

修士学位論文

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

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

126076

西村 美紀

2014年1月

概要

MEG 実験は、荷電レプトンフレーバー非保存現象である $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を探索し、超対称性模型などの標準模型を超える新物理に迫る実験である。2008 年から始まったデータ取得を 2013 年 8 月に終え、現在のところ 2011 年までのデータから 5.7×10^{-13} (90% C.L.) という崩壊分岐比に対する上限値を与えている [1]。現行の測定器ではバックグラウンドの増加とともに探索感度の向上がゆるやかになってしまうため、アップグレードを行い感度を一桁上げることを目指している。このためには、ビームの強度を上げ、その分増えるバックグラウンドを測定器全体の性能向上で抑えなければならない。本論文は、この測定器アップグレードの中の陽電子タイミングカウンターについての研究開発についてのものである。時間分解能を極限まで上げることによってバックグラウンドを減らすことが可能である。

新しい陽電子タイミングカウンターでは、高速シンチレーターと SiPM を用いた小型カウンターを複数並べたものである。SiPM という新しい光検出器を用いたこのカウンターは、それ自体が良い時間分解能を持っている。加えて、この細分化されたタイミングカウンターでは、複数カウンターで同時に時間測定を行い測定器全体としてより良い時間分解能を得ることができる。本稿では、陽電子タイミングカウンターの期待される 30 ピコ秒 (RMS) という究極の時間分解能を達成することを目的とし、 β 線源を用いた小型カウンター単体での基礎特性の研究、シミュレーションを用いた MEG 実験下での最適なカウンターのジオメトリーおよびレイアウトの研究、実際に複数個当たったときに時間分解能が全体として向上することを見るためのビームテストを行った。以上の研究から、最終的に陽電子タイミングカウンターについて 30 ピコ秒台の時間分解能 (RMS) が達成可能であることを証明した。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
第 2 章 物理モチベーション	3
2.1 標準模型	3
2.2 標準模型を超える物理	4
2.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊	4
第 3 章 MEG 実験	8
3.1 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索	8
3.1.1 シグナル	8
3.1.2 バックグラウンド	8
3.1.3 要求	9
3.2 MEG-I	9
3.2.1 ビームとターゲット	10
3.2.2 液体キセノンガンマ線検出器	13
3.2.3 陽電子スペクトロメーター	14
3.2.4 DAQ	18
3.2.5 結果と問題点	18
3.3 MEG 実験アップグレード	20
3.3.1 アップグレード概要	20
3.3.2 ビームとターゲット	20
3.3.3 液体キセノンガンマ線検出器	20
3.3.4 ポジトロンスペクトロメーター	22
3.3.5 DAQ	26
3.3.6 期待性能	26
第 4 章 陽電子タイミングカウンターのアップグレード	28
4.1 概要	28
4.2 Single counter	28
4.2.1 Silicon photomultiplier (SiPM)	28
4.3 Multiple hit scheme	31

4.4	性能と要求	32
第 5 章	カウンター単体の研究開発	34
5.1	セットアップ	34
5.2	解析	36
5.3	基本特性	37
5.3.1	IV 曲線	37
5.3.2	時間分解能と超過電圧	38
5.3.3	時間分解能とエネルギーデポジット	39
5.4	最適化	40
5.4.1	シンチレーター	40
5.4.2	SiPM	47
5.5	位置依存性と位置分解能	53
5.5.1	位置分解能	53
5.6	DRS 時間較正	54
5.6.1	サンプリングスピード	55
5.7	まとめ	56
第 6 章	MEG 実験用ポジトロン時間測定器の最適化	58
6.1	感度	58
6.2	セットアップ・イベント選別	59
6.3	ドリフトチェンバーからの寄与	60
6.4	z - ϕ 面での置き方とカウンターの角度	61
6.5	カウンターのサイズ	65
6.6	r についての最適化	68
6.7	結論と今後の課題	72
第 7 章	複数カウンターを用いたビームテスト	74
7.1	$\pi E5$ でのビームテスト	74
7.1.1	セットアップ	74
7.1.2	解析	74
7.1.3	結果	74
7.2	複数カウンターによるビームテスト	78
7.3	セットアップ	78
7.4	電子回路からのジッター	80
7.5	解析	82
7.6	レファレンスカウンターの時間分解能	83
7.7	結果	84
7.7.1	多重散乱とカウンター単体での性能	84
7.7.2	複数カウンターでの性能	86
7.7.3	SiPM による違い	87
7.8	まとめ	87

目次	iv
第 8 章 結論	89
第 9 章 今後の課題	90
付録 A SiPM の直列接続と並列接続	92
参考文献	95
謝辞	96

第1章

序論

素粒子物理学は、世界のすべての物質および相互作用を簡潔な言葉で理解しようという試みである。その中で、現在、3世代のクォーク・レプトンとゲージ場による相互作用を基礎とした標準模型という枠組みが、電磁相互作用・弱い相互作用・強い相互作用の現象を高い精度で記述できることがわかっている。2012年7月には、LHCによって質量を与えるとされるヒッグス粒子も発見され標準模型は完成したと言える。しかし、世代の謎や階層性問題など未だ残された課題も多い。さらに、実験でもニュートリノ振動の発見やミューオン異常磁気能率からのずれなど、標準模型のずれが見えている。これらのことから、かつてニュートン力学が相対性理論に凌駕されたのと同じように標準模型もそれを超える物理がある可能性が俄然高まっており、理論・実験ともに精力的に研究がなされている。

MEG 実験は、この素粒子物理学の流れの中、どうにかして早く新物理を観測できないかという模索から提案された。これは、ループを介して高エネルギーの寄与を見ることによって、新物理の有力な候補である超対称性模型などの検証を可能にする。さらに近年観測された中性レプトンであるニュートリノの振動に対応する荷電レプトンのフレーバー非保存現象であり、ニュートリノ振動の混合角が大きかったことから荷電レプトン非保存現象においても大きい分岐比が期待されている。また、ミューオン異常磁気能率とも同じ物理を見ている可能性が高く、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の発見は大いに期待されている。

現在、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索は、スイスのポールシェラー研究所で国際共同実験である MEG 実験が行っている。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は 2 体崩壊のため、ミューオンは、「同時」に「反対方向」に「同じ運動量」を持った陽電子とガンマ線に崩壊する。MEG 実験では、これを正確に測ることによって $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験を制限するバックグラウンドを抑制し、世界最高感度での探索に成功している。2009–2011 年のデータで、崩壊分岐比に対して 5.7×10^{-13} (90% C.L.) という上限をもうけている [1]。この領域は、様々な理論模型から予想されている範囲であり、いつ発見されてもおかしくない。MEG 実験では、この重要性から、引き続き感度を上げての測定を目指す。しかし、現行の MEG 実験では、統計量の増加とともにバックグラウンドにより探索感度が制限されはじめているため、アップグレードを行う。このアップグレードでは、ビーム強度を上げることでデータ統計量を大幅に増やしつつ、それぞれの測定器の分解能を上げることでバックグラウンドを抑える。これによって、感度を一桁上げ、 5×10^{-14} という正に新物理が横たわっていると期待される領域の探索を行う。

本稿では、陽電子タイミングカウンターのアップグレードについて述べる。現行のシンチレーターバーを小型で速いプラスチックシンチレーターに変え、光検出器を PMT から SiPM という新しいものに変更する。細分化することによってパイルアップを大幅に抑制し、多くのカウンターにあたることによって測定器全体として時間分解能が向上する。陽電子タイミングカウンターを実現するためには、この小型カウンターの基礎特性をよく理解し、最適なジオメトリーを模索する必要がある。また、複数カウンターを

使っての試験も必要である。

本論文では、まず第 2 章で $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊についての物理的モチベーションを概観し、第 3 章で MEG 実験の現状とアップグレード計画について、第 4 章で本論文の主役である陽電子タイミングカウンターのアップグレードの詳細についてそれぞれ説明する。第 5 章では小型カウンターについての基礎特性の研究結果を述べ、その結果を用いて、第 6 章で MEG 実験に対する最適なレイアウトについて議論する。第 7 章で複数カウンターでのビームテストにより実際に得られた性能を述べ、それらの結果をふまえ結論、今後の課題へと進む。

第 2 章

物理モチベーション

2.1 標準模型

すべての物質とそれにともなうすべての相互作用の基本原則を簡潔な言葉で理解したいという素粒子物理学の挑戦のもと、現在、電磁相互作用・強い相互作用・弱い相互作用の3つの力が標準模型で理解されつつある。標準模型は、クォーク・レプトンからなる物質粒子と相互作用を介するゲージ粒子を基本粒子として、 $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性を基礎とした理論である。標準模型によって様々な現象が上手く説明され、一定の成果を得ている。

標準模型では、上で述べた3つの相互作用を説明しているが、重力は含まれていない。電弱の統合は 10^2 GeV というエネルギースケールで起こるが、重力の統合はもっと高い 10^{19} GeV というエネルギースケール（プランクスケール）で起こると予想されており、そこに重力も含めた理論が隠されているのである。これは超弦理論や M 理論などといった理論での説明が試みられている。しかし、重力統合までの道のりとして、標準模型がこの電弱スケールからプランクスケールまでの幅広い領域をすべて説明するのだろうか。実際にプランクスケールまでを標準模型だけで説明するにはいささか問題がある。標準模型の基礎となっている場の量子論からは量子補正により随所に発散が現れ、実験との整合性をとるためにくりこみで理論の定数を実験の定数に変換することで解決されている。しかし、電弱スケールからプランクスケールまでを標準模型による物理が支配しているならば、裸のヒッグスの質量と量子補正が巧妙な調節で打ち消しあわなければならないという階層性問題と呼ばれる問題が発生する。ヒッグス粒子の質量は、量子補正を考慮すると次式のように書ける。

$$M_H^2 = M_H^2(\Lambda^2) - \frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda^2 \quad (2.1)$$

第一項は、エネルギースケールを Λ としたときのヒッグス粒子の裸の質量である。 λ_f は湯川結合定数で、第二項は量子補正項を表しており、 Λ をプランクスケールだとすると大きな量になる。しかし、散乱確率が1を超えてしまうことから、ヒッグス粒子の質量には上限があり、これを満たすためには、第一項と第二項を24-30桁という微調節が必要になってしまう。これはあまりにも不自然である。この階層性問題は、長らく標準模型の問題点として考えられてきた。加えて2012年7月にLHCによって126 GeVという質量のヒッグス粒子が見つかったことによって、標準模型で予言されたすべての粒子が発見され、標準模型の正しさを証明した反面、この階層性問題に現実的に直面したと言える。

実験的にも、標準模型では質量がないとされていたニュートリノ質量の発見、ミューオン異常磁気能率の測定で実験値のずれ、暗黒物質の存在など標準理論のほころびが見え始めている。

このように標準模型は、ヒッグス粒子の発見などを通し電弱スケールの物理をうまく説明できることが

証明された一方、理論的にも実験的にも問題点があり、標準模型を凌駕する新物理が必要だということがわかる。

2.2 標準模型を超える物理

この章では、前節で見えてきた標準模型を超えた物理の主な候補である理論の概念を述べる。これらは、独立しているわけではなく、それぞれの利点を統合した様々な理論が構築されている。

超対称性理論

階層性問題の一番有力な解決法は、超対称性理論 (SUSY) によって与えられる。すべての粒子に質量が同じでスピンの異なる粒子、ボソンにはフェルミオンの、フェルミオンにはボソンの超対称粒子を要請する。それによって、式 2.1 の量子補正項にボソンからの符号が負の項だけではなく、質量が同じため絶対値が同じで正の符号を持つフェルミオンの補正項が加わる。これによって、補正項は打ち消しあい階層性問題は解決する。また、この超対称性粒子は標準模型の粒子では説明できない暗黒物質になることも可能である。

大統一理論

そもそも標準模型には、3つの群がありそれぞれに結合定数があり真の統一理論とはいえない。結合定数を1つにまとめた物理はないのだろうか。このためには、 $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ を含んでいる群を考えなければならないが、その中で一番小さいものが、 $SU(5)$ である。単純な $SU(5)$ 模型は、陽子の寿命測定で棄却されたが、上で述べた超対称性理論を組み込むことによって結合定数がプランクスケールで統一されることが予想されており、新物理の強力な候補となっている。

$SO(10)$ という $SU(5)$ よりも大きい群で説明しようという試みもある。シーソー機構によると、大統一スケールほどの重い右巻きニュートリノを導入することによって、ニュートリノの質量が他の粒子と比較して極めて小さいことを自然に説明できる。この右巻きニュートリノが $SO(10)$ では、必然的に導入されるという利点を持っている。

余剰次元理論

重力だけが行き来できる余剰次元というものを導入することによって、重力は実際に小さいのではなく、ほかの次元にも力線を広げているため $3+1$ 次元空間では小さく見えているだけであるとする理論。このため、重力のスケールが大きく異なることに起因する階層性問題が解決する。

2.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊

これまで議論してきたように標準模型を超える様々な理論模型を実験によって検証していく必要があり、世界中で様々な実験が行われている。その中で、荷電レプトンフレーバー非保存現象 (cLFV) である、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索実験は新物理の重要な情報を与えてくれるものと期待されている。

標準模型からの cLFV

クォークとレプトンは、ヒッグス機構によって質量を獲得するが、この質量固有状態と弱い相互作用つまりフレーバーの固有状態は異なっている。このため、単一のフレーバーを持つ粒子は、3世代の質量の混合状態となっており、フレーバーの変換が起こる。もしニュートリノが元来そう考えられていたように質量がなかった場合、MNS 行列は単位行列となり混合は起きずフレーバー変換も起こらないが、最近のニュートリノ振動の観測からニュートリノに質量があることがわかった。これによって、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊も起こると考えられる。しかし、ニュートリノ振動から cLFV がどの程度起こるかということは、標準模型の範囲では、ニュートリノの質量が W ボソンに比べ非常に小さいため崩壊分岐比が極めて小さくなり、 10^{-54} 以下の崩壊分岐比が予想されている。これは極めて少なく現代では到底実験で測定できない。

新物理による cLFV

前章で述べた、標準模型を超える新物理では、大きな分岐比での cLFV が予想されている。超対称性理論について考えてみる。これは、先に述べたように新物理の有力な候補であるが、超対称性粒子は LHC での直接探索でも見つかっていない。つまり、超対称性は破れているのである。このため、レプトンの質量行列を対角化されてもスカラーレプトンの質量行列は対角化されず、非対角要素が発生し、例として図 2.1 に示したように cLFV を引き起こすと期待できる。

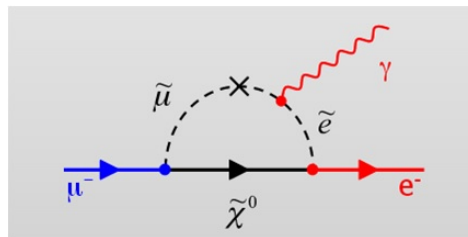


図 2.1 スカラーレプトンの混合から $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が起こる例

cLFV は量子補正を通じて新物理の効果を見ることができると、LHC による直接探索でたとえ見つかっていなくとも、新物理の寄与が見られる可能性があり、実際に様々な理論から大きい崩壊分岐比が予想されている。例として図 2.2 にシーソー機構を組み込んだ SU(5) の超対称性大統一理論からの予想される崩壊分岐比を示した。このように現在の上限値近くに新しい物理が存在する可能性がある [2]。他にも SO(10)、右巻きニュートリノを含めた SUSY、余剰次元理論などさまざまな理論で大きい崩壊分岐比が期待されている [3], [4], [5]。

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の現状

このように前節で述べた様々な新物理からは、実験で到達可能な崩壊分岐比を予測しており、バックグラウンドがほとんどゼロで新物理の検証を行うことが可能である。このような理由から、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索は精力的に取り組まれており、現在 MEG 実験で 5.7×10^{-13} 90% C.L. という崩壊分岐比を設けている。現在にいたるまでの $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の上限値の更新の様子を図 2.3 に示す。

特に、最近観測された第3のニュートリノ振動角 θ_{13} の値が大きかったことから、cLFV の起こる可能性がより高まっている。また、標準模型とのずれが観測された実験とした、ミューオン異常磁気能率の測

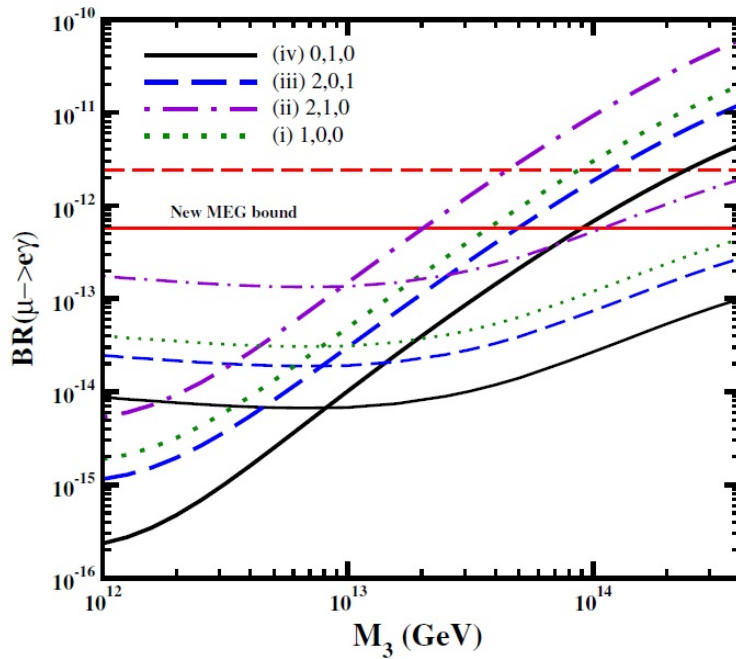


図 2.2 SU(5) の超対称性大統一理論からの予想崩壊分岐比。横軸は右巻きニュートリノの質量であり、細い線は比較的重い超対称性粒子を太い線は比較的重い超対称性粒子を仮定している。[2] より。

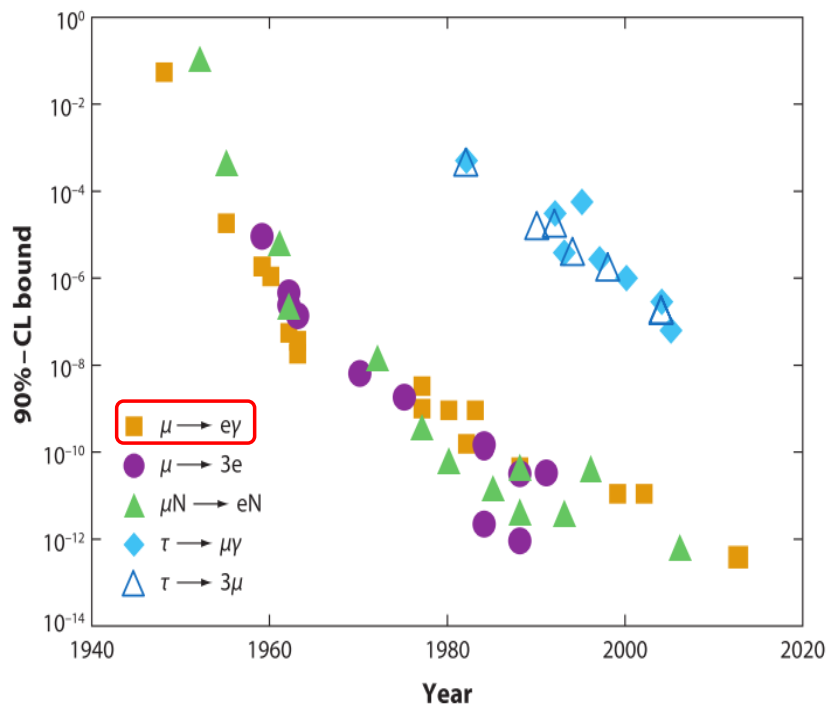


図 2.3 $\mu \rightarrow e\gamma$ を含む LFV の探索状況

定がある。これは、ミューオンが新物理を介して光子を出してミューオンに戻るか電子に変換されるかの違いであるため、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊にも同じ物理が寄与する可能性が非常に高い。このように標準模型の訂正

を要請する数少ない実験結果からも $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が高い分岐比を持つことが示唆されている。

第3章

MEG 実験

3.1 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索

3.1.1 シグナル

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ は2体崩壊である。シグナルはターゲットに静止したミューオンから陽電子とガンマ線が、

- 同じ時間 ($t_{e\gamma} = 0$)
- 同じエネルギー ($E_\gamma = E_e = m_\mu/2 = 52.8 \text{ MeV}$)
- 逆向き ($\Theta_{e\gamma} = 180^\circ$)

に出てくるものになる。これらを精度よく測定することが求められる。シグナルの期待される数は、崩壊分岐比を \mathcal{B} として、

$$N_{sig} = R_\mu \times T \times \Omega \times \mathcal{B} \times \epsilon_e \times \epsilon_\gamma \times \epsilon_{cut} \quad (3.1)$$

と書ける。ここで、 R_μ は静止ミューオンのレート、 T は測定時間である。また、検出器の立体角を Ω 、検出効率をそれぞれ ϵ_e 、 ϵ_γ 、イベント選別効率を ϵ_{cut} とする。

3.1.2 バックグラウンド

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索実験での主なバックグラウンドは、

- $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$
- ミューオン通常崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ 輻射崩壊などから来る γ 線 (偶発的バックグラウンド)

によるものである。

前者は、4体崩壊のため陽電子もガンマ線もエネルギーが52.8 MeV以下であり、放出開放角も幅広い分布をもつため、ある程度のエネルギー分解能、角度分解能を達成していれば、 $\mathcal{O}(10^{-15})$ 程度に抑えることができる。

現在の検出器分解能では後者のバックグラウンドが支配的である。これは、ミューオンの通常崩壊からの陽電子と飛行中の陽電子の対消滅、物質との相互作用、ミューオンの輻射崩壊から発生した高エネルギーガンマ線が偶然シグナルのように入ってくるものである。このアクシデンタルバックグラウンドの数は検出器の分解能を用いて、

$$N_{acc} \propto R_\mu^2 \times \Delta E_\gamma^2 \times \Delta P_e \times \Delta \Theta_{e\gamma}^2 \times \Delta t_{e\gamma} \times T \quad (3.2)$$

と表せる。式 3.1 と見比べると、シグナルの観測数がビームレートに線形なのに対し、バックグラウンドはビームレートの二乗で増加する。効率よく $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索を行うには一度に多くのミューオンを測定しなければならない反面、瞬間の強度が大きいとバックグラウンドも増加してしまう。

3.1.3 要求

上で見てきたようなシグナルとバックグラウンドに対して、必然的に以下のことが実験に要求される。

- 大強度の DC (直流) ミューオンビーム
- 時間・エネルギー・位置分解能の良い検出器

3.2 MEG-I

現在、MEG(Mu E Gamma) 実験で $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索を行っている。スイスのポールシェラー研究所 (PSI) にある世界最大強度の DC ミューオンビームを用いて測定を行っている。MEG 実験では、時間・エネルギー・位置を精度よく測定するために液体キセノンシンチレーターとして用いたガンマ線検出器と特殊勾配磁場を用いたポジトロンスペクトロメーターを用いている。

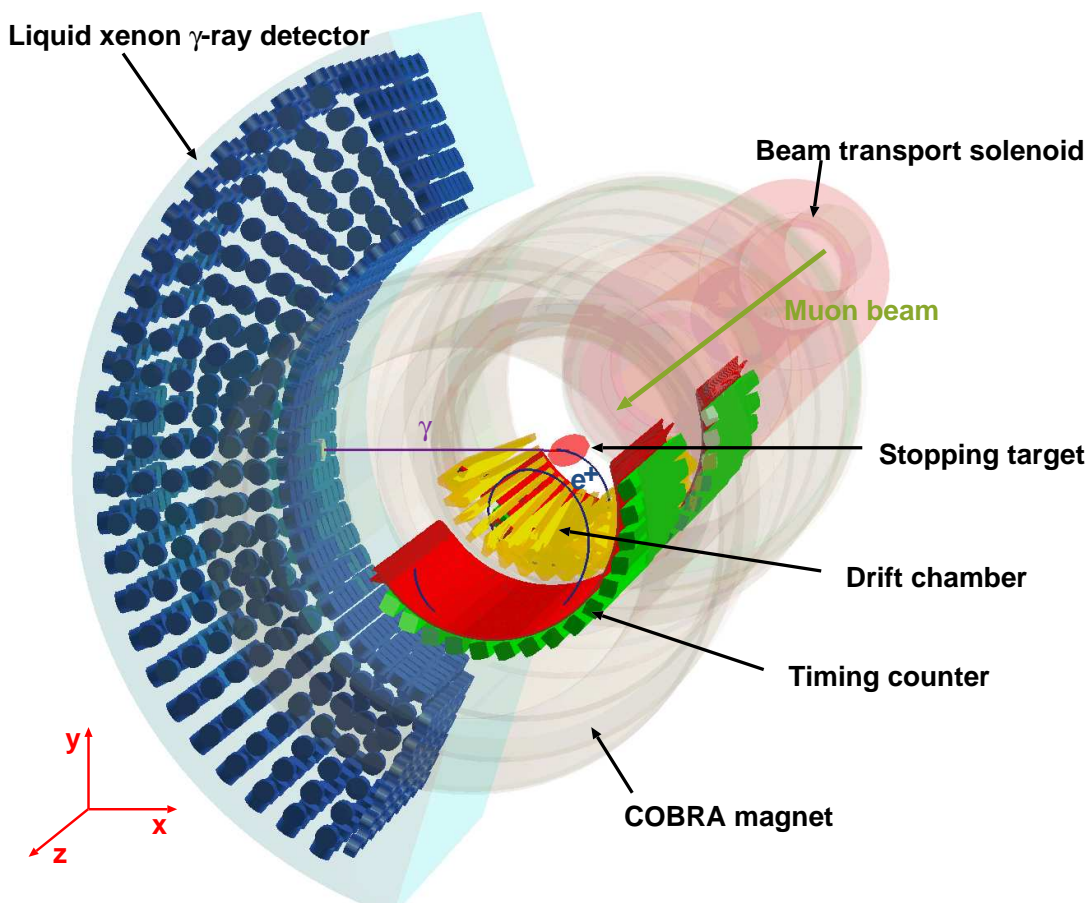


図 3.1 MEG 実験検出器の全体図

座標

ここで座標を定義する。全体図と座標を図 3.1 に示した。ターゲットの位置を原点として、ビーム方向を z 、垂直上向きを y 、それらと直交する向きを x と定義する。また、円筒座標 z , r , ϕ も定義し、COBRA マグネットの半径方向を r , xy 平面で見たときの x 軸からの角度を ϕ と置く。

3.2.1 ビームとターゲット

MEG 実験は、PSI の世界最大強度の DC ミューオンビームによって支えられている。まず、図 3.2 に示した陽子サイクロトロンで 590 MeV まで加速された陽子がターゲット E と呼ばれる薄さ 4 cm のグラファイトのターゲットで反応し π^+ が生成され、ミューオンに崩壊する。その中でも表面で静止し崩壊した 28 MeV/c に揃ったサーフェスマューオンを集めた、 $\pi E5$ ビームラインを使用する。(図 3.3) $\pi E5$ ビームラインは、最大で $10^8 \mu^+ / s$ の 28 MeV のモノクロのミューオンビームを照射することができる。この $\pi E5$ ビームラインでは、マグネットによって運動量の選別、ビームに混ざっているポジトロンの除去などを行いターゲットからの陽電子の混入を減らしている。こうして得られたほとんど純粋なミューオンビームは、最後に図 3.4 に示したように beam transport solenoid (BTS) によって絞られ、BTS 中にあるディグレーダーで運動量を減少させてから MEG のターゲットに照射される。

ターゲットは、205 μm のポリエチレン・ポリエステル製のものであり、アクシデンタルバックグラウンドを極限まで減らすためになるべく物質を少なくしている。図 3.5 からわかるように 6 個の穴が開いており、位置再構成の際に用いる。これを図 3.6 のようにビームに対して 20.5° 傾けミューオンを静止させる。

MEG 実験では、 $3 \times 10^7 \mu^+ / s$ のミューオン停止頻度を得ている。

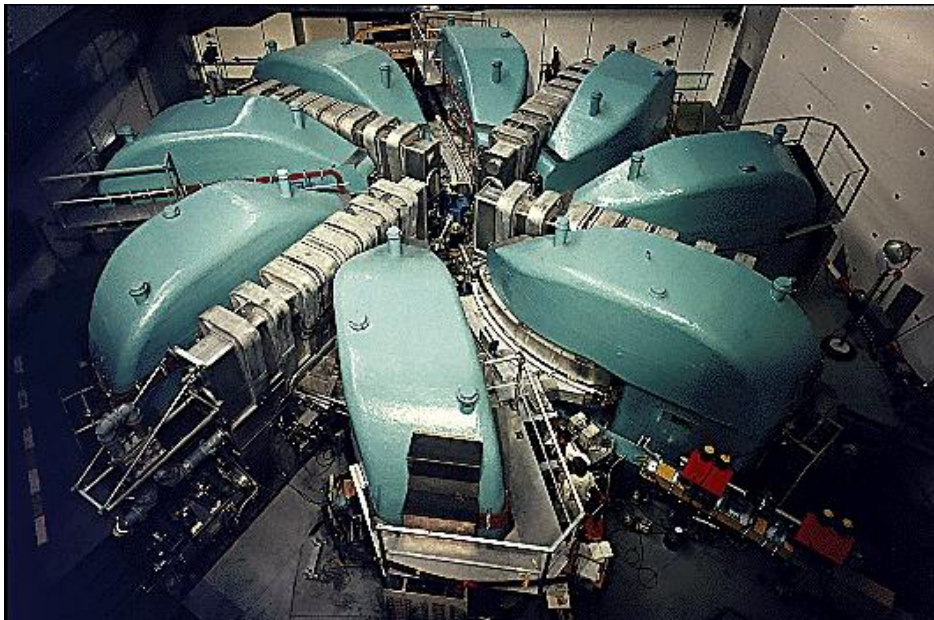


図 3.2 陽子サイクロトロン

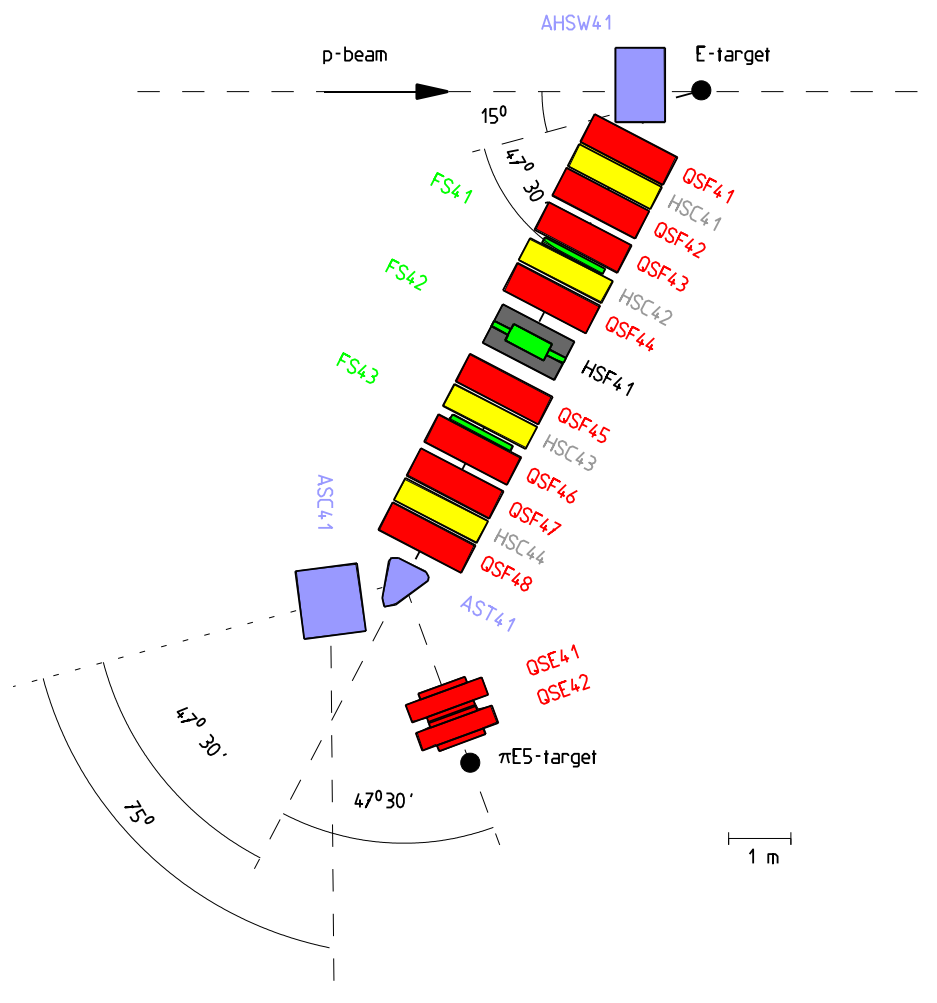


図 3.3 ターゲット E からのビームライン

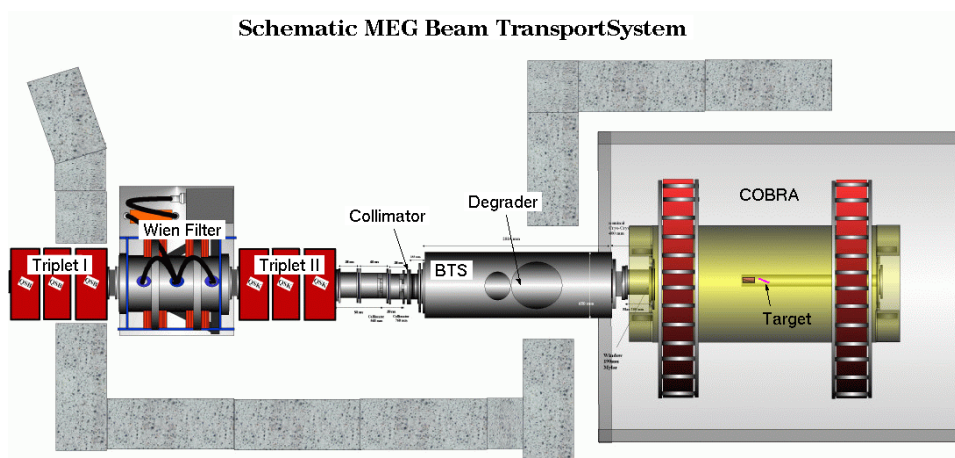


図 3.4 MEG 実験の BTS



図 3.5 MEG 実験で用いられているターゲット

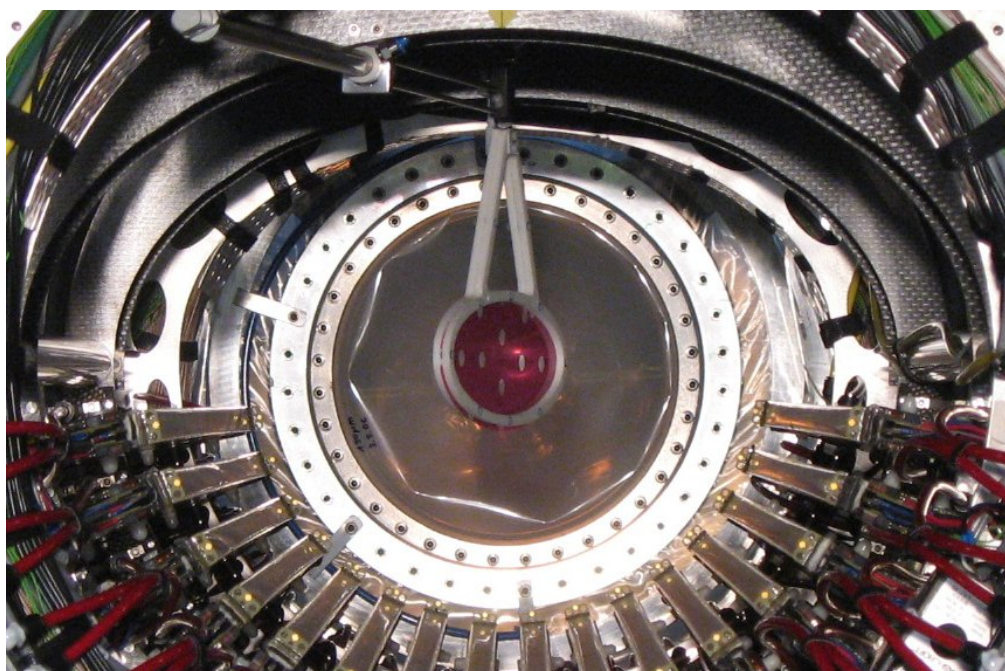


図 3.6 ターゲットが実際に設置されている様子

3.2.2 液体キセノンガンマ線検出器

ターゲットからのガンマ線は、900Lの液体キセノンとそれを取り囲む846本のPMTによって位置・時間・エネルギーが測定される。液体キセノンは、シンチレーターとして用いられ、発光量が多く高いエネルギー分解能を持つことやパルスの立ち上がりと減衰が早いので、優れた時間分解能を持つなどの利点がある。キセノンは原子番号が大きく密度が高いため、ガンマ線が反応しやすく、効率よくガンマ線の測定を行える。また、液体なので、結晶のシンチレーターと異なり均質である。液体キセノンが発するシンチレーション光は、真空紫外光(中心発光波長175nm)であり、PMTには紫外光に感度のあるものを用いている。この検出器では、はじめの相互作用から時間と位置の情報を、すべてのPMTで測定した電荷の和からエネルギーを再構成する。パイルアップは、光の分布から、近いものでは時間差なども用いながら除去する。

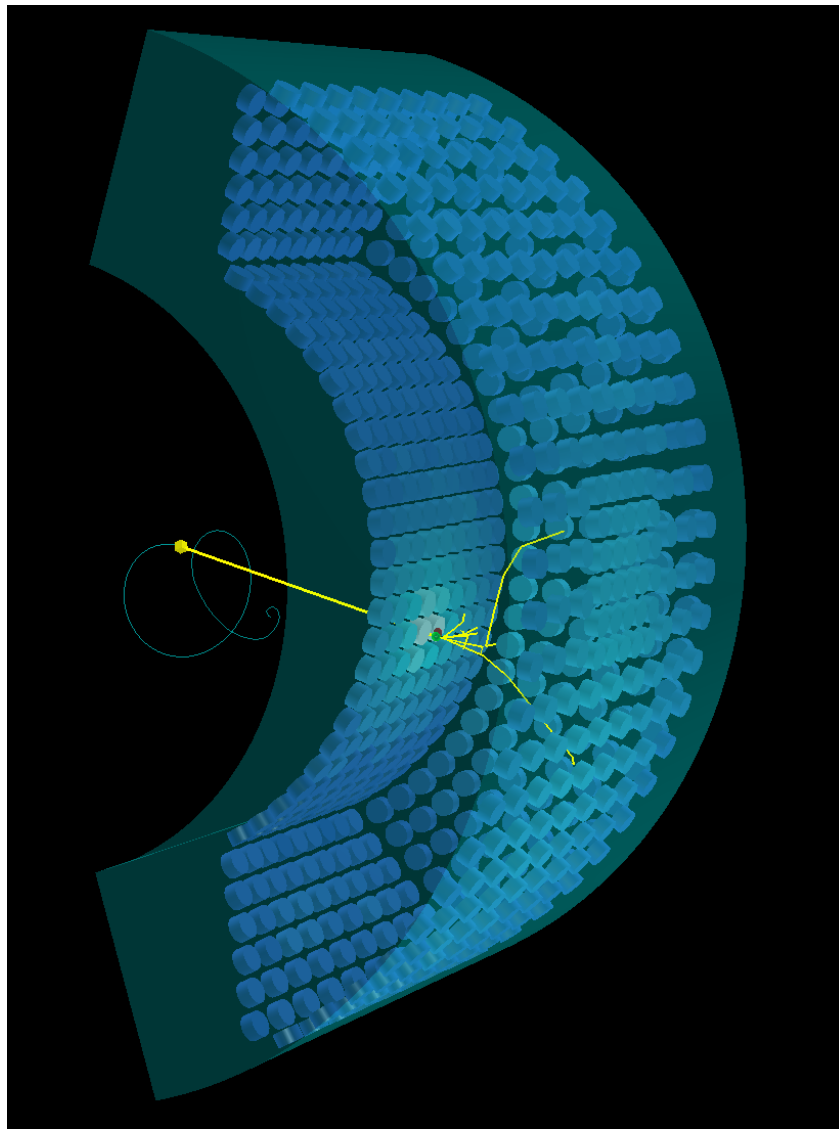


図 3.7 液体キセノンガンマ線検出器の概要

3.2.3 陽電子スペクトロメーター

陽電子スペクトロメーターには、運動量・時間・飛跡情報をなるべく正確に測定することはもちろん、物質量を少なくしつつもハイレートで働くということが求められる。MEG 実験では、COBRA マグネットの作る特殊勾配磁場とその中に設置されたドリフトチェンバー、タイミングカウンターによって、これらの要請を適えている。

COBRA マグネット

ハイレートでも動作するためには陽電子を効率よく測定する必要がある。このために MEG 実験では、図 3.8 に示した超伝導ソレノイドマグネットの COBRA (COntant Bending RAdius) によって特殊な勾配磁場を作っている。図 3.9 に COBRA マグネットのデザインを示す。この COBRA マグネットによる特殊勾配磁場は、陽電子が後述する COBRA 内部の測定器に何度も入射しないように図 3.10 (c) のように素早く検出器から掃き出されるように磁場を作っており、ドリフトチェンバーのヒットレートを低減する。また、通常の一様磁場中では、同じ運動量の陽電子であっても放出角によって z 軸に垂直な平面に射影した飛跡の曲率半径が異なるが、COBRA マグネットによって同じ曲率半径になり、図 3.10 (d) のように見たい運動量の陽電子を一定の半径に集めることを可能にしている。これによって、シグナル運動量付近の陽電子のみドリフトチェンバーにあたるためそれ以外の陽電子を効率よく減らし、ヒットレートを下げることができる。

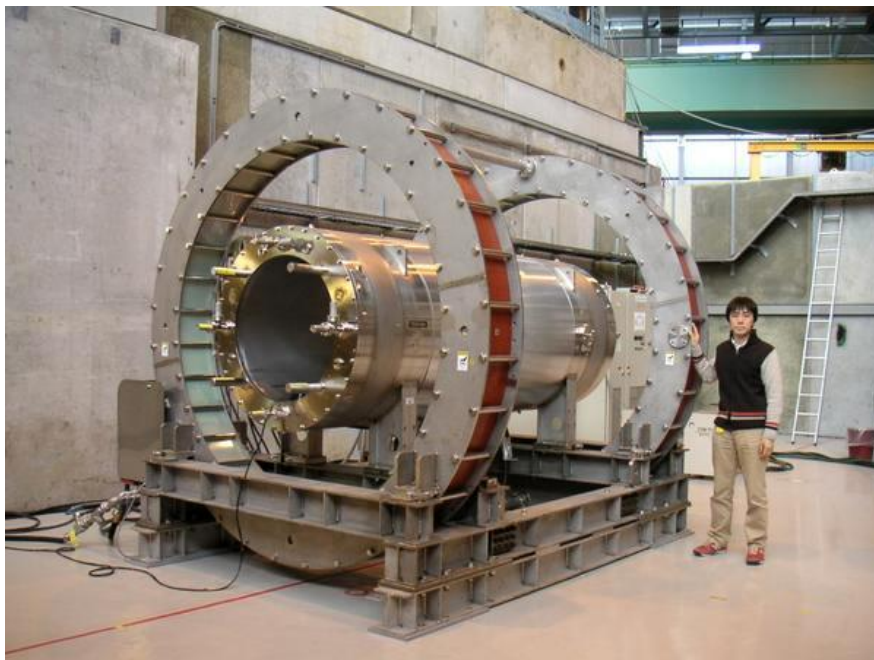


図 3.8 COBRA マグネット

ドリフトチェンバー

ターゲットから放出された陽電子は、散乱を最小限に抑えるためのヘリウムで満たされた COBRA マグネットの内部を通り、その中でも 40 MeV 以上の陽電子は COBRA の中にあるドリフトチェンバーに

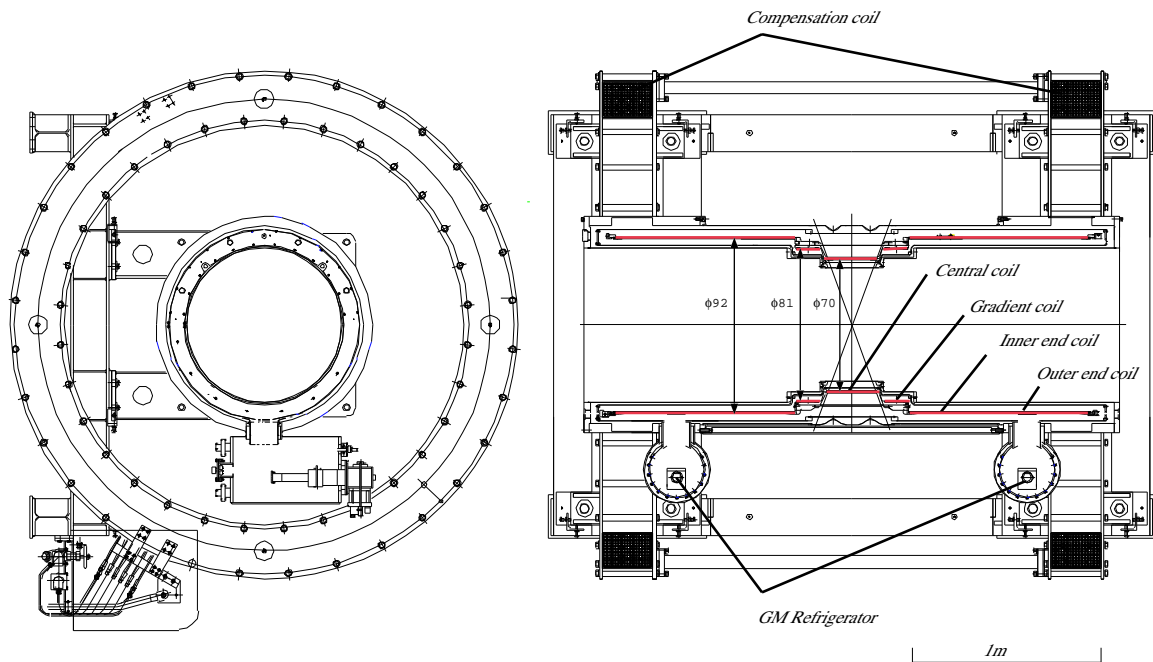


図 3.9 COBRA マグネットのデザイン

たどり着く。MEG 実験では、多重散乱を避けるため物質を最小限にした図 3.11 に示したモジュールを 16 個用いている。このドリフトチェンバーモジュールは、カソードフィルムに挟まれたセンスワイヤーとポテンシャルワイヤーを交互に張ったものが図 3.12 にあるように 2 層になっている。この 2 層が互い違いになっているため、ワイヤーの左右どちらを通ったかの識別能力が優れている。それに加えて、カソードフィルムには、バーニャパッドを採用している。これは、図 3.13 のような特殊なパターンを用いることによって電荷の違いが生じ、 z 方向についても正確な情報を与えてくれるというものである。アノードの両側からの時間差から z 方向についての位置を粗く見積もり、対応するバーニャパターンの中のどの位置かを電荷比により正確に測定する。中のガスには、イオン化のロスとクーロン散乱を考慮され、クーロン散乱を抑えるためのヘリウムが 50% とイオン化させるためのエタンが 50% の混合ガスを採用している。物質量を減らすためターゲット側にはフレームはなく、カソード自体がフレームの役割を果たしているため、0.005Pa 程度以上の精度での圧力制御がなされている。

このモジュール型ドリフトチェンバーによって、崩壊点・放出角・運動量・飛行時間が測定される。

タイミングカウンター

ドリフトチェンバーで軌跡の測定を終えた陽電子は、すぐ下に設置されたタイミングカウンターで時間をより正確に測られる。タイミングカウンターは、 z 方向の当たった場所とそこから θ についての情報をドリフトチェンバーより速く与える図 3.15 の z カウンターとインパクトの時間と ϕ について同じようにドリフトチェンバーより速く情報を与える図 3.15 に示した ϕ カウンターがある。 z カウンターは、128 本のシンチレーティングファイバーに APD 取り付けたもので、 z 方向に対して垂直に置かれている。 ϕ カウンターは、15 本のプラスチックシンチレーターバーの両端に PMT を取り付けたものを上流と下流それぞれ z 方向に水平に置いたものである。PMT には、磁場に強いファインメッシュのもの (HAMAMATSU R5924) を使用している。図 3.16 に ϕ カウンターのデザインを示した。シンチレー

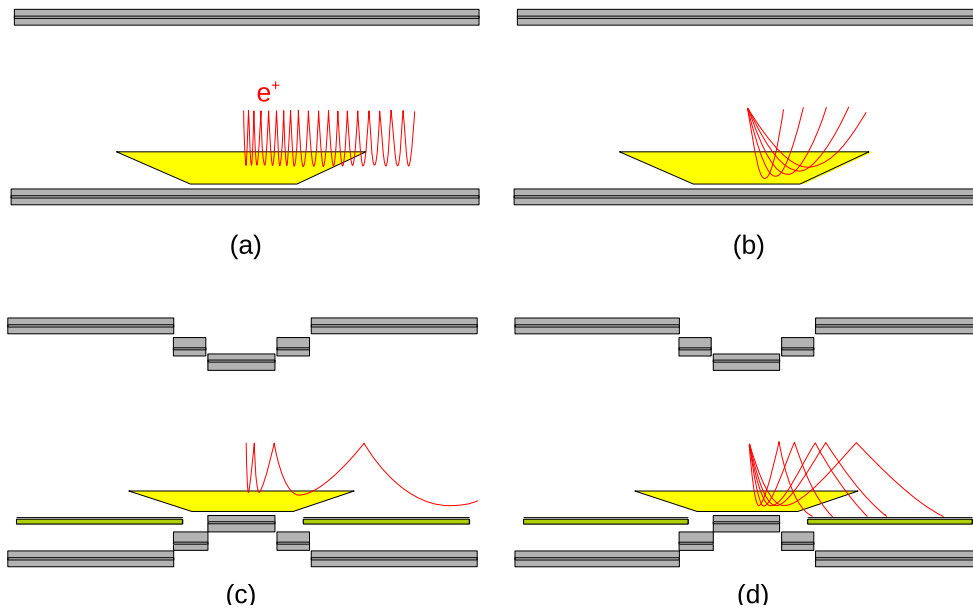


図 3.10 COBRA マグネットの概念図



図 3.11 ドリフトチェンバーモジュールの写真

ターは、BC404 で長さは 80 cm である。陽電子の来る方向に合わせて、六角形になっており、傾きも変えている。このシンチレーターバーが 10.5° ずつ置かれている。z カウンターはカレントが高くなってしまふなどの問題があり安定な動作が行えないため、現在使われておらず、z 方向についてはトリガーでは ϕ カウンター両端の電荷比から、オフラインでは ϕ カウンターの両端の時間差から求めている。

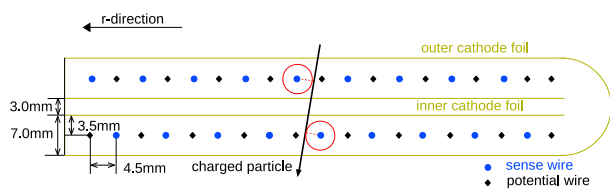


図 3.12 ドリフトチェンバーの概念図

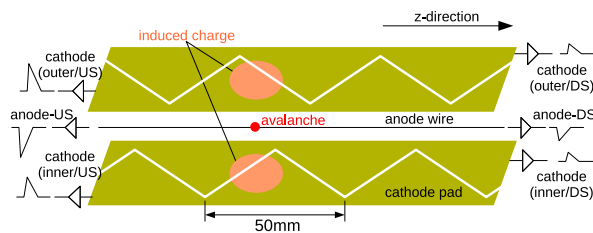


図 3.13 バーニヤパッドの概念図



図 3.14 z カウンター

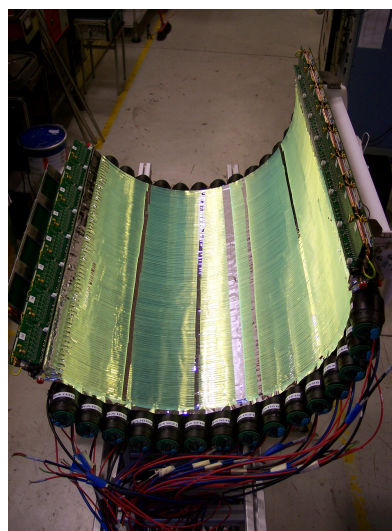


図 3.15 ϕ カウンター

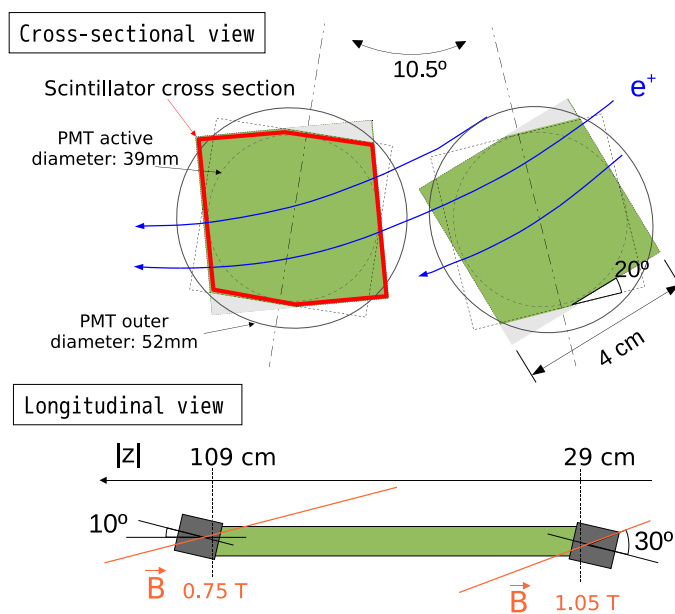


図 3.16 ϕ カウンターのデザイン

3.2.4 DAQ

MEG 実験では、DRS (Domino Ring Sampling chip) という高速波形デジタルライザーでデジタル化された波形を用いている。DRS は、アナログデジタル変換器 (ADC) や時間デジタル変換器 (TDC) などと異なり波形データを供給する。図 3.17 に DRS の動作原理を示す。インバーター遅延鎖によってつくられた高速のサンプリング信号がリング状に回っており、サンプリング信号に合わせてそれぞれのコンデンサーに電荷を蓄積していく。トリガー信号が入るとこのサンプリング信号が止まり、蓄積されていた電荷がシフトレジスタを通して順番に出力される。サンプリングスピードは 5GHz まで可能であり、セルは 1024 個ある。例えば 5GHz の場合約 200ns の幅で、2.5GHz の場合約 400ns の幅で波形を見ることができる。

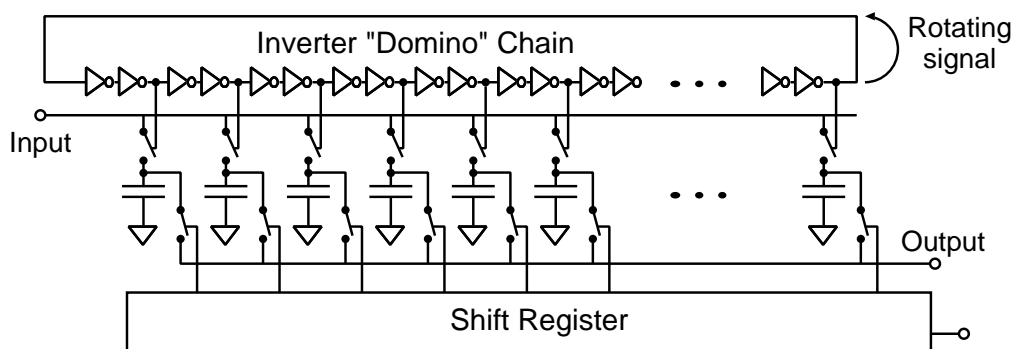


図 3.17 DRS の概念図

3.2.5 結果と問題点

上で述べた液体 Xe ガンマ線検出器とポジトロンスペクトロメーターによって、現在 MEG 実験では世界最高感度での $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索に成功しており、2009 年から 2011 年までのデータで、崩壊分岐比に対して 5.7×10^{-13} 90% C.L. という上限をもうけている [1]。この結果から、様々な理論模型への制限を設けることに成功しているが、まだ、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は見つかっていない。この領域は、すぐにでも新物理が見えてくるところであり、今後、より感度の高い $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索が必要不可欠と言える。MEG 実験では、2013 年の夏までデータを取り、解析が現在進行中である。しかし、データ量の増加に伴いバックグラウンドが優位に増え統計量を増やすことによる感度向上がなまってしまうこともわかっておりアップグレードによって感度を上げる。現在の MEG 実験においてのデータ取得日数に応じた探索感度向上の様子を図 3.18 に示す。

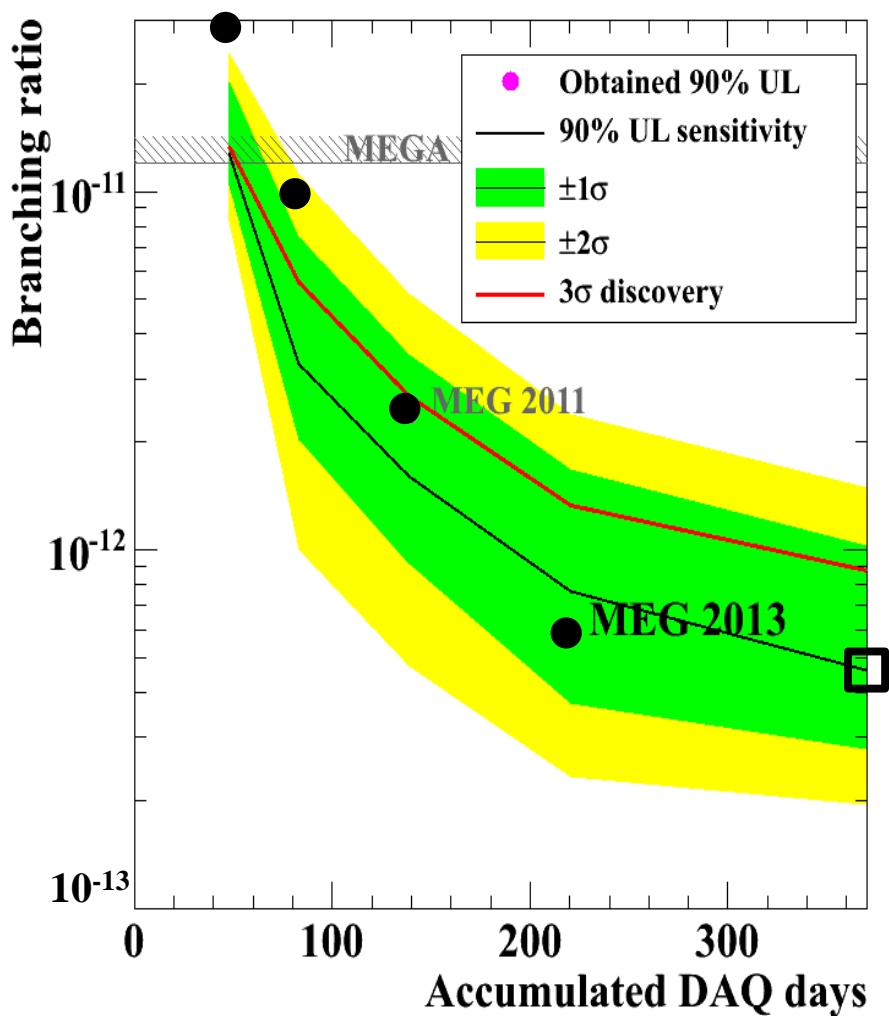


図 3.18 データ取得日数に応じた探索感度向上の様子

3.3 MEG 実験アップグレード

3.3.1 アップグレード概要

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索の感度を上げるために MEG 実験のアップグレードでは、ビーム強度を最大限活用し、その分増えるバックグラウンドを検出器を改良することによって抑える [6]。図 3.20 に MEG 実験アップグレードでの主な変更点をまとめる。COBRA マグネットは既存のものを用い、図 3.19 にあげたように 5, 6 年という短期間で一桁高い感度での $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験を行う。アップグレード計画は、すでに PSI の研究評価委員会によって承認されている。



図 3.19 MEG 実験アップグレードのスケジュール

3.3.2 ビームとターゲット

ビームは MEG-I と同じ PSI の $\pi E5$ ラインを用いる。先に述べたように MEG-I では、 $3 \times 10^7 \mu^+ / s$ に静止ミューオンレートを設定しているが、もともとの $10^8 \mu^+ / s$ というレートに比べると $1/3$ 以下になっている。MEG-I では検出器性能が十分ではなかったため、 $\pi E5$ で利用可能な最大ビーム強度をわざわざビームブロッカーで落としていた。アップグレードでは、統計を増やすためにビームからのミューオンレートを増やす。これに付随して式 3.2 について述べたようにバックグラウンドが増えるが、それぞれの検出器を向上させバックグラウンドを減らすことで解決する。

ターゲットは、ミューオンレート・感度・バックグラウンドについて良く考える必要がある。薄ければミューオンの質が揃うがレートが下がってしまう。厚ければたくさんのミューオンがターゲットで静止するが、多重散乱が増えてしまう。このことを考慮して、アップグレードでは、 $140 \mu m$ の厚さのターゲットを 15° 傾ける。

以上より、MEG アップグレードでは、 $7 \times 10^7 \mu^+$ という 2 倍のレートで実験を進める予定である。この他にもシンチレーションファイバーを用いた有感ターゲットで陽電子の運動量と角度の分解能を上げようという研究も行われている。

3.3.3 液体キセノンガンマ線検出器

液体キセノンガンマ線検出器は、キセノンのシステムは現行のものをそのまま使い、光センサーについて図 3.21 のようなアップグレードが行われる。現在の検出器において側面の PMT は、図 3.22 のように z について垂直の面を向くように設置されているが、アップグレードでは、検出器に沿うように角度を変え、光電面を同一平面上に向けることによってレスポンスが均一になるようにする。入射面の PMT は、

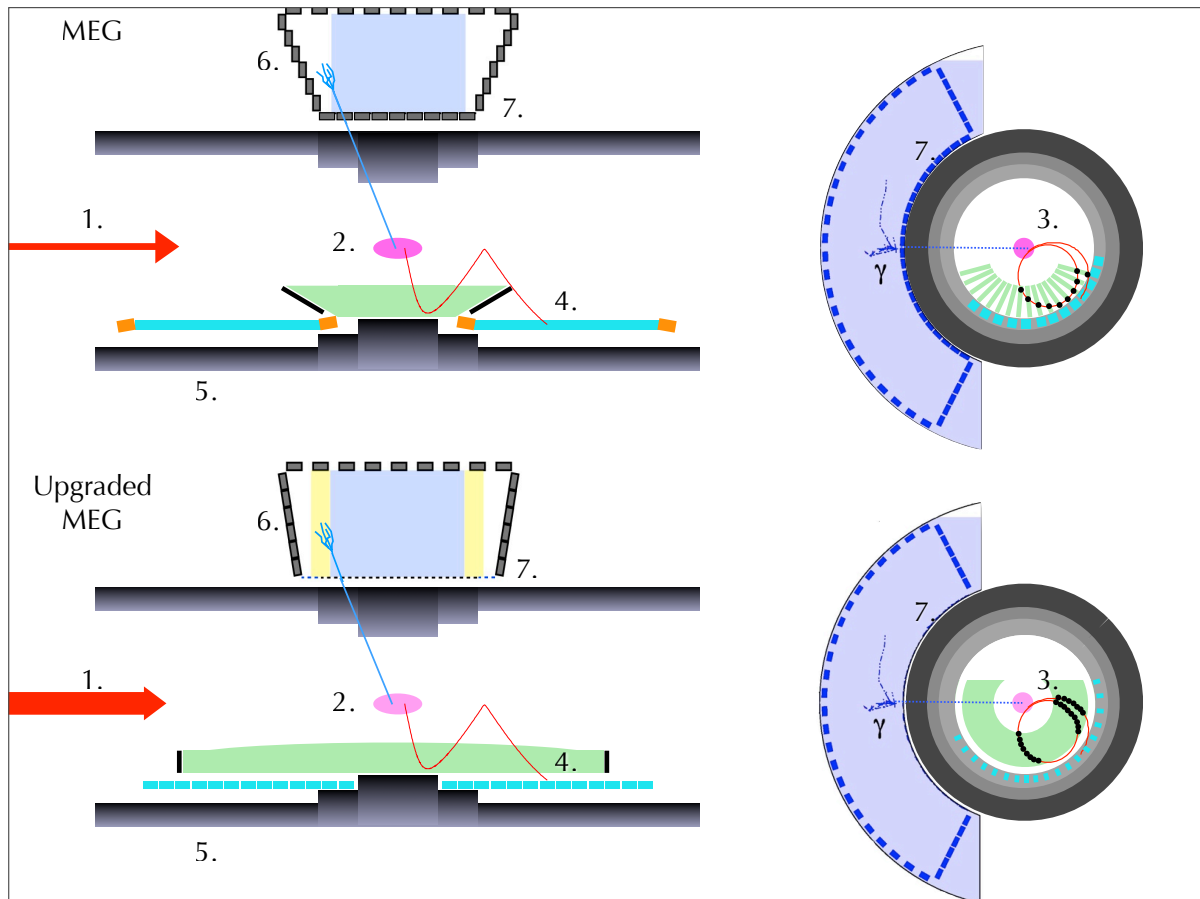


図 3.20 アップグレードでの変更点。1. ミューオン停止頻度を 2 倍にする。2. ターゲットをより薄く。3. モジュール型から一体型のドリフトチェンバーに変更。4. ドリフトチェンバーを長くする。5. シンチレーターバー陽電子タイミンγκカウンタを細分化する。6. ガンマ線検出器の側面の PMT 受光面の角度を変える。7. ガンマ線検出器の内側の PMT を SiPM で細分化する。

小型のものに置き換えることで、位置分解能、パイルアップイベントの識別能力が飛躍的に向上する。図 3.23 にパイルアップイベントの識別能力が向上する様子を示した。検出器の浅い位置で反応したガンマ線は、光子の収集効率の場所依存が大きく、位置分解能とエネルギー分解能が制限されており、小型化することによってより均一に測定することが必要となっている。このため入射面には、直径 46 mm の有感面積を持つ PMT から約 4000 個の $12 \times 12 \text{ mm}^2$ サイズの SiPM へと置き換える。

先に述べたようにキセノンのシンチレーション光は、175 nm 付近の紫外光である。現在商品化されている SiPM にはこの波長領域に感度はなく、また、 $12 \times 12 \text{ mm}^2$ サイズの SiPM というのは SiPM としては大型でもある。このため、浜松ホトニクス社と共同で紫外光に感度があり低温でも安定して動作する大型 SiPM を開発しており、17% という光子検出効率を達成している。

このガンマ検出器のアップグレードにより、エネルギー分解能が深さ 2 cm 以上で 1.7% から 1.0% へ、深さ 2 cm 以下では 2.4% から 1.1% にまで向上する。位置分解能は、5 cm 以下の浅いところで 3 mm 以下の分解能を得られると期待される。

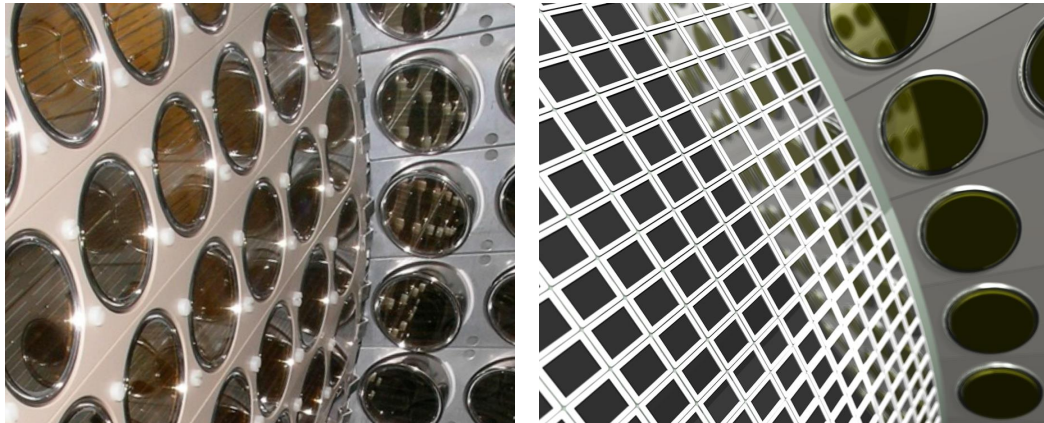


図 3.21 MEG-I のガンマ線検出器の様子 (左) と CG によるアップグレード後の様子 (右)

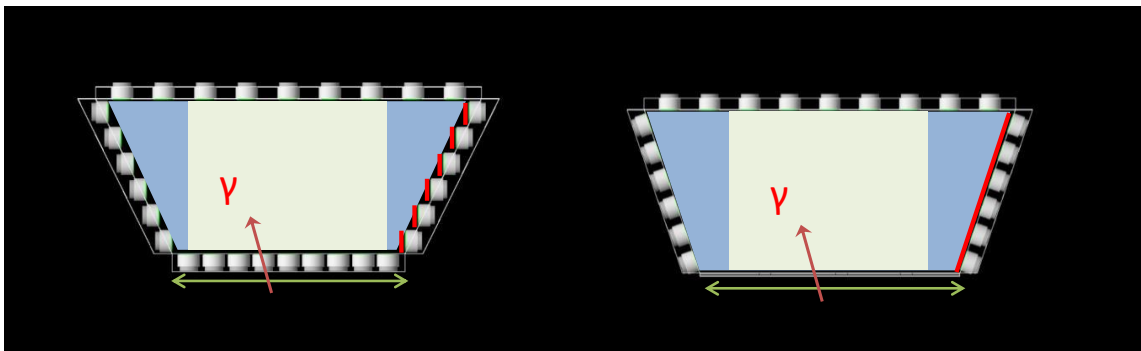


図 3.22 ガンマ線検出器アップグレードの概念図。左図が MEG-I, 右図がアップグレード後である。側面の PMT の角度を変更し, 内側の PMT を SiPM に変更する。

3.3.4 ポジトロンスペクトロメーター

ドリフトチェンバー

ドリフトチェンバーは, MEG-I のモジュール型から一新し, 図 3.24 のような一体型の立体交差ワイヤードリフトチェンバーを用いる。長さは 194 cm ほどで, 直径 20–25 μm のニッケルクロムセンスワイヤー 1280 本とアルミでできた直径 40 μm のポテンシャルワイヤー約 7000 本を使用し, 10 枚ある層ごとに $\pm 8^\circ$ を互い違いに交差させる。一つのセルは, $7 \times 7 \text{ mm}^2$ と細かく精度よくトラッキングができる。この新しい一体型ドリフトチェンバーの中はワイヤーとヘリウムとイソブタンが 90:10 ほどの非常に軽い混合ガスだけである。物質量がより少なくなり陽電子の対消滅等により生じるバックグラウンドガンマ線を図 3.27 のように減らすことができる。陽電子の軌跡について, $1.7 \times 10^{-3} X_0$ という輻射長を得ている。それぞれの構成要素ごとの寄与を図 3.1 に示す。

現在, MEG-I では, 陽電子がモジュールのフレームやエレクトロニクスなどによって散乱してしまい, タイミングカウンターで測定可能なものが半分ほどになってしまっている。しかし, 新しいドリフトチェンバーでは, 図 3.28 のようにタイミングカウンターの直前まで余分な物質がなくなり, 検出効率が飛躍

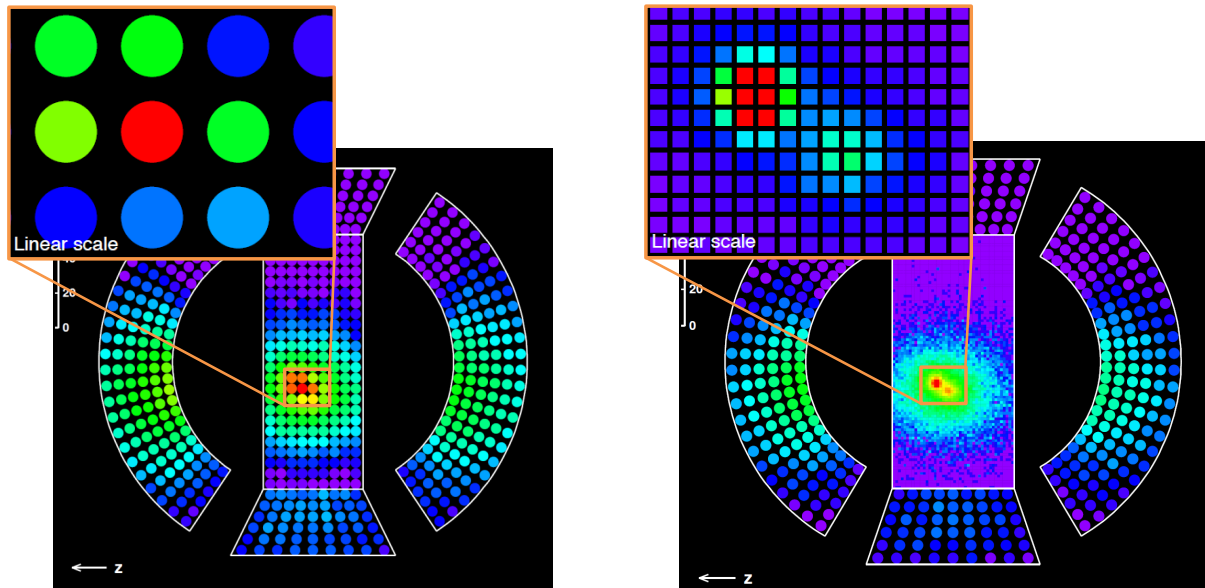


図 3.23 MC によるガンマ線のパイルアップイベントの比較。左図は MEG-I, 右図はアップグレード後の様子である。SiPM を用いることによってパイルアップイベント識別能力が、向上する。

的にあがる。トラッキングをタイミングカウンター直前まで行うので、飛行時間の補正の精度も飛躍的に改善し、陽電子時間分解能をも向上させる。

このドリフトチェンバーは、90% のトラッキング効率を持ち、 ϕ について 6.2 mrad, θ について 4.9 mrad, 運動量について 125 keV (rms) の分解能が期待できる。また、タイミングカウンター直前までトラッキングを行うことによって、ターゲットからタイミングカウンターまでのポジトロンの飛行時間の補正精度は 75 ps から 11 ps になる。

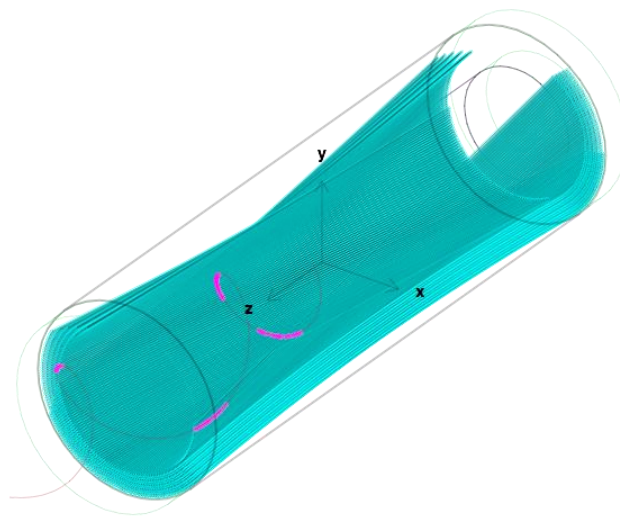


図 3.24 ドリフトチェンバーの概略図

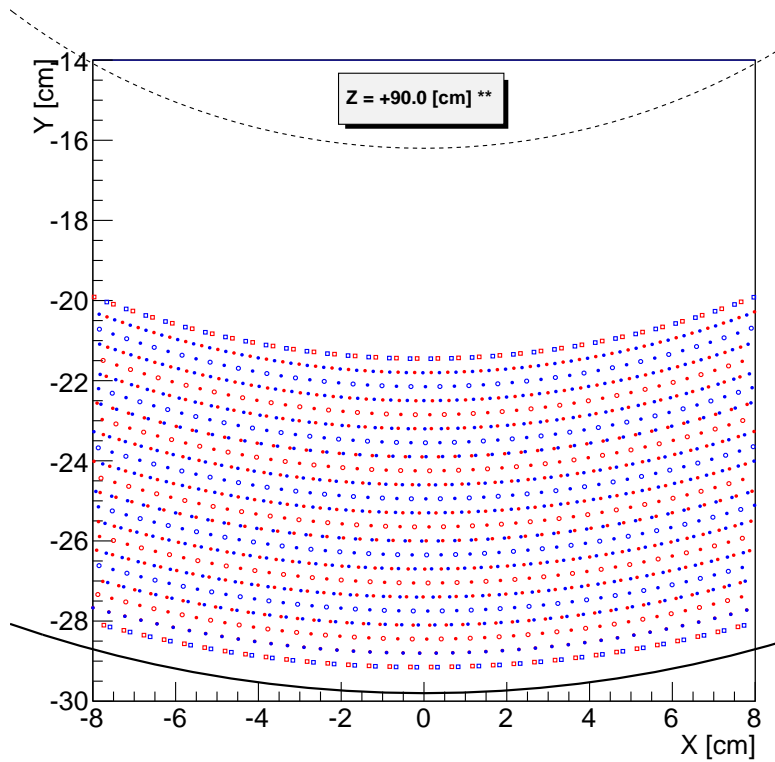


図 3.25 $z = 90 \text{ cm}$ でのワイヤーの様子。青と赤は立体交差する角度がそれぞれマイナスとプラスのワイヤー。白抜き丸はセンスワイヤーで塗りつぶしているものはポテンシャルワイヤーである。四角で表されているのはガードワイヤーである。

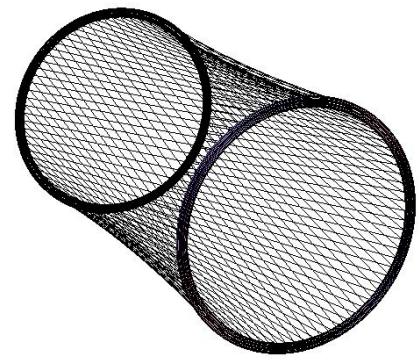


図 3.26 ドリフトチェンバーのワイヤーの一層

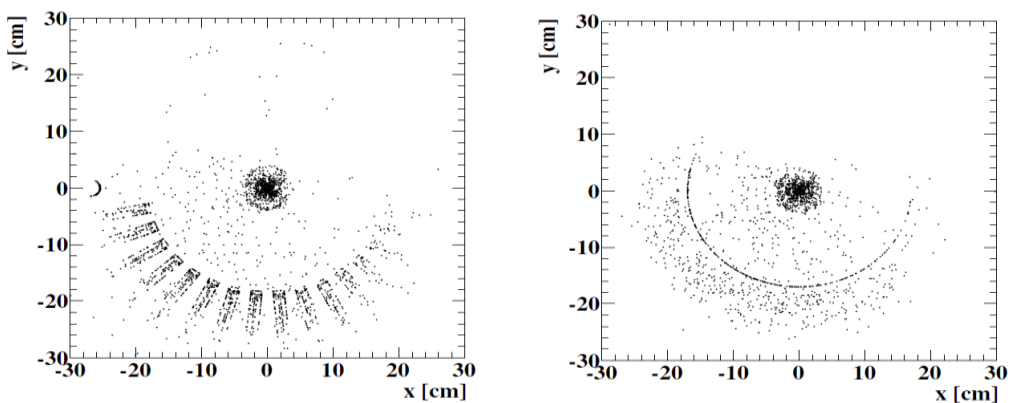


図 3.27 シミュレーションによるバックグラウンドガンマ線の発生点。左図は、MEG-I でのモジュール型ドリフトチェンバー。右図は、アップグレードでの一体型ドリフトチェンバー。物質量の低減によりバックグラウンドが減少していることがわかる。

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 3.1 一つのトラックについてのドリフトチェンバーの物質ごとの寄与。

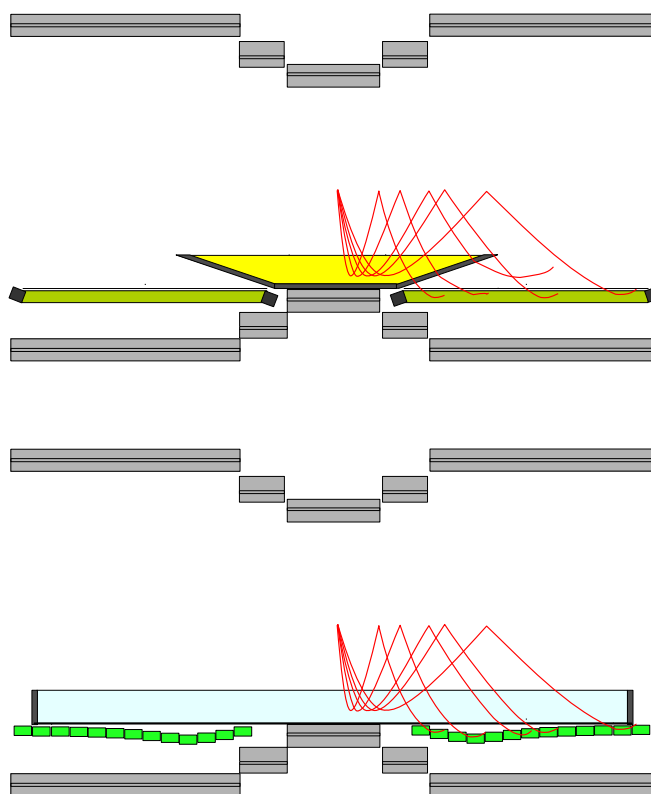


図 3.28 ドリフトチェンバーからタイミングカウンターまでの陽電子の様子。MEG-I ではフレームやプリアンプなどで飛跡が曲げられてしまう。(上図) アップグレードでは、直前までトラッキングし余分な物質もなくなっている。(下図)

タイミングカウンター

タイミングカウンターは、上流下流それぞれ 15 本の PMT 読み出しシンチレーターバー ($40 \times 40 \times 800 \text{ mm}^3$) のシンチレーターバーから、図 3.29 に示したように $90 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ ほどの小さい高速シンチレーターと SiPM で出来た小型カウンターを 600 個ほど敷き詰めるものに変える。この小型カウンターは、それ自体で良い時間分解能が期待されている上に陽電子がたくさんのカウンターにあたるために測定器全体として MEG-I での 70 ps の二倍ほど良い 30–35 ps という高い分解能が期待できる。また、細分化することによってパイルアップが減り、上で述べたアップグレードでの高い強度のビームでも耐えられると期待できる。本論文ではこのタイミングカウンターについての研究であるので、次章で詳しく述べる。

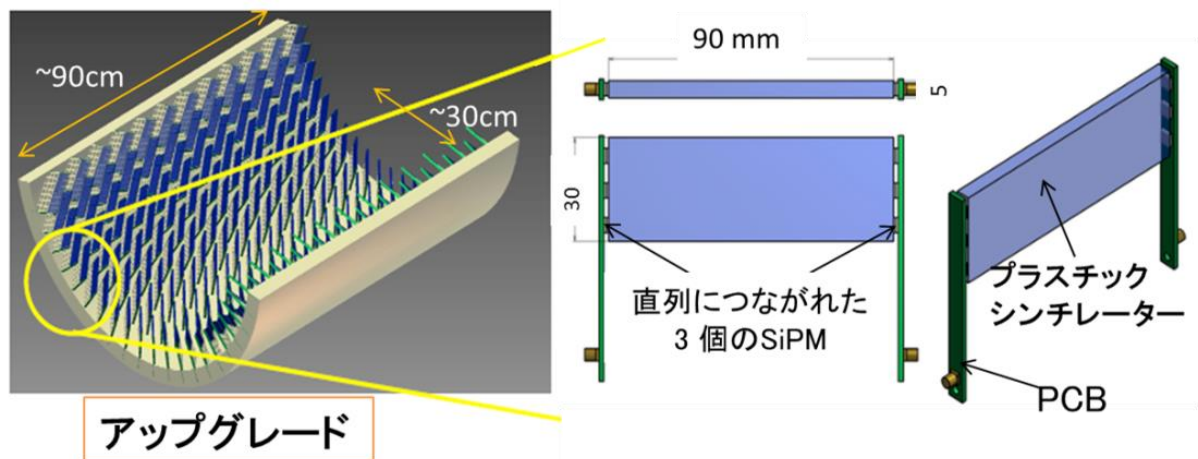


図 3.29 タイミングカウンターの概念図。上流と下流にそれぞれ約 300 個ずつ置かれる。

3.3.5 DAQ

WaveDream という開発中のボードを用いる。基本的には MEG-I で使用した DRS と同じだが、バイアス電源や前置増幅器も一緒にする。回路をコンパクトにしてアップグレードでのチャンネル数の増加にも対応する。また、この WaveDream では、DRS に至るまでの回路を変更することによって帯域を広くしより高い周波数成分も読めるようになる。

3.3.6 期待性能

期待性能について、表 3.2 にまとめる。すべての分解能について、ほぼ 2 倍良くなっていることがわかる。また、上で述べたドリフトチェンバーからタイミングカウンターまで散乱を減らすため陽電子の検出効率も格段に向上している。これによって、図 3.30 のように 3 年ほどで崩壊分岐比感度が MEG-I よりも一桁高い 5×10^{-14} に達すると期待されることがわかる。

特に本論文では、タイミングカウンターについてのものであり、主に γ - e^+ timing に関連する研究であり、バックグラウンドの式 3.2 における $\Delta t_{e\gamma}$ を向上させる。アップグレードでは、トラックからの寄与 11 ps、ガンマ線側の寄与 76 ps とタイミングカウンターからの寄与 30–35 ps が足しあわせられ、84 ps

という値になっている。

表 3.2 MEG 実験アップグレードでの分解能 (rms) と 検出効率

PDF parameters	Present MEG	Upgrade scenario
e^+ energy (keV)	320	110-140
e^+ θ (mrad)	11	5-7
e^+ ϕ (mrad)	7.2	5-7
e^+ vertex $Z/Y(\text{core})$ (mm)	2.0/1.1	1.5/1.0
γ energy (%) ($w > 2 \text{ cm}$)	1.9	1.0
γ energy (%) ($w < 2 \text{ cm}$)	2.4	1.1
γ position (u, v, w) (mm)	$5(u, v), 6(w)$	2
γ - e^+ timing (ps)	122	84
Efficiency (%)		
trigger	≈ 99	≈ 99
γ reconstruction	59	59
e^+ reconstruction	40	85-90
event selection	80	85

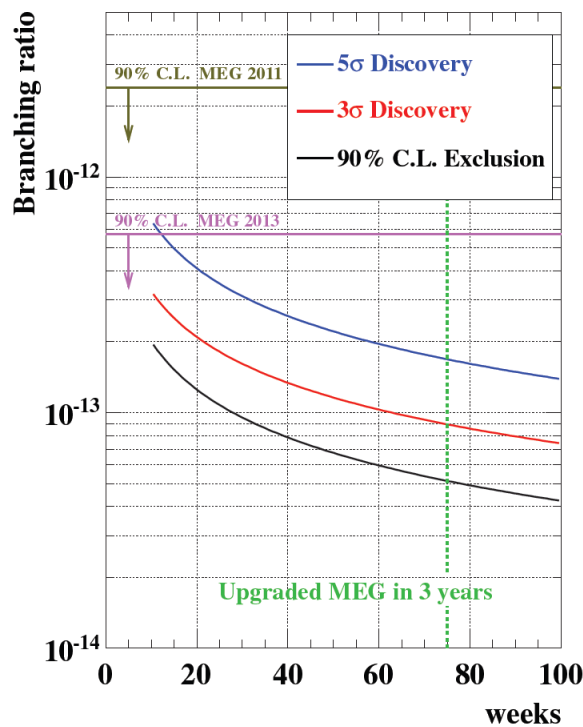


図 3.30 MEG 実験アップグレードで期待される探索感度。緑線は、現在計画されている 3 年間のデータ取得での感度を示している。

第4章

陽電子タイミングカウンターのアップグレード

4.1 概要

MEG-Iでのタイミングカウンターとアップグレード後のタイミングカウンターの比較を図4.1に示す。MEG-Iでは、陽電子タイミングカウンターは、前章で述べたように15本のプラスチックバーとPMTを用いた ϕ カウンターで時間測定を行っている。このため z 方向に対しての精度が悪く、時間分解能を制限している。PMTが磁場に対して感度があることも時間分解能を悪くしている要因の一つである。また、シンチレーターバー間での時間較正や読み出し回路のチャンネル間のジッターによって実効的な時間分解能はさらに制限されている。アップグレードではビーム強度が2倍になるが、80 cmという長さのシンチレーターバーでは、パイルアップの増加が免れないという問題点もある。

そこで、ハイレートのビームにも耐える新しい陽電子タイミングカウンターを開発する。新しいタイミングカウンターでは、細分化して陽電子の z 方向に対する不定性を減らすのと同時に、ハイレートでのパイルアップ事象も極力減らすことができる。先に述べたように細分化する小型カウンターには、 $90 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ ほどの大きさの高速プラスチックシンチレーターの両端に光検出器のSilicon photomultiplier (SiPM)をそれぞれ3個直列につないだものを取り付ける。これを上流と下流にそれぞれ約300個、計600個ほどを設置する。SiPMは、磁場に対して感度がないので、COBRAマグネットの中でも性能を落とすことはない。読み出しには、WaveDreamを用いる。この細分型陽電子タイミングカウンターは、カウンター単体で高時間分解能が期待されるだけでなく、複数個のヒット情報を用い全体でよりよい時間分解能が達成することが可能である。複数個のヒットでの時間分解能向上については、後述する。

4.2 Single counter

4.2.1 Silicon photomultiplier (SiPM)

動作原理

SiPMは、多数のアバランシェフォトダイオード (APD) をピクセル状に配置した新しいタイプの光検出器である。pn接合を持ったフォトダイオードに逆バイアス電圧をかけ、ガイガーモードで駆動させる。入射した光子によって電子が禁制帯を超えて励起され自由電子と自由正孔が作られる。順方向バイアスでは、この電子正孔対が空乏層の内蔵電場によってそれぞれp領域とn領域に向かいそのまま起電力とな

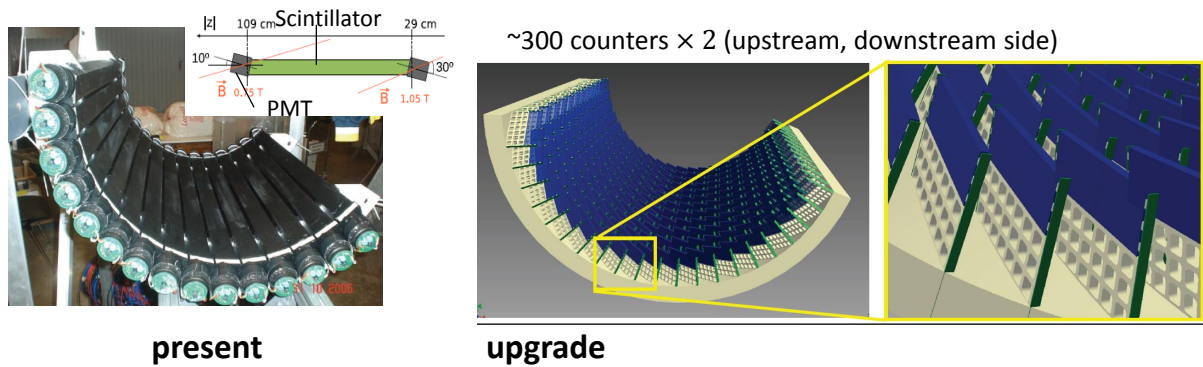


図 4.1 MEG-I で実際に使用した陽電子タイミングカウンター（左図）とアップグレードでの陽電子タイミングカウンターの様子（右図）

る。一方、逆方向バイアスでは、空乏層が広げられ内蔵電場が増加するため電子正孔対がより加速され、通常なら原子に衝突し吸収される自由電子が、原子の持つ電子をたたき出すのに十分な速度をもつ。このたたき出された電子もまた同じように自由電子を増やしていき指数関数的に電子の雪崩（アバランシェ）を起し、数十から数百の増倍をもたらす。これでは、1個の光子からの電気信号はまだ検出器自体のノイズに隠れてしまうレベルだ。しかし、一定以上の電圧（ブレイクダウン電圧）をかけると正孔もアバランシェを起す。この状態をガイガーモードと呼び、電子と正孔それぞれのアバランシェによって暴走状態になり、ノーマルモードよりも大きい増幅率を得ることができる（参考文献 [7]、音野さん）。

APD のガイガーモードでの暴走状態は、これに直列につながれた数 $100\text{k}\Omega$ のクエンチ抵抗によって制御される。APD が暴走状態になると、クエンチ抵抗に電流が流れる。すると、電圧降下が起こり APD にかかる電圧がブレイクダウン電圧以下になり電子雪崩が収束する。

SiPM では、この APD とクエンチ抵抗を一つのピクセルとして、2次元に配置している。一つのピクセルでは、入射光子数に関係なく同じ出力電流を発生する。十分小さい APD を多数並列につなぎ合わせ全ピクセルの出力電荷の和を信号にすれば、信号は光子数に応じた大きさになり、光子をひとつずつ数えることが可能になる。

特性

以上の原理により、SiPM は下にまとめたように多くの利点を持つ。[7]

- 高い光子検出効率
- 高い増倍率
- 単一光電子識別
- 低電圧 (100V 以下) で動作
- 優れた時間分解能
- 磁場の影響を受けない
- 小型
- ヘリウム中で動作可能

特に検出効率や増倍率は、バイアス電圧を上げることによって向上が期待できる。

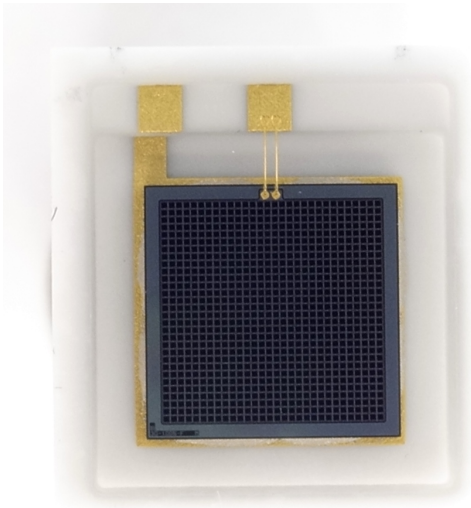


図 4.2 SiPM の写真 (HAMAMATSU、3 × 3mm)

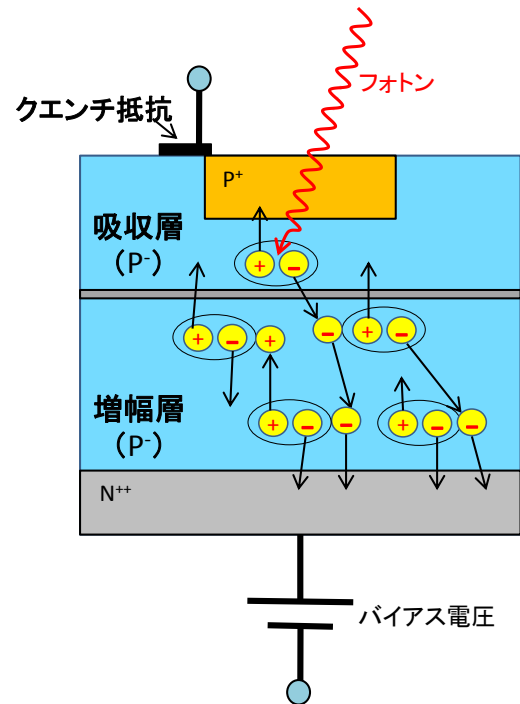


図 4.3 SiPM のピクセルの概念図

しかし、SiPM を動作させる上で注意しなければならない特徴があるのでここで示す。[7], [8], [9] 下で述べる、ダークノイズ・クロストーク・アフターパルスはバイアス電圧の上昇で増える。

- ダークノイズ

光子の入射がないにもかかわらず熱励起やトンネル効果によって信号が出る現象。同じようにアバランシェが起こるので、光子と区別がつかない。常温時では熱励起が、低温時にはトンネル効果が優勢である。

- クロストーク

アバランシェ中に光子が発生し、近隣のピクセルに入射されそこでアバランシェをおこす現象。光子の飛行時間は元のピクセルでの電子と正孔のドリフト時間より十分に短いため、2 倍の波高になり 2 つの光子が入射されたのと区別がつかなくなってしまう。

- アフターパルス

SiPM には、一定時間遅れて発生するパルスで存在し、アフターパルスと呼ぶ。アバランシェ中に発生した光子が、基盤層まで達し、そこでキャリアを発生する。基盤層では電場がほとんどか

かっていないので、キャリアは拡散によってゆっくり増幅領域に達してアバランシェを起こす。これによってアフターパルスが起こるとい説が有力である。[10]

- 温度依存

SiPM は温度依存性を持つ。温度が上昇するとシリコン結晶の格子振動が激しくなるため、電子や正孔は十分に加速しないまますぐに原子と衝突するため電子や正孔をたたき出しにくくなり、増幅が起こりにくくなる。温度変化に応じてブレイクダウン電圧も変化するので、一定の性能を得たければ、超過電圧を一定にするように温度を一定にするかバイアス電圧を変える必要がある。

このように利点と欠点はトレードオフになっており、用途に合わせ一番よいバイアス電圧を印加する必要がある。

直列接続

SiPM は、大きい面積が作れないという欠点がある。SiPM で光子数を測ろうとすると、APD ピクセルは小さくしなければならない。その中で APD ピクセルの個数を増やし面積を広げようと思うと、ダークノイズの寄与が大きくなったり、静電容量が増えて波形がなまってしまうということが起きてしまう。そこで、陽電子タイミンングカウンターでは、3つを直列接続して1つのアウトプットにすることによって、実効面積を広げる。回路図を図 4.4 に示す。直列にすることによって、キャパシタンスが減るので、抵抗とキャパシタンスに依存する波形の形もシャープになり、よい時間分解能が期待できる。並列接続との波形や時間分解能の違いについては付録 A を参照。

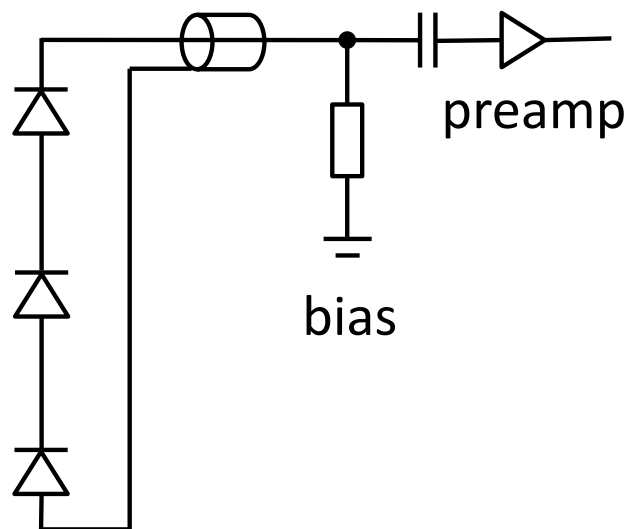


図 4.4 SiPM の直列接続

4.3 Multiple hit scheme

陽電子は、図 4.6 にあるように複数個のカウンターにあたる。タイミンングカウンター全体としての時間分解能は、

$$\sigma_{\text{total}}^2(N_{\text{hit}}) = \frac{\sigma_{\text{single}}^2}{N_{\text{hit}}} + \frac{\sigma_{\text{inter-pixel}}^2}{N_{\text{hit}}} + \sigma_{\text{MS}}^2(N_{\text{hit}}) \quad (4.1)$$

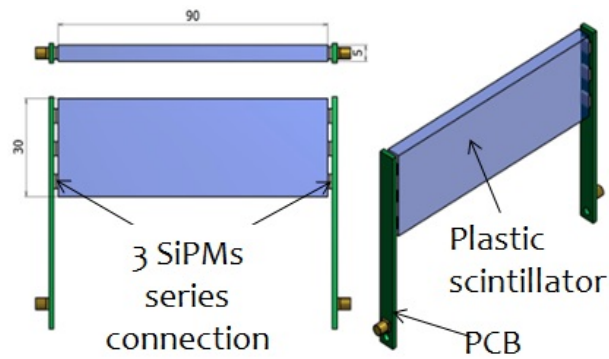


図 4.5 カウンターの図

と書ける。ここで、 N_{hit} はヒット数、 σ_{single} はカウンター単体の時間分解能、 $\sigma_{\text{inter-pixel}}$ は電気回路などから来るカウンター間の時間のふらつき、 σ_{MS} が多重散乱による時間の広がりである。上式からわかるようにヒット数が増えるほど、カウンターの時間分解能が平均されて分解能がよくなると同時にカウンター間のジッターも減らすことができる。その様子を図 4.7 に示した。ただし、多重散乱の影響を考慮すると、時間分解能の向上が収束することにも注意したい。

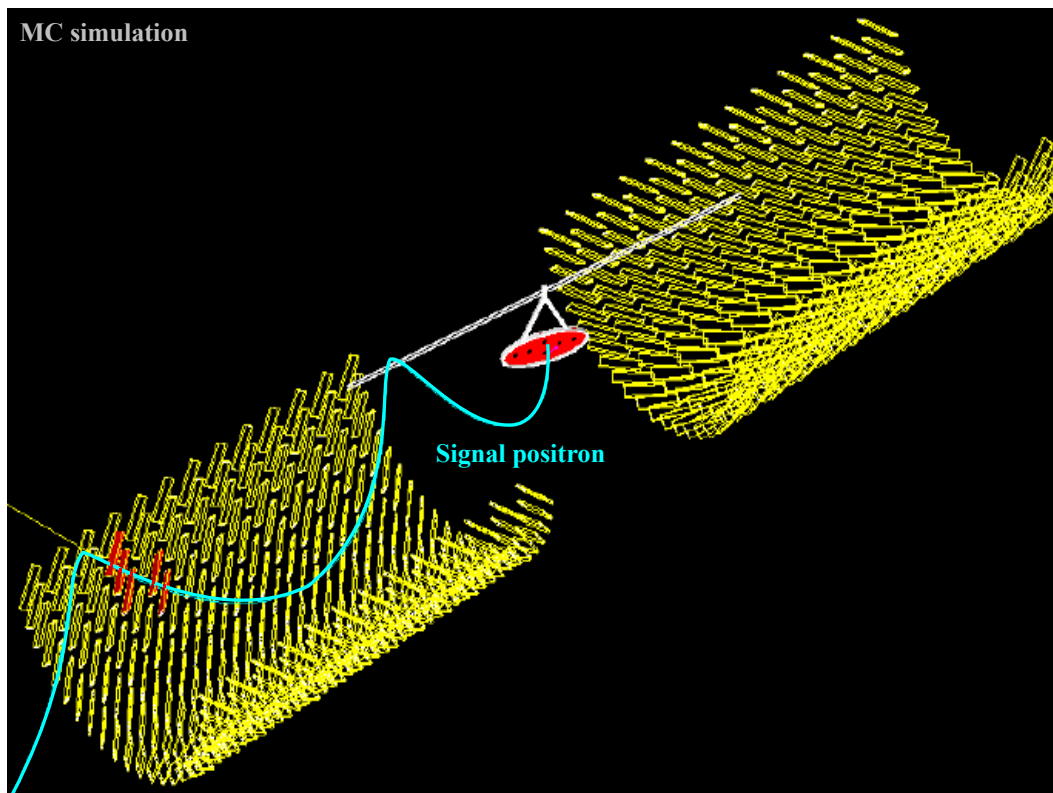


図 4.6 MC によるシグナル陽電子の様子。この図では、5つのカウンターに当たっていることがわかる。

4.4 性能と要求

タイミングカウンターの性能は、

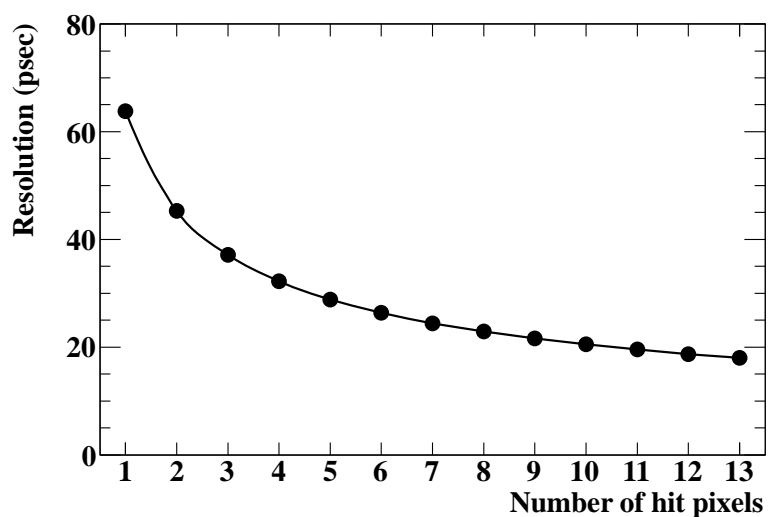


図 4.7 ヒット数の増加による時間分解能の向上

- 検出効率が良い
- カウンター単体での時間分解能が優れている
- 多くのカウンターにヒットする

ということが要求される。カウンター単体での時間分解能は、シンチレーターや SiPM などを実際にテストし最適化することによって向上させる。検出効率とヒット数は、MC シミュレーションを用いるなどして最終的な MEG 実験でのレイアウトを研究し向上させる。次章以降では、これらの研究結果について述べる。

第 5 章

カウンター単体の研究開発

前節で陽電子タイミングカウンターの全容について述べたが、まずはこの小型カウンター単体での研究を行い基礎特性を調べた。ここでの目標は、時間分解能を極限まで引き出せるカウンターを開発することである。このためには、一点の測定での時間分解能はもちろん、測定時間そのものの温度や当たった位置などによる変動にも気を付けなければならない。測定時間に何かしらの依存性があった場合、できる限る補正し最終的な時間測定のばらつきを抑える必要があるからだ。また、カウンターの両方に SiPM がついており、それぞれのチャンネルの同期も注目すべき点だ。この章では、カウンター自体の持つ時間分解能と測定した時間の環境による変動、およびチャンネル間でのジッターについて述べる。

5.1 セットアップ

測定には ^{90}Sr (ストロンチウム) を線源として用いた。ストロンチウムは、半減期 28.8 年で β 崩壊をして、最大 0.546 MeV の β 線を出しながら ^{90}Y (イットリウム) になる。このイットリウムは、64 時間という短い半減期で β 崩壊を起こし最大で 2.28 MeV の β 線を放出して ^{90}Zr (ジルコニウム) になる。ストロンチウム線源は約 1 か月で放射平衡になる。本実験では、主にイットリウムからの 2.28 MeV までの β 線を見ていることになる。また、放射線強度としては、250 kBq もしくは 3.7 MBq のものを使ったが、距離を変えてトリガーレイトが同じになるように調整した。

図 5.1 のようにストロンチウム線源の下にテストをするカウンター、次にレファレンスカウンターが置かれている。

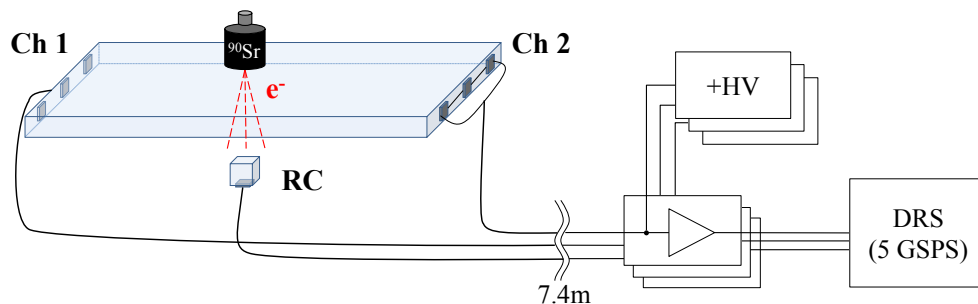


図 5.1 セットアップの概略図

テストカウンターには、高速プラスチックシンチレーターを用い、その両端に 3 つの SiPM を直列につないだものを取り付ける。シンチレータと SiPM の接着には光学グリースを用いた。フレームはポリア

セター樹脂 (POM) を用いている。これは、ねじで簡単に取り外しができるようになっており、シンチレーターや SiPM を自由に交換しテストすることができる。このフレームは、プロトタイプ用であり物質量を極力減らす必要のある実機では使わない。シンチレーターや SiPM などの詳細はそれぞれの実験の節で述べる。カウンターは、長さの長い辺から順に長さ高さ・厚さと定義する。SiPM は長さ方向に垂直な面に取り付けられる。

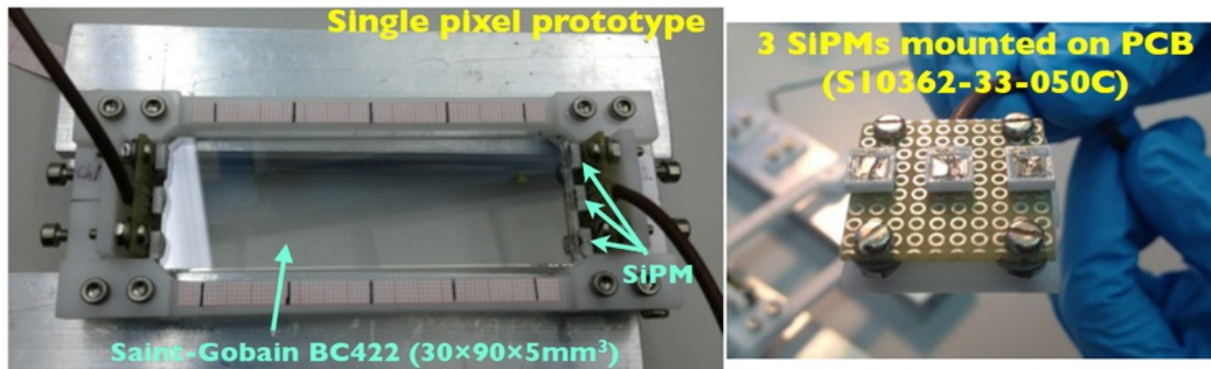


図 5.2 カウンターの写真。左がカウンター全体。右が HAMAMATSU の SiPM を 3 つ直列にして PCB に付けた様子。

レファレンスカウンターは、図 5.3 にあるように $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ のテストカウンターより小さい Saint-Gobain, 製の ultra-fast plastic scintillator の BC422 を用いる [11]。シンチレーターの底面に HAMAMATSU の SiPM (S10362-33-050C, $3 \times 3 \text{ mm}^2$ の大きさに $50 \mu\text{m}$ のピクセルが 3600 個) を光学セメントで接着させる。シンチレーターには、光量を増やすためにテフロンを反射材として巻いている。レファレンスカウンターは、時間のレファレンスに使うと共にトリガーにも用いた。トリガーは、このレファレンスカウンターのみについてかけており、 β 線のコリメートも担っている。

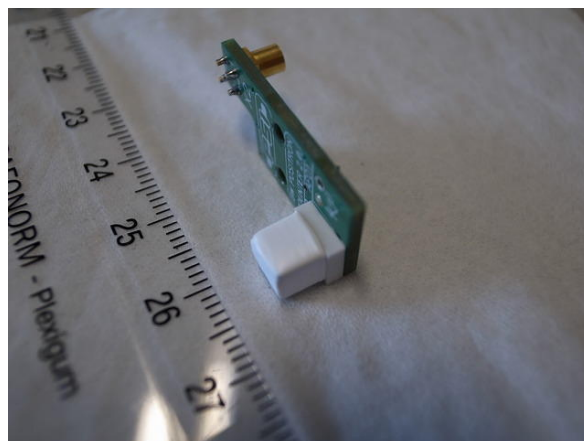


図 5.3 レファレンスカウンター

実機では、物質量を極限まで抑えるために増幅器などを置かずに信号は直接長いケーブルを通る。このため、この試験でもテストカウンターの両端およびレファレンスカウンターからの 3 つの信号は、前置増

幅器前の 7.4 m の長いケーブルを通り，増幅器で増幅およびシェーピング，DRS(version 4) でデジタル化される。DRS は 1 つのボードにつき 4 つのチャンネルがついている。

増幅器は，PSI で開発された電圧型増幅器で，20 倍ほど増幅およびシェーピングされる。この増幅器でバイアス電圧も同時にかけている。回路図を図 5.4 に示す。シェーピングでは，ハイパスフィルターをかけており，カットオフ周波数を可変抵抗によって変更することもできる。また，ポールゼロキャンセルレーションで波形のアンダーシュートを補正する。

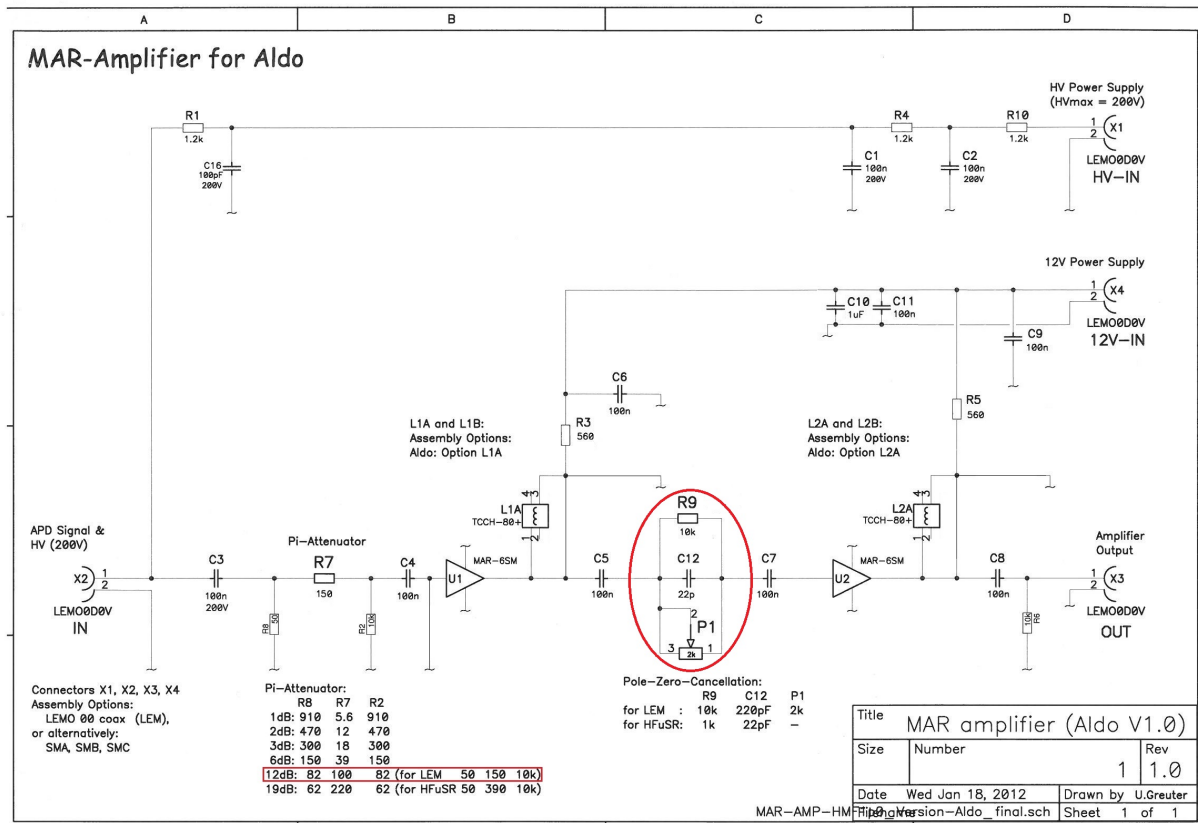


図 5.4 前置増幅器の回路図。赤丸で示したところでポールゼロキャンセルレーションが行われている。また，その中の下部に描かれている可変抵抗でゲインを調節する。

増幅器には，バイアス入力も含まれている。ピコアンメーター (KEITHLEY 6487 PICOAMMETER/VOLTAGE SOURCE) によって，テストカウンターの各チャンネルには 210V ほど，レファレンスカウンターには 70V ほどの電圧をそれぞれ印加する。

5.2 解析

各波形からの時間情報は，コンスタントフラクシオンもしくは ARC (Amplitude and Risettime Compensated timing) を用いて抽出する。コンスタントフラクシオンは，波高に対して一定の割合のところの時間を参照するというもので，波形が変わらない限り，波高によるタイムウォークを減らすことができる。本実験では，図 5.5 のような 10% 以下の速い場所の時間を抽出する。ARC は，遅らせた波形と反転させ減衰させた波形を足し合わせ，ゼロクロスする点を時間の参照ポイントとする方法である。本実験では，delay は 1.8ns，減衰は 10% ほどで時間を抽出する。コンスタントフラクシオンもしくは ARC

のどちらを採用するかは、S/N, シンチレーターや SiPM によって最適なものが違うため、その都度最適化した解析およびパラメーターを用いる。

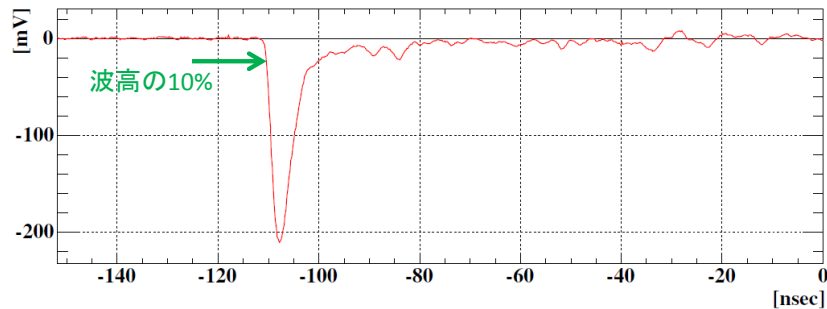


図 5.5 典型的な波形とコンスタントフラクションによる時間の抽出

こうして得たテストカウンター両端からの時間 (t_0, t_1) を平均し、レファレンスカウンターの時間 (t_{ref}) を差し引くことによって時間を得る。

$$\frac{t_0 + t_1}{2} - t_{ref} \quad (5.1)$$

レファレンスカウンターとテストカウンターの時間分解能の和はこの分布の標準偏差とする。本稿では、分解能（位置分解能も含めて）はすべて標準偏差を用いる。テストカウンターの時間分解能はレファレンスカウンターの時間分解能で $\sqrt{\sigma_{t_{counter}}^2 - \sigma_{t_{ref}}^2}$ と引いたものである。

5.3 基本特性

5.3.1 IV 曲線

前章で述べたように SiPM の性質は、ブレイクダウン電圧からの超過電圧 (over voltage) によって決まる。このため、測定ごとに超過電圧を知る必要があり、素子のブレイクダウン電圧を最初に測定した。ここでは、HAMAMATSU の SiPM(S10362-33-050C) での測定について述べる。1つの素子で測定した I-V 曲線を図 5.6 に、3つ直列にしたときの I-V 曲線を図 5.7 に示す。I-V 曲線を見ると急激に電流が上がる場所があり、ブレイクダウン電圧がわかる。1つの素子で 70 数 V, カウンターでは 3つを直列にしているので、210 数 V ほどということがわかる。

ブレイクダウン電圧はそれぞれの素子で異なるため、それぞれ測定し、印加電圧から引いたものを超過電圧とした。超過電圧が電圧についてのパラメータである。

温度依存性

前章で述べたように SiPM は温度依存を持っており、同じバイアス電圧をかけていても温度が違えば超過電圧は異なる。温度による I-V 曲線の違いを図 5.8 に示した。これより、HAMAMATSU の SiPM では、ブレイクダウン電圧の温度による変化は 1つの SiPM について、49 mV/°C ということがわかった。現在 COBRA マグネット中での温度変化は 2-3 °C であり、100-150 mV 程度で、3つでは 300-450 mV 程度の変化があることがわかる。これがどの程度の影響を与えるかは、超過電圧における時間分解能の変化を見る次節で述べる。

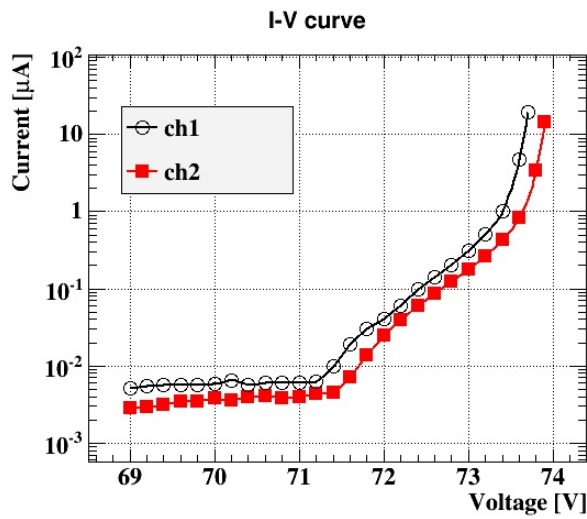


図 5.6 1 つの SiPM(HAMAMATSU S10362-33-050C) の IV 曲線

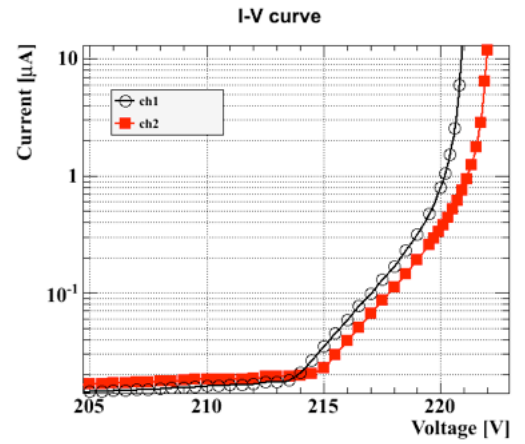


図 5.7 3 つの SiPM(HAMAMATSU S10362-33-050C) 直列の IV 曲線

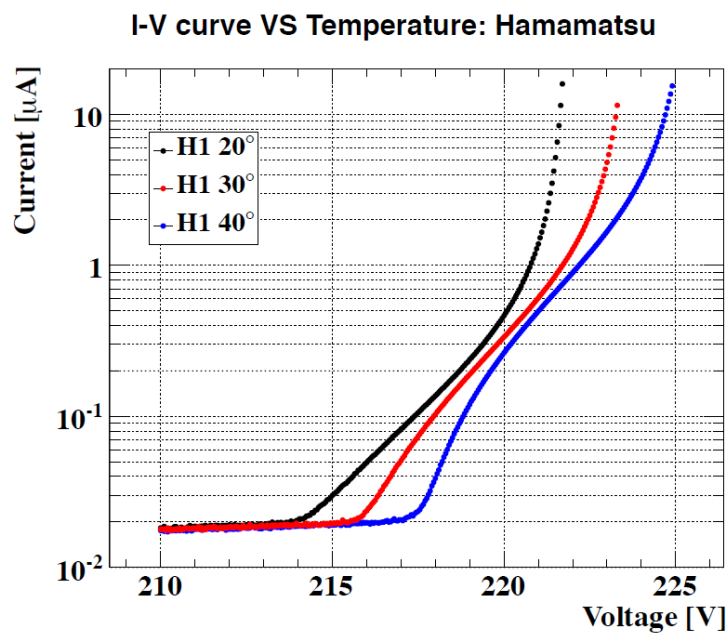


図 5.8 IV 曲線の温度依存

5.3.2 時間分解能と超過電圧

超過電圧によって、PDE が上がるのと同時にダークノイズなども増える。時間分解能については、どのような変化が起こるのだろうか。最適な超過電圧はどの程度なのか。このようなことを調べるために電

圧依存について測定を行った。テストカウンターには、 $60 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ の BC422 に 3M radiant mirror film という多層高分子フィルムを反射材として巻いたシンチレーターを使った。反射材については後述する。このテストカウンターの真ん中に線源を置き測定する。測定結果を図 5.9 に示す。この測定で 43 ピコ秒という時間分解能 (RMS) が得られた。時間分解能は、電圧の増加とともに光電子数もあがるためはじめ徐々に向上し、一定を超えると少し悪くなることがわかる。これは、ダークノイズが増え S/N 比が悪くなることによるものだと考えられる。しかし、2–2.5V の間での時間分解能の変動はそれほど大きいものではなく、一定以上の超過電圧をかければ安定に稼働させることができると言える。温度については、上で述べたように 450 mV 程度の変化なので、安定した時間分解能が得られると言える。

実際に測られた時間自体についての測定結果を図 5.10 に示す。たとえ一点での分解能が良くても、超過電圧によって値にずれが生じるならば、補正を加えなければならない。実際に超過電圧によって測定時間変動していることがわかる。温度変化に直すと 1°C で 2.5 ps ほど変わることになる。例えば一定の時間で 4°C 変化すると、測定値に 10 ps の広がりが生じる。時間測定値が一様に広がると仮定すると、 $10/\sqrt{12} = 2.9 \text{ ps}$ となり、最終目標値である陽電子タイミングカウンターの時間分解能 30 ps と足し合わせると、 $30 \oplus 2.9 = 30.1 \text{ ps}$ となりほぼ効かないということがわかる。以上のことから、温度について安定した環境で実験を行う方が時間測定値が安定することは確かであるが、大きく時間分解能を悪くする時間変動ではないことがわかる。ここでの結果は HAMAMATSU の SiPM での結果であり、温度依存性については後に述べるそれぞれの会社での製品で異なる。しかし、基本的には多くても 1 ps 程度の違いにしかならない。

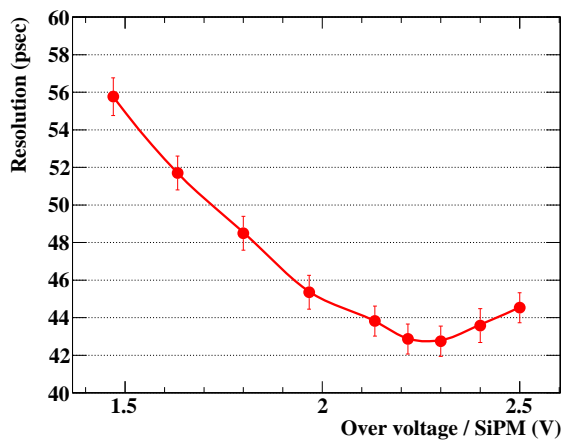


図 5.9 時間分解能の超過電圧依存

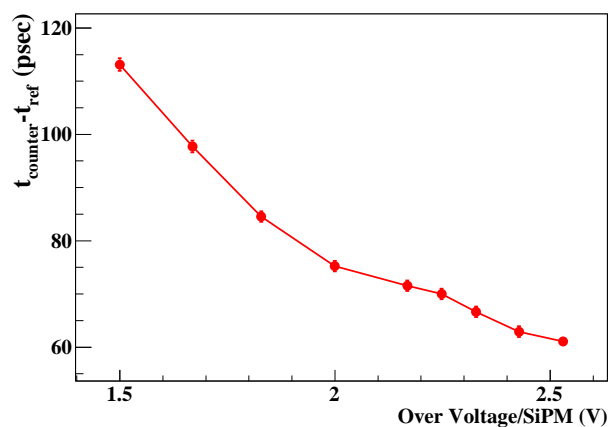


図 5.10 超過電圧の違いによる測定時間値の違い。

5.3.3 時間分解能とエネルギーデポジット

次にカウンターの分解能と荷電粒子がシンチレーター中に落としたエネルギーの依存を図 5.12 に示す。シミュレーションから得たエネルギーデポジットの分布は、図 5.11 のように測定で得た電荷分布と対応していることがわかる。この対応を用いて、電荷からシンチレーター内に落としたエネルギーを見積もる。PSI の先行研究を行っていた μSR グループが用いた小型のカウンターをテストカウンターとして、測定を行った。このカウンターは、 $25 \times 12 \times 5 \text{ mm}^3$ という小さい BC422 の両端に HAMAMATSU の SiPM をそれぞれ 2 個ずつ取り付け付けたものである。反射材としてテフロンが巻かれている [12]。シンチレーターに落としたエネルギーに対する時間分解能を図 5.12 を示す。オフセットには測定した電子回

路のジッターを入れている。これは、同じ信号を 2 つに分けてその時間差から測ったものである。このときの電子回路のジッターは、図 5.13 に示してあるように 11 ps である。ジッターについては、後に詳述する。

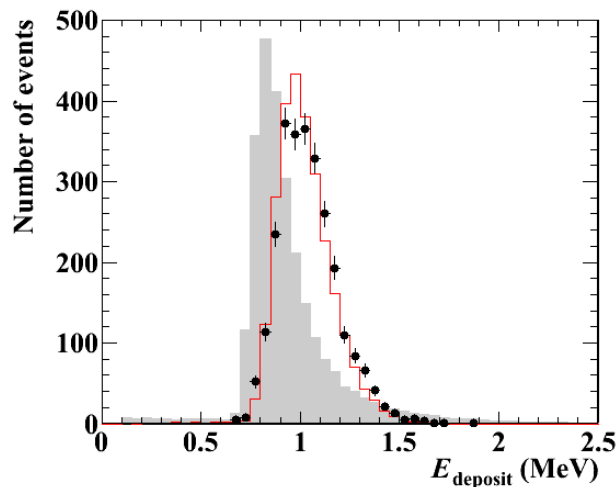


図 5.11 エネルギーデポジットの分布。黒丸は実際のデータ。(電荷をスケールしたもの。)赤線が MC による Sr のシミュレーション。灰色の分布は MEG 実験での 52.8MeV の陽電子のエネルギーデポジットの分布の様子である。

これによって、

$$\sigma(kE)^{0.5} = 15 \text{ ps/MeV}^{0.5} \quad (5.2)$$

という結果を得た。ここで k は、SiPM のセンサー面がカバーしている面積のシンチレーター断面積に対する割合であり、0.3 である。フィットをするときにオフセットの時間分解能を導入したが、これは電子回路によるジッターを仮定している。エネルギーは、測定した光子数に対応しており、 $1/\sqrt{N_{pe}}$ に比例して時間分解能の値が大きくなっていることがわかる。つまり、時間分解能は光量の多さによっており、光量が多い方が分解能がよい。解析の節で述べたように時間情報を取ってくる時、光子の到着時間のふらつきを抑えるため波形の早い部分を用いている。そのため使う光子の量が少なく、統計的なふらつきが一番に効いてくると考えられる。

以上のことから、カウンターの時間分解能をあげるには、見る光子数、つまり速く SiPM に到達する成分の光子数が重要であり、シンチレーター内でいかに「速く多く」光子が SiPM に到着するか、そして、そこから SiPM でいかに「効率よく」光子を見るかという観点で R&D を進める必要があることがわかった。

5.4 最適化

5.4.1 シンチレーター

光子をいかに「速く多く」SiPM に到着させるかということに関して、「速く」は立ち上がり時間が、「多く」は発光量と減衰長が担っている。

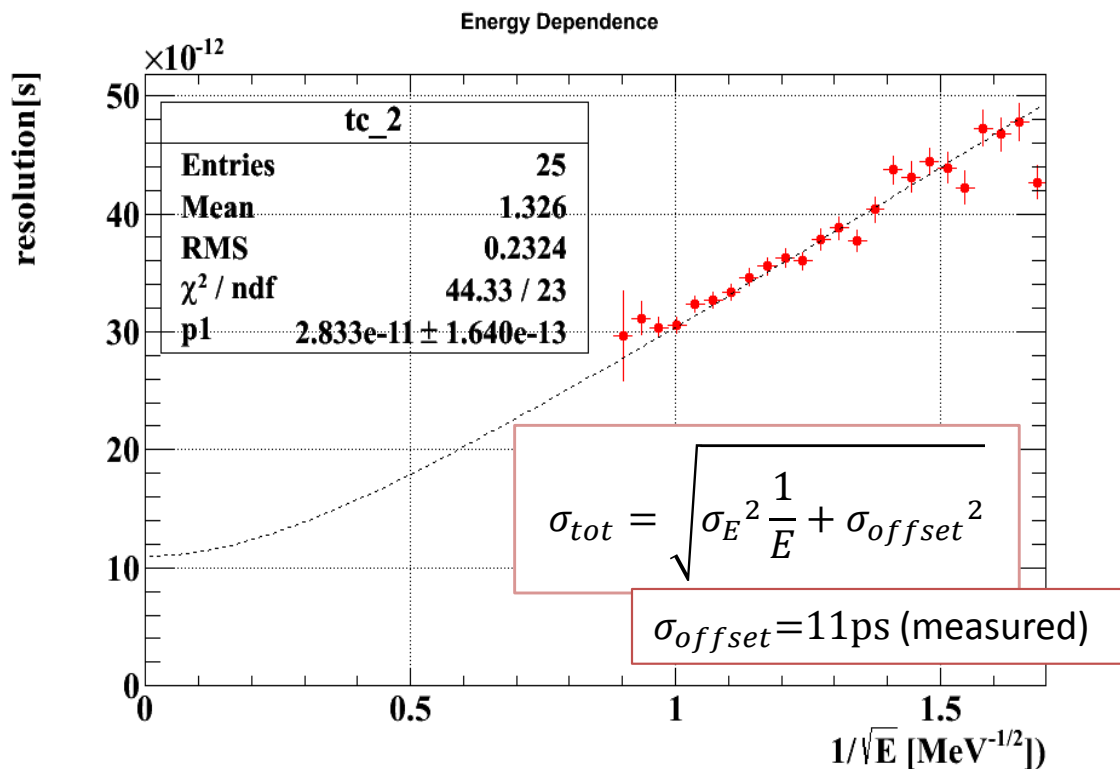


図 5.12 時間分解能のエネルギーデポジション依存。オフセットには電子回路のジッターを入れている。

物質

そこで、BC422 よりも光量が多く減衰長も長い立ち上がりが遅い BC418 や BC420、光量は少ないが立ち上がり速い BC422Q でテストを行った。表 5.1 に主な特徴をあげる。

SiPM は、HAMAMATSU 製 (S10362-33-050C) を用いた。図 5.14 の波長による検出効率の違いを見ると、450 nm 付近の波長に最大の検出効率を持つことがわかる。

4つのシンチレーターの中で、BC422 が一番良かった。図 5.15 右の図からわかるように BC422Q は電荷が少ない一方で、立ち上がり時間はシンチレーター自体の性能からは2倍以上の向上が期待されるのに対し、それよりも電気回路などでなまることが大きく効き、図 5.15 左の図で示されているように差が少なくなっている。このため、BC422Q では図 5.16 にあるように明らかに時間分解能が悪くなっている。また、反射材を巻くことによって光量の増加と時間分解能の向上も見られたが、BC422 の光量と比べる

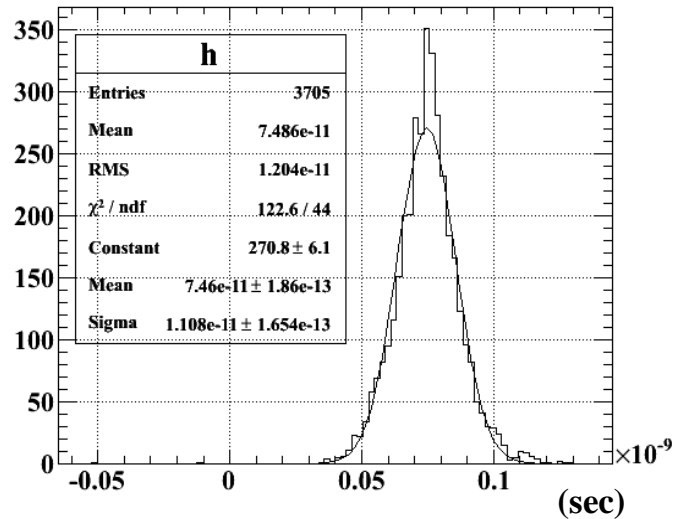


図 5.13 測定した電子回路によるジッター

表 5.1 Saint-Gobain からの ultra-fast plastic scintillator の特性表

特性	BC422	BC420	BC418	BC422Q(ベンゾフェノン 5%)
光量 (アントラセンを 100%)	55	64	67	19
減衰長 (cm)	8	110	100	8
立ち上がり時間 (ns)	0.35	0.5	0.5	0.11
立ち下り時間 (ns)	1.6	1.5	1.4	0.7
波長 (nm)	370	391	391	370

と少なく、BC422 を上回る時間分解能にはならない。

BC420, BC418 との比較では、立ち上がり時間が速いことの方が効いていると考えられる。90×40×5 mm³ に大きさのそれぞれのシンチレーターに SiPM を 4 つ繋げて測定した結果を表 5.2 に示す。それぞれ 15 点の位置スキャンを行い平均を比較している。

表 5.2 それぞれのシンチレーターでの時間分解能の測定結果。90×40×5 mm³ サイズ, SiPM は両端に 4 つ直列で行った。

シンチレーター	平均時間分解能 (ps)
BC422	51.2
BC420	57.7
BC418	55.8

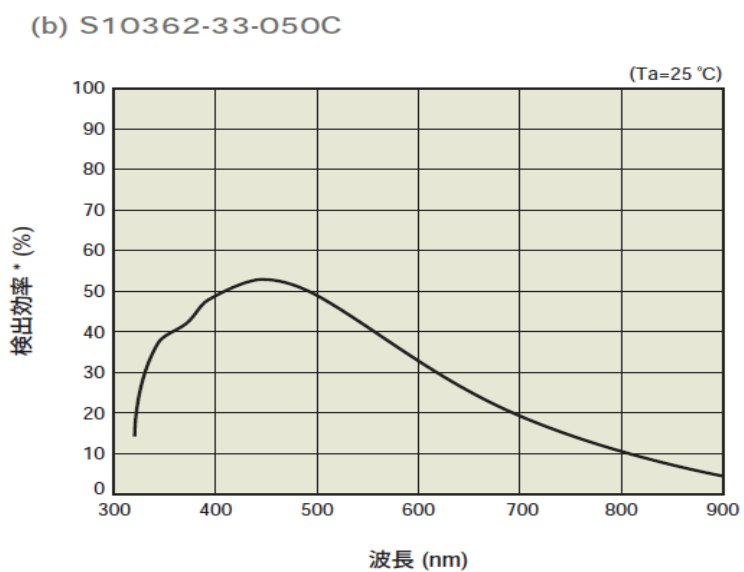


図 5.14 波長と検出効率。検出効率には、クロストークとアフターパルスによる影響も含まれている。
引用、HAMAMATSU テクニカルインフォメーション

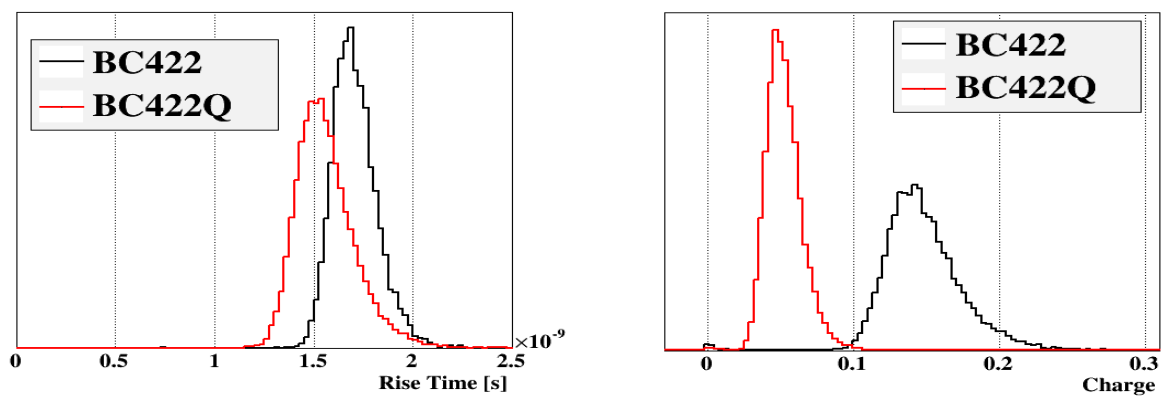


図 5.15 BC422Q と BC422 の立ち上がり時間（左）と電荷分布（右）

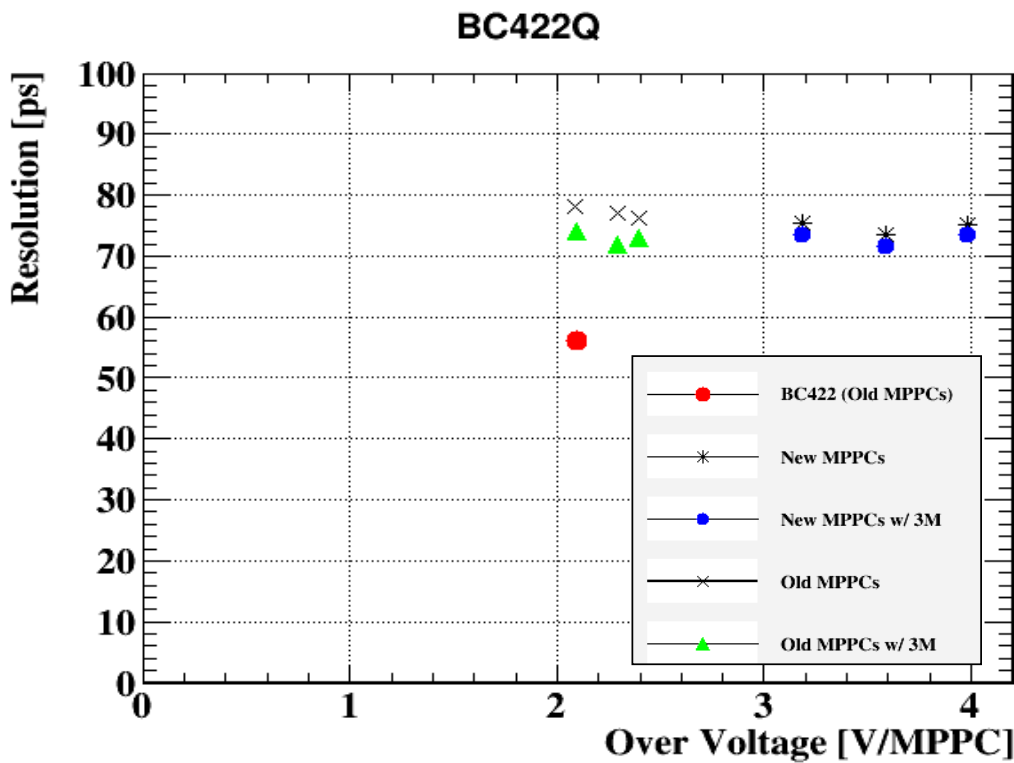


図 5.16 BC422Q 時間分解能。赤丸が BC422 を用いて測定したもので、他は BC422Q での結果。

BC422 と BC418 の発光の時間分布を表 5.1 のデータをもとに計算した。(図 5.17) ここで、

$$I = I_0(e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_0}) \tag{5.3}$$

を仮定する [13]。τ は立ち上がり時間、τ₀ は立下り時間である。関数全体を光量で規格化した後、9cm カウンターの真ん中で発光し減衰したと仮定して $e^{-4.5/L_a}$ (L_a は減衰長) をかけた。PDE の波長依存性は含めていない。

このグラフを見ると、確かに BC418 の発光量は立ち上がりの光子数にはあまり影響しないことがわかる。しかし、立ち上がり付近では BC422 の方が光量が優位だが、この差異で BC422 が断然よいという実験結果を説明しきれるとは言い難い。シンチレーター個体の性能のばらつきをみているのではないかという懸念もあり、異なる BC422 を使ってテストを行うことも必要と考えられる。

長さ

シンチレーターの中で発生した光子は、一定の割合でシンチレーターの物質そのものによって吸収されてしまう。BC422 の減衰長は、8 cm と短いため、小さいカウンターでもその影響を受ける。減衰長は BC420 および BC418 が 100 cm ほどと圧倒的に長く、長いカウンターでは有利となるため、BC418 についても長さを変えて中心の点を測定した。図 5.18 に結果を示した。これより、長くなると時間分解能が悪くなることがわかる。図 5.19 には、波高を示した。長くなるほど光量が減るために時間分解能が悪化することがわかる。BC422 と BC418 を比較すると差は狭くなったが、依然 BC422 の方が良い性能を持っている。これより長くなると BC418 の方がよい時間分解能を持つと考えられる。しかし、一番

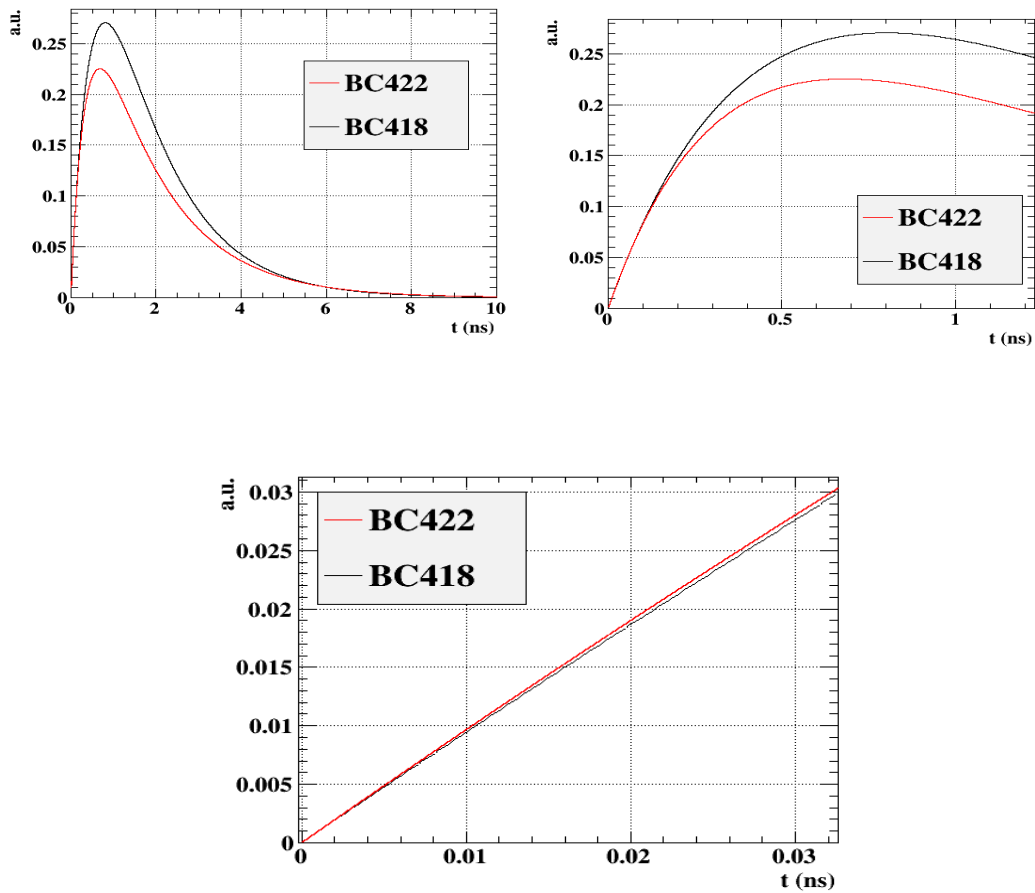


図 5.17 発光の様子

良い時間分解能を持つのは、一番短い 6 cm であり、その長さでは BC422 の方が断然良い時間分解能を持つ。

反射材

反射材を巻くというのもまた一つ、光量を増やす助けになる。反射材がなにもない場合、シンチレーターと空気との間で全反射するシンチ光のみを集めていることになる。シンチレーターの屈折率は 1.58 で臨界角は 40° ほどである。このため、SiPM まで到達するシンチ光は発生した光子に対して減少している。反射材を巻くことによって、透過したシンチ光をシンチレーター内に戻し、光量の増加を試みる。

テストカウンターには $60 \times 30 \times 4.5$ mm³ の BC422 シンチレーターに HAMAMATSU の SiPM(S10362-33-050C) を 3 つずつ使い、図 5.20 にある、アルミマイラー、テフロン、3M radiant mirror film(3M-film) の 3 種類の反射材を試験した。アルミマイラーと 3M-film は鏡面反射型、テフロンは乱反射型の反射材である。この試験では、中心点だけでなく、長さ方向に $-2, -1, 0, +1, +2$ cm, 高さ方向に $-1, 0, +1$ cm ずつ、計 15 点の点を測定した。

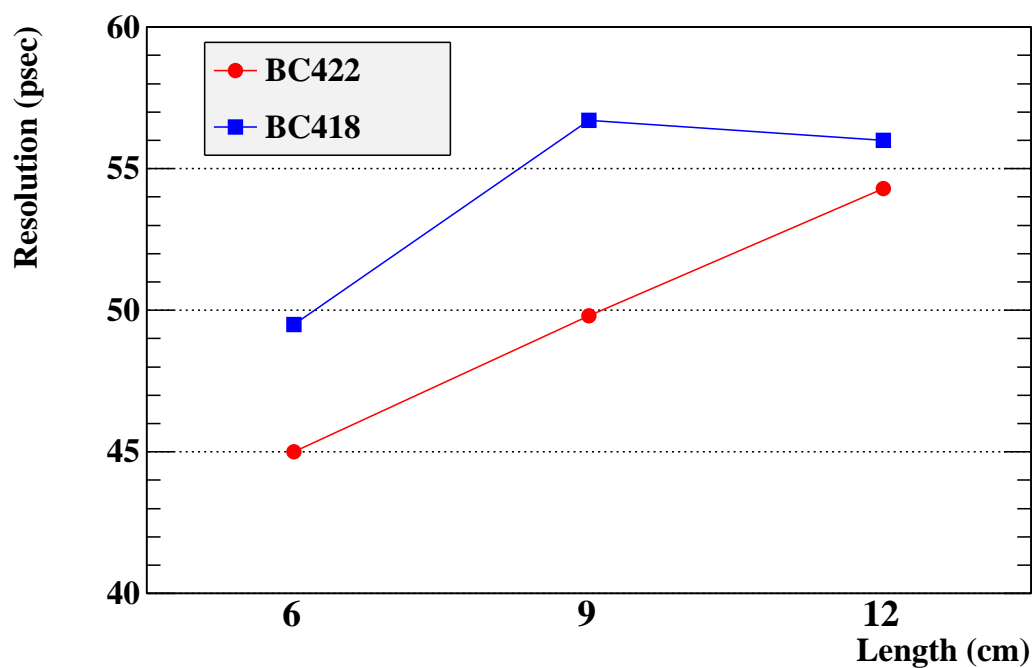


図 5.18 BC422 と BC418 の時間分解能比較。サイズは $60 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$, $90 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ もしくは, $120 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ で, SiPM は 3 個ずつ使用されている。

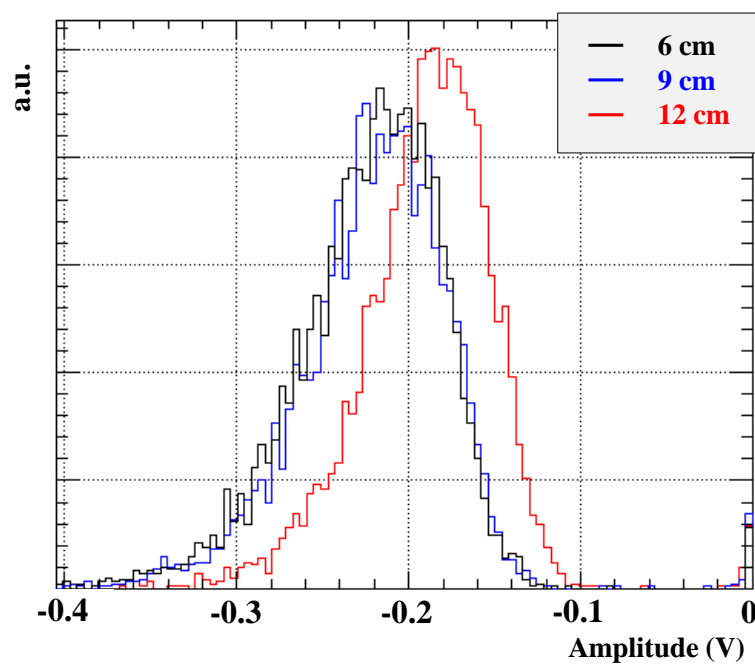


図 5.19 カウンターの高さが 6 cm, 9 cm, 12 cm の場合のそれぞれの波高

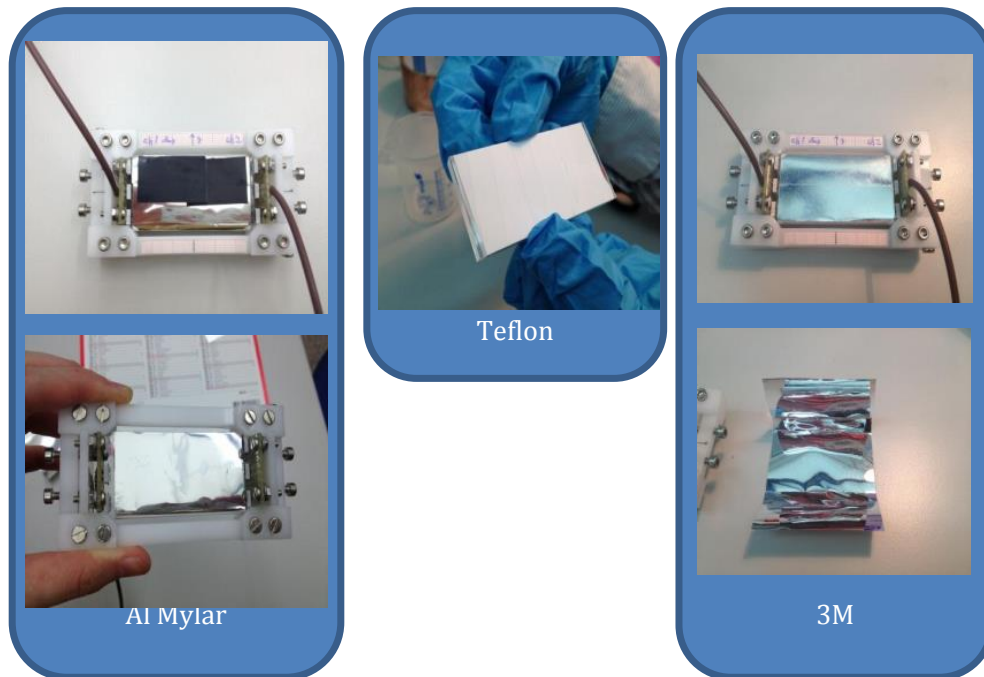


図 5.20 それぞれの反射材の写真

反射材を巻くと、実際に光量が増えることが確認できる。図 5.22 にアルミマイラーと 3M-film の光量を示す。結果は、図 5.21 に示した。これからわかるように反射材がないときの 45.1 ps という平均であったが、これが、アルミマイラーでは 43.5 ps、光量の増加が最大だった 3M-film では 42.3 ps であり、3M-film が一番良いということがわかった。テフロンのような乱反射型ではなく、アルミマイラーや 3M-film のような鏡面反射型のものの方が時間に広がりを作ることなく、より多くの光子を SiPM に供給することができるのである。

5.4.2 SiPM

次に SiPM でいかに「効率よく」光子を観測するかについて考える。このためには、2 つ方法がある。SiPM 自体の検出効率 (PDE) がよいものを用いるということと、なるべく SiPM のセンサー面が覆う面積を多くするということだ。

様々な SiPM の比較

SiPM 自体には高い PDE が求められる。PDE とは、

$$\text{PDE} = \text{QE} \times P_{\text{avalanche}} \times f \quad (5.4)$$

で定義される。QE は、ピクセルに 1 光子が入射されたときに SiPM では電子正孔対が生成される確率で、波長依存性を持つ。P_{avalanche} は生成された電子正孔対からアバランシェが起きる確率、f は受光面に対する APD ピクセルの面積の割合である。APD ピクセルの面積の割合は、一般的にピクセル数が増えるほど不感領域である絶縁部分が増えるため、小さくなる [14]。

タイミングカウンターで用いるプラスチックシンチレーターからのシンチ光である、青から近紫外に

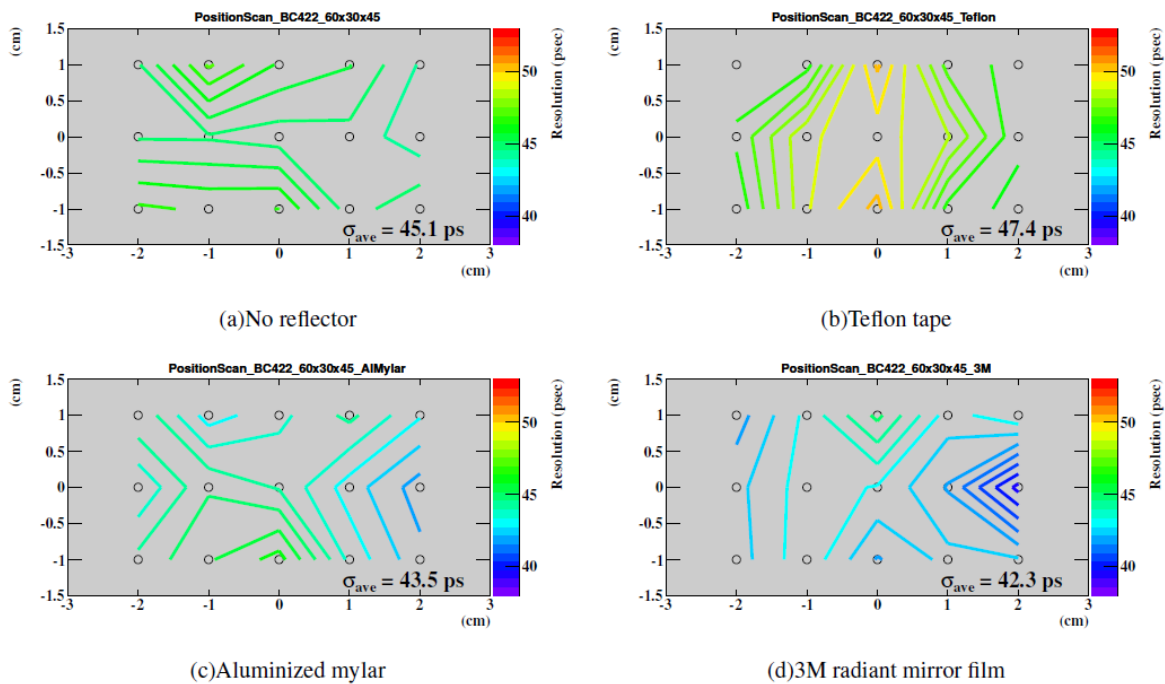


図 5.21 それぞれの反射材での位置ごとの時間分解能

感度のある SiPM を選ぶ必要がある。現在、様々な会社が SiPM を製造している。この中でも青から近紫外に感度のある、HAMAMATSU, KETEK, AdvanSiD, SenseL の SiPM についてテストを行った。すべてサイズは、 $3 \times 3 \text{ mm}^2$ のものである。特に HAMAMATSU 製のものは、新しく開発された SiPM についても測定を行った。以下にそれぞれの特徴をまとめる。()内は使用した型番である。

- HAMAMATSU (S10362-33-050C)
バイアス電圧が他社の物に比べて高く、PDE が高い。クロストークも高い。他社のものに比べて素子ごとの動作電圧に広がりがある。
- HAMAMATSU new type (50 μm ピッチ S12572-050C(X), 20 μm ピッチ S12572-020C(X))
新しい技術を導入し、アフターパルスを大幅に削減したもの。このため、動作電圧の領域を増やし、高い電圧も印加できるようになったため、PDE が向上している。
- HAMAMATSU trench type (S12652-050(X))
上記の new type の性能に加え、ピクセル間に溝を入れクロストークを抑制したもの。その分、動作電圧がより広がっている。溝を掘っている分、感度のある面積が小さくなり、PDE が減って

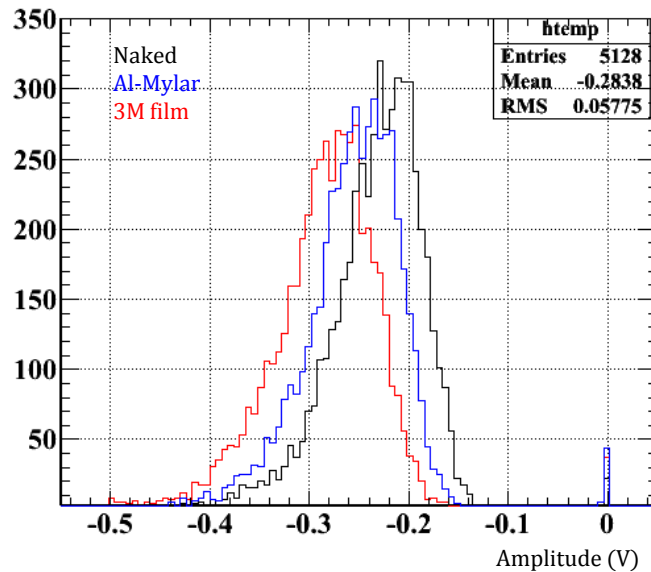


図 5.22 アルミマイラーと 3M-film を巻いたときの波高の違い

いる。

- AdvanSiD (NUV type)

イタリアのメーカー。PDE は低いが温度について安定している。安価。

- KETEK (PM3350 prototype-A)

ドイツのメーカー。HAMAMATSU trench type と同じように溝を掘っている trench type を使用。このため、同じように PDE が低く、クロストークの抑制されている。温度について一番安定している。

- SensL (MicroFB-30050-SMT B-Type)

アイルランドのメーカー。パッケージが小さい。ダークカウントが高いので動作電流が高い。通常の出力和は別に fast output という回路が組み込まれており、速い立ち上がりの成分を見ることができる。図 5.23 に回路図を示す。

SiPM 単体での PDE, クロストーク, ダークカウントの比較を図 5.24, 5.25, 5.26 に示す [15]。これらは現在も開発中であり, 各社それぞれ様々な改善が行われており, 次々に新しいよいモデルが出ていることも付け足しておく。

それぞれの SiPM は, 動作電圧および領域が異なるので, 三つを直列にしたときの IV 曲線の測定を行い, それにそって, 印加電圧を決めた。60×30×5 mm³ の BC422 をテストカウンターとして測定を行った。時間分解能の測定結果を図 5.27 に示す。PDE が高い HAMAMATSU 製の時間分解能が一番良いということがわかる。HAMAMATSU 製の SiPM は上でも述べたように高い PDE を持つ代わりに温度依存性が高い。測定時間のずれの様子を図 5.28 に示す。温度依存に焼き直すと, それぞれ表 5.3 という値を持ち実際 trench タイプでは非常に安定していることがわかる。しかし, 先に述べたように温度依存はそこまで大きく効かず, 最大でも 1 ps 程度時間分解能を悪くする程度である。このため, すべて

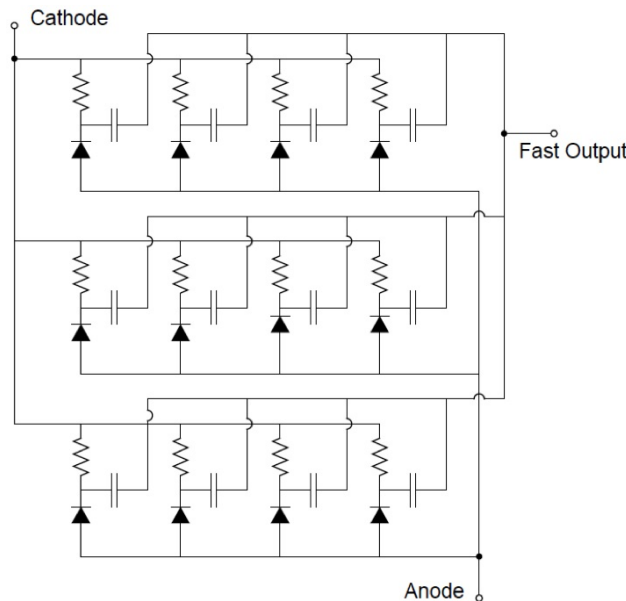


図 5.23 SensL の回路図

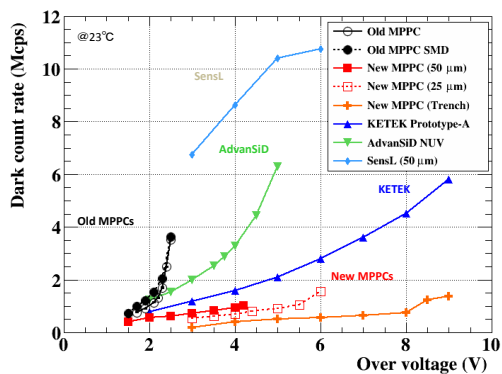


図 5.24 ダークカウントの比較

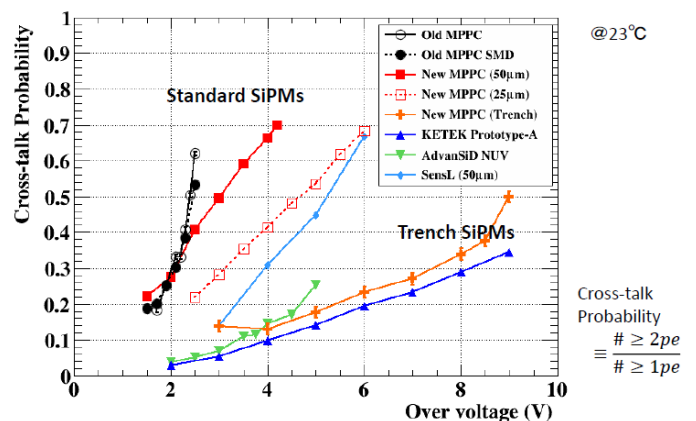


図 5.25 クロストークの比較

の SiPM について一番良い性能を持つのは、時間分解能そのものが良いものである。trench タイプは、溝を掘った分 PDE が減ってしまっているため、時間分解能は落ちている。このため、時間分解能は、HAMAMATSU の今までのものと new type のものが良い。MEG 実験では、ハイレートの環境に置かれるため通常の HAMAMATSU 製 SiPM よりアフターパルスが削減されている new type を用いる方がよい。

センサー面の占める面積

SiPM のある面に一様にシンチレータからの光子が到達すると仮定すると、SiPM で測定できる光子数は、

$$N_{ph} \propto N_{ph0} \times \frac{n_{SiPM} \times S_{cencer}}{\text{height} \times \text{width}} \tag{5.5}$$

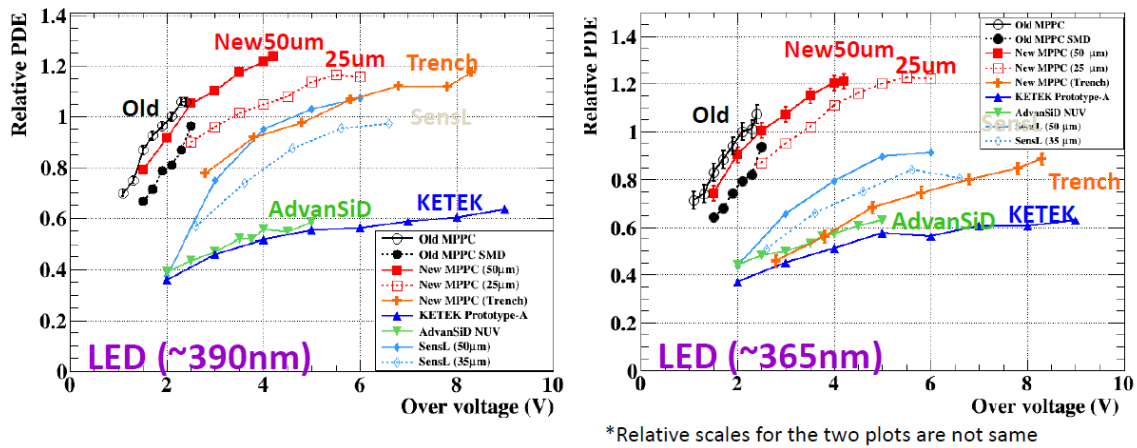


図 5.26 相対 PDE。左が 390 nm の波長の LED を用いた結果。右が 365 nm の波長の LED を用いた結果。

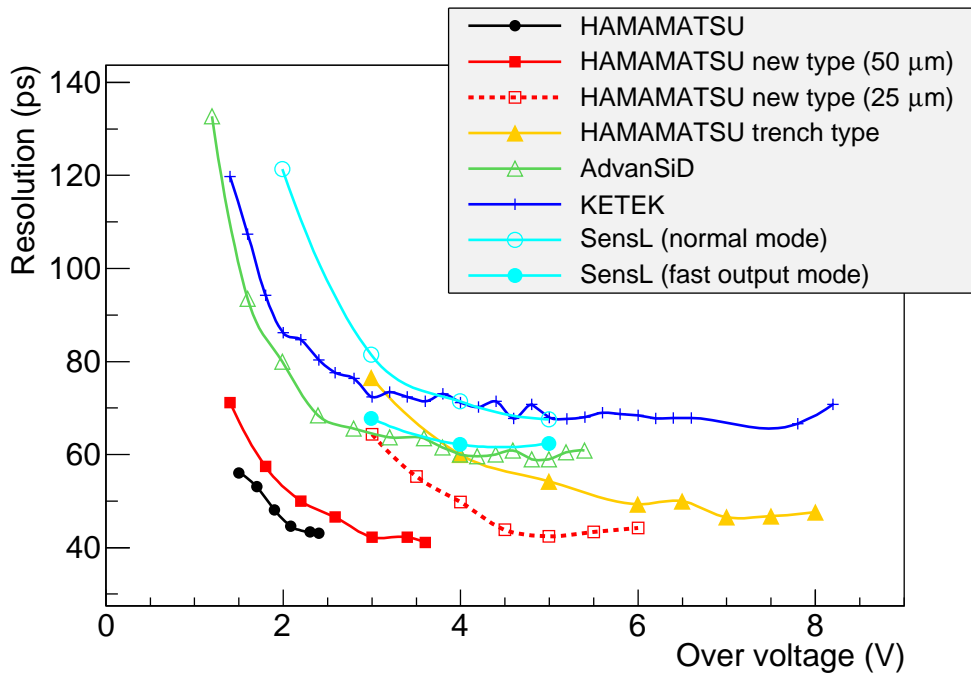


図 5.27 それぞれの SiPM の超過電圧ごとの時間分解能

である。 N_{ph0} は発生光子数, n_{SiPM} は SiPM の数, S_{cencer} は SiPM のセンサー部の面積である。 N_{ph0} は、厚さによってカウンターに落とされるエネルギーが変化し、厚さに比例する。このため、 N_{ph} の厚さでの変化はない。つまり、この式から、SiPM の個数、もしくはカウンターの高さを変えることによって、観測する光子数が変化するということが期待できる。そして、光子数の平方根で時間分解能が変わる。これを確認するために高さを変えた測定と SiPM の数を増やす測定を行った。

6 cm の長さのカウンターでの試験結果を表 5.4 に示す。確かに SiPM の面積の割合が大きいと時間分解能は良くなっている。しかし、受光面の割合から期待される時間分解能よりも若干悪くなっている。高さが高くなるものについては、配線が長くなると直列になっているため、その分各 SiPM の時間測定に差

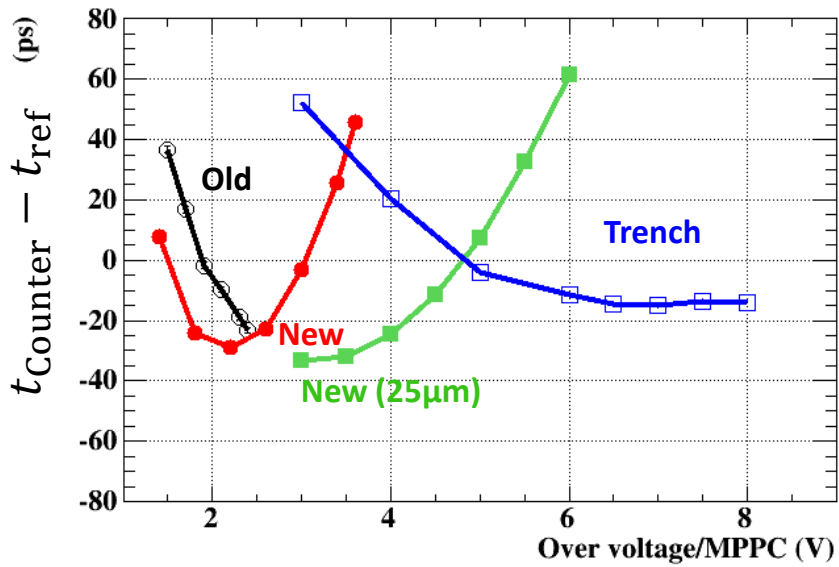


図 5.28 各 SiPM の時間測定値の超過電圧依存

SiPM	温度依存 (ps/°C)
HAMAMATSU	2.5
HAMAMATSU new type	5.5
HAMAMATSU new type (25 µm)	2.8
HAMAMATSU trench type	0.1

表 5.3 HAMAMATSU 製 SiPM の温度依存性

表 5.4 受光面の割合による時間分解能 (長さ 6 cm のカウンター)。高さ 3 cm, SiPM の数が 3 個のときの時間分解能から期待される時間分解能を算出。

高さ (cm)	SiPM の数 (片側)	SiPM の面積の割合 (%)	期待される σ_t (ps)	測定された σ_t (ps)
3	3	18	-	44.6
3	4	24	38.6	42.6
4	3	13.5	51.5	54.1
4	4	18	44.6	47.9

が出てしまう可能性がある。また、SiPM を 4 つにした場合は、直列のためキャパシタンスが減るためゲインが 3 つの場合より小さい。このため S/N 比が悪くなってしまい、時間分解能が期待値よりも悪いと

も考えられる。理想的には、SiPMの面積の割合の平方根に比例して時間分解能がよくなっているはずであるが、このような理由から必ずしもそうはならなかった。しかし、ここでテストされたものではやはり受光面の面積率が一番高い、SiPMを4つ配した、高さが3cmのものが一番よいということがわかる。これより、多少性能が悪いSiPMでも低コストのものであれば、多く配置することによって、よい時間分解能を得ること期待できる。今後もSiPMを増やす試験を行いどのようなふるまいをするかをテストする。

5.5 位置依存性と位置分解能

ポジトロンはもちろんいつもカウンターの真ん中に来るわけではない。もし、端などで時間分解能が悪ければ、そのことも考慮しなければならないし、位置によって測定時間がシフトするならば補正を行わなければならない。このような動機で位置スキャンを行った結果を図5.29に示す。この位置スキャンは、 $90 \times 40 \times 5\text{mm}^3$ のカウンターで行った。

図5.29の左図で時間分解能を示した。反射材でのテストにおける位置スキャンの図5.21などの結果を総合的に見ると、端の方で比較的時間分解能が良いことがわかる。これは、SiPMに近いため発光してから表面に一回も行かず直接届くシンチ光が多いからだと考えられる。しかし、位置によって時間分解能は大きく変わるわけではなく、実験に影響を及ぼすほどの大きさではなかった。

次に位置による測定時間のずれも調べた。図5.29の右図がその結果である。

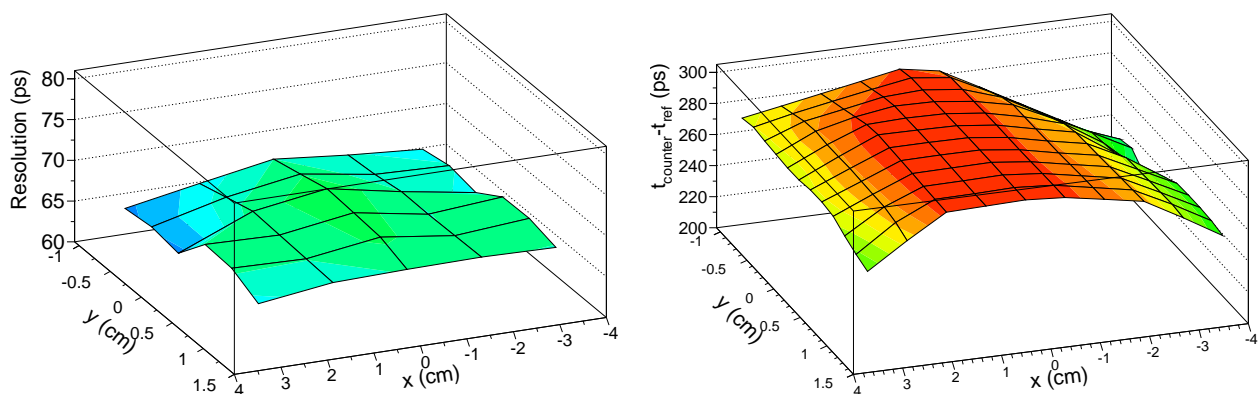


図 5.29 時間分解能（左）と時間測定値（右）の位置依存

これを見ると端の方では、測定される時間が速くなることがわかる。中心との差は約70ピコ秒であり、ドリフトチェンバーから再構成された軌跡もしくは、次に述べる位置再構成法で補正をすることによって改善の余地がある。

5.5.1 位置分解能

カウンターは、両端にSiPMを接着させ時間を測るため、差を取ることによって横方向に対してカウンターのどこに当たったかを再構成することも可能だ。横方向についての中心を $x = 0\text{cm}$ 、シンチレータの中での光の速度を v と置くと、

$$v \times \frac{t_1 - t_0}{2} \quad (5.6)$$

と位置を再構成できる。(5.30)

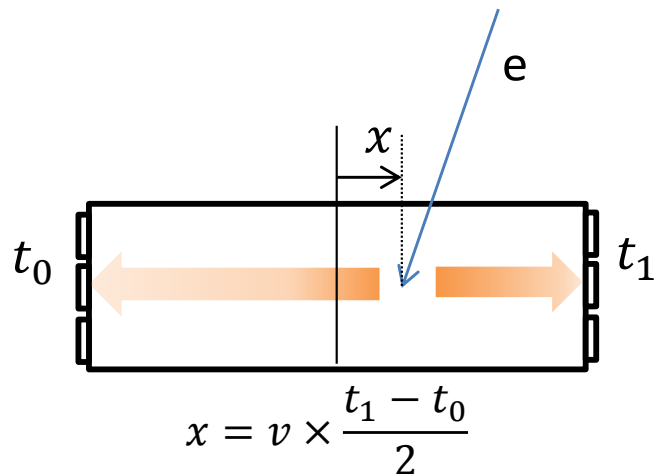


図 5.30 位置再構成

これを使って 5.5 で行った位置スキャンから、シンチレーション光の速さをもとめることができる。各 x (長さ方向) について 5 点ずつ、 y (高さ方向) について 3 点ずつの測定点のうち同一の x のデータは一つにまとめて位置を再構成する。これは、高さについて実際の実験ではどこに当たったかわからないことを擬似的に再現している。それぞれの x についての $\frac{t_1 - t_0}{2}$ と一次でのフィット結果を図 5.31 の左図に示す。この一次関数の傾きがシンチレーション光の速さの逆数になっているおり、90 mm と 60 mm ともに 1.4×10^{10} (cm/s) という値になった。これを元に $x = 0$ cm での $v \times \frac{t_1 - t_0}{2}$ の分布、図 5.31 の右図から位置分解能が、8 mm(RMS) ということがわかった。これによって、ドリフトチェンバーの情報に加えて、タイミングカウンター自身からも 8 mm ほどの精度でどこに陽電子が当たったかわかり、補助的な役割を担うことができると考えられる。また、上で述べた、長さ方向での測定時間のずれを補正することが可能であるが、1, 2 ps 程度の時間分解能の向上であり、ドリフトチェンバーの情報を用いて補正を行っていくことによってより正確に時間測定が行えると考えられる。

5.6 DRS 時間較正

DRS は 1024 個のセルを持っており、リング状に回っているサンプリング信号が通るタイミングで各セルが入力信号の電圧情報を記録していく。しかし、このセルの時間がずれていると時間測定にも影響を及ぼす。特にチャンネル間でシグナルの時間が異なると、その分、差が蓄積されてずれが大きくなってしまふ。そこで、サイン波を用いて、セルの時間のずれを計算、データベース化して補正する方法を取る。データベースを作るために振幅 700 mV、周波数 240 MHz のサイン波をチャンネル 1 に、トリガーとして NIM pocket pulsar (Phillips MODEL417) をチャンネル 4 に接続した。

時間較正の寄与を見るために pocket pulsar からの信号をスプリッターで二つに分け、一方にケーブルを足した後の時間差の分布から時間分解能を測定した。

図 5.32 からわかるように時間差によって変わっていた時間分解能が一定になっている。また、図 5.32

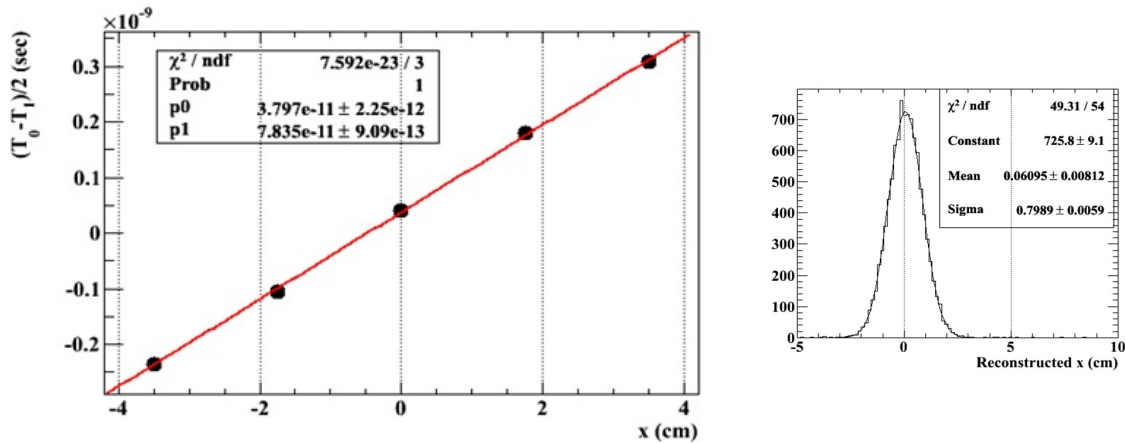


図 5.31 測定した x についてのカウンター両端の時間差。(左図) 一次でフィットした傾きの逆数がシンチ光の速度になっている。左図の真ん中の点の位置再構成結果が右図。8 mm (RMS) の広がりが見える。

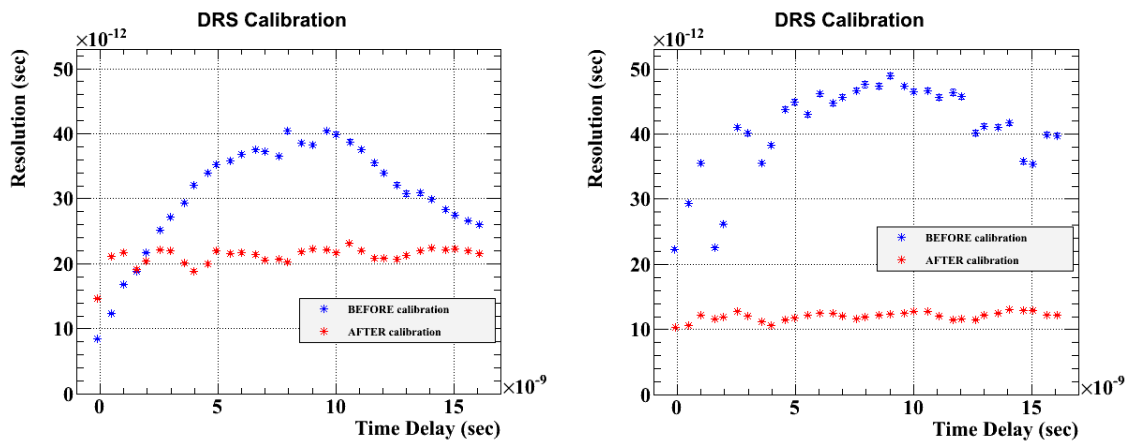


図 5.32 時間差による電子回路のジッター。青は時間較正前で、赤が時間較正後である。左図は、移動平均を使って高周波成分を除去したもので、右図はしていない。

左図では、移動平均を用いた解析をしており、時間較正前はジッターが大きいため移動平均を取り波形をならした方がよい時間分解能を得られる。一方、時間較正後だと、DRS の時間のずれの寄与が小さくなり、移動平均を取り、波形の情報を落としたものより、そのままの波形の方が時間分解能が良くなっている。時間較正によって、十数ピコ秒のジッターを安定的に得られるようになった。

5.6.1 サンプリングスピード

DRS のサンプリングスピードは、これまでの試験では 5 GHz を用いてきたが、5 GHz では波形前後の情報を削って保存している MEG 実験ではデータ量が膨大になってしまうことや、1024 個のセルを一回転してしまう速さにトリガーが付いていけないことなど、現実的な速さではない。そこで、サンプリングスピードを変更しテストを行った。

まずは、実際のカウンター ($60 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ BC422) でどの程度変化するかを見た。結果を図 5.33 に示す。これを見ると、遅いサンプリングスピードで時間分解能が悪くなっていることがわかる。しか

し、解析方法を変え、測定点間の補完を三次で行って時間を抽出すると、サンプリングスピードが遅いことによる寄与は見えなくなる。測定点が少ない分は三次の補完で十分に補え、遅いサンプリングスピードでも性能を大きく落とさずに対処できることがわかった。

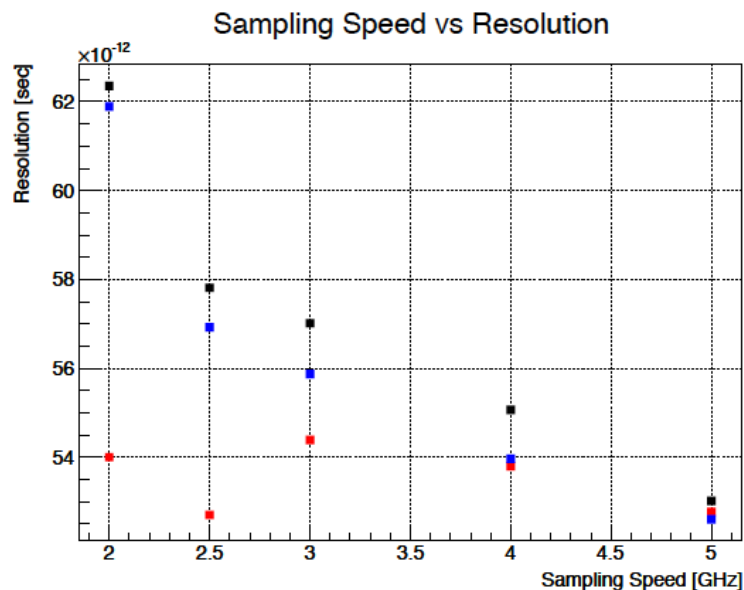


図 5.33 各サンプリングスピードでの時間分解能。それぞれの色で解析が異なる。青丸は ARC，黒丸は各点間を線形に補間したコンスタントフラクション，赤丸は各点間を三次で補間したコンスタントフラクションで解析を行った結果。

次に先に述べた pocket pulser を使ったセットアップで時間差による寄与についても調べた。上の測定で 2-5 GHz で優位な差が見られなかったので、2.5 GHz と 5 GHz のみで測定を行い、三次補完による解析を行った。結果を図 5.34 に示す。この結果より、数ピコ秒の時間分解能の悪化はあるため速い方がよいが、遅いサンプリングスピードでもそこまで大きな悪化は見られず、サンプリングスピードは速い方がよいが、2.5 GHz でも要求性能を満たすことがわかった。

5.7 まとめ

この章では、カウンター単体についての性能を見てきた。カウンター単体では、43 ps という高い時間分解能を得ることができた。例えば、ヒット数が 4 個だった場合、式 4.1 から簡単に計算すると 32 ps ほどの時間分解能が得られる。このようにシンチレーターと SiPM を用いたカウンターで、MEG 実験の陽電子タイミングカウンターに 30 ps 台の時間分解能を与えることが証明された。

また、カウンター単体で、より良い時間分解能を得るために様々な試験を行った。

時間分解能はシンチレーターから SiPM に速く多く到達する光子数と SiPM に PDE および占有面積が重要だということがわかった。そのため、カウンター単体としては、長さは短ければ短いほど、高さも低い方がよいということがわかった。また、反射材には光量を一番増やす 3M-film を、シンチレーターの物質には立ち上がり時間が十分早い BC422 を、SiPM には HAMAMATSU のものを使うのがよいということがわかった。

位置や温度による時間測定値の変化を観測することもできたので、これについての補正を行ううことに

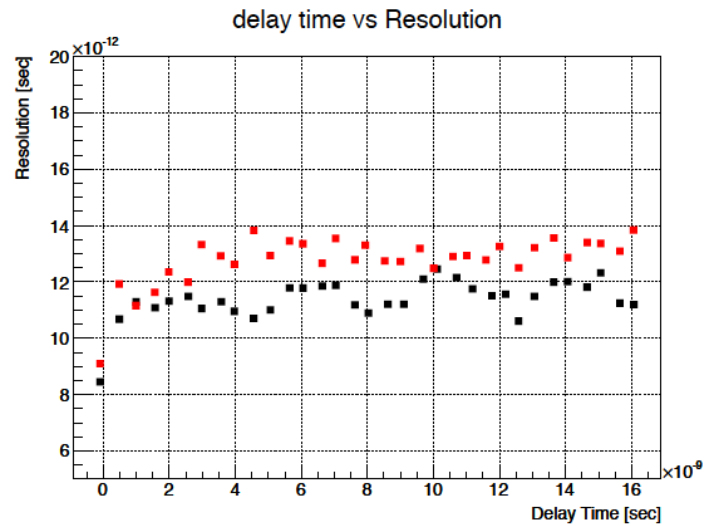


図 5.34 時間を遅らせたときの時間分解能の変化。赤は 2.5 GHz、黒は 5.0 GHz のサンプリングスピードでデータ取得を行ったときの結果である。

よる時間測定の向上が見込まれる。位置の補正については、ドリフトチェンバーとのマッチングが必要であり、ドリフトチェンバーからのトラッキングの情報をいかに上手く用いるかというのが、今後の課題である。

DRS のセルの時間較正も無視できない影響があるため、これについても調べ、解析を変えることによって遅いサンプリングスピードでも十分な性能を発揮できることを示した。

以上のような結果から、SiPM とプラスチックシンチレーターを用いた小型カウンター単体では、MEG 実験アップグレードでの陽電子タイミングカウンターに必要な性能を満たすことがわかった。

第 6 章

MEG 実験用ポジトロン時間測定器の最適化

第 5 章では、カウンター単体での基礎特性を調べ、一番よい時間分解能を持つカウンター単体のジオメトリーを知ることができた。4.4 でみたようにカウンター単体での時間分解能がよいことの他に検出効率を落とさずに multiple hit scheme の恩恵を受けるべく、なるべく多くのカウンターにあたるということも重要である。これをふまえて、次にモンテカルロシミュレーションによって MEG 実験で最適なカウンターサイズ、配置についての研究を行った。

6.1 感度

実験の感度は次式で表され、この値を検出効率で割った S/ϵ を最小にするように最適化する。[16]

$$S = \frac{a^2}{8} + \frac{9}{13}b^2 + a\sqrt{N_{bg}} + 0.5b\sqrt{b^2 + 4a\sqrt{N_{bg}} + 4N_{bg}} \quad (6.1)$$

a は検定の有意水準、 b は検定のパワーであり、それぞれ $a = 2.78$, $b = 0.47$ を設定した。これは、 3σ の有意度を持った発見を 68% の確率で得られる分岐比領域を設定している。 N_{bg} はバックグラウンドの数であり、今、時間分解能について、バックグラウンド数はこれに比例するので、

$$N_{bg} = B_0 \frac{\epsilon \sigma_{all}}{e_0 \sigma_0} \quad (6.2)$$

となる。検出効率 $e_0 = 95\%$ 、時間分解能 $\sigma_0 = 75\text{ps}$ のときにバックグラウンド数 $B_0 = 3$ と仮定した。 ϵ は検出効率、 σ_{all} は MEG 実験全体の時間分解能であり、

$$\sigma_{all} = \sqrt{\sigma_{TC}^2 + \sigma_{DC}^2 + \sigma_{Xe}^2} \quad (6.3)$$

と書ける。この式から、感度は時間分解能と検出効率で決定される。時間分解能は、タイミングカウンターからだけではなく、ドリフトチェンバーのトラッキングの精度と液体キセノンガンマ線検出器からの寄与もあり、それぞれ、 $\sigma_{DC} = 11\text{ps}$, $\sigma_{Xe} = 67\text{ps}$ とする。

液体キセノンガンマ線検出器のアクセプタンスに入ったイベントのなかで、タイミングカウンターに少なくとも 1 つでもあたったものの割合を検出効率とする。また、時間分解能は、それぞれのカウンターでの落としたエネルギーから時間分解能を計算して足し合わせ、各カウンター間のジッターの寄与を 35 ps とカウンター 1 枚を通過する際の多重散乱の寄与を 5 ps と仮定してその合計から算出する。

式 4.1 からわかるように陽電子タイミングカウンターからの時間分解能はいかに多くのカウンターにヒットするかで決まり、検出効率はいかにシグナルの陽電子をもれなく検出するかということである。理想的に考えるならば、シグナル陽電子がたどる可能性のある場所すべてにカウンターを隙間なく敷き詰めて置けばよい。しかし、もちろん、コストやチャンネル数などを考えると、無駄なく高い時間分解能と検出効率を達成する必要がある。このためにシグナル陽電子の軌道をよく理解し、それに合わせたカウンターの設置方法を考えなければならない。シミュレーションによるシグナル陽電子の軌道を図 6.1 に示す。

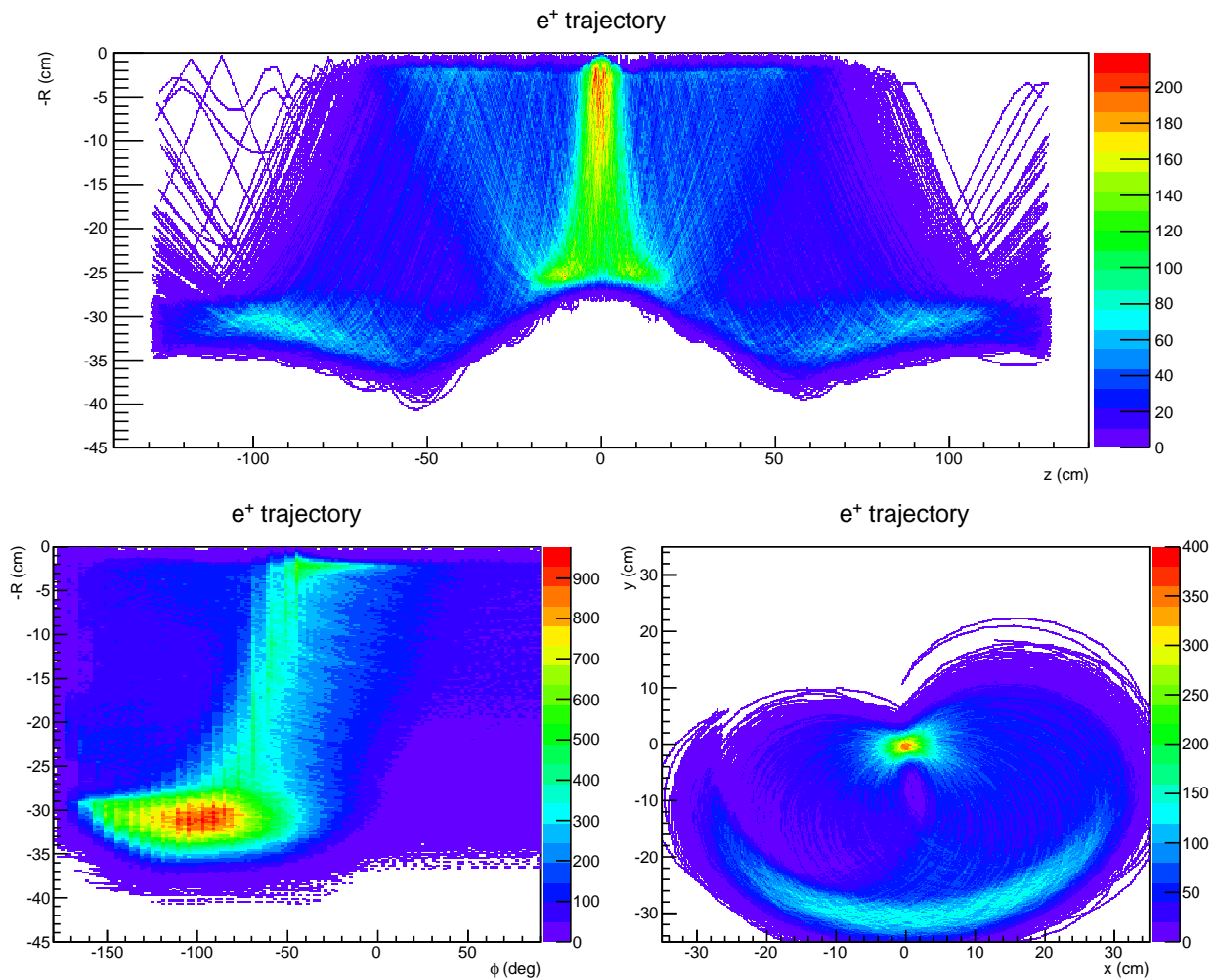


図 6.1 複数の陽電子の軌跡の通過場所を重ねた頻度分布。上図が rz 、左下図が $r-\phi$ 、右下図が xy 平面で見た様子である。原点はターゲットの位置である。

6.2 セットアップ・イベント選別

シミュレーションは、シグナル陽電子のみを生成して行う。陽電子の生成時の運動量からガンマ線の方角を計算し、液体キセノンガンマ線検出器のアクセプタンスに対応するインナーフェイスを通過するものを用いる。インナーフェイスの定義は、 $r = 67.85(\text{cm})$ 、 $z = \pm 25(\text{cm})$ 、 $v = \pm 71(\text{cm})$ である。

このアクセプタンスに入り、タイミングカウンターにあたったイベントを用いて解析を行う。一つ一つのカウンターは長さが z 方向、高さが r 方向、厚さが ϕ 方向に来るように配置される。そこから後の節で

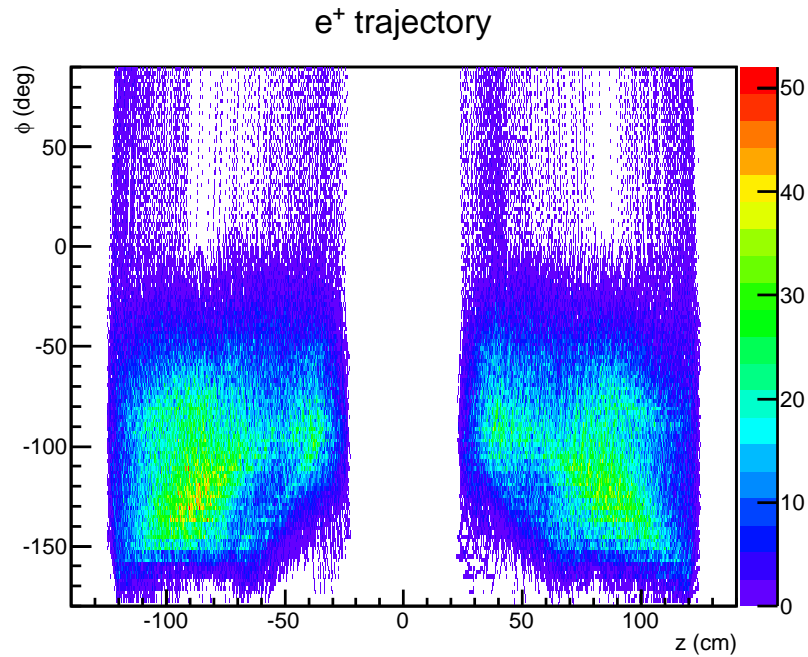


図 6.2 複数の陽電子の軌跡の通過場所を重ねた頻度分布。 $z\phi$ 平面で見た様子。

述べるように角度を最適化する。この中でも、同じ陽電子が同じカウンターに当たるダブルヒットがあったカウンターは解析から取り除く。また、離れた場所でのヒットも検出器の下を突き抜けてきたものと考え、実際は COBRA マグネットやタイミングカウンターのサポート構造で多重散乱されると予想されるので使わない。加えて、次の節で詳述されるドリフトチェンバーのエンドキャップにぶつかったあとの陽電子のヒット情報は用いない。

6.3 ドリフトチェンバーからの寄与

タイミングカウンターの前には、ドリフトチェンバーが置いてあり、その寄与を確認する必要がある。ドリフトチェンバーの構成要素は、ガス、ワイヤー、アウターフレーム、インナーフレーム、エンドキャップである。ドリフトチェンバーの長さを 180 cm、つまり $|z| = 90\text{cm}$ としてそれぞれの寄与をみると表 6.1 のような結果を得た。陽電子が物質と相互作用して発生する電子が検出器を鳴らす寄与を考慮していないので、ドリフトチェンバー全体で検出効率が若干あがっている。しかし、これを見るとエンドキャップによる検出効率に与える影響が非常に大きいことがわかる。各構成要素ごとに最初にあたる z の場所の分布を表したのが、図 6.3 であり、実際にエンドキャップがあるより先の z にあたるものが激減している。このことから、ドリフトチェンバーのエンドキャップからの影響を考慮していかなければならない。以下のシミュレーションでは、断りがない限り、 $|z| = 90\text{ cm}$ にエンドキャップがあると仮定して、そこを通過した陽電子は使わないこととした。

エンドキャップについてもう少し詳しく見ていく。図 6.1 を見る限り、問題点はエンドキャップがあるほとんどの陽電子が当たってしまい、検出効率が落ちてしまうことだ。つまりドリフトチェンバーを長くすれば、その分エンドキャップをタイミングカウンターから遠ざけることができるため、図 6.4 のように検出効率がさほど悪化しない。また、長さごとの最初にあたる z の位置についての分布も図 6.5 に示した。ドリフトチェンバーが長くなれば、 z の大きいところでタイミングカウンターに当たる陽電子は、エ

ンドキャップに邪魔をされないことがわかる。特に $|z| = 90$ cm 付近は、図 6.1 の上図からもわかるように陽電子が密集しているところであるためなるべく避けたい。

しかし、ドリフトチェンバーを長くすることは製作上の制限のため容易ではない。また、長くするということは、COBRA マグネットの内径の制約からワイヤーの交差する角度が小さくなってしまいうことであり、飛跡再構成の感度を落としかねない。このため現段階では、97 cm の長さになる予定となっている。

表 6.1 ドリフトチェンバーの各要素ごとのタイミングカウンターへの寄与

要素	平均ヒット数	検出効率 (%)	時間分解能 (ps)	相対感度
ガス	4.8	95.4	34.8	1.00
ワイヤー	4.7	95.2	34.9	1.00
アウターフレーム	4.8	93.9	34.1	1.01
インナーフレーム	4.8	95.0	34.8	1.00
エンドキャップ	4.6	79.5	35.7	1.12
全て	4.6	80.6	35.7	1.11
なし	4.8	94.9	34.7	1.00

6.4 z - ϕ 面での置き方とカウンターの角度

まずは、単純に陽電子があまり来ないカウンターから順に削減していくことを考える。 z - ϕ 面で考えるのが一番シンプルである。図 6.2 が z - ϕ 面についての陽電子の様子である。これを見ても正方形に来るわけではなくポジトロンが来ないところにカウンターを置く必要がないことがわかる。図 6.6 のように順にカウンターを減らしていった結果を表 6.2 に示す。これを見てももちろんカウンターを減らすことで、少しずつ性能が落ちるが、最小限に抑えることができることがわかる。

また、 z - ϕ に均等に図 6.7 のように置き互い違いにすることで良い検出効率を得られることもわかる。ここでは、 z のインターバルも ϕ 方向の長さに対してのインターバルも同じような値をもつように置いている。これによって、図 6.3 のように少ないカウンターの数でよい検出効率を持つことがわかった。これは、カウンターを均等に置くことによってカウンターの間をすり抜けてしまう陽電子が最小限になることに由来する。しかし、ヒットカウンター数は少なくなってしまうので、感度は同じである。

次に陽電子の軌跡の入射の仕方に着目すると、斜めにタイミングカウンターにあたるのがわかる。カウンターはこの入射角に合わせて配置するのがいいことがわかった。その結果を図 6.4 に記す。最適な角度は、 33 – 55° で、これは検出効率があがることによって実現される。これは、陽電子の軌道と垂直になるように傾けることによって、上で述べた互い違いの置き方と同様の効果が得られるためだと考えられる。レイアウトの決めやすさなどから 45° を用いる。

カウンターの角度については、もう一つ考えらる R - ϕ 方向への回転がある。陽電子がくるのに合わせて上を向くような回転である。これについての結果を図 6.5 に示した。これを見ると、こちらの回転に関しては、大きく回転してしまうと r 方向に隙間ができてしまい検出効率が悪くなってしまふ。このため、

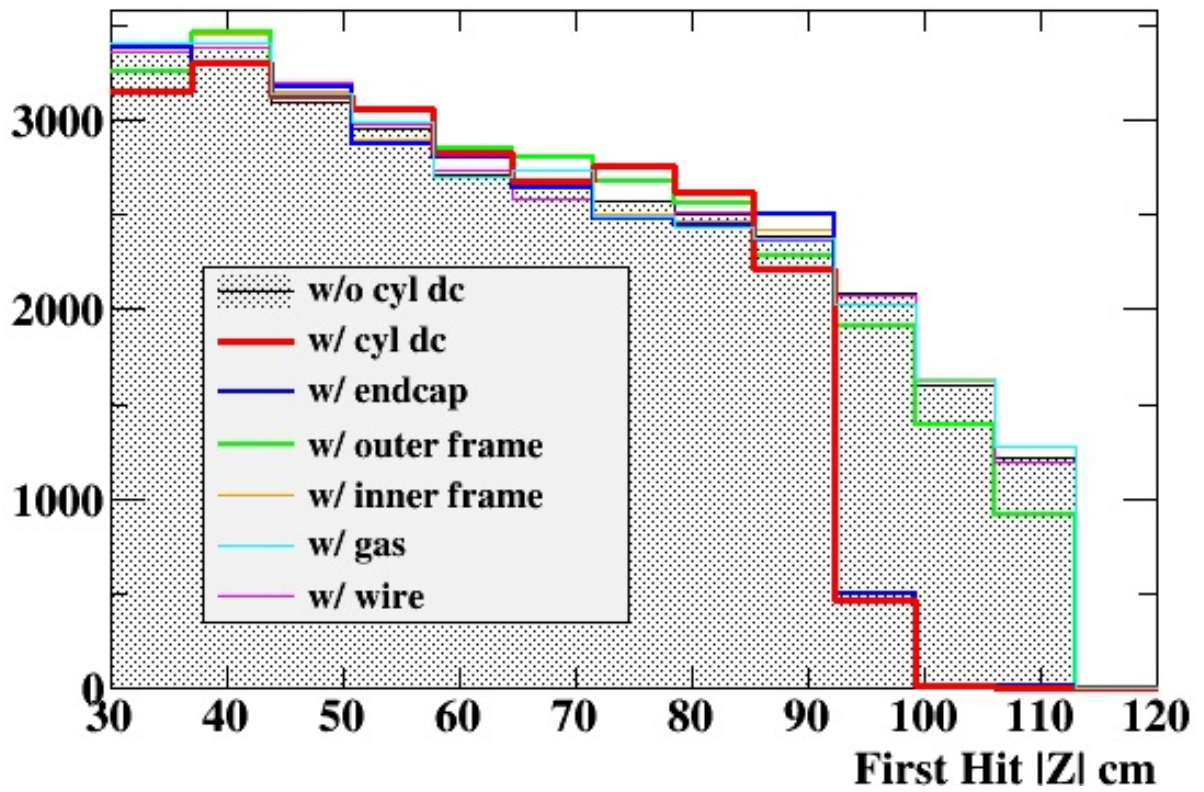


図 6.3 ドリフトチェンバーの各構成要素ごとのはじめにヒットするカウンターの場所の分布。赤がドリフトチェンバーすべてが含まれた図で、黒い部分がドリフトチェンバーがなくタイミングカウンター単独での分布である。

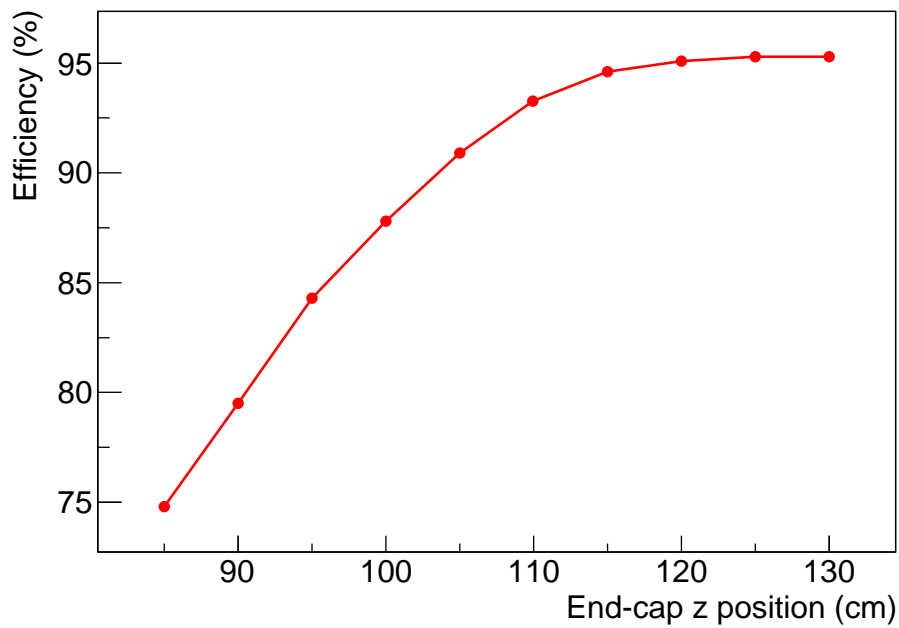


図 6.4 エンドキャップの位置による検出効率の変化

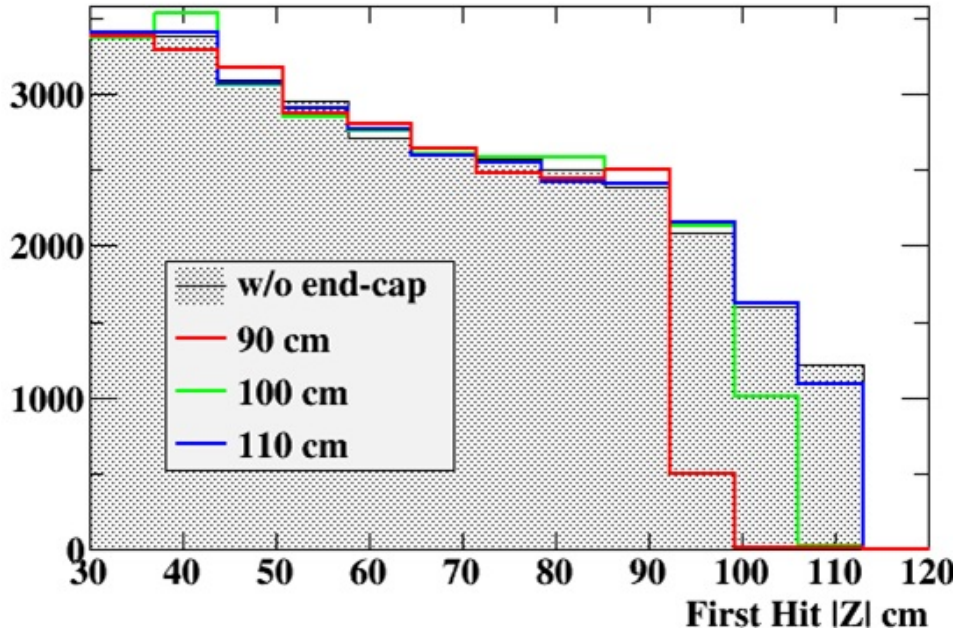


図 6.5 各長さでのエンドキャップからの寄与。黒い部分はドリフトチェンバーがなくタイミングカウンター単独での分布である。

Hit times/ # of events

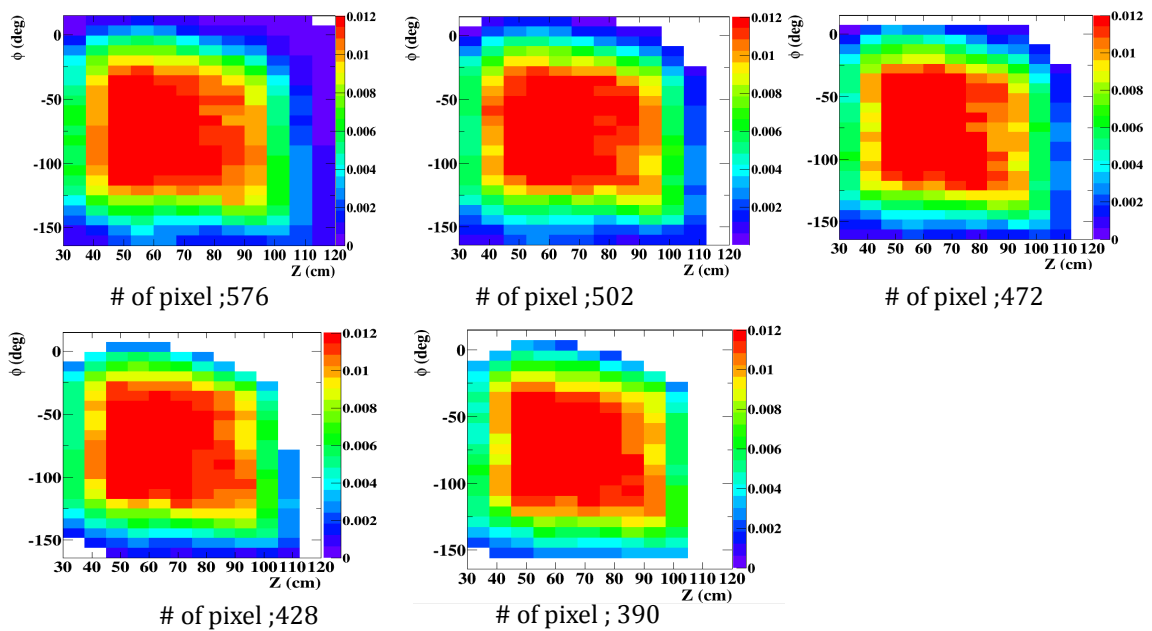


図 6.6 カウンターを減らしていった様子。ヒットが少ない寒色のカウンターから順に減らしている。

0-25° 程度の小さい回転の方が感度が良いことがわかる。以降のシミュレーションでは、10° を採用している。

表 6.2 カウンターを減らしていったときの性能の変化

# of pixels	Average # of HitPixel	Efficiency	Resolution [ps]	Relative sensitivity
576	6.8	80	31.3	1.00
502	6.8	79.7	31.4	1.00
472	6.7	79.8	31.6	1.00
428	6.6	79.3	32.2	1.01
390	6.5	79.5	32.6	1.01

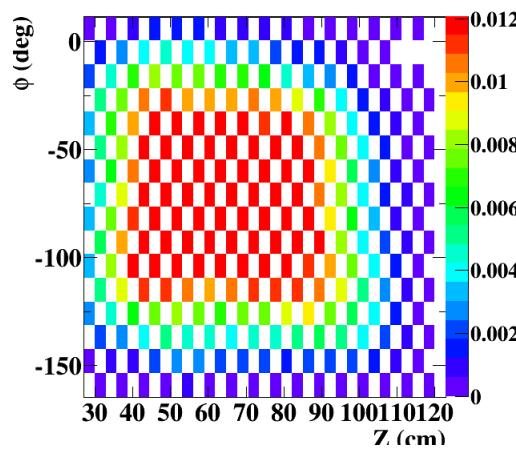


図 6.7 カウンターを互い違いにした時のヒットレートマップ

表 6.3 カウンターを互い違いにした場合の性能の変化（一段目）。下の行は互い違いに置いていないときの性能

	# of pixels	Average # of HitPixel	Efficiency	Resolution [ps]	Relative sensitivity
互い違い	512	6	80.5	34.2	1.00
	576	6.8	80.0	31.3	1.00

表 6.4 Z-φ 方向への回転角度と相対感度の変化

R-Phi [degree]	Z-Phi[degree]	Relative sensitivity
10	0	1.00
	5	0.98
	10	0.98
	15	0.98
	20	0.97
	25	0.97
	30	0.97
	35	0.96
	40	0.96
	45	0.96
	50	0.96
	55	0.96
	60	0.97
	65	0.97

表 6.5 R-φ 方向への回転角度と相対感度の変化

R-Phi [degree]	Z-Phi[degree]	Relative sensitivity
0	0	1.00
5		1.00
10		1.00
15		1.00
20		1.00
25		1.00
30		1.01
35		1.02
40		1.03
45		1.05

6.5 カウンターのサイズ

カウンターの数を減らすには、大きいサイズのカウンターを用いた方が少ない数で広い範囲を覆うことができ効率がよい。しかし、見てきたように大きいカウンターでは、時間分解能が悪い。また、細分化したことのモチベーションの一つでもあるパイルアップとダブルヒットが増えてしまう。

感度

前章でみた単体でのカウンターの結果を用いて、シミュレーションで測定器全体での時間分解能と検出効率を図 6.8 に示す。カウンター単体では、カウンターのサイズが大きいほど時間分解能が悪くなってしまいが、カウンターが大きいとその分シグナル陽電子カウンターに当たりやすく検出効率がよくなり、よりたくさんのカウンターを突き抜けるので時間分解能も向上する。この結果、図 6.9 のように感度は、カウンターが大きい方が高くなるということがわかった。

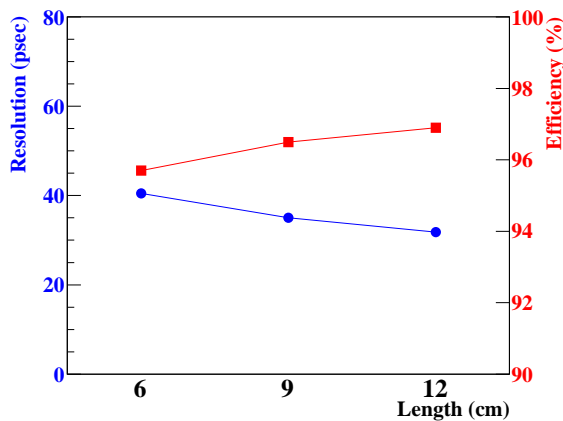


図 6.8 長さによる時間分解能（青）と検出効率（赤）の違い。高さは 3 cm。エンドキャップの寄与は入っていない。

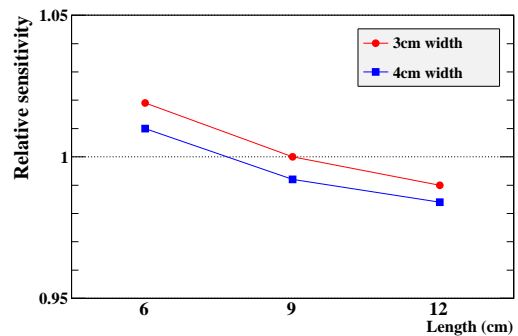


図 6.9 カウンターのサイズによる感度の違い。

パイルアップ

次にパイルアップについて調べた。パイルアップイベントは、通常の陽電子崩壊（ミッセル崩壊）のうち陽電子のエネルギーが 52.8 MeV に近いものが、シグナル陽電子の測定にパイルアップして、時間測定の精度を下げたり、検出効率を下げるものである。このミッセル崩壊を全立体角に全運動量発生させ、どの程度パイルアップが起こるかを調べる。ミッセル陽電子の軌跡を図 6.10 に示す。エンドキャップの寄与は含まれていない。ミッセル陽電子からのパイルアップイベントは、この軌跡からわかるように場所に依存する。カウンターごとのヒットレートを図 6.11 に示す。特に外側で陽電子は広がり、 r が大きいところまで飛ぶため他と比べて高いヒットレートになると予想される。このヒットレートの最大値から、DRS のサンプリングスピードを 5 GHz として、ウィンドウの幅 200 ns に入る確率をパイルアップ確率としてそれぞれのサイズのカウンターで計算した結果を図 6.12 で示す。最大の場所でも 3.5 % となっている。パイルアップが多くくるところは、 z の大きいところなので、ドリフトチェンバーの影

響などを考えると、これよりも低いと考えられるが、カウンターを大きくするとパイルアップが増える。

もちろん、パイルアップが起こったとしてもどのような影響を与えるかは、シグナルの波形にどのような影響を及ぼすかによる。例えば、シグナルより早く来てしまった場合は、ミッセル陽電子からの信号の時間が測定されてしまう。アフターパルスが長く発生する場合は、DRS のウィンドウ以前での挙動も重要である。一方、後方に来たものは、DRS のウィンドウ内に入っていたとしても時間測定には深刻な影響は与えない。このため、シグナル信号前にきたパイルアップ波形をシミュレーションなどでより入念に研究していく必要があると考えられる。

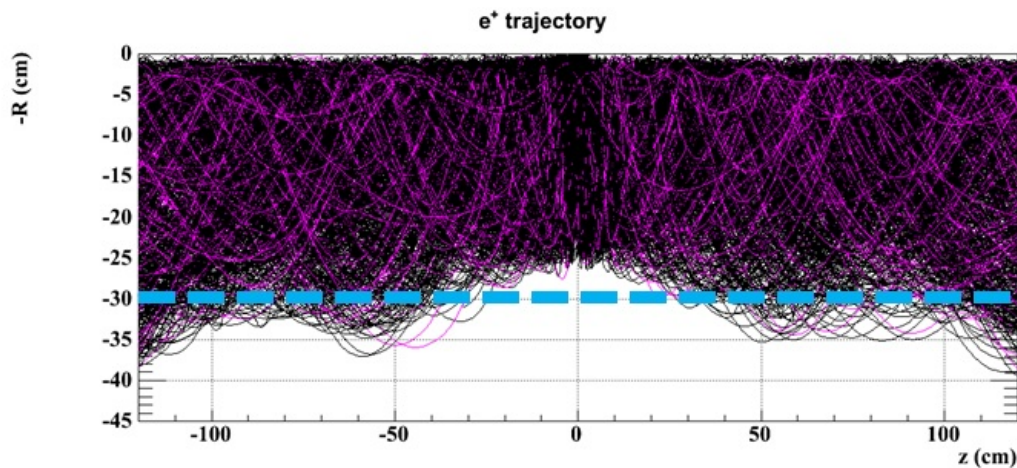


図 6.10 ターゲットからのミッセル陽電子の軌跡。青い点線は、カウンターが置いてある場所を示している。

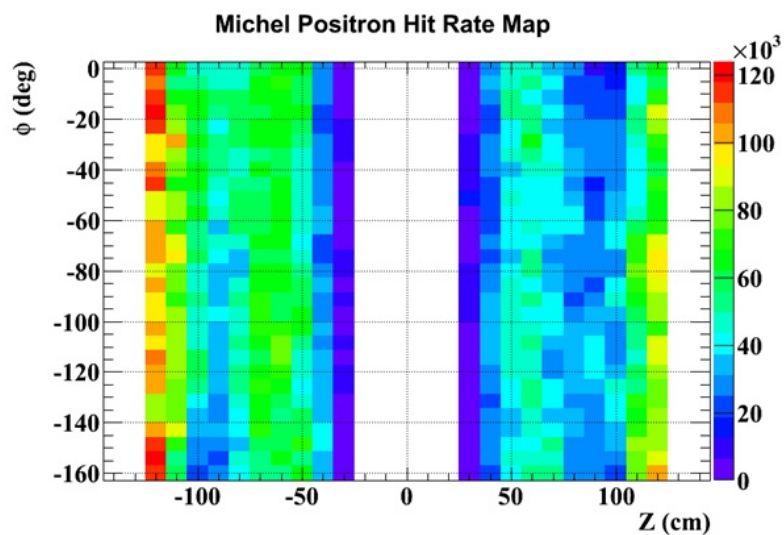


図 6.11 ミッセル陽電子のヒットレートマップ。各点がカウンターに対応している。カウンターのサイズは、 $90 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ 。偏極ミューオンを使っているため左右非対称になっている。

ダブルヒット

ダブルヒットとは、パイルアップのようにバックグラウンドの陽電子がシグナルと重なるのではなく、シグナル陽電子からの寄与で同じカウンターに2回当たってしまうことである。これには二通りあり、そ

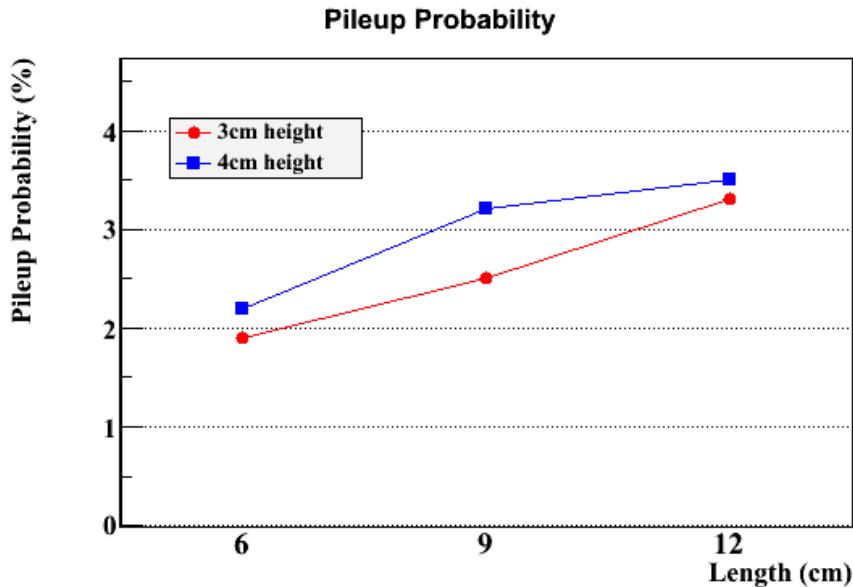


図 6.12 カウンターのサイズごとのパイルアップ発生確率

れを図 6.13 に示す。1 つは、シグナル陽電子が、カウンターに当たってエネルギーを落とすなどして小さく回転しすぐに同じカウンターにヒットする場合である。これは、ほとんどなく、シミュレーションによる結果では、0.1–0.3 % 程度であった。もう一方が、陽電子がカウンターなどの物質と相互作用して出す電子がダブルヒットとなる場合であって、これが主な原因である。このダブルヒットはシグナルと近い時間に入ってくるので、時間測定に影響を及ぼすと考えられる。

ダブルヒットもカウンターの大きさに依存するはずである。2 つのヒットの時間差が近すぎると波形が一緒になってしまうのではや気づくことができなく、そのまま時間分解能に影響を及ぼすと考えられるがその寄与は小さいと考えられるので、時間差が 45 ps 以上の識別可能なダブルヒットについて見る。ダブルヒットが各イベントで 1 回以上起こる確率を図 6.14 に示す。これを見ると、カウンターが大きくなるとダブルヒットも増えることがわかる。長さについては 1 cm 長くなるごとに約 0.1–0.2 % ほど、高さについては 0.3–0.5 % ほど増えていることがわかる。全体としては、1–3 % ほどのダブルヒットがあることがわかる。これも、パイルアップと同じように波形シミュレーションなどで、詳しくどのような寄与があるか調べる必要はあるものの、ダブルヒットは多く起こるわけではなく影響はあまりないと予想される。

以上のことより、サイズについて大きいカウンターでは感度がよくなり、小さいカウンターではパイルアップおよびダブルヒットを減らせることがわかった。このトレードオフになっているため、SiPM のアフターパルスの研究、および、パイルアップの研究をさらに入念に進め最適化する必要がある。時間分解能に関しては、ヒット数が多い 1 番大きいカウンターが 1 番よい性能を持っているとすることができる。今後より大きいカウンターで研究を行う必要がある。特に長さに関しては自由度が高いため、カウンター単体でのテストも行い、より長いカウンターでの結果を見る必要がある。一方、カウンターの高さに関しては、ドリフトチェンバーおよび COBRA マグネットからの制限があり陽電子の軌跡もある程度の r で収束していること、前章のカウンター単体での研究で高さを変えた場合の性能が予測できることから、決

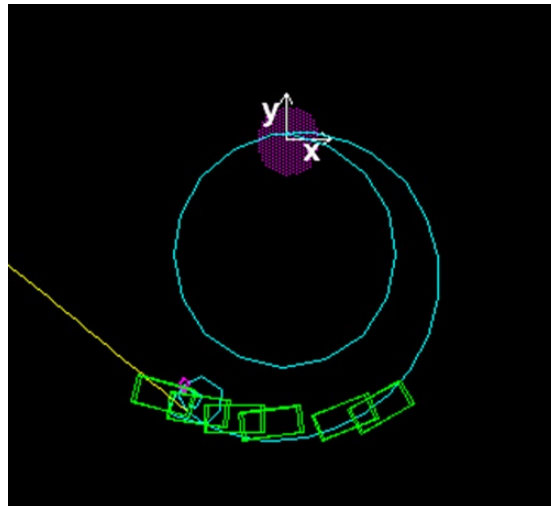


図 6.13 ダブルヒットが起こっているイベント。水色が陽電子であり、小さく 1 回転して同じカウンターにあたっている。一方、桃色の線は電子であり、これもカウンターにあたっている。

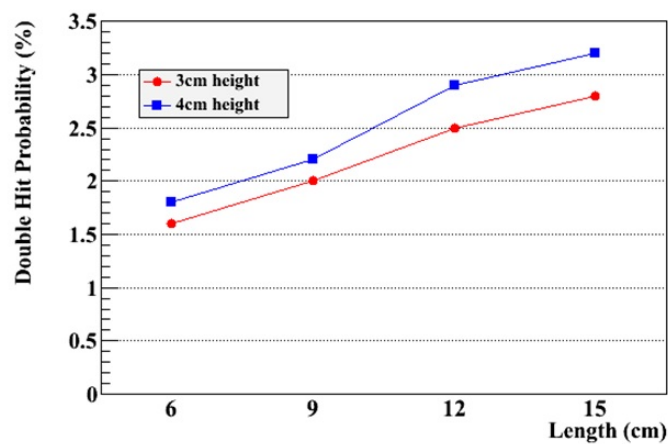


図 6.14 カウンターサイズごとのダブルヒットが各イベントで 1 回以上起こる確率

定することができる。カウンターの高さの最適化については、次節で述べる。

6.6 r についての最適化

陽電子タイミングカウンターは、COBRA マグネットの内側、立体交差ワイヤー陽電子飛跡検出器の外側に置かれる。ゆえに r 方向には制限があり、特に内側は、 $r > 30\text{cm}$ という制限がある。図 6.1 の上の図からポジトロンの飛跡は、 z の大きいところでは特にこの $r = 30\text{cm}$ に陽電子の軌跡が密集しているが、 z が小さいところでは、特徴は少し異なり外側にふくらんでいる。まずは、この軌跡に合わせて z が小さいところで図 6.15 のように r を大きくする。これによって、ヒット数は、図 6.16 に示すように若干向上するが、検出効率が若干悪くなり感度はほとんど変わらない。複雑なレイアウトになってしまうということを考慮すると効率的ではない。

そこで、タイミングカウンターの場所で調節するのではなく、COBRA の磁場を少しゆるめて陽電子の軌道を変えることによる影響もシミュレートした。これによって図 6.17 のように陽電子が走る半径を広げ、

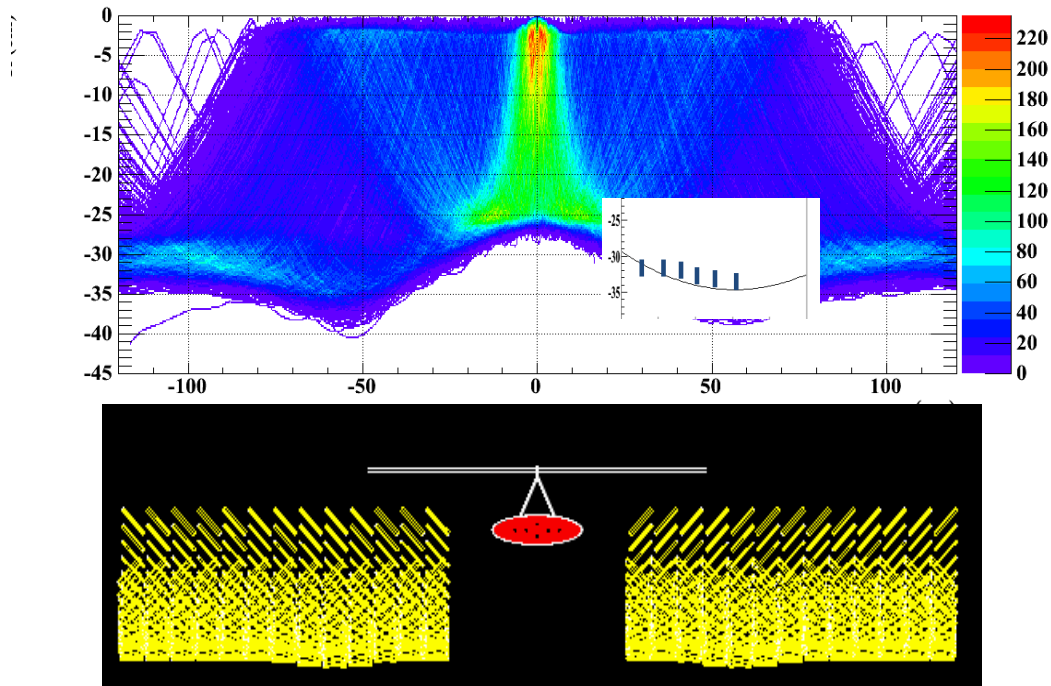


図 6.15 陽電子の軌道（上図）とこれに沿うようにレイアウトを変えた様子。（下図）

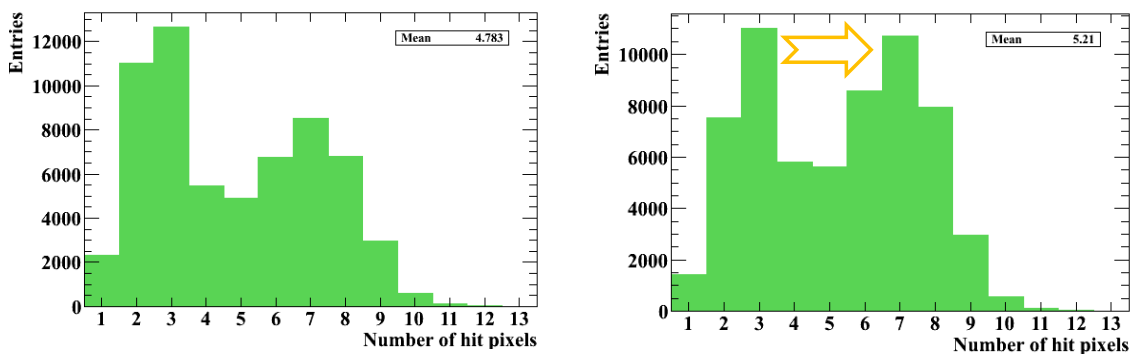


図 6.16 ヒット数の変化。平均ヒット数が 4.8 から 5.2 になっている。

検出効率も高くする。実際に図 6.18 からわかるように陽電子が r について大きいところを通るため、はじめにカウンターに到達する z の位置が小さくなっている。このため、このシミュレーションでは、カウンターを z が 21 cm の小さいところから置いて行う。ここでの検出効率や時間分解能などは、あくまで相対的に比較できるだけであり、最終的な検出器のそれとは異なることに注意されたい。結果は、図 6.19 で示す。検出効率は確かに最適化できることがわかり、磁場をゆるめると向上することがわかる。しかし、図 6.20 に示すようにヒット数は減り、時間分解能は悪くなってしまふ。これによって、感度は、ほとんど同じとなる。

これらの結果から、 r に対して検出効率と時間分解能はトレードオフの関係にあることがわかった。検出効率が高いというのは、陽電子がカウンターに 1 つでも当たるイベントが多いことである。つまり、 r が小さいほど、図 6.24 の左図に示したようにすべての陽電子が測定器にかかることになり、検出効率は向上するのである。そのかわり、平均ヒット数が少なくなってしまう。一方、時間分解能に関係するヒッ

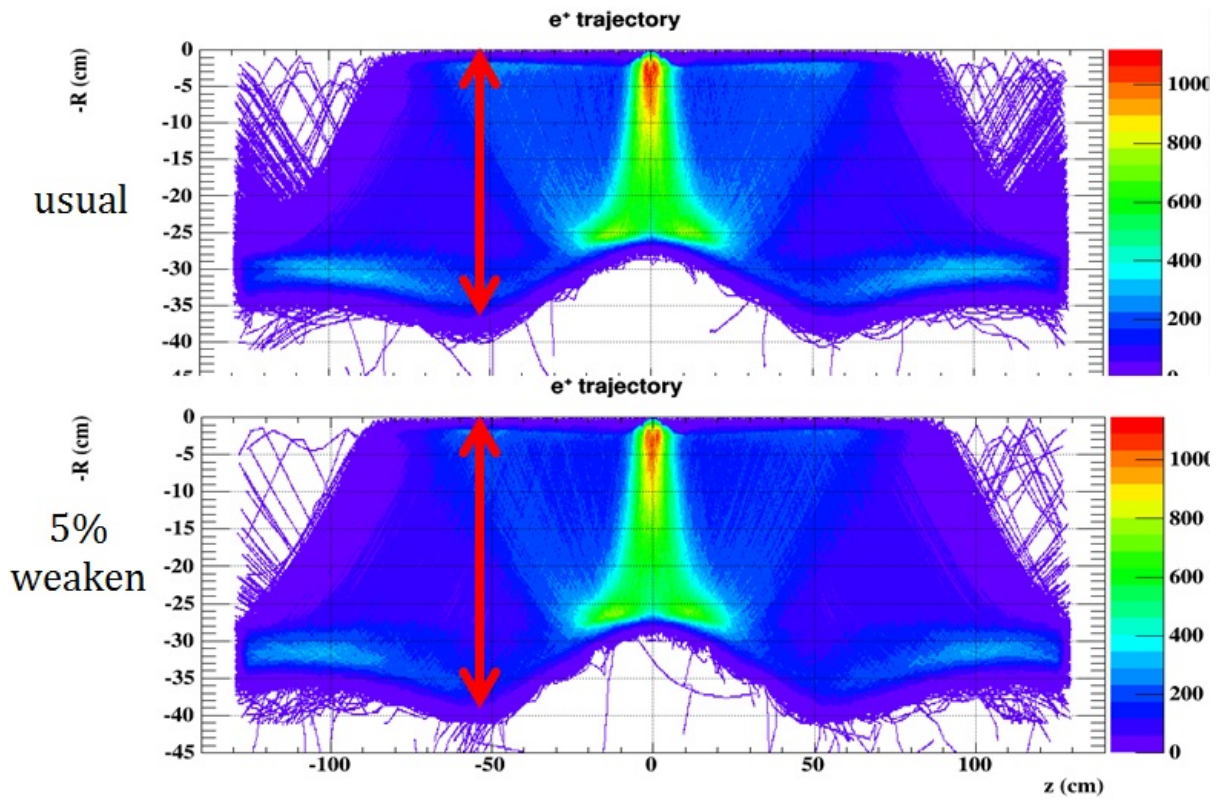


図 6.17 COBRA 磁場による陽電子の軌跡の変化。上図が現在のものと同じときのもので，下図が 5% 磁場を弱くしたものである。

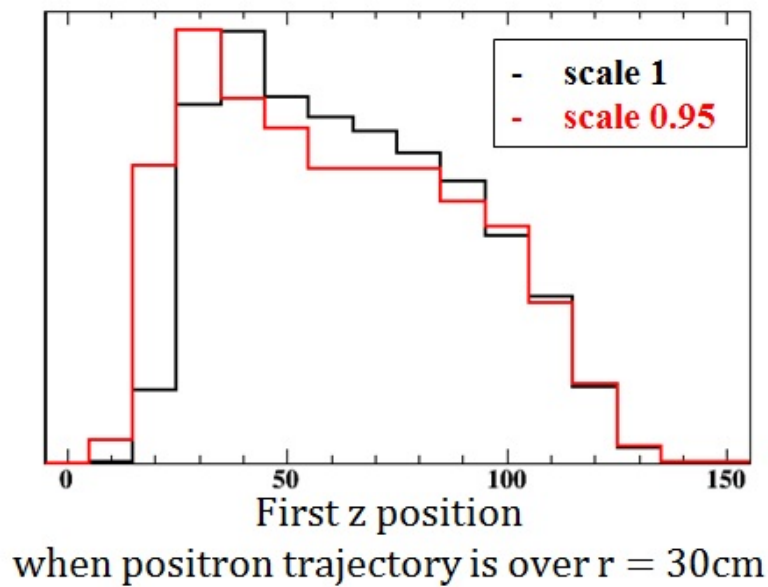


図 6.18 カウンターを置かずに陽電子の軌道が $r = 30\text{cm}$ に至ったときの z の位置の分布

ト数を増やすには，図 6.24 の右上図のようにシグナル陽電子が来る軌道に沿うような形でカウンターを置く必要がある。しかし，そのために図 6.24 の右下図のようにそこからはずれる陽電子はカウンターに 1 つも当たることがなくなってしまい検出効率は落ちてしまう。このためにカウンターの位置の調節やマグ

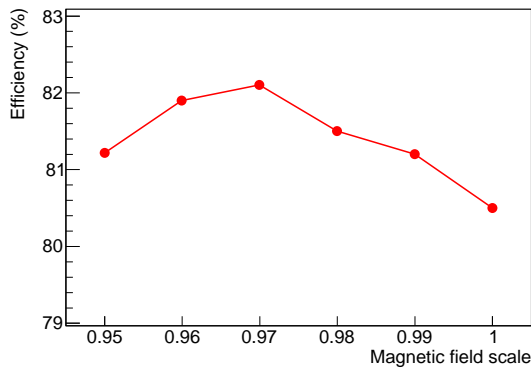


図 6.19 磁場を変えたときの検出効率の変化

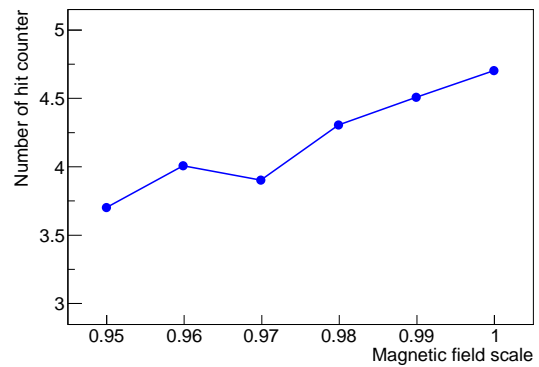


図 6.20 磁場を変えたときの平均ヒット数の変化

ネットによる陽電子の軌道の調節では、感度はあまり変わらなかったと考えられる。

そこで、カウンターの一番上が $r = 30\text{cm}$ になるようにする。この配置はドリフトチェンバーからの制限ぎりぎりまで小さい r の場所であり、検出効率が一番高いものである。そして、カウンターの高さを変更することによってヒット数が減ってしまう問題を解決する。特に z が小さいところでは軌跡半径が大きくなっており、検出はされるがタイミングカウンターを突き抜けてしまうポジトロンも多く、ヒット数が少なくなってしまう。図 6.21 に一番はじめにカウンターにヒットする z 座標とヒット数の分布をしめした。2つのピークが見え、 z が小さいところで最初にヒットしたものはヒット数が少なく、 z が大きいところで最初にタイミングカウンターにあたったものはヒット数が多いことがわかる。特に 3 cm のカウンターの場合は顕著で、4 cm、5 cm と高さを高くしていくごとに z の小さいところにあたるイベントでも多くのカウンターにあたることわかる。前章でみたようにカウンターの高さが高くなるほど集光率が悪くなり、図 6.22 に示すようにカウンター単体での分解能は悪くなってしまふ。しかし、図 6.23 のようにヒット数が増えるためタイミングカウンター全体としてはより良い性能をもつことが可能だ。

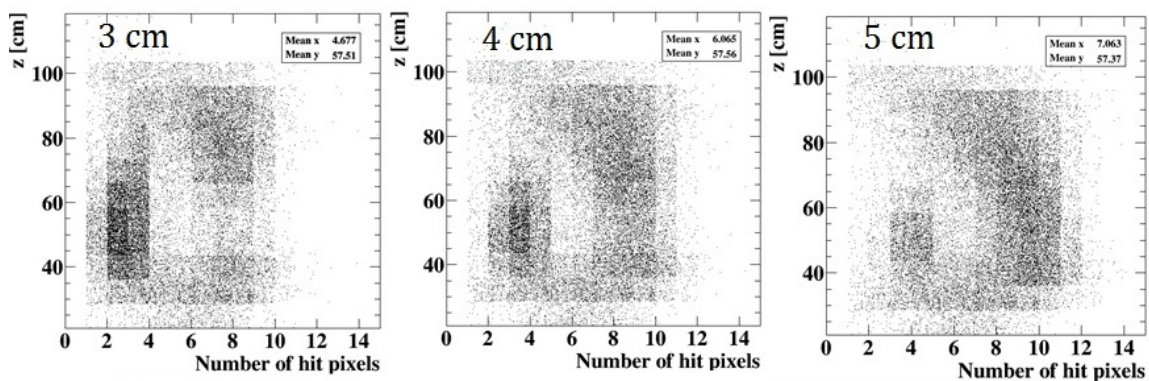


図 6.21 最初のヒットの z の位置とヒット数の関係

カウンターの高さは、上で述べたように z の大きさによってポジトロン軌跡の集まり具合が違うことを考慮して決定する必要がある。 z が小さいところではポジトロンが急な角度でタイミングカウンターに到達するため 5cm の高さでヒット数を増やすのが良い。一方、 z が大きいところではポジトロンが通る範囲が狭いので十分ヒット数を稼ぐことができるため 4 cm の分解能のよいカウンターを用いることが最適ということがわかった。

また、ポジトロン軌跡が広がる付近に多くカウンターを置くということで効率よくヒット数を増やす

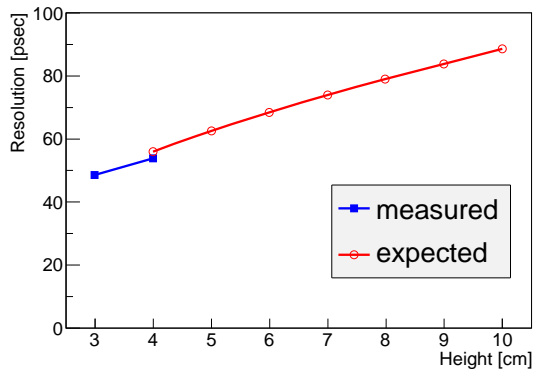


図 6.22 高さによるカウンター単体の時間分解能の変化。カウンター単体での時間分解能を SiPM のセンサー面の割合から予想したもの。

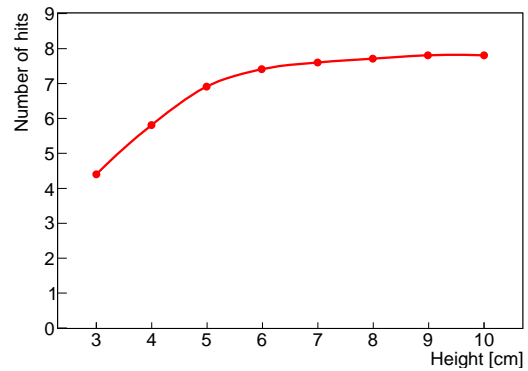


図 6.23 高さによるヒット数の変化

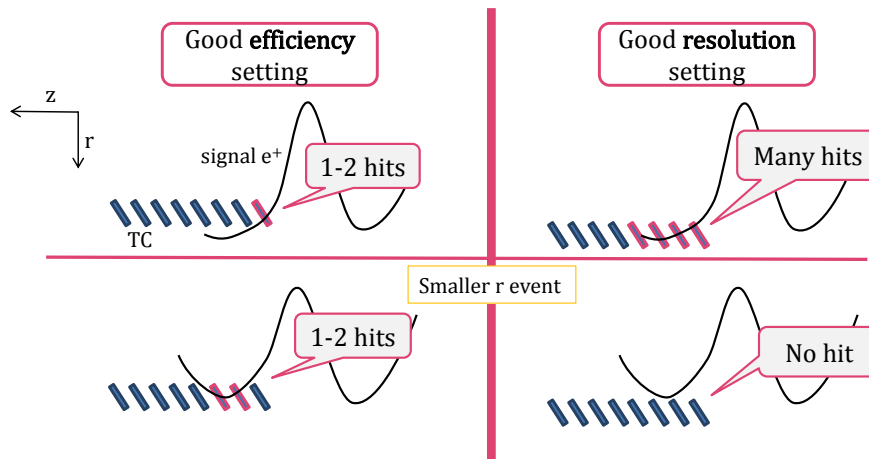


図 6.24 検出効率と時間分解能のトレードオフの様子。左側は検出効率に有利な置き方、右側は時間分解能に有利な置き方での各イベントの様子である。下図では上図のイベントよりも r が小さめなイベントのヒットの様子である。

こともできる。

6.7 結論と今後の課題

この章では、できるだけ高い感度を目指し、MEG 実験用のレイアウトをシミュレーションによって最適化したことについて述べた。

なるべく少ないカウンターでよい感度を得るためには、なるべく均等に並べるなどといった置き方の工夫をし、カウンターにも Z - ϕ 方向に角度をつけて設置するのがよいことがわかった。

カウンターのサイズについては感度は、大きいサイズのものが良いがその分パイルアップとダブルヒットが増えることを見た。このイベントは多くあるわけではないが、どの程度の影響があるかを波形シミュレーションなどで確認する必要がある、これは今後の課題である。このため、長さに関しては、試験を行った 12 cm が一番良いと考えられ、より長いカウンターでの研究も必要であることがわかった。

一方、高さは、COBRA マグネットによる特殊勾配磁場によって、ある程度陽電子の r の道筋が決まる

ので最適化することができた。陽電子は z の小さいところで少し広がり、 z の大きいところで r 30 cm のところに集中するため、カウンターの高さ z によって変え、それぞれ 5 cm と 4 cm に設定するのが最適である。感度に関する検出効率と時間分解能は、トレードオフの関係なので、陽電子の軌道に合わせてカウンターを置いたり、陽電子がカウンターに当たりやすいように磁場を調節しても大きな違いはなく、このように検出効率を最大にする r を選び、カウンターの高さで時間分解能を良くするのが一番良い方法である。

以上の研究により、500 個程度のカウンターで 80 % という最大限の検出効率を保ちつつ、図 6.25 のようにヒット数を増やすことが可能になり、平均で 32.5 ps という時間分解能を得ることができる。

また、ドリフトチェンバーからの寄与も確認し、エンドキャップがタイミングカウンターの z が大きいところのヒットを減らすことがわかり、現在ドリフトチェンバーの長さを 97 cm と長くすることが検討されている。

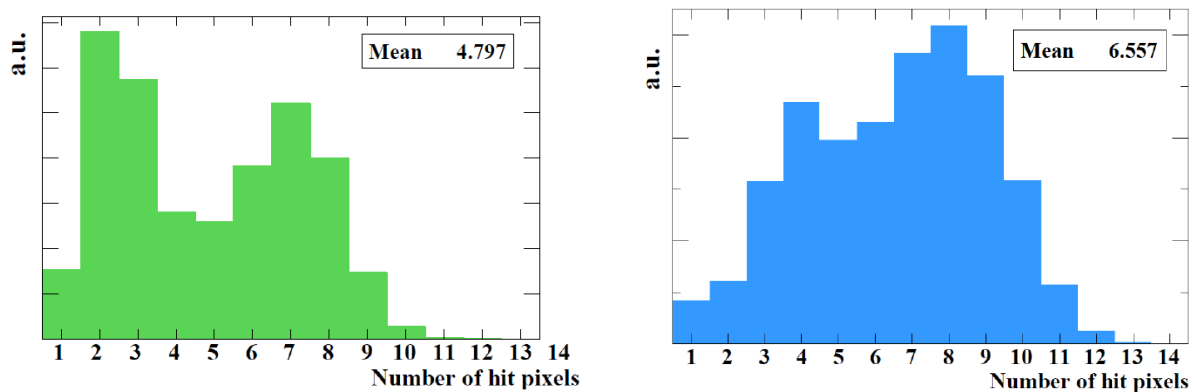


図 6.25 最適化前（左）と最適化後（右）のヒット数分布。平均で 4.8 個のカウンターにあたるものが、最適化後では 6.6 個と増加していることがわかる。

第7章

複数カウンターを用いたビームテスト

7.1 $\pi E5$ でのビームテスト

2012年の12月に $\pi E5$ エリアでのビームテストを行った。実際の場所でノイズを確認し、動作を確認することが主な目的である。2つのカウンターを突き抜けるイベントを取得する。短期間での準備のもと行っており、後述するより多数のカウンターを用いたプロタイプビームテストの準備実験とも言える。

7.1.1 セットアップ

第2章で述べた、MEG実験で実際に使っているビームラインからのミューオンビーム、もしくはポジトロンビームを用いる。図7.1にビームテストのセットアップを示す。用いたカウンターは $60 \times 30 \times 5\text{mm}^3$ (C1)と $90 \times 30 \times 5\text{mm}^3$ (C2)のBC422でそれぞれ3M-filmでラッピングされており、その上から、ブラックテープでライトシールドされている。SiPMは、HAMAMATSU(S10362-33-050C)のものを用い、Pt100で温度のモニターも行った。ビームは、コリメーターを通り、ターゲットにあたる。そこから散乱した、もしくは、生成されたポジトロンをターゲット上部に69 cm離して置いた2つのカウンターで測定した。カウンター間の距離は4 cmで、長さC2に先に当たり、突き抜けたものがC1に当たる。

7.1.2 解析

時間は、両カウンターの差 $((t_{C1} - t_{C2})/2)$ を用いる。ヒットした位置を5.5.1で述べたように再構成し図7.2のように4次関数でフィットしたもので、カウンターごとに時間を補正した。また、図7.3のようにそれぞれのカウンターでの再構成した場所を元にポジトロンのカウンター間での飛行距離を出し、2次関数で補正をした。

7.1.3 結果

まず、波高を確認する。単体のカウンターのR&Dは、低エネルギーの電子を用いていたが、このビームテストでは、ポジトロンはカウンターを突き抜ける。つまり、MIPであり、落とすエネルギーは実験室での試験に比べ10-20%少ないことが予想される。図7.4に波高の様子を示した。ビームテストからの結果では、実際にC1が13%、C2が21%波高が低減していることがわかった。

ノイズについては、実験室よりも40%ほど多く観測された。7.5 このノイズがどのように時間測定に影響

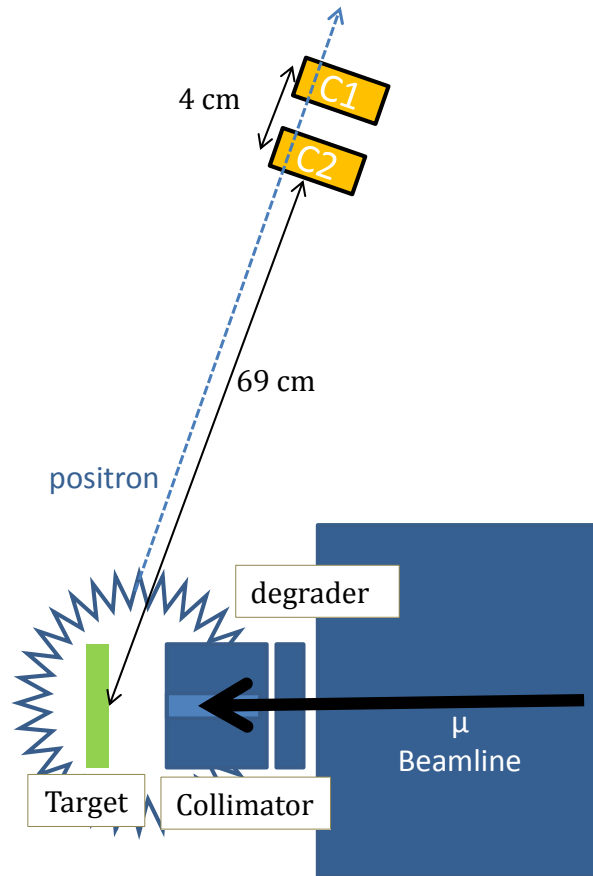


図 7.1 piE5 ビームテストのセットアップ概略図

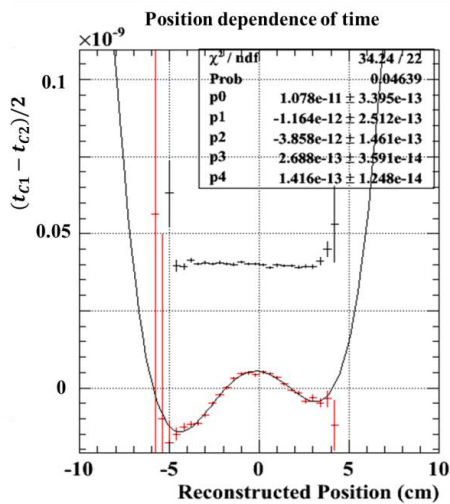


図 7.2 時間分解能の位置依存と 4 次関数でフィッ
トした様子

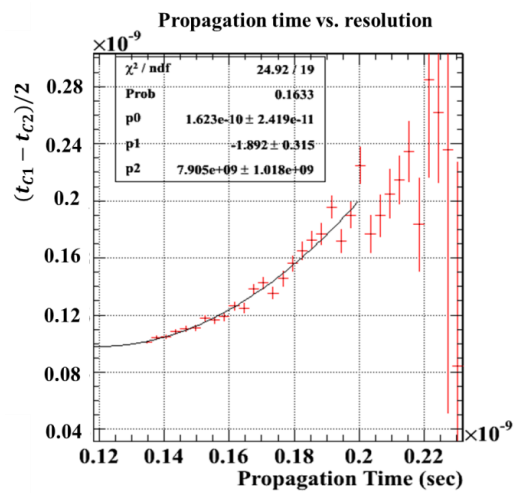


図 7.3 カウンター間の飛行距離と時間差の変化。
2 次関数でフィッして補正する。

響を及ぼしているかを見たものが図??である。2-3 ps/mV ほどの影響が見えており、減らすべきではあ

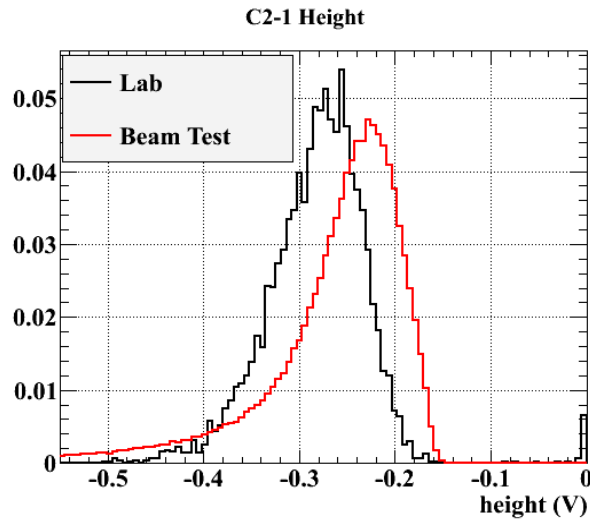


図 7.4 波高の変化。赤がビームテストでの波高，黒が Sr 線源の実験での波高。

るが、クリティカルではない。また、このビームテストでは SiPM にユニバーサル基板を用いたが、最終的に用いる同軸ケーブルと同じ構造の多層基板を用いることによって改善できると考えられる。他にも温度ロガーからノイズが出ていたことも後にわかったので、これを使わないことによってノイズは削減できると考えられる。

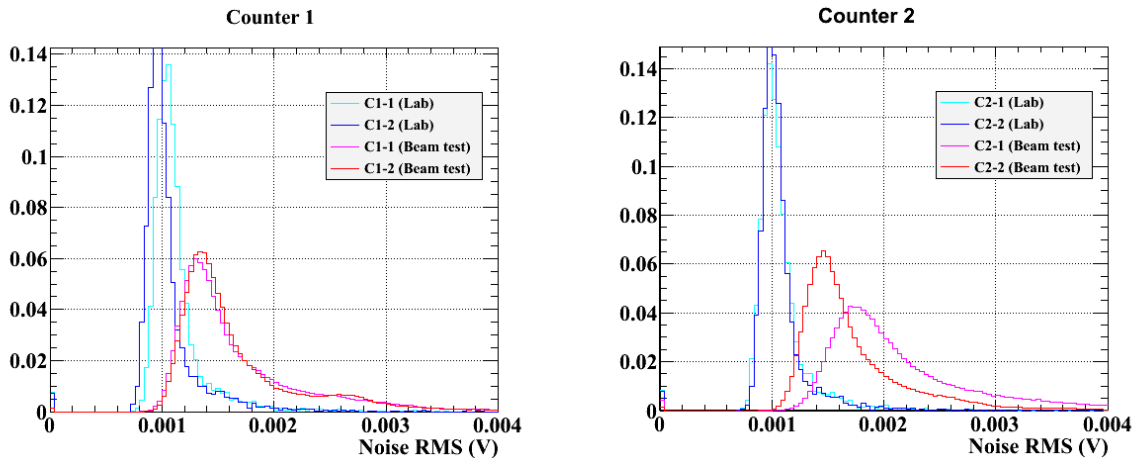


図 7.5 π E5 でのノイズ（寒色）と実験室でのノイズ（暖色）。左はカウンター 1，右はカウンター 2 でのノイズである。

時間分解能は、再構成した位置でカウンター中心の 5mm のイベントを選んで、36 ps という結果を得た。これは、実験室での結果から期待される分解能 ($50.5\text{ps} \oplus 57.5\text{ps}/2 = 38.3\text{ps}$) とコンシステントであり、ビームを用いてもきちんと動作することがわかった。また、2つのカウンターを用いることで、時間分解能がそれぞれのカウンターよりも向上するということが確認できた。

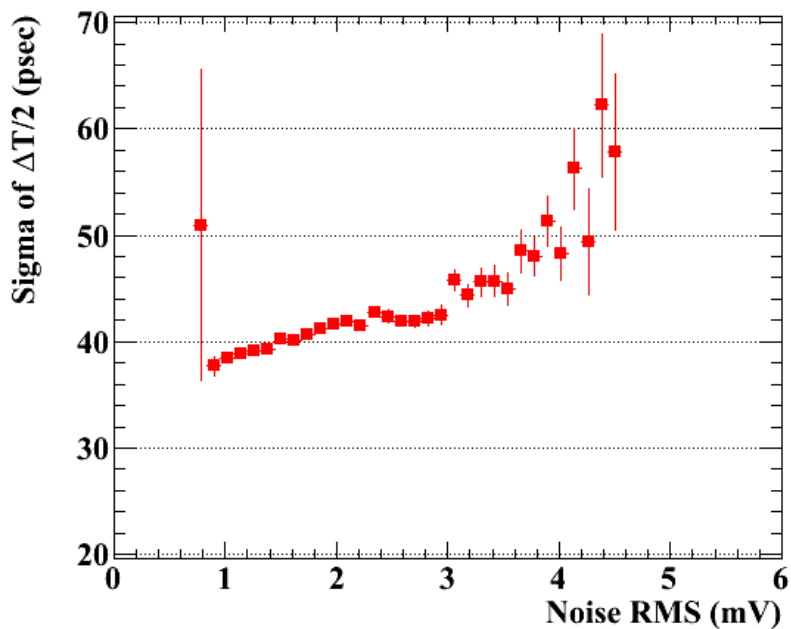


図 7.6 ノイズの時間分解能への寄与

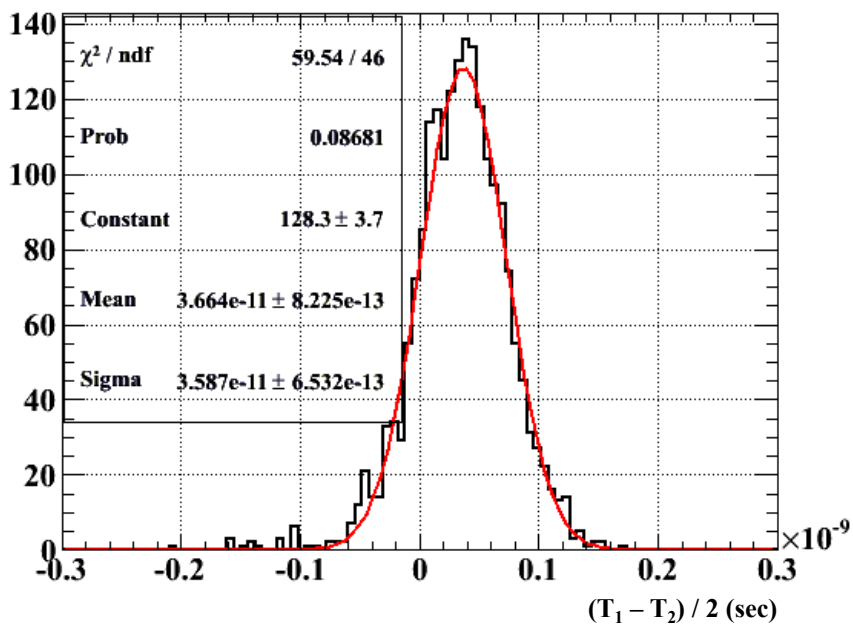


図 7.7 カウンター 1 とカウンター 2 の時間差の分布 $((t_1 - t_2)/2)$

7.2 複数カウンターによるビームテスト

カウンター単体の特性と MEG 実験での最終レイアウトについて研究から最終的なタイミングカウンターの性能が見えてきた。陽電子タイミングカウンターは、何度も述べるように細分化し陽電子が複数枚のカウンターにあたることによってはじめて 30 ピコ秒という極めて優れた時間分解能を実現することができる。これまでは、ほとんど単体および少数のカウンターについてのみ測定を行ってきたが、実際に複数カウンターを用いて期待される性能が出るかということは試験すべき重要なことである。このためビームテストで細分化タイミングカウンターの鍵である multiple hit scheme が予想通り分解能を向上させるかを見るための試験を行った。

7.3 セットアップ

ビーム

ビームテストは、イタリア、ローマ近郊のフラスカッティに位置する BTF(Beam Test Facility) にある線形加速器を使用して行った [17]。性能を表 7.1 にまとめる。このビームテストでは、陽電子ビームを用い、線形加速器から来た 1-3 個の 48 MeV の陽電子を 8 枚ほどのカウンターに当てる。バンチ幅は、10 ns である。実験ホールのセットアップを図 7.8 に示す。実験ホールまで到着した陽電子は、最後にマグネットで左右方向の調節、スリットで陽電子の量の調節が行える。線形加速器は、正確に 1 個だけの陽電子を供給できるわけではなく、2-3 個の陽電子が来る場合もあり、マグネットとスリットでなるべく陽電子が 1 個のイベントが多く取れるように調節した。ビームレートは 50 Hz でパイルアップを模擬的に再現することはできない。イベント選別については、解析の節で述べる。また、今回 1 週間のデータ取得を計画していたが、後半の 3 日間はビームが不調となりデータ取得が行えなかった。

表 7.1 BTF の電子・陽電子ビームの特性 [17]

特性	
エネルギー範囲	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
バンチ幅	1 もしくは 10 ns
スポットサイズ	2 mm(粒子一つ) 2 cm (複数個)

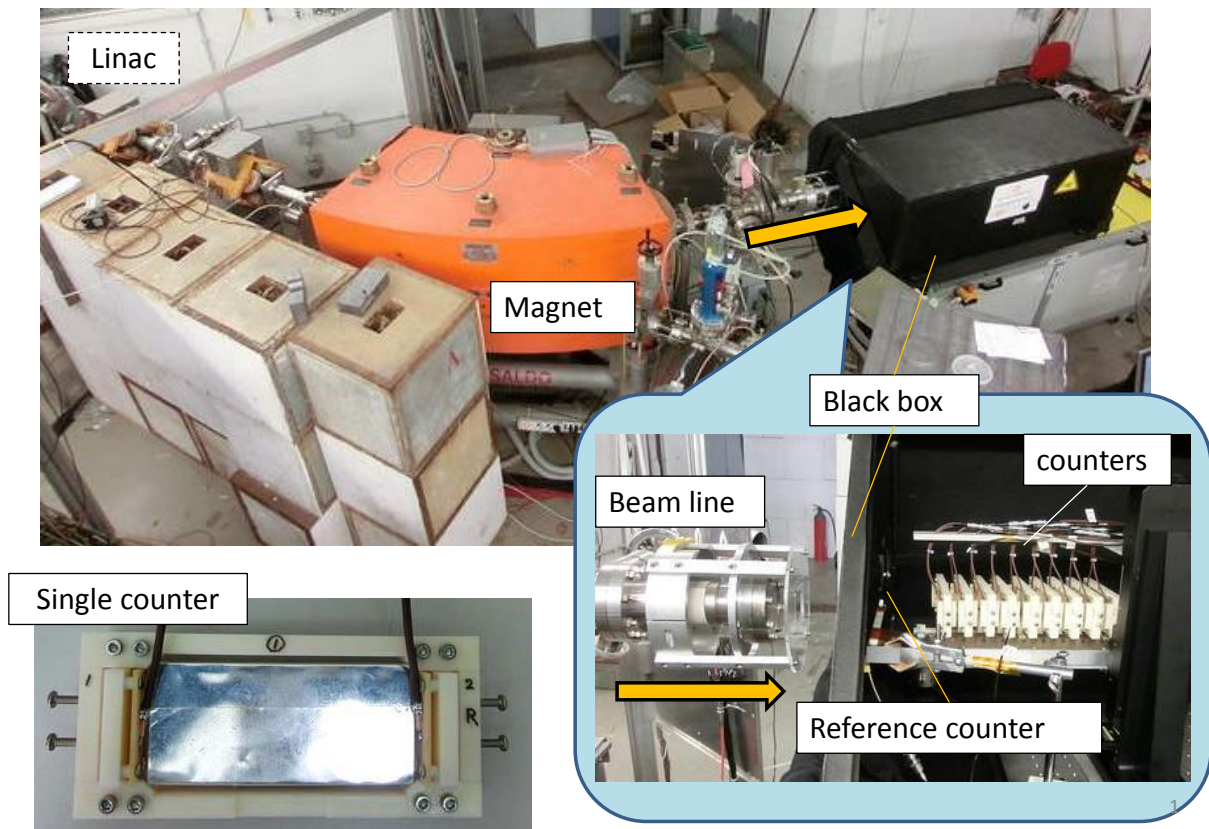


図 7.8 実験ホールの様子。線形加速器からきた陽電子は、マグネットによって左右の方向に調節できる。暗箱の中には、テストカウンターとレファレンスカウンターが設置されている。

テストセットアップ

図 7.9 にテストセットアップを示す。テストカウンターは暗箱の中にレファレンスカウンターとともに入れられている。ビームテストで用いたテストカウンターのサイズは $90 \times 40 \times 5 \text{ mm}^3$ で、BC418 を用い^{*1}、3M-film でラッピングした。SiPM を両端にそれぞれ 3 個ずつ設置する。テストカウンターの SiPM には HAMAMATSU(S10943-2547(X), $3 \times 3 \text{ mm}^2$, $50 \mu\text{m}$ -3600 ピクセル) のもの 8 カウンターと AdvanSiD のもの 6 カウンターをそれぞれ用意した。HAMAMATSU については、電圧特性に近いものを同じカウンターに配置した。レファレンスカウンターは、 $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ の小さい BC422 シンチレーターに HAMAMATSU の SiPM を一つ付けたものであり、ビームラインの終端から 9.5 cm 離れたところにある。これをトリガーとして用いる。レファレンスカウンターの 9.5 cm 後にテストカウンターが 3 cm おきに設置されており、その後方にはビームをモニターするための鉛ガラスカロリメーターも置かれている。

バイアス電圧は、PSI で開発された複数チャンネルの高電圧モジュールを用いて、それぞれのチャンネルごとに電圧を与える。ブレークダウン電圧はすべてのチャンネルについて測っておき、超過電圧が同

*1 シンチレータの発送が遅れたため MEG 実験で最終的に用いる BC422 ではなく BC418 を用いた。

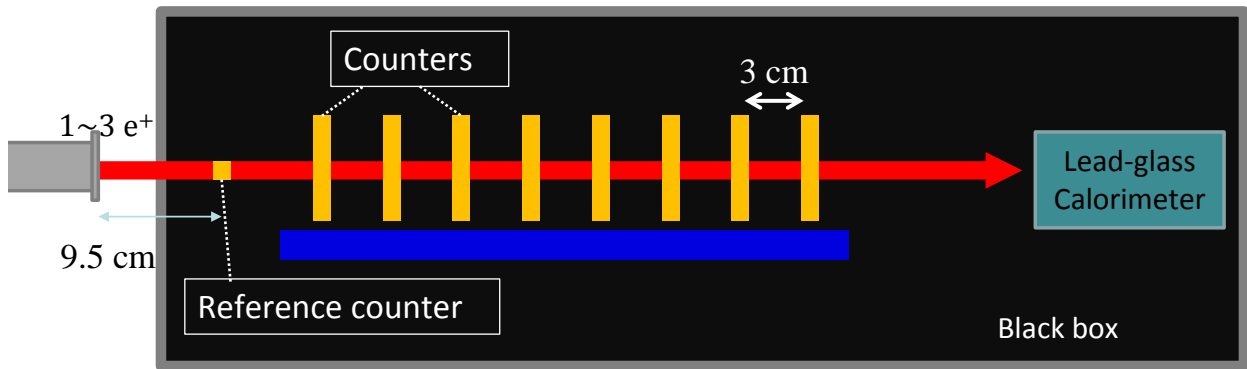


図 7.9 テストセットアップの概略図

じになるようにバイアス電圧を印加した。カウンターからの信号は、そのまま 32ns の長いケーブルを通りその後で前置増幅器に向かう。そこで増幅された信号は DRS でデジタイズされ DAQ マシンに送られる。

7.4 電子回路からのジッター

電子回路からのジッターには、DRS ごとの時間同期からの寄与と DRS の時間較正の後に残る電子回路そのものからくる広がりがある。これらがどのように寄与するかは、カウンターがどの DRS につながっているかによって異なる。例えば、レファレンスを用いて解析を行う場合、レファレンスの DRS とカウンターの 2 つのチャンネルの DRS がそれぞれ異なるとき、カウンターの 2 つのチャンネルは同じ DRS でレファレンスの DRS のみが違うとき、3 つのチャンネルすべてが同じ DRS でつながっているときで異なる。カウンターがそれぞれどの DRS につながっているかとレファレンスとのジッターの値を表 7.2 に示す。カウンター内部でのジッターは、本実験でも含まれるものなので、この表に記したレファレンスとの間のジッターのみを差し引く。この値を出すには、カウンターの各チャンネルとレファレンスとの間のジッターを見積もり、半分にしたものをレファレンスのジッターとして差し引いた。DRS 内部のジッターは、第 5 章の DRS 時間較正で述べたのと同じであり、ビームテスト環境下で同一信号を分けて同じ DRS に入れることによってジッターを得る。異なる DRS 間でのジッターは以下で述べる。これは、異なる DRS での時間同期の精度からくるものである。

時間同期

DRS は 6 個 \times 4 チャンネルあるが、このそれぞれの DRS についてよく同期されている必要がある。それぞれの DRS の 4 チャンネル目にサイン波を送り調節する。図 7.10 に信号とサイン波を示した。それぞれの DRS のシグナルは、トリガーの遅れの分それぞれの DRS で一定のオフセットが存在する。このずれを目で見て大体の位置を確認し、そこに対応する DRS から送られてくるサイン波のプラス側半周期だけフィットを行い、得られたピークについて波形の時間をずらす。当初、サイン波の一周期をフィットして調節を行ったが、ノイズが多い環境では波高がなるべく高いサイン波を用いた方がいいということがわかった。DRS のダイナミクスレンジは 1V であり、シグナルに合わせ -0.05 V から 0.95 V に設定している。このため、サイン波の波高をプラスの上限に合わせマイナス側はフィッティングに用いなかっ

表 7.2 各カウンターがつながれている DRS

カウンター	ch1 の DRS-チャンネル	ch2 の DRS-チャンネル	レファレンスからのジッター (ps)
1	2-1	2-2	18.7
2	2-3	3-1	16.2
3	1-2	1-3	6.6
4	4-1	4-2	16.2
5	4-2	5-1	18.7
6	5-2	5-3	18.7
7	6-1	6-2	18.7
8	3-2	3-3	18.7
reference	1-1		

た。ノイズが少ない環境では、一周期を用いた方が時間分解能が良いことも付け足しておく。こうして、ビームテスト環境で 5.6.1 と同じように同一信号をスプリッターを通してそれぞれの DRS に送り寄与を見ると、同期される前では 377 ps だったものが 18.7 ps にまで向上することがわかった。

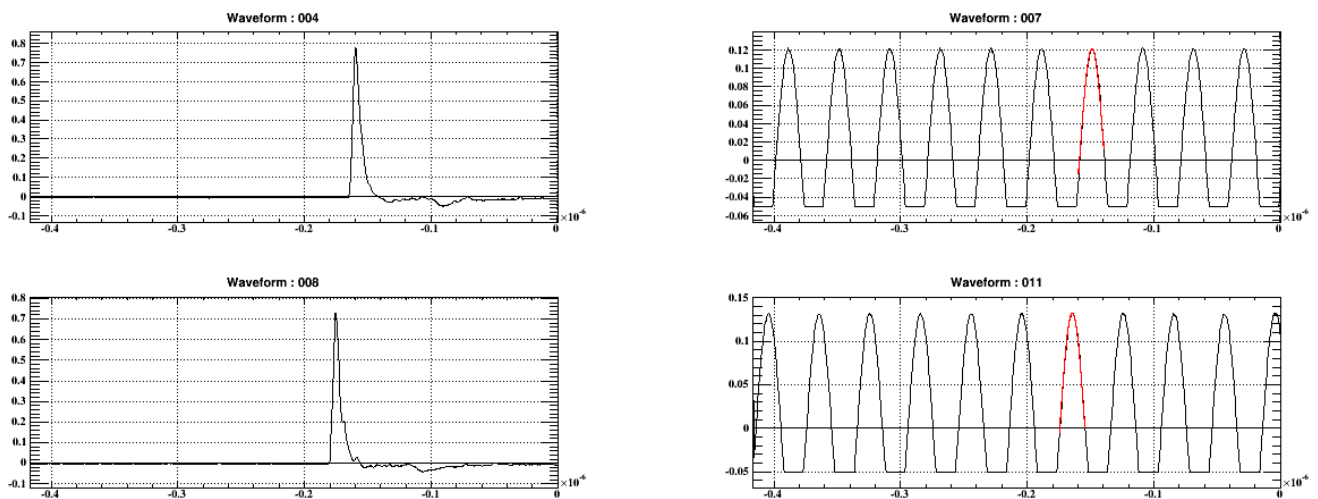


図 7.10 左図は、実際の信号。右図は、サイン波とフィット結果を示している。

7.5 解析

イベント選別

セットアップの節で述べたように陽電子ビームからは、必ずしも一つの陽電子だけが入射されるわけではない。この実験で見たいのは、1つの陽電子に対しての対しての応答なので、それ以外のイベントはカットする。一つのカウンターについてのみで2個以上の陽電子らしい高い電荷のものを切ってしまうと、陽電子1個で高いエネルギー落としたイベントも切ってしまうので、二つのカウンターの電荷分布からイベント選別を行った。後方のカウンターほど散乱して電荷分布が幅を持ってしまうので、1番目のカウンターと2番目のカウンターの電荷についてカットをかける。両方のカウンターで高い電荷を持っているイベントをカットした。これによって、落とすエネルギーが高いイベントも含めて解析できる。イベント選別後の1番目のカウンターの電荷分布を図7.12に示す。

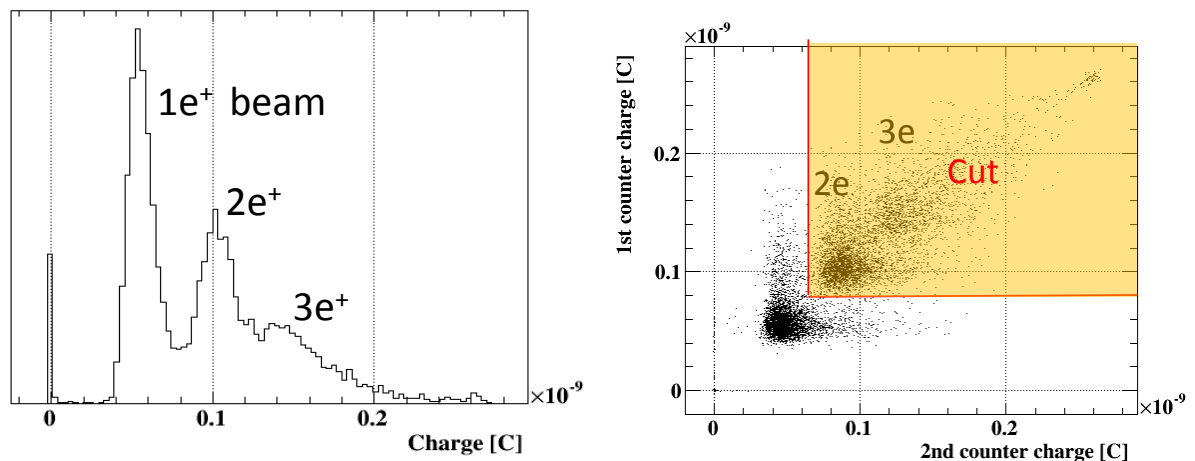


図 7.11 右図は、一番はじめのカウンターの電荷分布。陽電子が2個3個とくるイベントが少なからずあることがわかる。左図は、一つ目と二つ目のカウンターの電荷分布を示している。オレンジ色で示した範囲がカットされたイベントである。

時間分解能の評価方法

カウンターの時間は、両端の平均とする。カウンター単体での時間分解能は、第5章と同じようにテストカウンターとレフェレンスカウンターとの時間差の分布から出し、レフェレンスの時間分解能を差し引く。

複数カウンターでの時間分解能の評価は二通りの方法で出した。一つは、カウンター単体と同じように全テストカウンターの時間を平均し、そこからレフェレンスの時間を引いて分布をみるものである。これは、レフェレンスがガンマ線側の時間測定と思えば実際の実験と同じような状況である。もちろん液体キセノンガンマ線検出器でもジッターの寄与は薄まり小さくなっているのに、タイミングカウンターの性能を評価するときは、レフェレンスの時間分解能を差し引くことは必要であり、また、レフェレンスとテス

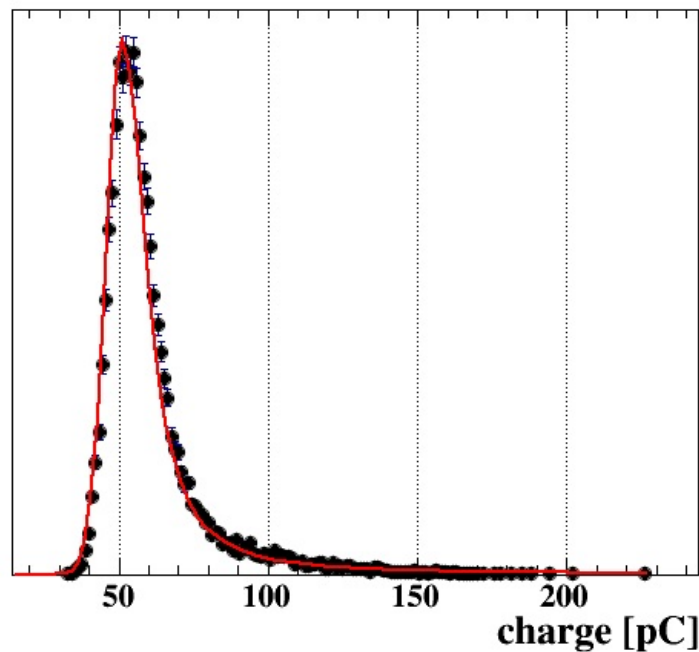


図 7.12 イベント選別を行った後の 1 番目のカウンターの電荷分布。赤線は、ランダウ分布に正規分布をコンボリュートした関数でのフィット結果。良くランダウ分布を再現している。

トカウンター間のジッターを適切に評価して差し引かなければならない。

もう一つの方法は、テストカウンターのみで評価する方法で、テストカウンターを奇数番目と偶数番目を半分に分けそれぞれの平均時間の差の分布を見る。テストカウンター間だけの時間分解能なので、この値がテストカウンター全体としての固有な時間分解能とすることができる。

7.6 レファレンスカウンターの時間分解能

レファレンスのビームに対する分解能の測定も行った。図 7.13 に測定結果を示す。ただし、先に述べたようにビーム時間が短縮されたため、データ量が若干不十分で誤差がある。

PSI の μ SR グループで使われた $25 \times 12 \times 5 \text{mm}^3$ の小さい EJ232(BC422 と同等の性質) のシンチレーターと HAMAMATSU の SiPM を両端に 2 こずつ設置したカウンターを用いて測定する。レファレンスカウンターと μ SR カウンターにビームを当て 2 つのカウンターの時間差の分布より 2 つのカウンターでの時間分解能を測定する。また、 μ SR カウンターはプロトタイプカウンターよりも小さく位置の広がりが小さいので、両端の差 $(t_0 - t_1)/2$ からカウンター単独での時間分解能も測定できる。このため、全体の時間分解能から μ SR カウンターの時間分解能を引くことによって、レファレンスカウンターの時間分解能を見積もることができる。

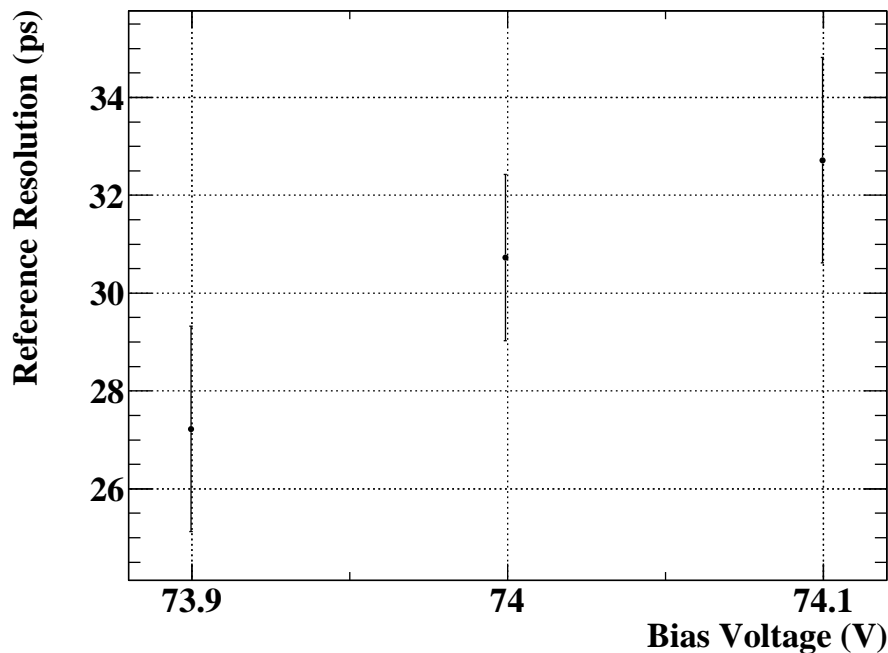


図 7.13 レフェレンスカウンターのバイアス電圧ごとの時間分解能。電圧依存も見えてはいるが、統計量が少ないため誤差が大きくなっている。

7.7 結果

7.7.1 多重散乱とカウンター単体での性能

第5章で説明したようにカウンターのどこに当たったかということは、左右の時間差から再構成できる。この再構成された位置の広がりからどの程度多重散乱しているかがわかる。1番目のカウンターと8番目のカウンターでの広がりを図7.14の左図に示した。このように一番前のカウンターと後ろのカウンターでは、多重散乱の影響が見える。それぞれカウンターでの再構成した位置の標準偏差を広がりとして図7.14の右図に示した。位置分解能8 mmは引いている。また、シミュレーションから陽電子がヒットする場所の広がりも示している。この2つのプロットの差は、入射ビームのもともとの広がりである。3 mmほどのビームの広がりがあると言われているが、低エネルギーの陽電子では、もう少し広がっている可能性もある。今回、ビームテストの時間が減ってしまったことによって我々自身でビームの広がりを確認することはできなかった。この図から、ビームスポット分の差はあるが、カウンターが後方になるとそれに応じて広がりが大きくなるということが見えた。また、2つ目のカウンターは、左右のケーブルの長さが異なったことによってDRSのキャリブレーションの寄与で広がりが大きくなってしまったと考えられる。

多重散乱がどのように影響しているか、またきちんとこのビームテストでカウンターが作動しているかを確認するためにカウンター単体での時間分解能を確認した。カウンターによって両側の読み出しが同じDRSに入るものと別のDRSに入るものがあるが、その寄与は引いている。得られた時間分解能を図7.15に示す。HAMAMATSUカウンターでは約75 ps, AdvanSiDカウンターでは約82 psという結

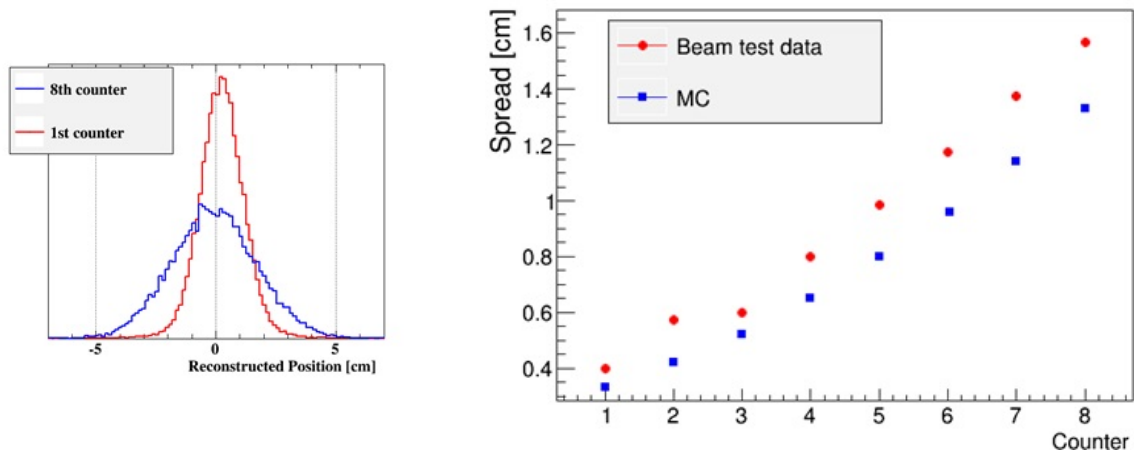


図 7.14 1 番目のカウンターと 8 番目のカウンターのヒットした位置の広がり (左) とカウンター数ごとの広がりプロット (右図赤丸)。右図青丸は、MC で計算された広がりである。

果になっており、実験室での測定から予想される結果とコンシステントでありすべてのカウンターについて適切に動作していることがわかった。カウンター単体での時間分解能の分布は、HAMAMATSU と AdvanSiD カウンターによらない変動があることがわかる。これについては現在調査中であるが、電子回路の寄与による影響と考えられる。この結果から今回のビームテストでは、8 カウンターのヒットで多重散乱による時間の広がりは見えていない。

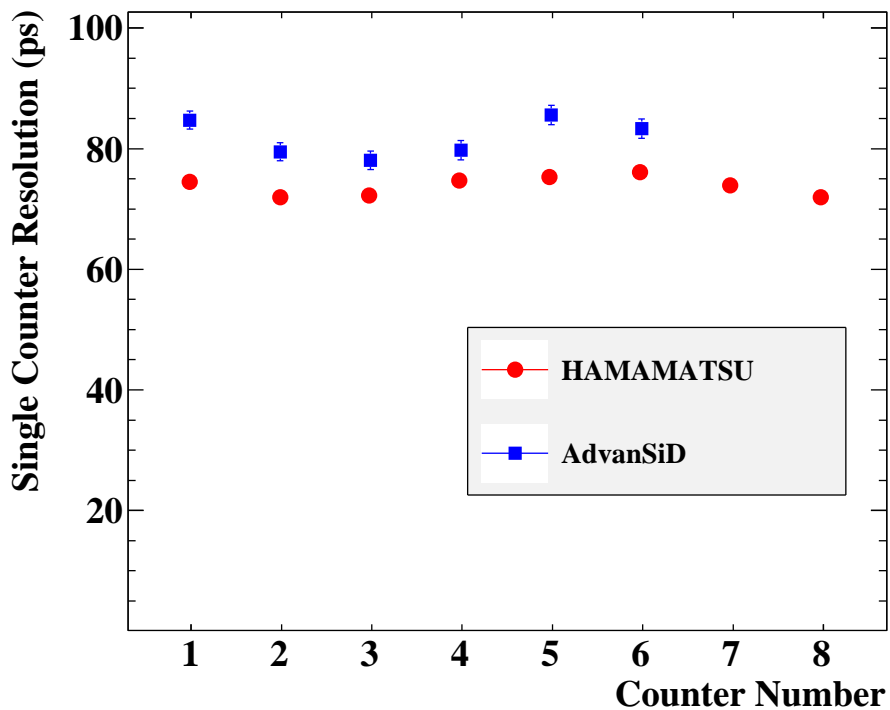


図 7.15 カウンター単体での時間分解能。カウンター 1 がレフェレンスカウンターの次にビームが当たるもので、順にビームから近い位置に設置されている。

7.7.2 複数カウンターでの性能

それぞれのカウンターでビームから遠いほど分解能が悪いなどの大きな違いがなかったため、それぞれのカウンターの測定時間について単純に平均したものを時間とした。解析は、先に述べた2通りを用いた。8カウンターでカウンターだけで時間を出す奇数-偶数解析とレフェレンスとの差から出した時間差の分布を図7.16に示す。それぞれ、47.0 psと27.5 psの標準偏差を持っている。レフェレンス解析での分布には、レフェレンスカウンターの時間分解能とジッターも含まれているので、最終的にそれは差し引き36.5 psという時間分解能を得られる。レフェレンス解析での分布には、左側にテールがある。これは、カウンターに早く来ているもので、2つ以上の陽電子が来ているが、イベント選別で取り除ききれなかったものと考えられる。トリガーにかかったものとは違う陽電子が先にカウンターに当たって、その時間が抽出され、カウンターの時間が速い方にテールを持っていると考えられる。時間分布の左側のテールを指数でフィットし除去すると、34 ps程度の時間分解能を得ることができる。

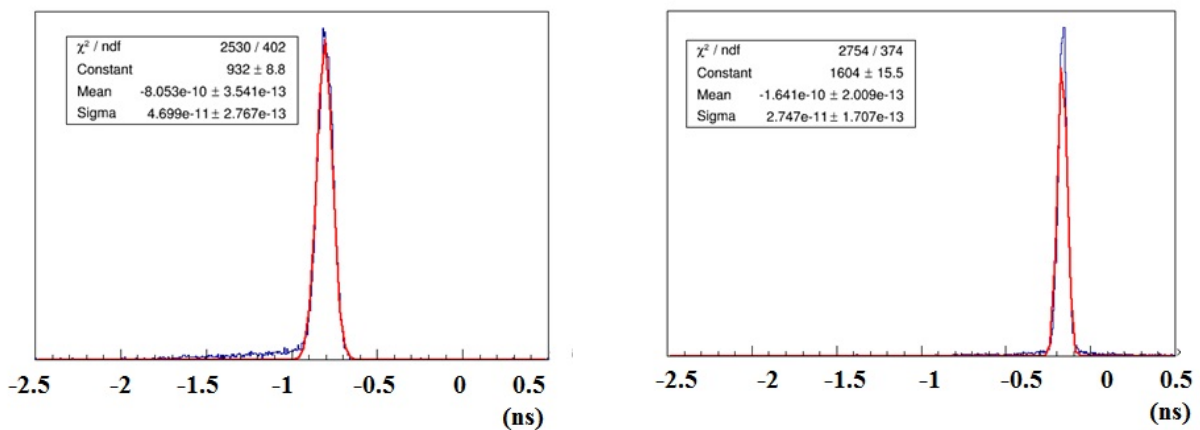


図 7.16 8カウンターでのレフェレンス解析（左）と奇数-偶数解析（右）からの結果。

multiple hit scheme の検証

上のようにして得たそれぞれのヒット数での時間分解能を図7.17に示す。これは、レフェレンス解析でのテールは除去していない。上で述べたようにレフェレンスを介さないテストカウンター固有の測定では、8カウンターで27.3 psという時間分解能を達成し、実際にカウンター単体から予想される結果と一致する。一方で、レフェレンスと共に測定した結果は、8カウンターで36.5 psという時間分解能であり、予想よりも分解能の向上がなまっている。

考えられることは、レフェレンスカウンターの時間分解能の見積もりと電子回路からのジッターの寄与が十分に引かれていないということである。もしくは、それぞれのカウンターの時間分解能にカウンター単体では確認できなかった正の相関がある可能性もある。引き続きレフェレンスカウンターの時間分解能の見積もりやジッターの見積もりを入念に行い、その他に寄与があるかも次回計画しているビームテストで調査する必要がある。しかし、BC418という実際のものよりも時間分解能の悪いもので30 ps台の時間分解能を達成することができ、実際に複数カウンターに陽電子が当たることによって時間分解能が向上することがわかった。

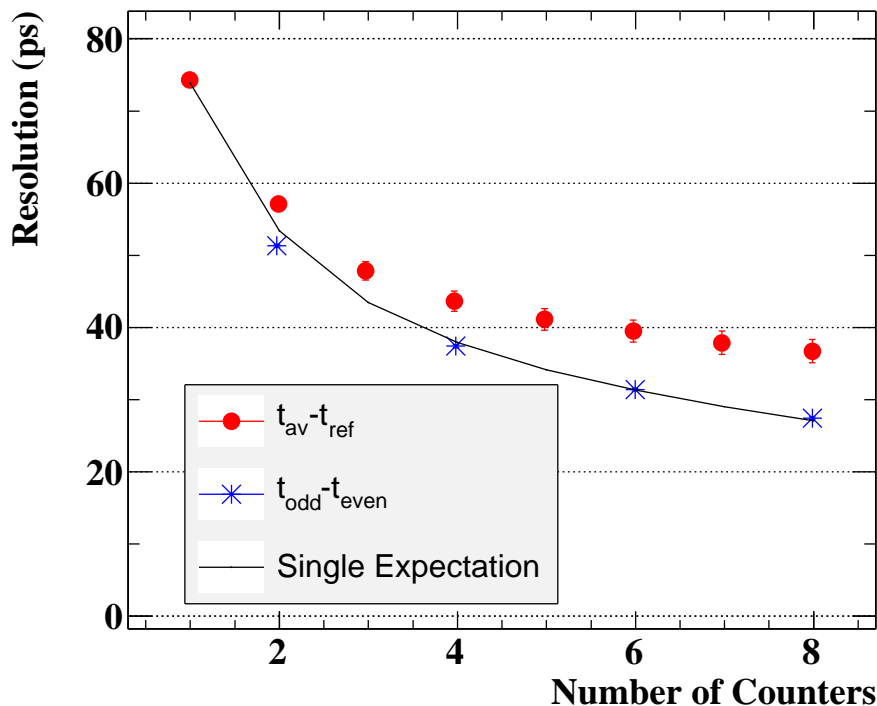


図 7.17 ヒットカウンターの数による時間分解能の向上

7.7.3 SiPM による違い

光センサーには、HAMAMATSU の new type のものと AdvanSiD のものを用い、それぞれでテストを行った。この結果を図 7.18 に示す。これを見ると、カウンター単体での時間分解能がよい HAMAMATSU のカウンターの方がヒット数が増えてもよりよい時間分解能を備えていることがわかる。これより、カウンターのヒット数に応じて時間分解能が向上するのは確かだが、カウンター単体の性能に依存して最終的な時間分解能が決まることがわかる。カウンター単体での性能を最大限に引き出すことも時間分解能を決める重要な要素であることが見て取れる。

7.8 まとめ

ビームテストにより、48 MeV という MEG 実験で一番見たい 52.8 MeV に近いエネルギーの陽電子で実際にタイミングカウンターを作動させた。実際に使用するものとシンチレーターや電子回路の違いはあるが、時間分解能が当たったカウンターに応じて向上することを確認し、8カウンターで 36.5 ps の時間分解能を得た。シミュレーションでは平均ヒットが 6.6カウンターであり、このビームテストでは、6カウンターでは 39.3 ps, 7カウンターでは 37.7 ps という時間分解能を得ることができた。しかし、本質的には電子回路による寄与も薄まりより高い時間分解能が期待される。今後はこの結果をより入念に調査し、レファレンスを用いて測定した結果をできるだけ向上させることが重要である。また、ビーム時間が短くなってしまったことから次回のビームテストも計画しており、アップグレードで実際に使う電子回路、SiPM, シンチレーター, PCB でテストを行う予定である。

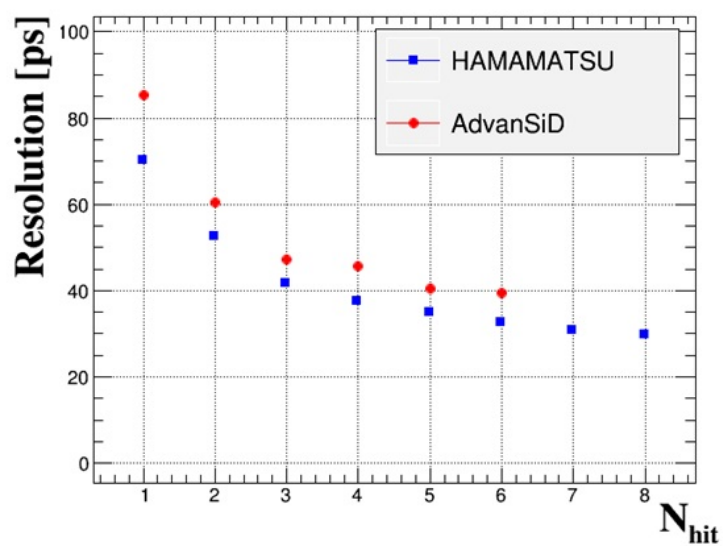


図 7.18 HAMAMATSU と AdvanSiD との比較

第 8 章

結論

MEG 実験アップグレードに向けた、プラスチックシンチレータと SiPM を用いたカウンターで細分化した陽電子タイミングカウンターの研究開発を行った。よい性能のタイミングカウンターを作成するために、カウンター単体の研究・最適化、シミュレーションによる MEG 実験環境でのシグナル陽電子の軌道の研究やカウンターのレイアウトの最適化を行い。実際にビームテストで、複数枚のカウンターに当たった場合の性能も知らべた。

カウンター単体の研究では、 $60 \times 30 \times 5 \text{ mm}^3$ のシンチレータと両端に 3 つ、計 6 つの HAMAMATSU 製 SiPM で 43 ps の時間分解能を得ることができた。この時間分解能は、シンチレーション光のうち速く SiPM まで到達するものが、時間分解能に効いていることがわかった。速い成分が多くあると統計的ふらつきも抑えられて時間分解能がよくなる。このため、光量と立ち上がり時間が早くなるようなシンチレータ、反射材、SiPM などを調べ、BC422 シンチレータに 3M-film を反射材としてそこに HAMAMATSU の new type を用いるのが 1 番良いことがわかった。また、カウンターのサイズによる寄与も調査し、カウンターのサイズが大きくなると時間分解能も悪くなることがわかった。ただし、高さに関しては、SiPM を多く設置し、受光面を広くすればそれに応じて検出できる光子が増え時間分解能を向上させることが可能であった。

シミュレーションで見たように陽電子の軌道にあわせてカウンターの置き方を工夫することによって、ヒットカウンター数を増やし時間分解能を向上させることが可能であった。カウンターの高さは場所によって変え、陽電子の軌跡が密集しているところでは低いものを、広がっているところでは高いものを使う。カウンターは、 ϕ と z について均一になるように設置し互い違いに置くことによって取り逃しを最小限にする。また、角度もつける。これによって、ドリフトチェンバーのエンドキャップによる寄与を含めても、現行 MEG 実験の 2 倍である 80% という高い検出効率を保ったまま、30-35 ピコ秒の時間分解能が達成可能である。

複数のカウンターでの試験は、陽電子ビームを実際にあてることによって行った。前実験として、 $\pi E5$ ビームでビームテストを行い、2 つのカウンターで適切に動作することが確認できた。ノイズによる寄与は大きくはなかったが、減らす努力が必要であることがわかり、今後 PCB を使うことで解決する。

その後、BTF でビームテストを行って複数枚のカウンターに陽電子をあてる実験を行った。カウンターの性能から期待されるよりも悪い結果となり引き続き入念な調査が必要である。しかし、カウンターの詳細が実際に計画しているものと違う中、8 枚のカウンターの時間情報を使うことによって 36.5 ピコ秒の時間分解能を得ることができた。

第9章

今後の課題

カウンター単体

カウンター単体の試験では、SiPM の数を多くつけることで時間分解能があがることがわかっているため、現在、HAMAMATSU などに比べて比較的安価な AdvanSiD を大量に購入して、カウンターの両側に5個ずつ計10個の SiPM を使うという計画がなされている。このため、この AdvanSiD SiPM を5個並べたときの性能を調べる必要がある。また、5個以上まで増えると単純な直列つなぎではバイアス電圧が高くなってしまうため並列つなぎと組み合わせるといったアイデアもあり、このようなカウンターの研究を行う必要がある。

パイルアップとダブルヒット

第6章でも述べたようにパイルアップやダブルヒットなどの詳細な影響というものは、波形シミュレーションでみる必要がある。また、アフターパルスについても定量的な理解が必要であり広いウィンドウで波形を調べる必要がある。また、高いレートでの SiPM の応答についても研究する必要がある。

時間較正

たくさんのカウンターを使うということは、時間較正についての研究も入念に行わなければならない。これは、レーザーを用いる方法と Michel 陽電子を用いる方法がある。レーザーを用いて、カウンターを一斉に鳴らせ時間を合わせる。また、Michel 陽電子を用いて、カウンター間の相対的な時間を較正を行う。これらの時間較正手法の確立を行う。

次回ビームテスト

今回のビームテストでの理解できなかったことをよりたくさんのデータを取得して多角的に検討することで、調べる。また、カウンターが本実験で使われるものと異なっていたので、本実験と同じセッティングでビームテストを行って最終性能を見積もる。

これらの研究と同時に実機の作成を進め始める。すべてのカウンターを確実に作動するかを確認し、シ

ミュレーションからみた陽電子が多く来るとされる優先度の高い場所から、よい性能のカウンターを置いていく。その後エンジニアリングランを行い問題を洗い出し、物理ランを行う。

付録 A

SiPM の直列接続と並列接続

並列接続の SiPM と陽電子タイミンングカウンターで行った直列接続の SiPM を用いたカウンターで比較を行った。本文でも述べたように SiPM が直列になっているとキャパシタンスは、逆数の足し算で減少する。一方、並列の場合は、単純に足しあわされて大きくなる。このため、波形は図 A.1 に示すように並列接続の方がなまってしまう。

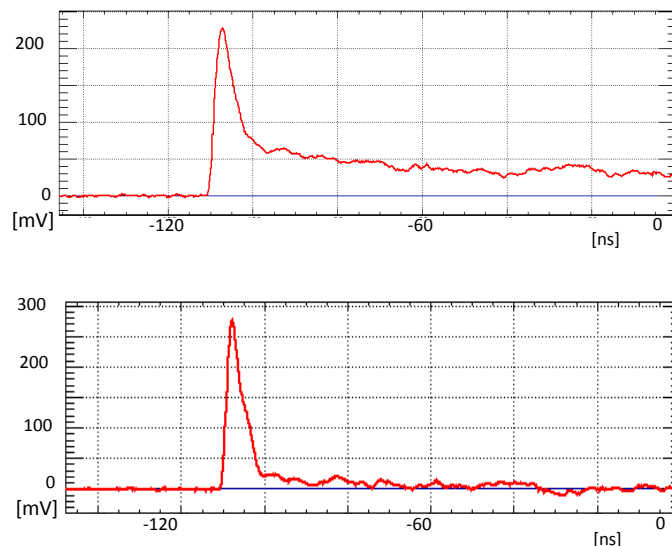


図 A.1 並列接続（上図）と直列接続（下図）での波形

その結果、時間分解能は、図 A.2 のように直列接続の方がよい値となる。

1 光子が SiPM に届いたときの波形を SPICE によってシミュレーションを行った。回路図を図 A.3 に示す [18]。直列接続で SiPM を増やしていったときは、図 A.4 のように立ち上がりに変化は見られない。しかし、並列接続で SiPM を増やしていった場合は図 A.5 のように立ち上がりがなまっていく。これは、SiPM 全体のキャパシタンスが並列では大きく、すべてのキャパシターに電荷がたまってから放電されるまで時間がかかることによっておこると考えられる。このため、時間分解能は、立ち上がりの速い直列接続がよいことがわかる。

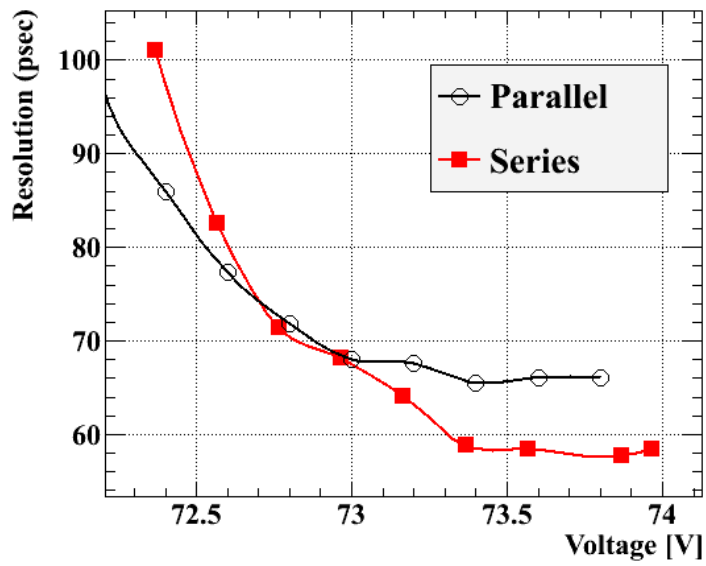


図 A.2 直列接続と並列接続の時間分解能の違い

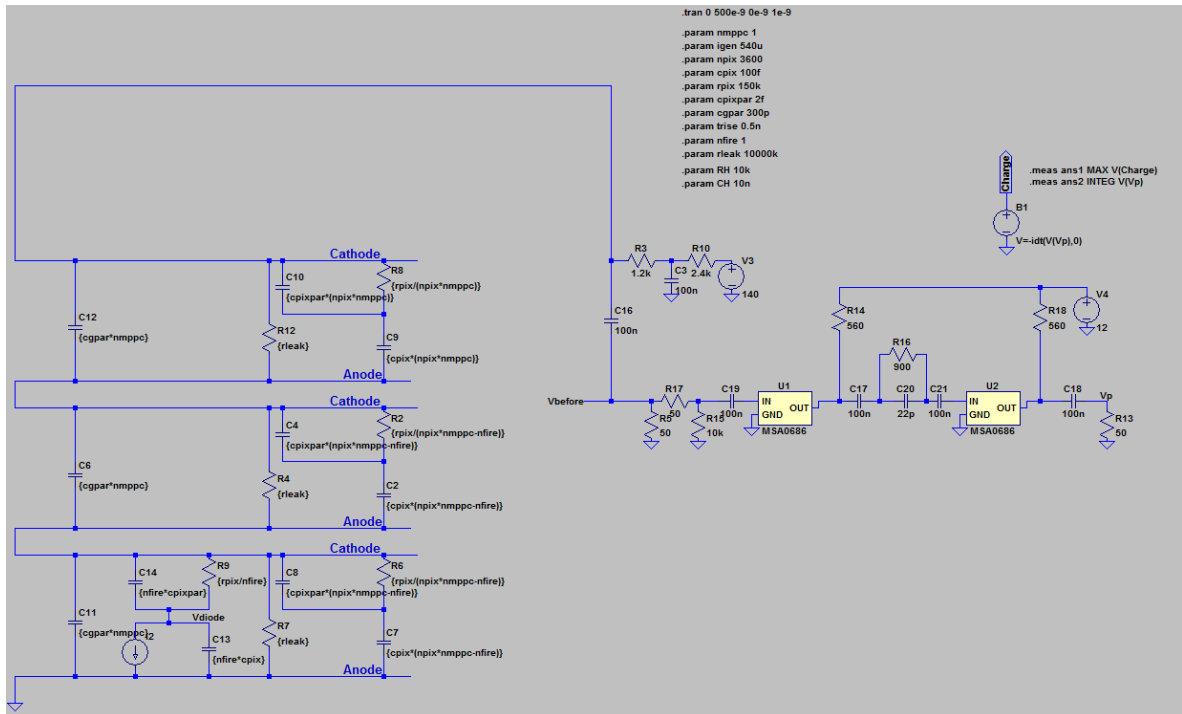


図 A.3 SPICE によるシミュレーション回路。3 個の SiPM を直列につないでいる (右側)。左側は、前置増幅器を再現している。

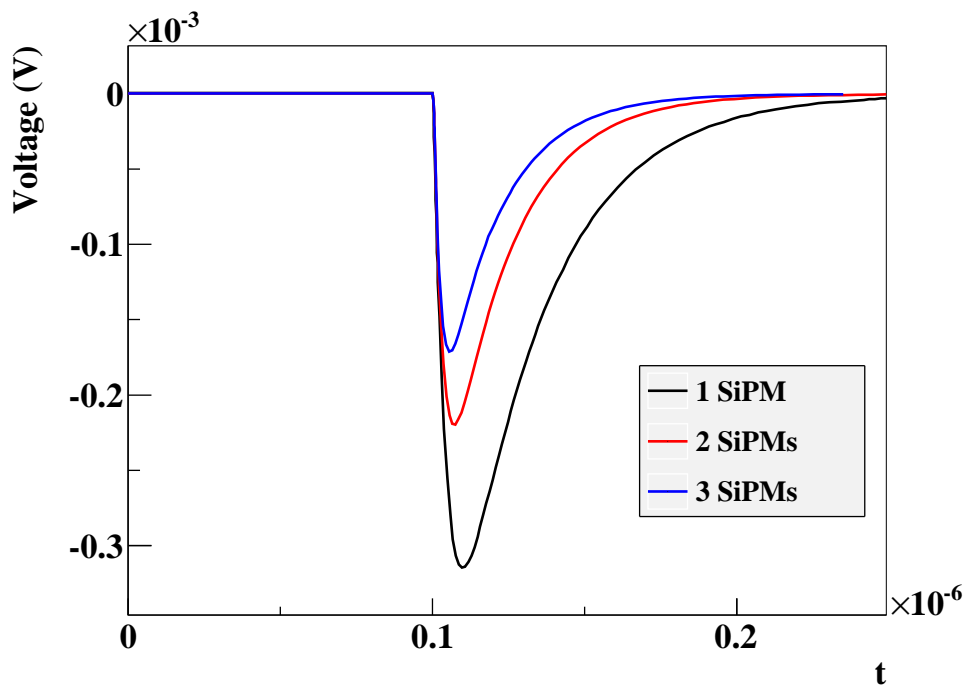


図 A.4 直列接続で SiPM を増やしていったときの波形

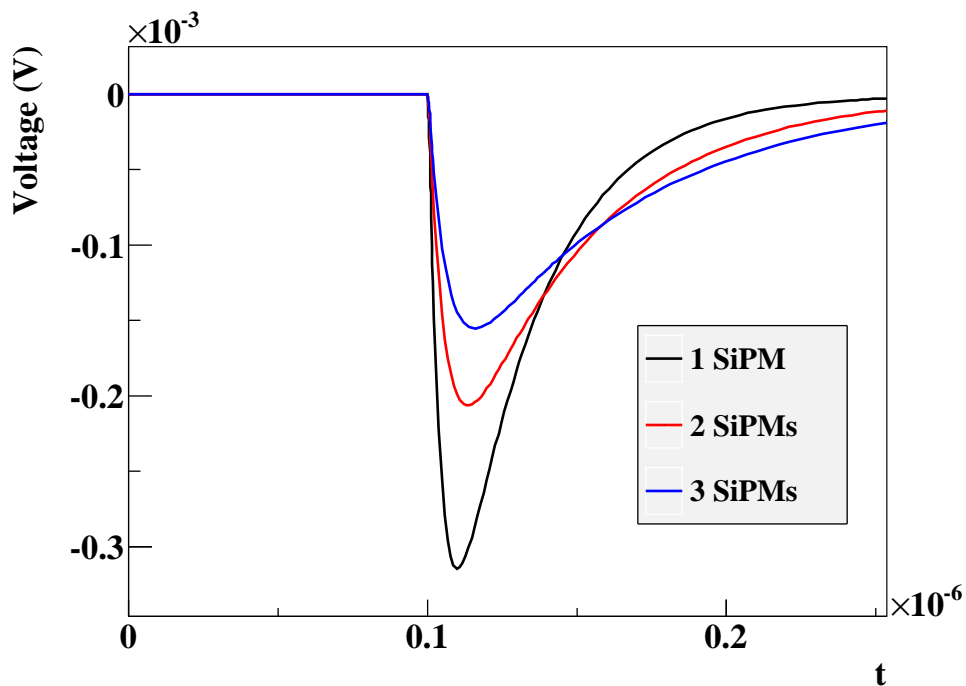


図 A.5 並列接続で SiPM を増やしていったときの波形

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] M. Cannoni et.al., "Neutrino textures and charged lepton flavor violation in light of θ_{13} , MEG, and LHC data", Phys. Rev. D 88, 075005 (2013)
- [3] L. Calibbi et.al. "Status of supersymmetric type-I seesaw in SO(10) inspired models" , JHEP 1211 (2012) 040
- [4] T. Moroi, M. Nagai, T.T. Yanagida, "Lepton Flavor Violations in High-Scale SUSY with Right-Handed Neutrinos" , arXiv:1305/7357
- [5] A.M. Iyer and S.K. Vempati, "Lepton Masses and Flavor Violation in Randall Sundrum Model" , Phys. Rev. D86 (2012) 093018
- [6] MEG collaboration, "MEG Upgrade Proposal" arXiv:1301.7225
- [7] 浜松フォトニクス社 MPPC テクニカルインフォメーション
- [8] 音野瑛俊. "ガイガーモードで駆動するピクセル化された新型半導体光検出器の基礎特性に関する研究" 修士論文, Feb. 2008.
- [9] 生出秀行. "半導体光検出器 PPD の基本特性の解明と, 実践的開発に向けた研究" 修士論文, Jan. 2009.
- [10] F.Retière, K.Boone, "Delayed Avalanches in Multi-Pixel Photon Counters", in proceedings of "International Workshop on New Photon-detectors", PoS(PhotoDet 2012)003
- [11] Saint-Gobain Plastic scintillator, <http://www.detectors.saint-gobain.com/Plastic-Scintillator.aspx>
- [12] A. Stoykov et al. NDIP 2011
- [13] G.F. Knoll (木村逸朗・阪井英次訳) . "放射線計測ハンドブック第3版"
- [14] 信原岳, "新型光検出器 MPPC の開発" , 修士論文, Feb. 2006.
- [15] Y. Uchiyama [MEG collaboration], Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, Seoul, Korea, 2013. , in pres
- [16] G. Punzi, "Sensitivity of searches for new signals and its optimization", arXiv:physics/0308063v2, 2003
- [17] G Mazzitelli, A Ghigo, F Sannibale, P Valente, G Vignola. "Commissioning of the DA Φ NE beam test facility", Nucl. Instr. and Meth. A, 515(3):524, 2003.
- [18] Stefan Seifert, Herman T. van Dam, Jan Huizenga, Ruud Vinke, Peter Dendooven, Herbert Lhner, and Dennis R. Schaart "Simulation of Silicon Photomultiplier Signals", IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 56, NO. 6, DECEMBER 2009

謝辞

まず、この論文を書くに至るまで、たくさんの研究機会を与えていただいた森俊則教授に心から感謝致します。森俊則教授には、何もわからなかった入学当初から根気強くご指導していただき、研究面においても鋭いご指摘をいただき多くのことを勉強させていただきました。

大谷航氏には、はんだ付けから始まり現在まで様々なアドバイスをいただき、とても丁寧に暖かくご指導していただきました。岩本敏幸氏は、たくさんの質問に懇切親切に答えて下さり、PSI に始めて訪れたときと比べものにならないほどたくさんのお話を聞くことができました。また、生活面でもたくさんのお話を聞かせていただきました。澤田龍氏には、ミーティングなどで鋭いご指摘をいただくことが多く、大変勉強になり幾度となく参考にさせていただきました。内山雄祐氏には、長い時間を割いて質問に根気強く答えて下さり、ご指導していただきました。また、実験での鋭い考察は、大変勉強になり、考え方を参考にさせていただきました。生活面でも大変お世話になりました。金子大輔氏には、私の細かい質問にまで丁寧に答えて下さいました。研究面だけでなく、生活面でも大変お世話になり、PSI で楽しい生活を送ることができました。藤井祐樹氏には、ミーティングなどで様々なアドバイスをしてく下さり、見識が広がりました。また、デバッグのような大変な作業でも根気強く手伝ってくださるなど、親切にしてくださいました。三原智氏、西口創氏には、シフトやミーティングなどで暖かく接していただきました。また、お二人のコラボレーターへの配慮、社交性は学ぶべきところが多くありました。

上に書いたことはごく一部であって、ここには書ききれませんが、MEG 実験日本グループの方々には、研究面・生活面ともに本当にたくさんお世話になりました。ありがとうございます。修士課程の間、とても豊かな時間を過ごすことができました。

また MEG 実験コラボレーターの中でも、タイミングカウンターグループの Matteo de Gerone, Flavio Gatti 両氏には、ミーティングなどで意見を交換することも多く、プロトタイプの準備などでも大変お世話になりました。ビームテストでは、はじめてのイタリア滞在となりましたが、両氏をはじめジェノバ大学の方々のおかげで快適に生活できビームテストに集中することができました。

九州大学の皆様にもお世話になりました。特に松本悟氏、宮崎陽平氏とは一緒に実験を行い、助けていただきました。はじめてのスイスでの生活も両氏のおかげでより有意義なものとなりました。また、調翔平氏には、たくさんの協力していただき、カウンターの研究がより進み、ビームテストを無事に行うこともできました。

同期のみなさんには、入学当初から支えていただきました。大変なことでも同期のみなさんと笑い飛ばすことによって乗り越えられたように思います。素粒子国際研究センターの皆様、MEG コラボレーターの皆様にも感謝します。特に素粒子国際研究センターの秘書の皆様には大変お世話になりました。研究生生活を滞りなく進めることができたのはひとえに秘書の皆様のおかげです。

これまで、暖かい言葉をかけてきてくださり、支えて下さった全ての方にお礼を申し上げます。

最後に、いつも暖かく見守って下さった家族に感謝いたします。