

修士論文

**MEG II 実験陽電子タイミンングカウンターの
放射線耐性と長期安定運用についての研究**

Research on radiation tolerance and long-term stable
operation of MEG II positron timing counter

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 大谷研究室

35-166009

宇佐見正志

2018年1月30日

目次

第 1 章	序章	8
1.1	素粒子物理学	8
1.1.1	素粒子と標準模型	8
1.1.2	標準理論で説明できないこと	9
1.1.3	cLFV の物理： $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊	9
1.1.4	標準理論を超えた理論と $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の分岐比	9
1.1.5	標準理論を超えて：MEG II 実験の探索感度のインパクト	12
第 I 部	MEG II 実験	13
第 2 章	MEG II 実験	14
2.1	ミューオンビーム	14
2.1.1	ミューオンの崩壊モードと信号事象、背景事象	14
2.2	先行研究:MEG 実験	16
2.2.1	MEG 実験概要	16
2.2.2	MEG 実験検出器	16
	液体キセノン検出器	16
	超電導磁石 COBRA	17
	ドリフトチャンバー	18
	陽電子タイミングカウンター	19
2.2.3	ターゲット	20
2.2.4	Domino Ring Sampler chip(DRS)	20
2.2.5	MEG 実験検出器の分解能	20
2.3	MEG 実験のアップグレードにおける要請	21
2.3.1	ビーム強度の増大	22
2.3.2	陽電子スペクトロメータの刷新	22
2.3.3	液体キセノンガンマ線検出器の改善	22
2.4	MEG II 実験検出器概要	23
2.4.1	陽電子スペクトロメータ	23
	ドリフトチャンバー	23
	陽電子タイミングカウンター	23

2.4.2	液体キセノン検出器	24
2.4.3	Radiative Decay Counter (RDC)	25
2.4.4	ターゲット	26
2.4.5	データ取得システム	27
	WaveDREAM	27
2.5	検出器の期待性能と予想到達分岐比感度	27
第3章	MEG II 実験陽電子タイミングカウンター	29
3.1	陽電子タイミングカウンター	29
3.1.1	各ピクセルの構造	30
3.1.2	ピクセル信号の読み出し	30
3.1.3	冷却水循環装置 (チラーシステム)	31
3.1.4	時間較正	31
3.1.5	解析の流れ	31
3.1.6	複数ヒットによる時間分解能の達成	32
3.2	物理ランに向けた課題: 陽電子タイミングカウンター	34
3.2.1	放射線損傷による電流値の増加 (5-6 章の主題)	34
3.2.2	波形シミュレーションの開発 (4 章の主題)	34
3.2.3	波形解析アルゴリズムの研究 (7 章の主題)	34
3.2.4	2017 年パイロットラン・物理ランに向けた準備 (8-9 章の主題)	34
第II部	陽電子タイミングカウンターの放射線損傷問題への理解と対処	35
第4章	SiPM の基礎特性評価と波形シミュレーションへの組み込み	37
4.1	MEG II TC における波形シミュレーションの開発状況	37
4.2	MEG II TC における波形シミュレーションの流れ	37
4.3	SiPM の基礎特性	38
4.3.1	APD	38
4.3.2	SiPM	38
4.4	SiPM の基礎特性	39
4.4.1	ダークノイズ	39
4.4.2	リカバリータイム	39
4.4.3	アフターパルス	39
4.4.4	クロストーク	39
4.4.5	遅延クロストーク	39
4.5	SiPM の二次パルスモデルの構築と実装	40
4.6	測定のセットアップ	43
4.6.1	PSI アンプ	43
4.7	IV 特性曲線と降伏電圧の決定	45
4.8	波形解析によるパラメータ決定	45

4.8.1	ダークノイズレート	45
4.8.2	リカバリータイム	46
4.8.3	クロストーク確率	46
4.8.4	Afterpulse・Delayed cross talk 確率・時定数	47
4.9	結論と展望	49
第 5 章	放射線損傷による TC の性能への影響の評価	50
5.1	放射線損傷問題の概要	50
5.2	SiPM の放射線損傷	50
5.3	パイロットランの解析	51
5.3.1	パイロットラン	51
5.3.2	電流値増加の見積もり	51
5.3.3	総照射量の大まかな見積もり	52
5.4	用いた SiPM について	52
5.5	線源を用いた Main-SiPM の照射試験	53
5.6	セットアップの準備	54
5.6.1	照射セットアップ	54
5.6.2	カウンター組み立て用セットアップの設計	54
5.6.3	時間分解能測定用セットアップ	55
5.7	測定と解析	56
5.7.1	IV 特性	56
5.7.2	波形モニターとノイズレベル	57
5.7.3	時間分解能の測定	57
5.7.4	時間取得の手法：コンスタントフラクション法	59
	誤差の考察	59
5.7.5	誤差の見積もり	60
5.8	低温での測定	62
5.8.1	SiPM の温度依存性	62
5.8.2	測定結果	63
5.9	測定結果の解釈と再解析	65
5.9.1	電流値によるスケールリング	65
5.10	解析パラメータの最適化	65
5.10.1	電流値によるスケールリング	66
5.10.2	ノイズ RMS によるスケールリング	67
5.10.3	波形シミュレーションへの応用	67
5.11	線源を用いた放射線損傷による影響の評価のまとめ	68
5.12	ビームを用いた New-SiPM の照射試験	69
5.12.1	照射のセットアップ	69
5.12.2	測定結果と考察	70
5.13	結論	72

第 6 章	ダメージ差のある SiPM 直列接続時の性能評価	73
6.1	シミュレーションによる照射量の見積り	74
6.2	セットアップの準備	74
6.3	測定セットアップ	74
6.3.1	使用する SiPM	74
6.4	時間分解能の測定：中心でのバイアススキャン	76
6.5	位置依存性の測定：ポジションスキャン	77
6.5.1	座標の定義	79
6.5.2	取得される時間の中心	79
6.6	時間中心のずれによる、時間分解能への影響の評価	81
6.6.1	時間分解能・波高の位置依存性	81
6.6.2	$x=-4.25$ での時間分解能の評価	81
6.6.3	対策	81
6.7	不揃いな性質の SiPM 直列接続時の性能評価の結論	83
第 7 章	波形解析アルゴリズムの研究	84
7.1	時間分解能を求める解析手法	84
7.1.1	リーディングエッジ法	84
7.1.2	コンスタントフラクシオン法	84
7.2	時間分解能を求める解析手法の研究	84
7.2.1	二重コンスタントフラクシオン法	85
7.2.2	補正リーディングエッジ法	85
7.3	二重コンスタントフラクシオン法	85
7.3.1	重み付け平均分散の最小化	86
7.3.2	適用	86
7.4	補正リーディングエッジ法	86
7.4.1	補正	87
7.4.2	結果	88
7.5	結果	88
第 III 部	陽電子タイミングカウンターの運用と試験	90
第 8 章	陽電子タイミングカウンターの温度湿度コントロールシステムの運用	92
8.1	温度の読み出しとコントロール	92
8.1.1	温度の読み出し	92
8.1.2	室温のコントロール	92
8.1.3	冷却循環水装置	94
8.2	湿度の読み出しとコントロール	94
8.2.1	湿度の読み出し	94
8.2.2	凝結対策の必要性	94

8.2.3	湿度のコントロール	95
8.3	チラーシステムの運用と試験	95
8.3.1	20度安定性試験	95
8.3.2	湿度のコントロール	96
8.4	10度安定性試験	96
8.5	結論	100
第9章	WaveDREAM ノイズの削減	101
9.1	WaveDREAM	101
9.2	セットアップ、使用したデータ	102
9.3	解析	102
9.3.1	波形のモニター	102
9.3.2	ノイズレベルの評価	102
9.4	原因の考察	103
9.4.1	原因の検証	103
9.5	対策	103
9.6	結論	105
第IV部	第四部 まとめ	106
第10章	本論文のまとめと展望	107
10.1	本論文のまとめ	107
10.2	今後の予定と展望	107
10.2.1	陽電子スペクトロメータの性能評価	108
10.2.2	10度での安定運用のための準備	108
参考文献		110

概要

MEG II 実験は荷電レプトンにおけるフレーバー非保存現象 (charged Lepton Flaver Violation、cLFV) である $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊を捉えるのに特化した実験である。予想到達感度は 6×10^{-14} となっており、前身であり、現在の分岐比上限値を与えている MEG 実験から一桁上の感度領域を探索できる。陽電子タイミングカウンターは MEG II 実験の大強度ミューオンビームによる高レート環境下で 30 ps 台の時間分解能を達成する。

本論文の中心となるテーマは MEG II 実験に用いられる陽電子タイミングカウンターの「放射線損傷による影響の理解に関する研究」と、その「3年間の安定運用を目指した研究」の成果である。

まずはじめに検出器の深い理解を目指した「波形シミュレーションのための SiPM の基礎特性評価」を行った。SiPM のダークノイズ測定を行い、アフターパルス 1 成分、遅延クロストーク 1 成分のモデルを組み立て、二次パルスを組み込むことで波形シミュレーションの枠組みを完成させた。そして「放射線損傷による影響の評価」の章では、過去のパイロットランから電流値増加を外挿して見積もったところ、物理ラン 3 年間で放射線損傷による約 $100 \mu\text{A}$ の電流値の増加が予想された。SiPM への線源による電子照射を複数回繰り返し、電流値増加による時間分解能への影響を評価した結果、現在の電圧に近い 162.5V (オーバー電圧 $16.2 \sim 16.5\text{V}$) で、 $\sim 94 \mu\text{A}$ まで増加の時に 29% の時間分解能の悪化という結果を得た。その影響を抑えるための対策として、低温での測定を試みたところ、同じオーバー電圧で悪化は 5% まで抑えられることが分かった。また、ノイズ RMS のピーク値を波高のピーク値で割ったものが放射線損傷の影響をスケールするパラメータとなることを示し、波形シミュレーションで放射線損傷が進んだ状態をどのように反映するかをフィードバックを行った。「波形解析手法の研究」では二つの手法を実際に取得したデータに対して適用し、時間分解能改善の余地を探った。改善は見込めなかったが、波形解析手法を比較検討することで、コンスタントフラクシオン方が現状最適な手法であることを確認できた。

「陽電子タイミングカウンターの運用と試験」の章では物理ランに向けた検出器の運用試験を行った。放射線損傷問題の対策として今年初の運用となる「温度コントロールシステムの運用」の試験を行い、温度の安定性を評価した。乾燥空気を用いて 10 度での温度コントロールを試みたが、温度の場所毎のばらつきが 5 度程度あり、今後の改善を要する結果となった。20 度の運転であれば 1 度以内のばらつきで安定して運転が可能であることを確かめ、2017 年のビーム試験は 20 度で実際にタイミングカウンターの運用を行なった。時間分解能へ影響が考えられる「WaveDREAM ノイズの削減」を行い、ノイズレベルを波形解析によって抑えることで、タイミングカウンターの性能の回復に寄与した。

第 1 章

序章

この章では素粒子物理学の標準理論と、標準理論を超えた理論について概観し、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ の探索が何故重要なのかについて説明する。

1.1 素粒子物理学

1.1.1 素粒子と標準模型

この宇宙の物質を構成する最小単位として考えられているものが素粒子である。「標準理論」とは素粒子物理学を記述する基本的な枠組みである。標準理論において、全ての物質は 6 種類のクォークと、6 種類のレプトンから構成される。また、物質間の相互作用は 4 つの基礎的な力による相互作用、すなわち電磁気力、弱い力、強い力、重力によって記述され、それらの力を伝える粒子がそれぞれ存在する。以上のことを示すのが以下の図 1.1 である。(ただし標準理論は重力およびそれを伝える粒子とされる重力子については記述しない。)

クォーク			ゲージ粒子	
I	II	III		
アップ u	チャーム c	トップ t		グルーオン g
ダウン d	ストレンジ s	ボトム b		Wボソン W^\pm
			Zボソン Z^0	
レプトン			光子 γ	
I	II	III		
電子 e	ミューオン μ	タウ τ		
電子ニュートリノ ν_e	ミューニュートリノ ν_μ	タウニュートリノ ν_τ	ヒッグス粒子 H	

図 1.1 素粒子の標準模型で登場する素粒子。2012 年には全ての粒子が実験によって観測された [1]。

すなわち標準理論は、17 種類の素粒子を用いて、電磁相互作用と弱い相互作用を統一した $SU(2)_L \times U(1)_Y$ の電弱統一理論に加え、量子色力学で記述される強い相互作用まで含めて $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ対称性によって現象を記述する。

1.1.2 標準理論で説明できないこと

2012年のヒッグス粒子が発見により、標準理論で予言されるすべての粒子が実験的に観測された [1]。多くの実験と驚くほどの一致を見せる標準理論であるが、一方で標準理論では予言・説明できない現象がある。例としてニュートリノ振動 [2] はそのような現象の一つであり、その発見は標準理論では質量を持たないはずのニュートリノが質量を持つことを実験的に示した。

また、既に指摘されていた問題の一つが「重力」について標準理論は何も語らないことにある。本来4つの力は統一されており、時間とともに分離したと考え、その基本的な相互作用が記述されていないということは全てを説明する究極の理論からは程遠いことを示している。加えて標準理論では電磁気力と弱い力については Weinberg-Salam 理論において統一的に記述されるものの、強い相互作用と電弱相互作用は統一された記述はなされていない。

さらに他の問題として、標準理論は、何故電荷は量子化されているのかという疑問に答えることができなかったり、多くの予言できないパラメータを含んでいたりする。また、そもそも標準理論の説明する「物質」は宇宙に存在する質量・エネルギーの5%程度であり、宇宙に存在する暗黒物質、暗黒エネルギーについて理解することができない。

このように標準理論は完全な理論とは呼ばず、より多くの現象を統一的に記述できる物理法則の探索が重要である。

1.1.3 cLFV の物理： $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊

cLFV は標準理論では禁止されている現象の一種である。標準理論において世代間で独立しているフレーバーは保存量となる。中性レプトンであるニュートリノについては世代間で混合が起きていることが実験的に確かめられており、ニュートリノ振動 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ を標準理論に足しあわせたモデルにおいては、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が図 1.2 (a) のダイアグラムに基づき起こり得る。この時の分岐比を計算すると、

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

となる [3]。これは実験によって観測するのは不可能な分岐比である。しかしながら後述のような標準理論を超えた理論においては、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は実験で観測可能な分岐比で起こり得る。図 1.2 (b) に示したのは TeV スケールの新粒子を仮定した際に崩壊するダイアグラムである。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を実験によって観測することは、標準理論を超えた新物理の決定的な証拠となり、分岐比を決定したり、陽電子の崩壊角度分布を詳細に調べることにより、TeV スケールの新粒子の間接的探索や理論モデルの同定を可能にする。

1.1.4 標準理論を超えた理論と $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の分岐比

あらゆる現象の完全な理解と説明を目指し、超対称性大統一理論や、余剰次元理論など様々な理論が提唱され、こうした標準理論を超えた物理を説明し、まだ未発見の現象を予言しようとしている。中でも特に cLFV はこれらの理論において、実験で観測可能な分岐比で起こり得ることが示されている。

超対称性大統一理論のモチベーションは強い力による相互作用と電弱相互作用を統一することである。これらの力は高いエネルギースケールにおいて、各々のゲージ群ごとに持っていた結合定数が統一され、相互作用を統一して記述できると考えられている。図 1.3 は TeV 領域に質量を持つ超対称性粒子を仮定した場合に 3

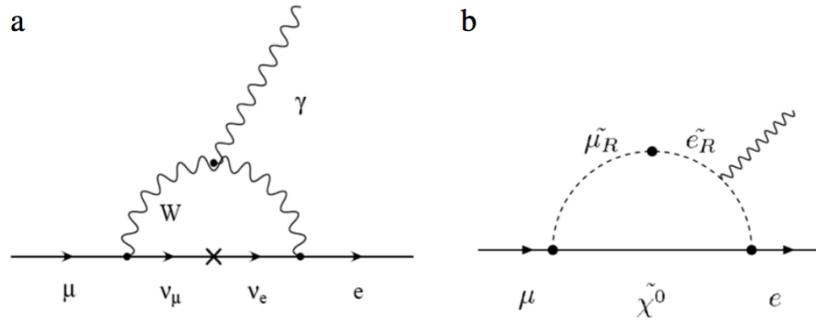


図 1.2 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊のダイアグラム。左：ニュートリノ振動を通じて標準理論の枠組みでも崩壊し得る。右：BSM モデルにおいて TeV スケールの超対称性粒子を仮定した際のダイアグラム [3]。

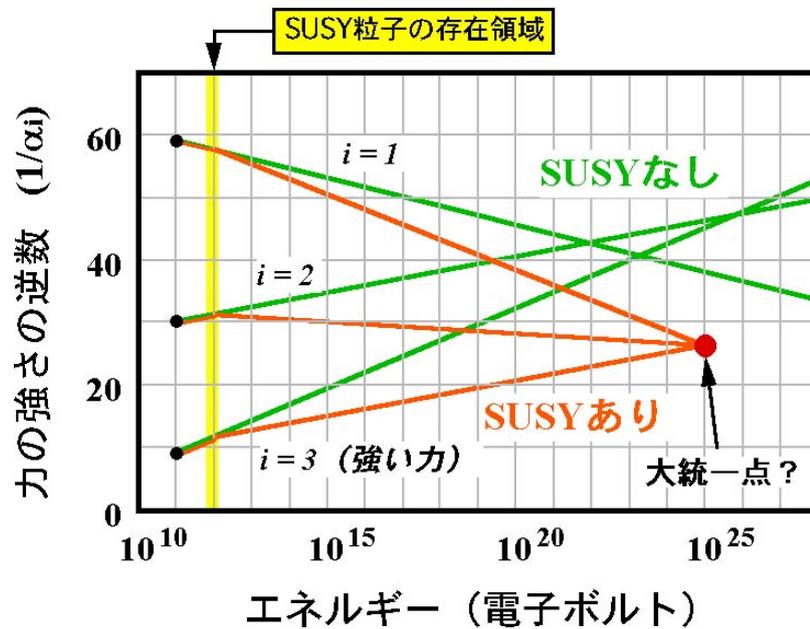


図 1.3 超対称性大統一理論において、結合定数が統一される様子を示す。赤：TeV 領域に超対称性粒子を仮定する。緑：超対称性粒子を仮定しない [4]。

つの結合定数が統一される様子を示している。

図 1.4 は、SO(10) 超対称性大統一理論において予想される $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の分岐比と、超対称性粒子の質量の関係を示したプロットである。この超対称性粒子の質量は理論の要請から 1 TeV 付近の領域にあることが予想されている [5]。MEG II 実験の探索予想感度は 6×10^{-14} [6]*1 であり、予想される超対称性の質量領域を広く探索可能であることが見て取れる。

一方で大統一理論によらないモデルにおいては、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の分岐比はより多くのパラメータに依存す

*1 昨年までの MEG II コラボレーションの目標値は 4×10^{-14} [9] であったが、[6] において各検出器性能及び予想到達感度の見直しが行われ、値がアップデートされた。

る。図 1.5 は超対称性理論に、シーソー機構を足し合わせたモデルにおいて、3つの重い右巻きニュートリノを仮定した場合の cLFV の起きる分岐比の計算結果である [7] (シーソー機構は重い右巻きニュートリノを導入することでニュートリノの質量起源を説明する)。このプロットの示す範囲で、MEG 実験で付けた分岐比上限は既に $\theta_{13} \sim 10^\circ$ 領域の探索に差し掛かっており、更に探索感度の向上する MEG II 実験での cLFV 現象発見への期待が高まっている。

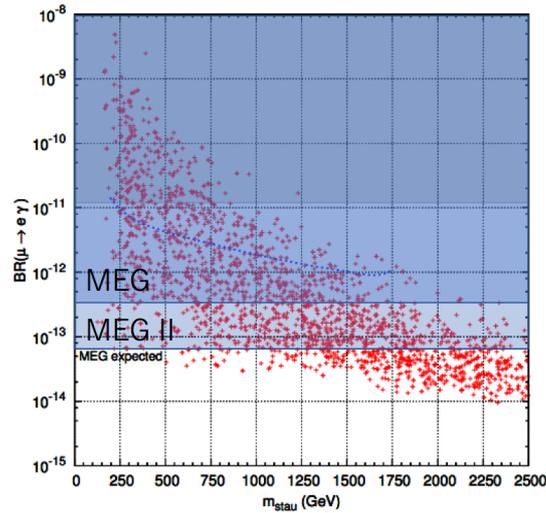


図 1.4 SO(10) 超対称性大統一理論において、予想される stau 粒子の質量領域での $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊分岐比のプロット。[5] に MEG II での大まかな探索領域を付け加えて作成。

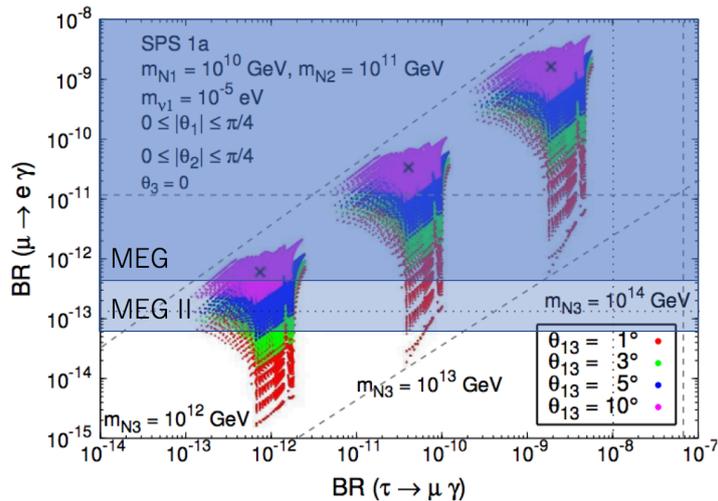


図 1.5 シーソー機構を仮定した超対称性理論における cLFV の分岐比 [7]。引用もとに MEG II での大まかな予想探索感度を付け加えた。

1.1.5 標準理論を超えて：MEG II 実験の探索感度のインパクト

上述のように多くの新物理理論において $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は $O(10^{-14})$ 台で起きることが予想されている。そして MEG II 実験における探索予想感度は現在の分岐比上限値を一桁上回る 6×10^{-14} であり、これらの理論で予想される領域を十分に探索することができる。つまり、MEG II 実験ではデータ取得が始まれば、いつ $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が見つかってもおかしくないのである。

また、cLFV 探索は電弱相互作用を介して cLFV に寄与する TeV 領域の新粒子を間接的に探索できる。現在のエネルギーフロンティアである LHC での、強い相互作用を介した直接探索とは相補的な役割を果たす。近年新物理の直接的証拠が直接探索で発見されていない今、cLFV による探索の重要性と期待は益々高まっている。

次章ではより詳しく、MEG II 実験、およびその前身となった MEG 実験について検出器を中心に説明する。

第 I 部

MEG II 実験

第 2 章

MEG II 実験

MEG II 実験はスイスにある Paul Scherrer Institut (PSI) にて準備が進められている $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索に特化した国際共同研究である。前述の通り、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は新物理に対して強力な探索ツールとなる。素粒子の一種であるミューオンは、ビームラインにおいて大量に生成が可能であり、崩壊キネマティクスや長い崩壊寿命によって正確な測定が可能であるため、cLFV 探索において非常に有望な粒子である。

2.1 ミューオンビーム

MEG II 実験が PSI で行われる一番の理由は、世界最大強度の直流ミューオンビームが使用できる点である。MEG II 実験では π E5 ビームラインと呼ばれるビームラインで行われる。ミューオンビームが運ばれるまでの手順は以下のとおり。

1. メインのリングサイクロトロン (図 2.1) によって陽子を 590 MeV まで加速する。
2. グラファイト標的 (ターゲット E と呼ばれる) に当ててパイオンを生成する。
3. ターゲット表面で静止した π が崩壊して出来るミューオン (28 MeV/c で運動量が揃っており、サーフェスミューオンと呼ばれる) を π E5 ビームラインへ輸送する。

図 2.2 で示される π E5 ビームラインではウィーンフィルターおよびマグネットとコリメータシステムによって陽電子の混入を防ぎ、純度の高いミューオンビームを輸送する。その後、Beam Transportation Solenoid (BTS) で最終的なビームの絞り込みが行われるとともに、内部に置かれたディグレーダーによって運動量を絞ることで、MEG 実験の検出器中央に置かれたターゲットでビームのミューオンは静止する。 π E5 ビームラインでは最大 $10^8 \mu^+/\text{s}$ で 28 MeV/c のミューオンビームを輸送可能である。MEG 実験では背景事象を抑えるためにビームレートを最大値の 1/3 以下 ($3 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$) まで落として運転していた。MEG II 実験では検出器のアップグレードによって背景事象を抑え、MEG 実験の 2 倍以上のビームレート $7 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ での運転を目指す。

2.1.1 ミューオンの崩壊モードと信号事象、背景事象

表 2.1 はミューオンの崩壊モードの一覧である。 μ^+ の崩壊モードは μ^- の荷電共役となる。ミューオンの主な崩壊モードはミシエル崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$) である。ミシエル崩壊から放出される陽電子は陽電子タイミングカウンターの時間較正に用いられる。その他、Radiative Muon Decy (RMD) と呼ばれる崩壊モード



図 2.1 PSIにあるリングサイクロトロン。陽子を光速の80%程度まで加速する [8]。

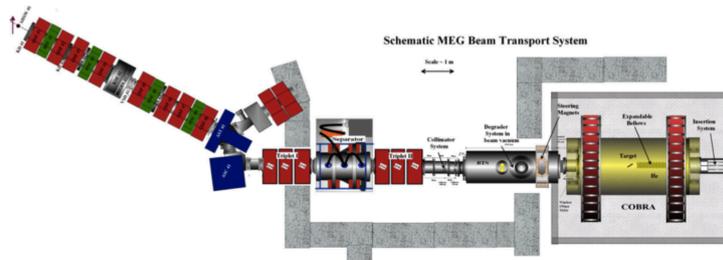


図 2.2 $\pi E5$ ビームラインの構造 [9]。

表 2.1 ミューオンの崩壊モード一覧 [10]。ただし、RMDについては $E_\gamma > 10$ MeVのものを示した。信号事象以外の未発見モードは示していない。

崩壊モード	崩壊分岐比	備考
$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$	$< 4.2 \times 10^{-13}$	cLFV、MEG II 実験の信号事象
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$	$\approx 100\%$	ミシエル崩壊
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$	1.4%	Radiative Muon Decay (RMD)
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	背景事象としてはほぼ無視できる

($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$)がある。RMDは陽電子とガンマ線が同時に放出されることから、MEG II 実験では検出器間の時間合わせや、性能評価に用いることが検討されている。

信号事象

検出したい崩壊モード $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ を信号事象と呼称する。 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 信号事象はミューオンの二体崩壊であることから以下のような特徴を持つ。

- 陽電子とガンマ線が同じエネルギー (52.8 MeV) を持つ。
- 陽電子とガンマ線が反対方向 (Back-to-back) に同時に放出される。

信号事象の数はミューオンレート R_μ 、およびガンマ線、陽電子、およびイベント選択による検出効率 $\epsilon_\gamma, \epsilon_e, \epsilon_s$ に比例する。すなわち

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

と書くことができる [9]。ただし T は総データ取得時間、 Ω は検出器の覆う立体角、 B は予想される崩壊分岐比である。

背景事象

MEG II 実験で予想される主な背景事象は偶発的背景事象と呼ばれるものである。これは $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊に近いエネルギーのガンマ線、陽電子が偶然同時に検出されてしまい、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊と誤認してしまう現象である。陽電子は主にミシェル崩壊によって生成される。ガンマ線は RMD 崩壊のほか、陽電子が物質中の電子と対消滅することで生成される現象 (Annihilation In Flight, AIF と呼称される) が問題になる。

背景事象の中でも支配的な偶発的事象の数 N_{acc} はミューオンレート R_μ の二乗に比例する。また検出器のエネルギー・運動量分解能 $\delta E_\gamma, \delta P_e$ 、および時間分解能 $\delta t_{e\gamma}$ 、角度分解能 $\delta \Theta_{e\gamma}$ にも依存し、

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

という関係式が成り立つ [9]。

2.2 先行研究:MEG 実験

ここでは特に MEG II 実験の前身となった MEG 実験についてまとめる。MEG II 実験と基本的な理念は共通しているが、大きな違いは検出器とビームレートである。

2.2.1 MEG 実験概要

MEG 実験は 2009 年から 2013 年にかけてデータ取得が行われ、2016 年に、全データを用いて $\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (90% Confidence Level) という最終結果を得た [11]。

2.2.2 MEG 実験検出器

MEG 実験における検出器の全体像を図 2.3 に示す。ミューオンビームは COBRA の中心部に置かれた静止標的によって止められ、そこからミューオンが Back-to-Back に崩壊する。ガンマ線は液体キセノンガンマ線検出器によって検出され、陽電子は COBRA の中に置かれた陽電子スペクトロメータ (ドリフトチャンバーとタイミングカウンターからなる) によって検出される。

液体キセノン検出器

ガンマ線は液体キセノン検出器によって捉えられる。図 2.4 は液体キセノンを含む、代表的なシンチレータの特性一覧を示す。液体キセノンは密度と原子番号が大きいため、阻止能が高い。時間応答が早く、発光量が大きいため、液体シンチレータとして非常に優秀である。反面、希ガスの液体であるために安定した低温で

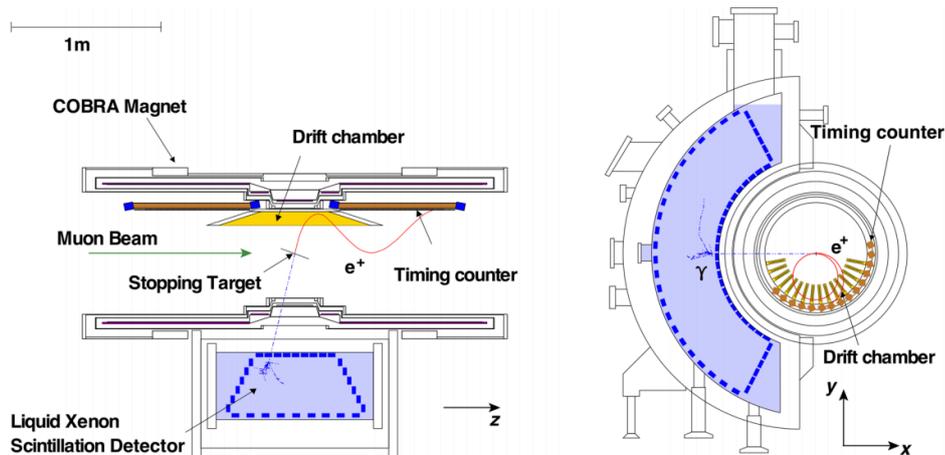


図 2.3 MEG 実験検出器の全体像 [11]。

	LXe	LAr	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	LSO(Ce)	PbWO ₄
Density (g/cm ³)	2.98	1.40	3.67	4.51	7.13	7.40	8.3
Radiation length (cm)	2.77	14	2.59	1.86	1.12	1.14	0.89
Mollier radius (cm)	4.2	7.2	4.13	3.57	2.23	2.07	2.00
Decay time (ns)	45	1620	230	1300	300	40	30/10 ¹
Emission peak (nm)	178	127	410	560	480	420	425/420 ¹
Relative output	75	90	100	165	21	83	0.083/0.29 ¹

¹slow/fast component

図 2.4 シンチレータの特性まとめ [12]。

の運用が前提になる。また、大きな問題の一つとしてシンチレーション光が真空紫外領域 ($\lambda \sim 175\text{nm}$) にあり、これは大半の光センサーの感度の範囲外である。MEG 実験ではこの領域に十分な感度を持つ光電子増倍管を浜松ホトニクス社と共同で開発した [13]。シンチレーション光は 846 本の光電子増倍管によって読み出される。図 2.5 は実際の検出器内部の写真である。光電子増倍管が敷き詰められた様子が伺える。

超電導磁石 COBRA

Constant Bending RADIUS 超電導磁石 (COBRA) は MEG 実験のために開発された超電導磁石である。陽電子検出器側で重要な要請は以下のとおり。

1. 大強度ミューオンビームによるハイレート環境への対応
2. 欲しい運動量の陽電子を検出器で効率よく検出できる構造

COBRA の大きな特徴は MEG 実験に最適な勾配磁場を形成する点にある。すなわち、シグナル 52.8 MeV 付近の陽電子が図 2.6 (a) のように検出器に入射する一定の曲率半径となるように磁場が形成されている。加えて図 2.6 (b) のように、陽電子が素早く検出器領域から吐き出され、複数回転軌跡が残り続けて軌跡再構成に影響を及ぼすことを防ぎ、ハイレート下での効率的なデータ取得を可能にする。

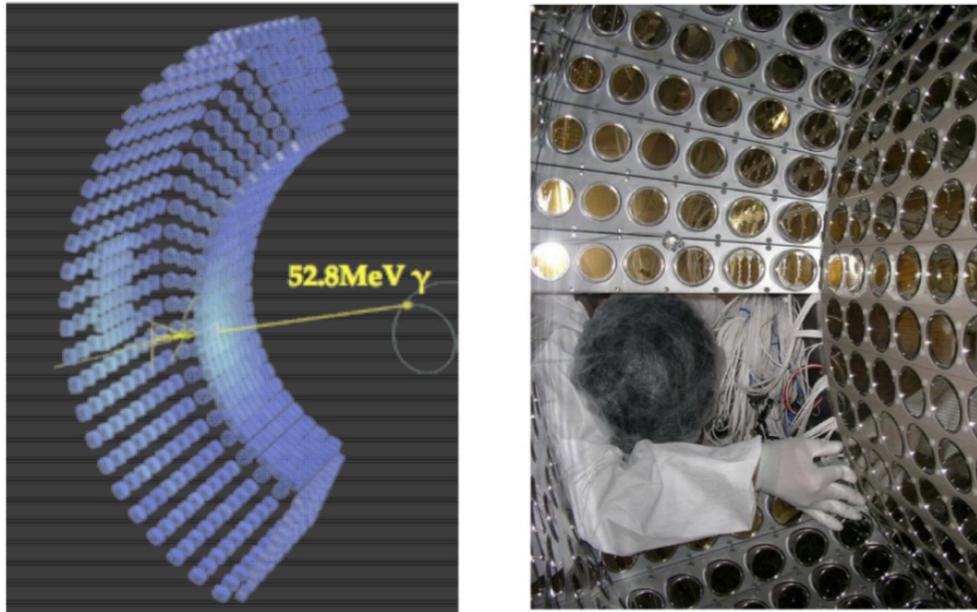


図 2.5 液体キセノンガンマ線検出器の内部 [9]。846 本の光電子増倍管で液体キセノンのシンチレーション光をとらえる。

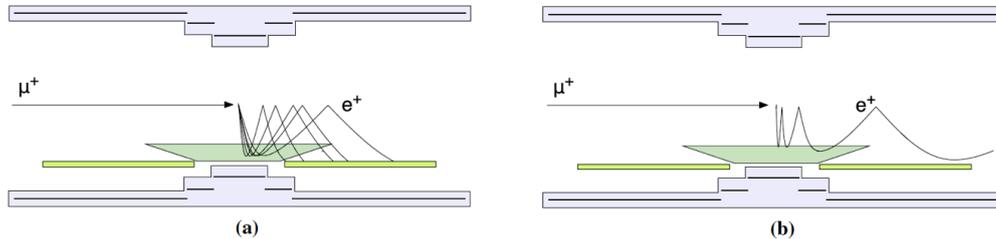


図 2.6 COBRA による勾配磁場のコンセプト [11]。(a) 勾配磁場によって運動量の同じ陽電子は同じ曲率半径で入射する。(b) 中心で磁場が強くなっており放出角の小さな陽電子も素早く排出される仕組みになっている。

ドリフトチャンバー

ドリフトチャンバーは陽電子の軌跡を捉える検出器である。MEG 実験でのドリフトチャンバーは 16 個のモジュールからなり図 2.7 のようにインストールされていた。各モジュールの構造を図 2.8 に示す。各モジュールはセンスワイヤとポテンシャルワイヤを交互に張った二層からなる。カソードフィルムにはビーム軸方向に対してパターンを刻んだバーニャパッド（副尺パッド）を用いることで、ビーム軸方向の情報を知ることができるようになっている。チャンバーストガスとしては $\text{He}:\text{C}_2\text{H}_6$ を 50:50 の割合で混合していた。

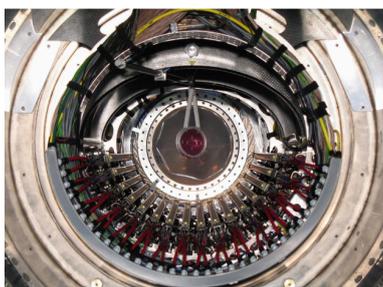


図 2.7 下流側から見たドリフトチャンバー [11]。

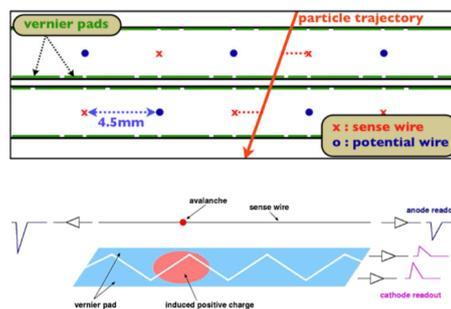


図 2.8 上：ドリフトチャンバーモジュールの構造。
下：バーニャパッドの原理図 [11]。

陽電子タイミングカウンター

ドリフトチャンバーの外側に置いたタイミングカウンターでは陽電子イベントの時間を正確に測定する。MEG 実験で用いられた陽電子タイミングカウンターは ϕ 方向を測る外側と、 z 方向を測る内側の二つの構造からなる。外側は $4.0 \times 4.0 \times 79.6 \text{ cm}^3$ のシンチレーターバー (BC404) 15 本の両端に磁場に強いファインメッシュタイプの光電子増倍管 (HAMAMATSU R5924) を接着した構造を持つ [14]。またその内側にはシンチレーションバーと垂直に、 z 方向を測定する 128 本のシンチレーションファイバーが用いられており、APD で読み出す。

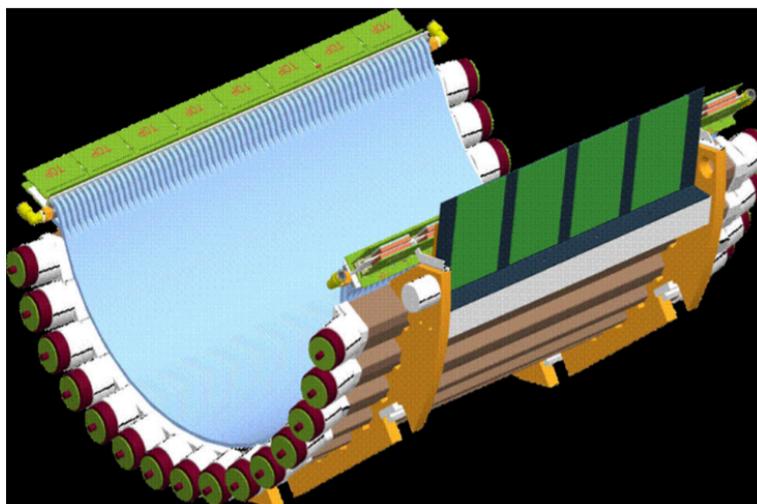


図 2.9 MEG 実験で運用された陽電子タイミングカウンター [11]。内側は z 方向に垂直に張られたシンチレーションファイバーと APD、外側はシンチレーターバーと光電子増倍管から構成される。

2.2.3 ターゲット

輸送されたミューオンビームは検出器のコブラ中央部に置かれた静止標的（ターゲット）によって止められ、そこで静止ミューオンが崩壊することで Back to Back のキネマティクスで $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が生じる。このターゲットに対する要請は以下のとおり。

1. ミューオンビームを止められること。
2. 多重散乱を防ぐため薄くすること。

この要請を満たすために用いた標的は図 2.10 のような厚さ $205 \mu\text{m}$ のポリエチレン製のものである [11]。ビーム軸に対して約 20 度傾けることにより、ビームに対し実効的に厚さを増しつつ (要請 1.)、検出器方向には実効的に薄くする (要請 2.)。

ターゲットに空けられた穴はターゲットの位置を再構成する際に用いられる。軌跡を再構成し、ターゲットの位置で崩壊点分布を作成した際の分布に現れる穴の位置のずれによって、ターゲットの位置を正しく知ることができる。

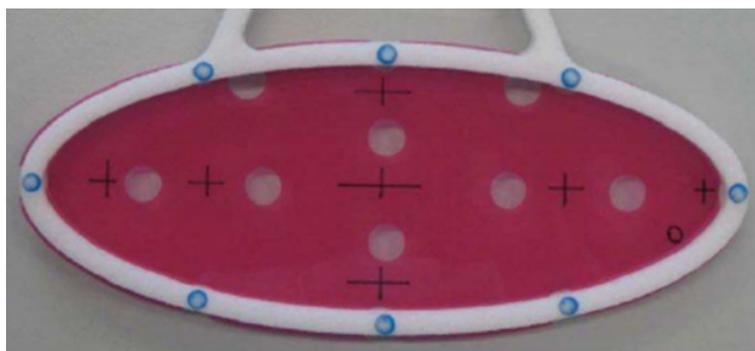


図 2.10 静止標的 [11]

2.2.4 Domino Ring Sampler chip(DRS)

MEG 実験では波形データを取得し解析を行っていた。Domino Ring Sampler chip は MEG 実験で使われた高速波形デジタイザーであり、図 2.11 のような構造を持つ。リング状に繋がれたインバータ遅延鎖によってサンプリングした電圧情報がコンデンサーに溜め込まれる。トリガーのかかった時点でコンデンサーにためられた電荷がシフトレジスターへ順々に（ドミノ状に）出力される。サンプリング周波数は 0.5GHz から 5GHz で変えることができる。周波数を高くすればサンプリング点同士の間隔は狭くなる分、サンプルできる点数を決めるコンデンサーの数（1024 個）は変わらないためウィンドウ幅は狭くなる。

2.2.5 MEG 実験検出器の分解能

MEG 実験で予想された分解能と、実際に得られた分解能は図 2.12 の通りである。陽電子スペクトロメータ側の効率は 40 % 程度しかなく、大きな問題であった。また、陽電子イベントの時間を決定するためのタイ

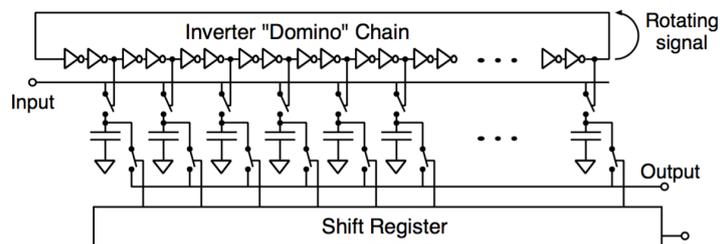


図 2.11 DRS 回路図 [15]

Variable	Foreseen	Obtained
ΔE_γ (%)	1.2	1.7
Δt_γ (psec)	43	67
γ position (mm)	4(u,v),6(w)	5(u,v),6(w)
γ efficiency (%)	> 40	63
ΔP_e (KeV)	200	306
e^+ angle (mrad)	$5(\phi_e), 5(\theta_e)$	$8.7(\phi_e), 9.4(\theta_e)$
Δt_{e^+} (psec)	50	107
e^+ efficiency (%)	90	40
$\Delta t_{e\gamma}$ (ps)	65	122

図 2.12 MEG 実験での検出器の性能 [9]。見積もられていた値と実際に得られた性能を示している。陽電子検出効率及び時間分解能が想定に比べて悪く、MEG II 実験でのアップグレードの課題となった。

ミングカウンターの時間分解能も想定された値より倍以上悪く、大きな改善の余地を残していた。

2.3 MEG 実験のアップグレードにおける要請

MEG II 実験は MEG 実験で得られた知見をもとに、探索感度を約一桁上昇させる実験である。主なアップグレードは以下の 3 点である。

- ビーム強度の増大
- 陽電子スペクトロメータの検出器の刷新
- 液体キセノン検出器のアップグレード

2.3.1 ビーム強度の増大

前述の通り、信号事象の数はビームレートに比例するため、MEG II 実験では MEG 実験の $3 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ から 2 倍以上の $7 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ の強度のミュオンビームを用いる。問題となるのは偶発的背景事象数がビームレートの二乗に比例する点にあるため、偶発的背景事象が劇的に増加する。これを抑えるためには検出器の分解能を良くし、偶発的背景事象を抑える必要がある。

2.3.2 陽電子スペクトロメータの刷新

MEG 実験で予想よりも検出効率が悪かったのは主に分割型ドリフトチャンバーの物質による多重散乱、およびトラッキングがタイミングカウンターよりも前で途切れてしまうことでマッチング効率が悪いことの 2 点が問題であった。MEG II 実験ではドリフトチャンバーの構造を見直し、検出効率を 2 倍以上に改善する。加えてタイミングカウンターの構造を見直し、高レート下で時間分解能を 2 倍以上に改善することを目指す。

2.3.3 液体キセノンガンマ線検出器の改善

液体キセノンガンマ線検出器で問題になったのは浅いイベントでのシンチレーション光の集光効率の不均一性である。光電子増倍管は比較的サイズが大きいため、検出器にガンマ線が入射してから浅い位置で液体キセノンと反応したイベントに対し、図 2.13 のように光電子増倍管との位置関係によって検出光量の不均一性が生じる。これによってガンマ線イベント再構成時のエネルギー分解能を悪くしていた。MEG II 実験ではこの検出光量不均一性の改善を行う。

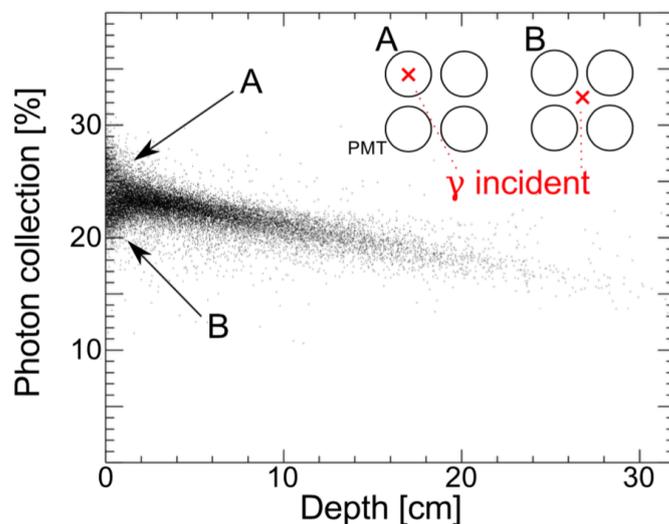


図 2.13 ガンマ線の反応する深さと効率の関係 [9]。浅い位置では光電子増倍管との位置関係 A の時と B の時で検出光量の不均一性が生じる。

2.4 MEG II 実験検出器概要

前章の要請に基づき、MEG II 実験では検出器のアップグレードが行われた。図 2.14 は MEG 実験検出器全体像図を、図 2.15 はアップグレード後の MEG II 実験検出器全体像を示す。この節では MEG II 実験での陽電子スペクトロメータ、液体キセノンガンマ線検出器、および幾つかの新しいシステムについて概観する。

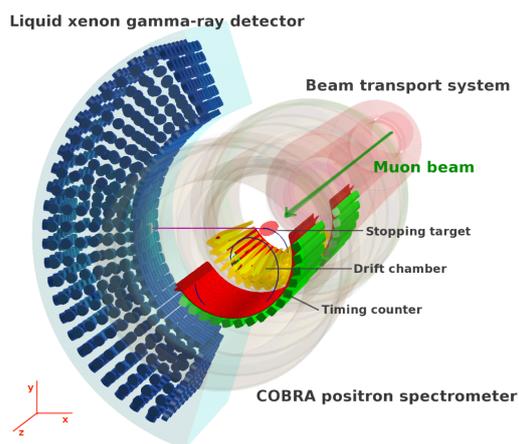


図 2.14 MEG 実験の検出器全体像 [12]

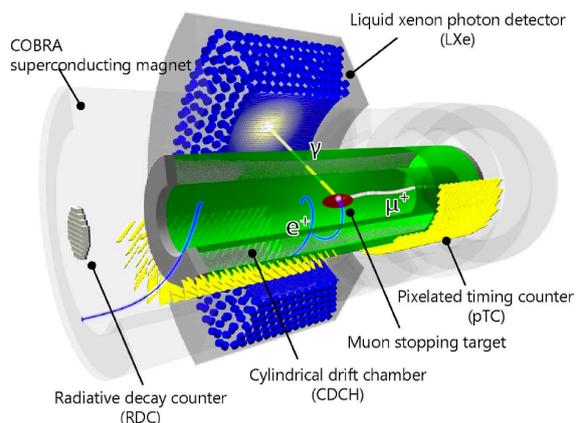


図 2.15 MEG II 実験での検出器全体像 [6]

2.4.1 陽電子スペクトロメータ

MEG II 実験の陽電子スペクトロメータは超電導電磁石 COBRA、一体型ドリフトチャンバー、および細分化構造の陽電子タイミングカウンターから構成される。

ドリフトチャンバー

前述の通り、軌跡再構成において重要なのは散乱による影響を極力避けること、つまり物質量を小さくすること、タイミングカウンターとのマッチング効率を上げるためにタイミングカウンターに移る直前までトラッキングが可能であることの2点である。この要請を満たすため、MEG II のドリフトチャンバーは MEG 実験の分割型のものから一新し、図 2.16 のような、ビーム軸方向に 193cm の一体型の円筒形のデザインに一新された。センスワイヤとカソードワイヤによって構成される層が計 10 層あり、各層はお互いに 8 度程度角度をつけて張られている。図 2.17 はワイヤリングの構造を示す。ガスとしてはヘリウム 90%、イソブタン 10% の混合ガスを用いる予定である。

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本論文の主題となる検出器であるため、詳細な説明は 3 章に記し、ここではコンセプトのみを記す。アップグレードの要請は、ビームレートの増大によるパイルアップを避けつつ、時間分解能を二倍程度まで改善することである。前者の要請には検出器を細分化されたシンチレーションカウンター 512 個（上流側 256 個、下流側 256 個）から構成するデザインで対応する。図 2.18 はシンチレーション



図 2.16 2017 年 12 月 3 日時点でのドリフトチャンバーの写真。12 月 7 日のドリフトチャンバークループの報告。

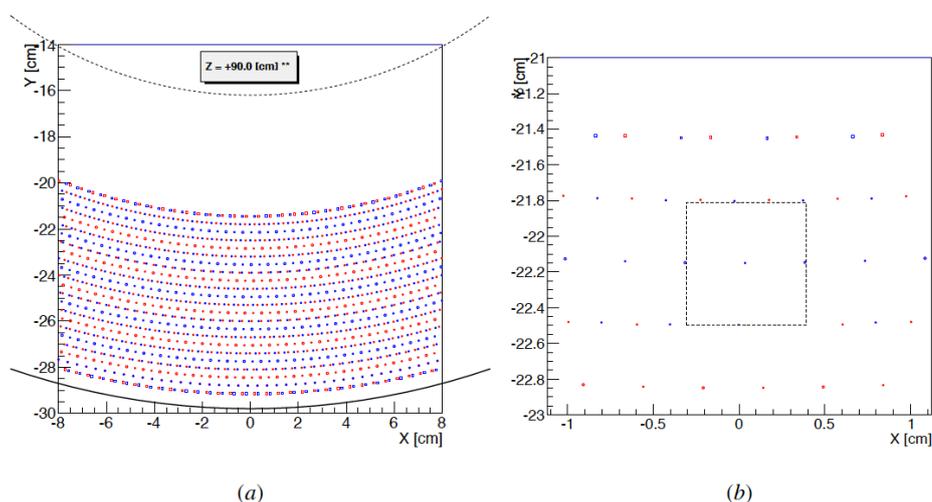


図 2.17 ドリフトチャンバーのワイヤリング構造 [9]。(a) センスワイヤは中空の丸で、ポテンシャルワイヤは塗りつぶした丸で示されている。青と赤はプラスまたはマイナスに角度が付けて張られていることを示している。(b) 7mm×7mm ドリフトセルが示された拡大図。

カウンターの並んだ検出器の構造を示す。複数のシンチレーションカウンターに陽電子がヒットすることを用いて平均時間分解能 30ps 台を達成する。

2.4.2 液体キセノン検出器

SiPM は小型半導体素子の光センサーである。その基本的な構造と特徴は 4 章に示す。特に浜松ホトニクス社製の SiPM は MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) と呼ばれる。MEG II 実験では浜松ホトニクス社と共同で液体キセノンシンチレーション光を検出することが可能な MPPC を開発し、図 2.19 のように内側の光電子増倍管のみを 4092 個の MPPC に置き換えることでこの改善に当たった。これにより内側での光量収集効率が一樣になるとともに高精細な読み出しが可能になり、位置・エネルギー分解能が改善される。

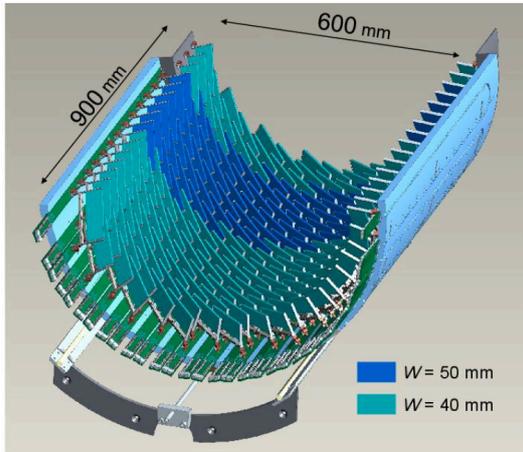


図 2.18 陽電子タイミングカウンターのアップグレード [6]。陽電子を検出するシンチレータ部分が細分化された構造を持つ。詳細な説明は後の章を参照。

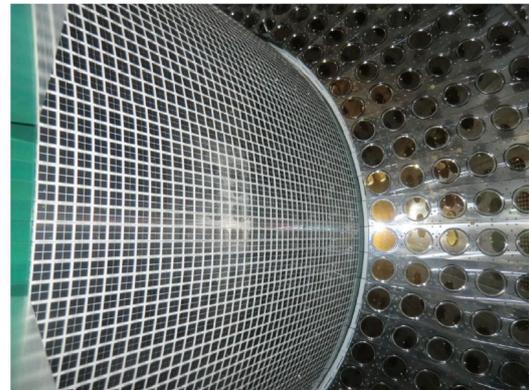


図 2.19 MPPC に置き換えられた液体キセノンガンマ線検出器内側の写真 [6]。

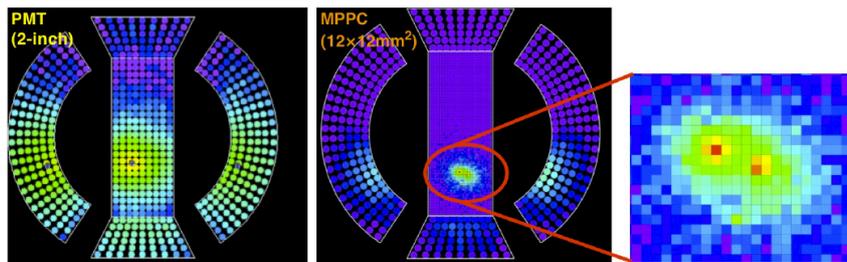


図 2.20 液体キセノン検出器の内側が光電子増倍管の時（左）と MPPC に置き換えた時（右）のシミュレーションによる光量分布のマップ [9]。光電子増倍管の時は区別できなかった二つのピークが区別できるようになっている。

2.4.3 Radiative Decay Counter (RDC)

Radiative Decay Counter (RDC) はミューオンの RMD による低運動量陽電子を検出することで、バックグラウンドガンマ線を削減することを目標に作成された検出器である。前述の通り、MEG II で主要な背景事象は偶発的背景事象であり、高エネルギーガンマ線を出しうる AIF や RMD 事象は厄介な問題であった。

図 2.21 は MEG II 実験で予想される、背景事象の候補となり得るガンマ線の割合を見積もったものである。AIF については一体型ドリフトチャンバーが開発されたことにより、物質量が削減されたことによる削減が期待されている。一方で RMD については、低運動量陽電子が素早く掃き出される COBRA の性質を利用して、ビーム軸上に設置された輻射崩壊同定用カウンター (RDC) が低運動量陽電子を検出する。そしてガンマ線検出器とのコインシデンスをとることで背景事象を判定し、削減する。ビーム軸下流側に置かれた検出器は図のような構造をしており、時間測定用の高速シンチレータ (BC418)12 本とエネルギー測定用の LYSO 結晶 76 個からなる。

上流側についてはビームへの影響を考慮し、物質量の小さいシンチレーションファイバーをバンドルしたデ

ザインのものが計画されていたが、シンチレーションファイバーの放射線損傷による影響が無視出来ないということが判明した [16]。別のデザインとして放射線耐性の高い人工ダイヤモンドを用いた研究が行われていたが、こちらは読み出せる信号の波高が小さく、ノイズとの分離が難しいことから現在は別のデザインを考案中である [17]。

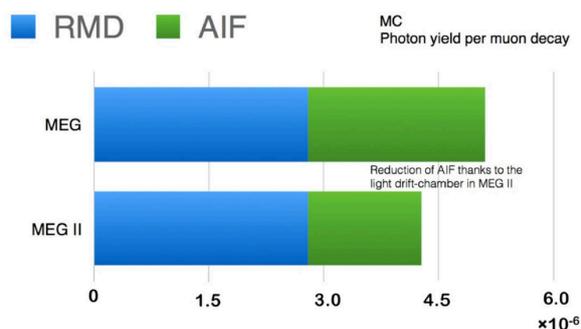


図 2.21 背景事象となりえる高エネルギーガンマ線の割合の見積もり [6]。

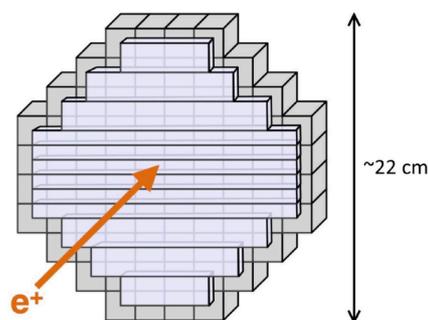


図 2.22 RDC イメージ。前面は時間測定用のプラスチックシンチレータバーで後面のキューブはエネルギー測定用の LYSO 結晶 [6]。

2.4.4 ターゲット

μ^+ の崩壊点および、崩壊粒子の放出方向の測定精度を上げるにはターゲット位置の不定性を減らすことが重要である。実際に MEG 実験でのターゲットの変形と位置の不定性 (0.3mm~0.5mm) は最終結果を与えるにあたり、支配的な系統誤差になった [11]。MEG II では図 2.23 のようなシンチレータ物質 (ポリビニルトルエン、PVT) で作成されたターゲットを用いる予定である。MEG で用いられていたターゲットに比べて、物質的に硬いため経年劣化による変形を抑えられることに加え、シンチレータ物質を用いているためビームが当たることで発光する。下流側に置いたカメラでこの発光を捉えることで、ビーム中心の位置のずれを補正することが出来るようになる。また、上流側に置いたカメラでターゲットを撮影し、その画像から印刷されたパターンドットをモニターし続けることで、ターゲットの変形や位置のずれなどを知ることが出来るようになっている。



図 2.23 MEG II 実験でのシンチレータターゲット [6]。

2.4.5 データ取得システム

WaveDREAM

WaveDREAM は MEG 実験に比べてチャンネル数の増加する MEG II 実験のために開発された多チャンネル用 DAQ エレクトロニクスボードである。陽電子タイミングカウンターの細分化、ドリフトチャンバーのワイヤー数増加、および液体キセノン検出器内側の MPPC への置き換えによって、チャンネル数は MEG 実験時の約 3 倍に増加する。WaveDREAM にはアンプ、HV 電源、DRS、トリガーの機能が集約されている。16 個のボードを 1 つの専用クレートに載せて使用する。図 2.24 はエリアに設置された WaveDREAM の全体像を示しており、図 2.25 は MEG および MEG II におけるデータ取得のスキームを表す。WaveDREAM については再度 9 章で説明する。

2.5 検出器の期待性能と予想到達分岐比感度

以上の検出器アップデートによって期待される性能をまとめたものが、図 2.26 である。図 2.27 は MEG II 実験で予想される物理ラン開始からの時間と到達分岐比感度のグラフである。1 年の中で 25 週間のデータ取得を行い、それを 3 年間続けることを仮定している。1 年目に 25 週のデータが蓄積された辺りで到達感度は 10^{-14} 台の分岐比感度領域に、3 年間で最終的に 6×10^{-14} を達成する*1。陽電子タイミングカウンター、液体キセノン検出器、下流側 RDC については検出器製作が完了し、2017 年 11 月から 12 月のビームテスト（パイロットラン）で運用試験が行われた。ドリフトチャンバーは 2018 年に PSI へ運ばれ、インストールされる予定である。その後エンジニアリングランを経て物理データの取得が開始する予定である。

a

*1 1 章でも述べたが、最近になって [9] の値から [6] の値に検出器性能の見積もりがアップデートされ、それに伴い到達予想感度の見直しが行われた。

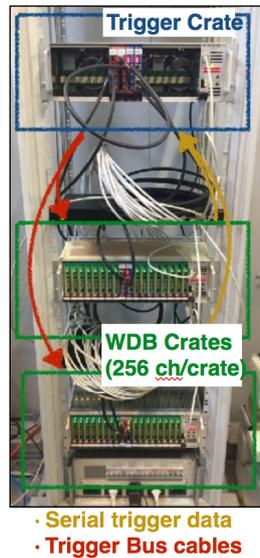


図 2.24 実験ホールに置かれた WaveDREAM ボードの写真 [18]。

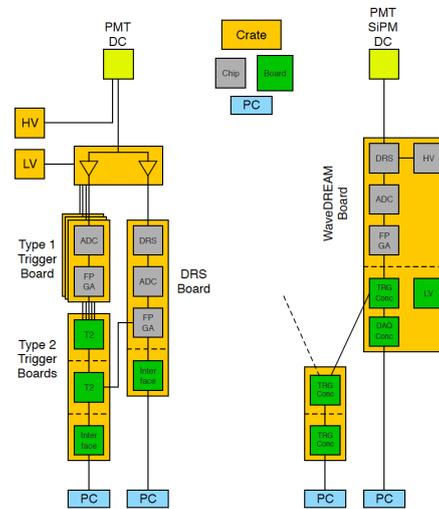


図 2.25 MEG 実験でのデータ取得システム (左) と MEG II 実験のデータ取得システムのスキーム (右) [6]。WaveDREAM には波形を整形するフロントエンドが付属する。

PDF parameters	MEG	MEG II
E_{e^+} (keV)	380	130
θ_{e^+} (mrad)	9.4	5.3
ϕ_{e^+} (mrad)	8.7	3.7
z_{e^+}/y_{e^+} (mm) core	2.4/1.2	1.6/0.7
E_γ (%) ($w > 2$ cm)/($w < 2$ cm)	2.4/1.7	1.1/1.0
$u_\gamma, v_\gamma, w_\gamma$ (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
$t_{e^+\gamma}$ (ps)	122	84
Efficiency (%)		
Trigger	≈ 99	≈ 99
Photon	63	69
e^+ (tracking \times matching)	30	70

図 2.26 MEG II 検出器で期待される性能 [6]。

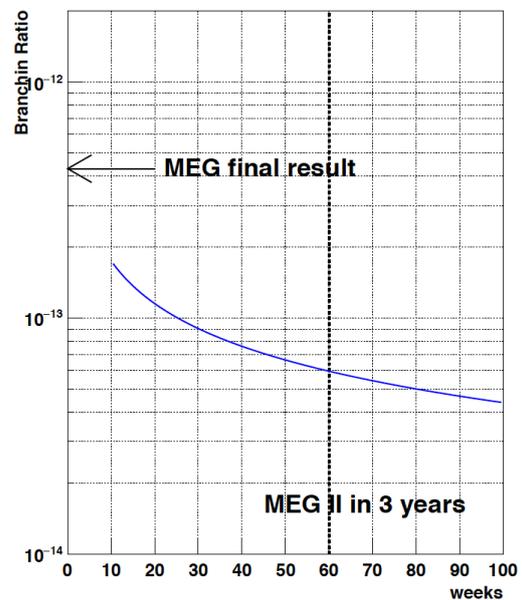


図 2.27 MEG II 実験における物理ラン開始から到達感度の予想 [6]

第 3 章

MEG II 実験陽電子タイミングカウンター

この章では本論文の主題となる検出器である、MEG II 実験陽電子タイミングカウンター（TC）について記述する。

3.1 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の役割は、陽電子の時間の正確な測定と信号事象に対する放出角情報を与えることである。MEG II 実験でのビームレートの増大に伴う、偶発的背景事象を抑制するために陽電子タイミングカウンターでは

- 細分化された構造によって高レート環境下でのパイルアップを抑える
- 陽電子が複数個の、細分化されたシンチレータタイルにヒットすることで時間分解能を二倍に改善する

ことがアップグレードのコンセプトとなっている。図 3.1 は陽電子タイミングカウンターの写真を示す。以下の節ではこの構造について説明していく。



図 3.1 陽電子タイミングカウンターの写真。2017 年秋に 512 個全てのピクセル（細分化されたシンチレータタイル）製作およびアセンブリが完了した。

3.1.1 各ピクセルの構造

「陽電子タイミングカウンター」は上流側 256 個、下流側 256 個の計 512 個の細分化されたシンチレーションカウンター（ピクセル）から構成される。表 3.1 にピクセル製作に使われた物質をまとめる。各ピクセルは超高速シンチレータ（BC422[19]）の両端に、図 3.2 のように 6 個の SiPM（AdvanSiD 社製）を直列接続したものを、光学セメント（BC-600）で接着した構造を持つ。シンチレータは高さ 40mm または 50mm、長さ 120mm、厚さ 5mm の大きさであり、SiPM は等間隔に接着されている。さらに、時間較正を行う際にレーザーを照射するためのレーザーファイバーの先端を入れるための穴がシンチレータに開けられており、ファイバーはシンチレータの下に取り付けられたサポート構造に中空ネジで止められている。図 3.3 はピクセルの構造を示した写真である。シンチレータはリフレクター（ESR2 フィルム）を巻いており、サポート構造とともに黒い遮光用の紙（Tedlar[®][21]）で覆っている。後述の読み出し用 PCB に埋め込む部分はサーマルリンクといい、熱伝導の良い物質を用いている他、サーマルペーストという熱伝導を良くするペーストを塗布している。

表 3.1 タイミングカウンターのピクセル製作に使用された物質一覧

物質	型番など	製作会社	備考
シンチレータ	BC422	Saint-Gobain 社	加工はジーテック社。
SiPM	ASD-NUV3S-P High-Gain(MEG)	AdvanSiD 社	6 章でも説明
反射材	ESR2 フィルム	3M 社	32 μ m、反射率 98 % 以上 [20]
遮光材	Tedlar [®]	DuPont 社	テドラー黒シート、25 μ 厚

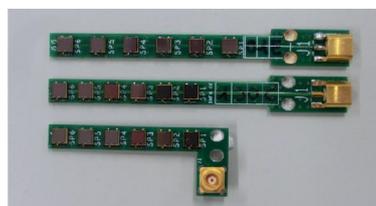


図 3.2 PCB にはんだ付けされ、6 連直列接続された SiPM[6]。インストールする場所によって PCB の形が異なる。

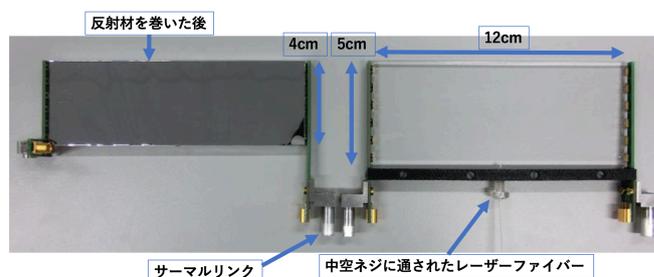


図 3.3 ピクセルの構造。[6] の写真に説明を書き加えた。

3.1.2 ピクセル信号の読み出し

各ピクセルからの信号はバックプレーンと呼ばれる長さ約 1m の PCB によって COBRA 磁石の端まで読み出される。一つのバックプレーンにつき、16 個の読み出しチャンネルが存在し、512 個ピクセルの両側の読み出し（1024 チャンネル）は上流・下流の計 64 個のバックプレーンによって行われる。バックプレーンはアルミ製のサポートストラクチャーの上に乗せられている。各バックプレーンには 3 つの温度センサー（1-Wire digital thermometer (DS28EA00)）と、中央の一つの湿度センサー（HI4000）が取り付けられており、運転中の湿度・温度のモニターが可能である。これについては 8 章で説明する。その後信号は図 8.1 のコネクタ



図 3.4 バックプレーンの信号読み出しコネクタ部の写真。ここから読み出された信号は同軸ケーブルによって WaveDREAM に送られる。

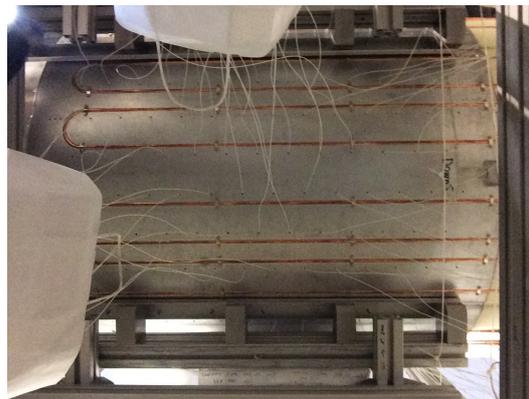


図 3.5 サポートストラクチャーを下から見た写真。冷却水用のパイプが見える。ピクセルアセンブリ中の写真のため、ファイバーが垂れているが、実際はテープでサポートストラクチャーに固定されている。

部から 7m の同軸ケーブル (RG-178) によって WaveDREAM に送られる。WaveDREAM ではアナログフロントエンドでの増幅、波形整形 (ポールゼロキャンセル) が行われた後にサンプリング周波数 1.6GHz^{*1}で波形データが取得される。また、バイアス電圧についても WaveDREAM から信号線を通じて供給される。

3.1.3 冷却水循環装置 (チラーシステム)

バックプレーンのサポートストラクチャーには冷却水を通すためのパイプが通されており、温度のコントロールが可能である。図 3.5 はチラーパイプの写真である。チラーを用いた運用の試験と結果については後の 8 章で説明する。

3.1.4 時間較正

検出器が性能を発揮するためには較正が必要不可欠である。各ピクセルは固有の時間オフセットを持つため、予めこの時間オフセットを把握しておき、実際の測定時間から差し引く必要がある。陽電子タイミングカウンター内での時間較正には「ミシェル較正法」と、「レーザー較正法」の 2 種類の相補的な手法が用いられる。ミシェル較正法はミシェル崩壊による陽電子を利用する。再構成した陽電子の軌跡からピクセル間の飛行時間 (TOF) を計算し、「測定したヒット時間」と、「再構成による予想ヒット時間 + 各カウンター固有の時間オフセット」の差分の χ^2 を最小化することで、時間オフセットを得る手法である。レーザー較正法は同一光源のレーザーを各ピクセルに直接照射することで直接時間オフセットを測る手法である。

3.1.5 解析の流れ

陽電子タイミングカウンターの大きな解析の流れを図 3.6 に示す。取得された波形データを解析することでヒットを再構成してグループ化 (クラスタリング) する。その後ドリフトチャンバーの軌跡を外挿して最初

*1 1.6GHz (MEG 実験と同じ値) は最低値であり、より高い値を目指しているため、決定値ではない。最終値はトリガーレイテンシー (トリガー判定にかかる時間) によって決定する。

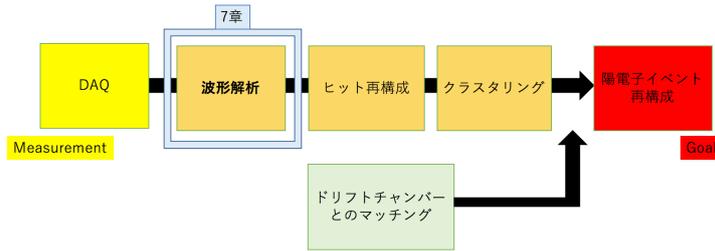


図 3.6 陽電子イベント再構成までのタイミングカウンターでの解析フロー。特に波形解析についてはこの章で触れる。

にヒットしたカウンターを見つけることで、ドリフトチャンバーとタイミングカウンターのイベントマッチングを行い、陽電子イベントを再構成する。

3.1.6 複数ヒットによる時間分解能の達成

陽電子タイミングカウンターの時間分解能 σ_{total} はヒットしたピクセル数を N_{hit} として以下の式によって計算される。

$$\sigma_{total}(N_{hit}) = \sqrt{\frac{\sigma_{intrinsic}^2}{N_{hit}} + \frac{\sigma_{inter-pixel}^2}{N_{hit}} + \sigma_{MS}^2(N_{hit}) + \sigma_{const}^2} \quad (3.1)$$

ただし、 $\sigma_{intrinsic}$ はピクセルごとの時間分解能を表す。 $\sigma_{inter-pixel}$ は複数のピクセル間で生じる電気回路のジッターなどのランダムな時間の不定性、ランダムでないものの不定性を σ_{const} とする。 σ_{MS} は多重散乱による寄与を表し、 N_{hit} に依存する。

各ピクセルは約 80ps 程度の時間分解能を持ち、図 3.7 のように平均 9 個のピクセルに陽電子がヒットする。このとき時間分解能は図 3.8 のように目標性能である 35ps を達成することが確かめられている [22]。

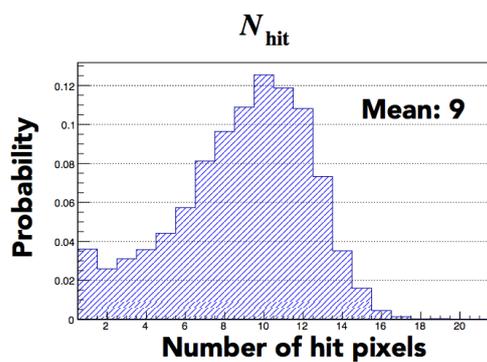


図 3.7 シミュレーションによる陽電子がヒットするピクセルの数のヒストグラム。平均 9 ヒット [22]。

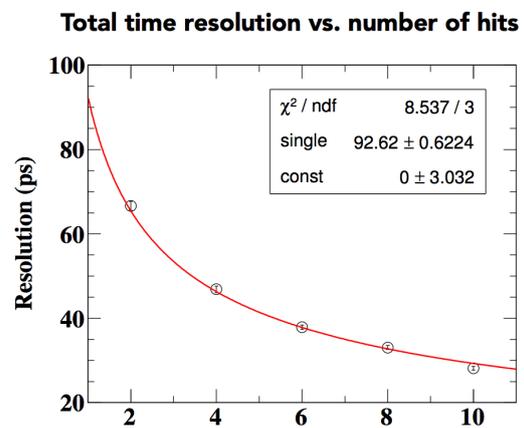


図 3.8 2016 年のビームテスト (パイロットラン) で測定された陽電子タイミングカウンターのヒット数と時間分解能のプロット。平均 9 ヒットで 30ps 台の性能が出ていることが分かる [22]。

3.2 物理ランに向けた課題：陽電子タイミングカウンター

以上のように検出器の製作から性能の実証までが終了しているタイミングカウンターであるが、これで運用のための全ての準備が終わっているわけではない。具体的には運用に際し、以下のような問題を抱えている。以降の章ではこれらの問題を解決するべく行った測定とその結果について議論する。

3.2.1 放射線損傷による電流値の増加（5-6 章の主題）

過去のパイロットランにおいて、SiPM の放射線損傷によるものと思われる明らかな電流値の増加が見られた。この増加量から線形に外挿して物理ラン 3 年間での電流値の増加を見積もったところ、平均して $\sim 100 \mu\text{A}$ の電流値増加が予想されるという結論に至った。しかしながら、この電流値増加が各ピクセルの時間分解能にどのように影響するのかの理解および、対策が全くされていなかった。

3.2.2 波形シミュレーションの開発（4 章の主題）

シミュレーションは特定の状況を理解しようとする際に非常に有用なツールであり、また実際に取得したデータをシミュレーションで再現できるということは、その検出器の応答を正しく理解しているという確固たる証拠になる。しかしながら陽電子タイミングカウンターでは波形シミュレーションにおいて基本的な枠組みこそ完成させていたものの、SiPM の応答パラメータを正しく組み込んでいなかった。また、上記の放射線損傷の影響を一切考えておらず、今後特に物理ランが始まってから何か現象を見ようとした時に、全く結果を再現しないことが予想された。

3.2.3 波形解析アルゴリズムの研究（7 章の主題）

陽電子タイミングカウンター内の解析フローは出来上がっており、性能評価までたどり着いてはいるものの、その解析手法が検出器の性能を 100 % 引き出すものかはあまり検証がされていなかった。検出器自体は完成しているので、手を加えることは不可能であるが、解析によって性能が改善できるかどうかは物理解析が始まるまでに何としても確かめておきたい。

3.2.4 2017 年パイロットラン・物理ランに向けた準備（8-9 章の主題）

2017 年 11 月から 12 月にはパイロットランが行われた。物理ランとほぼ同等の条件で行われるパイロットランにおいて検出器の性能を最大限活かし、安定して運用を行うための準備が必要であった。具体的には、実機で行うのは初めてのチラーシステム運用試験（8 章）と、WaveDREAM ボードのノイズ状況の把握と削減（9 章）を行い、今後のより安定した運転へ繋げる。

第II部

陽電子タイミングカウンターの放射線損傷 問題への理解と対処

第二部では陽電子タイミングカウンター（TC）に関する前述の課題を解決するために、テスト用のセットアップを作成して行った測定および解析結果をまとめる。

4章では検出器の理解を目指した波形シミュレーションの開発を行う。これにより、SiPMの基礎特性を示すパラメータをシミュレーションに実装する。

5章では線源やビームによって損傷したSiPMを用いて、放射線損傷によるTCの性能への影響評価を行う。放射線耐性の理解は検出器を運用する上で必ず評価が必要な問題である。TCはその独特な形状から放射線耐性の評価が難しく影響が理解されていなかった。本章では放射線損傷で直列のSiPMで電流値が増加することによってどのようにTCの性能に効いてくるのか、検出器を運用する上でどのようにすれば安定して性能を発揮した運用できるのかについて測定結果をもとに議論する。

6章では5章の結果を踏まえて、放射線損傷にばらつきがあった場合、それらを直列接続した際にどのような影響が出てくるのかを議論する。

7章では5章で得たデータに対しコンスタントフラクシオン解析の他に二つの波形解析を試すことで時間分解能を改善できないか、可能性を探る。

第 4 章

SiPM の基礎特性評価と波形シミュレーションへの組み込み

この章では陽電子タイミングカウンターで用いられている SiPM について素子の特性について理解するとともに、それを波形シミュレーションに組み込むことを目指す。シミュレーションを用いて様々な状況下での検出器応答を評価することは検出器の安定した運用と正しい理解に基づく性能評価に欠かせない。

4.1 MEG II TC における波形シミュレーションの開発状況

MEG II 実験の TC についても波形シミュレーションの開発は [23] などで行われてきており、基本的な枠組みは完成している。しかしながらアフターパルスなどの二次パルスについては考慮がされていないなど、一部のパラメータが不明であったため、今回 [23] の測定状況を再現した測定と解析を行い、MEG II TC 波形シミュレーションの SiPM パラメータの典型的な値を決定した。

4.2 MEG II TC における波形シミュレーションの流れ

MEG II 実験における TC の波形シミュレーションの流れは以下の通りである。まずはじめに検出器のセットアップを決め、イベントを生成し、そのフォントラッキング及び記録を行う。ジオメトリの定義、粒子生成、及びフォントラッキングには Geant4 のパッケージを用いている。記録ファイルの情報と、SiPM の応答の情報から波形を再現し、再現した波形に対して波形解析を行う。今回行う波形シミュレーション用のパラメータ測定は 3. の波形を再現するのに必要な情報を得るための測定である。

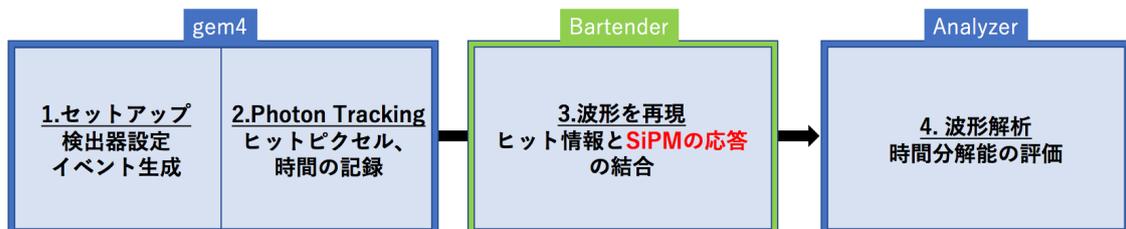


図 4.1 波形シミュレーションのフロー。gem4、bartender、analyzer は MEG で使われている内部処理パッケージの名前である。

4.3 SiPM の基礎特性

本節では SiPM の構造について簡単に説明する。

4.3.1 APD

APD (Avalanche Photo Diode) は逆電圧をかけることにより、光電流が増幅されるフォトダイオードである。フォトダイオードは通常、pn 接合に逆電圧をかけることによって生まれた空乏層に、バンドギャップ以上の光子が入射することで電子が励起され、電子-正孔のペアが生じ、これが電場によってドリフトしたものを検出する。電場 (逆電圧) を大きくしていくことでドリフト速度は速くなっていくが、散乱頻度が増すと、速度は飽和し始める。しかしながらさらに電荷を上げていくことで衝突を免れたキャリアが非常に大きなエネルギーを持つようになり、そのようなキャリアが結晶格子と衝突すると新しい電子-正孔のペアを作り出すイオン化現象が生じる。こうしたイオン化が連鎖的に生じ (この現象をアバランシェと呼ぶ)、小さな光量であっても内部で増倍して検出できるような仕組みになっている素子が APD である。図 4.2 に APD の構造と、アバランシェ増幅の原理を示す。APD の電流は PN 接合、酸化膜界面を流れ、アバランシェによって増幅されない表面リーク電流と、基盤内部を流れ、増倍率とともに増加していく発生電流とがある。後述のダークノイズ元となるのが発生電流である [24]。

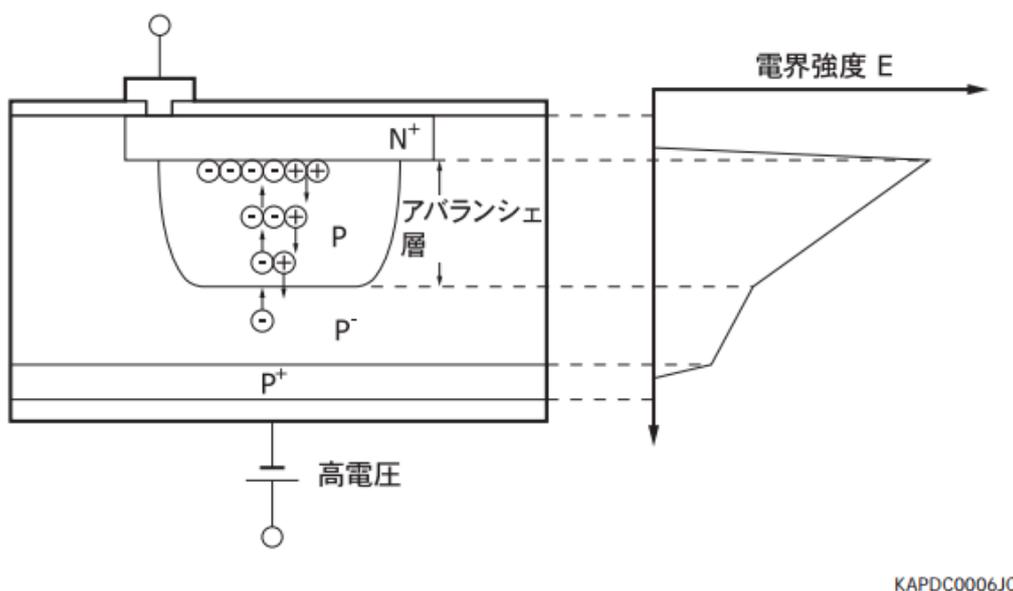


図 4.2 APD の構造とアバランシェ増幅の原理 [24]。

4.3.2 SiPM

APD に降伏電圧を超えた電圧をかけた状態をガイガーモードと呼び、この状態の APD は入射光量によらず、一定の飽和出力を出すことが知られている。SiPM (Silicon PhotoMultiplier) はガイガーモード APD を

マルチピクセル化した光検出器である。各ピクセルはガイガーモードで動作し、光子が入射することで信号電圧が生じる。大きな特徴として、

- 1 光子に対する分解能 (フォトンカウンティング)
- 高い増倍率、検出効率、時間分解能
- 低い動作電圧
- 磁場に不感
- 降伏電圧や、ダークノイズレートを対する温度依存性 (5 章で解説する)

などがあげられる [24]。

4.4 SiPM の基礎特性

今回測定する、SiPM に特徴的なパラメータを列挙する。

4.4.1 ダークノイズ

SiPM ではピクセルに光子が入射することで一定の出力のパルス (1 p.e.) を放出するが、熱励起やトンネル効果が空乏層で起きることによってピクセルで光子が検出された場合と同じシグナルが放出されることがある。これをダークノイズと呼び、1 秒間あたりに検出されるダークノイズ数をダークノイズレートという。SiPM のノイズの量を表す指標となる。

4.4.2 リカバリータイム

SiPM のピクセルで信号が放出された後、放電過程を経て増倍率が元に戻るまでにかかる時間の目安 (時定数) をリカバリータイムという。

4.4.3 アフターパルス

光子が入射してアバランシェ増幅されたキャリアのうち一部が格子欠陥にトラップされ、しばらくした後に再放出されることで元の信号に対し、遅れて検出されると考えられている二次的な信号をアフターパルスと呼ぶ。リカバリータイムのために、1p.e. よりも小さな波高を持っていることが多い。

4.4.4 クロストーク

SiPM の 1 ピクセルに光が入射した際、二次的な光子が発生し、近くの別のピクセルに入射してアバランシェを引き起こすことがある。これをクロストークという。図 4.3 では CT-P として示されている。

4.4.5 遅延クロストーク

アバランシェ増幅の際に発生した二次光子が基盤で吸収されることで生成されたキャリアが拡散していき、別のピクセルに到達することでアバランシェを引き起こすことで観測される二次的な信号を遅延クロストーク (Delayed cross talk) という。アフターパルスが同一セルで時間差を伴って生じるため、リカバリータイムの

影響を受けるのに対し、遅延クロストークはリカバリータイムの影響を受けず、波高は元となったダークノイズと同じ 1p.e. である。前述のクロストークとの区別については、二次的なパルスが二次光子によって引き起こされ、元となったパルスと分離できないものをクロストーク（もしくは光学的・即発的クロストーク）と呼び、キャリアの拡散によって生じ、元となったものより十分に遅れて検出されるものを遅延クロストークとして定義している。図 4.3 では CT-D として示されている。

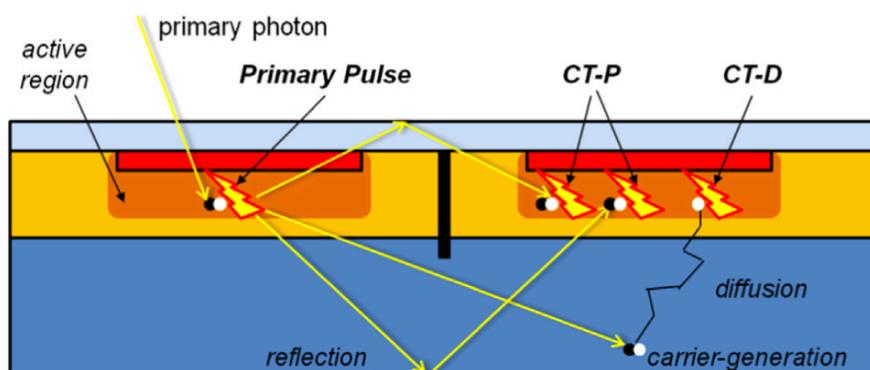


図 4.3 クロストーク (CT-P) 及び遅延クロストーク (CT-D) の発生原理を示したモデル [26]。

4.5 SiPM の二次パルスモデルの構築と実装

アフターパルスおよび遅延クロストークのパラメータを求めるモデルには様々なものが提唱されており、[25] にはアフターパルス 2 成分のモデルが、[26] には遅延クロストーク 1 成分、アフターパルス 1 成分のモデルが提唱されている。今回取得したデータ (図 4.4) とダークノイズレートの計算結果から、遅延クロストークによる寄与が大きいと判断したため、今回はアフターパルス 1 成分、遅延クロストーク 1 成分のモデルをシミュレーションに実装可能な形で新しく組み立てる。

以下の要請の元でモデルを組み立てる。モデルの組み立てや解析手法 (パラメータの取り方や場合分けの仕方など) は [25] を参考にした。また、遅延クロストークの原理は [26] を参考にし、本モデルでは以下の 3 つ目の要請のようにモデルに組み込んだ。

1. 遅延クロストークは隣り合ったピクセルにのみ起こり、アフターパルスはリカバリーしきる前に同じピクセルに起きる。
2. 元となったパルスから生じ得る二次パルスはアフターパルス、遅延クロストークが最大一つずつである。
3. 元のパルスに対して二次パルスが発生する時間差は $\frac{1}{\tau_{DCT}} e^{-\frac{t}{\tau_{DCT}}}$ 、もしくは $\frac{1}{\tau_{AP}} e^{-\frac{t}{\tau_{AP}}}$ の確率分布にしたがう。
4. 格子にキャリアがトラップされ、アフターパルスが起きる確率を P_{AP} 、基盤から発生したキャリアが拡散し Delayed Cross Talk が起きる確率を P_{DCT} とする。

このとき考えられるパターンは表のとおりである。

この場合分けに沿って計算する。

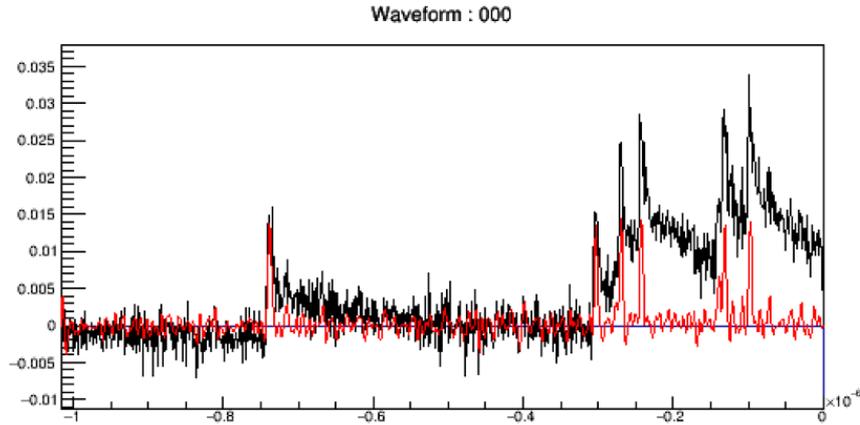


図 4.4 取得されたノイズ波形の例。二次パルスと思われるパルスにダークノイズと同じ波高のパルスがきている様子が観測されたため、遅延クロストークを成分に組み込んだ。黒は取得された波形を、赤はデジタルフィルターによって変換された後の波形を示す。

表 4.1 アフターパルス、遅延クロストークの発生例。丸が発生、バツが発生しないという場合分けを示す。

case	アフターパルス	遅延クロストーク
A	○	×
B	○	○
C	×	○
D	×	×

ケース A

ケース A はアフターパルスが生じるが、遅延クロストークは起きない場合である。この場合、最初のダークノイズを観測してから、二番目のパルスを観測した場合に考えられるのは、

- A_{AP} : 二番目のパルスが一番目のパルスのアフターパルスである
- A_{Dark} : 二番目のパルスは一番目のパルスと独立なダークノイズが偶然観測されたものである

の二択である。先の仮定からこの確率は計算できて、

$$A = P_{AP}(1 - P_{DCT}) \frac{1}{\tau_{AP}} e^{-\frac{t}{\tau_{AP}}} \int_{\infty}^{\infty} \frac{1}{\tau_{Dark}} e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}} dt + P_{AP}(1 - P_{DCT}) \frac{1}{\tau_{Dark}} e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}} \int_{\infty}^{\infty} \frac{1}{\tau_{AP}} e^{-\frac{t}{\tau_{AP}}} dt \quad (4.1)$$

第 1 項を A_{AP} 、第 2 項を A_{Dark} としてこれをまとめ直すと

$$A = A_{AP} + A_{Dark} \quad (4.2)$$

ケース B

ケース B はアフターパルスも遅延クロストークも両方とも生じる場合である。この時二番目に観測されるパルスとして考えられるのは、

- B_{DCT} : 二番目のパルスが遅延クロストークであった
- B_{AP} : 二番目のパルスがアフターパルスであった
- B_{Dark} : 二番目のパルスは一番目とは独立なダークノイズであった

の 3 パターンである。同様にして計算すると、

$$\begin{aligned}
 B &= B_{DCT} + B_{AP} + B_{Dark} \\
 &= P_{DCT}P_{AP}\frac{1}{\tau_{DCT}}e^{-\frac{t}{\tau_{DCT}}}\int_{\infty}^{\infty}\frac{1}{\tau_{Dark}}e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}}\frac{1}{\tau_{AP}}e^{-\frac{t}{\tau_{AP}}}dt \\
 &+ P_{DCT}P_{AP}\frac{1}{\tau_{AP}}e^{-\frac{t}{\tau_{AP}}}\int_{\infty}^{\infty}\frac{1}{\tau_{Dark}}e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}}\frac{1}{\tau_{DCT}}e^{-\frac{t}{\tau_{DCT}}}dt \\
 &+ P_{DCT}P_{AP}\frac{1}{\tau_{Dark}}e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}}\int_{\infty}^{\infty}\frac{1}{\tau_{DCT}}e^{-\frac{t}{\tau_{DCT}}}\frac{1}{\tau_{AP}}e^{-\frac{t}{\tau_{AP}}}dt
 \end{aligned}$$

となる。

ケース C

ケース C は遅延クロストークは生じるが、アフターパルスは生じない場合である。この時二番目に観測されるパルスとして考えられるのは、

- C_{DCT} : 二番目のパルスが一番目のパルスの Delayed cross talk である
- C_{Dark} : 二番目のパルスは一番目のパルスと独立なダークノイズが偶然観測されたものである

の二択になる。この時の確率は

$$\begin{aligned}
 C &= C_{DCT} + C_{Dark} \\
 &= P_{DCT}(1 - P_{AP})\frac{1}{\tau_{DCT}}e^{-\frac{t}{\tau_{DCT}}}\int_{\infty}^{\infty}\frac{1}{\tau_{Dark}}e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}}dt + P_{DCT}(1 - P_{AP})\frac{1}{\tau_{Dark}}e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}}\int_{\infty}^{\infty}\frac{1}{\tau_{DCT}}e^{-\frac{t}{\tau_{DCT}}}dt
 \end{aligned}$$

となる。

ケース D

ケース D は Delayed cross talk もアフターパルスも生じない場合である。この時に二番目のパルスについて考えられるのは

- D_{Dark} : 二番目のパルスは一番目とは独立なダークノイズであった

のみである。すなわち

$$D = D_{Dark}$$

$$= \frac{1}{\tau_{Dark}} e^{-\frac{t}{\tau_{Dark}}}$$

となる。

フィッティング関数

以上より、アフターパルスが観測される確率は

$$f_{AP}(\tau_{AP}, \tau_{DCT}, P_{AP}, P_{DCT}) = A_{AP} + B_{AP} \quad (4.3)$$

Delayed cross talk が観測される確率は

$$f_{DCT}(\tau_{AP}, \tau_{DCT}, P_{AP}, P_{DCT}) = B_{DCT} + C_{DCT} \quad (4.4)$$

ダークノイズが観測される確率は

$$f_{DCT}(\tau_{AP}, \tau_{DCT}, P_{AP}, P_{DCT}) = A_{Dark} + B_{Dark} + C_{Dark} + D_{Dark} \quad (4.5)$$

となる。フィッティング関数はこれに解析に使用したイベント数 $N_{Trigger}$ とビン幅 Bin_{width} をかけたものに不感時間の補正係数 (後述) を割ったものなる。

4.6 測定のセットアップ

測定のセットアップは先行研究 [23] に基づく。変更点として先行研究では導電性の接着剤で PCB 基盤と SiPM を結合していたが、今回は SiPM に芯線を半田付けして表面実装のものにピンをつけ、ユニバーサル基盤で回路を作成した。また、素子についても故障したカウンターの PCB から SiPM を取り外し、数を確保することで SiPM の個体差を考慮して測定ができるように心がけた。

データ取得に関しては、1p.e. が精度よく識別でき、かつ window 幅を広く確保できるよう、DRS のサンプリングスピードを 1.6GHz から 1.0GHz まで落とした。これによってイベントウィンドウは 600ns 程度から 1000ns 程度まで拡張される。ダークノイズを取得するためのランダムトリガー信号には NIM Pocket pulser を用いた。

測定は素子を変えながら 3 回行った。統計数は異なるが、いずれも十分なイベント数を確保している。(一回目 10 万イベント、二回目、三回目は 20 万イベント程度を目安)

4.6.1 PSI アンプ

PSI アンプは PSI エレキグループで開発された信号増幅器であり、MEG 実験においてテスト用セットアップなどで測定をする際に使用される。図 4.6 に PSI アンプの回路図を示す。回路図に示された可変抵抗を調整することでポールゼロキャンセルによる波形整形のオン/オフが変更可能である。陽電子タイミングカウンターの波形データ取得ではポールゼロキャンセルを使用しているが、波形整形を行うと波高が小さくなってしまふ。そのためダークノイズ取得に際してはポールゼロキャンセルをオフにし、代わりに解析時デジタルフィルター (デコンボリューションフィルター) を使用することでベースラインのふらつき効果を無くし波形を分離する。デコンボリューションはパイルアップ除去に有効であり、[25] でも用いられている。

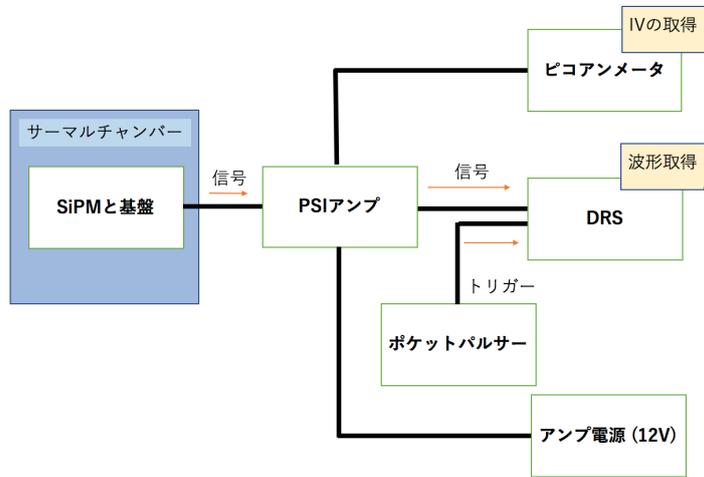


図 4.5 測定のセットアップ

MAR-Amplifier for Aldo

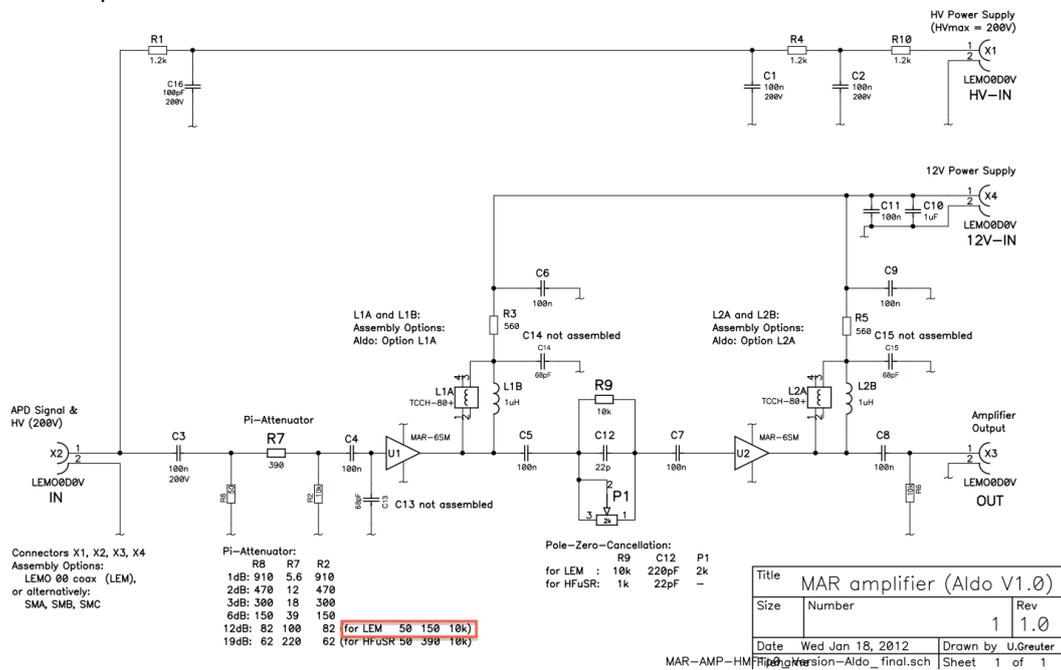


図 4.6 PSI アンプの回路図。PSI エレキグループの提供。R9、C12、P1 の部分がポールゼロキャンセルを行う。P1 の可変抵抗を調整することによりポールゼロのオン/オフを変更できる。

4.7 IV 特性曲線と降伏電圧の決定

SiPM の特性は電圧と電流値の関係を示した曲線（IV 特性曲線）によって特徴づけられる。前述の通り、SiPM では降伏電圧より前ではリーク電流が流れるが、降伏電圧を超えると発生電流によって電流値が著しく増加する。IV 特性曲線から電流値が急激に増加する点を読み取ることで、降伏電圧を決定することができる。今回は全て降伏電圧は 24.4V とし、降伏電圧 +3V の 27.4V を印可して測定を行った（この時の +3V をオーバー電圧という）。実際に取得した IV 曲線を 4.7 に示す。IV 曲線はケースレー 6487 ピコアンメーター（ピコアンメータ）を用いて測定した。

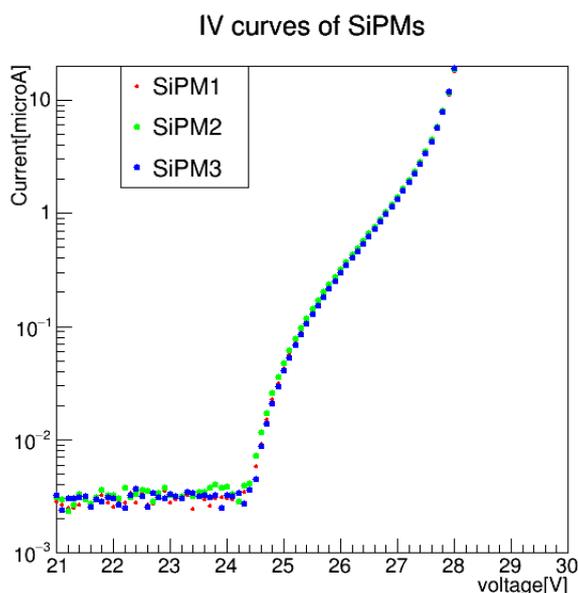


図 4.7 取得した 3 つの SiPM の IV 曲線。

4.8 波形解析によるパラメータ決定

以下の解析手法を用いて各種パラメータを決定した。結果については表 4.2 のとおり。

4.8.1 ダークノイズレート

ダークノイズの発生確率はポアソン分布

$$P(X = k) = \lambda^k \frac{e^{-\lambda}}{k!} \quad (4.6)$$

に従うと仮定すると、シグナルのないイベントが発生する確率は

$$P(0) = e^{-\lambda} \quad (4.7)$$

表 4.2 解析結果のまとめ。三回の測定の平均値をシミュレーションに用いる SiPM の応答パラメータに設定した。

パラメータ	解析結果
ダークカウントレート	1.4 MHz
リカバリータイム	185ns
クロストーク確率	8.6 %
アフターパルス確率	31.6 %
アフターパルス時定数	115 ns
遅延クロストーク確率	22.6 %
遅延クロストーク時定数	86 ns

で表される。よってダークカウントレートは

$$\text{ダークカウントレート} = \frac{-\ln(\frac{\text{シグナルのないイベント}}{\text{全イベント}})}{\text{window幅}} \quad (4.8)$$

で求めることができる。後述の二次的なパルスと区別するためにはカウントするパルスがダークノイズであることを保証するため、イベントウィンドウの最初 500ns を VETO ウィンドウと設定する。解析には VETO ウィンドウにパルスが観測されなかったもののみを使用し、ダークノイズを探索する領域は VETO ウィンドウの後の 500ns とする*1。

4.8.2 リカバリータイム

リカバリータイムはアフターパルスのイベントを用いて求める。波高と元の信号に対する時間差のプロットのうち、アフターパルス領域 (1p.e. より波高が小さく時間差とともに 1p.e. に漸近する部分) について一定の時間差毎にスライスして波高の平均値をとったものを

$$\text{Fit 関数} = (1\text{p.e.の波高}) \times (1 - \exp(-\frac{x}{\tau_{rec}})) \quad (4.9)$$

でフィットすることで、リカバリータイムの時定数 τ_{rec} を得る。図 4.8 はこのフィッティングの様子を表す。

4.8.3 クロストーク確率

クロストーク確率は波高が 0.5 p.e. よりも大きいものの数を $N_{0.5p.e.}$ 、波高が 1.5p.e. より大きいものを $N_{1.5p.e.}$ とした際、

$$P_{CT} = \frac{N_{1.5p.e.}}{N_{0.5p.e.}} \quad (4.10)$$

で与えられる。

*1 波形解析領域は-1000 ns から -50 ns と設定し、ウィンドウの両端の一部を解析領域からあらかじめ除いている。そのためこの場合解析ウィンドウは実質 450 ns となる。以降の解析も同様。

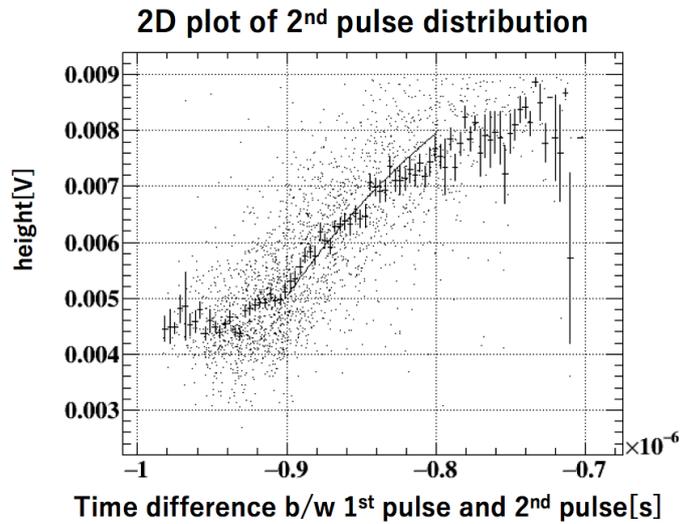


図 4.8 リカバリータイムを計算するときのフィットの様子。

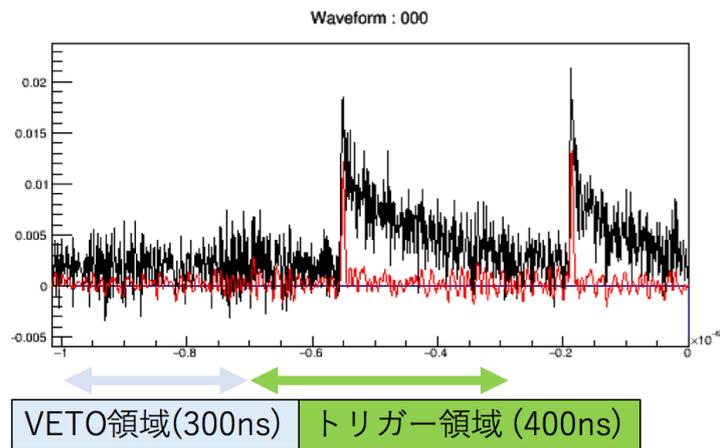


図 4.9 波形と解析領域。黒は実際に得られた波形を示し、赤はデコンボリューション後の波形を示す。

4.8.4 Afterpulse · Delayed cross talk 確率 · 時定数

解析ウィンドウ

Afterpulse の確率と時定数については一番目のパルスと二番目のパルスの時間差を、先のモデル関数でフィットした結果より得られる。解析には 4.9 のように、1000 ns のうち最初の 300 ns を VETO 幅とし、次の 400 ns の中に最初のパルスが入ったイベントをトリガーイベントの数を $N_{trigger}$ とする。時間差のヒストグラムにはパルスが二つ以上のものを用いる。図 4.9 は実際に得られた波形と、デジタルフィルター適用後の波形に対し、VETO 幅とトリガー幅を示している。

アフターパルス、遅延クロストーク、ダークノイズの切り分け

アフターパルスの特徴として、同一セルにおいて生じる二次パルスであるため、リカバリータイムより早く生じた際に波高が 1 p.e. よりも小さくなる。一方で Delayed cross talk とダークノイズについては最初に発火したセルとは別のセルで生じるため、波高は 1 p.e. に等しい。今回の解析では 1 p.e.±2 σ の波高を持ったものをダークノイズまたは Delayed cross talk のイベントとし、1 p.e.±2 σ よりも小さいものをアフターパルスのイベントと定義した。図 4.10 はイベントの切り分けを示す。

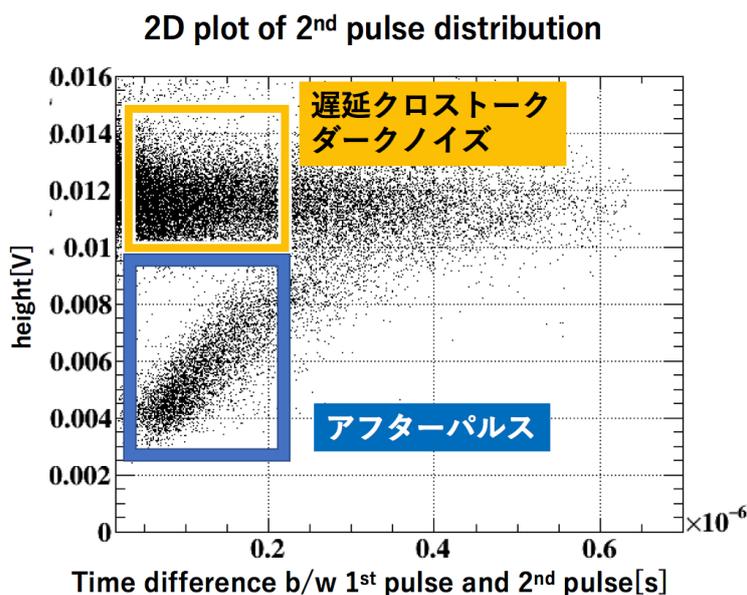


図 4.10 1 番目と 2 番目のパルスの時間差と波高の二次元プロット例。

不感時間とリカバリータイムによる影響の補正

SiPM のセルが 1 フォトンを検出してから一定の時間、次のフォトンによる入力を受け付けない時間を不感時間という。これに加え、解析によって二つのパルスが分離できない場合も存在する。補正係数 I_{cor} はこうした不感時間を補正する。遅延クロストークについては $T_{cut1} = 20$ ns、アフターパルスについては $T_{cut2} = 70$ ns を解析側での不感時間と定義する。本来この区間に存在する二番目のパルスは波形解析によって分離できないために見つからず、三つ目が見つかっていると考え、フィット関数を

$$I_{corDCT} = \int_{T_{cut1}}^{\infty} f_{DCT} dt \quad (4.11)$$

$$I_{corAP} = \int_{T_{cut2}}^{\infty} f_{AP} dt \quad (4.12)$$

なる補正係数で補正する。最終的には

$$F_{\text{DCT}} = \frac{f_{\text{DCT}} \times N_{\text{trigger}} \times W_{\text{bin}}}{I_{\text{corDCT}}} \quad (4.13)$$

$$F_{\text{AP}} = \frac{f_{\text{AP}} \times N_{\text{trigger}} \times W_{\text{bin}}}{I_{\text{corAP}}} \quad (4.14)$$

がフィット関数となる。

二つのヒストグラムの同時フィッティング

フィッティングの精度をあげるため、アフターパルスの時間差ヒストグラムと、Delayed cross talk の時間差ヒストグラムを、それぞれの関数で、パラメータを共通にしてフィッティングを行った。

フィッティングの結果

フィッティングの範囲は不感時間領域を除いた時間から、アフターパルスイベントと Delayed cross talk イベントの分離がよくできている 200 ns までの領域で行った。図 4.11 及び 4.12 はフィッティングの結果を示す。アフターパルスについては発生確率がリカバリータイムの範囲内では減少することが知られている [26] ため、100 ns (-1 μ s のオフセットを加えると -900 ns) から 200 ns (-1 μ s のオフセットを加えると -800 ns) までをフィットした。2つのヒストグラムを同時フィットする都合上、アフターパルスイベントには -1 μ s のオフセットを足している。

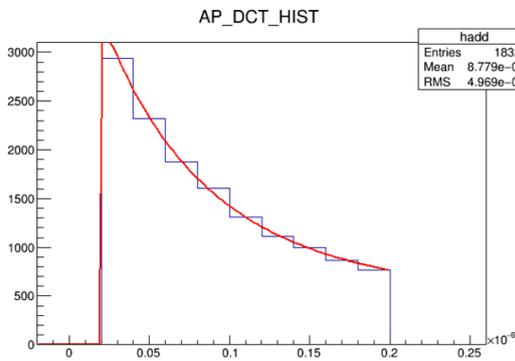


図 4.11 フィッティング結果：遅延クロストーク

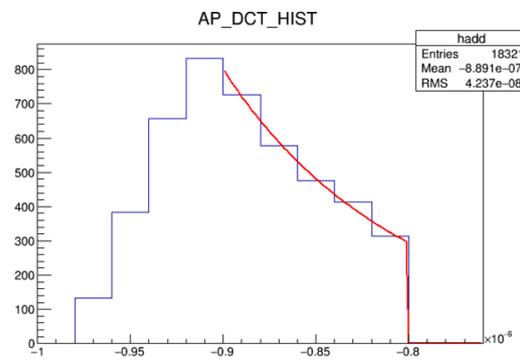


図 4.12 フィッティング結果：アフターパルス

4.9 結論と展望

波形解析によって得られた値を TC 波形シミュレーションのパラメータとして決定し、組み込んだ。以上を持って TC の波形シミュレーションの基本的な枠組みが完成した。今後は導入した二次パルスモデルを詳しく検証していくとともに、他のモデルとの比較や必要に応じて波形再現アルゴリズムを改善していく。また、放射線損傷によって SiPM の特性が 6 個の間で差異が出た時の状況にも対応できるようにシミュレーションを改善する (6 章参考)。放射線損傷によって SiPM のパラメータが変化した際の対応は 5 章で述べる。

第 5 章

放射線損傷による TC の性能への影響の評価

5.1 放射線損傷問題の概要

MEG II 実験を遂行するためには大強度ビーム中で各検出器の安定運転が求められる。その環境下で理解が必要になってくるのが SiPM の放射線耐性である。

過去のパイロットランにおいて、TC の各チャンネルで放射線損傷による電流値増加が確認された。検出器を今後運転していくにあたり、こうした放射線損傷の影響が 6 連直列の SiPM においてどう現れるのか、ピクセルごとのヒットレートの違いなどを含めて理解するための放射線耐性の試験が必要である。本章ではパイロットランの解析から 3 年間の物理ランでの放射線損傷の影響を見積もった後、その値をもとに線源を用いて SiPM への電子照射を行い、6 連直列状態での時間分解能などの性能への影響を評価する。また、ピクセルに使用しているもう一種類の SiPM についてはイタリアのフラスカティにある Beam Test Facility (BTF) において陽電子照射試験が行われたので、その結果についても議論する。

5.2 SiPM の放射線損傷

シリコン半導体素子は電子、中性子、陽子、ガンマ線などを照射することにより、シリコンバルク部付近で損傷を受け、ダークノイズの増加（暗電流の増加）などが生じることが知られている。放射線損傷の過程は大きく分けて 2 種類あり、照射する粒子に依存する [27]。

非電離過程による損傷

中性子や陽子など、重粒子を照射した際に支配的になる損傷である。図 5.1 のように、照射された粒子と、結晶格子中の Si 原子核が弾性散乱することにより、格子欠陥が生成される。この格子欠陥により、図 5.2 のように、Si のバンドギャップ中に新しい準位が生成され、熱励起キャリアが増加することで、漏れ電流やダークノイズが増加する [27]。

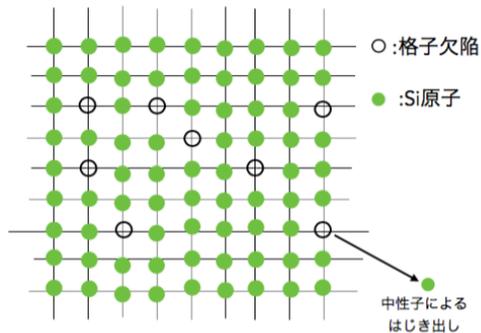


図 5.1 SiPM のバルクダメージ [28]

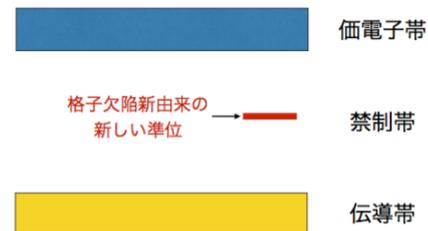


図 5.2 SiPM の準位 [28]

電離過程による損傷

ガンマ線や電子、荷電粒子を照射した際に支配的になる損傷である。電離過程により、SiPM の絶縁膜中で正孔捕獲が起こり、電気的性質が変化したり、シリコンと絶縁膜界面で損傷が起きることで化学結合が破壊され、バンドギャップ中に新しい準位が形成されることで放射線損傷の影響が現れる [27]。

5.3 パイロットランの解析

陽電子タイミングカウンターについては過去に二回、物理ランで予定されているのと同じセットアップでのビーム試験（パイロットラン）を行っている。本章ではまず初めにこのデータを用いた解析を纏める。

5.3.1 パイロットラン

パイロットランは $\pi E5$ ビームラインを用いて、ターゲットでのミューオン静止レートが本番と同等になるようビーム強度を調整して行う検出器試験である。タイミングカウンターは 2015 年および 2016 年に下流側 128 ピクセルを、ドリフトチャンバーと同じ物質質量で構成されたモックアップドリフトチャンバーとともに COBRA の中へ設置して性能評価のための試験を行った。

5.3.2 電流値増加の見積もり

2015 年に行われたパイロットランにおいて図 5.3 のように、陽電子タイミングカウンター各チャンネルにおいて運転中、無視できない電流値の増加が報告された。よりビーム照射期間の長い、2016 年のパイロットランから温度の同じ 2 点（ ~ 28 度）を用いて各チャンネルの電流値増加を計算し図 5.4 のようにヒストグラムに詰めたときの増加平均値から線形に 75 週間（物理ランは 1 年あたり 25 週のデータ取得を 3 年間行う）へスケールして増加量を見積もった。すなわち、図 5.4 から増加量の平均値は $0.2346 \mu A$ なので、

$$0.2346 \mu A \times \frac{24 \text{ hours}}{31 \text{ hours} + 55 \text{ min}} \times 7 \text{ days} \times (25 \times 3) \text{ weeks} \sim 93 \mu A \quad (5.1)$$

となる。電流値の増加はチャンネル間でばらついているが、 $100 \mu\text{A}$ 前後が3年間運用していく上での電流値増加の基準となることが分かった。

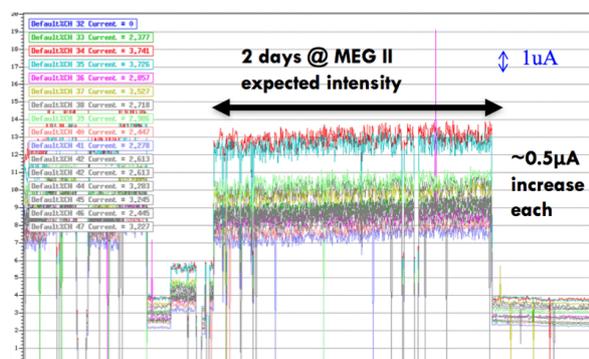


図 5.3 2015 年に行ったパイロットラン期間中の各チャンネルの電流値モニター。電流値の顕著な増加が見て取れる。

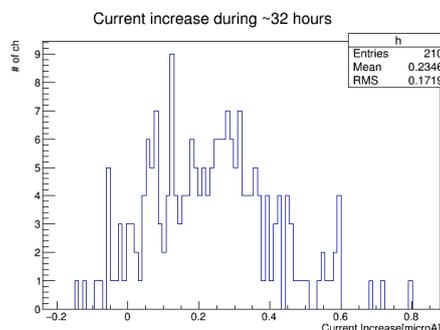


図 5.4 各チャンネルにおける電流値の増加ヒストグラム。約 32 時間 (6/23 5:00 ~6/24 12:55) の照射で増加した量を示している。この増加量の平均値を 75 週にスケールして物理ラン期間の増加量を見積もった。10 点の移動平均をとり、ふらつきの大い(標準偏差 $0.5 \mu\text{A}$ よりも大きい)チャンネル及び電流値増加が $1 \mu\text{A}$ よりも大きいチャンネルは解析に用いていない。

5.3.3 総照射量のたまかな見積もり

続いて SiPM に照射される陽電子数の見積もりを行った。図 5.5 はカウンターの z 方向毎のヒットレートを示す。ヒットレートが最大のカウンターは約 150kHz であったので、

$$\text{Flux} = 150 \text{ kHz} \times \frac{1}{4 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}} \quad (5.2)$$

が単位面積あたり毎秒の照射量となる。75 週間では単位面積に、

$$\text{Total} = \text{Flux} \times 75 \text{ week} \sim 1.4 \times 10^{11} e^+/\text{cm}^2 \quad (5.3)$$

となり、単位面積あたりに 10^{11} 個の陽電子が当たることになる。

5.4 用いた SiPM について

本試験で用いた SiPM は以下の 2 種類である。便宜上、大半のカウンターに使用されているタイプの SiPM については「Main」と、現在 30 個ほどのカウンターで用いられているものについては「New」と呼称する。型番情報は表 5.1 のとおりである。受光面のサイズは全て $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ である。

ただし、「New」については $50 \mu\text{m}$ ピッチのものと、 $40 \mu\text{m}$ ピッチのものが存在する。 $50 \mu\text{m}$ ピッチのものは「Main」から「New」への移行期でのカウンター製作時に使われたもので、今回のビーム照射試験に用いられたのはこちらの型である。基本的なスペックは $40 \mu\text{m}$ のものと同じである。本論文における測定では $40 \mu\text{m}$ のものを用いていないため、「New」と書いたときには $50 \mu\text{m}$ のものを指すこととする。

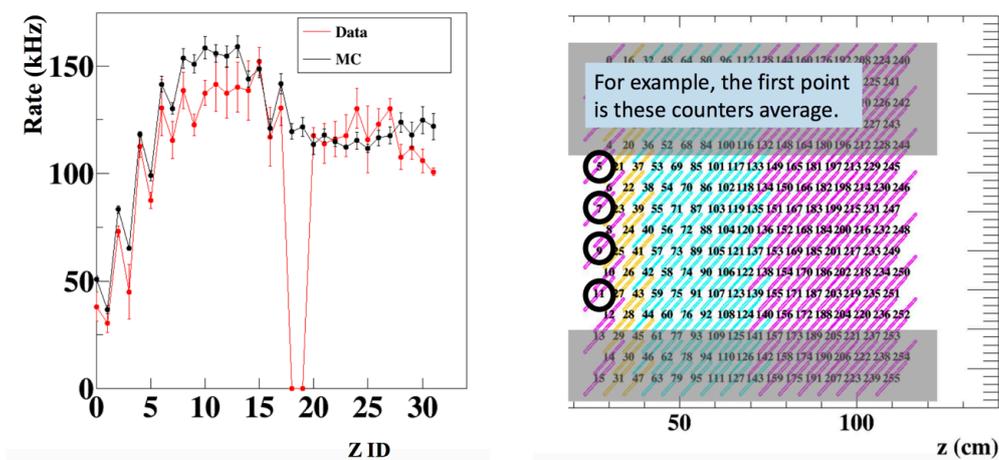


図 5.5 2015 年のパイロットラン解析によるヒットレートの分布図 [29]。モンテカルロ計算（黒）と実測（赤）を示している。φ 方向（右図での縦方向）のピクセルのヒットレートの平均値を各 z ごとに示している。

表 5.1 ピクセルに用いられる SiPM のまとめ。

SiPM	本論文中での略称	ピクセルサイズ	備考
ASD-NUV3S-P High-Gain (MEG)	Main	50 μm \times 50 μm	製造終了。
ASD-NUV-SiPM3S-P	New	50 μm \times 50 μm	30 個ほどのカウンターに使用。
ASD-NUV-SiPM3S-P	-	40 μm \times 40 μm	スペアカウンターに使用予定。

5.5 線源を用いた Main-SiPM の照射試験

Sr90 線源による電子照射試験を行った。線源を用いる利点としては

- 電流値を段階的に増やすことができる
- ビームテストほどのコスト・時間的・マンパワー的な制約がない

ことがあげられる。逆にデメリットとして

- 照射量（照射電子数）を正確に評価することが難しい
- エネルギー帯が実際のビームと異なるため、その違いを考慮して影響を評価するのが難しい

ことがあげられる。タイミングカウンターでは細分化された構造によって各ピクセルの照射量・電流値の増加量に大きく差が出るため、ビームテストで一度に大量の陽電子照射を行う試験はあまり都合が良くない。そのためまずは、線源を用いて電流値を段階的にあげながら測定し、放射線損傷による電流値増加の影響とその原因を系統的に理解することを目指した。

5.6 セットアップの準備

試験の手法が決まったので、まずは測定に必要な照射・測定の為のセットアップを準備した。

5.6.1 照射セットアップ

まずは線源を用いて SiPM に電子照射を行うための照射セットアップ図 5.6、図 5.7 のようなセットアップを設計、作成した。照射には PSI に保管されている 37 MBq の ^{90}Sr 線源を 2 つ用いた。 ^{90}Sr は ^{90}Y を経て ^{90}Zr にベータ崩壊し、2.2MeV 以下のエネルギーを持った電子を放出する。2 つの線源は同じ 37 MBq と記載されていても、保管年月の違いから強度の違いがあるため、照射に用いる線源は 2 つを交互に入れ替わるようにセットする。例として、一回目の照射で SiPM1 に対し線源 1 を、SiPM2 に対し線源 2 を使用した場合には二回目の照射には SiPM1 に線源 2 を、SiPM2 に線源 1 を使用する。

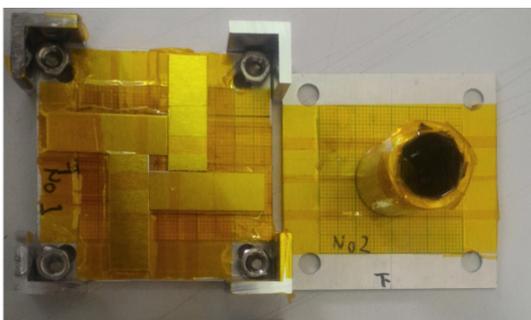


図 5.6 照射試験用のセットアップ

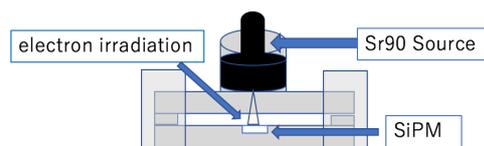


図 5.7 照射中のセットアップ (イメージ)

5.6.2 カウンター組み立て用セットアップの設計

照射した SiPM を用いて TC と同等のシンチレーションカウンターを組み上げて測定を行うためのセットアップを準備した。このセットアップを設計するにあたり、必要であった要請は以下の通りである。

- SiPM を自由に取り外し出来ること。
- 6 連直列の回路をセットアップの両側に組めること。
- SiPM とシンチレータを正確で安定にアラインメントできること。
- なるべくシンプルで、少ないパーツから構成すること。

上記の要請に従い 3 つのパーツを図 5.8 のように設計した。実際に作成されたものが図 5.9 である。

パーツ 1 シンチレータを固定する。反射の影響を考慮し、シンチレータと接触する面積が小さくなるように、くの字で両側から挟むことで固定している。

パーツ 2 SiPM を 6 個固定する。四角に開いたくぼみに SiPM をセットする。スプリングテストプローブピンによって回路を形成するための穴が窪みの底に空いている。

パーツ 3 スプリングテストプローブピンを固定し、回路を形成する。12 本のスプリングプローブピンを通し

て固定し、パーツ 2 にセットされた SiPM にピンが当たることで 6 連直列回路を形成する。図 5.10 はピンが SiPM をシンチレータに押し付ける様子を表す。SiPM とシンチレータはオプティカルセメントではなく、取り外しが可能なようにオプティカルグリスで接着する。

スプリングテストプローブピンを用いた理由は、

- 取り外しが自由
- 両側で自由な回路を形成可能
- スプリングが SiPM をシンチレータに押し付けてくれる（はんだ付けだとはんだの厚みによって SiPM とシンチレータの接触に不揃いが出る可能性がある）

などの利点があったからである。

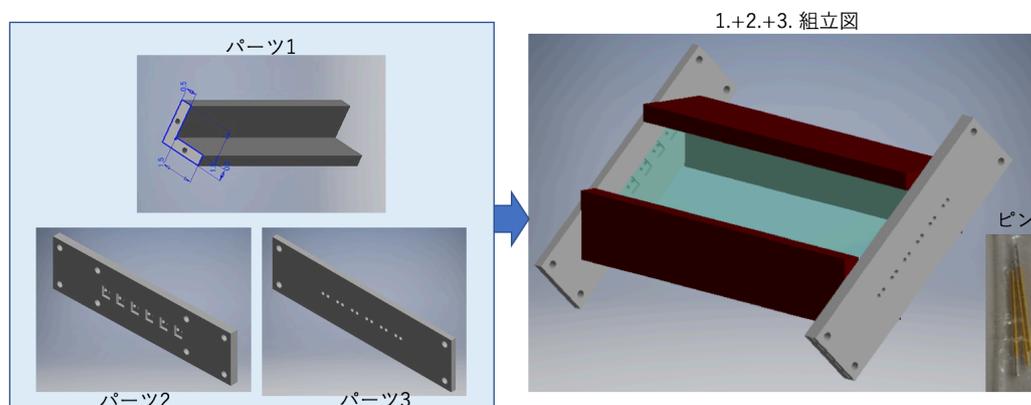


図 5.8 設計された三つのパーツ。パーツ 1. はシンチレータ、パーツ 2. は SiPM、パーツ 3 はスプリングプローブピンをそれぞれ固定する。1.2.3. を組み立てたのが右の図である。パーツ 1. を茶色で着色しているほか、シンチレータを薄い青で示してある。使用したピンは右下の写真のものであるが、設計図では表示されていない。

5.6.3 時間分解能測定用セットアップ

時間分解能を測定するためのセットアップを図 5.11 に示す。12cm × 4cm × 5mm のシンチレータの中心に ^{90}Sr 線源を用いてベータ線を照射する。照射されたベータ線のうち、ある程度以上のエネルギーを持ったものはシンチレータを突き抜け、その下に置かれたトリガーカウンターに入射する。トリガーカウンターは 5mm × 5mm × 5mm のシンチレータに 3mm × 3mm サイズの MPPC(型番：HPK SiPM S10362-33-050C) を接着したものになっており、ピクセル単体に比べ、十分に良い時間分解能 (30ps 程度 [30]) を持っている。シンチレータの両側の読み出しとトリガーカウンターの読み出しはそれぞれ PSI アンプを通したのち DRS の ch1-ch3 に送られ、波形データとして取得される。DRS の電圧読み出しは [-50mV : 950mV] 幅であるためトリガーカウンターの信号は 1/4 に減衰して飽和しないように DRS に入力する。加えてノイズ対策のためケーブルやアンプをアルミホイルで覆い、測定系はアルミ製のシールド用ケージで覆われている。

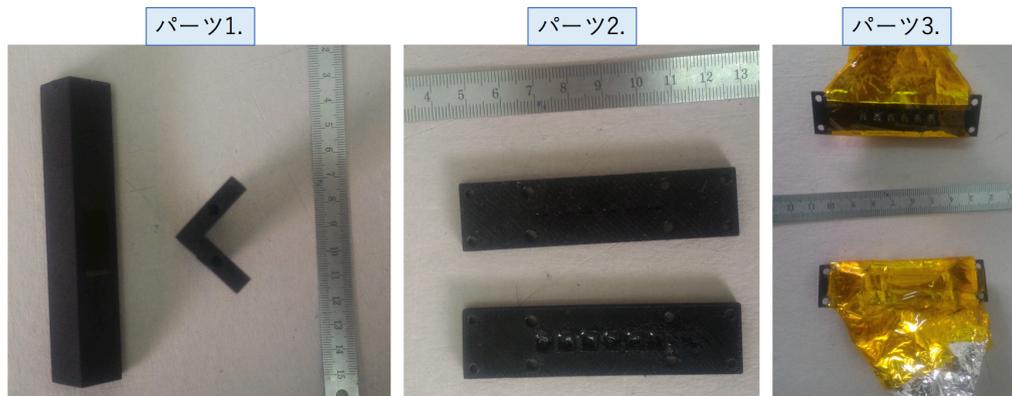


図 5.9 実際に出来上がった三つのパーツ。スプリングテストプローブピンの周りはノイズ対策の為にアルミで覆っている。

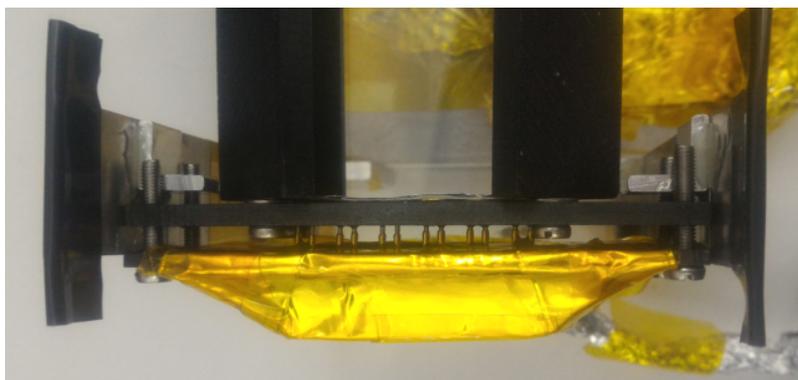


図 5.10 アセンブリされたパーツと、スプリングプローブテストピンが SiPM をシンチレータに押し付け、回路を形成する写真。SiPM とシンチレータはオプティカルグリスで接着されているが、グリスは拭き取ると接着を外すことができる。

5.7 測定と解析

照射を段階的に行いながら電流-電圧特性 (IV) の測定、波形データの取得と解析を行った。 ^{90}Sr による照射は 4 回、各回約 70 時間行った。

5.7.1 IV 特性

時間分解能を測定するのに用いた SiPM に対し、SiPM 単体での IV 特性の測定と、6 連直列状態の IV 特性の測定を行った。IV 測定にはピコアンメータを用いた。時間分解能測定用回路には PSI アンプを用いているため、IV の取得も PSI アンプを繋いだ状態で行ったが、増倍機能等は用いていない。測定はサーマルチャンバーで 30 度に設定して行った。図 5.12 から図 5.16 は SiPM6 個それぞれの、図 5.17 は 6 連直列状態での

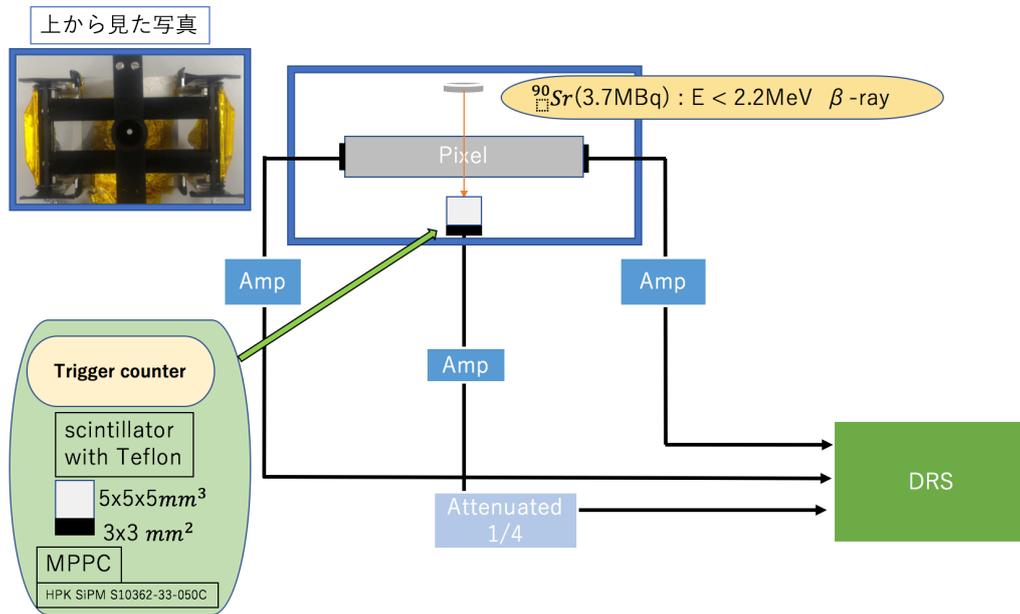


図 5.11 時間分解能測定用のセットアップ

照射回数と IV 特性を表している。電流値の増加幅に不揃いが見られるのは照射セットアップのアライメント精度のほか、照射に用いた線源の強度の違い、SiPM の個体差などが考えられる。先に述べたように、線源は入れ替わるように照射を行ったため、奇数回目に比べて偶数回目の方が IV 特性が揃っている。照射が進むごとに、電流値が増加している様子が見て取れるが、IV の概形に関しては大きな変化は見られなかった。

5.7.2 波形モニターとノイズレベル

時間分解能を測定するにあたり、DRS を用いて波形を取得した。図 5.18 は 200mV 付近の波高を持つ波形の例である。オーバー電圧は 16.2 V (照射前) ~ 16.5V (照射 1 回目~4 回目) である。電流値の増加とともに、ベースライン上のノイズが大きくなっている様子が見て取れる。

5.7.3 時間分解能の測定

時間分解能は $\sigma(\frac{t_1+t_2}{2})$ で定義される。カウンターに対して十分に性能の良いリファレンス時間を用いることで、

$$\sigma(\frac{t_1+t_2}{2} - t_{ref}) = \sqrt{\sigma(\frac{t_1+t_2}{2})^2 - \sigma(t_{ref})^2} \quad (5.4)$$

を計算してカウンターの時間分解能を計算することができる。今回の解析では、カウンターの片側のみを用いて評価を行っているため、

$$\sigma(t_{irradiated\ side} - t_{ref}) \quad (5.5)$$

を評価の基準とした。この値を計算するにあたり、 $t_{irradiated\ side} - t_{ref}$ の値をヒストグラムに詰め、ピーク値の $\pm 4\sigma$ をガウシアンでフィットすることで得られる標準偏差 $\sigma(t_{irradiated\ side} - t_{ref})$ を評価すべき時間分

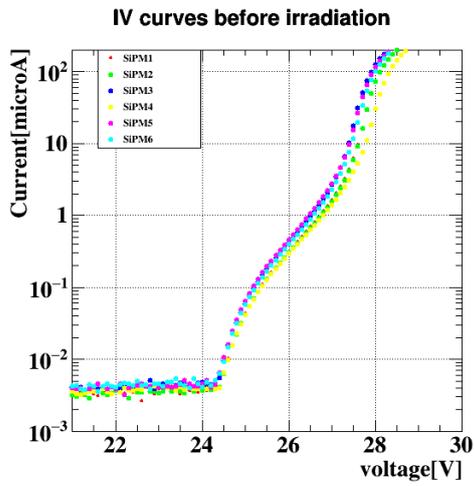


図 5.12 照射前の IV 特性

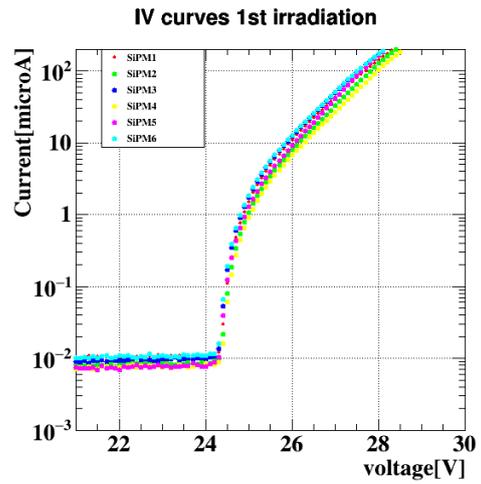


図 5.13 1回目の照射後(約70時間後)のIV特性

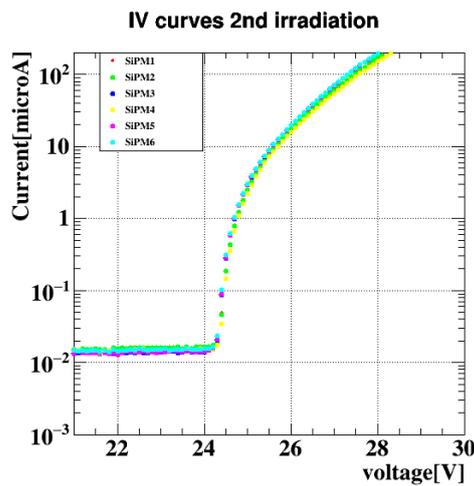


図 5.14 2回目の照射後(約140時間後)のIV特性

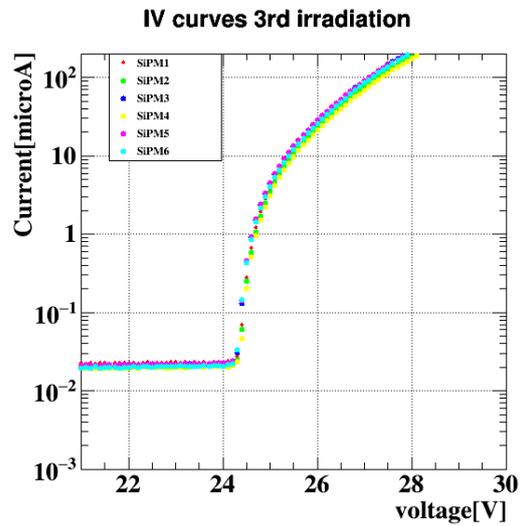


図 5.15 3回目の照射後(約210時間後)のIV特性

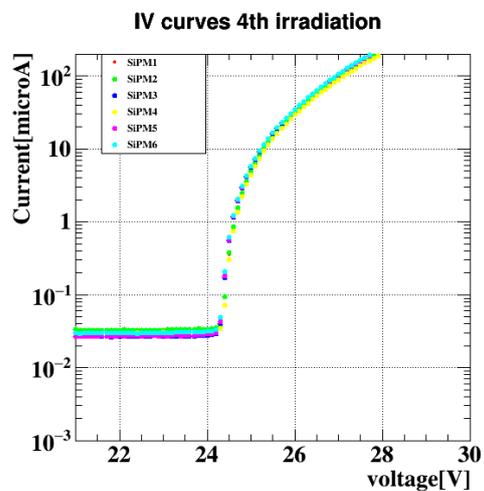


図 5.16 4回目の照射後(約280時間後)のIV特性

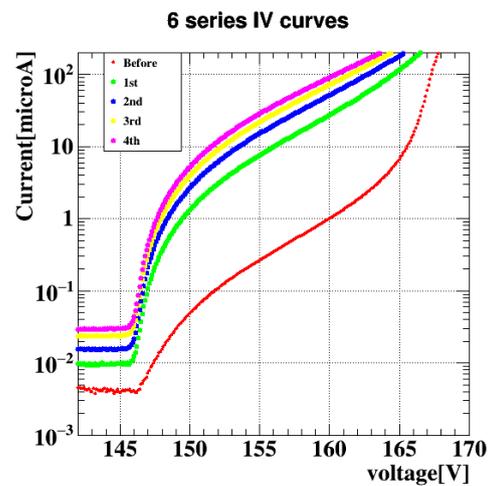


図 5.17 6連直列接続した際のIV特性

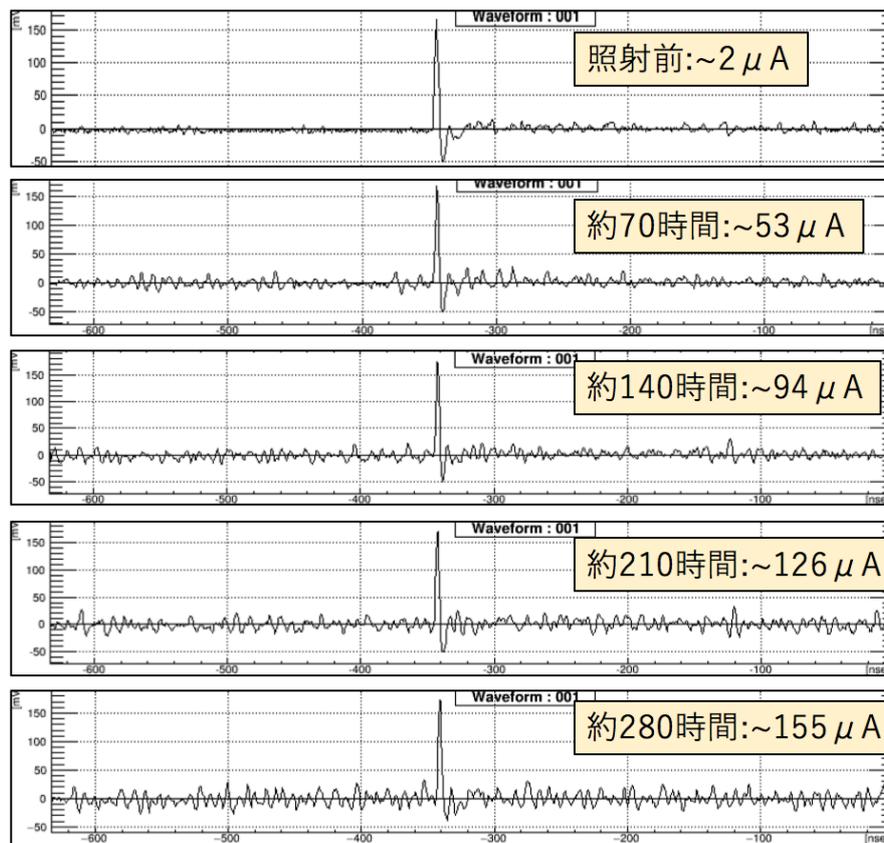


図 5.18 DRS によって取得された波形。電圧は 162.5V（降伏電圧 +16V 程度）で一定。電流値は IV 曲線から読み取った値を示している。照射が進むことで波形のベースラインの振れ幅が大きくなっている。

解能とした*1。

5.7.4 時間取得の手法：コンスタントフラクション法

波形の時間取得はコンスタントフラクション法で行う。コンスタントフラクション法は波高に対して、固定されたある一定の割合（フラクション）での時間を取得するという方法である。その特徴等は 7 章で説明する。解析パラメータを最適化した際の評価については本章の最後に議論するが、その他特に追加の記述がない場合、フラクションを 20% で固定して解析を行っているものとする。

誤差の考察

今回の測定で誤差の要因となり得るものは以下の通りである。

- アライメントによる測定誤差
- 電圧降下によるゲイン低下
- チャンネルによる系統誤差

*1 6 連直列の片側だけで評価しているため、ピクセルとしての性能から $\sqrt{2}$ 倍の値になっている。

アライメントによる測定誤差

測定誤差で最も大きいと思われるのは、測定セットアップのアライメントによる誤差である。測定に使用した、カウンターの中心に電子を照射するためのソースを置くソースホルダーの首の部分は可動性であることと、組み立てセットアップを固定するサポート構造の余裕のため、電子の照射位置が数 mm ずれ得る。また、SiPM とシンチレータの間のオプティカルグリッドによる接着も誤差に寄与すると考えられる。これらの測定誤差はランダムに生じると考えると、後述「誤差の見積もり」に書かれた方法で見積もることが出来る。

電圧降下によるゲイン低下

大きな電流が流れる測定で問題となり得るのが回路による電圧降下である。今回使用した測定回路には PSI アンプを用いており、アンプと HV 電源 (ピコアンメータ) の間には $3.6k\Omega$ の抵抗が組み込まれているため、 $100\mu A$ も電流が流れた際に約 $0.36V$ の電圧降下が生じている。SiPM は 6 個直列に繋がれているため、SiPM 一個あたりに対し、 $0.06V$ 電圧降下の影響が出ることになる。これにより、印可電圧の減少によるゲインの低下などが予想されるが、波高のピーク値を確認したところ有意なゲインの低下は伺えなかったため、今回はその効果は無視した。

チャンネルによる系統誤差

系統的な誤差として、チャンネルに依存するものが考えられる。今回は使用したピコアンメータの一つからの出力が 1 % 程度 (最大 $0.2 V$ 程度) 高くずれていることが測定後に明らかになった。IV 特性曲線の取得に使用していたピコアンメータであるが、IV 特性曲線の取得は常にこのピコアンメータを使用していたため、比較の際には問題はない。その他、PSI アンプの個性などによって波形整形に違いが出る可能性が考えられた。そのため、この章における全ての測定はチャンネルを変えながら 2 回ずつ (30 度の 70 時間照射の時のみ 3 回) 行われその平均値を用いて系統的な誤差を抑えるようにした。系統的な誤差による影響は、測定誤差に比べて小さいとし、電圧降下・チャンネル間誤差の補正は行われていない。

5.7.5 誤差の見積もり

測定誤差は測定複数回のばらつきの平均 ($\overline{\delta_{measurement}}$ 、全ての照射回数、印可電圧測定に渡って 2 回 (30 度の 70 時間照射の時のみ 3 回) の測定のばらつきの平均) から、すべての測定毎の統計誤差の平均 ($\overline{\delta_{stat}}$) のばらつきを引いた後に測定毎の統計誤差 ($\delta_{i,stat.}$) を付け直したものとなる。すなわち

$$\delta = \sqrt{\overline{\delta_{measurement}}^2 - \overline{\delta_{stat}}^2 + \delta_{i,stat.}^2} \quad (5.6)$$

をエラーとして表示した。

結果

照射前及び、4 回の照射後ごとに印加電圧をスキャンしたもののプロットが図 5.19 である。印可電圧のスキャンは $152.5 V$ から $167.5 V$ まで $2.5 V$ 刻みで行った。プロットでは横軸をオーバー電圧 (印可電圧-降伏電圧) で示している。実際にタイミングカウンターの運用に用いられているのに近い電圧 $162.5 V$ (オーバー電圧 $16.2 V$ $16.5V$ の点) では 2 回目 (140 時間の照射後) に $94 \mu A$ 程度まで電流が上昇しており、このとき時間分解能は最初と比べて 39 % 悪化した。原因は電流値の増加によって、ダークノイズが増加し、ベースラ

イン計算やコンスタントフラクション法による時間取得の精度が落ちることで、時間分解能が悪化する為であると考えられる。

また、損傷が進むにつれて最適な時間分解能を達成するオーバー電圧が低い電圧に変化していく様子が見て取れる。この原因は時間分解能が波高とノイズによって支配されることから説明がつく。損傷があまり進んでいないときはオーバー電圧が高くても電流値がそれほど大きくないので、オーバー電圧を上げてゲインを高くした方が良い時間分解能を達成する。損傷が進むにつれ、オーバー電圧が高いところではより大きな電流値増加が生じるため、ダークノイズの増加による時間分解能の悪化が支配的になる。この時はオーバー電圧を下げても電流値を下げた方が良い時間分解能が達成できる。

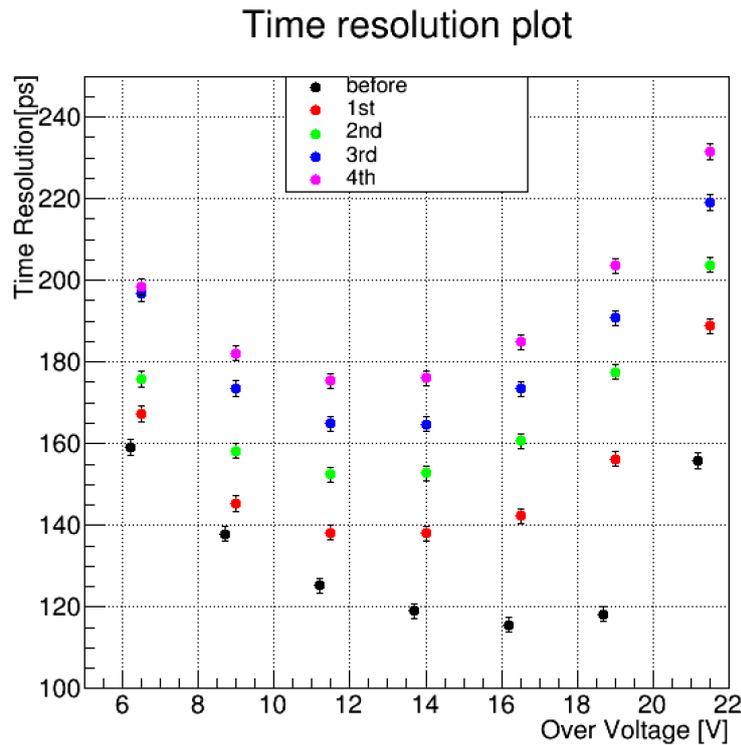


図 5.19 時間分解能 vs. オーバー電圧のプロット

考察：回復効果

放射線によって損傷を受けた SiPM は時間の経過とともにアニーリングによる回復現象がみられ、電流値が減少することがある [27]。今回照射後のサンプルを約 2 ヶ月間放置したのち、再度 IV を取得したが、動作電圧付近での電流値の変化はほとんど見られなかった。測定中のアニーリング効果による違いは無視できるほど小さく、また実際の陽電子タイミングカウンターの運転においても放射線損傷を押さえられるほどの効果はないと結論付けられる。

5.8 低温での測定

前章の SiPM の基礎特性で述べたように、SiPM には温度依存性がある。今回はこの特性を利用して時間分解能の悪化を抑えることを考える。

5.8.1 SiPM の温度依存性

SiPM の降伏電圧には温度依存性があることが知られている [24]。既に述べたように SiPM はアバランシェ増幅によって光子を検出する。温度が上がると結晶の格子振動が激しくなるため、十分に加速される前に結晶格子と衝突する確率が高くなり、アバランシェが起きにくくなる。そのため温度を上げると降伏電圧が上昇し、温度を下げると降伏電圧は小さくなる。また、熱的に発生するキャリアによってダークノイズは発生するため、ダークノイズも温度によって変化する [24]。ダークカウントレートは絶対温度 T との間に

$$N_{dark} = AT^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{Eg}{2kT}\right) \quad (5.7)$$

という関係があり、増倍率が一定であれば温度を下げる程ダークノイズは抑制される。実際に増倍率が一定の時に温度を変えてダークノイズを測定した結果が図 5.20 である。

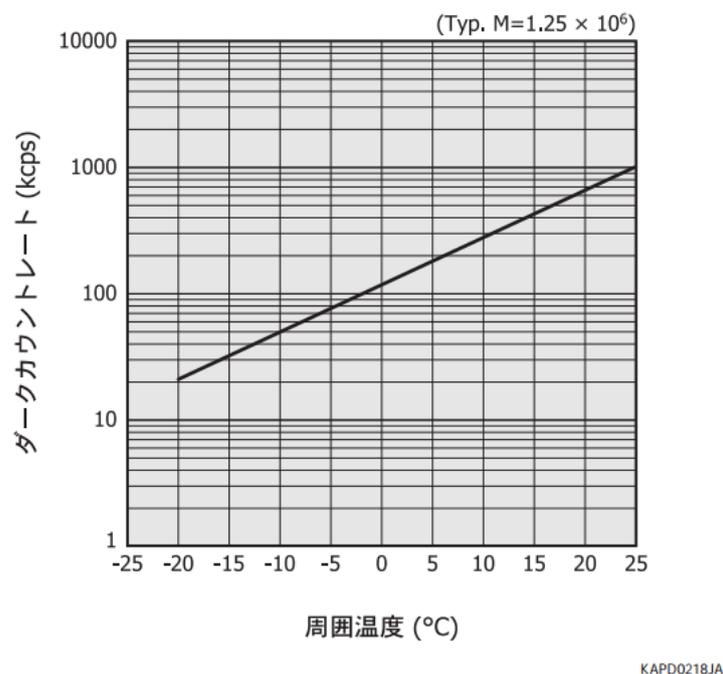


図 5.20 ダークカウントレートと温度の関係性 [24]。増倍率が一定であればダークカウントレートは温度を下げる程減少する。

すなわち運転温度を下げることにより、熱励起によって生じるダークノイズ、電流値の減少とそれに伴う時間分解能の回復が予想される。通常の試験は 30 度で行われているが、今回は 10 度に冷やした環境下で同様の測定を行った。

5.8.2 測定結果

IV 特性と時間分解能についての測定結果を記す。

IV 特性

10 度に冷やした際の IV 曲線を図 5.21 に示す。比較のため、照射前に 30 度で測った IV と、4 回目の照射終了時に取った 30 度の曲線も同時にプロットしている。リーク電流や、同じオーバー電圧での電流値が大きく抑えられ、照射前の IV 曲線の外形に近くなっている様子が確認出来る。また、降伏電圧については 30 度で照射 1~4 回の後（70~280 時間照射時）に測った時は $146.0 \text{ V} \pm 0.1 \text{ V}$ であったが今回照射 1、2 回後に測った時は $143.5 \text{ V} \pm 0.1 \text{ V}$ 、照射 3、4 回後に測った時は $143.4 \text{ V} \pm 0.1 \text{ V}$ であった。降伏電圧は IV 曲線の対数を取ったものの 5 点で移動平均を取り、2 回微分したものに更に移動平均を取った時のピーク値を二次関数でフィットして付けた。ただし数値計算の都合でフィットがうまくいかない場合はピーク値を覆えるようにフィット範囲を手動で調節した。このフィットレンジの調整による誤差はサンプリング点間隔（0.1 V）よりも小さいため、有効数字および降伏電圧の誤差はサンプリング点の間隔によって決定した。

つまり降伏電圧は温度を変えることで $2.5 \text{ V} \pm 0.2 \text{ V}$ 、または $2.6 \text{ V} \pm 0.2 \text{ V}$ 下がった。AdvanSiD 社のカタログによると SiPM の温度依存性は $26 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ であるため、予想される降伏電圧の変化は $26 \text{ mV}/^\circ\text{C} \times 20^\circ\text{C} \times 6 \text{ SiPM} = 3.12 \text{ V}$ であった。ただしこちらには測定条件や個体差によるエラーを考慮していない。差異として考えられるのは温度の安定性、回路による印可電圧の降下、個々の SiPM のリーク電流差による電圧降下のシフト（後の章で解説）、SiPM の温度依存性の個体差が挙げられる。

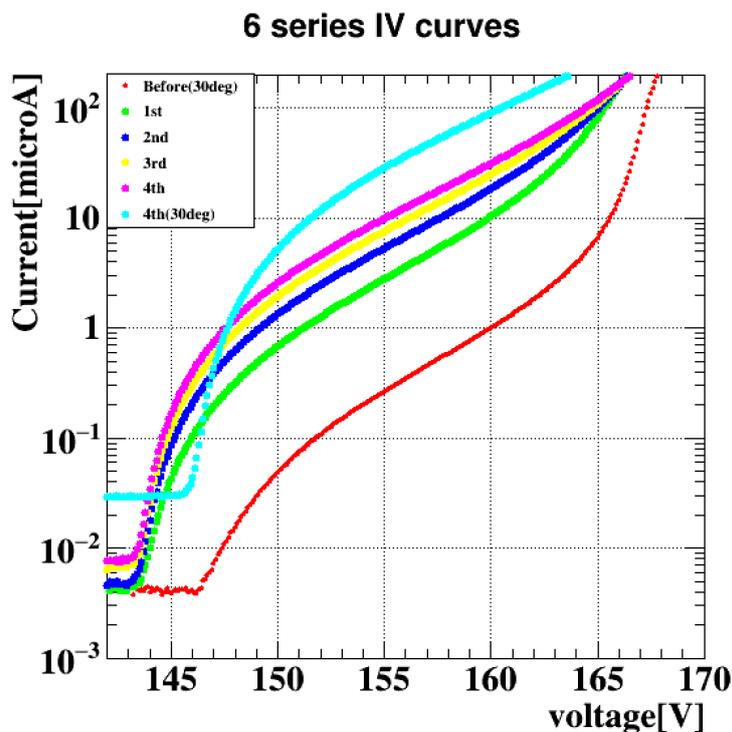


図 5.21 10 度での IV 特性、水色は 4 回照射後の、赤は照射前の 30 度での IV 曲線（比較用）

時間分解能の測定結果

30度の時と同じセットアップを用いて10度での時間分解能測定を行った結果が図5.22のプロットである。時間分解能の悪化の度合いがスキャンした範囲において全体的に抑えられている様子が確認出来る。時間分解能の悪化は同じオーバー電圧+16V付近(印可電圧160V)で約5%まで抑えられている。電流値の増加幅、時間分解能悪化の進み方についても30度るときよりも小さくなっている。

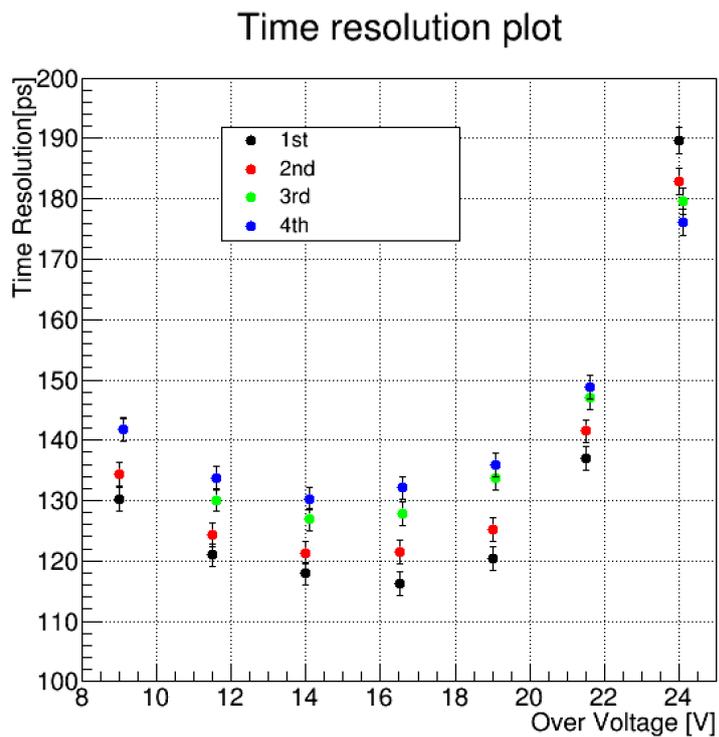


図 5.22 10度での時間分解能測定の結果

5.9 測定結果の解釈と再解析

電流値（ダークノイズ）の増加によって時間分解能が悪化するという考察を確かなものとするために追加の解析を行った。また、現在電流値の読み取りは取得した IV を用いているがその情報は本来波形に含まれているべき情報である。波形解析から時間分解能の悪化を説明するパラメータを抽出することを考えた。

5.9.1 電流値によるスケールリング

横軸電流値、縦軸時間分解能のプロットを図 5.25 および図 5.28 に示す。このとき時間分解能の悪化は電流値の低いところではほぼ線形にスケールできることが分かる。ただし 162.5V（黒の点）などは電流値の高いところではやや飽和している傾向にあることが読み取れるが、取得されたデータの範囲においては 1 次関数でのフィッティング、すなわちダメージの電流値に対する線形のスケールリングは良い近似であると言える。

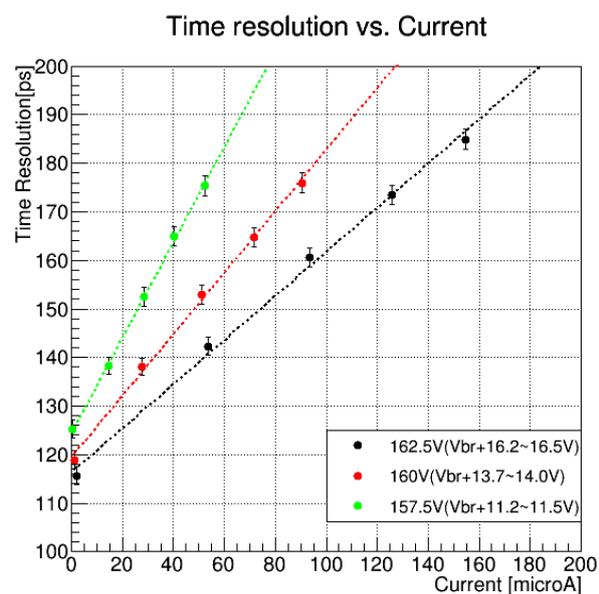


図 5.23 30 度の時、IV 曲線の各電圧での記録電流値と時間分解能のグラフ。それぞれの印可電圧毎に色を分けて表示するとともに、1 次関数でフィッティングした結果を点線で示した。

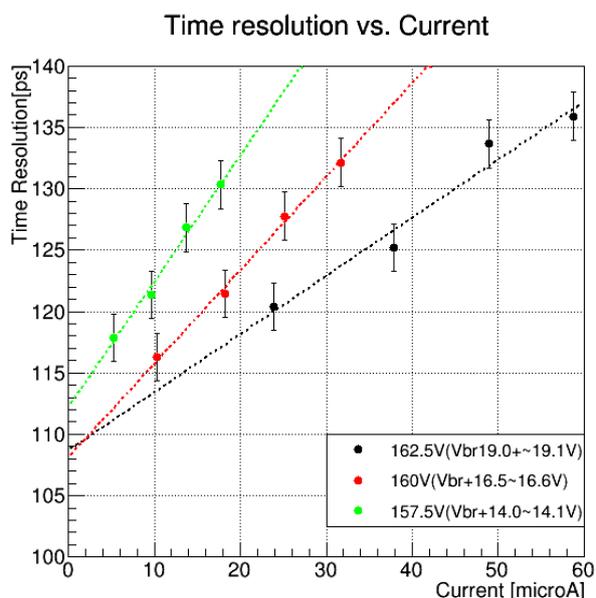


図 5.24 10 度の時、IV 曲線から読み取った電流値と時間分解能のグラフ。左のプロットとはスケールが違うことに注意。

5.10 解析パラメータの最適化

前述の通り、これまでコンスタントフラクション法の解析パラメータは固定した状態で解析を行ってきた。しかしこの解析に使用する割合パラメータを上げることで時間分解能を回復できる。

時間分解能の悪化はダークノイズの増加による、時間取得の精度（ベースライン計算精度や、取得される点付近のばらつきとそれによる三次補完精度）の悪化によって引き起こされると考えられる。コンスタントフラ

クション法は

$$\text{閾値} = \text{割合} \times (\text{波高} - \text{ベースライン}) + \text{ベースライン} \quad (5.8)$$

によって閾値を定義するため、時間取得に用いる割合を上げることにより、ベースライン計算精度が悪化することによる時間分解能の悪化による寄与が相対的に小さくなる。すなわち SiPM が損傷を受けてダークノイズが増加した際には、低温で運転するのに加え、コンスタントフラクション法で用いる割合を調整することで、時間分解能の改善が見込める。今回は割合を 20 % から 50 % の範囲で最適化し、再解析を行った。また、悪化の度合いを定量的に示す指標として電流値（ダークノイズの量の指標）、そしてベースライン上のノイズレベルの指標としてノイズ RMS という量を定義し、これらの指標を用いて放射線損傷と、時間分解能の悪化の関係を理解することを目指す。

5.10.1 電流値によるスケーリング

Constant Fraction Parameter を最適化し直し、電流値横軸にプロットし直した。照射前は 20% の値を用いていたが、照射が進むにつれてより高い割合を用いたほうが良い時間分解能を達成していることがわかる。また、一定のフラクションを用いていた時はほぼ線形に従っていたのに対し、フラクションを最適化することで高い電流値では悪化の程度が小さくなっていき、飽和していく様子が見える。オーバー電圧 16.2~16.5 V で 94 μA のとき、コンスタントフラクション一定 (20 %) の時は時間分解能は 39 % 悪化していたが、パラメータを最適化した時、時間分解能の悪化は 29 % と見積もられる。10 度の時は電流値の増加量が抑えられていることもあり、パラメータを最適化しても大きな変化がなかった。

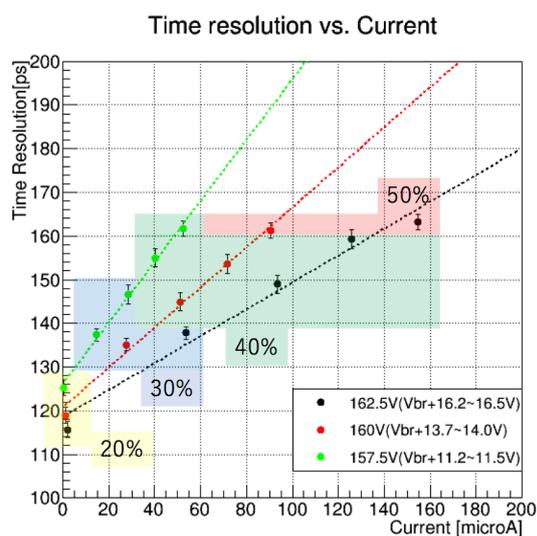


図 5.25 30 度での測定時に IV 曲線から読み取った電流値と時間分解能（フラクション最適化後）のグラフ。

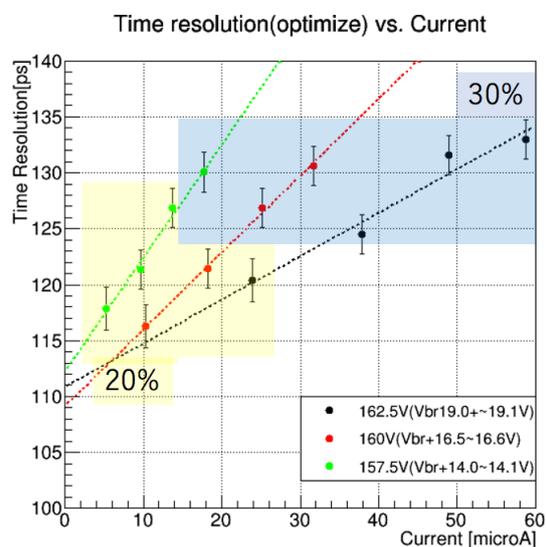


図 5.26 IV 曲線から読み取った電流値と時間分解能（フラクション最適化後）のグラフ (10 度)

5.10.2 ノイズ RMS によるスケーリング

波形データから得られるパラメータによってスケールしたものが図 5.27 である。解析側のパラメータを最適化することで、悪化の度合いはノイズ RMS ピーク/信号波高のピークで線形にスケールできることがわかる。また、コンスタントフラクション解析で用いるパラメータについてもノイズ RMS のピーク/波高のピークという量を用いることで、大まかに最適な値を推測することが出来る。これは「ノイズ RMS のピーク値/波高のピーク値」が、放射線損傷によるカウンターの時間分解能への影響をスケールするパラメータであることを意味する。これは、ダークノイズ等でノイズレベルが増加することで時間分解能が悪くなる効果と、光電子数やゲインが増えて波高が大きくなれば時間分解能が良くなる効果を含んだパラメータであり、低温での測定はこの前者の効果を減らすことで時間分解能を回復している。

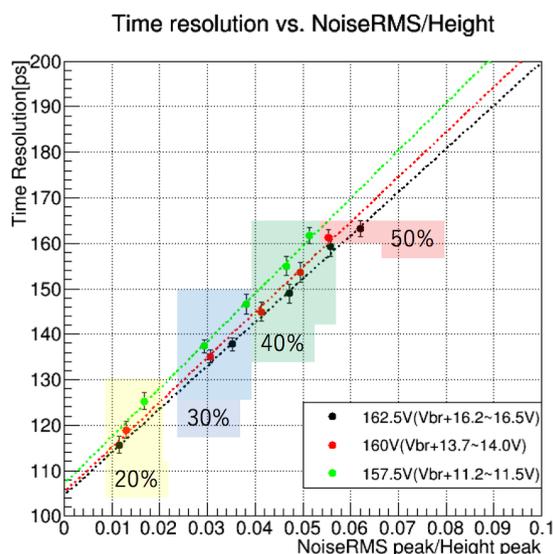


図 5.27 (ノイズ RMS のピーク)/(信号波高のピーク)と時間分解能 (フラクション最適化後) のグラフ。薄く着色してコンスタントフラクション解析で用いた割合を書き込んだ。

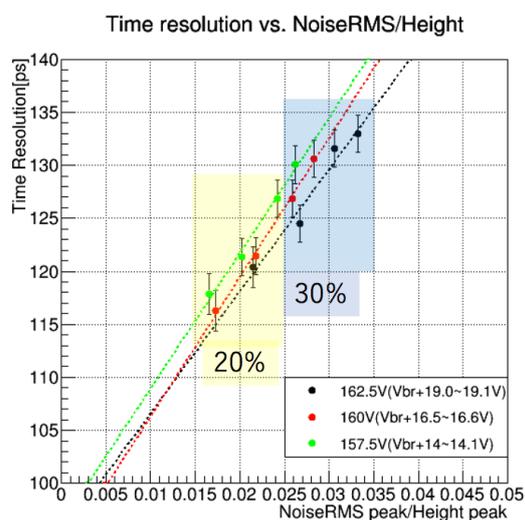


図 5.28 (ノイズ RMS のピーク)/(信号波高のピーク)と時間分解能 (フラクション最適化後) のグラフ (10度)

5.10.3 波形シミュレーションへの応用

4 章では波形シミュレーションのためのパラメータ測定を行った。しかしながら放射線損傷を受けることによってダークノイズや二次パルスは増加していくため、現在のパラメータのままシミュレーションを長期的に使い続けているうちに、次第に波形再現の精度は落ちていくことが予想される。また、図 5.18 を見れば分かるように、電流値の高いところではポールゼロキャンセルによる波形整形が行われた状態ですら、1 p.e. の分離が困難であるため、使用する SiPM と電流値を変えながら測定を行い、パラメータを決定していくのは現実的な手法とは言い難い。今回の測定で、「ノイズ RMS のピーク値/波高のピーク値」が放射線損傷の時間分解能への影響をスケールできる変数となることが分かった。この値を実際のカウンターで測定した値に合わせる

ことで放射線損傷の影響を受けたカウンターの時間分解能を再現できる。

5.11 線源を用いた放射線損傷による影響の評価のまとめ

^{90}Sr 線源を用いて段階的な電子照射試験を行った。電子照射は 70 時間を 4 回に分けて計 280 時間行った。照射が進むごとに電流値の増加が確認され、電流値の増加とともに時間分解能の悪化が確認された。MEG II 実験の物理ラン 75 週間で予想される時間分解能の悪化は、2 回目（約 140 時間）照射後のオーバー電圧 16.2 V～16.5 V、94 μ A の時の測定値から 29 % 前後であることが分かった。

次に低温で運転することで同じオーバー電圧の値であっても電流値の増加を抑えられることを確認した。その後同様の測定を行ったところ、悪化の度合いは 29 % から 5 % 程度まで抑えることができることが分かった。時間分解能の悪化の様子は解析のパラメータを一定とした時は電流値の増加にほぼ線形に従い悪化した。解析パラメータを最適化した後は、波形解析によって抽出したノイズ RMS のピーク値を波高のピーク値で割った値で線形にスケールすることができることが分かった。本実験と解析を持って、放射線損傷による時間分解能への影響の度合い、原因、そして影響をスケールできるパラメータなどを理解することができた。

タイミングカウンターの低温運転の試験結果については 8 章で述べる。

5.12 ビームを用いた New-SiPM の照射試験

Main の SiPM については線源を用いて段階的な照射を行い、電流値増加と時間分解能の悪化の関係を見ることが出来た。ここでは New SiPM の放射線損傷について 2017 年 3 月に行われた陽電子照射試験の概要と、その SiPM を用いた時間分解能測定の結果についてまとめる。なお、本来ならばビームを使用した照射試験にも Main SiPM を用いて照射試験をすることが好ましかったが、ビーム照射試験に必要な数を揃えることが出来なかったため、Main SiPM ではビームを用いた照射試験は行っておらず、照射量を段階的に調整できる線源を用いて放射線損傷の影響を評価した。

5.12.1 照射のセットアップ

陽電子照射はイタリア、フラスカティにある Beam Test Facility (BTF) にてイタリアの共同研究者により行われた。図 5.29 は照射のセットアップを示す。陽電子の照射量はビームモニター用のレッドグラスによって測定されたものに、補正係数をかけて計算する。共同研究者の報告によると、照射された陽電子のエネルギーは 50MeV で、総照射量は 7.78×10^{11} 個であった。並べられた SiPM はビームスポットの半分を覆っていると仮定すると、SiPM 一つあたりに照射された照射量は総照射量を $2 \times 4 = 8$ で割って 10^{11} 個程度が当たった計算になる。単位面積あたりでは、 $1.1 \times 10^{12} e^+ / \text{cm}^2$ 程度の照射量であり、これは「5.3.3 総照射量の大きな見積もり」で見積もられた総照射量と比較して、7~8 倍程度多い量となっている。すなわち、物理ラン 3 年間での放射線耐性を見るにあたり十分な照射量であると言える。

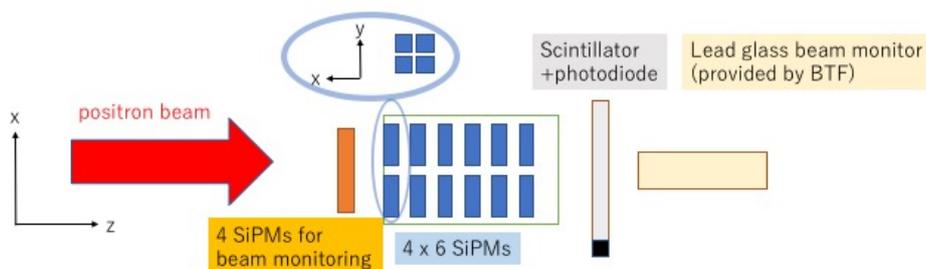


図 5.29 BTF での照射セットアップ。[32] に基づいて作成。4 個の SiPM が 6 列に並べられて照射された。

5.12.2 測定結果と考察

時間分解能の測定を Main のものと同様のセットアップを用いて行った。

IV 特性

取得した 6 連直列状態での IV 曲線を図 5.30 に示す。電流値の増加が顕著に見られるが、動作電圧付近では 10 度に冷やすことで電流値が抑えられている様子が伺える。

ゲイン

図 5.31 は New SiPM と Main SiPM のオーバー電圧に対する波高の比較である。波形データは時間分解能測定（30 度）の際に取得したものをを用いた。Main は照射前の二回の平均値、New は今回の二回の測定から解析した波高のピーク値の平均値で、誤差はその標準偏差とした。また、線形でフィットした結果を同時に表示している。ここから、Main に比べて New のゲインは 2 倍程度まで改善されていることが分かる。

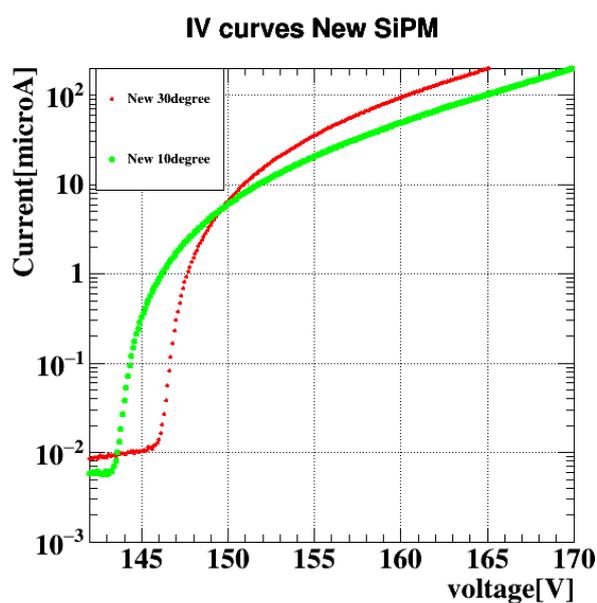


図 5.30 6 連直列の New SiPM の IV 特性

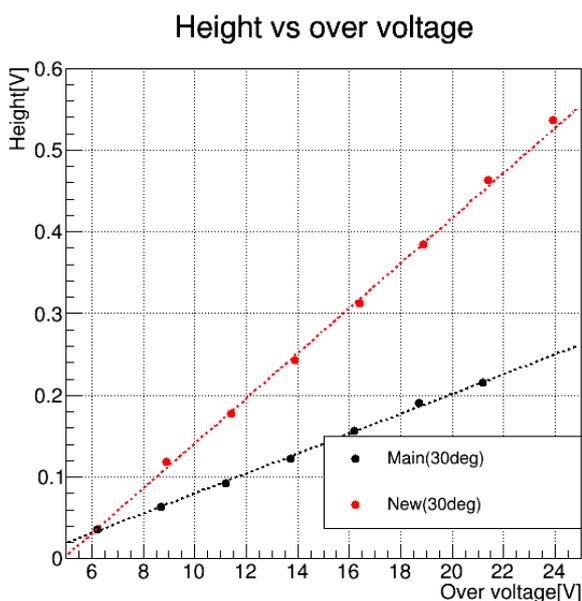


図 5.31 Main と New の波高のピーク値の比較。Main(30deg) は 30 度で照射前 Main-SiPM を 6 個直列に繋いで時間分解能測定を行った時の波高、New(30deg) は今回の時間分解能測定時の平均である。ともに 2 回の測定の標準偏差を誤差としてつけた。

時間分解能の評価

New の SiPM については照射前に時間分解能の測定を行うことが出来なかったため、照射後の 30 度及び 10 度での測定結果のみを図 5.32 に示す。測定の誤差については 2 回の測定のみを用いて Main のものと同じ方法でつけているが、10 度の測定は 1 度のみ行ったので、30 度の平均の測定誤差の平均 $\overline{\delta_{\text{measurement } 30\text{deg}}}$ が 10 度の平均の測定誤差の平均 $\overline{\delta_{\text{measurement } 10\text{deg}}}$ と等しいという仮定を置いて、

$$\delta = \sqrt{\overline{\delta_{\text{measurement } 30\text{deg}}^2} - \overline{\delta_{\text{stat}10\text{deg}\&30\text{deg}}^2} + \delta_{i,\text{stat}}^2} \quad (5.9)$$

と評価した。

Main では $100\mu\text{ A}$ まで電流値が上昇すると、110ps 台から 160ps 台まで時間分解能が悪化していた ($V_{\text{br}}=16.2\text{--}16.5\text{V}$) のに比べ、New の SiPM では時間分解能は Main のものから比べて 20~30ps 程度しか悪くなっていなかった。また、10 度に下げることによって時間分解能は Main のものよりも良い値を達成している。

New の SiPM はアフターパルスが抑制されており、動作電圧の範囲が広くより高いオーバー電圧まで分解能を悪化させずかけられることに加え、Main の SiPM に比べて高いゲインが得られる。これらの効果によって分解能が広い領域にわたって安定しているため、Main の SiPM のような、最適電圧のシフトや、動作範囲の縮小効果が問題にならず、より安定した運用が可能になっている。

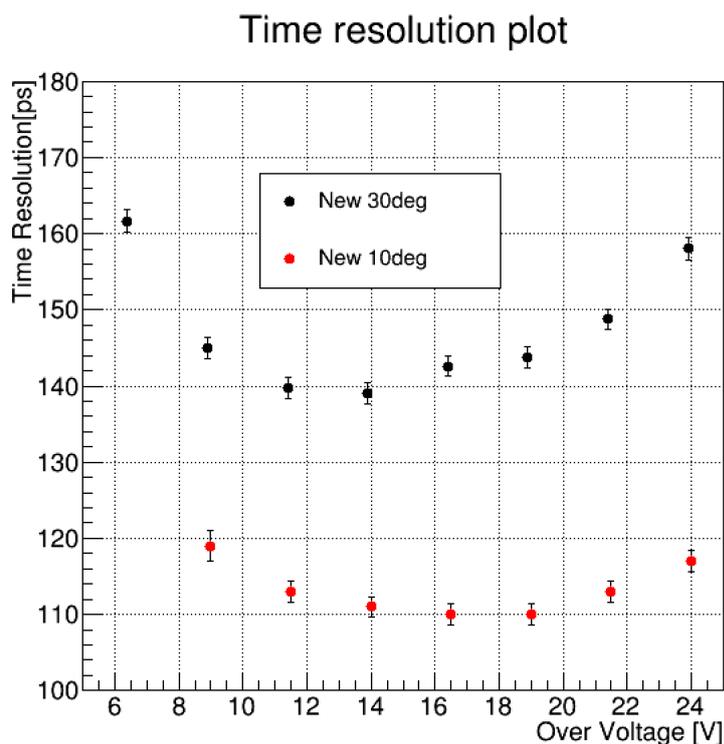


図 5.32 6 連直列の New SiPM の時間分解能。30 度については二回の測定から、Main と同様に誤差を見積もった。10 度に関しては 1 度のみ測定であったので、30 度の平均の測定誤差の平均 $\overline{\delta_{\text{measurement}}}$ が 10 度の時でも同じであると仮定して評価を行っている。

5.13 結論

陽電子ビーム照射された New SiPM について Main SiPM と同様のセットアップを用いて時間分解能の評価を行った。実際に物理ラン 3 年間で予想される総照射量よりも 8 倍程度多い陽電子照射が行われ、量電流値の増加と時間分解能の悪化が見られたが、Main-SiPM を用いたカウンターと比べて時間分解能の悪化度合いは小さく、動作範囲についても広く安定していた。また、10 度での運用によって悪化の度合いは大きく抑えられ、MEG II 実験で要請される分解能を十分満たすレベルになると判断できた。予想よりもはるかに大きい照射量であっても動作と性能が保障されたことから、New SiPM に関しては放射線損傷は問題にはならないという結論を得た。

第 6 章

ダメージ差のある SiPM 直列接続時の性能評価

時間分解能への影響が電流値もしくはノイズによるベースラインの振れ幅と波高によってスケールできることは既に述べた。ここではさらに陽電子タイミングカウンターの構造に着目した測定及び解析を行う。

ピクセルを製作するに当たって直列接続される 6 個の SiPM は IV 特性の近いものを選んでいる。しかしながら陽電子タイミングカウンターの各ピクセルについている 6 個の SiPM は一番上についているものと、一番下についているもので最大 5cm 弱程度の差が有ため、実際に照射される陽電子数には図 6.1 のように上下で差異が出るのが考えられる。つまり、製作時には揃っていた特性が運用していく中で不揃いになっていくのである。先ほどの測定ではこのような損傷の不均一性について気にしていなかったが、ここではこのような不均一性があることでどのような影響が考えられるか議論し、実際に測定してその影響を確かめる。

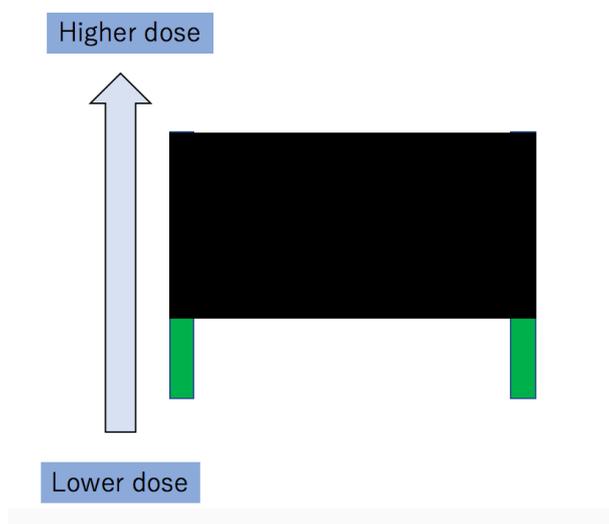


図 6.1 陽電子タイミングカウンターはビーム軸に対し、高さを持つため、図のように照射量の差が出るのが考えられる。

6.1 シミュレーションによる照射量の見積り

モンテカルロシミュレーションを用いて、高さに対する照射量について見積もったところ、6.2 のようにビーム軸からの距離 r に依存して大きな照射量の差異が見られた。

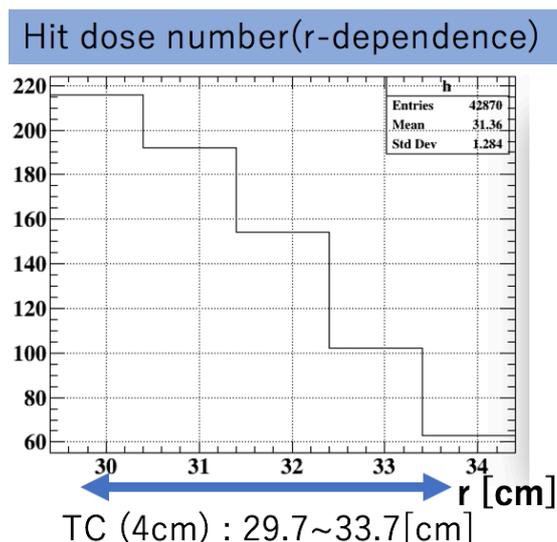


図 6.2 シミュレーションによる照射量の違いのプロット。ビーム軸を z 軸とし、中心を $z=0$ とした時の $z=50$ の位置での陽電子の曲率半径 r の値を計算している。

6.2 セットアップの準備

今回の測定では位置依存性の調査を合わせて行うため、前章で作成したセットアップのうち、アライメントパーツを固定するサポートの部分を作り直した。図 6.3 および 6.4 は新しい測定用のセットアップを示す。主な変更点は以下の通りである。

- ムービングステージにアームを接続して x 方向をリモートで動かせるようにする。またアームに穴を開け、ステージの上に取り付けられたアルミ板にネジ穴を切ることにより、 y 方向を 5mm 間隔で入れ替えられるようにする。
- アライメントパーツ 1. の上部を削り、 y 方向にスキャンできるようにする。

6.3 測定セットアップ

6.3.1 使用する SiPM

測定には前の章で 280 時間 ^{90}Sr 線源をもちいて照射したサンプルと、電子が照射されていないサンプル、または中性子照射されたサンプルを用いた。組み合わせは A.B.C. の 3 通りを試した。表 6.1 に今回の測定に

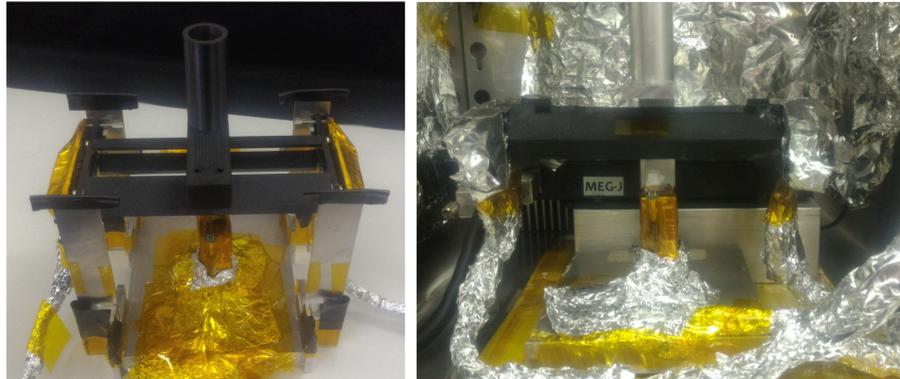


図 6.3 サポート部分の作り直し。前章ではアライメント部分を固定した後は動かさなかったため、サポートに置いて系全体をシールドしていたが、今回はアームに乗せた状態で動かす必要があるため、ピン周りのシールドを兼ねてアルミテープでアームに部分を固定した。

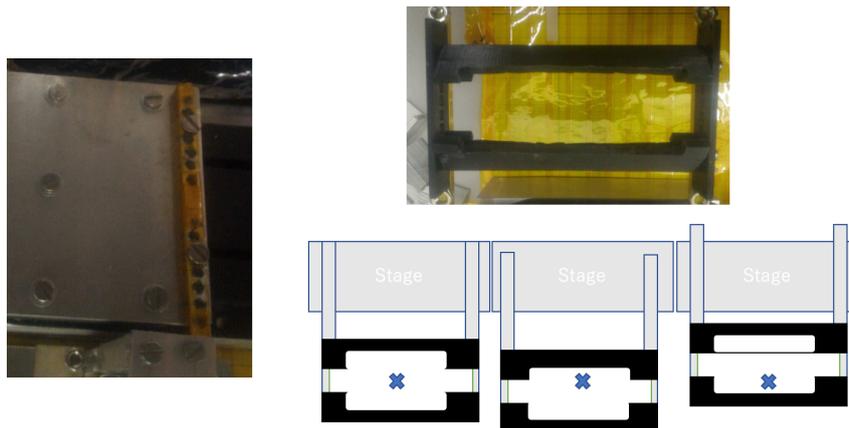


図 6.4 左の写真はアームに開けられた穴を示し、固定する穴を変更することで、y 方向にスキャンを可能にする。右上の写真は削られたアライメント用パーツ 1. を示す。右下は実際に y 方向にスキャンするときの様子を模式的に表す。

用いた SiPM を、表 6.2 に組み合わせを示した。組み合わせ A. は電子照射されて放射線損傷が進んだサンプル 2 つと、電子照射を行っていないサンプル 4 つから構成される。組み合わせ B. は電子照射を行ったサンプル 4 つと行っていないサンプル 2 つからなる。組み合わせ C. は電子照射を行ったサンプル 2 つと、中性子照射を行ったサンプル 4 つからなる。^{*1}組み合わせ A.B. は実際に予想されるダメージの不均一性に比べ、かなり極端な組み合わせと成っている。この組み合わせを採用した理由としては、特性の不揃いな直列接続を行った場合にどのような影響があるのか全く理解されていなかったため、極端な組み合わせで測定することで、その傾向を知りたいという動機からである。

^{*1} 中性子照射されたサンプルは元々別の試験のために行ったものを Pavia グループから貰い受けた。試験の詳細は [31] 参照。

表 6.1 6 章測定に用いた SiPM の一覧。

SiPM	説明
電子照射	Main SiPM のうち、全章で 280 時間電子照射され、電流値は 27V で 100 μ A 程度。
ダメージ無し	電子照射された SiPM と同じ PCB から回収した、余りの SiPM。
中性子照射	中性子照射された SiPM。Pavia 大学の共同研究者の提供。

表 6.2 6 章測定での SiPM の組み合わせ一覧。

組み合わせ	電子照射	ダメージ無し	中性子照射	備考
A.	2	4	0	極端なダメージ差がある場合の動作の確認
B.	4	2	0	同上
C.	2	0	4	27V で 150 μ A、100 μ A、50 μ A 付近の SiPM2 つずつ。

組み合わせ C. は 27 V で 150 μ A、100 μ A、50 μ A 付近の電流値を持つ SiPM を 2 つずつ採用することで、実際に予想されるダメージ勾配に近い組み合わせを実現した。前述の通り、性能の悪化は電流値（ダークノイズ）増加によって引き起こされると考えているため、照射された粒子の違いは問題としない。

考察：降伏電圧シフト

図 6.8 の IV 曲線を見て分かる通り、全ての SiPM が放射線損傷を受けたものに比べ、A.B. の組み合わせでは 6 個直列につないだ場合に A. の組み合わせでは 2V 程度の、B. の組み合わせでは 1V 程度の降伏電圧のシフトが見られる。この現象は使用した SiPM の降伏電圧以前の電流（リーク電流）によって引き起こされていると考えられる。図 6.9 はダメージのある SiPM とダメージのない SiPM の IV 曲線の模式図である。簡単のため、6 個の SiPM の降伏電圧はダメージの有る無しに関わらず全て V_0 であるとし、リーク電流はダメージの有るもので $I_0 + \delta I_0$ 、ダメージのないもので I_0 とする。直列接続された素子には同じ大きさの電流が流れる。しかしながら、ダメージのない SiPM に対し、降伏電圧以前の電流値を掛けても流れる電流はダメージのある SiPM のリーク電流よりも小さな電流しか流れないため、電圧はダメージのないものに $V_0 + \delta V_0$ まで優先してかかる。そのため、もともとの 6 連直列時の降伏電圧 ($6 \times V_0$) になってもダメージのあるものは降伏電圧に達しておらず、((ダメージのない SiPM の個数) $\times V_0$ + (ダメージのある SiPM の個数) $\times (V_0 + \delta V_0$)) が見かけ上の降伏電圧となると考えられる。

6.4 時間分解能の測定：中心でのバイアススキャン

上記組み合わせ A.B.C. に対し、前章と同様に印可電圧を変化させながらスキャンを行った。結果を図 6.10 及び、図 6.11 に示す。結果をただし今回の測定は一度のみ行っているため、得られた測定点と、フィットエラーのみを表示している。傾向としては前章で行ったバイアススキャンと同じ傾向を示しており、10 度に冷やすことで、時間分解能の悪化が緩やかな動作範囲が広がる（回復する）。結論として、中心でのバイアススキャンからは特にダメージが均一な場合にはない想定外の挙動等は観測されなかった。

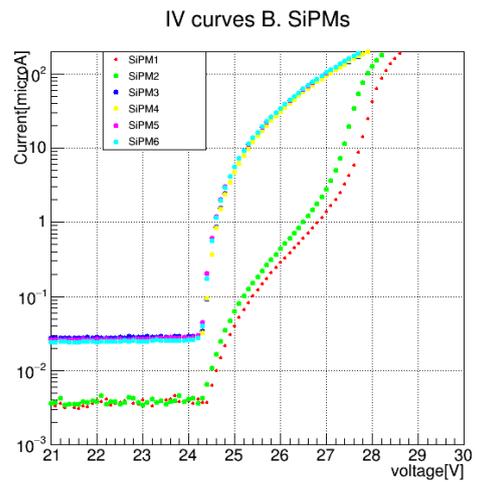
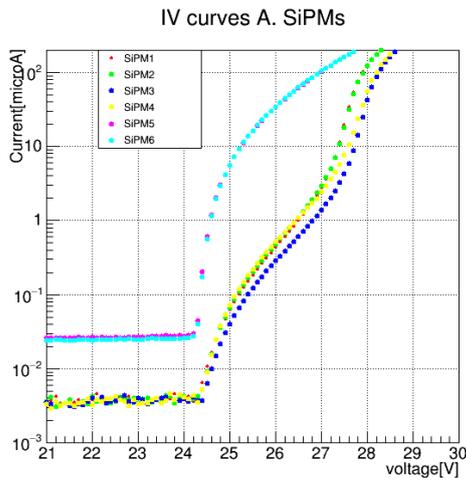


図 6.5 A. ダメージ 2 個 + ダメージ無し 4 個の組み合わせ 図 6.6 B. ダメージ 4 個 + ダメージ無し 2 個の組み合わせ

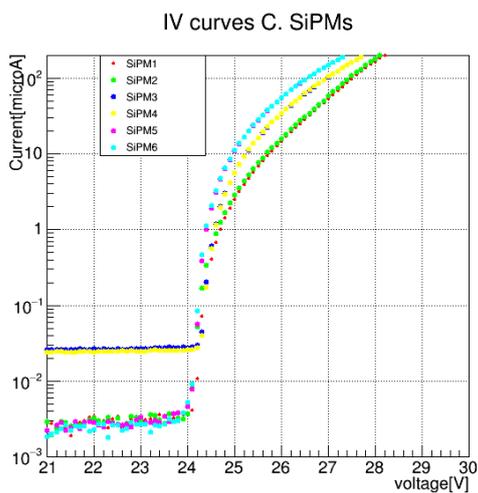


図 6.7 C. 中性子照射サンプルによる組み合わせ

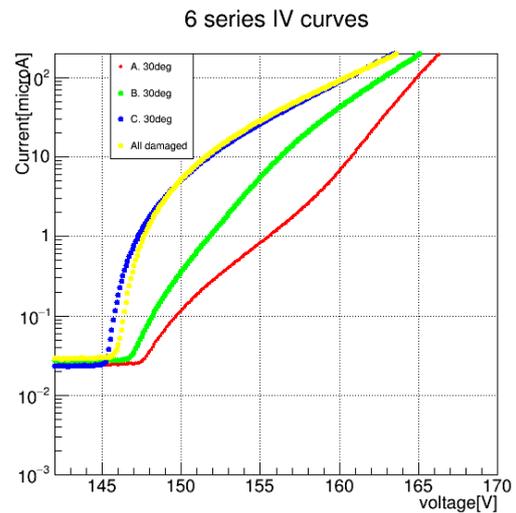


図 6.8 A.B.C. それぞれ 6 個直列にした際の IV 特性曲線。黄色は比較用に示した、全てが損傷を受けたもの。

6.5 位置依存性の測定：ポジションスキャン

次にポジションスキャンによる波高の依存性を見る。前述の通り、時間分解能は波高に依存し、放射線損傷がない場合のピクセルは高さ方向には依存性がないものとしている。直列接続された SiPM は電流値が揃えられるため、個々の SiPM のオーバー電圧に差が生じ、波高は位置・時間分解能の高さ方向への位置依存性が現れる。その他、取得される時間の平均値（時間中心）が変化する可能性がある。ここでは特に、時間中心が高さに応じて変化する場合の影響について詳しく見ていく。

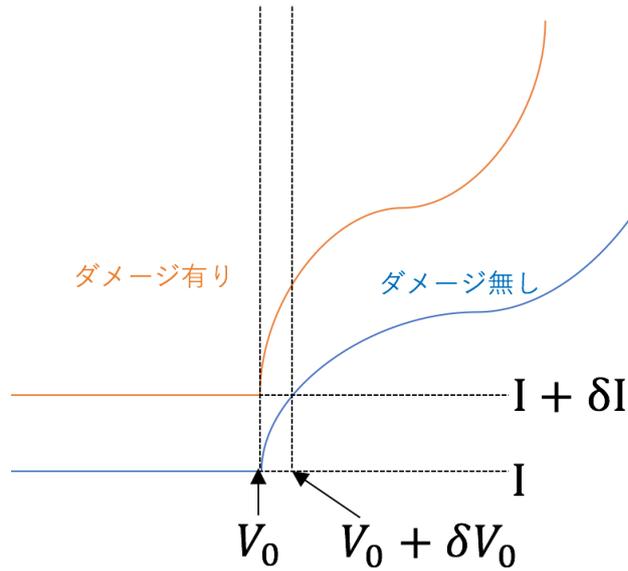


図 6.9 ダメージのある SiPM とダメージのない SiPM の IV 曲線の模式図。直列接続した際の降伏電圧はリーク電流の差によって見かけ上、 δV_0 分だけシフトする。直列数を増やした場合も同様で、個々のシフトの総和分シフトし、電流が揃えられる。

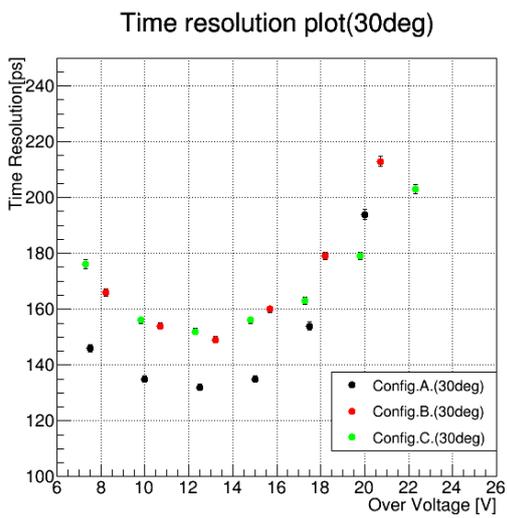


図 6.10 30 度での組み合わせ A.B.C. のバイアスキャンの結果。各測定は一度のみのため、フィットエラーのみを表示した。

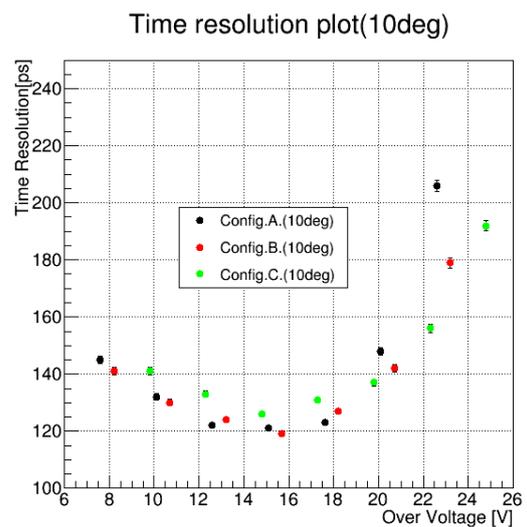


図 6.11 10 度での組み合わせ A.B.C. のバイアスキャンの結果。動作範囲が回復している。

6.5.1 座標の定義

組み合わせ A.B.C. とスキャンする際の座標の定義を図に示す。シンチレータの中心を $(0, 0)$ と定義してスキャンは x 方向に中心と中心から ± 4.25 cm の三点に、 y 方向に五点 5 mm 刻みに行った。すなわち、 $x = -4.25, 0, 4.25$ の三点と、 $y = -1, -0.5, 0, 0.5, 1$ の五点を掛け合わせた 15 点に電子を照射してデータを取得した。例として $(-4.25, 1)$ はダメージ差のあるチャンネル側に近いもののうち、ダメージされた SiPM に最も近く、 $(-4.25, -1)$ はダメージ差のあるチャンネル側の中でも、ダメージの無い SiPM に近く、ダメージのある SiPM から遠くなる。

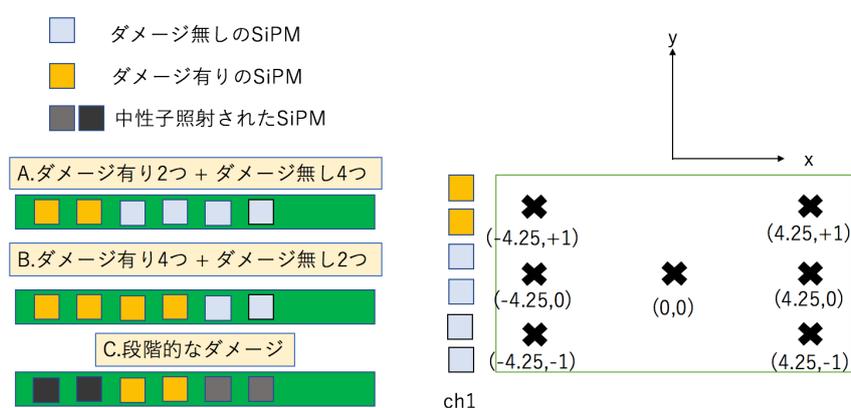


図 6.12 組み合わせ A.B.C. とポジションスキャン時の (x,y) の定義。中心を $(0,0)$ と定義して、そこからの距離 (単位は [cm]) で (x, y) を示す。 $y = 1$ 側にダメージの大きいものをセットし、 $y = -1$ 側にダメージの小さいものをセットする。 $x = -4.25$ が最も測定するチャンネルに近く、 $x = +4.25$ が最も遠い。

6.5.2 取得される時間の中心

図 6.14 から図 6.18 は各スキャン位置での時間中心と、 $y = 0$ での時間中心の値の差を示すカラーマップである。スキャンしたのは前述の通り x 方向に 3 点 ($x=-4.25, 0, 4.25$)、 y 方向に 5 点 ($-1, -0.5, 0, 0.5, 1$) だが、 x 方向は 4cm ごとに区切って着色し、 y 方向は y の値 ± 0.25 cm を着色して示している。ここから分かるのはいずれの組み合わせにおいてもダメージに不均一性のあるチャンネルに近い位置で位置依存性が顕著に見られるが、距離が離れるにつれ依存性は弱まる。依存性は冷却によっては変動しない。これは冷却によってダークノイズは抑えられるものの、オーバー電圧が同じ状態では不均一性の解決にはならないことを示している。また、組み合わせ B. においてバイアス電圧を変えた際の変化を示したものが図 6.19 および図 6.20 である。バイアス電圧を下げることで、時間差の位置依存性は小さくなっているものの、依存性を消すことは出来ない。

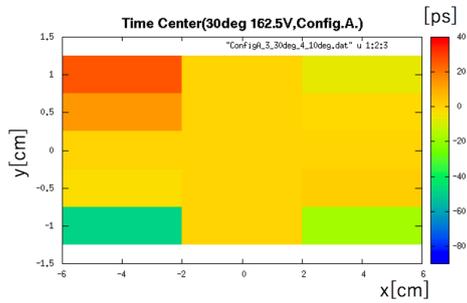


図 6.13 組み合わせ A における 30 度での時間中心の比較。y=0 における時間中心と、各スキャン位置の時間中心の差をカラーマップで表示する。そのため (4.25,0), (0,0), (-4.25,0) の一列は全て 0 となっている。カラーボックスの単位は [ps]。縦軸及び横軸の単位は [cm]。

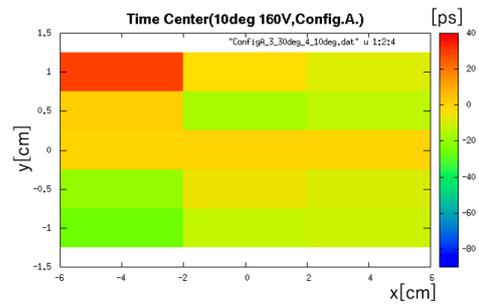


図 6.14 組み合わせ A における 10 度での時間中心の比較。

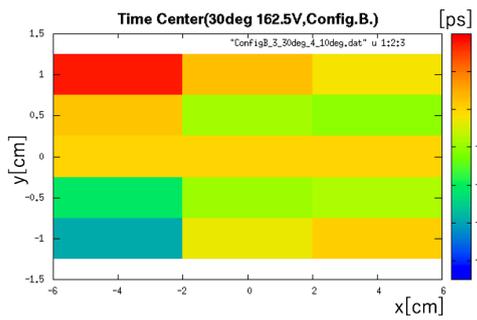


図 6.15 組み合わせ B における 30 度での時間中心の比較。

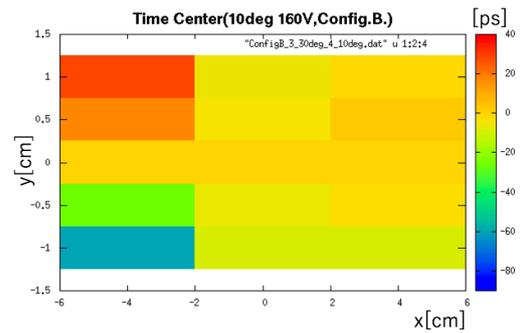


図 6.16 組み合わせ B における 10 度での時間中心の比較。

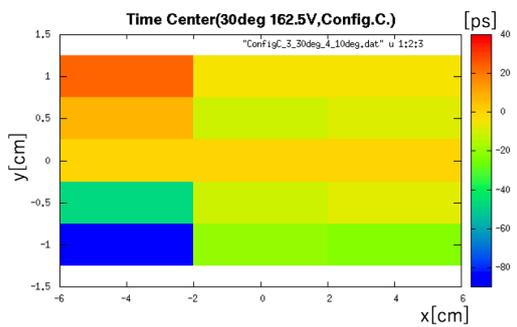


図 6.17 組み合わせ C における 30 度での時間中心の比較。

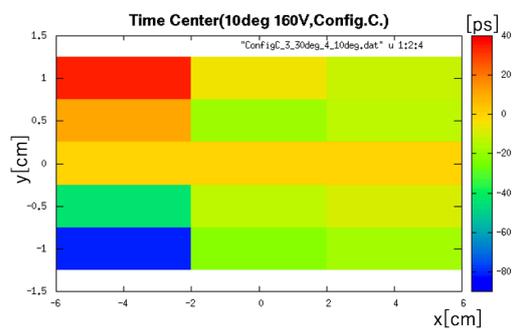


図 6.18 組み合わせ C における 10 度での時間中心の比較。

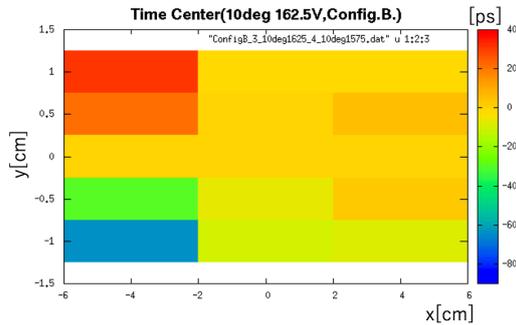


図 6.19 組み合わせ B における 10 度での時間中心の比較。バイアス電圧を図 6.16 より 2.5V 上げた。

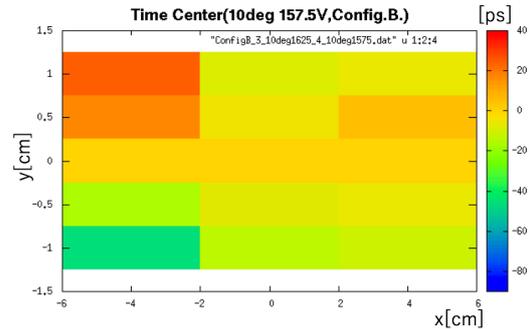


図 6.20 組み合わせ B における 10 度での時間中心の比較。バイアス電圧を図 6.16 より 2.5V 下げた。

6.6 時間中心のずれによる、時間分解能への影響の評価

6.6.1 時間分解能・波高の位置依存性

ダメージに不均一性がある際にはピクセルの高さ方向に時間中心が変化することを確かめたので、これによる時間分解能への影響を議論する。解析には組み合わせ C. の 10 度での測定（オーバー電圧 17.3V）のデータおよび組み合わせ B. の 10 度での測定（オーバー電圧 15.7V）のデータを使用する。また、時間中心のずれが問題になるのは最も近い $x=-4.25$ の列であったため、 x を -4.25 に固定して議論する。ダメージに不均一性がある場合、時間中心の他に波高が位置依存性を持ち、結果として時間分解能も高さ方向へ位置依存性を持つ。図 6.21 および 6.22 は $x=-4.25$ で固定した際の、時間分解能及び波高の依存性を示す。電流値の高い（ダメージの大きい）SiPM に近い $y=1$ 側では波高が小さくなり、時間分解能が悪化する。逆に電流値の低い（ダメージの小さい）SiPM を用いている $y=-1$ 側では波高が大きくなり、時間分解能は改善する。

6.6.2 $x=-4.25$ での時間分解能の評価

y 方向に時間分解能の依存性を補正しない場合の解析を行い、時間中心のずれが与える分解能への影響を評価する。図 6.23 は $x=-4.25$ での時間中心の位置依存性を 1 次元にプロットし直したものである。組み合わせ C. で y 方向 ($-1\sim 1$) での全てのイベントを足しあげて作り上げたヒストグラムが 6.24 である。ガウシアンで中心の $\pm 4\sigma$ をフィットし、組み合わせ C. では 115.0 ± 0.4 ps、組み合わせ B. では 108.7 ± 0.4 ps という結果を得た。また時間中心に関しては組み合わせ C. で -81.4 ± 0.5 ps、組み合わせ B. で -51.9 ± 0.5 ps であった。時間中心のずれが無いと仮定した時の時間分解能は、 y 方向の五点の単純二乗平均となる。単純二乗平均を取ると、組み合わせ C. で 107 ps、組み合わせ B. で 103 ps であり、時間中心のずれが無いと仮定した時に比べて時間分解能が悪化していることがわかる。

6.6.3 対策

ダメージの不均一性によって、高さ方向へ時間中心のずれが生じ、 $y=0$ 中心と比較して時間分解能が悪化することが分かった。ただしここでの評価は単一カウンターに限っての議論であり、タイミングカウンターでは

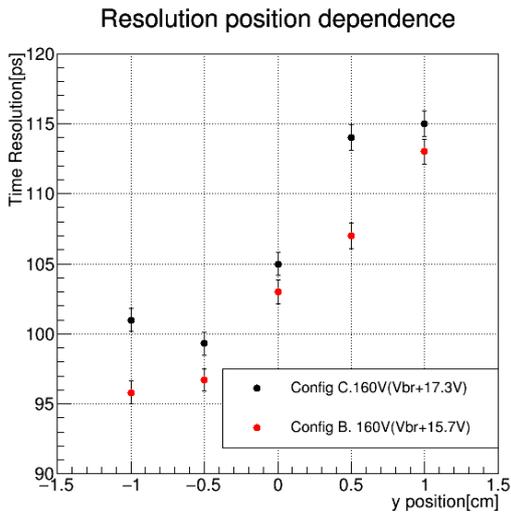


図 6.21 組み合わせ C. 及び組み合わせ B. の時間分解能の位置依存性。10 度で $x=-4.25$ は固定。

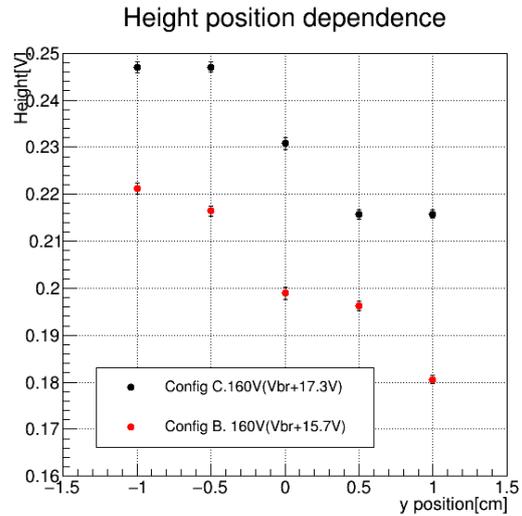


図 6.22 組み合わせ C. 及び組み合わせ B. の波高の位置依存性。10 度で $x=-4.25$ は固定。

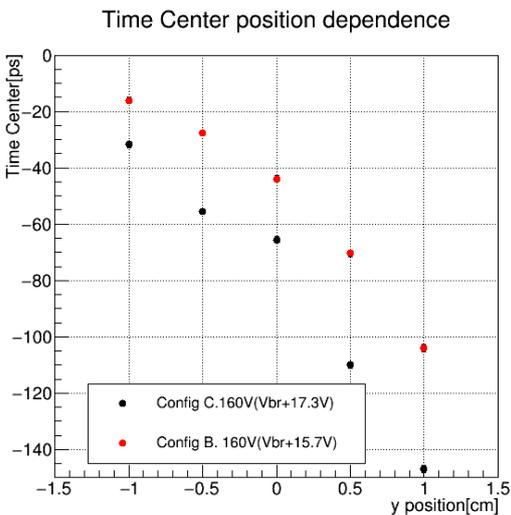


図 6.23 組み合わせ C. 及び組み合わせ B. の時間中心の位置依存性。10 度で $x=-4.25$ は固定。

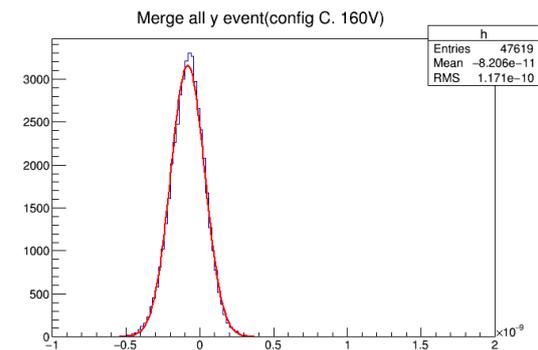


図 6.24 組み合わせ C. で x を固定した時、 y 方向の全てのイベントを足しあげたヒストグラム。時間中心の違いから、ヒストグラムの概形の変化を危惧したが、これまで同様にガウシアンで評価が可能であった。

陽電子のヒットする高さは、ヒットするピクセル全てで相関を持ってズれるため、この時間中心のずれによる、時間分解能への悪化の寄与は複数ヒットの情報を用いても落とすことが出来ない。実際にどの程度の相関を持って陽電子がピクセルの高さ方向を通過するかはシミュレーション等で見積もり結論を出す必要がある。

ただし、タイミングカウンターの高さ方向のヒット位置はドリフトチャンバーの軌跡の外挿から求めることが出来るので、ヒット位置から時間中心を補正することができれば、この効果を打ち消すことが出来る。

より詳細なダメージステップ毎の時間中心のズレの評価は波形シミュレーションからも評価が可能である。現在の波形シミュレーションでは全ての SiPM に共通のパラメータを使用しているが、SiPM 毎にパラメータ

を変え、より細かくダメージ不均一性と時間中心のずれの関係を評価することが出来る。

6.7 不揃いな性質の SiPM 直列接続時の性能評価の結論

本節では陽電子タイミングカウンターの各ピクセルでは放射線損傷の影響が高さ方向に依存する可能性を考慮し、組み合わせ A.B.C. を用いて測定を行い、不揃いな性質を持った SiPM を直列接続した際の影響の理解を試みた。IV 曲線からは降伏電圧が全ての SiPM がダメージを受けた場合と比較して高い方向にシフトしていることを見たが、これはリーク電流の違いを考慮することで説明出来ると推定した。中心位置でバイアススキャンを行い、時間分解能を測定したところ、動作電圧や時間分解能にダメージの不揃いによる効果は見られなかった。これにより、非常に極端なダメージの差があったとしても、SiPM 直列接続時の動作には問題が無いことを確かめた。

次に、ポジションスキャンの結果からカウンターのヒット位置によって時間中心に影響が出ることが分かった。これはタイミングカウンターの性能に影響を及ぼしうると考え、その効果を補正しなかった場合にどのような影響が出るかを評価した。結果として、ダメージ差のある SiPM を直列接続した際にはヒット位置に依存した時間中心のずれによって、組み合わせ C. では 7~8 % 程度、組み合わせ B. では 5~6 % 程度時間分解能が悪化しうるという結論を得た。陽電子のイベントが複数のピクセルにヒットする際、ヒット位置（時間中心のずれ）はランダムではなく相関を持っていると考えられるため、時間中心がずれることによる悪化の寄与は複数のピクセルに当たるといった情報から落とすことができない。カウンターのヒット位置についてはドリフトチャンバーからの軌跡を外挿することで知ることが出来るので、波形解析で補正を加えることで時間中心のズレの影響を軽減することができるか今後詳細に調査していく必要がある。

カウンターへの影響の出方をより詳細に調べるには波形シミュレーションを用いるのが電流値・ダメージの程度を様々に変えて調査出来るため、効果的である。モンテカルロシミュレーションによってカウンターの場所毎により細かく陽電子照射量を見積もり、その照射量の高さ方向の依存性に対し、適切なダメージの SiPM を再現した波形シミュレーションを用いる。現在波形シミュレーションで再現している SiPM の個性は全て同じ設定になっているので調整できるようにするとともに、今回の測定結果を再現することを確かめた上で新しい波形解析手法*2を試していく予定である。

*2 例えば、ドリフトチャンバーの軌跡から時間中心を補正する手法の他、ヒット位置を用いる波形解析手法として、左右のチャンネルで近い方（時間分解能の良い方）のチャンネルに重みを付けた、重み付け平均を取ることで時間分解能を改善する手法を試すことを考えている。

第 7 章

波形解析アルゴリズムの研究

これまでに述べたように MEG II 実験では主に波形データを取得し、解析を行う。本章では陽電子タイミングカウンターの解析で用いられている波形解析手法について見直し、新しい方法を開発、実装して実際にこれまで取得したデータに対して適応することで、最適な波形解析手法について検討する。

7.1 時間分解能を求める解析手法

カウンターのヒット時間を定義して時間を求めるには、取得したパルス波形から抽出する点を定義する必要がある。主な時間取得の方法としてリーディングエッジ法とコンスタントフラクション法がある。

7.1.1 リーディングエッジ法

リーディングエッジ法はある一定の閾値電圧を超えた瞬間の時間を使用する手法である。ディスクリミネータを用いることでアナログ回路が比較的簡単に組める反面、波形の立ち上がりは有限の時間幅を持つことから、電荷量によって時間差が生まれてしまうという問題 (Time slewing) がある [33]。

7.1.2 コンスタントフラクション法

コンスタントフラクションによる時間取得は波高のピーク値に対し、ある一定の割合 (Constant Fraction) の高さの時間を使用する手法である。波高によって絶対的な閾値電圧が異なり、前述の Time slewing 効果の影響を受けないという利点がある。図 7.1 はリーディングエッジ法が取得する時間が波高に依存するのに対し、コンスタントフラクション法では波高に依存せず、一様に分布している様子を表す。なお、現在タイミングカウンターの解析に用いられているコンスタントフラクション法はフラクション付近の 2 点に加えその前後 2 点、計 4 点を用いて三次補完をした上で時間を取得している。

7.2 時間分解能を求める解析手法の研究

陽電子タイミングカウンターグループではコンスタントフラクション法をこれまでの解析で用いてきた。今回波形解析手法として新たに以下の方法をテストした。なお、使用するデータは 5 章で取得したデータのうち、4 回目 (280 時間) の照射後の測定データを用いて解析を行った。測定セットアップ等は図 5.11 及び 5 章の記述で既に述べているためここでは省略し、解析結果のみを示す。

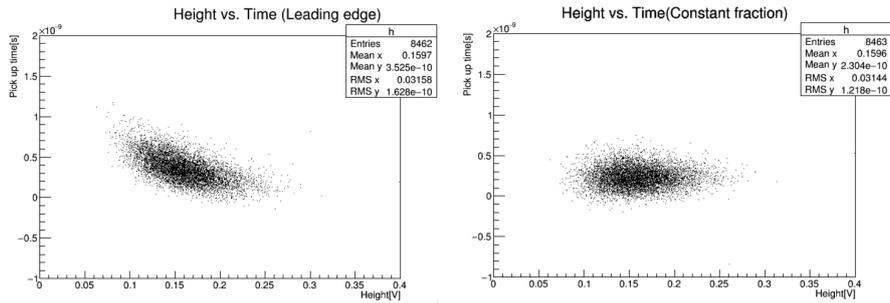


図 7.1 Time slewing 効果の比較。放射線損傷の影響の評価（5 章）で取得した、ダメージのない状態の測定データを用いた。左：リーディングエッジ法（閾値電圧 25mV）、右：コンスタントフラクション法（フラクション 20%）で同じデータを解析した。左は波高が小さい時に時間取得が遅れる。

7.2.1 二重コンスタントフラクション法

コンスタントフラクション法では用いている情報は波高、ベースラインおよびフラクション付近の点である。二重コンスタントフラクションはコンスタントフラクションに用いている割合パラメータをもう一つ増やして二つの閾値を定めて計算し、重み付け平均をとることで改善を目指す。これによって期待されるのは、使用する点数を増やすことで、ダークノイズ等によって引き起こされる、時間取得のランダムなふらつきを抑えられるのではないか、ということである。

7.2.2 補正リーディングエッジ法

二つ目の方法はリーディングエッジ法に補正を加えて Time Slewage 効果を打ち消すことで時間分解能の改善を図る手法である。この手法は例えば [33] に用いられており、同参考文献の中では 20ps 台の時間分解能を達成する検出器の解析で用いられている。リーディングエッジ法を用いることで考えられる利点は、コンスタントフラクション法の「割合」に相当するものがイベントに応じて変化することで改善が狙えるのではないか、という点にある。すなわち、一定の閾値を全ての波高のイベントに使うことで、低い波高のイベントにはコンスタントフラクション法における高い割合を、高い波高のイベントには低い割合を用いた時に相当する。時間分解能および、最適なコンスタントフラクション法の割合パラメータは 5 章でも見たようにノイズレベル/波高に依存するため、ノイズレベルの高いところではこのように割合がイベントごとに変化した方が良い時間分解能を達成できるのではないかと考え、補正リーディングエッジ法をノイズレベルの高いデータに適用した。

7.3 二重コンスタントフラクション法

一つ目の手法はコンスタントフラクションの時間取得のための割合パラメータを二つ設定し、その取得された時間に対して重み付け平均を最小になるように取る手法である。

7.3.1 重み付け平均分散の最小化

2つのフラクシオンによって抽出した時間の重み付け平均を取ることで、そのデータの分散を最小化することを考える。すなわち、Fraction1によって抽出された時間 t_1 、Fraction2によって抽出された時間を t_2 、トリガーカウンター（図 5.11 及び 5 章の測定参照）による参照時間を t_{ref} とする。Fraction1、Fraction2 の 2 点の相関係数を r 、重みを a ($0 \leq a \leq 1$) とする。重み付け平均の分散 $V(a(t_1 - t_{ref}) + (1 - a)(t_2 - t_{ref}))$ は

$$V(a(t_1 - t_{ref}) + (1 - a)(t_2 - t_{ref})) = a^2 V(t_1 - t_{ref}) + (1 - a)^2 V(t_2 - t_{ref}) + 2a(1 - a)r \sqrt{V(t_1 - t_{ref})V(t_2 - t_{ref})} \quad (7.1)$$

となり、この a についての微分を取ると、

$$a = \frac{\beta(\beta - r)}{(\beta - r)^2 + 1 - r^2} \quad (7.2)$$

ただし $\beta = \sqrt{\frac{V(t_1 - t_{ref})}{V(t_2 - t_{ref})}}$ のとき、この分散が最小になることがわかる。

7.3.2 適用

実際に取得したデータに対し、この波形解析手法を適用する。用いたものは、5 章「放射線損傷問題」で取得した、280 時間電子照射された 6 連直列の SiPM で読み出した波形（162.5V、オーバー電圧 16.2~16.5V）である。解析の流れを示したのが図 7.2 である。

1. 割合を二つ設定する
2. それぞれの割合を用いて時間を取得し、時間分解能を計算する
3. 二つの割合で取得した点同士の相関係数を計算し、重みを決定する
4. 重み付け計算を行い、結果から時間分解能を計算する

結果を図 7.3 に載せる。割合同士の値の差を大きくすれば点同士の相関は小さくなるため、使用する情報が増え、使った 2 つのフラクシオンでの個々の時間による分解能よりは改善する。一方で点同士の割合差が小さくなると相関が大きくなり、最適な重みパラメータが 1 になる。すなわち、もう一つのパラメータを使用しない、単一閾値のコンスタントフラクシオン法と変わらなくなる。タイミングカウンターでは超高速シンチレータを用いており、波形の立ち上がり非常に速いことから立ち上がり部での点同士の相関は強いいため、二重コンスタントフラクシオン法は放射線損傷への対策や、時間分解能の改善に対し有効ではないと結論付けた。

7.4 補正リーディングエッジ法

リーディングエッジ法によって生じる、波高に対する取得時間の依存性を打ち消すことで時間分解能の改善を試みる。

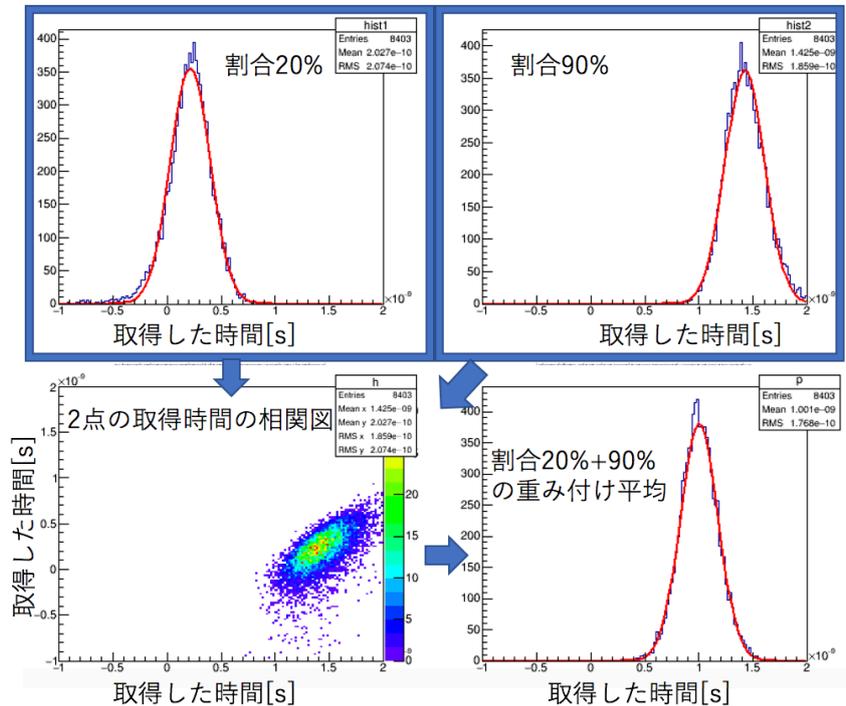


図 7.2 二重コンスタントフラクション法の解析

	割合 1	割合 2	相関係数 r	重み a	結果
ケース 1	183.6±1.7ps 20%	182.1±1.6ps 90%	0.65	0.35	174.3±1.5ps
ケース 2	172.8±1.5ps 30%	175.6±1.5ps 80%	0.83	0.48	168.8±1.5ps
ケース 3	163.7±1.3ps 50%	175.7±1.5ps 80%	0.94	1	163.7±1.3ps

図 7.3 二重コンスタントフラクション法の結果まとめ。3つの割合組み合わせについて照射のない状態で取得した波形データと 280 時間電子照射した波形データ（どちらも印可電圧 162.5V、オーバー電圧 16V 程度）に対し適用した。誤差はフィットエラーのみをつけている。相関係数、重みについては計算したものの少数第二位までを表示しており、誤差については見積もっていない。50%と80%の割合を使った解析では重みが1になってしまい、単一閾値の時と変わらない解析になってしまっている。他の組み合わせでも、単一閾値（50%）の時間分解能を上回らない。

7.4.1 補正

補正に関しては波高または電荷と Leading Edge Timing Pickup の二次元プロットをフィッティングすることで、補正関数を作成する。今回は三次多項式によって波高ごとに取得時間の平均値をとったものをフィッティングした関数を補正関数とした。図 7.4 は補正の流れを示す。解析の手順は以下の通りである。

1. リーディングエッジ法により、指定した閾値電圧を超えた瞬間の時間を取得する。（図 7.4 の左）

2. 補正関数を計算する。(図 7.4 の中心)
3. 波形の波高での補正関数の値を取得時間から差し引く。
4. 補正した時間を用いて時間分解能を計算する。(図 7.4 の右)

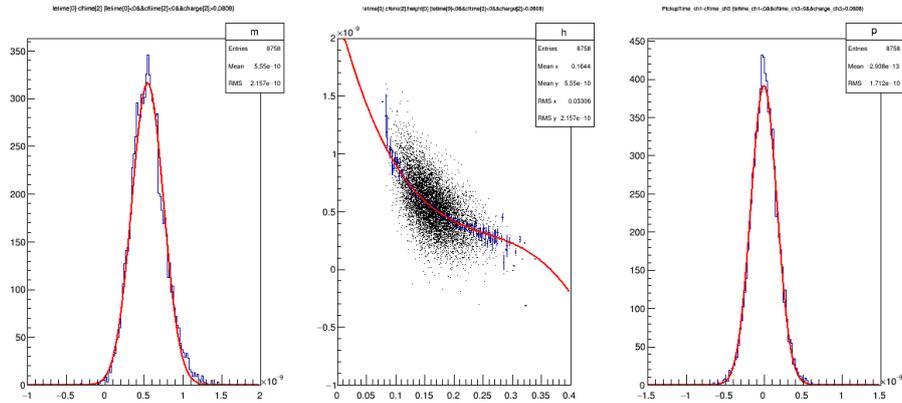


図 7.4 リーディングエッジ法による時間取得 (左)、時間の補正 (中心) とその結果 (右)。左と右を比べると、補正によって右のばらつきが減少している。

7.4.2 結果

結果を 7.5 に示す。閾値電圧を 80mV まで上げるとコンスタントフラクション法での時間分解能を上回ることができているが、同時にこれは波高の低い一部のイベントを切ってしまうている。図 7.6 はパルスの波高分布であり、80mV よりも上げるとはパルスとして検出したイベントを捨てることに相当する。波高分布よりも小さい 70mV ではコンスタントフラクションの値とほとんど差がないことから、タイミングカウンターでの波形解析において補正リーディングエッジ法はコンスタントフラクション法よりも有力な手法ではないと結論付けた。

7.5 結果

本章ではタイミングカウンターの波形解析において、コンスタントフラクション法以外の方法で時間分解能を評価した。二重コンスタントフラクション法、補正リーディングエッジ法を試したが、結果は効率、時間分解能の点から 3 つの手法の中ではコンスタントフラクション法が現状では最も有効であると結論付けた。今後は 6 章でも述べたようにピクセルでのヒット位置の情報を用いた波形解析手法などを試していく予定である。

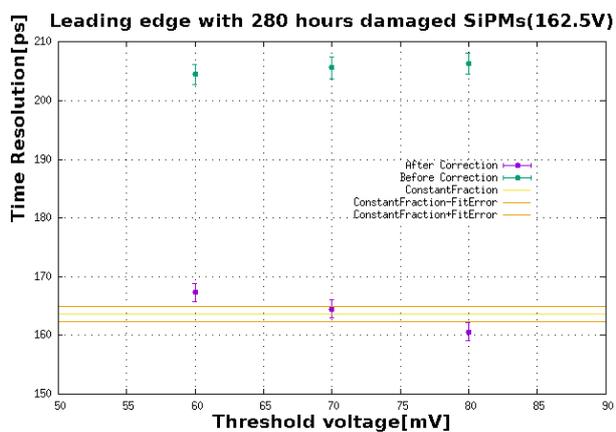


図 7.5 リーディングエッジ法による結果。280 時間照射の SiPM を用いた場合。コンスタントフラクションの 50% での値を黄色で、エラー範囲をオレンジで示した。改善の度合いは小さく、検出効率を落とすこと考慮すると補正リーディングエッジ法はタイミングカウンターの解析に有効ではない。

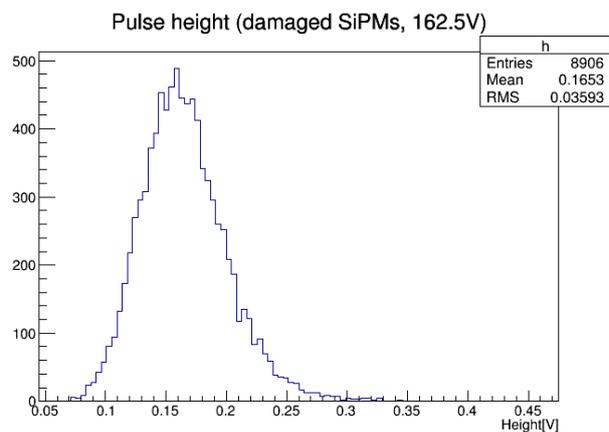


図 7.6 パルスの波高分布。閾値を上げすぎると波高の低いイベントを切ってしまうと効率を下がる。

第III部

陽電子タイミンクカウンターの運用と試験

前の章では実験室系での測定から、タイミングカウンターの運用に関する測定を行い、その結果をもとに議論した。この章では実際に製作された陽電子タイミングカウンターを運用に関する試験の結果についてまとめる。

第 8 章

陽電子タイミングカウンターの温度湿度コントロールシステムの運用

2017 年のタイミングカウンターにおける大きなアップデートの一つがチラー（冷却循環水）システムを用いた温度コントロールシステムの準備が完了したことである。SiPM は降伏電圧などの性能に温度依存性があるため、温度を安定に保つことは安定した検出器の運用に欠かせない。また、放射線損傷の影響の理解（5 章）で述べたように、低温で運用することが可能ならば、放射線損傷によって増加した電流値、ダークノイズの増加の影響を抑えることができ、3 年間の継続的な目標性能達成に大きな役割を果たす。本章では温度、湿度のモニター及びコントロールシステムについて解説したのち、パイロットランに先立ち行われたチラーシステムの運用試験の結果をまとめる。

8.1 温度の読み出しとコントロール

8.1.1 温度の読み出し

前述の通りタイミングカウンターの温度の読み出しは各バックプレーンに取り付けられた温度センサー:1-Wire digital thermometer (DS28EA00) を用いて行う。3 章で述べた通り、タイミングカウンターのピクセルはバックプレーンと呼ばれる PCB を通して信号が読み出される。バックプレーンはアルミ製のサポートストラクチャーの上に図 8.1 のように並べられている。温度は図 8.2 で示すようにバックプレーン一つあたりに三箇所でもモニターしており、うち二つはバックプレーン上に、一つはインナー側のステップの上の基盤に取り付けられている。後の便宜上、3 つの温度センサーのうちステップ上に載ったものを”2”、中央のセンサーを”1”、COBRA の入り口側のセンサーを”0”と番号を割り振る。バックプレーンは上流下流計 64 本あり、下流側の 0 から順に番号が振られているため、例えば上流側の中心（47 番目）のバックプレーンの中央の温度センサーを指したい場合は”BP47-01”と記述する。

8.1.2 室温のコントロール

検出器の置かれたエリアの室温及び湿度は空調を用いてコントロールされる予定である。今年のパイロットランにおいては MEG II の検出器を覆う小屋を閉じることが出来ていないため、動作していない。



図 8.1 バックプレーンとサポートの全体像。左側のコブラの中央に入る部分はステップになっているため、温度センサーは PCB 上ではなく基板上に付いている。

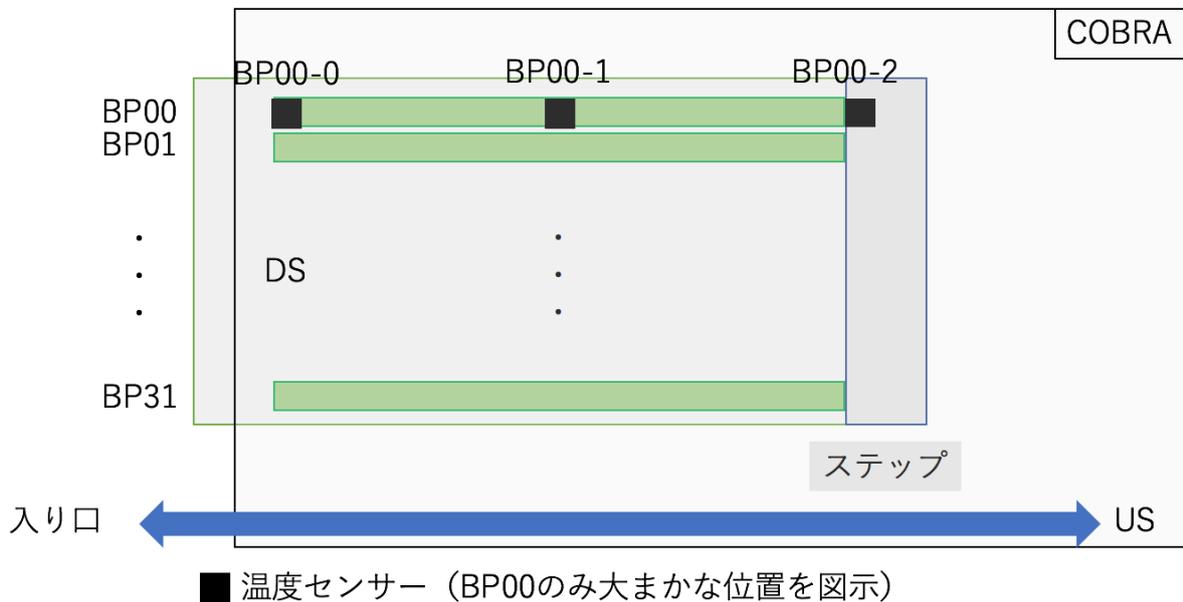


図 8.2 サポートストラクチャーを上から見た時の図示。下流側バックプレーンと温度センサーの位置のナンバリングの例。

8.1.3 冷却循環水装置

3章で述べたように、サポートストラクチャーには冷却水を循環させるためのパイプが通されている。そこに図 8.3 のような冷却水循環装置（CustomChill 社製 Model : CRAL300-230PE、冷却能力 400W）を用いて設定した温度の冷却水を流して循環させ続けることで、温度を一定に保つ。冷却水を通じてサポートストラクチャー全体とバックプレーンが冷やされ、サーマルリンクを通じて SiPM のはんだ付けされた PCB が冷やされることで SiPM に温度が伝わる。

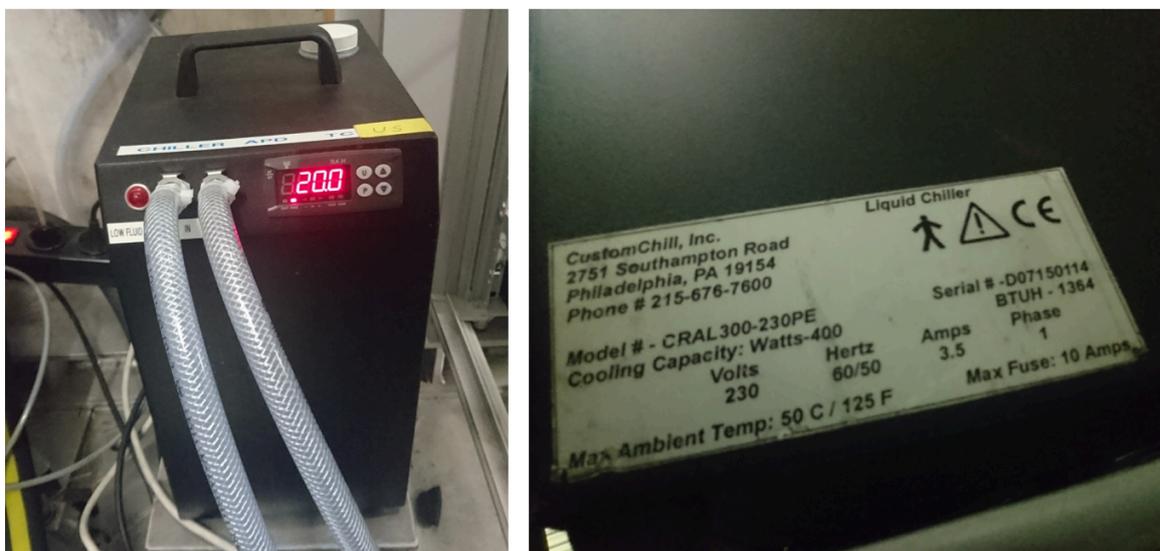


図 8.3 2017 年のビームテストで用いられた冷却水循環装置（左）装置の全体像。このパイプを通じて冷却水をサポートストラクチャーの冷却水用のパイプへと流し続ける。（右）スペックの書かれたラベル。

8.2 湿度の読み出しとコントロール

8.2.1 湿度の読み出し

湿度の読み出しはバックプレーン中央に取り付けられた HIH4000 を用いて行われる。

8.2.2 凝結対策の必要性

温度をコントロールする際、特に低温に下げる際に注意しなければならないのが湿度である。もし湿度が高い状態で低温に下がってしまうと、カウンターやチラーパイプ周りに水滴が凝結してしまい、運用上危険である。チラーシステムを用いる際には常に室温・冷却物質の温度（この場合はカウンターとバックプレーン）・湿度の三つを記録し、凝結の心配がないことを十分に確認して運用するとともに、温度・湿度のコントロールが不安定になった際にはチラーを自動でオフにする、アラームで運用する責任者へ通達が行くようにするなど運用上のシステムを構築する必要がある。

8.2.3 湿度のコントロール

室温に近い温度での運転では湿度をコントロールする必要はない。本来タイミングカウンターの運用は低温で行うことは想定していなかったため、特に湿度をコントロールする機構は取り付けられていなかった。しかし放射線損傷の影響を抑えるのに不可欠な低温での運転のためには、凝結対策のため湿度をコントロールする必要がある。今回はサポートストラクチャーの両端に図 8.4 のような乾燥空気を送りこむためのチューブを固定して感想空気を流し続けることで湿度を下げるように試みた。図 8.5 は COBRA 上流側の入り口側から見た際の大まかな配置図である。

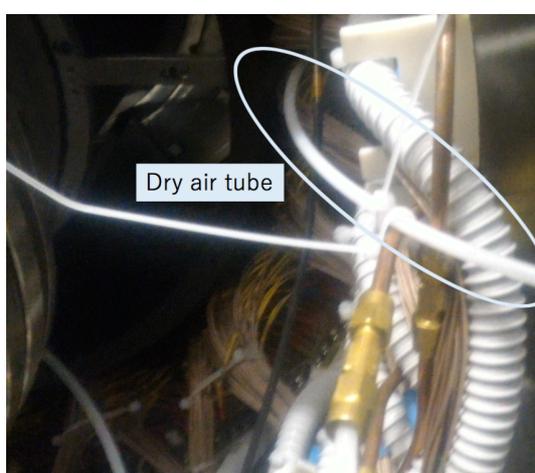


図 8.4 サポートストラクチャー端に取り付けられたチューブ。乾燥空気を流し込む。

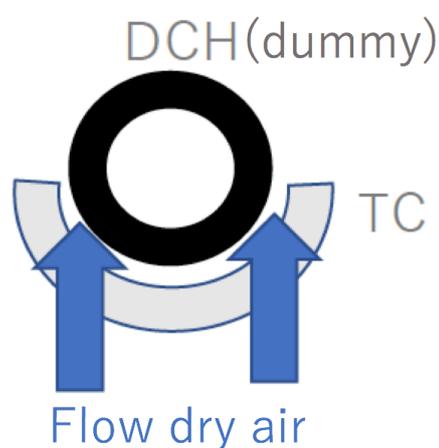


図 8.5 感想空気チューブの取り付け模式図。サポートストラクチャーの両端に固定し、両端から室温の感想空気を流し続ける。

8.3 チラーシステムの運用と試験

パイロットランに先立ち、チラーシステムによる温度の安定性と、湿度のモニタリングの試験を行った結果をまとめる。

8.3.1 20 度安定性試験

まずは室温に比較的近い 20 度でチラー温度を設定し、温度の安定性をモニターした。図 8.6 は下流側 (DS) のチラーをオフにし、上流側 (US) はチラーを 20 度に設定して運転した際の温度の変化である。US 側は場所によって 1 度程度のばらつきはあるものの、温度は非常に安定している様子が見て取れる。一方でチラーがオフの下流側では時間によって温度の日付変動が観測される。

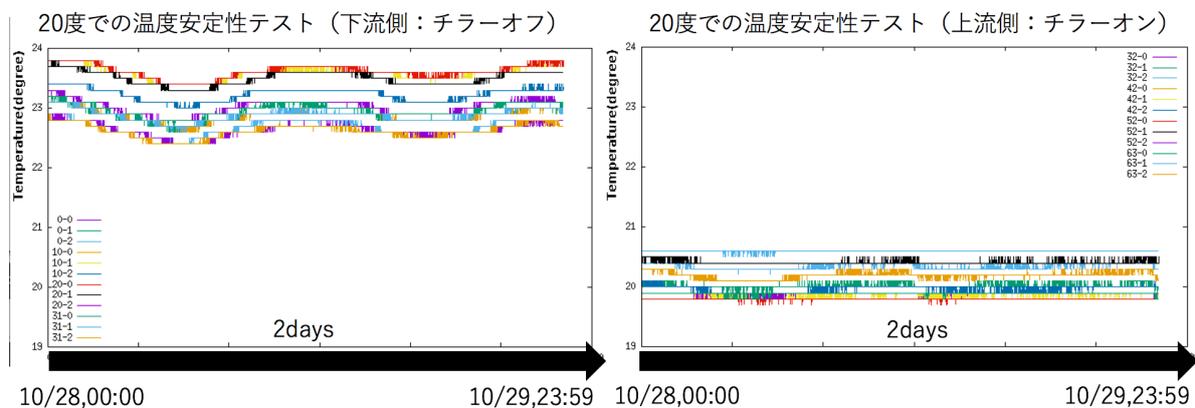


図 8.6 20度の温度モニター。

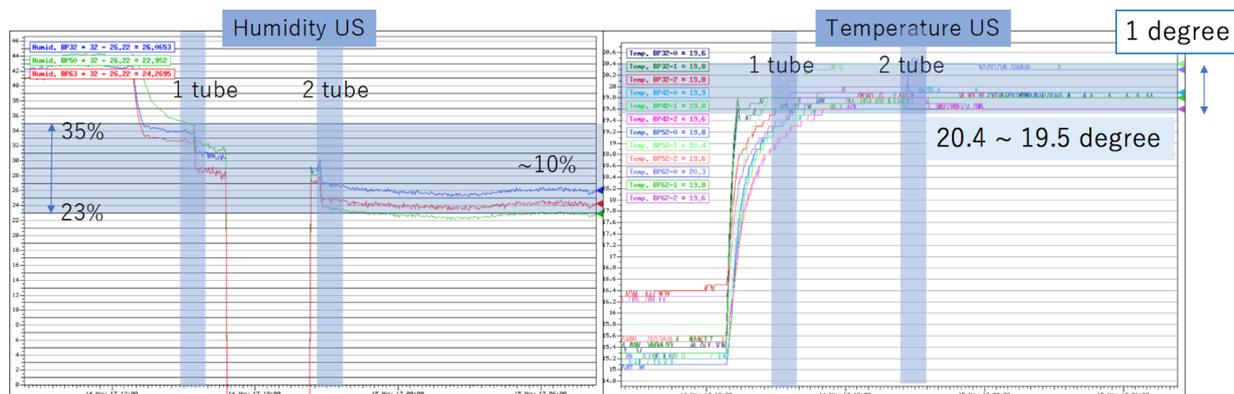


図 8.7 乾燥空気を流し込んだ時の湿度変化の様子。二本の乾燥空気を送り込むチューブを用いて 20 度で 10% 程度の湿度低下が見込まれた。また、温度の安定性についても問題ない。

8.3.2 湿度のコントロール

続いて乾燥空気を流すことによる湿度のコントロールを試みた。チラーを 20 度に設定した時に 2 本のチューブを設置した結果を示したのが図 8.7 である。ただしこの直前に別の温度（15 度）での安定性試験を行っていたため、数時間前は 15 度付近を示しており、湿度も高くなっている。20 度での運転時に乾燥空気を送り込むことで湿度を 10% ほど下げられることが分かった。また、20 度では感想空気を流し続けても温度は非常に安定（～1 度程度の差異）であった。

8.4 10 度安定性試験

前章での測定から 10 度で運用ができれば、放射線損傷による影響は $90\mu\text{A}$ 付近でも 5% 程度まで抑えられることはすでに述べた。そのため今回は現状のシステムで 10 度での運転が可能かどうか見定めるため初の低

温運転の試験を行った。

湿度と凝結点の計算

(相対)湿度は飽和水蒸気量に対する、空気中の水蒸気量で定義されるため、凝結点を計算するにあたって、室温と湿度の情報が必要になる。図 8.8 のプロットは室温が 30 度、25 度、20 度の場合に、湿度に対する凝結点を計算したプロットである [34]。室温はモニターしていた期間では 25 度を超えない程度であったため、追加で設置した湿度センサーが 40% 以下を示していれば安全に運転ができると考えられる。

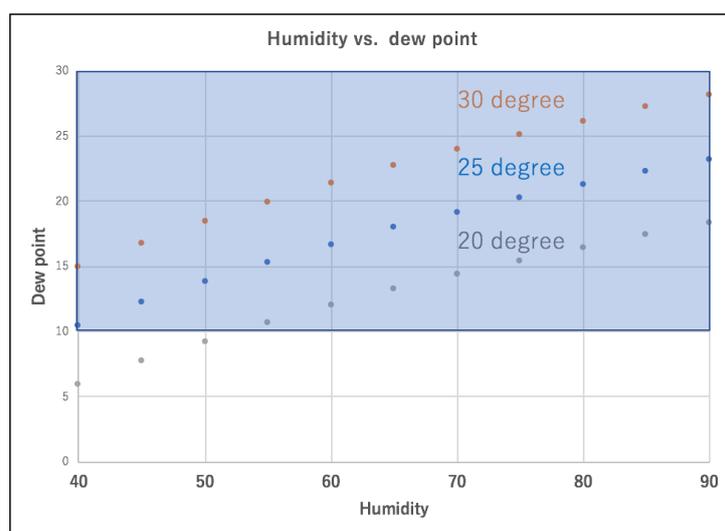


図 8.8 室温ごとの湿度と凝結点の関係。青い領域 (10 度での運転を仮定) 内に点がある場合、結露が起きる危険性が高い。計算は [34] に基づく。

安全のための湿度モニター

バックプレーンの中心部付近に取り付けられた湿度センサーによってインストールされたタイミングカウンターの内側については安全性を確かめることができる。室温との境界になる入り口付近の湿度に関しては追加で湿度センサーをカウンターの上部 (モックアップドリフトチャンバー) に貼り付け、湿度をモニターした。中央の湿度センサーはバックプレーン上についているためチラーの設定温度に変化することを考えると、中央部で凝結が始まるのは湿度が 100% の時であるが、安全のため 30% の余裕を持って 70% を安全ラインとした。入り口付近での安全ラインは前述の通り、40% とし、室温のモニターには RDC に取り付けられた温度計 (Pt100) を用いた。RDC は下流側タイミングカウンターの外に取り付けられている。図 8.9 は安全性確保のために取り付けられた湿度センサーの場所と、各場所での安全ラインを表示している。

10 度での運転結果

10 度での運転を行った結果を示す。図 8.10 は温度のモニターを示す。20 度の時に比べ、場所による温度のばらつきが大きい。これは室温との差が大きいことに加え、乾燥空気を入れたことが原因であると考えられ

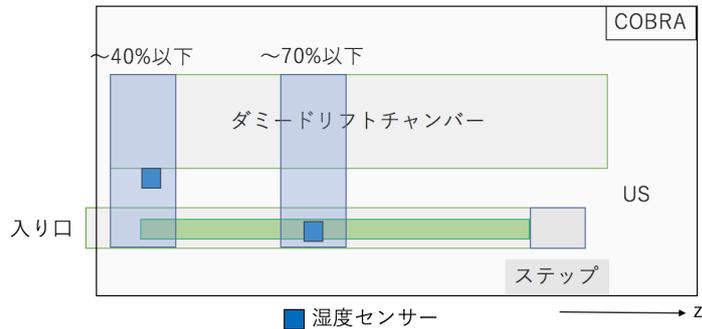


図 8.9 サポートストラクチャー側面側から見た、追加の湿度センサーと各場所での安全ラインの図示。中央の湿度センサーで 70%、入り口のセンサーで 40% を安全の基準とし、この値を上回るようであれば試験を中止する。

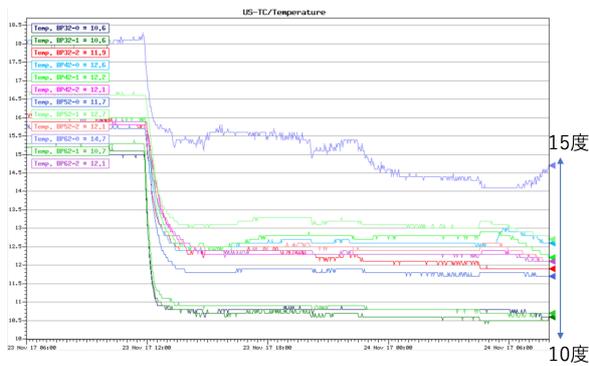


図 8.10 10 度で運転した際の温度モニター。20 度の運転が 1 度程度の差異で安定していたのに対し、こちらは場所によって 5 度程度のばらつきがある。

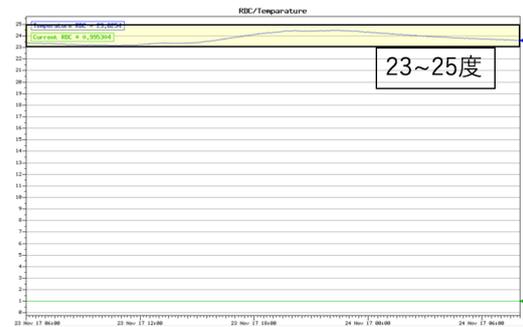


図 8.11 室温のモニター。RDC に取り付けられた温度計を使用。運用中の温度は 23~25 度程度であった。

る。また、DS 側の温度は常に 20 度に設定してあるが、こちらでも 10 度に設定すれば出口の温度もより 10 度に近づくことが予想される。室温を示したのが図 8.11、湿度を示したのが図 8.12 である。室温は想定内（25 度以下）であったことが確認できた。中心部ではバックプレーン上の温度で常に 60% 以下に保たれており、凝結の心配はなかった。入り口付近に設置した湿度計についてもカウンター上部で常に 38% 以下に保たれており、大気境界面での湿度による凝結に関しても問題ないことが分かった。

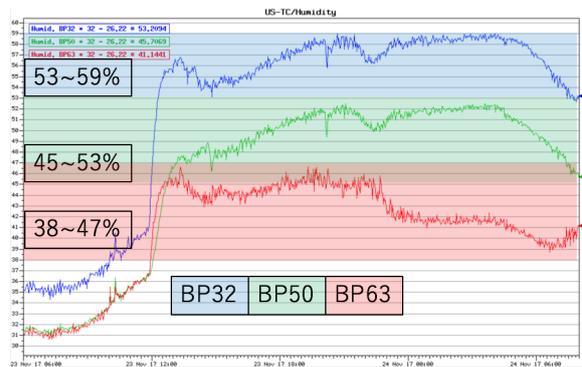
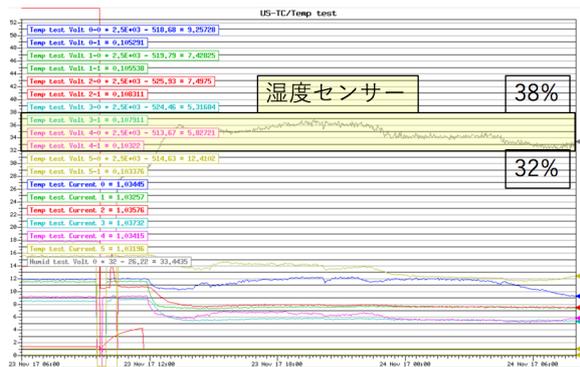


図 8.12 10 度で運転した際の湿度のモニター。(左) ダミードリフトチャンバーに貼り付けられた湿度センサーで読んだ値。(右) それぞれのバックプレーンで読んだ湿度の値。各バックプレーンでの大まかな範囲を着色して示してある。

8.5 結論

2017 年末のパイロットランに向け、チラーシステムの運用試験を行い、冷却水循環装置、温度、湿度センサーの動作を確かめた。結果として 20 度での運転であれば現状のシステムでも非常に安定していることが分かった。また、放射線損傷による影響の対策を目標とし、10 度での運転を試みた。湿度を下げるために乾燥空気を送ることで安全に運転することは可能であったが、温度の安定性は 20 度の時に比べて悪くなっていた。物理ランに向けて各チラーパイプに冷却水の流量を調節できるバルブを付け足す他、乾燥空気の量、温度の調節などを用いることで、より安全でかつ安定した低温運用が出来るようにすることを検討している。

本試験の結果を受け、2017 年のパイロットランでは 20 度の運転が決定された。図 8.5 は 2016 年 6 月に行われたパイロットランの期間と、2017 年 11 月から 12 月に行われたパイロットラン期間での 1 週間の温度のモニターを示している。季節の違いはあるものの、温度の日付変動などが見えなくなっており、チラーシステムによって運転の安定性が格段に向上させることが出来た。

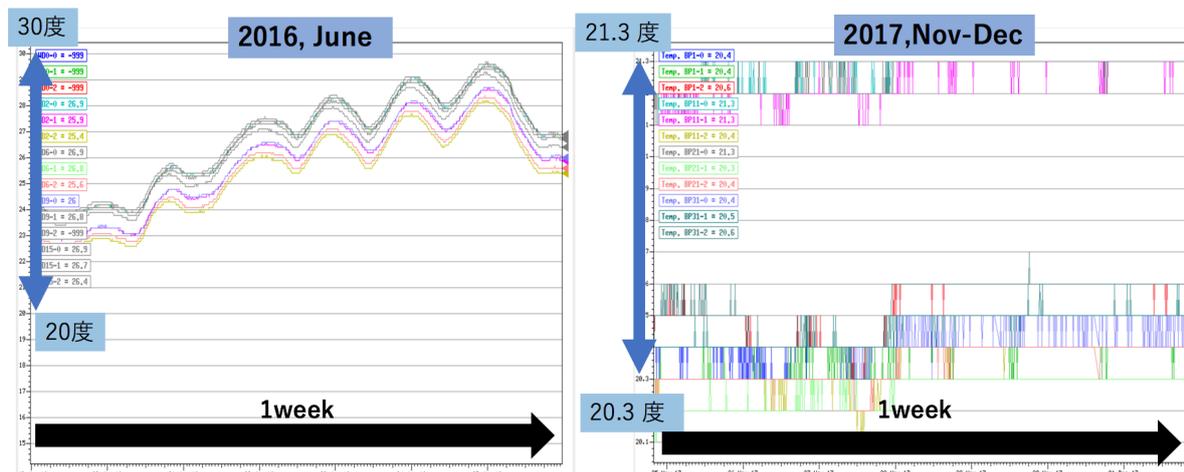


図 8.13 2016 年及び 2017 年のパイロットランの期間での温度のモニター。チラーシステムによって温度の日付変動を抑え、非常に安定した運転を達成した。

第 9 章

WaveDREAM ノイズの削減

時間分解能測定はノイズや、それによって引き起こされるベースラインの振れに大きく影響されることはすでに述べた。データ取得に用いられるエレクトロニクスからくる、ダークノイズ以外のノイズについて調査しておき、可能であれば対処してノイズレベルを改善しておくことは、陽電子タイミングカウンターが性能を発揮する上で非常に重要であることがわかる。

9.1 WaveDREAM

2 章でも述べたようにチャンネル数が MEG 実験に比べて増加する MEG II 実験でのデータ取得には、多チャンネル用読み出し基盤である WaveDREAM を使用する。WaveDREAM には電源、信号増幅やポールゼロキャンセルなどの波形整形、波形デジタイズなどの機能が集約されており、一つのボードにつき 16 のチャンネルを読み出せる。WaveDREAM は専用のクレートに収納されており、一つのクレートにつき 16 個の WaveDREAM を乗せられる。図 9.1 は WaveDREAM ボードの写真であり、図 9.2 は実際にクレートにはめ込まれた WaveDREAM ボードを示している。TC では全部で 1024 のチャンネルがあるため、WaveDREAM を乗せたクレートを 4 つ使用してデータ取得を行う。



図 9.1 WaveDREAM ボードの写真 [6]。下のものは高電圧印可用のボード付き。

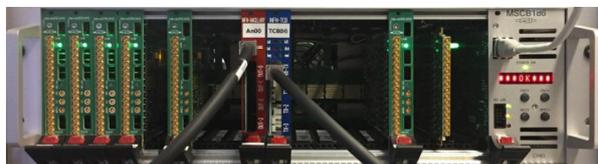


図 9.2 クレートにはめられて運用される WaveDREAM の写真 [6]。

9.2 セットアップ、使用したデータ

WaveDREAM ノイズの研究には 2017 年夏に行われたレーザーによる時間較正試験用のランのデータを使用した。下流側にインストールされたカウンターに対し、レーザーを照射し、カウンターの時間オフセットを評価する。一部のチャンネル (1/4 程度) にはレーザー信号が入っているため、そのチャンネルを避けた 3/4 程度のチャンネルを用いて解析を行った。

9.3 解析

9.3.1 波形のモニター

レーザーランの間に取得されたノイズ波形の一部とその周波数を図 9.3 に示す。10mV 程度の大きさを持ったノイズが恒常的に生じていることがわかる。また、ノイズデータを周波数成分ごとのスペクトラムに直したものをしてみると、100MHz 付近に強いピークが立っている様子が確認出来る。

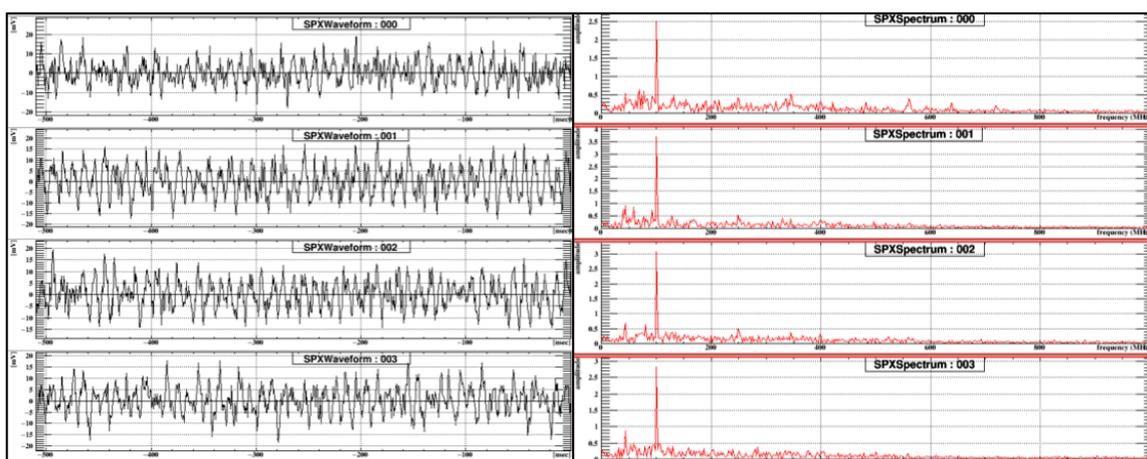


図 9.3 WD のノイズと周波数ごとのパワースペクトラム

9.3.2 ノイズレベルの評価

ノイズの大きさの評価には放射線損傷の評価の章で用いたのと同じノイズ RMS という量で評価する。今回取得したデータに対し、ノイズ RMS を 9.4 左のように各チャンネル毎に計算し、その平均値を図 9.4 右のようにヒストグラムに詰めた。ただし前述のようにレーザーが入っているチャンネルと、チャンネルに固有のノイズ*1が生じているチャンネルはあらかじめ解析の対象から除外した。結果として平均値が 6mV を超える値となっていた*2。

*1 コネクター部などの接続の問題だと思われる。

*2 アンブなどが違うので単純に比較できないが、放射線損傷の測定を行った時のノイズ RMS ピーク値は、照射のない状態の動作電圧付近 (157.5V-162.5V) で 2mV 以下 (1.5-1.8mV 程度) であったので、それに比べて 3 倍以上高い値である。

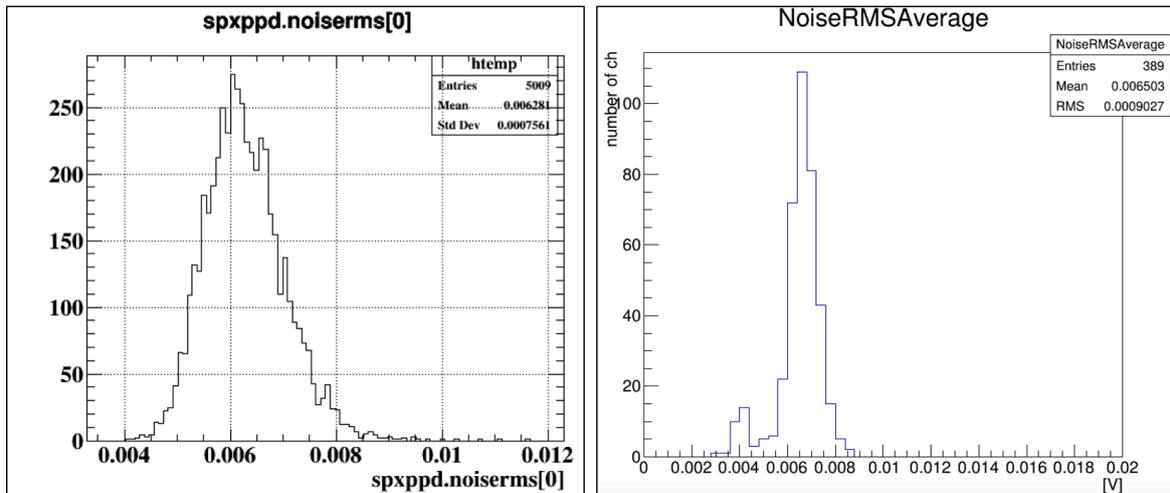


図 9.4 ノイズ RMS のヒストグラム。(左) 一つのチャンネルについて全イベントの値を詰めたもの。(右) 全てのチャンネルについて平均値を詰めたもの。右でピークが二つ分離しているのは使用している SiPM が違い、New のものは WaveDREAM のゲインを下げているためである。

9.4 原因の考察

100MHz のノイズについて考えられるのは WaveDREAM に使われているクロックチャンネルのサイン波の周波数である。WaveDREAM では時間合わせに際し、専用のチャンネル（クロックチャンネル）にサイン波を流し、その同期によって異なるボード間での時間合わせを行っている。

9.4.1 原因の検証

クロックチャンネルが原因であるという推測を得たのでそれを検証する。検証のためにサイン波の位相を合わせてイベントを足し合わせることで平均波形を作成し、ノイズの外形を浮き彫りにした。図 9.5 は作成された平均波形である。平均波形はクロックチャンネルのクロストークである 100MHz サイン波状のノイズ波形をしていることから原因の特定に成功した。ゲイン 100 の TC 各チャンネルに 5 mV 程度の大きさのサイン波がノイズとして残っている。クロックチャンネルの波高は約 250 mV 程度（ゲイン 1）なので、チャンネル間で 0.02 % 程度のクロストークが確認されたことになる。

9.5 対策

ノイズが常に一定の周波数、形状できていることが分かれば、それを波形解析によって落とすことが出来る。平均波形を作成する際に定義した基準点に合わせて、作成した平均波形を取得した波形データから引くことで、ノイズの削減を行った。波形モニター（図 9.6）から 100MHz に立っていたピークが消失したことが確認出来る。図 9.7 にノイズ削減後のノイズ RMS 分布を示す。全チャンネルのノイズ RMS 平均値についても 1mV 程度の削減に成功している。

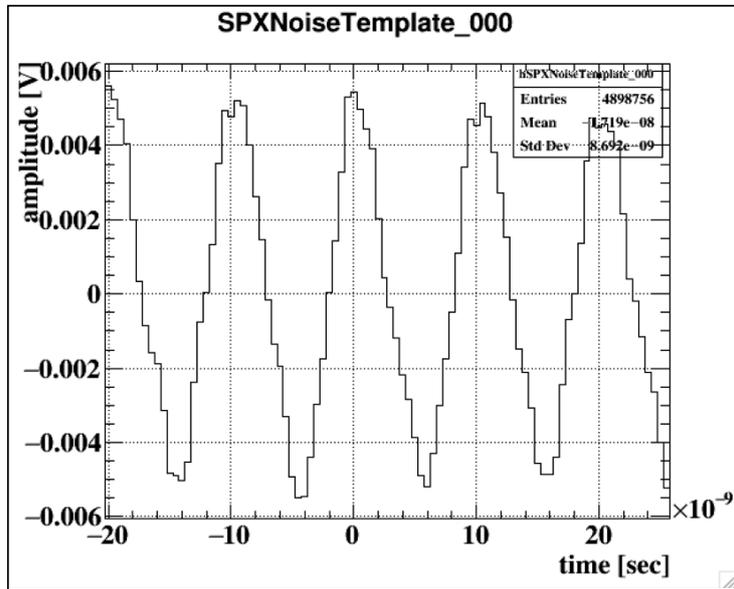


図 9.5 WD ノイズのテンプレート波形 (一部拡大)。クロックチャンネルのクロストークと思われる、サイン波の形状をしている。

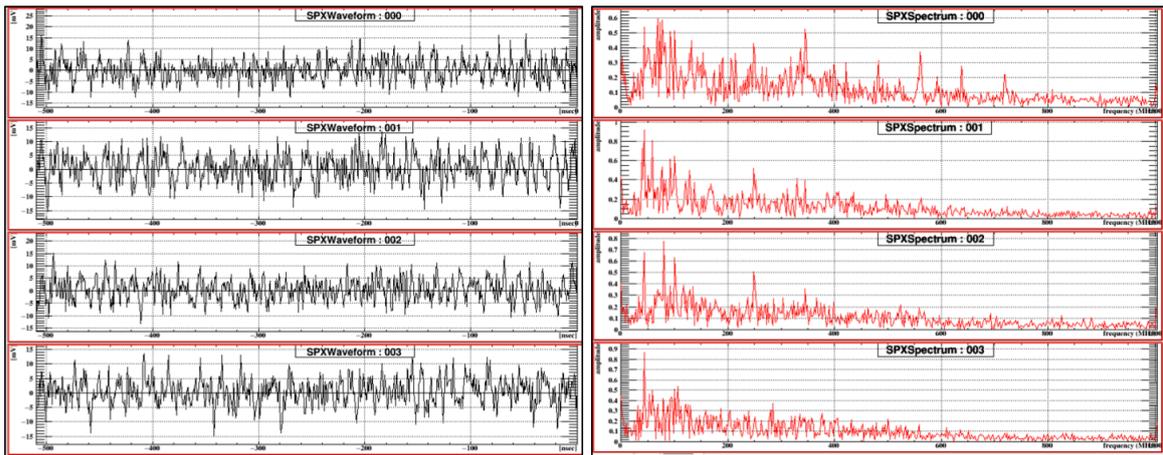


図 9.6 ノイズ削減後の波形・周波数モニター。全体的にノイズの波高が小さくなっているのと同時に、100MHz 付近にあったスペクトルのピークが消失している様子が分かる。

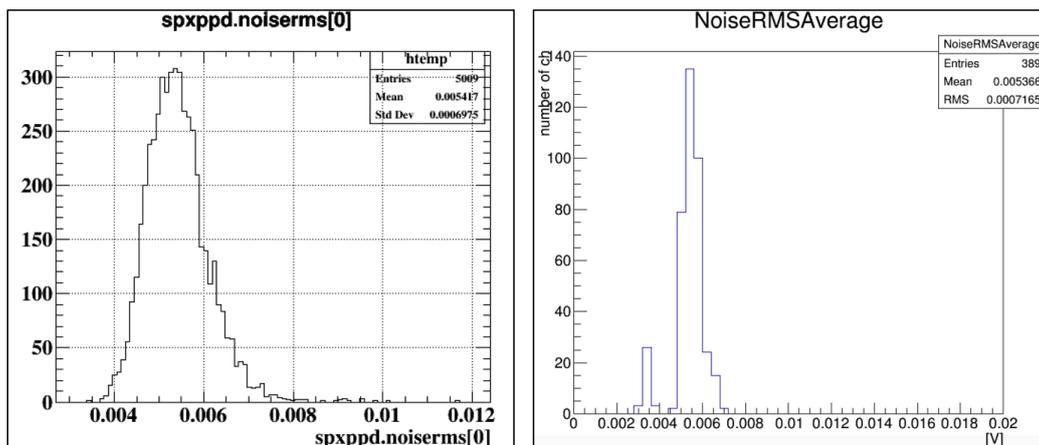


図 9.7 ノイズ削減後のノイズ RMS。図 9.4 と比較してノイズ RMS の平均値が減少している。

9.6 結論

この章では実際に物理ランでも用いる予定のデータ取得用回路である WaveDREAM について、そのノイズに関する調査を行った。ノイズ RMS は前の部までに実験室で測ったものと比べて大きなノイズレベルを示していたが、そのノイズの原因を調査し、ノイズの平均波形を作成して波形解析の際に差し引くことで各チャンネルのノイズ RMS 平均値を全体で 1mV 以上削減することに成功した。TC の時間分解能は波高が一定とするとノイズ RMS に比例することが放射線損傷の影響の評価の章でわかっているため、この削減は実際に TC を運用する際の時間分解能を回復するのに寄与する。

第 IV 部

第四部 まとめ

第 10 章

本論文のまとめと展望

10.1 本論文のまとめ

本論文では物理ランに向けて陽電子タイミングカウンターの運用に必要な問題の対処に当たった。

「SiPM の基礎特性評価と波形シミュレーションへの組み込み」では新しく二次パルスのモデルを組み立ててシミュレーションに実装し、シミュレーションに必要な枠組みを完成させた。「放射線損傷による TC の性能への影響の評価」では 6 個の SiPM に線源を用いた電子照射を行い、実際に予測される電流値付近での時間分解能の測定を行うとともに、対策として低温での測定を行うことで、最終的な性能悪化の度合いを 5% 前後まで抑えられることが分かった。また、陽電子タイミングカウンターの時間分解能の悪化は電流値やノイズ RMS といったパラメータでスケールリングが可能であることを見た。また、「ダメージ差のある SiPM 直列接続時の性能評価」を行った。ダメージ差がある直列接続で降伏電圧のシフトや高さ方向で時間中心がずれるという現象を確認した。時間中心のずれは時間分解能の悪化に寄与するが、ドリフトチャンバーの情報から補正が可能であると考えている。

「波形解析アルゴリズムの研究」では波形データの使う情報を増やしたり、従来の手法に補正を加えることで性能改善の余地が無いかを探った。

また、並行して物理ランを見据え、陽電子タイミングカウンターを長期的に安定運転するための整備を行った。「温度・湿度コントロールシステムの試験」では今年初めてビームテストで運用されるチラーシステムについて温度安定性の試験を行い、20 度の運転が非常に安定していることを確かめた。また、乾燥空気を送り込むことで初の 10 度での運用試験を安全に実施し、安定性を評価した。「WD ノイズの削減」では実際に物理ランで用いられる予定の電源システムのノイズについて調査し、ノイズ源の特定と、解析によってノイズレベルを下げることに成功した。本論文執筆時には既にパイロットランは無事終了しており、解析が進んでいる。運用時には本試験の結果を踏まえてチラーを 20 度で運用するとともに、ここで述べたノイズ削減を波形解析に適用している。

10.2 今後の予定と展望

陽電子スペクトロメータ側を中心に今後の展望を述べる。

10.2.1 陽電子スペクトロメータの性能評価

陽電子タイミングカウンター単体での実機製作、運用、性能評価と目標性能の達成まで含めて終了している。また、放射線損傷の影響など、長期的な運転で懸念される問題の理解や物理ランに向けて詰めるべきシミュレーションの準備、解析アルゴリズムの研究、チラーシステムの試験や電源ノイズの研究など、より安定した実機運用のための研究も進めることが出来た。

2018年は「ドリフトチャンバーのと陽電子タイミングカウンターを合わせた陽電子スペクトロメータとしての性能評価・目標性能の達成」が大きな目標となる。ドリフトチャンバーは現在製作が進んでおり、2018年に全検出器でのエンジニアリングランが行われる予定である。ここで上記の目標が達成されれば、陽電子側の検出器は全て物理ランに向けて準備が完了したと言える。

そのためにシミュレーションを用いてタイミングカウンターとドリフトチャンバーのマッチングアルゴリズムを見直したり、タイミングカウンター内部の波形解析でも位置情報を用いるようにするなど、性能と検出効率の底上げを図る必要がある。

10.2.2 10度での安定運用のための準備

10度での運転では温度が安定していなかった。2018年は

- チラーシステムをアップデートする
- 冷却乾燥空気を送り込む

などの手法で10度での長期安定運転を目指し対処する予定である。前者のアップデートは流量を調整するバルブを取り付けることで、冷却水が全てのパイプに一様に流れるようにするとともに、チラー自体の出力を上げる。後者は流し込む乾燥空気の温度を下げることで、検出器全体の温度を10度で安定させる。前者については既にGenova大学で試験が行なわれている。後者については今後機械と業者の選定、コスト、実験ホールのスペースなどを踏まえて検討していく。

加えて、10度での長期的な運転を行う際に必要なのが安全のための作業マニュアル・アラームシステムの整備である。物理ランが始まると検出器はデテクターハットと呼ばれるスペースに隔離され、室温と湿度は空調によって調整される。しかしながら検出器周りで不具合が生じた際に、デテクターハットを閉じている扉を開けて中に入る必要が出てくることがある。このとき湿度が上昇し、低温で運転されているタイミングカウンターに水滴が凝結する危険がある。そのため、10度運転の準備を進めるとともに湿度を常にモニターして凝結の危険があればタイミングカウンターの担当者へアラームが届くようにしたり、自動、もしくはリモートでチラーシステムをオフにできるようなシステムの構築が必須である。加えてコラボレータ全体にタイミングカウンター低温運転の重要性と危険性を十分に説明するとともに、コラボレーション全体で共有する作業マニュアル（チラーシステムの基本的な操作方法と、デテクターハットに入る際は湿度をモニターする、扉を開放した状態で保たない、必要があればタイミングカウンターの担当者へ連絡をするなど）をまとめる必要がある。

また、ドリフトチャンバーは熱を排出する機構はついているものの、高温の熱源になることが予想され、タイミングカウンターの上部にドリフトチャンバーが置かれると温度が不安定になる可能性が高い。2018年はドリフトチャンバーがインストールされた状態で、アップデートされたチラーシステムの試験を再度行う必要がある。

謝辞

修士課程の2年間、このような研究の機会を与えてくださり、実験に関して多くの指導をくださった森俊則教授、大谷航准教授に感謝いたします。MEG 実験についての勉強会から学会の発表練習では、多くのアドバイスやコメントをいただきました。特に大谷航准教授は指導教官として毎週のミーティングで丁寧なアドバイスを下さったり、事務的な手続きから発表資料の作り方、測定における心構えやノイズ落としの手法の指導など沢山のことでお世話になりました。

内山雄祐特任助教には、本論文の主題となったタイミングカウンターに関し、実機製作・データの解析方法・シミュレーションの走らせ方・機械工作の仕方など様々なことを教えていただくとともに、分からないことや実験の方針についてよく議論に付き合ってくださいました。また、同じ検出器グループの先輩である西村美紀氏、中尾光孝氏には検出器製作や試験、タイミングカウンターの解析手法について教えていただきました。ミーティング等において実験の考察が必要な点や改善点に関し、様々なコメントをいただきました。また、西村氏の明るく楽しく会話を繰り広げるコミュニケーション能力や、中尾氏の会話のキレの良さからも非常に多くのものを学ばせていただきました。

岩本敏幸助教には研究に関することのみならず、PSI での生活・手続き全般にわたってお世話になりました。岩本敏幸助教の助けなくして、PSI で研究生活を無事送ることは不可能だったと思います。家城佳研究員はミーティングにおいて他の検出器グループの人の中では特に沢山のコメントを下さった他、手続き等で困った時には親身になって助けてくださいました。小川真治氏の仕事ぶりは見ているだけでこちらも気が引き締められました。また、MEG の解析手法・ソフトウェアに関する質問などによく答えていただきました。岩井遼斗氏は実験のセットアップなどで上手く行かずに困っている際などに相談するとよく、新しい角度からのアドバイスやアイデアを紹介してくださいました。また、一番学年の近い先輩であった中尾光孝氏、岩井遼斗氏の両名からは大学院生活全般についてちょっとしたことでもよく相談にのっていただきました。

ICEPP の愉快的な同期たちとは実験や勉強会の話のみならず、お互いを励ましあったり、時に競い合ったりと楽しい時間を過ごさせてもらいました。特に同期の劉靈輝氏は行動力・発想力に溢れており、同じ研究室で過ごせて楽しかったです。研究室の後輩たち、小林暁氏、恩田理奈氏、辻直希氏、鳥丸達郎氏の研究に取り組む姿、ミーティングでの報告からは学ぶことが多く、身が引き締まる思いでした。

ICEPP 秘書室の皆様には大学院生活において大変お世話になりました。この2年間、研究に専念出来たのは本当に秘書室の皆様のおかげです。

ここに記させていただいた方々の他にもまだまだ沢山の方々にお世話になり、感謝の念は尽きませんが、最後にどんなときでも私の最大の味方でいてくれた家族に感謝し、本論文の結びとさせていただきます。

参考文献

- [1] CERN ホームページ, "CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson", <http://press.cern/press-releases/2012/07/cern-experiments-observe-particle-consistent-long-sought-higgs-boson>, 04 July 2012
- [2] Y. Fukuda et al., (Super-Kamiokande Collaboration), "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos" Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567
- [3] T. Mori, W. Ootani, "Flavour violating muon decays", Progress in Particle and Nuclear Physics 79 (2014) 57 - 94
- [4] 最高エネルギーで最極微の世界に挑戦する LHC 計画：その 2 2005.5.20
<http://atlas.kek.jp/public/overview/LHCproject-2.html>, 2005.5.20 updated by T. Kondo
- [5] Lorenzo Calibbi et al. "Flavour violation in supersymmetric SO(10) unification with a type II seesaw mechanism." JHEP, 0912:057, 2009.
- [6] A.M. Baldini et al. "The design of the MEG II experiment", arXiv:1801.04688 [physics.ins-det], 15 Jan. 2018
- [7] S. Antusch et al. "Impact of θ_{13} on Lepton Flavour Violating processes within SUSY Seesaw" Journal of High Energy Physics 2006 (11), 090
- [8] PSI のホームページ "The PSI proton accelerator",
<https://www.psi.ch/media/the-psi-proton-accelerator>
- [9] A. M. Baldini et al. "MEG Upgrade Proposal", arXiv:1301.7225v2 [physics.ins-det] 4 Feb 2013
- [10] C. Patrignani et al. (Particle Data Group) Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update
- [11] A. M. Baldini et al. "Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e + \gamma$ with the full dataset of the MEG experiment", Eur. Phys. J. C (2016) 76:434
- [12] Yusuke Uchiyama, "Analysis of the First MEG Physics Data to Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e + \gamma$ ", Doctor's thesis, The Univ. of Tokyo (2009)
- [13] Hisamatsu Yasuko, "The Performance Test of Photomultiplier for MEG Liquid Xenon Calorimeter," Master's thesis, The Univ. of Tokyo (2005)
- [14] M.D.Gerone et al. "Development and commissioning of the Timing Counter for the MEG Experiment", arXiv:1112.0110, IEEE Trans. on Nucl. Sci. Vol.59, No.2, (2012) 379-388
- [15] 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, 東京大学 (2014)
- [16] 岩井 遼斗、他 MEG II コラボレーション, "大強度 μ 粒子ビーム上で運用する MEG II 輻射崩壊同定用カウンターに期待される性能の評価" 日本物理学会第 72 回年次大会

- [17] 家城 佳、岩井 遼斗、他 MEG II コラボレーション “大強度 μ + 粒子ビーム中で動作する MEG II 実験輻射崩壊同定用カウンターの開発”, 日本物理学会 2017 年秋季大会
- [18] 西村 美紀、他 MEG II コラボレーション, “MEG II 実験の現状と $\mu + \rightarrow e + \gamma$ 探索感度の研究” 日本物理学会 2017 年秋季大会
- [19] Saint-Gobain 社ホームページ,
<https://www.crystals.saint-gobain.com/products/BC418-BC420-BC422-BC422Q>
- [20] 3M 社ホームページ, <http://www.mmm.co.jp/display/spec/index.html#esr>
- [21] DuPont 社データシート
<http://www.dupont.co.jp/content/dam/dupont/products-and-services/solar-photovoltaic-materials/solar-photovoltaic-materials-landing/documents/dec-Tedlar-Upstream-Brochure.pdf>
- [22] Mitsutaka Nakao et al. ”Results from Pilot Run for MEG II Positron Timing Counter” , TIP2017 (22nd-26th May 2017, Beijing)
- [23] 吉田 昂平、”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”, 修士論文, 東京大学 (2016)
- [24] 光半導体素子ハンドブック / 第 3 章 Si APD、MPPC, 浜松ホトニクス
- [25] 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, 東京大学 (平成 21 年)
- [26] Ferenc Nagy et al. ”Afterpulse and delayed crosstalk analysis on a STMicroelectronics silicon photomultiplier”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 759 (2014) 44 - 49
- [27] 松村 徹、 ”高感度光検出器 MPPC の放射線耐性”, 日本物理学会 2008 年秋季大会
- [28] 柴田 直哉、 ”ILC 測定器用ハドロンカロリメータにおける シンチレータセルユニットの研究開発”, 修士論文, 東京大学 (2016)
- [29] Miki Nishimura, ”TC Performance in the Pre-engineering Run 2015”, Lepton Flavor Physics with Most Intense Muon Beam (15-16 March 2016, Tokyo)
- [30] Paolo.W.Cattaneo et al. ”Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator with SiPM Readout”, IEEE Trans.Nucl.Sci. 61 (2014) no.5, 2657-2666
- [31] P.W. Cattaneo et al. ”Radiation Hardness tests with neutron flux on different Silicon photomultiplier devices”, 2017 JINST 12 C07012
- [32] Gianluigi BOCA and Pavia group, ”Irradiation test of SiPMs of pTC at BTF”, Lepton Flavor Physics with Most Intense DC Muon Beams, Tokyo 29 March 2017
- [33] S. An et al. ”A 20 ps timing device—A Multigap Resistive Plate Chamber with 24 gas gaps”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 594 (2008) 39 - 43 c
- [34] ”Calculate Temperature, Dewpoint, or Relative Humidity”, <http://andrew.rsmas.miami.edu/bmcnoldy/Humidity.html> , Created & Maintained by Brian McNoldy