

研究紹介

 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索実験 MEG 最初の結果

東京大学 素粒子物理国際研究センター

大谷 航

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

2010年2月26日

1 はじめに

MEG実験はレプトンフレーバーを破るミューオン稀崩壊モード $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ を 10^{-13} という極めて高い分岐比感度まで探索し、超対称性大統一理論、シーソー理論など超高エネルギーに存在するであろう新しい物理の描像に迫ろうとする実験である。

MEG 実験ではこれまでにない精緻な $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索を行うべく画期的な検出器が考案された。検出器の開発、建設には多くの困難が伴い、実験提案から実験開始まで実に10年近い準備期間を要したが、2007年すべての検出器の建設が終了し、2008年9月ようやく本格的な探索実験を開始した。本稿では2008年に取得したデータをもとに行った $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索の最初の結果について報告する。

2 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊

スーパーカミオカンデをはじめとする近年のニュートリノ振動実験により、ニュートリノがわずかな質量を持ち、異なる世代(フレーバー)間で遷移が起こっていることが明らかとなった。中性レプトンで明らかとなったこのレプトンフレーバーの破れは、荷電レプトンでも起こると期待するのはごく自然な発想といえる。実際、超対称性大統一理論など標準理論を超える新しい物理の理論の多くが荷電レプトンでのフレーバーの破れが実験的に測定可能な確率で起こることを予想している。

たとえば、超対称性理論において $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊などの荷電レプトンフレーバーを破る現象は、スレプトンの質量行列の非対角項によって引き起こされる(図1)。超対称性大統一理論では大統一が起こるエネルギースケールでクォークとレプトンの間に区別がないため、クォークにおけるフレーバーの破れの効果がレプトンにも現れるようになる。超対称性粒子の量子効果を通じて現れたスレプトンの質量行列の非対角成分は、現在の実験上限値(1.2×10^{-11} [1])に迫る大きさの $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊分岐比を与える。

また超対称性シーソー理論はニュートリノの微小な質量の起源を説明する有力な理論として注目されているが、ここでも $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊が大きな確率で起こることが予想されている(図2)。ニュートリノ湯川相互作用ではフレーバーが

破れているため、超対称性粒子の量子効果を通じてスレプトンの質量行列に非対角成分が生じるのである。

このように $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊はMEG実験で到達可能な分岐比で起こる可能性が十分ある。MEG 実験は、LHCで始まろうとしている超対称粒子の直接探索実験と相補的であり、超対称性大統一理論や超対称性シーソー理論など超高エネルギーに存在する新しい物理を強力に検証することができるものと期待されている。

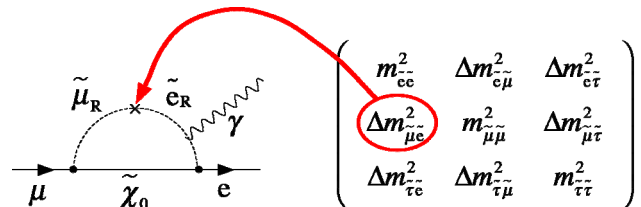


図1 SUSY-GUTにおける $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム
スレプトンの質量行列の非対角成分によりレプトンフレーバーの破れが引き起こされる。

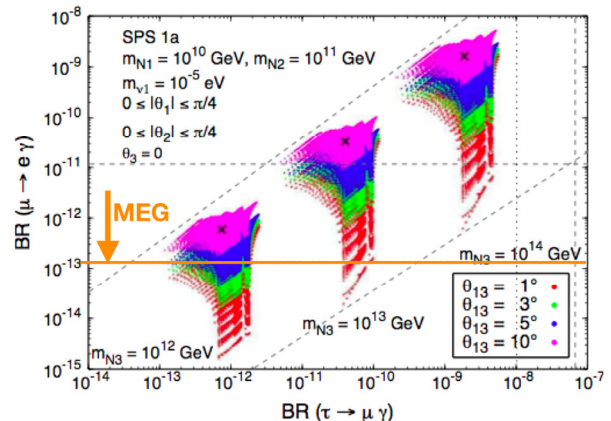


図2 超対称性シーソー理論が予想する $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊分岐比
参考文献[2]より。

3 MEG 実験

MEG 実験は東京大学、高エネルギー加速器研究機構、早稲田大学の日本人研究者が中心となりロシアの研究グループと協力して実験計画を立案、1999年スイス・ポールシェラー研究所(PSI)に提案し採択された[3]。その後スイス、イタリア、アメリカの研究グループが加わり、現在では総勢

およそ 60 人の研究者からなる国際共同実験となっている。本章では MEG 実験の原理および MEG 実験で使用される測定器を簡単に紹介する。詳細は参考文献[4,5,6,7]を参照されたい。

3.1 実験の原理

微細な崩壊分岐比まで $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探索するには、当然のことながら大強度ミューオンビームを使って可能な限り大量のミューオン崩壊を調べる必要がある。一方 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験の主要な背景事象は通常のミューオン崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, ミシエル崩壊) からの陽電子とミューオンの輻射崩壊などからくる高エネルギーガンマ線の偶発的重畳事象であり¹, 測定には高精度な検出器が必要となる。MEG 実験では次にあげる三つの革新的な要素を組み合わせることによって高感度な $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索を可能にした。

- PSI の世界最高強度の直流ミューオンビーム
- 液体キセノンガンマ線検出器
- 特殊勾配磁場による陽電子スペクトロメータ COBRA

図 3 に MEG 実験検出器の概観を示す。検出器中央まで導かれた大強度ミューオンビームは薄いポリエチレン/ポリスチレンターゲット内で停止する。ターゲット内で起こった $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊からの信号陽電子は超伝導電磁石が発生する特殊勾配磁場内に置かれたドリフトチェンバーで飛跡が測定され、検出器両端に置かれたタイミングカウンターにより時間が測定される。超伝導電磁石は非常に薄く作られており、ターゲットで発生した信号ガンマ線は超伝導電磁石を通り抜け外側に配置された液体キセノンガンマ線検出器で検出される。

3.2 ビームライン

PSI 擁する 590 MeV 陽子サイクロトロン加速器は陽子電流 2 mA, 出力 1.2 MW の世界最高パワーを誇り、MEG 実験が行われている $\pi E5$ ビームラインでは、この陽子ビームから作り出される $10^8 \mu^+ / \text{sec}$ という世界最高強度の直流ミューオンビームが得られる。

生成ターゲットで作られたミューオンビームは $\pi E5$ まで導かれたのち、まず電界と磁界が直交した $E \times B$ セパレーター(ウィーンフィルタと呼ばれる)によってビーム中に大量に含まれる陽電子成分が取り除かれる。その後ビームはビーム輸送用超伝導ソレノイド電磁石で絞られた後、真空窓を抜けヘリウムガスで満たされた MEG 実験の陽電子スペク

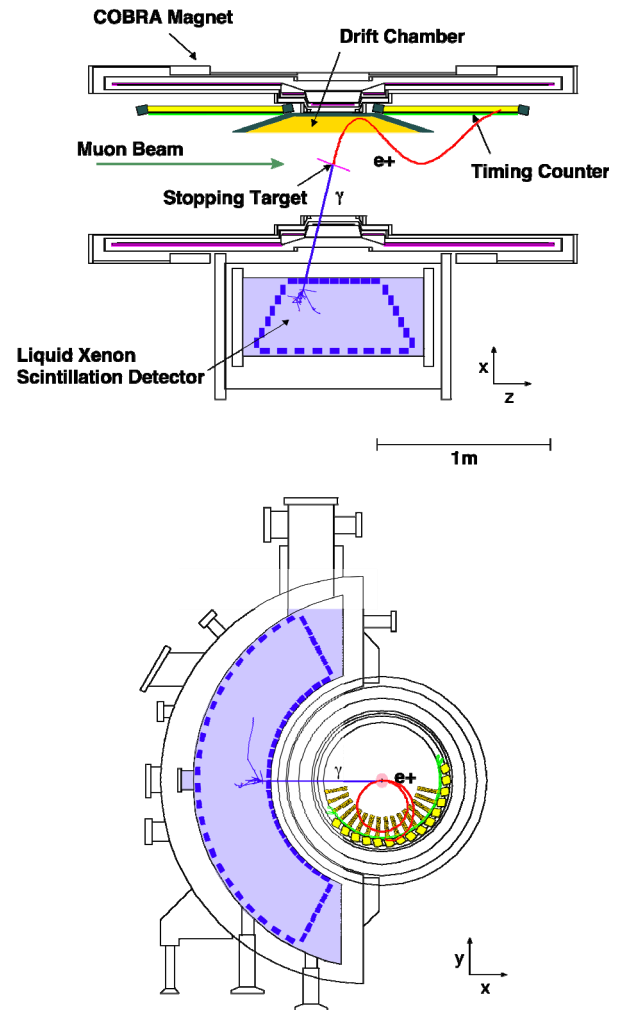


図 3 MEG 検出器概観図

トロメータ COBRA に入っていく。COBRA 内の勾配磁場でさらにビームは絞られ、スペクトロメータの中心に置かれたポリエチレン・ポリスチレンのサンドウィッチ構造をした $200 \mu\text{m}$ 厚の薄いターゲット内で停止する。ターゲット上でのビームスポットのサイズは $\sigma \sim 10 \text{mm}$ である。ミューオンビームを効率よく停止させ、なおかつ検出器に向かう陽電子の多重散乱や陽電子による背景ガンマ線の生成を最小限に抑えるために、ターゲットはビーム軸に対しておよそ 20 度の角度で傾けられている。

検出器の性能と背景事象の兼ね合いから MEG 実験では現在少しビーム強度を落とし、およそ $3 \times 10^7 \mu^+ / \text{sec}$ のミューオン停止頻度で実験を行っている。

なお探索実験に μ^+ を使うのは、 μ^- の場合ターゲット中の原子核に捕獲されミューオン原子を形成してしまい、原子核の反跳エネルギーのために $\mu \rightarrow e\gamma$ からの陽電子、ガンマ線が単一のエネルギーを持たなくなってしまうからである。

¹ もう一つの背景事象としてミューオンの輻射崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ が考えられる。この事象は即発背景事象と呼ばれるが、現在の MEG 実験の検出器性能をもとにした見積りでは偶発的重畳背景事象に比べるとずっと小さいことがわかっている。

3.3 陽電子スペクトロメータ COBRA*

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊からの陽電子は COBRA と呼ばれる特殊勾配磁場を持ったスペクトロメータで測定される[5,6]。検出器の中心から外側に向かって径が大きくなっていく 5 つの超伝導コイルによって作られる勾配磁場は、中心で 1.27 T、外側に向かって徐々に弱くなり検出器の両端で 0.49 T となっている。この特殊勾配磁場は、ターゲットから放出される同じ運動量を持った陽電子がその放出角度によらずビーム軸に垂直な面内に射影した軌道半径が一定の飛跡を描くように設計されている。これが COBRA (COntant Bending RAdius) の名前の由来であるが、この性質のおかげで、信号陽電子のように運動量の大きい陽電子が選択的にドリフトチェンバーに入り、多くの低運動量ミシェル崩壊陽電子はドリフトチェンバーに届かないのでドリフトチェンバーの計数率を抑えることができる。またこの勾配磁場中ではビーム軸と垂直な方向に放出された陽電子はドリフトチェンバー内で長くともどまらず速やかに検出器の外側に向かって掃き出される。これによりドリフトチェンバーの計数率はさらに下がり、検出器を安定に動作させることが可能となる。ドリフトチェンバーでのミシェル崩壊陽電子の入射頻度は 10 kHz/cm^2 以下となっている。また COBRA の超伝導電磁石は非常に薄く作られており、52.8 MeV の信号ガンマ線の 85% は電磁石を通り抜け、外側に置かれた液体キセノン検出器に入ることが出来る。電磁石の外側には大きな一対の補償コイルが置かれており、電磁石からの漏れ磁場を 50 ガウス以下に抑え、光電子増倍管を使った液体キセノン検出器の運転を可能にしている。

陽電子の多重散乱をさけるため電磁石内はヘリウムガスで満たされており、中心におかれたターゲットのまわりにドリフトチェンバーが放射状に配置されている(図 4)。陽電子の飛跡を測定するドリフトチェンバーは 16 枚の独立したモジュールから構成されている。各モジュールは 9 つのドリフトセルからなるレイヤー二枚を半セル分ずらして重ねた構造をしていて、ドリフト距離の測定および飛跡の方向の左右不定性の判定を行うことができる。チェンバーガスとしてはヘリウム-エタン混合ガス (50:50) を使用している。陽電子の多重散乱を最小限に抑えるために極限まで物質量を抑える工夫がなされており、ドリフトチェンバー領域内で信号陽電子が通過する総物質量は $2.0 \times 10^{-3} X_0$ と非常に小さい。

レイヤー同士はジグザグ形状の vernier パッドがついたカソードフォイルで仕切られており、vernier パッドからの信号比とアノードワイヤの両端の信号比を組み合わせて飛跡のビーム軸に沿った位置を精度よく測定することができる。

* (編集委員会注) 著者は「陽電子スペクトロメータ電磁石“COBRA”の開発・建設」で平成 21 年度小柴賞を受賞されました。

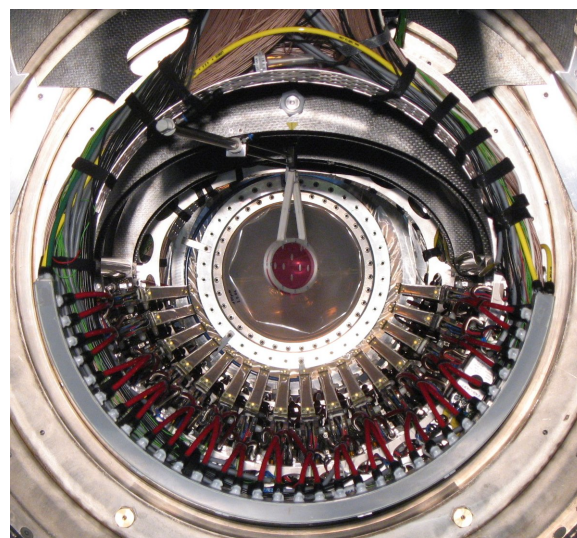


図 4 電磁石内部に設置されたドリフトチェンバー
中心にあるターゲットのまわりに 16 枚のモジュールが放射状に並べられている。

図 5 はドリフトチェンバーを使って再構築したミシェル崩壊陽電子の飛跡の例である。陽電子の飛跡は検出器物質中での多重散乱やエネルギー損失を考慮したカルマンフィルタの手法で再構成されており、その飛跡をターゲットまで延長することでターゲットでの陽電子の放出点の位置を、逆にタイミングカウンターまで飛跡を伸ばすことで飛跡長を測定、タイミングカウンターで測定した時間に補正が加えられる。

陽電子はドリフトチェンバーで飛跡を残した後、電磁石内の両端に置かれたタイミングカウンターに到達し、その時間が測定される。タイミングカウンターは半円筒形状の二層構造をしている。外層は陽電子の時間測定のために使われるビーム軸に平行に並べられた 15 本のプラスチックシンチレータバー (SAINT-GOBAIN BC404, $4 \times 4 \times 80 \text{ cm}^3$) である。読み出しは各バーの両端に取り付けたファインメッシュタイプの PMT (HAMAMATSU R5924) で行われている。

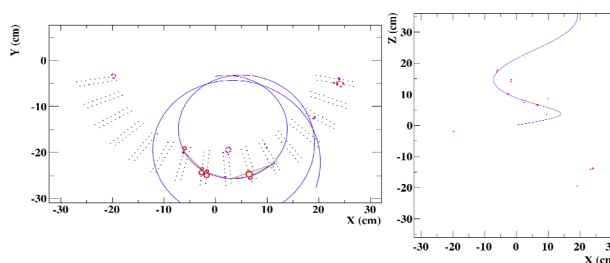


図 5 ドリフトチェンバーで測定されたミシェル崩壊陽電子飛跡の例
飛跡の再構成にはカルマンフィルタの手法が使われている。

内層はパーカウンターとは直交する方向に並べられた 128 本のシンチレーティングファイバー (SAINT-GOBAIN BCF-20, $6 \times 6 \text{ mm}^2$) からなり、各ファイバーの読み出しは

APD(HAMAMATSU S8664-55)で行われている。このファイバーカウンターは陽電子の到達位置のビーム軸に沿った座標を精度よく測定することができ、バーカウンターによって測られた方位角と合わせてトリガーに使用される²。

3.4 液体キセノンガンマ線検出器

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験では背景事象を効率よく減らすためガンマ線を精度よく測定することが極めて重要である。実験の生命線ともいえるこのガンマ線測定のために、日本グループが中心となって新たに開発したのが液体キセノンガンマ線検出器である[7]。

液体キセノンシンチレータは、輻射長が2.8 cm とガンマ線の停止能力に優れている、光量が多い(NaI結晶の75%)、シンチレーション発光時定数が短い(ガンマ線に対して45 nsec)ため高計数率測定が可能、液体であるために一般的な大型検出器が作りやすい、純化が比較的容易など $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験に理想的な検出器媒体であるといえる。

開発した液体キセノン検出器はおよそ900 lの液体キセノンを使用しており、いまのところ世界最大の液体キセノン検出器である。およそ165 Kの低温液体である液体キセノンはC型のクライオスタット内に保持され、スペクトロメータ電磁石のすぐ外側で立体角アクセプタンス10%相当の領域をカバーしている。液体キセノンを取り囲むようにくまなく並べられた846本の2インチ光電子増倍管(PMT)が液体キセノンからのシンチレーション光を検出する(図6)。PMTは液体キセノン中で動作し、なおかつ真空紫外光である液体キセノンのシンチレーション光を効率よく検出する必要があるため、浜松ホトニクスと共同で特別に開発した(HAMAMATSU R9869)。

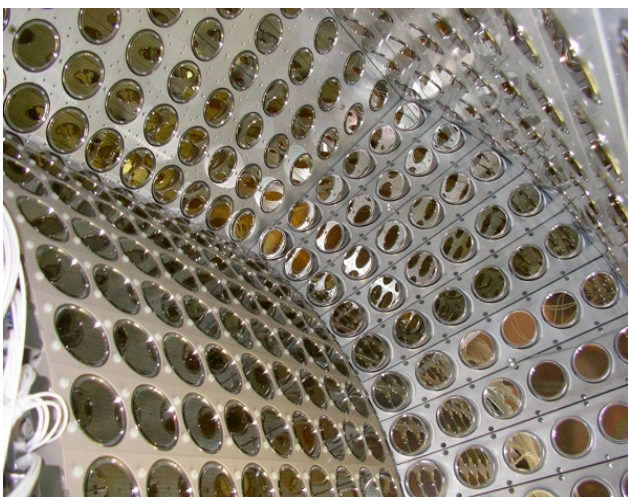


図6 液体キセノン検出器の内部

846本のPMTが液体キセノンを取り囲むようにくまなく並べられている。

² 残念ながら読み出し回路の問題により2008年の実験ではファイバーカウンターは使用されていない。

図7は液体キセノン検出器がとらえた50 MeV程度のガンマ線の典型的な事象である。ガンマ線が検出器の有効領域に落ちたエネルギーはPMTで検出した光電子数の総和により推定する。ガンマ線の反応位置は検出器入射面の入射位置の回りの光量分布から算定する。光量分布と反応位置に対する各PMTの立体角を比較することで入射面からの深さを含め三次元的な反応位置を再構成することができる。ガンマ線の入射時間は反応位置の推定結果と各PMTの信号時間を元に精度よく求めることが出来る。

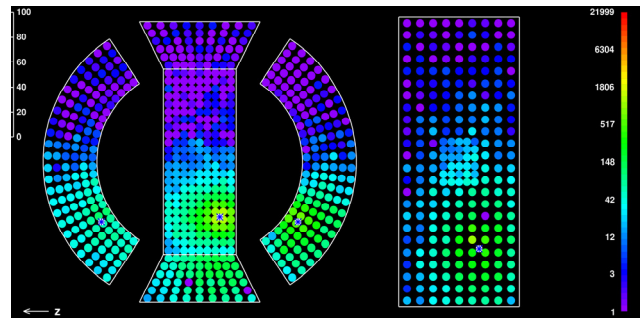


図7 液体キセノン検出器で捕らえた50 MeVガンマ線の事象例 C型の検出器の展開図をあらわしている。マーカーの色は各PMTで検出した光電子数をあらわす。入射面にガンマ線の入射によるスポットが見える。

MEG実験は非常に高いミューオン停止頻度で行われるため、液体キセノン検出器に複数の背景ガンマ線が入射する、いわゆるパイルアップ事象がかなり多い。信号ガンマ線と見間違えたりしないようにパイルアップ事象をきちんと識別することが非常に重要である。液体キセノン検出器はMEG実験のために独自に開発した高速波形デジタルサイザ[8]により全PMTの出力を読み出しており、波形解析によってパイルアップ事象を識別することができる。また、パイルアップ事象は光量分布やPMT信号時間の広がりなどを調べることで識別できる。MEG実験ではこれらの手法を組み合わせることで効率よくパイルアップ事象を識別している。

実験の要である液体キセノン検出器は探索実験中に精度よく校正、モニターしなくてはならない。この目的のためにさまざまなツールを用意している。

もっとも重要なのは荷電交換反応(CEX, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$)に伴う中性パイオン崩壊 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ からのガンマ線であろう。 $\pi E5$ のビームラインに π^- ビームを通し、通常のミューオンビームターゲットの代わりにおいた液体水素ターゲットで停止させCEX反応を起こさせる。生成される二つのガンマ線のうち一方を液体キセノン検出器の反対側に設置したNaI検出器で検出し、二つのガンマ線に対して互いに反対側に放出されるという条件を課すと、54.9 MeV, 83.0 MeVの二つの単色ガンマ線を選び出すことができる。特に54.9 MeVは信号ガンマ線のエネルギー(52.8 MeV)に近いので極めて重要な校正ツールとなる。NaI検出器は駆動装置に載って

おり、液体キセノン検出器の入射面全体をスキャンして較正データを取ることができる。

また、コッククロフト-ウォルトン(CW)型陽子加速器からの低エネルギー陽子(<500keV)ビームをターゲットに照射し、原子核励起反応によって単色ガンマ線を発生させている。リチウムターゲットを用いて17.6MeV、ボロンターゲットを用いて4.4MeV、12.0MeVの単色ガンマ線が利用可能となる。ターゲットの設置などが自動化されており、CEX反応を利用した較正に比べると比較的容易に行うことができるため、探索実験期間中頻繁にデータを取り、液体キセノン検出器の光量など検出器の状態をつぶさにモニターした。

そのほか液体キセノン中に張られたタングステンワイヤ上に取り付けた点状アルファ線源^[9]やLEDなどを用いてPMTのゲインや量子効率の測定、モニターを行っている。

5 Run 2008

MEG実験は2007年すべての測定器の建設が終了し、各検出器のコミッショニングに続いてミュオンビームを用いた短い $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索予備実験が行われた。ここで明らかとなったいくつかの問題点を対処した後、2008年9月いよいよ本格的な探索データ取得を開始した。2008年の探索実験は12月末にPSIの陽子加速器が冬期シャットダウンのために運転を停止するまでのおよそ3ヶ月間行われた。

5.1 Run 2008 概要

2008年の前半は検出器の改良、メンテナンス、コンディショニングに費やされた。Run 2008はMEG実験最初の本格的な探索実験となるので、検出器の特性を理解し、詳細な較正を行うことに重点を置いて慎重に準備が進められた。

4月半ばにPSI加速器が運転を再開する頃、メンテナンスを終えた各検出器が順次 $\pi E5$ ビームチャンネルに設置され始めた。6月に入るとミュオンビームおよびCEX反応に用いるパイオンビームの調整が行われ、同時に検出器の各種較正作業が行われた。8月には実験の要である液体キセノン検出器のCEX反応を用いた較正を開始した。較正は検出器アクセプタンス全体で詳細に行われたため、一ヶ月を要した。その後 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索用トリガーの設定などを行った後、9月12日いよいよ本格的な探索実験データの取得を開始した。図8は探索実験期間中に取得した典型的な事象である。陽電子スペクトロメータではドリフトチェンバーにきれいな飛跡を残した後、タイミングカウンターにもヒットを残す陽電子事象が、反対側の液体キセノン検出器では50MeV程度のガンマ線が観測されている。

探索実験データの収集はおよそ三ヶ月にわたって行われた。12月半ばには再びビームラインの設定をパイオンビームに変更し、一週間ほどCEX反応データを取得、探索実験後の液体キセノン検出器の状態をチェックした。PSIの加速器が冬期シャットダウン期間に入る12月23日MEG実験は2008年のすべてのビームタイムプログラムを終了した。

図9は探索実験データ収集期間中にターゲットに停止したミュオン数の推移である。実験期間全体にわたりデータ収集が順調に行われていた様子がわかる。何か所かに見られるギャップは、三週間に一度行われるPSI陽子加速器のメンテナンスシャットダウンおよびミュオンビーム強度を落として行われたミュオン輻射崩壊データ取得によるものである。

3ヶ月にわたった探索実験期間で積算停止ミュオン数 9.5×10^{13} に相当するデータを取得した(表1)。

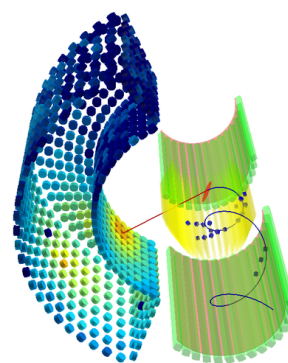


図8 Run 2008の $\mu \rightarrow e\gamma$ トリガーで取得した典型的な事象

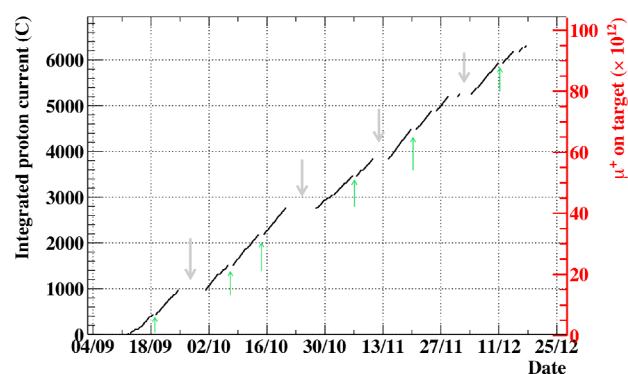


図9 Run 2008でターゲットに停止した積算ミュオン数の推移(右縦軸) 左縦軸はPSI陽子加速器の積算陽子電荷に換算。

表1 Run 2008で取得したデータのまとめ

ミュオン停止頻度	$3.0 \times 10^7 \mu / \text{sec}$
積算ミュオン数	$9.5 \times 10^{13} \mu$
$\mu \rightarrow e\gamma$ トリガー頻度	5 Hz
ライブタイム/データ取得時間	$3.3 \times 10^6 / 3.9 \times 10^6 \text{ sec}$
データサイズ	1.5 MB/事象
総データサイズ	31 TB ³

³ このうち15%を較正用データが占める。

5.2 Run 2008 における検出器性能

Run 2008 では探索実験データだけでなく、各検出器のさまざまな校正データを頻繁に取得し、検出器の性能評価、安定性のモニターを行った。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊事象はガンマ線エネルギー (E_γ)、陽電子エネルギー (E_e)、陽電子-ガンマ線相対時間差 ($t_{e\gamma}$)、陽電子-ガンマ線相対角度 ($\theta_{e\gamma}, \phi_{e\gamma}$)⁴ の5つの観測量の分布にピークを持つため、これらの観測量を用いて他の背景事象から選び出すことになる。本節では run 2008 における検出器の安定性およびこれらの5つの観測量の測定精度について述べる。

5.2.1 検出器の安定性

Run 2008 で起こった大きな問題の一つとしてドリフトチェンバーの放電問題が挙げられる。探索実験中にいくつかのドリフトチェンバーモジュールが頻繁に放電を起こしてトリップするようになってしまった。図10に実験中の各ドリフトチェンバーレイヤーの印可電圧の履歴を示す。いくつかのチェンバーレイヤーでは徐々に印可電圧を下げて行かざるを得なかった。最終的には32レイヤーのうち、18レイヤーが動作可能であり、そのうち十分な高電圧を掛けられるものは12レイヤーという状況であった。調査の結果、ドリフトチェンバーの高電圧基板に予期せぬ隙間があり、チャンバース中のヘリウム成分が時間をかけて隙間に侵入、放電現象を引き起こしていたことがわかった。この放電問題により、2008年の陽電子測定の分解能および測定効率は期待されるものよりかなり悪かった。

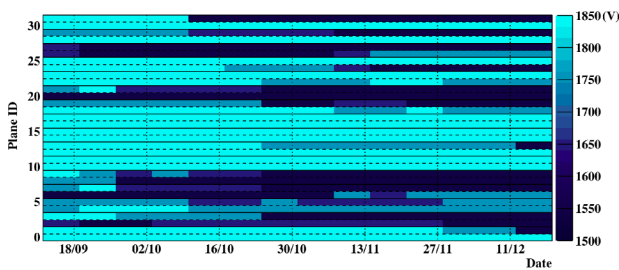


図10 Run 2008 でドリフトチェンバーの各レイヤーに印可された高電圧の履歴

放電問題によりいくつかのレイヤーでは印可電圧を低くせざるを得なかった。

5.2.2 ガンマ線エネルギー測定

液体キセノン検出器のガンマ線エネルギー測定の性能は、CEX 反応から得られる高エネルギー単色ガンマ線 (54.9 MeV, 83.0 MeV), CW 陽子加速器を用いた原子核の励起反応から得られる比較的低エネルギーの単色ガンマ線

(4.4 MeV, 12.0 MeV, 17.6 MeV) を用いて評価された。このうち CEX 反応から得られる 54.9 MeV のガンマ線は信号ガンマ線に近いエネルギーを持っているので特に重要である。このガンマ線を用いてエネルギー分解能の測定、エネルギースケールの決定が行われた。

図11は54.9 MeV ガンマ線を用いて得られたエネルギースペクトルである。スペクトルは低エネルギー側にテイルをひいた非対称なスペクトルとなっているが、これはガンマ線が検出器の有効領域に達する前に反応を起こした事象や電磁シャワーの一部が検出器入射面から漏れ出した事象によるものである。ただし、このテイルは検出効率に関わるものであり、ガンマ線背景事象を落とす能力という意味でより重要なのはピークの高エネルギー側の広がりである。図11のスペクトルは高エネルギー側にも多少テイルを引いているが、これは CEX 実験時に検出器に入射する大量の低エネルギーガンマ線によるパイルアップ事象であり、ミュオンビームを用いた探索実験においては存在しないものである。したがって分解能を評価する際は、図11の差し込み図にあるように測定したペDESTAL分布からこのテイルの効果を差し引いて分解能の評価を行う。得られたエネルギー分解能はガンマ線の入射位置によって異なるが、平均して $\sigma_R = 2.0\%$ ($w > 2\text{cm}$), 3.0% ($2 > w > 1\text{cm}$), 4.2% ($1\text{cm} > w$) であった。ここで w はガンマ線の反応点の入射面からの深さの再構成値である。

図12は液体キセノン検出器で観測された光子数とガンマ線のエネルギーの関係である。液体キセノン検出器の応答が全エネルギー領域にわたって非常に線形であることがわかる。もっとも肝心な信号ガンマ線のエネルギー (52.8 MeV)

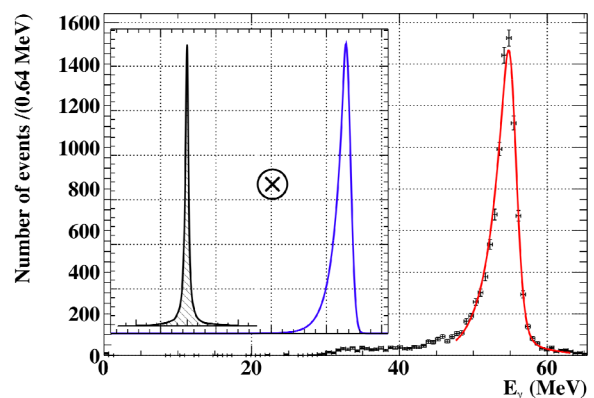


図11 CEX 反応 54.9 MeV ガンマ線に対して得られた液体キセノン検出器のエネルギースペクトルの例

差し込み図にあるようにペDESTAL分布の寄与を差し引いて分解能を評価した。

⁴ 相対角度 $\theta_{e\gamma}, \phi_{e\gamma}$ は陽電子、ガンマ線の飛行方向の天頂角(方位角)の差から計算される。具体的には $\theta_{e\gamma} = \theta_e - (\pi - \theta_\gamma)$, $\phi_{e\gamma} = \phi_e - (\pi - \phi_\gamma)$ 。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊ではともにゼロにピークを持つ。

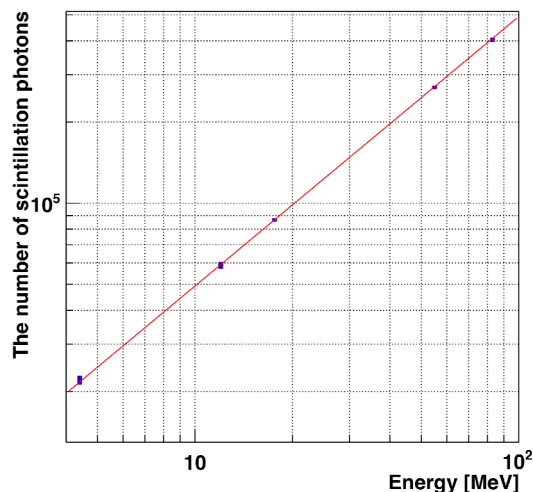


図 12 液体キセノンガンマ線検出器のエネルギー測定線の線形性

におけるエネルギースケールは CEX 反応からの 54.9 MeV ガンマ線をもとに決定された。

ところで、run 2008 では継続的に液体キセノンの純化が行われ、シンチレーション光量は増加し続けていた(図 13)。特に探索実験データ取得中、純化装置の問題を解決したことにより光量が増え始め、最終的には 40% 以上も光量が回復している。実験中の光量の変化は CW 加速器による 17.6 MeV ガンマ線や宇宙線などを使って慎重にモニターされ、エネルギースケールを補正した。その結果実験期間全体を通してのエネルギースケールの不定性は 0.4% 程度以下に抑えられている。

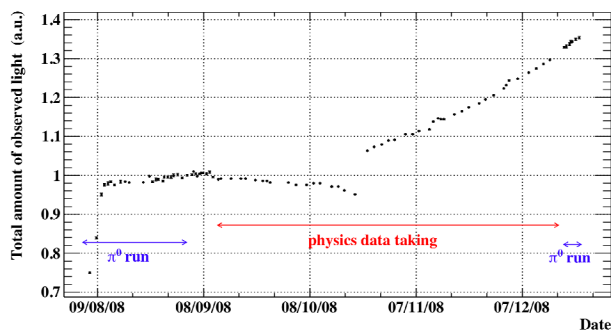


図 13 Run 2008 中の液体キセノン検出器の光量の推移
純化により実験中も光量が改善していた。

5.2.3 陽電子運動量測定

陽電子運動量測定の分解能はミシェル崩壊陽電子の運動量分布のエッジの広がりを用いて評価された(図 14)。エッジは信号陽電子と同じく 52.8 MeV/c にあるため、この広がりがまさに信号陽電子に対する運動量測定精度ということになる。ミシェル崩壊理論から予想される運動量分布を信号陽電子の応答関数でなませた分布と測定された運動量分布を比較することでこの広がりを評価した。

モンテカルロシミュレーションにより信号陽電子に対する応答関数は三成分のガウス分布(中心分布と二つのテイル

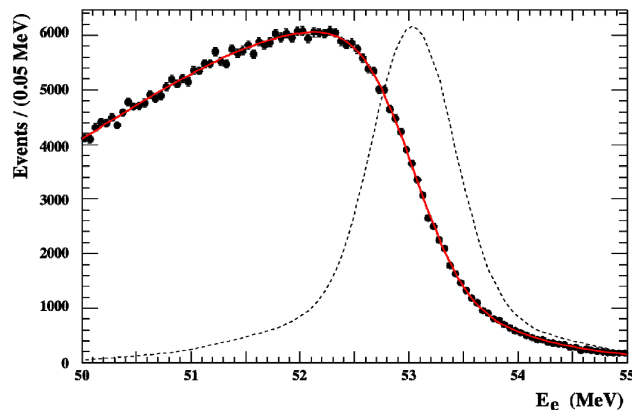


図 14 探索実験中に測定されたミシェル崩壊陽電子のエネルギースペクトル

実線はミシェル崩壊の理論曲線を信号応答関数(三成分ガウス分布)で鈍らせた分布をデータにフィットさせたもの。点線はフィットにより得られた信号応答関数。

分布)でよく記述できることがわかっており、フィットには三成分のガウス分布を用いた。フィットの結果、中心分布および二つのテイル分布の分解能(成分比)はそれぞれ 374 keV(60%), 1.06 MeV(33%), 2.0 MeV(7%) であることがわかった。得られた分解能はモンテカルロシミュレーションで予測される分解能に比べるとよくないが、これは前述のドリフトチェンバーの放電問題のせいで動作しているモジュールの数が制限されていることによる。動作モジュールの数が増えれば分解能も改善するものと期待される。

5.2.4 陽電子-ガンマ線 相対角度測定

液体キセノン検出器はガンマ線の入射位置は測定できるものの入射角度を測定することができないため、ドリフトチェンバーで再構成された陽電子の飛跡により推定した陽電子の放出点とガンマ線入射位置を結んだ方向を信号ガンマ線の方向と見なし、その方向と陽電子の飛跡の角度差を求めることで陽電子-ガンマ線の相対角度を測定する。

ガンマ線入射位置測定の分解能は基本的にはモンテカルロシミュレーションにより評価されるが、液体キセノン検出器の入射面に鉛スリットを置き、CEX 反応からのガンマ線を用いて測定されたスリットの影の分布の鈍り具合から分解能を評価し、モンテカルロシミュレーションで得られた結果と比較した。この方法で得られた位置測定分解能は、入射方向と垂直な方向(u, v)で $\sigma_{u,v} = 5 \text{ mm}$ 、平行な方向(w)で $\sigma_w = 6 \text{ mm}$ であった。

運動量および入射角度の決まった較正粒子源がないため、陽電子飛跡の角度測定分解能の評価はなかなか難しいが、MEG 実験では次のような方法で分解能を評価している。ミシェル崩壊陽電子の中にはドリフトチェンバー有効領域内で二回転分の飛跡を残すものがある。このような事象に対して各回転それぞれ独立に飛跡を再構成し、二つの飛跡が

連結する場所での程度方向の差が生じているかを見るのである。ドリフトチェンバーはビーム軸に対して天頂角方向(θ)と方位角方向(ϕ)で異なる分解能を持っており、この方法で評価した分解能は $\sigma_{\theta} = 18\text{mrad}$, $\sigma_{\phi} = 10\text{mrad}$ であった。

陽電子の放出点位置測定の分解能についても同様に二回転事象における二つの再構成飛跡の連結点での差で評価できる。またターゲット上にはいくつかの穴が空いており、再構成した放出点の分布が穴の端でどのように鈍っているかを見ることでも評価できる。このような方法で見積もった放出点位置分解能は、水平方向3.2mm, 垂直方向で4.5mmであった。

最後にガンマ線入射位置測定, 陽電子方向測定, 陽電子放出点位置測定それぞれの分解能を合成することで陽電子-ガンマ線の相対角度測定の分解能を導き出すことができる。結果は, $\sigma_{\theta_{e\gamma}} = 21\text{mrad}$, $\sigma_{\phi_{e\gamma}} = 14\text{mrad}$ であった。

5.2.5 陽電子-ガンマ線 時間差測定

MEG実験の大きな特徴の一つとして優れた時間差測定精度をあげることが出来る。これは液体キセノン検出器, 陽電子スペクトロメータ双方ともすぐれた時間分解能を有していることによる。

液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能はCEX反応による54.9MeV, 83.0MeVの同時単色ガンマ線を使って評価できる。この時間測定のためにNaI検出器の前に鉛板とプラスチックシンチレータを組み合わせた高速シャワーカウンターを設置し, 二つのガンマ線をシャワーカウンターと液体キセノン検出器で同時に測定する。得られた測定時間差分布のピークの幅から, CEX反応に使用される液体水素ターゲット内でのパイオン停止分布の広がり, およびシャワーカウンター自身の時間分解能の寄与を差し引き, さらにわずかなエネルギー依存性を補正することで液体キセノン検出器の信号ガンマ線に対する時間測定分解能として $\sigma_{t_{\gamma}} = (80 \pm 6)\text{psec}$ が得られた。

陽電子の時間はタイミングカウンターで測定された時間からターゲットからタイミングカウンターまでの飛行時間を差し引くことで得られる。したがって陽電子の時間測定精度は, タイミングカウンター自身の時間測定分解能と飛行時間の見積もりの精度に依存する。まず, 陽電子タイミングカウンターの時間分解能はミシェル崩壊陽電子が隣り合う複数のタイミングカウンターバーを通過する事象を使って調べることが出来る。バーごとのばらつきが多少あるが, 平均して $\sigma = 67\text{psec}$ の時間分解能を実現している。実際は陽電子の飛行時間の見積もりによる不定性の寄与の方が大きく, モンテカルロシミュレーションによるとその寄与は $\sigma = 90\text{psec}$ 程度と見積もられている。

以上, 両検出器の時間測定精度について紹介したが, 最終的な陽電子-ガンマ線の時間差測定の分解能の評価はミュオン輻射崩壊($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_{\mu} \gamma$)を用いて行われた。ミュオン輻射崩壊は信号エネルギーに近い陽電子とガンマ線を同時に放出するので時間差測定の絶好の較正源となる。しかしながら信号エネルギーに近い陽電子とガンマ線を伴う輻射崩壊の分岐比は非常に小さい(さもないければ $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の深刻な背景事象になってしまう!)ため, 偶発的重畳背景事象に埋もれてしまい測定は容易ではない。実際これまででもっともよい崩壊分岐比上限値を与えているMEGA実験[1]でもこの輻射崩壊事象を観測するのにビームレートをかなり落とした特別なランが必要であった。

一方MEG実験は極めて優れた時間差測定の精度を持っているため, ビームレートを落とさずに輻射崩壊事象を観測することに成功している。図15は探索実験データ中に観測された陽電子-ガンマ線の時間差分布である。偶発的重畳背景事象による平坦な分布の上に輻射崩壊事象によるきれいなピークがみえる。このピークは信号ガンマ線より若干低いエネルギー領域 $40 < E_{\gamma} < 45\text{MeV}$ で観測されたものであり, 得られたピークの幅に液体キセノン検出器の時間測定分解能のわずかなエネルギー依存性の補正を加えることで, $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊事象に対する時間差測定分解能 $148 \pm 17\text{ps}$ を得た。

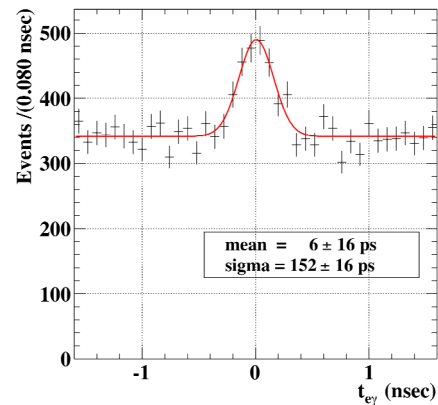


図15 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験データ中に観測されたミュオン輻射崩壊による時間分布のピーク

5.2.6 検出効率

ガンマ線検出効率は基本的にはモンテカルロシミュレーションを用いて見積もられている。検出効率はおもにガンマ線がターゲットから液体キセノン検出器の有感領域に到達するまでの物質質量で決まるのだが, 図11で示したように液体キセノン検出器の応答関数は低エネルギー側にテイルをひいているので, 検出効率は解析に用いるエネルギー領域の幅にも依存する。以下検出効率は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索解析に用いられたエネルギー領域 $E_{\gamma} > 46\text{MeV}$ という条件での見積もりとなる。ガンマ線パイルアップ事象や宇宙線事象

のカットなど解析に関連した効率も含めて最終的なガンマ線検出効率は $\epsilon_\gamma = (63 \pm 4)\%$ と求められた。なお検出効率は多少ガンマ線の入射位置にも依存し、この数字は検出器全体で平均されたものである。

検出効率は測定データを元に見積もることもできる。たとえば、CEX 反応による二つのガンマ線のうち、NaI 検出器で 83.0 MeV をタグした事象に対して 54.9 MeV ガンマ線が液体キセノン検出器中で検出される割合から検出効率を評価することができる。また、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験中に観測されるミュオン輻射崩壊による背景ガンマ線の頻度からも検出効率を見積もることができる。これらの方法により見積もられたガンマ線検出効率はいずれもモンテカルロシミュレーションによる見積もりと誤差の範囲で一致している。

前述の通りドリフトチェンバーの放電問題のため陽電子の検出効率は予想より低かった。しかも時間とともに効率が低下していくという大変やっかいな状態であったが、以下の方法により平均検出効率を求めることが出来る⁵。

陽電子検出効率は、ドリフトチェンバーにおける飛跡再構成効率とドリフトチェンバーに飛跡を残した事象のうちタイミングカウンターにヒットを残すという条件付き確率のかけ算となる。前者はタイミングカウンターのみでトリガーされたデータサンプルを用いて 37%、後者はドリフトチェンバーのみでトリガーされたデータサンプルを用いて 38% と求めることができた。したがって run 2008 の陽電子検出効率は $\epsilon_e = 14\%$ ということになる。なお検出効率の見積もりに使用したデータサンプルは $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索データと同時に取得しているので、得られた検出効率は探索実験中の平均値ということになる。なお、すべてのドリフトチェンバーモジュールが動作している場合に期待される本来の陽電子検出効率はおよそ 40% であり、run 2008 における陽電子検出効率は期待より 3 倍程度悪かったことになる。

6 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索解析

Run 2008 で取得した $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索データ中の信号数の評価はいわゆる「ブラインド最大尤度推定」の手法で行われた。解析の大まかな流れは以下の通りである。

1. プリセクションによるデータサイズ圧縮
2. 信号領域の事象を隠すブラインディング
3. 解析アルゴリズムの最適化と背景事象の見積もり
4. 最大尤度推定による信号数の見積もり
5. 信号数の見積もりを元にした崩壊分岐比の計算

⁵ 後述するが run 2008 の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索解析で得られた信号数の上限値から崩壊分岐比の上限値を計算する際には、不安定であった陽電子スペクトロメータの検出効率の見積もりを直接必要としない方法を採用している

6.1 プリセクションとブラインディング

MEG 実験では検出器のほぼすべてのチャンネルで個別に波形データを取得しているため、データサイズは非常に大きい(表 1)。効率のよい解析を行うため、取得したデータから大まかな基準で候補事象を選択するいわゆるプリセクションを行い、データサイズを減らした。プリセクションは検出器の較正や解析アルゴリズムの最適化が完全ではない解析の初期段階に行われるので、選択基準は大変ゆるく、要求するのは、 $-6.9 < t_{e\gamma} < 4.4 \text{ ns}$ 、タイミングカウンターのヒットと時間的に矛盾しない飛跡がドリフトチェンバーで観測される、という二点のみである。このプリセクションにより全体の 16% の事象が選択された。

図 16 はプリセクションで残った事象の $(t_{e\gamma}, E_\gamma)$ -平面における分布である。他の観測量に関してはなんのカットもしていない点に注意されたい。

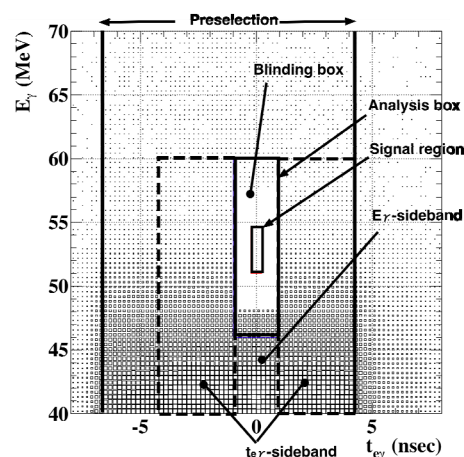


図 16 プリセクションで選択された事象の分布

信号領域を含むブラインディングボックス中の信号は隠されている。それらを含む形で最大尤度推定用の解析領域が、解析領域のまわりにはサイドバンド領域が定義されている。

解析におけるバイアスを避けるため、プリセレクトされた事象のうち、信号領域より多少広い $48 < E_\gamma < 57.6 \text{ MeV}$ 、 $-1 < t_{e\gamma} < 1 \text{ nsec}$ で定義されるブラインディングボックス内の事象はすべて隠された⁶。検出器の較正、解析アルゴリズムの最適化、信号領域における背景事象の見積もりがすべて終了し、信号数を見積もる最終解析が行われるまでこの状態で解析が行われた。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験の背景事象のほとんどが偶発的重畳事象であることがこのような解析手法を可能にしている。たとえば、陽電子とガンマ線の時間がずれている領域(図 16 中の $t_{e\gamma}$ サイドバンド)で偶発的重畳背景事象の見積もりができる。図 17 は $t_{e\gamma}$ サイドバンドで得られたガンマ線背景事象のエネルギースペクトルであり、後述の最大尤度推定における E_γ の確率密度関数(PDF)

⁶ ブラインディングボックス内の事象は別ファイルに記録され最終解析直前までアクセスが制限された。

にも使用されている。また、信号より E_γ が低い領域(図 16 中の E_γ サイドバンド)では、図 15 に示されているような陽電子-ガンマ線の時間差分布が得られ、ミュオン輻射背景事象によるピーク幅から時間分解能を評価することができる。

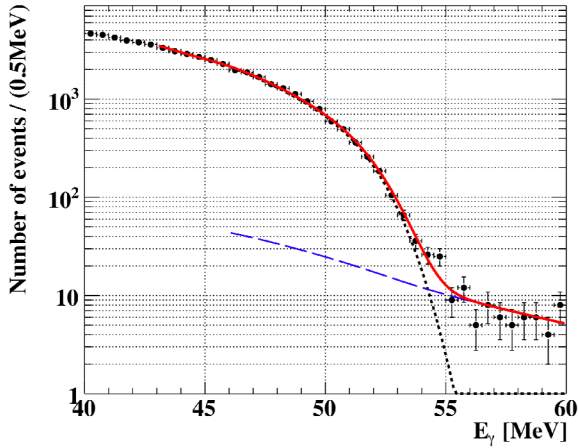


図 17 測定された背景ガンマ線のエネルギースペクトル $t_{e\gamma}$ サイドバンドのデータを使用した。

6.2 最大尤度推定による信号数の見積もり

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊事象数の見積もりは、信号領域の事象数を数えるいわゆるボックス解析ではなく最大尤度関数を用いた推定により行われた。最大尤度関数は次の式で定義されている。

$$\mathcal{L}(N_{\text{sig}}, N_{\text{RMD}}, N_{\text{BG}}) = \frac{N^{-N_{\text{obs}}} e^{-N} N_{\text{obs}}!}{N_{\text{obs}}!} \prod_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \left[\frac{N_{\text{sig}}}{N} S + \frac{N_{\text{RMD}}}{N} R + \frac{N_{\text{BG}}}{N} B \right]$$

尤度関数は三つの事象タイプ、すなわち $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊事象 (S)、ミュオン輻射崩壊事象 (R)、偶発的重畳背景事象 (B) に対する確率密度関数 (PDF) で構成される。 $(N_{\text{sig}}, N_{\text{RMD}}, N_{\text{BG}})$ はそれぞれの事象タイプの事象数を表す未知の変数であり、尤度関数を最大化する最良推定値としてこれらの値を求めることが解析の目的である。 N_{obs} は実際に解析領域に観測された総事象数、また $N = N_{\text{sig}} + N_{\text{RMD}} + N_{\text{BG}}$ である⁷。

各 PDF は観測量 $\vec{x}_i = (E_\gamma, E_e, t_{e\gamma}, \theta_{e\gamma}, \phi_{e\gamma})$ の関数である。信号事象に対する PDF (S) は 5 つの観測量それぞれについての独立な PDF の積で表され、それぞれの PDF は検出器の応答関数により定義される。検出器の応答関数は角度を除いてすべて実測された分解能をもとに定義されている。たとえば E_γ に関しては図 11 にあるような CEX ランで測定された応答関数が使われ、 E_e に関しては図 14 のミシェル崩壊スペクトルから導き出された応答関数が使われる。

偶発的重畳背景事象の PDF (B) も 5 つの観測量それぞれについての独立な PDF の積で表され、それぞれの PDF は測定された背景事象のスペクトルにより定義される。たとえば E_γ については図 17 のサイドバンド領域で測定されたエネルギースペクトルが、 E_e に関しては図 14 のミシェル崩壊スペクトルが使われている。

ミュオン輻射崩壊事象の PDF (R) は $t_{e\gamma}$ を除くすべての観測量が相関を持っているため少し面倒である。PDF は $(E_\gamma, E_e, \theta_{e\gamma}, \phi_{e\gamma})$ に関する PDF と $t_{e\gamma}$ に関する PDF の積となる。前者は理論から計算されるスペクトルと実測された検出器の応答関数 (つまり信号事象の PDF (S)) を合成することで定義する。後者の $t_{e\gamma}$ の PDF は信号事象と同じ PDF が使用されている。

なお、前述のとおり MEG 検出器の性能はガンマ線の入射位置あるいは陽電子飛跡の方向に依存する。また特に run 2008 ではドリフトチェンバーの放電問題により陽電子スペクトロメータの性能は時間とともに変化していた。尤度関数にはこういった検出器応答の空間的および時間的な非一様性を記述する工夫がなされている。すなわち、観測量変数 \vec{x}_i だけでなくそれに付随する分解能などの応答関数パラメータ $\delta\vec{x}_i$ も観測量として扱っている。この場合 PDF は $(\vec{x}_i, \delta\vec{x}_i)$ の関数となり、事象ごとに異なる応答関数を使用することができるようになる。

最大尤度推定解析は 5 つの観測量に対して以下の条件で定義された解析領域で行われた。

- $46 < E_\gamma < 60$ MeV
- $50 < E_e < 56$ MeV
- $|t_{e\gamma}| < 1$ nsec
- $|\theta_{e\gamma}| < 100$ mrad, $|\phi_{e\gamma}| < 100$ mrad

最大尤度推定法では、信号事象のみならず背景事象の見積もりを同時に行うため、信号領域より広い解析領域を設定し意図的に背景事象を取り込んでいる。今回は測定された検出器分解能の $\pm(5 \sim 10)\sigma$ 程度の領域を解析領域(図 16 の analysis box)とした。また、事象の再構成に関するいくつかのクオリティカットも同時に適用して事象を選択している。なお、当然のことながら解析領域の設定、事象選択条件の設定はブライディングボックスを開ける前に行われた。

6.3 結果

解析アルゴリズムの最適化、背景事象頻度の見積もりなどが終了した後、ブライディングボックスをあけた。前節で定義した解析領域に $N_{\text{obs}} = 1189$ 個の事象が観測された。くりかえしになるが、多くの事象が観測されているのは意図的に信号領域よりずっと広い解析領域で事象を数えているためである。

⁷ この尤度関数は、総事象数も推定対象の未知数として扱う拡張型尤度関数となっている。

観測された事象に対して最大尤度推定解析を行い ($N_{\text{sig}}, N_{\text{RMD}}, N_{\text{BG}}$) の最良推定値を求めた。図 18 に各観測量ごとの解析領域内の事象分布を示す。図中の実線は最良推定値に基づく尤度関数であり、観測された事象分布と非常によく合っていることがわかる。

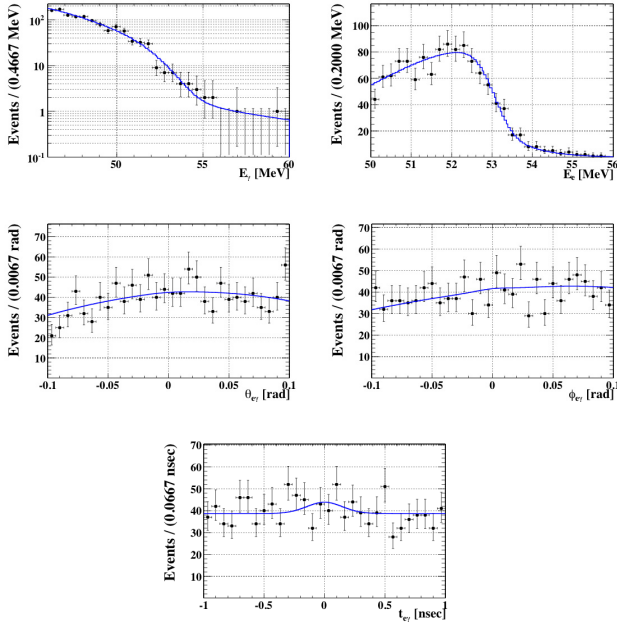


図 18 解析領域における各観測量の事象分布
実線は最大尤度関数によるフィット結果。

次に N_{sig} および N_{RMD} について推定結果の 90% 信頼区間を、トイモンテカルロシミュレーションを用いた Feldman-Cousins の手法[10]により決定した。($N_{\text{sig}}, N_{\text{RMD}}$) 平面上の各点で、その点の座標を事象数の期待値として多数のトイモンテカルロシミュレーションによる実験を行い、尤度比 $\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}}$ がデータの尤度比よりも大きくなる確率が 90% であるような点によって 90% 信頼度の等高線を構成する。この 90% 信頼度の等高線から解析領域内の信号数の上限値として、

$$N_{\text{sig}} < 14.7 (90\% \text{ C.L.})$$

を得た。この上限値には系統誤差も含まれている。系統誤差のおもな原因としてガンマ線のパイルアップ事象選択アルゴリズム、ガンマ線のエネルギースケール、ミシェル崩壊陽電子のエネルギースペクトルのフィットパラメータにおける不定性があげられるが、統計誤差に比べると系統誤差の寄与は非常に小さい(2%程度)。

なお、ミュオン輻射崩壊数の最良推定値は $N_{\text{RMD}} = 25^{+17}_{-16}$ であったが、これは図 15 で観測された輻射崩壊の事象数から外挿して見積もった解析領域での期待数 40 ± 8 と誤差の範囲で一致している。

次に信号数 N_{sig} に対する上限値から崩壊分岐比に対する上限値を計算する。一般に崩壊分岐比は得られた信号数を

停止ミュオン数、検出器のアクセプタンス、効率などで割り算すれば求まるが、run 2008 で不安定であった陽電子スペクトロメータの効率を精度よく求めるのはそれほど簡単ではない。また頻繁ではないが PSI の陽子加速器も出力が不安定になる場合があるのでこの方法はそういった不安定性の影響を受けてしまう。そこで、崩壊分岐比は探索実験中に同時にカウントしていたミシェル崩壊陽電子の数 $N_{e\nu\bar{\nu}}$ を元に計算することにした。ミシェル崩壊陽電子と信号陽電子に対する陽電子スペクトロメータの検出効率、アクセプタンスはほぼ同じであり、事象数はともにミュオン数に比例するので両者の比を取ればこれらの項目は相殺されるという点がみそである。

この場合崩壊分岐比は信号数 N_{sig} から以下のように求められる。

$$BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{e\nu\bar{\nu}}} \times \frac{f_{e\nu\bar{\nu}}^E}{P} \times \frac{\epsilon_{e\nu\bar{\nu}}^{\text{trig}}}{\epsilon_{e\gamma}^{\text{trig}}} \times \frac{A_{e\nu\bar{\nu}}^{\text{TC}}}{A_{e\gamma}^{\text{TC}}} \times \frac{\epsilon_{e\nu\bar{\nu}}^{\text{DCH}}}{\epsilon_{e\gamma}^{\text{DCH}}} \times \frac{1}{A_{e\gamma}^{\text{g}}} \times \frac{1}{\epsilon_{e\gamma}} \quad (1)$$

ここで $f_{e\nu\bar{\nu}}^E = 0.101$ はミシェル崩壊陽電子のエネルギースペクトルにおける 50 MeV 以上の部分の割合、 $P = 10^7$ はミシェル陽電子測定用トリガーのプリスケール因子、 $\epsilon_{e\nu\bar{\nu}}^{\text{trig}} / \epsilon_{e\gamma}^{\text{trig}} = 0.66$ は信号陽電子とミシェル陽電子のトリガー効率の比、 $(A_{e\nu\bar{\nu}}^{\text{TC}} / A_{e\gamma}^{\text{TC}}) \times (\epsilon_{e\nu\bar{\nu}}^{\text{DCH}} / \epsilon_{e\gamma}^{\text{DCH}}) = 1.11 \times 1.02$ は信号陽電子とミシェル陽電子の検出効率の比、 $A_{e\gamma}^{\text{g}} = 0.98$ は陽電子スペクトロメータで信号陽電子が検出された事象に対する信号ガンマ線の条件付きアクセプタンス、 $\epsilon_{e\gamma} = 0.63$ は信号ガンマ線の検出効率である。探索実験中にカウントされたミシェル崩壊陽電子数が $N_{e\nu\bar{\nu}} = 11414 (50 < E < 56 \text{ MeV})$ であったことから、崩壊分岐比に関する上限値は、

$$BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 2.8 \times 10^{-11} (90\% \text{ C.L.})$$

と求められた[11]。なお寄与は小さいが式(1)の各項目の見積もりの誤差も考慮されている。

6.4 Run 2008 実験感度

得られた崩壊分岐比上限値は、run 2008 のデータ統計量、検出器の分解能、背景事象頻度などを用いて計算される実験の感度と比較することができる。

偶発的重畳背景事象、ミュオン輻射崩壊事象に関して解析領域で観測されたものと同じ事象数を仮定、さらに $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊事象数をゼロと仮定した上で、尤度関数に基づきトイモンテカルロシミュレーションによる実験を繰り返す。各実験で得られた崩壊分岐比上限値を平均したものを実験の感度と定義する。この実験感度は統計的な揺らぎによらない、実験が到達することができる平均的な崩壊分岐比上限値ということになる。このような方法で計算した run 2008 の実験感度は 1.3×10^{-11} であり、現在もっともよい実験上限値 (1.2×10^{-11} [1]) と同程度であることがわかった。なお、

この実験感度を持った実験を行った場合, run 2008 で実際に得られた 2.8×10^{-11} 以上の上限値が得られる確率はおよそ 5% と計算された。確率はそれほど高くはないが矛盾はしていない。

また t_{eff} サイドバンドにおいて, 信号領域とまったく同じ解析を行うことで実験の感度を推定することもできる。その結果 $(0.9 \sim 2.1) \times 10^{-11}$ の分岐比上限値 (90% C.L.) が得られた。これはトイモンテカルロシミュレーションによって見積もった実験感度とつじつまがあった結果となっている。

7 まとめと MEG 実験の今後

MEG 実験はすべての検出器の開発, 建設を終え, 2008 年 9 月にいよいよ本格的な探索データの収集を開始した。Run 2008 はドリフトチェンバーの放電問題などにより期待される統計が得られなかったものの, 既に現在の実験上限値を与える MEGA 実験の結果とほぼ同等な実験感度まで到達していることがわかった。統計的な揺らぎにより, 得られた崩壊分岐比上限値は実験の感度に比べて数倍悪かったものの, ビームレートを落とさずミューオン輻射崩壊事象を観測するなど, MEG 実験の能力の高さを十分に示す結果といえる。

ドリフトチェンバーの放電問題に関しては, run 2008 終了後担当の PSI 検出器グループがすぐさま調査を開始, 問題箇所の特定に成功し見事問題を解決した。改良版ドリフトチェンバーはすでに 2009 年の探索実験で問題なく動作し, ほぼ期待通りの検出効率を実現している。また液体キセノン検出器は run 2009 が始まる前に液体キセノンの徹底した純化を行うことでさらに光量が改善, ほぼ期待通りの光量を得ることに成功した。液体キセノン検出器は run 2009 全期間にわたり最大光量で安定した運転が行われた。Run 2009 は既に無事に終了しており, 取得したデータを鋭意解析中である。増加したデータ量を元に現在の実験上限値を上回る感度での探索ができるものと期待している。今後, 検出器分解能の改善を重ねつつ 2 ~ 3 年データ収集を継続し目標の崩壊分岐比感度 10^{-13} に到達したいと考えている。MEG 実験の今後の結果に期待していただきたい。

8 謝辞

苦勞の多かった準備期間を経てなんとか実験開始にこぎつけることができたのは MEG 実験グループメンバーの努力と関係者の方々のご協力の賜物です。この場を借りて感謝申し上げたいと思います。なかでも日本グループの学生たちの貢献が大きかったことを強調しておきます。

また, 本稿執筆の機会を与えてくださった高エネルギーニュース編集委員の皆様には感謝いたします。

本研究の一部は科学研究費補助金 (特定領域研究 16081205) の助成を受けています。

参考文献

- [1] M. L. Brooks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1521.
- [2] S. Antusch *et al.*, JHEP **0611** (2006) 090.
- [3] T. Mori *et al.*, Research Proposal to PSI, R-99.05.01, May 1999, UT-ICEPP 00-02.
- [4] 森俊則, 日本物理学会誌 **64** (2009) 674.
- [5] 西口創, 高エネルギーニュース **27-4** (2009) 262; H. Nishiguchi, Nucl. Instrum. Methods A **581** (2007) 538.
- [6] W. Ootani *et al.*, IEEE Trans. Applied Superconductivity **14** (2004) 568.
- [7] 三原智, 高エネルギーニュース **26-1** (2007) 9; S. Mihara, *et al.*, Cryogenics **44** (2004) 223; R. Sawada, 学位論文, 東京大学理学系研究科, 2008 年 11 月.
- [8] S. Ritt, Nucl. Instrum. Methods A **518** (2004) 470.
- [9] A. Baldini *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **565** (2006) 589.
- [10] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57** (1998) 3873.
- [11] J. Adam *et al.*, hep-ex/0908.2594.