MEG II 実験探索感度のさらなる向上を目指した
超低物質量 RPC 検出器の開発

Development of ultra-low material RPC detector for further
sensitivity improvement of MEG II experiment

東京大学大学院 理学研究科 物理学専攻
素粒子物理国際研究センター 大谷研究室

大矢 淳史

2020 年 1 月
概要

素粒子物理学の標準モデルを超える新たな物理を検証する手段の一つとして、荷電レプトンフレーバーの破れは高い重要性を持っている。$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊も荷電レプトンフレーバーの破壊現象の一つで、その発見を目指して MEG II 実験が準備中である。この実験は、前身となった MEG 実験と比較して、感度を一桁改善するのを目標としている。この目標感度は、$\mu$ 粒子ビーム強度を倍増するとともに、それに伴って増加する背景事象削減のために検出器をアップグレードして性能を大幅に改善することで達成する。アップグレード内容の一つは、背景ガンマ線の源となる $\mu \rightarrow e\nu\gamma$ 崩壊を積極的に同定するために、新たな検出器をビームラインの上流側と下流側二箇所に導入するというものである。この検出器は $\mu \rightarrow e\nu\gamma$ 崩壊で生じる陽電子を捉えるもので、下流側についてはすでに建設済みである。一方、上流側については $\mu$ 粒子のビームが通り抜けるため、物質量を抑える必要がある他、レート耐性や放射線耐性が要求される。その中で 90% 程度の検出効率や 1 ns 程度の時間分解能を達成する必要がある。こうした厳しい要請のため、上流側検出器はこれまで未開発であったが、これを実現することで MEG II 実験の感度をさらに改善することができる。

上流側の検出器の候補として、超低物質量 RPC 検出器の開発を行っている。RPC とは複数枚の高抵抗電極を平行に重ねた構造のガス検出器で、本研究では特に Diamond-Like Carbon (DLC) と呼ばれる炭素薄膜をポリイミドフォイルに形成した高抵抗電極を利用して RPC を開発している。この技術により、超低物質量、高時間分解能、高レート耐性を持つ RPC が実現可能となる。今回、$3 \times 3$ cm 程度の大きさの試作機を製作して時間分解能や検出効率を調べた。その結果、400 $\mu$m 程度のギャップの厚みで 4 層に積層した場合に 90% 程度の検出効率、250 ps 程度の時間分解能をそれぞれ実現できることを示した。実験で予想される高レート $\mu$ 粒子ビーム環境下における検出効率の低下などいくつかの課題が残されているものの、本検出器が MEG II 実験での要求性能を満たしうることを示した。
目次

序論 1

第1部 MEG II実験 3

第1章 μ → eγ 崩壊探索の意義 4
  1.1 標準模型におけるμ粒子 4
  1.2 μ粒子と最近の素粒子実験 5
  1.3 有望な新物理の理論とμ → eγ 崩壊 7
  1.4 まとめ 14

第2章 MEG II実験 16
  2.1 信号と背景事象 16
  2.2 実験装置 19
  2.3 まとめと MEG II実験予想感度 30

第2部 背景事象同定用検出器の技術的検討 33

第3章 上流側背景事象同定用検出器の開発課題 34
  3.1 背景事象同定用検出器の原理 34
  3.2 下流側の検出器 35
  3.3 上流側検出器の開発課題 36
  3.4 上流側検出器の過去の開発研究 37
  3.5 本研究での開発課題への取り組み 38

第4章 RPCの検出器技術 39
  4.1 RPCの概要 39
  4.2 RPC内でのガス倍增プロセス 40
  4.3 信号誘起プロセス 43
  4.4 RPCの構成と運用 43
  4.5 先行研究におけるRPCの性能 45
  4.6 まとめ 46

第5章 超低質量 RPC 検出器のコンセプト 47
  5.1 検出器デザインの検討 47
第III部 超低物質量RPC検出器の研究開発

第6章 RPC試作機の製作
6.1 RPCの素材 .......................................................... 53
6.2 組み立て ............................................................... 55
6.3 検出器信号の確認 .................................................... 60
6.4 まとめ ................................................................. 61

第7章 単層ギャップRPCの性能研究
7.1 測定セットアップ ...................................................... 62
7.2 検出器性能の決定方法 ................................................ 63
7.3 検出器の基本的な特性 ................................................ 65
7.4 検出器性能のギャップ間隔依存性の調査 ................................ 67
7.5 まとめ ................................................................. 70

第8章 積層ギャップRPCの性能研究
8.1 積層した場合の波高分布 ............................................ 71
8.2 積層した場合の検出効率の変化 .................................... 74
8.3 積層した場合の時間分解能の変化 .................................. 76
8.4 まとめ ................................................................. 76

第9章 レート耐性
9.1 照射レートを上げたβ線による試験 ................................ 77
9.2 レート耐性の見積もり ............................................. 78
9.3 今後の測定計画 ...................................................... 79

第10章 実機の設計に関するその他の議論
10.1 検出器設置環境に関する議論 .................................... 80
10.2 読み出しパッドの構造に関する議論 ............................... 81
10.3 まとめ ................................................................. 84

第IV部 結論

第11章 結果のまとめと今後の展望
11.1 結果のまとめ ...................................................... 87
11.2 実機建設に向けた議論 ........................................... 87
11.3 実機建設後の課題 ................................................ 88
付録 A 輻射崩壊について
付録 B Ramo の定理の導出
付録 C 時間再構成
付録 D RPC で用いたスペーサーについて
付録 E 192 μm の単層 RPC の測定結果
付録 F X 線照射試験
付録 G RPC 注意点まとめ
謝辞
序論

素粒子物理学の標準模型は電磁スケールの範囲内の物理を正しく記述することが実験的に確かめられている。一方で、標準模型が問題点を抱えていることも指摘されており、標準模型を超える新たな物理の存在を強く示唆している。そのため新物理の正体を探るための研究が活発に行われており、中でもフレーバー物理はその強力な手法の一つとして重要な役割を持っている。

標準模型の粒子はクォークとレプトンそれぞれ三世代ずつあり、質量階層を持つことが知られている。しかし、こうした世代構造を持つ理由については深く理解されておらず、フレーバーパズルと呼ばれる。加えて、標準模型ではそれぞれのクォークやレプトンに個別の質量パラメータを導入しているため、パラメータの数が多く複雑である。これらの問題の背景には、より基本的な法則が隠れていると考えられている。そのため、フレーバーに関する知見を後方に導入するための一端とされるが、これがフレーバー物理の目指す方向性である。

フレーバー混合は中でも重要なトピックである。クォークやニュートリノにおける世代間のフレーバー混合は発見されており、現在も詳細な測定が活発にされている。その一方で、荷電レプトンについては同様の世代間混合は見られない。標準模型ではフレーバー保存則の成立する。しかし、これはあくまでもアクチンデンタルな保存則であるため、荷電レプトンにおいてもわずかなフレーバー混合が存在する可能性がある。

これは素粒子物理の分野では荷電レプトンフレーバーの破れ (charged Lepton Flavor Violation) と呼ばれる。cLFV については、新物理の構築を伴う複数の理論モデルが実験的に発見される可能性を示唆している。そのような背景から、cLFV の実験的探索の重要性が高まっている。

現在、μ → eγ 廃棄分岐比に対して MEG 実験による 4.2 × 10^{-13}(90% C.L.) の実験的上限値が得られている。その一方で、一部の理論はこの上限値の下の値を期待しており、さらなる実験的向上が求められている。その中、MEG 実験よりも一桁高い質量であることを考慮すると MEG II 実験が準備中である。この実験では、高感度を達成するためには、大きな統計量と実験で生じる背景事象の削減が不可欠である。そのために MEG II 実験では MEG 実験と比べて倍の強度 (7 × 10^7 μ^+ / s) の μ 粒子ビームを用いる他、検出器の分解能を倍程度高いものとする。加えて、背景事象を積極的に検出するための検出器を導入する。これらはMEG II 実験への 6 × 10^{-14} の探索感度を見込みである。

その一方で、背景事象を積極的に検出するための検出器についてはビームラインの上流側に設置されるものが未開発の状態で、MEG II 実験感度には改善の余地がある。

本稿で述べる研究は、ビーム上流側の背景事象同定用検出器を開発し MEG II の実験感度を 10% 向上させることを目標している。この検出器はビームが通過する場所に設置されるため多くの開発課題が存在し、問題を解決されていないのである。

その中で、Diamond Like Carbon (DLC) をスパッタリングする技術を用いたガス検出器、Resistive Plate Chamber (RPC) がこの検出器の候補として有力である。まず RPC とは、高抵抗電極を平行に向かって整合的な構造の高い時
間分解能を特徴とするガス検出器である。一方、DLC とは高抵抗の炭素薄膜で、これをカプトン（ポリイミド）のフォイル上にスパッタリングすることによって高抵抗電極とする。この高抵抗電極を平行に向かい合わせることによって RPC 検出器として動作させることができ、神戸大学での基礎的な研究開発が行われた。これは MEG II 実験用の検出器とするには多くの問題点を抱えており、それまでは MEG II 実験の上流側背景事象同定用検出器として用いることができない状態であった。そこで我々はこの研究を発展させ、MEG II 実験でのアプリケーショ

本修士論文は以下のように構成されている。

まず第 1 章では、μ → eγ 崩壊探索実験を行う背景と実験について記す。2 章では、最近の研究結果と合わせて μ → eγ 崩壊探索の科学的意義を議論する。3 章では、μ → eγ 崩壊の発見を目指す MEG II 実験の実験原理を紹介する。

第 4 章では、上流側背景事象同定用検出器に関して、その検出器技術要素を検討する。5 章では MEG II 実験に導入する背景事象同定用検出器のコンセプトや原理を紹介し、ビーム上流側検出器の開発課題についても議論する。

6 章では RPC の検出器技術を紹介し、一般的な RPC の性能と本研究での開発課題を比較する。7 章では、上流側背景事象同定用検出器として検討中の超低物質量 RPC のコンセプトをまとめる。

今回取り組んだ検出器開発については、第 8 章で述べる。まず 9 章では、プロトタイプ検出器の組み立てについて記述する。ここでは開発課題の一つである、小さな物質量を達成できることを示す。10 章では、単層ギャップの RPC を用いた性能評価の結果について示す。11 章では、RPC を積層した場合の振る舞いを調べた結果を述べる。

最後に、12 章で第 11 章で述べた結果をまとめ、MEG II 実験環境における検出器性能の見積もりを示し、本研究の今後についても議論する。
第Ⅰ部

MEG II 実験
第1章

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の意義

この章では MEG II 実験での発見が期待される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊について、探索を行う背景や動機、実験での探索の現状について述べる。

1.1 標準模型における $\mu$ 粒子

標準模型は 100 GeV 程度のエネルギースケールまで実験的に検証がなされており、その妥当性が認められている。この節ではその中における $\mu$ 粒子の特徴を述べる。$\mu$ 粒子は第二世代に属する荷電レプトンで、以下のような相互作用項を持つ。

\[
L = e\ell^{\mu}A_{\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_{L}\gamma^{\mu}\ell_{L}W_{\mu}^{+} + h.c)
- \sqrt{g^2 + g'^2}\left(\bar{\ell}_{L}\gamma^{\mu}\left(-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_{W}\right)\ell_{L} + \bar{\ell}_{R}\gamma^{\mu}\sin^2\theta_{W}\ell_{R}\right)Z_{\mu}
- \frac{m_{e}}{v}\ell_{L}H
\]

(1.1)

ここで、$g, g'$ はそれぞれ標準模型の SU(2), U(1) 相互作用に対応した結合定数、$\theta_{W}$ はワインバーグ角、$A$ は電磁場、$Z, W, H$ はゲージボSONと Higgs 粒子である。$\ell$ は荷電レプトン、$m_{\ell}$ はその質量で、$m_{e} < m_{\mu} < m_{\tau}$ のように世代構造を持つ。$\mu$ 粒子は電子よりも質量が大きくため不安定で、表[図1]に示すような崩壊モードを持つ。これらの崩壊モードは全て標準模型でも存在が許された相関で、実際に理論値と測定値の差の一致が確認される。

クォークの場合は CKM 行列によって世代間で混合する一方、レプトンの場合は表[図2]で見て取れるように、標準模型の範囲内では世代間のフーバー混合が見られない。しかし、これは根源的な対称性によるものではないた

<table>
<thead>
<tr>
<th>崩壊モード</th>
<th>分岐比（測定値）</th>
<th>分岐比（理論値）</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>$\mu^{+} \rightarrow e^{+}\nu_{e}\bar{\nu}_{\mu}$</td>
<td>$\sim 100%$</td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>$(6.0 \pm 0.5) \times 10^{-8}$[2]</td>
<td>$6.15 \times 10^{-8}$</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>$(E_{e} &gt; 45, E_{\gamma} &gt; 40$ MeV の時のみ)</td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td>$\mu^{+} \rightarrow e^{+}\nu_{e}\bar{\nu}_{\mu}\gamma$</td>
<td>$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$[5]</td>
<td>$1.3 \times 10^{-2}$</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>$(E_{\gamma} &gt; 10$ MeV の時のみ)</td>
<td>$(E_{\gamma} &gt; 10$ MeV の時のみ)</td>
</tr>
<tr>
<td></td>
<td>$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$[5]</td>
<td>$(3.508 \pm 0.007) \times 10^{-5}$</td>
</tr>
</tbody>
</table>
1.2 μ粒子と最近の素粒子実験

め、混合が存在しないときに必然性はない。そのため、次節で説明するように世代間の混合現象の探索が活発に行われている。

1.2 μ粒子と最近の素粒子実験

標準模型は以下の問題点を抱えていることが指摘されている。

- 標準模型では右巻きニュートリノが存在せず、またニュートリノ質量が0であるとしている。しかし、実際には質量が存在することが観測されている。加えて、他の素粒子の質量と比べても少なくとも数桁は小さいことが分かっている。
- 標準模型では宇宙の物質反物質の非対称性を説明できない。標準模型がCPを破ることは知られているが、その破れの大きさは現在の宇宙を説明するには小さすぎる。
- 宇宙の発生エネルギーの多くを暗黒物質や暗黒エネルギーが占めていることが、宇宙の観測から分かっている。これらは標準模型の範囲では理解できない。
- Higgsの質量は125 GeVであることが実験から示された。しかし、Higgsの質量の量子補正の大きさを考えると、標準模型がプランクスケールまで正しいと考えるのは不自然である。

そこで、100 GeVのエネルギースケールを超えた領域をターゲットにして、新物理の実験的な探索が活発に行われている。その中で、μ粒子を用いた実験の重要性が認識されており、様々な実験が行われている。この節ではμ粒子に関する最新の実験の結果や現状を紹介する。

1.2.1 μ粒子を用いた近年の物理実験

荷電レプトンフレーバーを破るμ粒子崩壊の探索について、最新結果を表1.2にまとめた。この表の更新の見通

表1.2: μ粒子のレプトンフレーバーを破る反応の探索の最新結果

<table>
<thead>
<tr>
<th>反応モード</th>
<th>分岐比の上限値 (90%C.L.)</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>μ⁺ → e⁺γ</td>
<td>4.2 × 10⁻¹³[11]</td>
</tr>
<tr>
<td>μ⁺ → e⁺e⁻e⁻</td>
<td>1.0 × 10⁻¹²[6]</td>
</tr>
<tr>
<td>μ⁺ → e⁺γγ</td>
<td>7.2 × 10⁻¹¹[7][8]</td>
</tr>
<tr>
<td>μ⁺ → e⁺νμνe</td>
<td>1.2 × 10⁻¹²[9]</td>
</tr>
<tr>
<td>μ⁻ → e⁻Au</td>
<td>7.0 × 10⁻¹³[10]</td>
</tr>
<tr>
<td>μ⁺e⁻ → μ⁻e⁺</td>
<td>8.3 × 10⁻¹¹[11]</td>
</tr>
</tbody>
</table>

しとしては、μ → eγはMEG II実験、μ → 3eはMu3e実験[12][13]、μN → eNはCOMET実験[14]やMu2e実験[15]がこれから行われる予定である。また、図1.1はこの3つの崩壊モードについて、分岐比の上限値をプロットしたものである。

荷電レプトンフレーバーの破れ以外では、μ粒子の磁気双極子モーメントの測定値と理論値の比較的大きなずれが見られていて、議論されている[17]。これを再検証するため、Fermilab E989[18]が測定を開始した他、J-PARC E34[19]が準備中である。
1.2.2 ニュートリノ振動とcLFV

1990年代にはニュートリノ振動が発見されている。これは、13]で述べたような世代ごとのレプトン数の保存を破るほか、ニュートリノが質量を持つ証拠である。ニュートリノ振動は、図1.2のようなダイアグラムを通して荷電レプトンフリーパーの破れに寄与する。この効果によるμ→eγ崩壊への寄与を計算すると、以下のようになる

\[ Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{2\pi} \sum_i \left| U_{\mu i} U_{ei} \frac{\Delta m^2_{ij}}{M^2_W} \right|^2 \sim 10^{-54} \] (1.2)

しかし、この式から見て取れるように、ニュートリノ振動による荷電レプトンフリーパーの破れへの寄与は現在の実験的上限値の大きさ（10^{-13}程度）と比べて十分小さい。そのため、荷電レプトンフリーパーの破れが実験的に観測されれば、新物理の発見を意味する。

同時に、ニュートリノ振動と新物理の寄与が組み合わさることで観測可能な大きさのcLFVを生じることも期待されている。次節では超対称性モデルと組み合わせる場合を中心に議論するが、超対称性モデル以外の場合にもニュートリノ振動の知見とcLFV探索実験の結果から新物理のモデルを絞り込むことができる。ニュートリノ振動に関連するこうしたアプローチは、クォークのフリーパー物理が苦手とすると同時にレプトンのフリーパー物理が強みを発揮できる分野の一つである。そのため、ニュートリノ振動はcLFV探索実験を強く動機付けている。

図1.1: μ→eγ, μ→3e, μeN→eN それぞれの崩壊分岐比の上限値の経過 [16]

図1.2: ニュートリノ振動のμ→eγ崩壊への寄与
1.3 有望な新物理の理論と $\mu \to e\gamma$ 崩壊

前節では $\mu \to e\gamma$ 崩壊と関連分野について、最新の実験研究やその成果を紹介した。それらの実験が与える結果は、標準模型よりもさらに高いエネルギー領域を対象とした新理論の確立につながる。$\mu$ 粒子を用いた実験が関連する理論的枠組みについては、[23]で詳しくレビューされているが、本節では特に $\mu \to e\gamma$ 崩壊に絞って、理論の立て場から行われてきた研究を紹介する。

1.3.1 $\mu \to e\gamma$ 崩壊の有効理論

$\mu \to e\gamma$ 崩壊の有効ラグランジアンは以下の式で表される。

\[ L_{\mu \to e\gamma} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} [m_\mu A_R \bar{\mu} R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + m_\mu A_L \bar{\mu} L \sigma^{\mu\nu} e_R F_{\mu\nu} + h.c] \]  

（1.3）

ここで、$\theta$ は $\mu$ 粒子の崩壊ペクトルと陽電子の運動量のなす角、$P\mu$ はビームの崩壊の度合を表すパラメータである。MEG 実験のように、ビームの崩壊依存性の影響を受けないような手法で $\mu \to e\gamma$ 崩壊を探索するのであれば、実験から $|A_R|^2 + |A_L|^2$ を決定することができる。その一方で、実験で崩壊依存性を積極的に調べることによって $A_R, A_L$ 個別に制限を付けることも [23] では提案されている。

続く節では、新物理の候補となっている理論モデルと $\mu \to e\gamma$ 崩壊、及び関連する議論を概観する。

1.3.2 超対称性

超対称性理論は以下の点が理論的な動機となり、研究がなされてきた。

- 標準模型では Higgs の質量に対する量子補正が大きい。観測された質量を説明するには、これをキャンセルするための fine tuning が必要になるが、超対称性モデルではこの問題が解消される。
- 最も軽い超対称性パートナー粒子が暗黒物質の候補となる
- [13.3] 節で述べるように、3 つのゲージ結合定数を繰り込んだ値が $10^{16}$ GeV 付近で良く一致する
- 標準模型のゲージ理論と重力理論の間を結ぶ可能性が期待されている

この理論の研究から、超対称性が存在する場合には $\mu \to e\gamma$ 崩壊が実験的に観測される可能性があることが指摘されている。この節では、標準模型に超対称性を加えた最小の模型である最上超対称標準模型 (MSSM) を念頭に、この理論と $\mu \to e\gamma$ 崩壊の関連を述べる。

超対称性理論はポソンとフェルミオンの間の対称性で、各ポソン（フェルミオン）に対してパートナーとなるフェルミオン（ポソン）が存在する。この理論では超対称性パートナーとなる粒子は単一の superfield に属し、超対称性が厳密に満たされる場合、その質量は縮退する。例えば、フェルミオンであるレプトンに対応する超対称性パートナーとしてポソンである slepton が存在することになる。実際には既知の粒子と同質量のパートナーは発見されておらず、この理論が正しいのであれば、超対称性は破れているはずである。この時、超対称粒子の質量は超対
図 1.3: 超対称性を仮定した場合に $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に寄与するファインマンダイアグラム。slepton の質量行列における非対角成分がダイアグラム中の $\tilde{\mu} \rightarrow \tilde{e}$ などへの混合部分に対応する

称性を破る項によって与えられ、これによって標準模型の粒子との質量の縮退が見られる。slepton の質量は以下のよう超対称性を破る項によって与えられる。

$$\mathcal{L}_{\text{soft}} = -(m_{\tilde{e}}^2)_{ij} \tilde{e}_{Ri} \tilde{R}_{j} - (m_{\tilde{l}}^2)_{ij} \tilde{l}_{Li} \tilde{l}_{j} - \left\{ m_0(A_{\nu})_{ij} H_{j} \tilde{e}_{Ri} \tilde{l}_{j} + h.c \right\}$$

(1.5)

ここで、$(m_{\tilde{e}}^2)_{ij}, (m_{\tilde{l}}^2)_{ij}$ はそれぞれ左巻き slepton $\tilde{l}_L$, 右巻き slepton $\tilde{e}_R$ の質量行列、$m_0, A_{\nu}$ は超対称性を破るパラメータと三重結合、$H_{1}$ は MSSM における Higgs doublet である。slepton の質量行列の非対角成分は、図 1.4 のような形で $\mu \rightarrow e\gamma$ に寄与し、崩壊分枝比との関係は以下の式のように計算されている [24][25]

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim \left( \frac{m_{\tilde{e}_R}^2}{m_{\tilde{l}_L}^2} \right)^2 \left( \frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{e}}} \right)^4 10^{-6}.$$

(1.6)

ここで、$m_{\tilde{e}_R}^2$ は slepton 質量行列の非対角成分で、$m_{\tilde{l}_L}$ は slepton の質量を表す [26]。すなわち、最新の実験結果と比較すると、(1.6) 式のように超対称性の破れの項の非対角成分が小さくなるべき、という制約がかかっていることがわかる

$$\frac{m_{\tilde{e}_R}^2}{m_{\tilde{l}_L}^2} \lesssim 10^{-4} \left( \frac{m_{\tilde{e}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2.$$

(1.7)

同様の制約がクォークにおける FCNC プロセスなど、他のフレーバー物理に関する実験の結果からも与えられている。その中で、このような非対角成分を抑制するような機構が存在しているとする説が有力である。これを説明するためのモデルは複数あるが、その一例として超重力モデルが挙げられる [24]。このモデルは、Planck スケールでは超対称性を破る項がユニバーサルであるとしている。すなわち、$10^{19} \text{ GeV}$ 付近のエネルギースケールでは以下のようになる。

- 全てのスカラー質量パラメータ $(m_{\tilde{f}})_{ij}$ は共通のパラメータ $m_0$ を用いて $(m_{\tilde{f}}^2)_{ij} = m_0^2$ のようになる
- 三重結合パラメータ $(A_f)_{ij}$ は共通のパラメータ $A_0$ を用いて $(A_f)_{ij} = A_0(y_{\lambda})_{ij}$ のようになる

超対称性の破れの項は、非常に多くのパラメータ自由度を持ち複雑であるが、超重力模型ではパラメータの数を削減できる点にも動機付けられている。ユニバーサルパラメータを用いて、プランクスケールでは質量行列は対角的で、世代間の混合は生じない。一方で、低いエネルギースケールでは量子補正によって非対角成分が生み出される歪んだが残っている。このような量子補正を生み出すメカニズムについては、大統一理論や seesaw 機構が有力視されている。続く節では、これらの理論とそれぞれが超重力模型内で生む量子補正のメカニズム、及び予想される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分枝比について述べる。

---

footnote{この式では、簡単のため、slepton の質量はほぼ縮退していると仮定している}

footnote{[26] のような SUGRA とは異なる機構も議論されているが、ここでは紹介しない}
1.3.3 シーソー機構

現在、ニュートリノについて以下のような問題が提起されている。

・ニュートリノ質量をどのように導入するか。特に右巻きニュートリノの取り扱いをどうするか
・$m_\nu < 0.151$eV(95%C.L.) [27] と、他の粒子に比べて不自然に軽い質量をどう説明するか

シーソー機構はこの問題の解決案として提唱されている理論である [28][29][30]。ニュートリノは中性であるため、ゲージ対称性を破らずに Majorana 質量を持つことができる。この重大的な質問は、ニュートリノ質量はレプトン数を 2 つ破る問題であり、$0\nu\beta\beta$ 廃墟の探索モチベーションとなっている。ニュートリノが Dirac 質量と Majorana 質量両方を持つものだとするとニュートリノの質量項は以下のように書かれる。

$$
\begin{pmatrix}
\nu \\
N
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
m_\nu \\
m_D \\
M
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
\nu \\
N
\end{pmatrix}
$$

(1.8)

ここでは、左巻きのニュートリノを $\nu$、右巻きを $N$ と表している。$m_\nu = 0, m_D \ll M$ として、この行列の固有値を調べると、軽いニュートリノの質量は $m \sim \frac{m_D^2}{M}$、重いニュートリノの質量は $M_N \sim M$ のようになる。ここで $M$ の値が高いエネルギースケールに存在するすれば、Dirac 質量が他の粒子と同程度の大きさを持つ場合でも観測されるニュートリノの軽さを自然に説明できる。

♣ a SUSY が存在しない seesaw 模型の場合

SUSY が存在せず、単純な seesaw 機構のみ存在する場合の崩壊分岐比は、大まかには [12] 式の $m^2_\nu/m_W^2$ を $O\left(\frac{m^2_\nu}{M^2}\right)$ に置き換えて計算できる [31]。現在までの観測結果では少なくとも $m_\nu < 1$ eV であるので、例えば $m_N \sim 10^{10}$ GeV とすると、崩壊分岐比は $10^{-40}$ となり、$\mu \to e\gamma$ 廃墟は実験的に観測できる範囲内に存在しない。

♣ b SUSY-seesaw 模型の場合

SUSY-seesaw 模型の場合には、slepton 質量行列への量子補正が生じ、$\mu \to e\gamma$ 廃墟が観測可能な分岐比を持つようになる。この模型では尚電レプトンとニュートリノの Higgs 結合は以下のような superpotential で表される。

$$
W_{seesaw} = (y_{\nu})_i \cdot H_1 \cdot e^{R_i} \cdot l_j + (y_{e})_j \cdot H_2 \cdot N_i \cdot l_j + \frac{1}{2} (M_N)_{ij} N_i N_j
$$

(1.9)

ここで、$l_i, e^{R_i}, N_i$ はそれぞれレプトン doublet、右巻き電子、右巻きニュートリノを表し、$y_{e,\nu}$ が電子やニュートリノの希釈結合を表す。また、$H_{1,2}$ は 2 つの Higgs doublet で、$M_N$ は Majorana 質量である。この模型の場合には、式 (1.9) 第二項の $y_e$ を通した結合によって図 [10] などの量子補正が生じる。

この量子補正の slepton 質量行列への影響は、[33] で行われているように、繊り込み群方程式によって数値計算されるが、超重力模型の場合には大まかに以下の式のようになる。

$$
|\Delta m^2_{ij}| \sim \frac{1}{8\pi^2} (y_{\nu})_{ik} (y_{\nu})_{kj} m_0^2 (3 + |A_0|^2) \log \left(\frac{M_N}{M}\right)
$$

(1.10)

ここで、$m_0, A_0$ は、図 1.3 節で述べたユニバーサルパラメータである。この量子補正は図 1.3 図のようなダイアグラムを通じて $\mu \to e\gamma$ 廃墟に寄与する。

ところで、軽いニュートリノの質量については、大まかに $(y_{\nu})_{ik} (y_{e})_{kj} (M_N^{-1})_{kl}$ のようになる。軽いニュートリノの質量を固定して $M_N$ を高エネルギー側にスケーリングさせると、それに伴って $y_{e,\nu}$ も大きくなっていく。これを

---

[3] Type I seesaw 模型の場合
[5] 式 (1.10) 及びこちらでは、実際に 2 つの Higgs の真空期待値の間の関係 (tan $\beta$) によるファクターも入るが、ここでは省略した
図1.4: SUSY-seesaw模型の場合に、左巻きsleptonの質量に対する量子補正を与えるループの例

図1.5: SUSY-seesaw模型におけるμ→eγ崩壊のダイアグラム [52]
1.3 有望な新物理の理論と $\mu \to e\gamma$ 崩壊

![Graph](image)

図 1.6: SUSY seesaw 模型を仮定した場合に予想されるパラメータ領域の図 [33]

(a) 標準模型で計算された結合定数の繰り込み
(b) SUSY を考慮して計算された結合定数の繰り込み

図 1.7: 結合定数の繰り込みを計算した図。(a) 標準模型を用いて計算した場合。{(b)Minimal Supersymmetric Standard Model を用いて計算した場合。([33] の Fig 114.1 より引用)

1.3.4 大統一理論（GUT）

標準模型のゲージ力は、$SU(3) \times SU(2) \times U(1)_Y$ の 3 つの群を持つ。大統一理論では、これらの群が高いエネルギースケールで単一の群に統一されているものと考える。標準模型では 3 つのゲージ群に対応した結合定数はそれぞれ異なった大きさとなっているが、結合定数の繰り込みを行うと $10^{16}$ GeV 程度のエネルギースケールで結合定数が互いに近い値を取る。これがこの理論を支持する根拠となっている。特に TeV スケールでの超対称性を仮定すると、結合定数がより良好に統一されることも示されている（図 1.7）。また、標準模型ではクォークとレプトンは
それぞれ別の多重項に入ることが、大統一理論では同じ多重項に入り、ゲージ粒子のみならず物質粒子も統一される。

### a 奇数列ニュートリノを含まない大統一理論

SU(5) は標準模型の SU(3)×SU(2)×U(1) を部分群に持ち、ゲージ力をまとめることができる。最小の SU(5) 大統一理論では、右巻きのニュートリノを考えない。SU(5) は 5 次元表現、10 次元表現を持ち、標準模型の物質は以下のようにまとめられる。

\[
\begin{align*}
\mathbf{5} & = \begin{pmatrix} d^c & d^c & d^c & e^- & \nu_e \end{pmatrix}_L \\
\mathbf{10} & = \begin{pmatrix} 0 & u^c & -u^c & -u & -d \\
-u^c & 0 & u^c & -u & -d \\
u^c & -u & 0 & -u & -d \\
u^c & u & u & 0 & -e^+ \\
d & d & d & e^+ & 0 \end{pmatrix}_L
\end{align*}
\]

SU(5) GUT で新たに導入される相互作用はバリオン数、レプトン数をそれぞれ破るもので、陽子崩壊の探索モチベーションとなっている。最小の SU(5) モデルに関しては、スーパーカミオカノでの陽子崩壊の探索結果から、理論としてはほぼ排除されている。しかし、これに SUSY を加えて拡張した模型など、SU(5) に大統一される可能性は完全には排除されていない [35].

SUSY-SU(5) の場合には、(1.11) 式の物質粒子とヒッグス粒子の相互作用は以下の superpotential で表される。

\[
W_{SU(5)} = \frac{1}{8} (y_u)_{ij} T_i \cdot T_j \cdot H(5) + (y_d)_{ij} \tilde{F}_i \cdot \tilde{T}_j \cdot \tilde{H}(5)
\]

ここで、\(y_u,d\) はそれぞれ巻川Concat、\(H(5),\tilde{H}(5)\) は、5,5 表現に対応した Higgs 粒子、\(\tilde{F}, T\) はそれぞれ \(\mathbf{5}, \mathbf{10}\) 表現に属する物質粒子、\(i,j\) は世代を表す。また、(1.11) 式と同様の超対称性を破る項は、超重力型と組み合わせると以下のような変更になる

\[
L_{soft} = -m_0^2 \left( \tilde{T}_i \tilde{T}_i + \tilde{F}_i \tilde{F}_i \right) - \left[ m_0 A_0 \left( \frac{1}{8} (y_u)_{ij} T_i \tilde{T}_j H(5) + (y_d)_{ij} \tilde{F}_i \tilde{T}_j \tilde{H}(5) \right) \right] + h.c
\]

これらの相互作用によって、slepton の質量行列が図 1.8 のような質量補正を受ける。見ての通り、Higgs との結合を通じたループが寄与するので、巻川結合定数によって量子補正の大きさが決まる。ここでは、大きな巻川結合を

---

※ただし、B−L は破らない
1.3 有望な新物理の理論と $\mu \to e\gamma$ 崩壊

持つ top クォークの寄与が支配的なものとなる。そして top クォークと同じ 10 に属する slepton。すなわち右巻き slepton の質量が大きな量子補正を受ける。この量子補正は以下の式のように計算されている [56][24]

$$(m_{\mu}^2)_{ij} \sim \frac{3}{8\pi^2} V_{ij} V_{33}^2 |(y_{\mu})_{33}|^2 m_0^2 (3 + |A_0|^2) \log \left( \frac{M_P}{M_{GUT}} \right)$$ (1.14)

ここで $V$ は右巻き slepton の混合行列で、$y_{\mu}$ 行列と $y_{\tau}$ 行列のずれに対応する。これは、単純に考えれば CKM 行列を GUT スケールまで引いた結果と一致することが期待される。これによって右巻き slepton 質量行列の非対角成分が生じ、$\mu \to e\gamma$ 崩壊を起こす。ダイアグラムは [13] 図とほぼ同様であるが、例えば [37] で議論されている [7]。結果として、式 (1.3) での $A_L$ が支配的になるのが特徴である。この偏極依存性は $A_R$ のみ生じる SUSY-seesaw とは対照的である。SU5-SU5 での $\mu \to e\gamma$ 崩壊の分岐比を図 1.9 に示す。この図では、実験で調べられる範囲を少し下回っている様子が分かるが、これは $V$、すなわち CKM 行列による抑制効果が強いのである。

ただし、この結果は必ずしも実験研究を行う上で悲観すべき状況ではないことに注意が必要で、上の計算よりも大きな崩壊分岐比を生じる可能性はある。一つは、$V$ についての仮定を緩めた場合である。先ほど CKM のようになると述べたが、これは観測されている湯川結合が主に式 (1.12) に現れている湯川結合に由来するとの仮定に基づいている。しかし、実際にこの仮定を直ちに当てはめると、実際のレプトン質量と d タイプのクォークの質量の間の関係性を説明できない。この問題は、例えば 5,5 以外の Higgs を導入することで対処できるが、この場合は $V$ と CKM との結びつきは失われる。特に $V$ の大きさが CKM もより大きいとすれば全体として図 1.3 で示された結果から 3 桁程度は大きくなりうる。

もう一つは、$\tan \beta$ が大きい場合である。$\tan \beta$ が $m_t/m_b \sim 40$ に近い値の場合は bottom の湯川結合、すなわち $(y_d)_{33}$ の大きさが top の湯川結合と同程度の大きさとなる。この時、$(y_{\mu})_{33}$ に加えて $(y_d)_{33}$ の結合を持ったループが寄与し、5 に属する左巻き slepton への量子補正も同時に生じる。特に V に対する仮定が緩む場合と組み合わせると偏極依存性も $A_L, A_R$ 両方を持つ。この場合は後に議論する、右巻きニュートリノを含む大統一理論の場合

}\footnote{重要な違いを挙げるとすれば、Wino を介したループは存在せず、Bino と Higgsino のみの寄与が生じる点、seesaw の場合には左巻きであったのが右巻きになる点である。}

図 1.9: 超重力模型で SU5-SU5-GUT を考えた場合の $\mu \to e\gamma$ 崩壊分岐比 [23]。$V$ については、CKM 行列の大きさになることを仮定している。$M_2$ は SU(2) gaugino の質量パラメータ、$\mu$ は higgsino の質量パラメータである。なお、崩壊分岐比が小さくなっている谷の部分は、散乱振幅同士の干渉によって生じる。
図 1.10: seesaw と大統一を組み合わせた超対象模型で $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に寄与するダイアグラム [23]。大きな $(m_{\tilde{e}}^2)_{LR}$ 結合を通じて、大きな崩壊分割比を引き起こす

と同様に $(m_{\tau}/m_{\mu})^2$ の enhancement が生じる。例えば [23] では、$\tan \beta = 30$ の場合に $10^{-13}$ 近くまで崩壊分割比が大きくなくなることを指摘している。

b 右巻きニュートリノ及び超対称性を含む大統一理論

右巻きニュートリノを大統一理論に含める場合、以下の二つの可能性が主に議論されている。

- 右巻きニュートリノを singlet として SU(5) 理論に含める [38]
- SU(5) の 15 粒子と右巻きニュートリノを SO(10) の 16 重項にまとめる [39]

これらの模型の詳細はいくつかのパターンが存在し、それも多岐に渡る。なおかつ $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分割比の振る舞いも複雑で、その予想には多くのパラメータに対する仮定を要する。

ここでは、どの場面でも共通する傾向について簡単に紹介する。右巻きニュートリノを含まないケースでは slepton への量子補正は右巻きに対してのみであった。一方で、右巻きニュートリノを含む場合には右巻き左巻き両方の slepton の質量行列、すなわち $(m_{\tilde{e}}^2)_{ij}, (m_{\tilde{\tau}}^2)_{ij}$ の両方に量子補正が生じる。そのため、1.10 図の数々の寄与を受けることになり、$m_{\tau}$ に比例した結合による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊への寄与を受けることができる。これまでに紹介した偏極依存性を持ったモデルでは、$m_{\mu}$ に比例した結合しか持たないので、この点が大きく異なる。これによって、右巻きニュートリノを含む GUT モデルでの崩壊分割比は、偏極依存性を持つモデルと比べて $(m_{\tau}/m_{\mu})^2$ に比例したファクターで大きく異なる [38]。加えて、この場合には式 (120) での $A_{R,L}$ の両方に量子補正の効果が入ることになるのが特徴である。実際に 1.10 図では、左側と右側の図がそれぞれ $A_R, A_L$ に対応している。SO(10) と type I seesaw 模型を仮定した場合の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のパラメータ領域を図 1.11 に示す。実際に $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験で発見できる大きさの崩壊分割比が予言されていることが見て取れる。

1.4 まとめ

本章では、荷電レプトンフレーバーを破る $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は標準模型で存在せず、実験的な発見は新物理の発見を意味することを確認した。新物理を超える物理理論の候補については、SUSY を中心に seesaw 模型や大統一理論を紹介して $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊との関連も述べたが、重要な点を再度強調する。これまでに行われた実験で cLFV の存在を否定した結果は、他のフレーバーの実験と合わせて超重力模型を考えるモチベーションを与えるなど、理論的考察に至る。そして、ダイアグラムを踏まえて超伝導を考慮した模型を考えることにより、更なる発見が期待される。
図 1.11: SO(10) 模型で、超重力模型のパラメータをスキャンした時の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比の振る舞い [31]。青点は $\mu$ の湯川結合の混合が小さい場合 (CKM), 赤点は混合が大きい場合 (MNS) に対応している。右側の図は MEG の結果から許された領域で、赤線は LHC の直接探索で棄却された領域である。

究サイドにもインパクトを残してきている。その一方で、この章で紹介した SUSY-seesaw や SUSY-GUT モデルのみならず、ここでは言及しなかった他の複数の新物理モデルが未だに否定されていない。これらの理論は、現在得られている上限値からすぐ下の $O(10^{-14})$ 程度の崩壊分岐比を予言している。そのため、さらなる高感度での探索を行えば $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊がいつ発見されても不思議でなく、どのような実験結果になるとしても我々にとって重要な知見を与える。

加えて、近年の実験からのインプットも、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の重要性を高めている。
まず、LHC 実験の結果は、squark や gluino をはじめとした強い相互作用をする新粒子については数 TeV 領域まで棄却しており、強い制限を与えている。一方で LHC 実験はハドロンを衝突させる特性上、電弱セクターに対する制限は未だに弱い部分がある。逆に $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は本章でこれまで見てきたように、slepton や wino、bino、higgsino が崩壊プロセスの核となっていて、強い力の影響を受けにくい。よって、新物理の正体を捉えるための手法としては間接的ではあるものの、電弱セクターの寄与を調べ上で優れたチャンネルである。これらの特性を踏まえると、図 1.11 右側で示されているように、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験は LHC 実験にはない特有の強みを持っていることが分かる。

また、本章で議論したようにニュートリノ振動は、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理と強く結びついている。特に seesaw 模型では、ニュートリノの世代間混合がニュートリノ湯川結合を通して荷電レプトンの世代間混合に入り込む。加えて、$\mu$ 粒子の磁気モーメントの測定と理論値とのずれは、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に寄与する相互作用に由来する可能性を持つ。
こうした他実験との関連もあって、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の重要性は高まっており、科学的にも非常に魅力的である。これが、MEG II 実験による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊発見を目指す動機となっている。
第2章

MEG II 実験

MEG II 実験では MEG 実験の結果よりもさらに高い感度での $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の探索を行い、発見を目指す。この実験では、ポール・シェラー研究所 (PSI) の直流 $\mu^+$ ビームを用いる。実験手法を簡単に述べると、ビーム $\mu^+$ 粒子を MEG II 実験検出器の中央にあるターゲットで静止させ、$\mu^+$ の崩壊に伴って放出される陽電子や $\gamma$ 線を検出器で捉える。

実験の探索感度は、

- 測定にかかる $\mu$ 粒子の統計量の大きさ
- 背景事象の数

の2点によって決まるため、MEG II 実験はそれぞれの要素を考慮したデザインがなされている。

この章では、初めに $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の信号事象、背景事象について述べる。続いて、探索のための実験装置について紹介し、最後に実験の感度について議論する。

2.1 信号と背景事象

2.1.1 信号

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は単純な二体崩壊であり、$\gamma$ 線及び陽電子が以下の条件を満たす。

- $\gamma$ 線と陽電子のエネルギー $E_\gamma, E_e$ がそれぞれ $E_\gamma = E_e \approx m_\mu/2 \approx 52.8$ MeV となる
- $\gamma$ 線と陽電子の放出方向のなす角 $\Theta_{e\gamma}$ が $180^\circ$ となる
- $\gamma$ 線と陽電子が同時に放出される

実験における $\mu$ 粒子の強度 $R_\mu$、実験での測定時間 $T$、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊への分岐比 $B$ を用いると、実験期間中の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発生回数は $R_\mu \times T \times B$ と表せる。ただし、実際に実験で観測されるには、このように発生した $e$ と $\gamma$ が検出器で観測され、解析でも信号事象と同定されなくてはならない。このような観測される割合を加味すると、観測される信号事象の数 $N_{\text{sig}}$ は最終的には以下のようになる

$$N_{\text{sig}} = R_\mu \times T \times \Omega \times B \times \epsilon_\gamma \times \epsilon_e \times \epsilon_c$$  (2.1)

ここで、$\Omega$ は各粒子検出器の立体角 (幾何学的なアクセプタンス)、$\epsilon_\gamma, \epsilon_e$ は $\gamma$ 線や陽電子の検出効率、$\epsilon_c$ は解析によるイベント同定効率を表す。
### 2.1 信号と背景事象

#### 2.1.2 偶発的背景事象

MEG II 実験での背景事象のうち主なのは偶発的背景事象である。実際に、MEG II の前身である MEG 実験では、偶発的背景事象の実効的な崩壊分岐比は $O(10^{-13})$ であった [11]。

**a** 偶発的背景事象の由来

背景事象は、主に図 2.1Bに示した背景陽電子と背景ガンマ線による偶発的なコインシデンスに由来する。背景陽電子は $\mu$ 粒子の Michel 崩壊 ($\mu \rightarrow e\nu_e\bar{\nu}_\mu$) に由来する。背景ガンマ線については、以下の 2 つの発生源がある。

- 検出器内部を飛行中する陽電子が検出器を構成する物質中の電子と対消滅を起こすことによってガンマ線が発生する事象 (Annihilation In Flight, AIF)
- 図 2.1B に示すようなミューノ粒子の幅射崩壊 ($\mu \rightarrow e\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$) によってガンマ線が発生する事象 (Radiative Muon Decay, RMD)

**b** 偶発的背景事象の発生頻度

偶発的背景事象が実験期間中に発生する総数は

$$N_{\text{acc}} \propto R_\mu^2 \times \Delta E_\gamma \times \Delta E_e \times \Delta \Theta_{\gamma e} \times \Delta t_{\gamma e} \times T$$  

(2.2)

のように書くことができる。$\Delta$ はそれぞれ検出器の分解能 (すなわち、γ 線エネルギー $E_\gamma$、電子エネルギー $E_e$、$e, \gamma$ のなす角 $\Theta_{\gamma e}$ や時間差 $t_{\gamma e}$ に対する測定の分解能) である。背景事象の特徴の一つは、$R_\mu^2$ に比例して数が増えすることである。ビームが直流でない場合、$R_\mu$ の値が時間変動することになるが、瞬間に $R_\mu$ が高くなるため、背景事象の数が直流の場合と比べて多くなる。そのため、MEG II 実験では直流のビームを用いる。[23] 式は、背景事象での $t_{\gamma e}, \Theta_{\gamma e}, E_e, E_\gamma$ の分布によって決まっている。

背景事象での $t_{\gamma e}, \Theta_{\gamma e}$ の分布 背景陽電子と背景ガンマ線は発生源となる黒ミューノ粒子が異なるため、それぞれ独立に発生する。そのため、背景事象の場合には $t_{\gamma e}, \Theta_{\gamma e}$ は一様にばらつく。よって、$\Delta t_{\gamma e}$ の分解能の範囲内で陽電子とガンマ線が同時刻に検出される事象の総数は $R_\mu^2 \times \Delta t_{\gamma e} \times T$ に比例する。さらに、角度分解能の範囲内で陽電子とガンマ線が正反対に放出される割合は分解能に対応する立体角、すなわち $\Delta \Theta_{\gamma e}^2$ に比例する。

背景陽電子のエネルギー分布 電子質量を無視して計算すると、Michel 陽電子の微分崩壊幅は、以下の式のように与えられる  [23]

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu})}{dx \cos \theta} = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^7} x^2 [3 - 2x + P_\mu \cos \theta (2x - 1)]$$

(2.3)
ただし $x = \frac{2E_\mu}{m_e}$, $\theta$ はミューセ粒子の偏極方向と電子の運動量方向のなす角, $P_\mu$ はミューセ粒子の偏極をそれぞれ表す。背景陽電子のエネルギーハ分布を図 2.2 に示す。図 2.2 (a) の線 1 でのはら 52.8 MeV 付近で有限な大きさを持つ分布となっており、背景陽電子の発生頻度は $\Delta E_e$ に比例する。

背景ガンマ線のエネルギーハ分布 背景ガンマ線は放射崩壊、および陽電子の飛行中対消滅によって生じるが、それぞれのエネルギーハ分布を図 2.2 に示す。放射崩壊に伴うガンマ線については詳細は付録 A に示すが、図 2.2 破線で示す分布となる。一方、陽電子の飛行中対消滅に伴うガンマ線については、検出器やミューセ粒子ビームの静止ターゲットの物質によって発生頻度が変わる。ただし、一定の物質量を仮定して計算された分布は図 2.2 点線のようになっている。いずれの場合も 52.8 MeV 付近で頻度が落ちる形状となっており、伴って背景ガンマ線はおよそ $\Delta E_e^2$ に比例した頻度で生じる。

### 2.1.3 物理的背景事象

偶発的背景事象に加えて、物理的背景事象も存在する。図 2.1 で、2 つの $\nu$ がほぼエネルギーハを持たなければ RMD イベントが信号イベントを真似する。ただし、上記のようなイベントは偶発的背景事象より稀な背景事象である。検出器の分解能を考慮して見極めると、ミューセ粒子の崩壊に対する分岐比にして $\mathcal{O}(10^{-14})$ 程度である (図 2.3)。これは偶発的背景事象より一桁小さい値である。

注 1: 実際には偏極したビームが用いられるが、全方向に渡って崩壊陽電子の数を数えるため、実効的に (a) の分布を用いれば良い。尚、偏極については、MEG 実験の際には $P_\mu = 0.86$ と測定された [11]

注 2: 後述の表 2.2
2.2 実験装置

この節では MEG II 実験の実験装置について述べる。必要に応じて MEG II 実験の前身となった MEG 実験時の装置や特性とも比較する。

2.2.1 μ粒子ビーム

偶発的背景事象について紹介した際に述べたように、μ粒子ビームは直流でなくてはならない。加えて、μ⁻ではなくμ⁺ビームを用いる必要がある。これは、ターゲットに静止させてミューオニック原子を形成させるためである。PSIでは、以上の要請を満たした 28 MeV/c の表面ミュー粒子ビームを利用することができる。この節では、このビームがどのように生成され実験室まで輸送されるか紹介する。

a PSIの陽子サイクロトロン

PSIの陽子サイクロトロン（図 2.3）は、陽子を 590 MeV まで加速する。強度は電流値にして 2.2 mA の大きさであり、加速器の周波数は 50 MHz である。すなわち、陽子の一次ビームは 20 ns の周期を持つ。

b ミュー粒子の生成

加速された陽子はグラファイトで出来る 4 cm の厚みを持つターゲットに当てられる。これによって π⁺粒子が生成し、π⁺ → μ⁺νμ 崩壊をしてミュー粒子が生成する。この π⁺粒子の崩壊の寿命は 26 ns で、更に μ粒子の崩壊の寿命は 2.2 μs である。これが 20 ns の陽子の周期よりも十分大きいことから、Rμは時間変動せず直流に振る舞う。

MEG II実験では、このうち表面ミュー粒子と呼ばれる粒子をビームとして用いる。これは、生成後にターゲットの表面で静止した π⁺粒子が崩壊することによって生成されるミュー粒子である [33]。このように生成される μ粒子は原子核に捕獲されることが多い。この場合、原子核との束縛によって崩壊前の陽電子ガンマ線が、その kinematics の一様性を損なう。

[33] このため、ミュー粒子は偏極したものとなっている (helicity suppression)
粒子ビームは、28 MeV/c 付近で運動量が損なったものとなる。PSI ではこのように生成したミュー粒子を πE5 ビームライン（図 2.25 の左半分）で用いることができる。

♣ c ミュー粒子の輸送

πE5 ビームラインのミュー粒子はさらに図 2.5 の中央部分に示されるビーム輸送システムを介してミュー粒子の静止ターゲットに送られる。輸送システムは四重極磁石（Triplet I および II）やウィーンフィルタ（Separator）、Beam Transport Solenoid（BTS）で構成される。ウィーンフィルタでは、ビームに入り込む陽電子の不純物を取り除く（図 2.6）。また、BTS ではミュー粒子ビームの絞り込みを行う。この BTS の途中には、300 μm の Mylar が設置されており、これによってミュー粒子は減速されて検出器の部分に送られる。

ところで、3 章で述べるように本研究で開発する検出器は MEG II 検出器への入り口付近に設置される。ここでビームの揺らぎは σ = 2 cm、中心でのビームレートは 4 MHz/cm² となっている。

♣ d 検出器内部でのミュー粒子停止

ミュー粒子は最終的には、MEG II 検出器の設置された実験室へ（図 2.6 の右側）送られる。この検出器の全体像を図 2.7 に示す。検出器中央に赤く示されているものがミュー粒子の静止ターゲットで、ここでミュー粒子は停止する。停止効率は 85% 程度となっており、MEG II 実験では 7 × 10⁷ の μ⁺ 粒子停止レートで測定を行う。

* ただし、本研究で開発する上流側背景等要因を含む検出器を導入する場合には薄くなる
2.2 実験装置

図 2.6: ウィーンフィルタによるビームの不純物除去 [16]

図 2.7: MEG II 実験器器の全体像 [16]

2.2.2 ミュー粒子静止ターゲット

ミュー粒子静止ターゲットには以下のよう要求が課される。

- ミュー粒子を高い効率でターゲット内部で静止させることができる
- 低い物質量であること。この要求は、崩壊陽電子の測定分解能を悪化させるターゲット内部での散乱や、陽電子の飛行中対消滅を防ぐために必要である。
- ターゲットの位置や形状が安定していること。MEG 実験では、ターゲット形状の誤差や角の測定の系統誤差の要因となったため、MEG II 実験では改善する。この系統誤差は MEG 実験での感度を 13% 悪化させた [11] [12]。

ターゲットの素材については以下の 2 通りが主に提案されている。

- 厚さ 140 μm のポリエチレンの素材を用いる [13]

* * *
他の系統誤差要因は 1% 程度。
図 2.8: MEG II 実験で用いられるミューパルターゲット [16]

・厚さ 130 µm のポリビニルアルコール素材のターゲットを用いる (図 2.8)。これはシンチレーション素材 (BC400B, Saint Gobain) で、実現すればシンチレーション光をカメラで捉えることでビームを監視できるのが利点である。

また、ターゲットの位置や変形を正確に把握できるようにするため、ターゲットにマーキングがなされており、カメラを用いて監視する。さらに、ターゲットをビーム軸方向から 15° の傾きを付けて設置し [16]。以下の 2 つの要請に応える。

・高い効率で μ 粒子を停止させるため、ビーム軸方向の厚みを確保する。
・ターゲット内での陽電子の散乱やガンマ線の発生源となる陽電子対消滅、制動放射を抑制するため、検出器方向の厚みを小さくする。

2.2.3 陽電子測定器

MEG II 実験の陽電子検出器 (図 2.8 の 4 番、5 番) は以下の 3 つの装置から構成される。

・陽電子検出器部分に磁場を印加するための超伝導電磁石、COBRA(CONstant Bending RAdius)
・陽電子の飛跡を捉えるためのワイヤ型のガス検出器、ドリフートチェンバー
・陽電子の時間を測定するためのシンチレーション検出器群、タイミングカウンター

これらの装置を組み合わせて、μ 粒子の崩壊点、運動量、放出された時間は以下のように再構成される。

・陽電子の放出方向は、飛跡検査器を用いて再構成される。
・μ 粒子の崩壊点は、ドリフートチェンバーで検出された飛跡とターゲットの交点から再構成される。
・運動量は、飛跡情報に電磁石による磁場情報を組み合わせて、陽電子飛跡の曲率から再構成される。
・崩壊時間は、ドリフートチェンバーでの飛跡情報とタイミングカウンターの時間情報を組み合わせて再構成する。すなわち、崩壊点からタイミングカウンターまでの陽電子の飛行時間をタイミングカウンターでの検出時間から差し引く。

この節では、以下の 3 つの陽電子測定器の構成要素について紹介する。

・超伝導電磁石、COBRA

COBRA は MEG 実験時に開発された超伝導電磁石で、MEG II 実験でも導入する。この装置の特徴は、ビーム軸方向に勾配磁場を印加する点で、検出器中央部では 1.27 T、検出器の両端では 0.49 T の磁場がかかるようになっ

* MEG 実験の際には 20.5° の角度であった。
図 2.9: MEG II 検出器の動作概要 [53]. ターゲットから放出された陽電子 (赤線) は初めに緑色で示された飛跡検出器部分を通過し、その後水色で示されたタイミングカウンターで測定される

図 2.10: 超伝導電磁石 COBRA 設計のコンセプト [1](図中の検出器は MEG 実験時のもの)

ている。この磁場の特徴により、信号付近のエネルギーの陽電子は、放出角に依らず近い曲率を持って運動する (図 2.10a). これにより、信号事象の陽電子の検出を容易にしている。同時に、COBRA の磁場は図 2.10b に示すように、ビーム軸に垂直方向に放出された陽電子が素早く検出層から出されるように設計されている。これによって、検出器内部の陽電子飛跡の密度を抑え、検出器が高レート環境での運用に耐えるようになっている。

この装置のもう一つの特徴として、ガンマ線検出と共存するための要請が課されることが挙げられる。カンジ節で紹介するためにガンマ線検出器は光電子増倍管が用いられているが、ガンマ線検出器内で陽電子を抑える必要がある。そのため、補償コイルが取り付けられている。また、ガンマ線も COBRA を通過してガンマ線検出器に入らなくてもならない。そのため、COBRA はガンマ線が通過する中心部分は物質量が小さいものとなっている。このため、COBRA はガンマ線の 85% が通過できる [53]。

b 陽電子飛跡検出器、ドリフトチェンバー

陽電子飛跡検出器の要請の一つとして、ターゲットと同様の理由から物質量を抑制することが求められる。そのため、半導体センサーよりもガス検出器を用いることが望ましい。そこで、MEG II 実験では一体型のドリフトチェンバー (図 2.11) を採用する。この装置は、約 2000 本のセンスワイヤー及び約 10000 本のフィールドバイヤーを用いて、9 層の検出層を持つように設計されている。この検出層は、ほぼ正方形の形状をしたドリフトセル

\* \* 1.4 kV 程度の高電圧

\* GND
図 2.11: ドリフトチェンバーの写真 [16]。検出層は長さ 191 cm、内径 17 cm、外径 27 cm となっている

(図 2.12) に細かく分割されていて、その大きさは 6.6 – 9 mm 程度となっている。さらに、各検出層が 6° – 8° の角度で互い違いの向きを向く、ステレオ構造でワイヤが張られている。これによって、方向（ビーム ι 粒子の運動方向）の位置再構成を可能にしている。これらの特徴により、陽電子飛跡に対する高い位置測定分解能を達成する。

ドリフト電場を対称的に印加するため、センスワイヤへの高電圧は 0 ≤ φ < 2π の範囲全体に印加する。その一方で、図 2.13 に示すようなアクセプタスを実現すれば良いので、ドリフトチェンバーの検出層は、図の下半分のみで十分であり、下半分に位置するセンスワイヤ（全体の 2/3 程度）のみ信号を読み出す。

物質量削減のための取り組みも特徴的である。検出器全体の物質量を抑制するために、軽量であるヘリウムをベースにした、He/isoo-C_{4}H_{10}=90 %/ 10 % の混合ガスを用いる。また、検出器に用いられるワイヤーについても太さを抑える (20 – 50 μm) 他、フィールドワイヤにはアルミニウム素材を用いている。これらの取り組みによって、陽電子がタイミングカウンターに入まるまでの飛行で通過する物質量は 0.16% X0 となる。

この検出器へのもう一つの重要な要請は、陽電子タイミングカウンターの直前まで飛跡情報を取得することで、この利点は以下の 2 つである。

- タイミングカウンターと陽電子飛跡検出器の情報のマッチング精度が上がり、高い効率で陽電子を再構成できる[16]。
- タイミングカウンターの直前まで飛跡を取得するため、陽電子の飛行時間が精度よく求まり、放出時間に対する高い分解能を達成できる。

図 2.13 に示すような配置によって、タイミングカウンターに入る直前までの飛跡情報の取得を実現する。

★ c 陽電子タイミングカウンター

ドリフトチェンバーの信号に対する応答速度はチェンバーの中での電子のドリフト時間によって決まる。しかし、これは決して高速ではないため、チェンバー単独では高い時間分解能を達成できない。そこで、陽電子がドリフトチェンバーを出た後にタイミングカウンターを通過するようになっており、ここで時間を選定する。

陽電子タイミングカウンターは、ターゲットから見てもビーム上流側、下流側 2 箇所に設置される。それぞれ 256 個、計 512 個のシンチレーション検出器からなり (図 2.14)、各シンチレータの大きさは長さ 12 cm、高さ 4 cm または 5 cm、厚み 5 mm となっている。このような細かい構造を持たせることによって各シンチレータでのヒットレートを抑え、高いレート耐性を達成する。加えて、陽電子が平均して 9 個のシンチレータを通過することにより、複数シンチレータでの時間測定を可能としている。これによって、80 ps である単体シンチレータの時間分解能が

---

*MEG 実験では、マッチングに失敗するのが原因で再構成効率が悪く、検出効率が 30% にまで悪化した*
2.2 実験装置

2.2.4 ガンマ線検出器

ガンマ線は、液体キセノンシンチレータを用いて検出する。液体キセノンのシンチレーション発光を液体キセノンの周りを取り囲む光センサーを用いて検出する。検出器の全体像を図 2.13に示す。検出器の信号は、シンチレーション光に反応した光センサーによるものである。各センサーで観測された信号波形から時間を、シンチレーション光の分布から位置を、光量の和からエネルギーをそれぞれ再構成する。最終的に期待されるガンマ線検出の性能については、2.3節で述べる。

水素イオン

液体キセノンを用いる利点として、以下の点が挙げられる。

- 液体キセノンの高い密度 (2.98 g/cm³) 及び大きな原子番号のため、ガンマ線に対する阻止能が高い (放射長 2.77 cm に相当)
図 2.13: MEG II 実験用電子タイミングカウンターの写真 (a) と模式図 (b)。256 カウンター分のセットが示されている。

図 2.14: それぞれのカウンターの写真 [16]。左右に示されている 2 種類のサイズのカウンターが 512 個の中に混在する。カウンターのサイズは横幅 12 cm、厚みは 5 mm で、高さは 4 cm(左) もしくは 5 cm(右) である。

- 放射線に対するシンチレーション発光の量が多い (46000 光子/MeV)
- 高速のシンチレーション発光 (発光時定数 45 ns)
- シンチレーターが液体であるため、検出器が高い均質性を持ち劣化しにくい

この検出器は液体キセノンを用いた検出器としては大型で、液体状態を維持するのが難しい点となるが、これについては既に MEG 実験で実証されている。

b シンチレーション光を検出するための光センサー

液体キセノン検出器のもう一つの難しい点はシンチレーション光を検出するための光センサーへの以下の要請である。

- シンチレーション光の波長は 175 nm と真空紫外領域にあるため、その波長への感度を求められる。
- 165 K の低温環境に耐える光センサーであることが求められる。

そのため、MEG II 実験ではこの波長域用に開発された光電子増倍管 (浜松ホトニクス R9869) を 668 個、及びシリコン光センサー SiPM(浜松ホトニクス S10943-4372) を 4092 個用いる (図 2.15b)。SiPM を用いる利点は、細か
2.2 実験装置

図 2.15: (a) 液体キセノンガンマ線検出器の全体像 [16](図は MEG 実験時のもの)。MEG II 実験でも MEG 実験と同様の構造とし、内部の液体キセノンは約 900 L となる。(b) MEG II 実験用液体キセノンガンマ線検出器内部の光センサーの写真 [15]。左側の側面に敷き詰められている四角形のセンサーが SiPM で、右奥の側面の丸いセンサーが光電子増倍管である。

く敷き詰めることができるため、高い精細度や読み出しの一様性を達成できることである。その一方で、信号の読み出しチャンネルの増大に繋がるという欠点を持つため、ガンマ線入射面のまま SiPM を用いる。これは、MEG 実験時の図 2.16 のような光読み出しでは、入射面における光センサーの精細度や一様性が悪いためにエネルギーや位置の分解能に悪影響を与えており、この部分を重点的に改善する必要があるためである。この分解能の悪化は、特に検出器の浅い部分で反応を起こしたガンマ線について特に問題となった。なぜなら、深い所でシンチレーション光が生じた場合には、その収集効率の位置依存性が大きくなるためである (図 2.16b)。

2.2.5 背景事象同定用検出器

MEG II 実験では、背景事象同定用検出器を導入する。これは放射崩壊 \( \mu \rightarrow e\nu\gamma \) による背景ガンマ線を同定するためのものである。1.1.2 節でも言及したように、偶発的背景事象が MEG II 実験の背景事象としては支配的である。背景ガンマ線は陽電子飛行中対消滅由来のものと放射崩壊由来のものがあるが、それぞれの発生頻度を図 2.17 に示す。MEG 実験時と比較すると、検出器の物質量が抑えられているため、陽電子対消滅由来の背景ガンマ線は削減されている。一方で放射崩壊由来のガンマ線そのものの削減はできない。そこで、放射崩壊事象を同定するための検出器新たに設置し、解析の際に背景事象を削減する。これらの検出器では、放射崩壊に伴って発生する陽電子を検出することで放射崩壊を同定する。この検出器は本研究のトピックであるため、検出器についての詳細は 4 章で詳しくのべる。
図 2.16: (a): MEG 実験時の液体キセノンガンマ線検出器の光読み出しの写真 [33]。図 2.15(b) と比べると、入射面 (左側面) の読み出しが非一様であることが見て取れる。(b): MEG 実験時のセットアップにおけるシンチレーション光収集効率 [16]。横軸は、発光点の入射面からの深さを表している。特に浅い場所でシンチレーション光を発した場合にシンチレーション光の収集効率のばらつきが大きく、エネルギー分解能の悪化につながった。

図 2.17: 背景ガンマ線発生事象の頻度の比較 [15]。MEG 実験の時と比べると、陽電子の飛行中対消滅由来の背景ガンマ線は抑制されている。

2.2.6 データ取得

♣ a 波形デジタイザー

MEG II 実験では、高頻度測定に伴って生じるバイトアップが問題となる。そこで波形情報を直接取得し、オフライン解析でのバイトアップ検出を目指す。これを実現するため、DRS [45] と呼ばれる波形デジタイザーを用いる。これは MEG 実験でも使用されたもので、アナログ入力は 950 MHz の bandwidth (-3dB) まで対応でき、最大 5 GSPS のサンプリング周波数でデータを記録できる。この装置の動作原理を図 2.18 に示す。高速のサンプリングを実現するために、inverter delay chain を用いていることが特徴で、サンプリング信号は図 2.18 に示したようにキャパシタ配列への書き込みを制御する。すなわち、Switched Capacitor Arrays の技術を用いており、サンプリング信号がキャパシタへのスイッチの役割を持っている。この信号は配列に沿って巡回していて、ドミノ信号として、
れる。DRS にトリガー信号が入ると、そのタイミングでドミノ信号の巡回が停止し、その時点でキャパシタ配列に記録された一連の波形情報がシフトレジスターを介して外に読み出される。シフトレジスターの速度は 40 MHzで、外に書き出すと同時にアナログデジタル変換が行われる。この装置は 1024 個のキャパシタ配列を持っており、波形情報を持持できる時間領域はサンプリング速度で決まる。例えば、MEG 実験の際にはガンマ線検出器、陽電子タイミングカウンターの信号を 1.6 GSPS で取得したが、対応してトリガーがかかる直前の 640 ns 分の波形情報を保持していた。

♣ b WaveDREAM ボード

MEG II 実験では、MEG 実験からのアップデートに伴い信号チャンネル数が増大し、また新たに光センサー SiPMも導入される。これに対応するため、WaveDREAM と呼ばれるボードを開発、使用する。このボードは、DRS4を搭載していて、1 ボードあたり 16 チャネルまでの信号読み出し、波形取得に対応することができる。加えてSiPMの使用に対応するため、バイアス電圧の供給装置や増幅器が可変な増幅器（0.5 倍から 100 倍まで対応）、信号波形の整形回路（ポーリゼロキャリブレーション）を実装していて、検出器の運用も一部担うことができる。更に、このボードを複数接続することで、複雑な条件のもと発行されるトリガーも実装される。ボードの回路図を図 4.19に示す。

♣ c トリガー

MEG II 実験では信号波形データを直接取得することで、データサイズが大きなものとなる。高強度のビームを用いる環境下ではあるが、取得データのサイズを抑制するため、MEG II 実験でのトリガーレートは 10 Hz 程度に抑制することを目標とする。

MEG II 実験でのトリガーのレイテンシは、DRS で波形を保持できる時間によって決まる。MEG II 実験では1.6 GSPS で波形を記録すること、DRS のキャパシタが 1024 配列であることから、波形を保持できる時間は約600 ns となる。パルス波形の持続時間やトリガーの生成から実際に DRS のサンプリング信号が停止するまでに要する時間を含めると、トリガーのレイテンシは 400 – 500 ns 以内に収めることが求められる。

4.2 節で述べたように、陽電子飛跡検出器の信号は遅く、ドリフト時間のみでも最大 250 ns の時間を要する。オンラインでの事象再構成まで考慮すると、レイテンシへの要求を満たせず、トリガー条件に用いるには遠さない。そのため、陽電子時間検出器及びガンマ線検出器のデータのみを用いてトリガーを発行することになる。よって、用いることのできる粒子情報は、以下の通りである。
図 2.19: WaveDREAM ボードに実装されている回路の図 [10]。2 つの DRS で 16 チャンネル分の波形データを取得する。オンラインでは DRS の後ろの ADC と FPGA を用いてボード単位で信号を処理し、他のボード（他チャンネル）との通信を介してトリガーが発行される

- 高電圧とガンマ線の時間差
- ハイパーコンフィグレーション
- 高電圧とガンマ線のなす角（高電圧タイミングカウンターは細分化されているので、ヒットの生じた位置を角度情報として用いることができる。）

MEG II 実験では、これらの情報をオンラインで再構成することによってトリガーを発行する。

オンラインでの再構成は図 2.18 中の、DRS の後部に接続された ADC と FPGA を用いて行われる。DRS は、図 2.18 で示した入力信号のサンプリングを行いと同時に、入力信号のコピーを出力に流す。この出力は 80 MSPS の ADC に接続されており、ここでデジタル化された出力を FPGA が処理する。これによってボード単位で検出器信号を部分的に再構成する。FPGA での処理結果は、同様の処理を行った他の WaveDream ボードとの通信を介して解析される。これによってトリガー要件を満たす事象を選択し、トリガーを発行する。

2.3 まとめと MEG II 実験予想感度

MEG II 実験では、高感度で $\mu \to e\gamma$ 崩壊を探索するため、大強度の $\mu$ 粒子ビームを用いる。しかし、伴って偶発的背景事象が実験感度向上の妨げとなるため、この章で紹介してきたように以下の工夫を行う。

- 直流のビームを用いる
- 高電圧検出器とガンマ線検出器の分解能を高いものとする
- 背景事象を積極的に同定するための検出器を導入する

以上で紹介した検出器の性能については、表 2.1 に、MEG II 実験の前身となった MEG 実験時の性能とあわせてまとめると。
2.3 まとめと MEG II 実験予想感度

表 2.1: MEG 実験と MEG II 実験のそれぞれについて、分解能と検出効率

<table>
<thead>
<tr>
<th>分解能</th>
<th>MEG</th>
<th>MEG II</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>$e^+$ のエネルギー (keV)</td>
<td>380</td>
<td>130</td>
</tr>
<tr>
<td>$e^+$ の放出角度 θ 方向/φ 方向 (mrad)</td>
<td>9.4/8.7</td>
<td>5.3/3.7</td>
</tr>
<tr>
<td>$e^+$ の崩壊点 (mm)</td>
<td>2.4/1.2</td>
<td>1.6/0.7</td>
</tr>
<tr>
<td>γの位置 $u_γ, v_γ, w_γ$ (mm)</td>
<td>5/5/6</td>
<td>2.6/2.2/5</td>
</tr>
<tr>
<td>γのエネルギーカテゴリ (％) ($w_γ &lt; 2$cm)/($w_γ &gt; 2$cm)</td>
<td>2.4/1.7</td>
<td>1.1/1.0</td>
</tr>
<tr>
<td>$e^+γ$の時間差 (ps)</td>
<td>122</td>
<td>84</td>
</tr>
</tbody>
</table>

検出効率（％）

| トリガー | ≈99 | ≈99 |
| ガンマ線 | 63 | 69 |
| 陽電子 (tracking × matching) | 30 | 70 |

MEG 実験時には表に示した性能の検出器と $3 \times 10^7 \mu^+ / s$ の停止頻度のビームを用いて 2009 年から 2013 年にかけて実験データを取得し、最終的には $\mu \rightarrow eγ$ 全崩壊分岐比に対して $4.2 \times 10^{-13}$（90％ C.L.）の上限値をつけた。MEG II 実験では MEG 実験の時の 2 倍、$7 \times 10^7 \mu^+ / s$ のビーム強度で実験を行う他、特に陽電子の検出効率が向上する。この部分のみで、実験感度に影響するアクセプタンスや検出効率を含めた実質的な統計量は 5 倍程度上昇する。それに加えて、陽電子やガンマ線のほぼ全ての測定量に対する分解能が 2 倍程度改善し、信号と背景事象の識別能力が向上する。それに伴って、崩壊分岐比に対する実験感度は 3 年間で一桁向上し、$6 \times 10^{-14}$ の分岐比への感度を実現する予定である（図 2.20）。なお、この数値は本研究で開発を行う上流側背景事象同定用検出器を含まないものとして計算されたものである。
図 2.20: MEG II 実験の予想探索感度 [16]
第Ⅱ部

背景事象同定用検出器の技術的検討
第3章

上流側背景事象同定用検出器の開発課題

背景事象同定用検出器はμ粒子静止ターゲットから発すビーム上流側、下流側2箇所に設置される予定である。この章では、はじめに開発済みの下流側背景事象同定用検出器について特徴を述べる。次に上流側検出器の要求性能について、下流側との運用環境との違いからくるものを中心にまとめ、開発課題を示す。

3.1 背景事象同定用検出器の原理

軽粒子に関するガンマ線や陽電子のエネルギー分布の詳細は付録Aで議論されているが、ガンマ線の信号エネルギー領域にある場合には、それに伴う陽電子のエネルギーは大半が1 MeV - 5 MeVと低い値となる。軽粒子による背景ガンマ線が生じる場合には、このような低エネルギーの陽電子がガンマ線と同時に発生する。図3.1で述べたように、検出器周りには電場がかかるため、このような低いエネルギーの陽電子は図3.1の赤線で示すようにビーム軸に沿って粒子スペクトロメータから出てくる。図3.1のようにスペクトロメータの出口のビーム軸上でこの低エネルギー陽電子を検出することで背景ガンマ線を同定することがこの検出器の原理である。この検出器のサイズは直径20 cm程度となる。

背景事象同定用検出器による感度向上

この検出器を導入することによる感度の改善はシミュレーションを用いて調べられた[16]。結果は以下のようになっている。

- 下流側の検出器の導入により15%の改善

図3.1: 軽粒子同定用検出器[16]。左右に示した2箇所(RDC)で軽粒子に伴って発生する低エネルギー陽電子を検出する。
3.2 下流側の検出器

図 3.2: 下流側幅射崩壊同定用検出器での測定パラメータ分布のシミュレーション。時間分布について、赤線は偶発的背景事故の場合の分布 (ピークは幅射崩壊陽電子由来、平面的な領域は Michel 陽電子由来)、青線は μ → eγ 信号事象の場合の分布 (偶発的に入る Michel 陽電子由来) を表す。エネルギー分布について、赤線は幅射崩壊由来 (Eγ > 48 MeV) の陽電子、青線は Michel 崩壊由来の陽電子の分布を示す。

- 上流側の検出器が検出効率 90% かつ、時間分解能 1 ns を達成できた場合に 10% の改善

ここで、下流側と上流側の感度改善の違いは背景ガンマ線の検出効率の違いに由来する。検出効率の違いを生じる要因については、後の 3.3 節で議論する。

3.2 下流側の検出器

偶発的背景事象の場合に、幅射崩壊同定用検出器で検出される陽電子のエネルギーと検出時間の分布は図 3.2 の赤線のようになる。ガンマ線と陽電子は同時に生じるので、図 3.2 のように分布にピークが生じる。時間差の広がりについては、陽電子が検出器に到達するまでの飛行時間のばらつきに由来する。エネルギー分布についても、前述のように幅射崩壊事象由来の陽電子が低エネルギーであるという特徴が現れている一方で、青線ではエネルギーが相対的に高くなっている (Michel 崩壊由来のため)。そこで、下流側の検出器では幅射崩壊に伴う陽電子のエネルギーとタイミングを測定する。陽電子のタイミングについては、プラスマックシンチャレータを用いて、エネルギーについては LYSO 結晶を用いて測定する (図 3.3)。

プラスマックシンチャレータについては、BC-418 (Saint-Gobain) を用いていて、この厚さは 5 mm である。横幅は外側から順に 7, 11, 15, 19 cm となっていて、高さは陽電子のヒットレートが高い中心付近の 6 枚は 1 cm、それ以外は 2 cm となっている。これらのプラスマックシンチャレータのシンチャレーショノ光は、光学ステントメントを用いて両端に接続された SiPM(S13360-3050PE) によって読み出される。この SiPM は高さ 1 cm のものについては 2 個、2 cm のものについては 3 個直列接続されている。これによって 90 ps 以下の分解能を達成している [11]

エネルギーを測定するための LYSO については 2 cm サイズの立方体を 76 個並べている。LYSO は無機シンチャレータで、発光光度が大きくて (30000 光子/MeV) かつ発光の時定数が短い (42 ns) ののが特徴である。LYSO のもう一つの特徴として放射性同位体の 176Lu を含む点が挙げられる。この放射性崩壊のレートはそれぞれの結晶で 2 kHz で陽電子の検出に悪影響を与えず、おそらくこの崩壊をエネルギー計数に用いることができる。LYSO 結晶のシンチャレーション光は後部 (ビームから見た下流側) に取り付けられた SiPM (S12572-25P) によって読み出される。この構成で、6.9% のエネルギー分解能を達成している [15]。
下流側検出器については、すでにμ粒子ビームを用いた試験が行われていて、2018年までの試験結果が[35][36]で示されている。新たに2019年にも試験が行われている。これらの試験では、ガンマ線検出器で35–43 MeV以上のエネルギーを検出することをトリガー条件としてデータを取得している。すなわち、背景ガンマ線の発生がトリガー条件となる中で背景事象同定用検出器を試験している。2018年の試験結果は以下のように、完全にはMEG II実験と同様の環境ではなかったものの、放射崩壊由来のガンマ線同定の能力が実証されている[35]。

- この検出器で放射崩壊が同定される割合は全事象の3割程度で、シミュレーションでの予測と一致した。なお、残りの7割は放射崩壊陽電子が上流側に放出された事象や、放射崩壊以外の背景ガンマ線が発生した事象である。
- 放射崩壊が同定された場合のガンマ線エネルギー分布がシミュレーションから予想される分布と一致した。

3.3 上流側検出器の開発課題

3.3.1 上流側の検出器の要求性能

下流側の検出器は、ターゲットによってビームが遮断された後ろ側に検出器がある。一方、上流側の検出器はターゲットの手前側にあるため、μ粒子ビームへの影響を抑えつつ検出器を通させる必要がある。このビームの運動量は検出器通過地点で21 MeV/cで、そのサイズはσ = 2 cm程度である。なお、背景事象に伴う陽電子の数え落としに繋がため、検出器に穴を空けることはできない（ビームと、放射崩壊陽電子についての詳しい情報は図10.3を参照）。

上流側の検出器によってビームへの影響を与えないために物質量を抑えること、ビームμ粒子に対応でき放射耐性や放射線耐性、背景事象同定に十分な時間分解能や高い検出効率が要求される。具体的には以下のような要求が課される。

- 10^{-3} X_0 以下の検出器物質量。これはμ粒子ビームへの悪影響を抑えるためである。
- 10^8 μ^+ /s（中心で4 MHz/cm^2）のμ粒子へのレート耐性と、その環境での実験を60週間以上継続できる放
3.3.2 上流側の検出器の運用と感度改善

幅射崩壊同定用検出器は MEG II 実験でのトリガー条件には利用されない。また 3.2.2 節で述べたように、DRS を用いて検出器信号波形を取得し、オフライン解析で背景事象を同定する。

上流側では検出器物質量を抑える必要があるため、陽電子のエネルギーの測定を行うことはできない。そのため検出時間のみを用いて背景事象の同定を目指す。MEG II 実験データ解析の際には、以下の 2 種類の識別を要求される。

- ビーム由来の $\mu$ 粒子と陽電子の識別
- Michel 崩壊由来の陽電子と幅射崩壊由来の陽電子の識別

感度向上を達成するには、それぞれの特性を理解し識別手法を確立する必要がある。

以上の検出器の導入による感度の改善は 10% と見積もられており [114]、下流側 (15%) よりも低い。これは、背景ガンマ線の検出効率が下流側と比べて低くなるためである。この原因については、以下の 2 種類ある。

- 背景ガンマ線に伴う陽電子そのものの検出効率が下流側と比べて低い
- 幅射崩壊陽電子に紛れて背景ガンマ線と無関係の Michel 崩壊陽電子がビットするが、下流側と比べて幅射崩壊陽電子と Michel 陽電子との識別能力が低い

後者については $\mu \rightarrow e\gamma$ 事象の場合でも、$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の前後のタイミングで偶発的に Michel 崩壊が生じて背景事象同定用検出器へのビットを生じることがある。すなわち Michel 崩壊陽電子がビットした場合は、本来は背景事象でないものを背景事象として検出してしまうことになる。これを全て棄却すると信号事象の事象識別力の効率が低下して実験感度に悪影響を及ぼす。そのため、上流側の検出器で陽電子を見つけた場合にそれを背景事象として棄却する割合を抑制する必要がある。結果として解析における背景事象の棄却効率が低下し、下流側の場合と比べて背景事象の同定効率が悪くなる。

3.4 上流側検出器の過去の開発研究

上流側の検出器の候補として、過去に複数の検出器技術が検討されてきた。この節では、これらの結果についてまとめる。

3.4.1 シンチレーティングファイバー

厚み 250 $\mu$m のシンチレーティングファイバーと SiPM を組み合わせる案が検討されたが [33]。以下の問題点があったため、実現には至らなかった。

- シンチレータ素材の放射線ダメージが大きく、長期間に及ぶデータ取得には耐えられないこと
- シンチレータを薄くする分、シンチレーション発光の光量が小さいこと
- 高頻度で入射する $\mu$ 粒子のパイルアップ (それぞれの信号に対して 120 ns の不感時間が生じる) によって検
第3章 上流側背景事象同定用検出器の開発課題

出効率が50%低下すること[39]

3つ目のバイアルアップを考える際の不感時間については、シンチレータの光読み出しに用いられたSiPM特有的アフターパルスや遅延クロストークによるものである。そのため、SiPMを用いた検出器では、同様の検出効率の低下の問題を防ぐことは難しいと考えられる。

3.4.2 半導体検出器

半導体検出器を用いる提案も過去になされている。シリコンやダイアモンドの素材を用いて試験が行われたものの、物質量を抑えた設計をすると信号が微弱で、半導体検出器の適用は実現には至らなかった。

この結果について考察する。荷電粒子の飛程について調べると、21 MeV/cのμ粒子のエネルギー損失とMIP粒子でのエネルギー損失では数十倍の聞きがある。これを踏まえると、μ粒子ビームへの影響を抑えるMIP粒子の信号を観測するには、数十keV程度のエネルギー損失から観測可能な信号を読み出す必要がある。半導体検出器では数eV電子正孔ベアで信号を取り出すことを考えると、1fCを下回るような電荷を信号として読み出せる電子回路が必要となることになる。ここでの半導体検出器の試験に用いられた電子回路はこの条件を満たしておらず、この点が問題となったと考えられる。上流側検出器に半導体検出器を用いる場合、この点を解決しつつ、1ns程度の時間分解能に達成しなくてはならない。しかし、このような高速、低ノイズ、高増幅率という要件を全て満たしたアンプは、容易に入手できるものではない。

この解決策として、増幅を伴う半導体検出器が提案されたこともあったが(LGAD)、読み出しの物質量を削減することができないため断念した。

3.5 本研究での開発課題への取り組み

前節で述べたように、シンチレーション検出器や半導体検出器を用いることは難しいと考えられる。残る可能性としてガス検出器系の技術を利用することを考え、本研究のきっかけとなった。本研究ではガス検出器RPCの開発を行っており、本稿でも以下の項目について議論を行う。

- 物質量の削減
- 検出効率や時間分解能の測定
- バイアルアップについての考察
- レート耐性に関する見積もり
第4章

RPCの検出器技術

本研究では、MEG II実験における上流側の背景事象同定用検出器の技術的候補としてResistive Plate Chamber (RPC)の技術を用いることを検討し、その開発に取り組んだ。本章では、RPC技術について解説する。

4.1 RPCの概要

RPCは、高抵抗の素材でできた電極を平行に配置した構造を持ち、ガスで満たされたギャップ間に電圧を印加することで動作する。最も基本的な単層RPCの構造を図4.1に示す。他のガス検出器と同様、放射線の通過によってガスが電離し、生成された電子イオン対を検出器内部の電場によって増幅させる。ここでの増幅率は典型的に10⁶-10⁸の間を取ることが多く、これによって大きく増幅された電子による信号を観測する。RPCで高抵抗の素材を用いることの利点は電極間の放電を抑えて安定的に運用することができる点である。従来型のRPCでは高抵抗プレート部分にガラスやベークライトなどの素材を用いる。

他実験での利用例

一般的にこれまで他実験で用いられてきたRPCは安価であることが利点となって採用されている。これは大面積化が要求される大型検出器において特に優れた特長で、そのような応用例が多い。

他実験で用いられているRPCは表4.1でまとめたように、3種類に大別される。その性能などの詳細は4.3節や4.5節で述べ、それぞれの利用例について概観する。表のうち一番上のストリーマーモードのRPCは主に

![Diagram of RPC](image)

図4.1: RPCの模式図([50]より引用)

*1 RPCと同様の構造を持たせた検出器としてParallel Plate Chamberと呼ばれる、金属電極を並行に向け合わせた検出器も過去には研究されているが、放電を起こしやすいのが問題で、実用には至っていない。
表4.1: これまですに開発されてきたRPCのまとめ

<table>
<thead>
<tr>
<th>ガス</th>
<th>ギャップ</th>
<th>時間分解能</th>
<th>レート耐性</th>
<th>主なアプリケーション</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>ストリーマーモードの場合</td>
<td></td>
<td></td>
<td></td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td>アルゴン</td>
<td>1~2 mm 単層</td>
<td>~ns</td>
<td>~Hz/cm²</td>
<td>近年は用いない</td>
</tr>
<tr>
<td>アバランシェモードの場合</td>
<td></td>
<td></td>
<td></td>
<td></td>
</tr>
<tr>
<td>フロン (R134a)</td>
<td>1~2 mm 単層</td>
<td>~ns</td>
<td>~kHz/cm²</td>
<td>トリガー用</td>
</tr>
<tr>
<td>フロン (R134a)</td>
<td>200~300 μm 複数層</td>
<td>&lt;100 ps</td>
<td>~kHz/cm²</td>
<td>TOFなどタイミング測定用</td>
</tr>
</tbody>
</table>

1990年代から2000年代はじめにかけて用いられたが、近年は用いられない。過去にはBelle実験やBaBar実験などでの利用例がある[51][52][53][54]。

他のアバランシェモードの二つは上から順番にトリガーRPC、タイミングRPCと呼ばれることが多いので、本稿でもそのように呼ぶ[4]。トリガーRPCはATLAS実験やALICE実験などにおけるμ粒子トリガーなどの用途に用いられている[55][56]。一方、タイミングRPCは表4.1でも示したように時間分解能が良い。そのため、STAR実験やALICE実験をはじめとする、ハドロン実験分野でのTOF検出器としての用途に多く用いられている[57][58]。

4.2 RPC内でのガス増幅プロセス

RPCでの信号の増幅プロセスは他のガス検出器と同様である。高い電場を印加することによって電離によって発生した電子が加速され、それが他のガス分子に衝突する。その際に電子が十分加速されていれば、衝突によってさらなる電離を引き起こし2次電子を生成する。その2次電子が同様のことを繰り返し、この連鎖によって雪崩増幅を起こす。この雪崩増幅のプロセスは、Townsend係数αと吸収係数ηを用いて理解される。雪崩中にn電子が含まれている電子のクラスターを考える。クラスター内の電子が電場によって加速され、δzの距離を進んだ時に

\[ n + 1 \] 個の電子のクラスターに成長する確率はTownsend係数を用いて \( nαδz \) のように表される。このTownsend係数は、ガスの圧力やガス内部の電場の大きさに依存する。吸収係数は逆にクラスター内の電子がイオンと再結合してクラスター内の電子数を減少させるプロセスに対し、ガスの電気陰性度によって決められる。以上の係数を用いて、雪崩増幅の成長は以下の式によって表される

\[ \frac{dn}{dz} = (α - η)n. \] (4.1)

よってこれらの値が場所に依存しない場合は電子雪崩は指数関数的に成長する。しかして際には、これから議論する空間電荷効果[59]やストリーマーの存在があり、RPCのガス増幅プロセスに重要な影響を与え、指数関数的な振る舞いから大きくはずれる。

4.2.1 ストリーマー

増幅された電子のクラスターが大きくなると、クラスター内で発生する紫外線が増幅プロセスに関わるようになる。このような現象は増幅率が10^8を超えると発生するようになり、この状態のことをストリーマーと呼ぶ。ストリーマーーモードのRPCをトリガーRPCに含める文献も見受けられるが、本稿ではストリーマーモードのRPCはトリガーRPCには含めない。本文中でトリガーRPCと呼んだ場合はアバランシェモードである。
4.2 RPC 内でのガス增幅プロセス

図 4.2: ストリーマーが発生した場合の RPC の信号。最初に見える小さな信号が発生前の電離によるもの、後半の大きな信号がストリーマーによって生じる信号である。(63)より引用

リーマー発生すると、電子がアノード、カソード間全体に広がる振る舞いを示すことが確認されている。ストリーマー信号の生成のプロセスについては、[64], [61]から、以下の 2 種類のパターンが混在することが示唆されている。

- 最初に電離した電子雪崩が増幅してそのままストリーマーに突入する。
- クラスター内部から発生した紫外線が高抵抗電極に当たることによって、その点にさらに電子が発生することによって新たな増幅プロセスが始まる。その場所での増幅率が大きくなりストリーマーが発生する。

特に、後者のような生成プロセスであった場合には、信号波形 (図 4.2) でも最初の増幅プロセスからの小さな信号が生じた後にストリーマー由来の大きな信号が発生する。[62]では、ギャップ内部の印加電圧を大きくしていくにつれて、ストリーマーの発生確率が上昇し、発生のタイミングも早まることを示している。

ストリーマーが発生すると全体の増幅率は非常に大きくなり、最終的には数 100 pC 以上の電荷を発生する。特に大きなサイズのストリーマーが発生する場合には放電を引き起こすが、RPC では高抵抗の電極を用いるため、その段階に達することは防がれる。

4.2.2 空間電荷効果

電離した際に発生するイオンは低いモビリティのため、別のガス分子に衝突してもさらなる電離を引き起こさない。しかし、イオンは空間電荷効果を通じて增幅プロセスへの影響を及ぼす。イオンはドリフト速度が低いため、ガスギャップの間を滞留し、雪崩増幅が発生している地点における電場を弱める。この効果は電子の加速を弱め、増幅率すなわち α を抑制する方向に働く (図 5.3)。この現象のことを空間電荷効果 (Space charge effect) と呼ぶ。

RPC では式 (1.1) を単純に計算した場合の指数関数的振る舞いと、実際に観測される振る舞いの間に大きな違いがあることが知られている。この問題に関して [59] では、空間電荷効果を取り入れた数値シミュレーションが行われた。その結果、実際の観測値を一定程度で説明することに成功し、RPC の増幅プロセスにおける空間電荷効果の重要性を示した。このシミュレーションでは、以下の 2 点が示された。

- 雪崩増幅を起こしているクラスターの中心付近では、正イオンによって生成される電場の大きさがガスの間

\[ V = 500 \mu \text{m} \] は、500 μm 径の管のような形状のストリーマーが電極間を結ぶ様子を確認している。
図 4.3: 空間電荷効果の図 [59]。電極間の電場 $E_0$ が存在する中で、正イオンが作り出す電場がクラスター中心での電場を弱める働きをしている。

図 4.4: RPC で用いられるガスにおける $\alpha$ (図中 Townsend), $\eta$ (図中 Attachment) の電場依存性の図 ([50] より引用)
4.3 信号誘起プロセス

ルでの増幅率が安定していて、\( \lesssim 10^8 \)程度の範囲内に収められることが知られている。これがストリーマーの生成を抑えたオペレーションを可能にする。

### 4.3 信号誘起プロセス

検出器の信号は検出器内部での電荷の運動によって誘起されるものである。詳細な議論は[53]や[65]に与えられるが、時間依存性などを考えない簡単な場合での計算を紹介する。

電荷 \( Q \) の粒子が検出器内部で \( x(t) \) の軌跡で移動する場合、以下の式のような電流が読み出し電極に誘起される（Ramo の定理[66])

\[
I(t) = Q \vec{E}_w(\vec{x}(t)) \cdot \dot{\vec{x}}(t).
\]

(4.2)

ここで、\( \vec{E}_w(\vec{x}(t)) \) は weighting field と呼ばれ、読み出し電極の周辺電場に対する応答を表すものである。これは、興味のある読み出し電極のみを 1 V に、周囲にある他の導電体を GND に落とした場合に、空間に生じる静電場を計算すれば求められる。実際には検出器内部には複数の電荷が存在するので、全体の信号について議論する場合には、それぞれを足し合わせる。これについては、後の 8 章で再び具体的に議論するが、Ramo の定理の簡単な導出を付録 B に示す。また、読み出される信号電圧については、式 (4.2) の誘起電流と読み出し電極のインピーダンスとの積で求められる。

以上の信号誘起プロセスより、RPC で観測される特徴が以下のように定性的に理解される。

- イオンのドリフト速度は電子と比べると小さいため、実際に読み出される信号は電子の寄与によるものが支配的である。
- RPC の読み出し電極が陰極側と陽極側の双方に設置される場合、対称的な構造をとることが多い。そのため、陰極側と陽極側に設置された読み出し電極について weighting field を調べると、その間での違いは weighting field の向きが反転する点のみとなる。よって、式 (4.2) から陰極側の読み出し電極と陽極側の読み出し電極の間では極性が反転した信号が読み出される。

### 4.4 RPC の構成と運用

#### 4.4.1 RPC のオペレーションモード

RPC はストリーマー、アバランスジェーの 2 種類のオペレーションモードで運用される。

☆ a ストリーマー・モード

ストリーマーの RPC とは名の通りストリーマーを積極的に発生させたオペレーションモードである。この場合、大きなガスシーケンスのため、10 ～ 1000 pC と大きな電荷が誘起される。そのため、アンプの増幅率や信号ノイズ比などエレクトロニクスへの要求が厳しくないことが利点である。しかし、6.3 節で述べるように、ストリーマー・モードの RPC は信号は大きいものの検出効率、時間分解能、レート耐性全般においてアバランスジェーに劣り、近年では用いられない。

\footnote{ただし、信号を 1 MΩ で読み出すと電子と比べて典型的に 4 倍長く持続するイオン由来の信号が見られる[52]\footnote{文献によっては spark mode と呼ばれる}}
アパランシェモード

アパランシェモードはストリーマーを抑制して RPC を動作させるオペレーションモードで、近年用いられる RPC では主流である。ストリーマーと比較すると検出器でのガス増幅は小さいため、読み出し電極に誘起される信頼も小さいものとなる。そのため、高い増幅率のアンプで読み出す必要がある。

4.4.2 RPC に用いられるガス

ストリーマーモードで運用される RPC ではアルゴンをベースにしたガスにクエンチャーとしてイソブタンや二酸化炭素などが用いられることが多かった。実際、アルゴンガスでは紫外線が発生しやすく、それがストリーマーを引き起こすことが知られている。

一方で、近年の主流であるアパランシェモードの RPC ではフロン (R134a) をベースにしたガスにイソブタンと SF6 を混ぜたガスを用いることが多い。フロンガスや SF6 は、電気陰性度が高いガスで、このようなガスを用いることで増幅率を安定させることができるが経験的に知られている。また、電子のドリフト速度もアルゴンと比べて高速であるため、時間分解能の向上にも寄与している。さらに、放射線が通過した際に電離される電子が多いため、検出効率の面でも優れている。一方、イソブタンはストリーマー発生につながる紫外線を吸収する効果を持つため、ストリーマーの抑制に有用であると考えられている。具体的な混合比率は様々であるが、大抵の場合においてイソブタンや SF6 ガスを合わせた割合は 10% 以下である。

4.4.3 RPC のギャップ構成

他実験ではトリガー RPC の場合、1〜2 mm 程度の厚みでギャップが単層であるシングルギャップ型 (図 4.11) の構造を持たせることが多い。一方タイミング RPC の場合には、各層のギャップ間隔が 200〜300 μm である物を複数層に重ねた構成のマルチギャップ型 (図 4.2) の構造となっている。ギャップ間の電場については、一般的にはギャップ間隔が大きいものほど電場が小さくなる傾向にある。フロンガスを用いる場合、2 mm ギャップの RPC では 5 kV/mm 程度、200 μm ギャップの RPC では 10 kV/mm 程度の大きさの電場を印加する。

※6〜12 層であることが多い
4.5 先行研究における RPC の性能

この節では他実験での RPC の実績から、典型的な性能および、性能を決める要素について述べる。

4.5.1 検出効率

RPC では、ドリフト距離が長くなるに従ってアバランシェのクラスターが増幅する。そのため、高電圧極圧付近の限られた領域で增幅が開始した場合のみ十分な增幅力を達成し、信号が観測されることになる。よって、検出効率はこの領域の大きさによって決まり、ギャップ間隔が広いほど効率が良くなる。

実際、単層のギャップのトリガー RPC ではギャップの厚みを 1〜2 mm と大きく取ることによって、実際に 90〜95% 程度の検出効率が報告されている。一方で、後述のようにギャップを薄くすると時間分解能が良くなるので、時間分解能を良くしたい場合には小さいギャップで RPC を組み立てるべきである。タイミング RPC はこのような事例に当てはまるが、単層での効率が悪いという欠点をカバーするために積層し、全体の検出効率を高める。積層した場合の検出効率改善の振る舞いは、以下の式のようになることが知られている [68]。

\[ \epsilon_n = 1 - (1 - \epsilon_1)^n \] (4.3)

ここで、\( \epsilon_n \) はギャップ数が \( n \) の場合の検出効率である。タイミング RPC の場合にも、このような積層化によって高い検出効率を達成でき、実際に 90% 程度からほぼ 100% の検出効率が報告されている。

検出効率については、ガスに対する依存性も知られている。アルゴンガスを用いたストリーマーモードの RPC では 2 mm の単層ギャップのもので 70% の検出効率と、先ほど述べたトリガー RPC と比べて劣る。これは、イオン化した際に生じる電子イオン対の数がガスによって異なるからである。アルゴンはフォンよりも数が少なかっため、放射線との反応が起きにくく検出効率に劣る。

4.5.2 時間分解能

RPC の時間分解能は、電子がガスの中をドリフトする時間によって決まる。一般的には、薄いギャップの RPC ではドリフトする距離が短くなる分時間分解能が良くなる。また、積層化することによって時間分解能が改善することも知られているが。他実験では、単層で広いギャップ構成となるトリガー RPC では 1 ns 程度、複数層で狭いギャップ構成となるタイミング RPC については数十 ps 程度の時間分解能がそれぞれ報告されている。ストリーマーモードの RPC については、アルゴンガス中ではドリフト速度が小さい他、ストリーマーが生じる時間のばらつきが存在するため、時間分解能はさらに悪く数 ns 程度となる。

4.5.3 レート耐性

RPC で増幅した電子は、最終的に高抵抗のプレートを流れる。そのため、増幅が発生した部分に印加される電圧が局所的に小さくなるように働く。これにより放電を抑制したオペレーションを可能としているが、これは同時に電圧数値での測定を苦手とする原因となる。なぜなら、電子が電極を流れ切ってギャップ内部の電場が回復するまで間は不感時間となるためである。アバランシェモードの RPC では、典型的に 1 kHz/cm²、良いものでは 20 kHz/cm² までのレート耐性が報告されている [69]。ここでは、高いレート耐性を達成するために、抵抗体の体積抵抗を 10³ Ωcm と低くしている。

*7 ただし、検出時間は大気圧動の増幅からギャップからの寄与を大きく受けるため、積層化した場合の時間分解能の改善は単純な \( \sqrt{n} \) でのスケールのようには改善しない。
一方、ストリーマーモードの RPC については、増幅率が極めて高く電極上を大電流が流れることに加え、ストリーマーそのものの持続時間が長いこともあってレート耐性は 1 Hz/cm² 程度と、アバランシェモードの RPC と比べて著しく低くなる。

4.6 まとめ

本章では RPC 技術を紹介した。これまで紹介したように検出器の設計パラメータは多岐に渡るが、実際にこの検出器を開発するに当たって、特に注意が必要なパラメータを以下にまとめると。

- RPC に用いるガス (アバランシェモードで運用するにはフロンガスを用いる必要がある)
- RPC のギャップ間隔の大きさ、粒状化 (検出効率や時間分解能に影響を与える)
- 高抵抗電極の抵抗の大きさ (レート耐性に影響を与える)
- 信号増幅器 (アバランシェモードの場合には増幅器が必要になる)
- 読み出しバッドの設計
- 高電圧への対処
第5章
超低物質量 RPC 検出器のコンセプト

RPC では検出器内部でのイオン化により発生した電子を增幅するため、観測可能な大きさの信号は容易に得られる。また先行研究からも、RPC をアバランチェモードで動作させるのであれば、時間分解能については問題がないであろうと予測されていた。よって、これらの点については RPC は上流側背景事象を除く検出器として適していると考えられ、この検出器技術を用いる動機となった。その一方で、従来型のガラスを用いた RPC は物質量の観点からそのまま用いることはできない。この章では、従来型 RPC の問題点と、それを解決するためのアプローチを述べる。

5.1 検出器デザインの検討

検出器の物質量を 0.1% X0 以下に抑えることは難しい技術的課題である。RPC は検出器そのものとはガスであるため物質量は非常に小さいが、従来型の RPC ではガラスや読み出しに用いている PCB の部分の物質量が大きい。そのため、この部分の物質量を抑制する必要があり、以下に述べる設計によってこれを達成する。

先行研究のデザイン

高抵抗電極については、実用に至る状態ではないものの、その物質量を削減することが可能であることを示した研究があった。この研究では、高抵抗電極として Diamond Like Carbon (DLC) と呼ばれる炭素薄膜をスパッタした厚み 50 μm のポリイミドを用いている。DLC とは主に炭素からなる薄膜で、膜を構成する炭素の化学結合に関しては sp² 結合と sp³ 結合が混在している。これらの化学結合の特徴は以下の通りである。

- sp² 結合はグラファイトの結合と同様のもので、自由電子が含まれるために電気伝導性を持つ。
- sp³ 結合はダイアモンドの結合と同様のもので、自由電子が含まれず絶縁的である。

これらの結合が混在している DLC の場合は、その割合をコントロールすることによって抵抗値を変えることができ、加えて薄膜の表面抵抗率については、スパッタする際の厚みによる調整も可能である。この炭素薄膜は 100 nm 以下の厚みであるため、物質量としてはほぼ無視できる。高抵抗電極部分の物質量の削減はこの技術で達成可能である。

第 5 篇で詳述するが、この先行研究で指摘されている特徴は高電圧の供給方法とスペーサーである。前者については、RPC を積層した場合でも従来型と比べて低電圧で運転できる利点が示されている。実際、この研究では 100 μm のギャップ間隔で 3 層積層し、1 kV で運転している。後者は、感光レジストを用いたピラーをスペーサーとして用いている点である。これによって不感領域を削減している他、ギャップ間のガスの流れも確保している。

※※章で議論するように、この部分の厚みをさらに削減することは難しい
5.1: 検出器素材の物質量の目安

<table>
<thead>
<tr>
<th>素材</th>
<th>物質量</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>カプトン 50 μm</td>
<td>0.018% X₀</td>
</tr>
<tr>
<td>アルミ 200 nm</td>
<td>0.0023% X₀</td>
</tr>
<tr>
<td>ガス 2 mm</td>
<td>~0.001% X₀</td>
</tr>
</tbody>
</table>

図5.1: 超低物質量RPCの模式図。直径20 cmのサイズの検出器を製作する

本研究ではこれらの利点は引き継がれる。

先行研究の改善

この先行研究では読み出しにPCBを用いており、物質量の観点で上流側背景事象同定用検出器にそのまま用いることはできない。しかし、検出器の最も外側に用いられているカプトンの外側の面に金属が蒸着されていれば、PCBを用いず信号読み出しを実装できる。この金属の部分に100 nm以下のアルミニウムを用いることで物質量を抑制できる。

また、検出器性能に関しても、時間分解能は数十ns、検出効率も単層あたり10%、3層に積層しても30%で、この点も上流側背景事象同定用検出器にそのまま用いることができない理由である。しかし、時間分解能についてはエレクトロニクスの性能が良くなかったのが原因で、検出器本体の問題ではなかった。一方検出効率については、一般的なRPCと比較してギャップの厚みが小さい点が原因と考えられる。よって本研究では、これらの点を改善していく。

本研究で想定している検出器デザイン

検出器素材について、物質量をそれぞれ表5.1にまとめると。表を見て取れるように、前節で提案した素材を用いる場合、全体で0.1% X₀以下の物質量に抑える必要があることを勘案すると高抵抗電極は5枚用いることができると。その場合、図5.1に示すようにRPCを4層まで積層することができる。
5.2 想定している検出器の特徴

5.2.1 高電圧

積層する場合の電圧については、各ギャップ間の電圧は共通になるようにする。カプトンは絶縁体であるため、中間層のカプトンにも個別に高電圧を供給し、図 5.1 中の +HV の部分同士、-HV の部分同士は共通になるようにする。この +HV と -HV の間の電圧差はギャップの厚みにも依るが、例えば 400 μm のギャップ構成にする場合には 3 kV 程度となる。

従来型の RPC では、中間層全体が高抵抗体のガラスであるために中間層のブレートの上面側と下面側の電位が同じになる。そのため、単層あたりの電圧が \( V_b \) 要求されるものを \( n \) 層に積層する場合、一番上のガラスと一番下のガラスの間に \( n \times V_b \) の電圧を印加する形にする必要がある (図 5.2)。これは従来型の RPC の設計で積層する場合には合計数十 kV と、非常に高い電圧の印加に対応しなくてはならないことを意味する。一方で、DLC による高抵抗電極を用いる場合にはカプトン絶縁体が挟まれるので、ブレートの上面側の DLC と下面側の DLC の電位が異なるようにできる。そのため、この手法では積層する場合でも一層分の電圧を用意すれば良い、高い電圧に対応する必要がない。

5.2.2 スペーサー

従来型の RPC ではギャップの厚みを制御するために釣り糸を用いることが多い。しかし、今回開発する検出器では物質量を抑えるために高抵抗電極の厚みを抑えており、機械的な強度を欠いている。そのため釣り糸を用いると、釣り糸の捻れなどの影響を受けて平坦性を損なう。加えて、釣り糸を用いる場合にはその分の不感領域が生じることや、ギャップ間のガスの流れを抑制することも懸念される。そこで、この検出器ではギャップを与えるためのスペーサーとして感光レジストによるビラーを用いる。感光レジストによるビラー製作の流れを図 5.3 に示す。

このビラーは、直径 400 μm 程度で、数 mm ピッチでドット状に配置する。これによってギャップ間の平坦性を保証するほか、不感領域を抑えると共にガスのスムーズな流れを確保する。

この手法の欠点は、ビラーの高さ (すなわちギャップの厚み) を高くするのが技術的に難しい点である。現在のところ 384μm の高さのビラーを製作したが、問題が見つかっている。

図 5.3 は、384μm のビラーについて見つかった問題点である。写真を示す通り、ビラーの周囲に付着物が存在する。この付着物は X 線を用いた成分分析によって調べた結果、付着物はレジスト素材と共通の素材を含んでおり、表面を隠していることが分かった。すなわち、DLC でできた高抵抗電極を覆い隠してしまい、不感領域を広げ

*後の章で述べるように、試作機では 2.5 mm ビッチを採用した*
5.3 本研究での開発課題

検出効率

合計90%の検出効率を実現するのが目標であるが、式(4.3)に示した関係から4層のギャップ構成にする場合、単層あたりで40%の検出効率を実現すれば良いことが分かる。参考までに、積層した場合の検出効率の改善の挙動を計算したもののが図5.4に示す。単層あたりの検出効率は、ギャップの厚みを大きくなることによって改善することが知られているので、最適なギャップの厚みを調べる必要がある。
図 5.5: RPC を積層した場合の検出効率の改善。見積もりに当たって、式 (4.3) を用いた。

### 時間分解能

時間分解能については ~ 1 ns 程度を達成すれば良いため、4 章で述べた典型的な RPC の性能と比較すると厳しくはない。ただし時間分解能については、ギャップの厚みを大きくすると悪化することが知られているので、検出効率とはトレードオフになる点は考慮して開発を進める必要がある。

### レート耐性

上流側背景事象同定用検出器は高い係数率での測定を行わなくてはならず、RPC が苦手とする部分である。これは、高抵抗電極の抵抗値を低めに設定することによって解決できるはずである。ただし、高抵抗電極を用いる理由は放電を抑えて安定的に運用することであるので、抵抗値を下げる場合にはこの点に悪影響を及ぼさない範囲にとどめなくてはならない。その中で、実際に μ 粒子ビームが通り抜ける環境に耐えるか否かを判断する必要がある。

### 読み出しシステム

高計数率での測定環境は、検出器そのもののレート耐性の他に、読み出し信号のバイトアップを抑えることを要求する。そこで、以下の点に配慮した設計を行う必要がある。

- 読み出し領域を細かく分割する
- 読み出し信号の波形の持続時間を抑制する
第 III 部
超低物質量 RPC 検出器の研究開発
第 6 章

RPC 試作機の製作

本研究ではプロトタイプ検出器として、炭素薄膜を高抵抗電極に用いた 3 cm × 3 cm サイズの RPC を製作し、性能評価を行った。本章では、本研究で用いた RPC の構造と組み立て方法について述べる。

6.1 RPC の素材

6.1.1 高抵抗電極

本研究では、カプトンのシートに Diamond Like Carbon と呼ばれる炭素薄膜をスパッタリングした高抵抗電極を用いた（図 6.1）。このスパッタリング作業については、ビースバッタ社 [71] に依頼した。この高抵抗電極は表面抵抗値を調整することができるものである。本稿で述べる結果は全て、10 MΩ/sq の表面抵抗率を持つものを用いた測定の結果である。

物質面の観点からカプトンは薄い方が望ましいが、薄すぎれば機械的な強度の関係で電極の平坦性が損なわれてしまう。本研究では 50 μm のカプトンを採用している。

図 6.1: カプトンシート上にスパッタされた炭素。黒い部分に炭素薄膜がスパッタされている
第 6 章 RPC 試作機の製作

図 6.2: 感光レジストによって取り付けられたカバー (辺の部分) とピラー (ドット)

図 6.3: 感光レジストによるカバー取り付けの図。一辺は高電圧供給のためにカバーを取り付けていないため、向かい合わせになる面にカバーを取り付けて放電を防いだ。

炭素薄膜の境界の保護

炭素薄膜を用いる手法は元々 MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector) 用に開発された技術である。こちらでの研究の知見から、炭素薄膜の境界付近では放電を起こしやすいことが知られている。これは、境界付近で炭素薄膜が一様に付着せず境界線に凹凸があるため、その周辺での電場が歪むためであると考えられている。これについては、境界部分を繊縁体で覆う手法によって対策を行う。レイテック社 による依頼し、64 μm の厚みのフォトレジストを境界部分に被せた (図 D.2 図 6.3)。ここでは、高電圧供給線用のスペースを確保するためにコの字形状のカバーとしているが、カバーがない辺についても向かい合う箇所にカバーがあれば放電の問題は防ぐことができる。

6.1.2 ギャップを与えるためのスペーサー

5 章で述べたように、今回開発する RPC ではフォトレジストでできたピラーを DLC 電極に取り付け、スペーサーとして用いる。ピラーの直径は 400 μm で、試作機では 2.5 mm ピッチで格子状に配置している。ピラーの存在する部分は不感領域となるが、2.5 mm ピッチで配置した場合、その面積は 2% 程度である 6。このピラー形成もレイテック社に依頼して行なった。一方で、フォトレジストの取り付けを行うには数週間程度の納期を要するので、仮の手段として 7 を参考に、釣り糸を用いたセットアップでの測定も行っている (付録 D.1)。このような条件で行なった測定に関してはその都度言及するが、本稿で述べる結果にはそのようなものも含まれていることに留意されたい。

*1 GEM や Micromegas などの細かい電極構造を持ったガス検出器のことを総称してこのように呼ぶ。
*2 ただし、ピラーの設置間隔は、実際にブレートの平坦性を確保するために必要最小限に抑えれば良いもので、実機では 2.5 mm よりも広げる可能性を検討している。
6.2 組み立て

図6.4: アルミニウムを蒸着したカプトンの写真(a)と模式図(b)(図は[図74]より)

表6.1: 電極に用いることを検討しているアルミ蒸着カプトン

<table>
<thead>
<tr>
<th>メーカー</th>
<th>アルミニウムの厚み (公称値)</th>
<th>測定された表面抵抗率</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>Goodfellow</td>
<td>30 nm</td>
<td>0.53 Ω/sq</td>
</tr>
<tr>
<td>Sheldhal</td>
<td>100 nm</td>
<td>0.38 Ω/sq</td>
</tr>
<tr>
<td>Liren</td>
<td>200 – 500 nm</td>
<td>1.1 Ω/sq</td>
</tr>
</tbody>
</table>

6.1.3 読み出し電極

6章で述べたように、RPCの読み出し電極の部分には100 nm程度の厚みのアルミニウムを用いることにしている。本研究ではこの部分に関して、片面にアルミが蒸着された市販のカプトンフィルムを使用した(図6.2)。実機ではアルミ蒸着カプトンのカプトン側にDLCを蒸着し、その部分を高抵抗電極として用いることを想定している。今回着目したアルミ蒸着カプトンは3種類あり、それぞれ表6.1にまとめる。それぞれ数十から数百nmの厚みでアルミが蒸着されている。

アルミ蒸着面の表面抵抗率は0.5〜1 Ω程度の大きさである。本稿で述べる結果は全てLirenのアルミ蒸着カプトンを用いたものである。なお、アルミ蒸着カプトン間での読み出し電極としての性能の比較は今後行う。

6.2 組み立て

検出器構造の全体像

検出器を組み立てる際には、ピラー付きの高抵抗電極とピラーのついていない高抵抗電極を向かい合わせに配置する(図6.3)。プロトタイプ検出器では、これらの電極同士はテープを貼り付けて固定したが、将来的には固定方法は改善する必要がある。積層する場合、一番上と一番下のみを読み出し電極付きのものにして、中間層は表裏共にDLCがスパンタされたカプトンを用いる(図6.4)。

高電圧供給

電極への高電圧供給には星和電機株式会社の導電性テープ、E13CE3020を用いた。このテープは接着面も導電性でいて接触抵抗は≤1Ωであった。これをDLCがスパンタされている領域の端の部分に取り付けた
図 6.5: 2 層の場合の RPC 組み立ての模式図。各層の写真は後に示すが、一番下のフィルムに図 6.6(a) が、中間層に図 6.6(b) が、一番上の層に図 6.10 が対応する。

(a) 中間層高抵抗電極のおもて面。こちらの面にはカバーとビラー両方が取り付けられている。
(b) 中間層高抵抗電極の裏面。向かい合う面にビラーがあるため、こちらの面にはビラーの取り付けは行わず、カバーのみの取り付けを行う。

図 6.6: RPC を積層する場合に中間層として用いた高抵抗電極の写真

図 6.7。アノード側カソード側の高抵抗電極とも、このようにして高電圧電源に接続した。

ガス

RPC の測定で用いたガスを表 6.3 に示す。本研究では付録 E に示した測定を除き、全て A タイプのイソプロタンを含まない混合ガスを用いて測定を行った。ガスを流し始めても、ガスギャップ間のガスがこれらのガスに置き換わるまでには一定の時間を要する。典型的にはガスチェンバーの体積を 3 置換程度する時間流せば最低限の効果が得られる。

\*B タイプのガスは ALTAS や CMS で用いられている混合比に近いものであるが、可能であればガスを使用して、取り扱いの面で積極的には使用しなかった。
6.2 組み立て

図 6.7: 高抵抗電極への高電圧供給。導電テープを DLC 面に接着している。

表 6.2: RPC に用いた混合ガスの表

<table>
<thead>
<tr>
<th>ラベル</th>
<th>C$_2$H$_2$F$_4$ [%]</th>
<th>SF$_6$ [%]</th>
<th>iso-C$<em>4$H$</em>{10}$ [%]</th>
<th>参考</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>A</td>
<td>93</td>
<td>7</td>
<td>0</td>
<td>[75]</td>
</tr>
<tr>
<td>B</td>
<td>94.8</td>
<td>4.7</td>
<td>0.5</td>
<td>[76]</td>
</tr>
</tbody>
</table>

作には問題ないが、実際に性能面などで安定するには 5 – 10 置換程度の時間を要する。

ガスパッケージ

検出器では、ガスを封じ込む必要があるが、その部分の物質量を抑える必要がある。DLC をスパッタしたカプトンフィルムをガスを封じ込むための窓の部分に使ったことでこれを達成した。試作機で採用したガスを密封するための構造を図 6.8 に示す。試作機では、ガスパッケージの窓部分に、片面全面に DLC をスパッタしたカプトンフィルムを使用した (図 6.9)。DLC がスパッタされた面がガスパッケージの内側を向き、スパッタされていないカプトン面が外側を向くようにしている。

読み出し電極の取り付け

窓部分の DLC がスパッタされていない面に導電体を乗せることで読み出し電極として用いることができる。この部分にアルミ蒸着カプトンを切り出したものを装着し、読み出し電極として用いた (図 6.9)。ストリップの端を 50 Ω の同軸ケーブルに接続し、数十 cm の距離を挟んで增幅器に接続している。反対側 (検出器を挟んで裏側) に位置する金属電極については、GND に接地、もしくはフロートにしている。反対側の電極の構成の違いは波高に対して大きな影響は与えなかったが、後述のように最初の信号波形の後に生じる反射の振る舞いに対する違いを生じた。6.1 節で述べたように、物質量の観点から最終的にはカプトン側に DLC がスパッタされたアルミ蒸着カプトンを、ガスパッケージの窓として用いるべきである。しかし今回の試作機では、読み出し電極についての試験を行い易くするため、このような組み立て方法とした。切り出したアルミ蒸着カプトンを乗せる手法では、DLC をスパッタしたカプトンとアルミ蒸着カプトン (それぞれ 50 μm の厚み) が一体化せず個別に存在するため、DLC とアルミの間隔が 100 μm と実機と比べて 50 μm 余分に遠ざかれている。6.3 節で述べた信号誘起の原理と照らし合わせると、この部分の違いは実機と比べて試作機の方が信号が小さくなるように影響する。そのため、性能評価の際の通

* 同軸ケーブルの GND 線は、増幅器電源の GND と共通になるようにした
図 6.8: ガスチャンバーの構造。(a) のようにフィルムをアルミフレームに貼り合わせたものを 2 つ用意して、(b) のゴム (黒リング) を装着したアルミフレームを挟む。全体の模式図 (断面) を (c) に示す。
なお、(a) のフィルムはおもて面 (図では上を向いている面) にのみ DLC がスパッタされたカプトンフィルムである

図 6.9: 読み出しの実装。アルミ蒸着カプトンを乗せている。100 nm のアルミに半田付けはできなかったため、導電性テープ (E13CE3020) を読み出しストリップの端に貼り付けた。
図 6.10: 積層した RPC を表側から撮影した写真。読み出しストリップは裏側に取り付けられている。この RPC は4層に組み立てた場合の写真である。

図 6.11: 組み立てた RPC の写真と図 6.10にさらに封をして完成させた。

大評価には繋がらない。

組み上げた RPC の全体像

先述のように、図 6.10では全面に DLC をスパッタしたフィルムを用いているので、窓材全体が高抵抗電極となっている。高抵抗電極を重ねる際には、適当な場所を選んで図 6.10に示すように 4 cm 角の高抵抗ブレート（図 6.6や図 6.7を切り出したもの）を重ねた。図 6.11は 4 層に組み立てた場合の写真で、高電圧供給線もそれぞれの層に対応したものが複数見える。さらにガスを封じるためのパッケージをして（図 6.11）、測定に用いた。

ノイズの削減

RPC の検出器信号は単体では小さいため、特にアンプで増幅する前の部分でのノイズ削減は重要で、検出器のグライディングに配慮をする必要がある。7章で示すが、ノイズの大きさは大きい場合で 5 – 10 fC の信号を覆い隠す程度であった。なお、RPC の信号は小さい場合で 2 – 3 fC 程度の大きさのものが見られ、大きい場合には
図 6.12: 増幅に用いたアンプの回路図（図 6.7 の図を一部改変）。回路図中の MAR-6SM 素子は 20 dB の増幅率と 2 GHz の bandwidth を持った RF アンプである [75]。BAV99 素子は、RF アンプを入力での過大な電圧から保護するためのウェーマーダイオードである [76]（これは元々アンプには実装されていなかったが、RPC で発生する放電によって一段目の RF アンプが破壊されることが度々あった。そのため、このような保護回路を追加する改造を行った）。また、アンプ中の pole-zero cancellation については可変抵抗の抵抗値を 0 とした。

図 6.13: アルミ蒸着カプトンを読み出し電極に用いた状態で取得された波形の一例。300 fC 程度であった。

6.3 検出器信号の確認

RPC の信号は PSI で SiPM 用に開発された増幅器を用いて増幅した (図 6.12）。これは、高速応答、低ノイズといった面において優れており、RPC の信号を読み出すのにも十分な性能を有するものである。また、波形情報は 6.12 篇で紹介した DRS 波形デジタイザーを用いてサンプリング速度 2.5 GSPS で取得した [59]。以上の測定セットアップを用いて 99Sr 線源に対して得られた波形の一例を図 6.13 に示す。この波形は正の polarity を持った波形であるが、電子が読み出し電極とは反対の方向へ向かってドリフトするように電圧を印加した結果である。この波形の最初のパルスの幅は約 4 ns 程度となっていて、先行研究 [61] で観察された信号と同様である。

最初のピークが生じた直後の反射や発振が生じていると思われる振る舞いが見られる。ストリップの信号は同軸ケーブルに接続して読み出されているが、その結果部分における電気回路のミスマッチによって、このように振る舞っていると考えられる。実際、読み出しセットアップを変更しない場合には、反射波の波高やイベントごとの波形の違いが見られず、イベントごとの RPC 応答のばらつきはありえない。

ただし、図 6.8 篇で 950 MHz と紹介した bandwidth については、この測定系においては異なる。実際に、DRS evaluation board と呼ばれる装置を用いており、アナログ入力の bandwidth は 700 MHz 程度となっていると見られる。
6.4 まとめ

本章では、超低物質量 RPC の試作機の組み立てについて述べた。この試作機では、読み出しを実装する際々カプトロンの余分な厚みが存在するなど、物質量の意味では削減の余地を残している。しかしながら、以下の 2 点を実現し、検出器として動作させることに成功している。

- ポリイミドフォイルに炭素薄膜をスパッタした高抵抗プレートを用いて検出器を動作させている
- 実際に 100 nm の厚みのアルミを用いて読み出しを実装している

これは、前章で述べたデザインの実現可能性、すなわち物質量の要求を満たす検出器の建設が可能であることを示している。

一方で、信号読み出し系における回路上のミスマッチが生じていて、わずかな読み出しセットアップの違いが発振や反射の振る舞いに影響することが分かった。後の 10 章で述べるように、これは実機の性能を議論する上では重大な問題となる。よって、この問題の解決は今後不可欠なものとなる。
第7章
単層ギャップ RPC の性能研究

5章では、RPC の構造及び、単層あたりの検出効率の要求値について議論した。1章で述べた試作機を用いて、
単層あたり 40% あたりの検出効率や時間分解能 1 ns の要求値を達成するために最適なギャップの厚みを調べた。
本章ではその結果について述べる。

7.1 測定セットアップ

RPC の試作機を用いた性能評価は 90Sr 由来の β 線を用いて行った。β 線は直径 2 mm にコリメートして RPC
に照射し、RPC の裏側にはトリガー用のプラスチックシンチレーターを設置した（図 7.1）。釣り糸を用いてギャップ
の厚みをコントロールした場合には釣り糸の筒が不感領域となるため、釣り糸を避けて β 線を照射した。トリガー
カウンターは、大きさ 5 mm の立方体形状のプラスチックシンチレーターを SiPM で光読み出ししたものであ
る。これは、RPC の読み出し領域の一部をカバーした測定となった。RPC の読み出しの構成は、1章で示したもの
と同様である。波形デジタイザーの DRS についてもトリガーカウンターからの信号をトリガー条件として波形
の取得を行った。トリガーカウンターからの信号及び RPC からの信号を並べた波形を図 7.2 に示す。この一連の
測定では、読み出しストリップの構成になるべく変化が生じないように配慮した。しかし、実際にはガスギャップ
の厚みを変えながら試験を行っているので、それに伴って読み出し電極周辺の配置は変化していることは注意さ
れたい。

図 7.1 測定セットアップの模式図
図 7.2: 測定によって得られた波形。トリガーに用いたリファレンスカウンターの信号タイミングが解析ウィンドウの青くシェードした領域に入るように測定を行っている (上段)。RPC の信号はリファレンスカウンターの信号と同じ時間領域で調べ、ノイズは黄色の領域で調べた。

7.2 検出器性能の決定方法

7.2.1 解析手法

測定はリファレンスカウンターからの信号をトリガーとして行っており、図 7.2 で青くシェードした領域にリファレンスカウンターの信号が検出される。RPC 信号については、この領域での波形を調べた。一方、各イベントごとのノイズレベルについては、青色にシェードした領域を調べた。しかし実際には、この領域にリファレンスカウンターには当たらないようにするため、波形を解析する際、波形のサンプリングポイント間の電圧値については、一次式で補完を行った。また、取得波形に対して 3 点の移動平均も行っている。

7.2.2 検出効率

図 7.3 は 384 μm の単層ギャップ RPC に 3.1 kV の電圧を印加した際に得られた信号とノイズ (ベゼナル) の分布である。検出効率については、信号領域での波高の閾値を 10 mV に設定して事象数を数え、リファレンスカウンターにヒットのあったイベント数を分母として測定した。ビラーの部分は不感領域となり、面積にして 2% 程度であるが、その補正は行わずに結果を示す。ノイズの分布で閾値よりも高いところに観測されているイベントは、大抵の場合は β 線がリファレンスカウンターには当たらず、RPC にのみ当たっていると思われるものであった。ノイズ単体で波高を超える場合もあり、その具体的な割合はノイズ状況によって異なるが、大抵の場合は 0.1% 未満、多くとも 0.5% 未満であった。

7.2.3 時間分解能

RPC 検出時間は、ピーク波高に対して 50% の高さとなる位置で求めた (図 7.4)。また、時間分解能はリファレンスカウンターでの信号検出時間と RPC の信号検出時間の差の分布から決定した。例えば図 7.4 は、384 μm の
ギャップに対して 3.1 kV の電圧を印加した際の分布で、ガウス分布でフィットした際のバラメータから時間分解能は 260 ps と決定した。この方法で求まる結果にはリファレンスカウンターの時間分解能も含まれるが、それについては本稿では補正せずに結果を示す。

50% 以外の割合を用いた場合に得られた分布を付録に示すが、割合によって分布の傾向が異なっていた。例えば、10% の割合を用いる場合にはノイズを拾うためにテールが生じることが確認された。ただし以下の理由から、本稿ではこの割合の調整は行わず、以降も 50% のフラクションでの時間を用いて性能評価を行う。

- 時間分解能の要求性能や図 3.2a と比較すると、割合の大きさに依らず十分な時間分解能を有するため、この最適化は重要でない。
- 実際に最適な値は S/N、すなわち信号の大きさに依存し、例えば印加電圧によって変化する。そのため、一

ー参考までに、同様の構成となっているカウンターの時間分解能は [2] では 50 ps と測定されている。
7.3 検出器の基本的な特性

全体的な傾向

検出効率の解析手法を述べた際に示した図7.4の信号分布は、分布が一旦平坦になった後に、最後に落ちるというRPCに特徴的な波高分布となっている。議論及び計算の詳細は9章で述べるが、300mV付近では、電極によって生じた電子の総電荷は25pC程度と推測される。これは図7.4の場合、増幅率にして1〜2×10⁸付近でサチュレートした振る舞いを示していることを意味する。これはアバランシェモードのRPCの場合にはスペースチャージによって10⁸の増幅率付近でサチュレーションを起こす、という先行研究の結果と一致した振る舞いである[51]。

波高分布の電圧依存性

ギャップの厚を384μmに固定して波高分布の電圧依存性を調べた。図7.5は、2.9kV,3.1kVの電圧をギャップ間に印加した場合に得られる波高分布を比較したものである。この振る舞いは先行研究で見られた振る舞い(図7.5)と同様の傾向を示しており、印加電圧を上げると分布が平坦になる領域が広くなる様子が見て取れる。

時間分解能の大きさの評価

前節で述べたように、384μmの単層RPCに3.1kVの電圧を印加した結果得られた時間分解能は260psであった。これは以下の要素によって決まっていると考えられる。

- RPC固有の時間分解能
- 読み出し系のノイズによって生じるジッター
- リファレンスカウンターの時間分解能
- 波形デジタイザーや増幅器の時間分解能

まず、リファレンスカウンターやエレクトロニクスの時間分解能の寄与については、[55]などの先行研究の結果から、合わせて〜100ps前後であると考えられる。
Resolution vs signal height

図7.6: 時間分解能の波高依存性 (図7.4の分布を波高ごとに調べた)

RPC固有の時間分解能 $\sigma_{\text{RPC}}$ については、[68]で以下の式のようになることが示されている。

$$\sigma_{\text{RPC}} = \frac{1.28}{(\alpha - \eta)v}$$

(7.1)

ここで、$\alpha$はTownsend係数、$\eta$は吸着係数、$v$は電子のドリフト速度である（図7.4と同様）。上式について、[68]ではタイミングRPC、トリガーRPC両者についてそれぞれ以下のような考察を行なっている。

- タイミングRPCでは10 kV/mmの電場を印加しており、$(\alpha - \eta) \sim 110 / \text{mm}$、$v \sim 210 \mu \text{m/ns}$となっている。これらの結果から時間分解能は50 ps程度と見積もられる。
- トリガーRPCでは5 kV/mmの電場を印加しており、$(\alpha - \eta) \sim 10 / \text{mm}$、$v \sim 140 \mu \text{m/ns}$となっている。これらの結果から時間分解能は1 ns程度と見積もられる。

384 μmギャップに3.1 kVの電圧を印加した今回の条件で同様の考察を行うと、$(\alpha - \eta) \sim 60 / \text{mm}$、$v \sim 170 \mu \text{m/ns}$程度と考えられ、時間分解能は130 ps程度と見積もられる。

最後にジェッターの影響については、信号波形が波高に比例した形状を取るものと仮定すると、小さな信号ほどジェッターの影響が大きくなくなるはずである。図7.4の分布を信号波高的大きさごとに分割して時間分解能を算出したものを図7.5に示す。この分布から、実際に波高的小さな信号では時間分解能が悪くなっていることが分かるが、ここにジェッターの影響が現れていると考えられる。ノイズの大きさと立ち上がり時間を調べた結果、時間分解能へのジェッターの影響の寄与は平均して150 ps程度であると見積もった（10 mV付近の信号で200 ps前後）。

以上の要素を合わせると全体の時間分解能は200 ps程度となると考えられるが、RPC固有の時間分解能の見積もりには不正確な点があると考えられる。[68]では、式(7.1)の導出の際にRPCのガス增幅が指数関数的に振る舞うこと、エレクトロニクスの応答が十分に速いことをそれぞれ仮定して見積もりている。そのため、[68]や[80]でも述べられているように式(7.1)にはファクターレベルのずれが生じうる。この点を踏まえると、今回得られた260 psの測定結果は概ね先行研究の理解と一致している。
7.4 検出器性能のギャップ間隔依存性の調査

表4.1に示した厚みのギャップについて、検出効率、時間分解能の測定を幅広い電圧領域で行った。

厚みについての注意事項

表4.1に示したように、384 μm 以外の厚みのギャップの RPC については、釣り糸を用いてギャップの厚みを決めている。この手法は付録D.1で議論しているように、ギャップの厚みを固定する目的を達するのに良い手法でない。本測定ではそれぞれのギャップの厚みに対して数箇所に合計3~7回β線を照射する試験を行っているが、それぞれの結果同士で信号が生じるのに必要な動作電圧の大きさにばらつきが見られた（付録D.2）。結果同士を比較し、このばらつきがギャップの厚みを固定できていないのが原因であると理解した。構造上は釣り糸の厚みよりも薄くなっていることは考えにくいため、複数回の測定結果の内、最も動作電圧領域が小さかった測定結果を以下では示す。これは、動作電圧が低いことはギャップが薄いことを意味するため、釣り糸の太さに最も近い厚みでの測定であったとの考えに基づく。同じ釣り糸で複数回測定を行った結果同士の動作電圧のばらつきは最大で5%程度であった。信号が生じるための電場の帯一であるはずなので、この動作電圧の違いは測定同士での厚みのばらつきによって生じていたと考えられる。すなわち測定同士で5%程度の厚みのばらつきが生じていたと考えられる。よって、実際の厚みと以下に示す結果で述べる厚みには大きく見積もって同程度の不定性が存在することに注意が必要である。また、最も動作電圧領域が低かった結果を示すという判断が正しい確認はなく、場合によっては別のバイアスを生じている可能性があることに注意されたい。

384 μm についてはビラーを用いてギャップの厚みを与えているが、こちらについては、厚みのばらつきは最大で1~2%程度であった。こちらも、信号が生じるのに必要な電圧力が最も低く、ギャップ間隔が最も小さかったと考えられる測定の結果を示す。

7.4.1 検出効率のギャップ間隔依存性

まず、検出効率のギャップ間隔依存性を調べた結果を図7.8に示す。それぞれのギャップの厚みに関して、放電を起こさない範囲内で電压を印加しており、図中に示されている最大電圧もそれによって決まっている。測定結果から、厚みが大きいほど単層あたりでの検出効率が高くなることが分かった。また、厚みが大きいほど必要となる電圧は大きくなるが、その一方で電圧が換算すると厚みが大きいほど低い電圧での運用となることも確認できる。この結果を先行研究と比較する。先行研究では、図7.8のような結果を得ており、今回得られた結果と同様の振る値は200 μm の厚みでも試験を行っているが、測定条件が他とは大きく異なるので、付録Dにまとめたように厚みが変化する場合、ここでの議論では大きく影響しない。
図 7.7: 検出効率のギャップ間隔依存性

図 7.8: 先行研究 [76] での、異なるギャップ間隔の RPC の比較。左から順に 2 mm、1 mm、0.5 mm の単層ギャップ RPC の比較である

舞いを示している。500 µm で信号が発生する電場の大きさが異なるのは、用いているガスの混合比が異なる故であると考えられる。具体的には、図 7.8 の測定の際には表 5.2 の B タイプに近いガスを用いていた一方で、今回は A タイプのガスを用いている。実際に [75] によると、本測定で用いたガスの方が動作電圧領域が大きくなるはずである。

この一連の測定の結果、単層あたり 40% の検出効率を達成するには 300 µm の厚みでは不十分で、400 µm 程度の厚みが必要であることが明らかになった。
図 7.9: 時間分解能のギャップ間隔依存性

図 7.10: 時間分布のギャップ間隔依存性。時間軸については、各ギャップ間隔ごとに異なる大きさでシフトさせて
いる。

7.4.2 時間分解能のギャップ間隔依存性

ギャップ間隔を変えた時の時間分解能の変化の様子を調べた結果を図7.4に示す。また、それぞれのギャップでの
最大電圧での時間分解を並べたものを図7.10に示す。結果を見て取れるように、今回測定を行った 500 μm 以内
の厚みでは、いずれも検出器に要求される 1 ns の時間分解能を問題なく達成できる。

電場への依存性については、一般的には印加電場を大きくすることによってドリフト速度が大きくなり、時間分
解能が改善することが知られている。しかし、本測定ではある程度電場を大きくすると、電場の変化による時間分
解能の改善は見られなくなった。例えば、図7.4の 435 μm 間隔での測定結果は、7.4 kV/mm よりも電場が大きい
領域で平坦になっている。各測定条件での時間分解能が改善する様子が見られるのは検出効率が 10 - 20% となる領
域で、ここでは S/N の改善が大きく寄与していると考えられる。純粋に印加電場の変化に由来する改善を明確には
識別できなかったのは、こうしたジッターなど他の要素からの寄与に隠れているためと考えられる。同様に、厚み
を変えた場合にも印加電場の違いに由来する変化は明確には見えなかった。

7.4.3 波高分布のギャップ間隔依存性

最後に、各ギャップ間隔における最大電圧での波高分布を図7.11に示す。この図から、厚みが大きい方が分布が平坦になる領域が広くなっていることが見て取れる。これについては、厚みが大きい方がドリフト距離が大きくなる分、大きく増幅される信号の割合が増えているためであると考えられる。一方で、大きく増幅されるようになるに伴って放電のリスクが上昇するが、この測定ではその兆候は見られない。これについては、7章で述べたように、空間電荷効果とガスの電気陰極性による増幅の抑制機構が効果を及ぼしていると考えている。これによって、電子が極端に大きく増幅することを防ぎ、ストリーマーの発生や放電が問題とならなかったのである。

なお、ここで示した結果については、370 μm と 435 μm とで、結果がほぼ同一のものとなっている。これについては、435 μm について、何らかの理由で実際に印加できる電圧よりも低い電圧領域で放電を起こしたために十分な電圧を印加していなかったのが原因であると考えている。経験に基づくとギャップ間の不純物の混入が最も疑わしいが、原因についての明確な結論は出ていない。

7.5 まとめ

この節では、単層 RPC の性能をギャップ間隔を変えながら調べた。結果として、400 μm 以上のギャップで単層あたり 40% の効率を達成可能であることを示した。一方で、ギャップを厚くすることによる悪化が懸念されていた時間分解能に関しては、500 μm まで厚くしても要求性能を満たせることを示した。

同時にギャップの厚みをコントロールすることに関して課題を発見した。釣り糸を用いることに関しては、実機では採用しないので、問題は本研究に限ったものである。一方で、ピラーを用いた場合でも 1% 程度のギャップ間隔のばらつきが見えていた。1% 程度であれば重大な問題とはならないと考えているが、今後も可能な範囲で改善を図る。
第8章
積層ギャップ RPC の性能研究

384 μm ギャップの RPC を積層した場合の性能をギャップ数を変えながら調査した。測定方法や解析手法は、4章で示したものと同様である。また 4章でも説明したように、このギャップでの試験では感光レジストによるビラーをスベースーとして用いている。

8.1 積層した場合の波高分布

はじめに、積層した場合の波高分布の振る舞いを示す。

8.1.1 2 層にした場合の読み出しの振る舞い

2 層にすることによって、一層の場合と比べて読み出し電極同士の距離がお互いに離れる。4章で述べたように、これは観測される信号サイズを小さくする方向に寄与するはずである。まず、この効果を定量的に調べる。式 (8.1) における, $Q_{\tilde{x}}(t)$ の部分は各イベントごとの細かい振幅プロセスに依るが、その全体の振る舞いはギャップ数に依存しない。一方で, $\tilde{E}_w(\tilde{x}(t))$ は読み出しの構成に依存して変化する。よって、積層した場合の読み出しの振る舞いの違いはこの weighting field の違いを調べれば良い。RPC の読み出し電極の構造は平行平板型のコンデンサと同様に調べることができる。例えば、1 層の構造の場合の weighting field は図 8.1 の赤字で示したように、読み出し電極を +1 V に、反対側の電極を GND に落とした場合のギャップ間の電場になる。

2 層の場合には同様に図 8.2 のように weighting field を計算する。今回興味のある、ガスギャップ間の weighting field $E_w(\tilde{x}(t))$ は一様でかつ、読み出し電極と直交する（すなわち電子のドリフト方向と平行）ものであり、その大きさは以下の式のように計算される

$$|E_w| = \frac{1}{d_{\text{Kapton}}} + \frac{1}{d_{\text{gas}}},$$  

(8.1)

ここで, $d_{\text{Kapton}}$ はカプトン部分のトータルの厚み, $d_{\text{gas}}$ はガスギャップ部分のトータルの厚み, $\epsilon$ はカプトンの比誘電率である。表 4.1 に示した情報を用いると, 単層の場合と 2 層の場合には weighting field の大きさは 1.9

図 8.1: 単層 RPC を用いた場合の誘起信号計算方法 (赤イタリック字) と RPC の組み立て構成 (黒ローマン字)
図 8.2: 2 ギャップ構造、1 ギャップ運用の RPC の図。誘起信号計算方法 (赤イタリック字) と RPC の組み立て構成 (黒ローマン字) も図と同様に示す。ここでは、下層の層には高電圧が印加されているが、上層の層については、電圧は印加されていない。

表 8.1: 読み出し電極間の構成

<table>
<thead>
<tr>
<th>ギャップ数</th>
<th>ガスギャップ部分のトータルの厚み</th>
<th>カプトン部分のトータルの厚み</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>1 ギャップ</td>
<td>384 μm</td>
<td>150 μm</td>
</tr>
<tr>
<td>2 ギャップ</td>
<td>384 μm × 2</td>
<td>200 μm</td>
</tr>
<tr>
<td>3 ギャップ</td>
<td>384 μm × 3</td>
<td>250 μm</td>
</tr>
<tr>
<td>4 ギャップ</td>
<td>384 μm × 4</td>
<td>300 μm</td>
</tr>
</tbody>
</table>

図 8.3: 単層の場合と 2 層に積層し片方が層のみに電圧を印加した場合の波高分布の比較。印加電圧は 3 kV である。

倍の関きがあることが確認できる。

8.1.2 2 層読み出し単層運用の場合の波高分布

はじめに、読み出し構造は 2 層としているものの高電圧はそのうちの片方にのみ印加した、図の場合の波高分布を確認する。幅幅プロセスの全体の振る舞いを純粋な単層ギャップ RPC の場合と同様のはずなので、ここで見られる波高分布は、単層の場合の結果に波高を 1/1.9 倍スケーリングしたもので示す。実際、図で示されているように、二層の場合の波高分布を 1.9 倍スケーリングしたものは単層の分布と一致している。尚、ここでの

* 実験ではアルミ蒸着カプトンに直接 DLC をスパッタするので、カプトン部分の厚みは表に記載した値よりも 50 μm 小さなものとなる
8.1 積層した場合の波高分布

図 8.4: 2 ギャップ運用の場合の RPC の模式図。誘起信号計算方法（イタリック字）と RPC の組み立て構成（黒ローマン字）も図と同様に示す

小さな隙れはギャップ間隔の場所依存性の範囲内で説明可能である。また、ノイズレベルに関しても積層することによる悪化などは見られない。

8.1.3 2 層読み出し 2 層運用の場合の波高分布

前節は 2 層に積層しているものの、実際にアクティブであったのはそのうちの片方のみであった。2 層ともアクティブにした場合（図 8.4）の波高分布を図 8.5 に示す。図では、単層の場合と比較して左側のピークが小さくなっていることが分かる。このピークは信号を検出していない場合に対応しているので、2 層にすることで検出効率が改善したことを示す。一方で、空間電荷効果によって増幅率がサチュレートしている領域（0.2 V 付近の波高）については weighting field の違いに伴って単層の場合より波高が小さくなっている。

2 層の場合に見られるこうした振る舞いは、単層での波高分布から理解できる。まず、weighting field については、1 層目と 2 層目どちらも前節まで行った議論と共通で、1 層での測定と比較すると 1/1.9 倍にスケールするはずである。一方で、2 層で運用した場合は Q(t) の部分が単層の場合と異なる。

2 層にした場合には、1 層目の Q(t) と 2 層目の Q(t) はそれぞれ 1 層の分布と同一で、2 つの和を畳み込むことで全体の Q(t) の分布を導ける。よって、2 層にした場合の波高分布は一層の分布を用いて以下の手順でシミュレーションできる。

- 一層の波高分布に従う乱数を 2 つ独立に生成する。この二つの乱数が各層での増幅プロセスに対応する
- 二つの乱数の和をとり、最後に weighting field の違いを補正するため、全体を 1.9 で割る

1 層での測定結果やシミュレーションと、実際の測定結果との比較を図 8.5 に示す。実際に単層での波高分布から得られたシミュレーション結果は測定結果を良く再現していることが見て取れる。

なお、ここで示したシミュレーションについては一つ注意点がある。図 8.5 では、分布の左端（波高 10 mV 未満）の領域に見られるのはベクタルの波高分布となる。すなわち、検出器が信号を出さなかったイベントが全てその部分に入る。この領域での波高は Q(t) によって生み出されたものではなく、外来ノイズの波高の分布を見ていることになる。すなわち、波高が Q(t) に比例するわけではない領域となっている。よって、少なくとも片方の層の Q(t) がこの領域に入るとケースでは、このシミュレーションは完全には正しくない。ただし、この部分の不正確さは全体の振る舞いを見る上で大きな影響を生じるものではない。
8.1.4 3層、4層に積層した場合の動作の確認

3層、4層に積層した場合に関しても、2層の場合と同様に単層の結果から振る舞いを見ることが可能である。その結果と測定結果を比較したものを、図8.5に示す。こちらについても、積層した場合の振る舞いに関する我々の理解が測定結果と一致していることを確認できる。

8.2 積層した場合の検出効率の変化

RPCを積層した場合、式(8.3)で記述されるように検出効率が改善することが知られている。図8.7では2層のギャップのRPCに対して、検出効率の印加電圧依存性の測定結果を赤で示している。また、式(8.3)と単層RPCの測定結果から計算される振る舞いは青で示した。なお、3層、4層の測定に関しては、1層の測定に比べて検出器が安定せず、低い電圧で放電したためにそれぞれ3kV、2.9kVが上限となっている。ただし、放電の原因は積層したことによる構造的問題でなく、組み立て工房の熟練度の問題でガスギャップ間に不純物(ゴミなど)の混入などを引き起こしていたと考えている。

この図からは、式(8.3)で記述される検出効率の改善の振る舞いが測定結果を再現していることが見て取れる。
8.2 積層した場合の検出効率の変化

図 8.7: 積層した場合の検出効率の電圧依存性と一層の結果から見積もりられる振る舞いの比較

よって、ここで観察された振る舞いから、3 kV の電圧を印加することによって 4 層で 90% の検出効率を達成可能であることが確認できる。これは検出器が不安定であった要因を解消すれば実現できる。なお、今回測定できた中で最も良い検出効率を示したのは、3 層で 3 kV の電圧を印加した場合の 85% である。

式 (4.3) で記述される振る舞いについて、一点注意が必要なのは積層した場合に weighting field が小さくなる効果を取り入れていない点である。すなわち、式 (4.3) では一層の時に 10 mV の信号を生じる程度の電荷が生じれば 2 層の場合にも検出可能であると仮定している。しかし、実際には例えば 2 層で 10 mV の高さの信号を得るには一層の場合に 20 mV が誘発される程度の電荷が生じるべきである。閾値付近におけるこうした振る舞いを厳密に調べるのは以下に述べる理由から難しい。

- 単層あたりの測定結果で 10 mV を下回った領域には、周波率が不十分であっただけのイベントがノイズに埋もれている。Heed[81] を用いたシミュレーションによると、この部分に 20 – 30% 程度のイベントが隠れていると考えられる。
- 積層 RPC で電荷の大きさを考える時には、単層の場合にはノイズに埋もれていたような小さな電荷と足しあげる必要があるが、ノイズに隠れているためにその正確な大きさを把握することが難しい

しかし、8.1.4 節で示したシミュレーションを用いて weighting field の違いの効果を見積もりました結果、式 (4.3) による検出効率の過大評価分は大きく見積もりもっても 5% 程度と算出しました。この程度の違いでは、β 線の照射場所依存性
384 micron

1 layer
2 layer
3 layer
4 layer

2750 2800 2850 2900 2950 3000 3050 3100
Voltage [V]

200
220
240
260
280
300

200
220
240
260
280
300
timing resolution [ps]

8.3 積層した場合の時間分解能の変化

384 μm の厚みの RPC を積層した場合の時間分解能の振る舞いを図 8.8 に示す。先行研究 [68] では積層した場合に時間分解能が改善することが示されている。しかし、この測定結果では明確な改善は見られない。これは、7.4.2 節での議論と同様、積層化による改善がジッターなどの他の要因に隠れているためと考えられる。

8.4 まとめ

本節では、384 μm の厚みの RPC を積層した場合の検出器の振る舞いを調べ、その結果を述べた。検出効率について、式 (4.3) で述べたような改善の振る舞いを示すことを実際に確認した。検出器の動作に問題があったため、今回測定できた範囲では 85% の検出効率が上限値であった。一方で、測定できた範囲で結果を検証した結果、検出器を安定動作させれば全体で 90% の検出効率を達成できることが明らかになった。時間分解能に関しては、積層した場合の改善は見られないが、200〜250 ps 程度で依然として要求性能は十分に満たす結果となった。
第 9 章
レート耐性

9.1 照射レートを上げた β 線による試験

7 章、8 章で結果を述べた試験では β 線源をコリメートして用いていた。これを並行して、放射線をコリメートせずに単層、384 μm ギャップ間隔の RPC に照射する試験を行った。この β 線の RPC への入射レートは 200 kHz 程度で、RPC の面積を考慮すると 20 kHz/cm² であった計算になる。その結果得られた、検出効率の電圧依存性のグラフを図 9.1 に示す。ここでは、電圧を上げた時の検出効率の立ち上がり方には若干の違いが見られる。この振る舞いの違いが照射レートが高い方に由来するのか、もしくは別の要因によるものなのか、その点については明確な結論は出していない。一方で、3 kV 付近での検出効率は 40% 程度となっており、単層あたりの検出効率そのものの大きな問題は見られない。

ところで、この測定では、RPC のギャップ間に 600 nA の電流が流っていることが確認された。β 線の強度と比較すると、β 線が一回入るごとに平均して 3 pC の電荷が生じていることが確認できる。この電荷量の大きさについては、先行研究 [26] でも同様の結果を得ている。波高分布と帯幅が比例関係にあると仮定して、波高分布の平均と 3 pC を比べた結果、トータルの電荷が 1 pC 程度の場合、10〜15 mV の波高の信号が生じる振る舞いを示すことがわかった。実際に観測された波高の最大値は約 300 mV であったが、これは合計 25 pC 程度であると見積もられる。

一方で 10〜15 mV の波高に対応する誘起電荷の大きさを、信号波形を三角波であると近似して見積もり、

![図 9.1: コリメートしないで β 線を照射した場合の検出効率の振る舞い](image-url)
第9章 レート耐性

〜10 fC であることが分かる。先ほどは 10 mV に対して 1 pC の総電荷量が生じることを示したが、読み出しに誘起される電荷量とは二柄ほど違う。これに関しても、電子による信号の電荷量と全体の増幅した電荷量との間には二柄ほどそのずれが生じることが先行研究 [59,76] でも示されており、この点も再現していることが明らかになった。この二柄のずれについては、増幅によって発生した電子がアノード付近の限られた領域をドリフトすることと、信号誘起プロセスに関する式 (9.2) を合わせて考えると理解できる。特に指数関数的な増幅を最後まで続ける場合は大半の電子がアノード付近で発生するため、総電荷量の大きなずれが生じる。

なお、今回の測定環境は実際の MEG II 実験でのレート（中心付近で 4 MHz/cm²、合計 100 MHz）には及ばず、目標値を検証するには至っていない。その一方で、今回の試験環境は、従来型のガラス RPC で報告されている中で最大のレートに匹敵するような強度の測定環境であり、今回開発した RPC は少なくとも同等のレート耐性を有すると考えられる。従来型のガラスを用いた RPC では典型的に 10^{12} - 10^{13} Ωcm 程度の体積抵抗率を持つブレートを用いている。従来型の RPC では、この低い抵抗率によって大きな電圧降下が生じる。今回製作した RPC では、10 MHzの表面抵抗率の DLC 電極を用いており、電圧降下が従来型と比べて小さいことが違いを生じたものと考えている。

9.2 レート耐性の見積もり

RPC によって増幅された電子やイオンは高抵抗電極上で電流となって流れるため、増幅した領域で電圧降下が生じる。RPC のレート耐性を議論する際には、これを調べれば良い [76]。ここでも [76] と同様の考察によってレート耐性を見積もり。今回問題となる μ 粒子ビームのフラックス Φ(x, y) は以下の式のように書けるものとする。

$$\Phi(x, y) = f_0 e^{-x^2 / 2\sigma^2}$$  (9.1)

ここで σ はビームの拡がり、r = \sqrt{x^2 + y^2}、f_0 はビーム中心での強度である。この式を用いて、中心からの距離 r₀ 内に入射する粒子のレートは以下のように計算される

$$2\pi f_0 \int_0^{r_0} r e^{-x^2 / 2\sigma^2} dr = 2\sigma^2 \pi f_0 \left( 1 - e^{-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}} \right)$$  (9.2)

ここで、1 回のイオン化で増幅された後の電子数の平均を Q と置くことにすると、中心から距離 r₀ の円周を通過するカレントは以下のようになる。

$$I(r_0) = 2\sigma^2 \pi f_0 Q \left( 1 - e^{-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}} \right)$$

ガスのギャップの間にかかる実効的な電圧 V(r) はこのカレントによって低下する。その低下率を計算する。まず、表面抵抗率を ρ とする。r の円周と r + Δr の円周の間の抵抗値は

$$\Delta R = \frac{\rho \Delta r}{2\pi r}$$

のようになるので、そこに I(r) のカレントが流れるとすると、以下のようになる。

$$\Delta V = I(r) \cdot \Delta R$$

$$= 2\sigma^2 \pi f_0 Q \left( 1 - e^{-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}} \right) \cdot \frac{\rho \Delta r}{2\pi r}$$  (9.3)

この結果を積分して、電圧降下を見積もり以下の式のようにする。

$$V(r_0) - V(0) = \sigma^2 f_0 Q \rho \int_0^{r_0} \frac{1 - e^{-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}}}{r} dr$$

$$= \sigma^2 f_0 Q \rho \cdot F \left( \frac{r_0}{\sigma} \right)$$  (9.4)
ここで、

\[ F(x) = \int_0^x \frac{1 - e^{-r^2}}{r} \, dr \]

である。

実際にはビーム中心でのレートは \( f_0 = \Phi(0,0) = 4 \text{ MHz/cm}^2 \) である。そして、拡がり \( \sigma = 2 \text{ cm} \) となっているため（図10.31）、\( r_0/\sigma \sim 5 \) で、\( F(5) \sim 1.55 \) である。他のパラメータについては正確な値は分からないが、前の節で議論した結果を用いて平均電荷量 \( \tilde{Q} = 3 \text{ pC} = 3 \mu \text{A/MHz} \)、DLCの表面抵抗率1 MΩ/sqをそれぞれ代入すると、およそ 75V 電圧降下するという計算になる。この場合、例えば 3 kV で運転したとすれば、RPCの中心付近での実際の電圧の大きさは 2.9 kV 少しということになる。この場合は、4層に積層したとしても中心での検出効率は 90\% を下回り、80\% 程度になると考えられる。

ただし、以上の見積もりについては以下のように改善の余地があり、全体で 90\% 程度の検出効率を実現する見込みは依然として残っている。

- 以上の見積もりでは平均電荷が 3 pC となっているが、中心付近では電圧降下するのでその分配平均電荷は小さくなる。このような効果を取り入れれば電圧降下は小さくなると考えられる。
- DLCの表面抵抗率を1 MΩ/sqからさらに下げることができれば、検出効率の低下は抑制される。
- ここでは 3 kV での運転を仮定しているが、運転電圧を上げることで改善する余地がある（8章では 3.1 kV まで印加している）
- ギャップの厚みを大きくした場合に改善する可能性がある

9.3 今後の測定計画

DLCの表面抵抗率については、1 MΩ/sq 未満に抑えなくてはならないことがわかった。これまでに試験を行ってきたセットアップでは、全て 10 MΩ/sq の表面抵抗率の DLC を用いている。よって、まずはさらに抵抗値を下げた状態で検出器を動作させることが目標となる。なお、1 MΩ/sq の抵抗値を DLC で実現可能であることは確認できている。

実際には高強度の放射線を照射し、レート耐性を測定する予定である。高強度の放射線の照射に関しては、X線を用いることを検討している。この試験では、X線がガスと反応した際に生じる数十 keV の光電子を観測することになる。X線とガスとの反応確率は低いが、強い X線を当てれば MEG II 実験での \( \mu \) 粒子と同程度に高い頻度の環境を再現できる。X線とガスの反応レートを Heed[11] を用いて調べた結果、このような試験は加速器施設を用いずとも実験室レベルで実現可能であることが分かっている。

一方で、\( \mu \)粒子と X線とで検出器の応答に違いがあると考えられ、\( \mu \) 粒子に対する検出器応答を知る必要がある。そこで、並行して実際の実験条件と同じ 21 MeV/c の \( \mu \)粒子を用いた照射試験を行う。これらの組み合わせにより、レート耐性を見積もる予定である。

---

注1: 一度このような試験を行っているが、現在の測定セットアップとは大幅に異なり、結果を参考にするには不十分であるため、詳細は付録に示す。
第 10 章
実機の設計に関するその他の議論

MEG II 実験の実機 RPC のエレクトロニクスや運用上の設計は完全には決定していないが、現在までに行われた議論をこの章でまとめると。エレクトロニクス設計に際して、ビームのμ粒子とのパイルアップおよび、実際に設置される環境についての議論を行ってきた。

10.1 検出器設環境に関する議論

上流側検出器は陽電子飛跡検出器 (Drift Chamber) の end cap 付近の He ガスで満たされた環境に設置される（図 10.11）。そのため、読み出しに必要な増幅器の設置、及び高電圧供給に対して制約がある。

増幅器の設置に関する議論

信号の増幅器を前置増幅器として直接検出器に接続する場合、増幅器は He ガス内に設置されることになるため、その発熱が運用上の問題となる可能性がある。そのため、増幅器を離した箇所に設置する可能性を検討している。前置増幅器を用いない場合、具体的な可能性は以下の二通りである。

- フィードスルーのすぐ外に増幅器を設置する。この場合、増幅なしの信号を 50 cm 程度伝送する必要があ

図 10.1: RPC が設置される近辺の環境 [39]。Drift Chamber 用のガスボリューム内部に上流側検出器が設置されることがになっている
10.2 読み出しパッドの構造に関する議論

波動を発生する場合の有力な候補は、WaveDREAMモジュールをフィードスルーの直後に配置し、内蔵している増幅器（これまでのRPCの試験で用いてきたものと同様の回路を持つ）を利用するというものである。

・他の検出器と同様に、WaveDREAMを格納したクレートまで増幅なしで信号を伝送する。この場合、信号の伝送距離は10m程度に達する

後者は運用が楽な一方でノイズの影響を受けやすくなることが懸念される。そのため、アンプを離した場合にケーブル上で受けるノイズの影響を評価して、アンプの設置箇所を決める必要がある。

ここで述べた2つの手法にはもう一点懸念事項がある。WaveDREAMモジュール内部の増幅器そのもののS/Nが現時点ではあまり良くない点である。これが解決しない場合にはWaveDREAMとは別個に増幅器を開発する必要がある。エレクトロニクスについては、以上の課題があり今後の研究で調べる。

高電圧供給に関する議論

7章で示したように、RPCのギャップを厚くすることによって検出効率は改善する。しかし、これに伴ってRPCのオペレーション電圧が高くなるのが運用上の問題となることには注意が必要である。特にHeガス中での放電が懸念される。これについては、放電を防止するための絶縁体によるモールディングが必要になるが、これらの点については議論が必要な状況である。なお、これまでの経験で特に危険度が高かったのは、高電圧供給線をDLCまで引き回す途中の箇所である（図5.7中の中のカプトンで覆われた導電テープ）。

10.2 読み出しパッドの構造に関する議論

上流側背景事象同定用検出器には高頻度で信号が生じるため、パイルアップを防止するためには検出器をセグメント化する必要がある。そのため、複数のストリップを実装して読み出し領域を分割する。この部分の設計は、それぞれの読み出し領域におけるμ粒子ビームから来ることの信号レートに影響を与える。そのため、μ粒子とのパイルアップによる陽電子検出効率の悪化に影響する。この節では、パイルアップの観点から読み出しの設計についての考察を行う。

10.2.1 読み出しチャンネル数に関する議論

読み出しを細かくすれば、それぞれのパッドでのμ粒子信号レートの大きさを小さくすることができる。パイルアップの抑制につながるのは、ストリップの大きさを変えることにより、パイルアップの抑制につながるはずである（82）73ではストリップサイズによってパルス幅の大きさが変わる様子は見られない。一方で、検出器を設置するスペースの制限などにより読み出しを細かくするのにも限界がある。例えば159では、シンチャーティングファイバーコンセント背景事象同定用検出器として用いることを議論しているが、スペースに限りがあることを踏まえ、検出器を18分割でセグメント化することを提案している。また、MEG II実験のWaveDREAMは一つのパッドあたり16チャンネルの信号入力を持つ。これらの事情を踏まえ、16チャンネル単位で読み出すようにするのが実機では都合が良いと判断し、以降は16チャンネル単位での読み出しをベースに考察を進める。

10.2.2 読み出しストリップの構成

本研究で開発しているRPCの場合、アノード側、カソード側両方のアルミ部分を読み出しに用いることができる。そこで、アノード側、カソード側両方に16本のストリップに細分化する構造を検討した。ここで、二箇所のストリップが直交するように配置する。すなわちアノード側ストリップがX方向に、カソード側ストリップがY方向に。
図 10.2: 想定しているストリップ型読み出しの構成。左がアノード側、右がカソード側の構造。図中の点はバイルアップするような粒子の入射パターンを表す

向に向くようにする (図 10.2)。

この構成で、幅射崩壊の結果と思われる信号が X もしくは Y 方向のストリップ少くとも片方で見つかった場合にそれを背景事象の候補とする形での適用とすることを想定している。ただし、現時点では陽電子 (MIP) と μ 粒子 (21 MeV/c) の別が可能であるかは明確ではない。これらの検出器応答への違いはエネルギー損失の違いとして生じるが、RPC の場合は必ずしも増幅率の線型性が担保されていない。よって、これらの弁別可能性については、今後 μ 粒子照射試験を行って確認を行う必要がある。ここでは、この弁別可能性の部分は考慮に入れずにバイルアップ確率について考察する。

バイルアップで幅射崩壊陽電子の再構成が不可能となるのは以下の 2 パターンのいずれかである。

- 陽電子と μ 粒子が X 座標、Y 座標両方で重なる場合 (図 10.2 の赤い丸の点と青い四角の点)
- 2 つの μ 粒子が入ってき、片方は X 方向のストリップで陽電子と重なり、もう片方は Y 方向のストリップで陽電子と重なった場合 (図 10.2 の赤い丸の点と黒い三角形の点)

以上の 2 種類の可能性について考察を行い、全体のバイルアップの確率を見詰めた。

10.2.3 バイルアップ確率の計算方法

図 11.2 のようにすれば読み出しは実効的に 256 分割される。各領域でのバイルアップ確率を \( P_i \) 、その領域に幅射崩壊陽電子がヒットする確率を \( p_i \) として、バイルアップ確率は、\( \sum_{i=1}^{256} P_i \cdot p_i \) である。\( p_i \) については、図 10.3b にあるように、幅射崩壊陽電子の広がりは \( \sigma = 2.8 \text{ cm} \) である。
10.2 読み出しパッドの構造に関する議論

図10.3: 輻射崩壊電子の分布とビームμ粒子の位置分布

$P_i$の計算

ある特定の読み出し領域でμ粒子が入射するレートを$1/\tau$であるとする。すなわち、そのパッドの上での連続するμ粒子の信号の間の時間差$t$は以下の確率分布に従う。

\[ p(t) = \frac{1}{\tau} \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) \]  \hspace{1cm} (10.1)

そのパッドにRMDの陽電子が入射した状況を考える。この信号がμ粒子の信号とパイルアップする確率は以下の式のように表される。

\[ P = 1 - \exp \left( -\frac{t_{\text{dead}}}{\tau} \right) \]  \hspace{1cm} (10.2)

ここで、$t_{\text{dead}}$はμ粒子とRMD陽電子の信号が重なって区別ができなくなる、不感時間に対応するものである。これを利用して、図10.2の二通りのパイルアップのパターンそれぞれの確率を求め各領域での$P_i$を計算した。

10.2.4 パイルアップ確率の見積もり

図10.3に示すように、μ粒子ビームの広がりは2 cmである。また、ビームは中心付近に集中することを考え、中心付近は細かく、外側を広く取るようなストリップ構造が良い。ただし、ストリップの太さは読み出しケーブルの実装上の都合などを考えると、細くても1 cm程度であるだろうと予想しているので、それを反映したストリップ構造を考えた。

中心6 cmまでは1 cm幅、外側が2 cm幅となるような構成（図10.2）で、不感時間50 nsを仮定して$P_i$の計算を行った結果を図10.4に示す。$t_{\text{dead}} = 50$ nsの場合は最も中心の領域におけるinefficiencyは30%程度に達することが分かる。この分布での幅射崩壊電子全体のパイルアップ確率、$\sum_{\text{strip}} P_i \cdot \rho_i$は、15%程度となった。また、最小幅1 cmで合計16本という条件の元であれば、このストリップ構造はパイルアップの削減においては最も良い構成で、ストリップ構成の変更による改善は見込めない。

よってこれを改善するのであれば、不感時間を小さくするべきである。そこで、図10.2のように読み出し構成を固定して、$t_{\text{dead}}$を変化させた時にパイルアップの確率がどのように振る舞うか調べた。その結果を図10.5に示す。実際の信号波形は単ピークあたりのパルス幅が5 ns程度であるので、信号波形の反射や共振を十分に抑えることができれば、不感時間はμ粒子の信号が入る前後10 ns程度のみとなると考えられる。このような理想的な状態で
実験を行うことができれば、パイルアップ確率はトータルで2%程度に抑えることができると見積もった。一方で、現在までに得られている波形では場合によってはパイルアップによる検出効率の損失が15%近くに達すると考えられる。現時点では対策を行うことができていないが、実機では反射の問題を解決できるように、読み出し構成の最適化が必要である。

10.3 まとめ
実機の建設に向けて、実機の設置される環境と読み出しの構成について議論した。読み出しの構成については、信号波形における反射の問題を解決できれば、上流側背景事象同定用検出器におけるパイルアップは5%未満に抑制できることを示した。
一方で、検出器設置環境については増幅器の位置と高電圧の運用面を議論した。増幅器については、ノイズの大きさとの兼ね合いで判断する必要があることを述べた。また、高電圧電源については、その供給ラインにおける放
電からの防護の問題があることを述べた。こちらについても、その設計を今後議論する必要がある。
第Ⅳ部

結論
第11章
結果のまとめと今後の展望

11.1 結果のまとめ

文献1章では、物質量0.1% X0未満、という要求を満たす検出器を実現できることを示した。また、0.1% X0の物質量を超えない範囲では、RPCを最大で4層まで積層することができることを確認した。文献2章では、単層RPCについてギャップ間隔を変えながら性能を測定した結果を述べた。400 μm程度以上のギャップ間隔を確保することで単層で必要とする検出効率40%以上を達成可能であることを示した。同時に、時間分解能は500 μmを超えない範囲では、ギャップの厚みに依らず300 ps未満であることを示した。これは、目標とする1 nsより良い結果である。文献3章では、コリメートしたβ線を用いて、384 μmのギャップ間隔の積層RPCの性能試験結果を述べた。積層した場合の振る舞いを詳しく議論すると同時に、4層に積層すれば90%程度の検出効率を実現できることを示した。文献4章では、レート耐性の条件を考慮して高抵抗電極の抵抗値について考察した。結果として、表面抵抗率を1 MΩ/sq以下にしなくてはならないという制約がかかることを確認した。加えて、1 MΩ/sqの表面抵抗率の電極を用いて、ガス増幅についても平均して3 pCの増幅率を持つ、というオペレーション条件でのレート耐性についても見積もった。この結果、MEG II実験の高レート環境下での検出効率の悪化は10%程度になると見積もった。同時に、この結果には見積もり方法や条件に改善の余地があり、全体で90%の検出効率を実現する見込みが依然として残っていることを述べた。文献11章では、実際の検出器の設置環境について述べた。同時に、読み出し構成のさらなる研究を要するものの、パイアルアップの確率を3%以内に削減できる見込みがあることを示した。

11.2 実機建設に向けた議論

11.2.1 全体の性能の見積もり

時間分解能、物質量については、既に要請を満足する結果が得られているので、感度向上を達成するための課題は高レート環境下での検出効率のみである。文献8章、文献9章、文献10章の結果をまとめると、以下のようなRPCでは全体の検出効率として80%程度が期待される。

- 384 μmのギャップ間隔
- 4層に積層
- 1 MΩ/sqの表面抵抗率を持った高抵抗電極
- 信号の反射を抑えた読み出し設計
- フロン/SF6 = 93/7の混合比のガスを用いて3 kVの電圧を印加

ただし、この見積もりでは、μ粒子が通過するごとの平均総電荷量が3 pCであることを仮定しているため、以下の不確定性が残っていることには注意が必要である。
11.2.2 検出器パラメータのさらなる調整

前節で述べた見積もり条件に関して、2章で述べたように検出器パラメータの調整を行う可能性もある。一つはギャップの厚みである。7章で述べたように、少なくとも 500 μm 程度を超えない範囲であれば、検出器性能の面では厚みが大きい方が有利に働く。その一方で厚みが大きくなる、その分動作電圧が大きくなるため、11章で述べたように検出器設置場所で取り扱う高電圧の上限値には注意が必要である。加えて、ギャップの厚みを大きくする場合には技術的な厚みの上限値にも注意が必要である。これは具体的な上限値は明らかにされていないが、384 μm の厚みでも技術的な懸念事項があることを 5 章でも議論した。

検出器パラメータの改善について、もう一つの可能性は高抵抗電極の表面抵抗率を 1 Ω/sq からさらに下げることである。これについては抵抗率を下げすぎた場合、放電が生じて検出器の安定性が損なわれることが懸念される。よって、その点とのトレードオフになる。

以上に加えて、前節で示した見積もり条件から検出器の運転電圧をより大きくする余地もある。こうした改善を行うことで、高レート環境下でも 90% の効率を実現できる見込みは十分に残っている。

11.3 実機建設後の課題

この検出器開発の最終目標は MEG II 実験の感度向上である。この実現のためには、実機建設後に取り組むべき課題がある。

11.3.1 背景事象同定手法の確立

下流側の背景事象同定用検出器では、放射崩壊陽電子と、Michel 崩壊から来る陽電子を識別すれば良かった。上流側の場合は、それに加えて μ 粒子との識別を行う必要がある。MEG II 実験の結果は統計的に解析されるので、検出されるパラメータの分布に違いが生じていれば感度向上に繋がるが、多くの μ 粒子信号が入る中での適切な再構成手法の確立が課題となる。

11.3.2 最終的な性能評価

上流側背景事象同定用検出器を実際に MEG II 実験に導入した場合の最終的な性能については、本稿で示した結果のみでは判断できない部分がある。例えば、μ 粒子ビームが入る中での放射崩壊陽電子に対する検出効率などのパラメータを正確に把握することは難しい。よって、実際の性能を調べるには MEG II 実験に導入して実証する必要がある。

53 節で紹介した下流側背景事象同定用検出器の試験では、MEG II 実験の検出器やエレクトロニクスが備えていたなかったため、感度の改善に関する正確な研究はまだなされていない。予定では 2020 年夏には全検出器の準備が整い、実験と同様の環境での試験を行うようになるため、下流側と共に上流側背景事象同定用検出器を導入して試験する。その結果を解析し、背景事象同定用検出器の導入に伴ってどの程度感度が改善するか見極め、本研究の
図11.1: MEG II 実験での解析領域。我々が削減を目指すターゲットは timing sideband の部分に入っているので、そこを重点的に調べれば良い。

目的を達成する。

MEG II 実験感度の改善は、MEG II の偶発的背景事象の入る領域（図11.1中の timing sideband）での検出器応答から調べる。この領域に入るイベントでは52.8 MeV の陽電子およびガンマ線が検出されているが、それぞれの放出時刻が異なっている。すなわち、この領域に入らうイベントは我々のターゲットである偶発的背景事象である。よって、この部分での検出器応答（例えば、ガンマ線との時間相関など）から放射崩壊事象特有の兆候を取り出すことを確認すれば良い。これによって、MEG II 偶発的背景事象における上流側背景事象同定用検出器の応答を理解できる。MEG II 実験のデータは Likelihood 解析によって統計的に調べられるが、実際に測定された検出器応答を Likelihood 関数に導入し、シミュレーションを行って感度の向上を見積もる。

この手法に関して、上流側背景事象同定用検出器でヒットがあった事象をカットして棄却するわけではないことに注意されたい。すなわち、Michel 崩壊由来の陽電子、もしくは μ 粒子が偶発的にガンマ線と同じタイミングで入った場合に μ → eγ 崩壊の事象同定効率が大きく低下する危険性を孕むものではない。
結論

本稿では、MEG II 実験のさらなる感度向上に向けた超低物質量 RPC の開発について記述した。MEG II 実験では幅射崩壊 $\mu \rightarrow e\nu\gamma$ によって生じる背景ガンマ線が問題となる。この検出器の狙いは、それを積極的に検出して実験感度の向上を図ることである。検出器への要求は以下の通りである（3章）。

- 0.1% $X_0$ 未満の物質量
- 1 ns もしくはそれより良い時間分解能
- 100 MHz で入る $\mu$ 粒子に耐えるレート耐性
- 90% の検出効率

物質量の削減、時間分解能については、それぞれ要求を達成できることを示した。加えて検出効率についても、単体では 90% の目標を達成できることを示した（3章、1章、9章）。

しかし、高レート環境が問題となって実際の実験環境では検出効率が低下することも分かった（3章、11章）。この悪化の度合いについては現時点では正確な見積もりや測定を行っていないが、11章で述べたように高レート環境下でも 90% の検出効率を実現する見込みがある。

MEG II 実験感度のシミュレーションによると、上流側背景事象同定用検出器で 90% の検出効率を達成すれば、MEG II 実験感度を 10% 程度向上させることができる（11章）。本研究から、超低物質量 RPC がこれを実現するための有望な候補であることが示された。高レート環境下での検出効率や感度向上の見積もりには課題が残っているが、今後さらに高い信頼度で見積もり予定であることを最後に記す。
付録 A

輻射崩壊について

A.1 輻射崩壊 γ 線のエネルギーディストリビューション

μ粒子の輻射崩壊について、[2]で結果が示されている。微分崩壊分岐比は以下のような関数と共に与えられ、陽電子とガマ線の分岐比図（A.1）に示されている。

\[
\text{d}B(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma) = \frac{\alpha}{64\pi^3} \beta dx \frac{dy}{y} d\Omega \gamma \left[ F(x, y, d) - \beta \vec{P}_\mu \cdot \vec{P}_e G(x, y, d) - \vec{P}_\mu \cdot \vec{P}_e H(x, y, d) \right] \quad \text{(A.1)}
\]

ここで、\(\vec{P}_\mu\) はミュー粒子の偏極ベクトル、\(\vec{P}_e(\gamma)\) は電子（ガマ線）の運動量、\(\beta \equiv |\vec{P}_e|/E_e\) である。また、\(d\Omega \gamma\) に示すように、立体角あたりの放出確率を表す。関数 \(F, G, H\) は%A.2を参照。関数の定義は、(A.1) 式の関数をさらに陽電子のエネルギー \(x\) や放出方向 \(\Omega\) や、ガマの方位角で積分することで、以下の式の関数 \(m_e/m_\mu\) の大きさについては無視している。

\[
\frac{\text{d}B(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma)}{\text{dydcos}\theta_\gamma} = \frac{1}{y} [J_+(y)(1 + P_\mu \cos\theta_\gamma) + J_-(y)(1 - P_\mu \cos\theta_\gamma)]
\]

(A.2)

\(J_\pm\) については付録%A.3を参照。この結果に関して、偏極がないミュー粒子についてスペクトルを図示したものが、図(A-1B)である。また、(A.2) 式を \(-1 < y \leq 1\) の範囲で積分すると,

\[
\approx \left( \frac{\alpha}{4\pi} \right) (\Delta y)^2 \ln(\Delta y) + 7.33(1 + P_\mu \cos\theta_\gamma) d(\cos\theta_\gamma)
\]

となる。

A.2 輻射崩壊微分崩壊分岐比の詳細

軽粒子の軽子崩壊分岐比は式（A.1）のように与えられる。\(F(x, y, d), G(x, y, d), H(x, y, d)\) はそれぞれ標準外殻では以下のように与えられる。

\[
F = F^{(0)} + r F^{(1)} + r^2 F^{(2)}
\]

\[
G = G^{(0)} + r G^{(1)} + r^2 G^{(2)}
\]

\[
H = H^{(0)} + r H^{(1)} + r^2 H^{(2)}
\]

(A.3)

\(x = 2E_e/m_\mu, y = 2E_\gamma/m_\mu, d = 1 - \beta \frac{\vec{P}_\mu \cdot \vec{P}_\gamma}{|\vec{P}_\mu||\vec{P}_\gamma|}\) でそれぞれ定義される。\(\beta \equiv |\vec{P}_e|/E_e\) である。\(r = (m_e/m_\mu)^2\) である。
図 A.1: 輻射崩壊におけるエネルギー分布の図

\[
F^{(0)}(x, y, d) = \frac{8}{d} \left\{ y^2(3 - 2y) + 6xy(1 - y) + 2x^2(3 - 4y) - 4x^3 \right\} \\
+ 8\{-xy(3 - y - y^2) - x^2(3 - y - 4y^2) + 2x^3(1 + 2y)\} \\
+ 2d\{x^2y(6 - 5y - 2y^2) - 2x^3y(4 + 3y)\} + 2d^2x^3y^2(2 + y) \\
\]

(A.4)

\[
F^{(1)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} \left\{ 1 + 2y + 2x \right\} + 8y(6 - 5y) - 2x(4y - 6x^2) \\
+ 8\{x(4 - 3y + y^2) - 3x^2(1 + y)\} + 6dx^2y(2 + y) \\
\]

(A.5)

\[
F^{(2)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} \left\{ \frac{4 - 3y}{x} - 3 \right\} + \frac{48y}{d} \\
\]

(A.6)

\[
G^{(0)}(x, y, d) = \frac{8}{d} \left\{ xy(1 - 2y) + 2x^2(1 - 3y) - 4x^3 \right\} \\
+ 4\{-x^2(2 - 3y - 4y^2) + 2x^3(2 + 3y)\} - 4dx^3y(2 + y) \\
\]

(A.7)

\[
G^{(1)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} (-1 + 2y + 2x) + \frac{8}{d} (-xy + 6x^2) - 12x^2(2 + y) \\
\]

(A.8)

\[
G^{(2)}(x, y, d) = - \frac{96}{d^2} \\
\]

(A.9)

\[
H^{(0)}(x, y, d) = \frac{8}{d} \left\{ y^2(1 - 2y) + xy(1 - 4y) - 2x^2y \right\} + 4\{2xy^2(1 + y) - x^2y(1 - 4y) + 2x^3y\} \\
+ 2d\{x^2y^2(1 - 2y) - 4x^3y^2\} + 2d^2x^3y^3 \\
\]

(A.10)

\[
H^{(1)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} \left\{ 1 + 2y \right\} + \frac{8}{d} (y(2 - 5y) - xy) + 4xy(2y - 3x) + 6dx^2y^2 \\
\]

(A.11)
付録 A 輻射崩壊について

\[ H^{(2)}(x, y, d) = - \frac{96y}{d^2 x} + \frac{48y}{d} \] (A.12)

A.3 輻射崩壊ガンマ線エネルギースペクトルの式の詳細

輻射崩壊のガンマ線エネルギースペクトルは式 (A.2) のように与えられる。\( J_\pm(y) \) について、以下のように定義される。

\[
J_+(y) = \frac{\alpha}{6\pi} (1 - y) \left[ \left( 3 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{17}{2} \right) + \left( -3 \ln \frac{1-y}{r} + 7 \right) (1 - y) + \left( 2 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{13}{3} \right) (1 - y)^2 \right] \] (A.13)

\[
J_-(y) = \frac{\alpha}{6\pi} (1 - y)^2 \left[ \left( 3 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{31}{4} \right) + \left( -4 \ln \frac{1-y}{r} + \frac{29}{3} \right) (1 - y) + \left( 2 \ln \frac{1-y}{r} - \frac{55}{12} \right) (1 - y)^2 \right] \] (A.14)
付録 B

Ramo の定理の導出

Ramo の定理 (Sockley–Ramo の定理とも呼ばれる) を [83] と同様にエネルギー保存則に関する考察から導く。なお、ここでの議論は簡略化をしているので、詳細な議論は [83][64][65] などの参考文献を参照されたい。

RPC への高電圧供給を取り出すと、[B.1] の黒線 (右側) のようになっている。ギャップ内部で電荷が移動すると、この高電圧のポテンシャルによって、電子は運動エネルギーを獲得し、他のガス分子との散乱などにそのエネルギーが用いられる。ここまでの議論は通常のガス増幅プロセスである。

ここで、黒線に加えて赤線 (左側) のような電場をさらに外部から加え合わせることを考える。この赤線の $V$ の電圧については、外部電圧を接続しているものを想定している。この基で、実際の電子の運動は黒線の高電圧のみを印加した場合と同様に振る舞う場合のシステムの挙動を考えてみる。すなわち、赤線で示した電源による分は運動エネルギーなどの形で散逸しない。この時、赤線による $V$ の電圧から、内部電荷の移動によってエネルギーが消失することになる。その分は、$V$ に接続した電極に電荷を持ち込み、読み出し電極システムにエネルギーを与えることで補填される。すなわち、$V$ に接続された電極に $q$ の電荷が誘起され、外部電源によって $qV$ のエネルギーが補填される。$q$ の電荷を計算するには、赤線の電場により内部電荷が失うエネルギーを $V$ で割れば良い。この赤線の電圧配置によって作り出される電場は、weighting field に $V$ を乗じたものに他ならない。よって、内部の電荷 $Q$ が $\Delta x$ 移動した場合の $q$ については以下のようにになる。

$$ q = Q\vec{E}_w(\vec{x}(t)) \cdot \vec{x}(t) \tag{B.1} $$

この式の時間変化を捉えれば、式 (4.2) を導ける。実際には $V$ の電圧が印加されている部分は読み出しにとれない。ただし、上の議論は $V$ の大きさに依らず成立するので、$V \rightarrow 0$ の極限を考えれば、読み出しに誘起される電流の計算をしていることに他ならない。

この計算について、実際には、高抵抗体を接続している。その部分の電流によって、エネルギーは散逸され、上記の結果は少し変更が加わる点には注意が必要であるが、RPC の場合、大抵はその効果は無視できる大きさである。

図 B.1: 考察を行うシステムの図
付録 C
時間再構成

constant fraction の割合によって RPC の再構成時間の分布が変わる様子を調べた結果を示す。割合が小さいと、信号よりも早い段階で生じるノイズを拾い、早い時間に再構成する。特に、5%、10% の割合の時には、それによってテールが生じているのを見取れる。特に、30% 以上の割合の場合は、時間分解能は 50% の場合と比較して高々 5 ps の変化であり、明確な違いは確認されなかった。

図 C.1: 時間再構成の際に constant fraction の割合を変えた場合の振る舞いの変化。図 C.2 と同じデータを用いて、割合のみを変化させている。
付録 D

RPC で用いたスペーサーについて

D.1 釣り糸を用いた測定セットアップ

釣り糸をスペーサーとして用いた際の写真を図 D.1 に示す。このようにする場合、ギャップの厚みは釣り糸の太さによって決まる。この釣り糸の太さは号数による規格があり、本研究で用いた釣り糸を表 D.1 にまとめる。今回開発した RPC では物質量を小さくした設計となっているため、高抵抗電極の部分が薄く機械的な強度に劣る。そのため、釣り糸を用いて RPC を組み立てた場合のギャップの一様性や平坦性はあまり良くなかった。実際写真からも、釣り糸が一部揺れている様子が確認できる。

図 D.1: 釣り糸をスペーサーとして用いた際の写真

<table>
<thead>
<tr>
<th>号数</th>
<th>直径 (μm)</th>
</tr>
</thead>
<tbody>
<tr>
<td>3 号</td>
<td>285</td>
</tr>
<tr>
<td>5 号</td>
<td>370</td>
</tr>
<tr>
<td>7 号</td>
<td>435</td>
</tr>
<tr>
<td>10 号</td>
<td>520</td>
</tr>
</tbody>
</table>
図 D.2: 520 μm の釣り糸を用いた二つの測定。赤点同士、黒点同士ではそれぞれ同じ場所に β 線を照射している。

D.2 ギャップ間隔のばたつきの影響

図 D.2 は、520 μm の釣り糸を用いて測定を行った結果を並べたものである。この二つの測定は β 線を照射する場所を変えて行っているが、信号が見え始める電圧が異なっている様子が確認できる。このように再現性が取れなかった原因はギャップの厚みをコントロールできていないことによるものであると理解している。この二つの測定では電圧の大きさが 5% 程度異なっているが、信号が見えるのに必要な電場の大きさが等しいものと考えると、ギャップの厚みに 5% の違いが生じていることになる。この大きさは、具体的には 25 μm ということになるが、これは図 D.1 に示した、釣り糸の捻れ具合と比較すると妥当である。
付録 E

192 μm の単層 RPC の測定結果

我々は 192 μm の単層 RPC についても測定結果を行っている。他のギャップ間隔で行った試験とセットアップが異なる。

- ガスについては、表 3.1 に示したガスのうち、iso プタンを含んだガスを用いた。
- 読み出しはストリップ形状にしておらず、4 cm×5 cm の大きさのパッドで読み出した。
- トリガーに用いたシンチレーターの時間分解能が 200 ps 前後の大きさであった。

得られた検出効率や時間分解能 (リファレンスカウンターの分解能を差し引く補正はしない) については、図 E.1 に示す。この厚みでは検出効率は 285 μm の時の結果よりもさらに低く、最大で 23% であった。

図 E.1: 192 μm のギャップ間隔、単層で試験した際の測定結果
付録 F

X 線照射試験

RPC に対して X 線を照射する実験を行い、レート耐性の振る舞いを調べることを試みた。測定セットアップには以下の問題点があり、結果そのものが参考になるか否か疑問の余地があることを前に述べておこう。

・実際にはフロン(R134a)をベースにしたガスを用いたが、当時は代わりにアルゴンベースのガスを用いていた。
・この実験の際には 200μm のギャップの RPC を用いていた。しかし、実際に用いるのはより厚いギャップになる。
・この実験の際に用いていたアンプが、実際に用いる予定のものとは異なる。

F.1 測定セットアップ

RPC のセットアップ　RPC のサイズは 4 cm×5 cm で、そのうち 5 cm² の領域からを実際に読み出した。ギャップのサイズは 200μm で、DLC 電極の表面抵抗率は 10 MΩ/sq であった。ガスについては、混合比アルゴン/CO₂=93/7 のガスを用いた。アンプについては、電荷増幅型のアンプ (ORTEC142IH) を用いて信号を取得した。このアンプの応答はあまり高速ではなく、パルス幅にして 300 ns 程度の信号波形が観察された (図 F.1)。

照射した X 線 X 線照射試験の際には CERN の RD51 ラボの装置を使用した。X 線については、電子線を銅ターゲットに照射して生じる制動 X 線や特性 X 線を用いていて、エネルギーは展開的に 1〜10 keV 程度となっていた。ここで用いた X 線発生装置では電子線部分における電流値によって強度を測定することができるようになってい

図 F.1: X 線照射試験中に読み出された信号波形
た。X 線のビームの形状などについての詳細は不明である。

F.2 測定結果と考察

測定パラメータ 測定では以下の 3 つを測定した。

- ガスのギャップ間を流れる電流、すなわち、単位時間あたり電離する電子イオンペアの量
- X 線の相対的強度
- 検出信号レート。これは検出器信号 (図 F.1 の赤のパルス) をディスクリミネーターに入力し、ディスクリミネーターの出力 (図 F.1 の緑のパルス) をカウントした

結果 X 線強度とカウントレートの関係を比較したものを図 F.3a に示す。また、X 線強度とギャップ間を流れる電流の関係を比較したものを図 F.3b に示す。

結果の考察 X 線強度を上げると伴ってカウントレートがサチュレートする様子が図 F.3c で見られる。しかし、この測定では信号確率が上がるにつれて、信号が生じた時にディスクリミネーターが反応する割合が減少するのが観察されている。実際、図 F.1 では、信号が入っているタイミングであるにも関わらずディスクリミネーターが反応していない箇所が見られる。このような原因は、パイルアップで、当時用いていた電荷増幅型アンプの信号速度
が遅く、300 ns 程度のパルス幅であった故に問題となった。そのため、この振る舞いは RPC そのもののレート耐性によって決まったものではないと考えている。
一方で、図 F.3b では RPC の間に流れる電流がサチュレートする様子は見られない。RPC が高レートで運転されているゆえに、検出効率などが低下しているのであれば、こちらの方にもサチュレーションの振る舞いが見えてしかるべきであると考えられるが、その傾向は見られない。
ただし、以上の振る舞いは用いているガスやギャップ間に印加する電圧に対する依存性を持つはずなので、この結果を実際に用いるセットアップのレート耐性の見積もりに使うには不十分である。

F.3 今後の同様の測定

ここで紹介した X 線照射試験の結果は測定セットアップが大幅に異なることの他にエレクトロニクスが遅い故の問題もあった。フロンベースのガスを用いた場合に得られる波形ではこの問題については十分解決できており、準備が整い次第の再測定を予定している。
付録 G

RPC-注意点まとめ-

本章では、RPC 開発時の著者の経験のうち、教訓となりうる事項をまとめる。

G.1 RPC の平坦性

RPC では、高抵抗電極を平行に配置することは重要である。部分的にギャップ間隔が狭くなっていると、その付近の電場が高まるで検出効率の位置依存性の原因となる。特に平坦性が悪い場合には、ギャップ間隔が狭くなっている箇所で放電を起こす。特に注意が必要であった箇所は、高抵抗電極の線付近である。今回開発した RPC ではピラーをスペーサーに用いているが、高抵抗電極の線から 2 mm 程度はどのように平坦性を確保するための支えが存在していない状態であった。そのため、図 G.1 のように線周辺でギャップ間が接近して放電を起こすことがあった。他に注意するべき点は、読み出し電極にも凹凸が生じていないことを確認することである。薄いフォイルの裏に装着する読み出し電極の凹凸はそのまま直接ギャップ間隔の平坦性に影響する。

G.2 RPC に用いるガス

本文で述べたように RPC にアルゴンを用いるのは近年では一般的ではない。しかし、筆者は一時アルゴンを用いたガスを用いて試験を行っていた。このガスとフロンガスで実際に運用中に見られた違いについて述べる。なお、アルゴンガスを用いた試験は 100 μm および 200 μm 厚のギャップのセットアップでののみ測定を行っており、以下の事項はそれらで観察されたものである。

- アルゴンガスはフロンガスを用いる場合に比べて自己放電をする頻度が高い。そのため、筆者の経験上うまくオペレートするのは難しい。
- この放電の問題は 100 μm の方が 200 μm の場合に比べて抑制的であった。
- 放電を抑制できるように電圧を抑制すると、アルゴンガスを用いた場合の検出効率は非常に低い。100μm ～

図 G.1: 高抵抗電極が歪む場合の問題点
G.2: Ar ガスを用いて得られた信号波形

200μm のギャップ間隔での検出効率は、0.1% のレベルを下回った。
・観測される信号もパルス幅が非常に大きく、50 ns から 100 ns の幅を持っていた（図 G.2）。

問題の原因についての考察 これらの問題については、ガスの電気陰性度や、ストリーマーの発生が原因となっていったのではないか、と考えている。II 章で述べたように、RPC でのストリーマーの発生を抑える機構は空間電荷効果である。これとガスの電気陰性度の高さが組み合わさって、全体の増幅率を安定させ、ストリーマーが生成したり、それが発展して放電したりするのを防止する。その点、アルゴンガスを用いると電気陰性度は低く、それに加えてアルゴンガスは紫外線の放出も多い。このため、ストリーマーが頻繁に発生し、ストリーマー特有の幅の長い信号波形が見られたのだろう。放電の問題は、このストリーマーがさらに大きく増幅するようなものがしばしば生じたためであると考えられる。検出効率については、放電を抑制するために十分な大きさを得るには低すぎる電圧でオペレートしていた点が原因である。

G.3 放電による DLC 電極の損傷

放電を起こした場合に、図 G.3 のように DLC 電極が損傷する事例が見受けられた。この損傷が原因となって安定運用の妨げる原因もあり、DLC 電極に損傷を生じさせないことも重要である。損傷が生じた箇所において電場の歪みが生じるためであると考えられる。
なお、この損傷はアルゴンガスを用いた場合に特に深刻で、フロンガスを用いた場合には大きな損傷は発生しなかった。

*1 本文でも述べたようにフロンを用いた場合には典型的には 10 ns 程度のパルス幅であった
図 G.3: 放電によって損傷した跡。DLC 電極の一部が剝げていることが分かる。特に深刻な損傷では、写真左上のよう片光レジストの部分にまで損傷が及んだ。
謝辞

まず、本研究を行う機会を与えてくださった森俊則教授、大谷航雄教授に心よりお礼申し上げます。研究生活の中では数多くの学びがあり、修士課程の2年間が充実したものとなりました。

研究活動につきましては、指導教員である大谷航雄教授には、研究環境を整えて下さったほか、研究方針や学会発表に関して貴重のご意見を頂きました。また、共同研究者である神戸大学の越智敦彦教授にはガス検出器の専門家としての経験に基づいた的確なアドバイスを頂いたほか、神戸大学の施設をお貸し下さったこともあります。こうしたご協力なしには、研究を進めることはできませんでした。家城佳研究員、恩田理奈さんには、ミーティングの折に度々コメントを下さったほか、PSIでの活動の折には様々なご指導をいただきました。共に研究を行うようになって間もないですが、山本健介さんには、この研究での重要課題に取り組んで下さっています。

その他の研究室の皆さまにもお世話になりました。私の研究の都合上PSIへの滞在期間は長くありませんでしたが、現地滞在中を含め、MEG II実験に取り組むコラボレーターの方々にお世話になりました。岩本敏幸助教には、私のスイス滞在に関する手続きが非常に面倒なものとなった中、サポートを頂きました。内山隆祐特任助教には私の研究に関して度々親切な質問を頂き、自分の研究に関する理解を深める良い機会になりました。PSIにいらっしゃる先輩の方々に関しましても、小川真治さん、中尾光孝さん、宇佐見正志さん、小林聡さんには、私の様々な疑問に丁寧に答えて下さったり、愉快な会話を楽しんでおりお世話になりました。加えて、日本での活動の際も、劉雲輝さん、辻直希さん、鳥丸達郎さん、木本拓さん、島田耕平さん、増田隆之介さんとのコミュニケーションから、様々な刺激を頂きました。特にILCの研究に取り組んでいらっしゃる方々との関わりは私の視野を広げるもので、MEG II実験の課題に取り組むのみでは、ILC周辺のトピックには関わらない修士の生活が終わったかもしれませんと思っております。同期の方々につきましても、同じくMEG IIに取り組んでいる豊田和輝さん、野内康介さんから刺激を受けることが多く、身が引き締まるようなでした。勉強会や他愛もない雑談など、様々な局面で非常に楽しい時間を過ごすことができました。

こちらには全ては書き切れませんが、研究生活の中で交流のある方々にもお礼を申し上げたいと思います。神戸大学の施設をお借りした際には、関係者の方々にお世話になりました。また、学会に参加した際に発表内容に関する質問を下さった方々には、私の研究を見つめ直す良い機会を頂いたと思っています。

最後になりましたが、研究室の事務の方々にもお礼を申し上げます。出張の際の手続きのみならず、外部からの研究用品購入の際にお世話になりました。こうしたサポートなしには、私の研究は成りたたないものであります。
引用文献


[37] J. Hisano et al., Exact event rates of lepton flavor violating processes in supersymmetric SU(5) model,


[64] W. Riegler, Induced signals in resistive plate chambers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research


