

— DeeMe —

J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用した
ミュオン・電子転換過程探索実験

大阪大学 理学研究科

青木 正治

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

2012 年 (平成 24 年) 11 月 23 日

1 はじめに

ミュオン・電子転換過程 ($\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$) は荷電レプトン・フレーバを保存しない。そのため素粒子の標準模型では禁止過程となっているが、標準模型を超えたモデルの多くでは逆に存在するほうが自然であると考えられている。超対称性理論を始めとしたいくつかのモデルでは現在の実験上限値よりもわずかに数桁小さい分岐比での存在が予言されている。発見されれば素粒子物理学の発展に大きな影響をあたえるし、発見されなくてもそれはそれで重要な情報である。ミュオン・電子転換過程の実験的な研究を着実に発展させることがなによりも重要である。

本稿では、このミュオン・電子転換過程を 10^{-14} の感度で探索する実験、DeeMe、を紹介する。DeeMe は、J-PARC RCS からの大強度高純度パルス陽子ビームを活用することによって、低コストでタイムリーにミュオン・電子転換過程の探索実験を実現しようとする計画である。DeeMe 実験は高エネルギー加速器研究機構・物質構造科学研究所・ミュオン¹実験施設の S 型課題として Stage-1 採択されており、検出器やシリコンカーバイド製回転標的を建設するための科研費 (基盤 S, 2012–2016 年度) も認められ、現在実験の実現に向けて装置開発と建設を推し進めているところである。本稿では、DeeMe 実験の背景、基本的なアイデア、実験装置、準備状況などについて紹介したい。

2 物理的背景

2.1 荷電レプトン・フレーバ非保存過程

荷電レプトン・フレーバ非保存過程 (cLFV) の探索は歴史が古い。ミュオンが発見されてから 10 年後の 1947 年には、すでに $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊の探索 [1] が行われている。それ以降今日まで行われた cLFV 探索実験は、ミュオンに限らず K や τ , Z も活用していて非常に多彩である。Particle Data Group がまとめた Review of Particle Physics にはおよそ 100 種類の実験が一覧にまとめられている [2] が、未だに 1 イベントも発見されていない。そもそも、素粒子の標準模型に cLFV は組み込まれていない。ニュートリノ振動による高次ループの影響は僅かに 10^{-50} 程度であって、標準理論の枠内では cLFV は実質的に存在しないと言って良い。

このように cLFV は標準理論による予想値がゼロであるため、実験によってなんらかの信号が観測されればたちどころに新しい物理の証拠となる。理論的には、超対称性 (SUSY) を導入した大統一理論 (SUSY-GUT) や、ニュートリノの微小な質量を説明するシーソーメカニズムに SUSY を結合した SUSY-Seesaw, 余剰次元やリトルヒッグスモデルなど多くのモデルにおいて、現在の実験リミットのすぐ下 (1–4 桁) に信号が観測される可能性が示唆されている [3, 4, 5, 6]。cLFV は、理論的に十分ありうると期待されていて、なおかつ実験結果の解釈も単純明快なため、新しい物理を探索する手段として非常に優れている。

2.2 ミュオンを用いた cLFV 探索実験

様々な種類の cLFV 反応があるが、ここではミュオンを用いた cLFV 実験 (μ LFV) に注目したい。これ

¹素粒子原子核分野では「ミュオン」と表記するが、 μ SR などの分野では「ミュオン」と表記するのが一般的である。本稿では基本的には「ミュオン」と表記するが、固有名詞の一部として使われている場合にはオリジナルの表記にしたがうこととしたい。

は、J-PARC などの MW 級大強度陽子加速器と革新的なミュオン源技術を組み合わせることにより、ミュオンを用いた稀崩壊実験の統計精度を大きく改善することが可能となったことによる。ちょっとしたアイデアで容易に 100 倍以上、将来的には 1 万倍、100 万倍の改善も可能である。

さて、代表的な μ LFV として、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊と $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 崩壊、 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ 転換の 3 種類がよく知られている。過去の測定による上限値を表 1 に示す。ここでは、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊と

表 1: 代表的な μ LFV の上限値。 τ LFV の一部も一緒に示す。

崩壊モード	分岐比の上限	文献
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	2.4×10^{-12}	[7]
$\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$	1.0×10^{-12}	[8]
$\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}$	7×10^{-13}	[9]
$\mu^- + \text{Ti} \rightarrow e^- + \text{Ti}$	4.6×10^{-12}	[10]
	4.3×10^{-12}	[11]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm\gamma$	4.4×10^{-8}	[12]

$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ 転換 (μ -e 転換) について考えたい。de Gouvea によれば、 μ LFV の実効ラグランジアンは

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

と記述できる [13]。第 1 項は光子を伴うプロセスであり、実光子として外部へ放出されれば $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊に、仮想光子として原子核に結合すれば μ -e 転換となる。第 2 項は光子を伴わない 4 点結合相互作用を表し、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊では観測できない。第 2 項と第 1 項の比を κ とすると、 κ は cLFV を説明するモデルによって異なる値をとりうることになる。この様子を図 1 に示す。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊と μ -e 転換をバランス良く研究することによって μ LFV が発生するメカニズムに肉薄して行くことが可能となる。

3 μ -e 転換探索実験

3.1 μ -e 転換過程

物質中に静止した μ^- はすぐに原子核のクーロン場に束縛され、原子軌道の基底状態 (1S) に落ち着く。この状態の原子をミュオニック原子と呼ぶ。ミュオニック原子中の μ^- は通常、

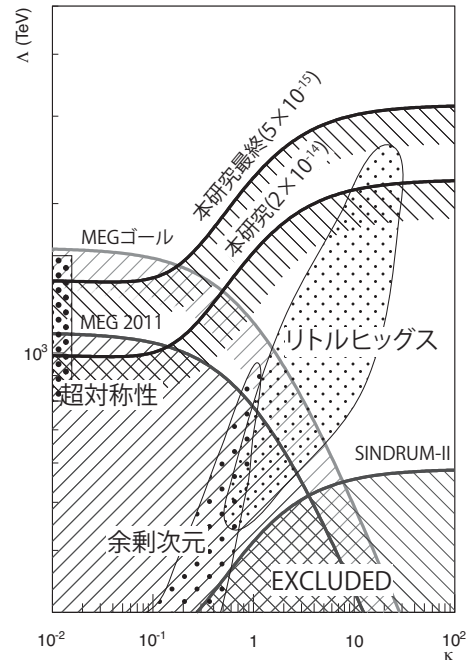


図 1: μ LFV のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ κ に対する $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊と μ -e 転換の感度依存性。代表的なモデルもプロットしているが、これで全てではない。

- Muon Capture (MC)
 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z-1)$
- Muon Decay in Orbit (DIO)
 $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

いずれかの反応を起こして消滅して行く。DIO を起こす確率は自由空間での μ^- 崩壊と等しく $0.4552 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。MC の確率は μ^- と原子核の重なりに依存するため、原子番号で大きく異なる。たとえば、水素では $0.000435 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ [14], C: $0.0388 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, Al: $0.7054 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, Si: $0.8712 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, Pb: $13.45 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ [15] である。したがって、ミュオニック Si 原子の寿命は $0.7539 \mu\text{s}$ になる。また、ミュオニック Pb 原子の寿命はわずかに 72 ns である。軽い核のミュオニック原子は $1 \mu\text{s}$ オーダーの寿命を持っていることになる。なお、この事実は実験をデザインする時に積極的に活用するので大変に重要である。

さて、ここに μ LFV 過程が存在すると

- μ -e 転換
 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$

も発生する可能性がある。 μ -e 転換も μ^- と原子核の重なりに依存する反応なので、 μ -e 転換の分岐比は MC に対する比として定義されている。実験的に得られた分岐比の上限値はすでに表 1 に示された通りである。物理モデルによっては軽い核と重い核で μ -e 転換の現れ方が異

なる可能性もあり、様々な原子番号で実験を行うことが大切である。

μ - e 転換で放出される電子のエネルギーは単色で、 $E_{\mu e} = m_{\mu} - E_b - E_{\text{rec}}$ と表される。ここで、 E_b はミュオニック原子の束縛エネルギー、 E_{rec} は原子核の反跳エネルギーである。たとえば、ミュオニック Si 原子では $E_{\mu e} = 104.91$ MeV、ミュオニック C 原子では $E_{\mu e} = 105.06$ MeV[16] になる。実験的に μ - e 転換を探索する場合には「遅延」した「単色」の「電子」を探せば良い。

3.2 主なバックグラウンド

主なバックグラウンド源としては、DIO と即発電子がある。DIO で放出される電子のエネルギーは、反跳される原子核が運動量保存則を補償してくれるため、最大 $E_{\mu e}$ まで到達しうるのである。図 2 に、原子核の反跳や原子軌道に束縛されたミュオンの相対論的な効果も考慮して Czarnecki らが行なった DIO スペクトルの計算結果を示す。 $E_{\mu e}$ 近傍でスペクトルが急激に減少しており、十分な運動量分解能を持った測定器を用いれば μ - e 転換電子と DIO バックグラウンド電子を区別することができる。

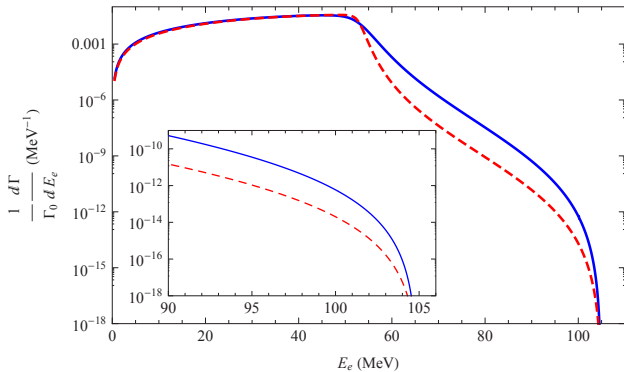


図 2: Czarnecki らによる DIO 電子スペクトル。ミュオニック Si 原子は青(実線)、ミュオニック C 原子は赤(破線)で示す。

即発電子バックグラウンドとは、1次陽子ビームが生成標的に入射したときに作られる様々な即発2次粒子のうち $E_{\mu e}$ と同じエネルギーを持った電子によるものである。このバックグラウンドは1次陽子と同じタイミングで発生するので、パルス陽子ビームを使用すれば μ - e 転換で発生する遅延電子と見分けることが可能である。ただし遅延タイミングに1次陽子が存在してしまうと、即発電子が遅延電子として認識されてしまうことになる。このような陽子をアフタープロトン (AP) と呼ぶ。 μ - e 転換過程の探索実験では、アフタープロトンの少ない高純度なパルス陽子ビームが必要となる。

3.3 実験方法

μ - e 転換過程を探索する一般的な実験方法を図 3 に模式的に示す。まず、パルス陽子ビームを陽子標的に入射して π^- を生成する。 π^- を電磁石で集めるなどして μ^- に崩壊するのを待ち、実験室まで導いてミュオン静止標的に静止させる。ミュオン静止標的から放出される単色 ($E_{\mu e}$) の遅延電子をビームラインで引き出し、その運動量を精密に測定する。陽子パルスと電子の時間差情報を用いて、即発電子バックグラウンドと遅延電子を区別する。現在計画中の μ - e 転換過程探索実験のうち、Mu2e[17] や COMET[18] ではこのスキームを長尺超伝導電磁石に実装しており、陽子標的とミュオン静止標的は別々の場所にある。

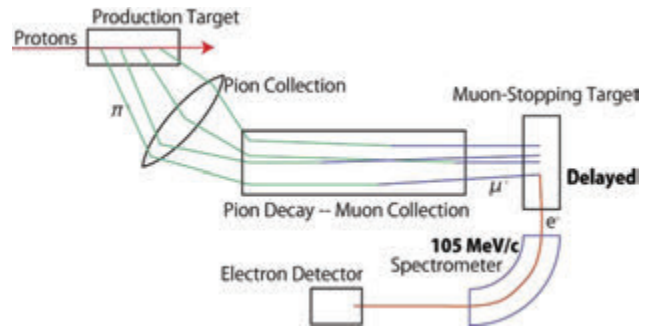


図 3: 一般的な μ - e 転換過程探索実験の手法

4 ミュオニック原子の直接生成

1次陽子ビームが照射される陽子標的の近傍の空間には、陽子ビームで生成された低エネルギー π^- が大量に存在している。これらの π^- から in-flight 崩壊によって発生する μ^- は cloud muon と呼ばれており、低エネルギー μ^- ビームとして2次ビームラインで引き出して様々な実験に使われている。たとえば、PSI で得られる低エネルギー cloud muon の収量は $10^7/\text{sec}$ もある。さて、一般的なビームラインのアクセプタンスは高々100 msr 程度である。Cloud muon の大部分は、ビームラインで引き出されることなく陽子標的まわりの物質、あるいは陽子標的自体にも相当量静止していると期待できる。この現象を活用すれば、図 3 の陽子標的からミュオン静止標的までの部分を1枚の“陽子標的”で置き換えることが可能となる。

実は、このような μ^- の存在に思い至ったのは我々だけではない。TRIUMF の沼尾登志男や Douglas Bryman らもほぼ同時期に同じアイデアにたどり着いている [19]。そこで我々は沼尾らと共同で、このアイデアを確認するためのテスト実験を J-PARC MLF ミュオン実験施設の D2 ラインで 2009 年に実施した。D2 ビームラインの運

動量を 40 MeV/c に設定し、パルス陽子ビームから遅れたタイミングでビームライン中を輸送されて来る電子を計数したところ、黒鉛標の中に静止した μ^- の寿命と無矛盾な時間スペクトルを得ることに成功した。ビームラインの真空ダクトは SUS やアルミ製であり、その部分に静止した μ^- が示す時間スペクトルよりも明らかに長寿命であった。さらにビームライン運動量を変更しながら測定を繰り返して、50 MeV/c 以上で遅延電子収量が急激に低下する様子も測定できた。この特徴はミュオンの Michel 崩壊と良く一致する。測定されたミュオニック C 原子の収量は、Geant4 を用いたモンテカルロ計算とも 20% 以内で一致した。このテスト実験から、1 MW の陽子ビームを後述するシリコンカーバイド製回転標的に照射する場合には、標的に $1.6 \times 10^{10}/s$ のミュオニック原子が生成されると期待できる。この収量は、世界最大のビームパワーを誇る PSI で得られる μ^- 収量 ($10^7/s$) のおよそ 1000 倍である。

5 DeeMe 実験

陽子標の中に直接生成されるミュオニック原子を活用して μ -e 転換過程を探索しようとする実験が DeeMe である。陽子標的とミュオン静止標的を一体化して 1 枚に置き換えるというアイデアなので、実験装置の建設コストを大胆に抑制することができる。図 4 に DeeMe 実験のアイデアを模式的に示す。陽子標的兼ミュオン静止標的から放出される 105 MeV 電子を 2 次ビームラインで引き出し、磁気スペクトロメータで運動量の精密測定をする。標的から大量に発生する低エネルギー Michel 崩壊電子は 2 次ビームラインを通過しないので、遅延タイミングにおける磁気スペクトロメータの計数率は低く抑えられる。即発電子バックグラウンドは、陽子ビームをパルス化することによって遅延信号と区別する。パルス陽子ビームと同期して大量に発生する即発電子が飛跡検出器へ悪い影響をおよぼさないように、2 次ビームラインに設置した即発電子キッカー電磁石で即発タイミングの荷電粒子のみを取り除く。図 5 にビームラインと電子スペクトロメータの具体的な 3D モデルを示す。

DeeMe の実験装置は大きく 5 つのコンポーネントに分割できる。

1. RCS からの大強度高純度パルス陽子ビーム
2. シリコンカーバイド製陽子標的
3. 大立体角 2 次ビームライン (H ライン)
4. 即発電子キッカー
5. 磁気スペクトロメータ

以下それぞれのコンポーネントについて説明する。

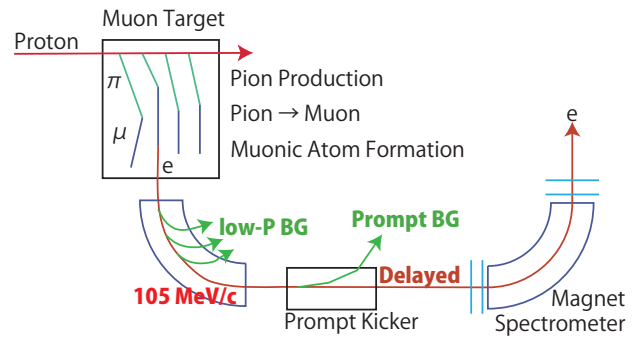


図 4: DeeMe 実験の原理

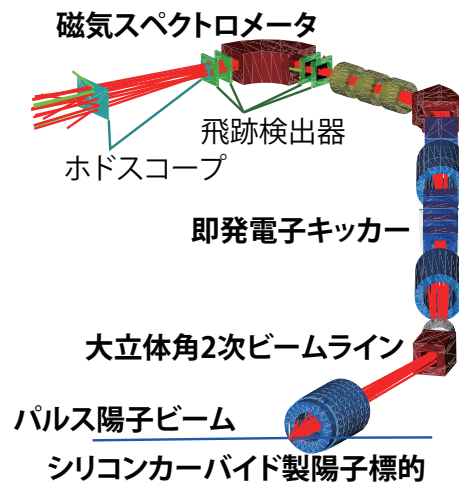


図 5: DeeMe 実験装置の 3D モデル。

5.1 RCS からのパルス陽子ビーム

J-PARC は LINAC, 3-GeV RCS, 30-GeV MR から構成される加速器コンプレックスである。RCS は 25Hz の繰り返しで入射、加速、取り出しを繰り返すシンクロトロンで、取り出された陽子ビームの 92% が Materials and Life Science Experimental Facility (MLF) で利用される。2008 年の運転開始以来、RCS からの陽子ビームの強度は順調に上昇しており、2012 年には 300 kW での定常運転を実現した。2015 年度中には、MLF へ取り出されるビーム強度が 1 MW に到達する計画である。

RCS では、陽子ビームは 2 バンチに分割されてリングに蓄積される。3 GeV に加速された陽子は直線部分に配置された取り出しキッカーとセプタム電磁石により一気に取り出しビームラインへ蹴り出される。キッカー電磁石はちょうど 2 バンチ分だけ励磁され、リング中の陽子が全て取り出されると直ちにオフとなる。このような取り出し方法は「速い取り出し」と呼ばれ、取り出し後のリングに陽子は残らない。

RCS の取り出しビームラインは、リングを周回しているビームからみると 2200π mm-mrad 以上の領域にアクセプタンスを持つ。これは、リングの真空ダクト (486π mm-mrad) から 4 倍以上離れた領域である。つま

り、ベータトロン振動で自然に取り出されてしまう様な大エミッタンスのビームはそもそもリングを周回しない。RCS 取り出しキッカーが ON にならないとビームは取り出されないのである。キッカー OFF であるにもかかわらず散乱などの影響で取り出されてしまう確率は、これまでの測定から高々 10^{-13} 程度であると考えられる。速い取り出し後にはリング中に陽子が残存しないことと考え合わせると、アフタープロトンが存在する可能性は極めて低いと言える。メインプロトン数に対するアフタープロトン数の比を R_{AP} とすると、これまでの測定から $R_{AP} < 2 \times 10^{-18}$ であることがわかってきた。なお、アフタープロトンによって発生する即発電子バックグラウンドを十分小さく抑えるためには、 $R_{AP} < 10^{-17}$ であることが要求される。

5.2 シリコンカーバイド製陽子標的

現在ミュオン実験施設で使用されている標的は黒鉛製である。黒鉛では μ^- と原子核の重なりが少なく、標的中に静止した μ^- の高々 8% しか原子核と反応しない。そこで、我々は標的的材料をシリコンカーバイド (SiC) に置き換えることを提案している。Felmi-Teller Z 則 [20] によれば、SiC 中に静止した μ^- のうち Si 原子に束縛される割合は 70%、Si 原子核と μ^- の反応率は 67% なので、総合的な μ^- 反応効率は 47% となり単純な黒鉛標的に比べて 6 倍も改善する。SiC はセラミックであり、昇華温度は 3000°C と極めて高い²。放射線損傷にも強く、核融合炉などの極限環境下で使用する材料として研究開発が発展している。

5.3 大立体角 2 次ビームライン (H ライン)

SiC 標的中に生成したミュオン原子の大部分は MC や DIO で陽子や電子を発生する。これら荷電粒子の瞬間的な計数率は 10^{14}Hz にも達するので、SiC 標的の近傍に飛跡検出器をおくことはできない。2 次ビームラインを用いて $E_{\mu e}$ 近傍の電子だけを取り出すことにより、正電荷の MC 陽子や低エネルギーの DIO 電子を排除し、ビームライン出口に設置された検出器の計数率を小さく抑えることができる。

DeeMe で使用する 2 次ビームラインは、陽子標的を見込んで 4 個の取り出しポートの中でも 2 番目に大きい H ラインポートに設置する計画である。H ラインポートの幾何学的な立体角 ($> 120 \text{ msr}$) をなるべく損なわない大立体角ビームラインが必要であり、我々は TRIUMF の Dornbos と共同で現在のビームラインデザインを完成させた。H ラインの特徴は、

²純粋なシリコン金属板に 1 MW の陽子ビームを照射すると溶けてしまう。

1. 大口径ソレノイドレンズによる大きな立体角 ($> 110 \text{ msr}$),
2. 即発電子キッカーや静電セパレータを設置するための長い直線部分,
3. 広い運動量アクセプタンス ($10 \text{ MeV}/c$ -FWHM),

にある。図 6 に G4Beamline で計算した H ライン出口での運動量アクセプタンスを示す。85–120 MeV/c の電子を輸送することができる。 μ - e 転換信号よりも高い運動量領域 (106–120 MeV/c) にもアクセプタンスを持っており、アフタープロトン起源の即発電子バックグラウンドをモニターすることが可能である。

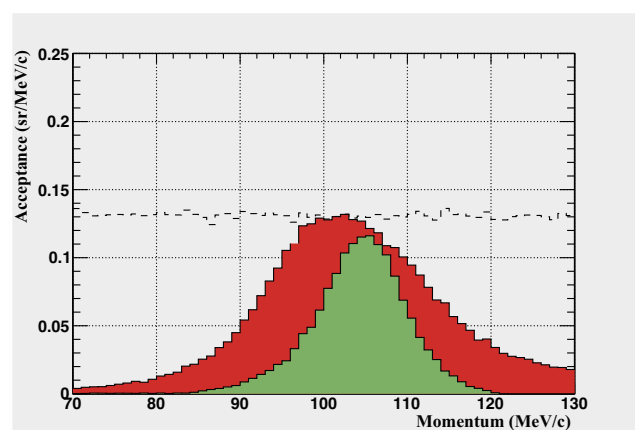


図 6: H ラインアクセプタンスの運動量依存性: 破線は H ポート通過後, 赤 (濃い灰色) は H ライン第 1 ベンド出口, 緑 (薄い灰色) は H ライン出口。

5.4 即発電子キッカー

パルス陽子ビームが標的をヒットした瞬間に発生する大量の荷電粒子をプロンプトバーストと呼ぶ。検出器に到達するプロンプトバーストのレートは、幅 300 nsec の陽子パルス当たり実に 4×10^8 個である。このままでは、検出器が飽和してしまい正常に動作しない恐れがある。この状況を改善するため、H ライン直線部分にキッカーシステムを設置してプロンプトバーストを取り除く。表 2 に即発電子キッカーのスペックを示す。このスペックは、RCS からの取り出しキッカーや、米国 SNS のシンクロトロン取り出しキッカーと類似している。ただし、磁石ギャップは即発電子キッカーの方が 2 倍ほど広いので、その部分で若干の工夫は必要となろう。

5.5 磁気スペクトロメータ

μ - e 転換を 10^{-14} の感度で探索するためには、105 MeV/c の電子に対して 0.5%(rms) の運動量分解能

表 2: 即発電子キッカー諸元

ビーム運動量	105 MeV/c
キック角	174 mrad
磁場	> 385 Gauss
ギャップ	320 mm
磁極幅	320 mm
磁極長	400 mm
台数	4
立ち上がり	—
立ち下がり	< 300 ns
パルス長	> 1 μ s
繰り返し	25Hz

を達成して DIO バックグラウンドを抑える必要がある。H ラインによる運動量選択のおかげで陽子パルス当たりの遅延電子数は 1 よりも十分小さく、複数トラックのバイルアップによるトラックパターンの誤認識は起らない。セクター電磁石の前後をそれぞれ 2 層の平面飛跡検出器で挟んだ古典的な磁気スペクトロメータで十分である。ただし、このエネルギー領域の電子は多重散乱の影響が大きいので、運動量分解能は飛跡検出器の物質量と電磁石による曲げ角で決定される。曲げ角を 80° とした場合³、飛跡検出器 1 枚当たりの物質量を放射長の 0.5×10^{-3} 以下にすれば 0.3 MeV/c(rms) の分解能を得ることができる。飛跡検出器の位置分解能は 0.3 mm(rms) で良いので、アノードワイヤー間隔が 1 mm の MWPC でも十分である。飛跡検出器の下流にはホドスコープカウンターを設置して、電子とミュオンの Time-of-Flight(TOF) 法による識別や電子の飛行方向の決定を行う。

即発電子キッカーで抑制された後でも、検出器に入射するプロンプトバーストの粒子数は陽子パルス当たり 3×10^4 個に達すると予想される。検出器はこのバーストに耐えた後、遅延電子の測定が可能な状態に 300 ns 以内で復帰しなければならない。このような条件を満たすと期待できるデバイスの開発に関しては後述する。

6 実験感度とバックグラウンド

6.1 実験感度

モンテカルロ計算で予想した μ -e 転換電子の運動量スペクトルを図 7 に示す。標的中でのエネルギー損失の影響で、 μ -e 転換電子の運動量スペクトルは低運動量側へ

長いテールを持つ。DIO バックグラウンドを十分低く抑えるために、信号領域は 102.0–105.6 MeV/c とする。これは、標的表面から深さ 4 mm までの領域で発生した電子を観測していることに相当する。ビーム強度 1 MW で 2×10^7 s データ収集を行った場合、シングルイベント感度は 2×10^{-14} となる。このビームタイムは MLF の運転時間で丸々 1 年間に相当する。

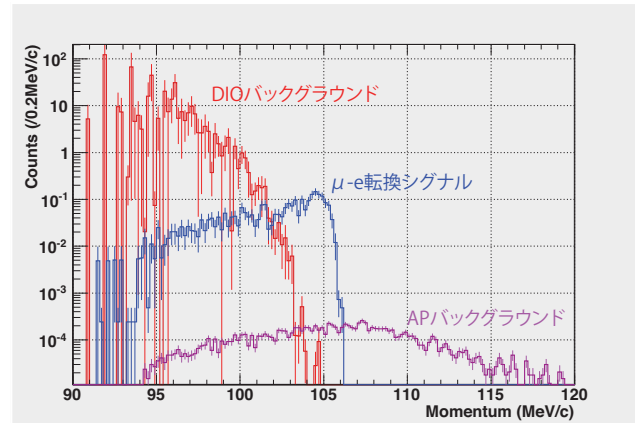
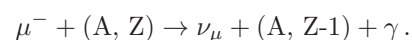


図 7: モンテカルロ計算による予想電子スペクトル。RCS 1 MW で 2×10^7 s のビームタイムと 3×10^{-14} の μ -e 転換分岐比, $R_{AP} = 10^{-19}$ を仮定した。

6.2 バックグラウンド

予想される主なバックグラウンド (BG) を表 3 に示す。DIO BG のスペクトルではミュオニック Si 原子とミュオニック C 原子の両方を考慮してある。アフタープロトン BG では、最新の測定結果にもとづき $R_{AP} < 2 \times 10^{-18}$ を仮定した。宇宙線起源のバックグラウンドは、宇宙線ミュオンが標的やビームダクト、放射線遮蔽体からたたき出した電子や散乱されたミュオンが磁気スペクトロメータをヒットすることによって発生する。宇宙線によって、逆方向に飛行する陽電子トラックなども発生するが、これはホドスコープを用いた TOF 情報で抑制できる。DeeMe では、25Hz で取り出されるパルス陽子毎に 2μ s の時間幅で信号を探索するため、検出器のデューティは $1/20000$ である。 2×10^7 s のビームタイムに対して、 μ -e 転換信号を測定している時間は高々 1000 秒にすぎない。そのため、宇宙線を検出・ベトーするシステムは必要ない。

ミュオニック原子が MC を起こす際に γ 線の放出をともしなう場合、これを Radiative Muon Capture (RMC) と呼ぶ:



親原子核が安定核の場合には、娘核は必ず親核よりも重くなるので、放出される γ 線の最高エネルギーは μ -e 転

³曲げ角を 50° まで落としても要求性能を満たすことは可能である。

表 3: 予想バックグラウンド。 2×10^7 s のデータ収集時間を仮定した。

DIO BG	0.09
アフタープロトン BG	< 0.05
宇宙線起源の電子	< 0.018
宇宙線起源のミュオン	< 0.001
Radiative Muon Capture BG	< 0.0009

換電子のエネルギーよりも低い。さらに、RMC では娘核は巨大共鳴状態に励起されることが知られており、 γ 線の最高エネルギーは $E_{\mu e}$ よりも 10 MeV 以上小さくなる。ところが、もしも親核が不安定核だった場合には娘核が親核よりも軽くなる場合があり、このときには γ 線のエネルギーが $E_{\mu e}$ よりも大きくなる可能性がある。DeeMe 実験では陽子標的とミュオン静止標的が同じため、1 次陽子による核破碎反応で生成された不安定核がミュオニック原子となり、引き続いて RMC 反応を起こす可能性がある。

3 GeV 陽子を SiC に照射した時に生成する可能性のある不安定核であって、RMC 娘核が親核よりも軽くて寿命が 1 時間以上となる核種を探したところ、 ^{26}Al 、 ^{22}Na 、 ^{18}F 、 ^{11}C 、 ^7Be の 5 核種であった。3 GeV 陽子によるこれらの核種の生成断面積はそれぞれ 20 mb であり、 2×10^7 s 後には SiC 標的中に ^{26}Al が 2 ppm 生成されると考えられる。これらの不安定核の RMC によるバックグラウンドを合計すると < 0.0009 である。

ところで、RCS からの陽子のエネルギーは高々 3 GeV であり、Mu2e や COMET で深刻なバックグラウンド源となる反陽子はそもそも生成されない。反陽子起源のバックグラウンドを心配する必要はない。

7 本番でのバックグラウンド評価

DeeMe のような稀崩壊実験のデータ解析では、可能な限り実データを用いてバックグラウンド解析を行い、モンテカルロ計算などの不定性を排した正確なバックグラウンド評価を行なうことが重要となる。そのため、実験をデザインする段階から、どのようなバックグラウンド解析が可能であるかを検討しておくことが大切である。DeeMe では、H ラインの広い運動量アクセプタンスと RCS の 25Hz パルス運転の特徴を活かして、以下に述べる様な実データを用いたバックグラウンド解析が可能であると考えている。

7.1 DIO BG

H ラインの運動量アクセプタンスが広いため、< 102.0 MeV/c の運動量領域におよそ 300 イベントの DIO 電子を観測することができる。これによって、DIO スペクトルの形や量を実験的に評価できる。DIO スペクトルの量からは、SiC 標的中に生成されたミュオニック原子の収量を算出できる。DIO 電子の時間スペクトル情報も併用することにより、ミュオニック Si 原子からの DIO とミュオニック C 原子からの DIO を分離することも可能である。

7.2 アフタープロトン BG

アフタープロトン BG のモニターには 2 通りの方法を併用する。

7.2.1 磁気スペクトロメータによるモニター

本研究の実験手法では、 $1 \mu\text{s}$ の時間スケールで $E_e > 106$ MeV/c の電子を生む可能性があるプロセスは、アフタープロトン BG 以外には存在しない。この運動量領域にイベントが観測されない場合には、信号領域中に存在するかもしれないアフタープロトン BG 数に上限 1.2 を与えることができる。この上限は十分小さい値とは言えないが、モデル依存性が少ない信頼度の高い数値である。

7.2.2 ビームロスモニター

RCS 取り出しキッカーが OFF の状態で RCS リングから取り出しビームラインへ取り出されてしまう陽子の数と、RCS 取り出し部に設置したビームロスモニター (BLM) のヒット数の間には強い相関がある。この相関係数を ε とすると、モンテカルロ計算による評価では $\varepsilon = 40$ である。また、陽子標的に当たった陽子が μ -e 転換の信号領域に電子を発生させる確率は前述したモンテカルロ計算の結果から $< 3 \times 10^{-7}$ である。検出器が μ -e 転換信号を観測しているタイミングでの BLM 信号のヒット数を N_{BLM} とすると、予想されるバックグラウンド数は $< N_{\text{BLM}} \cdot 40 \cdot (3 \times 10^{-7})$ となる。 N_{BLM} の数字にもよるが、原理的にはバックグラウンド数を 1 よりも十分小さい数字で評価することが可能である。

この BLM を用いた評価で不安要素となるのは、 ε の不定性だが、実はこの量も実験的に評価することが可能である。RCS では、取り出しタイミングの $200 \mu\text{s}$ 前でも陽子は十分加速されていて、陽子バンチで満たされたビームが RCS を周回している。取り出しキッカーが OFF であるにもかかわらず散乱などによって取り出し

れてしまう陽子があって、その陽子が陽子標的で電子を発生させるのならば、取り出しよりも前のタイミングに磁気スペクトロメータで測定することができる。これまでの予備測定によれば、取り出し前 $200 \mu\text{s}$ の時間領域で磁気スペクトロメータをヒットする電子は 200 s に 1 発程度であると予想される。 $2 \times 10^7 \text{ s}$ のビームタイムで 10^5 個のイベント数が期待できる。

7.3 宇宙線 BG

RCS は 25Hz の繰り返しで運転されるため、ビームが取り出されてから次の取り出しまで 40 ms の空き時間がある。特に、取り出しから次の入射までの空き時間はリング中に陽子が存在しないため、この間に電子スペクトロメータをヒットするイベントは宇宙線起源のイベントだけである。 μ - e 転換を観測している時間の 10000 倍以上の時間、宇宙線起源のイベントを測定することができる。

8 開発の状況

RCS からの大強度高純度パルス陽子ビームを活用した μ - e 転換過程探査実験の検討が開始されたのはかれこれ 2008 年にさかのぼる。さまざまな課題を検討・解決して具体的な実験案としてまとめたのが 2010 年夏で、KEK 物構研・ミュオン実験施設に S 型実験課題としてプロポーザルを提出し、 2011 年 1 月に Stage-1 採択された。

8.1 アフタープロトン測定

BLM を用いたアフタープロトンの測定を 2011 年 12 月から実施している。現在使用している BLM は、2 枚のプラスチックカウンターを 50 cm 水平に離して設置し、 β 線による影響を取り除くためのアブソーバ (1 cm 厚の Al 板) を間に挟んだ構造をしている。 2012 年春の測定では $R_{\text{AP}} < 2 \times 10^{-18}$ を得た。ビームダクト等に静止したミュオンの Michel 崩壊電子による影響が観測されたので、アブソーバーを 10 cm 厚の鉄板に置き換えた測定を進めている。これらの経験から、本番の実験で使用する BLM には、 3 GeV の陽子とそれ以外の粒子 (主に γ 線や 100 MeV 以下のエネルギーの電子) を識別する能力が必要であることがわかって来た。現在、 dE/dx カウンターを用いた粒子識別の可能性を検討している。

8.2 H ラインの建設

H ラインは muonium-HFS 精密測定実験や muon $g-2$ 精密測定実験、あるいはその他の μSR 実験や μ 触媒核融合実験などにも使用出来る多目的ビームラインであり、日本中間子科学会においても、S ラインと並んで早急に建設するべきビームラインとして認識されている。H ライン最上流部の捕獲ソレノイドとそれに続く双極子電磁石は、 2012 年夏に設置されている。H ライン基幹部の完成は 2015 年度中を目指している。

8.3 シリコンカーバイド製陽子標的の開発

シリコンカーバイドは大変強靱な材料で放射線損傷にも強い。基本的には、既に完成している回転黒鉛標的の黒鉛部分を SiC に置き換えるだけである。ただ、ヤング率が黒鉛の 40 倍もあるため、熱応力に関して黒鉛よりも条件が厳しいと思われる。現在は構造が一様なモノリシック SiC を使用する方向で設計を進めているが、さらに強靱な SiC/SiC 複合材料の検討も室蘭工業大学との共同研究として開始した。

また、ミュオン実験施設で SiC 標的を使用する際の課題として、下流の中性子源に与える影響を無視することはできない。中性子源である水銀標的での陽子ビームプロファイルが、SiC 標的のときには黒鉛標的のときよりも広がってしまうため、除熱効率の低下などが懸念されている。この課題を克服するべく、MLF 陽子ビームライングループと共同で、1 次陽子ビームコリメータの最適化や 8 極電磁石の新規設置によるビームプロファイルの平坦化などの検討を進めている。

8.4 即発電子キッカーの開発

即発電子キッカーのコンセプトは、KEK 加速器グループの松本浩によってデザインされたものである。現在、国内の RF 専門メーカーと共同でパルス電源の詳細設計を進めている。ところで、前述したようにこのキッカーの基本的なスペックは米国 SNS のシンクロトロンリング取り出しキッカーに近い。SNS シンクロトロンシステムは BNL の設計製造による。そこで、日米科学技術協力事業を活用して、BNL のキッカー電源・電磁石の専門家とのコラボレーションによる BNL 方式でのキッカーシステムのデザインも 2012 年度から開始した。このような活動を通して、積極的に国外からの共同実験者を増やしたいと考えている。

8.5 Micro-Cell MWPC の開発

磁気スペクトロメータ用飛跡検出器は、多重散乱を低減する必要があるのでガスワイヤーチェンバーとするしかなさそう。プロンプトバーストの電子などによって発生する大量のイオンをすみやかに取り除くため、イオンのドリフト長を 0.5 mm 程度に抑えたい。空間分解能は 0.3 mm(rms) でも十分なため実は 1 mm spacing の MWPC でも問題ない。そこで我々は、西口創の考案した、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤーを 0.5 mm 間隔で交互に配置し、アノードワイヤーとカソード面の間隔を 0.6 mm まで狭くした特殊な MWPC(Micro-Cell MWPC) のデザインを採用することとした。

2012 年に有感領域の小さいプロトタイプを製造して線源によるテストを行い、良好な動作性能を得た。2013 年 2 月には MLF でパルスビームを用いた実証試験を行う予定である。まずは、プロンプトバーストを照射しても高電圧がブレイクダウンしないことを確認したい。ブレイクダウンする場合には、クエンチングの効果が高いガスに置き換えたり、アノードとカソード間の距離を離したり、あるいはアノード電圧をバーストの時だけ一時的に低くしたりするなどの対策を行なう予定である。

9 まとめと今後

DeeMe は、陽子標的中にミュオン原子が生成される現象に着目した μ -e 転換の探索実験である。このアイデアは、J-PARC RCS からの大強度高純度パルス陽子ビームの特徴を活かすことにより実現可能となった。シングルイベント感度は 2×10^7 s のビームタイムで 2×10^{-14} である。このビームタイムは MLF 運転時間で丸々 1 年間に相当する。バックグラウンドが予想通り十分小さいことが実証されれば、ビームタイムを延長することによって 5×10^{-15} の感度に到達することも可能である。これは現在の上限値を 2-3 桁も改善する感度であり、 μ -e 転換の研究を大きく発展させることになる。

H ラインは、中性子源の実験や他ミュオンビームラインでの実験と同時に使用することができる。MR を用いたハドロンホールの実験や T2K 実験ともまったく干渉しない。さらに、H ラインは多目的のビームラインであり、muonium HFS 実験や μ on $g-2$ 、 μ SR 実験などにも活用できる。シリコンカーバイド製回転標的は μ SR で利用する surface muon の収量も倍にする。DeeMe だけのために必要な装置は、磁気スペクトロメータと即発電子キッカー⁴ だけである。検出器の建設コストは科研

費で十分にまかなえる金額であり、DeeMe 実験の費用対効果比は驚く程高い。

DeeMe 実験の科学研究費補助金基盤 (S) が 2012 年度に採択され、シリコンカーバイド製回転標的の開発と検出器の開発が既に始まっている。我々は、検出器の建設を 2015 年までに完了する計画である。H ラインの建設計画も進んでおり、2015 年中に完成する見込みとなっている。RCS からの陽子ビームパワーも 2015 年には 1 MW に到達する計画であり、2015 年には物理データ収集を開始して、タイムリーに物理結果を公表して行きたい。世界で最初に μ -e 転換の信号を発見できる可能性も高い。

最後に DeeMe 実験と COMET 実験の関係についてコメントしたい。前述したように、両者は加速器も実験場所も全く異なり、お互いに干渉しない。測定手法にも異なる部分があり、実験手法に起因するリスクをお互いにカバーし合っていると言える。その一方で、 μ -e 転換を探索するという点では同じ仲間なので、お互いに学び合えることも多い。COMET の最終到達感度は 10^{-16} であり、Mu2e に対抗できる感度である。1500 億円もの費用を投じて建設された J-PARC である。現有設備を骨までしゃぶって最大限の成果を達成しようとするならば、とにかく DeeMe はタイムリーに実行してしまい、COMET も Mu2e に対抗できるスケジュールで粛々と準備を進めるのがベストの戦略である。

10 謝辞

本研究は、複数の研究者と協力しながら進めている共同研究です。アイデアの段階から一緒に実験をデザインしてきた方々とは、本研究をここまで発展させることができたことを率直に喜び合いたいと思います。また、本研究の面白さに引かれて途中から参加して下さった方々には、大変勇気づけられています。本研究もいよいよこれから本番です。本稿をお読みになって興味を持たれた方は、遠慮なくご連絡下さい。いっしょにたのしみましょう。

J-PARC 加速器、MLF 実験施設、ミュオン実験施設の皆様には大変お世話になっています。これから益々忙しくなりますが、今後ともどうか宜しくお願いいたします。

なお、本研究は JSPS 科研費 24224006 の助成を受けています。

参考文献

- [1] E.P. Hincks and B. Pontecorvo, Phys. Rev. **73**, 257 (1948).

⁴実は即発電子キッカーにしても、H ラインで μ SR 実験などを行う場合にミュオンパルス数を 2 から 1 へ減らすために使用することができる。このようなパルス数の操作が必要な μ SR 実験もある。

- [2] Particle Data Group, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [3] Y. Kuno and Y. Okada, Rev. of Mod. Phys. **73**, 151 (2001).
- [4] K. Agashe, A.E. Belchman and F. Petriello, Phys. Rev. D **74**, 053011 (2006).
- [5] M. Blanke *et al.*, Acta Phys. Polon. B **41**, 657 (2010).
- [6] T. Goto, Y. Okada and Y. Yamamoto, Phys. Rev. D **83**, 053011 (2011).
- [7] J. Adam *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 171801 (2011).
- [8] U. Bellgardt *et al.*, Nucl. Phys. **B299**, 1 (1988).
- [9] W. Bertl *et al.*, Eur. Phys. J. C **47**, 337 (2006).
- [10] S. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. D **38**, 2102 (1988).
- [11] C. Dohmen *et al.*, Phys. Lett. B **317**, 631 (1993).
- [12] B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 021802 (2010).
- [13] A. de Gouvea, *talk at "Eighth International Workshop on Neutrino Factories, Superbeams and Betabeams (NuFact06)"*, UC Irvine (2006).
- [14] G. Bardin *et al.*, Nucl. Phys. A **352**, 365 (1981).
- [15] R. Kitano, M. Koike and Y. Okada, Phys. Rev. D **66**, 096002 (2002).
- [16] A. Czarnecki, X.G. Tormo and W.J. Marciano, Hyperfine Interact. **210**, 19 (2012).
- [17] R.M. Carey *et al.*, "Mu2e Proposal" (2008).
- [18] COMET Collaboration, "COMET Proposal" (2009).
- [19] A. Aguilar-Arevalo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A **609**, 102 (2009).
- [20] E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. **72**, 399 (1947).