極子モーメントについても現存の世界記録 [6] を二桁上回る 10^{-21} e · cm での測定を目指す。

E34 実験は J-PARC MLF H-Line にて生成される高エミッタンスな表面ミュオンビーム (1000π mm mrad) [7] を冷却・加速した低エミッタンスビーム (1.5π mm mrad) [8] を利用することで先行実験の主要な系統誤差削減が可能になる。Figure 1 に E34 実験における加速過程について示した。

本測定での解析手法を示したのが Fig. 2 である。Figure 2 の左図は、ミュオン崩壊によって得られる崩壊陽電子数の時間変化をシミュレーションしたものである。この際の、スピンの歳差運動も考慮した陽電子数の時間変化を示したのが式 (1) である。

$$N(t) = N_0 e^{t/\gamma\tau} [1 - PA \cos(\omega_a t + \phi)] \quad (1)$$

ここで、 N_0 は $t = 0$ の陽電子数、 γ はローレンツ因子、 P はミュオンの偏極率、 A は Analyzing power、 τ はミュオンの寿命、 ω_a はスピン歳差運動の周波数、 ϕ は初期位相を示している。これにより、スピ

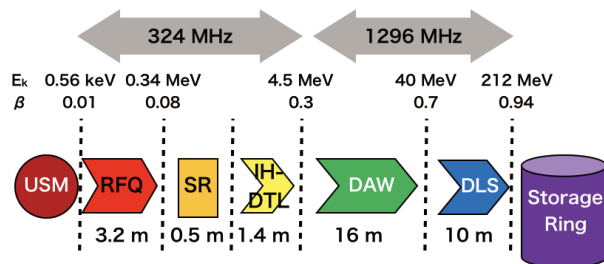


Figure 1: The scheme of muon linac. SR will be between RFQ and IH-DTL.

ン歳差運動 ω_a を測定することで $g_{\mu} - 2$ を求めることができる。

この手法での系統誤差の要因の一つが、検出器のパイルアップである。このような検出器の時間応答性によって、信号がゆがめられ、精度を悪くする可能性がある。しかし、スピンを反転したデータを使用することでこの問題を解決することができる。

スピンの運動量に対して反平行なときの陽電子数の時間変化を $N^o(t)$ 、平行なときを $N^p(t)$ とする。この二つのデータセットの非対称性を表すパラメータ $A(t)$ が式 (2) のようにして得られる。

$$A(t) = \frac{N^o(t) - N^p(t)}{N^o(t) + N^p(t)} = -PA \cos(\omega_a t + \phi) \quad (2)$$

また、この式の振る舞いを示したのが Fig. 2 の右図である。このようにして、スピン反転したデータセットを解析に組み込むことで、時間変化の項を打ち消すことが可能になる。

E34 実験では、超低速ミュオンを加速すること

* hyasuda@post.kek.jp

から、低速部でミューオンのスピンを反転することが可能である。そのため、Fig. 1 に示すように、スピン反転装置 (SR) を RFQ と IH-DTL の間に設置することにした。SR の開発に向け、まずは Wien-filter 型を検討した。本研究では Wien-filter 型 SR の理想的な均一電磁場中での低エミッタンスビームの振る舞い及び Wien-filter の設計を行った。

本稿の構成は以下の通りである。Wien-filter 型 SR の概要を 2. 章で説明した後、均一電磁場中でのビームの振る舞いに関してを 3. 章にて、Wien-filter の設計についてを 4. 章にて記述する。最後に 5. 章でまとめと今後の展望について述べる。

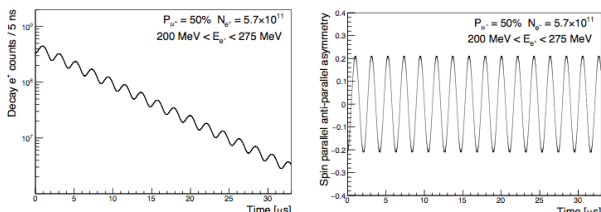


Figure 2: Signals from muon g-2. (left) The number of decay positrons called as wiggle plot. (right) Asymmetry between spin parallel and spin anti-parallel data.

2. Wien-filter 型スピン反転装置

本研究では SR の候補として、Wien-filter 型 SR の開発に着手した。Wien-filter は SR としてだけでなくセパレーターとしても利用されており、ミューオンや電子、重イオンなど、多岐にわたって応用されている [13–16]。Wien-filter の概要を Fig. 3 の左図に示した。Wien-filter は二極磁石と電極で構成される。電場と磁場をそれぞれ運動方向に対して垂直にかけることによって、ビーム軌道を変えずにスピンを反転させることが可能である。このときの平衡状態をウィーン条件と呼び、式 (3) で表される。

$$v_z = \frac{E_x}{B_y} \quad (3)$$

ここで v_z は粒子の進行方向の速度、 E_x, B_y はそれぞれ Wien-filter による x 方向の電場および y 方向の地場を示す。このときのスピン回転角を α とすると、スピン回転角と電場磁場との関係式は式 (4) で表せる。

$$\alpha = \frac{LeB_y}{\gamma m_0 v_z} = \frac{LeE_x}{\gamma m_0 v_z^2} \quad (4)$$

ここで L は電磁場の有効領域の長さ、 e は素電荷、 m_0 は静止質量を表す。加速器低速部における運動量 $\beta = 0.08$ 及びスピン反転 $\alpha = 180 \text{ deg}$ における有効長と電磁場の大きさを示したのが Fig. 3 の右図である。

加速器の低速部ではミューオン崩壊によるビームロスがあるため、スピン反転装置を極力短くする必要がある。そのため、本研究では電磁場の有効長 L

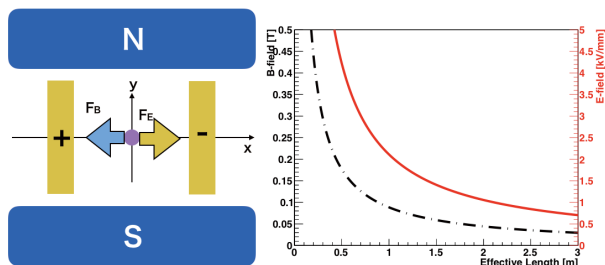


Figure 3: (left) The conceptual figure of Wien-filter. (right) The relation of electric and magnetic field and effective length.

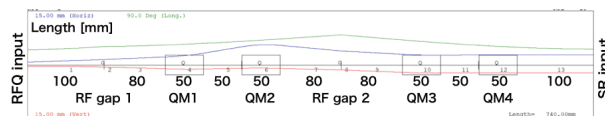


Figure 4: Beam line between RFQ output and SR input.

を 500 mm と仮定し、均一電磁場を Table 1 のように設定した。

Table 1: The Condition of Electric and Magnetic Uniform Field When $L = 500 \text{ mm}$

β	L	E_x	B_y
0.08	500 mm	4.3 kV/mm	0.18 T

3. 均一電磁場中でのシミュレーション

本研究では Table 1 のように設定した均一磁場中において、Geant4 [17–20] を用いてシミュレーションし、ミューオンビームのスピン反転及びエミッタンスを評価した。

SR への入射ビームである RFQ 後のビームまではすでにシミュレーションが行われている [21, 22]。RFQ 後のビームを直接 SR input として利用すると、角度分散によってビームがウィーン条件を満たさず、エミッタンス値が悪化する。このため、RFQ と SR の間に横方向の Twiss パラメータ α をゼロにするようなビームラインを TRACE3D [23, 24] を用いて設計した。 α の調整及び、RFQ でバンチングされた縦方向の発散を防ぐために、四重極磁石 (QM) を 4 つ、RF gap を 2 つ設置した。このビームライン全体の概要を Fig. 4 に示した。また Twiss パラメータ α の変化を Table 2 に示した。

ここで得られた入射ビームを元に、スピン反転装

Table 2: The Twiss Parameter of RFQ Output and SR Output

	α_x	α_y
RFQ output	-1.51	0.605
SR input	2.77×10^{-8}	2.80×10^{-9}

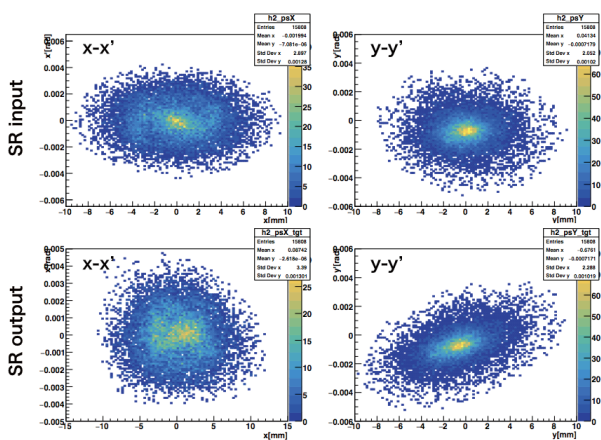


Figure 5: The phase space of SR input(Top)/output(bot-
tom) beam in $x-x'$ plane(left) and in $y-y'$ plane(right)

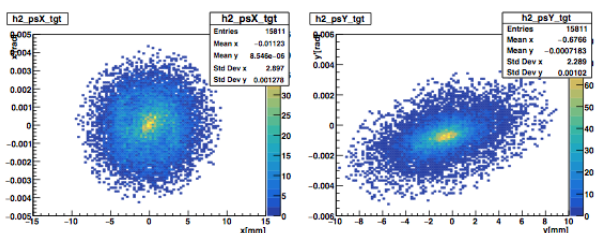


Figure 6: The phase space of SR output beam in $x-x'$ plane
(left) and in $y-y'$ plane(right) in the case of no momentum
dispersion.

置への入射/出射ビームの位相空間分布を示したのが Fig. 5 である。スピン反転装置の入射/出射それぞれのビームのエミッタンスを Table 3 にまとめた。ここで示したように、スピン反転装置前後でのエミッタンス成長は x 方向で +22% で抑えることができた。

このエミッタンス増大について調べるため、SR 入射ビームに運動量分散がない場合でシミュレーションした。このときの SR 出射ビームの位相空間分布を示したのが Fig. 6 である。この分布において、エミッタンス増大は見られず、初期のエミッタンスを維持していた。以上から、+22% のエミッタンス増大の原因は初期ビームの運動量分散にあることがわかった。

また、均一電磁場中のスピン反転について、入射ビームを $P = -1$ の偏極ミューオンビームとして、シミュレーション結果が Fig. 7 に示した。偏極率は $P = 0.9989 \pm 0.0001$ となり、スピン反転することを確かめることができた。

Table 3: The Emittance of SR Input/Output Beam in Uniform Field

	SR input	SR output	Growth
$\epsilon_{n,rms,x} \pi \text{ mm mrad}$	0.296	0.362	+22%
$\epsilon_{n,rms,y} \pi \text{ mm mrad}$	0.167	0.167	+0%

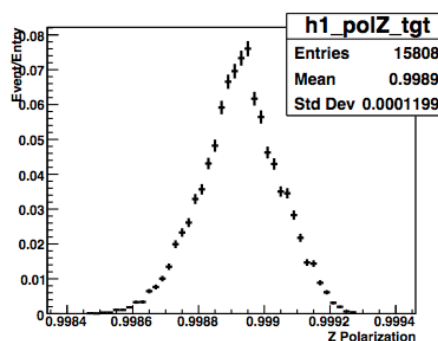


Figure 7: The spin polarization along beam direction (Z axis) after spin rotator (uniform field).

4. Wien-filter の設計

前章の結論より、理想的な均一電磁場においてはエミッタンス成長をある程度抑えられる。したがって、実際の設計の際に均一電磁場を実現するような SR を設計する必要がある。

今回の設計では静電磁場解析ソフトウェア OPERA [25] を利用した。OPERA で作成した Wien-filter のモデルを Fig. 8 に示した。Wien-filter の二極磁石には H 型磁石を採用し、また電極は真空チャンバー内に設置した。設計したモデルで得られるビーム軸状の電磁場分布を示したのが Fig. 9 である。緑の破線が均一電磁場を示し、黒点が生じたモデルでの分布である。設計したモデルにおいても必要な電磁場積分値を得ることができたが、漏れ磁場の影響で電場と磁場の分布に差があることがわかる。

設計した Wien-filter で得られた電磁場分布を利用して、前章と同様の入射ビームを使いスピン反転について評価した。その結果を示したのが Fig. 10 である。これより SR 通過後のビームの偏極率が $P = 0.9997 \pm 0.0003$ であり、ビームのスピンが反転することを確認できた。

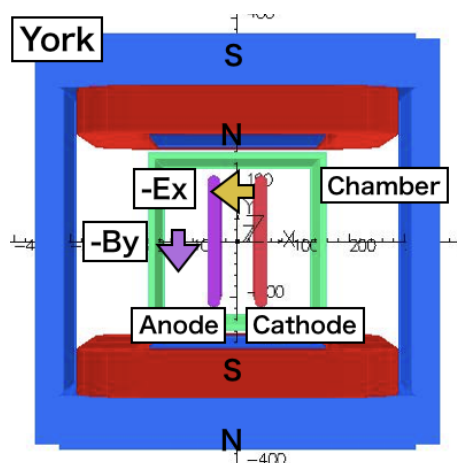


Figure 8: The design of the Wien-filter from $+z$ axis view.

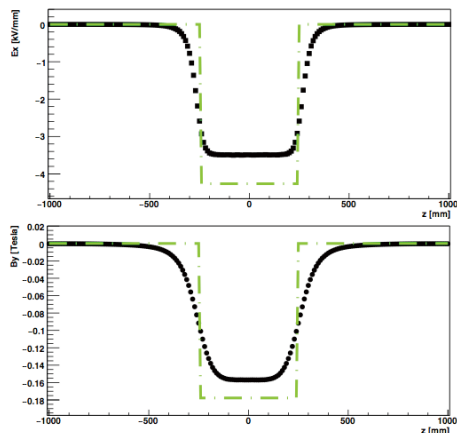


Figure 9: (Top) E_x and (Bottom) B_y field excited by created model. Green line shows the ideal uniform field and black line shows the normalized field.

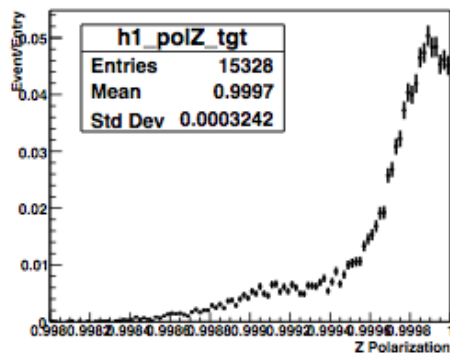


Figure 10: The spin polarization along beam direction (Z axis) after spin rotator (uniform field).

5. まとめと今後の展望

J-PARC で行われるミュオン の $g - 2/EDM$ 実験において、系統誤差削減のためにスピン反転装置を開発している。

本研究では Wien-filter 型のスピン反転装置に着目し、均一電磁場中の理想的な場合における低エミッタンスミュオンビームの振る舞いについてシミュレーションした。その結果、エミッタンス成長が x 方向に対して $+22\%$ であることがわかった。また、スピン反転についても $P = -1$ から $P = 0.9989 \pm 0.0001$ に変化し、スピン反転することを確認した。

また、静電磁場解析ソフトウェア OPERA を使い Wien-filter の設計を行った。設計したモデルの電磁場分布を利用し、ミュオンビームのスピン反転を行った結果、 $P = 0.9997 \pm 0.0003$ に変化し、均一電磁場の時と同様にスピン反転することを確認した。

今後、設計した Wien-filter を改良し電磁場分布をより均一電磁場に近づけ、ビームのエミッタンス増大を抑えられるようにする。また、別のスピン反転装置として Siberian-Snake 型のスピン反転装置 [26–28] の検討にも着手し、低エミッタンスビームへの影響

を比較する。以上の検討を終え、来年度に実機作製を行う予定である。

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] G. W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. D 73, 072003 (2006).
- [2] A. Keshavarzi *et al.*, Phys. Rev. D 97 (2018) 114025
- [3] N. Saito, GUT2012. AIP Conference Proceedings, Volume 1467 (2012)
- [4] M. Aoki *et al.*, J-PARC E34 Conceptual Design Report (2011),
- [5] M. Abe *et al.*, Technical Design Report (2015).
- [6] G. W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. D 80, 052008 (2009).
- [7] W. Higemoto *et al.*, Materials and Life Science Experimental Facility at the Japan Proton Accelerator Research Complex IV: The Muon Facility, Quantum Beam Sci. 2017, 1, 11.
- [8] Y. Kondo *et al.*, “Re-Acceleration of Ultra Cold Muon in JPARC Muon Facility”, presented at IPAC’18, Vancouver, Canada, April-May 2018, paper FRXGBF1
- [9] S. Bae *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beams 21, 050101 (2018)
- [10] M. Otani *in these proceedings*.
- [11] M. Otani *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beams 19, 040101 (2016)
- [12] Y. Nakazawa *in these proceedings*.
- [13] M. Salomma and H. A. Enge, NUCL INSTRUM METH-ODS 145 (1977) 279-282
- [14] J. Grames *et al.*, Proceedings of PAC2011 (2011) 862-864
- [15] B. Steiner *et al.*, Proceedings of PAC07 (2007) 170-172
- [16] V. Vrankovic *et al.*, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 22, NO. 3, JUNE 2012, 4101204
- [17] S. Agostinelli *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250-303
- [18] J. Allison *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No. 1 (2006) 270-278
- [19] J. Allison *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 835 (2016) 186-225
- [20] <http://geant4.web.cern.ch/>
- [21] Y. Kondo *et al.*, Proc. of IPAC2015, Richmond, VA, USA, pp. 3801 – 3803 (2015)
- [22] M. Otani *et al.*, Proc. of IPAC2018, Vancouver, Canada, April-May 2018
- [23] D. Rusthoi, W. Lysenko, K. Crandall, “Further Improvements on Trace 3-D”, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Vancouver, May 12-16, 1997)
- [24] https://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_trace.phtml
- [25] <https://operafea.com/>
- [26] Va. S. Derbenev and A. M. Kondratenko, Zh. Eksp. Tear. Fiz. 64,1918-1929 (June 1973)
- [27] A. D. Krisch *et al.*, PHYSICAL REVIEW LETTERS 63 (1989) 11
- [28] S. R. Mane, Y. M. Shatunov and K. Yokoya, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005) R151 – R209