

ミューオン電子転換過程探索実験・COMET

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

西口 創

hajime.nishiguchi@kek.jp

2012年 11月 22日

1 はじめに

LHCにてヒッグス粒子(と目される粒子)検出の報が駆け巡った2012年、素粒子物理学は非常にエキサイティングな局面を迎えている。その一方で、ヒッグス粒子以外に新しい物理の手掛かりは得られておらず、このような状況下で標準理論を超える新しい物理のヒントを得る観点から、精密実験の重要性が改めて認識されてきている。数多ある新しいモデルを実験データに基づいて検討するには、LHCの結果と、それとは別の切り口から得られるTeVスケール物理の知見とを組み合わせ、複合的見地から議論することが必須である。そこで注目されているのが、TeVスケール物理に優れた感度を持つ「荷電レプトンフレーバ非保存事象探索実験」である。特にミューオンを用いた探索は、膨大な数のミューオンを容易に生成可能であることと、ミューオンの比較的長い寿命($\tau_\mu \sim 2.2 \mu\text{sec}$)とから、極めて優れた感度での実験が可能で、物理的に相補的な関係にある2つの探索モード「 $\mu \rightarrow e\gamma$ 」と「 $\mu N \rightarrow eN$ 」(ミューオン電子転換過程)が有名である[1]。長らく実現が待たれていた $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索のためのMEG実験[2]が2008年にスイス・PSI研究所にてはじまり、LHC・MEG両実験が結果を出しはじめた今、この最高のタイミングを逸することなく、残されたもう一つのミューオンレプトンフレーバ非保存事象「 $\mu N \rightarrow eN$ 」を優れた感度で探索することが理論・実験双方から強く求められている。

本稿では、J-PARC加速器[3]によって生成される大強度ミューオンを用いて実現するミューオン電子転換過程探索実験「COMET」[4]に関して、実験の計画とその詳細、現在の開発状況と今後の展望を紹介する。

2 荷電レプトンフレーバ保存を破る物理

標準理論では、ニュートリノが質量を持たないという前提により、レプトンフレーバは素粒子相互作用の前後

で厳密に保存される。しかし、相次いで報告されたニュートリノ振動実験の結果より、ニュートリノにおけるフレーバ保存の破れ(Lepton Flavour Violation, 以下LFVと略す)はほぼ確立されたと言ってよい。一方、荷電レプトン(e^\pm, μ^\pm, τ^\pm)におけるLFVは、幾多の野心的実験の努力にも関わらず、未だ一例の報告もなされていない。実際には、ニュートリノ振動、すなわち有限のニュートリノ質量の存在を仮定することで、標準理論の枠組みの中であっても荷電レプトンにおけるLFVは可能になる。このような場合、たとえば代表的な荷電LFV過程として知られる $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比は

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \sum_{i=2,3} \left| U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{m_{i1}^2}{m_W^2} \right|^2 \quad (1)$$

で表される。ここで、行列 U は世代間遷移行列¹である。式(1)の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比はニュートリノ質量とWボソン質量の比の4乗という極めて強力な制限因子²を持つため、非常に大きなニュートリノ質量(例えば $\sim 1\text{eV}$ 程度)を仮定したとしても $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-54}$ と極めて小さなものとなる。これは到底実験で観測できるものではなく、したがって、ニュートリノと異なりLFVが未だ見つかっていない荷電レプトンフレーバ保存は、標準理論と無矛盾であるといえる。

一方、標準理論を超える新たな物理モデルとして有力視されている理論の多くは、荷電レプトンにおいても大きなLFVが起り得ると言っている[1]。たとえば、超対称性大統一理論や超対称性シーソー理論などでは、荷電レプトンにおけるLFVは一般的に期待できる効果として知られている。超対称性が厳密に成り立っているとすると、粒子とその超対称性粒子は等しい質量を持つことが導かれるが、実際にはクォーク・レプトンと質量が等しいスカラークォーク・スカラーレプトンは存在しないので、超対称性模型が正しいとしても、超対称性は100GeV程度のエネルギースケールでは破られていないとはならない。つまり、超対称性の破れの効果によって

¹Maki-Nakagawa-Sakataの頭文字からMNS行列と呼ばれる[5]。

²いわゆるレプトン版GIM機構。

スカラークォーク・スカラーレプトンはクォーク・レプトンと異なる質量を持つことが可能で、特にスカラーレプトンに関しては、この新たに導入される質量行列が荷電レプトンにおいても大きな LFV を引き起こすことが指摘されている。たとえばスカラーレプトンの質量行列 $m_{\tilde{l}}^2$ は、

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

で表されるが、レプトンの質量行列を対角化できたとしても、このスカラーレプトンの質量行列も同時に対角化できるとは限らず、残された非対角成分により荷電レプトンにおける LFV が引き起こされる。このようにして引き起こされる荷電レプトンにおける LFV の例として、図 1 に超対称性模型における $\mu \rightarrow e\gamma$ のダイアグラムを示す。式 (2) における非対角成分 $\Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2$ がスカラーミュオンからスカラー電子への遷移を引き起こしている。超

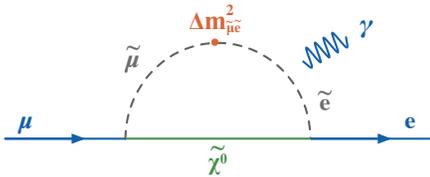


図 1: 超対称性模型における $\mu \rightarrow e\gamma$ ダイアグラム。

対称性模型に限らず、標準理論を超える新しい物理モデルの多くは、このような荷電レプトンにおける LFV を予言しており、比較的大きな崩壊分岐比で起きることが期待されている。ここで挙げた $\mu \rightarrow e\gamma$ を例にすると、超対称性大統一理論では $B(\mu \rightarrow e\gamma) = 10^{-15} \sim 10^{-11}$ 程度という、実験上限値の僅か先という大きな分岐比を予言している。現在得られている実験上限値は昨年 MEG 実験が報告した $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 2.4 \times 10^{-12}$ [6] であり、実はすでに実験値が理論予言領域の一部棄却をはじめている。ここでは超対称性大統一理論を例に挙げたが、これに限らず、リトルヒッグス模型や余剰次元モデル、重いニュートリノ混合モデルやレプトクォーク相互作用など、そのほか多くの TeV スケールの新物理モデルが、似通った大きさの荷電 LFV を予言している。

これは極めて強力な新物理プローブとなることを意味している。クォークやニュートリノにおける世代間混合が標準理論の枠内でも観測可能な量で存在している一方、荷電レプトンでのそれは、たとえニュートリノ質量を仮定したとしても標準理論の枠内では (到達可能な実験感度では) 起こり得ず、ひとたび荷電 LFV 事象が発見されれば、即、標準理論を超える物理の存在の強力な証拠足り得る。LHC 実験では、超対称性粒子の探索も重要な研究テーマであるが、直接発見を待たずとも、量子補

正を通じたこのような荷電 LFV の観測が新物理探索の非常にユニークな機会を与えるものと期待されている。

3 ミューオン LFV 探索実験

3.1 ミューオン LFV の両雄

比較的大きな崩壊分岐比が期待されているとはいえ、 10^{-12} を下回る分岐比はやはり極めて小さく、実際の荷電 LFV 探索実験は非常に難しいと言わざるを得ない。膨大な通常事象の中から荷電 LFV 事象を識別する必要があるため、容易に大量の粒子を生成可能なミュオンが荷電 LFV 探索には良く使われる³。そのなかでも特に、「 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 」、 「 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 」の二つの過程は、代表的な探索対象としてミュオン LFV の両雄と言えよう [1]。前者は、正電荷ミュオンを停止標的で止めたうえで陽電子とガンマ線に 2 体崩壊する信号の検出を目指す。後者は、標的中の原子核による負電荷ミュオンの束縛によってミュオニック原子を形成させ、このミュオニック原子が崩壊した際に放出される単色電子を検出するもので、原子核中でのミュオン電子転換過程と呼ばれる。

前節で述べた通り、荷電 LFV は標準理論を超える新しい物理によって引き起こされる可能性が極めて高く、TeV スケール物理に優れた感度があると期待されているが、それ以前からも、ミュオンを用いた LFV 探索はその時々物理の研究対象として、長らく活発に探索されてきた。図 2 に、ミュオンを用いた LFV 探索の歴史

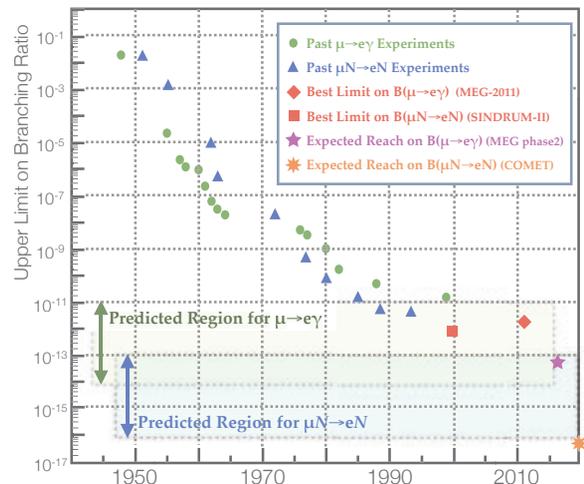


図 2: ミューオンを用いた荷電 LFV 探索の歴史と現状、将来実験の目標感度。

を示した。ミュオンが発見されたのは 1936 年のこと

³B ファクトリでは、大量の B メソンと共に τ 粒子も生成されるため、昨今では B ファクトリを用いた τ 粒子 LFV 探索も積極的に推進されている [7]。

なので、その直後の1947年から探索がはじまったことが見て取れる。ミューオン発見当初、この奇妙な粒子の素性が何なのか研究すべく、一つの仮説として「電子の励起状態」の一つであることが取り沙汰され、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索がはじまった。その後も、二中間子仮説やフェルミ理論、そして弱い相互作用の詳細な解明、と素粒子標準理論の構築の道程で、ミューオン崩壊の詳細な研究が大きな役割を果たして来た [8]。その流れの中で常に、ミューオン LFV 探索実験はフロントランナーとして走り続けたものの、ミューオン発見以来実に 3/4 世紀が過ぎた今なお、発見に至っていない。ここに来て、超対称性をはじめとする新物理モデルの多くが、図 2 に示されるような予言領域内にミューオン LFV が非常に高い確率で起こり得ることを予言しており、俄に注目されてきている。特に、図からも明らかのように、現在の実験上限値が既に予言領域直前 ($\mu \rightarrow e\gamma$ に至っては既に領域内) にあり、今後数年以内に明らかになるであろう実験結果に注目が集まっている。

これら二つのミューオン LFV 探索では、共に大強度ミューオン源を必要とするが、実験手法は両極端と言える程に異なる。特に、ミューオンビームの時間構造への要求は対照的となる。正電荷ミューオンの 2 体崩壊によるコインシデンスを信号要件として要求する $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索では、実験感度は背景事象の偶発的な重なり合いによって制限されるため、ビームの瞬間強度を低く抑える DC ビームが最適である。一方、ミューオニック原子崩壊からの単色電子が信号となる $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索では、実験感度を制限するビーム起因の背景事象を避け、効率的に信号となる単色電子を検出するために、綺麗なパルスビームであることが求められる (詳細な説明は次節)。先に述べた通り、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索では偶発的背景事象を低減するため DC ビームが適しているが、どこまでビーム強度を上げられるかは、検出器の分解能によって制限される。この場合、 $10^{10} \mu^\pm/\text{sec}$ を超える大強度に対応可能な分解能を具えた検出器の実現は容易ではない。一方、 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索では、このような偶発的背景事象による実験感度への制限がないため、原理的には、ビーム品質が保証される限り、さらに強力な大強度ミューオン源を用いることも可能で、より優れた実験感度での探索も可能になる。

これとは別に、両過程の物理的意義に関する考察も興味深い。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ と $\mu^-N \rightarrow e^-N$ は、その背景となる物理に違いは無いものの、崩壊を媒介する過程には違いがある。たとえば、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊においては光子を介した過程のみが寄与するのに対して、 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程では、光子以外 (例えばヒッグス粒子) が媒介する過程も可能である [9]。その結果、荷電 LFV に関しては光子を介した過程が支配的であると考えられている超対称

性大統一理論などでは、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比は $\mu^-N \rightarrow e^-N$ のそれよりも 200~400 倍程度大きいことが予想され、両過程の分岐比の比が新物理モデルを検討するための非常に有力な手掛かりを与える。逆に光子を媒介しない過程が支配的であった場合、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が見つからなくとも次世代 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索実験において荷電 LFV が発見される可能性がある。

両過程に対する、実験的・物理的両側面から見た比較を表 1 にまとめる。このまとめからわかる通り、背景事象抑

表 1: $\mu \rightarrow e\gamma$ と $\mu N \rightarrow eN$ の比較。

	$\mu \rightarrow e\gamma$	$\mu N \rightarrow eN$
— 実験的側面 —		
主な背景事象	偶発的 BG	ビーム起因 BG
実験でのチャレンジ	検出器	ビーム
好ましいビーム構造	DC	パルス
ビーム強度への制限	検出器で制限	無制限
— 物理的側面 —		
光子媒介過程に、	感度あり	感度あり
非光子媒介過程に、	感度なし	感度あり

制のためのビーム強度への制限や、多様な新物理への感度を考えた場合、MEG 実験以降の次世代大強度ミューオン源を用いた荷電 LFV 探索において、 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程探索への期待が最も大きい。次節で、この $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程探索実験について、より詳しく議論していく。

3.2 ミューオン電子転換過程探索実験

負電荷ミューオンは、物質中で静止するとその物質を構成する原子核に束縛され、ミューオニック原子を形成する。束縛されたミューオンは即座に $1s$ 軌道に遷移し準安定になり、ミューオニック原子の寿命後崩壊する。その際ミューオンは、ミューオニック原子の軌道上で通常のミューオン崩壊

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \quad (3)$$

をする (Decay in Orbit, 略して DIO [10]) か、または

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (4)$$

という過程によって原子核に捕獲される。しかし、前節で議論したような荷電 LFV が存在するならば、ニュートリノを放出しない

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \quad (5)$$

のような LFV 過程が起こりうる。これを、ミューオニック原子中でのミューオン電子転換過程と呼ぶ。

この $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程で放出される電子は単色で

$$E_{\mu e} \approx m_{\mu} - B_{\mu} \quad (6)$$

というエネルギーを持ち、この単色電子が $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程の信号事象となる。ここで B_{μ} は原子核による束縛エネルギーで、たとえば標的原子が Ti の場合は $E_{\mu e} \sim 104.3$ MeV, Al の場合は $E_{\mu e} \sim 105.1$ MeV となる。したがって、実験ではミューオンを標的物質中に静止させ、ミューオン原子崩壊から放出される ~ 105 MeV の単色電子を検出すればよい。

$\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索におけるおもな背景事象は以下の3通りある。まず第一に、前節でも触れた通りビーム起因の背景事象が挙げられる。ビーム中に含まれる電子・パイ中間子・ミューオン・反陽子等は、その飛行中に崩壊したり、物質との相互作用を通じて至るところで電子を生成する。これらのうち、信号事象に近いエネルギーの電子が第一の背景事象候補となる。このようなビーム起因の背景事象を「プロンプトバックグラウンド」と呼ぶ。特に、パイ中間子が静止標的近くまで到達すると、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 77 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。第二に、物質中に静止したミューオンから生じる背景事象が挙げられる。式(3)のようにミューオンがミューオン原子の軌道上で崩壊する DIO 電子や、ミューオンの捕獲反応等ミューオンの原子核吸収に起因する背景事象が、これに当たる。第三としては、宇宙線に起因する背景事象が挙げられる。

では、これらの主要な背景事象をいかに弁別していくか考えていこう。まず、第一の背景事象候補のプロンプトバックグラウンド。これは、比較的長いミューオン原子の寿命を活用することで効果的に除去することが可能になる。たとえば、Al を標的に用いた場合のミューオン原子の寿命が $0.88 \mu\text{sec}$ であるのに対して、パイ中間子の寿命は 26nsec と十分に短いことから、ミューオンの親粒子であるパイ中間子が停止標的到達前に十分に崩壊するように長大なパイ中間子・ミューオン輸送セクションを設けることで効果的に除去することができる。また、パイ中間子の親になる陽子ビームを高度にパルス化することは極めて効果的に寄与する。例えば、図3の様に陽子ビームの時間構造を高度にパルス化することが実現されると、陽子バンチから十分に遅れてトリガーを掛けることでほとんどのプロンプトバックグラウンドを除去することが可能になる。ここで重要になるパラメータが陽子ビームのエクステンションである。エクステンションとは、メインの陽子バンチに含まれる陽子数とバンチから漏れだした陽子数の比を表す。当然のことながら、メインの陽子バンチから漏れ出した陽子に起因する背景事象は、たとえ陽子バンチから十分に遅ら

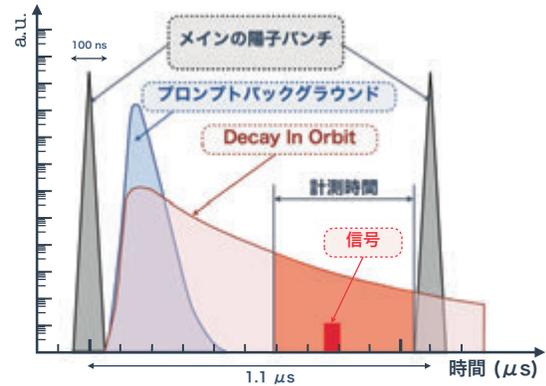


図 3: パルス化された陽子ビームの時間構造と $\mu^-N \rightarrow e^-N$ の信号と背景事象。

せてトリガーを掛けても、これを除去することはほぼ不可能である。したがって、陽子ビームのエクステンションは $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索実験において最も重要なパラメータの一つといえる。例えば、 10^{-16} 程度の実験感度に迫るためには、陽子エクステンションを 10^{-9} 以下に抑える必要がある。まとめると、プロンプトバックグラウンドを効果的に抑制するためには、十分に長いパイ中間子・ミューオン輸送セクションを設け、優れた陽子エクステンションを実現することが重要になる。次は、第二の背景事象候補である DIO 電子の除去に関して。実は、この DIO 電子が最終的に最も支配的な背景事象になる。通常のミューオン崩壊では、生成される電子が持ち得る最大エネルギーはミューオンの静止質量の半分 (=52.8 MeV) となる。しかし、ミューオン原子からの DIO 電子に限っては、この上限を超えてミューオンの静止質量いっぱいまで持つことが可能になる [10]。これは、ミューオン原子内ではミューオンが周回軌道に束縛されているため原子核の反跳の効果が現れるためである。DIO 電子のエネルギースペクトルを Born 近似を用いずに厳密に計算すると、図4のようになり、52.8 MeV 以降にもテイルが現れるようになる。103

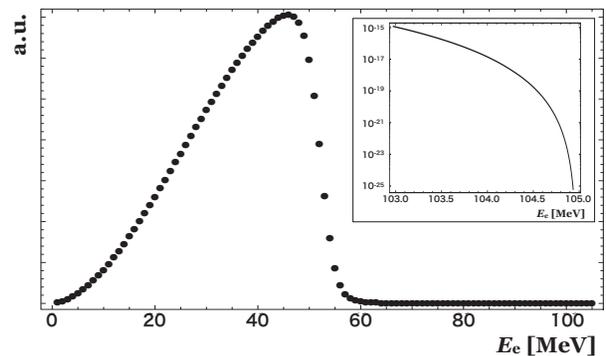


図 4: DIO 電子のエネルギースペクトル (Al 原子)。右上の小窓は 103~105 MeV でのログスケール表示。

MeV 以上を拡大してログスケールにすると (図 4 右上の小窓。縦軸は通常のミュオン崩壊頻度で規格化した頻度), $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程の信号要件である 105 MeV 付近まで到達していることがわかる。これは、ビームの時間構造云々では除去不可能であり、最終的に最も支配的な背景事象となる所以である。DIO 電子のエネルギーを E_e とすると、105 MeV 近傍でのエネルギースペクトルは $(E_{\mu e} - E_e)^5$ に比例して降下する [10] ため、実験感度 10^{-16} を目指すならば、最低でも 820 keV (FWHM) のエネルギー分解能が必要になる。また、DIO 電子の検出器への入射頻度を抑制する工夫も必要になる。宇宙線に起因する第三の背景事象候補に関しては、十分な遮蔽シールドと veto カウンターの敷設によってこれを抑制する。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。

現在の実験上限値は SINDRUM-II グループによって 2006 年に報告された、金を標的に用いた場合の 7×10^{-13} (90% CL.) [11] である。図 2 に見られる通り、理論予言領域 ($10^{-16} \sim 10^{-14}$) はまさに目前であり、現在の上限値を 4 桁 ~ 6 桁上回る実験感度でもって探索を実現できると、現在有力視されている新物理モデルのほとんどを検証することが可能となる。

4 COMET 実験

前節で見た通り、

- ビーム起因背景事象の抑制
- DIO 電子の効果的な弁別

のふたつに加え、大量のミュオンを供給可能な良質な大強度ミュオン源の実現が $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 過程探索実験感度向上の鍵を握る。そこで、新たに建設された J-PARC 陽子加速器で実現される大強度ミュオン源を用い、上記のふたつの背景事象を効果的に抑制できるように練り上げられた新たな $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索実験計画・COMET が提案された⁴。ここでは、COMET 実験計画について実験の概要、実験を段階的に実現するための「ステージング計画」、そして現在の開発状況に関して、紙面スペースの許す限り詳しく紹介する。

4.1 COMET 実験概要

SINDRUM-II 実験 [11] によって $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 崩壊分岐比の実験上限値が更新された後、さらに優れた実験感

⁴実験計画は、KEK・大阪大学・UCL・ICL・BINP・JINR 等 12 の研究機関の約 100 名からなる共同研究グループによって提案され、J-PARC 原子核素粒子共同利用実験審査委員会にて Stage-1 承認が得られ、現在 Stage-2 承認及び段階的実現計画承認を得るべく準備研究を進めている。COMET は、COherent Muon to Electron Transition の頭文字を取ったもの。

度による新たな探索実験が複数計画されていた。そのうち、J-PARC での実施を想定した PRISM 計画 [12] が日本の研究者を中心に提案され、J-PARC の建設と並行して準備研究が進められていた。この PRISM 計画は、J-PARC で生成される大強度パルス化陽子を 1 次ビームに利用し、位相空間回転法を用いてかつてない大強度・高輝度・高純度なミュオン源を実現し、 10^{-18} という究極の実験感度で $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索を遂行するという野心的な計画であった。計画は 2 段階に分けられ、まず第一段階として、位相空間回転のためのミュオン蓄積リング部を省き大強度ミュオン源の利用のみで現状の実験上限値を 4 桁更新する 10^{-16} の感度で実験する計画となった。この第一段階を COMET 実験と呼んでいる。

PRISM 計画の主要構成要素である位相空間回転部を持たずとも、大強度ミュオン源を利用し、既述の主要な背景事象を抑制する工夫を施すことで、COMET 実験は現在の実験上限値を優に 4 桁更新して 10^{-16} の感度を実現することが可能である。これは、(1) **大強度パルス陽子ビーム**、(2) **大立体角パイ中間子捕獲システム**、(3) **ミュオン輸送用湾曲ソレノイド**、そして (4) **高感度電子スペクトロメータ** の 4 つの特徴的な実験構成要素によって実現される。これらの特徴を持った実験設備を J-PARC 主リング (MR) に敷設されたハドロン実験施設に建設し、COMET 実験を実現する計画である。図 5 に COMET 実験の概観図を示し、以下に 4 つの特徴を

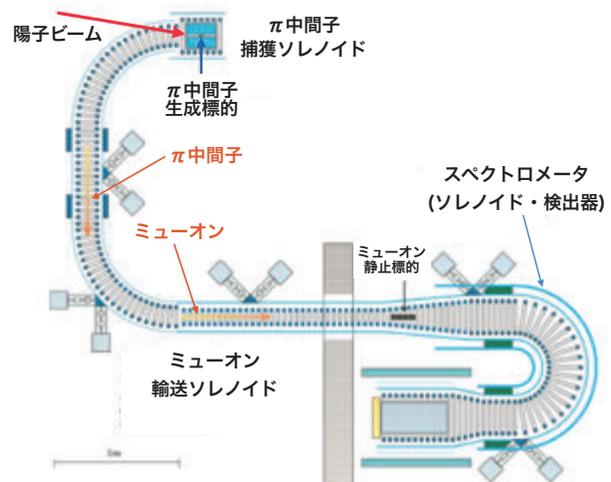


図 5: COMET 実験概観図。

それぞれ紹介する。

(1) 大強度パルス陽子ビーム

$\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索実験では、極微の崩壊分岐比に迫るために大量のミュオン、ひいては大量のパイ中間子を生成する必要がある。パイ中間子の生成断面積は陽子ビーム出力に依存し、COMET 実験で目指す実験感度に到達するためには、56 kW (8 GeV, 7 μ A) の陽子ビームが必要になる。また、3.2 節で議論した通り、ビーム起因背

景事象を抑制するために陽子ビームは高度にパルス化されている必要があり、図3のような時間構造を持ち且つ、最低でも 10^{-9} の陽子エクステンションが達成されなければならない。

このような大強度パルス陽子ビームは、J-PARC MRにおいて、陽子バンチを前段加速器 (RCS) のバケツに一つ飛ばしで充填するという特殊な運転モードで入射・加速し、これを遅い取り出し⁵で COMET 実験施設へ引き出すことで実現する。

(2) 大立体角パイ中間子捕獲システム

一次陽子ビームは図5上部にあるように、COMET 実験施設先頭に配置されるパイ中間子生成標的へ導かれ、これを大立体角を持った超伝導磁石による高磁場ソレノイド (5 T) によって取り囲み、生成されたパイ中間子を高効率で捕獲する。この際、ビーム起因背景事象の原因となり得る高運動量パイ中間子は避け、100 MeV/c 以下のパイ中間子のみを収集するために後方に生成されたパイ中間子を選択的に捕獲する。

(3) ミューオン輸送用湾曲ソレノイド

捕獲されたパイ中間子はミューオン輸送ソレノイド (中心磁場 3 T) によってミューオン静止標的⁶へと導かれる。この際、ビーム起因背景事象のうち最も深刻である標的付近まで生き延びるパイ中間子をなくすために、輸送ソレノイドは十分に長い必要があり、COMET 実験では約 20 m と非常に長い輸送チャンネルを設けることで、輸送中にほぼすべてのパイ中間子はミューオンに崩壊する。さらに、COMET 実験では図5に示すように湾曲した輸送ソレノイドを採用する。湾曲したソレノイド磁場の中では、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方向にドリフトし、ドリフトの大きさは運動量の大きさに比例し、またそのドリフト方向は荷電粒子の電荷の正負によるという特性がある。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、ドリフト方向と平行に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出来る。これにより、信号事象付近のエネルギーを持つ電子を生成可能なミューオンを大幅に削減することが可能になる。

(4) 高感度電子スペクトロメータ

静止標的 (図5中央部) にて停止したミューオンが形成するミュオニック原子から放出される 105 MeV 電子が信号事象となるが、当然のことながら、ミュオニック原子からは通常の DIO 電子が大量に放出される。これら膨大な背景事象と信号事象を弁別するため、高感度電子スペクトロメータが必要になる。COMET 実験では、図5に示すように、ミューオン静止標的より下流に再度

湾曲ソレノイドを設置し、これにより上流のミューオン輸送ソレノイドと同様に、輸送する粒子の電荷と運動量を選択し、105 MeV 付近の電子のみを選択的に検出器部へと導く。その結果、多くの DIO 電子は検出器部に到達することなく除去出来る。さらに、検出器の計数率も数百倍規模で減るために、ビームパルス当たりのミューオン数を増やすことが可能になり、宇宙線に起因する背景事象を抑制することにも有効である。

検出器部は、飛跡検出によって運動量を測定するストローチェンバー部と、最下流に設置されるカロリメータからなる。高々 100 MeV/c という低運動量荷電粒子を、優れた運動量分解能⁷で検出するには、検出器構成物質による入射荷電粒子の多重散乱を抑制することが必須であり、COMET 実験ではスペクトロメータ内部をビームライン同様に真空中に保ち、真空中で動作可能な軽量化飛跡検出器として、薄膜によって製作するストローチェンバーを飛跡検出器として採用する。また、カロリメータは、電子のエネルギーを測定し、トリガー生成のための到達時間測定、ヒット位置測定を行う。

4.2 ステージング計画

COMET 実験は、2009 年に J-PARC 原子核素粒子共同利用実験審査委員会にて Stage-1 承認が得られ、実験実現に向けた準備研究を鋭意続けて来たが、これをより効果的に実現するため、今年、さらなる段階的実現計画 (ステージング計画) を策定した。それは、図5に示した COMET 実験全体のうち、**パイ中間子生成・捕獲部から最初の 90° 湾曲部までを先行建設し、その直後に検出器システムを設置する (図6)**、という計画であり、**COMET Phase-I** と呼んでいる。当然のことながら、第一段目の湾曲部のみではミューオン輸送ラインの長さは十分でないので背景事象の抑制は不十分で、このままでは COMET 実験で目指す実験感度の到達は到底不可能である。しかしながら、この Phase-I 実験には二つの大きな目的、

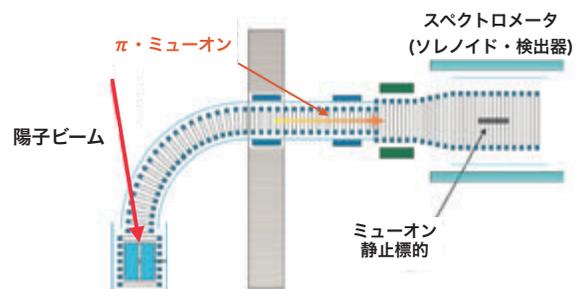


図6: COMET 実験 phase-I。

⁵通常の遅い取り出し時には遮断する RF を、MR からの出射時にも印加し続けることで陽子ビームのパルス構造を 2 次ビームでも維持する (Bunched Slow Extraction)。

⁶200 μm 厚の Al を 17 枚重ねる。

⁷3.2 節で議論した通り、DIO 電子の中から信号事象を識別するため、最低でも 820 keV (FWHM) の分解能が必要である。

- 輸送ソレノイド 90° 湾曲での 2 次粒子群の測定
- COMET 中間段階での $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索の実施

がある。

第一の目的である 90° 湾曲後の位置での 2 次粒子群測定によって、今までシミュレーションに依存してきた背景事象の見積もりをより確度の高いものにできる。特に、ここまで大強度照射環境でのハドロン生成シミュレーションは実験データによる裏付けが弱く、この Phase-I 実験の実施によって初めて、シミュレーションへの実データからのフィードバックを掛けることが可能になる。その結果、COMET 実験全体のシミュレーションの信頼度を劇的に向上させることができ、最終的な COMET 実験 (ステージング計画では Phase-II と呼ぶ) における検出器のさらなる最適化を図ることが可能になる。

Phase-I と Phase-II では、陽子あたりのミュオン強度が同じであるため、陽子ビーム強度を 3 kW にとどめる Phase-I でも現状の PSI の 10 倍以上の世界最高強度のミュオンビームを得ることが可能であり、Phase-I で既に現在の実験上限値を 100 倍以上向上させた実験感度に到達可能⁸ である。ただし、湾曲ソレノイドがないため、COMET Phase-II で計画していた検出器システムがそのまま対応可能かどうかは慎重に判断しなくてはならず、現在 COMET 実験グループでは、Phase-I では円筒形ドリフトチェンバー (CDC) システムを $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索用に採用することを検討し、準備研究をはじめたところである。

計画では、最初の 90° 湾曲部と検出器を先行建設し、まずは Phase-I 実験を 2016 年に実施し、それと並行して Phase-II の準備を進める。Phase-I 完了後即座に Phase-II 建設に移行し、Phase-II 実験をすみやかに開始することを目指す。現在想定している Phase-I と Phase-II の実験パラメータの比較を表 2 にまとめる。

表 2: COMET 実験 Phase-I と Phase-II の比較。

	Phase-I	Phase-II
実験実施予定年	2016	2019~
陽子ビーム強度	3kW	56kW
測定時間	1.5×10^6 sec	2.0×10^7 sec
陽子数	3.8×10^{18}	8.5×10^{20}
静止ミュオン数	8.7×10^{15}	2.0×10^{18}
背景事象数	0.03	0.3
実験感度 (SES.)	3.1×10^{-15}	2.6×10^{-17}
分岐比上限値 (90%CL.)	7.0×10^{-15}	6.0×10^{-17}

⁸前実験である SINDRUM-II では DC ミュオンビームを用いていたのに対し、J-PARC における良質なパルス陽子ビームを用いることで、ビーム起因背景事象を大幅に抑制することができるため。

4.3 国際競争

COMET 実験には競合する国際研究グループ「Mu2e」[13] が存在する。これは、米国 Fermi 研究所にて、Tevatron 加速器の反陽子蓄積リングを改造した上で実施が計画されている $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 探索実験である。紙面の都合で実験の詳細は省くが、実験概観図 (図 7) に示されている通り、湾曲型輸送ソレノイドを用いて背景事象抑制を狙うなど COMET 実験と似た部分もあるが、湾曲の構成 (C 型と S 型) の違いや、静止標的後には湾曲させないために検出器のシングルレートが非常に高いこと、検出器の構成が若干異なる点など、相違点も数多くある。ただし、計画している実験実施時期 (2019~) や予想到達

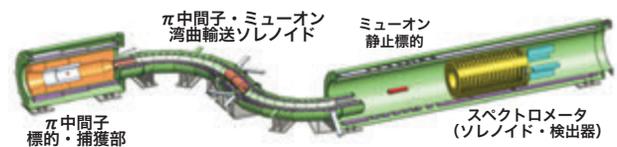


図 7: Mu2e 実験概観図。

実験感度 ($< 6 \times 10^{-17}$ (90%CL.)) などは COMET 実験 Phase-II とほぼ似通っており、強力に競合することは確かである。そのため国際競争の観点からも、Mu2e に先駆けて Phase-I 実験にて物理結果を出せる COMET のステージング計画は、一定のアドバンテージを維持できるものと期待している。

4.4 研究開発現状

最後に、現在の準備研究の状況をごく簡単に紹介しておく。最近の大きな成果として、J-PARC 加速器における陽子エクステンションを直接測定したことが挙げられる。これは、J-PARC MR の早い取り出しアポートラインに、独自に開発したアポートモニタを設置し、陽子バンチ間に実際に漏れだす陽子数を直接計測したものである。MR の RF 電圧を様々に変えて測ったエクステンション値を図 8 に示す。最終的に 256 kV まで RF 印加電圧を上げることで $\sim 10^{-11}$ までエクステンションが向上することが実証された。COMET 実験の目標実験感度に到達するための要求エクステンションが $< 10^{-9}$ であることを考えると、十分良い結果が得られた訳であるが、これは早い取り出しのアポートで測った値であり、実際には COMET 実験を実施する予定の遅い取り出しでのエクステンションで実証する必要があり、早急な実施が求められる。

また、超電導線材の低温における中性子照射試験を京都大学原子炉実験所の研究炉を用いて 2011 年に引き続き 2012 年にも行った。この測定は COMET 実験におい

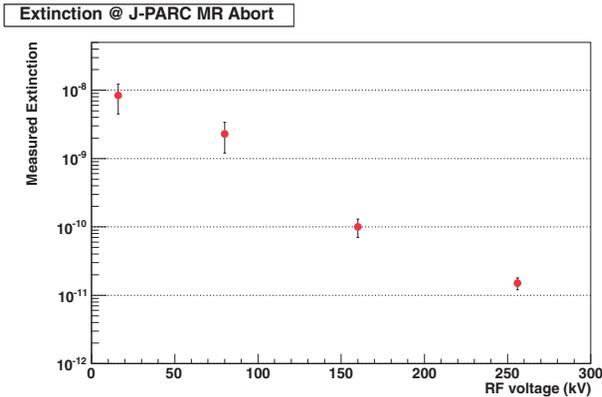


図 8: J-PARC MR でのエクステンクション測定。

て不可欠の超伝導磁石に関して、放射線による劣化具合と、室温までの昇温による劣化からの回復具合を調べるための実験である。図 9 に各種超伝導線材が中性子照射による放射線損傷により抵抗値が上がっていく様子を照射時間の関数として示す。この実験により超伝導線材の劣化具合がはっきりと観測され、実際の運転サイクル計画立案に重要な情報を入手することができた。

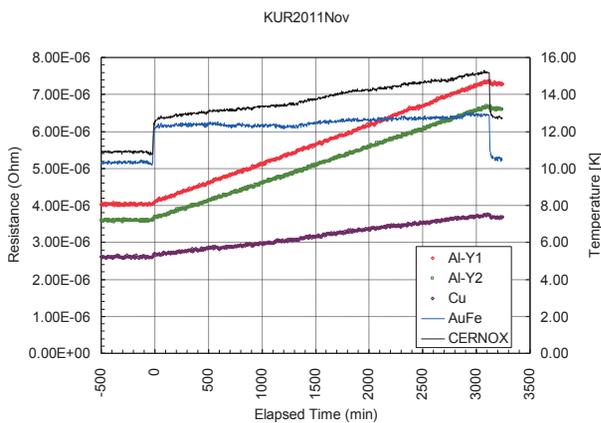


図 9: 超伝導線材の中性子照射試験。

その他、大立体角を持った強力なパイ中間子捕獲ソレノイドの動作を実証した大阪大学核物理研究センターに建設中の MuSIC 施設 [14] や、カロリメータ用結晶選定のためのテストビーム実験、真空中で動作可能なストローチェンバーの開発研究等、非常に興味深い開発研究が複数並行して進んでいるが、ここでは紙面スペースの都合でその紹介は残念ながらまたの機会に譲る。

最後に、実験の現在の青写真を紹介して本稿を結びたい。既述の通り、COMET 実験は J-PARC MR に敷設されたハドロン実験施設への遅い取り出し部分に、新たに COMET 実験施設を建設する予定である。これは、J-PARC・第 II 期計画として予定されているハドロン実験施設の拡張計画の一環として、一次陽子ビームラインに図 10 の様な新しい分岐を高運動量ビームラインと共有

する形で設置し、COMET 実験ホールを現在のハドロン実験施設に隣接する形で建設する予定である。

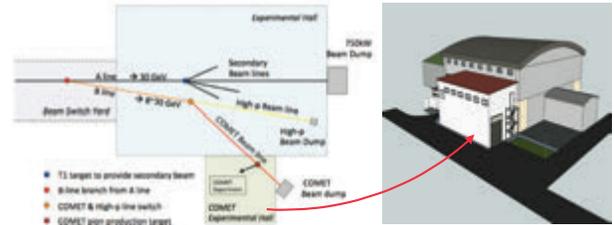


図 10: COMET 実験ホールのフロアプラン。

5 おわりに

TeV スケール物理に優れた感度を持つと期待されている荷電 LFV 探索、特にミュオンを用いた超高感度での探索は、その崩壊分岐比の実験上限値が理論予言領域に間近に迫っていることも相まって、直近の実験結果に注目が集まっている。LHC 実験での新物理の直接探索結果、そして MEG 実験が出す $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索の最新結果、それらと併せて新しい物理描像に迫る上で重要なもう一つのピース「 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 」を今、かつてない優れた感度で実現することが期待されている。本稿では、J-PARC 加速器によって実現する大強度ミュオン源を用いた、次世代 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 探索実験・COMET のアイデア、さらにはその段階的実現計画と最新の準備状況を紹介した。準備研究はまだまだその途上にあり、我々 COMET 実験グループは今後も精力的に開発研究を進めていく所存であるが、J-PARC・第 II 期計画の勢いを借り、一気に実験計画を推し進めるべく、コミュニティの皆様のご理解ご協力を得られれば幸甚である。

謝辞

本稿執筆にあたり COMET 実験共同研究グループの皆さん、特に日本グループのメンバーにご協力頂きました。本稿で紹介した J-PARC 加速器での陽子エクステンクション測定の際には、J-PARC RCS/MR 運転グループの皆さん、超伝導線材の中性子照射試験の際には KEK 低温センターの皆さん・京都大学原子炉実験所の皆さんに多大なお世話になりました。また、高エネルギーニュース編集委員の方々には原稿校正などでお世話になりました。その他、多くの方々のご協力のもと、本稿をまとめることができました。紙面をお借りして、心よりお礼申し上げます。

参考文献

- [1] Y. Kuno and Y.Okada, Rev. Mod. Phys. **73**, pp.151-202 (2001).
- [2] <http://meg.psi.ch>.
岩本敏幸, 澤田龍, 高エネルギーニュース **29-3**, pp.133-141 (2010).
- [3] 小林仁, 高エネルギーニュース **29-4**, pp.214-221, (2010).
- [4] COMET Collaboration, Conceptual Design Report for Experimental Search for Lepton Flavor Violating $\mu^-N \rightarrow e^-N$ Conversion at Sensitivity of 10^{-16} with a Slow-Extracted Bunched Proton Beam (COMET) : J-PARC P21 (KEK Report 2009-10), (2009).
- [5] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, pp.870-880 (1962).
- [6] J. Adam *et.al.*(MEG Collaboration), Phys. Rev. Lett. **107**, 171801 (2011).
- [7] 早坂圭司, 居波賢二, 林井久樹, 高エネルギーニュース **30-3**, pp.185-192 (2011).
- [8] C. S. Wu, *Muon Physics*, Academic Press Inc., (1975).
- [9] R. Kitano *et.al.*, Phys. Lett. **B575**, pp.300-308, (2003).
- [10] A. Czarnecki, X. G. Tormo and W. J. Marciano, Phys. Rev. **D84**, 013006 (2011).
- [11] W. H. Bertl *et al.*(SINDRUM-II Collaboration), Eur. Phys. J. **C47**, 337 (2006).
- [12] 佐藤朗, 高エネルギーニュース **26-1**, pp.16-31 (2007).
- [13] <http://mu2e.fnal.gov>.
- [14] 佐藤朗 *et.al.*, 第7回日本加速器学会年会, pp.197-200 (2010).