

ミューオンが電子に転換する過程を探索して – COMET 実験 –

久野 良孝

大阪大学大学院理学研究科

本稿では、最近 J-PARC 陽子加速器施設で実験開始に向けて大きく進展している、ミューオンが電子に転換する過程を探索する COMET 実験計画について説明いたします。

1 はじめに

杉本健三先生といろいろお話をさせていただいたのは、2000 年に私が大阪大学に着任してからでした。その頃、杉本先生は常温核融合に関する実験をなされていて、世の中にはわからないことがたくさんあるんやと仰っていました。また、私の大学院時代には、中井浩二先生から杉本先生の「人のやれないことをしなさい」という御言葉も何回も聞かされました。それらの影響からかもしれません、今とても難しい実験を始めることになりました。その難しい実験について本稿でご説明したいと思います。しかし、これは、日本に J-PARC 大強度陽子加速器があることと、私たちが大阪大学核物理研究センターで MuSIC という新しいタイプの大強度ミューオン源を開発してきたこと、これらを組み合わせると、私がこの難しい実験に取り組むことになったのも自然な帰結であると感じております。

2 荷電レプトンのフレーバー非保存過程探索の物理的意義

2.1 ミューオンのフレーバー非保存

平成 24 年に欧洲 CERN 研究所の LHC 実験においてヒッグス粒子が発見され、素粒子物理学が活況を呈しています。しかし、LHC においてヒッグス粒子以外の新粒子は発見されておらず、素粒子標準理論を超える新しい物理現象のヒントは未だ得られていません。このような状況を踏まえ、新しい物理現象のヒントを得るために、稀な崩壊過程を探索する実験が注目を集めています。というのも、稀崩壊探索では、量子補正による効果を使って加速器では直接生成できない大きな質量の新粒子の存在を研究することができるからです。この量子効果は非常に小さいので、標準理論では禁止されている過程を研究対象にするのが最善であります。そのベストな研究対象の一つとして、ある種の荷電レプトンが別種の荷電レプトンに変換する過程（たとえば、ミューオンが電子に転換する過程）を考えられています。これは、荷電レプトン・フレーバーが保存しない過程（以下、CLFV = Charged Lepton Flavor Violation と参照）です。

また一方、クォーク・フレーバーの混合（ある種のクォークが別種のクォークに変換すること）の研究で、2008 年に小林・益川両教授がノーベル物理学賞を受賞されました。また、スーパー カミオカンデ等でのニュートリノ振動現象の発見から、ニュートリノには質量があり、ニュートリノが異種のニュートリノに変わるニュートリノのフレーバー混合が実験的に確立しました。この研究には日本の研究者の大きな貢献が大きく、将来の日本からのノーベル物理学賞の最有力候補となっております。しかし、最後に残っている荷電レプトンのフレーバー混合はまだ未発見で

す。もしミューオンの CLFV 過程を測定することができれば、ノーベル物理学賞クラス級の発見となる可能性があります。

さて、CLFV 探索実験において実験的に重要なことは、荷電レプトンを多く生成することです。その観点から、ミューオンはタウレプトンと比較して優位です。特に、後述のように、私たちは、従来の 1000 倍以上の生成効率の新しいミューオンビーム源を開発し、それを大阪大学核物理研究センター (RCNP) で MuSIC 装置として実証することができました。これにより、ミューオンにおいて CLFV 探索を大幅に向上することができると考えています。

ミューオンの CLFV 過程としては、ミューオンが電子と光子に崩壊する過程 ($\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊) と、ミューオン原子内でミューオンが電子に変わる過程 ($\mu^- N \rightarrow e^- N$ で N は原子核、以下、 $\mu-e$ 転換過程と参照) の 2つの過程が重要と考えられています。前者はスイスの PSI 研究所の MEG 実験で探索が続けられ、後者は私たちの COMET 実験でその探索を開始しようとしています。

2.2 CLFV の物理的意義

標準理論からどの程度の CLFV の発生確率が予測されるのでしょうか？ニュートリノ振動実験の結果からニュートリノは別種のニュートリノに変換し、ニュートリノではレプトン・フレーバー保存は破れていることが知られています。しかし、このニュートリノ振動の効果を考慮しても、標準理論で予測される CLFV の分岐比は 10^{-54} 以下であり、限りなく小さいことが判っています。すなわち、標準理論では CLFV はほとんど禁止されていて、CLFV が実験的に観測されると、それは曖昧なく新しい物理現象の発見を意味することになります。

本実験の実験精度で CLFV 過程を発見できると予言する新物理の理論モデルはたくさんあります。たとえば、超対称性理論、Little Higgs 理論、余剰次元理論、TeV ニュートリノシーソー理論などがあります。これらの理論は TeV 以上のエネルギー階級で新しい物理現象があることを予測しています。

一般に、CLFV 過程をおこす新しい物理のメカニズムはたくさんあるかもしれないと考えられています。たとえば、 $\mu-e$ 転換過程をおこす新物理の寄与は 2 種類あり、ひとつは photonic dipole interaction の寄与であり、もうひとつは contact interaction の寄与あります。この場合の effective lagrangian は以下のように与えられます。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{1 + \kappa} \frac{m_\mu}{\Lambda^2} \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + \frac{\kappa}{1 + \kappa} \frac{1}{\Lambda^2} (\bar{\mu}_L \gamma^\mu e_L) (\bar{q}_L \gamma_\mu q_L), \quad (1)$$

ここで、 Λ は新しい物理のエネルギー階級であり、 κ は 2 つの interaction の寄与の比です。 $\mu-e$ 転換過程と $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊で到達できる新しい物理のエネルギー階級 Λ を κ のパラメーターの関数でプロットしたものを図 1 に示します。 κ が小さい場合は photonic dipole interaction が主たる寄与をし、 κ が大きい場合は contact interaction が大きな貢献をしています。最新の $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 稀崩壊の上限値は $B(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) \leq 5.7 \times 10^{-13}$ (90 % C.L.) であります [3]。図 1 には、現在の $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ および $\mu-e$ 転換過程の実験上限値によって排除される Λ の領域と COMET 実験の目指す Λ の目標値も表示してあります。これより、これらの CLFV 探索によって到達できるエネルギー階級 Λ は $O(10^3)$ TeV 領域に達し、粒子加速器で直接到達できない高いエネルギーの物理現象や新粒子の探索が可能となることがわかります。さらに、 $\mu-e$ 転換過程探索と

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 稀崩壊の両探索はお互いに相補的であって、これらの比較から新しい物理のメカニズムが得られることが理解できます。また、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊は photonic dipole interaction だけ起き、 $\mu-e$ 転換過程は上記の2つの寄与があるので、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊が発見されれば、 $\mu-e$ 転換過程も必ず発見されるはずであり、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊が発見されなくとも $\mu-e$ 転換過程は発見される可能性があることも理解できます。

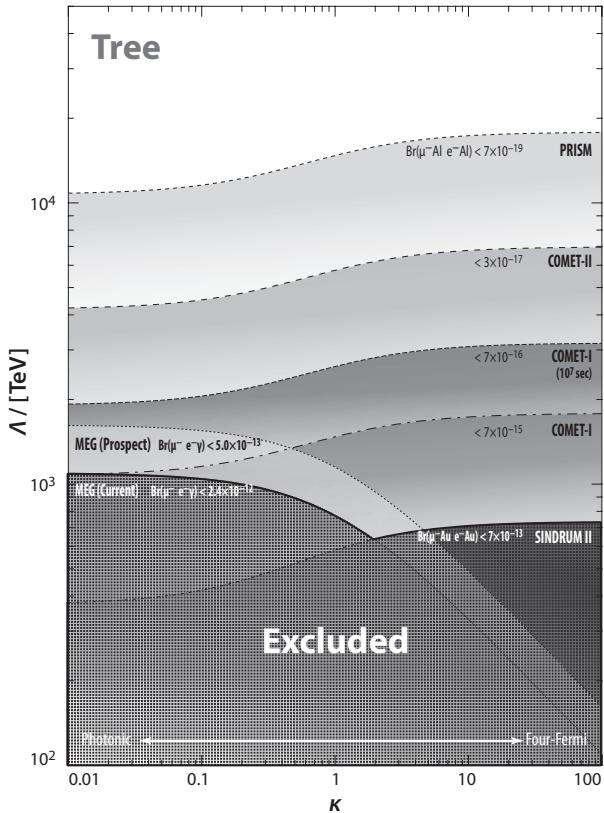


図 1: $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ と $\mu-e$ 転換過程のエネルギー規模 Λ 探索能力の比較。

3 ミューオン電子転換過程とは?

低エネルギーの負電荷ミューオンを標的物質に静止させると、ミューオン原子が生成されます。ミューオン原子の基底状態にいるミューオンが $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 反応を起こすと $E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu$ の運動エネルギーを持つ電子が放出されます。この電子を測定することによって、 $\mu-e$ 転換事象を同定します。ここで、 m_μ および B_μ はミューオンの質量およびミューオン原子の束縛エネルギーです。COMET 実験で使うアルミニウム標的の場合、 $E_{\mu e} \sim 105\text{MeV}$ です。

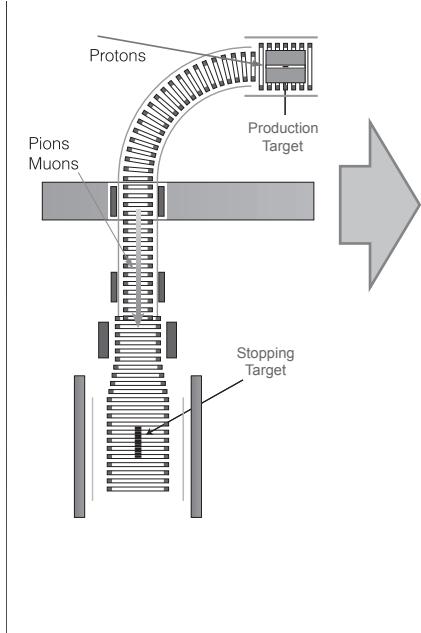
背景事象 (バックグラウンド) としては、(1) ミューオン起源のバックグラウンドと (2) ビーム起源のバックグラウンドがあります。前者 (1) の例は、束縛状態のミューオン崩壊からの電子 (decay in orbit = DIO) で、稀に原子核の反跳で 100MeV 領域に加速され、バックグラウンドとなります。後者 (2) の例は、ビーム中のパイオンが標的に静止して、輻射パイオン原子核捕獲 (radiative pion capture = RPC) からの光子が対生成反応をして電子を放出する場合です。ま

たは、飛行中のミューオンが崩壊して高いエネルギーの電子を放出する場合 (decay in flight = DIF) などもあります。前者(1)のバックグラウンドを抑制するためには、高い運動量分解能をもつ飛跡検出器が必要です。後者を抑制するためには、パルス状時間構造をもつ陽子ビームを用い、陽子ビームパルス間で測定するなどの対策があります。この際、パルス間の陽子の漏れ (proton extinction) が非常に少ないことが要求されます。

また、 $\mu-e$ 転換過程では、105MeV のエネルギーの電子を 1 個測定するだけであるので偶然事象バックグラウンドがなく、($\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索の場合のように) ミューオンビーム強度に制限がなく実験感度を大幅に向上させることができるという実験面での利点もあります。

4 COMET 実験

COMET Phase-I



COMET Phase-II

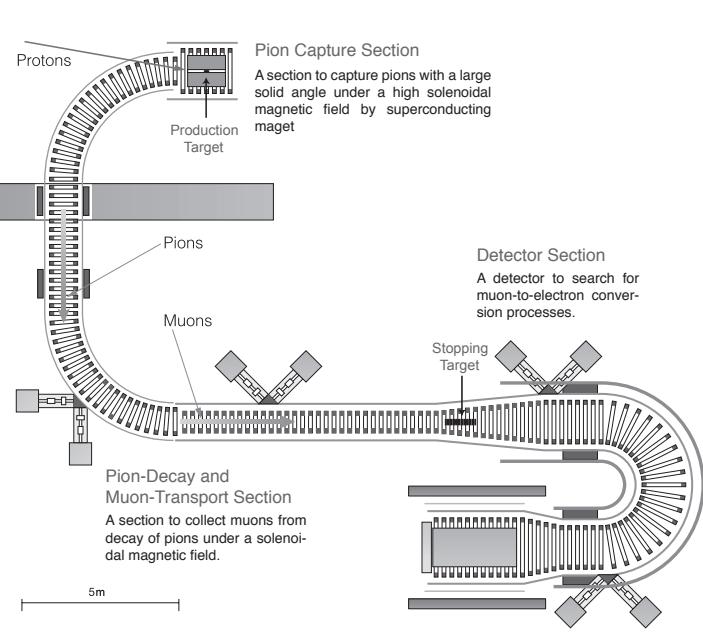


図 2: COMET Phase-I (左図) と COMET Phase-II (右図) のレイアウト

COMET (Coherent Muon to Electron Transition) 実験は、J-PARC のハドロンホールにて、 3×10^{-17} の 1 事象発見実験精度 (single event sensitivity = SES) で $\mu-e$ 転換過程を探査します。この実験精度は 現在の実験上限値を約 10,000 倍上回ります。COMET 実験は、茨城県東海の J-PARC 大強度陽子加速器施設のハドロンホールで遂行されます。COMET 実験のレイアウトを図 2 (右図の COMET Phase-II のレイアウト) に示します。J-PARC の主リングからの陽子ビームをパイオニ生成標的に照射し、発生したパイオニをソレノイド磁場で捕獲します (パイオニ捕獲システム)。パイオニは、180 度湾曲ソレノイドから構成されるミューオン輸送部内でミューオンに崩壊し、このミューオンを効率良くミューオン静止標的に輸送し静止させます。ここで、湾曲ソレノイドは電荷と運動量を識別できるので、低エネルギーの負電荷ミューオンのみ

を選択し輸送することができます。ミューオン静止標的に静止したミューオンから発生した電子は、180 度湾曲ソレノイドからなる電子輸送部で 105MeV 領域の電子のみ選択し、検出器部に輸送します。検出器は、真空中に置かれたストローガス飛跡検出器とシンチレーション結晶からなる電子カロリメータから構成され、 $\mu-e$ 転換過程の電子の運動量とエネルギーを同定します。 2×10^7 秒のデータ取得期間で、総量 2×10^{18} 個のミューオンを蓄積して実験目標を達成します。

COMET 実験の独創的な点は、パイオニン捕獲システムを使って世界最高強度のミューオンビーム源を製作し、 $\mu-e$ 転換過程を最高実験精度で探索することにあります。前述のように、パイオニン捕獲システムとは、ソレノイド磁石の中心に置かれたパイオニン生成標的に陽子ビームを照射し、発生したパイオニンをソレノイド磁場下で大立体角で捕獲するシステムです。この実験的検証のため、平成 20 年度に大阪大学核物理研究センター (RCNP) に、パイオニン捕獲システムを備えた MuSIC 装置を実際に製作しました (図 3)。平成 21 年度以降の MuSIC での研究より、パイオニン捕獲システムにより、ミューオン発生収集効率を約 1000 倍以上に改善できることを実験的に証明しました。これより、多量のミューオンを発生し $\mu-e$ 転換過程探索を飛躍的に向上することが可能となったのです。

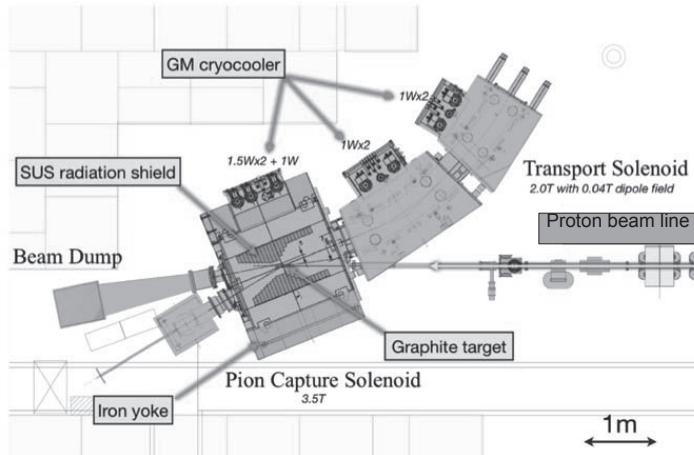


図 3: 大阪大学の MuSIC 装置の概要。

5 COMET Phase-I

最近、時間的および予算的な観点から、COMET 実験を Phase-I と Phase-II の 2 段階で推進する方針が決まりました。Phase-I では、ミューオン輸送部の最初の 90 度湾曲部までを製作します (図 2 左図)。

COMET Phase-I 実験では、8 GeV の陽子ビーム・エネルギーと $0.4 \mu\text{A}$ のビーム電流 (2.5×10^{12} proton/s) が必要です。これは、3.2 kW の陽子ビームパワーに対応しています。COMET Phase-I 実験において、標的に静止するミューオンビーム強度は、0.0023 per proton と評価されていますので、 $5.8 \times 10^9/\text{s}$ のミューオンビームが期待できます。これは、世界最高強度のミューオンビームです。本研究の実験期間として 1.5×10^6 秒 (すなわち約 18 日間) を仮定すると、静止ミューオン総量は $N_\mu^{\text{stop}} = 8.7 \times 10^{15}$ となります。また、COMET Phase-I 測定器の $\mu-e$ 転換過程シグ

表 1: シグナル・アクセプタンス $A_{\mu-e}$ の評価

事象選択条件	値
立体角	0.24
運動量領域選択	0.74
時間領域選択	0.39
トリガー/DAQ	0.9
Total	0.062

表 2: 背景事象の評価

バックグラウンド源	予想される事象数
束縛ミューオン崩壊 (DIO)	0.01
輻射ミューオン捕獲	< 0.001
ミューオン捕獲からの陽子と中性子	< 0.001
輻射パイオニン捕獲 (RPC)	0.0096
ビーム中の電子および中性子	< 0.00048
遅延輻射パイオニン捕獲 (RPC)	0.002
反陽子起源	0.007
宇宙線ミューオン起源	< 0.0002
Total	0.03

ナルの検出効率（シグナル・アクセプタンス） $A_{\mu-e}$ は表 1 から 0.062 であり、ミューオン原子の基底状態からミューオン捕獲割合は $f_{cap} = 0.61$ であるので、COMET Phase-I での SES 実験精度は以下のように与えられます。

$$B(\mu^- + \text{Al} \rightarrow e^- + \text{Al}) = \frac{1}{N_\mu^{\text{stop}} \cdot f_{cap} \cdot A_{\mu-e}} = 3.1 \times 10^{-15} \quad (2)$$

90 % C.L. の上限値は $B(\mu^- + \text{Al} \rightarrow e^- + \text{Al}) < 7 \times 10^{-15}$ となります。これは、現在の上限値 7×10^{-13} を 100 倍向上した値になっております。一方、COMET Phase-I の測定器で予測されるバックグラウンド事象は、表 2 にあるようにシミュレーションによって評価され、十分に小さくで、0.03 個です。この実験精度は実験期間が 1.5×10^6 秒の場合であります。

COMET Phase-I 実験装置を図 4 に示します。COMET Phase-I では、Phase-II での電子輸送部がないために Phase-II での測定器をそのまま使用することが困難です。その代わりに、円筒型ドリフトチャムバー (cylindrical drift chamber=CD) を採用します。その中心にミューオン静止標的を置きます。ミューオン静止標的の材質としては、ミューオン原子の寿命が長いアルミニウム (Al) を使います。CD は、約 $1.0 \sim 1.5$ T の磁場を発生する超伝導の測定器ソレノイド磁石の中心に置かれます。CD の長さは 1.5 m で、内半径が 540mm で外半径が 840mm である。CD の横方向運動量 P_T カットは約 70 MeV/c になっており、ミューオンの崩壊からのほとんどの電子は CD に到達しません。測定器ソレノイド磁石は鉄ヨークを備えており、宇宙線バックグラウンドの減少にも貢献します。また、静止したミューオン総量をモニターするために、Al のミューオン原子からの原子 X 線を CD の横に置いた Ge 検出器で測定します。また、COMET Phase-I では、COMET Phase-II でのビーム起源バックグラウンド源の直接測定も行います。

6 国際競争

米国フェルミ加速器研究所 (FNAL) において、COMET Phase-II と同じ実験精度 (SES=3 × 10^{-17}) で $\mu-e$ 転換過程探索を目指す Mu2e 実験が計画されています。Mu2e 実験は、FNAL において最重要実験のひとつとして位置づけられ、DOE の CD-1 採択を受けています。図 5 に、日

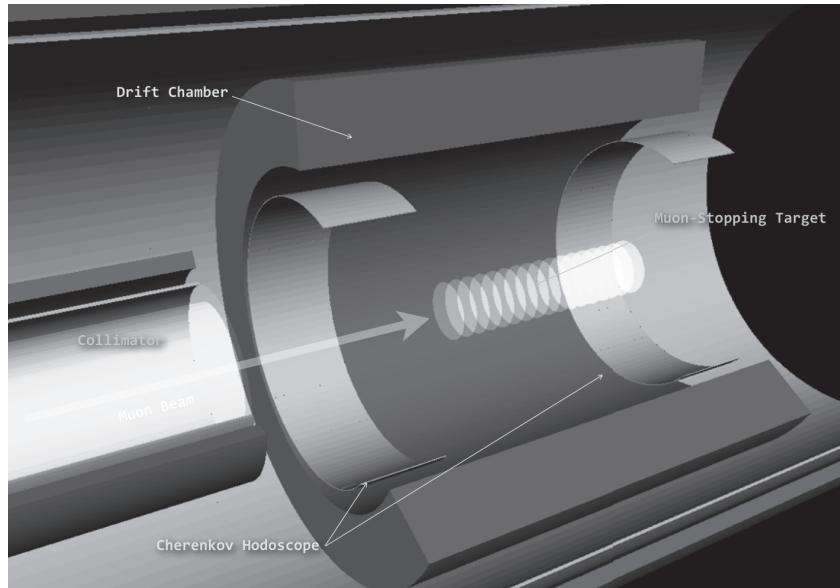


図 4: CDC 測定器のレイアウト

本の COMET Phase-I/Phase-II 実験と米国の Mu2e 実験のスケジュールの比較を示します。ここで、COMET Phase-II で 1 年間で到達できる実験精度は、Mu2e 実験では 3 年間かかることが考慮されています。図 5 から、 $\mu-e$ 転換過程探索については、日米間で激しい国際競争が展開していることがわかります。この国際競争に打ち勝つためには、COMET Phase-I 実験の早期実現が不可欠であります。

6.1 最近の進展とまとめ

平成 24 年度の KEK 補正予算で、J-PARC のハドロンホールに新規に高運動量陽子ビームラインと共に、COMET Phase-I 用のミューオンビームラインを建設する費用が認められました。平成 26 年度末までに、これらのビームラインを完成する予定となっております。また、COMET

	本研究期間									
	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021	2012
COMET Phase-I	建設									
					テスト	実験				
COMET Phase-II						建設				
									テスト	実験
Mu2e	CD プロセス									
				建設						
							テスト		実験	

図 5: 国際競争：日本の COMET 実験と米国 Mu2e 実験のスケジュール比較

Phase-I の測定器の費用については、平成 25 年度から特別推進研究科学研究補助金が認められ、すでに測定器製作が始まっています、平成 28 年度の実験開始を目指しております。このように、 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ 転換過程を探索する COMET 実験は、J-PARC において進展しております。もし $\mu-e$ 転換過程が発見されれば、ヒッグス粒子発見に次ぐ素粒子物理学の大発見となると思います。

参考文献

- [1] W. Bert *et al.* (SINDRUM collaboration), Euro. Phys. C **47**, 337-346 (2006).
- [2] R. Akhmetshin *et al.* (COMET Collaboration), “Experimental Proposal for Phase-I of the COMET Experiment at J-PARC”, unpublished (2012).
- [3] J. Adam *et al.* (MEG Collaboration), Phys. Rev. Lett. 110, 201801 (2013).