

ミュオン・電子転換過程探索実験計画

大阪大学 大学院理学研究科

佐藤 朗

for PRISM working group

sato@phys.sci.osaka-u.ac.jp

2007年6月27日

1 はじめに

中性子や陽電子の発見から5年後、1937年に Neddermeyer と Anderson が宇宙線中にミュオンを発見した [1]。人類は初めて第二世代の粒子を発見し、フレーバー物理への第一歩を踏み出したのである。それ以降、ミュオンは素粒子物理学の発展において常に重要な役割を担ってきた。レプトンの世代構造、弱い相互作用の結合定数、 $V-A$ 構造など、われわれはミュオンから様々な情報を学んできた。ミュオンは静止質量 $105.6\text{MeV}/c^2$ 、寿命 $\sim 2.2\mu$ 秒を持つ荷電レプトンである。生成が容易で、高いスピン偏極を持つミュオンビームの生成も可能である。また、崩壊モードは、電子・陽電子、ニュートリノや光子を含むレプトニック崩壊のみである。ミュオンが素粒子世界を探る恰好のプロープである理由は、ミュオンが持つこれらの特徴的な性質によるものである。

標準理論を超える新しい物理の描像を解明することが、現在の素粒子物理学の大きなテーマである。ここで、再びミュオンが重要な役割を果たすと期待される。近年においてはミュオンの異常磁気能率 ($g-2$) の結果が素粒子の標準模型を超える物理の兆候ではないかとして注目を集めている。最新の報告によると標準理論からの予言値と実験値との間には 3.4σ のずれがある [2, 3]。

標準理論を超える物理の発見に重要なミュオン実験として、異常磁気能率の精密測定、電気双極子モーメント (EDM) 探索、荷電レプトンにおけるレプトンフレーバーを破る過程の探索が挙げられる [4, 5]。この三つの実験における観測量は超対称性理論におけるスレプトンの質量行列に依存する。よって、その実験結果は超対称性の破れの機構を解明する上で重要な役割を果たすとして、将来における超精密実験の実施が期待されている。これらの実験の遂行には大強度ミュオンビームが不可欠である。

現在茨城県東海村に建設中の J-PARC 大強度陽子加速器は、上記のミュオン精密実験を飛躍的に発展させるだけの能力を備えており、将来のミュオン物理の舞台として非常に有望である。すでに2003年には、J-PARCへミュオン素粒子物理に関する複数の Letters of Intent が提出されている [6, 7, 8, 9, 10]。

PRISM 計画もその一つである。PRISM 計画では、レプトンフレーバーを破る過程であるミュオン・電子転換過程を超高感度で探索する。現在、J-PARC において段階的に探索実験を進める計画を検討している。第一段階ではハドロン実験室において遅い取り出しによるパルス陽子ビームから生成される大強度ミュオンビームを使って崩壊分岐比 10^{-16} の実験感度を達成する。第二段階では実験装置にミュオン蓄積リングを加えて大強度・高輝度・高純度ミュオンビームを実現し、 10^{-18} の実験感度を目指す計画である。

本稿では、ミュオン・電子転換過程探索実験の物理的意義と実験の現状、そして PRISM 計画の概要を紹介する。

2 荷電レプトンのレプトンフレーバー非保存現象

2.1 物理的背景

ニュートリノ振動実験により、中性レプトンであるニュートリノにおいてはレプトンフレーバーが保存されないことが示された。しかし、荷電レプトンにおいてはレプトンフレーバーを破る過程は未だ観測されていない。この未発見の現象を荷電レプトンのレプトンフレーバー非保存現象 (charged lepton flavor violation; cLFV 現象) と呼ぶ。近年、この cLFV 現象の探索が、標準理論を超え

る新しい物理に高い感度を持つとして注目を集めている [11].

ニュートリノ振動を考慮した標準理論では、ニュートリノの世代混合により cLFV 過程が起こるが、その影響はごく僅かである。たとえば、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の崩壊分岐比は 10^{-50} 以下と実験的に観測することができないほど小さい。ニュートリノの質量 m_ν が W ボソンの質量 m_W に比べて圧倒的に小さいため、分岐比は $(\Delta m_\nu^2/m_W^2)^2$ の項により強く抑制されるのである [12, 13].

しかし、標準理論を超える新しい理論の多くは実験的に観測可能な cLFV 過程の分岐比を预言している。ここでは、そのような理論の中でもっとも有望視されている超対称性理論を例に挙げて説明しよう。

超対称性とはボソンとフェルミオンとの間の対称性をさす。標準理論が超対称性を持つように拡張すると、すべての粒子(クォーク、レプトン、ゲージ粒子、ヒッグス粒子)に対し、スピンの異なる超対称粒子が存在することとなる。たとえば、スピン $1/2$ のクォーク q 、レプトン l の超対称粒子は、それぞれ、スピン 0 のスクォーク \tilde{q} 、スレプトン \tilde{l} である。超対称性が厳密に成り立っているならば、粒子とその超対称粒子の質量は等しいはずである。しかし、超対称粒子が未だ発見されていないことから、超対称性は自然の持つ厳密な対称性にはなっていないことがわかる。この超対称性の破れによりスクォーク、スレプトンはクォーク、レプトンと異なった質量を持つこととなる。スレプトンの質量行列は次のようになる。

$$m_{\tilde{l}} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{e}\tilde{e}}^2 & m_{\tilde{e}\tilde{\mu}}^2 & m_{\tilde{e}\tilde{\tau}}^2 \\ m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2 & m_{\tilde{\mu}\tilde{\mu}}^2 & m_{\tilde{\mu}\tilde{\tau}}^2 \\ m_{\tilde{\tau}\tilde{e}}^2 & m_{\tilde{\tau}\tilde{\mu}}^2 & m_{\tilde{\tau}\tilde{\tau}}^2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

一般にレプトンの質量行列を対角化してもスレプトンの質量行列は同時に対角化できるとは限らない。このスレプトン質量行列の非対角成分により荷電レプトンにおいてレプトンフレーバーの破れが引き起こされる。図 1 は超対称性理論における cLFV 過程 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ のダイアグラムである。この分岐比は非対角成分 $m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2$ に依存し、その大きさは超対称性理論に導入される物理の詳細により決定される。

スレプトンの質量行列は $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ など実験で得られている分岐比の上限値から強い制限を課せられる。同様にスクォークの質量行列においても、フレーバーの変わる中性カレント相互作用 (flavor changing neutral current) が非常に小さいという実験結果との矛盾を回避する必要がある。したがって、超対称性理論に導入される超対称性の破れの機構は、これらの実験からの要求を満たすものでなければならない [14]。この問題を超対称性理論の

フレーバー問題という。

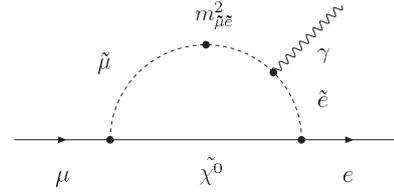


図 1: 超対称性理論における $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ のダイアグラム。

超対称性理論のフレーバー問題を解決する様々な理論が提案されており、将来の実験データからの強い制限が待ち望まれている。ここでは、超対称性の破れの機構として、現実的な理論の一つであるミニマル超重力理論 (mSUGRA) [15, 16] を仮定し、話を進めることにする。mSUGRA では、プランクスケール (10^{19} GeV) においてすべてのスクォークとスレプトンはフレーバーに対して区別がなく、質量行列の非対角成分はないと仮定するため、超対称性理論のフレーバー問題を回避することができる。このままでは荷電レプトンのレプトンフレーバーは保存されるが、プランクスケールと電弱スケール (10^{12} GeV) の間にさらにレプトンフレーバーを破る相互作用が存在すれば、量子補正を通して非対角成分に有限の値を与えることが可能であり [17]、荷電レプトンにレプトンフレーバーの破れを引き起こすこととなる。このような相互作用を含む二つの重要な理論が超対称性大統一理論 [18] と超対称性シーソー理論 [19, 20, 21] である。

90 年代の LEP や SLC におけるゲージ結合定数の精密測定の結果を SU(5) の超対称性大統一理論より解析すると、三つのゲージ相互作用の強さは 2×10^{16} GeV のエネルギースケールにおいて高い精度で一致することが示された [22, 23, 24]。以降、ゲージ結合定数の統一を预言する超対称性大統一理論は標準理論を超える有力な候補として注目を集めている。この理論では大統一のエネルギースケールにおいてクォークとレプトンの区別がなくなるため、クォーク混合の効果によりレプトンにもフレーバーを破る相互作用が現れる。この相互作用が量子補正を通してスレプトンの質量行列に非対角項を与える [25, 26]。図 2 は SU(5) の超対称性大統一理論による $\mu^- Ti \rightarrow e^- Ti$ 過程分岐比の理論計算である [19]。分岐比 $10^{-14} \sim 10^{-18}$ と実験的に十分観測可能なレベルまで確率が上がることが预言されており、現在の実験到達精度をあと数桁上げることで超対称性の証拠が発見される可能性が高い。

一方、超対称性シーソー理論では標準理論では存在しない重い右巻きマヨラナニュートリノの存在を仮定する。これはニュートリノ質量の起源やレプトジェネシスによる

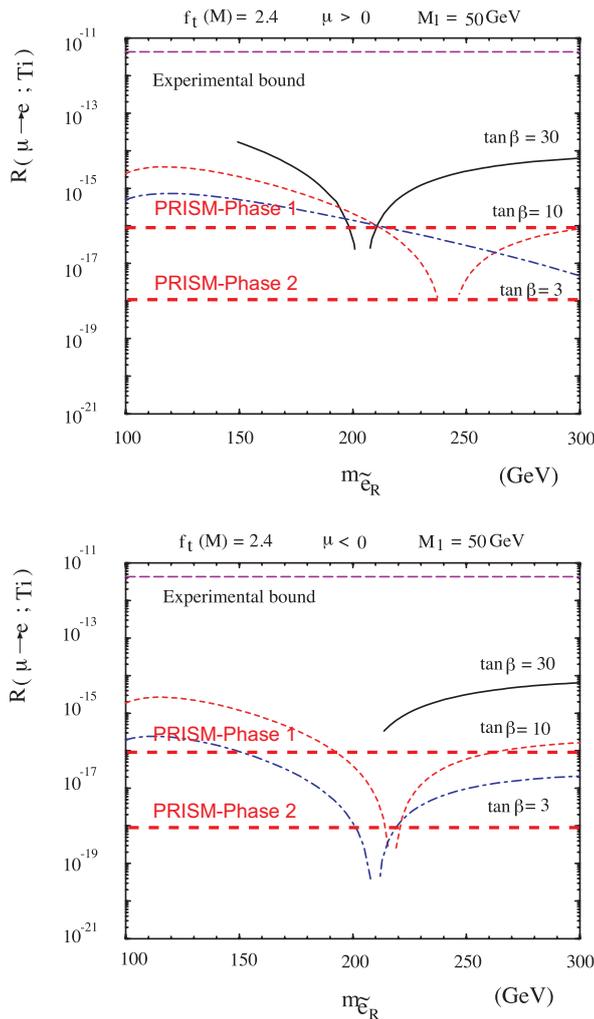


図 2: SU(5) の超対称性大統一理論による $\mu^- T_i \rightarrow e^- T_i$ の分岐比。原図は参考文献 [19] より。

宇宙のバリオン数非対称のシナリオを与える有力な理論である [27, 28]。ニュートリノの湯川相互作用ではフレーバー対称性が破れており、この相互作用がスレプトンの質量項に対してフレーバーを破る量子補正を生む [29]。この理論では、図 3 に示すように cLFV 現象の大きさはこの重い右巻きニュートリノの質量に依っているため、その分岐比の測定により右巻きニュートリノ質量を決定できることが示唆されている [47]。

このように cLFV 過程の分岐比は、超対称性と力の統一やシーソー機構により大きく向上する。したがって、cLFV 過程の探索はこれらの理論の検証に大きな役割を果たすと期待されている。

$\mu \rightarrow e\gamma$ in the MSSMRN with the MSW large angle solution

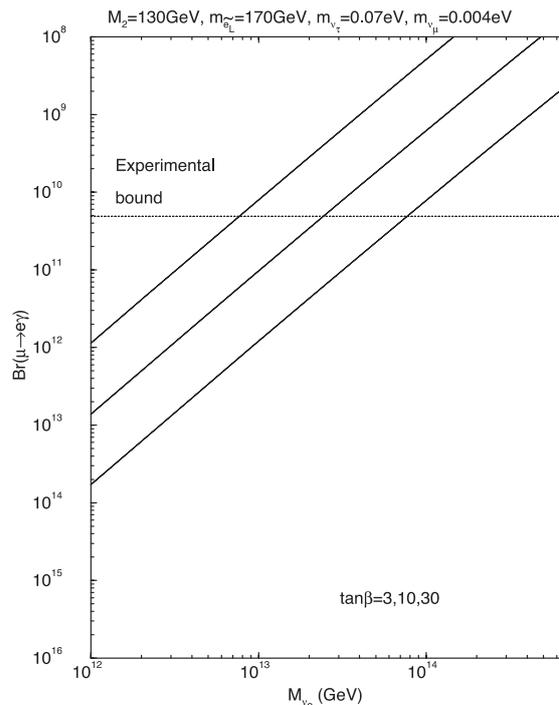


図 3: 超対称性シーソー理論による $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 過程の分岐比の計算。実験の上限値は MEGA 実験のデータ [46] である。上線より $\tan \beta = 30, 10, 3$ の場合の結果である。参考文献 [47] より。

2.2 LHC との関係

荷電レプトンのレプトンフレーバー非保存過程の探索など、保存則や対称性の破れを高い精度で検証することで超対称性などの高いエネルギー領域の物理を探ることができる。この研究手法を精密フロンティア実験と呼ぶ。素粒子物理学の発展において、精密フロンティア実験は、LHC や ILC に代表される高エネルギー加速器を用いた高エネルギーフロンティア実験と相補的な役割を果たしてきた。現在建設中の LHC ではヒッグス粒子と超対称性粒子の両方が発見されると期待されている [30]。LHC で超対称粒子が発見されれば、cLFV 過程の探索によりスレプトン混合についての知見が得られ、その背後にある理論について重要な糸口を与えることになる。

では、LHC で超対称粒子が発見されない場合はどうだろうか？ 次の二つの可能性が考えられる。一つは、LHC で到達可能なエネルギー領域を越えたスケールに超対称粒子が存在する可能性である。精密フロンティア実験では大強度加速器を用いることで高エネルギーフロンティア実験は到達できないエネルギースケールの物理も探ること

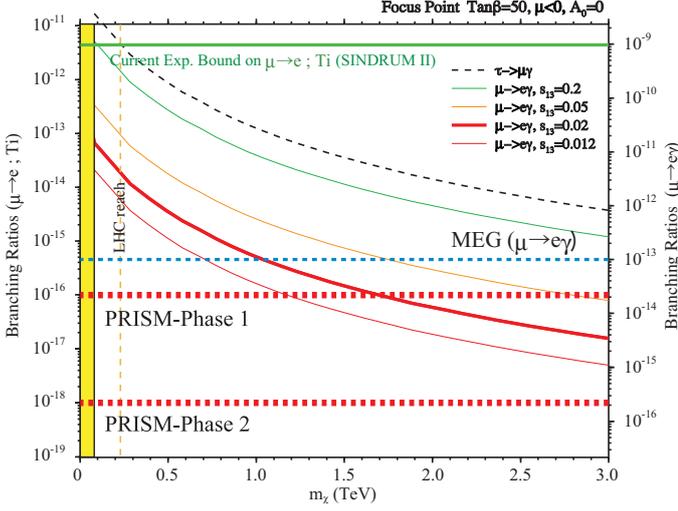


図 4: 超対称性シーソー理論による $\mu^- T_i \rightarrow e^- T_i$ の崩壊分岐比と超対称性スケールとの関係。mSUGRA の focus point region を仮定している。原図は参考文献 [48] の Fig.10。左縦軸の $\mu^- T_i \rightarrow e^- T_i$ の分岐比は、原図の $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の分岐比を $1/238$ 倍し、筆者が計算した。

ができる。図 4 は超対称性理論のあるパラメータ領域における cLFV 過程の分岐比と超対称性粒子の質量スケールとの関係である。 $\mu^- T_i \rightarrow e^- T_i$ の分岐比を 10^{-18} の精度で測定することで 5 TeV 程度までの超対称粒子に感度を持つことが示されている。もう一つの可能性として、そもそも超対称性自体が存在しないことも考えられる。その場合でも、超対称性以外にも cLFV 過程に大きな分岐比を与えるさまざまな理論が提案されており [31, 32, 33, 34, 35]、それらの検証に有用な手がかりを与えることとなる。したがって、cLFV 過程の探索は LHC の結果に依らず、将来の素粒子物理学の発展において重要な位置を占める実験と言えよう。

2.3 cLFV 過程探索の歴史

最初に $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の崩壊分岐比の上限が報告されたのは 1947 年のことであった [36]。それ以来、cLFV 過程の探索が様々な素粒子の崩壊モードを利用して進められてきた。図 5 はミュオンと K 中間子の崩壊における cLFV 過程の探索結果をまとめたものである。従来の実験ではおよそ 10 年に 2 桁ずつ実験感度が向上しており、ミュオン崩壊モードにおいては分岐比の上限値 $10^{-11} \sim 10^{-12}$ が得られている。また、B ファクトリーではタウ崩壊モードにおける cLFV の探索が進められており、その分岐比の上限値は $10^{-7} \sim 10^{-8}$ のレベルに達している [37]。

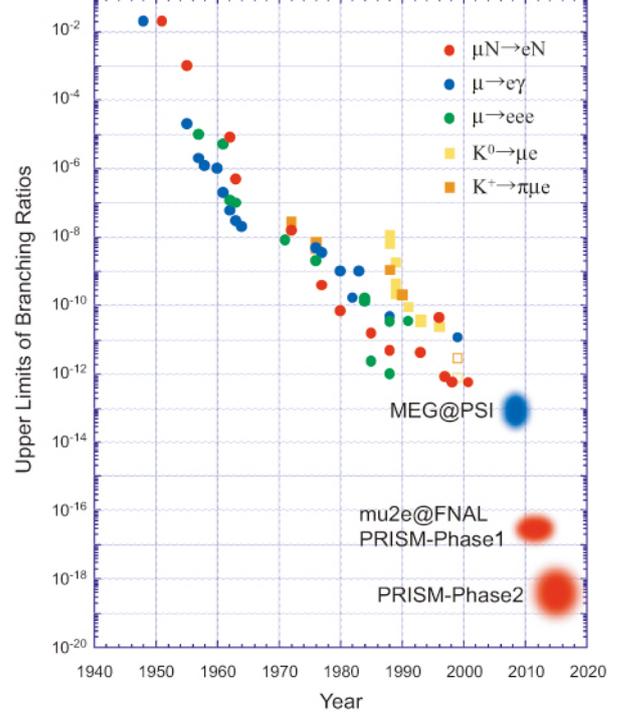


図 5: ミュオンおよび K 中間子における LFV 過程探索の歴史と将来実験の目標感度。

荷電レプトンのレプトンフレーバー非保存現象はさまざまな粒子崩壊モードを通して探索可能であるが、ミュオン崩壊モードが最良の分岐比の上限値を与えている。ミュオンにおける主な cLFV 過程の現在の分岐比の上限値を表 1 に示した。cLFV に関連する二次粒子の中でもミュオンは比較的容易に大強度ビーム化できるので、稀崩壊実験には有利である。

表 1: ミュオンにおける cLFV 過程分岐比の上限値。 $|\Delta L_i|$ は世代ごとのレプトン数の変化量を示す。

Reaction	Present limit	$ \Delta L_i $	Reference
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 1.2 \times 10^{-11}$	1	[41]
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$	1	[42]
$\mu^- T_i \rightarrow e^- T_i$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	1	[43]
$\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$	$< 8.3 \times 10^{-11}$	2	[44]

2.4 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索実験: MEG

ここで、現在進行中の $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索実験である MEG 実験 [38] について簡単に紹介する。現在の世界最高強度

ミュオンビームはスイスのポール・シェラー (PSI) 研究所 $\pi E5$ ビームラインより供給される。その最高ビーム強度は $2.5 \times 10^8 \mu^+$ / 秒である。このミュオンビームを用いた $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索実験が MEG 実験である。

この実験では、静止標的原子核への吸収過程を避けるために正電荷ミュオンを使用する。表面ミュオンによる低速ミュオンを薄い CH_2 標的に停止させる。 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ が起こると静止標的から 180 度の角度をなして陽電子と γ 線が共に 52.8MeV のエネルギーを持って放出される。この特徴的な二体崩壊事象が $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 過程のシグナルである。一方、主な背景事象は二つある。一つはミュオンの放射崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ 、もう一つは異なる二つの過程からの陽電子と γ 線の偶然同時計測である。ミュオン崩壊からの陽電子、ミュオンの放射崩壊や電子・陽電子消滅反応などからの γ 線が偶然同時計測にかかる。このような偶然同時事象の確率はビーム強度の増大に伴い増加する。そのため、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 実験ではビームの瞬間強度を抑えることが必要であり、MEG 実験でも DC ビームが利用される。また、シグナル事象を背景事象から識別するためには、位置・時間・エネルギー分解能に優れた検出器の開発が必須である。

MEG 実験では、 γ 線の位置・時間・エネルギーを精密に測定する液体キセノン検出器 [39] と陽電子検出器 COBRA を駆使し、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 事象を探索する。現在、崩壊分岐比 10^{-13} を目指し、実験の準備を進めている [40]。

2.5 ミュオンにおける cLFV 過程の比較

次世代のミュオンの cLFV 過程探索実験では、さらにミュオンビーム強度を増大させることが実験感度を向上させる一つのポイントとなる。では、次世代の大強度ミュオンビームにより、強度 $10^{11} \mu^\pm$ / 秒程度のミュオンビームが実現された場合には、どのミュオン崩壊過程の探索を優先的に行うべきだろうか？ $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 、 $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ およびミュオン・電子転換過程 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ の三つの崩壊モードを比較してみよう。

実験感度を制限する要因は崩壊モードにより異なる。 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ および $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ では、対象過程と同じようなシグナルを与える偶然同時事象が主な感度制限の要因である。したがって、これらの実験では瞬間ビーム強度を低く抑えることが必要であり、DC ビームの使用が好ましい。ビーム強度をどこまで上げられるかは、検出器の位置・時間・エネルギー分解能に依存するが、ビーム強度 $10^{11} \mu^\pm$ / 秒での実験を想定する場合、要求を満たす検出器の実現は容易なことではない。一方、 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ では、このような偶然同時事象による背景事象は存在しな

いので、大強度ミュオンビームを用いた実験が可能である。しかし、ビーム起源の背景事象を抑えるためには、後述するようにビームの品質について様々な要求が課せられる。

次に、物理的意義について考える。超対称性理論によると、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ では光子を媒介する過程のみが寄与するが、 $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ と $\mu^- N \rightarrow e^- N$ では、これに加えてヒッグス媒介の過程が寄与する。したがって、光子以外の寄与が大きい場合は、たとえば MEG 実験により $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ が見つからなくとも、次世代の $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 実験により cLFV 現象が発見される可能性もある。光子媒介過程が主に寄与する場合は予想される $\mu^- N \rightarrow e^- N$ の分岐比は $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の 200 ~ 400 分の 1 となるが [45]、次世代の大強度ミュオンビームを利用することで、 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 実験の物理現象への感度は $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 実験の限界を大きく凌駕するものとなる。

このように使用できるビーム強度や背景事象の影響、物理への感度を考えた場合、将来の大強度ミュオン環境下ではミュオン・電子転換過程の探索がもっとも高い感度へ到達できる実験であり、有望であると言える。

以下の章では、ミュオン・電子転換過程について解説し、探索実験の現状および将来計画について述べる。

3 ミュオン・電子転換過程探索実験

3.1 ミュオン・電子転換過程

負の電荷を持つミュオンが物質中で静止すると、物質を構成する原子に捕獲され、ミュオン原子となる。このときミュオン原子中でのミュオンは、X線を放出しながら短時間 ($\sim 10^{-13}$ 秒) のうちに、ミュオン原子の $1s$ 軌道まで遷移する。その後、ミュオンはこの軌道上で

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \quad (2)$$

のように崩壊するか、または、原子核に吸収される

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (3)$$

過程かのどちらかの運命をたどる。しかし、標準理論を超えた新しい物理が存在すると、ニュートリノの放出を伴わない原子核吸収過程

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \quad (4)$$

が起こると期待される。特に、終状態の原子核が基底状態にある場合はコヒーレント効果によりこの反応確率は増加する。この反応過程をミュオン原子中のミュオン・電子

転換過程と呼ぶ。この過程では反応前の電子レプトン数 L_e とミューオンレプトン数 L_μ がそれぞれ $(L_e, L_\mu) = (0, +1)$ であるのに対して、反応後は $(L_e, L_\mu) = (+1, 0)$ となり、反応の前後で世代毎のレプトン数 L_e 、 L_μ がともに保存していない。

このミューオン・電子転換過程の分岐比は次のように定義される。

$$B(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \text{all})} \quad (5)$$

ここで、 Γ は崩壊幅を意味する。

ミューオン・電子転換過程により放出される電子のエネルギー $E_{\mu e}$ は、原子核が終状態で基底状態にある場合、

$$E_{\mu e} = m_\mu c^2 - B_\mu - E_{rec}^0 \quad (6)$$

である。ここで、 m_μ はミューオンの静止質量、 B_μ および E_{rec}^0 は、それぞれミューオン原子基底状態の束縛エネルギーおよび反跳原子のエネルギーを表す。反跳原子のエネルギー E_{rec}^0 は、反跳原子の質量を M_A とすると、

$$E_{rec}^0 \approx \frac{(m_\mu c^2 - B_\mu)^2}{2M_A c^2} \quad (7)$$

と近似されるが、その値は非常に小さいので、結局、ミューオン・電子転換過程で放出される電子は、

$$E_{\mu e} \approx m_\mu c^2 - B_\mu \quad (8)$$

と単色エネルギーを持つ。 B_μ は原子核に依存し、 $E_{\mu e}$ の値は Ti 原子で $\sim 104.3\text{MeV}$ 、 Al 原子で $\sim 105.1\text{MeV}$ となる。ミューオン・電子転換過程が起きると、 $E_{\mu e}$ のエネルギーを持つ電子が一つだけ放出される。したがって、実験では、まずミューオンを物質中に静止させ、そして、そこから放出される粒子を識別し、そのエネルギーを精度よく測定する。エネルギー $E_{\mu e}$ を持つ電子を発見すればよいのである。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ や $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 実験と違って、複数粒子の同時計測は必要ない。また、ミューオン・電子転換過程のシグナルである電子のエネルギー $E_{\mu e}$ ($\sim 105\text{MeV}$) が、ミューオン崩壊からの電子の最高エネルギー 52.8MeV よりずっと高いことは背景事象の排除に非常に有効である。

3.2 背景事象

ミューオン・電子転換過程探索実験における背景事象は次の三つのグループに大別できる。

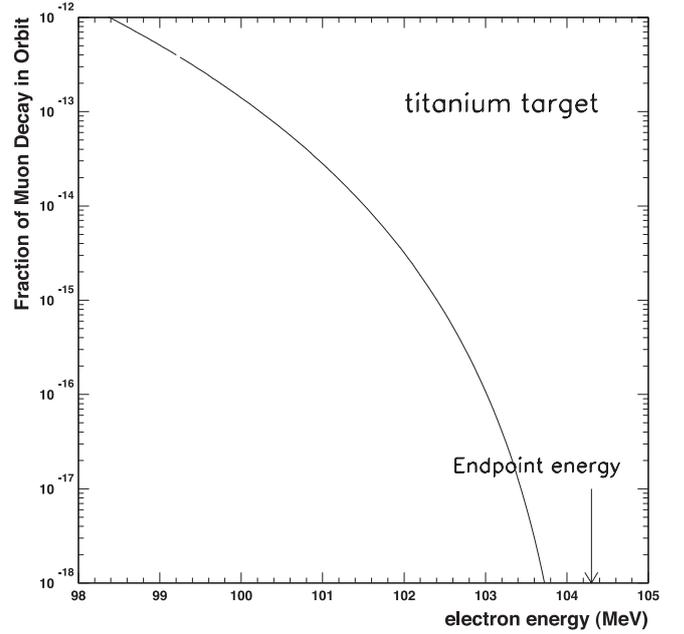


図 6: ^{48}Ti 原子核における DIO から電子のエネルギースペクトル。縦軸は原子核吸収過程へ確率で規格化している。

一つ目はビーム起因の背景事象である。これは、ビーム中に含まれる電子、 π 中間子、ミューオン、反陽子などが崩壊または物質と反応することにより信号事象に近いエネルギーの電子を放出するものである。特にミューオンの親粒子である π 中間子が静止標的部まで到達すると放射捕獲反応により背景事象を生じる可能性がある。また、運動量 $75\text{MeV}/c$ 以上のミューオンが飛行中に崩壊する場合も運動学的に信号事象と同じエネルギーの電子を発生させる可能性がある。これらの背景事象をオフライン解析で排除するには限界があるので、このような不要な粒子のビーム中への混入を十分に抑えることが必要である。

次は、物質中に静止したミューオンから発生する背景事象である。ミューオンがミューオン原子軌道中で崩壊し生じる電子、ミューオンの放射捕獲反応などミューオンの原子核吸収に伴い発生する電子が背景事象となる。これらは静止標的以後に粒子選別機構を設けるか、高い分解能で粒子のエネルギー・運動量を測定し、オフライン解析で分離する。

最後は宇宙線ミューオンに起因する背景事象である。この対策として、検出器周りに遮蔽シールドと veto カウンターを敷き詰める必要がある。また、パルス当たりのビーム強度を上げ、測定時間を短縮することも有効である。

上記の中で、ミューオン原子軌道中でのミューオン崩壊 (Decay in Orbit : DIO) がもっとも注意すべき背景事象

である。ミュオン原子中のある割合のミュオンは $1s$ 軌道上で崩壊する。その割合はミュオン原子の原子数に依存するが、たとえば Al の場合は約 40% である。この崩壊により生じる電子のエネルギースペクトルは 52.8MeV を超える高エネルギー部分へも分布し、信号事象電子のエネルギー領域まで達する。図 6 に示すように、信号事象電子のエネルギーを $E_{\mu e}$ 、DIO 電子のエネルギーを E_e とすると、信号事象電子エネルギー近傍でのエネルギースペクトラムは、およそ $(E_{\mu e} - E_e)^5$ に比例して変化する [49]。DIO からの電子を排除しミュオン・電子転換過程からの電子を正しく識別するためには、電子のエネルギーを非常に高い精度で測定する必要がある。要求される精度は目指す実験感度に依存し、たとえば、感度 10^{-16} では 820keV (FWHM) 程度の精度でエネルギーを測定しなければならない。また、検出器での計数率を抑えるためには DIO からの電子をいかに抑えるかが鍵となる。

3.3 ミュオン・電子転換過程実験の現状

表 2 に様々な原子核に対するミュオン・電子転換過程実験の結果をまとめて示した。最近の三つの実験結果は、PSI で行われた SINDRUM-II 実験 [56] の値である。 Ti 原子中における公式な分岐比の上限値は、

$$B(\mu^- Ti \rightarrow e^- Ti) \leq 4.3 \times 10^{-12} (90\% C.L.) \quad (9)$$

である [43]。予測されるミュオン・電子転換過程からシグナル領域には一つも事象が発見されなかったために、上記の分岐比の上限値が定められた。このシグナル領域より高いエネルギー領域には、事象が存在し、宇宙線またはビーム中の π 中間子を起源とする背景事象と推測されている。

将来のミュオン・電子転換過程実験として、現在二つの実験計画が提案されている。一つは米国で計画が進められている $\mu 2e$ 実験 [57]、そして、もう一つはわれわれの PRISM 計画である。

$\mu 2e$ 実験は、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) で計画されていた MECO 実験 [58] を前身とした実験計画である。MECO 実験は $\mu^- Al \rightarrow e^- Al$ を 10^{-16} の崩壊分岐比の感度で探索しようとする実験計画であったが、2005 年に財政的な理由により計画中止となった。その後、米国では MECO 実験計画をフェルミ研究所 (Fermilab) で実施しようとする計画が立ち上がった。これを $\mu 2e$ 実験と呼ぶ。実験のデザインは陽子ビーム以外は MECO 実験のものを引き継いでいる。 $\mu 2e$ 実験では、 8GeV ブースターの陽子ビームをデバンチャーリングに入れてスタッ

クして、NOVA 実験 [59] に使用する以外のバンチを、反陽子蓄積リングに入れてシングルバンチにして取り出す。図 7 が実験レイアウトである。上流の π 中間子生成標的から最下流のカロリメータ検出器まで、すべてがソレノイド磁場中に設置されている。 8GeV のパルス陽子ビームをタングステン標的に照射し、生成された π 中間子やミュオンを超伝導ソレノイドで捕獲、ミュオンビームは湾曲ソレノイドにより、 Al 静止標的へと導かれる。湾曲ソレノイド中での運動量分散により $60\sim 120\text{MeV}/c$ の負電荷粒子が選択される。静止標的下流の直線ソレノイド内に設置されたトラッキングチェンバーとカロリメータにより、ミュオン・電子転換過程からの電子を検出する。本実験計画では、背景事象を抑えるために高いビーム消滅比 (extinction ratio)、つまり、パルス間のビーム強度とパルス中のビーム強度の比が $10^{-8} \sim 10^{-9}$ となることが要求される。 $\mu 2e$ 実験は 2007 年 6 月、Fermilab に Expression of Interest を提出、米国研究者を中心に新たなサイトにおける実験計画の検討を進めている。

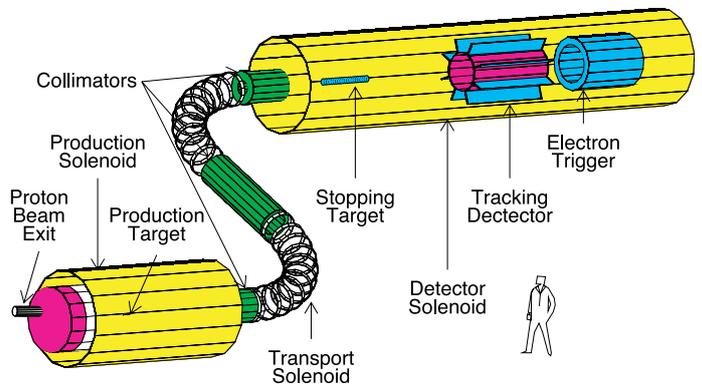


図 7: MECO 実験および $\mu 2e$ 実験のレイアウト。

4 PRISM 計画

PRISM 計画とは、阪大、京大、KEK が中心となり検討を進めている次世代ミュオン・電子転換過程探索実験計画である。位相空間回転法を用いて、大強度・高輝度・高純度ミュオン源¹を実現し、 10^{-18} の実験感度でミュオン・電子転換過程を探索することを最終目標としている。現在は、前述の MECO 実験中止の状況を受け

¹もともと、“PRISM”とはこの大強度・高輝度・高純度ミュオン源を指す名称であり、PRISM からのビームを用いたミュオン・電子転換過程探索実験を“PRIME”と呼んでいた。しかし、Phase 1 計画により、実験の呼び名は混沌としてきており、現在新しい呼び名を検討している。ここでは、ミュオン源、Phase 1 および Phase 2 を含む実験計画全体を“PRISM 計画”と呼び、Phase 2 で実現される大強度・高輝度・高純度ミュオン源を“PRISM”と呼ぶことにする。

表 2: ミューオン・電子転換過程探索実験の現状

Process	90% C.L. upper limit	Place	Year	Reference
$\mu^- + Cu \rightarrow e^- + Cu$	$< 1.6 \times 10^{-8}$	SREL	1972	[50]
$\mu^- + {}^{32}S \rightarrow e^- + {}^{32}S$	$< 7 \times 10^{-11}$	SIN	1982	[51]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$< 1.6 \times 10^{-11}$	TRIUMF	1985	[52]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$< 4.6 \times 10^{-12}$	TRIUMF	1988	[53]
$\mu^- + Pb \rightarrow e^- + Pb$	$< 4.9 \times 10^{-10}$	TRIUMF	1988	[53]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	PSI	1993	[43]
$\mu^- + Pb \rightarrow e^- + Pb$	$< 4.6 \times 10^{-11}$	PSI	1996	[54]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$< 6.1 \times 10^{-13}$	PSI	1998	[55] unpublished

て、次のように段階的に実験を進めてゆく方針で検討を進めている。

- **PRISM-Phase 1 :**
大強度ミューオンビームにより、早期に $B(\mu^- + Al \rightarrow e^- + Al) < 10^{-16}$ を達成する。
- **PRISM-Phase 2 :**
Phase 1 実験に位相空間回転のためのミューオン蓄積リングを加え、大強度かつ高輝度・高純度ミューオンビームにより、 $B(\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti) < 10^{-18}$ を目指す。

現在の公式な上限値 $B(\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti) < 4.3 \times 10^{-12}$ [43] に対して、Phase 1 では 1 万倍、Phase 2 では 100 万倍の実験感度でミューオン・電子転換過程を探索する計画であり、新しい物理現象の発見が大きく期待される。

本来、PRISM 計画には Phase 1 の計画はなく、米国の MECO 実験の実施後に 10^{-18} の感度で実験を実施する計画であった。しかし、MECO 実験が取り消された現状を考えると、一刻も早く 10^{-16} レベルの実験を実施すべきであろう。また、実験感度 10^{-18} を実現するためには蓄積リングによるビームの高輝度化・高純度化が不可欠である。しかし、そのためには位相空間回転に必須であるパルス幅 ~ 10 ns 程度の大強度陽子ビームを供給する速い取り出しビームラインの建設や蓄積リングに関連した機器開発が必要であり、その準備には時間と費用を要する。一方、感度 10^{-16} 程度の実験であれば、遅い取り出しによるパルス陽子ビームで十分であり、既存の加速器施設の利用が可能である。現在われわれは J-PARC において Phase 1 実験を早期に実現することを検討している。

5 PRISM-Phase1

PRISM-Phase 1 は $B(\mu^- + Al \rightarrow e^- + Al) < 10^{-16}$ を目標とした実験である。この実験感度は、現在の上限值の 1 万倍であり、超対称性理論の予言領域に踏み入れることができる。目標感度の達成には、エネルギー 8 GeV の陽子 8×10^{20} 個を標的に照射する必要がある。2 年間のビームタイムを想定すると必要なビーム電流は $7\mu A$ となり、J-PARC の初期段階で十分に実現可能な値である。また、ここで要求されるビームパルス構造は J-PARC 主リングからの遅い取り出しを用いて実現可能である。そこでわれわれは、図 8 に示すような実験装置を J-PARC ハドロン実験室へ設置し、早期に実験を遂行する計画を立てた。現在プロポーザルの提出に向けて詳細な検討を進めている。

Phase 1 の実験装置は超伝導ソレノイドビームラインにより構成されているおり、大きく分けて、 π 中間子生成・捕獲部、ミューオン輸送部、スペクトロメータ・検出器部の三つの部分より構成されている。ミューオン静止標的はスペクトロメータソレノイド入り口に配置される。MECO 実験との大きな相違点は静止標的から検出器部にかけてのスペクトロメータ湾曲ソレノイドにある。

実験装置など Phase 1 実験の詳細は、2006 年 12 月に J-PARC へ提出した Letter of Intent[60] に記述されているので、ここでは各要素の特徴を述べるにとどめる。

5.1 大強度パルス陽子ビーム

PRISM 計画では π 中間子崩壊からのミューオンを利用する。そのため、いかに多くの π 中間子を生成・捕獲し、ミューオン静止標的に停止させるかが一つの鍵となる。 π 中間子生成標的から生成される π 中間子の生成量は、陽子ビームのパワーに強く依存する。Phase 1 では、

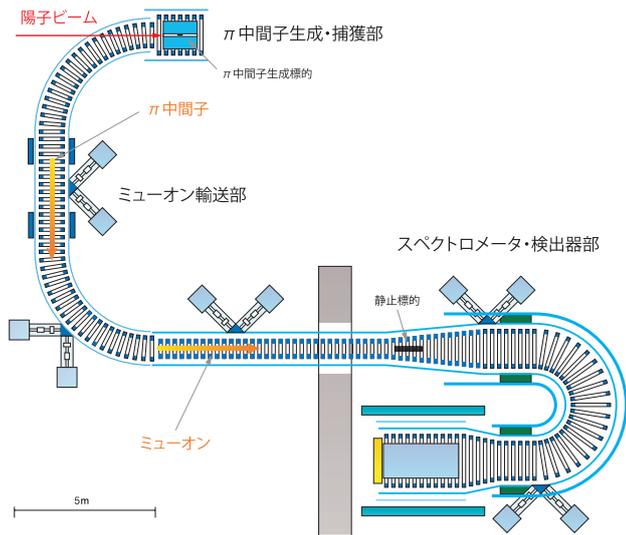


図 8: PRISM-Phase 1 の実験装置。

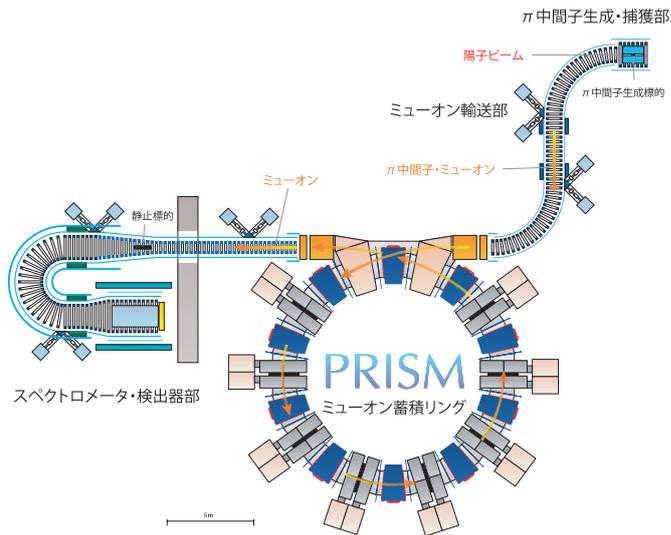


図 9: PRISM-Phase 2 の実験装置。

たとえば、 $8 \text{ GeV} \times 7 \mu\text{A} \sim 60 \text{ kW}$ のビームパワーが必要である。

陽子ビームのパルス化は、J-PARC 主リングにおいてハーモニクス $h=9$ での運転モードを保持したまま、1バケツおきにビームを充填し、それらを遅取り出しでハドロン実験室へと導くことにより達成される。このとき、ビーム起因の背景事象を抑えるためには陽子ビームのパルス化と高いビーム消滅比が必要である。ビームパルス中およびパルス直後は、ビーム起因の背景事象が大量に発生するので、ビームパルスの立ち下がりから数百ナノ秒後に測定時間領域を設定する。ミュオン原子軌道中のミュオン寿命は約 1μ 秒であるから、パルス幅数百ナノ秒の陽子ビームを約 1μ 秒毎に取り出すこととなる。

ビームパルス間に存在する陽子が標的などと反応することにより測定時間領域の背景事象となる。そのため、主リング内と取り出しビームライン上に高周波キッカーなどの装置を設置し、 10^{-9} レベルのビーム消滅比を達成する。

5.2 中間子生成・捕獲部

π 中間子生成標的は、大立体角を持つ超伝導電磁石による高ソレノイド磁場下に配置される。その磁場効果により、生成した π 中間子は効率よく捕獲される。PRISM 計画では、標的に静止するような低エネルギーのミュオンを生成する π 中間子のみを捕獲すればよく、それらの運動量は $100 \text{ MeV}/c$ と小さくてよい。逆に、必要ない高エネルギーの粒子は背景事象の原因となり得るので、混入することは望ましくない。そこで、PRISM 計画では後

方に生成された π 中間子だけを大立体角でソレノイド磁場により捕獲する。シミュレーションによると低エネルギーの π 中間子の収量は、前方と後方で大差ない。

5.3 ミュオン輸送ソレノイド

捕獲された π 中間子は湾曲ソレノイド・チャンネルにより、Al 静止標的へと輸送される。チャンネルの全長は約 20m であり、輸送中にほとんどの π 中間子がミュオンへと崩壊する。

湾曲ソレノイド・チャンネルにおいて、磁場中を輸送される荷電粒子が描く螺旋軌道の中心はその湾曲面の法線方向にドリフトすることが知られている。ドリフト距離 $D(\text{m})$ は、

$$D = \frac{1}{0.3B} \cdot \frac{s}{R} \cdot \frac{p_L^2 + 0.5p_T^2}{p_L} \quad (10)$$

により与えられる。ここで $B(\text{T})$ はソレノイド軸上の磁場の大きさ、 $s(\text{m})$ は軸に沿った移動距離、 $R(\text{m})$ は円弧の半径、そして、 p_T 、 p_L はそれぞれ運動量の垂直成分と軸成分を表している。ドリフト方向は荷電粒子の電荷の正負に依る。したがって、逆方向の湾曲ソレノイド・チャンネルを対で使用するか、目的の電荷・運動量の粒子のドリフトを打ち消す外部偏向磁場を印加することで、電荷および運動量を選択することができる。これにより、背景事象の原因となる運動量 $75 \text{ MeV}/c$ 以上のミュオンを大幅に削減することが可能である。

5.4 スペクトロメータ

Al 標的にミュオンが停止し、ミュオン・電子転換過程が起こると 105.1MeV の電子が放出される。この信号事象を大量の背景事象（主に DIO による電子）の中から識別しなければならない。PRISM 計画では電子の運動量をソレノイド磁場中に配置されたストロー型ドリフトチェンバー [61] により決定する。また、最下流には電磁カロリメータを設置し、電子のエネルギー測定、トリガーのために到達時間測定、ヒット位置測定を行う。ミュオン・電子転換過程のシグナルを背景事象から正しく識別するためには、検出器部へ入射する背景事象数を極力抑え、検出器の計数率を下げる必要がある。

そのために、検出器の直前部分に再び湾曲ソレノイドを設置し、これにより粒子の電荷と運動量を選択、エネルギー 105.1MeV 近傍の電子のみを検出器部へと導く。この原理は輸送ソレノイド部と同じで、湾曲ソレノイド中のドリフトによる運動量分散を利用する。MECO 実験計画では静止標的下流においても直線ソレノイドを採用しているため、トラッキングチェンバーのワイヤー 1 本当たりの計数率は 500kHz にも達する。静止標的下流における湾曲ソレノイド・スペクトロメータは PRISM 計画で初めて提案されたものであり、この効果により DIO 起因電子の検出器部への入射は約 1kHz へと激減する。検出器はセグメント化されるので検出器 1 チャンネル当たりの計数率はさらに小さい。

また、検出器の計数率が下がるので、ビームパルス当たり粒子数を増大することが可能となる。これは、宇宙線ミュオン起因の背景事象排除に有効だけでなく、さらに大強度のミュオンビームを用いる Phase 2 実験の実現において重要な役割を果たす。

6 PRISM-Phase2

実験感度 $B(\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti) < 10^{-18}$ を実現するには、ビーム強度を増強するだけでは十分でない。背景事象を抑制し、信号事象の識別能力を高めるためにビームの品質を向上させる必要がある。そのために、われわれは大強度・高輝度・高純度ミュオン源 PRISM を実現し、このミュオンビームを用いてミュオン・電子転換過程を超高感度で測定することを目指している。これを PRISM-Phase 2 と呼ぶ。図 9 に示すように、Phase 1 の実験装置にミュオン蓄積リングを追加することで、PRISM-Phase 2 実験へと拡張することができる。

6.1 次世代ミュオン源 PRISM

PRISM は、

- 大強度（PSI の 1 千倍 ~1 万倍）
- 高輝度（エネルギー広がりが小さい）
- 高純度（ミュオン以外の粒子の混入量が少ない）

の特徴を持つ次世代ミュオン源である。次節で詳しく述べるように位相空間回転法によりビーム高輝度化を実現することから、“Phase Rotated Intense Slow Muon source”の頭文字をとって“PRISM”と名付けられた。

PRISM の目標とするミュオンビームの性能を表 3 にまとめた。目標ビーム強度は $10^{11} \sim 10^{12} \mu^\pm/\text{秒}$ であり、こ

表 3: PRISM ミュオンビームの目標値

Beam Intensity	$10^{11} \sim 10^{12} \mu^\pm/\text{sec}$
Repetition	100~1000 Hz
Momentum	68 MeV/c (20MeV)
Momentum Spread	68 MeV/c \pm 2%
π Contamination	$< 10^{-20}$

れは現在 PSI で利用可能なミュオンビーム強度の 1 千倍 ~ 1 万倍に相当する。PRISM はミュオン静止実験、特にミュオン・電子転換過程実験用に最適化されているので、ミュオンの運動量は 68MeV/c (エネルギー 20MeV) と低く設定されている。運動量幅 68MeV/c \pm 2% の高輝度ミュオンビームは、蓄積リング中における位相空間回転により実現される。また、蓄積リング中での周回によりビーム中の混入した π 中間子が崩壊するので、混入粒子のない高純度のミュオンビームが生成される。

PRISM の目標とするミュオンビーム強度を達成するためには、1MW 級のビームパワーを持つ陽子加速器が必要である。また、後述するように、位相空間回転を行うには位相空間回転前のミュオンの時間幅が十分小さくなければならないので、陽子ビームは速い取り出しによるパルス状の時間構造を持たなければならない。要求されるパルス幅は 10ns 以下である。

6.2 ミュオン蓄積リング

PRISM は Phase 1 のミュオン輸送ソレノイドの直後にミュオン蓄積リングをつなげることで実現される。ここでは、位相空間回転の原理とそれを実現するミュオン蓄積リングのデザインについて説明する。

位相空間回転法とは、高周波電場により速い粒子を減速すると同時に遅い粒子を加速することで、ミュオンビームのエネルギー幅を小さくするビーム高輝度化の手法である。これは、図 10 のようなエネルギーと時間（位相）の二次元位相空間で見ると、ビームの分布を 90 度回転させることに対応する。ビームの時間的な広がりエネルギーの広がり変換されるので、達成されるエネルギー幅は最初のビームの時間的な広がりによって決定される。したがって、位相空間回転法によるビームの高輝度化には、パルス幅の狭い陽子ビームを使用することが重要となる。

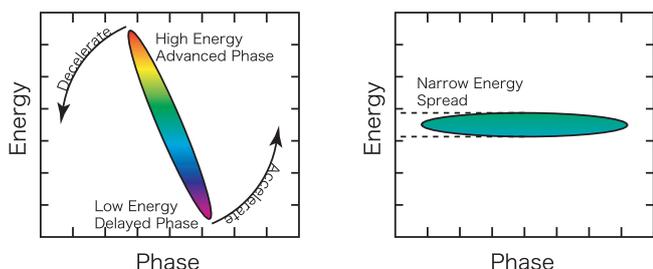


図 10: 位相空間回転の原理。高周波電場により高エネルギー粒子を減速、低エネルギー粒子を加速する。これによりビームのエネルギー広がりを時間広がりに変換し、高輝度ビームを実現する。

PRISM のミュオン蓄積リングが備えるべき重要な特徴として、

- (1) 大強度を達成するに十分大きな横方向アクセプタンスを持つこと、
- (2) エネルギーアクセプタンスも十分に大きいこと、
- (3) ミュオンの寿命より充分に短い時間内に位相空間回転により高輝度化が達成されること、

の三点がある。PRISM では、近年その開発が著しい FFAG (Fixed Field Alternating Gradient; 固定磁場強収束) リング [62, 63, 64] を蓄積リングとして採用した。

リング加速器では周回ターン毎に高周波電場により位相回転するので、線形システムに比べ高周波系は簡略化されるというメリットがある。また、数 kHz の繰り返し運転でも、位相回転に必要な時間は数 μ 秒であるので、全体の duty は数%と少ない。よって、高周波空洞の冷却、高周波電源消費電力の点からも運転が容易となる。

リング加速器としては、サイクロトロンやシンクロトロンなどもあるが、上記の三つの要求を同時に満たすのは FFAG だけである。サイクロトロンにおいては、エネ

ルギーアクセプタンスは大きい、等時性が成り立つのでシンクロトロン振動がない。また、シンクロトロンについては、エネルギーが変わっても閉軌道は一定であるので、分散で決まる水平方向のエネルギーに対するアクセプタンス dE/E は 1%程度と非常に小さい。一方、FFAG は、

- (a) 強収束なので、横方向アクセプタンスが大きい、
- (b) 軌道がエネルギーとともに変わるので、エネルギーアクセプタンスが大きい、
- (c) シンクロトロン振動する、
- (d) 磁場が一定なので、短時間での加減速が可能、

など、ミュオンの蓄積リングとして非常に適した特徴を兼ね備えている。

PRISM で使用する FFAG によるミュオン蓄積リングを PRISM-FFAG と呼ぶ。そのパラメータを表 4 に、外観の模式図を図 11 に示す。リングは 10 個の DFD triplet 電磁石から成り、その外径は約 15m、平均軌道半径は 6.4m である。1 セルのストレートセクションの長さは約 1.7m であり、その 8 カ所に高周波加速空洞が配置され、残りの 2 カ所には入射取り出し用のキッカー電磁石が配置される [65, 66, 67, 68]。

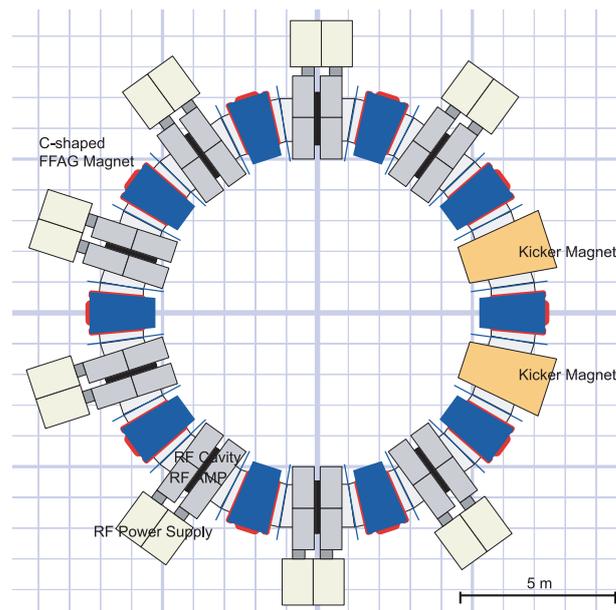


図 11: PRISM-FFAG リング。

図 12 は鋸歯状の高周波波形を用いた場合の位相空間回転によるミュオンビーム高輝度化のシミュレーション結果である。入射直後 68MeV/ $c \pm 20\%$ であったミュオンビームの運動量幅は、リングを 6 周した後に

表 4: PRISM-FFAG のパラメータ

Number of sectors	10
Magnet type	Radial sector, DFD
Field index (k)	4.6
F/D ratio	6.2
Opening angle of magnet	F magnet/2 : 2.2 deg. D magnet : 1.1 deg.
Half gap of magnet	17 cm
Average orbit radial	6.4 m
Maximum field	Focus 0.4 T Defocus 0.065 T
Tune	Horizontal : 2.73 Vertical : 1.58

68MeV/c \pm 2%と初期状態の 10 分の 1 まで低減される。

6.3 PRISM-FFAG の効果

ここでは PRISM-FFAG のミュオン・電子転換過程探索実験への効果をまとめる。

ビーム輸送距離の延長

PRISM-FFAG の挿入により静止標的までのビームの輸送距離が延長される。位相空間回転のためにリングを 6 周するとリング中での総飛行距離は 240m となる。したがって、静止標的まで π 中間子が生存する確率は 10^{-20} 以下となり、 π 中間子の放射捕獲反応による背景事象は無視できるレベルとなる。

ミュオンビームの高輝度化

位相空間回転によりミュオンビームの運動量幅は 68MeV/c \pm 2%となる。ビームのエネルギーが揃うことで、静止標的の厚さを薄くすることが可能となり、ミュオン・電子転換過程で生じた電子が静止標的物質内から真空中へと放出する際に損失するエネルギーのばらつきが小さくなる。これにより最終的なエネルギー測定分解能が向上し、信号事象と DIO 背景事象との識別に高い効果を発揮する。

ミュオンエネルギーの選別

PRISM-FFAG 内での運動量分散と取り出し後の運動量スリットにより粒子の電荷と運動量が選択され、静止標的部へ到達する粒子は 68MeV/c \pm 2%の負ミュオンに限定される。したがって、電子、 π 中間子、背景事象の原

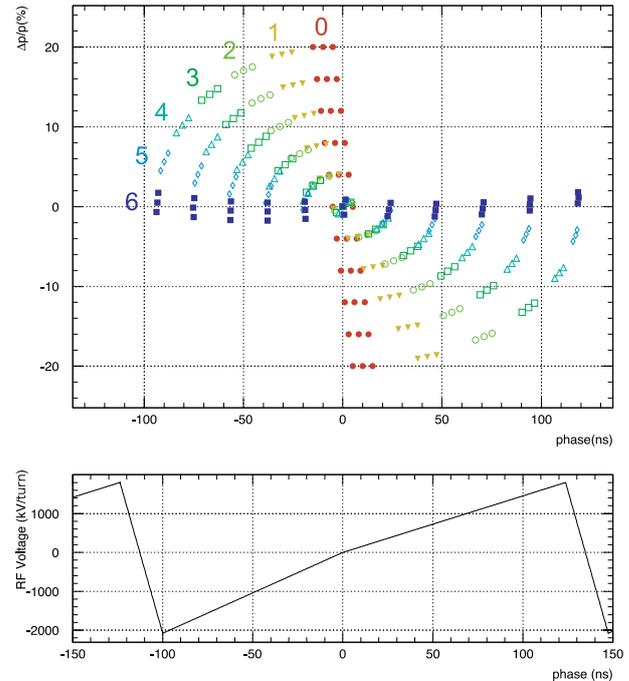


図 12: PRISM-FFAG における位相空間回転のシミュレーション結果。上図中の数字は粒子のリング周回数を示す。6 周後にビームの高輝度化が実現される。下図はリング 1 周当たりに粒子が感じる高周波電場の波形である。

因となる 75MeV/c 以上の運動量を持つミュオンは静止標的へは輸送されない。

ビーム消滅比の向上

PRISM-FFAG への入射取り出しはキッカー電磁石により行われる。これはビーム消滅比を向上させる。陽子ビームでのビーム消滅に加え、低エネルギーミュオンの段階でビームを蹴るので、より高いビーム消滅効果が期待される。

このように、PRISM-Phase 2 では PRISM-FFAG を挿入することにより、背景事象を著しく低減させることができる。

7 PRISM-FFAG の開発

前章で述べた PRISM 構成要素の内、ミュオン蓄積リングについては、その開発が 2003 年度から学術創成科研費により 5 年計画で開始されている。既に、6 台の大口径 FFAG 電磁石が完成、超高電場勾配高周波加速空洞システムの開発にも成功している。

図 13 が完成した PRISM-FFAG 電磁石の写真である。

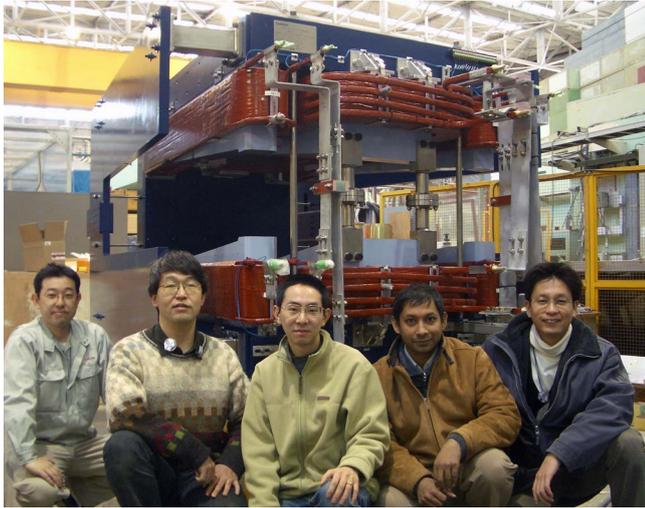


図 13: 完成した PRISM-FFAG 電磁石。

輸送ソレノイドからのミュオンビームを効率よく取り込むため、水平 100cm × 垂直 30cm の大口径電磁石となっている。電磁石は DFD の triplet 構成で、電磁石の外側からの入射取り出しができるように C 型電磁石を採用している。また、高周波空胴コアへの漏れ磁場を抑える目的で、両端にはフィールドクランプを有する。TOSCA 磁場を用いたトラッキングシミュレーションによると、PRISM-FFAG のアクセプタンスは水平方向で $40,000 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ 、垂直方向で $6,500 \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$ である [69]。

大口径 FFAG と並んで、ミュオンの位相空間回転成功の鍵となるのが、高周波加速システムである。ミュオンの寿命に対して、十分に短い時間内で位相空間回転を終えるには 4-5MHz の高周波周波数で 170kV/m という超高電場勾配を有する高周波加速システムの開発が必要である。われわれは magnetic alloy コアを組み込んだ極薄の高周波加速空胴（図 14、15）、四極真空管を用いた高出力アンプから成る高電場勾配高周波加速システムの開発に成功している [70, 71]。

今後は開発した電磁石と高周波加速空胴システムとを蓄積リングへと組み合わせ、位相空間回転法によるビーム高輝度化の実証実験を実施する予定である。本実証実験ではミュオンの代わりに α 粒子を用いて実験を行う。

8 まとめ

荷電レプトンにおけるレプトンフレーバーを破る (cLFV) 現象の探索は、超対称性理論をはじめとする標準理論を超える物理の検証に大きな役割を果たす実験テーマである。MEG 実験後の将来の実験を考える際、使用で

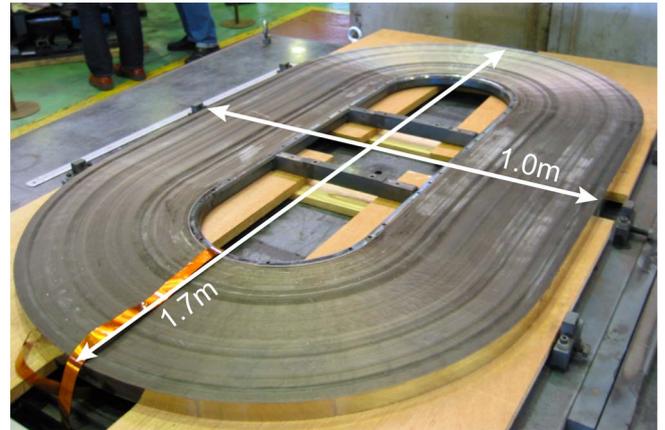


図 14: 高周波加速空胴のコア (magnetic alloy 製)。



図 15: PRISM-FFAG 用高周波加速空胴。

きるビーム強度や背景事象の影響を考慮すると、cLFV 過程の中でもミュオン・電子転換過程がもっとも高い実験感度に到達できる可能性がある。この実験結果は LHC や ILC などの高エネルギーフロンティア実験や他の精密フロンティア実験結果と併せて、たとえば超対称性やその破れの機構、そして力の大統一への道を大きく拓くに違いないと期待している。PRISM 計画は大強度ミュオンビームによる次世代のミュオン・電子転換過程探索実験である。関連する国内外での実験状況を受けて、実験を早期に実現させるために段階的な実験感度を設定した。PRISM-Phase 1 では実験感度 10^{-16} 、PRISM-Phase 2 では実験感度 10^{-18} を目指す計画である。現在、PRISM-Phase 1 実験を J-PARC において早期に実施する実験計画を準備している。

謝辞

大阪大学の久野良孝氏をはじめ PRISM working group の方々には、本原稿執筆に協力していただきました。また、高エネルギーニューズ編集委員の方々には原稿校正などでお世話となり、特に、奥木敏行氏に原稿執筆のお誘いをいただき、長い間その提出を待っていただきました。これらの方々に、感謝の意を表します。

参考文献

- [1] S. H. Neddermeyer, and C.D.Anderson, Phys. Rev. **51**, 884 (1937).
- [2] G. W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006).
- [3] J. P. Miller *et al.*, Rept. Prog. Phys. **70**, 795 (2007).
- [4] Y. Kuno, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **155**, 53-57 (2006).
- [5] B. L. Roberts, arXiv:0704.2394, to be published in J. Phys. Soc. Jap.
- [6] Y. Mori, K. Yoshimura, N. Sasao, Y. Kuno *et al.*, “The PRISM Project - A Muon Source of the World-Highest Brightness by Phase Rotation”, LOI for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC (2003).
- [7] Y. Mori, K. Yoshimura, N. Sasao, Y. Kuno *et al.*, “An Experimental Search for the m-e Conversion Process Towards an Ultimate Sensitivity of the Order of 10^{-18} ”, LOI for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC (2003).
- [8] Y. Semertzidis, J. Miller, Y. Kuno *et al.*, “Search for a Permanent Muon Electric Dipole Moment at 10^{-24} ecm Level”, LOI for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC (2003).
- [9] L. Roberts *et al.*, “An Improved Muon (g-2) Experiment at J-PARC”, LOI for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC (2003).
- [10] Y. Kuno *et al.*, “Request for A Pulsed Proton Beam Facility at J-PARC”, LOI for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC (2003).
- [11] Y. Kuno and Y. Okada, Rev. Mod. Phys. **73**, 151-202 (2001).
- [12] S. M. Bilenky, S. T. Petcov, and B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **67**, 309 (1977).
- [13] S. T. Petcov, Yad. Fiz. **25**, 641 (1977) [Sov. J. Nucl. Phys. **25**, 340 (1977)].
- [14] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero and L. Silvestrini, Nucl. Phys. B **477**, 321 (1996) [arXiv:hep-ph/9604387].
- [15] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath, Phys. Rev. Lett. **49**, 970 (1982); R. Barbieri, S. Ferrara and C.A Savoy, Phys. Lett. B **119**, 343 (1982); L. Hall, J. Lykken and S. Weinberg, Phys. Rev. D **27**, 2359 (1983).
- [16] H. P. Nilles, Phys. Rep. **110**, 1 (1984).
- [17] L. J. Hall, V. A. Kostelecky and S. Raby, Nucl. Phys. B **267**, 415 (1986).
- [18] L. Barbieri, L. Hall and A. Strumia, Nucl. Phys. B **445**, 219 (1995).
- [19] J. Hisano, T. Moroi, K. Tobe and M. Yamaguchi, Phys. Lett. B **391**, 341 (1997); Erratum Physics Letters B **397**, 357 (1997).
- [20] J. Hisano, D. Nomura, and T. Yanagida, Phys. Lett. B **437**, 351 (1998).
- [21] J. Hisano and D. Nomura, Phys. Rev. D **59**, 116005 (1999).
- [22] U. Amaldi *et al.*, Phys. Lett. B **281**, 374-383 (1992).
- [23] J. R. Ellis, S. Kelley, D. V. Nanopoulos, Phys. Lett. B **260**, 131-137 (1991).
- [24] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D **44**, 817-822 (1991).
- [25] R. Barbieri, and L. J. Hall, Phys. Lett. B **228**, 212 (1994).
- [26] R. Barbieri, L. J. Hall, and A. Strumia, Nucl. Phys. B **445**, 219 (1995).

- [27] T. Yanagida, “Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos”, in proceedings of the Workshop on the Unified Theory and Baryon Number in the Universe, O. Sawada and A. Sugamoto eds., KEK report 79-18, 1979, p.95, Tsukuba, Japan
- [28] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B **174**, 45 (1986).
- [29] F. Borzumati, and A. Masiero, Phys. Rev. Lett. **57** 961 (1986).
- [30] J. Ellis, Acta. Phys. Pol. B **38**, no. 2-3, pp.1071-1090 (2007).
- [31] K. Hasegawa, C. S. Lim, and K. Ogure, Phys. Rev. D **68**, 053006 (2003).
- [32] R. Kitano, Phys. Lett. B **481**, 39 (2000), hep-ph/0002279.
- [33] A. de Gouvea, S. Lola and K. Tobe, Phys. Rev. D **63**, 035004 (2001).
- [34] M. Kakizaki, Y. Ogura, F. Shima, Phys. Lett. B **566**, 210-216 (2003).
- [35] V. Cirigliano, A. Kurylov, M. J. Ramsey-Musolf, P. Vogel, Phys. Rev. D **70**, 075007 (2004).
- [36] E. P. Hincks, and B. Pontecorvo, Phys. Rev. Lett. **73**, 246 (1974).
- [37] S. Banerjee, to be published in the proceedings of TAU06.
- [38] T. Mori *et al.*, Research Proposal to PSI, R-99-5, <http://meg.web.psi.ch>
- [39] 三原智, “液体キセノンガンマ線検出器の開発”, 高エネルギーニュース第 26 巻 1 号, pp.9-15 (2007).
- [40] S. Ritta for the MEG Collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **162** 279-282 (2006).
- [41] M. L. Brooks, *et al.* (MEGA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **83**, 1521-1524 (1999), hep-ex/9905013v1.
- [42] U. Bellgardt, *et al.*, Nucl. Phys. B **229**, 1 (1988).
- [43] C. Dohmen, *et al.* (SINDRUM II Collaboration), Phys. Lett. B **317**, 631 (1993).
- [44] L. Willmann, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 49, (1999).
- [45] A. Czarnecki, W. J. Marciano, K. Melnikov, AIP Conf. Proc. **435**, 409-418 (1998), hep-ph/9801218.
- [46] R. D. Bolton *et al.*, Phys. Rev. D **38**, 2077, (1988).
- [47] J. Hisano, and D. Nomura, Phys. Rev. D **59**, 116005 (1999).
- [48] A. Masiero *et al.*, J. High Energy Phys. JHEP03 (2004) 046.
- [49] O. Shanker, Phys. Rev. D **25**, 1847 (1982).
- [50] D. A. Bryman, M. Blecher, K. Gotow, and R. J. Powers, Phys. Rev. Lett. **28**, 1469 (1972).
- [51] A. Badertscher, *et al.*, Nucl. Phys. A **377**, 406 (1982).
- [52] D. A. Bryman, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 465 (1985).
- [53] S. Ahmad, *et al.*, Phys. Rev. D **38**, 2102 (1988).
- [54] W. Honecker, *et al.* (SINDRUM II Collaboration), Phys. Rev. Lett. **76**, 200 (1996).
- [55] P. Wintz, in *Proceedings of the First International Symposium on Lepton and Baryon Number Violation*, edited by H.V. Klapdor-Kleingrothaus and I.V. Krivosheina (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), p.534 (1998).
- [56] <http://sindrum2.web.psi.ch>
- [57] <http://mu2e.fnal.gov>
- [58] Y. K. Semertzidisa and the MECO Collaboration, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **149**, 372-374 (2005).
- [59] “NO ν A: Proposal to build a 30 kiloton off-axis detector to study $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NuMI beamline”, by NO ν A Collaboration (D.S. Ayres *et al.*). FERMILAB-PROPOSAL-0929, Mar 2004, hep-ex/0503053.
- [60] PRISM working group, “An Experimental Search for $\mu^- - e^-$ Conversion at a Sensitivity of 10^{-16} with a Slow-Extracted Bunched Beam”, A Letter of Intent on Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron (2006).
- [61] Y. Takubo, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **551**, 271-284 (2005).

- [62] K. R. Symon, *et. al.*, Phys. Rev. **103**, 1837 (1956).
- [63] 横井武一郎, “FFAG”, OHO'03 高エネルギー加速器セミナーテキスト (2003).
- [64] Y. Mori, “FFAG ACCELERATORS AND THEIR APPLICATIONS”, in Proceedings of EPAC2006, Edinburgh, Scotland, p.950 (2006).
- [65] A. Sato *et. al.*, “Design and Construction Status of an FFAG for the PRISM Project”, Proceedings of Cyclotrons 2004, pp.235-237 (2004).
- [66] A. Sato, “An fixed field alternating gradient ring for a high intensity monochromatic muon source”, Proceedings of FFAG04, http://hadron.kek.jp/FFAG/FFAG04_HP
- [67] A. Sato and S. Machida., “ LATTICE DESIGN OF LARGE ACCEPTANCE FFAGS FOR THE PRISM PROJECT, ” Proceedings of 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004), pp.1345-1347 (2004).
- [68] 佐藤朗, “ニュートリノファクトリー (4) 高強度・高輝度ミューオン源への応用”, OHO'05 高エネルギー加速器セミナーテキスト (2005).
- [69] Y. Arimoto, “Magnet design for PRISM-FFAG using anisotropic interpole”, Proceedings of Cyclotrons 2004, pp.243-245 (2004).
- [70] C. Ohmori, *et. al.*, “ULTRA-HIGH FIELD GRADIENT RF SYSTEM FOR PRISM-MUON BUNCH ROTATION”, in Proceedings of SAST03.
- [71] C. Ohmori, *et. al.*, “Ultra-High Field Gradient RF For Bunch Rotation”, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **149**, pp.280-282 (2005).