

2019 年度 修士論文

MEG II 実験探索感度のさらなる向上をめざした
超低物質質量 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模型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る現象の一つで、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、 μ 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 $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$ 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 $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$ 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 μ 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ィルム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 cm×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 μm 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 μ 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 I 部 MEG II 実験	3
第 1 章 $\mu \rightarrow e\gamma$ 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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 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 II 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 内でのガス増幅プロセス	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 超低物質質量 RPC 検出器のコンセプト	47
5.1 検出器デザインの検討	47

5.2	想定している検出器の特徴	49
5.3	本研究での開発課題	50
第 III 部 超低物質質量 RPC 検出器の研究開発		52
第 6 章	RPC 試作機の製作	53
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	62
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	71
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	77
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	80
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		86
第 11 章	結果のまとめと今後の展望	87
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
結論		90

付録 A	輻射崩壊について	91
付録 B	Ramo の定理の導出	94
付録 C	時間再構成	95
付録 D	RPC で用いたスペーサーについて	96
付録 E	192 μm の単層 RPC の測定結果	98
付録 F	X 線照射試験	99
付録 G	RPC-注意点まとめ	102
謝辞		105

序論

素粒子物理学の標準模型は電弱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。これらの問題の背後には、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は背後に潜む法則を紐解くための手がかりとなるはずで、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、現在も詳しい測定が活発になされている。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未発見で、標準模型でもフレーバー保存則が成立する。しかし、これはあくまでもアクシ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。

これは素粒子物理学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、新物理の候補となる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。そのような背景の元、cLFV の実験的探索の重要性が高まっている。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊も cLFV 現象の一種であり、この崩壊についても理論と実験双方から研究がなされてきた。

現在、 $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比に対して MEG 実験による 4.2×10^{-13} (90% C.L.) の実験的上限值が得られている [1]。その一方で、一部の理論はこの上限値のすぐ下の崩壊分岐比を预言しており、さらなる実験感度の向上が求められている。その中、MEG 実験よりも一桁高い感度で $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探索する MEG II 実験が準備中である。この実験で高い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 実験時と比べて倍の強度 ($7 \times 10^7 \mu^+$ /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。これらの取り組みによって、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊への 6×10^{-14} の探索感度を達成できる見込みである。

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、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指している。この検出器はビームが通り抜ける場所に設置されるため多くの開発課題が存在し、現在まで開発されていない所以である。

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い合わせた構造の高い時

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) のフィルム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可能で、神戸大学でそ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、そのままでは 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ンを実現することを目指している。本稿ではこれまでに行われてきた本研究開発について記述する。

本修士論文は以下のように構成されている。

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

第 II 部では、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。3 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。4 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。5 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 III 部で述べる。まず 6 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。7 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。8 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。9 章では、高レート環境下での検出器の振る舞いについて考察する。10 章では、検出器を導入する設置環境について議論し、関連する実機設計への制約を述べる。

最後に、11 章で第 III 部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 μ 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いて、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 μ 粒子の特徴を述べる。 μ 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。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & e\bar{\ell}\gamma^\mu\ell A_\mu \\ & - \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_{\ell L}\gamma^\mu\ell_L W_\mu^+ + h.c) \\ & - \sqrt{g^2 + g'^2} \left\{ \bar{\ell}_L\gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W \right) \ell_L + \bar{\ell}_R\gamma^\mu \sin^2\theta_W \ell_R \right\} Z_\mu \\ & - \frac{m_\ell}{v}\bar{\ell}\ell H \end{aligned} \quad (1.1)$$

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、 θ_W はワインバーグ角、 A は電磁場、 Z, W, H はゲージボソンと Higgs 粒子である。 ℓ は荷電レプトン、 m_ℓ はその質量で、 $m_e < m_\mu < m_\tau$ のように世代構造を持つ。 μ 粒子は電子よりも質量が大きいため不安定で、表 1.1 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反応で、実際に理論値と測定値の間的一致が確かめられる。

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 1.1 で見て取れるように、標準模型の範囲内では世代間のフレ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

表 1.1: 標準模型の範囲内で存在する崩壊モード

崩壊モード	分岐比 (測定値)	分岐比 (理論値)
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$	$\sim 100\%$	
	$(6.0 \pm 0.5) \times 10^{-8}$ [2]	6.15×10^{-8}
	($E_e > 45, E_\gamma > 40$ MeV の時のみ)	
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ [3]	1.3×10^{-2}
	$(E_\gamma > 10$ MeV の時のみ)	([4] を元に [3] で計算されている)
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu e^+e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ [5]	$(3.598 \pm 0.007) \times 10^{-5}$

め、混合が存在しないことに必然性はない。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。
- 宇宙の占める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。

その中で、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、 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 粒子に関わる最新の実験研究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 にまとめる。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

反応モード	分岐比の上限值 (90% C.L.)
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	4.2×10^{-13} [1]
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	1.0×10^{-12} [6]
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$	7.2×10^{-11} [7][8]
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_\mu \bar{\nu}_e$	1.2×10^{-2} [9]
$\mu^- \text{Au} \rightarrow e^- \text{Au}$	7×10^{-13} [10]
$\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$	8.3×10^{-11} [11]

しとしては、 $\mu \rightarrow e \gamma$ は MEG II 実験、 $\mu \rightarrow 3e$ は Mu3e 実験 [12][13]、 $\mu N \rightarrow e N$ 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、分岐比の上限值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。

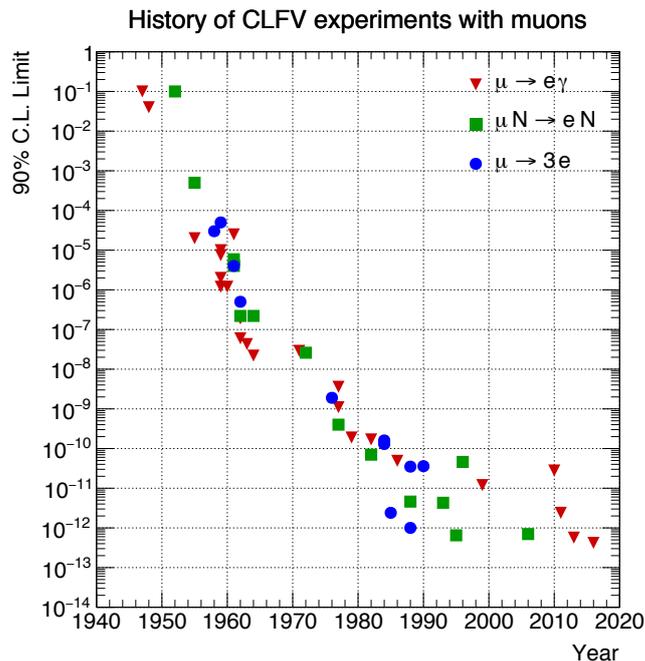


図 1.1: $\mu \rightarrow e\gamma, \mu \rightarrow 3e, \mu N \rightarrow eN$ それぞれの崩壊分岐比の上限値の経過 [16]

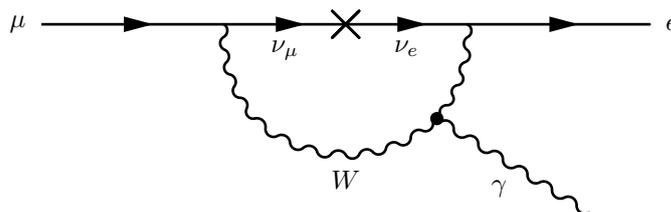


図 1.2: ニュートリノ振動の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊への寄与

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、1.1 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レーバーの破れに寄与する。この効果による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊への寄与を計算すると、以下ようになる [20][21][22]。

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \sum_i \left| U_{\mu i} U_{e i} \frac{\Delta m_i^2}{M_W^2} \right|^2 \sim 10^{-54} \quad (1.2)$$

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レーバ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、荷電レプトンフレーバ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。次節では超対称性模型と組み合わさる場合を中心に議論するが、超対称模型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模型を絞り込むことができる。ニュートリノ振動が関連するこうしたアプローチは、クォークのフレーバー物理が苦手とすると同時にレプトンのフレーバ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。

1.3 有望な新物理の理論と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

前節では $\mu \rightarrow e\gamma$ 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。 μ 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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に絞って、理論の立場から行われてきた研究を紹介する。

1.3.1 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の有効理論

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

$$\mathcal{L}_{\mu \rightarrow e\gamma} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} [m_\mu A_R \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + m_\mu A_L \bar{\mu}_L \sigma^{\mu\nu} e_R F_{\mu\nu} + h.c.] \quad (1.3)$$

2章で述べるように、実験ではミュオニック原子の生成を防ぐために μ^+ 粒子の崩壊を調べる。式 (1.3) の A_R, A_L はそれぞれ $\mu^+ \rightarrow e_R^+ \gamma, \mu^+ \rightarrow e_L^+ \gamma$ 崩壊に対応する結合定数で、偏極に対する依存性を表す。偏極した μ^+ 粒子を用いて $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊を観測した場合には、この崩壊に対する分岐比 $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$ の角分布は以下の式のように表される

$$\frac{dBr(\mu \rightarrow e\gamma)}{d\cos\theta} = 192\pi^2 \left(|A_R|^2 (1 - P_\mu \cos\theta) + |A_L|^2 (1 + P_\mu \cos\theta) \right). \quad (1.4)$$

ここで、 θ は μ 粒子の偏極ベクトルと陽電子の運動量のなす角、 P_μ はビームの偏極の度合いを表すパラメータである。MEG 実験のように、ビームの偏極依存性の影響を受けないような手法で $\mu \rightarrow e\gamma$ 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、実験で偏極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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 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、超対称性模型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
- 1.3.4 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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 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小超対称標準模型 (MSSM) を念頭に、この理論と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の関連を述べる。

超対称性理論はボソンとフェルミオンの間の対称性で、各ボソン (フェルミオン) に対してパートナーとなるフェルミオン (ボソン) 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ボソンである 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、超対称性粒子の質量は超対

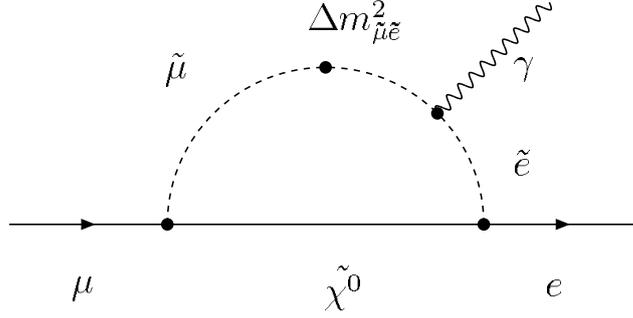


図 1.3: 超対称性を仮定した場合に $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に寄与するファインマンダイアグラム。slepton の質量行列における非対角成分がダイアグラム中の $\tilde{\mu} \rightarrow \tilde{e}$ などへの混合部分に対応する

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失われる。slepton の質量は以下のような超対称性を破る項によって与えられる。

$$\mathcal{L}_{soft} = -(m_E^2)_{ij} \tilde{e}_{R_i}^* \tilde{e}_{R_j} - (m_L^2)_{ij} \tilde{l}_{L_i}^* \tilde{l}_{L_j} - \left\{ m_0 (A_e)_{ij} H_1 \tilde{e}_{R_i}^* \tilde{l}_{L_j} + h.c. \right\} \quad (1.5)$$

ここで、 $(m_L^2)_{ij}, (m_E^2)_{ij}$ 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_e 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 1.3 のような形で $\mu \rightarrow e\gamma$ に寄与し、崩壊分岐比との関係は以下の式のように計算されている [24][25]

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) \sim \left(\frac{m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2}{m_{\tilde{\ell}}^2} \right)^2 \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\ell}}} \right)^4 10^{-6}. \quad (1.6)$$

ここで、 $m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2$ は slepton 質量行列の非対角成分で、 $m_{\tilde{\ell}}$ は slepton の質量を表す*1。すなわち、最新の実験結果と比較すると、(1.7) 式のように超対称性の破れの項の非対角成分が小さくあるべき、という制約がかかっていることがわかる

$$\frac{m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2}{m_{\tilde{\ell}}^2} \lesssim 10^{-4} \left(\frac{m_{\tilde{\ell}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2. \quad (1.7)$$

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*2。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} GeV 付近のエネルギースケールでは以下のようなになる。

- 全てのスカラー質量パラメータ $(m_f)_{ij}$ は共通のパラメータ m_0 を用いて $(m^2)_{ij} = m_0^2$ 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 $(A_f)_{ij} = A_0 (y_e)_{ij}$ 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、超重力モデル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見ての通り、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余地が残っている。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モデル内で生む量子補正のメカニズム、及び予想される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比について述べる。

*1 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

*2 [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
- $M_\nu < 0.151\text{eV}(95\%\text{C.L.})[27]$ 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 Majorana 質量はレプトン数を 2 つ破る項であり、 $0\nu 2\beta$ 崩壊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とするときニュートリノの質量項は以下のように書かれる*3。

$$\begin{pmatrix} \nu & N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_\nu & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ N \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

ここでは、左巻きのニュートリノを ν 、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、軽い方のニュートリノの質量は $m \sim \frac{m_D^2}{M}$ 、重い方は $M_N \sim M$ 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とすれば、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 (1.2) 式の m_i^2/m_W^2 を $O\left(\frac{m_i}{M_N}\right)$ 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 $m_i < 1\text{ eV}$ であるので、例えば $m_N \sim 10^{10}\text{ GeV}$ とすると、崩壊分岐比は 10^{-40} となり、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊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、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が観測可能な分岐比を持つようになる。この模型では荷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*4。

$$\mathcal{W}_{\text{seesaw}} = (y_e)_{ij} \cdot H_1 \cdot e_{Ri}^c \cdot l_j + (y_\nu)_{ij} \cdot H_2 \cdot N_i \cdot l_j + \frac{1}{2}(M_N)_{ij} N_i N_j \quad (1.9)$$

ここで、 l_i, e_{Ri}^c, 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湯川結合を表す。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_ν を通じた結合によって図 1.4 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、[32] で行われているように、繰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ようになる。

$$(\Delta m_L^2)_{ij} \sim -\frac{1}{8\pi^2} (y_\nu^*)_{ik} (y_\nu)_{kj} m_0^2 (3 + |A_0|^2) \log\left(\frac{M_P}{M_N}\right) \quad (1.10)$$

ここで、 m_0, A_0 は、1.3.2 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 1.5 図のようなダイアグラムを通じて $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に寄与する。

ところで、軽いニュートリノの質量については、大まかに $(y_\nu^*)_{ik} (y_\nu)_{lj} (M_N^{-1})_{kl}$ のようになる*5。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ルさせると、それに伴って y_ν も大きくなっていく。これを

*3 Type I seesaw 模型の場合

*4 superpotential とラグランジアンとの結びつきについては例えば [25] を参照

*5 式 (1.10) 及びこちらでは、実際は 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

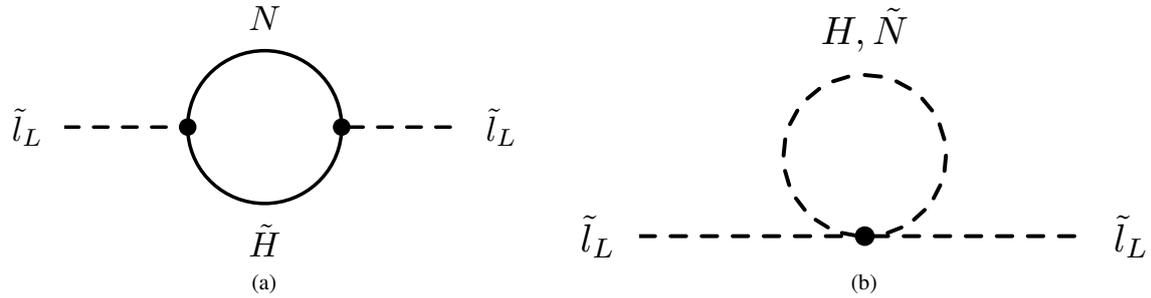


図 1.4: SUSY-seesaw 模型の場合に、左巻き slepton の質量に対する量子補正を与えるループの例

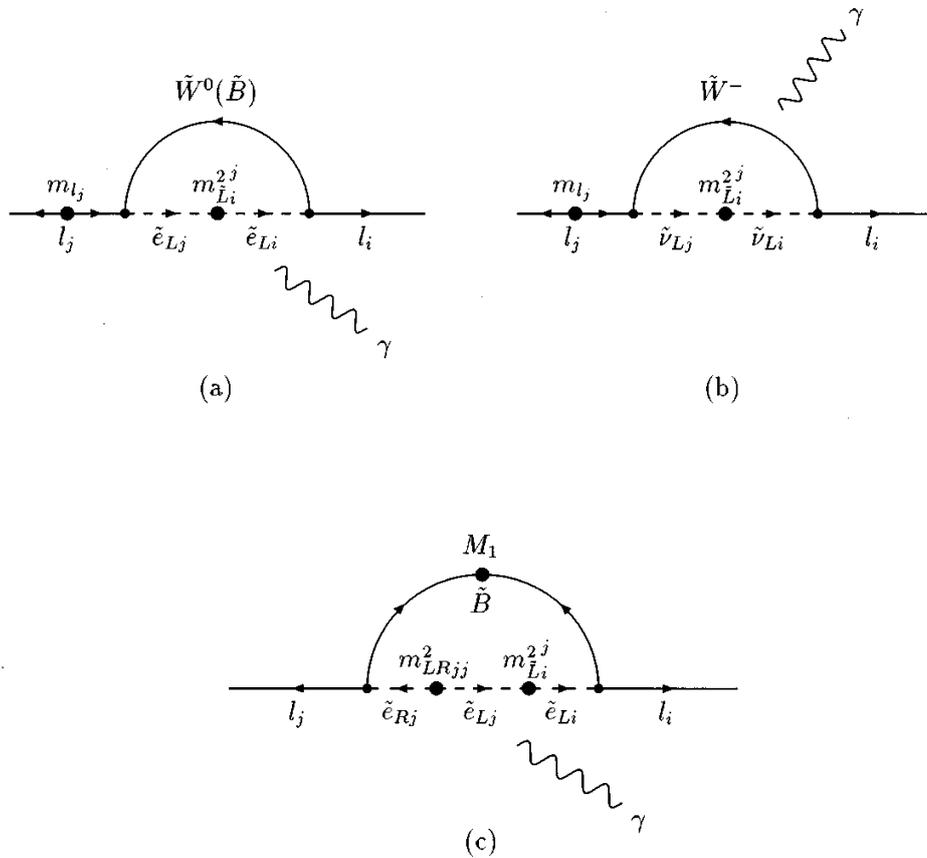


図 1.5: SUSY-seesaw 模型における $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のダイアグラム [32]

(1.10) 式と比較すると、SUSY-seesaw の場合には、 M_N が大きいほど世代間混合が大きくなることを意味する。すなわち、 M_N が大きいほど $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比も大きくなるという特徴を持つ。加えて、(1.10) 式で見てとれるように、 (y_ν) 湯川結合による質量行列への量子補正は左巻き slepton にのみ発生する。これは、(1.3) 式における A_R への量子補正が支配的となり、偏極依存性が生じることを意味する。

SUSY-seesaw 模型での cLFV イベントの崩壊分岐比のパラメータ領域を図 1.6 に示す。実際に、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のこれまでの実験結果は、混合が大きい可能性や右巻きニュートリノの質量が大きい可能性を排除していることが見てとれる。

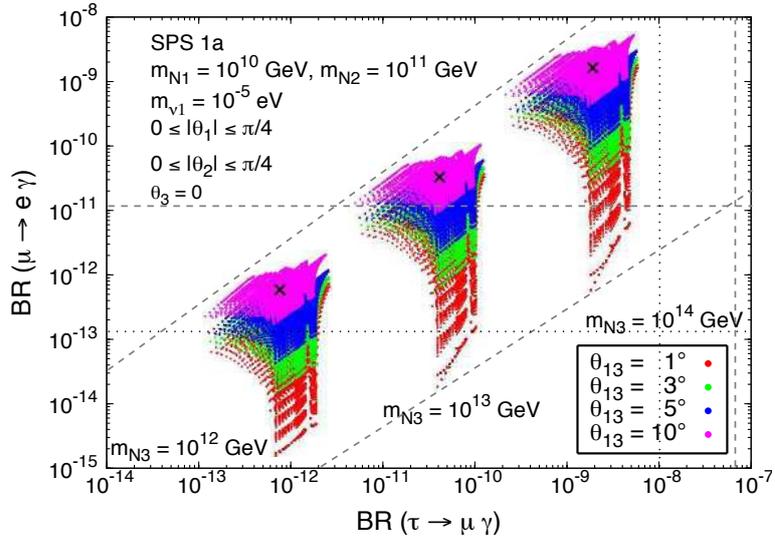
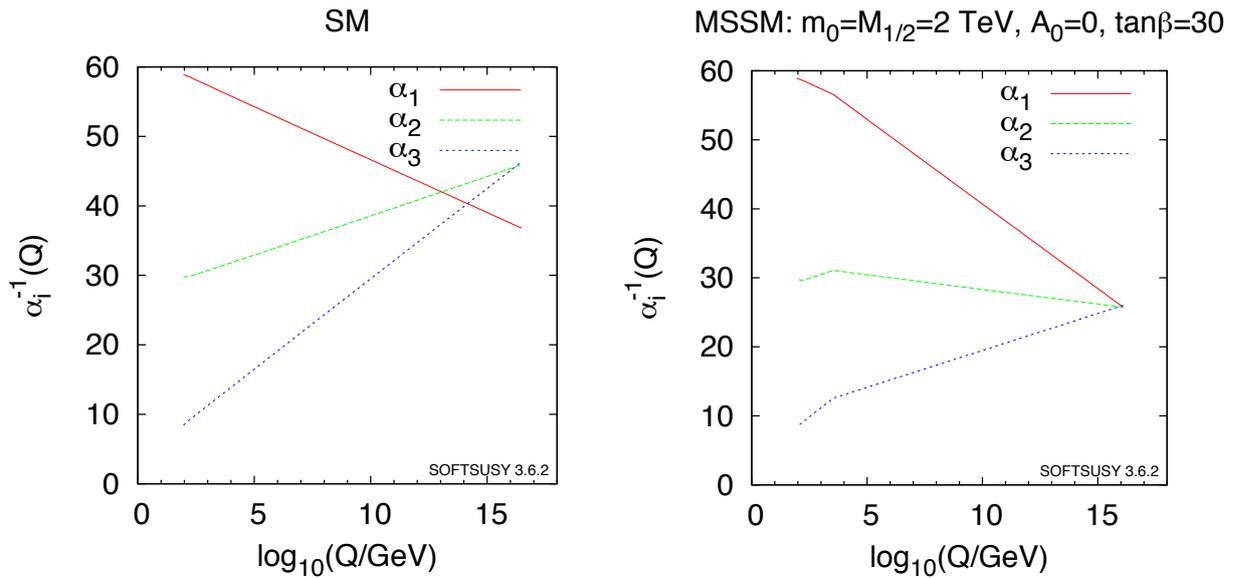


図 1.6: SUSY seesaw 模型を仮定した場合に予想されるパラメータ領域の図 [33]



(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。([34] 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、 $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 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する。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る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 \sim TeV スケールでの超対称性を仮定すると、結合定数がより良く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

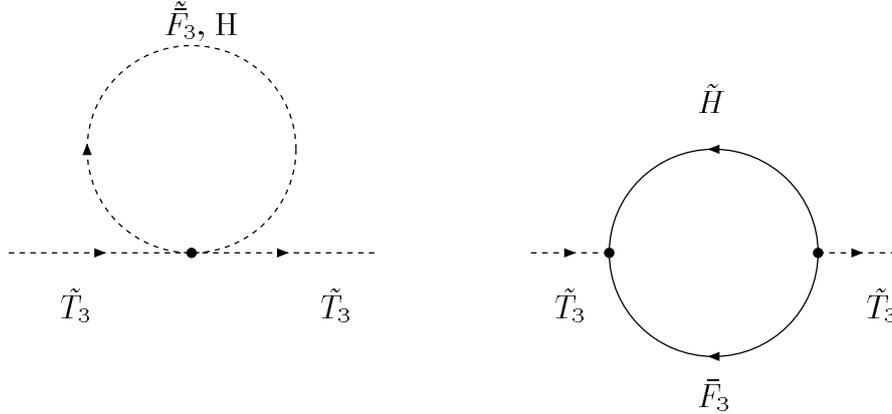


図 1.8: SU(5) SUSY-GUT モデルで、右巻き slepton の質量に対する量子補正を与えるループ [23]

それぞれ別の多重項に入るが、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 右巻きニュートリノを含まない大統一理論

SU(5) は標準模型の $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 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 $\mathbf{5}$ 次元表現、 $\mathbf{10}$ 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。

$$\begin{aligned} \mathbf{5} &= (d^c \quad d^c \quad d^c \quad e^- \quad \nu_e)_L \\ \mathbf{10} &= \begin{pmatrix} 0 & u^c & -u^c & -u & -d \\ -u^c & 0 & u^c & -u & -d \\ u^c & -u & 0 & -u & -d \\ u & u & u & 0 & -e^+ \\ d & d & d & e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \end{aligned} \quad (1.11)$$

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*6、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、スーパーカミオカンデでの陽子崩壊の探索結果から、理論としてほぼ排除されている。しかし、これに SUSY を加えて拡張したモデルなど、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。

$$\mathcal{W}_{SU(5)} = \frac{1}{8} (y_u)_{ij} \mathbf{T}_i \cdot \mathbf{T}_j \cdot H(5) + (y_d)_{ij} \bar{\mathbf{F}}_i \cdot \mathbf{T}_j \cdot \bar{H}(\bar{5}) \quad (1.12)$$

ここで、 $y_{u,d}$ はそれぞれ湯川結合、 $H(5), \bar{H}(\bar{5})$ は、 $\mathbf{5}, \bar{\mathbf{5}}$ 表現に対応した Higgs 粒子、 $\bar{\mathbf{F}}, \mathbf{T}$ はそれぞれ $\bar{\mathbf{5}}, \mathbf{10}$ 表現に属する物質粒子、 i, j は世代を表す。また、(1.5) 式と同様の超対称性を破る項は、超重力模型と組み合わせると以下のような式になる

$$\mathcal{L}_{soft} = -m_0^2 \left(\tilde{\mathbf{T}}_i^\dagger \tilde{\mathbf{T}}_i + \tilde{\mathbf{F}}_i^\dagger \tilde{\mathbf{F}}_i \right) - \left[m_0 A_0 \left(\frac{1}{8} (y_u)_{ij} \tilde{\mathbf{T}}_i \tilde{\mathbf{T}}_j H(5) + (y_d)_{ij} \tilde{\mathbf{F}}_i \tilde{\mathbf{T}}_j \bar{H}(\bar{5}) \right) + h.c \right] \quad (1.13)$$

これらの相互作用によって、slepton の質量行列が図 1.8 のような量子補正を受ける。見ての通り、Higgs との結合を通じたループが寄与するので、湯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、大きな湯川結合を

*6 ただし、B-L は破らない

持つ top クォークの寄与が支配的なものとなる。伴って 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 [36][24]

$$(m_{\tilde{e}_R}^2)_{ij} \sim -\frac{3}{8\pi^2} V_{i3} V_{j3}^* |(y_u)_{33}|^2 m_0^2 (3 + |A_0|^2) \log\left(\frac{M_P}{M_{GUT}}\right) \quad (1.14)$$

ここで V は右巻き slepton の混合行列で、 y_u 行列と y_d 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 スケールまでくり込んだ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 質量行列に非対角成分が生じ、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を起こす。ダイアグラムは 1.5 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。SUSY-SU(5) での $\mu \rightarrow e\gamma$ 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 行列による抑制が効いている。

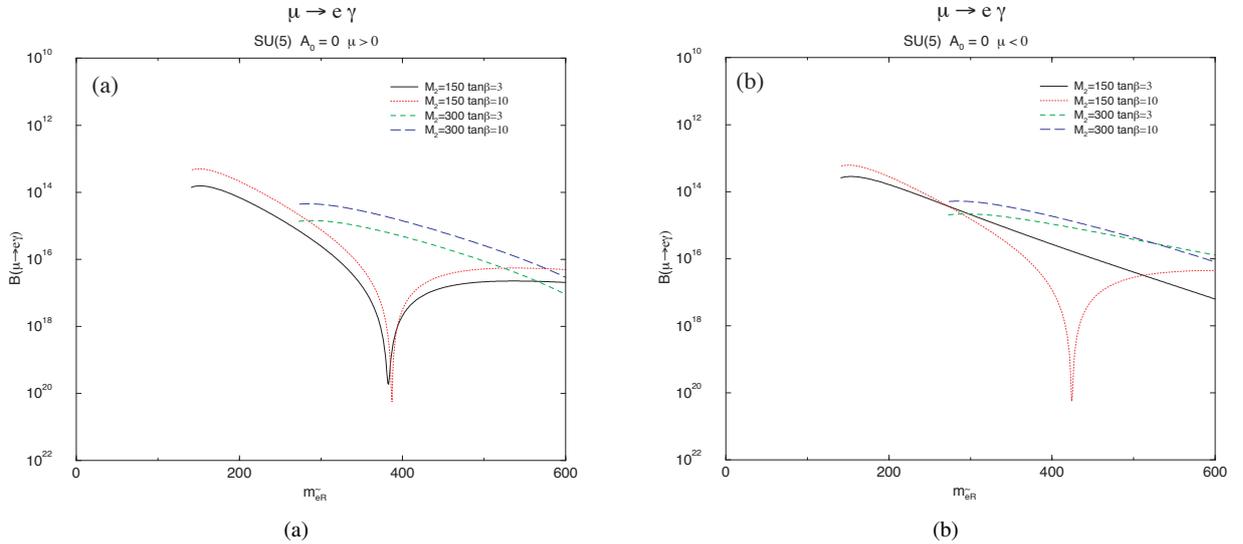


図 1.9: 超重力模型で SU(5) SUSY-GUT を考えた場合の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比 [23]。 V については、CKM 行列の大きくなることを仮定している。 M_2 は SU(2) gaugino の質量パラメータ、 μ は higgsino の質量パラメータである。なお、崩壊分岐比が小さくなっている谷の部分は、散乱振幅同士の干渉によって生じる

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。先ほどは 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、実際にこの仮定を安直に当てはめると、実際のレプトン質量と **d** タイプのクォークの質量の関係性を説明できない。この問題は、例えば $5, \bar{5}$ 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 よりも大きいとすれば全体として図 1.9 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、 $(y_u)_{33}$ に加えて $(y_d)_{33}$ の結合を持ったループが寄与し、 $\bar{5}$ 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 両方を持てる。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

*7 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

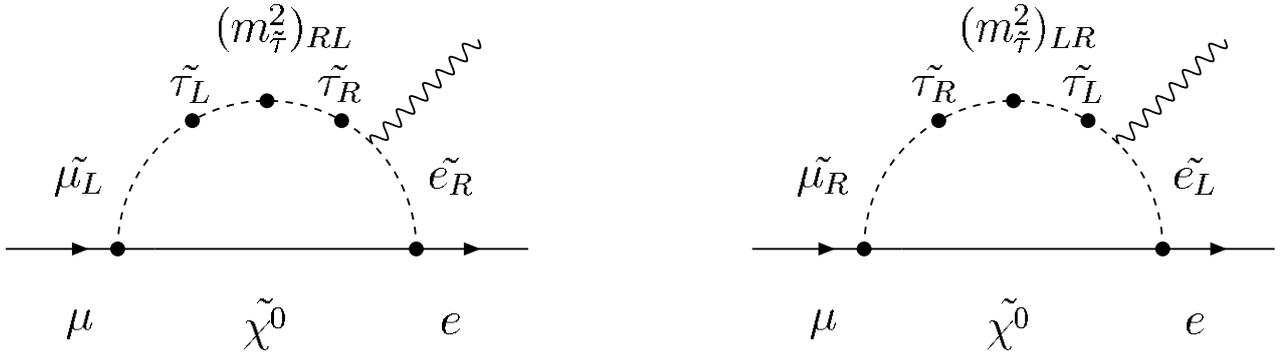


図 1.10: seesaw と大統一を組み合わせた超対象模型で $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に寄与するダイアグラム [23]。大きな $(m_\tau^2)_{LR}$ 結合を通じて、大きな崩壊分岐比を引き起こす

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} 近くまで崩壊分岐比が大き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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐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、どの場合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、 $(m_L^2)_{ij}, (m_{eR}^2)_{ij}$ の両方に量子補正が生じる。そのため、1.10 図のような寄与を受けることになり、 m_τ 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_μ 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 モデルでの崩壊分岐比は、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なる*⁸。加えて、この場合には式 (1.3) 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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験で見える大きさの崩壊分岐比が予想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、理論的研

*⁸ ただし、SO(10) の場合は、ニュートリノの湯川結合行列 $(y_\nu)_{ij}$ における混合の大きさへの依存性も持ち、特に大きな混合を持つ場合 (MNS) にはより大きな崩壊分岐比を持つことができ、これらの間には数桁の違いが生じる [39]。

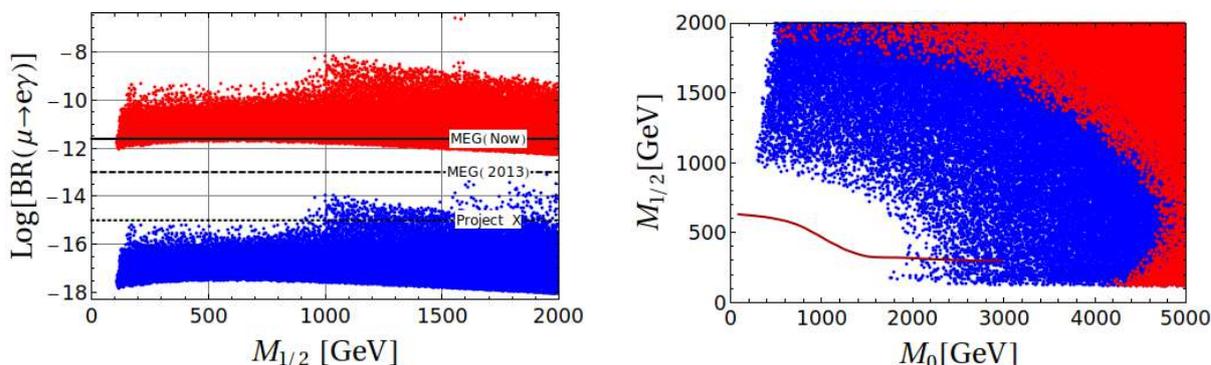


図 1.11: SO(10) 模型で、超重力模型のパラメータでスキャンした時の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊分岐比の振る舞い [40]。青点は ν の湯川結合の混合が小さい場合 (CKM)、赤点は混合が大きい場合 (MNS) に対応している。右側の図は MEG の結果から許された領域で、赤線は LHC の直接探索で棄却された領域である。

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预言している。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。その一方で 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、新物理の正体を探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る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、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理と強固に結びついている。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、 μ 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 μ^+ ビームを用いる。実験手法を簡単に述べると、ビーム μ^+ 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、 μ^+ の崩壊に伴って放出される陽電子や γ 線を検出器で捉える。

実験の探索感度は、

- 測定にかかる μ 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、 γ 線及び陽電子が以下の条件を満たす。

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

実験における μ 粒子の強度 R_μ 、実験での測定時間 T 、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊への分岐比 \mathcal{B} を用いると、実験期間中の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発生回数は $R_\mu \times T \times \mathcal{B}$ 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 γ 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。このように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_{sig} は最終的には以下ようになる

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

ここで、 Ω 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 γ 線や陽電子の検出効率、 ϵ_c は解析によるイベント同定効率を表す。

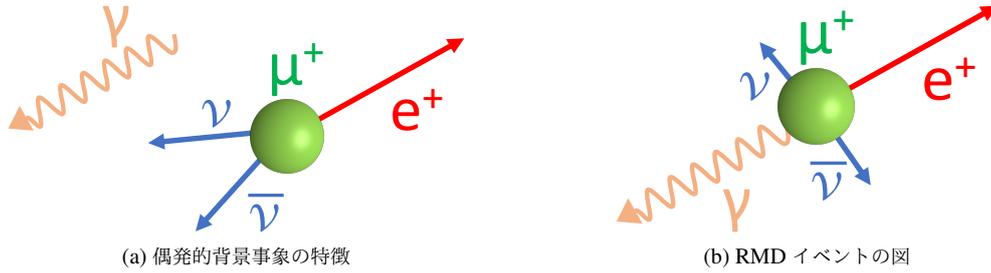


図 2.1: MEG II 実験の背景事象に関連するイベントの図

2.1.2 偶発的背景事象

MEG II 実験での背景事象のうち主要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 $\mathcal{O}(10^{-13})$ であった [1]。

♣ a 偶発的背景事象の由来

背景事象は、主に図 2.1a 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 μ 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 に示すようなミュオン粒子の輻射崩壊 ($\mu \rightarrow e\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$) 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

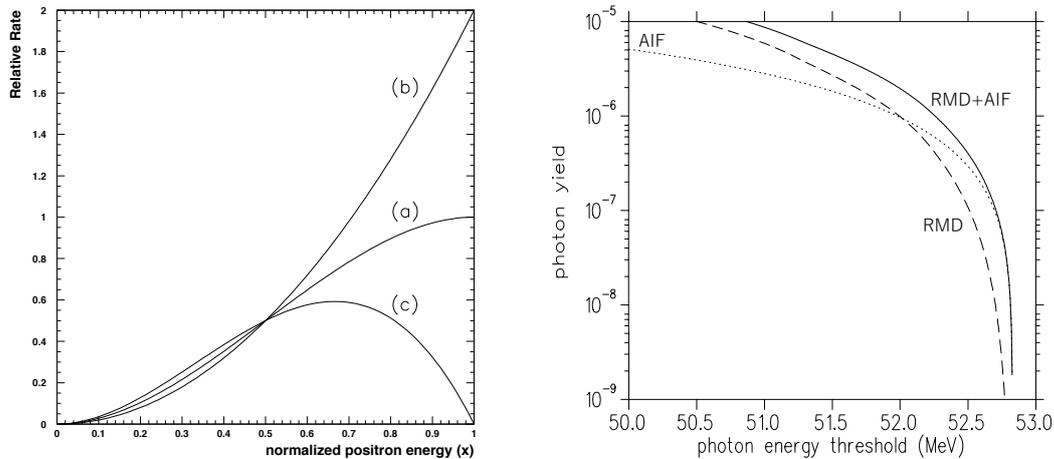
$$N_{\text{acc}} \propto R_\mu^2 \times \Delta E_\gamma^2 \times \Delta E_e \times \Delta \Theta_{e\gamma}^2 \times \Delta t_{e\gamma} \times T \quad (2.2)$$

のように書くことができる。 Δ はそれぞれ検出器の分解能 (すなわち、 γ 線エネルギー E_γ 、陽電子エネルギー E_e 、 e, γ のなす角 $\Theta_{e\gamma}$ や時間差 $t_{e\gamma}$ 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_μ^2 に比例して数が増えることである。ビームが直流でない場合、 R_μ の値が時間変動することになるが、瞬間的に R_μ 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。(2.2) 式は、背景事象での $t_{e\gamma}$ 、 $\Theta_{e\gamma}$ 、 E_e 、 E_γ の分布によって決まっている。

背景事象での $t_{e\gamma}, \Theta_{e\gamma}$ の分布 背景陽電子と背景ガンマ線は発生源となる親ミュオン粒子が異なるため、それぞれ独立に発生する。そのため、背景事象の場合には $t_{e\gamma}, \Theta_{e\gamma}$ は一様にばらつく。よって、 $\Delta t_{e\gamma}$ 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 $R_\mu^2 \times \Delta t_{e\gamma} \times T$ 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 $\Delta \Theta_{e\gamma}^2$ 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]

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu\bar{\nu})}{dx d\cos\theta} = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^3} x^2 [3 - 2x + P_\mu \cos\theta(2x - 1)] \quad (2.3)$$



(a) Michel 崩壊に伴って発生する陽電子のエネルギー分布。 μ 粒子の偏極は 100%、すなわち $P_\mu = 1$ として計算されている。(a),(b),(c) はそれぞれ $\cos \theta = 0, 1, -1$ に対応する。

(b) 背景ガンマ線のエネルギー分布 (実線)。点線は陽電子の飛行中对消滅 (ミュオン粒子の静止ターゲットについては、一定の物質量を仮定して計算している)。破線は、陽電子の輻射崩壊。

図 2.2: MEG II 実験の偶発的背景事象の分布 [23]

ただし $x = \frac{2E_e}{m_\mu}$ 、 θ はミュオン粒子の偏極方向と電子の運動量方向のなす角、 P_μ はミュオン粒子の偏極をそれぞれ表す。背景陽電子のエネルギー分布を図 2.2a に示す。図 2.2a の (a) の線*¹ では 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 ΔE_e に比例する。

背景ガンマ線のエネルギー分布 背景ガンマ線は輻射崩壊、および陽電子の飛行中对消滅によって生じるが、それぞれのエネルギー分布を図 2.2b に示す。輻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 2.2b 破線で示す分布となる。一方、陽電子の飛行中对消滅に伴うガンマ線については、検出器やミュオン粒子ビームの静止ターゲットの物質量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 2.2b 点線のようにになっている。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 ΔE_γ^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 2.1b で、2 つの ν がほぼエネルギーを持たなければ RMD イベントが信号イベントを真似る。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*²を考慮して見積もると、ミュオン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。

*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 [41]

*² 後述の表 2.1

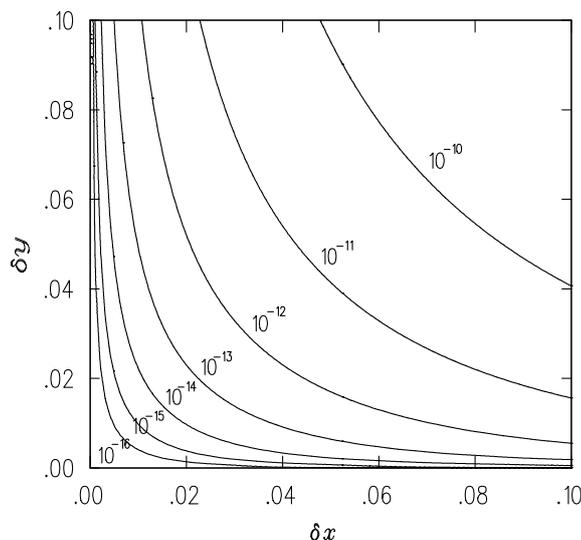


図 2.3: 輻射崩壊による物理的背景事象の実効的な崩壊分岐比 [23]。

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る際にミュオニック原子が形成されるのを防ぐためである*³。PSI では、以上の要請を満たした 28 MeV/c の表面ミュオン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 2.4) 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た 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、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊を通してミュオン粒子が生成する*⁴。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 μ s 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、 R_μ は時間変動せず直流に振る舞う。

MEG II 実験では、このうち表面ミュオン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オン粒子である [42]。このように生成される μ

*³ 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先の陽電子やガンマ線が、その kinematics の一様性を損なう

*⁴ このため、ミュオン粒子は偏極したものとなっている (helicity suppression)



図 2.4: PSI 研究所の陽子加速器。リングサイクロトロンで、590 MeV まで加速することができる。

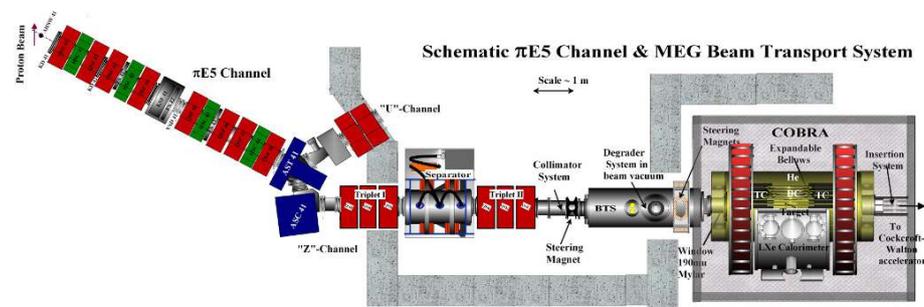


図 2.5: PSI 研究所の $\pi E5$ ビームラインと MEG II 実験室へのビーム輸送システム

粒子ビームは、28 MeV/c 付近で運動量が揃ったものとなる。PSI ではこのように生成したミュー粒子を $\pi E5$ ビームライン (図 2.5 の左半分) で用いることができる。

♣ c ミュー粒子の輸送

$\pi E5$ 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へ送られる*5。

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。ここでのビームの拡がり $\sigma = 2 \text{ cm}$ 、中心でのビームレートは 4 MHz/cm^2 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 2.5 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 85% 程度となっており、MEG II 実験では 7×10^7 の μ^+ 粒子停止レートで測定を行う。

*5 ただし、本研究で開発する上流側背景事象同定用検出器を導入する場合には薄くなる

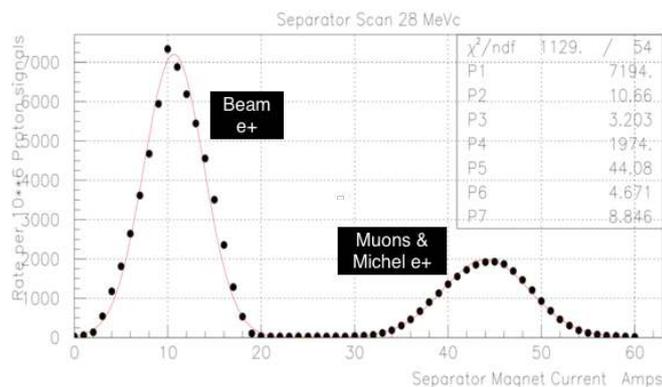


図 2.6: ウィーンフィルタによるビームの不純物除去 [16]

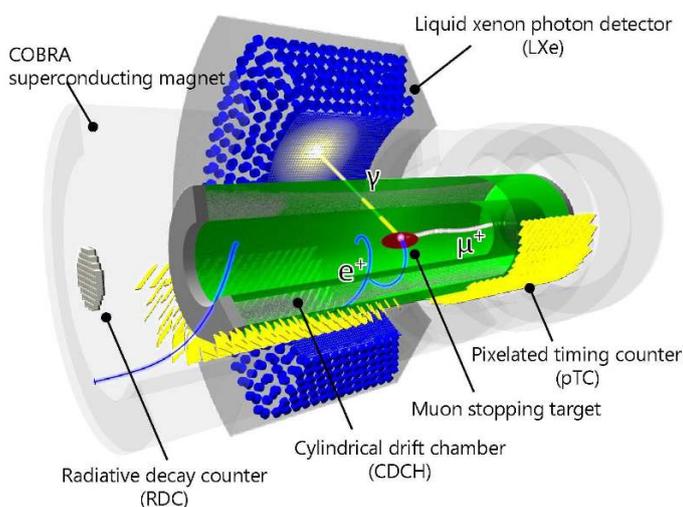


図 2.7: MEG II 実験検出器の全体像 [16]

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な要請が課される。

- 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こと
- 低い物質質量であること。この要請は、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、ターゲット形状の経年変化が陽電子の放出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 [1] *6。

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 [43]

*6 他の系統誤差による影響は 1% 程度。



図 2.8: MEG II 実験で用いられるミュー粒子静止ターゲット [16]

- 厚さ $130\ \mu\text{m}$ のポリビニルトルエン素材のターゲットを用いる (図 2.8)。これはシンチレータ素材 (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、ターゲット上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^{*7}、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 2.9 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 (COntant 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、飛跡検出器を用いて再構成される。
- μ 粒子の崩壊点は、ドリフ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、以上の 3 つの陽電子測定器の構成要素について紹介する。

♣ a 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 実験でも踏襲する。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 $1.27\ \text{T}$ 、検出器の両端では $0.49\ \text{T}$ の磁場がかかるようになった。

^{*7} MEG 実験の際には 20.5° の角度であった。

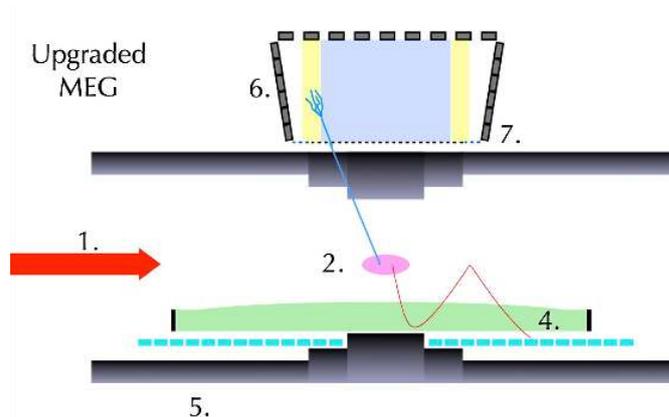


図 2.9: MEG II 検出器の動作概要 [43]. ターゲットから放出された陽電子 (赤線) は初めに緑色で示された飛跡検出器部分を通り、その後水色で示されたタイミングカウンターで測定される

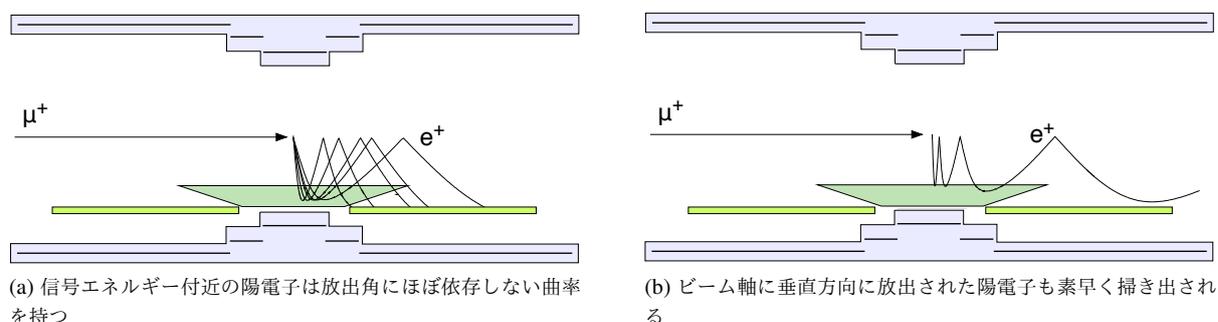


図 2.10: 超伝導電磁石 COBRA 設計のコンセプト [1](図中の検出器は MEG 実験時のもの)

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掃き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。2.2.4 節で紹介するようにガンマ線検出器では光電子増倍管が用いられており、ガンマ線検出器内での磁場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はならない。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おり、厚みは放射長にして $0.197 X_0$ となっており、信号ガンマ線の 85% が通過できる [44]。

♣ b 陽電子飛跡検出器、ドリフトチェンバー

陽電子飛跡検出器へ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^{*8}及び約 10000 本のフィールドワイヤー^{*9}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

^{*8} +1.4 kV 程度の高電圧

^{*9} 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 $6^\circ \sim 8^\circ$ 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、 z 方向 (ビーム μ 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 $0 \leq \phi < 2\pi$ の範囲全体に印加する。その一方で、図 2.9 に示すようなアクセプタン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、 $\text{He}/\text{iso-C}_4\text{H}_{10}=90\%/10\%$ の混合ガスを用いる。また、検出器に用いられるワイヤについても太さを抑える ($20 - 50 \mu\text{m}$) 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るまでの飛行で通過する物質量は $0.16\% X_0$ 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^{*10}。
- 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 2.9 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、ここで時間を測定する。

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 2.13)、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。このように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

^{*10} 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

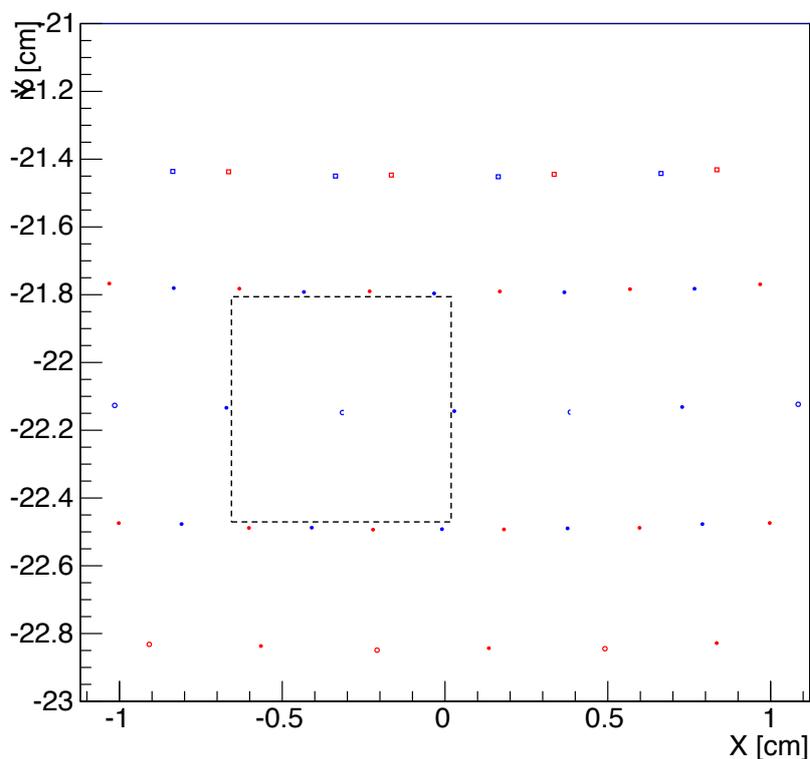


図 2.12: ドリフトセルの図 ([43] 中の図を修正)。塗りつぶされた丸点がフィールドワイヤー、中が空いている丸点がセンスワイヤーを示す。青赤の色分けは、ステレオ角を作るための交差角度の別に示されている。 $y \sim -21.8, -22.5$ cm の部分の一連のフィールドワイヤーはメッシュ状になる。点線で囲われた四角はドリフトセルを表す。

らトータルで 35 ps の性能を達成する。ここで用いられている各シンチレータは、プラスチックシンチレーターの両端に 6 個直列接続した光センサー SiPM を取り付けることで製作されている (図 2.14)。シンチレータ部分には応答の速い BC-422 (Saint-Gobain) を使用しており、これによって 80 ps (単体) と良い時間分解能を達成する。また、光センサーとして SiPM を用いることで、シンチレータを用いた細分化を実現する他、勾配磁場中に設置される条件での動作性を確保する。

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 2.15a 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量の分布から位置を、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。

♣ a 液体キセノン

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/cm^3) 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)

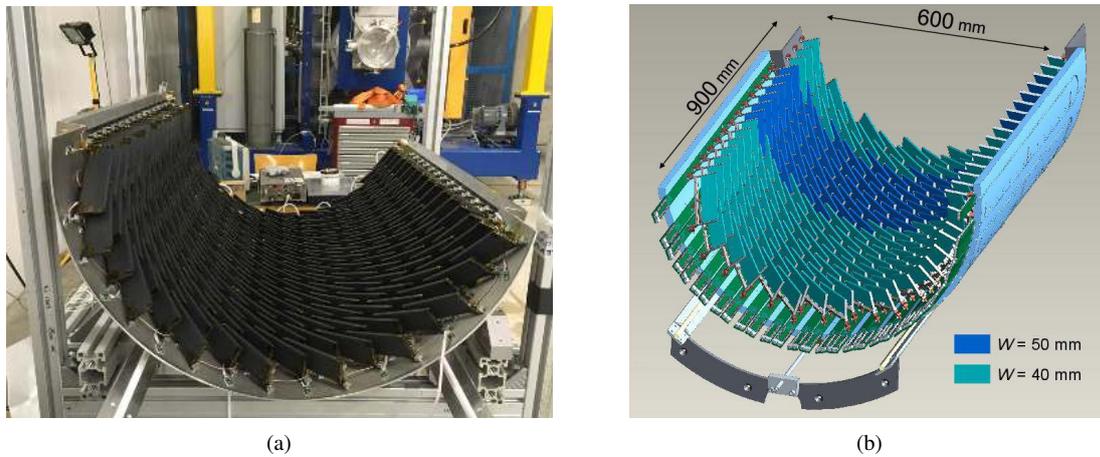


図 2.13: MEG II 実験陽電子タイミングカウンターの写真 (a) と模式図 (b)。256 カウンター分のセットが示されている。

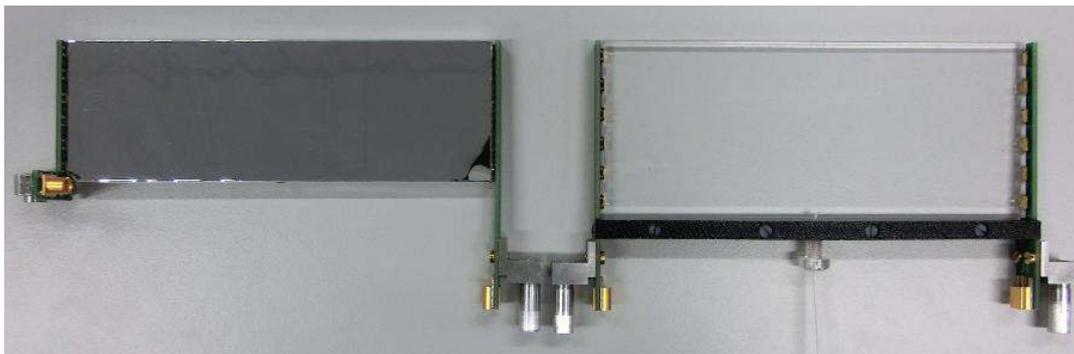


図 2.14: それぞれのカウンターの写真 [16]. 左右に示されている 2 種類のサイズのカウンターが 512 個の中に混在する。カウンターのサイズは横幅 12 cm、厚みは 5 mm で、高さは 4 cm(左) もしくは 5 cm(右) である。

- 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もしにくい

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

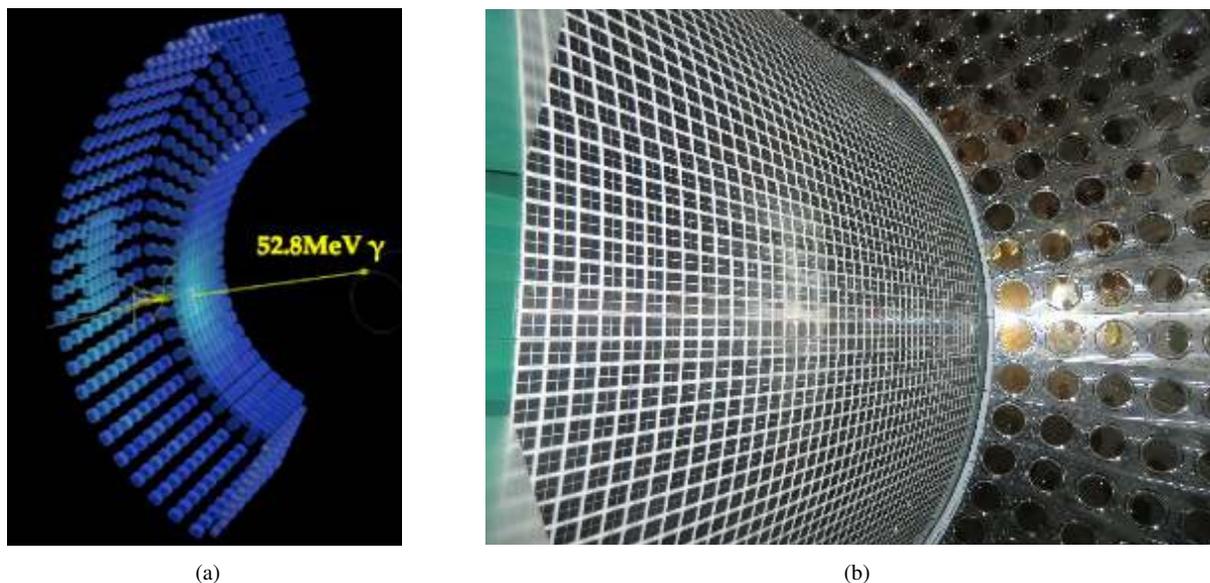


図 2.15: (a): 液体キセノンガンマ線検出器の全体像 [16](図は MEG 実験時のもの)。MEG II 実験でも MEG 実験と同様の構造とし、内部の液体キセノンは約 900 L となる。(b): MEG II 実験用液体キセノンガンマ線検出器内部の光センサーの写真 [45]。左側の側面に敷き詰められている四角形のセンサーが SiPM で、右奥の側面の丸いセンサーが光電子増倍管である。

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、ガンマ線入射面のみ SiPM を用いる。これは、MEG 実験時の図 2.16a 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、浅い場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。これは輻射崩壊 $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ による背景ガンマ線を同定するためのものである。2.1.2 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对消滅由来のものと輻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。一方で輻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、輻射崩壊事象を同定するための検出器を新たに設置し、解析の際に背景事象を削減する。この検出器では、輻射崩壊に伴って発生する陽電子を検出することで輻射崩壊を同定する。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 3 章で詳しくのべる。

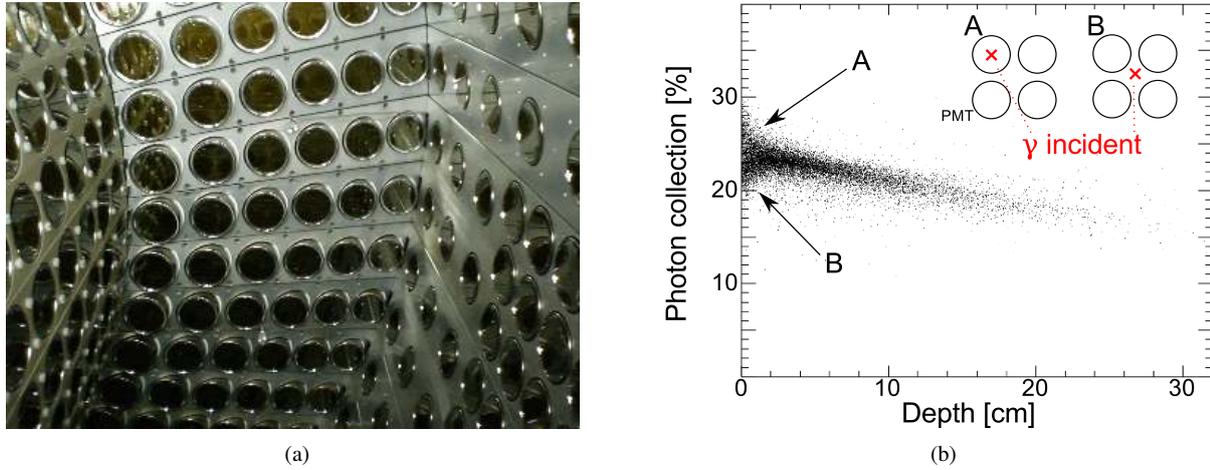


図 2.16: (a): MEG 実験時の液体キセノンガンマ線検出器の光読み出しの写真 [45]。図 2.15b と比べると、入射面 (左側面) の読み出しが非一様であることが見て取れる。(b): MEG 実験時のセットアップにおけるシンチレーション光収集効率 [16]。横軸は、発光点の入射面からの深さを表している。特に浅い場所でシンチレーション光を発生した場合にシンチレーション光の収集効率のばらつきが大きく、エネルギー分解能の悪化につながった。

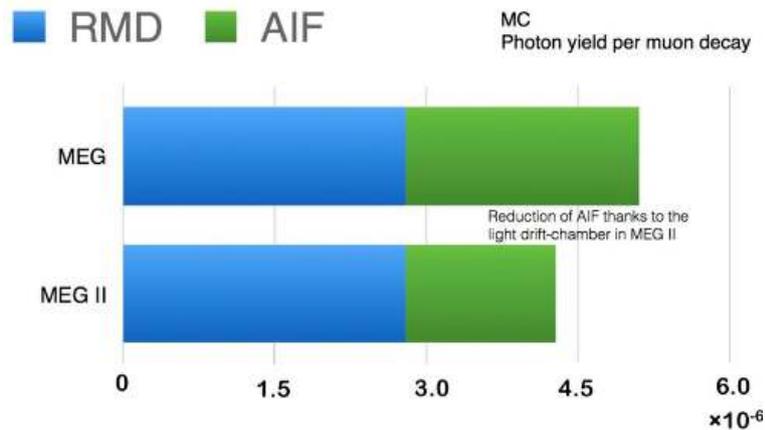


図 2.17: 背景ガンマ線発生事象の頻度の比較 [16]。MEG 実験の時と比べると、陽電子の飛行中对消滅由来の背景ガンマ線は抑制されている。

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パイル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パイルアップ検出を目指す。これを実現するため、DRS[46]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、ドミノ信号と呼ば

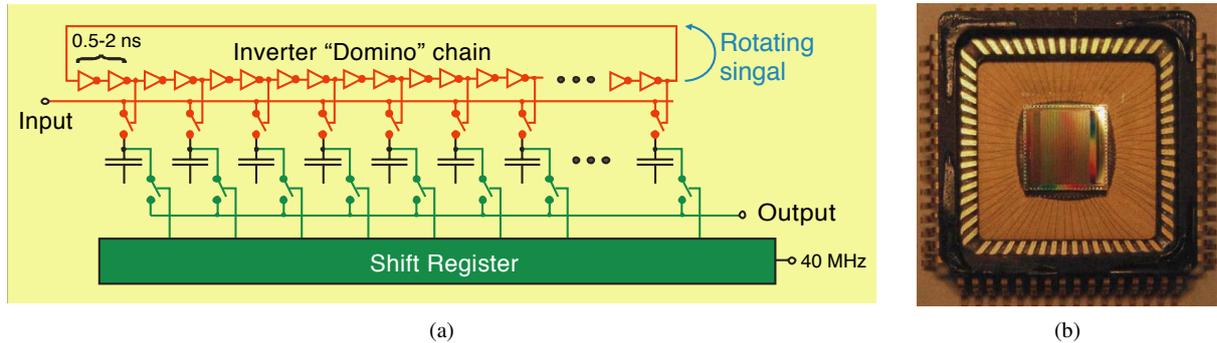


図 2.18: (a):DRS4 の動作原理の図 [47]。150 fF のキャパシタの配列によって波形情報を記録する。(b):DRS チップの写真 [48]。

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、波形情報を保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 チャン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率が可変な増幅器 (0.5 倍から 100 倍まで対応)、信号波形の整形回路 (ポールゼロキャンセレーション) 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 2.19 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ので、データサイズが大きくなる。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。

2.2.3 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適さない。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。

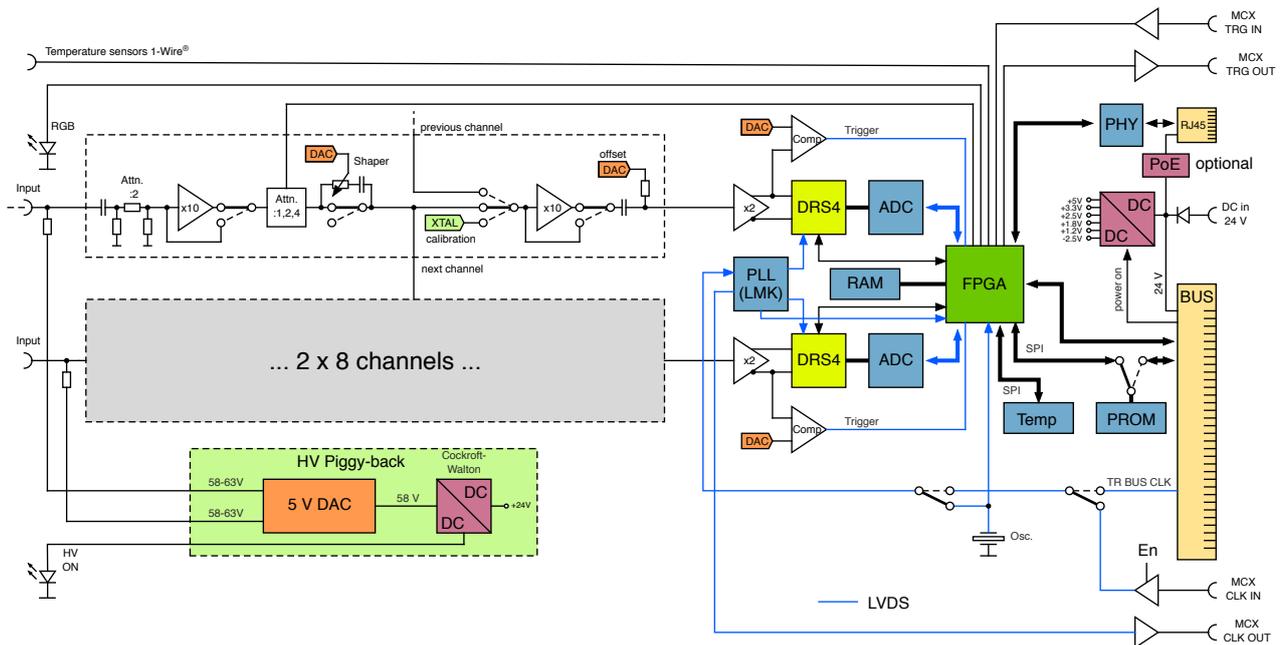


図 2.19: WaveDREAM ボードに実装されている回路の図 [16]。2つの DRS で 16 チャンネル分の波形データを取得する。オンラインでは DRS の後ろの ADC と FPGA を用いてボード単位で信号を処理し、他のボード (他チャンネル) との通信を介してトリガーが発行される

- 陽電子とガンマ線の時間差
- ガンマ線のエネルギー
- 陽電子とガンマ線のなす角 (陽電子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 2.19 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うと同時に、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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探索するため、大強度の μ 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
- 陽電子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。

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

分解能	MEG	MEG II
e^+ のエネルギー (keV)	380	130
e^+ の放出角度 θ 方向/ ϕ 方向 (mrad)	9.4/8.7	5.3/3.7
e^+ の崩壊点 (mm)	2.4/1.2	1.6/0.7
γ の位置 $u_\gamma/v_\gamma/w_\gamma$ (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
γ のエネルギー (%) ($w_\gamma < 2\text{cm}$)/($w_\gamma > 2\text{cm}$)	2.4/1.7	1.1/1.0
$e^+\gamma$ の時間差 (ps)	122	84
検出効率 (%)		
トリガー	≈ 99	≈ 99
ガンマ線	63	69
陽電子 (tracking \times matching)	30	70

MEG 実験時には表 2.1 に示した性能の検出器と $3 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ 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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 全崩壊分岐比に対して 4.2×10^{-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、 $7 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ 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、 6×10^{-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。

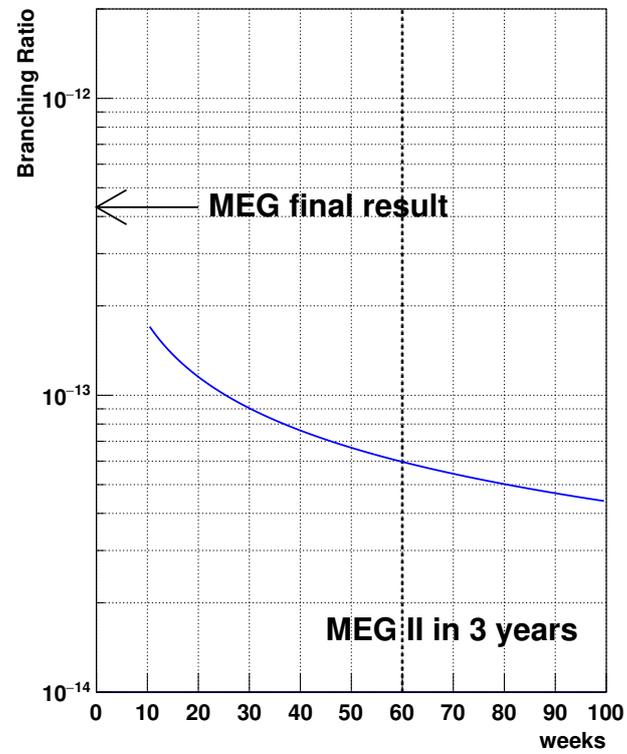


図 2.20: MEG II 実験の予想探索感度 [16]

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見てビーム上流側、下流側 2 箇所を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

輻射崩壊におけ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、ガンマ線が信号エネルギー領域に入る場合には、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。輻射崩壊によって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。2 章で述べたように、検出器周りには磁場がかかるため、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陽電子スペクトロメータから出て行く。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の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

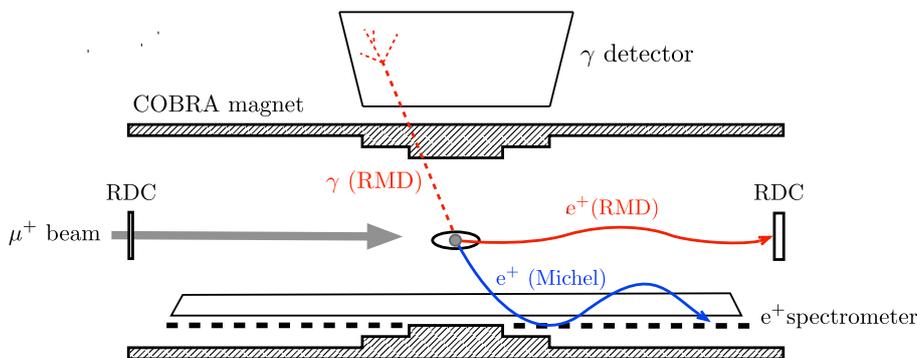


図 3.1: 輻射崩壊同定用検出器 [16]。左右に示した 2 箇所 (RDC) で輻射崩壊に伴って発生する低エネルギー陽電子を検出する。

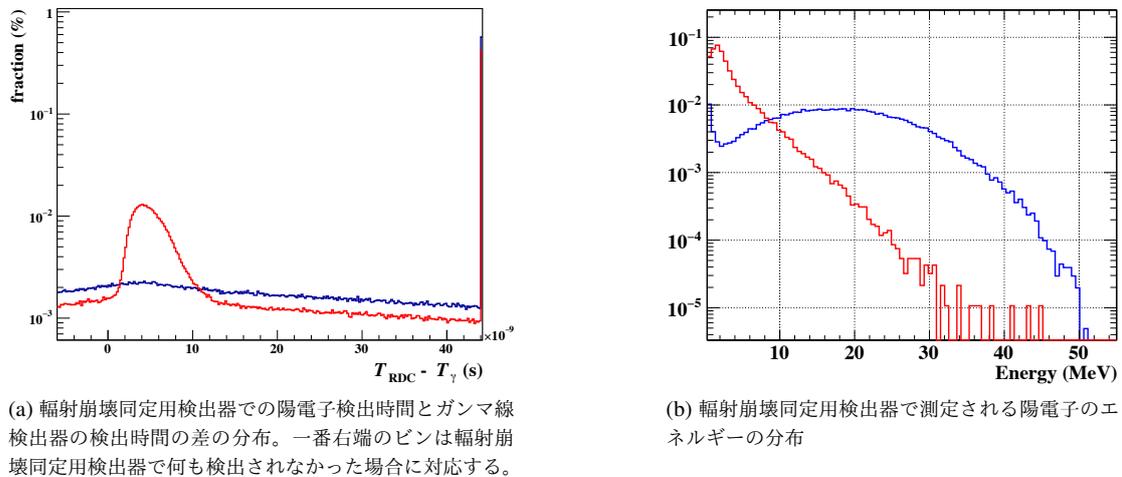


図 3.2: 下流側輻射崩壊同定用検出器での測定パラメータ分布のシミュレーション [16]。時間分布について、赤線は偶発的背景事象の場合の分布 (ピークは輻射崩壊陽電子由来、平坦な領域は Michel 陽電子由来)、青線は $\mu \rightarrow e\gamma$ 信号事象の場合の分布 (偶発的に入る Michel 陽電子由来) を表す。エネルギー分布について、赤線は輻射崩壊由来 ($E_\gamma > 48$ MeV) の陽電子、青線は Michel 崩壊由来の陽電子の分布を示す。

- 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

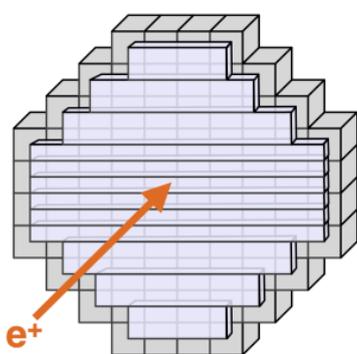
ここで、下流側と上流側の感度改善の違いは背景ガンマ線の検出効率の違いに由来する。検出効率の違いを生じる要因については、後の 3.3 節で議論する。

3.2 下流側の検出器

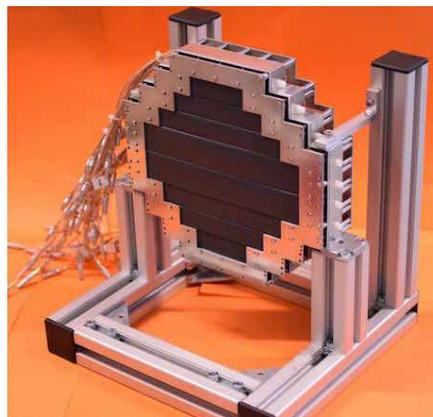
偶発的背景事象の場合に、輻射崩壊同定用検出器で検出される陽電子のエネルギーと検出時間の分布は図 3.2 の赤線のようになる。ガンマ線と陽電子は同時に生じるので、図 3.2a のように分布にピークが生じる。時間差の広がりについては、陽電子が検出器に到達するまでの飛行時間のばらつきに由来する。エネルギー分布についても、先述のように輻射崩壊事象由来の陽電子が低エネルギーであるという特徴が現れている一方で、青線ではエネルギーが相対的に高くなっている (Michel 崩壊由来のため)。そこで、下流側の検出器では輻射崩壊に伴う陽電子のエネルギーとタイミングを測定する。陽電子のタイミングについては、プラスチ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

プラスチックシンチレータについては、BC-418 (Saint-Gobain) を用いて、この厚みは 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。これらのプラスチックシンチレータのシンチレーション光は、光学セ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 [16]。

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 は無機シンチレータで、発光光量が大きく (30000 光子/MeV) かつ発光の時定数が短い (42 ns) 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 ^{176}Lu 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は与えず、なおかつこの崩壊をエネルギー較正に用いることができる。LYSO 結晶のシンチ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 [45]。



(a) 手前側に時間測定用のプラスチックシンチレータ、奥にエネルギー測定用のLYSO結晶がある。



(b) 手前側に見えるのがプラスチックシンチレータ

図 3.3: 下流側輻射崩壊同定検出器の模式図 (a) と写真 (b)

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 [49][45] で示されている他、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通りで、完全には MEG II 実験と同様の環境ではなかったものの、輻射崩壊由来のガンマ線同定の能力が実証されている [45]。

- この検出器で輻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 割は輻射崩壊陽電子が上流側に放出された事象や、輻射崩壊以外の背景ガンマ線が発生した事象である。
- 輻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止めら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過させる必要がある。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 $\sigma = 2$ 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るため、検出器に穴を空けることはできない (ビームと、輻射崩壊陽電子についての詳しい情報は図 10.3 を参照)。

よって、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 粒子に対応できるレート耐性や放射線耐性、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。
- $10^8 \mu^+/\text{s}$ (中心で 4 MHz/cm²) 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

射線耐性

- 1 ns の時間分解能。(輻射崩壊陽電子の飛行時間は図 3.2a と同様にばらつくため、1 ns より良くしても実験感度は改善しない)
- 90% の検出効率。

3.3.2 上流側の検出器の運用と感度改善

輻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 2.2.6 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 種類の識別が要求される。

- ビーム由来の μ 粒子と陽電子の区別
- Michel 崩壊由来の陽電子と輻射崩壊由来の陽電子の区別

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 [16]、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
- 輻射崩壊陽電子に紛れて背景ガンマ線とは無関係の Michel 崩壊陽電子がヒットするが、下流側と比べて輻射崩壊陽電子と 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ヒットを生じることがある。すなわち Michel 崩壊陽電子がヒットした場合は、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選別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 μm 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 [49]、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 μ 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

出効率が50%低下すること [49]

3つ目のパイ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 特有の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。シリコンやダイヤ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開きがある。これを踏まえると、 μ 粒子ビームへの影響を抑えつつ 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/電子正孔ペアで信号を取り出すことを考えると、1 fC 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いうことになる。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、1 ns 程度の時間分解能も同時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
- パイ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 10^6 – 10^8 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*1。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 4.4 節や 4.5 節で述べるが、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

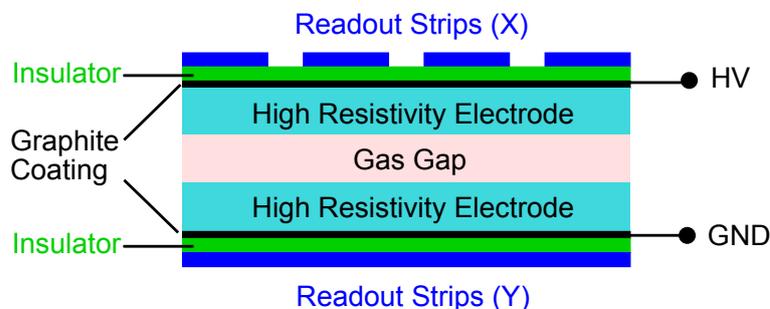


図 4.1: RPC の模式図 ([50] より引用)

*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かい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: これまでに開発されてきた RPC のまとめ

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

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*2。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、そ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 と吸着係数 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 $n\alpha\delta z$ 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。吸着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応し、ガスの電気陰性度によって決まる。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

$$\frac{dn}{dz} = (\alpha - \eta)n. \quad (4.1)$$

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。しかし実際には、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

*2 ストリーマーモードの 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。

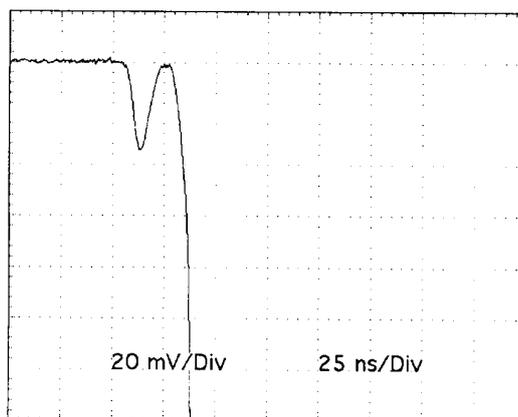


図 4.2: ストリーマーが発生した場合の RPC の信号。最初に見える小さな信号が放射線の電離によるもの、後半の大きな信号がストリーマーによって生じる信号である。([63] より引用)

リーマーが発生すると、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*3。ストリーマー信号の生成のプロセスについては、[60],[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が示されている。

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増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 4.3)。この現象のことを空間電荷効果 (Space charge effect) と呼ぶ。

RPC では式 (4.1) 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の精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

*3 例えば [60] では、500 μm 径の糸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

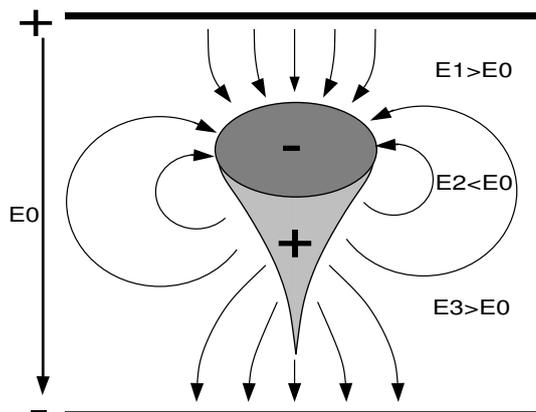


図 4.3: 空間電荷効果の図 [59]。電極間の電場 E_0 が存在する中で、正イオンが作り出す電場がクラスター中心での電場を弱める働きをしている。

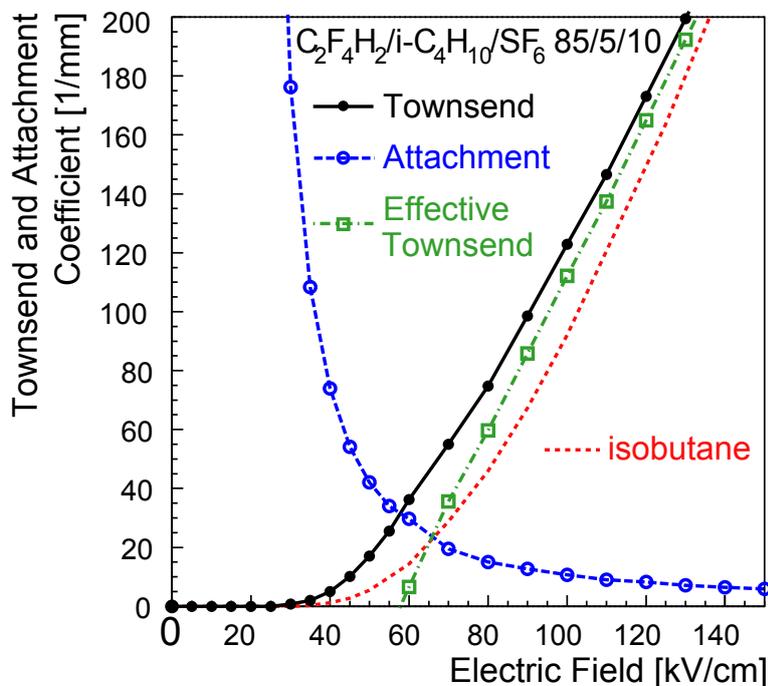


図 4.4: RPC で用いられるガスにおける α (図中 Townsend), η (図中 Attachment) の電場依存性の図 ([50] より引用)

に印加されている電場と相殺する程度に強まる

- 雪崩増幅の最先端と最後尾では逆に正イオンによって作り出される電場がギャップ間に印加されている電場を強める

クラスター中の電子の大半はクラスターの中心付近に分布する。これらの電子については、空間電荷効果のため電場が小さくなった領域にいる。式 (4.1) における増幅係数 α は電場が弱まると小さくなるため、局所的に α の小さな領域が生じる (図 4.4)。吸着係数 η は電場が弱まると大きくなるため、クラスター中心ではこちらの影響を強く受け、全体の増幅を抑制する効果を及ぼす。この結果は、電気陰性度の高いガスを用いることによって RPC の動作が安定することについても説明を与える。実際、電気陰性度の高いフロンガスをベースにした RPC ではトータ

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 [64] 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 $\boldsymbol{x}(t)$ 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])

$$I(t) = Q\vec{E}_w(\vec{x}(t)) \cdot \dot{\vec{x}}(t). \quad (4.2)$$

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まる。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他、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*4。
- 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 はストリーマーモード、アバランシェモードの 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

ストリーマーモードの 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*5。この場合、大きなガスゲインのため、 $10 \sim 1000$ 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、4.5 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、レート耐性全てにおいてアバランシェモードに劣り、近年では用いられない。

*4 ただし、信号を $1\text{ M}\Omega$ で読み出すと電子と比べて典型的に 4 桁長く持続するイオン由来の信号が見られる [67]

*5 文献によっては spark mode と呼ばれる

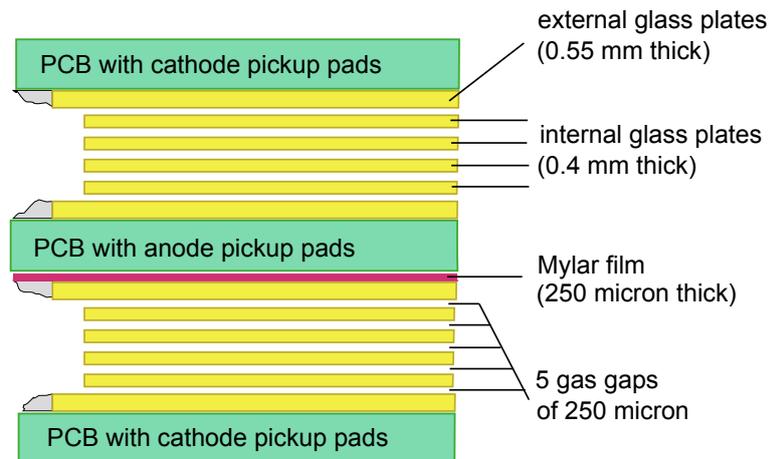


図 4.5: 複数層 RPC の模式図 ([50] より引用)

♣ b アバランシェモード

アバ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号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バランシェモードの RPC ではフロン (R134a) をベースにしたガスにイソブタンと SF_6 を混ぜたガスを用いることが多い。フロンガスや SF_6 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こと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 SF_6 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 4.1) 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*6重ねた構成のマルチギャップ型 (図 4.5) 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 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、高電圧陰極付近の限られた領域で増幅が開始した場合にのみ十分な増幅率を達成し、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]。

$$\epsilon_n = 1 - (1 - \epsilon_1)^n \quad (4.3)$$

ここで、 ϵ_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。アルゴンはフロンよりもこの数が少ないため、放射線との反応が起きづらく検出効率に劣る。

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*7。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、これは同時に高計数率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の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、抵抗体の体積抵抗率を 10⁹ Ωcm と低くしている。

*7 ただし、検出時間は大きな増幅率を達成した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/cm^2 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。

- 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、積層化(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)
- 読み出しパッドの設計
- 高電圧への対処

第 5 章

超低物質質量 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増幅するため、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 をアバランシ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 は上流側背景事象同定用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 $0.1\% X_0$ 以下に抑えることは難しい技術的課題である。RPC は検出層そのもの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る、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 [70]。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 $50 \mu\text{m}$ のポリイミドを利用している*1。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 sp^2 結合と sp^3 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。

- sp^2 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。
- sp^3 結合はダイヤ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る。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。

5.2 節で詳述するが、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い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 $100 \mu\text{m}$ 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。

*1 6 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

表 5.1: 検出器素材の物質質量の目安

	物質質量
カプトン 50 μm	0.018% X_0
アルミ 200 nm	0.0023% X_0
ガス 2 mm	$\sim 0.001\%$ X_0

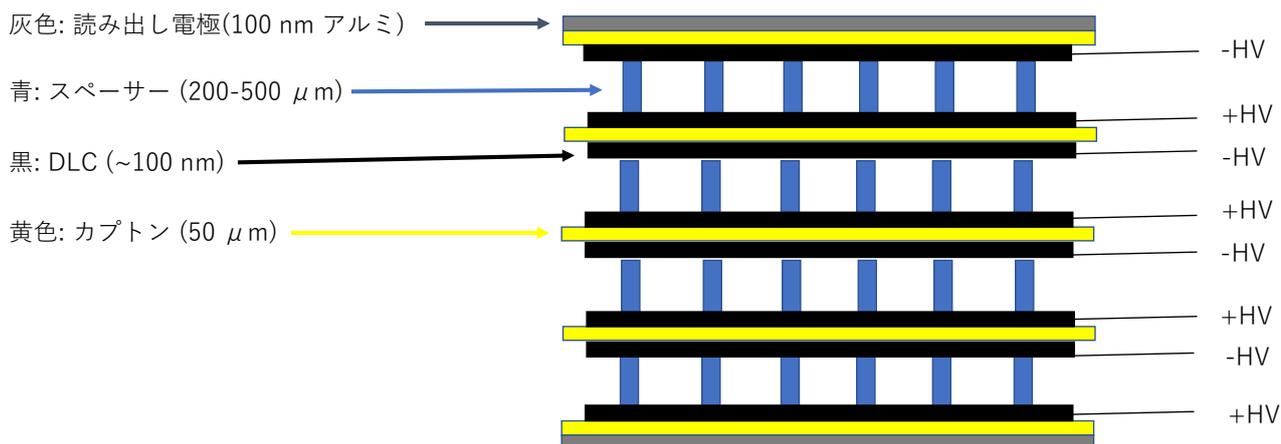


図 5.1: 超低物質質量 RPC の模式図。直径 20 cm のサイズの検出器を製作する

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たカプトンの外側の面に金属が蒸着されていれば、PCB を用いずに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かった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、物質質量をそれぞれ表 5.1 にまとめる。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% X_0 以下の物質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。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。

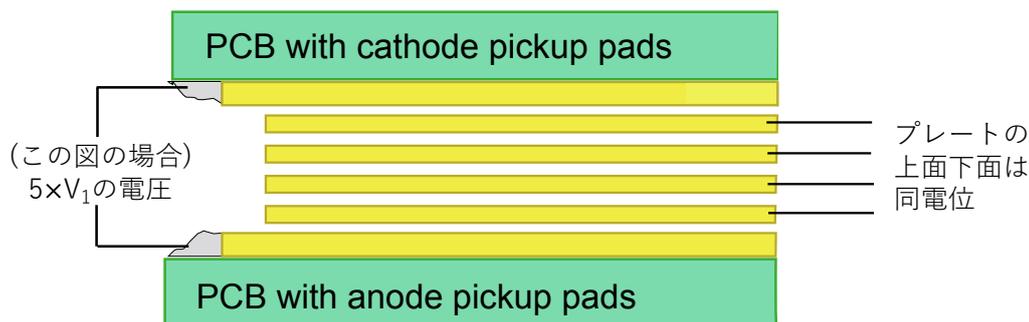


図 5.2: 従来型のガラス RPC の場合で積層した場合の高電圧の印加方法 ([50] の図を一部改変)

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 $400\ \mu\text{m}$ のギャップ構成にする場合には $3\ \text{kV}$ 程度となる。

従来型の RPC では、中間層全体が高抵抗抗体のガラスであるために中間層のプ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_1 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 $n \times V_1$ 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、プレートの上面側の 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く、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阻害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ピラーを用いる。感光レジストによるピラー製作の流れを図 5.3 に示す。

このピラーは、直径 $400\ \mu\text{m}$ 程度で、数 mm ピッチでドット状に配置する*2。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、ピラーの高さ (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 $384\ \mu\text{m}$ の高さのピラーを製作したが、問題が見つかっている。

図 5.4 は、 $384\ \mu\text{m}$ のピラーについて見つかった問題点である。写真を見ての通り、ピラーの周囲に付着物が存在する。この付着物を 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

*2 後の章で述べるように、試作機では $2.5\ \text{mm}$ ピッチを採用した

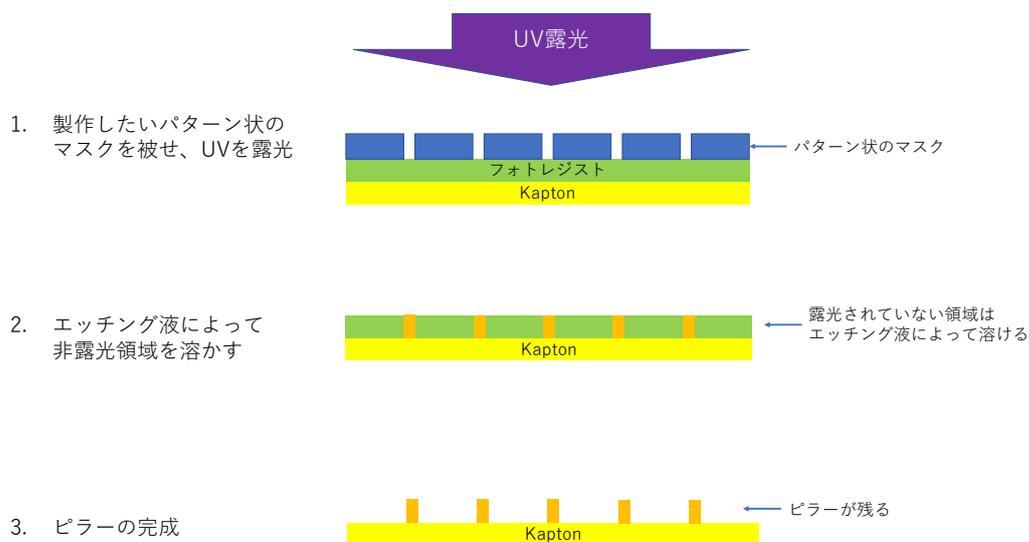
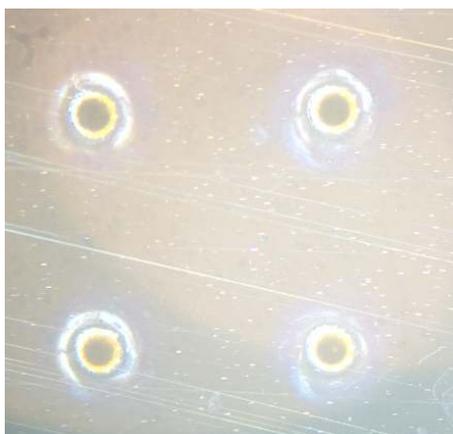


図 5.3: 感光レジストを用いたピラー製作の図

図 5.4: 384 μm のピラーを試験した際に見つかった付着物

てしまう可能性が高い。実際は、この付着物は一部のピラーの周辺にのみ見つかったものなので、これが直ちに問題になるかは明確でない。しかし、この付着物の生成の原因については、感光レジストに光を当てる際にマスクから漏れ出た光によって感光した、というものが疑われている。この場合、ギャップを 384 μm からより厚くする際にピラーの周りの付着物が根本的な問題として生じる可能性があるため、今後研究を進める上で注意が必要である。

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振る舞いを計算したものを図 5.5 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す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。

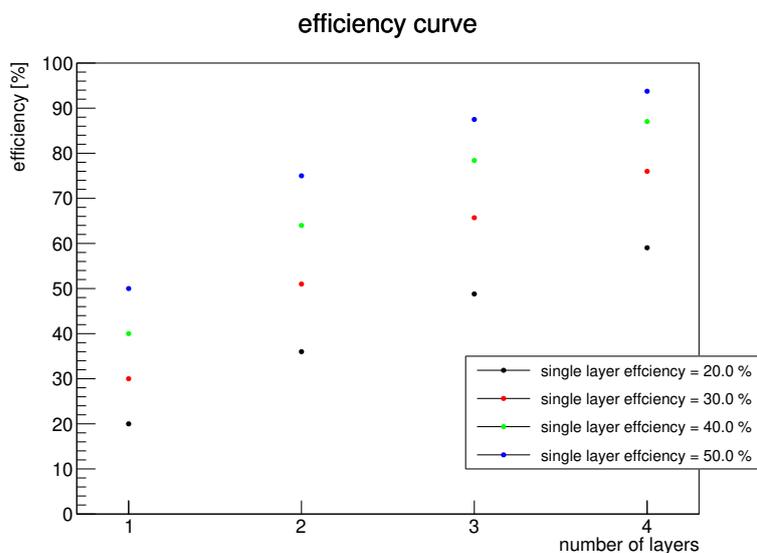


図 5.5: RPC を積層した場合の検出効率の改善。見積りに当たって、式 (4.3) を用いた。

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、読み出し信号のパイル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、ビースパッタ社 [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 M Ω /sq の表面抵抗率を持ったものを用いた測定の結果である。

物質量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 μ m 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

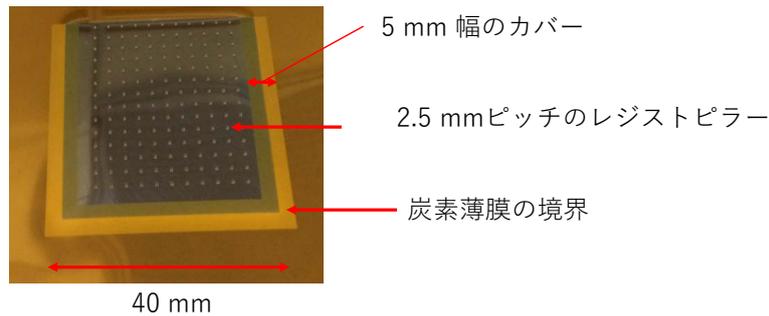


図 6.2: 感光レジストによって取り付けられたカバー (辺の部分) とピラー (ドット)

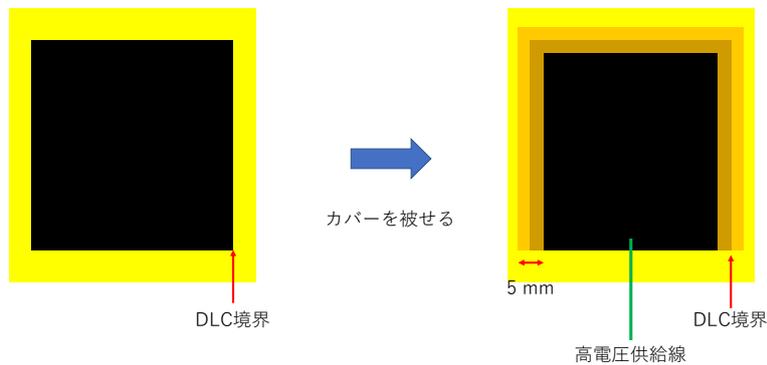


図 6.3: 感光レジストによるカバー取り付けの図。一辺は高電圧供給のためにカバーを取り付けていないため、向かい合わせになる面にカバーを取り付けて放電を防いだ。

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^{*1}) 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に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、境界部分を絶縁体で覆う手法によって対策を行う。レイテック社 [72] に依頼し、 $64\ \mu\text{m}$ の厚みのフォトレジストを境界部分に被せた (図 6.2 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か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 $400\ \mu\text{m}$ で、試作機では $2.5\ \text{mm}$ 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、 $2.5\ \text{mm}$ ピッチで配置した場合、その面積は 2% 程度である^{*2}。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 [73] 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)。そ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

^{*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、実際にプレートの平坦性を確保するために必要最小限に細かければ良いもので、実機では $2.5\ \text{mm}$ よりも広げる可能性を検討している

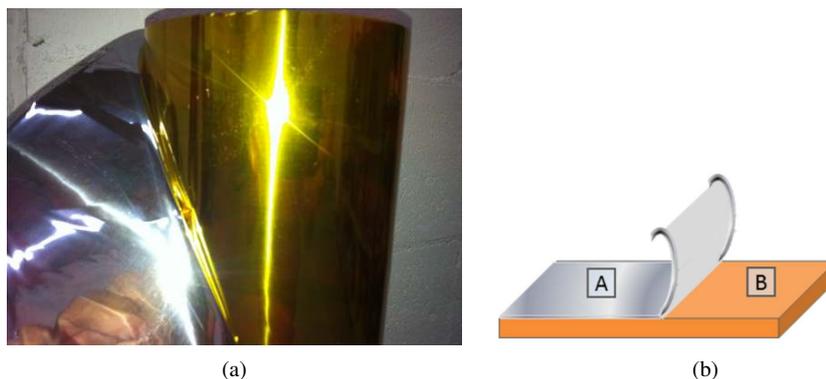


図 6.4: アルミニウムを蒸着したカプトンの写真 (a) と模式図 (b) (図は [74] より)

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

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

りたい。

6.1.3 読み出し電極

5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 6.4)。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 6.5)。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 がスパッタされたカプトンを用いる (図 6.6)。

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になっていて、接触抵抗は $\lesssim 1 \Omega$ であった。これを DLC がスパッタされている領域の端の部分に取り付けた

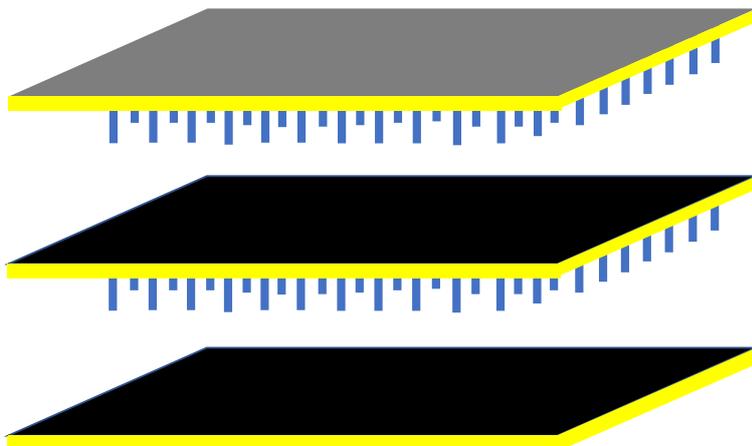
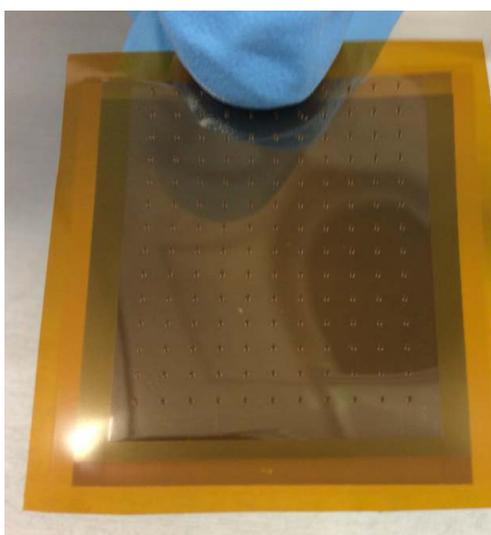
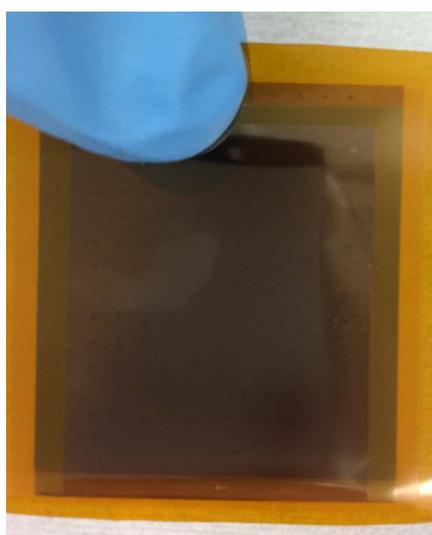


図 6.5: 2 層の場合の RPC 組み立ての模式図。各層の写真は後に示すが、一番下のフィルムに図 6.8a が、中間層に図 6.6 が、一番上の層に図 6.10 が対応する。



(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ピ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。向かい合う面にピラーがあるため、こちらの面にはピ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 6.2 に示す。本研究では付録 E に示した測定を除き、全て A タイプのイソブタンを含まない混合ガスを用いて測定を行った^{*3}。ガスを流し始めてから、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動

^{*3} 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、可燃性ガスを用いるため、取り扱いの面で積極的には使用しなかった

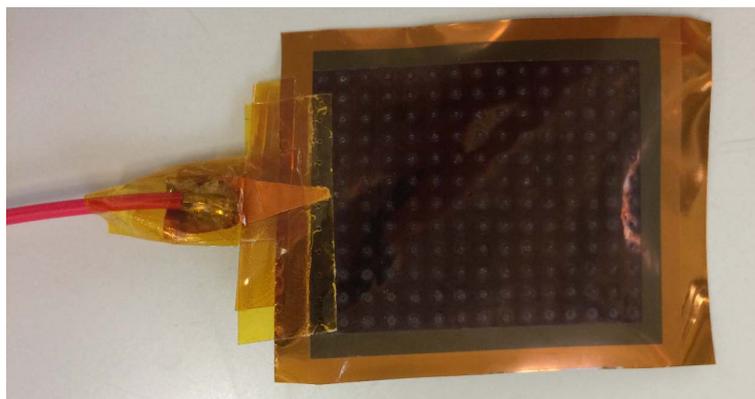


図 6.7: 高抵抗電極への高電圧供給。導電テープを DLC 面に接着している。

表 6.2: RPC に用いた混合ガスの表

ラベル	C ₂ H ₂ F ₄ [%]	SF ₆ [%]	iso-C ₄ H ₁₀ [%]	参考
A	93	7	0	[75]
B	94.8	4.7	0.5	[76]

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、ガスを封じ込める必要があるが、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めるための窓の部分に使う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 6.8a)。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 の距離を挟んで増幅器に接続している*4。反対側 (検出層を挟んで裏側) 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 余分に遠ざかっている。4.3 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、性能評価の際の過

*4 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

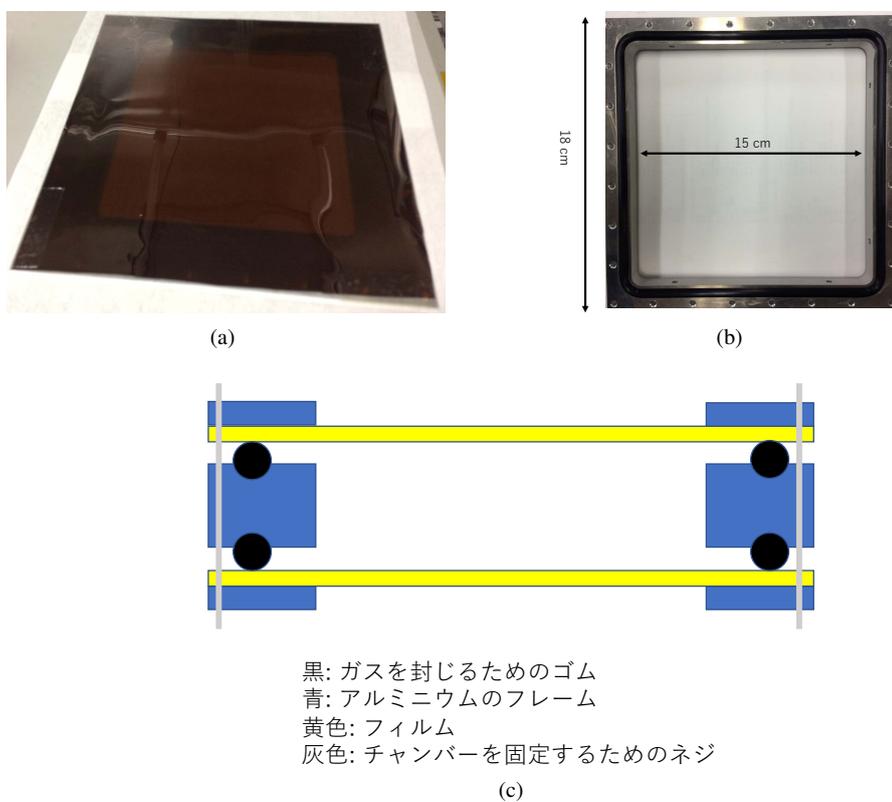


図 6.8: ガスチャンバーの構造。(a) のようにフィルムをアルミフレームに貼り合わせたものを 2 つ用意して、(b) のゴム (黒リング) を装着したアルミフレームを挟む。全体の模式図 (断面) を (c) に示す。

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いため、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。

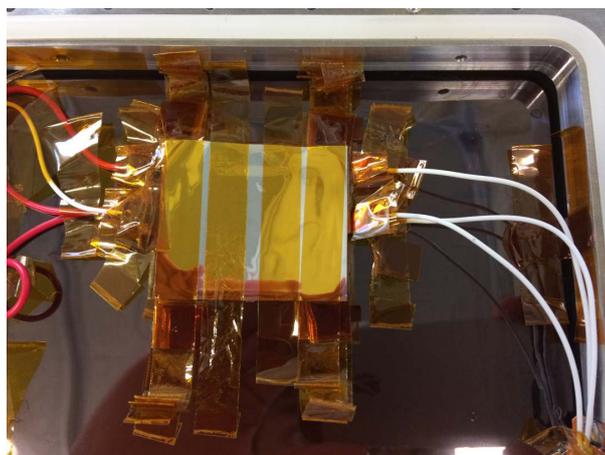


図 6.10: 積層した RPC を表側から撮影した写真。読み出しストリップは裏側に取り付けられている。この RPC は 4 層に組み立てた場合の写真である。

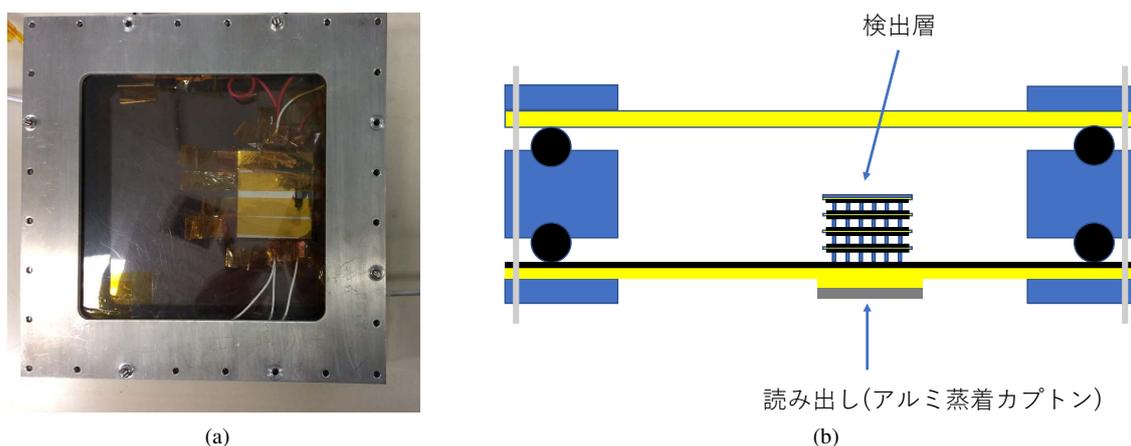


図 6.11: 組み立てた RPC の写真と図。図 6.10 にさらに封をして完成させた。

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 6.8a 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 角の高抵抗プレート (図 6.6 や図 6.2 を切り出したもの) を重ねた。図 6.10 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、検出器のグラウン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

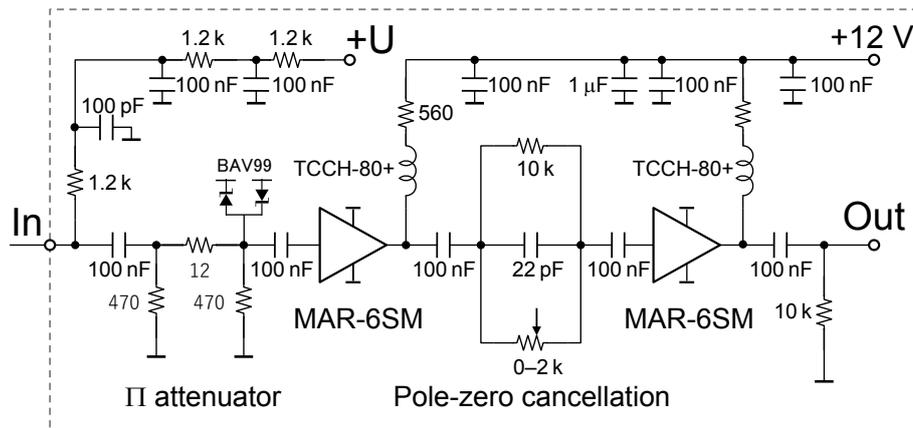


図 6.12: 増幅に用いたアンプの回路図 ([77] の図を一部改変)。回路図中の MAR-6SM 素子は 20 dB の増幅率と 2 GHz の bandwidth を持った RF アンプである [78]。BAV99 素子は、RF アンプを入力での過大な電圧から保護するためのツェナーダイオードである [79](これは元々アンプには実装されていなかったが、RPC で発生する放電によって一段目の RF アンプが破壊されることが度々あった。そのため、このような保護回路を追加する改造を行った)。また、アンプ中の pole-zero cancellation については可変抵抗の抵抗値を 0 とした。

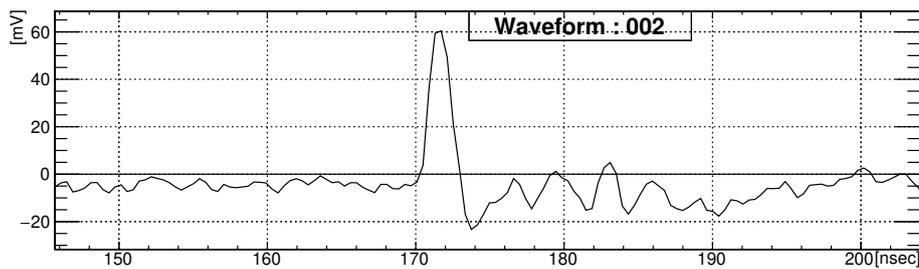


図 6.13: アルミ蒸着カプトンを読み出し電極に用いた状態で取得された波形の一例。

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 2.2.6 節で紹介した 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^{*5}。以上の測定セットアップを用いて ^{90}Sr 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 ([67]) 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に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、その接続部分における電気回路上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 応答のばらつきではありえない。

^{*5} ただし、2.2.6 節で 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。実際には、DRS evaluation board と呼ばれる装置を用いており、アナログ入力 bandwidth は 700 MHz 程度となっていると見られる

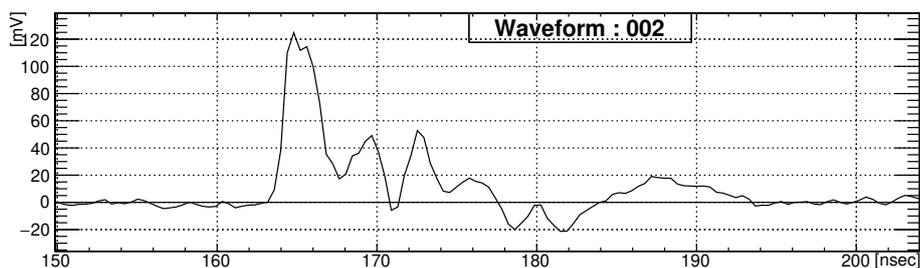


図 6.14: 読み出し電極の周辺の構成を変更して取得された波形の一例。

加えて、読み出しストリップ周辺の導電体の配置を変えることで反射の振る舞いに変化することが観察されている。先ほどの、図 6.13 は、読み出しストリップと反対に位置する読みだし電極を GND に落とした状態で取得された波形である。この測定セットアップに対して、GND に落としていたものを浮いた状態に変更して、すなわち何も接続しない状態に変更して同じ測定を行うと、図 6.14 のような波形になることが観察された。これはすなわち、導電体の配置の変更によってストリップの電気回路としての特性が変化し、信号波形の振る舞いの変化につながったことを示唆している。

6.4 まとめ

本章では、超低物質質量 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にカプトンの余分な厚みが存在するなど、物質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共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。6 章で述べた試作機を用いて、単層あたりで 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 ^{90}Sr 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箇所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、6 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には注意されたい。

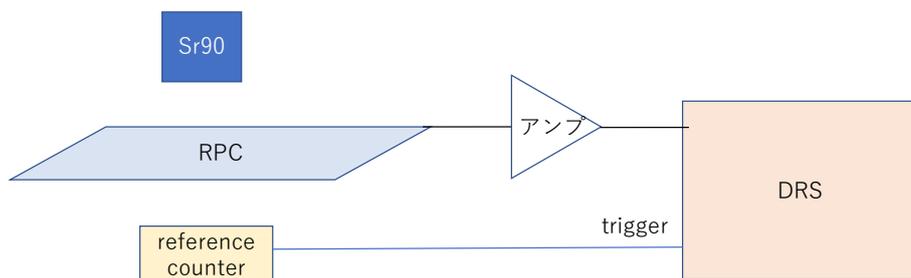


図 7.1: 測定セットアップの模式図

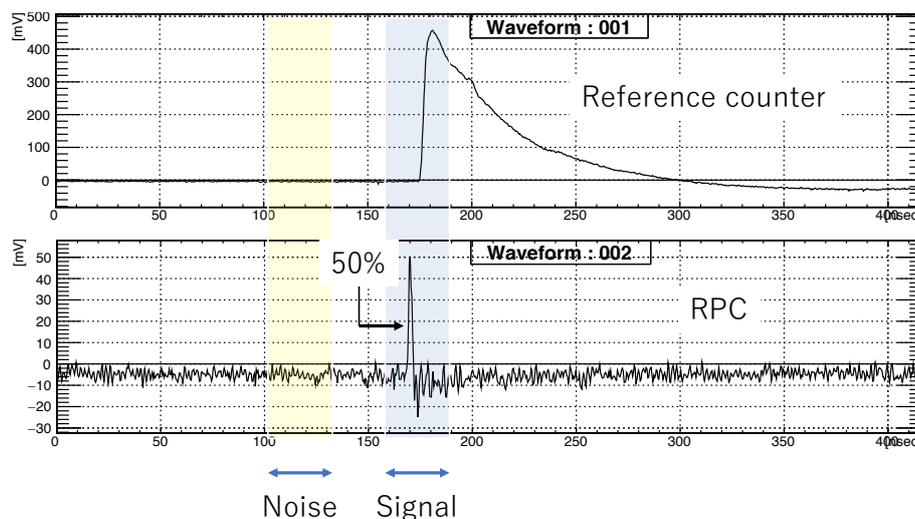


図 7.2: 測定によって得られた波形。トリガーに用いたリファレンスカウンターの信号タイミングが解析ウィンドウの青くシェードした領域に入るような測定を行っている (上段)。RPC の信号はリファレンスカウンターの信号と同じ時間領域で調べ、ノイズは黄色の領域で調べた。

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いて、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、黄色く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ず RPC にのみヒットするようなイベントが生じることもあったことに注意されたい。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、三次式での補完を行った。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 $384 \mu\text{m}$ 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 (ペDEST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。ピ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。ノイズ単体で閾値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 7.2)。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、 $384 \mu\text{m}$ の

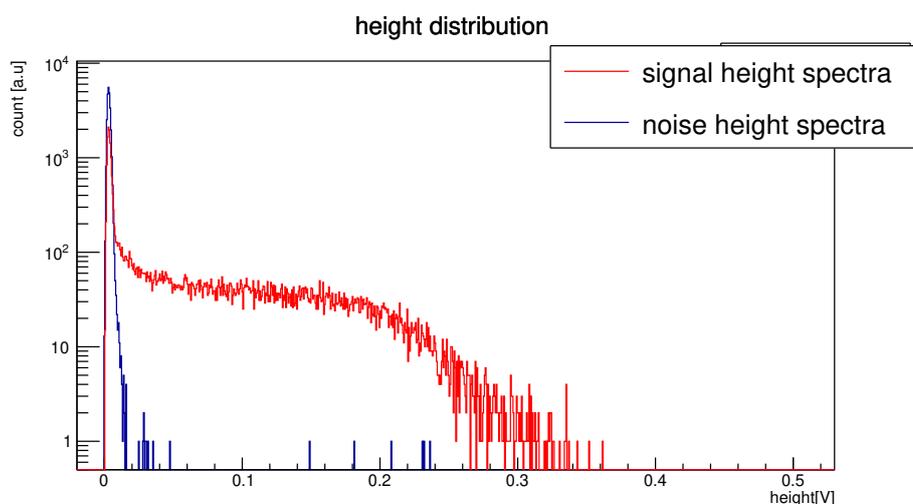


図 7.3: 384 μm のギャップ、3.1 kV の電圧で測定した信号分布とノイズの波高分布

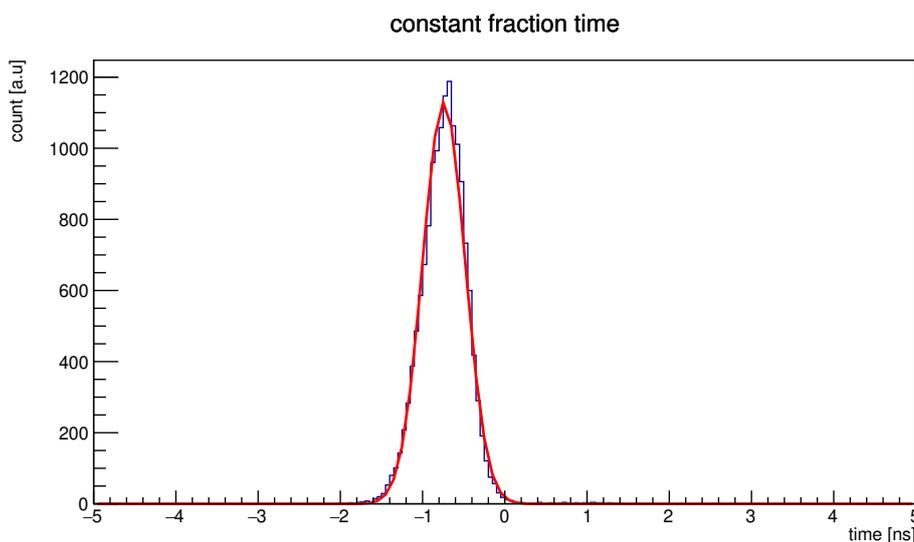


図 7.4: 384 μm のギャップ、3.1 kV の電圧で測定した、リファレンスカウンターとRPCの検出時間の差の分布

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パ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*1。

50% 以外の割合を用いた場合に得られた分布を付録 C 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% のフラクシオ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

*1 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 [45] では 50 ps と測定されている

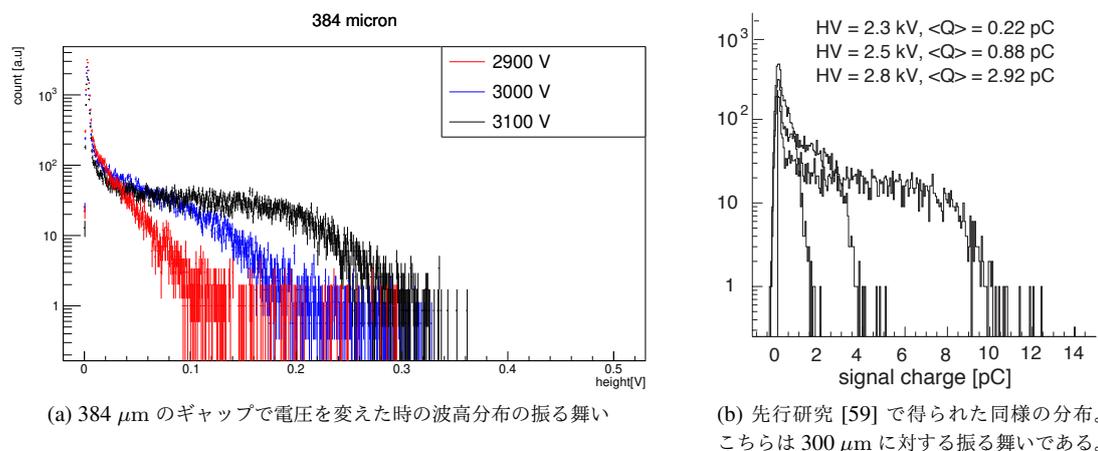


図 7.5: 波高分布の印加電圧依存性

律で最適な値は存在しない。

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 7.3 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、300 mV 付近では、電離によって生じた電子の総電荷は 25 pC 程度と推測される。これは図 7.3 の場合、増幅率にして $1-2 \times 10^8$ 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 10^8 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 [50]。

波高分布の電圧依存性

ギャップの厚みを 384 μm に固定して波高分布の電圧依存性を調べた。図 7.5a は、2.9 kV, 3 kV, 3.1 kV 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 7.5b) 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が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、384 μm の単層 RPC に 3.1 kV の電圧を印加した結果得られた時間分解能は 260 ps 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、[45] などの先行研究の結果から、合わせて ~ 100 ps 前後であると考えられる。

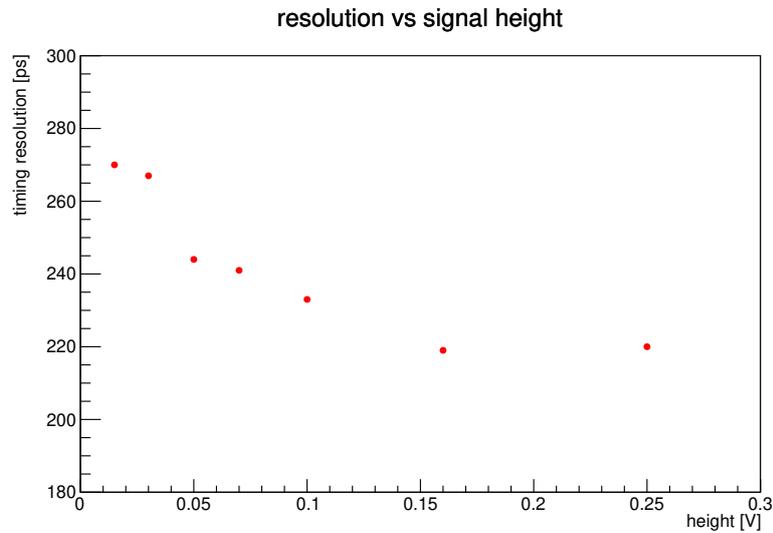


図 7.6: 時間分解能の波高依存性 (図 7.4 の分布を波高ごとに調べた)

RPC 固有の時間分解能 σ_{RPC} については、[68] で以下の式のように示されている。

$$\sigma_{\text{RPC}} = \frac{1.28}{(\alpha - \eta)v} \quad (7.1)$$

ここで、 α は Townsend 係数、 η は吸着係数、 v は電子のドリフト速度である (4 章と同様)。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、 $(\alpha - \eta) \sim 110/\text{mm}$ 、 $v \sim 210 \mu\text{m}/\text{ns}$ 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、 $(\alpha - \eta) \sim 10/\text{mm}$ 、 $v \sim 140 \mu\text{m}/\text{ns}$ 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、 $(\alpha - \eta) \sim 60/\text{mm}$ 、 $v \sim 170 \mu\text{m}/\text{ns}$ 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、小さな信号ほどジッターの影響が大きくなるはずである。図 7.4 の分布を信号波高の大きさごとに分割して時間分解能を算出したものを図 7.6 に示す。この分布から、実際に波高の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、時間分解能へのジッターの大きさの寄与は平均して 150 ps 程度であると考えられた (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 のガス増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っている。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。

表 7.1: 測定を行ったギャップの厚み一覧

厚み (μm)	用いたスペーサー
285	釣り糸
370	釣り糸
384	感光レジスト
435	釣り糸
520	釣り糸

7.4 検出器性能のギャップ間隔依存性の調査

表 7.1 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*2。

厚みについての注意事項

表 7.1 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複数箇所に合計 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ので、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は同一であるはずなので*3、この動作電圧の違いは測定点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。すなわち測定点同士で 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証はなく、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は注意されたい。

384 μm についてはピ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。こちらでも、信号が生じるのに必要な電圧が最も低く、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 7.7 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圧を印加しており、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、その一方で電場に換算すると厚みが大きいほど低い電場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

*2 これ以外にも、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 E にまとめた

*3 厳密には厚みが変われば多少変化するが、ここでの議論では大きく影響しない

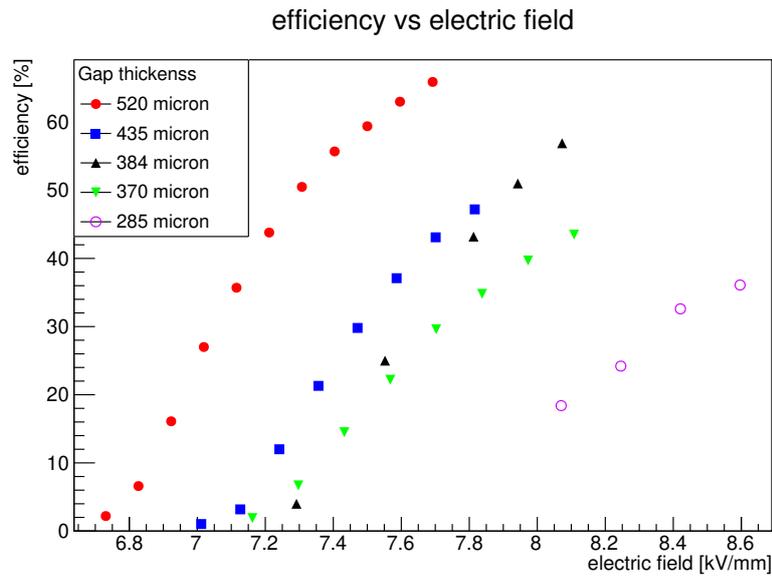


図 7.7: 検出効率のギャップ間隔依存性

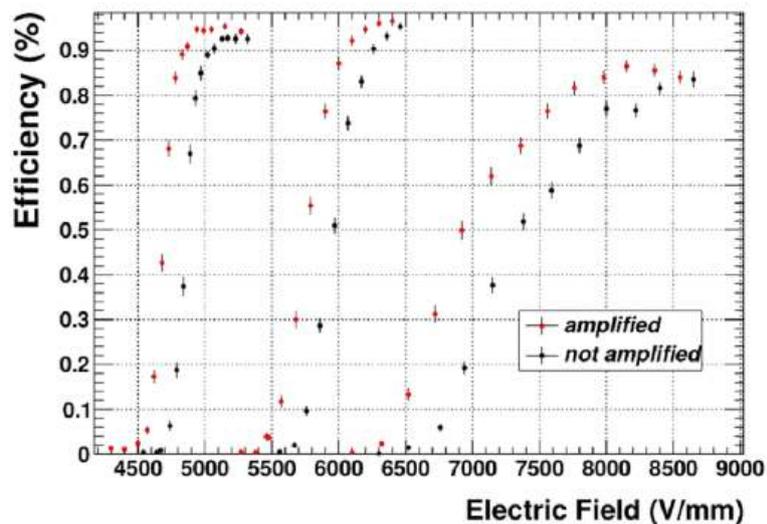


図 7.8: 先行研究 [76] での、異なるギャップ間隔のRPCの比較。左から順に 2 mm、1 mm、0.5 mm の単層ギャップRPCの比較である

舞いを示している。500 μm で信号が生じ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 6.2 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、単層あたりで 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。

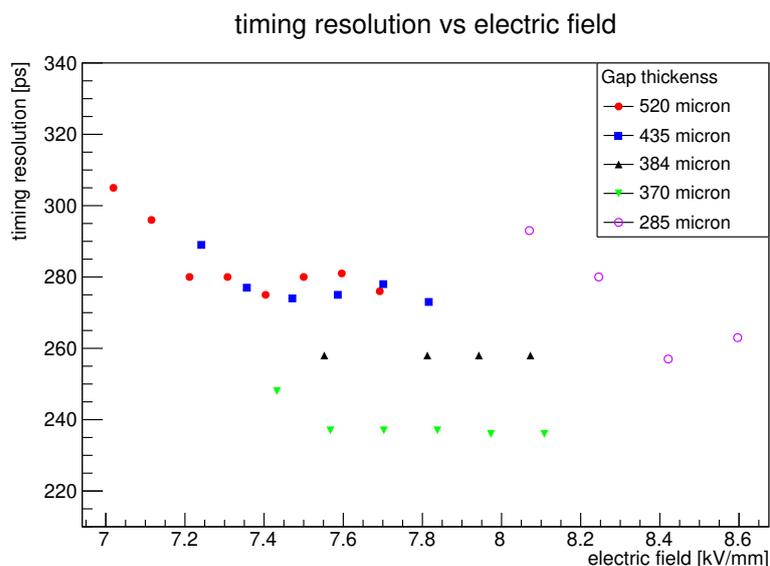


図 7.9: 時間分解能のギャップ間隔依存性

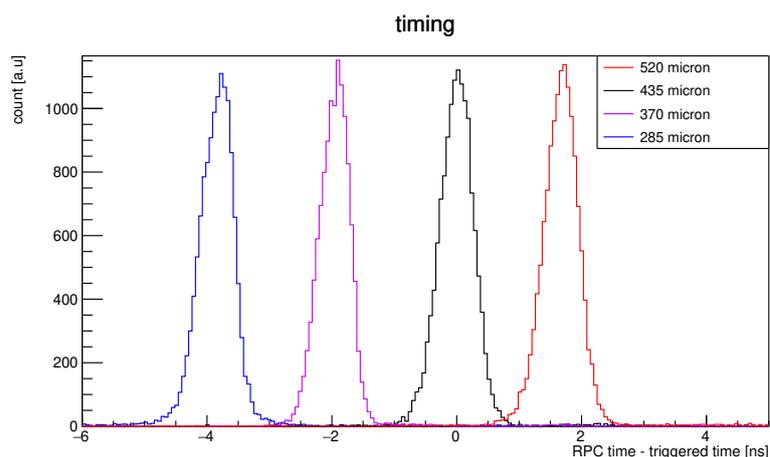


図 7.10: 時間分布のギャップ間隔依存性。時間軸については、各ギャップ間隔ごとに異なる大ききでシフトさせている。

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 7.9 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布を並べたものを図 7.10 に示す。結果を見て取れるように、今回測定を行った $500 \mu\text{m}$ 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 7.9 の $435 \mu\text{m}$ 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。各測定条件で時間分解能が改善の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

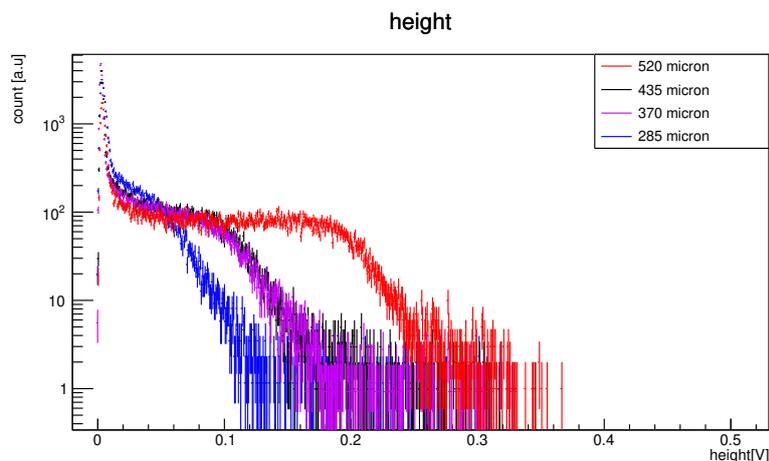


図 7.11: 波高分布のギャップ間隔依存性

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が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、4章で述べたように、空間電荷効果とガスの電気陰性度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であろう。

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る。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、7 章で示したものと同様である。また 7 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ピラーをスペーサ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。4.3 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 (4.2) における、 $Q\vec{x}(t)$ の部分は各イベントごとの詳細な増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、 $\vec{E}_w(\vec{x}(t))$ 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** $\vec{E}_w(\vec{x}(t))$ 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

$$|\vec{E}_w| = \frac{1}{\epsilon d_{\text{Kapton}} + d_{\text{gas}}}. \quad (8.1)$$

ここで、 d_{Kapton} はカプトン部分のトータルの厚み、 d_{gas} はガスギャップ部分のトータルの厚み、 ϵ はカプトンの比誘電率である。表 8.1 に示した情報を用いると*1、単層の場合と 2 層の場合には **weighting field** の大きさには 1.9

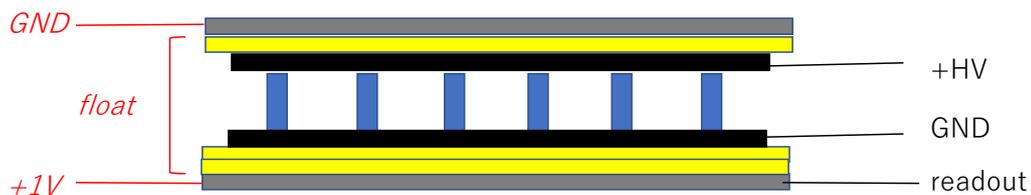


図 8.1: 単層 RPC を用いた場合の誘起信号計算方法 (赤イタリック字) と RPC の組み立て構成 (黒ローマン字)

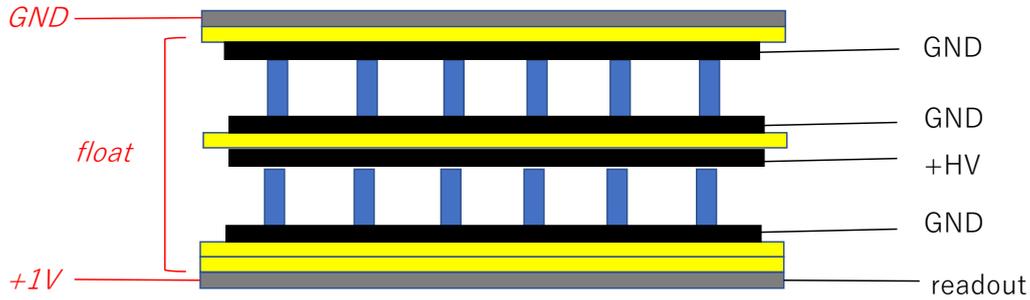
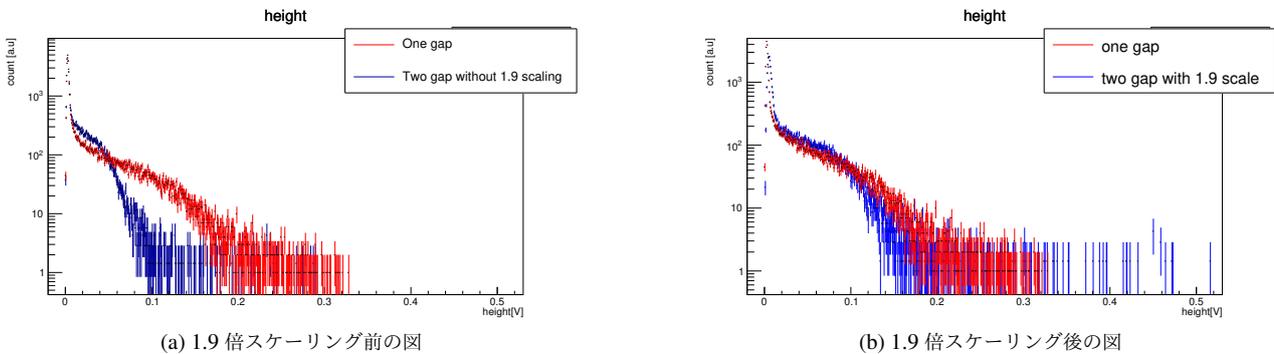


図 8.2: 2 ギャップ構造、1 ギャップ運用の RPC の図。誘起信号計算方法 (赤イタリック字) と RPC の組み立て構成 (黒ローマン字) も 8.1 図と同様に示す。ここでは、下側の層には高電圧が印加されているが、上側の層については、電圧は印加されていない。

表 8.1: 読み出し電極間の構成

ギャップ数	ガスギャップ部分のトータルの厚み	カプトン部分のトータルの厚み カプトンの誘電率 ϵ は 3.3 である
1 ギャップ	384 μm	150 μm
2 ギャップ	384 $\mu\text{m} \times 2$	200 μm
3 ギャップ	384 $\mu\text{m} \times 3$	250 μm
4 ギャップ	384 $\mu\text{m} \times 4$	300 μm



(a) 1.9 倍スケリング前の図

(b) 1.9 倍スケリング後の図

図 8.3: 単層の場合と 2 層に積層し片方の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。

倍の開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だけに印加した、図 8.2 の場合の波高分布を確認する。増幅プロセスの全体の振る舞いは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、単層の結果から波高を 1/1.9 倍スケールしたものとなるはずである。実際、図 8.3 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

*1 実機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

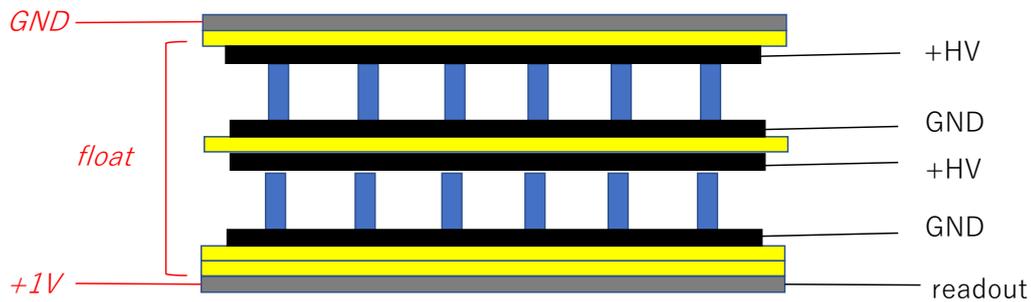


図 8.4: 2 ギャップ運用の場合の RPC の模式図。誘起信号計算方法 (赤イタリック字) と RPC の組み立て構成 (黒ローマン字) も 8.1 図と同様に示す

小さなず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ていない。

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 8.5a 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。

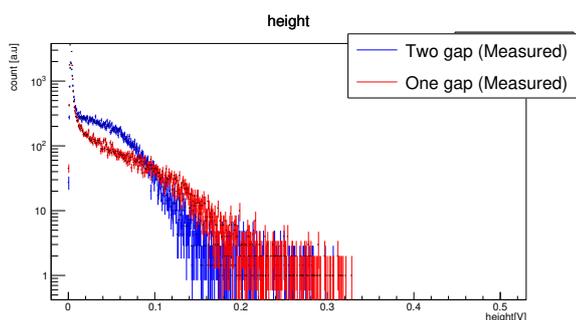
2層の場合に見られるこうした振る舞いは、単層での波高分布から理解できる。まず、**weighting field** については、1層目と2層目どちらも前節までに行った議論と共通で、1層での測定と比較すると 1/1.9 倍にスケールするはずである。一方で、2層で運用した場合は $Q\dot{x}(t)$ の部分が単層の場合と異なる。

2層にした場合には、1層目の $Q\dot{x}(t)$ と2層目の $Q\dot{x}(t)$ 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 $Q\dot{x}(t)$ の分布を導ける。よって、2層にした場合の波高分布は1層の分布を用いて以下の手順でシミュレートできる。

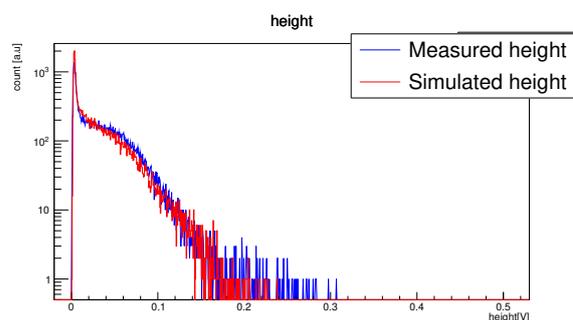
- 1層の波高分布に従う乱数を2つ独立に生成する。この二つの乱数が各層での増幅プロセスに対応する
- 二つの乱数の和をとり、最後に **weighting field** の違いを補正するため、全体を 1.9 で割る

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、分布の左上 (波高 10 mV 未満) の領域に見られるのはペDESTAL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 $Q\dot{x}(t)$ 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 $Q\dot{x}(t)$ 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 $Q\dot{x}(t)$ がこの領域に入るケースでは、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。

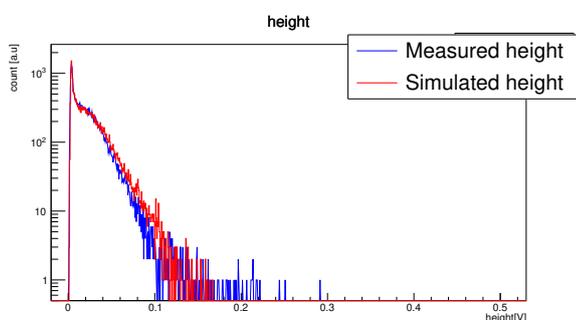


(a) 1層での波高分布と2層での波高分布の測定結果の比較

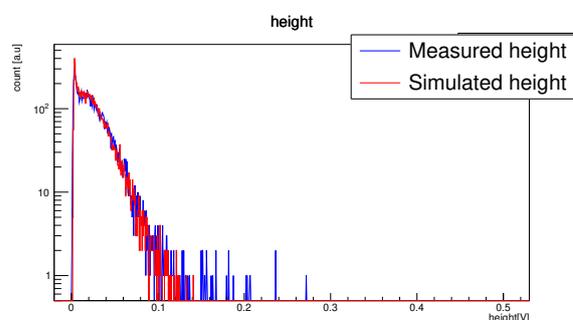


(b) 1層での波高分布を用いたシミュレーションと2層での波高分布の測定結果の比較

図 8.5: 印加電圧 3 kV で単層の場合と 2 層に積層し 2 層とも電圧を印加した場合の波高分布の比較



(a) 1層での波高分布を用いたシミュレーションと3層での波高分布の測定結果の比較



(b) 1層での波高分布を用いたシミュレーションと4層での波高分布の測定結果の比較

図 8.6: 印加電圧 2.9 kV で 3 層、4 層に積層した場合の波高分布。単層の波高分布を用いたシミュレーションと比較している

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積もることができる。その結果と測定結果とを比較したものを、図 8.6 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 (4.3) 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 2-4 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点で示している。また、式 (4.3) と単層 RPC の測定結果から計算される振る舞いは青点で示した。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 3 kV、2.9 kV 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な問題でなく、組み立て工程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 (4.3) 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。

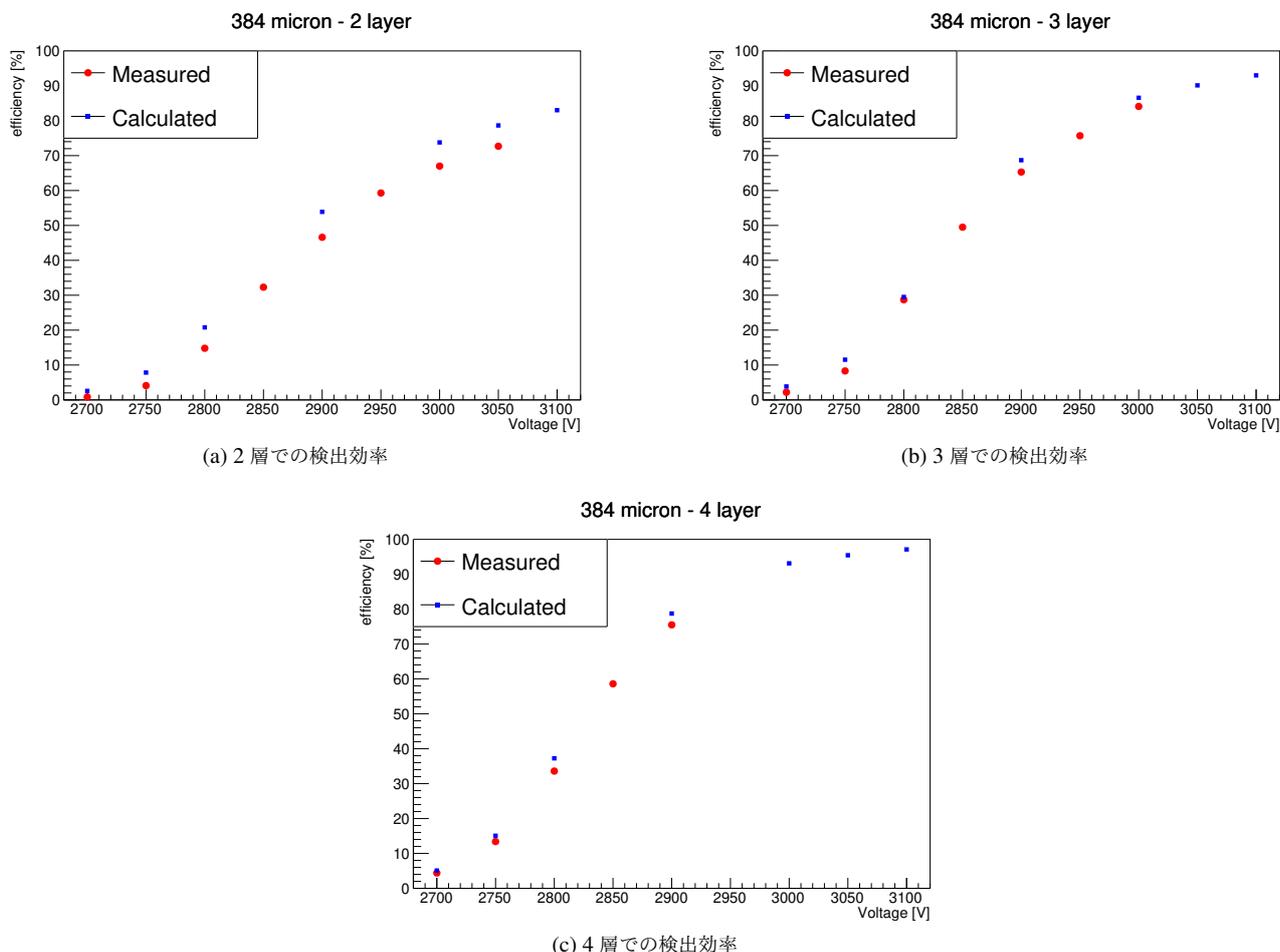


図 8.7: 積層した場合の検出効率の電圧依存性と一層の結果から見積もられる振る舞いの比較

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、増幅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った結果、式 (4.3) による検出効率の過大評価分は大きく見積もっても 5% 程度と算出した。この程度の違いでは、 β 線の照射場所依存性

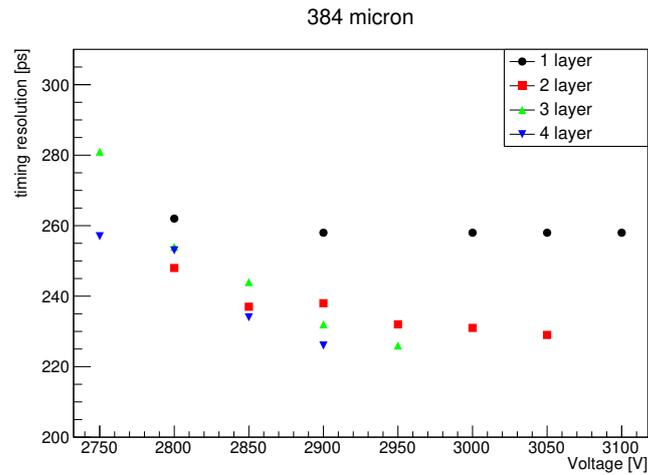


図 8.8: RPC を積層した場合の時間分解能の振る舞い

との明確な区別はできない。

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寄与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。これと並行して、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わずかな違いが見える。この振る舞いの違いが照射レートが高いことに由来するのか、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せていない。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に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 の電流が生じ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 [76] でも同様の結果を得ている。波高分布と増幅率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ると、

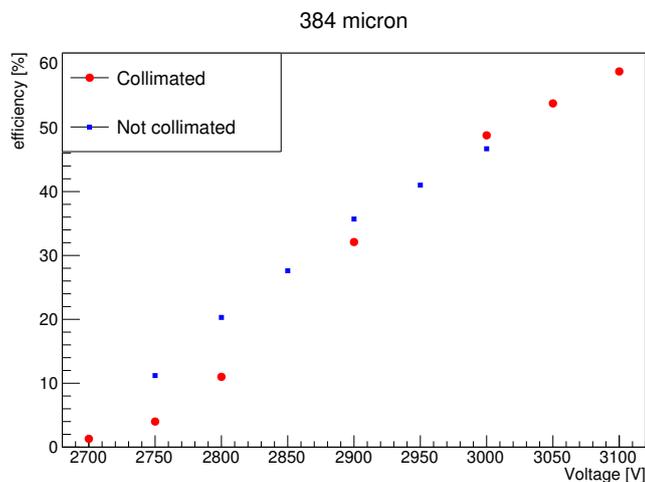


図 9.1: コリメートしないで β 線を照射した場合の検出効率の振る舞い

~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桁ほど違う。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桁ほどのずれが生じるのが先行研究 [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。この二桁のずれについては、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 (4.2) 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、総電荷量と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 10¹²–10¹³ Ωcm 程度の体積抵抗率を持つプレートを用いている。従来型の RPC では、この高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 MΩ/cm² 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る。今回問題となる μ 粒子ビームのフラックス $\Phi(x, y)$ は以下の式のように書けるものとする。

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

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 r_0 内に入射する粒子のレートは以下のように計算される

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

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 \bar{Q} と置くことにすると、中心から距離 r_0 の円周を通過するカレントは以下ようになる。

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

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。その低下量を計算する。まず、表面抵抗率を ρ とする。 r の円周と $r + \Delta r$ 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、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \Delta V &= I(r) \cdot \Delta R \\ &= 2\sigma^2 \pi f_0 \bar{Q} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}\right) \cdot \frac{\rho \Delta r}{2\pi r} \end{aligned} \quad (9.3)$$

この結果を積分して、電圧降下を見積もると以下の式のようにになる。

$$\begin{aligned} V(r_0) - V(0) &= \sigma^2 f_0 \bar{Q} \rho \int_0^{r_0} \frac{1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}}{r} dr \\ &= \sigma^2 f_0 \bar{Q} \rho \cdot F\left(\frac{r_0}{\sigma}\right) \end{aligned} \quad (9.4)$$

ここで、

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

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 10.3b)、 $r_0/\sigma \sim 5$ 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 $\bar{Q} = 3 \text{ pC} = 3 \mu\text{A/MHz}$ 、DLC の表面抵抗率 $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ 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 少しいることになる。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 としているが、中心付近では電圧降下するのでその分平均電荷は小さくなる。この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 $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ 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、 $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ 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 $10 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ 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、 $1 \text{ M}\Omega/\text{sq}$ 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*1。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ですが、強い X線を当てれば MEG II 実験での μ 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[81] 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、 μ 粒子と X線とで検出器の応答に違いがあると考えられ、 μ 粒子に対する検出器応答も知る必要がある。そこで、並行して実際の実験条件と同じ $21 \text{ MeV}/c$ の μ 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。

*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 F 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。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 検出器設置環境に関する議論

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 10.1)。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かかる。

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、増幅器を離れ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る

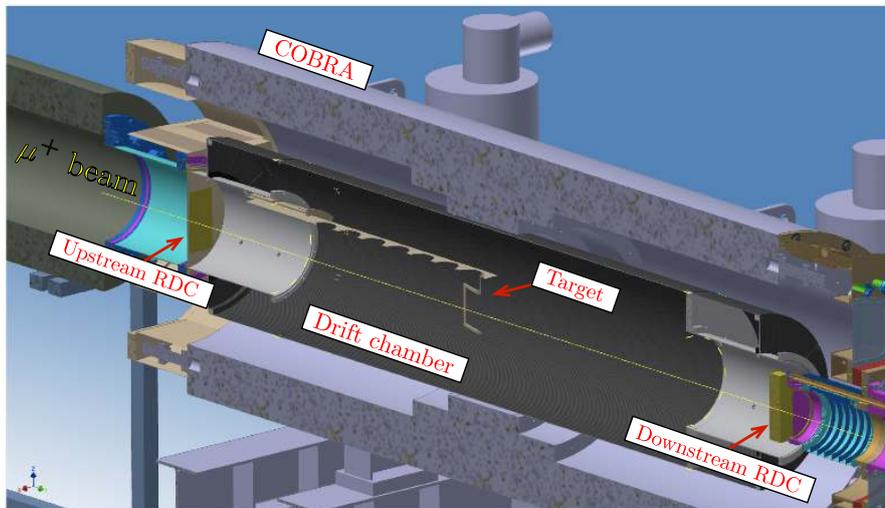


図 10.1: RPC が設置される近辺の環境 [49]。Drift Chamber 用のガスボリューム内部に上流側検出器が設置されていることになっている

る。この手法を採用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、内臓している増幅器 (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 10 m 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、アンプを離れ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 とは個別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 6.7 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 粒子ビーム由来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ので、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りがある。例えば [49] では、シンチレーティングファイバーを上流側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 分割に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 は一つのボードあたり 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せる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案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、カソード側両方を 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

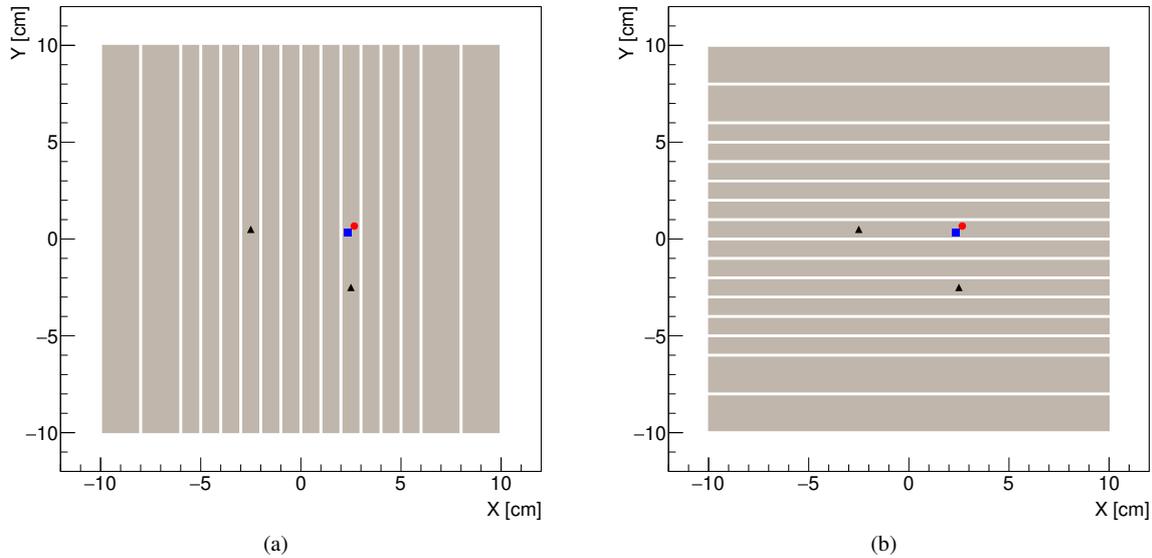


図 10.2: 想定しているストリップ型読み出しの構成。左がアノード側、右がカソード側の構成。図中の点はパイルアップするような粒子の入射パターンを表す (本文)

向に向くようにする (図 10.2)。

この構成で、輻射崩壊由来と思われる信号が X もしくは Y 方向のストリップ少な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運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) の弁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パイルアップ確率について考察する。

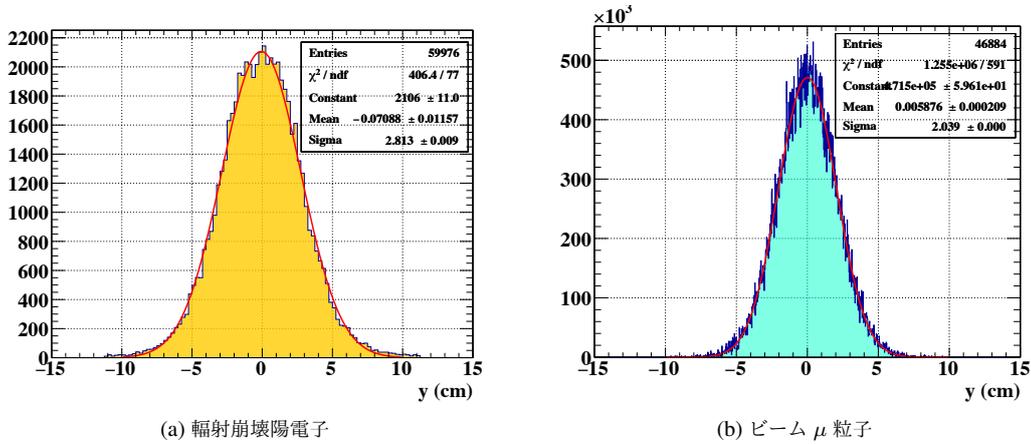
パイルアップで輻射崩壊陽電子の再構成が不可能となるのは以下の 2 パターンのいずれかである。

- 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 粒子が入ってきて、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、全体のパイルアップの確率を見積もった。

10.2.3 パイルアップ確率の計算方法

図 10.2 のようにすれば読み出しは実効的に 256 分割される。各領域でのパイルアップ確率を P_i 、その領域に輻射崩壊陽電子がヒットする確率を ρ_i として、パイルアップ確率は、 $\sum_{\text{strip}} P_i \cdot \rho_i$ である。 ρ_i については、図 10.3a にあるように、輻射崩壊陽電子の広がり $\sigma = 2.8$ cm である。

図 10.3: 輻射崩壊陽電子の分布とビーム μ 粒子の位置分布 [49]

P_i の計算

ある特定の読み出し領域に 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。

$$p(t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (10.1)$$

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。

$$P = 1 - \exp\left(-\frac{t_{dead}}{\tau}\right) \quad (10.2)$$

ここで、 t_{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。これを用いて、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 10.3b に示すように、 μ 粒子ビームの広がりには 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て、中心付近は細かく、外側を広くと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、細くできても 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成を考えた。

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。 $t_{dead} = 50$ ns の場合に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。この分布での輻射崩壊陽電子全体のパイルアップ確率、 $\sum_{strip} P_i \cdot \rho_i$ 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、このストリップ構成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は固定して、 t_{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一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

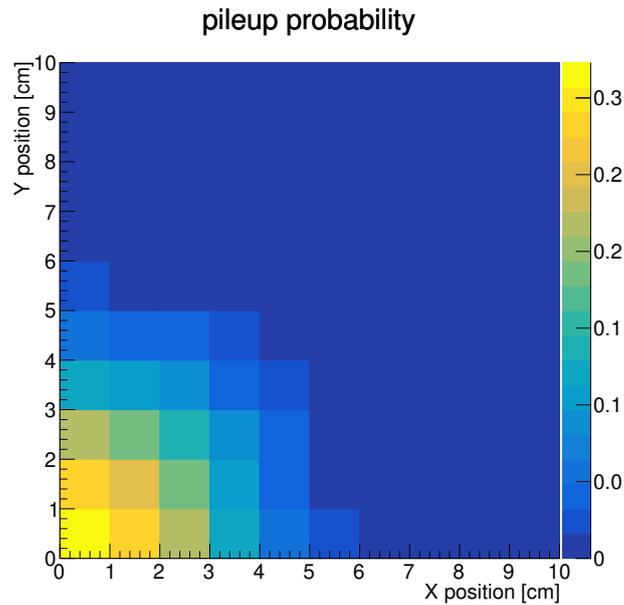


図 10.4: $t_{dead} = 50$ ns を仮定した時の領域ごとのパイルアップ確率

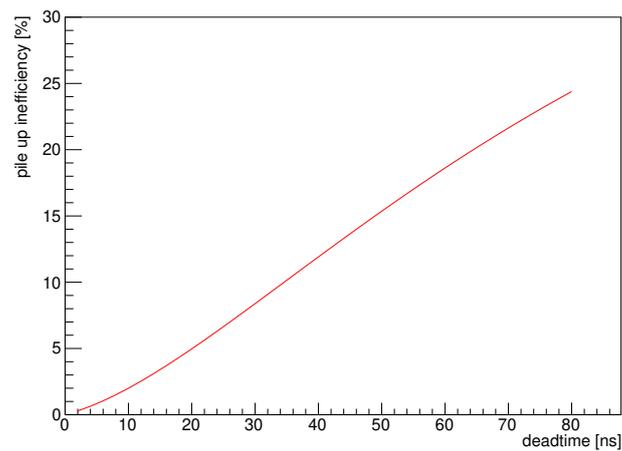


図 10.5: t_{dead} を変化させた時のパイルアップ確率の変化

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

6 章では、物質質量 0.1% X_0 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% X_0 の物質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。7 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される検出効率 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。8 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。9 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 $\text{M}\Omega/\text{sq}$ 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 $\text{M}\Omega/\text{sq}$ 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。10 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。8 章、9 章、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 $\text{M}\Omega/\text{sq}$ 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、以下の不定性が残っていることには注意が必要である。

- μ 粒子に対する増幅率が ^{90}Sr 由来の β 線と比べて大きい可能性がある。この場合はレート耐性の見積もり条件が厳しくなり、検出効率の低下幅が大きくなる可能性がある。
- 中心付近での電圧降下によって平均電荷量が低下する効果を取り入れていない。これを取り入れれば、検出効率の低下幅は小さくなる。

上記の設計を達成するにあたって現時点で達成できていないのは、 $1\text{ M}\Omega/\text{sq}$ の表面抵抗率を持った高抵抗電極、及び信号の反射を抑えた読み出し設計である。今後は、まずこれらの設計を実現する必要がある。

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、9 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 $500\ \mu\text{m}$ 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れば、その分動作電圧が大きくなるため、10 章で述べたように検出器設置場所では取り扱える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はなっていないが、 $384\ \mu\text{m}$ 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 $1\text{ M}\Omega/\text{sq}$ 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、輻射崩壊陽電子と、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輻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 実験に導入して校正する必要がある。

3.2 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揃っていなかったため、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えるようになるため、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

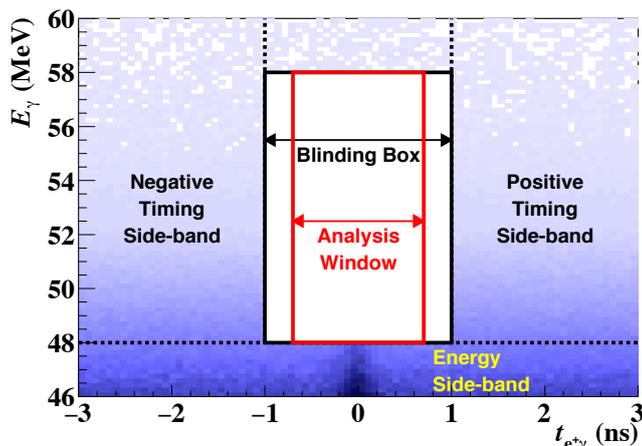


図 11.1: MEG II 実験での解析領域 [1]。我々が削減を目指すターゲットは timing sideband の部分に入っているので、そこを重点的に調べれば良い。

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、この領域に入る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) から輻射崩壊事象特有の兆候を取り出せている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 $\mu \rightarrow e\gamma$ 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質量 RPC の開発について記述した。MEG II 実験では輻射崩壊 $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$ 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 未満の物質質量
- 1 ns もしくはそれより良い時間分解能
- 100 MHz で入る μ 粒子に耐えるレート耐性
- 90% の検出効率

物質質量の削減、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 (5 章、6 章、8 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 (9 章、10 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 [16]。本研究から、超低物質質量 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る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 線のエネルギー分布

μ 粒子の輻射崩壊については、[23] で結果が示されている。微分崩壊分岐比は以下の式のように与えられ、陽電子とガンマ線の分布は図 A.1a に示されている。

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

ここで、 \vec{P}_μ はミュー粒子の偏極ベクトル、 $\vec{p}_{e,(\gamma)}$ は電子 (ガンマ線) の運動量、 $\beta \equiv |\vec{p}_e|/E_e$ である。また、 $d\Omega_{e,\gamma}$ については、立体角あたりの放出確率を表す。関数 F, G, H の詳細は付録 A.2 を参照。引数については $x = 2E_e/m_\mu, y = 2E_\gamma/m_\mu, d = 1 - \beta \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\gamma}{|\vec{p}_e| |\vec{p}_\gamma|}$ でそれぞれ定義される。(A.1) 式の結果をさらに陽電子のエネルギー x や放出方向 Ω_γ や、ガンマの方位角で積分することで、以下の式を得る (m_e/m_μ の大きさについては無視している)

$$\frac{d\mathcal{B}(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \bar{\nu} \gamma)}{dy d \cos \theta_\gamma} = \frac{1}{y} [J_+(y)(1 + P_\mu \cos \theta_\gamma) + J_-(y)(1 - P_\mu \cos \theta_\gamma)] \quad (\text{A.2})$$

J_\pm については付録 A.3 に詳細を示した。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 $1 - \Delta y \leq y \leq 1$ 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

輻射崩壊の微分崩壊分岐比は式 (A.1) のように与えられる。 $F(x, y, d), G(x, y, d), H(x, y, d)$ はそれぞれ標準模型では以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} F &= F^{(0)} + rF^{(1)} + r^2F^{(2)} \\ G &= G^{(0)} + rG^{(1)} + r^2G^{(2)} \\ H &= H^{(0)} + rH^{(1)} + r^2H^{(2)} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$x = 2E_e/m_\mu, y = 2E_\gamma/m_\mu, d = 1 - \beta \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\gamma}{|\vec{p}_e| |\vec{p}_\gamma|}$ 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。

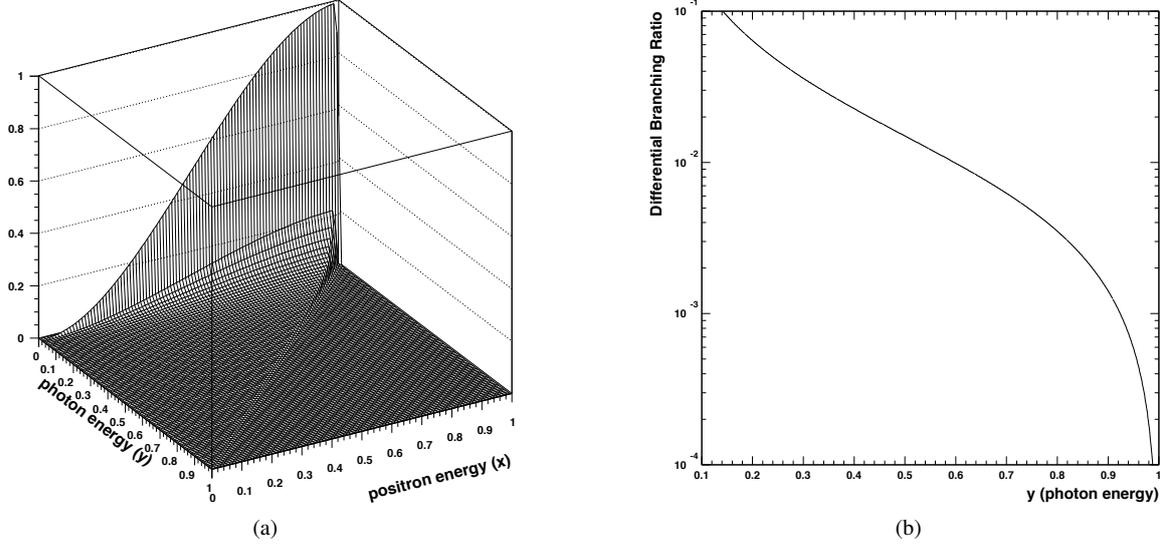


図 A.1: 輻射崩壊におけるエネルギー分布の図

$$\begin{aligned}
 F^{(0)}(x, y, d) = & \frac{8}{d} \{y^2(3-2y) + 6xy(1-y) + 2x^2(3-4y) - 4x^3\} \\
 & + 8\{-xy(3-y-y^2) - x^2(3-y-4y^2) + 2x^3(1+2y)\} \\
 & + 2d\{x^2y(6-5y-2y^2) - 2x^3y(4+3y)\} + 2d^2x^3y^2(2+y)
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

$$\begin{aligned}
 F^{(1)}(x, y, d) = & \frac{32}{d^2} \left\{ -\frac{y(3-2y)}{x} - (3-4y) + 2x \right\} + \frac{8}{d} \{y(6-5y) - 2x(4+y) + 6x^2\} \\
 & + 8\{x(4-3y+y^2) - 3x^2(1+y)\} + 6dx^2y(2+y)
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

$$F^{(2)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} \left\{ \frac{(4-3y)}{x} - 3 \right\} + \frac{48y}{d} \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned}
 G^{(0)}(x, y, d) = & \frac{8}{d} \{xy(1-2y) + 2x^2(1-3y) - 4x^3\} \\
 & + 4\{-x^2(2-3y-4y^2) + 2x^3(2+3y)\} - 4dx^3y(2+y)
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

$$G^{(1)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} (-1 + 2y + 2x) + \frac{8}{d} (-xy + 6x^2) - 12x^2(2+y) \tag{A.8}$$

$$G^{(2)}(x, y, d) = -\frac{96}{d^2} \tag{A.9}$$

$$\begin{aligned}
 H^{(0)}(x, y, d) = & \frac{8}{d} \{y^2(1-2y) + xy(1-4y) - 2x^2y\} + 4\{2xy^2(1+y) - x^2y(1-4y) + 2x^3y\} \\
 & + 2d\{x^2y^2(1-2y) - 4x^3y^2\} + 2d^2x^3y^3
 \end{aligned} \tag{A.10}$$

$$H^{(1)}(x, y, d) = \frac{32}{d^2} \left\{ -\frac{y(1-2y)}{x} + 2y \right\} + \frac{8}{d} \{y(2-5y) - xy\} + 4xy(2y-3x) + 6dx^2y^2 \tag{A.11}$$

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

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。

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

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

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重ね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。この系で、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 Δx 移動した場合の q については以下ようになる。

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

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なっている。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。

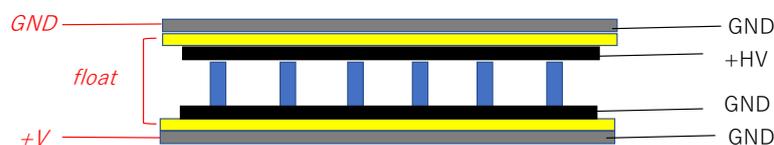


図 B.1: 考察を行うシステムの図

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左側に生じているのが見て取れる。テールが見られない、30% 以上の割合の場合については、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。

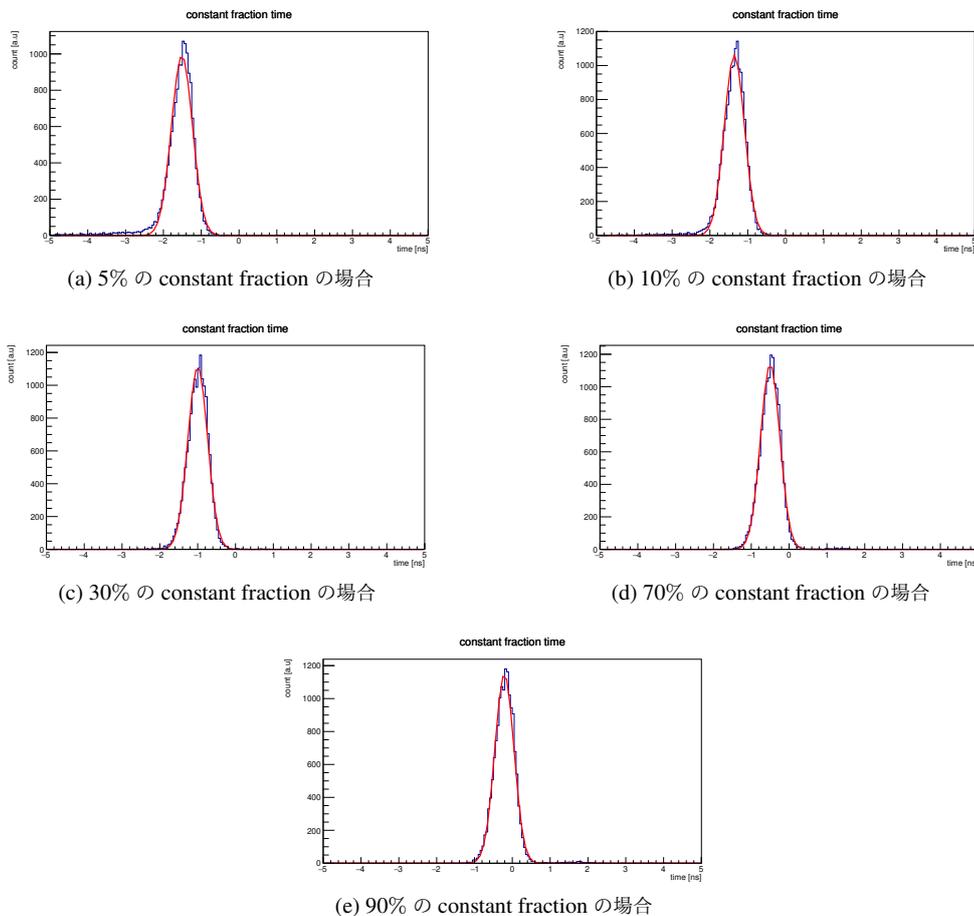


図 C.1: 時間再構成の際に constant fraction の割合を変えた場合の振る舞いの変化。図 7.4 と同じデータを用いて、割合のみを変化させている

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、釣り糸が一部捻れている様子が確認できる。

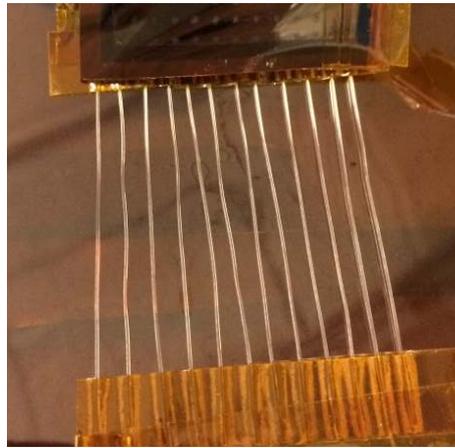


図 D.1: 釣り糸をスペーサーとして用いた際の写真

表 D.1: 釣り糸の号数と太さ

号数	直径 (μm)
3 号	285
5 号	370
7 号	435
10 号	520

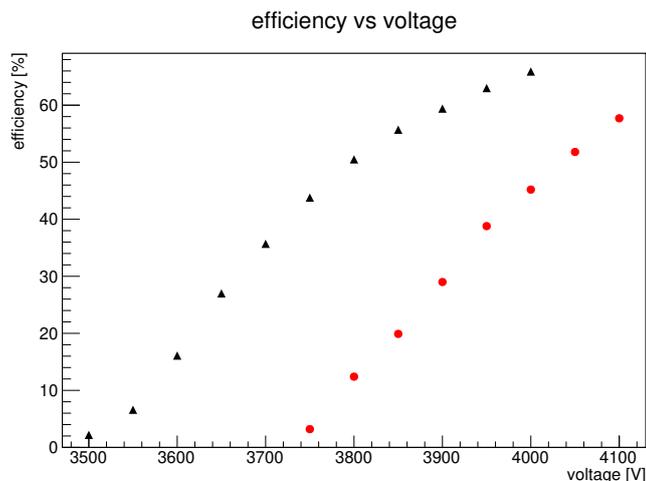


図 D.2: 520 μm の釣り糸を用いた二つの測定。赤点同士、黒点同士ではそれぞれ同じ場所に β 線を照射している。

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、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 6.2 に示したガスのうち、iso ブ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 \times 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。

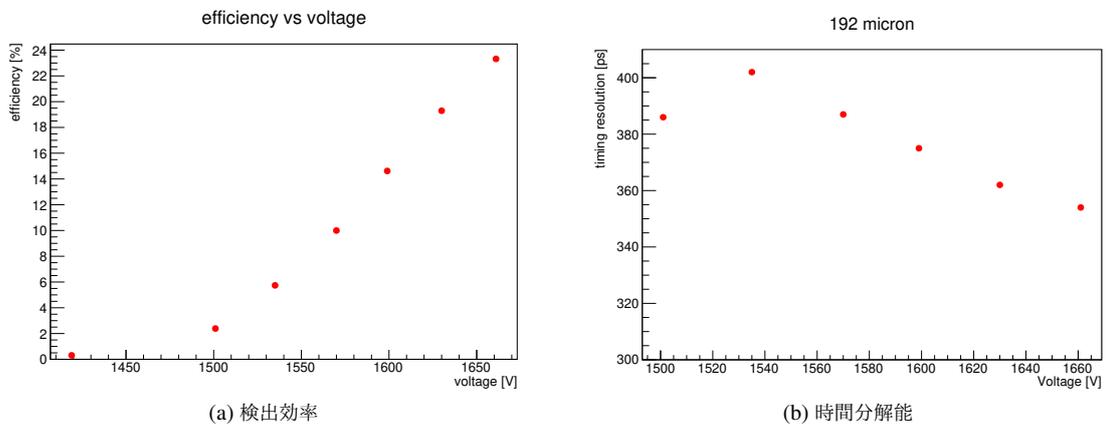


図 E.1: 192 μm のギャップ間隔、単層で試験した際の測定結果

付録 F

X 線照射試験

RPC に対して X 線を照射する試験を行い、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は疑問の余地があることを前もって述べておく。

- 実際にはフロン (R134a) をベースにしたガスを用いるべきであるが、当時は代わりにアルゴンベースのガスを用いていた
- この試験の際には $200\mu\text{m}$ 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。
- この試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 $4\text{ cm}\times 5\text{ cm}$ で、そのうち 5 cm^2 の領域からのを実際に読み出した。ギャップのサイズは $200\mu\text{m}$ で、DLC 電極の表面抵抗率は $10\text{ M}\Omega/\text{sq}$ であった。ガスについては、混合比アルゴン/ $\text{CO}_2=93/7$ 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、電子銃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 $1\sim 10\text{ keV}$ 程度となっていた。ここで用いた X 線発生装置では電子銃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

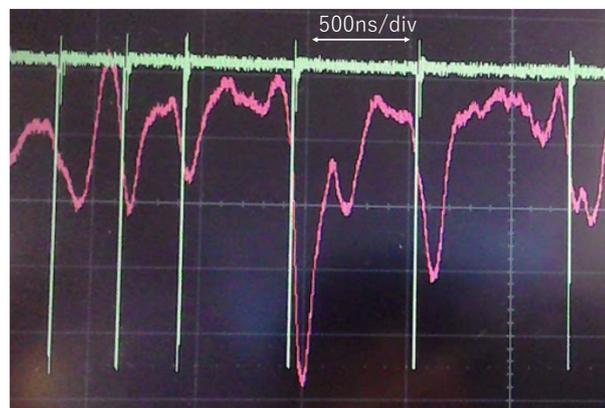


図 F.1: X 線照射試験中に読み出された信号波形

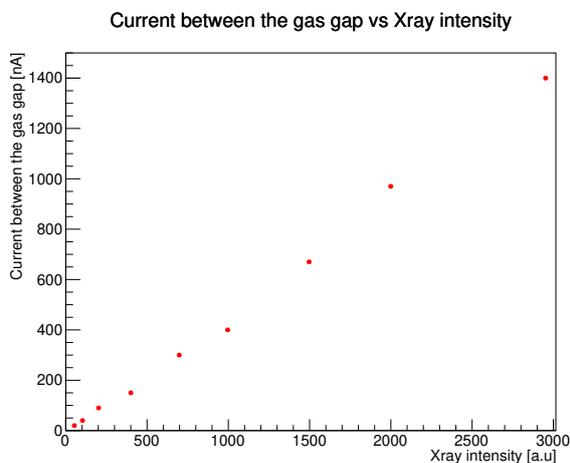


(a) X線発生装置の写真

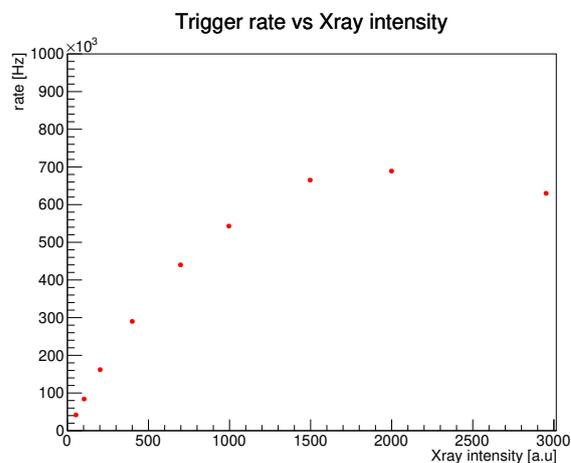


(b) X線発生装置の情報

図 F.2: X線発生装置について



(a) X線強度とギャップ間を流れる電流の関係



(b) X線強度とカウントレートの関係

図 F.3: X線照射試験の結果

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線の相対的な強度
- 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.3b 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.3a に示す。

結果の考察 X線強度を上げるに伴ってカウントレートがサチュレートする様子が図 F.3b で見られる。しかし、この測定では信号頻度が上がるにつれて、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かか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。このようになった原因は、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め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こと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、高抵抗電極の縁付近である。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、高抵抗電極の縁から 2 mm 程度はそ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 のように縁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。他に注意すべき点は、読み出し電極にも凹凸が生じて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。100 μm ~



図 G.1: 高抵抗電極が歪む場合の問題点

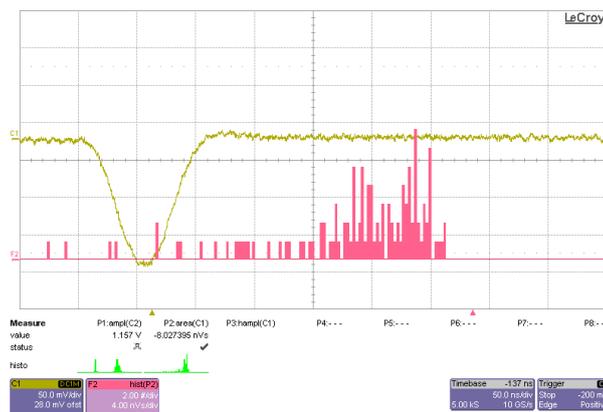


図 G.2: Ar ガスを用いて得られた信号波形

200 μ m 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)*¹

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たのではないかと考えている。4 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になることもあったので、DLC 電極に損傷を発生させないことも重要である。損傷が発生し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 $\lesssim 10$ ns 程度のパルス幅であった

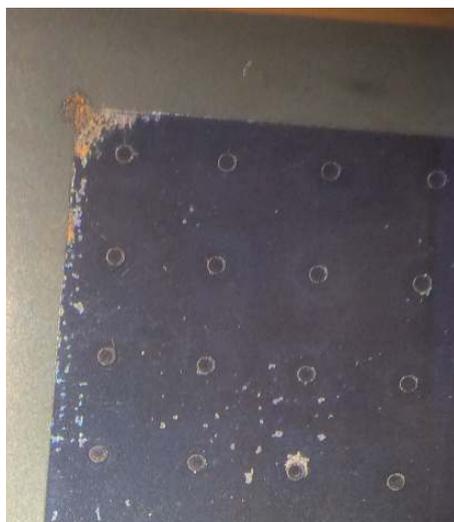


図 G.3: 放電によって損傷した跡。DLC 電極の一部が剥げていることが分かる。特に深刻な損傷では、写真左上のように感光レジストの部分にまで損傷が及んだ。

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、大谷航准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年間で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准教授には、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な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准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した。こうしたご協力なしに、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。共同で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。内山雄祐特任助教には私の研究に関して度々鋭い質問を頂き、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、小林暁さんには、私の様々な疑問に丁寧に答えて下さったり、愉快的な会話を楽しんだりとお世話になりました。加えて、日本での活動の際も、劉靈輝さん、辻直希さん、鳥丸達郎さん、米本拓さん、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疎いまま修士の生活が終わってしまったと思っております。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、研究生生活の中で交流のあった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、外部からの研究物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、私の研究は成り立たないものであります。

引用文献

- [1] Baldini, A. M. *et al.*, Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the full dataset of the meg experiment - meg collaboration, *Eur. Phys. J. C* 76 (8) (2016) 434. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4271-x>
- [2] The MEG Collaboration *et al.*, Measurement of the radiative decay of polarized muons in the MEG experiment, *The European Physical Journal C* 76 (3) (2016) 108. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3947-6>
- [3] R. R. Crittenden, W. D. Walker, J. Ballam, Radiative Decay Modes of the Muon, *Phys. Rev.* 121 (1961) 1823–1832. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.121.1823>
- [4] T. Kinoshita, A. Sirlin, Radiative Decay of the Muon, *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959) 177–178. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.2.177>
- [5] W. Bertl *et al.*, Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$, *Nuclear Physics B* 260 (1) (1985) 1 – 31. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321385903086>
- [6] U. Bellgardt *et al.*, Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$, *Nuclear Physics B* 299 (1) (1988) 1 – 6. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321388904622>
- [7] R. D. Bolton *et al.*, Search for rare muon decays with the Crystal Box detector, *Phys. Rev. D* 38 (1988) 2077–2101. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.38.2077>
- [8] D. Grosnick *et al.*, Search for the rare decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\gamma$, *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 3241–3244. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.3241>
- [9] S. J. Freedman *et al.*, Limits on neutrino oscillations from $\bar{\nu}_e$ appearance, *Phys. Rev. D* 47 (1993) 811–829. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.47.811>
- [10] W. Bertl *et al.*, A search for μ -e conversion in muonic gold, *The European Physical Journal C - Particles and Fields* 47 (2) (2006) 337–346. <https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02582-x>
- [11] L. Willmann *et al.*, New Bounds from a Search for Muonium to Antimuonium Conversion, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 49–52. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.49>
- [12] N. Berger, The Mu3e Experiment, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 248-250 (2014) 35 – 40, 1st Conference on Charged Lepton Flavor Violation. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563214000085>
- [13] A.-K. Perrevoort, Searching for lepton flavour violation with the mu3e experiment (2018).
- [14] T. C. Collaboration, COMET Phase-I Technical Design Report (2018). <https://arxiv.org/abs/1812.09018>
- [15] L. Bartoszek *et al.*, Mu2e Technical Design Report (2015). <https://arxiv.org/abs/1501.05241>
- [16] Baldini, A. M. *et al.*, The design of the MEG II experiment - MEG II Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 78 (5) (2018) 380. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5845-6>

- [17] G. W. Bennett *et al.*, Final report of the E821 muon anomalous magnetic moment measurement at BNL, Phys. Rev. D 73 (2006) 072003. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.73.072003>
- [18] J. Grange *et al.*, Muon (g-2) Technical Design Report (2015). <https://arxiv.org/abs/1501.06858>
- [19] g-2/edm 実験ホームページ. <http://g-2.kek.jp/portal/index.html>
- [20] B. W. Lee, R. E. Shrock, Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation, Phys. Rev. D 16 (1977) 1444–1473. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.16.1444>
- [21] S. Bilenky, S. Petcov, B. Pontecorvo, Lepton mixing, $\mu \rightarrow e\gamma$ decay and neutrino oscillations, Physics Letters B 67 (3) (1977) 309 – 312. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269377903793>
- [22] Y. Kuno, Rare lepton decays, Progress in Particle and Nuclear Physics 82 (2015) 1 – 20. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641015000046>
- [23] Y. Kuno, Y. Okada, Muon decay and physics beyond the standard model, Rev. Mod. Phys. 73 (2001) 151–202. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.73.151>
- [24] R. Barbieri, L. Hall, Signals for supersymmetric unification, Physics Letters B 338 (2) (1994) 212 – 218. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269394913684>
- [25] S. P. Martin, A supersymmetry primer. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356>
- [26] R. Rattazzi, U. Sarid, Disoriented sleptons, Nuclear Physics B 475 (1) (1996) 27 – 46. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321396002337>
- [27] S. Vagnozzi *et al.*, Unveiling ν secrets with cosmological data: Neutrino masses and mass hierarchy, Phys. Rev. D 96 (2017) 123503. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.123503>
- [28] T. Yanagida, Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos, Progress of Theoretical Physics 64 (3) (1980) 1103–1105. <https://dx.doi.org/10.1143/PTP.64.1103>
- [29] M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky, Complex spinors and unified theories (2013, Originally published in 1979). <https://arxiv.org/abs/1306.4669>
- [30] R. N. Mohapatra, G. Senjanović, Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 912–915. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.44.912>
- [31] T. P. Cheng, L.-F. Li, $\mu \rightarrow e\gamma$ in theories with dirac and majorana neutrino-mass terms, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1908–1911. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.45.1908>
- [32] J. Hisano *et al.*, Lepton-flavor violation via right-handed neutrino Yukawa couplings in the supersymmetric standard model, Phys. Rev. D 53 (1996) 2442–2459. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.53.2442>
- [33] S. Antusch *et al.*, Impact of θ_{13} on lepton flavour violating processes within SUSY seesaw, Journal of High Energy Physics 2006 (11) (2006) 090–090. <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/11/2F090>
- [34] M. Tanabashi *et al.*, Review of particle physics, Phys. Rev. D 98 (2018) 030001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>
- [35] H. Murayama, A. Pierce, Not even decoupling can save the minimal supersymmetric SU(5) model, Phys. Rev. D 65 (2002) 055009. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.055009>
- [36] J. Hisano *et al.*, Enhancement of $\vec{\mu} \rightarrow e\gamma$ in the supersymmetric SU(5) GUT at large $\tan\beta$, Phys. Rev. D 58 (1998) 116010. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.58.116010>
- [37] J. Hisano *et al.*, Exact event rates of lepton flavor violating processes in supersymmetric SU(5) model,

- Physics Letters B 391 (3) (1997) 341 – 350. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026939700244X>
- [38] J. Hisano, D. Nomura, Solar and atmospheric neutrino oscillations and lepton flavor violation in supersymmetric models with right-handed neutrinos, *Phys. Rev. D* 59 (1999) 116005. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.116005>
- [39] L. Calibbi *et al.*, Lepton flavor violation from supersymmetric grand unified theories: Where do we stand for MEG, PRISM/PRIME, and a super flavor factory, *Phys. Rev. D* 74 (2006) 116002. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.74.116002>
- [40] L. Calibbi *et al.*, Status of supersymmetric type-I seesaw in SO(10) inspired models, *Journal of High Energy Physics* 2012 (11) (2012) 40. [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2012\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2012)040)
- [41] A. M. Baldini *et al.*, Muon polarization in the MEG experiment: predictions and measurements, *The European Physical Journal C* 76 (4) (2016) 223. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4047-3>
- [42] A. Pifer, T. Bowen, K. Kendall, A high stopping density μ^+ beam, *Nuclear Instruments and Methods* 135 (1) (1976) 39 – 46. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90823-5](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90823-5)
- [43] A. M. Baldini *et al.*, MEG Upgrade Proposal. <https://arxiv.org/abs/1301.7225>
- [44] M. Nishimura, Positron Timing Measurement to Search for Lepton Flavor Violating Decay in MEG II, PhD Thesis, The University of Tokyo (2018).
- [45] 恩田 理奈, MEG II 実験における γ 線検出の時間較正と背景事象削減のための研究開発, 修士論文, 東京大学 (2018 年度).
- [46] S. Ritt, R. Dinapoli, U. Hartmann, Application of the DRS chip for fast waveform digitizing, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 623 (1) (2010) 486 – 488, 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210006091>
- [47] S. Ritt, The DRS chip: cheap waveform digitizing in the GHz range, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 518 (1) (2004) 470 – 471, frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedin. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020302922X>
- [48] S. Ritt, Design and performance of the 6 ghz waveform digitizing chip drs4, in: 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008, pp. 1512–1515.
- [49] Ryoto Iwai, Development and commissioning of MEG II Radiative Decay Counter, 修士論文, 東京大学 (2016 年度).
- [50] C. Lippmann, Detector Physics of Resistive Plate Chambers, PhD Thesis, Frankfurt U. (2003).
- [51] J. G. Wang, RPC performance at KLM/BELLE, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 508 (1) (2003) 133 – 136, proceedings of the Sixth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013354>
- [52] A. Zallo, The BaBar RPC system, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 456 (1) (2000) 117 – 120, proceedings of the 5th Int. Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020000975X>
- [53] A. Bertolin *et al.*, The RPC system of the OPERA experiment, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 602 (3) (2009) 631

- 634, proceedings of the 9th International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208019517>
- [54] G. Aielli *et al.*, Layout and performance of RPCs used in the Argo-YBJ experiment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 562 (1) (2006) 92 – 96. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206004062>
- [55] G. Aielli *et al.*, Test and performances of the RPC trigger chambers of the ATLAS experiment at LHC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 533 (1) (2004) 193 – 198, proceedings of the Seventh International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204014317>
- [56] R. Arnaldi *et al.*, A low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 451 (2) (2000) 462 – 473. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200003260>
- [57] B. Bonner *et al.*, A single Time-of-Flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 508 (1) (2003) 181 – 184, proceedings of the Sixth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013470>
- [58] A. Akindinov *et al.*, Latest results on the performance of the multigap resistive plate chamber used for the ALICE TOF, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 533 (1) (2004) 74 – 78, proceedings of the Seventh International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204014081>
- [59] C. Lippmann, W. Riegler, Space charge effects in Resistive Plate Chambers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 517 (1) (2004) 54 – 76. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203026421>
- [60] I. Kitayama *et al.*, Optical observation of discharge in resistive plate chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 424 (2) (1999) 474 – 482. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298013795>
- [61] A. Semak *et al.*, Properties of discharge in the narrow gap glass RPC, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 456 (1) (2000) 50 – 54, proceedings of the 5th Int. Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020000961X>
- [62] R. Cardarelli, V. Makeev, R. Santonico, Avalanche and streamer mode operation of resistive plate chambers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 382 (3) (1996) 470 – 474. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029600811X>
- [63] D. Anderson, S. Kwan, V. Peskov, High counting rate resistive-plate chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 348 (2) (1994) 324 – 328. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900294907552>
- [64] W. Riegler, Induced signals in resistive plate chambers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research

- Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 491 (1) (2002) 258 – 271. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202011695>
- [65] W. Riegler, Extended theorems for signal induction in particle detectors VCI 2004, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 535 (1) (2004) 287 – 293, proceedings of the 10th International Vienna Conference on Instrumentation. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204016560>
- [66] S. Ramo, Currents Induced by Electron Motion, Proceedings of the IRE 27 (9) (1939) 584–585. <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1939.228757>
- [67] R. Cardarelli *et al.*, RPC performance vs FE electronics and detector parameters (2018). <https://arxiv.org/abs/1809.10497>
- [68] W. Riegler, C. Lippmann, R. Veenhof, Detector physics and simulation of resistive plate chambers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 500 (1) (2003) 144 – 162, nIMA Vol 500. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203003371>
- [69] V. Ammosov *et al.*, Performance of rpc with low-resistive silicate glass electrodes exposed to an intense continuous electron beam, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 576 (2) (2007) 331 – 336. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207005293>
- [70] 小川 圭将, 炭素スパッタを用いた積層型 Fast Timing RPC の開発, 修士論文, 神戸大学 (2018 年). http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Ogawa_thesis.pdf
- [71] ビースパッタ社ホームページ. <http://www.be-sputter.co.jp/web/gaiyou.html>
- [72] レイテック社ホームページ. <http://www.raytech-inc.co.jp/>
- [73] 富田 夏希, 大面積・高時間分解能 Resistive Plate Chamber の開発, 修士論文, 京都大学 (2012 年). http://rd.kek.jp/ronbun/2012/Mthesis10_tomida.pdf
- [74] <https://www.caplinq.com/1mil-cm-polyimide-film-with-sputtered-aluminized-coating-pit1n-alum-series.html>
- [75] A. Akindinov *et al.*, Operation of the multigap resistive plate chamber using a gas mixture free of flammable components, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 531 (3) (2004) 515 – 519. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900204011222>
- [76] G. Aielli *et al.*, Improving the RPC rate capability, Journal of Instrumentation 11 (07) (2016) P07014–P07014. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/07/P07014>
- [77] P. W. Cattaneo *et al.*, Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator with SiPM Readout, IEEE Transactions on Nuclear Science 61.
- [78] Mini circuit 社ページ. <https://www.minicircuits.com/WebStore/dashboard.html?model=MAR-6SM%2B>
- [79] <https://toshiba.semicon-storage.com/jp/product/diode/switching-diode/detail.BAV99.html>
- [80] A. Mangiarotti, A. Gobbi, On the physical origin of tails in the time response of spark counters, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 482 (1) (2002) 192 – 215. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201016230>

- [81] Interactions of particles with gases. <http://consult.cern.ch/writeup/heed/>
- [82] W. Riegler, D. Burgarth, Signal propagation, termination, crosstalk and losses in resistive plate chambers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 481 (1) (2002) 130 – 143. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201012499>
- [83] Z. He, Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 463 (1) (2001) 250 – 267. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201002236>