

■ 研究紹介

MEG 実験による $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索

東京大学 素粒子物理国際研究センター

森 俊 則

mori@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

2017 年 (平成 29 年) 12 月 12 日

1 はじめに

MEG (Meg, Mu-E-Gamma) 実験 [1] は、1999 年に東京大学と KEK、早稲田大学の研究者がロシアの研究者と共にスイス国立ポールシェラー研究所 (PSI) に実験プロポーザル [2] を提出し、同年 PSI の研究委員会で承認されて始まったものである。承認後まもなく PSI とイタリアの研究グループが加わり、その後米国のグループも参加して、学生も含め総勢 60~70 人の国際共同実験となった。数年にわたる測定器の研究開発の後、2007 年に実験装置が完成、2008 年より本格的に実験を開始し、その後毎年データを取得して、2013 年に終了した。

残念ながら目標とする $\mu \rightarrow e \gamma$ (ミューイーガンマ) 崩壊の発見には至らず、2016 年に発表した最終論文においてその分岐比に 4.2×10^{-13} という上限値をつけた [3]。現在は実験感度をさらに 10 倍あげたアップグレード実験 MEG II [4] を立ち上げつつある。

ここでは、MEG 実験について振り返って簡単にまとめてみたいと思う。

2 $\mu \rightarrow e \gamma$ の物理

$\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊は、第二世代の荷電レプトンであるミューオンがガンマ線を放出して、第一世代の電子へ変換する現象である。この反応はどの物理法則にも違反しないので当然起こるはずであるが、これまで一度も観測されたことがない。これにより、電子とミューオンは異なる保存量「フレーバー」を持っているとされてきた。

ところがニュートリノ振動が発見され、フレーバーの保存などというのは幻想であることがわかった。ニュートリノ振動により、図 1 (a) のダイアグラムを通して $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊は必ず起こる。ところがニュートリノの質量が電弱スケールに比べて極めて軽いため、その崩壊分岐比は 10^{-54} 程度まで抑制されている。つまり、 $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊が見つからないのはフレーバーが保存するからではなく、ニュートリノの質量が軽いせいであった。

とすると、ニュートリノの代わりに何か適度に重い粒子が媒介すれば (図 1 (b))、 $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊は実験で観測できる大きな分岐比で起こることになる。つまりこの崩壊は、荷電レプトンと結合するそのような重い粒子を伴う新物理に対して、非常に感度の高いプローブになる。

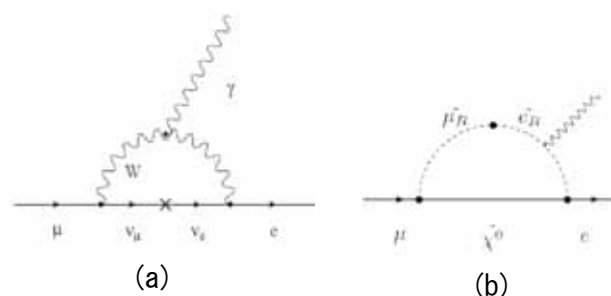


図 1: (a) ニュートリノ振動、(b) 重い新粒子を通じた $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊のダイアグラム。

2.1 超対称大統一理論とシーソー理論

1990 年代初頭、東京大学のグループは CERN の LEP 電子陽電子コライダーで大量の Z^0 粒子の精密測定を行っていた。その結果から、超対称大統一理論では三つの相互作用が 10^{16} GeV という超高エネルギーで統一されることがわかった (図 2)。カミオカンデ実験が目指していた超対称性のない大統一理論ではうまく統一されない。超対称大統一理論では大統一のエネルギーがより高いため、カミオカンデで陽子崩壊が見つからなかったのは当然で、当時まだ始まっていなかったスーパーカミオカンデ実験でも発見は困難のように思われた。

1995 年には LEP 実験の予想通り約 175 GeV という途方もない質量でトップクォークが米国 Tevatron で発見されたが、同じ頃、超対称大統一理論では $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊が 10^{-11} から 10^{-14} という、現実に観測できそうな分岐比で起こることが示された [5]。

超対称理論など新物理のモデルでは、 $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊が起こらないように、最初にフレーバー普遍性などを仮定

するのが常套手段となっている。ところが超対称大統一理論では、最初にそのような仮定をしておいても、くりこみ群方程式を通して重いトップクォークの効果により自然にフレーバーの混合が起こり、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が大きな分岐比で起こるようになるのである。

その後スーパーカミオカンデによってニュートリノ振動が確立したが、ニュートリノのシーソー理論でも同様のことが起こり、大きなニュートリノ混合がより大きな $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を導くことが示された [6]。

故折戸教授の発案で東京大学を中心とするグループは $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験の検討を始め [7]、1996 年には優れたミュオンビームを持つ PSI を訪れて国際的な議論を開始した。1997 年からは $\mu \rightarrow e\gamma$ 実験の実現を目指す国際研究会が PSI で定期的開催されるようになり、1998 年の Letter of Intent [8]、1999 年の実験プロポーザル [2] に繋がった。

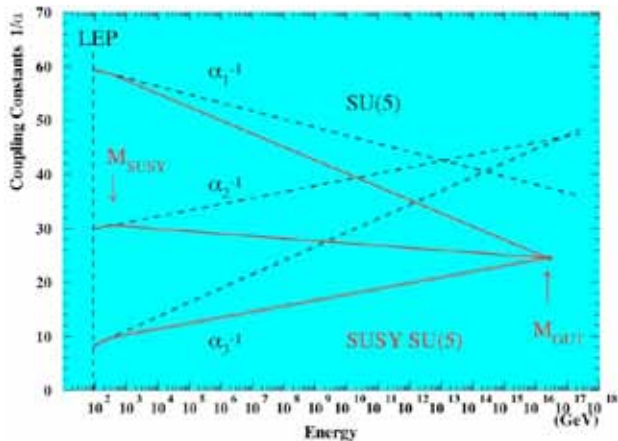


図 2: LEP での精密測定により、超対称性を入れたモデル (実線) では三つの相互作用の大統一がおよそ 10^{16} GeV で起こることが示された。一方、超対称性を入れないモデル (点線) では統一されない。

2.2 ミューオンの異常磁気能率と LHC

図 1 (b) で電子をミュオンに置き換えると、ミュオンの異常磁気能率 $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ の高次効果を表すダイアグラムとなる。2006 年に発表された米国ブルックヘブン研究所での a_μ 測定の最終結果 [9] は、標準理論から約 3.5σ ずれており、このような重い新粒子のダイアグラムでうまく説明できる。もしそれが本当だとすると、当然 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊にも同様のダイアグラムを通して大きく効いてくるはずである。図 3 は、ある超対称モデルに対して a_μ の標準理論からのずれ Δa_μ と崩壊分岐比 $B(\mu \rightarrow e\gamma)$ の関係を示したものである [10]。このような相関は新粒子のモデルの詳細にはあまり依らず、

$\mu \rightarrow e\gamma$ が $\mathcal{O}(10^{-12})$ 程度の大きな分岐比で起こることを示唆する。

一方、2012 年に LHC で発見されたヒッグス粒子は 125 GeV と比較的軽く、大統一理論やシーソー理論のシナリオとは矛盾しない。LHC はその後 2015 年から衝突エネルギーをほぼ倍増して運転しているが、これまで新粒子は見つかっていない。図 1 (b) のダイアグラムには LHC での発見が難しい強い相互作用をしない新粒子が寄与するため、LHC 実験による制限はまだ緩い。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の探索は、LHC 実験とは違った角度から新しい物理に迫るものである。

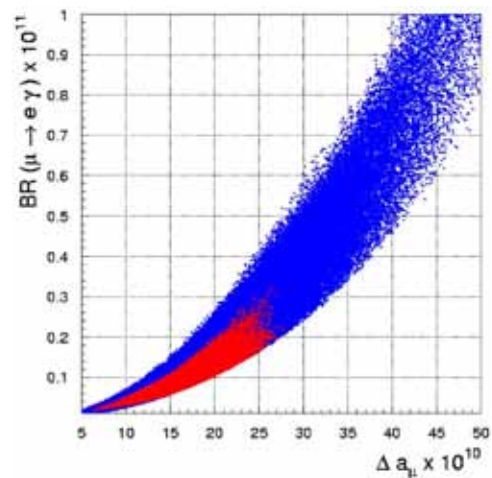


図 3: ミューオン異常磁気能率の標準理論からのずれ Δa_μ と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比の相関 (文献 [10] より転載)。 $\Delta a_\mu = (29 \pm 8) \times 10^{-10}$ であり $\mu \rightarrow e\gamma$ が 10^{-12} 程度で起こることを示唆する。フレーバー混合は $|\delta_{LL}^2| = 10^{-4}$ と仮定されている。

3 $\mu \rightarrow 3e$ と $\mu N \rightarrow eN$

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊とよく似たミュオンの反応過程に、ミュオンが三つの電子に崩壊する $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ 崩壊 ($\mu \rightarrow 3e$ 崩壊) と、ミュオン原子の中のミュオンが電子に転換するミュオン・電子転換反応 $\mu^-N \rightarrow e^-N$ (N は原子核) がある。これらの反応過程は、図 1 で光子の端に電子・陽電子対またはクォーク対を足すことにより得られ、反応確率は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のおおよそ $\alpha \sim 1/100$ と考えられる。

正確な計算によると以下の関係がある：

$$B(\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+) \simeq 0.006 \times B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)$$

$$R(\mu^-N \rightarrow e^-N) \simeq 0.0026 \times B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)$$

ここで $R(\mu^-N \rightarrow e^-N)$ は、ミュオン捕獲反応に対するミュオン・電子転換反応の起こる割合を表す。

超対称モデルでは多くの場合、この関係式は正しい。一方、光子以外の粒子による過程が $\mu \rightarrow 3e$ や $\mu N \rightarrow eN$ に大きく寄与するモデルでは、この関係式は必ずしも成り立たないことに注意する必要がある。

これら三つの過程のこれまでの探索の歴史を、上記の関係式を使って $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比に焼き直してプロットしたのが図4である。MEG 実験が新たな領域を大きく切り開いてきたことが見て取れる。ここしばらくなかった $\mu \rightarrow 3e$ と $\mu N \rightarrow eN$ の探索は2020年代にかけて実施される予定で、いよいよ $O(10^{-14})$ の時代を迎えようとしている。

このようにいくつもの探索計画が現在急速に進んでいるのは、もちろん新物理発見の期待が高まっているからであるが、それに加えて、そのような感度の高い探索を可能にする新しい実験技術が、時機を逸することなく考案・開発されてきたからでもある。

この予定通り進むと、もし $\mu \rightarrow e\gamma$ が発見されれば、他の二つも続けて発見され、新物理の存在が確実なものとなる。一方、たとえ $\mu \rightarrow e\gamma$ が発見されなくても、 $\mu \rightarrow 3e$ と $\mu N \rightarrow eN$ が発見される可能性がある。ひとたび発見されれば、それぞれの崩壊分岐比の上記関係式からのずれが、背後にある新物理を探るヒントとなる。さらに、 $\mu \rightarrow e\gamma$ と $\mu \rightarrow 3e$ の角度分布、 $\mu N \rightarrow eN$ の核種依存性を調べることで、新物理の正体についてさらに強力な手がかりが得られるだろう。

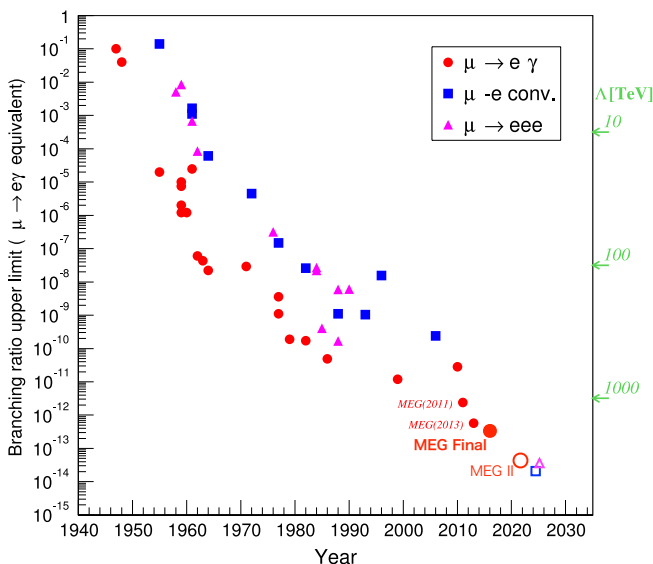


図4: $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比の上限値 (90%信頼度) の歴史。 $\mu \rightarrow 3e$ と $\mu N \rightarrow eN$ については本文中の関係式を用いて $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比に焼き直してある。白抜き記号は、現在準備中の実験のうち主要なもの (MEG II、COMET-II/Mu2e、Mu3e-III)。

4 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の戦略

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を見つけるには、静止しているミュオン崩壊を測定して、電子とガンマ線がそれぞれミュオン質量のちょうど半分のエネギー (52.8 MeV) を持って反対方向へ同時に飛び出す事象を探せばよい。ミュオンは物質中で減速して静止させる。ただし負電荷ミュオンは、原子核に捕らえられてミュオン原子となり、崩壊の際に原子核が反跳してしまうため、正電荷ミュオンを使わないといけない。

陽子ビームを生成ターゲットにぶつけて、そこから出てくる正電荷ミュオンを磁石で集めると、その運動量分布には 28-29 MeV/c 付近に鋭いピークがある。これは生成ターゲットの表面付近で静止した正電荷パイオンの二体崩壊から来るミュオンで、「表面ミュオン」と呼ばれ、100%偏極している。低エネルギーで運動量がよく揃っているため、薄い静止ターゲットでほぼすべてを静止でき、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索にはもってこいである。静止ターゲット中での多重散乱とエネルギー損失が崩壊陽電子の測定を制限するため、静止ターゲットは薄ければ薄い方がよい。

滅多に起こらない $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探するためには、大量のミュオンを測定する必要がある。 10^{-13} の崩壊分岐比まで探索するには最低でも 10^{13} 個のミュオン崩壊を測定しなくてはならず、現実的に累積1年程度のビームタイムで実験を終わらせることを考えると、検出効率を数%として、必要となるミュオンビーム強度は、毎秒 10^7 を超える。

このように非常に高い計数率の実験なので、偶発的なバックグラウンドが大きき問題となる。これは、あるミュオンの通常の崩壊 (ミシエル崩壊) $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu}$ からの陽電子と、別のミュオンの輻射崩壊から出てくるガンマ線が、たまたま反対方向へ同時に飛び出して $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に見えてしまうものである。ガンマ線としては、陽電子が物質中で飛行中に消滅して発生するもの (AIF: Annihilation in Flight) もある。

ミュオンの輻射崩壊 $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ も、ニュートリノのエネギーがほとんどゼロのものは、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊と区別がつかなくなる。しかし輻射崩壊において、たとえば陽電子とガンマ線のエネギーがそれぞれ 52.8 MeV の1%および5%以内に入る確率は 10^{-14} 程度であり、十分良い分解能で測定すれば、偶発的バックグラウンドに比べて十分小さく抑えることができる。

偶発的バックグラウンドはミュオンの計数率の二乗に比例して増えるので、瞬間的なミュオン数が多いパルスビームよりも、常に同じ頻度でミュオンが崩壊する直流ビームの方が、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の探索に適している。

偶発的バックグラウンドの陽電子はミシエル崩壊からくるので 52.8 MeV 付近のものが一番多い。したがって

陽電子の運動量分解能をいくら頑張っても、画期的にバックグラウンドを落とすことは難しい。陽電子の測定では、毎秒 10^7 を超える陽電子をいかに素早くさばいて再構成することができるかが一番重要な課題である。以前の米国の実験はここで失敗した。

一方、偶発的バックグラウンドのガンマ線は主に輻射崩壊からきており、そのスペクトルは、最高端の 52.8 MeV に向かって急激に落ちていく。したがってガンマ線のエネルギー分解能をあげれば、原理的にはいくらでもバックグラウンドを減らすことができる。

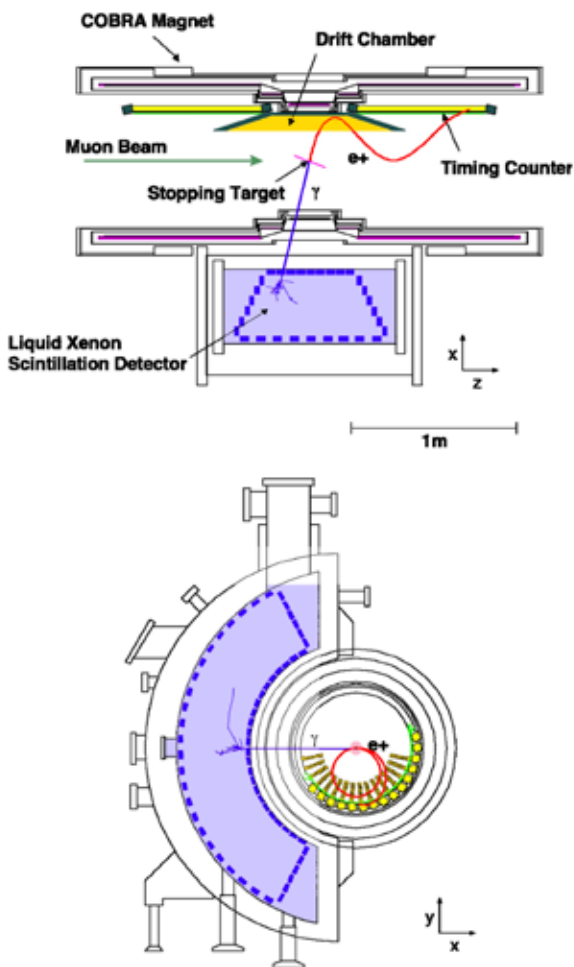


図 5: MEG 実験装置の概略図。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象のシミュレーションが重ねられている。

5 MEG 実験

前節の考察により、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の戦略は以下の三点に集約される：

- 毎秒 $10^7 - 10^8$ もの正電荷ミューオンの直流ビーム
- 大量の陽電子をさばくスペクトロメータ
- エネルギー分解能の優れたガンマ線測定器

以下では、これら三つの鍵となる実験技術を中心に、MEG 実験装置 [11] (図 5) について解説する。

5.1 PSI の大強度表面ミューオン直流ビーム

毎秒 $10^7 - 10^8$ もの大強度の直流ミューオンビームは、世界中で唯一 PSI にしか存在しない。PSI は、パイオンやミューオンの生成に適した 590 MeV の陽子サイクロトロンを持ち、2.2 - 2.4 mA の陽子ビームは 1.4 MW と世界最強のパワーを誇っている。陽子ビームは 50.6 MHz の RF パルス構造を持つが、ミューオンの寿命は $2 \mu\text{sec}$ と長く、直流ミューオンビームと考えてよい。PSI のサイクロトロンは現在も少しずつ増強されており、将来的には 3.0 mA、1.8 MW を視野に入れている。

冷却のため回転する車輪状の 4 cm 厚グラファイトターゲットに陽子ビームを当て、大量の表面ミューオンを生成する。MEG 実験を実施する $\pi E5$ ビームラインは、陽子ビームに対して 166° の後方から大立体角でミューオンを引き出す。運動量選択して引き出されたビームにはミューオンの 10 倍近い陽電子が含まれているため、静電セパレータと四重極電磁石を使って取り除く。その後ビーム輸送用の超伝導ソレノイド (BTS) によって COBRA 陽電子スペクトロメータ (次節参照) の中心に置かれたミューオン静止ターゲットへ導く。BTS と COBRA の作る磁場はターゲットに向かって強くなっており、ビームが絞られて、ターゲットでのビームサイズは約 $2.3 \text{ cm}\phi$ となる。

静止ターゲットは強度も考慮して、厚さ $205 \mu\text{m}$ のポリエチレン/ポリエステル層状フィルムをビームに対して約 20° の角度に傾け、機械的強度に優れた発泡材 (Rohacell) の枠で吊り下げた (図 5、6)。ターゲットで静止させるミューオン数は、測定器の性能とバックグラウンドの兼ね合いにより、 $3 \times 10^7/\text{sec}$ としたが、実際にはそれより 2-3 倍多いミューオンを止めることが可能である。

5.2 COBRA 陽電子スペクトロメータ

毎秒 3×10^7 ものミューオン崩壊から出てくる大量の陽電子を精度よく測定するため、COBRA (COntant Bending RAdius) 超伝導電磁石を考案した。3 種類の異なる半径を持つ 5 つのコイルからできており (図 5、7)、それによって中心軸に沿って中心で強く (1.27 T) 両端で弱い (0.49 T) 特殊な勾配磁場を作っている。

この勾配磁場中では、同じ運動量を持つ陽電子は、ビーム軸に垂直な面内での軌道半径が放出角度によらず一定となる (図 7 (a))。これが COBRA の名の由来である。このおかげで、測定器をビーム軸から離して設置するこ

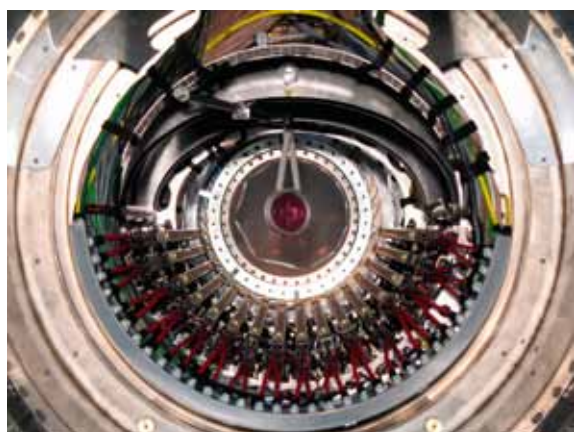


図 6: 下流側から見た COBRA 電磁石内部。中心にミュオン静止ターゲットが吊るされ、下部に 16 枚のドリフトチェンバーが並んでいる。全体はヘリウムガスに満たされている。

とにより、運動量の高い陽電子しか測定器に入ってこない。またビーム軸にほぼ垂直に放出された陽電子でも、スペクトロメータ内に長く留まることなく、すばやく掃き出され (図 7 (b))、測定器の計数率が抑えられる。

様々な磁場配置を検討していた時に、ある特定の勾配磁場では、軌道半径が最大時の陽電子の分布がターゲット上のミュオン分布そのままの投影になっていることに気が付き、それが COBRA のデザインにつながった。

ガンマ線は、COBRA を突き抜けてその外側に置かれた液体キセノンガンマ線測定器で測定される。そのため、ガンマ線が通過する中心コイル部分は輻射長で $0.2X_0$ 以下に物質量が抑えられており、 $\mu \rightarrow e\gamma$ の 52.8 MeV ガンマ線は約 85% が相互作用せずに通過する。これは KEK 超伝導低温工学センターが開発した高強度アルミ安定材を用いた薄肉超伝導コイル技術によって可能となった。

COBRA はその特殊な勾配磁場を実現するためリターンヨークを持たず、漏れ磁場が大きい。液体キセノン測定器で使用している光電子増倍管は強磁場中では動作しないため、COBRA の周りにヘルムホルツコイル状に二つの大きな常伝導コイルを設置してその周辺の磁場を 50 ガウス以下に抑えている。漏れ磁場は、真空ポンプや冷却ファン、さらには隣の μ SR 用低速ミュオンビームラインなどに影響を及ぼし、その対策には苦労した。

ターゲットから来る約 45 MeV/c 以上の陽電子はドリフトチェンバー (DC) によって測定され、運動量とミュオンの崩壊位置が求められる。陽電子は DC を抜けて磁場中をさらに一周した後、タイミングカウンター (TC) に入ってその時間が測定される (図 5)。陽電子の中には DC のフレームやケーブルなどに衝突して TC に到達しないものも少なからずあり、探索効率に影響した。

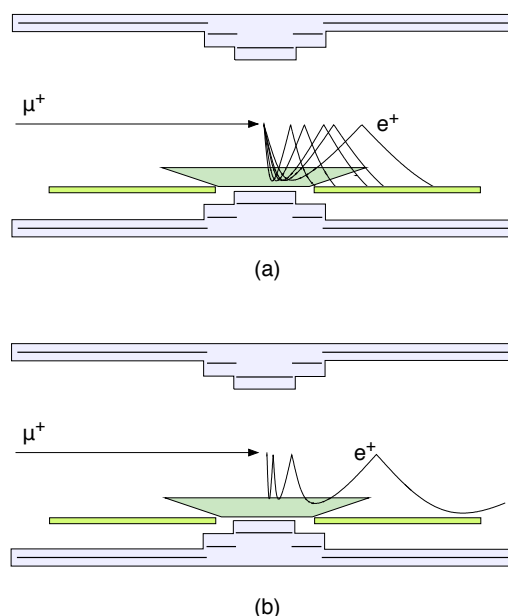


図 7: COBRA 勾配磁場の原理。(a) 陽電子は放出角によらず同じ運動量のもとは同じ半径の軌道を描く。(b) ビーム軸にほぼ垂直に放出された陽電子も素早くスペクトロメータ外に掃き出される。

ドリフトチェンバー (DC)

52.8 MeV の陽電子の測定精度は多重散乱によって制限されており、陽電子アクセプタンス内の物質量を減らすことは必須の条件である。これによって AIF によるバックグラウンドも減る。そのため COBRA 電磁石内はヘリウムガスで満たされ、チェンバーガスとしてヘリウムとエタンを半々混ぜたものを使った。

DC は 16 枚の独立したモジュールでできており (図 6)、各モジュールはドリフトセル ($9 \times 7 \text{ mm}^2$) を半セルずらした 2 層から成っている。COBRA 磁場のおかげで、最も内側のセルでも 10 kHz 程度の計数率に抑えられた。両側読み出しによる電荷分配 (Charge Division) とカソードパッドによってワイヤー方向の位置が得られ、素早い三次元軌道の再構成が可能となっていた。

DC 外壁は厚さ $12.5 \mu\text{m}$ のフィルム表面に約 250 nm のアルミのパッドをエッチングした。薄さを保ちつつパッドの位置精度と面抵抗の一様性を実現するには多くの試行錯誤が必要であった。DC 内外の微妙な圧力差でカソード面が変形しないよう、圧力差変動を 0.005 Pa 程度に抑えるガスシステムも開発した。

これらの努力により、52.8 MeV 陽電子の軌道に沿った全物質量は、輻射長で平均 $2 \times 10^{-3} X_0$ と非常に小さな値を実現することができた。

陽電子運動量の較正は、ミッセル崩壊スペクトルの最高端エッジを使って行い、52.8 MeV の陽電子に対して 0.58% (σ) の分解能が得られた (図 8)。ミュオン崩

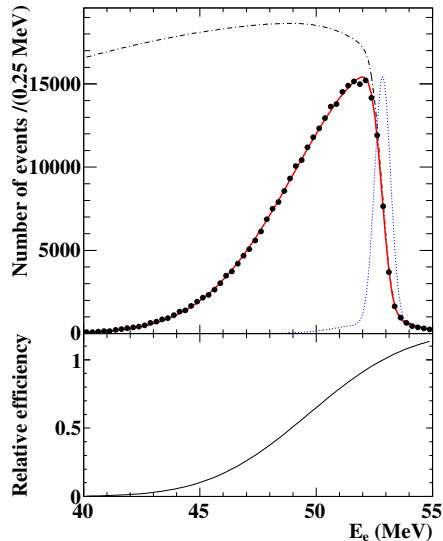


図 8: ミシェル崩壊陽電子の測定スペクトル (黒丸)。ミシエルスペクトルの理論分布 (一点鎖線) と測定器アクセプタンス (下のグラフ) をフィットして求めたドリフトチェンバーの分解能関数 (青点線)。

壊位置については、静止ターゲットに小さな穴がいくつか開けてあり、これらを正しく再構成することで、ターゲットの位置や傾き、勾配磁場に対する DC の配置、軌跡再構成アルゴリズムによるバイアス等が調べられた。

タイミングカウンター (TC)

TC は、ビーム上流側と下流側のそれぞれに 15 本設置された $4 \times 4 \times 90 \text{ cm}^3$ のプラスチックシンチレータである。時間分解能はシンチレーション光が多いほどよくなるので、太いシンチレータで光量を稼ぎ、集光効率を最適化した。強磁場中なので、読み出しにはファインメッシュ型の光電子増倍管を使った。TC 全体を特殊なフィルムで覆って窒素ガスを流すことにより、COBRA 内のヘリウムから光電子増倍管を守った。

正確な陽電子のタイミングを得るためには約 1 cm の精度で TC への入射位置を知る必要がある。TC の両端読み出しにより TC の長さ方向の位置がわかり、DC から陽電子の軌跡を外挿して入射角などを得た。TC 単独の時間分解能は 50–70 ps であったが、DC と TC の間にある物質の影響により実効的な分解能は 100 ps にとどまった。TC の直前に設置したシンチレーションファイバーは、独立な位置情報を提供して時間測定を改善できるはずだったが、残念ながらほとんど動作しなかった。

図 9 にサイドバンドデータの陽電子とガンマ線の時間差分布を示した。輻射崩壊のピークから、液体キセノンガンマ線測定器によるガンマ線の時間測定と合わせて、122 ps の時間分解能が得られているのがわかる。

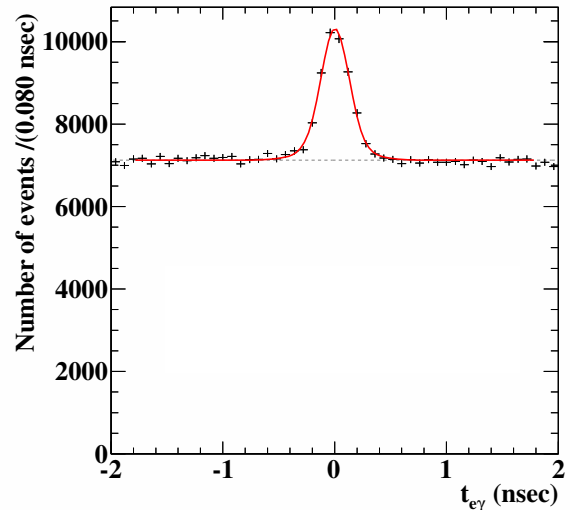


図 9: 陽電子とガンマ線の時間差 ($t_{e\gamma}$) の分布 (サイドバンド)。ピークは輻射崩壊事象、平らな分布は偶発的バックグラウンド事象。

5.3 液体キセノンガンマ線測定器

優れた分解能を持つガンマ線測定器としては、主に二つのタイプが考えられる: (1) Z の大きな物質によって電子・陽電子対生成を起こす薄い層と、それに続く磁場スペクトロメータから成る「対生成スペクトロメータ」、(2) 光量が多く、時間応答の速い結晶シンチレータ、である。

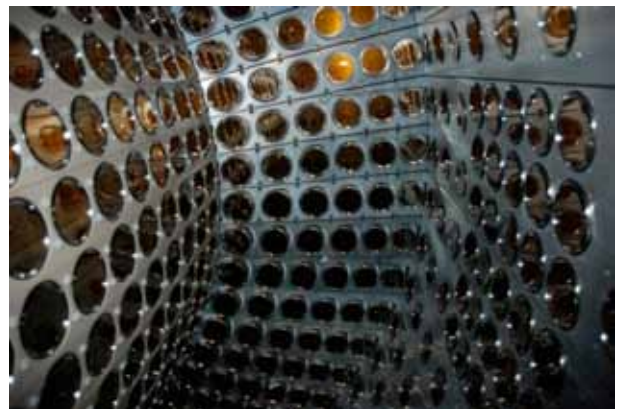


図 10: 液体キセノンガンマ線測定器の内部。低温で作動し真空紫外光に感度のある 2 インチ光電子増倍管が 846 本並んでいる。

対生成スペクトロメータの問題点は、検出効率が極めて低いことと、さらに致命的なのは高計数率下での電子・陽電子対の軌道再構成が大変難しいことである。一方で結晶シンチレータは、不純物や不均一さ、さらにはガンマ線の反応位置による集光効率の違いが、分解能を制限する。また一般的に位置分解能が悪い。

そこで MEG 実験では、液体キセノンを使ったこれま

でないガンマ線測定器を新たに開発した。液体キセノンは輻射長が 2.8 cm で発光量は NaI 結晶の約 75 % もあり、液体のため一様性には問題がない。また結晶と違い、純化作業によって必要なだけ不純物を落とすことができる。時間応答も速く、ガンマ線に対する信号の減衰時間は約 45 nsec である。したがって高い計数率にも耐えられ、優れた時間分解能が期待できる。また一様な集光効率を実現するため、約 800 l の液体キセノンの有効体積全体を 846 本の 2 インチ光電子増倍管で取り囲んでその直接光を捕らえるデザインとした (図 10)。

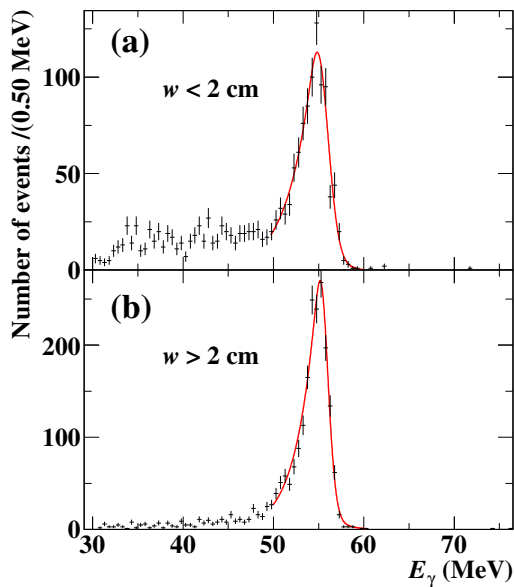


図 11: 液体キセノンによる 54.9 MeV ガンマ線のスペクトル。(a) ガンマ線の反応が光電子増倍管の光電面から 2 cm 以内で起こった場合、(b) 2 cm より遠くで起こった場合。

最終的に液体キセノンを選んだ決め手となったのは、このデザインでガンマ線の入射位置が約 5 mm というよい精度で得られたことであった。50 MeV 程度のガンマ線は、液体キセノンに入ってから数センチで対生成を起こし、小さな電磁シャワーを作る。シャワーはまばらで大きく広がり、光量分布全体からシャワーの重心位置を求めても、ガンマ線の位置は精度よく決まらない。ガンマ線の入射位置の周りがある光電子増倍管に注目すると、入射位置を中心とする鋭い光量分布が得られるが、それは対生成の位置からの立体角でほぼ決まり、その後ろに広がるシャワー分布にはあまり依らずに、対生成の起こった位置を正確に求めることができる。要するに、シャワー全体ではなく最初の対生成から出る光に注目するのである。同様にガンマ線の時間測定も対生成からの直接光を測ることで、65–70 psec という優れた時間分解能を達成できた。

液体キセノンを使う上で厄介なことは、シンチレー

ション光が真空紫外光であることと、マイナス 110 度に冷やさなくてはならないことである。波長変換剤を使うことも考えたが、変換剤の一様性の問題がある。また低温では光電子増倍管の光電面抵抗が大きくなって、光電子が出なくなるという問題があった。

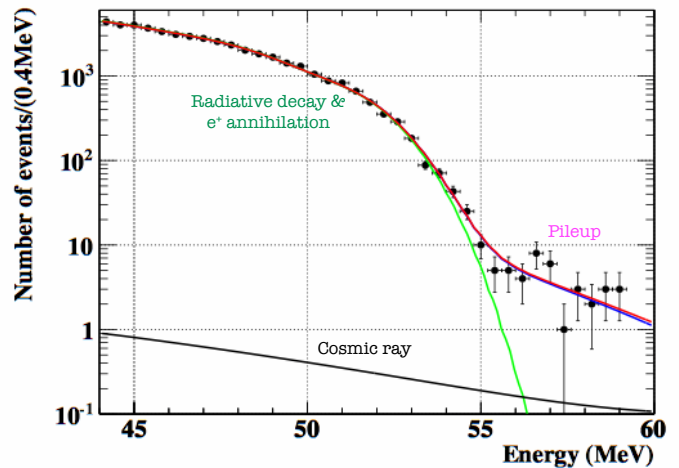


図 12: サイドバンドのガンマ線エネルギー分布。この分布からエネルギー分解能とスケールが得られ、実験中モニターに使われた。

そこで浜松ホトニクスとの共同研究により、液体キセノン中に浸して使える紫外光に感度のある光電子増倍管を開発した。これは現在、ダークマター探索の液体キセノン検出器などに使われる標準的な技術となっている。

また液体キセノンの冷却には、KEK 素核研低温グループによりキセノンに最適化したパルス管冷凍機が開発された。十分な冷凍能力を持ち、振動ノイズが少なく保守が容易ということで、これも液体キセノンを使う世界中の研究者の間で広く使われるようになった。

液体キセノン測定器は、COBRA 電磁石を囲うように C 型の真空断熱容器からできており、ガンマ線の入射面は物質量を極力減らすため、アルミハニカムとカーボンファイバーのサンドイッチパネルを製作して使用した。イタリアから予算を引き出すのに日本製の光電子増倍管を買うだけでは難しいというので、真空断熱容器の製作を任せましたが、そのおかげで散々苦労した。三原氏の記事 [12] にはその辺りの話が随分控えめに書かれている。

高計数率の実験では、複数のガンマ線がほぼ同時に入射する事象が起こる。その場合複数のガンマ線が一つの高エネルギーガンマ線に見えてしまうと $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のバックグラウンドとなり得る (パイルアップ)。液体キセノン測定器は位置と時間の分解能が優れているので、複数のガンマ線を再構成して分離することができる。そのために高速波形デジタル回路 (DRS: Domino Ring Sampler) を開発して、すべての光電子増倍管の信号波形を記録した。この DRS 回路はその後様々な実

験に使われているようである。

測定器が大きいためシンチレーション光の吸収が問題となるが、キセノンはエキサイマー (Xe_2^*) を通して発光するため、キセノン自身による吸収はない。したがって水や酸素などの紫外光を吸収する不純物が問題となる。特に水は 100 ppb レベルでも測定器の性能に大きな影響を与える。測定器の焼きだしができないため、水の除去は大きな課題であった。そのためキセノンを循環させて純化するシステムを開発した。液体での循環で毎時 100 リットルを超える純化ができ、これによって測定器の大きさより十分長い 3 m を超える吸収長が実現できた。

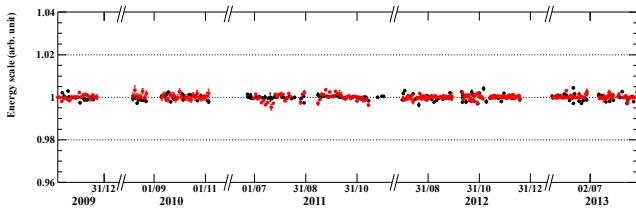


図 13: 全実験期間のガンマ線エネルギースケールの安定性。ばらつきは 0.2% 以下 (rms)。赤丸はリチウムの 17.6 MeV ガンマ線、黒丸はバックグラウンドのガンマ線分布 (図 12) から得たスケール。

測定器の較正には、負パイオンビームを液体水素ターゲットに静止させて、荷電交換反応 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ を起こして、中性パイオンの崩壊から出る二つのガンマ線を用いた。二つのガンマ線がちょうど 180 度反対方向に出るという条件を課すと、それぞれ 54.9 MeV と 82.9 MeV の単色ガンマ線となる。54.9 MeV は 52.8 MeV に近く、エネルギー絶対値の較正にもってこいである。このために液体キセノン測定器の反対側に結晶シンチレータを置いて同時計測を毎年一回行った。

図 11 に 54.9 MeV 単色ガンマ線に対して得られたスペクトルの例を示す。低い方の長いテールは、測定器に入る前に相互作用をしたものと、電磁シャワーの一部が測定器の前面から漏れたものである。これらは分解能というよりも測定効率の一部と考えられる。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索に重要なのは高い側の分解能で、これによってバックグラウンドを落とす性能が決まる。光電子増倍管の光電面から遠くでガンマ線が反応した事象 (図 11 (b)) に比べて、近くで反応した事象 (図 11 (a)) は、集光率が事象ごとにばらついて分解能が悪くなる。平均して、1.7-2.4% のエネルギー分解能が得られた。

長期にわたる実験中、測定器性能をモニターして較正するために、原子核の励起状態から出る高エネルギーの単色ガンマ線を使った。専用のコッククロフト・ウォルトン陽子加速器 (CW) をビームライン下流に設置し、蛇腹状のビームパイプを下流側から COBRA 内に差し

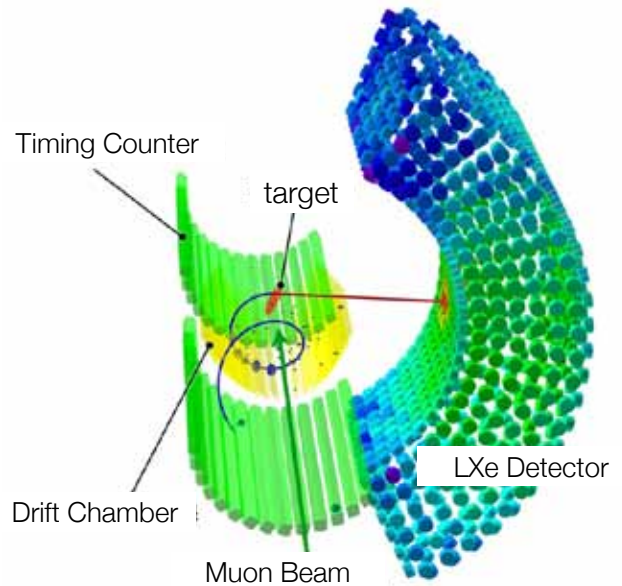


図 14: 解析領域内の事象の一例。

込んで原子核ターゲットに陽子をぶつける。原子核ターゲットとしてリチウムを使うと、17.6 MeV の単色ガンマ線が得られる。3-4 日に一度の割合で CW 加速器による較正データを取りながら実験を進めた。

また、実験中に取得したサイドバンドのガンマ線エネルギー分布からもガンマ線のエネルギースケールが求められる (図 12)。先ほどの 17.6 MeV ガンマ線のデータと一緒に、その結果をプロットしたのが図 13 である。データのばらつきは全実験期間中で 0.2% 以下 (rms) であり、エネルギースケールの安定性が確認された。

その他にも、測定器内に張られたワイヤーに付けたアルファ線源 (^{241}Am) や、中性子源を使ってニッケルの中性子捕獲から出る 9 MeV ガンマ線、さらには測定器を横切る宇宙線など、様々な較正データを駆使して常時測定器性能の安定性が確かめられてきた。

6 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索解析

MEG 実験は 2008 年に物理データの取得を開始し [13]、毎年データ量をほぼ倍増し、測定器の較正精度やバックグラウンドの理解を改善して探索感度をさらに上げ、その探索結果を合計 4 回にわたって発表してきた [3, 14]。2009 年のデータにはシグナルとバックグラウンドの境界領域に事象の超過があって世間を騒がせたが [15]、その後それが成長することはなく、統計の増加とともにバックグラウンドの予想と一致するようになった。

データ中の $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象数の算定は、Likelihood 解析によって行なった。解析に必要なシグナルと各種バックグラウンドの確率密度関数 (PDF) は、実際のミュオン崩壊のデータと較正データから作られた。解析で

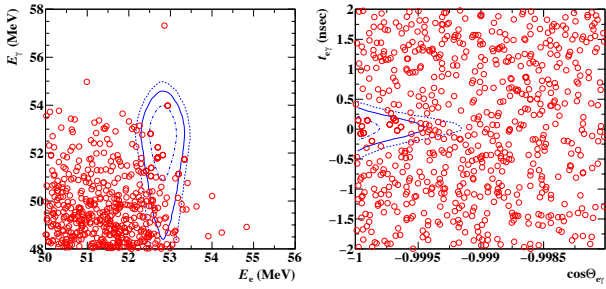


図 15: MEG 実験全データの解析領域近辺の事象分布。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象が 1σ , 1.64σ , 2σ で期待される領域を線で示してある。左図には $t_{e\gamma}$ と $\cos\Theta_{e\gamma}$ のそれぞれ 90% 効率のカット ($\cos\Theta_{e\gamma} < -0.99963$, $|t_{e\gamma}| < 0.24$ ns)、右図には E_γ に 70%、 E_e に 90% 効率のカット ($51.0 < E_\gamma < 55.5$ MeV, $52.4 < E_e < 55.0$ MeV) がかけられている。 $\Theta_{e\gamma}$ は陽電子とガンマ線の開き角。

は、ガンマ線の反応位置による分解能の違いや、陽電子軌跡再構成の誤差行列などを考慮して、事象ごとに異なる PDF を使った。この際、シグナル事象が期待される領域のデータ (ブラインド領域) は見ないようにしてすべての解析が行われた (ブラインド解析)。ブラインド領域はかなり緩めに設定した ($48 < E_\gamma < 58$ MeV, $|t_{e\gamma}| < 1$ ns)。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索は偶発的バックグラウンドが支配的なので、バックグラウンドの分布をシグナル領域の外側 (サイドバンド) から正確に見積もることができ、このようなブラインド解析には適している。

さて、ブラインド解析について少しコメントしたい。シグナル領域に事象がないのを見ながら解析するのと、ブラインドして解析するのとでは、解析に向かう態度が違ってくることはあるだろう。しかしほんのちょっとした間違いで (たとえばエネルギースケールをわずかに間違えて) シグナルを逃しているだけかもしれない。シグナルを決して逃さないこと、これが探索実験のすべてである。よリミットを得ることではない。私はブラインド解析信望者ではないが、最後の瞬間まで存分に間違い探しに励む緊張感を与えてくれるという点で、ブラインド解析は悪くない手法だと思う。

サイドバンドデータを使ったバックグラウンド評価が終わり、解析手法が最適化されると、いよいよブラインド領域を開けることになる。ブラインド領域の内側に、シグナル事象を完全に含み、さらにバックグラウンド事象も十分残る領域を解析領域と定義し、その領域内の全事象を使って Likelihood 解析を行なった。図 14 に解析領域内の事象の一例を示した。また、図 15 には MEG 実験全データの解析領域近辺の事象分布を示した。この図は各事象に対して、四つの測定量 (E_γ , E_e , $t_{e\gamma}$, $\cos\Theta_{e\gamma}$) の四次元分布を表しており、その解釈には注意が必要である。例えば、右図でシグナル領域 1σ 内にある事象はすべて、左図ではシグナル領域から外れていた。同様に

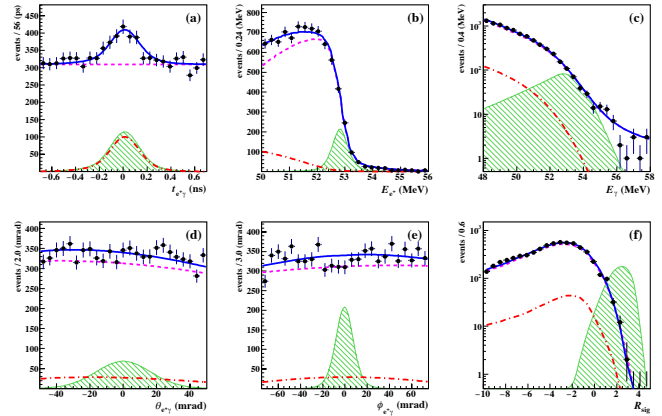


図 16: (a) – (e) フィットされた Likelihood 関数と全 MEG データとの比較。(f) R_{sig} (本文参照)。偶発的バックグラウンド (赤破線) と放射崩壊バックグラウンド (赤一点鎖線) を足すと全バックグラウンド (青線) となる。シグナル (緑) は得られた 90% 上限値を 100 倍したもの。

左図でシグナル領域内にある事象は右図では外れていた。したがって、シグナル領域付近に事象数の超過は特に見られなかった。

Likelihood 解析ではフィットにより、解析領域内のシグナル数とバックグラウンド数が求められる。図 16 (a) – (e) にフィットされた Likelihood 関数と測定データの比較を示した。図 16 (f) には、「シグナルらしさ」 $R_{sig} \equiv \log_{10}(S/(f_R R + f_A A))$ をプロットした。ここで S , R , A はそれぞれシグナル、放射崩壊バックグラウンド、偶発的バックグラウンドの PDF で、 f_R と f_A は二つのバックグラウンドの割合である。シグナルらしさの高い領域もバックグラウンドだけの分布とよく合っている。

データ取得年	2009-2011	2012-2013	すべて
フィット結果	-1.3	-5.5	-2.2
90% CL 上限値	6.1	7.9	4.2
予想上限値	8.0	8.2	5.3

表 1: $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比 ($\times 10^{-13}$) のフィット結果、90% C.L. 上限値とその予想値。

フィット結果から、いわゆる Profile Likelihood Ratio を用いた頻度論的手法 (Frequentist Approach) によってシグナル数の 90% 信頼区間が得られる。シグナル数を $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比に焼き直すには、測定した総ミューオン崩壊数を知る必要がある。間引いたミッシュル崩壊トリガーを使ってミューオン崩壊数が得られる。また、 $\mu \rightarrow e\gamma$ トリガーに入っている放射崩壊の数からも計算できる。両者はよく一致しており、結局両方の結果を合わせることで 3.5% の精度で総ミューオン数が求められる。

た。これによって得られた崩壊分岐比の上限値を表 1 にまとめた。(2008 年に取得したデータは全体の 30 分の 1 以下とわずかであり、測定器の状態も不安定であったため最終結果には加えていない。)

結局、全 MEG データの解析から $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は見つけられず、その分岐比に 4.2×10^{-13} という上限値をつけることになった (90% C.L.)。これは MEG 以前より約 30 倍厳しい結果である。また、あらゆる素粒子の崩壊分岐比として最も小さな値ともなっている。

7 最後に

世代・フレーバーについてはよくわかっていない。例えば、なぜ素粒子には 3 世代あるのか。ただよくわからないにしても、我々の宇宙がこのように複雑で豊かなのは、これら 3 世代の素粒子が一見秩序なく絡まっているおかげであるのは確かである。ゲージ理論は美しいが、それだけではこの世界は生まれなかった。たとえ画期的な新粒子が見つからなくとも、美しい対称性をぶち壊した「ヒッグス」の詳細研究がその足がかりを与えてくれるだろう。ILC の実現に強く期待する所以である。

一方で、そのよくわかっていないフレーバーの実験研究から、新物理のヒントが得られたことが、これまで何度かあった。例えば、フレーバーを変える中性カレントの不在からチャームクォークの存在が予言され、中性 K 中間子で発見された CP の破れから、小林・益川両氏はクォークが 3 世代存在する仮説を立てた。また中性 B 中間子で観測された予想外に大きな粒子・反粒子間の混合は、トップクォークが非常に重いことを予言した。さらに、ニュートリノ質量が異常に軽いのも、超高エネルギーに存在する新物理のヒントかもしれない。

次に素粒子物理学に起こる大きな革命的発展は、そのようなヒント、例えば $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発見のようなものから始まるかもしれない。

近く始まる MEG II 実験に乞うご期待。

謝辞

東京大学と KEK をはじめとする MEG 実験を支える各研究機関のサポートに感謝したい。MEG 実験で得られたすべての成果は、どんな状況下でも常に明るく前向きに実験を牽引してきた歴代の学生諸氏のものである。本研究の一部は科学研究費補助金 (特別推進研究 22000004 および 26000004) の助成を受けた。最後に、完成する当たりの原稿を根気よく読んでいただいた高エネルギーニュース編集委員会の皆さまに感謝する。

参考文献

- [1] <http://meg.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/>.
- [2] T. Mori *et al.*, Research Proposal to PSI, R-99.05.01, May 1999.
- [3] A.M. Baldini *et al.* (MEG Collaboration), *Eur. Phys. J. C*, 76:434, 1-30 (2016).
- [4] A.M. Baldini *et al.* (MEG II Collaboration), arXiv:1301.7225 (2013); アップデートした MEG II Design Report を現在準備中.
- [5] R. Barbieri and L.J. Hall, *Phys. Lett. B* 338 (1994) 212; R. Barbieri, L.J. Hall, and A. Strumia, *Nucl. Phys. B* 445 (1995) 219.
- [6] J. Hisano and D. Nomura, *Phys. Rev. D* 59 (1999) 116005.
- [7] 第 2 回素粒子物理国際研究センターシンポジウム, トランスペアレンシー集, UT-ICEPP 96-02, April 1996. (日本でのミューオンフレーバー研究のエポックとなったシンポジウム)
- [8] A.v.d.Schaaf *et al.*, Letter of Intent for an experiment at PSI, R-98-05.0, May 1998. (LoI グループはその後決裂、翌年の日本のプロポーザルが正式に進むこととなった)
- [9] G.W. Bennett *et al.*, *Phys. Rev. D* 73 (2006) 072003.
- [10] G. Isidori, F. Mesia, P. Paradisi, D. Temes, *Phys. Rev. D* 75 (2007) 115019.
- [11] J. Adams *et al.* (MEG Collaboration), *Eur. Phys. J. C*, 73, 2365 (2013).
- [12] 三原智, 高エネルギーニュース **26-1**, 9 (2007).
- [13] 大谷航, 高エネルギーニュース **28-4**, 227 (2010).
- [14] J. Adams *et al.* (MEG Collaboration), *Nucl. Phys. B* 834, 1-12 (2010); *Phys. Rev. Lett.* 107, 171801 (2011); *Phys. Rev. Lett.* 110, 201801 (2013).
- [15] 澤田龍, 岩本敏幸, 高エネルギーニュース **29-3**, 133 (2010); R. Sawada, Proceedings of ICHEP2010, Paris, France, PoS (ICHEP 2010) 263. (これは予備の結果で、最終結果は 2010 年データと合わせて翌年 PRL に出版した [14])