

修士学位論文

MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターの時間
較正法の開発とビームテストによる性能実証

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻
素粒子物理国際研究センター 森 俊則 研究室所属

35-146111

吉田 昂平

2016年1月

概要

MEG 実験において、2008 年から 2013 年に渡り、荷電レプトンフレーバー非保存現象である $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の探索が行われてきた。2009 年から 2011 年までに取得した全データの約半分を用いた解析により、崩壊分岐の上限值 $B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) が与えられている [1]。MEG 実験の全データを用いた解析が進められる一方で、ビームの強度、検出器の分解能を向上させ、さらに一桁上の感度を目指したアップグレード実験である MEG II 実験の準備を進めている。本稿では、MEG II 実験における陽電子タイミングカウンターの研究開発について報告する。MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターは、プラスチックシンチレータと SiPM から成る小型のカウンターがアップストリーム側とダウンストリーム側の合計で 512 個並べられた構造をしており、複数のカウンターへのヒット情報を用いることで良い時間分解能を実現できる。本研究では、陽電子タイミングカウンターの実機製作に向けて、目標である 35 ps の時間分解能を達成することを目的とした、実機に近いセットアップでの試作機を用いたビームテストによる性能試験を行った。また、512 個のカウンターはそれぞれ異なる時間オフセットを持つが、それを較正するためのレーザーを用いた時間較正法の開発を行った。さらに、シミュレーションによる検出器の理解や性能評価に向け、カウンター内のシンチレーションフォトンを追跡し、波形をシミュレートすることで、カウンター単体の性能を再現した。試作機を用いた性能試験の結果、MEG II 環境と同程度の陽電子のレート下においても、MEG II 環境でのヒット数で目標分解能である ~ 35 ps の時間分解能を達成できることを実証した。また、レーザーを用いた時間較正法の精度を、カウンター単体にレーザーを照射する実験を行うことで見積もり、十分良い精度で時間較正を行えることを確認した。ビームテストによる試験結果に時間較正の不定性を加えてもほとんど影響はなく、実機においても同程度の優れた時間分解能が得られることが期待できることが分かった。

目次

概要	i
序論	1
第 1 章 物理的背景	2
1.1 標準理論	2
1.2 超対称性理論と charged Lepton Flavour Violation	2
1.3 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊	4
第 2 章 MEG II 実験	6
2.1 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索	6
2.1.1 探索方法	6
2.1.2 バックグラウンド	6
2.2 セットアップ及び MEG 実験からのアップグレード点	7
2.2.1 μ^+ ビーム	8
2.2.2 ターゲット	10
2.2.3 液体キセノンガンマ線検出器	10
2.2.4 ポジトロンスペクトロメーター	13
2.2.5 輻射崩壊同定用カウンター	16
2.2.6 DAQ 方法	17
2.3 期待性能と探索感度	18
第 3 章 MEG II 実験用陽電子タイミングカウンター	20
3.1 シングルカウンターの構成	21
3.1.1 プラスチックシンチレータ	21
3.1.2 SiPM	22
3.1.3 時間較正用光ファイバーとサポート構造	24
3.2 エレクトロニクス	24
3.3 複数ヒットによる分解能の向上	25
3.4 要求性能	26
第 4 章 フォトントラッキングによる波形シミュレーション	27
4.1 波形シミュレーションのためのパラメータ測定	27
4.1.1 SiPM の基礎特性測定	28

4.1.2	SPICE による SiPM 単体の波形再現	36
4.1.3	SPICE による SiPM array の波形再現	39
4.2	フォントラッキング	40
4.3	波形シミュレーション	41
4.4	シングルカウンターの再現	43
4.5	ノイズの影響	45
4.6	まとめ	46
第 5 章	ビームテストによる陽電子タイミングカウンターの性能実証	47
5.1	セットアップ	47
5.1.1	ビーム	47
5.1.2	陽電子タイミングカウンターの試作機	48
5.2	解析方法	49
5.2.1	イベントセレクション	49
5.2.2	レファレンスカウンター	51
5.2.3	クラスタリング	52
5.2.4	トラッキング	52
5.2.5	時間分解能	52
5.2.6	較正	53
5.3	結果	55
5.3.1	カウンター単体の時間分解能	55
5.3.2	複数ヒットでの時間分解能	56
5.4	ハイレートな環境下でのビームテスト	57
5.5	まとめ	58
第 6 章	レーザーを用いた時間較正法の開発	59
6.1	時間較正法	59
6.1.1	ミッシェル陽電子による方法	59
6.1.2	レーザーによる方法	59
6.2	レーザーによる時間較正法の開発	60
6.2.1	セットアップ	60
6.2.2	カウンターの時間オフセット	62
6.2.3	光量測定	63
6.2.4	レーザーの安定性測定	63
6.2.5	オプティカルスプリッターの ch 間時間オフセット	64
6.2.6	光ファイバーの曲げ耐性テスト	66
6.2.7	光学接合による時間オフセットの再現性テスト	67
6.3	まとめ	69
第 7 章	MEG II 環境での期待性能	70
7.1	ビームテスト結果対する時間較正による時間分解能への影響	70
7.2	期待性能	71

目次	iv
第 8 章 結論	72
8.1 今後の展望	72
謝辞	74
参考文献	75

序論

素粒子物理学において、すべての相互作用を統一的に記述することが試みられている。現在、標準理論において、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用について非常に高い精度で記述することができているが、ニュートリノ振動や暗黒物質など、標準理論だけでは説明できない物理も見つかっている。MEG 実験において、そのような新物理の一つである荷電レプトンフレーバー非保存現象 (cLFV: charged Lepton Flavour Violation) である $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊の探索が行われ、2011 年までのデータを用いた解析では、 5.7×10^{-13} (90% C.L.) の崩壊分岐比に対する上限を与えている。MEG 実験の検出器では、探索感度の向上に限界があるため、アップグレード実験である MEG II 実験において、ビームの強度を 2 倍にし、検出器の分解能を向上させることで、一桁上の崩壊分岐比を目指している。

本稿では、第 1 章において MEG II 実験で探索する物理の背景について説明した後、第 2 章において MEG II 実験全体の内容を MEG 実験からのアップグレード内容と共に述べる。第 3 章では本稿の主題である MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターについての詳細について説明する。第 4 章では陽電子タイミングカウンターのシンチレーション光のトラッキングによる波形シミュレーションの研究、第 5 章では試作機を用いたビームテストについての結果、第 6 章ではレーザーを用いた時間較正法の基礎的な研究について述べる。最後に、第 7 章においてそれらの結果を踏まえた考察、第 8 章で結論と今後の展望を述べる。

第 1 章

物理的背景

1.1 標準理論

現在の素粒子理論において、粒子の基本的な相互作用は、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用の 4 つに大別される。電磁相互作用、弱い相互作用については、Weinberg-Salam 理論で電弱相互作用として記述され、それぞれ光子と $W^\pm \cdot Z^0$ ボソンをゲージ粒子とした、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性で説明される。また、強い相互作用については量子色力学において、グルーオンをゲージ粒子とした、 $SU(3)_C$ ゲージ対称性で説明される。これら 3 つの $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性により記述されている理論が標準理論である。重力相互作用については標準理論では統一されておらず、超弦理論などによりその統一が試みられている。標準理論により多くの物理現象を説明することができる。例えば、標準理論によって予言される $W^\pm \cdot Z^0$ ボソンの質量や、量子色力学での結合定数が実験による測定値と一致することが挙げられる。また、標準理論で予言される素粒子が実験的に次々と発見され、2012 年には唯一未発見であったヒッグス粒子が LHC 加速器によって発見された。

このように数々の成功を収める一方で、標準理論では説明できない現象が残されている。例えば、銀河の回転曲線から示唆される暗黒物質の存在、ニュートリノ振動の発見によるニュートリノ質量の存在等がある。また、プランクスケール ($\mathcal{O}(10^{19})\text{GeV}$) に比べ、126GeV であるヒッグス粒子の質量が 17 桁も小さいという階層性問題も標準理論では説明できない。これらを説明するため、標準理論を内包し、かつそれを超えた新物理の理論モデルが必要になる。

1.2 超対称性理論と charged Lepton Flavour Violation

標準理論に超対称性を導入した超対称性理論が標準理論を超えた理論の一つとして考えられている。超対称性とは、ボソンとフェルミオンの対称性であり、標準理論で記述されるすべての粒子に関し、質量と電荷が等しく、ボソンとフェルミオンを入れ替えた粒子を超対称性粒子と呼ぶ。標準理論では 3 つのゲージ群ごとに別々の結合定数を持つが、超対称性理論 (SUSY) と大統一理論 (GUT) を合わせた超対称大統一理論 (SUSY-GUT) では $\mathcal{O}(10^{16})\text{GeV}$ のエネルギースケールにおいて結合定数が統一される (図 1.1)。これは、高エネルギー領域において 3 つの相互作用が統一されることを意味し、超対称大統一理論 (SUSY-GUT) は新しい物理の有力な候補となっている。

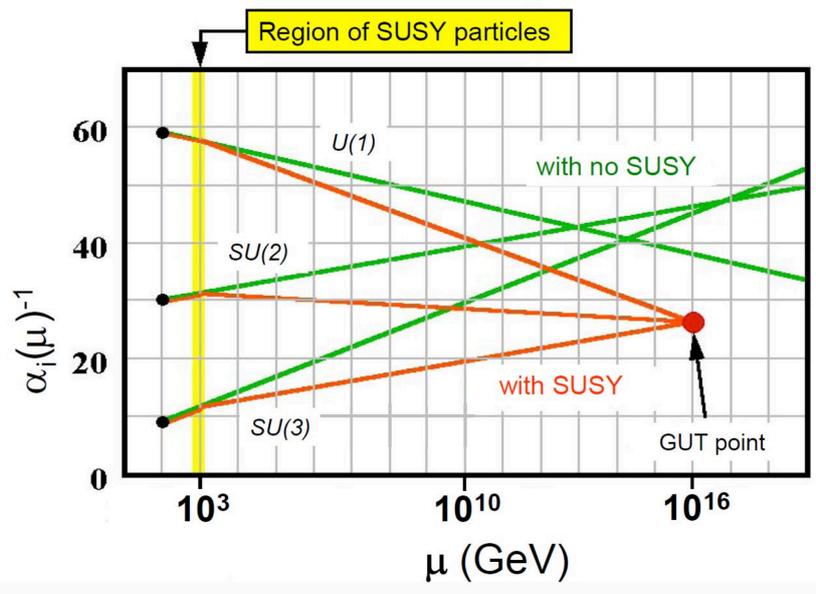


図 1.1 大統一理論における 3 つの相互作用の結合定数。超対称性を導入すると $\mathcal{O}(10^{16})\text{GeV}$ で一点に統一されることがわかる。また、超対称性粒子は $\mathcal{O}(1)\text{TeV}$ に存在することが予言される。[2]

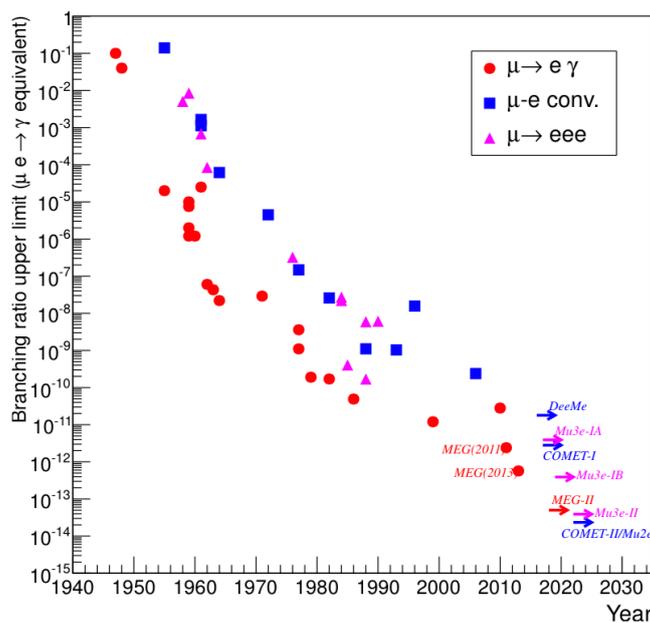


図 1.2 cLFV の崩壊分岐比の上限値の年次推移 [3]

最小標準理論ではレプトンフレーバーは厳密に保存されるが、ニュートリノ振動の実験的観測により、中性レプトンに対してフレーバーは非保存で、3世代の質量混合状態にあることが実証された。そのため、ニュートリノが質量を持つように拡張された標準理論では、荷電レプトンに対してもフレーバーが保存しない荷電レプトンフレーバー非保存現象 (cLFV: charged Lepton Flavour Violation) が起こり得る。しかし、電弱スケールに比べてニュートリノの質量が非常に小さいため、その崩壊分岐比は測定不可能なほど小さい (具体例は 1.3 節を参照)。一方、SUSY においては、超対称性粒子は $\mathcal{O}(1)\text{TeV}$ の領域に存在すると考えられており、この高エネルギー粒子を伴うことにより、cLFV の崩壊分岐比は測定可能

な大きさになる。そのため、cLFV を観測することができれば超対称性という新物理を発見したことになり、SUSY の実証に繋がる。cLFV の代表的な例として、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊、ミュオン電子転換過程、 $\mu^+ \rightarrow eee$ 崩壊が挙げられる。これらの探索状況を図 1.2 に示した。現在、LHC での ATLAS 実験に代表される高エネルギー加速器実験では、超対称性の兆候は発見されていないが、その相補的な実験として、本稿の主題である MEG II 実験を初め、COMET 実験、Mu2e 実験等による cLFV の探索が計画されている。

1.3 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊は、cLFV の代表的な例である。標準理論において、この崩壊はニュートリノ振動 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ を伴い発生する (図 1.3) が、崩壊分岐比 $B(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma)$ は式 (1.1) のように 10^{-54} 程度と非常に小さい。ほとんどの μ^+ 粒子は Michel 崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ を起こすため、この中から $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊を探索することは不可能である。

$$B(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W^2} \right|^2 \simeq 10^{-54} \quad (1.1)$$

ここで、 α は弱い相互作用の結合定数、 U_{ij} はニュートリノ混合の PMNS 行列、 Δm_{ij} はニュートリノの世代間の質量差、 M_W は W ボソンの質量を表す。しかし、超対称性大統一理論では、図 1.4 のように TeV スケールの超対称性粒子を伴い $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊が観測可能な崩壊分岐比で発生することが可能となる。ここで、理論による崩壊分岐比の予想を紹介しよう。図 1.5 は、右巻きの超対称性マヨラナニュートリノを導入したシーソー機構を組み込んだ超対称性理論における $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊と $\tau \rightarrow \mu \gamma$ 崩壊の崩壊分岐比の相関である。ここでは、複数のニュートリノ振動角 θ_{13} についてプロットされているが、これは実験的に $\theta_{13} \sim 9^\circ$ と観測されているため、 $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊の高い崩壊分岐比が期待される。[4] この理論モデル以外においても、図 1.2 にあるような、実験的観測が可能である範囲での崩壊分岐比が予想されている。

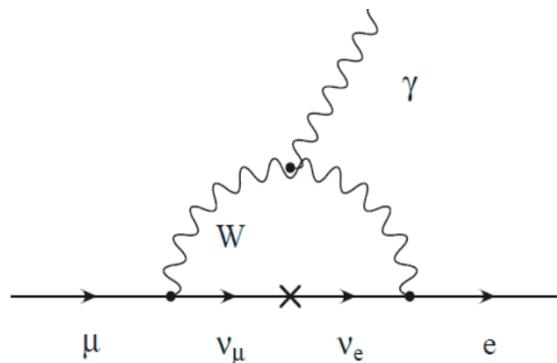


図 1.3 ニュートリノ振動を伴う $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム

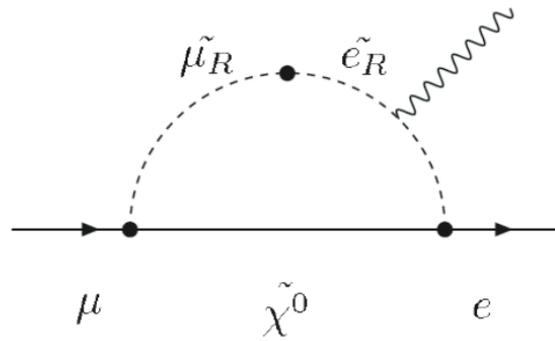


図 1.4 TeV スケールの超対称性粒子を伴う $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム

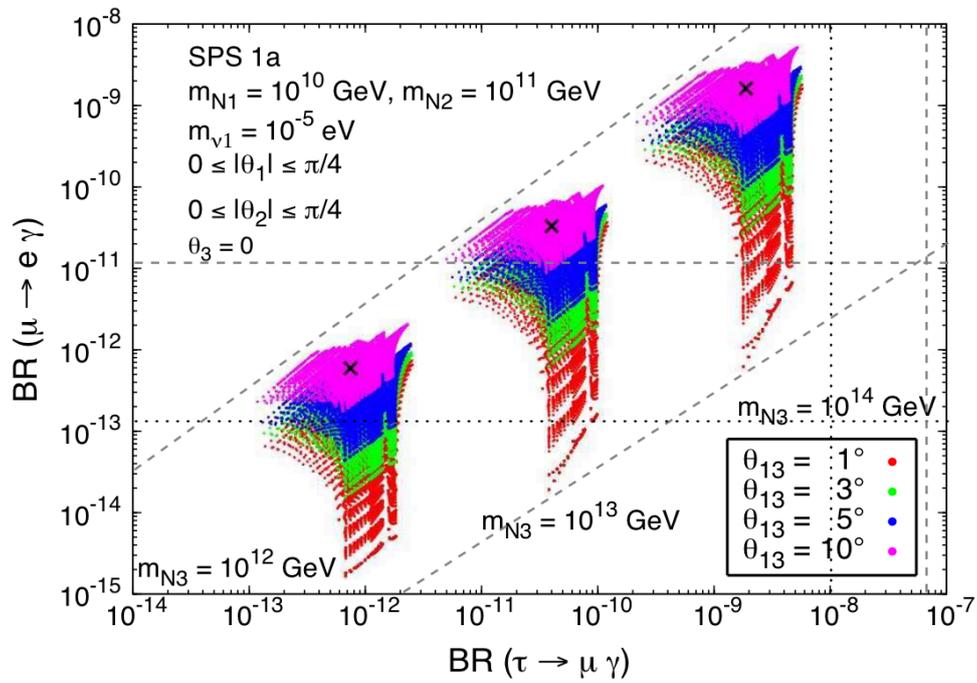


図 1.5 3つの右巻き超対称性マヨラナニュートリノを導入した SUSY-seesaw モデルによる $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊と $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 崩壊分岐比の相関図。測定されたニュートリノ振動角 $\theta_{13} \sim 9^\circ$ において、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比が比較的高いピンク色の範囲になる。[5]

第 2 章

MEG II 実験

MEG 実験において $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の探査が行われている一方で、そのアップグレード実験である MEG II 実験に向けた準備が進められている。MEG 実験ではスイスのポールシェラー研究所 (PSI) において世界最大の大強度 DC ミューオンビームを用いて 2008 年から 2013 年までデータ取得を行い、2011 年までのデータを用いた結果、 5.7×10^{-13} (90% C.L.) の崩壊分岐比に対する上限を与えている。MEG 実験の検出器では、探索感度の向上に限界があるため、MEG II 実験では、同様のビームラインにおいて、ビームの強度を 2 倍にして、検出器の分解能を向上させることで、一桁上の崩壊分岐比を目指している。

2.1 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索

2.1.1 探索方法

ターゲットにミューオンの DC ビームを照射し、静止したミューオンの崩壊により発生する粒子の時間、エネルギー、位置を周りに置いた検出器で測定する。MEG II 実験で探索する $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は 2 体崩壊であるため、ターゲットに静止したミューオンからの陽電子、ガンマ線が、

- 発生時間が同じ ($t_{e\gamma} = 0$)
- エネルギーが等しい ($E_\gamma = E_e = m_\mu/2 = 52.8 \text{ MeV}$)
- 正反対 ($\Theta_{e\gamma} = 180^\circ$)

の条件で発生するものがシグナルである。そのため、陽電子、ガンマ線の時間とエネルギー、方向を精度よく測定することが必要になる。後述するように、陽電子については、陽電子スペクトロメータ、ガンマ線については液体キセノンガンマ線検出器でそれぞれの時間とエネルギー、方向の測定を行う。観測されるシグナル数 N_{sig} は、崩壊分岐比を B 、測定時間を T としたとき、

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

となる。ここで、 R_μ は静止ミューオンのレート、 Ω は検出器の立体角、 $\epsilon_e, \epsilon_\gamma$ はそれぞれ陽電子とガンマ線に対する検出効率、 ϵ_{cut} はイベントの選別効率である。そのため、シグナル数を増やすにはミューオンビームのレート、各検出器の検出効率を上げ、長期の測定を行うことが重要である。

2.1.2 バックグラウンド

主なバックグラウンドは、

- ミューオンの輻射崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$
- ミューオンの通常崩壊であるミッシェル崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ からの陽電子と、ミューオンの輻射崩壊などからのガンマ線によるアクシデンタルバックグラウンド

の 2 つである。1 つ目の $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ 崩壊は、4 体崩壊であるため、それぞれ粒子のエネルギーがシグナルの 52.8 MeV 以下である。また、放出開放角も広いため、現行のエネルギー分解能、角度分解能では問題にはならない。支配的なものは、2 つ目のアクシデンタルバックグラウンドである。52.8 MeV に近いエネルギーを持ったミッシェル崩壊からの陽電子と、陽電子の対消滅や物質との相互作用、ミューオンの輻射崩壊により発生した 52.8 MeV に近い高エネルギーのガンマ線が、偶然正反対の方向に同時刻で観測されることによりシグナルのように見えてしまう。アクシデンタルバックグラウンド数 N_{acc} は、

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

とかける。ここで、 ΔE_γ はガンマ線のエネルギー分解能、 ΔP_e は陽電子の位置分解能、 $\Theta_{e\gamma}$ はガンマ線と陽電子の角度分解能、 $\Delta t_{e\gamma}$ はガンマ線と陽電子の時間分解能である。式 2.1 を見ると、シグナル数はビームレートに対し比例しているが、アクシデンタルバックグラウンドの数は式 2.2 を見てわかるようにビームレートの 2 乗に比例する。そのため、シグナル数を確保するためにビームレートをあげるとアクシデンタルバックグラウンドの数も増えてしまい、かえって探索効率が落ちてしまう。MEG II 実験では、MEG 実験からビームのレートを 2 倍にすることでシグナル数を増やし、検出器の分解能をあげることでアクシデンタルバックグラウンドに対処する。

2.2 セットアップ及び MEG 実験からのアップグレード点

MEG II 実験のセットアップの全体像を図 2.1 に示す。世界最大強度の DC ミューオンビームをターゲットに照射し、静止ミューオンが崩壊して発生したガンマ線の時間、エネルギー、位置を液体キセノンガンマ線検出器で測定する。陽電子については特殊勾配磁場を用いたポジトロンスペクトロメータで測定する。ポジトロンスペクトロメータは、特殊勾配磁場を作る COBRA マグネット、軌跡を測定するためのドリフトチェンバー、時間を測定するための陽電子タイミングカウンターから構成される。直交座標系では、ターゲットの位置を原点とし、ビーム方向を z 、鉛直上向き方向を y 、水平方向を x とする。また、円筒座標系では、COBRA マグネットの半径方向を r 、 xy 平面での x 軸から y 軸に向かう方向を ϕ 方向とする。

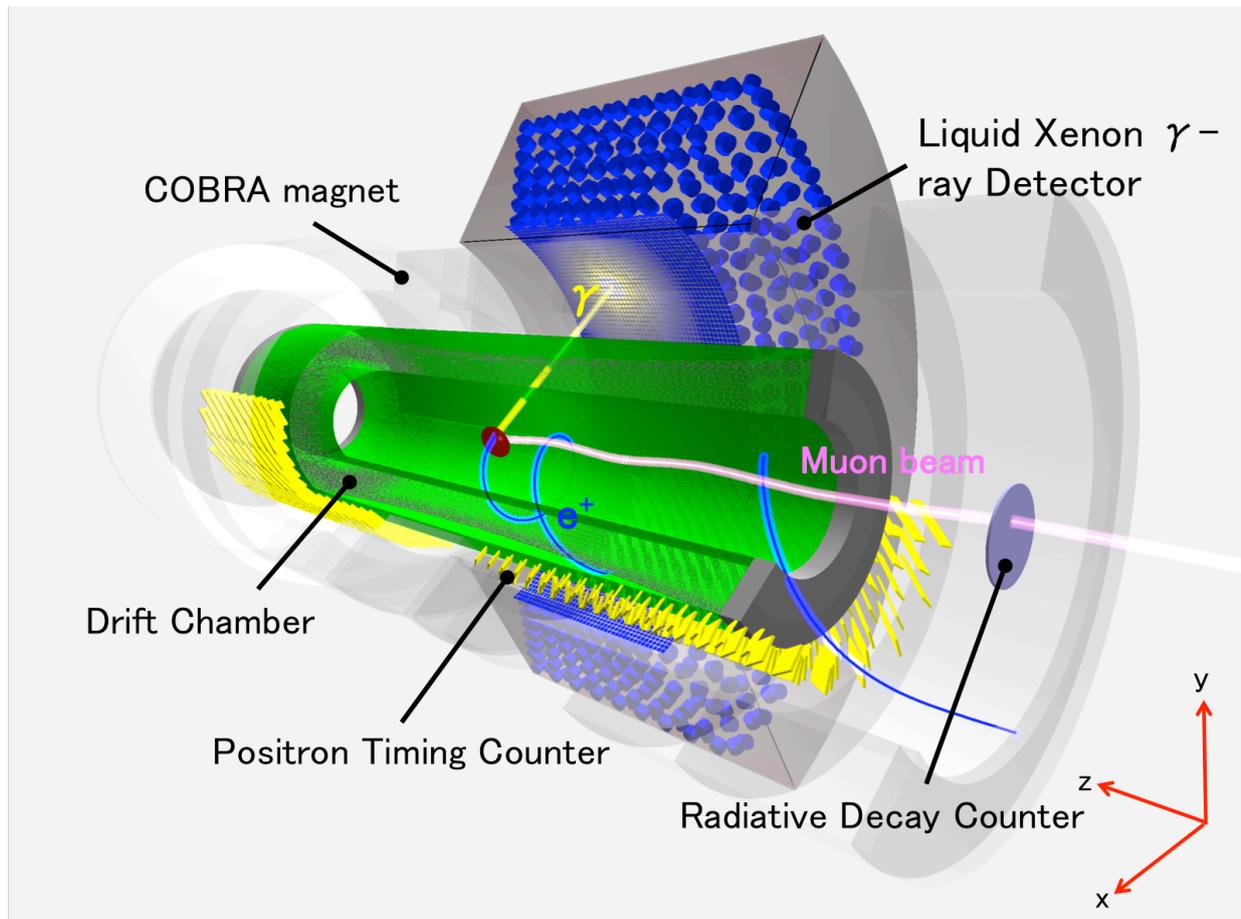


図 2.1 MEG II 検出器の全体像

2.2.1 μ^+ ビーム

MEG II 実験では PSI の世界最大強度の DC ミューオンビームを用いる。ミューオンビームは以下のようにして生成される。はじめに、図 2.2 の陽子サイクロトロンにおいて加速された 590 MeV の陽子が厚さ 4 cm のグラファイトのターゲット (ターゲット E) で反応することにより、 π^+ が生成される。 π^+ はミューオンに崩壊し、ターゲットの表面で生成された運動量が 28 MeV/c に揃っているサーフェイスミューオンが $\pi E5$ ビームライン (図 2.3) に集められる。 $\pi E5$ ビームラインは、最大で $10^8 \mu^+ / s$ の 28 MeV/c のミューオンを供給できる。ビームは図 2.4 に示す Beam Transport Solenoid (BTS) でコリメートされ、ディグレーダーにより運動量を減少させてから実験のターゲットに照射される。MEG 実験では、検出器の性能が十分良くはなかったため、ビームの強度をビームスリットにより、ミューオン停止頻度が $3 \times 10^7 \mu^+ / s$ となるように調整していた。MEG II 実験では、ミューオン停止頻度を 2 倍の $7 \times 10^7 \mu^+ / s$ にする。前述したようにこれによりアクシデンタルバックグラウンドの数が増加するが、その分検出器の分解能を向上させる。

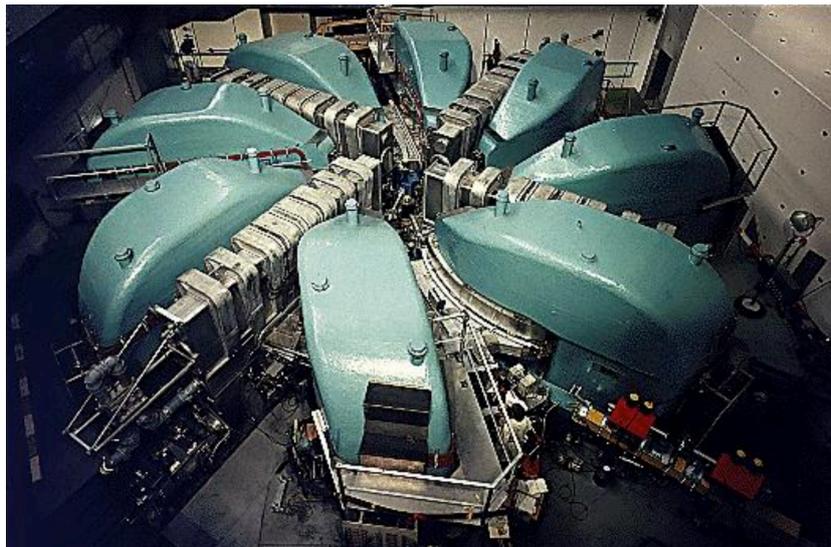


図 2.2 PSI の陽子サイクロトロン

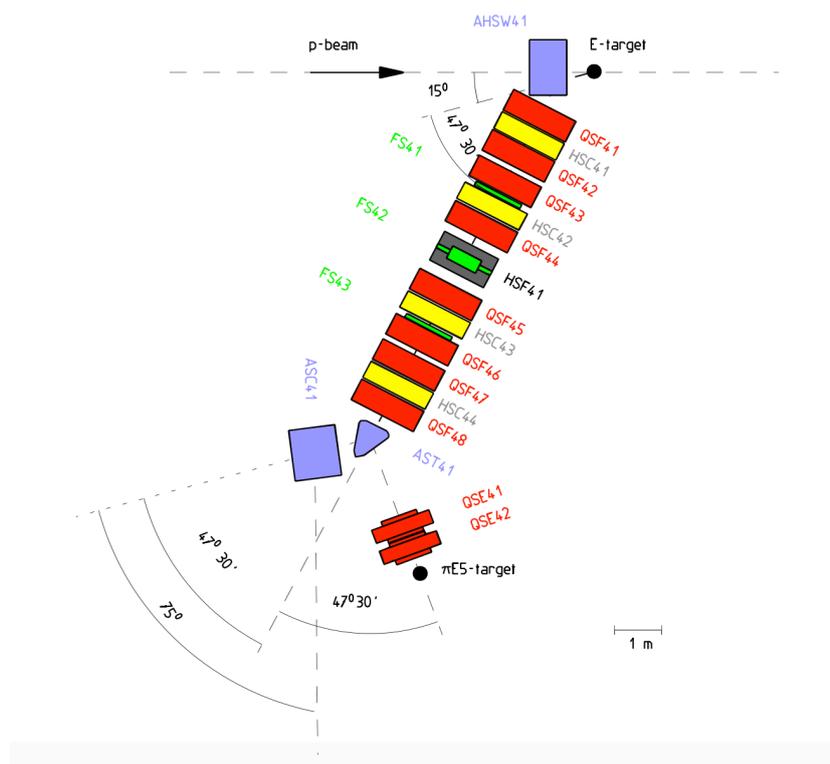


図 2.3 πE5 ビームライン

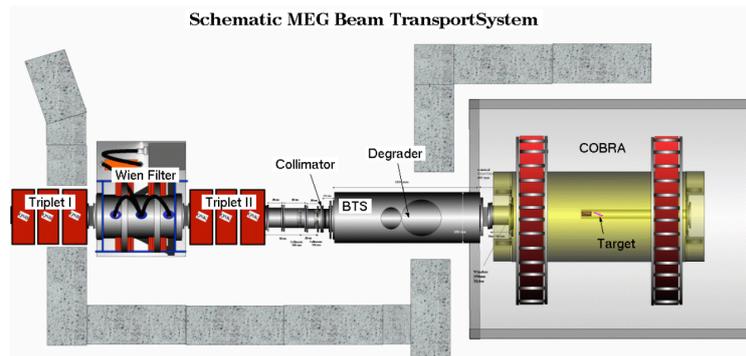


図 2.4 Beam Transport Solenoid(BTS)

2.2.2 ターゲット

MEG 実験のターゲット (図 2.5) には、厚さ $205\ \mu\text{m}$ のポリエチレン-ポリスチレンのシートがビームに対して 20.5° 傾けられて使われていた。ターゲットを厚くすると、ミュオンの停止頻度を上げることができるが、ターゲット内での多重散乱が増えてしまうため、十分なミュオンの停止頻度を確保しつつできるだけ薄いターゲットを用いるのが良い。図 2.6 のようにターゲットを傾けることにより、実効的な厚さを稼ぎ、停止頻度を増やしている。MEG II 実験では、ターゲットをより薄くする予定で、候補として、厚さ $140\ \mu\text{m}$ のポリエチレンシート、厚さ $130\ \mu\text{m}$ のシンチレータ、厚さ $90\ \mu\text{m}$ のベリリウムが考えられている。また、ターゲットは 15° に傾ける。



図 2.5 MEG 実験におけるターゲット

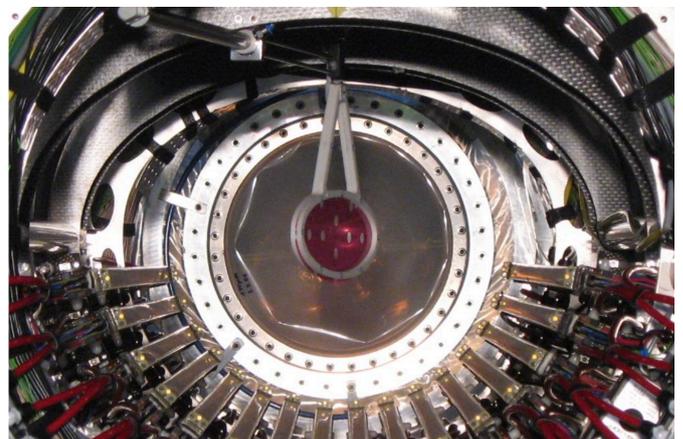


図 2.6 ターゲットが傾けられて設置されている様子

2.2.3 液体キセノンガンマ線検出器

ミュオンが崩壊して放出されたガンマ線を、900 リットルの液体キセノンと Photomultiplier Tube(PMT)、Silicone Photomultiplier(SiPM) により測定する。液体キセノンはシンチレータとして機能し、ガンマ線が当たると、シンチレーション光を発光する。発光波長は真空紫外光 (VUV) の $175\ \text{nm}$ であるため、VUV に感度のある PMT と SiPM を用いる。PMT、SiPM で測定した時間と電荷から、ガンマ線の入射位置、時間、エネルギーを再構成する。液体キセノンを用いる利点として、以下の点があ

られる。

- 発光量が多いため、エネルギー分解能が良い
- 原子番号が大きいため、ガンマ線の反応確率が高い
- 液体であるため均質

MEG 実験では、図 2.7 のように PMT のみであったが、MEG II 実験では、図 2.8 のようにガンマ線の入射面を 216 個の直径 46 mm の PMT から 4000 個程の $12 \times 12\text{mm}^2$ の SiPM に置き換える。それにより、パイルアップイベントの識別能力や位置分解能が向上する。図 2.9 は、MEG 実験と MEG II 実験における MC シミュレーションによるパイルアップイベントである。SiPM によって細分化したことにより、2 つのガンマ線を識別できていることがわかる。また、浅い位置でキセノンと反応したガンマ線からのシンチレーション光は、主に入射面のセンサーで検出されるが、PMT の場合は不感領域が大きいため、収集効率の場所依存性が大きくエネルギー分解能が悪くなる。MC シミュレーションにより、これを示したのが図 2.10 である。この問題についても SiPM に置き換えることで有感領域を増やすことにより、収集効率が場所によらず一様になり、エネルギー分解能を向上させることができる。他にも、図 2.11 のように、側面の PMT の向きについて、MEG 実験では z 方向に揃えていたが、同一平面状に揃えることで、均一な応答を示すように改善する。

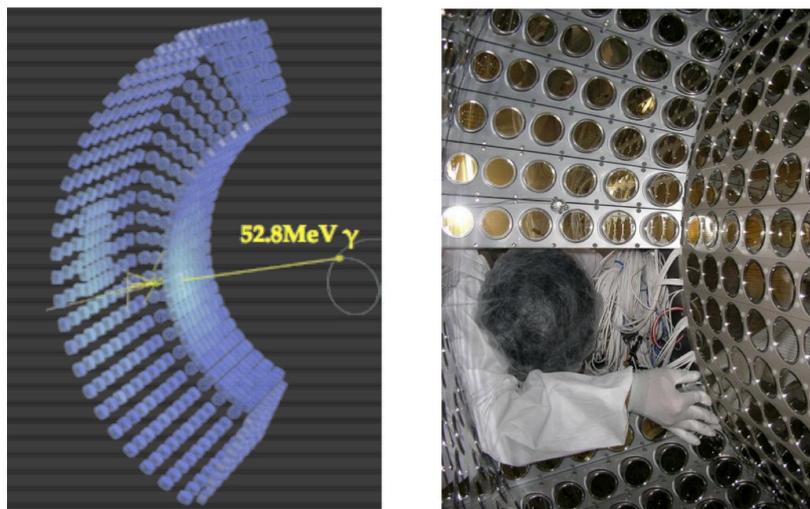


図 2.7 MEG 実験における液体キセノンガンマ線検出器

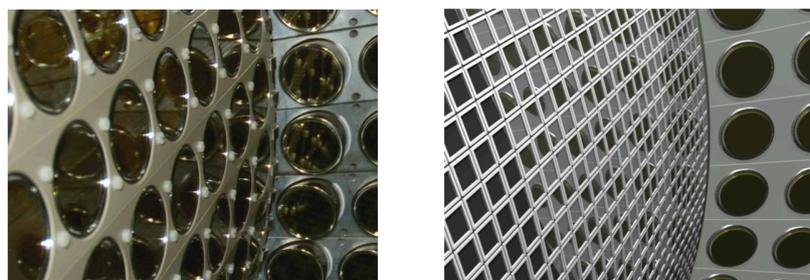


図 2.8 MEG 実験 (左) と MEG II 実験 (右) における液体キセノンガンマ線検出器の入射面。PMT から SiPM に置き換えることで細分化する。右については CG である。

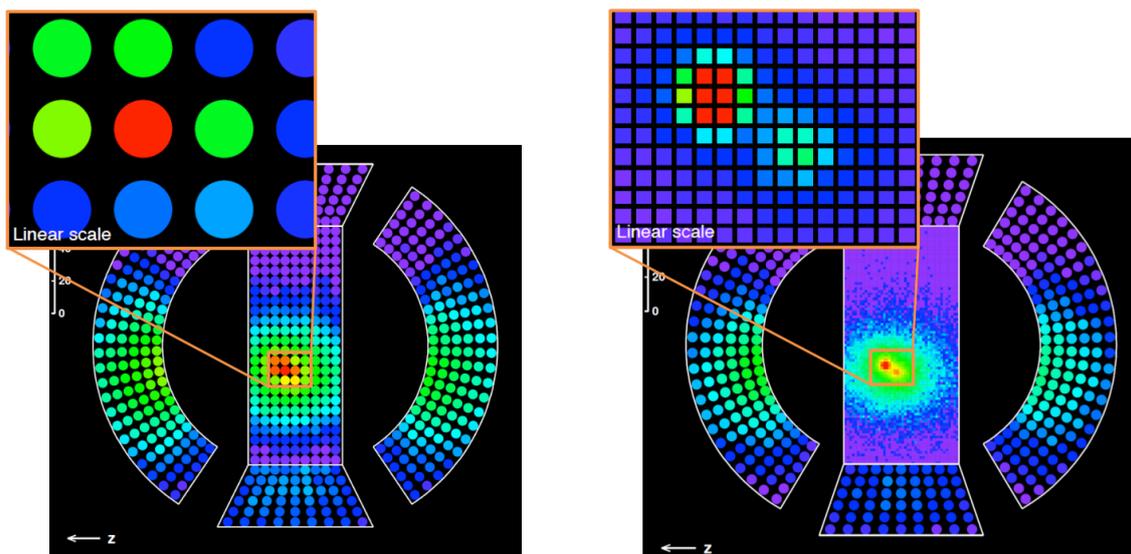


図 2.9 MEG 実験 (左) と MEG II 実験 (右) における液体キセノンガンマ線検出器のpileアップイベントを検出している様子。左では識別できていなかったpileアップイベントが、位置分解能の向上により右では識別できている。

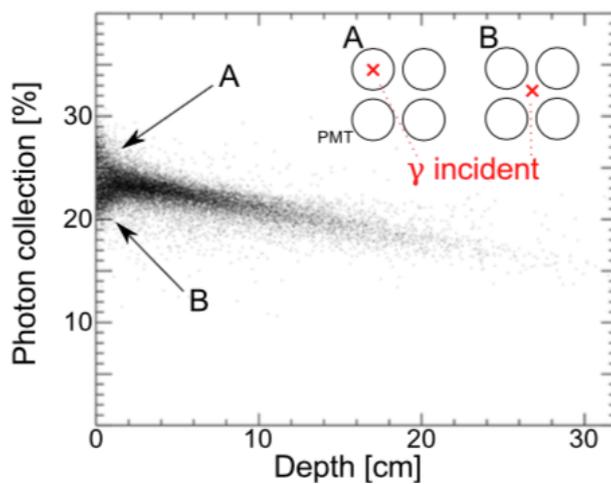


図 2.10 MEG 実験における MC シミュレーションによる 52.8 MeV のガンマ線に対するシンチレーション光の収集効率の深さ依存性。浅いところでは収集効率のふらつきが大きい。

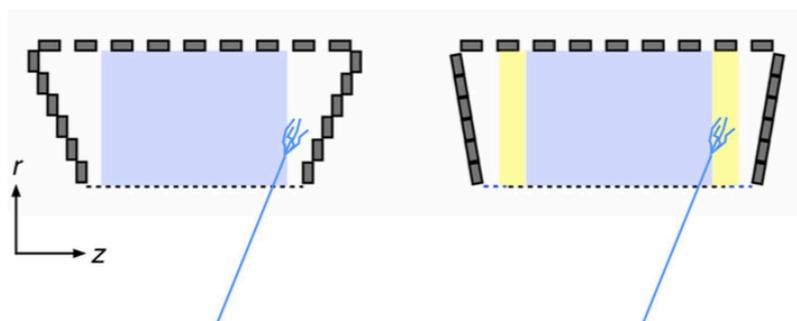


図 2.11 側面の PMT の向きを改善。右が改善後のもの。

2.2.4 ポジトロンスペクトロメーター

陽電子の時間、エネルギーを測定するためのポジトロンスペクトロメーターは、特殊勾配磁場を作る COBRA マグネット、軌跡を測定するためのドリフトチェンバー、時間を測定するための陽電子タイミングカウンターから構成される。

COBRA マグネット

COBRA (COntant Bending RAdius) マグネットにより、ハイレートなミッセル陽電子に対応し、52.8 MeV のシグナル陽電子を検出するのに適した特殊勾配磁場が作られる。この特殊勾配磁場は、主に2つの性質を持っている。1つは図 2.12 のように陽電子が検出器外に素早く掃き出されるような磁場になっている。これにより、ハイレートな環境下でもドリフトチェンバーのヒットレートを抑えることができる。また、一様磁場の場合、陽電子の運動量が同じであったとしても放出角により曲率半径が変わるが、COBRA マグネットでは、図 2.13 のようにシグナルの運動量付近の陽電子に対して同じ程度の半径になる。これらの性質によりヒットレートを抑えつつ、効率良く見たい陽電子を選定することができる。COBRA マグネット内は、多重散乱を抑えるため、ヘリウムガスで満たされている。

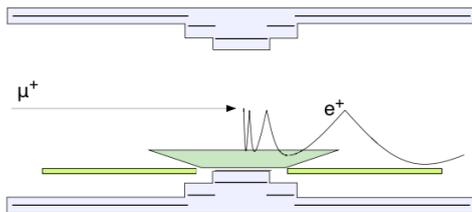


図 2.12 COBRA マグネットの特殊勾配磁場により陽電子が COBRA 外に素早く掃き出される様子

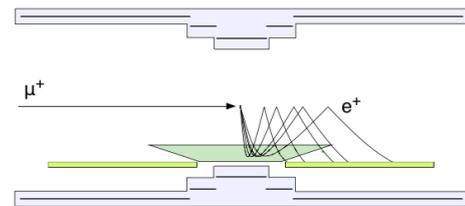


図 2.13 COBRA マグネットの特殊勾配磁場によりシグナル付近のエネルギーを持った陽電子の曲率半径が一様になる。

ドリフトチェンバー

MEG II 実験でのドリフトチェンバーは、図 2.14 の緑色の部分のような円筒型の立体交差型ワイヤードリフトガスチェンバーである。その下に設置された陽電子タイミングカウンターまでの軌跡を再構成することで、陽電子の運動量、エネルギーを測定する。長さは z 軸方向に 193 cm で、図 2.15 のようにワイヤーが張られたものが $\pm \sim 8^\circ$ で 10 層に重ねられている。合計で ~ 1200 本のセンスワイヤーと ~ 6400 本のポテンシャルワイヤーから成る。 $z=90$ でのワイヤーの様子を表したものが図 2.16、拡大したものが図 2.17 である。図 2.17 の点線で囲まれた部分が 1 つのセルであり、サイズは $7 \times 7 \text{ mm}^2$ である。ドリフトチェンバー内にはヘリウムとイソプタンが 90:10 の割合で混ぜられたガスが封入されている。イソプタンを増やすと陽電子がガスを電離させる確率を高めることができるが、多重散乱も増えてしまう。このヘリウムとイソプタンの比において、トラッキングの分解能を悪くしすぎず、効率的に陽電子をトラックできる。ドリフトチェンバーの構成物質ごとの輻射長を示したものが表 2.1 である。物質量を少なくすることにより、陽電子に対して合計で $1.24 \times 10^{-3} X_0$ の短い輻射長を実現し、高い検出効率を得ている。さらに、陽電子の対消滅が少なくなることで、バックグラウンドとなるガンマ線も少なくなっている。MEG 実験では、図 2.18 のようなモジュール 16 個から成るドリフトチェンバーを用いた。それぞれのモジュー

Item	Description	Thickness ($10^{-3} X_0$)
Target	(140 μm Polyethylene)	0.21
Sense wires	(25 μm Ni/Cr)	0.16
Field wires	(40 μm Al)	0.38
Protective foil	(20 μm Kapton)	0.14
Inner gas	(Pure He)	0.06
Tracker gas	(He/iBut. 85:15)	0.50
Total	One full turn w/o target	1.24

表 2.1 MEG II 実験のドリフトチェンバーにおける陽電子に対する構成物質ごとの輻射長

ル内にセンスワイヤーとポテンシャルワイヤーが張られ、読み出すためのエレクトロニクスもモジュール内に収まっている。そのため、物質が多く検出効率は 40% 程度であったが、上記のように一体型にすることで 90% 程度にまで改善する。

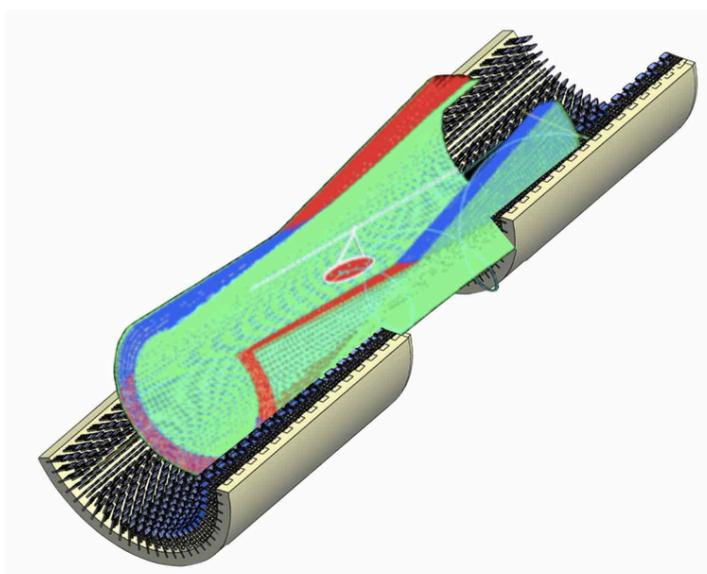


図 2.14 ドリフトチェンバーと陽電子タイミングカウンター

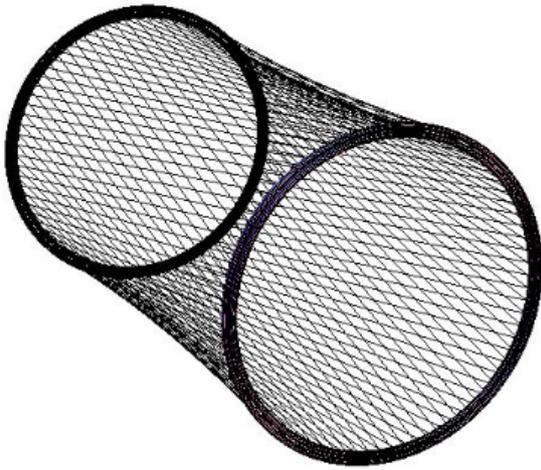


図 2.15 ドリフトチェンバーの一層

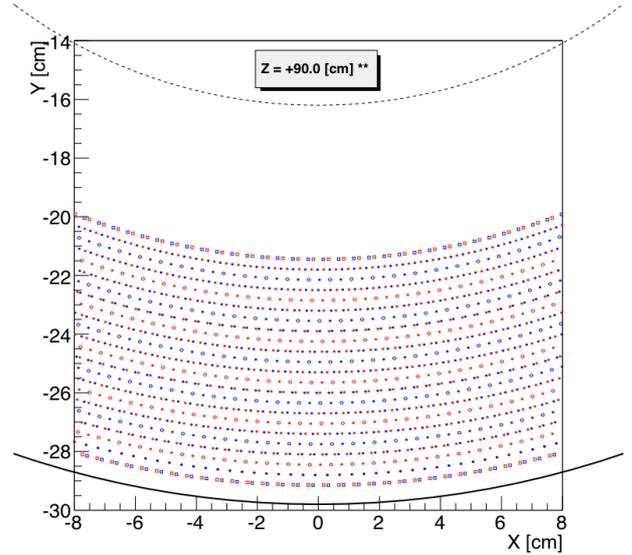


図 2.16 $z=90$ cm でのワイヤーの様子

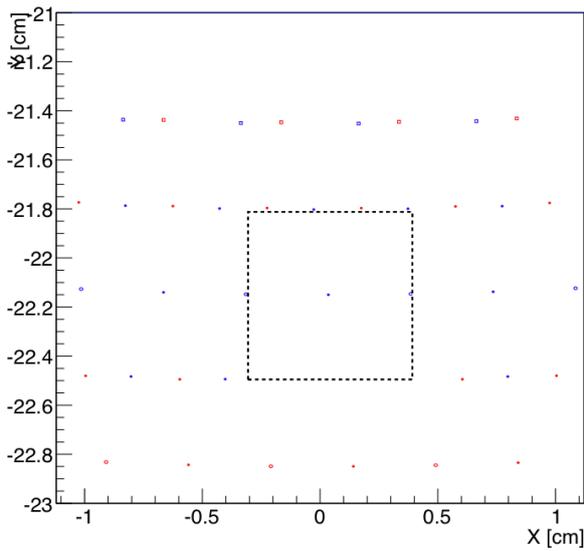


図 2.17 拡大した $z=90$ cm でのワイヤーの様子



図 2.18 MEG 実験におけるドリフトチェンバーのモジュール

陽電子タイミングカウンター

陽電子はドリフトチェンバーにおける軌跡の測定の後、その下に設置された陽電子タイミングカウンターで時間の測定が行われる。MEG II 実験用の陽電子タイミングカウンターは、図 2.19 のように小型のカウンターが大量に並べられた構造をしている。ダウンストリーム側とアップストリーム側に 256 個ずつ、合計 512 個のカウンターが並べられており、細分化することにより陽電子が複数のカウンターにヒットし、複数ヒットの情報を用いて精密に時間測定を行うことができる。また、細分化によりミュオンビームのレートを 2 倍にしたハイレートな環境下でもパイルアップの影響が少ない。1 つのカウンターは小型の高速プラスチックシンチレータに 6 個直列接続の SiPM が両端に取り付けられた構造をしており、2ch 読み出しになっている。MEG 実験では、図 2.20 のようなプラスチックシンチレータバーと

PMT から構成されるカウンターが 15 本並べられており 70 ps の時間分解能が得られていたが、MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターでは半分の 30-35 ps の時間分解能が期待できる。MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターについては、次章で詳細を述べる。

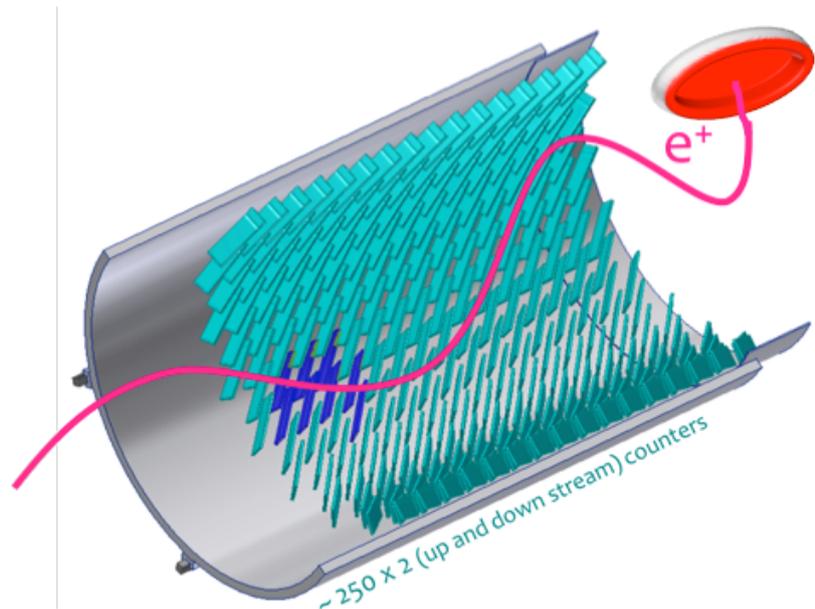


図 2.19 MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターの概要図

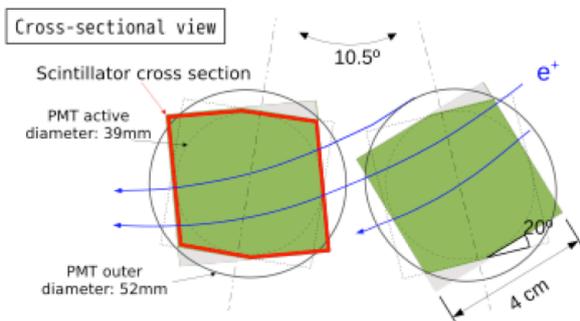


図 2.20 MEG 実験における陽電子タイミングカウンター



図 2.21 MEG 実験における陽電子タイミングカウンターの写真

2.2.5 輻射崩壊同定用カウンター

輻射崩壊同定用カウンターは MEG II 実験で新たに導入された検出器である。これは、アクシデンタルバックグラウンドの原因となるミュオンの輻射崩壊からくる高エネルギーのガンマ線を同定するために使用する。シグナルに近い高エネルギーのガンマ線を伴う輻射崩壊は、低エネルギーの陽電子を放出する。その低エネルギーの陽電子は、COBRA マグネットの勾配磁場によって、ビーム軸に巻きつくように COBRA の外へ排出される。これを COBRA の下流側のエンドキャップ内に設置されたプラスチックシ

ンチレータ及び LYSO 結晶と SiPM から成るカウンター (図 2.22) で測定し、高エネルギーガンマ線との時間のコインシデンスをとることで輻射崩壊による高エネルギーガンマ線を同定することができる。上流側にも設置が検討されており、図 2.23 のようにビームへの影響を最小限にするため厚さ $250\mu\text{m}$ のシンチレーションファイバーを用い、読み出しには SiPM を用いる。下流側については設置されることが決定しており、上流側についてはビームへの影響がないことが確認されれば設置される予定である。

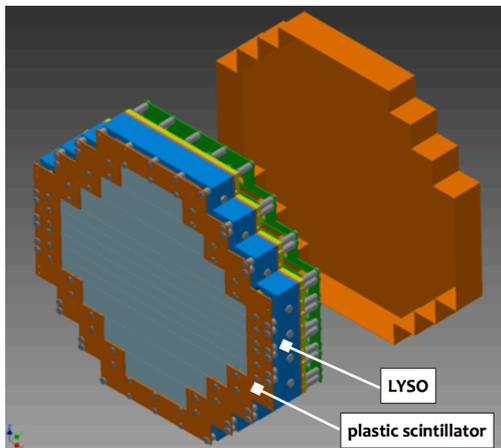


図 2.22 ダウンストリーム側の輻射崩壊同定用カウンター

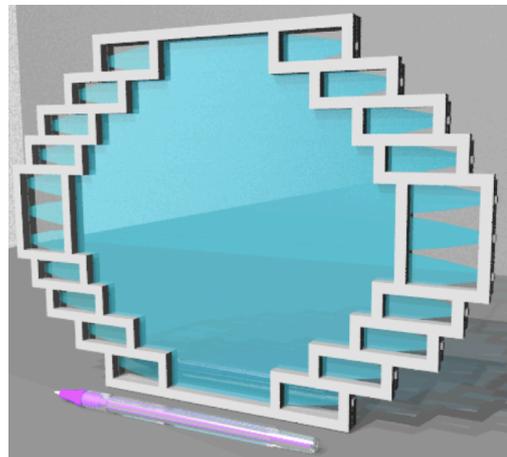


図 2.23 アップストリーム側の輻射崩壊同定用カウンター

2.2.6 DAQ 方法

MEG 実験では DRS(Domino Ring Sampling chip) という高速波形デジタイザーを用いて波形データを記録している。図 2.24 は DRS の概念図である。サンプリング信号が常にリング状に回りながらそれぞれのコンデンサーに電荷をためている。トリガーがかかったタイミングでサンプリング信号の回転が止まり、その時点でコンデンサーに溜まっている電荷をシフトレジスターから順番に出力される。コンデンサーは 1024 個であり、サンプリングスピードは最大 5 GHz である。そのため、最大の 5 GHz では 200 ps、陽電子タイミングカウンター、液体キセノンガンマ線検出器で使われる 1.6 GHz では 625 ps の間隔で波形をサンプリングできる。1 つのボードに対して 4 ch の読み出しが行える。MEG II 実験では、DRS を元に改良を加えた WaveDream と呼ばれる高速波形デジタイザーを用いる。これは、波形のデジタイズだけでなく、電圧の印加や前置増幅器の機能も備えている。また、1 ボードで 16 ch の読み出しができ、MEG II 実験における読み出しチャンネル数の増加にも対処できる。

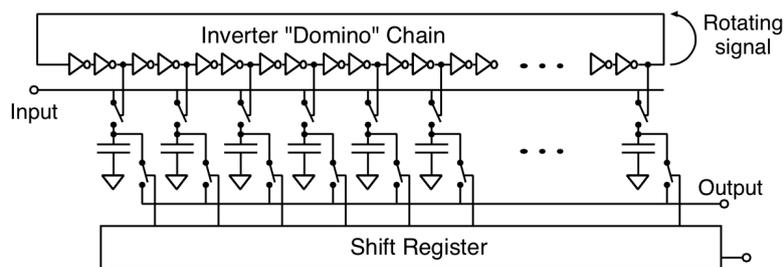


図 2.24 DRS

2.3 期待性能と探索感度

MEG 実験と MEG II 実験におけるそれぞれの分解能と検出効率を示したものが表 2.2 である。MEG II 実験にアップグレードすることにより、多くの分解能が約 2 倍に改善されることが期待されている。これにより、図 2.25 にあるように、3 年間のデータ取得で、崩壊分岐比に対する感度が MEG 実験より一桁上の 4.3×10^{-14} になると期待される。

PDF parameters	Present MEG	Upgrade scenario
e^+ energy (keV)	306	130
e^+ θ (mrad)	9.4	5.3
e^+ ϕ (mrad)	8.7	3.7
e^+ vertex Z/Y(core) (mm)	2.4/1.2	1.6/0.7
γ energy (%) ($w < 2$ cm)/($w > 2$ cm)	2.4/1.7	1.1/1.0
γ position ($u/v/w$) (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
γ - e^+ timing (ps)	122	84
Efficiency (%)		
trigger	≈ 99	≈ 99
γ reconstruction	63	69
e^+ reconstruction	40	88

表 2.2 MEG 実験と MEG II 実験における分解能と検出効率

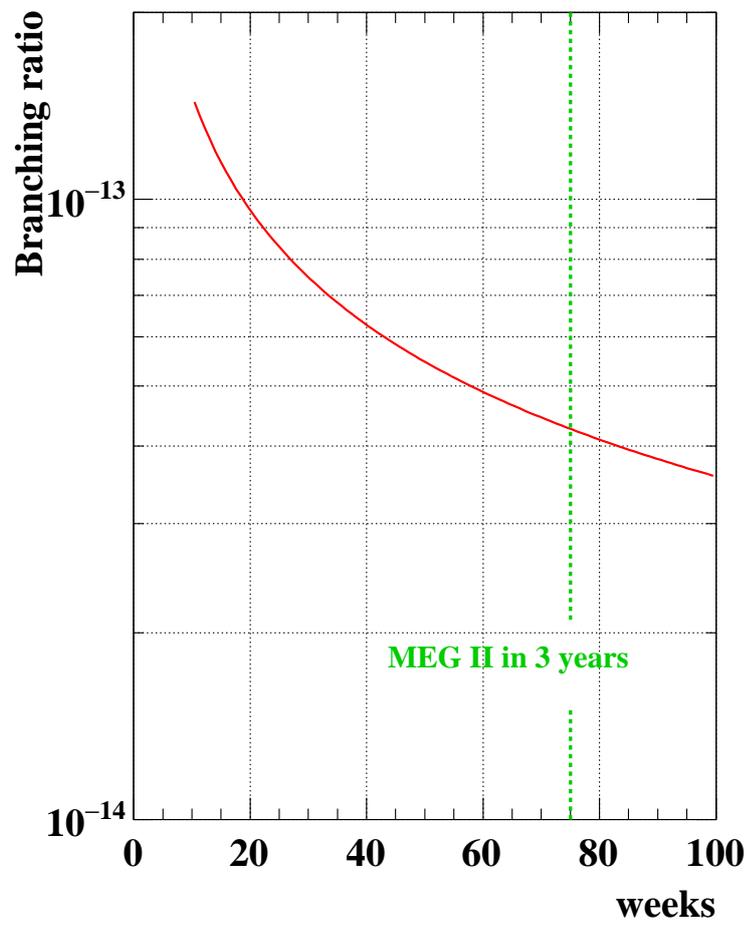


図 2.25 MEG II 実験において期待される探索感度

第3章

MEG II 実験用陽電子タイミングカウンター

陽電子タイミングカウンターは、陽電子の時間を正確に測定することを目的とした検出器である。MEG 実験では、15本のプラスチックシンチレータバーとPMTによる ϕ カウンターを上流、下流にそれぞれ設置し陽電子の時間を測定していた。しかし、MEG II 実験では、時間分解能を向上させるため、図3.1のようにSiPMとプラスチックシンチレータから構成されるカウンターを上流、下流側の合計で512個並べた検出器で陽電子の時間測定を行う。上流側と下流側に分かれており、それぞれ256個のカウンターが並べられている。陽電子の複数カウンターへのヒット情報を使うことにより、時間分解能を向上させることができる。また、細分化されていることにより、MEG II 実験でのハイレートなビームによるパイルアップを抑えることができる。この章では、陽電子タイミングカウンターの詳細な設計について説明する。

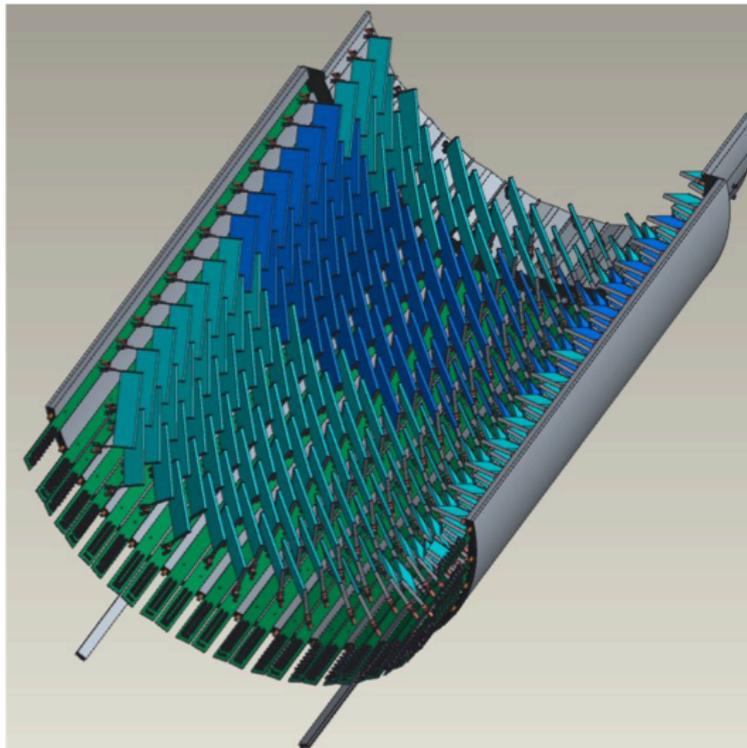


図 3.1 陽電子タイミングカウンターの概要図

3.1 シングルカウンターの構成

カウンターは図 3.2 のように、プラスチックシンチレータとその両端の SiPM がマウントされた PCB から構成される 2 ch 読み出しになっている。時間較正用の光ファイバーとそのサポート構造が取り付けられ、シンチレータはより多くの光量を確保するため、反射材で覆われている。

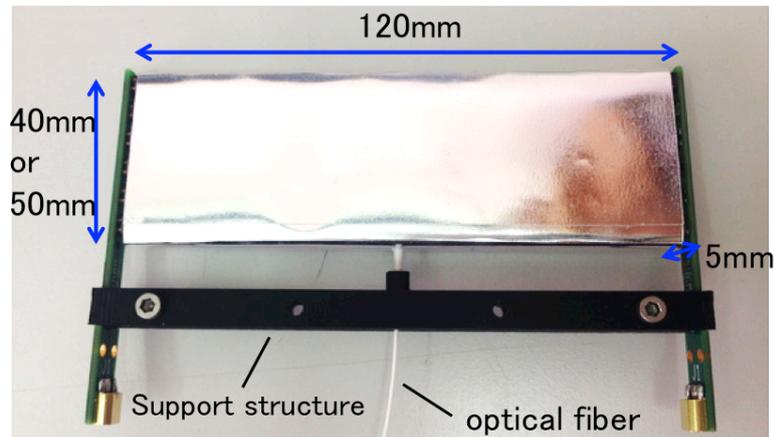


図 3.2 4 cm カウンターの写真

3.1.1 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータに陽電子が当たると、そのエネルギーを落とし、シンチレータ内の分子が励起する。それが脱励起する際にシンチレーション光を発生し、光センサーの SiPM で検出することにより、陽電子の当たった時間を測定することができる。プラスチックシンチレータは、Saint-Gobain 社の BC422 を用いる。複数のシンチレータにおいて時間分解能の測定を行い、最も性能の良かった BC422 を採用している [8]。BC422 は、立ち上がり時間が非常に早い (<20 ps)[11] ため、時間測定に適している。BC422 の各種パラメータをまとめたものを表 3.1、発光波長のスペクトルを図 3.3 に示す [12]。カウンターには高さの違う 2 種類があり、シンチレータの大きさはそれぞれ、長さ、高さ、幅の順に、 $120 \times 40 \times 5 \text{ mm}^3$ と $120 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$ である。この 2 種類のカウンターをそれぞれ 4 cm カウンター、5 cm カウンターと呼ぶ。

パラメータ	値
アントラセンに対する発光量	55%
吸収長	8 cm
屈折率	1.58
立ち上がり時間	<20 ps
減衰時間	1.6 ns
発光波長のピーク値	370 nm

表 3.1 シンチレータのパラメータ

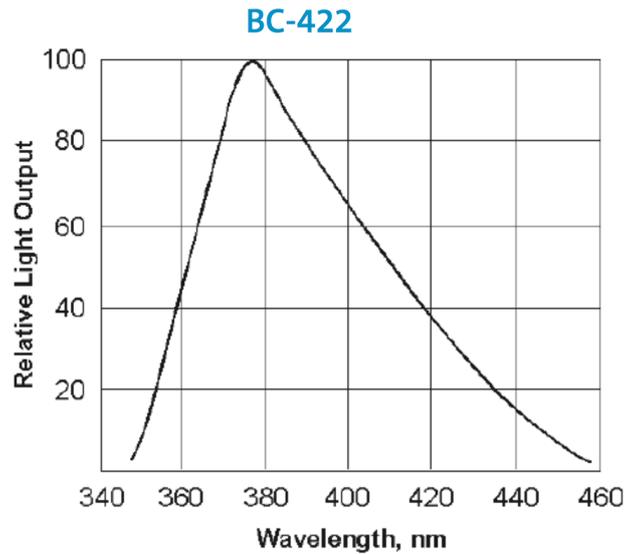


図 3.3 プラスチックシンチレータ BC422 の発光スペクトル

3.1.2 SiPM

p 型半導体と n 型半導体を接合させると、接合部付近では伝導電子と正孔が打ち消し合うことで、キャリアが少ない領域である空乏層が発生する。空乏層内では、p 型半導体側は正孔が不足し負に、n 型半導体側は電子が不足し正に帯電することで内蔵電場が発生している。空乏層に禁制帯幅よりも大きいエネルギーを持った光子が入射したとき、内部光電効果により電子が価電子帯から伝導帯に励起されることで、伝導電子・正孔対が発生する。これを収集し電気信号として検出するものをフォトダイオードといい、この電気信号を雪崩増幅させて読み出すものが Avalanche Photo Diode(APD) である。n 型半導体を正としたブレークダウン電圧以上の逆バイアスを印加したとき、雪崩増幅を起こすことで、 $\sim 10^6$ 倍もの増倍率がえられる。雪崩増幅は直列に接続されたクエンチング抵抗において電圧降下を起こし、ブレークダウン電圧以下となることで収束する。このように、ブレークダウン電圧以上で動作させるものを、ガイガーモードという。多数の APD とクエンチング抵抗から成るピクセルを並列接続し、2 次元上に配置したものが SiPM である。各ピクセルは入射した光子数に関係なく一定の信号を出力する。また、SiPM の受光面側である p 型半導体はピクセル化されているが、n 型半導体側はすべてのピクセルで共通している。そのため、SiPM の出力は各ピクセルの総和となり、光子数を数えることができる。SiPM を使う利点として、以下が挙げられる。

- 高い光子検出効率
- 高い増倍率
- 小型
- 単一光電子識別
- 100 V 以下の定電圧で動作
- 優れた時間分解能
- 磁場耐性
- ヘリウム中で動作可能
- 応答速度が速い。シングルフォトンに対する時間分解能 SPTR(Single Photon Time Resolution)

は 100 ps 程度 [7]。

また、SiPM 特有の以下のようなノイズがある。一般的に、これらのノイズは逆バイアスを高くするほど増加する。

ダークノイズ

空乏層内の電子が熱やトンネル効果により伝導帯に励起することで電子・正孔対をつくり、雪崩増幅を起こすことにより発生する。低温ではトンネル効果による影響が大きい。光子が入射したときと同様に雪崩増幅が起こるため、光子と区別できない 1p.e. の信号となる。

クロストーク

雪崩により生じた光子が、周りのピクセルに入射し、そこで雪崩増幅を起こすことにより発生する。周りのピクセルの空乏層に直接光子が入射した場合、元の信号とほとんど同じ時間で雪崩増幅を起こすため、1 p.e. の信号に対しクロストークが発生したとき、2 p.e. の信号が出力される。

アフターパルス

ある信号が起因となり遅れて発生する信号をアフターパルスという。雪崩により発生した光子が n 型基盤でキャリアを作る。基盤層での電場は小さいためゆっくりと同じピクセルの空乏層まで拡散し、雪崩増幅を再び起こすことにより元の信号より遅れた別の信号が出力される。また、雪崩増幅の過程で生じた電子が半導体内の格子欠損に一時的に捕獲され、その後、再放出された電子により再び雪崩増幅が発生することにより、遅れて信号が出力されるという説もある。元の信号の周りのピクセル下の n 型基盤においてキャリアを発生し、同様に遅れて雪崩増幅を起こすことによる遅延クロストークもある。[6]

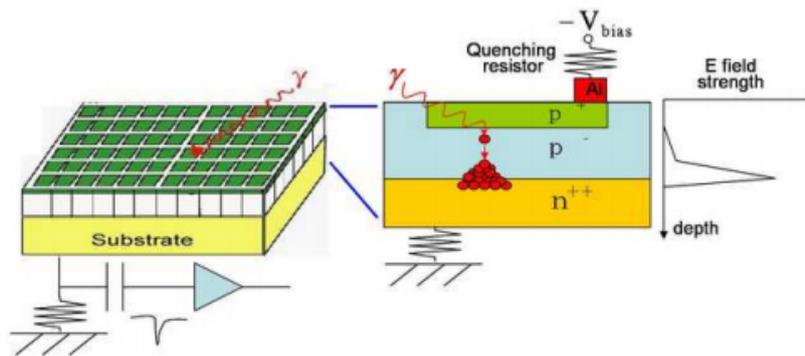


図 3.4 SiPM の概要図

SiPM でシンチレータを覆う面積を増やすと多くのシンチレーション光を検出することができ、光子の統計が増えるため時間分解能が良くなる。しかし、一般的に SiPM の受光面は、数 mm× 数 mm の正方形と小型であるため、一つの SiPM だけではシンチレータを十分に覆えない。そこで、6 つの SiPM を直列接続した PCB(図 3.6) を、シンチレータの両端に光学セメント (BC-600 Optical cement) で接合する。SiPM を大量に使用するため、比較的安価な AdvanSiD 社製の ASD-NUV3S-P High-Gain(MEG) を用いる。この SiPM の特性を表 3.2 に、検出効率の波長依存性を図 3.5 に示す。直列接続の利点として、有感面積を増やすだけでなく、合成したキャパシタンスが小さくなり、波形がシャープになるため、時間分解能が向上する。並列接続との比較については [8] を参照。

パラメータ	値
有効面積	$3 \times 3 \text{ mm}^2$
ピクセルサイズ	$50 \times 50 \text{ } \mu\text{m}^2$
ピクセル数	3600
有感波長範囲	350-900 nm
有感波長のピーク値	420 nm

表 3.2 SiPM のパラメータ

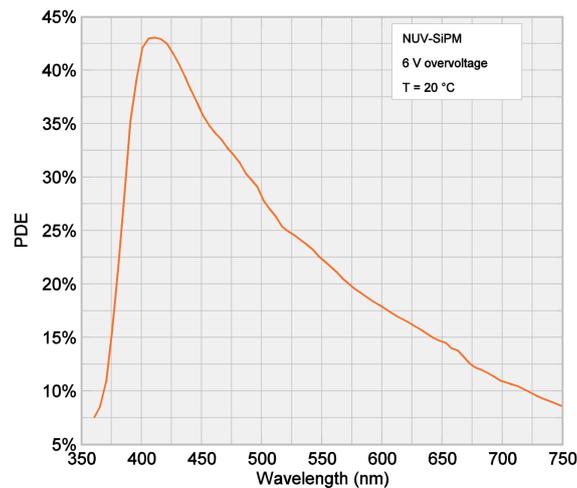


図 3.5 SiPM の PDE の波長依存性

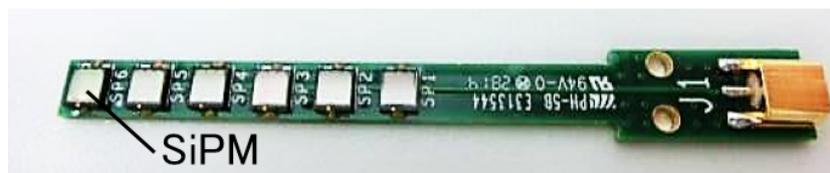


図 3.6 6つのSiPMがマウントされたPCB

3.1.3 時間較正用光ファイバーとサポート構造

レーザーによる時間較正のため、光ファイバーを用いてカウンターにレーザー光が照射される。光ファイバーを固定するためのサポート構造がPCBに取り付けられている。光ファイバーは、中空ネジを用いて固定される。

3.2 エレクトロニクス

カウンターは同軸構造を持つ長いPCBである複数のバックプレーン(図3.7)により読み出される。カウンターのPCBとバックプレーンはMCXコネクタにより接続されており、カウンターを立たせるための固定も担っている。バックプレーンにより、複数のカウンターをまとめてCOBRA外に読み出すこと

ができる。バックプレーンからは非磁性の 7.8 m の同軸ケーブルにより、前述した WaveDream に入力される。

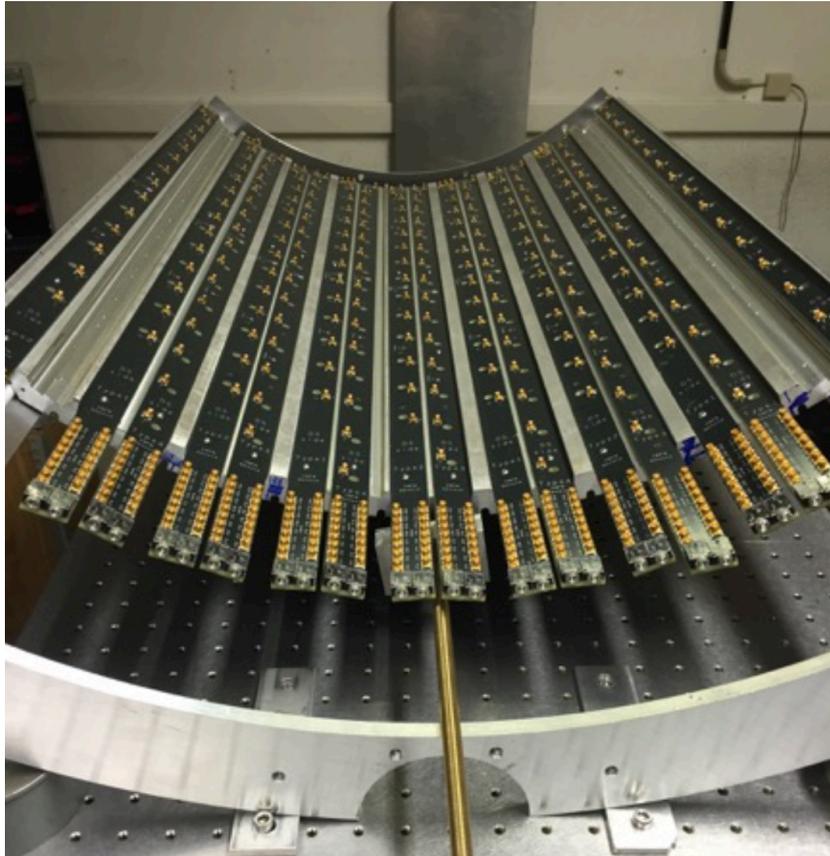


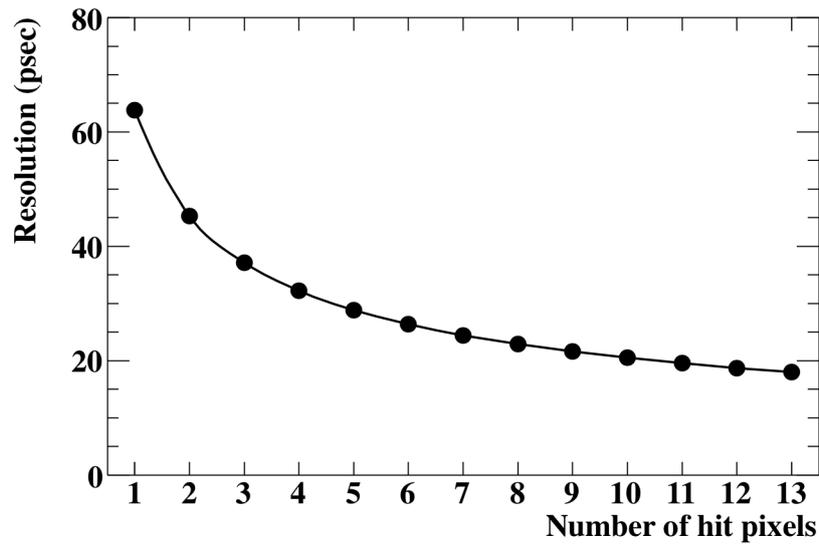
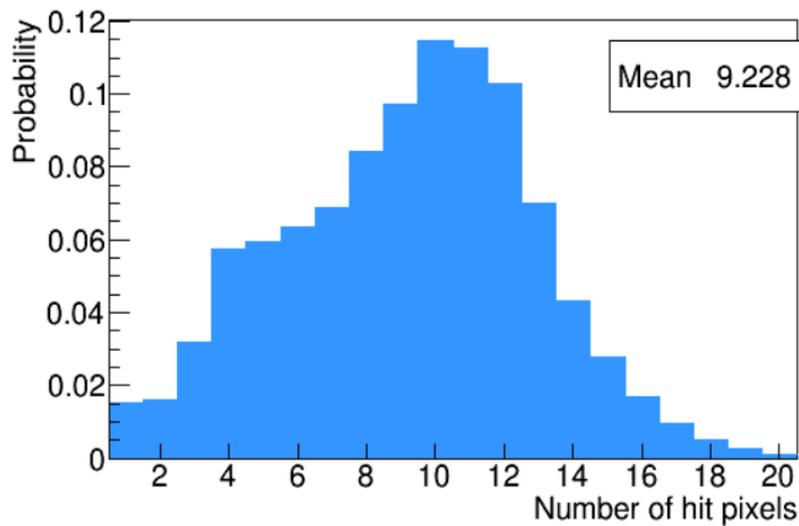
図 3.7 バックプレーン

3.3 複数ヒットによる分解能の向上

陽電子タイミングカウンターは、複数のカウンターへのヒット情報を用いることで、優れた時間分解能を得ることを目指している。タイミングカウンターの全体の時間分解能 σ_{total} は、ヒット数 N_{hit} の関数として、

$$\sigma_{total}(N_{hit}) = \frac{\sigma_{single}}{\sqrt{N_{hit}}} \oplus \frac{\sigma_{inter-pixel}}{\sqrt{N_{hit}}} \oplus \sigma_{MS}(N_{hit}) \quad (3.1)$$

とかける。ここで、 σ_{single} はカウンター単体の時間分解能、 $\sigma_{inter-pixel}$ は電気回路のジッターやアライメントの精度などによる不定性、 σ_{MS} は多重散乱による時間の広がりである。図 3.8 は、MC シミュレーションによる N_{hit} に対する時間分解能である。式 3.1 に見られるように、 N_{hit} が増えるにつれ、カウンターの時間分解能が平均されることで良くなっていくことがわかる。 $\sigma_{inter-pixel}$ の影響についてもヒット数の増加とともに小さくなるが、多重散乱の影響で時間分解能の向上は収束する。また、MC シミュレーションによる N_{hit} の分布を示したものが図 3.9 である。平均の $N_{hit}=9$ であり、その分の時間分解能の向上が見込まれ、 $\sigma_{total} = 30 - 35$ ps の良い時間分解能が期待される。

図 3.8 ヒット数 N_{hit} に対する時間分解能図 3.9 N_{hit} の分布

3.4 要求性能

MEG 実験における陽電子タイミングカウンターの時間分解能が 70 ps であったのに対し、2 倍程度の 30-35 ps の高い時間分解能が期待される。これを実現するため、カウンター単体の時間分解能が優れており、 N_{hit} が多いことが重要である。また、MC シミュレーションにより、80% 程度の高い検出効率が見込まれている [8]。本稿では、プロトタイプを用いたビームテストとレーザーにより時間分解能を見積もり、時間較正による不定性を含めた性能を考察した。

第4章

フォントラッキングによる波形シミュレーション

この章では、陽電子タイミングカウンターのシミュレーションによる研究成果を報告する。最終的には SiPM の各種ノイズやパイルアップを考慮した陽電子タイミングカウンター全体のシミュレーションを行い、検出器全体の時間分解能に対するノイズ、パイルアップに対する影響や、性能評価、探索感度の見積もりを目標としている。その最初の段階として、シンチレーション光をトラッキングし、カウンターからの波形をシミュレートすることで、シングルカウンターの性能を再現した。

MEG II 実験では波形デジタイザーを用いることにより、カウンターからの波形を記録した後、波形解析を行うため、SiPM からの波形をシミュレートすることが重要である。そのため、シミュレーションの過程は、大きくイベントの生成と波形のデジタイゼーションの2段階に分かれている。まず初めに、geant4 を用いたシミュレーションにより、シンチレータに電子を照射することで発生したシンチレーション光が SiPM まで到達するまでのトラッキングを行う。次に、シンチレーション光が SiPM に到達したタイミングで、フォトン毎に SiPM array の 1 p.e. のテンプレート波形を足し合わせることでカウンターからの出力波形のシミュレーションを実現する。SiPM array の 1 p.e. 信号を直接測定することができればそれをテンプレート波形として用いることができるが、SiPM array は6つの SiPM が直列接続された構造のため、ダークレートが高くなり、ダークノイズや誘発されるアフターパルスにより綺麗な 1 p.e. 波形を観測することが難しい。そのため、SiPM array のテンプレート波形は SiPM 単体の等価回路のパラメータを測定し、回路シミュレータ SPICE を用いることにより作成した。また、SiPM 単体の 1 p.e. に対する時間分解能である Transit Time Spread (TTS) や、各種ノイズを測定し、SiPM array の出力に導入することにより、より実際に近い波形をシミュレートした。こうして得られた波形に対し、実際の信号と同じ波形解析を行うことにより、時間や電荷等の情報を得ることができる。波形シミュレーションの準備を整えた後、geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより生成されたイベントを用いて、時間分解能に対するノイズやパイルアップの影響を見積もった。

4.1 波形シミュレーションのためのパラメータ測定

SiPM 単体に対し基礎特性の測定を行うことにより、TTS やノイズを考慮して波形シミュレーションを行う際のパラメータを決定する。また、SPICE による SiPM の等価回路のシミュレーションに必要な受動素子の性質を測定し、1 p.e. の平均波形と SPICE の出力が一致するように等価回路のパラメータを決定した。SiPM 単体の 1 p.e. 波形を SPICE により再現した後、そのパラメータを用いた SiPM を

SPICE 内で 6 つの直列接続にして、SiPM array の 1 p.e. 波形をシミュレートし、波形シミュレーションのためのテンプレート波形を作成した。

4.1.1 SiPM の基礎特性測定

SiPM 単体に対して、以下のように 1 p.e. の平均波形の作成や基礎特性の測定を行った。

セットアップ

SiPM 単体のセットアップの概要図は図 4.1 のようになっている。SiPM のクエンチング抵抗には温度依存性があるため、温度により特性が変わる。そのため、恒温槽を用いて実際の MEG II 実験での環境に近い 30°C の一定温度で測定を行った。1 p.e. の信号を見るため、SiPM からの信号は PSI で開発されている電圧型増幅器で約 60 倍に増幅される。この増幅器により同時に SiPM にバイアス電圧を印加している。時間分解能の測定にはレファレンスとなる時間が必要なため、レーザーを光源とし、レーザーとの同期信号をトリガーとした。レーザーはアッテネータ (BB-100-11-400-50/125-M-35-3S3S-3-0.5) を用いて強度を調節することができる。その他の測定は、NIM pocket pulsar (PHILLIPS SCIENTIFIC MODEL 417 NIM POKET PULSER) からの信号を用いたランダムトリガーにより、SiPM のダークシグナルの測定を行った。読み出しには DRS が用いられ、入力された SiPM からの信号とトリガー信号の波形データがサンプリングスピード 1.6 GHz、ウィンドウ幅 600 ns で保存される。SiPM は図 4.2 の左のように基板に conductive epoxy (CW2400)[9] を用いて表面実装されている。ここで、conductive epoxy を用いたのは、半田付けの熱により SiPM が壊れることを懸念したからである。回路部分で拾ってしまう余計なノイズを減らすため、SiPM が実装された基板は図 4.2 の左のようにアルミ製のボックス内に固定されている。このアルミ製ボックスは遮光の役目も果たしている。また、SiPM の受光面の正面に光ファイバーを固定し、レーザーを照射できるようになっている。なお、SiPM は MEG II 実験の陽電子タイミングカウンターに用いるものと同じである、AdvanSiD 社製の ASD-NUV3S-P High-Gain (MEG) を用いた。

SiPM に逆バイアスを印加したときの I-V 曲線 (図 4.3) の急激に電流値が増加する点である 24.4 V をブレイクダウン電圧とした。実際のカウンターが 3V 程度の超過電圧で使用されるため、超過電圧 3 V である 27.4 V で動作させた。バイアス電圧はピコアンメータ (KEITHLEY 6487 PICOAMMETER/VOLTAGE SOURCE) を用いて印加する。

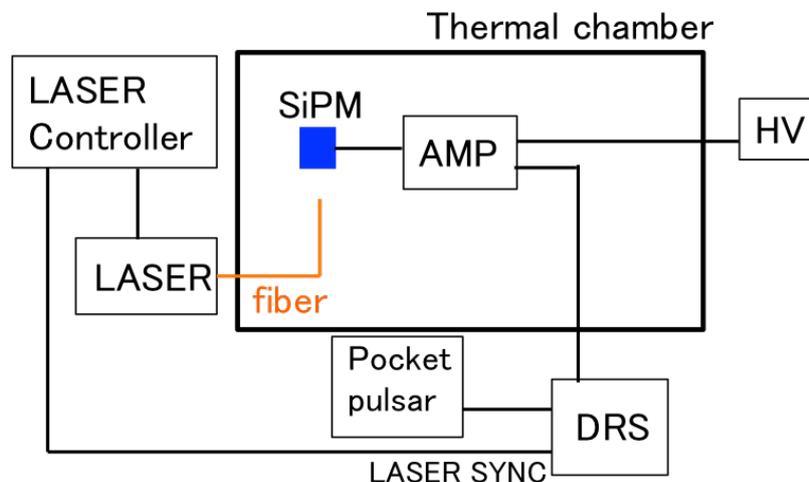


図 4.1 SiPM 単体の基礎特性測定の設定アップ

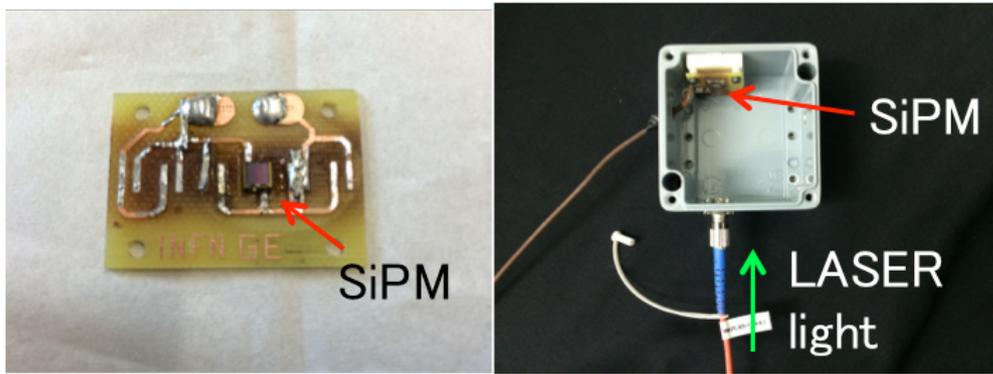


図 4.2 セットアップの写真。Conductive epoxy により SiPM が接着された基板 (左図) がアルミ製のボックス内に固定されている。SiPM の正面から光ファイバーによりレーザーを照射できる。なお、基板のパターンは本測定用ではなく別のものを流用している。

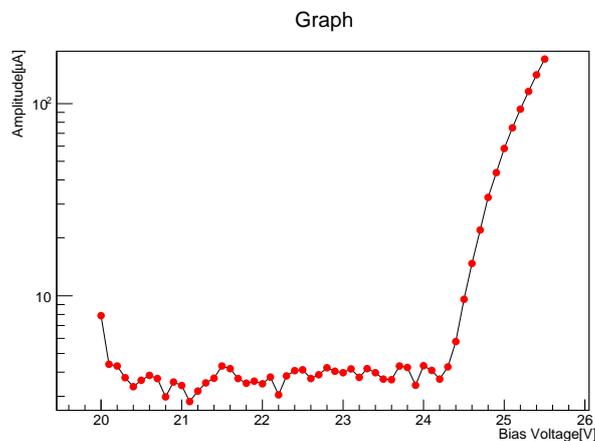


図 4.3 SiPM に逆バイアスを印加したときの I-V 曲線

レーザー 時間分解能の測定には時間幅の短いパルス光が必要であるため、光源のレーザーには浜松ホトニクス製のピコ秒ライトパルサ (PLP-10) を用いた。レーザーパルスの出力するタイミングでレーザーとの同期信号を出力することができる。レーザーパルスの幅は、半値幅 (FWHM) が 60 ps と短く、波長は SiPM の PDE のピーク値 420 nm に近い 401 nm である。

増幅器 PSI で開発されている電圧型増幅器を用いた。回路図は図 4.4 のようになっており、増幅と同時に SiPM への電圧を印加できる。また、可変抵抗の値を変えることで、ハイパスフィルタにより波形をシェーピングし、テールを減らすことができる。この際、ポールゼロキャンセレーションによりアンダーシュートを抑制している。実際のカウンターからの信号にはハイパスフィルタをかけるが、今回は SPICE を用いて増幅器部分もシミュレートするため、ハイパスフィルタはかけずに測定を行った。

増幅器の倍率には周波数依存性があるため、レーザー光源とした SiPM の信号を用いて倍率を測定した。SiPM の信号を 2 つに分割し片方は増幅器を使って増幅、もう片方は増幅器を使わずに測定を行い、信号の電荷が何倍になっているかを算出した。図 4.5 は左が増幅器あり、右が増幅器なしの場合の電荷分布である。この 2 つのヒストグラムをガウス関数でフィッティングすることによりピーク値を求め、増幅器の倍率を算出したところ、60.5 倍であった。電荷の算出方法については次節で説明する。

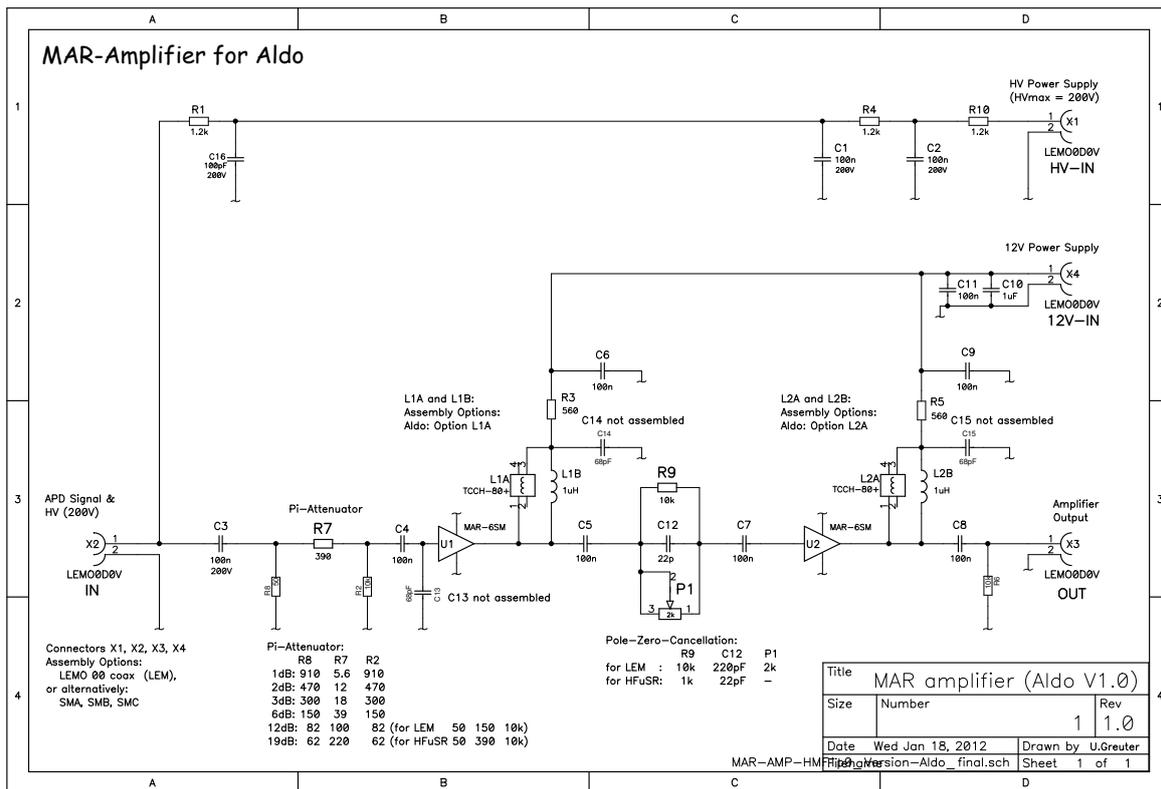


図 4.4 増幅器の回路図

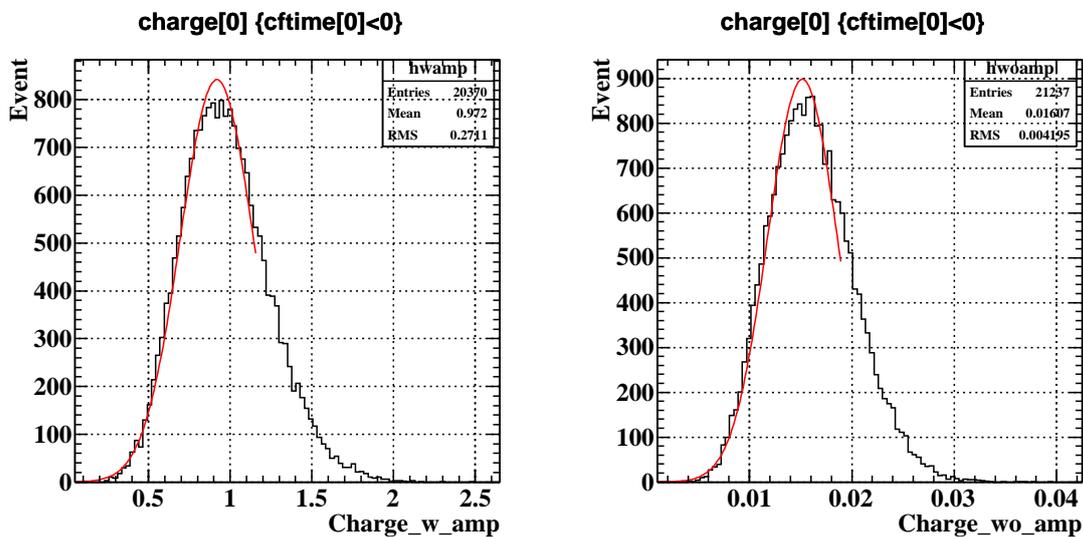


図 4.5 増幅器あり(左)となし(右)の場合の電荷分布

波形解析

DRS により取得された波形データを解析することにより、時間や電荷の情報を得ることができる。波形のサンプリングスピードが 1.6 GHz であるため、サンプリング間隔は 625 ps であり、点間は三次関数で補間している。DRS のサンプリングスピードは 1.6 GHz 以上にも設定することができるが、三次で十分に補間することができ、時間分解能に対する影響は小さい [8]。時間にはコンスタントフラクシオンタ

イムを用いている。これは、波高の一定の割合の場所での時間を用いる方法である。これにより、波形が同じであれば波高が異なっていてもある程度同じ時間を取ってくることができ、タイムウォークを減らすことができる。また、コンスタントフラクションの割合を低くすることで、SiPM に早く到達したフォトンの時間を見ることができるという利点もある。今回は少ない p.e. 数 $N_{p.e.}$ の測定であり、割合を低くするとノイズによる時間のふらつきが大きくなってしまいうため、波高の 50% の場所での時間を使っている。電荷については、波形を積分することで算出している。積分範囲は、増幅器によるハイパスフィルタをかけていない場合、テールが入りきる範囲、ハイパスフィルタをかけテール抑制している場合は波形のスパイク成分が入りきる範囲に設定している。

波形測定

上で述べたように、SiPM array の 1 p.e. のテンプレート波形を作成するために、SiPM 単体の 1 p.e. の平均波形が必要である。平均化する波形には、図 4.6 のようなウィンドウ内に 1 つのダークノイズによる 1 p.e. シグナルのみの”綺麗”なイベントのものを 100 個程選んだ。ここでの”綺麗”とは、アフターパルスやクロストークが無く、前のシグナルによりベースラインが乱れていないことを意味する。100 個程の波形の平均をとったものが図 4.7 である。平均波形は立ち上がり部分、スパイク部分、テール部分の 3 成分から構成されている。これは、SiPM の雪崩増幅を起こしたセルからの電流は、初めに SiPM のクエンチング抵抗に寄生するキャパシタンス部分を通ることでスパイク成分を生み出し、その後、残りがクエンチング抵抗を通りテール部分を生み出すためであると考えられる。

$$V(t) = p_0(e^{-t/\tau_{rise}} - p_1e^{-t/\tau_{spike}} - (1 - p_1)e^{-t/\tau_{tail}}) \tag{4.1}$$

でフィッティングすることにより、各成分の時定数を求めたところ、表 4.1 のようになった。ただし、立ち上がり成分、スパイク成分、テール成分のそれぞれの時定数を τ_{rise} 、 τ_{spike} 、 τ_{tail} とした。また、 p_0 、 p_1 はフィッティングパラメータである。

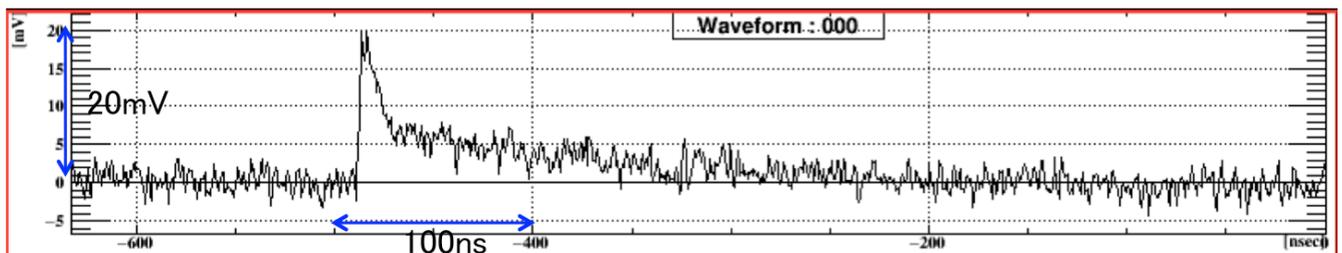


図 4.6 ”綺麗”な 1 p.e. シグナルの波形の一例

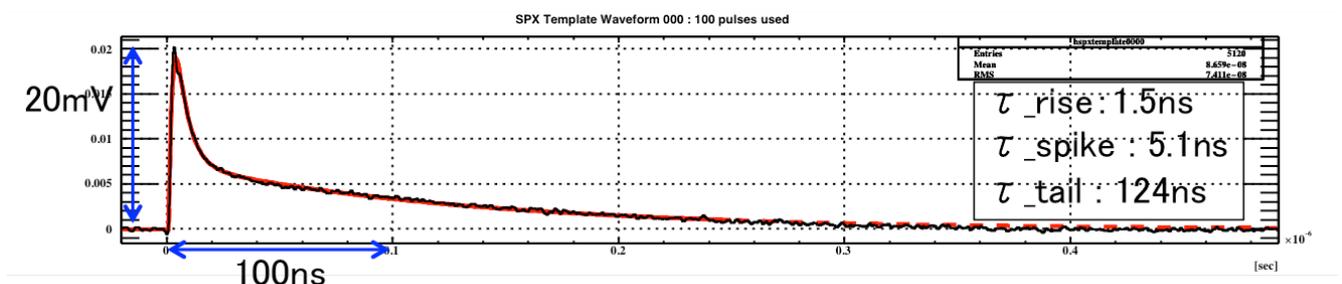


図 4.7 ”綺麗”な 1 p.e. シグナルの平均波形

成分	時定数 (ns)
τ_{rise}	1.5
τ_{spike}	5.1
τ_{tail}	124

表 4.1 平均波形の各成分ごとの時定数

ゲイン

SiPM のゲインは、あるセルで一つの電子・正孔対が発生し、雪崩増幅によって電荷が何倍になるかを意味するため、平均波形を積分することにより、1 p.e. の電荷を算出し、素電荷と増幅器の増倍率で割った値がゲインとなる。ゲインは、となった。波形シミュレーションに用いるテンプレート波形は、SiPM と増幅器のゲインで割った波形を使い、波形シミュレーションの際に再び掛け合わせる。それにより、それらの倍率が変わった場合でも同じテンプレート波形を用いることができる。

ダークノイズレート

ダークノイズレートは、ダークノイズの発生確率にポアソン分布 $P(k) = \lambda^k e^{-\lambda} / k!$ を仮定することで、ペDESTALのイベント数から算出できる。イベント数は、波高分布 (図 4.8) をガウス関数でフィットすることにより見積もられる。ピーク間の真ん中で各 p.e. に分けている。なお、この波高は、ピークの分離をよくするため、波形解析の際に移動平均によるハイパスフィルタがかけられている。k=0 のときのポアソン分布 $P(0) = e^{-\lambda}$ は、ダークノイズの平均発生数として λ を仮定したときに、ウィンドウ内にダークノイズが観測されない確率を表すため、全イベント数に対するペDESTALのイベント数の割合に等しい。そして、 λ をウィンドウ幅で割ることにより単位時間におけるダークノイズの発生レートは、 $R_{dark} = 2.3$ MHz となった。なお、単位面積当たりのダークノイズレートは 258 kHz/mm^2 である。

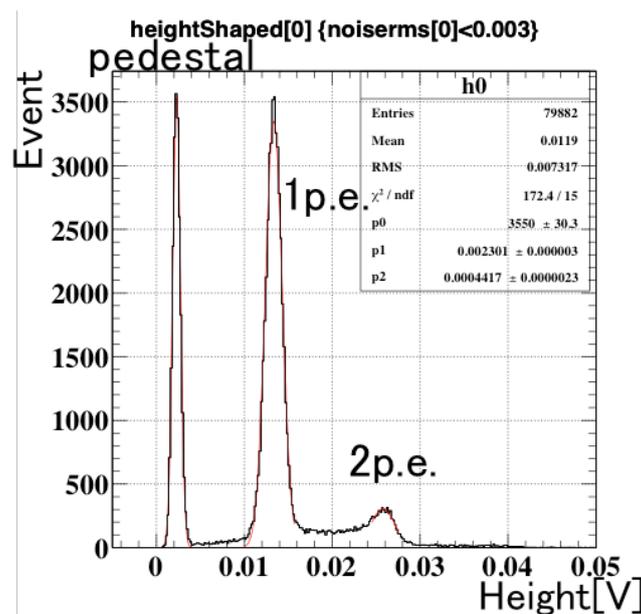


図 4.8 波高分布。ペDESTALと 1 p.e. イベント、2 p.e. イベントの分離が確認できる

クロストーク確率

1 p.e. 以上のイベント数に対する 2 p.e. 以上のイベント数の割合がクロストーク確率となる。ダークノイズレートと同様に、図 4.8 から見積もったイベント数からクロストーク確率を求めたところ、17% となった。波形シミュレーションの際には、クロストーク確率でその隣のセルにおいてほぼ同時刻 (遅延が 10 ps 以内) で 1 p.e. のシグナルが発生するよう導入される。

時間分解能

レーザーを光源とした測定により、 $N_{p.e.}$ ごとに時間分解能を見積もった。SiPM のシグナルの時間を t 、レーザーの同期信号の時間を t_{laser} とし、 $t - t_{laser}$ の分布をガウス関数でフィットしたときの標準偏差を時間分解能とする。図 4.9 は 1 p.e. イベントに対する $t - t_{laser}$ の分布である。しかし、この分布の標準偏差は真の SiPM の時間分解能 σ の他に、レーザーパルス時間幅、ノイズ、エレキのジッターや解析による効果を含んでいるため、それぞれの時間分解能に対する影響を見積もる必要がある。これらをそれぞれ、 σ_{laser} 、 σ_{noise} 、 σ_{const} としたとき、 $N_{p.e.}$ に対する $t - t_{laser}$ の時間分解能は、式 4.2 のようにかける。

$$\frac{\sigma}{\sqrt{N_{p.e.}}} \oplus \frac{\sigma_{laser}}{\sqrt{N_{p.e.}}} \oplus \frac{\sigma_{noise}}{N_{p.e.}} \oplus \sigma_{const} \tag{4.2}$$

ここで、 \oplus は、二乗和平方根を表す。 σ_{laser} は、レーザーのカタログ値である FWHM で 60 ps とした。 σ_{noise} は、4.1.3 節で作成するノイズを含んでいない 1 p.e. シグナルのテンプレート波形を、SiPM からのシグナルのないノイズのみのイベントに擬似的に足し合わせる (図 4.10) ことにより見積もる。図 4.11 はテンプレート波形を整数倍することにより見積もった時間分解能の $N_{p.e.}$ 依存性である。これを $\sigma_{noise} \oplus \sigma_{const}$ でフィットすることにより、 $\sigma_{noise} = 99.8$ ps となった。ここで、 σ_{const} は解析による不定性であると考えられ、 σ_{const} に含まれる。次に、 σ_{const} を見積もる。式 4.2 を見ると分かるように、レーザーの光量が高いところでの $t - t_{laser}$ の時間分解能は σ_{const} となる。SiPM の出力が 1000 p.e. 程度になる高い光量での $t - t_{laser}$ の分布が図 4.12 であり、標準偏差が σ_{const} である。

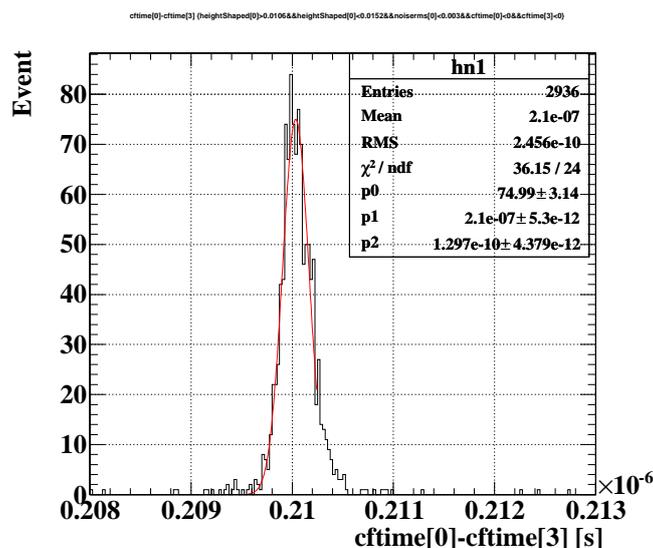


図 4.9 1 p.e. に対する $t - t_{laser}$ の分布

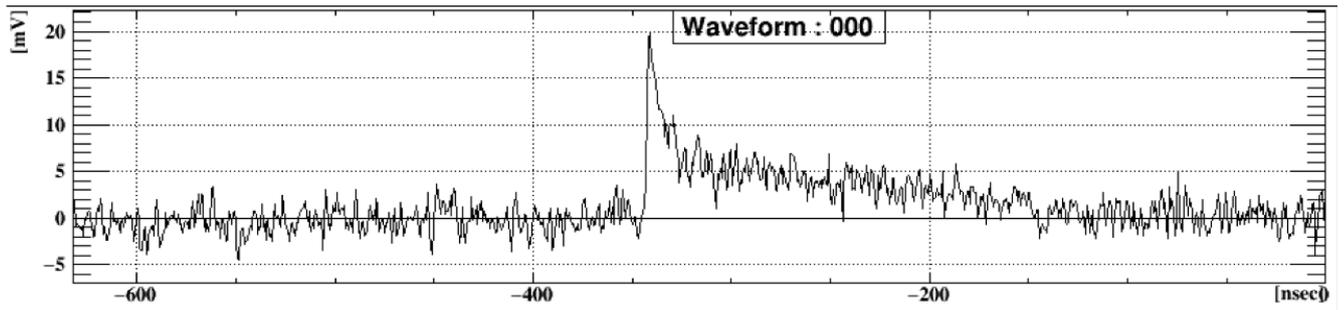


図 4.10 1 p.e. の擬似パルスの波形

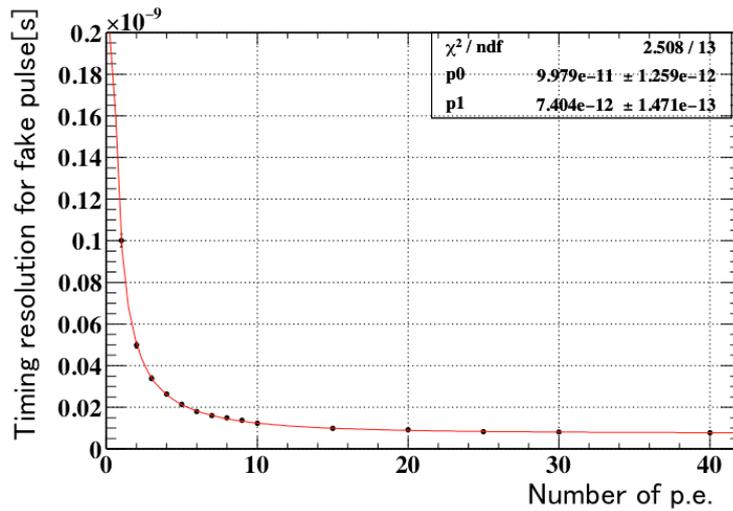


図 4.11 擬似パルスに対する時間分解能の p.e. 依存性

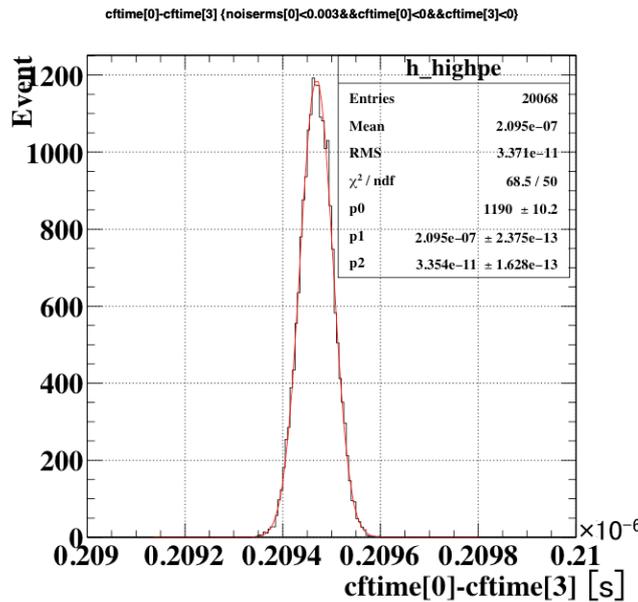


図 4.12 十分高い光量における $t - t_{laser}$ の分布

こうして、式 4.2 の σ 以外が求まった。図 4.13 は $N_{p.e.}$ に対する $t - t_{laser}$ の時間分解能を表しており、

赤線は式 4.2 を 1 p.e. の点で固定するように書いたものである。なお、図 4.14 の波高分布から各 p.e. 毎のイベントを選定している。2 p.e. 以降の点に対しては赤線から外れている。これは、2 p.e. 以降のイベントについてはクロストークや、アフターパルスが含まれており、その影響が見えているためであると考えられる。1 p.e. に対する時間分解能 TTS は、1 p.e. における $t - t_{laser}$ の標準偏差から σ_{laser} 、 σ_{noise} 、 σ_{const} を除くことにより、 71.3 ± 8.2 ps と求めた。波形シミュレーションの際、TTS の不定性を持った時間でテンプレート波形を発生させる。

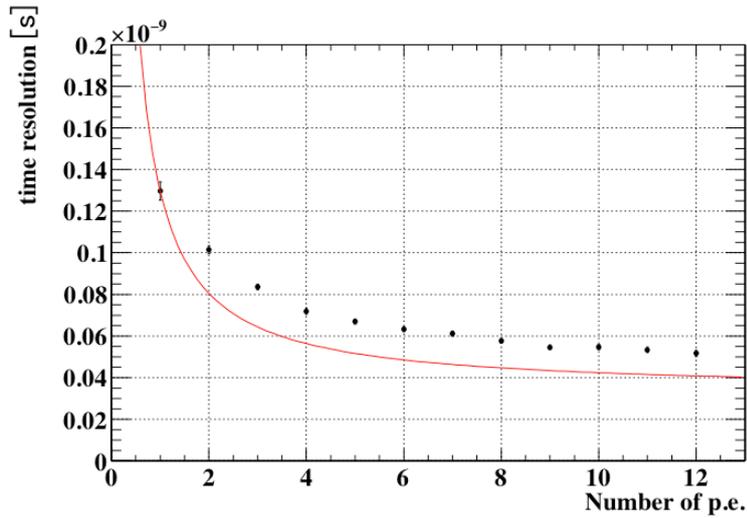


図 4.13 時間分解能の p.e. 依存性

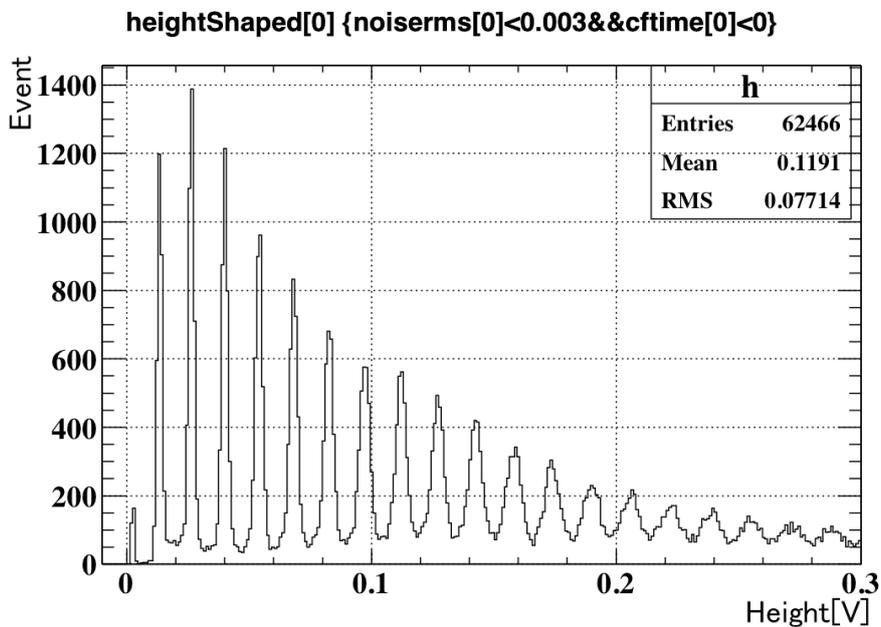


図 4.14 波高分布。このデータでは、アッテネータでレーザーの光量を変えた複数回の測定をつなげている。また、波高には前述した移動平均によるハイパスフィルタがかけられている。

4.1.2 SPICE による SiPM 単体の波形再現

SiPM 等価回路

SiPM の一つのピクセルは、クエンチング抵抗 R_q とそれに寄生するキャパシタンス C_q 、p-n 接合によるキャパシタンス C_D により図 4.15 のようにモデル化でき、SiPM 全体の等価回路はピクセルを並列につなげたものなので、図 4.16 のようにかける [10]。今回は 1 p.e. の信号、すなわち SiPM の 1 つのピクセルからの信号を再現したいので、1 つのピクセルに対して電流ソースを置くことで、雪崩増幅を再現できる回路になっている。また、 C_g はグリッド部分に寄生するキャパシタンスである。SiPM を抵抗 R_p とキャパシタンス C_p を並列に接続したものと考えたとき、後述する LCR メータでこれらを測定できる。このとき、 C_D と C_g は

$$C_D = \sqrt{\frac{1 + \omega^2(C_D + C_q)^2 R_q^2}{\omega^2 N_{pix} R_q R_p}} \tag{4.3}$$

$$C_g = C_p - N_{pix} C_D + \frac{\omega^2 C_D^2 R_q^2 N_{pix} (C_D + C_q)}{1 + \omega^2 R_q^2 (C_D + C_q)^2} \tag{4.4}$$

とかける [10]。ここで、 ω は、下記の LCR 測定における入力波の角振動数である。また、SiPM のゲイン g と C_D 、 C_q には、素電荷を e 、オーバーボルテージ電圧を V_{ov} として、

$$eg = V_{ov}(C_D + C_q) \tag{4.5}$$

の関係がある。そのため、 R_q 、 R_p 、 C_p を測定すれば、 C_D 、 C_g 、 C_q を式 4.3、4.4、4.5 から導出でき、SiPM の等価回路のすべてのパラメータが決定する。そして、SPICE により SiPM の等価回路のシミュレーションを行う準備が整う。

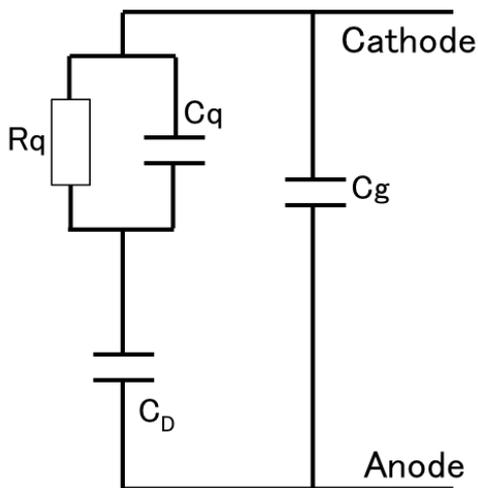


図 4.15 SiPM の 1 つのピクセルの回路モデル

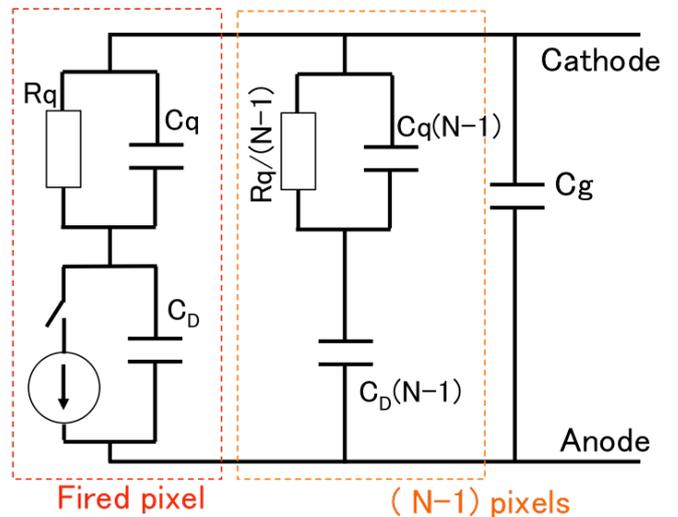


図 4.16 N ピクセルの SiPM の回路モデル。1 つのピクセルについては電流ソースにより信号を出せる。

クエンチング抵抗の測定

クエンチング抵抗は SiPM に順方向バイアス電圧を印加したときの電流を測定することで導出できる。SiPM の一つのセルは p-n 接合によるダイオードとクエンチング抵抗の直列接続であると考えられる。ダ

イオードに順方向のバイアス電圧を印加したときの電流 i_d は

$$i_d = i_0 \left(e^{\frac{eV_d}{k_B T}} - 1 \right) \tag{4.6}$$

とかける。ここで、 V_d はダイオードにかかる電圧、 T はダイオードの温度、 k_B はボルツマン定数である。また、クエンチング抵抗に流れる電流 i_q は、

$$i_q = \frac{V_q}{R_q} \tag{4.7}$$

とかける。ここで、 V_q はクエンチング抵抗にかかる電圧である。また、直列接続のため、一つのセルを流れる電流 $i = i_q = i_d$ である。SiPM 全体の電流 I は、

$$I = iN_{pix} \tag{4.8}$$

となる。ここで、 N_{pix} は SiPM のピクセル数である。よって、SiPM に順方向バイアス電圧を印加したときの電圧特性 (図 4.17) を、

$$V = p_0 I + p_1 \log I + p_2 \tag{4.9}$$

でフィットすることにより、 R_q を求めることができる。ここで、第一項はクエンチング抵抗、第二項、第三項はダイオードの電圧特性を表す。また、 p_0, p_1, p_2 はフィッティングパラメータであり、 $p_0 = R_q / N_{pix}$ である。これより、クエンチング抵抗は $R_q = 974 \pm 13 \Omega$ となった。なお、 C_q は非常に小さいため、無視している。

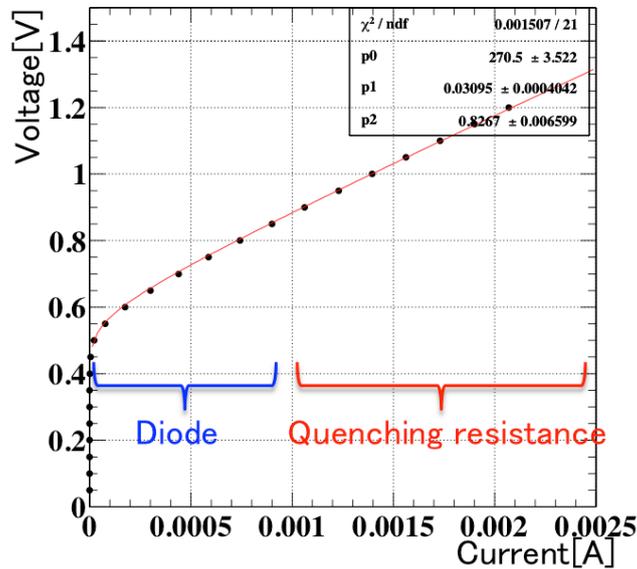


図 4.17 順方向バイアスに対する電流測定。ダイオードの特性とクエンチング抵抗による特性が現れている。

LCR 測定

SiPM 全体の抵抗 R_p とキャパシタンス C_p を、LCR メータ (HIOKI LCR HiTESTER 3532-50) を用いて測定した。LCR メータは、SiPM にサイン波を入力し、四端子法によりインピーダンスと位相差を測定することで R_p 、 C_p を導出することができる。 R_p 、 C_p の入力するサイン波の周波数依存性を測定した

ものが図 4.18 である。これを見ると、高い周波数のところで R_p 、 C_p が飽和していることが分かる。そのため、設定できる最大周波数である 5 MHz で、 R_p 、 C_p の電圧依存性を測定した。ブレイクダウン電圧に到達する直前まで逆バイアス電圧を印加して測定を行った。その結果が図 4.19 である。電圧の高いところで R_p 、 C_p が飽和していくので、最大電圧のときの値である $R_p = 342 \Omega$ 、 $C_p = 194 \text{ fF}$ を用いる。

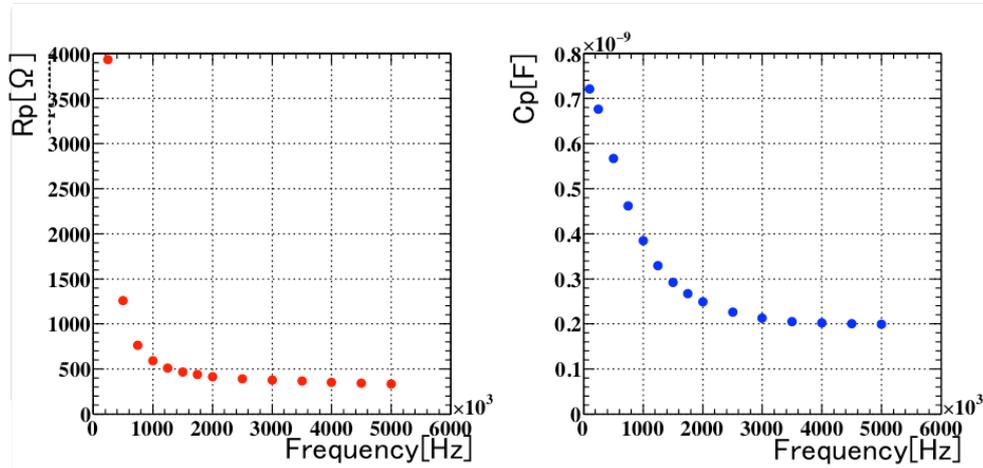


図 4.18 R_p 、 C_p の周波数依存性

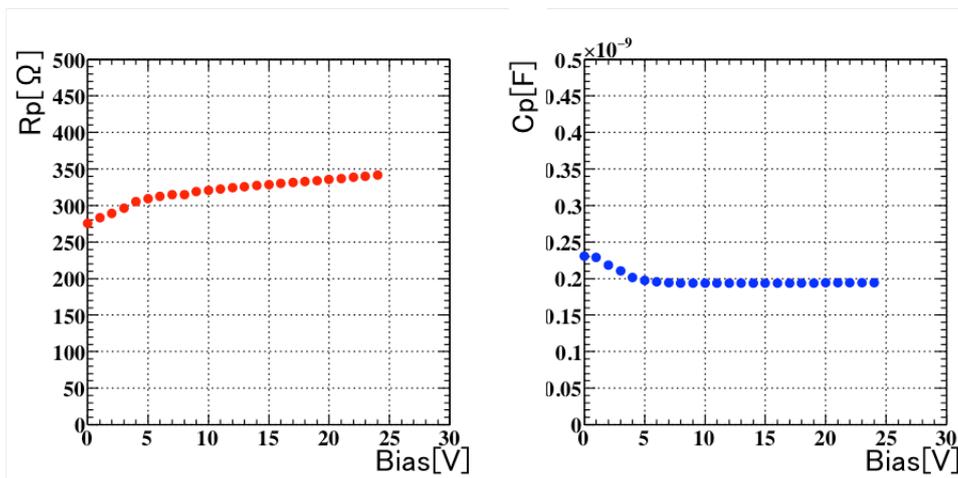


図 4.19 R_p 、 C_p の電圧依存性

波形再現

R_q 、 R_p 、 C_p が測定できたため、式 4.3、式 4.4、式 4.5 より、 C_q 、 C_D 、 C_g を導出することができる。この計算結果が表 4.2 である。これらのパラメータを用いて、SPICE で SiPM の等価回路と増幅器の回路シミュレーションを行う。図 4.16 のように、雪崩増幅を電流ソースにより擬似的に発生させることで、1 p.e. 信号の波形をシミュレートしたところ、図 4.20 の青色の波形が得られた。しかし、4.1.1 節で測定した 1 p.e. の平均波形 (黒色) と一致していないため、パラメータを調整することを考える。波形の時定数は R_q 、 C_D 、 C_q によって決まっているため、それらを調整することで、実際の波形を再現することが可能である。表 4.2 に調整後の値にあるように R_q 、 C_q を調整したところ、1 p.e. の平均波形に一致する赤色の波形をシミュレートすることができた。ここで、 C_q を 2 倍近く調整しているが、この値は非常に

小さく、測定による不定性が大きいいため、大幅な調整が必要になったと考えられる。なお、波高は電流ソースの値を調整することでスケールしている。

回路パラメータ	測定値	調整後の値	調整率
R_q	974 k Ω	1150 k Ω	18%
C_q	7.0 fF	14.0 fF	99%
C_D	97.0 fF	97.0 fF	0%
C_g	141 pF	141 pF	0%

表 4.2 SiPM の等価回路のパラメータの測定値と調整後の値及び調整率

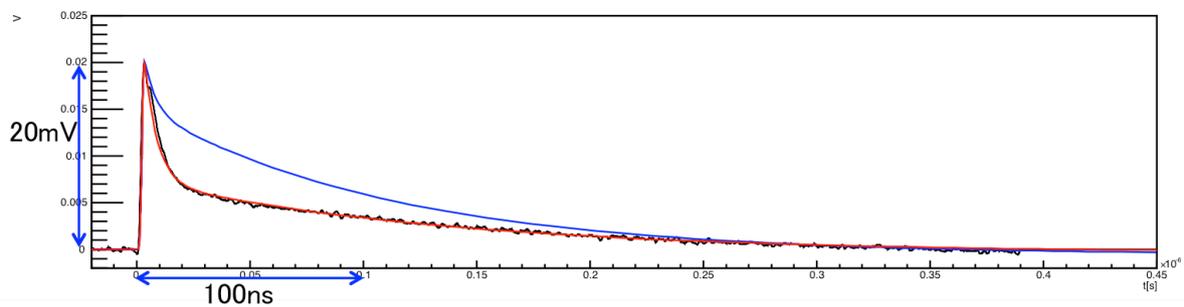


図 4.20 SPICE による 1 p.e. 信号の波形再現。黒が実測の波形、青がパラメータ調整前、赤がパラメータ調整後 SPICE による再現波形である。

4.1.3 SPICE による SiPM array の波形再現

SiPM 単体からの 1 p.e. 波形を再現するように SiPM の回路パラメータを決定したので、そのパラメータを用いて、SPICE で SiPM array の 1 p.e. 波形をシミュレートする。SPICE で SiPM の等価回路を 6 つ直列に接続し、波形をシミュレートしたものが、図 4.21 の青色である。直列接続のため、合成されたキャパシタンスが小さくなり、赤色の SiPM 単体の波形に比べ、低周波成分が少なくなっていることが分かる。シミュレーションによるカウンターの時間分解能は実際のカウンターの測定結果と比較するが、実際の測定は、ポールゼロキャンセレーション回路によるハイパスフィルタや、実機を想定した長い同軸ケーブルを用いて行われている。それらによる波高の減衰率を測定したところ、ポールゼロキャンセレーションについては 49.9%、ケーブルについては 25.6%、その両方については 63.8% であった。SPICE でポールゼロキャンセレーションをかけ、波高を青色から 63.8% 減衰させたものが緑色の波形である。これが実際の測定における SiPM array からの 1 p.e. シグナルの波形であり、SiPM と増幅器の増幅率で割ったもの (図 4.22) を波形シミュレーションで用いるテンプレート波形とした。

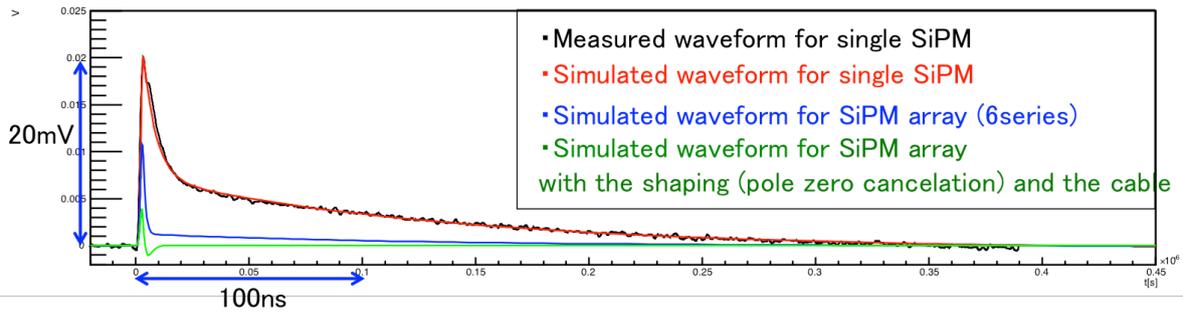


図 4.21 SPICE による 1 p.e. 信号の波形再現

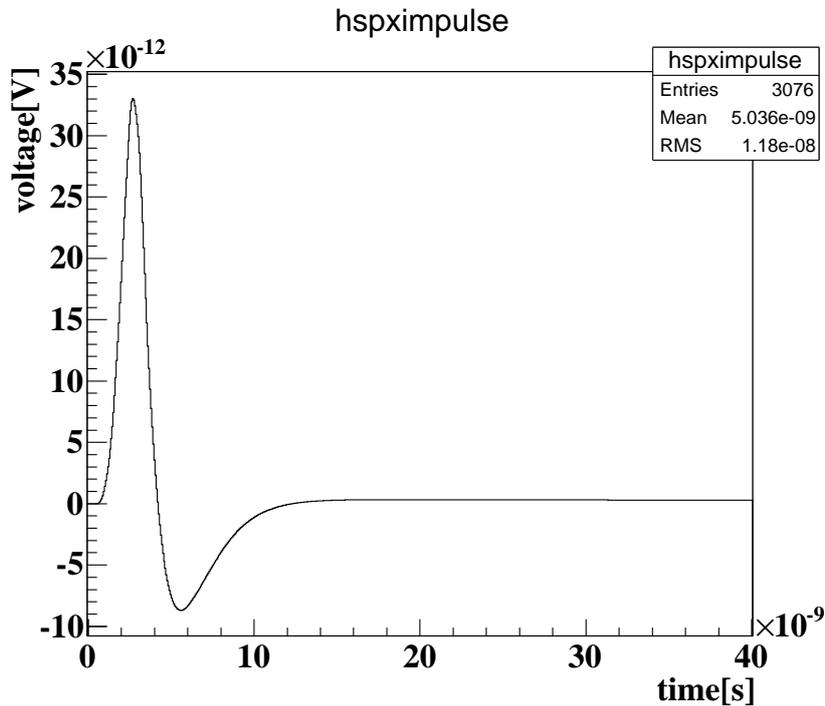


図 4.22 波形シミュレーションのテンプレート波形

4.2 フォントラッキング

geant4 を用いて ^{90}Sr 線源からの電子をプラスチックシンチレータに照射し、シンチレーション光が SiPM に到達するまでのシミュレーションを行う。発生したシンチレーション光一つ一つに対してトラッキングを行い、各光子が SiPM に到達したときの時間情報を知ることができる。カウンターのジオメトリーは図 4.23 のようになっている。カウンターのサイズは実際のものと同じ $120 \times 40 \times 5 \text{mm}^3$ であり、両端に 6 つの実際と同じサイズの SiPM が付いている。この SiPM が有感領域になっており、ここに当たった光子の情報を記録する。カウンターの後ろには $5 \times 5 \times 5 \text{mm}^3$ のシンチレータに 1 つの SiPM がついたレファレンスカウンターが設置され、ここにヒットしたイベントだけを用いる。実際のカウンターと同じプラスチックシンチレータ (BC422) を再現するよう、セットアップは表 4.3 のようになっている。立ち上がり時間は $< 20 \text{ps}$ と無視できるほど早いため、 0ps としている [11]。吸収長については後述するように同様のセットアップにおける実測値を用いた。他の値についてはカタログ値を用いた [12]。

シンチレーション光の発光波長は図 3.3 のスペクトルに従う。また、SiPM の PDE については、その波長依存性 (図 3.5) に従う確率で、光子が記録される。 ^{90}Sr は半減期 28.8 年で <0.55 MeV の β 線を放出し、 ^{90}Y に崩壊する。さらに、 ^{90}Y は 64 時間という短い半減期で <2.3 MeV の β 線を放出することで ^{90}Zr に β 崩壊する。 ^{90}Y の β 崩壊からの β 線が支配的なので、エンドポイントのエネルギーが 2.3 MeV の β 線を生成した。

パラメータ	値
発光量	8400 photons/MeV
吸収長	20.6 cm
屈折率	1.58
立ち上がり時間	0 s
減衰時間	1.6 ns

表 4.3 シンチレータのパラメータ

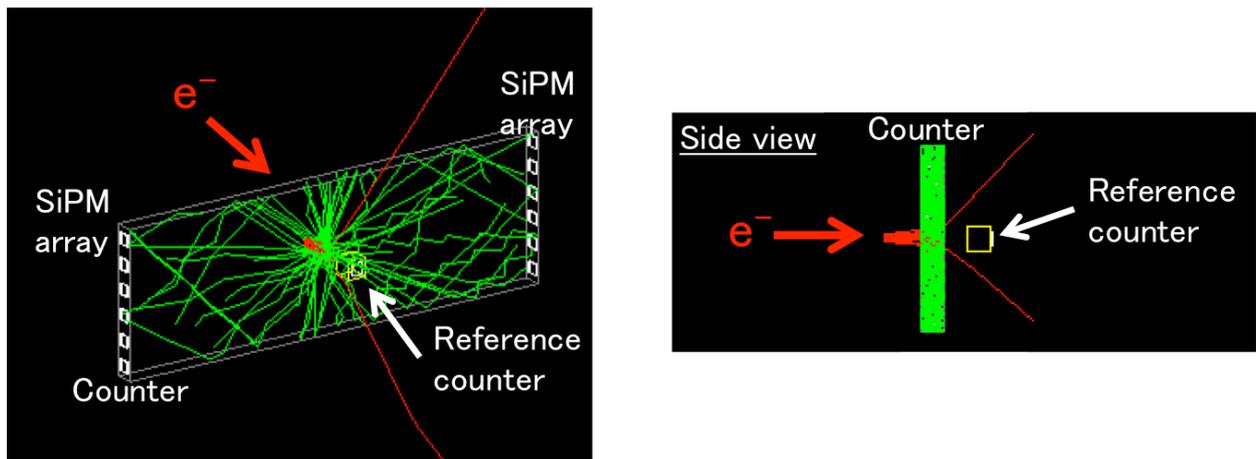


図 4.23 シミュレーションのジオメトリ

4.3 波形シミュレーション

各光子に対して SiPM に当たった時間でテンプレート波形の畳み込みを行うことで、波形を再現する。畳み込みは、高速フーリエ変換を用いて行う。関数 $f(t)$ 、 $g(t)$ のフーリエ変換をそれぞれ $F(f)$ 、 $F(g)$ とするとき、2つの畳み込み $F(f * g)$ は、

$$F(f * g) = F(f) \cdot F(g) \tag{4.10}$$

とかける。1 イベントごとに光子が SiPM に到達したときの時間分布 (図 4.24) と、前述した 1 p.e. のテンプレート波形を畳み込むことで、波形を再現する。

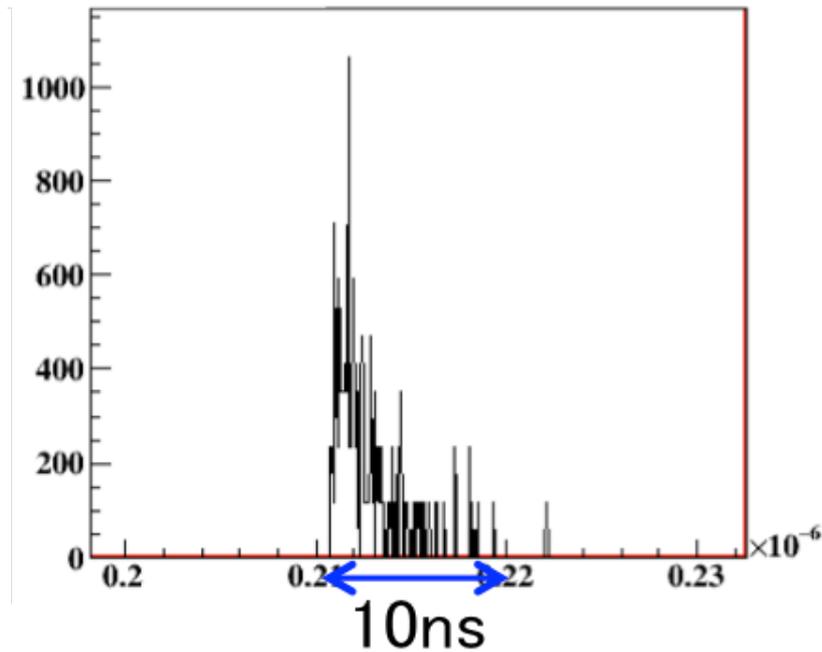


図 4.24 シンチレーション光の SiPM へのヒット時間分布

減衰長

シンチレータの減衰長は、シミュレーションと実測それぞれに対し、カウンターの中心点と、長さ方法に $+4.25$ cm、 -4.25 cm ずらした位置に線源を照射したときの電荷の減衰から導出する。図 4.25 の赤は実際のカウンターにおけるそれぞれの位置での ch1 側の電荷である。これを指数関数でフィットすることにより、実測での減衰長は 19.1 cm となった。シミュレーションにおける減衰長の入力値と、波形シミュレーション後の同様にフィットして導出した減衰長は図 4.26 のようにわずかにずれてるが、線形フィットすることで実測値を再現するようにシミュレーションの入力値を 20.6 cm に決定した。図 4.25 の青はシミュレーションによるものであり、減衰の仕方を再現できていることがわかる。

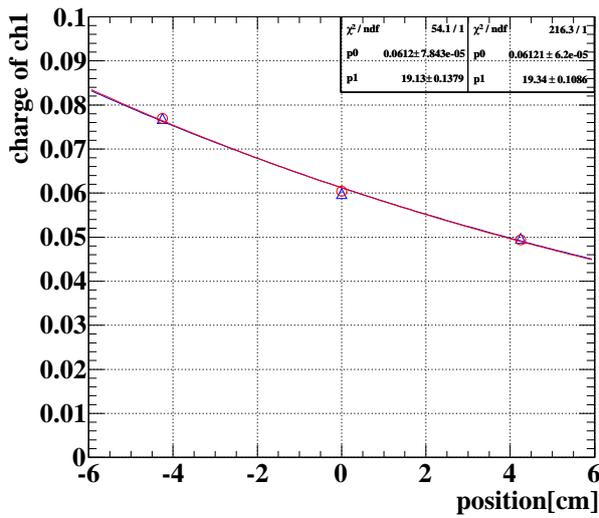


図 4.25 実測 (赤) とシミュレーション (青) におけるヒット位置ごとの電荷

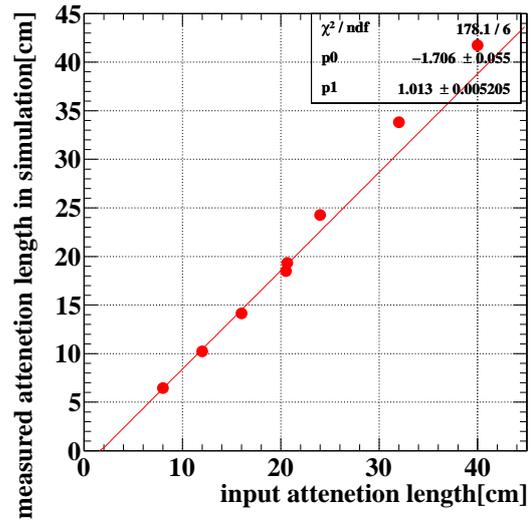


図 4.26 減衰長のシミュレーションの入力値に対する波形シミュレーション後の値

ダークノイズ

SiPM のダークノイズは前述するよう測定された一定のレートで発生するため、ダークノイズ事象間の時間間隔は指数分布に従う。そのため、波形シミュレーションの際、式 4.11 で表される時間 t_{dark} でテンプレート波形を加えることにより、ダークノイズを再現する。

$$t_{dark} = -\frac{1}{R_{dark}} \log(1 - r) \tag{4.11}$$

ここで、 r は 0 から 1 までの一様乱数を表し、 $-\log(1 - r)$ は指数分布に従う乱数を発生する。 t_{dark} をパラメータとし、任意のレートでダークノイズを導入できる。

クロストーク

クロストークは、SiPM のあるピクセルに光子が当たった時、クロストーク確率でその隣のピクセルにおいてテンプレート波形を加えることにより再現する。その確率がパラメータとなっている。

ホワイトノイズ

周波数ごとに強度が同じになるホワイトノイズを、ガウス分布に従うように導入する。ガウス分布の標準偏差をパラメータとした任意の大きさのホワイトノイズを再現できる。

4.4 シングルカウンターの再現

カウンターの波形シミュレーションを行った結果、平均波形は図 4.27 の青のようになった。黒は実測の平均波形である。立ち上がり部分を拡大したものが図 4.28 であり、おおよそ一致していることがわかる。アンダーシュート部分は再現できていないが時間分解能に大きく効くのは立ち上がり部分である。なお、実測の波高に合うように SiPM の PDE を調整している。図 4.29 の左は実測でのカウンターの時間とレファレンス時間の差、右は、シミュレーションでのカウンターの時間の分布である。シミュレーショ

ンにおいてはすべてのイベントで同じ時間に電子が照射されるため、レファレンスを用いる必要がない。カウンターの時間は、カウンターからの2つのchの平均を用いている。これらをガウス関数でフィットすることにより、時間分解能は実測の 77.8 ± 0.5 ps に対して、シミュレーションでは 79.2 ± 0.5 ps となり、よく再現することができた。ここで、実測についてはレファレンスカウンターの時間分解能 30 ps を引いている。また、ベースラインのノイズのRMSが実測と同じになるようにホワイトノイズを調整した。時間分解能の導出方法については、第5章において詳述する。

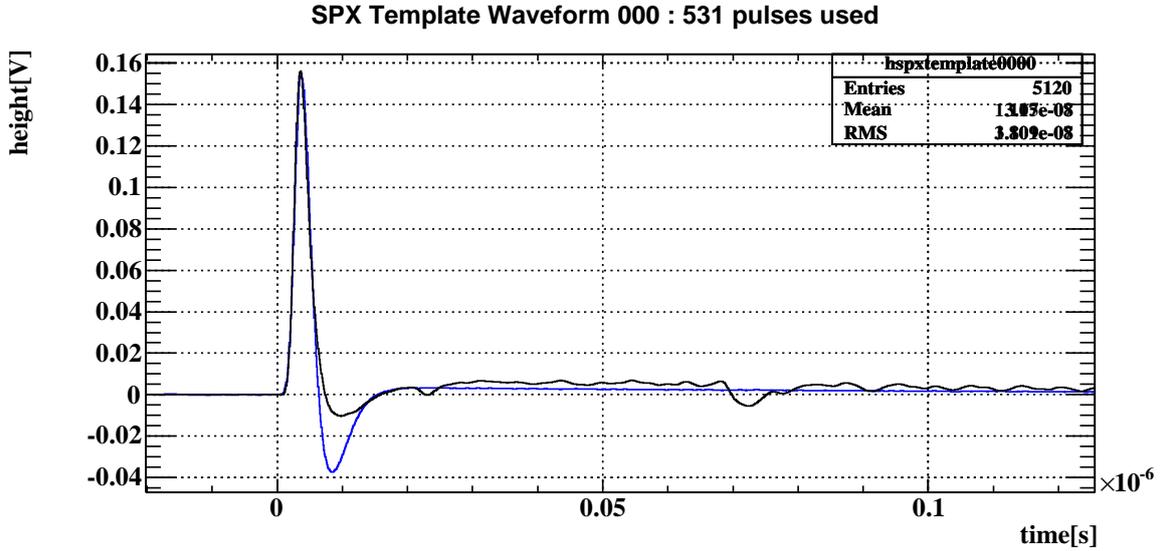


図 4.27 実測 (黒) と波形シミュレーション (青) における波形

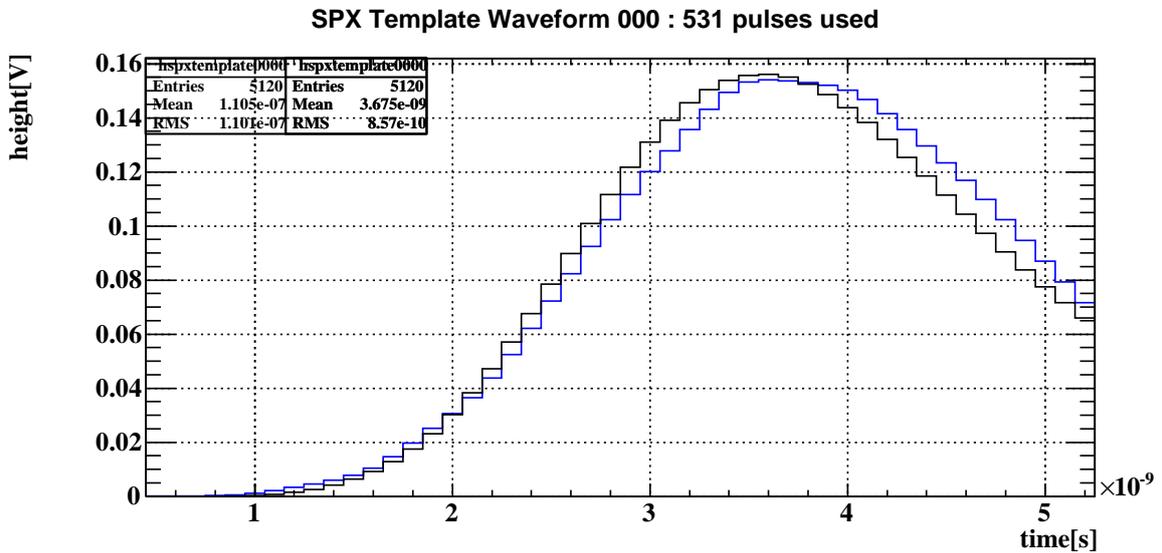


図 4.28 実測 (黒) と波形シミュレーション (青) における波形の立ち上がり部分

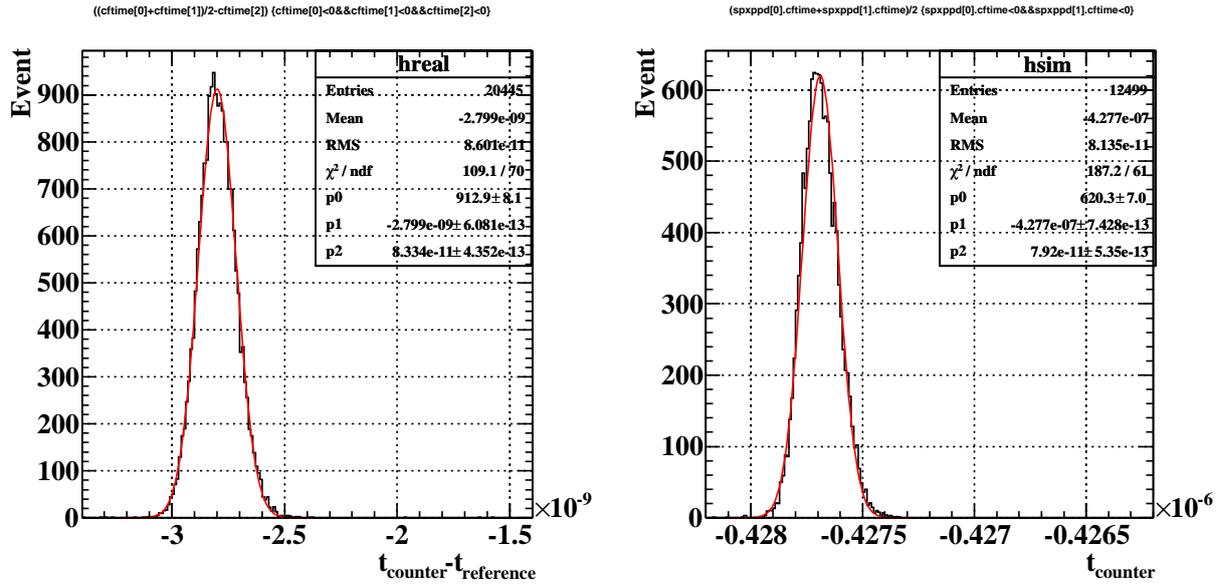


図 4.29 実測 (左) と波形シミュレーション (右) における時間分布

4.5 ノイズの影響

波形シミュレーションにおいてノイズの影響を評価した。前述するように導入したノイズを変化させることによる時間分解能への寄与を調べる。波形シミュレーションによる時間分解能のダークノイズレート、クロストーク確率、波形のベースライン部分のノイズの RMS に対する依存性がそれぞれ図 4.30、図 4.31、図 4.32 である。どれにおいても、実測値の近傍では大きく変化しておらず、時間分解能に対する影響は小さいと考えられる。

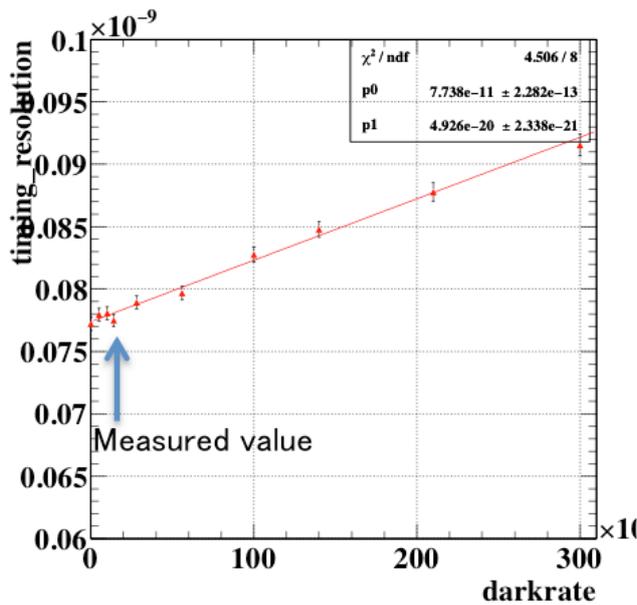


図 4.30 ダークノイズレートに対する時間分解能

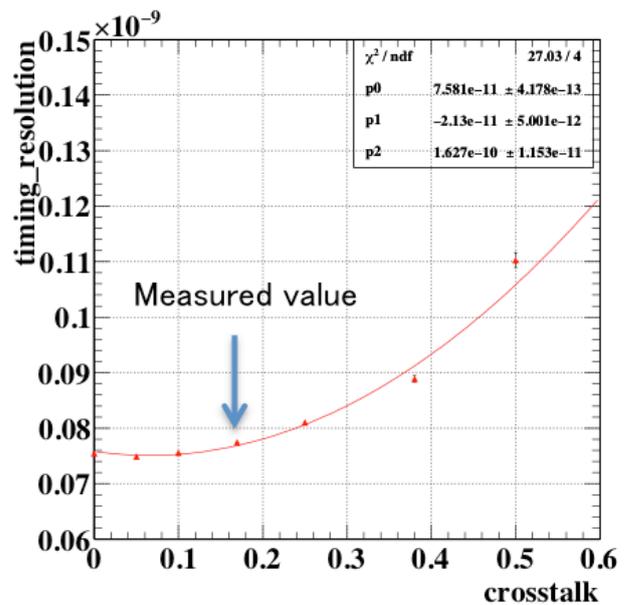


図 4.31 クロストーク確率に対する時間分解能

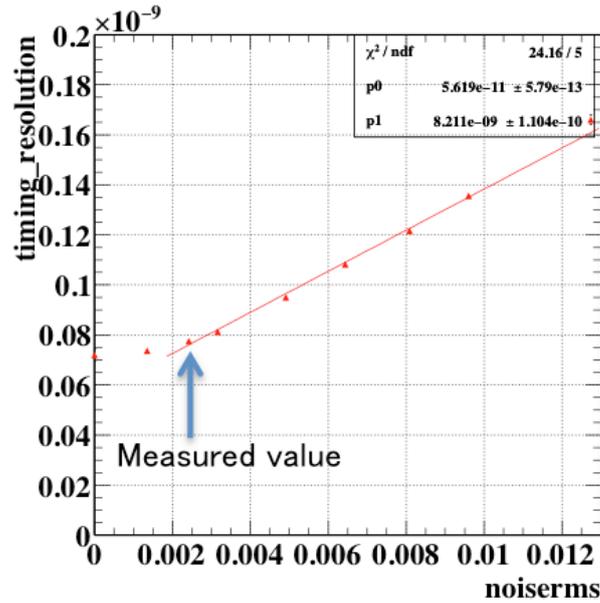


図 4.32 波形のベースライン部分のノイズの RMS に対する時間分解能

4.6 まとめ

シンチレーション光のトラッキングを行うことにより、一つのカウンターについて波形シミュレーションを行うことで、時間分解能を再現できた。SiPM 単体の基礎特性の測定から得られた SiMP array のテンプレート波形、TTS、ダークノイズ、クロストーク、ホワイトノイズを考慮して波形シミュレーションを行うことにより、実際のカウンターに近い波形を再現できていると考えられる。今後は、1つのカウンターに対してパイルアップの影響の評価、アフターパルスの導入、反射材の再現を行った後、512個のカウンターを並べた陽電子タイミングカウンター全体のシミュレーションを行うことで、MEG II 環境下での性能評価やノイズ、パイルアップの影響の影響を調べることを目標としている。

第5章

ビームテストによる陽電子タイミングカウンターの性能実証

この章では、2014年7月にイタリアのフラスカティ研究所で行った複数のカウンターを用いた陽電子タイミングカウンターの試作機のビームテストについて報告する。2013年9月に陽電子タイミングカウンターのビームテストが行われ、複数ヒットにより時間分解能が $1/\sqrt{N_{hit}}$ で良くなることが確かめられ、8カウンターのヒットにおいて 26.2 ± 1.3 ps の良い時間分解能が得られた。[8][13]。前回のビームテストでは、電子回路や SiPM、シンチレータ、PCB が実際に使うものとは異なるものを使っていたため、今回は実際の MEG II 実験に近いセットアップでのビームテストを実施した。また、後述するように解析方法についても改善した。また、2014年10月に行われた MEG II 実験で用いるものと同じ PSI の $\pi E5$ ラインでのミュオンビームによる、実際のハイレートな環境下での試験結果についても報告する [14][15]。

5.1 セットアップ

5.1.1 ビーム

ビームテストは、イタリアのフラスカティの LNF(Laboratori Nazionali di Frascati) における、Beam Test Facility(BTF) 内の線形加速器による陽電子ビームを用いて行った [16] [17]。ビームの性能は、表 5.1 に示した。シグナル陽電子 (52.8 MeV) に近いエネルギーである、48 MeV の陽電子を用いて性能評価を行った。ビームのレートは 25 Hz、バンチ幅は 10 ns である。実験ホール (図 5.1) に到達したビームは、マグネットにより位置の微調節が行われ、スリットにより陽電子が 1 つのイベントが多くなるようになるよう調節した後、暗箱内の試作機に照射される。スリットを通過後のビームのバンチ内の陽電子の数は、1-3 個であるが、解析により陽電子 1 個のイベントを選定している。

パラメータ	値
エネルギーレンジ	25-750 MeV(e^-) 25-510 MeV(e^+)
トランスバースエミッタンス (510 MeV)	1 mm mrad(e^-) 10 mm mrad(e^+)
エネルギーの広がり (510 MeV)	1%(e^-) 2%(e^+)
ビームレート	1-50 Hz
パルスごとの粒子数	$1-10^{10}$
パンチ幅	1 または 10 ns
スポットサイズ	2 mm(一つの粒子) 2 cm(複数個の粒子)

表 5.1 BTF のビーム特性

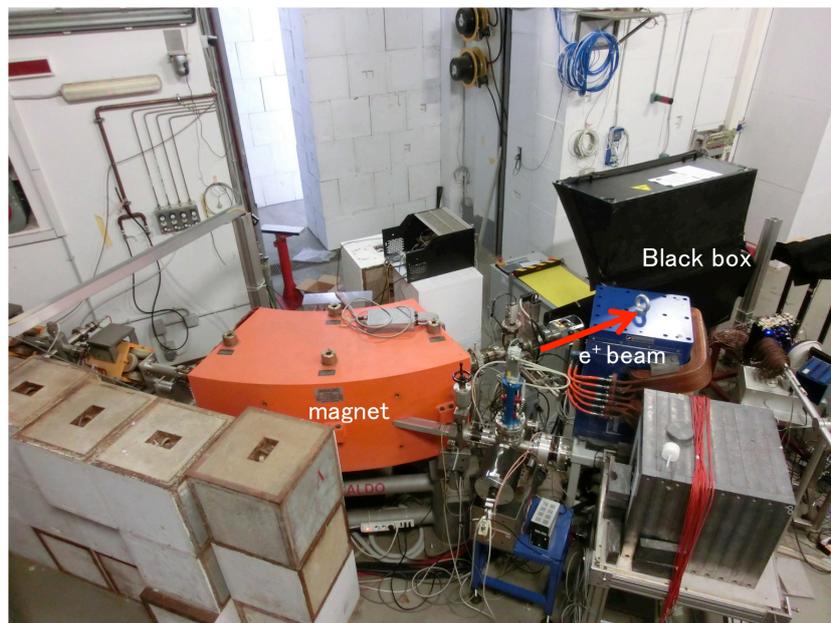


図 5.1 実験ホールの写真

5.1.2 陽電子タイミングカウンターの試作機

試作機のセットアップの概要図を図 5.2 に、写真を図 5.3 に示す。カウンターは、実際のものと同じサイズである $120 \times 40 \times 5 \text{ mm}^2$ と $120 \times 50 \times 5 \text{ mm}^2$ の 2 種類のものが用いられ、両端の PCB 上に 6 個直列の SiPM がはんだ付けされている。また、SiPM とシンチレータは光学セメント (BC-600 Optical cement) を用いて光学接合されている。シンチレータは Saint-Gobain 社の BC422、反射材は ESR film(3M 社) と、共に実機で使用予定と同じである。6 個の 4 cm 型のカウンターと 3 個の 5 cm 型のカウンターが 5.5 cm 間隔で並べられており、その前方に 2 つのレファレンスカウンター、RC1、RC2 が置かれている。2 つのレファレンスカウンターを用いたのは、レファレンス時間の時間分解能をより良く見積もるためである。RC1 は $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^2$ のシンチレータ (BC422) に一つの SiPM、RC2 は $25 \times 12 \times 5 \text{ mm}^2$ のシンチレータ (EJ232:BC422 と同じ性能) に 2 つの浜松ホトニクス社の SiPM が設置されている。小さいサイズのシンチレータをレファレンスに用いることで、レファレンスカウンターの時間分解能を良くしている (詳細は次節)。各カウンターからのシグナルは、バックプレーンによりまとめ

て読み出すことができ、7.8 m の非磁性の同軸ケーブル (RG178) を用いて7つの DRS に接続し、RC1 をトリガーとしてデータを取得する。各 DRS に同じ信号 (正弦波) を分岐して入力し、オフラインで解析した時間をもとに DRS 同士の同期を行う [8]。試作機全体が暗箱の中に入れて遮光されるため、カウンターごとの遮光は1つを除いて行っていない。1つのカウンターについては遮光シートでラッピングされている。また、バックプレーン全体は X-Y ステージに固定されており、ビームを照射する位置を変えたときのデータも取得した。今回は SiPM とシンチレータについて、製造の問題で実際のものより 10 ps 程度時間分解能が悪いものが用いられている。

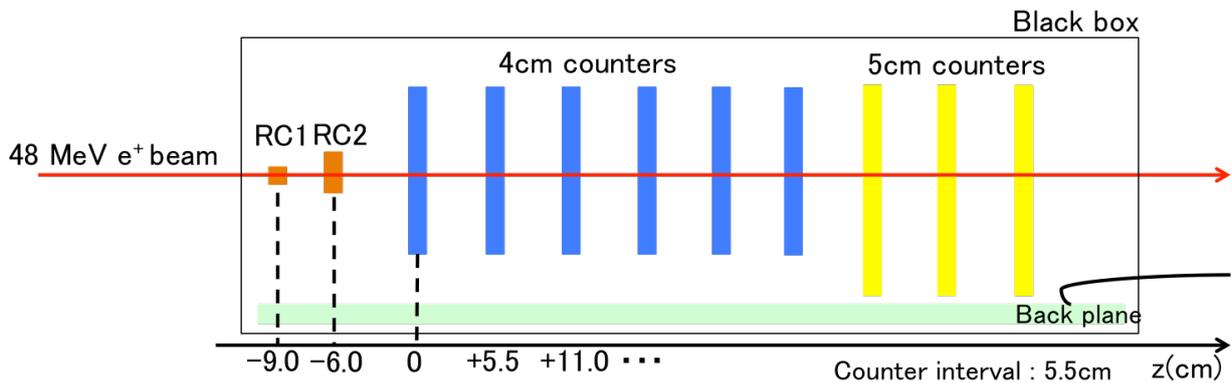


図 5.2 試作機のセットアップ

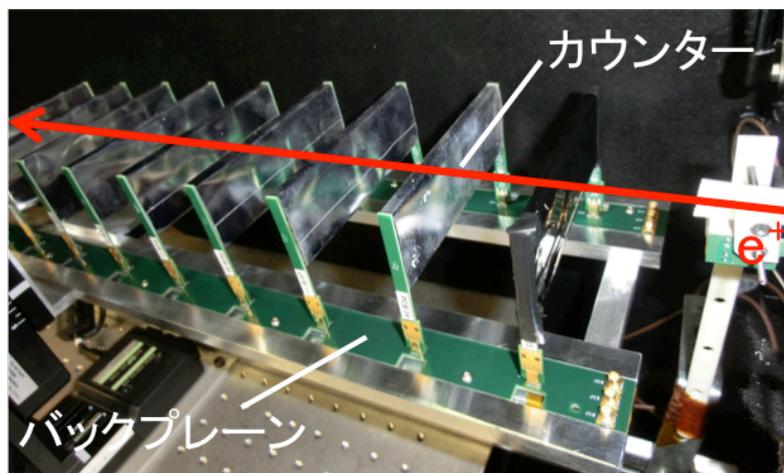


図 5.3 試作機の写真

5.2 解析方法

5.2.1 イベントセレクション

ビームのバンチには複数個の陽電子が含まれていることがあるため、陽電子が1つのみのイベントを、前から1、2番目のカウンターの電荷分布から選定した。図 5.4 は1番目のカウンターの電荷分布を示しており、陽電子の数によってピークが見られ、複数個の陽電子がヒットしていることがわかる。なお、時間や電荷は第4章における波形解析と同様のことを行っている。図 5.5 は1番目のカウンターと2番目のカウンターの電荷の相関図である。青線で囲まれた範囲が陽電子が1つのイベントであるため、それ以外

の範囲のイベントをカットした。2つのカウンターを持ちいることにより、エネルギーデポジットの大きいイベントもカットせずに使うことができる。また、1、2番目のカウンターを使っているのは、後ろのカウンターほど多重散乱の影響で電荷分布が広がり、イベントセレクションに向かないためである。カット後の1番目のカウンターの電荷分布(図5.6)を見ると、陽電子が一個のみのイベントを選定できていることがわかる。また、RC1の電荷分布(図5.7)からもイベントセレクションを行った。それにより、陽電子が複数個のイベントに加え、RC1にかするよう陽電子が当たった、ビームライン中心からずれたイベントを除くことができる。かすったイベントはシンチレータを通過する距離が短く、エネルギーデポジットが少ないため、電荷が小さくなる。

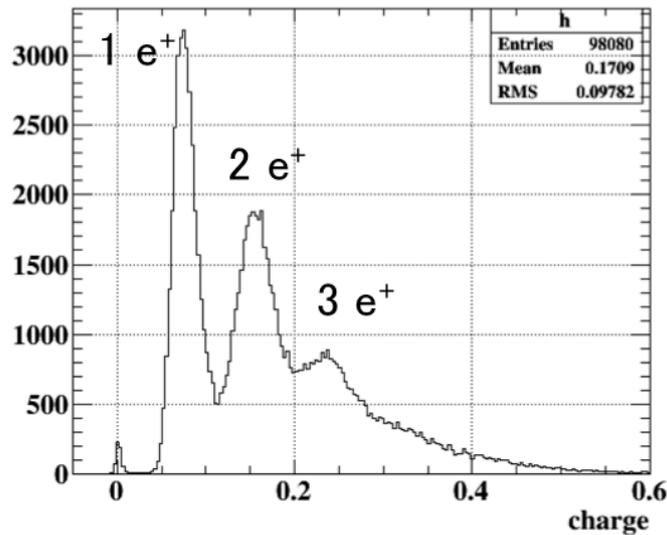


図5.4 1番目のカウンターの電荷分布

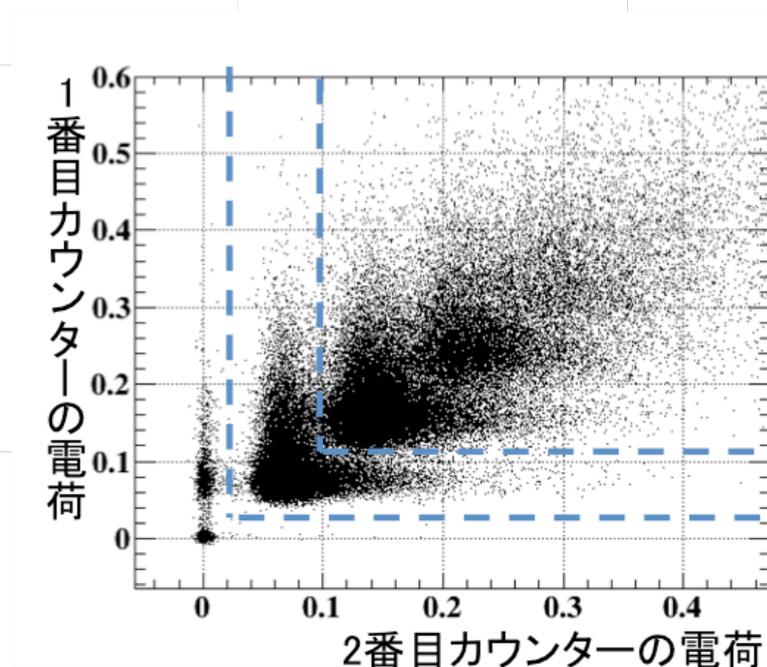


図5.5 1番目と2番目のカウンターの電荷の相関

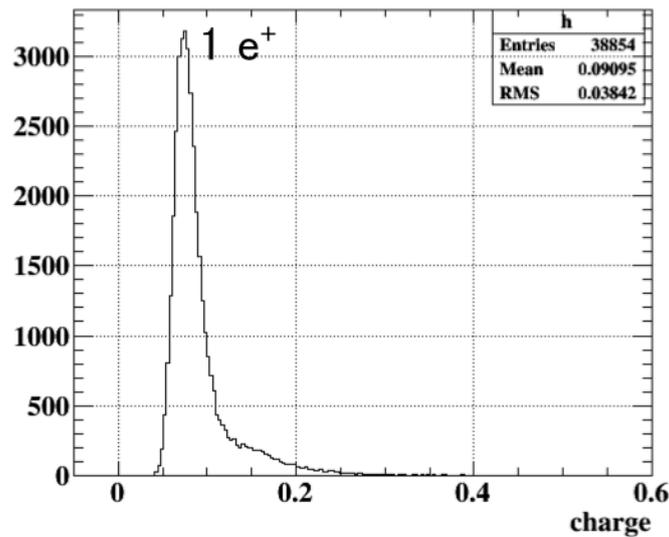


図 5.6 カット後の 1 番目のカウンターの電荷分布

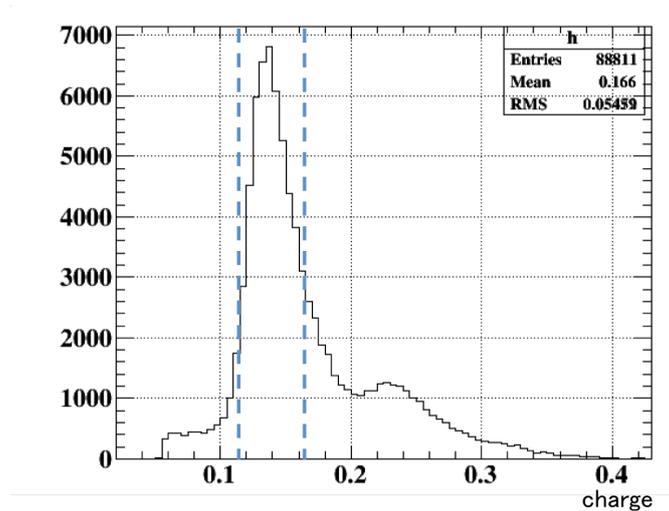


図 5.7 RC1 の電荷分布

5.2.2 レファレンスカウンター

レファレンス時間には RC1 の時間 t_{RC1} と RC2 の時間 t_{RC2} の平均 $(t_{RC1} + t_{RC2})/2$ を用いるが、試作機の時間分解能を見積もる際に、レファレンスカウンターの時間分解能を差し引く必要がある。レファレンスカウンターの時間は RC1、RC2 の平均時間 $(t_{RC1} + t_{RC2})/2$ を用いるが、この分布は DRS やその他の電子回路のジッター、トリガーのかかった時間による不定性を含んでいる。それらを打ち消すため、レファレンスカウンターの時間分解能は $(t_{RC1} - t_{RC2})/2$ の分布 (図 5.8) をガウス関数でフィットしたときの標準偏差とした。ここで、 $(t_{RC1} + t_{RC2})/2$ と $(t_{RC1} - t_{RC2})/2$ の測定誤差に相関がないことを仮定すれば、それらは等しくなる。

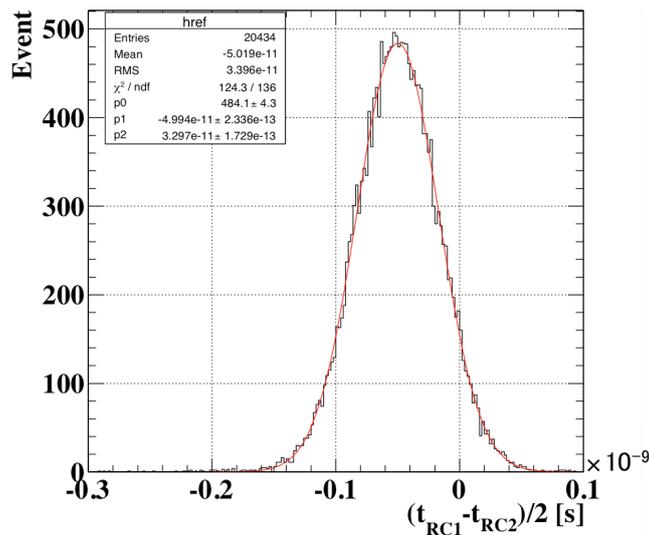


図 5.8 レファレンス時間の分布

5.2.3 クラスタリング

始めにヒットしたカウンターの場所からヒットカウンターのクラスターを作る。クラスターの中の初めにヒットしたカウンターのヒット時間を基準として、そこから想定される後ろのカウンターのヒット時間が測定値とずれているもの ($>1 \text{ ns}$) を解析に用いないことで、二次粒子によるヒット時間のずれたイベントを解析から除いている。

5.2.4 トラッキング

クラスタリングによりできたクラスターに対し、カルマンフィルターによるトラッキングを行う。前のカウンターにおけるヒット情報と測定値との誤差を用いて粒子の軌跡を推定し、計算されたトラックと実際に測定された位置が大きく外れたカウンターを解析に使わないことで、除ききれていない複数陽電子イベントや、ビーム起源の二次粒子がヒットしたカウンターを解析に使わないようにしている。

5.2.5 時間分解能

1つのカウンターには2つの読み出しチャンネルがあるため、カウンターのヒット時間は ch1 の時間 t_{ch1} と ch2 の時間 t_{ch2} の平均 $(t_{ch1} + t_{ch2})/2$ とする。カウンター単体の時間分解能は、対象とするカウンターとレファレンスカウンターの時間差の分布の標準偏差とする。複数カウンターの時間分解能は、2つの方法で評価する。1つは、複数カウンターの時間の平均とレファレンスカウンターの時間の差の分布から見積もる方法である。この方法は、レファレンスの時間測定を実際の実験におけるガンマ線の時間測定と考えると、実際のものに近い評価方法である。レファレンスカウンターの時間分解能を差し引くことにより、試作機の純粋な時間分解能を評価する。この方法を RC 解析と呼ぶ。もう1つの方法はカウンター同士の時間差を用いる方法である。この方法では、偶数番目のカウンターの平均時間と奇数番目のそれを差し引く事により、時間分解能を評価する。この方法では、レファレンスカウンターを用いないので、レファレンスカウンターの寄与を受けずにカウンターの時間分解能を評価できる。この方法を偶奇解析と呼ぶ。

5.2.6 較正

ヒット時間、ヒットポジション、エネルギーについて、以下のように較正を行った。

ヒット時間

各カウンターに対し、一番目のカウンターを基準とした相対的な Time of Flight(TOF) を計算し、TOF により予測される値とヒット時間のずれである時間オフセットを導出した。各カウンターのヒット時間からそれぞれの時間オフセットを引くことによって較正した。このずれは、カウンターごとのエレキの長さやカウンター固有の性質の違いに起因している。

ヒットポジション

カウンターの長さ方向のポジションスキャンデータから、その方向におけるヒット位置の較正を各カウンターについて行った。カウンターにビームが時間 t_0 で位置 x にヒットしたとき、カウンターの両端の SiPM で読み出されるそれぞれの時間 t_{ch1} 、 t_{ch2} は、シンチレーション光の反射等を考慮した実効的な速度を v_{eff} として、

$$t_{ch1} = t_0 + \frac{L/2 + x}{v_{eff}} \quad (5.1)$$

$$t_{ch2} = t_0 + \frac{L/2 - x}{v_{eff}} \quad (5.2)$$

とかける。よって、

$$t_{ch1} - t_{ch2} = \frac{2x}{v_{eff}} \quad (5.3)$$

となるため、カウンターの両チャンネルのヒット時間から、位置の情報を得ることができる。図 5.9 は、ビームのヒットポジションごとの $t_{ch1} - t_{ch2}$ である。これを線形フィットすることにより、 v_{eff} と位置のオフセットを各カウンターについて見積もった。これにより、ヒットポジションについて較正をおこなった。図 5.10 は、較正後の $x = 0$ にビームを照射したときの位置を式 5.3 により再構成した分布である。中央値は -0.06 cm となり、ビームのヒット位置を正しく再構成できている。また、標準偏差はヒットポジションの分解能を表し、1.2 cm となった。

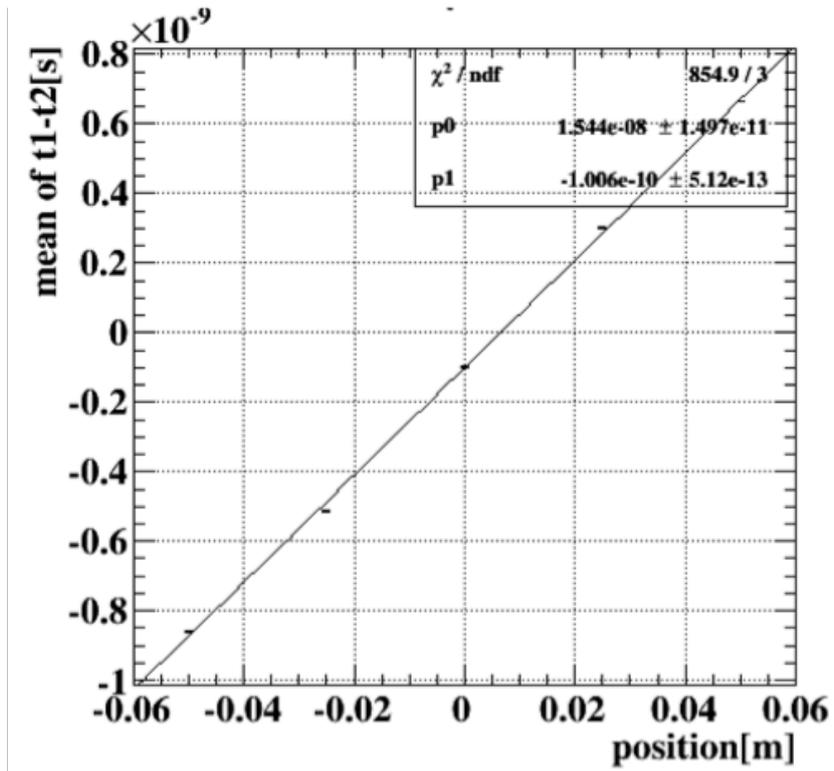


図 5.9 ビームのヒットポジションごとの $t_{ch1} - t_{ch2}$

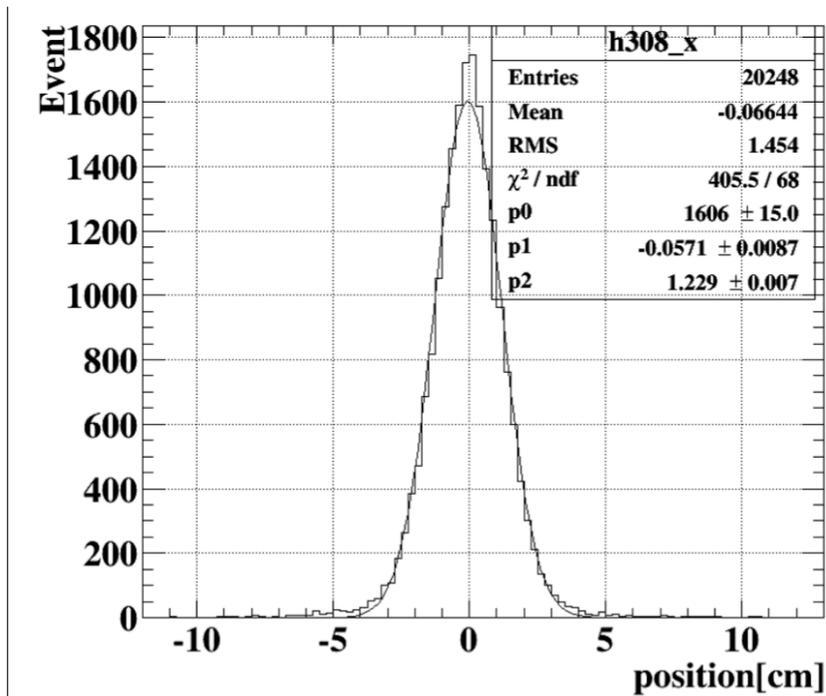


図 5.10 ポジション較正後の再構成されたビームのヒットポジション

エネルギー

ch1 と ch2 の電荷の相乗平均 $\sqrt{Q_{ch1}Q_{ch2}}$ はエネルギーデポジットに比例するため、これがモンテカルロシミュレーションによる値 0.83 MeV となるようにスケールした。図 5.11 は較正後の $\sqrt{Q_{ch1}Q_{ch2}}$ の分布であり、正しく較正できていることがわかる。

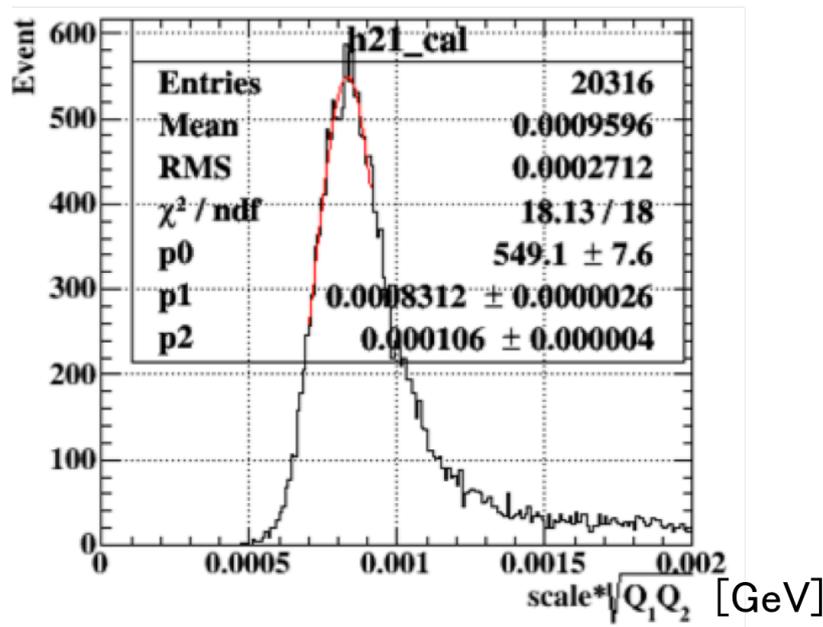


図 5.11 エネルギー較正後の電荷分布

5.3 結果

5.3.1 カウンター単体の時間分解能

各カウンターのヒット時間とレファレンス時間の差の標準偏差から、カウンターごとの時間分解能を評価した。図 5.12 は、今回のビームテストと ^{90}Sr 線源を用いて測定したラボテストにおける各カウンターの時間分解能である。ビームテストでは 90-100 ps、ラボテストでは 80-90 ps の時間分解能が得られている。ビームテストにおける陽電子のエネルギーが 48 MeV であるのに対し、ラボテストの ^{90}Sr 線源からの電子は <2.3 MeV であるため、エネルギーデポジットが大きい。そのため、ビームテストの方がシンチレーション光が少なくなり、時間分解能が悪くなっている。また、ビームテストで用いたバックプレーン由来のノイズが大きい ch があり、それにより時間分解能が悪くなっているカウンターもみられた。後ろ側のカウンター程、多重散乱に影響で時間分解能が悪くなることが予測されるが、それは見られなかった。今回は実際に用いられる性能の SiPM、シンチレータが使えなかったため、想定していた時間分解能よりも悪くなってしまったが、実際にはラボテストにおいて ~ 75 ps の性能が得られるものを用いる予定である。

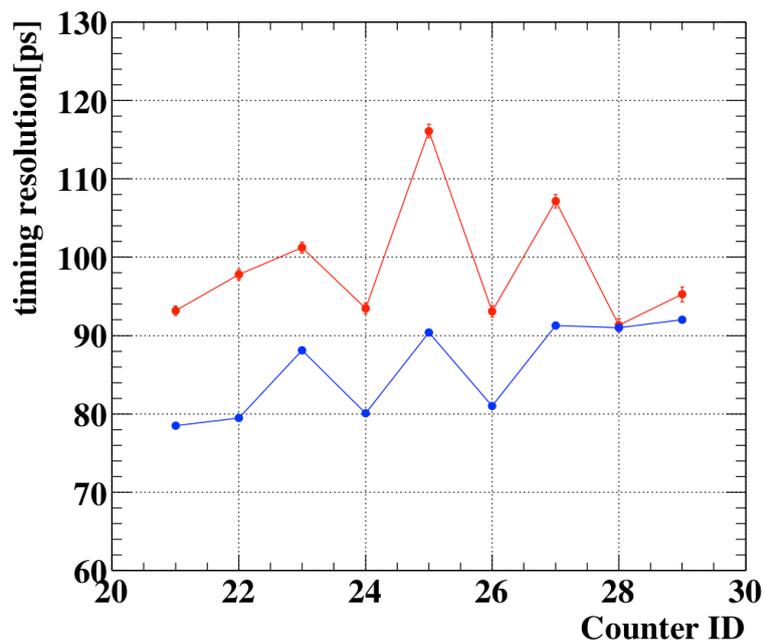


図 5.12 ラボテスト (青) とビームテスト (赤) における各カウンターごとの時間分解能

5.3.2 複数ヒットでの時間分解能

図 5.13 は、トラッキングとクラスタリングによるヒットセレクションをしていない場合の RC 解析 (緑) と偶奇解析 (青)、クラスタリングとトラッキングによるヒットセレクションをした場合の RC 解析 (赤) による複数カウンターでの時間分解能である。黒の実践は上で評価したカウンター単体の時間分解能を足し合わせることで期待される複数カウンターでの時間分解能である。カウンター単体の時間分解能を $\sigma_{counter}$ 、ヒット数を N_{hit} 、エレクトロニクス等時間分解能のオフセットを σ_{const} としたとき、 $\sqrt{\sigma_{counter}^2/N_{hit} + \sigma_{const}^2}$ でフィットした。モンテカルロシミュレーションによる MEG II 環境におけるヒット数の分布は図 3.9 となっており、赤のヒットセレクション後の RC 解析の結果に対してこの分布で重み付けを行うことにより、時間分解能は、36.6 ps となった。

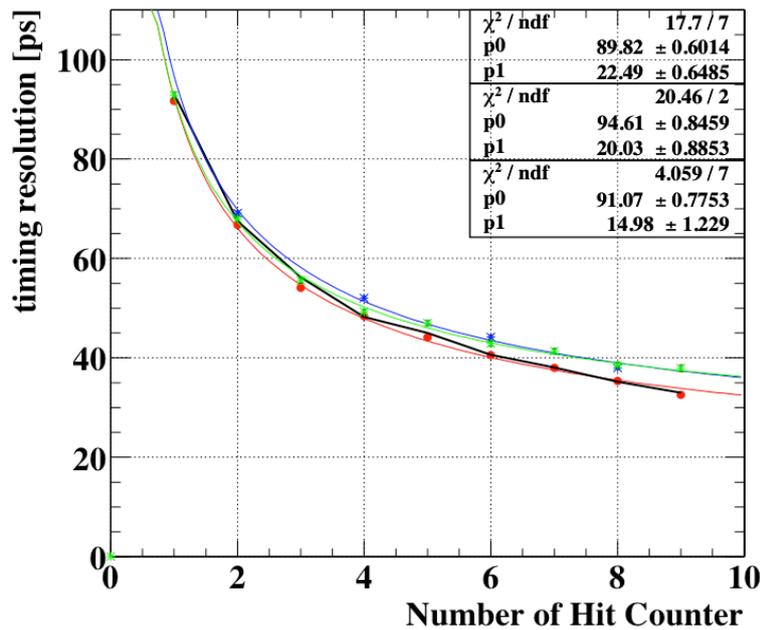


図 5.13 複数ヒットによる時間分解能。緑が RC 解析、青が偶奇解析、赤がクラスタリングとトラッキングによるヒットセレクションをしたときの RC 解析である。

5.4 ハイレートな環境下でのビームテスト

実際の MEG II 実験に近いセットアップで期待される性能を実証できた。しかし、BTF でのビームの最大レート 50 Hz ではパイルアップの再現が出来ないため、実際の PSI の $\pi E5$ ラインのハイレートなミュオンビームを用いてパイルアップの影響を調べた。図 5.14 のように $\sim 10^8$ Hz のミュオンビームをコリメータを通してターゲットに照射し、静止したミュオンが崩壊してできたミッセル陽電子を試作機を用いて検出する。これにより、MEG II 実験における同様のバックグラウンドを再現している。ビームのスリットの調整により低ヒットレート (17.8-64 kHz)、予期されるヒットレート (53-166 kHz)、高ヒットレート (89-290 kHz) の 3 段階のヒットレートで性能を試験した。なお、ヒットレートに幅があるのは、ターゲットからの距離に応じてカウンター毎にヒットレートが異なるためである。また、予期されるヒットレートはモンテカルロシミュレーションによるもので、4 cm カウンターに対して、平均 70.2 kHz、最大 174 kHz である。図 5.15 は、それぞれのヒットレートにおける複数ヒットでの時間分解能を示す。このビームテストでは 8 個のカウンターが用いられた。黒の実線は、各カウンターの時間分解能からの期待値であり、ヒットレートが高くなるにつれパイルアップの影響が大きくなり、8 ヒットに対しての時間分解能は、それぞれ 33.8 ps、34.4 ps、37.2 ps と悪くなるのがわかる。予期されるヒットレートにおける結果に対し、先ほどと同様に MEG II 環境におけるヒット数の分布で重み付けを行うと、時間分解能は 36.5 ps となった。

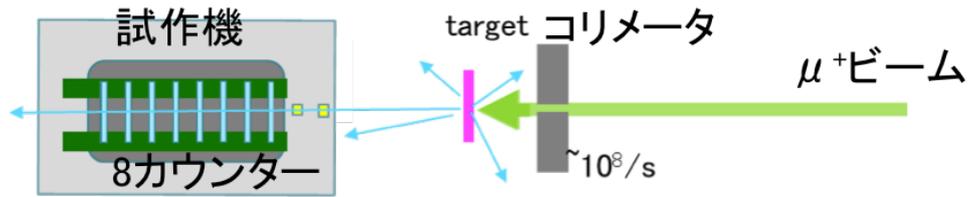


図 5.14 PSI におけるミュオンビームを用いたハイレート試験のセットアップ [14]

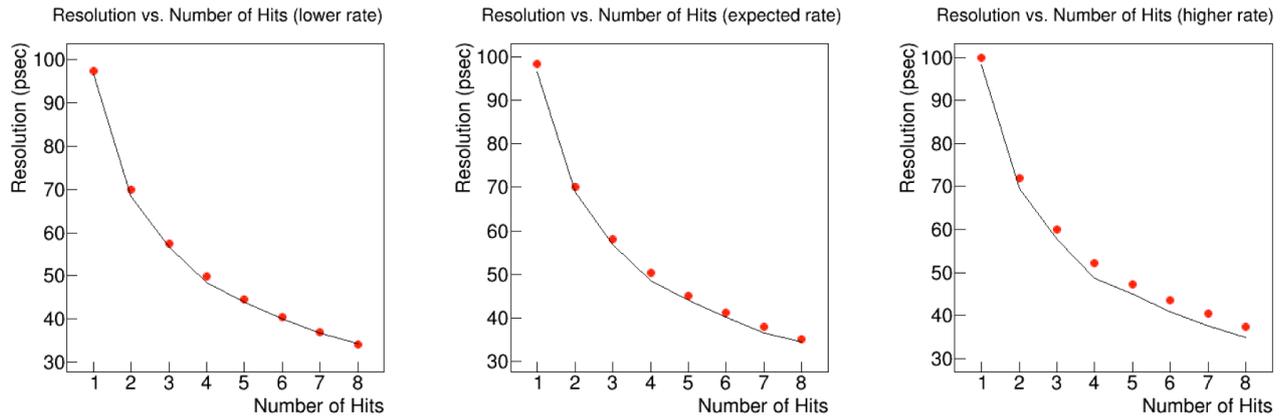


図 5.15 各ヒットレートでの複数ヒットによる時間分解能。左：低ヒットレート (17.8-64 kHz)、真ん中：予期されるヒットレート (53-166 kHz)、右：高ヒットレート (89-290 kHz)。[14][15]

5.5 まとめ

BTF において陽電子タイミングカウンターの試作機を用いた MEG II 実験に近いセットアップでのビームテストを行った。時間分解能は 36.6 ps となり、目標性能程度の分解能を達成した。BTF でのビームテストが成功したため、MEG II 実験で用いられる PSI の $\pi E5$ ラインにおいてハイレートな環境下での試験も行った。このビームテストにより、MEG II 実験で予期されるヒットレートでのパイルアップがあったとしても 36.5 ps の優れた時間分解能が得られた。今回は、本来よりも性能の悪い SiPM とシンチレータを使わざるを得ない状況にあったが、本番ではさらに良い性能になることが期待される。また、ビームテストにおけるパイルアップの影響を波形シミュレーションから見積もり、テスト結果を再現することも行いたい。

第6章

レーザーを用いた時間較正法の開発

陽電子タイミングカウンターの全 512 個のカウンターは、それぞれ異なる時間オフセットを持っている。これは、読み出しエレキの長さの違いや、カウンター固有の違いに起因する。カウンター毎の時間オフセットを較正しなければ、正しくポジトロンの時間を再構成することができないため、カウンター間の時間較正は非常に重要である。較正方法はミッシェル陽電子によるものとレーザーを用いる方法の 2 つが考えられており、相補的な役目を果たす。一つのカウンターに対する時間較正の目標精度は 30 ps である。この精度が得られていれば、複数ヒットにおいてはカウンターの時間分解能に比べて十分小さくなるからである。この章では、主にレーザーによる時間較正法について行った基礎的な研究開発について報告する。

6.1 時間較正法

6.1.1 ミッシェル陽電子による方法

これは、バックグラウンドとなるミッシェル陽電子のヒット情報から時間較正を行う方法である。同一のミッシェル陽電子に対しクラスタリング及びトラッキングを行い、軌跡を再構成する。得られたトラック毎にヒットカウンターそれぞれについて、トラックの最初のカウンターのヒット時間 t_0 に対する Time of Flight (TOF)、 t_{TOF} を計算する。観測される時間 $t_{measured}$ は t_0 と t_{TOF} と時間オフセット Δt の和となることが期待されるため、各イベント、各ヒットカウンターに対する X 二乗である

$$X^2 = \sum_i^{N_{event}} \sum_j^{N_{hit}} \{(t_{measured,ij} - (t_0 + t_{TOF,ij} + \Delta t_j)) / \sigma\}^2 \quad (6.1)$$

を最小化するように行列計算を行うことにより、 Δt を見積もることができる。

ミッシェル陽電子による方法は、磁場によって曲げられたシグナル陽電子と同じように曲げられた陽電子を用いるという利点がある一方で、ヒットカウンターの位置によるバイアスがある可能性があり、ダウンストリーム側とアップストリーム側で同時に較正することができないといった欠点がある。これらを補うためにレーザーを用いるもう一つの較正方法を開発する。

6.1.2 レーザーによる方法

レーザーを用いる方法では、同一光源のレーザーを各カウンターに同時に照射することにより、あるカウンターを基準とした相対的な時間オフセットを測定する。レーザー光を照射するため、全てのカウン

ターには光ファイバー (50 μm ϕ) が接合される。図 6.1 はレーザーによる較正法の概要図である。レーザー光はまず最初にオプティカルスプリッターにより 2 ch に分割され、片方はフォトダイオードによりモニターする。もう片方は、圧電アクチュエータ式のオプティカルスイッチにより 8 ch に転換される。オプティカルスイッチ 1 経路からのレーザー光は、2 段階の 1 \times 8 のオプティカルスプリッターにより 64 個のカウンターに分割され、同時に照射される。ここで、512 個のカウンターに同時に照射せず、オプティカルスイッチを用いて 8 回に分けて照射するのは、カウンターでレーザー光を測定するための十分な光量を確保するためである。赤破線の部分は実験エリアの外側に設置され、レーザー光は約 10 m の長い光ファイバーにより実験エリアに送られる。

レーザーによる方法では、ミッシェル陽電子の方法で懸念されるカウンターの間所による時間オフセットのバイアスがないという利点がある。さらに、 μ^+ ビームが照射されているときでも時間較正を行うことができる。また、定期的に行う事により、カウンターの性能がなんらかの理由で変わったことによる時間オフセットの変化にも対応でき、カウンターが正しく動作しているかのモニターにも利用できる。

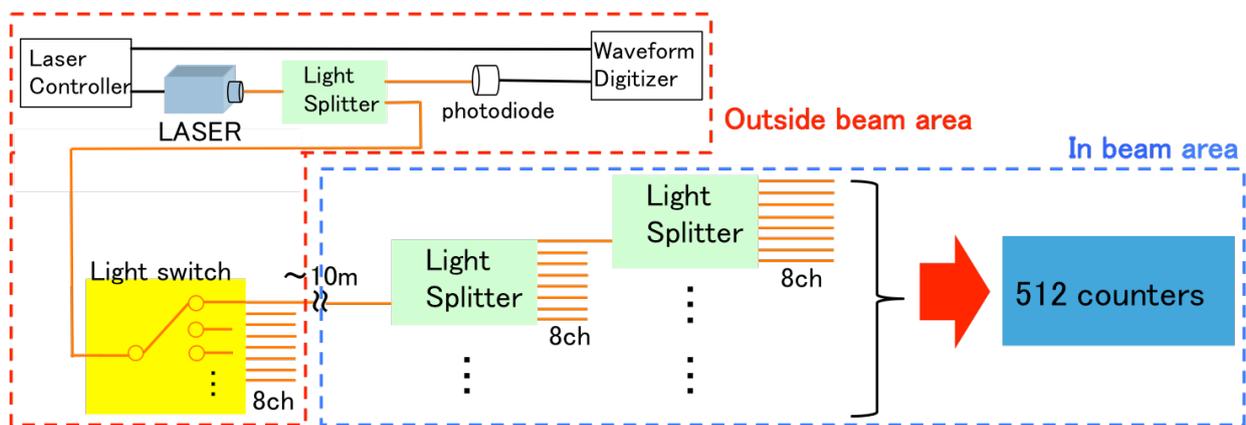


図 6.1 レーザーによる時間較正法の概要図

6.2 レーザーによる時間較正法の開発

レーザーによる時間較正が可能であることを確かめるため、実際に用いるレーザーを使って、カウンターの時間オフセットの測定を行った。

6.2.1 セットアップ

本測定のセットアップの概要図は図 6.2、実際の写真が図 6.3 のようになっている。レーザー光はマルチモードの光ファイバーを通し、最初にモードスクランブラー (The 'ModeCon' Mode controller, Arden)、次に実際に用いる予定である長い光ファイバー (OZ Optic IR-VIS 50/125 μm) を通過し、次に 2 つの 1 \times 8 のオプティカルスプリッター (MMC-14-A-EVEN-1-A-30CM-R-1) により分割される。そして、オプティカルスプリッターの一つの出力から、レーザー光がカウンターに照射される。最後に、照射されたレーザー光はカウンターのシンチレータ内を反射し、SiPM array で検出される。レーザーは第 4 章で用いたものと同じ浜松ホトニクス社製のピコ秒ライトパルサ (PLP-10) であり、波長は 401 nm であるため、レーザー光を SiPM で検出することができる。モードスクランブラーを用いて光のモード

を統一することにより、モードの違いによる光の到達時間の広がりを少なくしている。パワーメーター (Model 840-C HandHeld Optical Power Meter) により、2 段目のスプリッターの 1 つの ch の光量をモニターしている。光ファイバーは 3D プリンターによって作成された樹脂製のサポートストラクチャーの穴に挿入され、ネジによって固定されている (図 6.4)。また、カウンターと光ファイバーは光学グリース (OKEN6262A) により接合されている。今回用いたカウンターは、シンチレータ (BC422, $90 \times 40 \times 5 \text{ mm}^3$) とその両端の 2 つの SiPM が 6 個直列接続された SiPM array から成り、基本的な構成は実際のもと同じである。シンチレータの大きさや SiPM の型番は最終的なカウンターと異なるが、今回のような基礎的な研究を行う上では問題無いと考えられる。ビームテストのときと同様に、反射率を上げるため、シンチレータの外側には鏡面反射式の反射材 (3M ESR film) が巻かれている。2 ch の SiPM array からのシグナルとレーザーの同期信号を DRS に入力し、同期信号をトリガーとして読み出した。また、レーザーパルスの周波数は、カウンターからのデータ取得時は SiPM に電流が流れすぎないように 1 kHz、パワーメーターで光量を測定するときは 1 MHz で行った。1 kHz では出力が小さすぎてパワーメーターで光量の測定ができないためである。

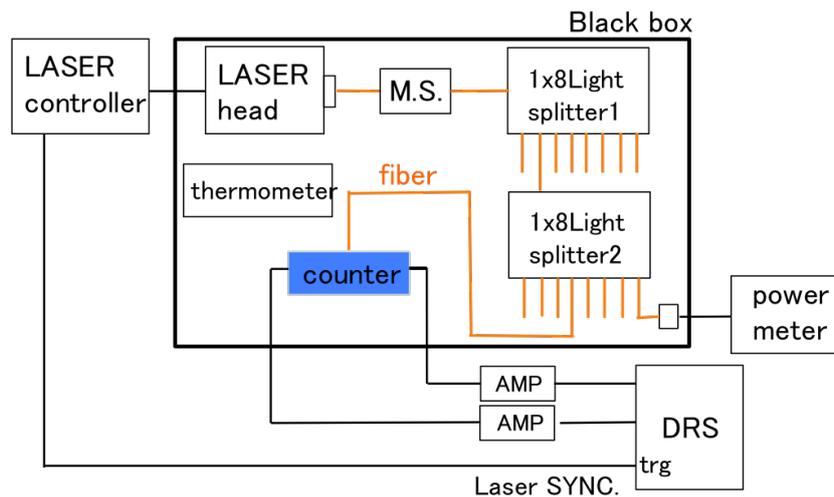


図 6.2 セットアップの概要図

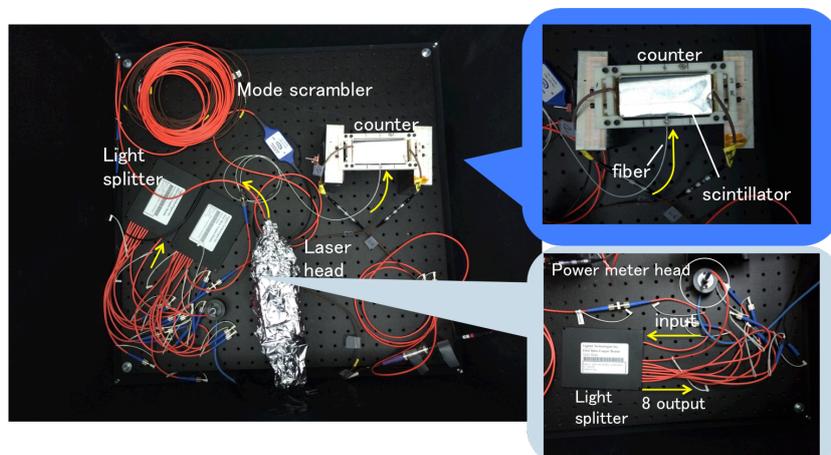


図 6.3 セットアップの写真

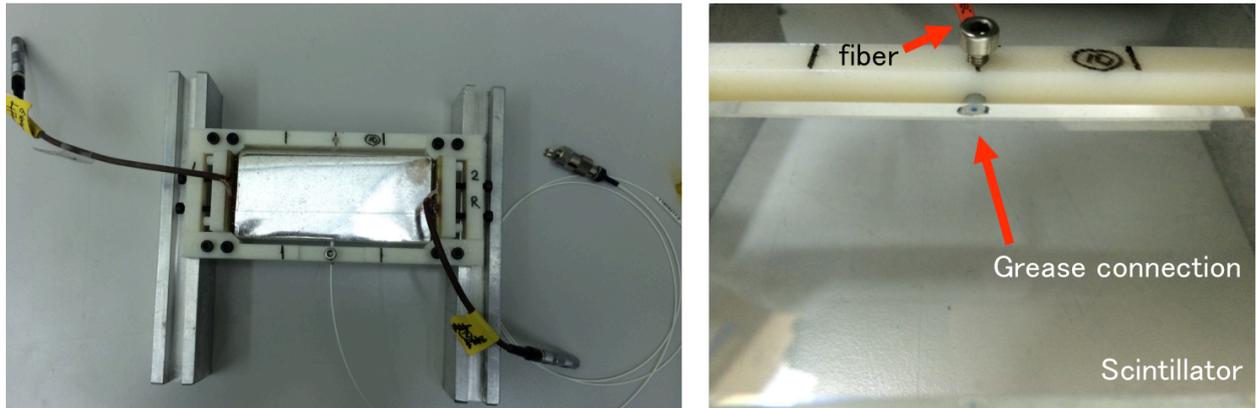


図 6.4 光ファイバーがネジによりカウンターに固定される。光ファイバーとシンチレータは光学グリースで接合されている。

6.2.2 カウンターの時間オフセット

カウンターの時間 $t_{counter}$ は、ビームテストのときと同様に、二つの ch の平均値 $t_{counter} = \frac{t_{ch1} + t_{ch2}}{2}$ とする。レーザーの同期信号の時間を t_{Laser} としたとき、カウンターの時間オフセットの絶対値 t_{offset} は、 $t_{offset} = t_{counter} - t_{Laser}$ と定義する。図 6.5 は、ある測定における t_{offset} のヒストグラムである。これをガウス関数でフィットしたときの中央値が t_{offset} である。この分布の標準偏差は、47.8 ps であり、レーザーの同期信号のジッターが少なく、精度の良い測定ができていることがわかる。

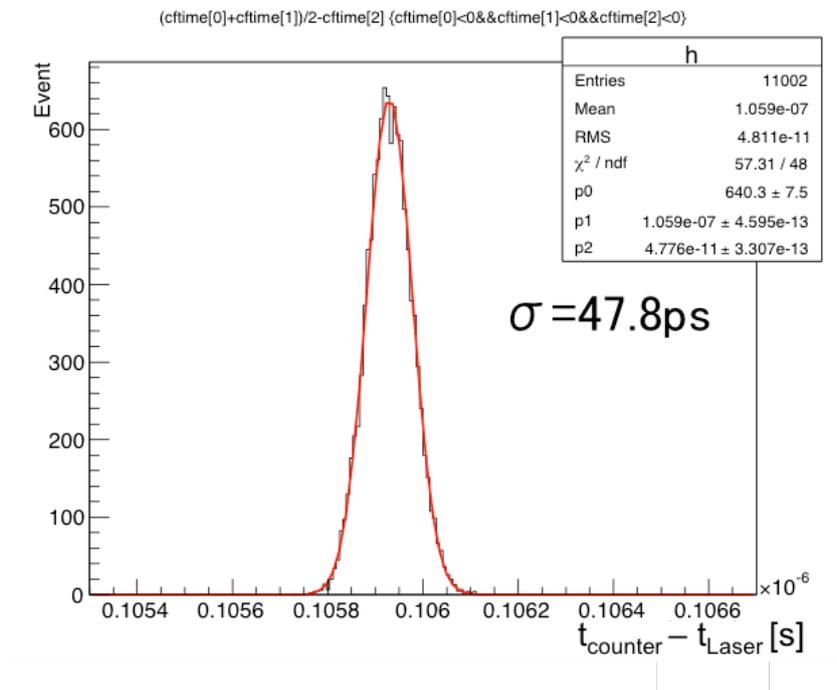


図 6.5 t_{offset} のヒストグラム

6.2.3 光量測定

オプティカルスプリッターの ch 毎にパワーメーターを用いて光量を測定したところ、表 6.1 のようになった。ch 毎の光量のばらつきが少なく、全ての ch において、カウンターからのシグナルが DRS のダイナミックレンジ内で使用可能であることが確かめられた。普段の測定はスプリッターで分割された後の光量が表 6.1 の光量とは違い、シグナルが DRS のダイナミックレンジを超えないように 10nW 程度で行われ、これは 10^5 個程度のフォトン数に相当する。この光量はレーザーの最大出力の 70 分の 1 程度であるが、最終的なセットアップで用いられるオプティカルスイッチによる減衰 (50% 程度) と 1×2 のオプティカルスプリッターによる 50% 程度の減衰を考慮しても、十分な光量が得られることが確かめられた。なお、少ない光量ではパワーメーターの精度が悪いため、表 6.1 の測定はカウンターからのシグナルを測定する時の光量よりも大きくして行った。

スプリッターの ch	power(nW)	ch2 に対する変化率 (%)
1	35.2	+11.4
2	31.4	0
3	28.4	-10.3
4	29.2	-7.8
5	31.7	+0.2
6	32.3	+2.2
7	30.7	-2.9
8	30.6	-3.3

表 6.1 オプティカルスプリッターの ch 毎の光量

6.2.4 レーザーの安定性測定

レーザーの出力の不安定性により時間オフセットがどの程度変化するのかを確かめるため、時間オフセットが時間的にどのように変動するか調べた。図 6.6 はレーザーの主電源をオンにしてからの時間に対する時間オフセットの変化である。主電源をオンにしてから 180 分後あたりまでは変動しているが、それ以降は十分安定していることが分かる。図 6.7 は主電源を入れ、レーザーを照射せずに 1 日以上放置した状態から、レーザーを照射し測定を始めたものである。これについては測定開始直後から十分安定しており、その標準偏差は $\sigma_{stability} = 1.3$ ps であった。なお、時間オフセットの値は相対的な値にしている。これらの測定により、レーザーの主電源をオンにしてから 180 分以上待った後、レーザーによる時間較正の測定を行う必要があり、それ以降は主電源さえ入れておけばレーザーを照射していなくとも、安定性が保たれることがわかった。

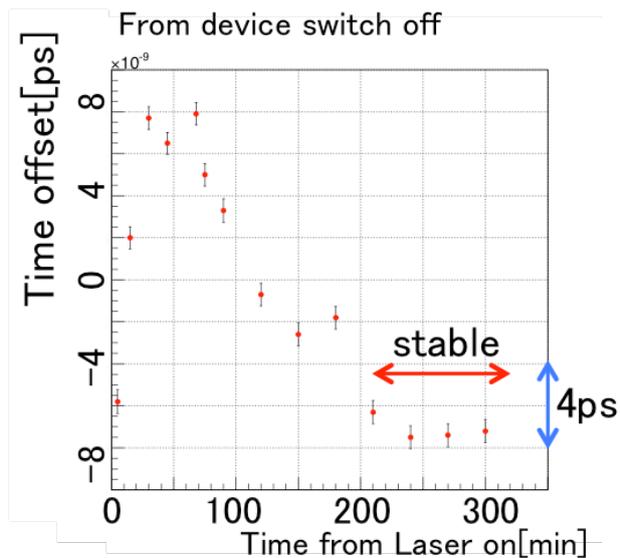


図 6.6 主電源をオンにした直後からの時間オフセットの安定性

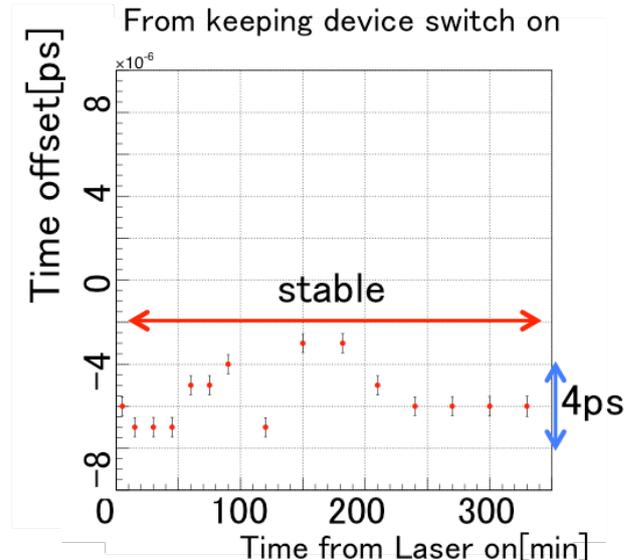


図 6.7 主電源をオン後、長時間経過してからの時間オフセットの安定性

6.2.5 オプティカルスプリッターの ch 間時間オフセット

同じタイミングでオプティカルスプリッターにレーザー光が入射しても、ch 間にオプティカルスプリッターによる時間オフセットがあり、出力の時間が ch ごとにばらつくことが想定される。しかし、そういった時間オフセットがあったとしても、それが一定であれば全ての ch について測定しておくことにより補正することが可能である。そのため、スプリッターの ch 毎にカウンターの時間オフセットを測定する。図 6.8 は、スプリッターの各 8 ch について、カウンターの時間オフセットの測定を 1 日にそれぞれ 3 回ずつ、6 日に別けて測定したものである。ch 毎にオプティカルスプリッターによる時間オフセットの違いが確認された。また、図を見ると分かるように、初めの 2 日の測定の後、カウンターの時間オフセットが全体的に 60 ps 程シフトする現象が観測された。電荷については特に違いが見られず (図 6.9)、この原因として、カウンターと光ファイバーの接合や光ファイバーの同士の接続の状態、レーザーパルスの構造が変化したといったことが考えられる。しかし、相対的なカウンターの時間オフセットは変化していない (図 6.10) ため、今後オプティカルスプリッターによる時間オフセットの測定中にシフトが起こったとしても、測定をやり直せば問題ないと考えられる。その後の測定ではそのようなシフトは見られておらず、各 ch において、 $\text{RMS } \sigma_{splitter} = 4.9 \text{ ps}$ の精度で一定のオプティカルスプリッターによる時間オフセットが観測された。一定のオフセットであるため、全てのオプティカルスプリッターの全ての ch について、これを測定しておくことで、補正可能であることが判明した。

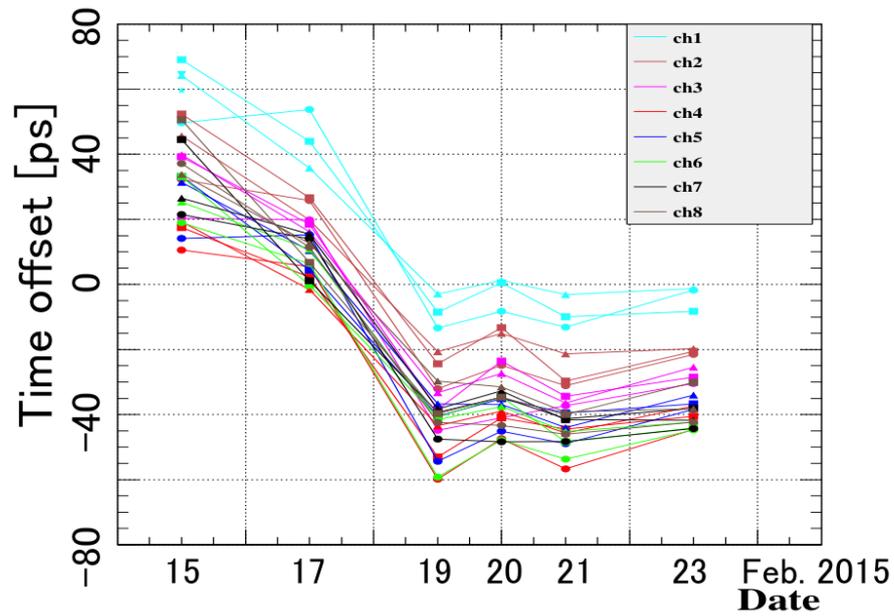


図 6.8 オプティカルスプリッターの各チャンネルにおける時間オフセットの推移

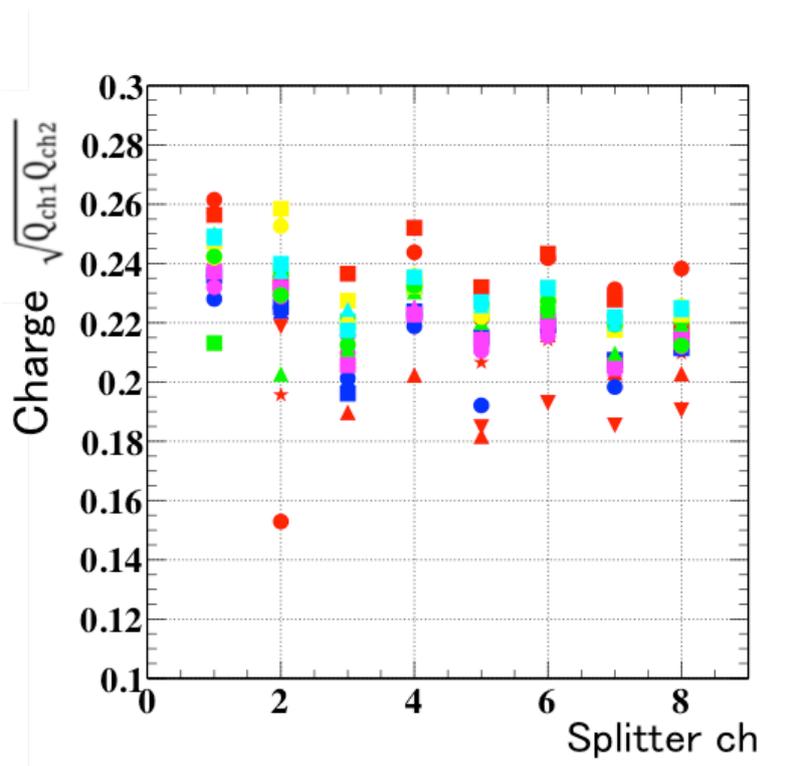


図 6.9 オプティカルスプリッターの各チャンネルにおける電荷。色の違いは測定日の違いを表し、1日に各チャンネルについて3回の測定を行った。

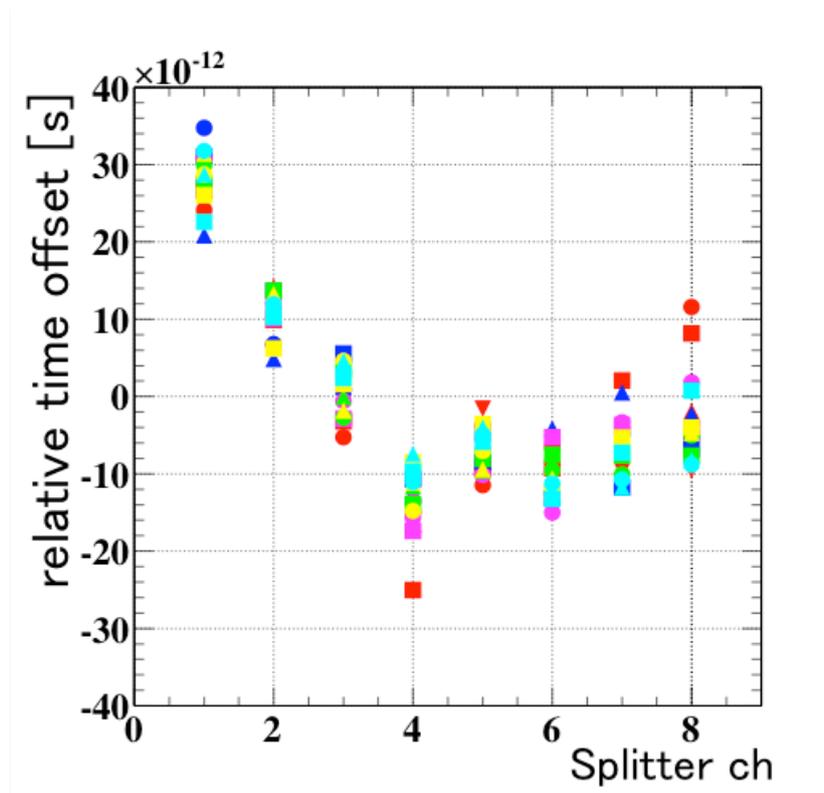


図 6.10 オプティカルスプリッターの各チャンネルにおける相対的な時間オフセット。色の違いは測定日の違いを表し、1日に各チャンネルについて3回の測定を行った。

6.2.6 光ファイバーの曲げ耐性テスト

実際のカウンターは図 3.1 のように立てるため、カウンターの下から挿入するファイバーのスペースが少なく、曲げられてしまう。それによりファイバー内の光の伝送状態が変わり、時間オフセットに影響を与える可能性がある。そのため、実際の曲げ半径 2 cm に光ファイバーを曲げた状態で、時間オフセット測定を行い曲げの影響を確認した。ここでは、より曲げ耐性の高い比較的細い光ファイバー (QMMJ-3S, 1.25-IRVIS-50/125-1-1) を用いた。セットアップの写真が図 6.11 である。図 6.12 は、光ファイバーを伸ばした状態、曲げた状態、曲げた後再び伸ばした状態のそれぞれについて、オプティカルスプリッターの各 ch ごとに、3 回の測定を行ったときのオプティカルスプリッターの各チャンネルにおける時間オフセットである。光ファイバーが曲げられた状態 (青) であっても伸ばしたとき (赤、緑) と時間オフセットが変化せず、十分な曲げ耐性があることが確認できた。それにより、このファイバーを最終的に採用することに決定した。

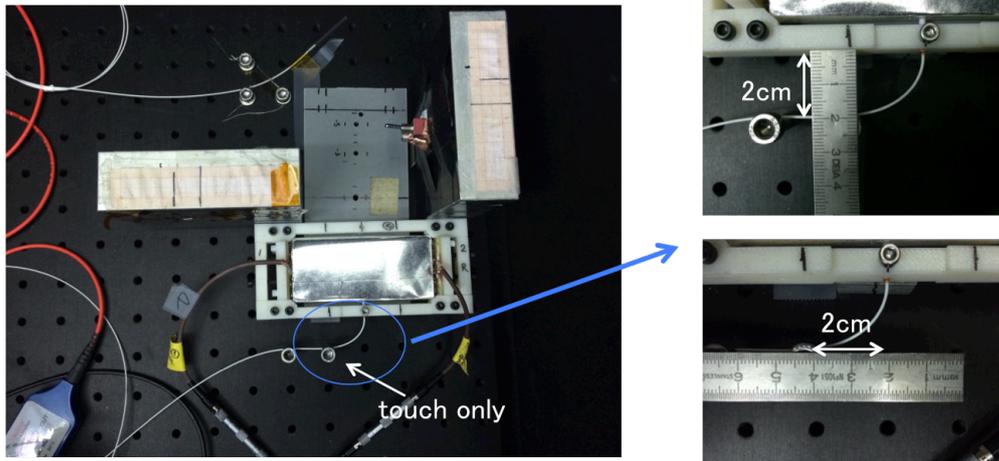


図 6.11 曲げ耐性テストのセットアップの写真。ネジに押し当てることで実機における曲げ半径を再現している。

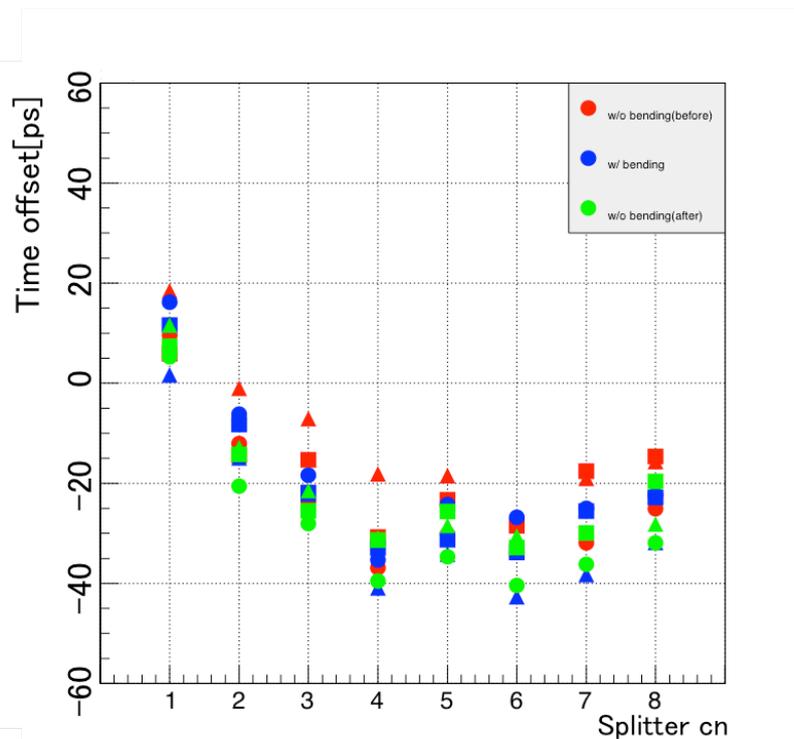


図 6.12 光ファイバーを伸ばした状態 (赤)、曲げた状態 (青)、再び伸ばした状態 (緑) でのオプティカルスプリッターの各チャンネルにおける時間オフセット

6.2.7 光学接合による時間オフセットの再現性テスト

光ファイバーとシンチレータはオプティカルグリースを用いて接合されているが、接合の状態により時間オフセットが変わりえることが考えられる。これが原因となり時間オフセットに不定性があると、真の時間オフセットからずれてしまうが、カウンター固有の時間オフセットと分けて測定することができない。そのため、512 個のカウンターに光ファイバーを接合する際や、カウンターの交換の際にこの不定性の分だけ較正の精度を悪くしてしまう。接合による時間オフセットの不定性を測定するために、光ファイ

バーの接合の取り外しを繰り返して時間オフセットを測定することで、再現性を確認した。図 6.13 は各測定ごとの時間オフセットである。このとき、光ファイバーとシンチレータのグリースはその都度拭き取り、新たに塗り直している。この測定では、再現性の RMS は $\sigma_{coupling} = 5.7$ ps となった。

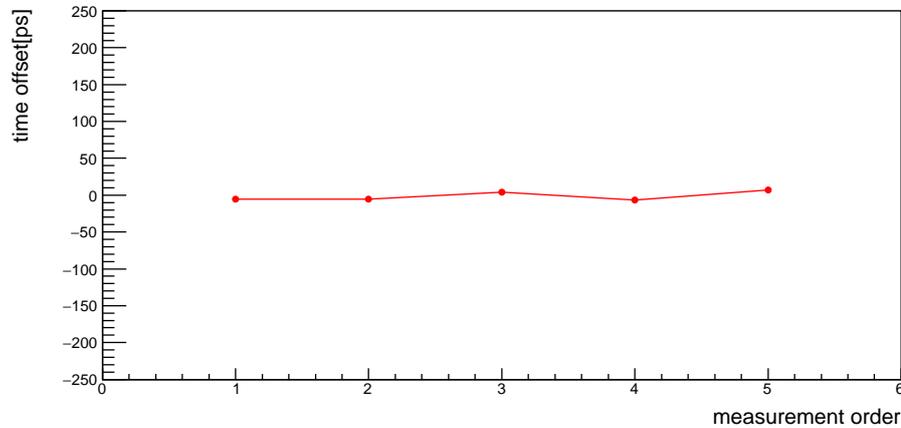


図 6.13 光学接合による時間オフセットの再現性

この測定は、レーザーによる較正が可能であるかどうかを確かめるための初期の実験であり、用いた光ファイバーや固定法を仮のもので行っている。研究は同研究室の中尾氏に引き継がれ、最終的には、第 3 章にあるようにシンチレータに 1 mm の深さの穴を開け、サポート構造に中空ネジを用いて光ファイバーを接合材なしで固定する。上記と同様に測定ごとに光ファイバーをシンチレータから取り外し、時間オフセットを繰り返し測定した結果、図 6.14 のようになり、 $\sigma_{coupling} = 3.9$ ps という非常に良い再現性が得られた。穴を開けたシンチレータに光ファイバーを挿入し、ネジによりシンチレータに押し当てることで、毎回光の入射の仕方が同一になるためだと考えられる。なお、この中尾氏の測定では、カウンターや光ファイバー、ネジ、サポート材は最終版のものを用い、本番のようにカウンターを立たせて実験している。また、オプティカルスプリッターの 2 つの ch から 2 つのカウンターにレーザーを照射し、片方を光学接合の取り外しを行わず、寝かせたままにしたレファレンスカウンターとしている。ここで、レファレンス用のカウンターを寝かせることにより、時間オフセットを安定させ、カウンターを立たせることによる不定性が入らないようにしている。時間オフセットには、それぞれのカウンターについて、レーザーの時間との差を取った後のカウンター同士の時間の差を用いている。これにより、温度やレーザーの光量の変化などに依存する影響を除いている。

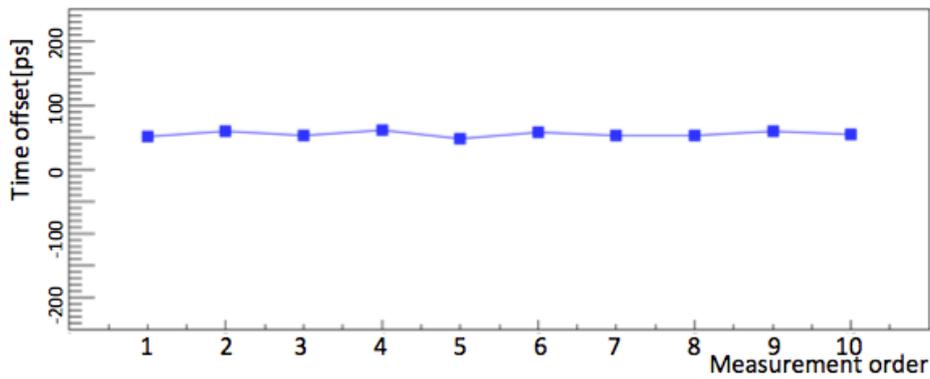


図 6.14 最終セットアップにおける光学接合による時間オフセットの再現性

6.3 まとめ

陽電子タイミングカウンターの時間較正法の一つである、レーザーによる時間較正法の基礎的な研究を行った。時間オフセットに対する、レーザーの安定性による影響は $\sigma_{stability} = 1.3$ ps、オプティカルスプリッターの ch 間時間オフセット測定による影響は $\sigma_{splitter} = 4.9$ ps、光ファイバーとシンチレータの光学接合の再現性による影響は $\sigma_{coupling} = 3.9$ ps となった。これらを足し合わせることで、一つのカウンターに対する時間オフセットの精度は $\sigma_{calibration} = 6.4$ ps となり、レーザーによる時間較正法の要求を満たしている。しかし、用いるサポート材やネジの違いによる時間オフセットの不定性が確認されており、精度はこれよりも悪くなる可能性があるため、今後はそれらの不定性の評価を行う必要がある。

第7章

MEG II 環境での期待性能

7.1 ビームテスト結果に対する時間較正による時間分解能への影響

第5章におけるパイルアップイベントを含んだビームテストの結果に、時間較正の不定性を加えたものが図7.1である。緑がビームテストのデータで時間較正の不定性を含まないもの、赤が測定された時間較正の不定性 6.4 ps を含めたもの、青がレーザーによる時間較正の精度の目標値である 30 ps を含めたものである。時間較正の不定性についても複数ヒットの情報を用いることで効果が薄まり、緑と赤ではほとんど違いが見られず、時間較正による時間分解能への影響は小さい。時間較正の精度は、これよりも悪くなる可能性があるが、目標精度である 30 ps の不定性を加えたもの (青) を見ても数ピコ秒程度の時間分解能の悪化で抑えられる。

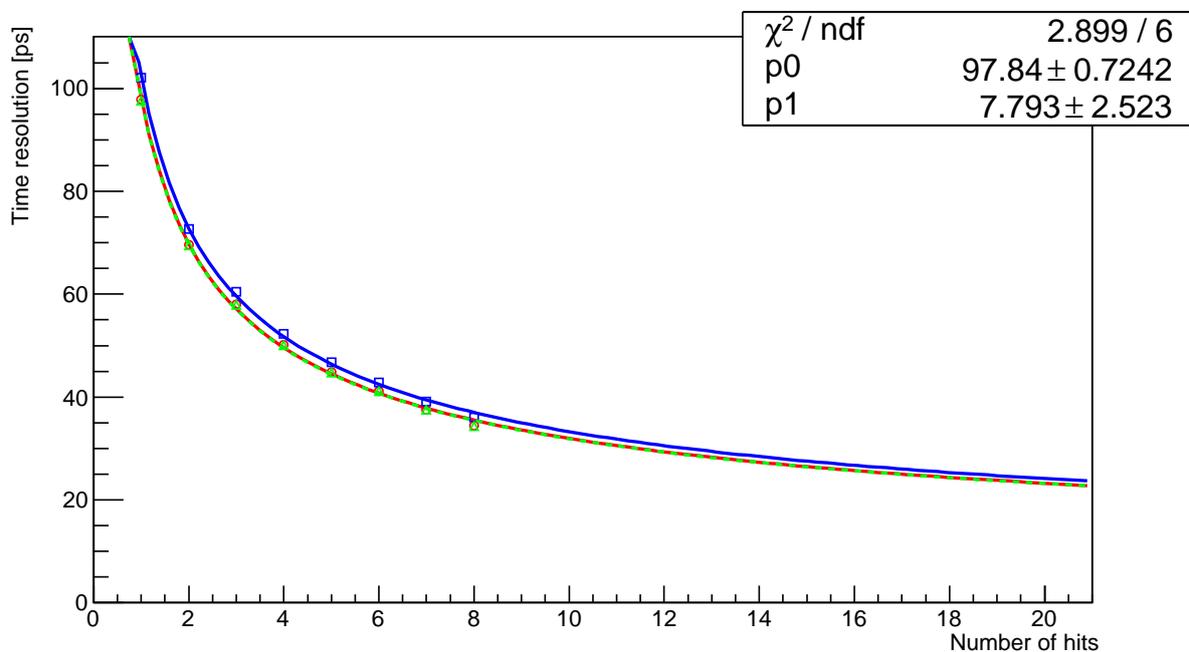


図 7.1 ヒット数 N_{hit} に対する時間分解能。緑がビームテストのもの。赤が測定された時間較正の不定性 6.4 ps を含んだもの。青がレーザーによる時間較正の精度の目標値 30 ps を含んだもの。

7.2 期待性能

図 7.1 における時間較正の不定性を含んだ赤の時間分解能のヒット数依存性に対し、実機のセットアップにおける陽電子タイミングカウンターのヒット数分布 (図 3.9) で重みをつけて時間分解能を見積もった結果、 $\sigma = 36.6$ ps となった。これは、MEG 実験におけるタイミングカウンターから約 2 倍の改善を実現しており、MEG II 実験での目標性能を満たしている。なお、今回のビームテストでは性能の悪い SiPM とシンチレータを用いており、個々のカウンターの分解能が 10 ps 程度改善される見込みであるため、さらなる最善が見込まれる。青の時間較正の目標精度を加えたものに対しても同様に時間分解能を見積もると 38.1 ps となり、時間較正において 30 ps の精度が得られていれば十分な時間分解能が得られることがわかる。

第 8 章

結論

MEG II 実験のための陽電子タイミングカウンターについての以下のような研究開発を行った。

SiPM の等価回路をシミュレートすることにより SiPM array のテンプレート波形を作成した。フォトリッキングをしてテンプレート波形を足し合わせることで、カウンターからの波形をシミュレートし、波形解析により実際のカウンターの分解能を再現することに成功した。反射、アフターパルスが導入されていない、場所依存性が再現できていないという問題が残っているが、波形シミュレーションによりパイルアップイベントの再現が可能になった。

陽電子タイミングカウンターの試作機を用いたビームテストにより、複数カウンターによる時間分解能を測定した。ビームテストは MEG II 実験における実際のセットアップに近いもので行われ、MEG II 実験でのヒット数分布で重み付けを行うことで、36.6 ps の時間分解能が得られた。ハイレートなミュオンビームを用いたビームテストでは、MEG II 実験で予期されるミッセル陽電子のレートにおいて、36.5 ps の時間分解能が達成できた。

512 個のカウンターの時間を合わせるために、レーザーを用いた時間較正を行う。その基礎的な研究を行い、レーザーの安定性、オプティカルスプリッターの ch 間時間オフセット測定、光ファイバーとシンチレータの光学接合の再現性による時間オフセットの不定性を見積もり、 $\sigma_{calibration} = 6.5$ ps の精度で時間分解能の較正が可能であることが確認できた。

ハイレートな環境下でのビームテスト結果に、レーザーによる時間較正の不定性を加え、MEG II 実験でのヒット数分布で重みづけをすることにより、陽電子タイミングカウンターの時間分解能を概算した結果、36.6 ps の分解能が達成可能であることを示した。これは既に MEG 実験の 70 ps と比べ約 2 倍良い分解能であるが、実機で使用予定のものより性能が劣る SiPM とシンチレータを使って得られた結果であり、実際にはさらに良い時間分解能が達成できるものと考えられる。それにより、MEG II 実験において陽電子タイミングカウンターが目標精度で陽電子の時間測定を行えることが確認できた。

8.1 今後の展望

波形シミュレーション

シンチレータの反射材やアフターパルスを導入した波形シミュレーションを行い、パイルアップイベントのシミュレーションによる検証を行いたい。特に、アフターパルスのパイルアップイベントに対する影響は大きいと考えられるため、アフターパルスの導入は重要である。それに伴い、SiPM 単体に対するアフターパルスの解析を行い、その頻度の見積もりを行う必要がある。時間分解能の場所依存性を再現できておらず、それについても今後の課題である。また、現在は 1 つのカウンターに対してのみシミュレーシ

ンを行っていたが、ビームテストのセットアップで行いパイルアップによる影響を含めて結果を再現することや、実機のセットアップにおけるシミュレーションも行っていく計画である。

レーザーによる時間較正

カウンターに取り付ける光ファイバー固定用のサポート材やネジの違いにより、新たに時間オフセットへの不定性が見つかったため、その評価を行う計画である。

実機製作

現在、MEG II 実験用陽電子タイミングカウンターのダウンストリーム側の半分である 128 個のカウンターの作成が終了した。実際の MEG II 実験と同様にターゲットにミュオンビームを照射し、崩壊後のミッセル陽電子を用いたエンジニアリングランでのデータを取得した。このエンジニアリングランにおいて、大量のカウンターの製作、試験の手順が確立された。今後は、エンジニアリングランのデータ解析を行うとともに残りのカウンターの製作を進めていく計画である。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、初めに指導教官である森俊則教授に感謝の意を表します。森俊則教授には、多くの研究機会を与えてくださり、PSIにおける貴重な経験をさせて頂きました。また、研究に対する確なご指導を頂き、多くのことを学ばせて頂きました。大谷航准教授には、研究に関することから事務的なことまで、大変温厚にご指導頂きました。ミーティングにおける多くのご指摘は大変勉強になりました。

同じタイミングカウンターグループである内山雄祐助教には、多くのご指導を頂きました。初歩的な質問であっても丁寧に答えて頂き、研究に行き詰まったときに頂いくアドバイスは大変参考になりました。ご迷惑をおかけすることも多々ございましたが、本論文を完成させる事ができたのは内山氏のおかげといっても過言ではありません。心より感謝申し上げます。同じくタイミングカウンターグループの西村美紀氏には入学当初の基礎的なご指導から PSI における生活に至るまで、様々な事をお教え頂きました。その明るい性格から、楽しく PSI 生活を送れました。同グループの後輩である中尾光孝氏とは、研究に関する議論から学ぶことがたくさんありました。岩本敏幸助教には、ミーティングでのご指摘から PSI 生活に関することまで大変お世話になりました。澤田龍助教には、ミーティングでのご指摘を頂いたり、質問に行くと丁寧に指導して頂きました。家城佳研究員には研究に関することだけでなく、車で送って頂いたり、自転車を貸して頂くなど、生活面で大変お世話になりました。色々とお無礼があったことをお許してください。金子大輔氏には研究に関する質問に優しく答えて下さりました。一緒に旅行に行くこともあり、楽しく生活できました。森研究室、大谷研究室の同期である小川真治氏、中浦正太氏、柴田直哉氏からは、研究に関して議論することや、学ぶことが多くありました。一緒にご飯や旅行に行くことも多く、楽しく過ごせました。また、後輩である岩井遼斗氏には研究資材を借りることがありお世話になりました。素粒子国際センター、浅井研究室、駒宮研究室の同期とも親しくでき、研究を行う上で励みになりました。夏に PSI で研究を行った九州大学の長島寛征氏、田中聡一氏、角直幸氏、森下彩氏、野口恭平氏にも感謝申し上げます。実験コラボレータの Matteo de Gerone 氏にはビームテストの際にお世話になりました。Massimo Rossella 氏にはレーザー周りの使い方を教えて頂きました。ありがとうございます。ATAR グループの Angela Papa 氏、Giada Rutar 氏とは実験室が同じなため、実験資材や机を共有する際などにお世話になりました。

素粒子国際センターの秘書の皆様には、出張申請や航空券の手配の際などに大変お世話になりました。秘書の皆様のおかげで円滑に研究に取り組むことができました。書類の不備等でご迷惑をおかけしたことをここにお詫びします。

最後に、精神的、経済的に支えて下さった家族に心より感謝致します。

参考文献

- [1] Adam, J et.al. "New Constraint on the Existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ Decay", Phys. Rev. Lett.110.201801 (2013)
- [2] CERN アトラス実験グループ HP <http://atlas.kek.jp/index.html>
- [3] T. Mori, W. Ootani, "Flavour Violating Muon Decays", doi:10.1016/j.pnpnp.2014.09.001
- [4] K. Abe et al., [T2K Collaboration], "Evidence of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam"
- [5] S. Antusch et al., "Impact of θ_{13} on lepton flavour violating processes within SUSY seesaw", JHEP 11, (2006) 090.
- [6] F. Acerbi et al., "NUV Silicon Photomultipliers With High Detection Efficiency and Reduced Delayed Correlated-Noise", IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 62, NO. 3, JUNE 2015, 1318-1325.
- [7] V.Puill et al., "Single photoelectron timing resolution of SiPM as a function of the bias voltage, the wavelength and the temperature", Nuclear Instruments & Methods In Physics Research A (2012), doi:10.1016/j.nima.2011.12.039
- [8] 西村美紀. "MEG 実験アップグレードに向けた分解能 30 ピコ 秒の陽電子タイミングカウンターの研究開発" 修士論文, JAN. 2014.
- [9] Technical Data Sheet Circuit Works Conductive Epoxy
- [10] S. Seifert et al. "Simulation of Silicon Photomultiplier Signals", IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, Vol. 56, No.6:3726-3733, 2009
- [11] R. A. Lerche et al. "Rise Time of BC-422 Plastic Scintillator<20ps", DOI:10.1109/NSSMIC.1991.258899
- [12] Saint-Gobain, Premium Plastic Scintillators, <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20BC418-420-422%20Data%20Sheet.pdf>
- [13] Y. Uchiyama et al., "Time resolution of time-of-flight detector based on multiple scintillation counters readout by SiPMs", arXiv:1511.03891v1
- [14] 西村美紀, 日本物理学会第 70 回年次大会, "MEG II 実験のための 陽電子タイミングカウンターの開発 PSI でのハイレートビーム試験"
- [15] K.Yoshida et at al., "Development of Positron Timing Counter with SiPM Readout for MEG II Experiment", PoS(FPCP2015)064
- [16] G.Mazzitelli, A. Ghigo, F.Sannibale, et al., "Commissioning of the DAΦNE" beam test facility", Nucl. Instr. and Meth. A 515 (3) (2003) 524-542. doi:10.1016/j.nima.2003.07.017

-
- [17] B. Buonomo, G. Mazzitelli, P. Valente, "Performance and upgrade of the DAΦNE Beam Test Facility (BTF)", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 52 (4) (2005) 824-829. doi:10.1109/TNS.2005.852704.