平成28年度 修士論文

次世代地上ガンマ線望遠鏡カメラに採用する 半導体光電子増倍素子の特性評価

名古屋大学大学院 理学研究科

素粒子宇宙物理学専攻 宇宙地球物理系 太陽圏高エネルギー物理学(宇宙線物理学)研究室

博士課程(前期課程)2年 261501427

山根 暢仁

平成28年度 修士論文概要

次世代地上ガンマ線望遠鏡カメラに採用する

半導体光電子増倍素子の特性評価

宇宙ガンマ線の観測は、暗黒物質の探査や宇宙線起源と加速機構の解明など、宇宙科学の重要 な課題の解決を目指す観測手段として有力である。現在も地上や衛星でガンマ線観測が行われて いるが、到来頻度の低い1 TeV 以上の高エネルギー領域では十分な検出感度を達成できていない。 そこで、我々は次世代の地上ガンマ線望遠鏡として Cherenkov Telescope Array(CTA)の開発を 進めている。CTA では大中小の異なる口径を持った望遠鏡を100 台ほど設置することで観測エネ ルギーを 20 GeV から 300 TeV 以上に広げ、従来の地上ガンマ線望遠鏡より検出感度を一桁向上 することを目標としている。到来頻度の低い高エネルギー領域を観測する小口径望遠鏡では、望 遠鏡の設置数を増やして有効面積を大きくすることが課題である。副鏡を用いた光学系の採用に よって焦点距離を短縮し、焦点面カメラの小型化を実現可能とすることで、望遠鏡一台当たりの 製作費用を低減し、より多くの望遠鏡の増設が可能となった。名古屋大学が参加して開発を推進 している小口径望遠鏡カメラの光検出器には、高い光検出効率、量産による費用低減、高い耐久 性、増倍率の均一性、低い動作電圧を考慮して、半導体光電子増倍素子(SiPM)を採用している。

小口径望遠鏡カメラに SiPM を採用する際には、1 個の入射光子に対して2光子以上として誤 検出するオプティカル・クロストークと呼ぶ現象による影響を考慮しなければならない。バック グラウンドである夜光を過大に評価し、ガンマ線イベントと誤検出する可能性があるためである。 夜光の影響を抑えるために光子数の少ないイベントを排除すると、低エネルギーのガンマ線検出 効率が落ちるため、クロストークを低く抑えることが重要となる。しかし、一般的にクロストー クを抑制する方法は、光検出効率も低減してしまうことが多いため、最適なクロストークと光検 出効率の組み合わせを探る必要がある。

本研究では、高い光検出効率と低いクロストーク発生率を持った SiPM の選定と動作電圧の最 適化に向けて、11種の SiPM を測定し、波形解析によってダークカウントの影響を排除した、光 検出効率とクロストーク発生率の関係を明らかにした。11種の SiPM の中のいくつかは、過去の 測定結果による改良が加えられている。クロストークの発生を抑えるトレンチの導入や、電場勾 配の改良で低電圧で光検出効率が向上し、より低いクロストークで高い光検出効率を達成できる ようにしている。

チェレンコフ光の光子密度が最大となる 400 nm の波長を使った測定結果によると、クロストーク発生率が 20%以下で光検出効率が最大 51%の SiPM と、20%以上で最大 53%の SiPM の 2 種類 が候補として残った。最大の光検出効率に大きな差がなく、夜光の変化への依存性を極力抑制す る観点から、クロストークが低い方の SiPM を有力候補として結論づけた。また、入射窓がエポ キシの SiPM はシリコーンの SiPM と比べてクロストーク発生率が 1.35 倍以上大きくなっており、入射窓の材質や入射窓の厚さなどが影響しているのではないかと考えられる。

本研究によって小口径望遠鏡カメラに採用予定の SiPM の光検出効率とクロストークの相関関係や光検出効率の波長依存性といった特徴を明らかにしたことで、小口径望遠鏡カメラに採用す

る SiPM の選定や、夜光強度などの観測環境に最適化した動作電圧の決定に必要となるデータを揃 えることができた。また、入射窓の材質または厚さを最適化することで、今後さらにクロストー クを低減できる可能性があることがわかった。

目次

第1章	宇宙ガンマ線の観測 1
1.1	ガンマ線観測の意義 1
1.2	ガンマ線観測による暗黒物質探索1
	1.2.1 冷たい暗黒物質
	1.2.2 Weakly Interactive Massive Particle (WIMP)
	1.2.3 WIMPの探索
1.3	地上ガンマ線望遠鏡での暗黒物質探索5
第 2 章	Cherenkov Telescope Array (CTA) 8
2.1	超高エネルギーガンマ線の観測原理
2.2	地上ガンマ線望遠鏡
	2.2.1 イメージング法
	2.2.2 宇宙線バックグラウンド
	2.2.3 夜光
2.3	CTA の特徴
2.4	Gamma-ray Cherenkov Telescope (GCT) 13
笛3音	半導休光雷子增倍素子(SiPM)
31	SiPMの概要
3.1	SiPM の原理 15
5.2	3 2 1 Avalanche Photo Diode (APD)
	3.2.2 SiPM 16
3.3	GCT 望遠鏡の焦点カメラの SiPM
∽⊿咅	S:DM の時料並価 10
毎 ₩早 4.1	SIFMの行任計画 19 本研究の日始 10
4.1	本研元の日町 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
4.2	候冊表面
4.5	- 例 足 示 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
4.4	彼 / 府 / / / / / / / / / / / / / / / / /
4.5	彼向万和の作成 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
4.0	10 [[[[
	4.0.1 20次日効牛の計画方法 31 4.62 クロストークの運価方法 32
	4.0.2 シロハー シの町両方伝 52 4.6.3 波高分布の計算 32
	4.6.5 (Xin 5) 中 5) 中 5 32 4.6.4 超過電圧の計算 33
47	4.0.4 危恐电圧の計弁・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
т./	471 クロストーク登生家の安定性の検証 37
48	1.1.1 / F// / ルエージスペロジ状型・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
т.0	1 光台 37 481 光始 37 27 27
	 .0.1 ///////////////////////////////////
	18.2 / ビハー / ジモ/LIGT/L
	T .0.5 ///////////////////////////////////

第5章 結論	44
謝辞	45
参考文献	46

第1章 宇宙ガンマ線の観測

1.1 ガンマ線観測の意義

宇宙には様々な粒子が飛び交っている。特に高エネルギーの粒子を宇宙線と呼び、主成分の陽子、電子、原子核、ニュートリノなどが含まれる。図 1.1 に示すように地球に到来する宇宙線のスペクトルを見ると、宇宙線のフラックスはエネルギーに対して –3 乗ほどのべきで減少していることがわかる。また、この図をよく見ると 10¹⁵ eV と 10¹⁸ eV 付近で折れ曲がりがあり、その形状からそれぞれ「knee」、「ankle」と呼ばれている。これらの折れ曲がりは磁場による閉じ込め、加速機構、加速限界、加速源の変化などが原因と考えられているが、その詳細は解明できていない。

宇宙線の起源についても謎のままである。宇宙線は電荷を持っているため、星間磁場中でロー レンツ力によって進行方向が曲げられ、地球での観測ではその到来方向がわからなくなるからで ある。

このように宇宙線の直接観測からは、その加速機構と起源を探ることが困難であるが、ガンマ 線観測ではこれらの解明が期待できる。宇宙線と星間物質や電磁場が相互作用することによって ガンマ線が発生する。ガンマ線は宇宙線と違い電荷を持っておらず、磁場による影響を受けずに 発生場所から一直線に進むことができるため、ガンマ線の発生源は特定しやすい。よって、ガン マ線を観測することで間接的に宇宙線の加速現場や起源を探ることができる。

他にもガンマ線観測によって、ガンマ線源となる天体の発見や暗黒物質の探索などができる。 暗黒物質とは宇宙に存在する未知の物質であり、宇宙のエネルギーの約26%を占めると考えられ ている[2]。暗黒物質の存在は様々な観測結果から間接的証拠が得られているが、直接的な証拠は まだ見つかっておらず、また粒子としての特徴もわかっていない。暗黒物質は我々が観測できる 粒子よりも宇宙に多く存在していることがわかっており、その発見は科学的に重要である。様々 な観測方法によって暗黒物質を探索することができ、その中にガンマ線観測も含まれているため、 本章ではガンマ線観測による暗黒物質探索に注目する。

1.2 ガンマ線観測による暗黒物質探索

暗黒物質は、1933年に Zwicky による銀河団中の銀河の速度分散の観測によってその存在が初めて示唆された [3]。Zwicky はビリアル定理を用いてかみの毛座銀河団の質量を推定し、その質量が光によって推定される質量より約400倍大きいことを発見した。ビリアル定理とは、ある系が束縛状態にあり熱的平衡であれば、系全体の運動エネルギーを K、系全体のポテンシャルエネルギーを V としたときに成り立つ次の式のことである (<> は時間平均を表す)。

$$\langle K \rangle = -\frac{1}{2} \langle V \rangle$$
 (1.1)

この発見により、ビリアル定理で推定した質量と光の観測で推定した質量で欠損していた質量の ことを暗黒物質と呼ぶようになった。



図 1.1: 宇宙線のスペクトル ([1] より転載)。 10^{15} eV 付近の折れ曲がりが「knee」、 10^{18} eV 付近の折れ曲がりが「ankle」と呼ばれる。

その後の研究でも、図 1.2 にあるように銀河内の星の回転曲線の観測結果から間接的な暗黒物 質の証拠が得られた。光による観測結果から得られた銀河の質量分布からは、銀河中心付近の重 力が支配的であるため、銀河の外側では銀河中心を質点 *M* として扱い、銀河中心から*r* 離れた星 の回転速度 *v* を次の式で表すことができる。

$$G\frac{Mm}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad \therefore \quad v = \sqrt{\frac{GM}{r}} \tag{1.2}$$

ここで、Gは引力定数である。この式より、銀河の外側に行くほど星の回転速度は落ちることが わかるが、実際には図 1.2 のように銀河の外側で星の回転速度はほぼ一定であった。よって、図 1.2 にある一点鎖線のように銀河のハローに暗黒物質の存在を仮定しなければ、観測された銀河回 転曲線を説明できないのである。これ以外にも様々な観測結果によって間接的に暗黒物質が存在 していることが示され、その正体を探るために現在では様々な観測方法で暗黒物質探索が進んで いる。

暗黒物質の主な特徴として、電磁相互作用を起こさないことが挙げられる。光で直接観測がで きないため、暗黒物質探索が困難となっている。一方、暗黒物質は他の物質と重力相互作用する ことができ、それによって様々な間接的証拠が得られている。Planck 衛星による宇宙マイクロ波 背景放射の観測結果から、宇宙全体のエネルギーで暗黒物質が占める割合は、約26%だというこ とがわかっている [2]。我々の観測できる物質が約5%ほどなので、暗黒物質はその5倍も宇宙に 存在しているのである。このことから、宇宙では暗黒物質が重力源として支配的になっているこ とが推測できる。



図 1.2: 銀河の回転曲線の図([4]より転載)。横軸 R は銀河中心からの距離を表しており、縦軸は 星の回転速度を表している。この図には M33 の観測結果がプロットしてあり、実線が暗黒物質を 考慮したモデルによる回転曲線を表している。一点鎖線がハロー、短い破線がディスク、長い破 線がガス成分で予測される曲線である。星が支配的なディスク成分だけでは銀河中心から離れる ほど回転速度が落ちるため、ハロー成分に暗黒物質が多く存在すると仮定することで観測を説明 できる。

1.2.1 冷たい暗黒物質

暗黒物質の特徴を表したモデルとして、「冷たい暗黒物質」が一般的に受け入れられている。このモデルにおける暗黒物質の特徴は、宇宙の初期では非相対論的速度だったということである。 反対に宇宙初期で相対論的速度を持ったモデルは「熱い暗黒物質」と呼ばれている。

「熱い暗黒物質」より「冷たい暗黒物質」が受け入れられている理由は、速度の違いによって 宇宙の形成過程が変わるからである。「熱い暗黒物質」の場合、速度が大きいため重力で集まるこ とができず小さな構造ができないが、「冷たい暗黒物質」では速度が小さいため、自己重力により 一箇所に集まりやすい。よって「熱い暗黒物質」では銀河団などの大きな天体から銀河、星と小 さな天体が形成され、「冷たい暗黒物質」では星などの小さい天体から銀河、銀河団と大きな天体 が形成されていったと考えられている。

図1.3 に見られるバリオンの密度揺らぎの観測結果は「冷たい暗黒物質」でよく説明できる[5]。 密度揺らぎは密度の粗密を表しているので、密度揺らぎが大きいほど密となっている場所と粗と なっている場所が明確に分かれているということである。この図を見ると、観測結果では小さい観 測領域で密度揺らぎが大きくなっており、宇宙初期で小さな構造ができていたことを示している。

1.2.2 Weakly Interactive Massive Particle (WIMP)

「冷たい暗黒物質」の中でも有力な候補として、Weakly Interactive Massive Particle(WIMP)が ある。WIMP は弱い相互作用を起こす重い粒子であり、高温だった宇宙初期では WIMP は熱的平 衡状態にあり、対生成と対消滅を繰り返していたと考えられている。時間が経つにつれて宇宙の 膨張により温度が下がるため、宇宙の温度が WIMP の質量を下回ったところで対生成が止まるは ずである。その後も宇宙は膨張するため、暗黒物質の密度が低くなっていき、対消滅ができなく なる。対消滅が停止すると、WIMP は現在まで消滅せずに残存し、それらが暗黒物質として観測 されていると考えられている。



図 1.3: 宇宙の観測領域に対する密度揺らぎの図([5] より転載)。CDM が「冷たい暗黒物質」、HDM が「熱い暗黒物質」、実線がシミュレーション結果、各点が観測結果を表している。

現在宇宙に存在する暗黒物質を全て WIMP の残存粒子と考えた場合、予想される WIMP の対消 滅断面積 < $\sigma v >$ は 3×10^{-26} cm³/s、質量は GeV から TeV に至る領域となる。これらの値が超 対称性理論で予測される粒子モデルと一致するため(WIMP Miracle)、WIMP が暗黒物質の有力 候補として期待されている。超対称性理論とは、標準理論のヒッグス粒子の質量がプランク質量 よりはるかに小さいことを説明するために 100 GeV から数 TeV の質量を持った新粒子を導入する 理論であり、その中でも最も軽くて安定したニュートラリーノという粒子が有力候補である。図 1.4 は宇宙の経過時間に対する暗黒物質の数密度を表しており、暗黒物質の質量に大きく依存せ ず、対消滅断面積の大きさが弱い相互作用程度である時、現在の暗黒物質密度と一致する。

1.2.3 WIMPの探索

WIMPの探索方法には、直接探索、間接探索、加速器探索の三つが存在する。直接探索は、標準模型の粒子とWIMPが散乱した後の反跳粒子を検出する方法である。間接探索は、WIMPの対 消滅によって生成された粒子を観測する方法である。加速器探索は、標準模型の粒子を衝突させ てWIMPを対生成する方法である。これらは探索方法によって扱う反応断面積が異なるため、各 反応断面積と質量の依存性から、探索するWIMPの質量エネルギー範囲が相補的となっている。

他の探索方法に比べて間接探索が優位であるのは、対消滅断面積に直接上限値を与えることが できる点にある。現在の残存粒子から、対消滅断面積は3×10⁻²⁶cm³/sと予想されており、こ の値より小さい対消滅断面積の制限を与えることができれば、暗黒物質粒子の質量範囲を棄却で きる。

WIMP は対消滅によってガンマ線、ニュートリノ、反陽子などを放出すると考えられており、 ガンマ線観測は間接探査の有力な方法である。荷電粒子と比較したガンマ線観測の利点は、節1.1 でも述べたように発生源がわかるため、発生源の妥当性やバックグラウンドの推定がしやすいこ とである。



図 1.4: 宇宙の経過時間に対する暗黒物質の数密度の図([6] より転載)。横軸は暗黒物質の質量 mを宇宙の温度 T で割っており、宇宙の経過時間による温度の変化を表している。縦軸は暗黒物質の数密度 n(x) に質量 m をかけており、質量密度の変化を表している。 $n_{eq}(x = 1)$ は熱的平衡状態だった時の数密度である。

1.3 地上ガンマ線望遠鏡での暗黒物質探索

ガンマ線観測の手法には、衛星観測と地上観測がある。Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡(今後は Fermi 衛星と略称を用いる)などの衛星観測では、ガンマ線から対生成した電子・陽電子対を検出する。 衛星観測は地上観測に比べて視野が広く、全天観測できる利点がある。しかし検出器の大きさが制 限されてしまうため、到来頻度の低い数十 GeV 以上のガンマ線検出感度は低くなる。Fermi 衛星 の場合、視野は 2.4 sr(全天の 20%)で観測エネルギー範囲は 20 MeV~300 GeV である。H.E.S.S. などの地上ガンマ線望遠鏡による地上観測では、ガンマ線が大気に入射した時に発生する空気シャ ワー中の電子・陽電子から放射されるチェレンコフ光を検出する(詳しくは節 2.1 で述べる)。地 上観測では、大気を検出器として扱うため、検出器が衛星よりも大きく、高エネルギーガンマ線 の検出感度が高いという利点がある。しかし地上に固定されるので衛星に比べると観測できない 天球の領域が存在し、また望遠鏡の光学系の制限から視野が狭い。現在稼働している主な地上ガ ンマ線望遠鏡は H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS であり、それぞれの視野と観測エネルギー範囲を 表 1.1 に示す。

ガンマ線による間接探索では、WIMPの存在量が多いとされる銀河中心、矮小楕円銀河、銀河

	視野	観測エネルギー
H.E.S.S	4.5°	200 GeV-~10 TeV
MAGIC	3.5°	180 GeV-10 TeV
VERITAS	3.5°	100 GeV-10 TeV

表 1.1: ガンマ線望遠鏡の視野と観測エネルギー [7][8][9]



図 1.5: 現状のガンマ線観測による対消滅断面積の上限値([10]より転載)。この図では WIMP の対 消滅でボトムクォークのみ生成された場合を考えている。線で囲まれた部分は Fermi 衛星によっ て観測された銀河中心のガンマ線フラックス超過から求めた WIMP のモデルである

団が観測対象である。宇宙にはWIMPの対消滅以外にも天体から放射されるガンマ線や拡散ガン マ線が飛び交っており、これらがバックグラウンドとなる。衛星観測では視野が広いため、複数 の天体を観測することでガンマ線の統計量を稼ぐことができるため、バックグラウンドが少ない 矮小楕円銀河の観測で最も感度が高くなる。一方で地上ガンマ線望遠鏡の場合、視野が狭いため、 一つの天体で最も暗黒物質の密度が高いとされる銀河中心の観測で最も感度が高い。

2016 年までのガンマ線観測によって得られた暗黒物質の質量に対する対消滅断面積の制限と、 今後期待される対消滅断面積の制限を図 1.5 にまとめてある。この図を見ると、現行ガンマ線望 遠鏡の H.E.S.S. では 1 TeV 以上の質量領域で対消滅断面積の上限値が一桁ほど足りないが、次世 代の地上ガンマ線望遠鏡である CTA では 200 GeV 以上で 3 × 10⁻²⁶ cm³/s より低い対消滅断面積 まで検出感度を持つと期待される。CTA については次章で詳しく述べる。

銀河中心の探索による H.E.S.S. の最新結果では、図 1.6 のように、暗黒物質の対消滅で W⁺W⁻ だけ生成された場合、質量が 1.5 TeV で 6×10^{-26} cm³/s まで対消滅断面積の制限をかけている。 よって WIMP で予想されている $< \sigma v >= 3 \times 10^{-26}$ cm³/s に達するには統計量が 4 倍以上必要で ある。また、超対称性粒子の存在が期待される数 TeV まで検出できる感度を確保するには、さら に大きな統計が必要である。この図で使用しているデータは 254 時間分の観測データであるが、 検出器の一日の稼働時間や WIMP 以外の観測対象を観測する時間などを考慮すると合計 10 年ほ どかかっている。よって短期間で統計を稼ぐ高感度の望遠鏡が期待されている。



図 1.6: H.E.S.S. による銀河中心の暗黒物質探索の観測結果([11]より転載)。この図では暗黒物質の対消滅で W⁺W⁻のみ生成された場合を考えている。青い実線は銀河中心を 112 時間観測した データを使用した時の対消滅断面積の上限値、黒い実線は 254 時間分のデータを使用した時の上 限値、点線はバックグラウンドとして暗黒物質が少ない領域を観測した時の上限値である。

第2章 Cherenkov Telescope Array (CTA)

次世代の地上ガンマ線望遠鏡として、我々は Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画を国際的に 進めている。CTA が目指すのは、観測エネルギー領域を 20 GeV ~ 300 TeV まで広げ、従来の望遠 鏡より検出感度を一桁以上向上させることで、様々な宇宙物理現象の解明をガンマ線観測によっ て進めることである。CTA で解明が期待される課題の一つに暗黒物質探索が挙げられる。CTA の 銀河中心の観測により、300 GeV から 5 TeV の領域で 3×10^{-26} cm³/s より良い感度を実現するこ とが期待されている。図 2.1 は、CTA の完成予想図である。



図 2.1: CTA の完成予想図(画像提供:CTA Consortium)。図の下側にある小さい望遠鏡が小口径 望遠鏡である。

2.1 超高エネルギーガンマ線の観測原理

CTA のような地上ガンマ線望遠鏡では、超高エネルギー宇宙ガンマ線(>100 GeV)が大気に 入射したときに起こる電磁シャワーと、チェレンコフ光と呼ばれる現象を利用してガンマ線を観 測する。

ガンマ線と大気中の原子核が相互作用すると、電子・陽電子対が生成される。これらは大気中 の原子核が作るクーロン場によって制動放射を起こし、制動放射によるガンマ線がさらに電子・ 陽電子対を生成していく。この過程がなだれのように繰り返されていく現象が電磁シャワーであ る。大気中で発生した電磁シャワーの電子・陽電子は入射ガンマ線から高エネルギーを受け取っ ているため相対論的速度を持っており、大気中の光速を超える。

このように、ある媒質中の荷電粒子がその媒質中での光速を超えた場合、チェレンコフ光と呼ばれる光が放射される。屈折率 n の媒質中に速度 v で進む粒子が放射するチェレンコフ光の放射

角 θ は

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \quad (\beta = \frac{v}{c} \quad c は光速)$$
(2.1)

と表される。

大気中で発生した電磁シャワーの電子・陽電子は入射ガンマ線から高いエネルギーを受け取っ ているため相対論的速度を持っており、大気中の光速を超える。大気の屈折率は*n* = 1.00029 な ので、電磁シャワーから放射されるチェレンコフ光の放射角は約 1.3° である。

電磁シャワーから発生するチェレンコフ光はその放射角に従い広がりを持つため、シャワーから離れた地表付近に到達するときには直径 300 m ほどの広がりとなる。この広がった光をライト プールと呼び、ライトプール内のチェレンコフ光子密度は標高が低い場所でほぼ一定となる。こ のチェレンコフ光子密度は入射ガンマ線のエネルギーに依存しており、またライトプール内の光 子密度が一定であることから、ライトプール内にあるチェレンコフ光を検出することで入射ガン マ線のエネルギーを推定することが可能になる。

図 2.2 に示すように、地上でのチェレンコフ光のスペクトルをみると 300 から 400 nm 付近で光 子密度が最大となっており、これは紫外から可視光の領域にあたる。日中や月が輝く夜は可視光 が多いため、そのような時間帯ではチェレンコフ光以外の可視光がバックグラウンドとなる。し たがって月のない夜間のみしか地上ガンマ線望遠鏡は観測できないという制限がある。



図 2.2: シミュレーションによる大気チェレンコフ光のスペクトル([12] より転載)。縦軸は任意 の単位である。大気による光の吸収によって、紫外より短い波長の強度が低くなっている。

2.2 地上ガンマ線望遠鏡

2.2.1 イメージング法

地上ガンマ線望遠鏡では、チェレンコフ光の観測のため、紫外で高感度な光検出器を並べたカ メラを用いる。これまでのガンマ線望遠鏡では、紫外に感度のある光電子増倍管(PMT)が検出 器として用いられてきた。シャワーから発生したチェレンコフ光を効率良く検出するために十数 メートル径の鏡を使ってカメラに集光させ、シャワーイメージを撮像する。電磁シャワーは入射 ガンマ線の運動量を保存して発達するため、シャワー軸は入射ガンマ線の到来方向とほぼ平行で ある。よって、撮像した電磁シャワーイメージから軸を求めることで入射ガンマ線の到来方向を 決定することができ、このような方法をイメージング法と呼んでいる。図2.3 は、一つの電磁シャ ワーを複数の望遠鏡で同時観測した様子である。一つの望遠鏡の観測では、シャワー軸の延長線上 のどこからガンマ線が到来したか決定するのは困難であるが、複数台で同時観測することによっ て図2.4 の左図のように複数のシャワーイメージができるので、図2.4 の右図のようにシャワーイ メージを重ね合わせてシャワー軸の交点から、入射ガンマ線の到来方向を決定することができる。 さらに、観測するシャワーの数を増やすことで決定精度を上げることができる。



図 2.3: 4 つの地上ガンマ線望遠鏡でチェレンコフ光を観測した様子([13] より転載)。



図 2.4: 地上ガンマ線望遠鏡の H.E.S.S. によるシャワーイメージ([13] より転載)。蜂の巣状に並 んでいる六角形のピクセルは光電子増倍管である。左図が同じ視野内で観測した時の4つの望遠 鏡によるシャワーイメージである。同じ視野で観測することで、右図のようにシャワーイメージ を重ね合わせることができる。

2.2.2 宇宙線バックグラウンド

宇宙線陽子はガンマ線に比べて到来頻度が高く、ガンマ線と同様に大気とのハドロン相互作用 でシャワー (ハドロンシャワー)を作るため、ガンマ線による電磁シャワーのバックグラウンドと なる。陽子の場合、大気との相互作用によってパイ中間子などの多くの二次粒子が生成され、横方 向の運動量を持った二次粒子がさらにシャワーを発生させるので、シャワーの形は電磁シャワー に比べて広がりやすい。図 2.5 はシミュレーションによる電磁シャワーとハドロンシャワーの形 の違いを表している。このようなシャワー形状の違いは図 2.6 のようにカメラでの撮像形状の違 いとして表れるため、イメージング法を使うことでシャワー形状の違いからハドロンシャワーと 電磁シャワーの区別をすることができる。宇宙線電子もガンマ線より到来頻度が高く、ガンマ線 と同様の電磁シャワーを発生するので、ガンマ線と区別するのが困難で、最大のバックグラウン ドとなる。また、節 1.1 でも述べたように宇宙線は等方的に入射するので点源の観測では到来方 向から区別することができる。



図 2.5: シミュレーションによるシャワーの形([13]より転載)。

2.2.3 夜光

大気では日中に太陽からの紫外線によって分子が励起されており、夜間に光を放射する。この ような大気による光や星から来る可視光を夜光と呼び、チェレンコフ光のバックグラウンドとな る。夜光は電磁シャワーによるチェレンコフ光と違い、ランダムな時間・空間分布を持つため、時 間的・空間的に光子が集中するイベントをカメラのトリガーアルゴリズムやオフライン画像解析 を用いて選択することで、抑制することが可能である。選択基準の設定については、夜光の除去 と低エネルギーのガンマ線イベントの検出を両立できる適切な基準にする必要がある。



図 2.6: 電磁シャワーとハドロンシャワーのシャワーイメージ([13] より転載)。

2.3 CTA の特徴

CTA は、北半球にあるラ・パルマと南半球のチリに 3~10 km² ほどの広い範囲で望遠鏡群を設置する予定であり、観測するガンマ線のエネルギー領域によって異なる口径を持った望遠鏡を用いる。20~200 GeV の領域を大口径望遠鏡、0.1~10 TeV の領域を中口径望遠鏡、5~300 TeV を小口径望遠鏡で観測する。それぞれの要求仕様を表 2.1 に示す。

CTA が複数の種類の望遠鏡を使う理由は宇宙ガンマ線のエネルギーとフラックスの関係による。 20~100 GeV 程度の低エネルギーではガンマ線によるチェレンコフ光子の発生数が少ないため、 なるべく多くの光をカメラに集光できる大口径の鏡を持った望遠鏡が必要となる。大口径の鏡を 使用する場合、建設費用が大きくかかるが、低エネルギーのガンマ線イベントは到来頻度が高い ため、少ない台数でも十分に有効面積を確保できる。一方で10 TeV 以上の高エネルギーガンマ線 の場合、ガンマ線によるチェレンコフ光子数が多いため、小口径の鏡で十分集光できる。しかし、 ガンマ線到来頻度が少ないため、広い範囲に多数の望遠鏡を設置して有効面積を大きくする必要 がある。

種類	口径	観測エネルギー	北半球の台数	南半球の台数	視野
大口径望遠鏡	23 m	20~200 GeV	4 台	4 台	4.5°
中口径望遠鏡	12 m	0.1~10 TeV	15 台	24 台	7.7°
小口径望遠鏡	4 m	5~300 TeV	0台	70 台	~9.6°

表 2.1: 各望遠鏡の仕様

2.4 Gamma-ray Cherenkov Telescope (GCT)

Gamma-ray Cherenkov Telescope (GCT) は CTA 計画で複数ある小口径望遠鏡のデザインの一つ である。GCT の開発には英国、オーストラリア、オランダ、ドイツ、フランス、日本の研究機関 が参加しており、名古屋大学は日本の代表機関である。GCT では、図 2.7 のように副鏡を持つ光 学系を採用することで焦点距離を短縮し、カメラを小型化できることに特徴がある。カメラの小 型化によって小口径望遠鏡全体の建設費用が低減でき、より多くの望遠鏡を設置することを可能 としている。

現在開発中のGCT に搭載予定のカメラは、メンテナンスしやすいよう図 2.8 のようなカメラモ ジュール 32 個から構成する。このモジュールは光検出器と信号処理回路で構成されており、信号 処理回路は、TeV Array Readout with GSa/s sampling and Event Trigger (TARGET)と呼ばれる波 形記録集積回路を搭載する。TARGET は、光検出器からの信号を1 GHz のサンプリング周波数で 記録し、デジタル化することができる。また、TARGET 1 枚で 16 チャンネルの信号を並列に処理 することが可能であり、64 チャンネルの光検出器があるモジュールに 4 枚搭載する。

図 2.9 は 64 チャンネルの光検出器を搭載したモジュールを 32 個組み合わせた焦点面カメラの 試作機である。この図では光検出器に光電子増倍管(PMT)を使用しているが、GCT の量産機で は半導体光電子増倍素子(SiPM)を採用する予定である。これは、光検出効率が高く、低い印加 電圧で動作し、耐久性が高く、量産によって費用が低減されるためである。GCT 望遠鏡カメラに SiPM を採用する場合のカメラデザインとシャワーイメージを図 2.10 に示す。



図 2.7: GCT の試作機(画像提供: CTA Consortium)。副鏡が2m、主鏡が4m 直径である。



図 2.8: カメラモジュールの試作機([18] より転載)。

図 2.9: PMT を使ったカメラの試作機([18] より 転載)。カメラの直径は 35 cm ほど。



図 2.10: GCT 望遠鏡カメラに SiPM を搭載した時のカメラデザインとシャワーイメージ [14]。

第3章 半導体光電子增倍素子(SiPM)

3.1 SiPM の概要

半導体光電子増倍素子(SiPM)とは多数の Avalanche Photo Diode (APD) によって構成された 半導体光検出器である。ガイガーモードの APD は、高い増倍率を持つが、入射光子数に拘らず一 定の大きさの信号を出力する。SiPM では、そうしたガイガーモードの APD を多数配置して並列 に接続することで、入射光子数にほぼ比例する信号出力を得ることができる。図 3.1 は浜松ホト ニクスが開発した1ピクセルの SiPM の画像である。図 3.1 の右図が SiPM を拡大した画像で、格 子上に並んでいるのが APD である。本論文では以後、信号を読み出すことのできる最小の単位を ピクセル、1 ピクセルに含まれる個々の APD をセルと呼ぶ。



図 3.1: 浜松ホトニクスの SiPM ([20] より転載)。この SiPM は 1 ピクセル 3 × 3 mm²、1 セル 50 × 50 μ m² の大きさである。右図はピクセル部分を拡大したもので、各セルの構造が見える。

3.2 SiPM の原理

3.2.1 Avalanche Photo Diode (APD)

APD は PN 接合された半導体光検出器である。APD では PN 接合に逆電圧をかけることで空乏 層を作り出す。光電効果で空乏層内で生成した電子・正孔対は、空乏層では図 3.2 のように電場 によって反対方向に移動して電流を発生する。

APD へ高い電圧を印加すると、空乏層内部にかかる電場が高くなり、電子・正孔対は高いエネ ルギーを持つ。そして、ある一定以上の電圧をかけると高いエネルギーを持った電子・正孔対は 空乏層内の格子に衝突し、新たな電子・正孔対を生成する。この反応がなだれのように連続して



図 3.2: APD の断面模式図([19]より転載)。

起きる状態がアバランシェ増幅である。また、アバランシェ増幅が止まらなくなる電圧を降伏電 圧と呼び、降伏電圧以上の印加電圧をかけた時の降伏電圧との電圧差を超過電圧と呼ぶ。

ガイガーモードにより増倍率を上げて光子の信号を見ることができるようになったが、次の光 子を検出するためにアバランシェ増幅を止める必要がある。よって、APD にクエンチング抵抗と 呼ばれる抵抗を直列に接続することで電圧降下を起こし、APD にかかる電圧を降伏電圧まで下げ、 増幅を止めている。

3.2.2 SiPM

SiPM は図 3.3 のように直列に接続したクエンチング抵抗と APD を並列に接続する。APD をガ イガーモードで動作させることによって、1 つずつの APD は入射光子数に拘らず1 光電子に対応 する信号しか出力できないが、多数の APD を並列接続することで、複数の光電子に対応する信号 を出力できる。

また、ガイガーモード APD の増倍率 G は以下の式で表される。

$$G = \frac{Q}{q} \tag{3.1}$$

$$Q = C \times (V - V_{\text{breakdown}}) \tag{3.2}$$

Qは1光子を検出したときの電荷、qは電荷素量、Cは1ピクセルの静電容量、Vは印加電圧、 $V_{\text{breakdown}}$ は降伏電圧を表しており、 $V - V_{\text{breakdown}}$ が超過電圧となる。この式より増倍率は超過 電圧とピクセルの静電容量に依存していることがわかる。SiPMの増倍率はおよそ 10⁶ 倍である。

3.3 GCT 望遠鏡の焦点カメラの SiPM

チェレンコフ望遠鏡では、限られた主鏡面積でできるだけ低いエネルギーのガンマ線を観測す るため、光検出器の光検出効率は、できるだけ高いことが望ましい。SiPMの光検出効率(photon



図 3.3: SiPM の構成([19] より転載)。

detection efficiency、PDE) は次のように表される。

$$PDE = QE \times F_{\text{fill}} \times P_{\text{a}} \tag{3.3}$$

QE は量子効率(quantum efficiency)で、APD 内に入った光子が電子・正孔対を生成する確率であ る。F_{fill} はフィルファクターと呼ばれる、SiPM の全面積に対し APD の有効面積が占める割合で ある。隣り合った APD 間では隙間が存在するため、光子が入射しても検出できない領域が存在す る。したがって、APD 間の隙間をできるだけ細くし、高いフィルファクターを持つ SiPM を開発 する必要がある。P_a は電子正孔対がアバランシェ増幅を起こす確率(アバランシェ発生確率)で あり、超過電圧に正に依存する。したがって、高い光検出効率を得るためには高い印加電圧で動 作させる必要がある。しかし、SiPM の光検出効率を高めるために印加電圧を高めると、式(3.1) で示す通り増倍率も高くなる。同時に、その副作用として、オプティカルクロストークと呼ぶ現 象の頻度も上昇する。

オプティカルクロストークとは、APD内のアバランシェ増幅中で生じた電子の再結合によって 赤外波長の二次光子が放出され、他のAPDセルに入ってアバランシェ増幅を起こす現象である (以後、本論文ではクロストークと呼ぶ)。この現象では、初めにアバランシェ増幅の起こった APD と二次光子によってアバランシェ増幅の起こった APDでほぼ同時に信号が出力される。よって出 力信号が重なり、本来は1ピクセルで1光電子しか検出されないはずのイベントであっても2光 電子以上として誤検出されてしまう。増倍率が高いほど二次光子の発生確率が高くなるので、ク ロストーク発生率は電圧依存性を持つ。

クロストークは、夜光とガンマ線イベントの区別を困難にするため、できるだけクロストーク 発生率を低くする必要がある。大気チェレンコフ光は数 ns の時間的広がりを持っており、この時 間幅で空間的に集中して検出できるチェレンコフ光を観測することで、夜光とガンマ線イベント の区別ができる。しかし光検出器に SiPM を採用する場合、複数の夜光が隣り合ったピクセルに 入射し、クロストークによって増幅されることでガンマ線イベントとの区別が困難となる。夜光 に由来する光電子は、GCTの主鏡直径(4 m)とピクセルサイズ(約6 mm)の場合、ピクセルあ たり数十 MHz の頻度で入射するため、クロストーク発生率が高いと、ガンマ線イベントと区別 の困難な夜光イベントも増えてしまう。ピクセルあたりの光子数が高いイベントを選択すること で、このような夜光イベントを抑えることはできるが、大気チェレンコフ光の光子数が少ない低 エネルギーのガンマ線イベントも失ってしまう。よって低エネルギーのガンマ線イベントを検出 するためには、クロストーク発生率の低い SiPM が必要となる。

クロストークと似た現象にアフターパルスと呼ばれる現象がある。アフターパルスとは APD の アバランシェ増幅中に生じた電子が格子欠陥に捕獲され、時間差を置いて電子が放出されて再び アバランシェ増幅を起こす現象である。アフターパルスの頻度は、クロストークより低いため、 あまり問題ではない。

一方、入射光子とは独立にランダムに発生するダークカウントと呼ぶ現象も存在する。ダーク カウントとは熱的光電子によって APD 内でアバランシェが起こる現象である。ランダムに発生す る熱的光電子の発生頻度とアバランシェ発生確率の積がダークカウントの発生頻度となり、これ は温度と電圧に依存する。ダークカウント発生頻度は、一般的に夜光の頻度より一桁ほど低いた め、ガンマ線観測において問題になることはない。

第2章でも述べたように、地上ガンマ線望遠鏡のカメラには大気チェレンコフ光と夜光が入射 する。高度2200mでの大気チェレンコフ光と夜光のスペクトルは図3.4に示す通りであり、光 子密度の波長分布が異なる。よって、大気チェレンコフ光の光子密度が最大となる300から400 nmの波長で光検出効率が高く、夜光の光子密度が高い500nm以上の長波長で光検出効率が低い SiPMが望ましい。

SiPM は理論上 APD セルの数だけ光子を検出することができるが、入射光量が多くなると 1 APD に複数の光子が入ってしまい、光子数を正しく計数できなくなる。入射光子数 N_{photon} によって 励起した APD セル数 N_{fred} は、SiPM の全 APD セル数 N_{total} と光検出効率 PDE を使って次のように計算することができる。

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{total}} \times \left\{ 1 - \exp\left(\frac{-\text{PDE} \times N_{\text{photon}}}{N_{\text{total}}}\right) \right\}$$
(3.4)

1 TeV のエネルギーを持ったガンマ線によるチェレンコフ光は地上で 20 光子 /m² ほどであり、 GCT カメラの1 ピクセル当たりにはおよそ1 光子入射する。よって、5~300 TeV 以上に及ぶエネ ルギー範囲を観測予定の小口径望遠鏡では、最低でも 300 以上の APD セル数が必要である。GCT では画素の大きさは 6 mm であるため、セルの大きさは、200 μ m 以下である必要がある。一般的 な SiPM のセルの大きさは 75 μ m 以下であるため、ほとんど全ての SiPM が要求を満たしている。



図 3.4: 高度 2200 m での大気チェレンコフ光と夜光のスペクトル([17] より転載)。大気チェレン コフ光のスペクトルは TeV の空気シャワーを垂直に入射した時のスペクトルである。

第4章 SiPMの特性評価

4.1 本研究の目的

本研究の目的は、CTA の小口径望遠鏡カメラに使用する SiPM の選定と動作電圧の決定に必要 となる SiPM の特性に関する情報を揃えることである。選定の際には SiPM の光検出効率とクロ ストーク発生率を評価することが重要となる。光検出効率が高ければ、少ないチェレンコフ光で も検出できるので低エネルギーのガンマ線イベントも検出できるようになる。節 3.3 で述べたよ うに、チェレンコフ光と夜光では光子密度が高い波長領域が異なるので、光検出効率の波長依存 性も評価する必要がある。

一方で、クロストークの発生率が高いと SiPM の出力波形に対するトリガー閾値を上げざるを 得ず、低いエネルギーのガンマ線検出効率が落ちてしまうため、クロストーク発生率はなるべく 低くする必要がある。以上の点から、高い光検出効率と低いクロストーク発生率の SiPM を選べ ばよいのだが、高い光検出効率のために印加電圧を高めると、クロストーク発生率も高くなるた め、適切な動作電圧を決定するのは、困難である。よって動作電圧を決定する際には、光検出効 率とクロストーク発生率の関係によってガンマ線検出効率がどのように変化するのかシミュレー ションで評価する必要があるが、それは、本研究の範囲外である。本論文の測定結果と、シミュ レーションを組み合わせることで、最適な動作電圧の決定が可能となる。

4.2 候補製品

測定対象は浜松ホトニクス社、SensL 社、FBK 社の3社から提供された計 11種の SiPM である。 これら3社は、節 3.3 で述べたように GCT カメラのピクセルサイズに合った3×3 mm²と6×6 mm²の SiPM を大量生産できる(3 mm の SiPM は、4 個の SiPM を接続して6 mm の SiPM とし て使用する想定である)。測定対象はすべて1ピクセルであり、GCT で将来使用予定のアレイ型 多ピクセル SiPM(図4.1参照)とは形状が異なる。各 SiPM の写真と特徴を図 4.2、図 4.3、図 4.4 と表 4.1 に示す。

浜松ホトニクス社製の SiPM については REF (Reference の略)、LCT5 (Low CrossTalk の略)、 LVR (Low Voltage の略) の順番に改良が加えられている。REF から LCT5 の改良では、セル間に トレンチと呼ばれる溝を作り、クロストーク発生率の原因となる二次光子が他のセルでアバラン シェ増幅を起こすことを防いでいる。これによってクロストーク発生率を抑えることができ、さ らにトレンチを極力細くし、フィルファクターも大きくすることで高い光検出効率を獲得してい る。LCT5 から LVR の改良では、セルの空乏層厚を薄くすることで、空乏層内の電場勾配を強く し、低い印加電圧で高い光検出効率を獲得している。また、セルの厚さが薄いことで、夜光の光 子密度が高い長い波長での光検出効率を抑制できるため、夜光の影響を低減できる。ただし、薄 くすることで、静電容量も増加するため、増倍率が増大し、クロストーク発生率も高くなる。

また、セルは大きい方がセル間の不感領域が相対的に減るためフィルファクターを高くするこ とができるが、静電容量の増加によって、増倍率、クロストーク発生率も高くなってしまう。

製造会社	製品名	略称	セル	ピクセル	fill factor	入射窓
浜松ホトニクス	S12572-050C	REF-50-3	$50 \ \mu m$	3 mm	62%	シリコーン
浜松ホトニクス	S13360-3050CS	LCT5-50-3	$50 \ \mu m$	3 mm	74%	シリコーン
浜松ホトニクス	S13360-6050CS	LCT5-50-6	$50 \ \mu m$	6 mm	74%	シリコーン
浜松ホトニクス	S13360-3075CS	LCT5-75-3	$75 \ \mu m$	3 mm	82%	シリコーン
浜松ホトニクス	S13360-6075CS	LCT5-75-6	$75 \ \mu m$	6 mm	82%	シリコーン
浜松ホトニクス	S13360-3050VE	LCT5E-50-3	$50 \ \mu m$	3 mm	74%	エポキシ
浜松ホトニクス	S14161-3050CS	LVR-50-3	$50 \ \mu m$	3 mm	74%	シリコーン
浜松ホトニクス	S14161-6050CS	LVR-50-6	$50 \ \mu m$	6 mm	74%	シリコーン
浜松ホトニクス	S14161-6075CS	LVR-75-6	$75 \ \mu m$	6 mm	82%	シリコーン
SensL	MicroFJ-SMA-60035	FJ-35-6	$35 \ \mu m$	6 mm	75%	エポキシ
FBK	NUV-HD	NUV-30-6	$30 \ \mu m$	6 mm	77%	エポキシ

表 4.1: 候補製品一覧。



図 4.1: SiPM をアレイ状に並べたもの([23] より転載)。



図 4.2: 浜松ホトニクス社の SiPM の写真([24] より転載)。(左) は入射窓がシリコーンでピクセル サイズが 3 mm の SiPM。(中央) は入射窓がシリコーンでピクセルサイズが 6 mm の SiPM。(右) は入射窓がエポキシでピクセルサイズが 3 mm の SiPM。



図 4.3: SensL 社の SiPM の写真([25] より転載)。

図 4.4: FBK 社の SiPM の写真。

候補製品を測定することで、光検出効率とクロストーク発生率の関係を以下の項目で確認した。

製造会社の違い

SensL 社と FBK 社は、セル間の不感領域が細いため、小さなセルでも十分なフィルファク ターが確保でき、クロストーク発生率の抑制が期待できる。

セルサイズの違い(セルとは1ピクセルに含まれる各 APD のこと) 浜松ホトニクス社の 50 µm と 75 µm の SiPM を比較した。

ピクセルサイズの違い

浜松ホトニクス社の3mmと6mmのSiPMを比較した。光検出効率は、ピクセルに依存しないと期待されるが、クロストーク発生率はセル数の多い6mmの方が高くなる可能性がある。

SiPM の入射窓の違い

入射窓には APD 表面を保護し、空気との境界面での反射を減らす役割がある。候補製品の 中に、入射窓の材質にシリコーンを使った SiPM とエポキシを使った SiPM が含まれている ため、それらを比較した。

セルの厚さの違い

浜松ホトニクス社の LCT5 と LVR を比較した。LVR は LCT5 に比べ APD が薄く作られており、電場勾配を大きくして、低い印加電圧で十分な光検出効率を獲得することが可能となった。

4.3 測定系

SiPM の特性を製造会社が評価する場合、一般的に入射光量と出力電流から光検出効率を算出し ており、光検出効率の評価にクロストークとアフターパルスの影響が考慮されていない。クロス トークやアフターパルスが影響すると光電子数を過大に測定してしまうため、光検出効率の精密 な測定をするためにはこれらの影響を考慮する必要がある。光検出効率に対するクロストーク等 の影響を排除するため、本論文では、極短時間に入射した極少数の光子に対する SiPM からの信 号波形を記録し、その出力光電子数を測定することで、光検出効率をクロストークとは分離して 決定する(フォトンカウンティング法と呼ぶ)。

図 4.5 に測定系の概略図を、図 4.6 に測定系の写真を示す。パルスジェネレーターで LED を短時間発光させ(表 4.2 参照)、同時に SiPM の出力波形をアンプで増幅して、デジタルオシロスコー プで記録した。使用したアンプは Mini-Circuits 社の ZFL-500LN+で、オシロスコープは Tektronix 社の MSO4054B である。SiPM の出力波形を 2.5 GHz でサンプリングし、オシロスコープで見た SiPM の出力電圧値の例を図 4.7 に示す。



恒温槽

図 4.5: 測定系の概略図。

この測定系において LED 光量の時間的変動をモニターするため、光量モニターとして測定対象の SiPM とは別にもう一つの SiPM の出力波形を同時に記録した。この光量モニターには、浜松ホトニクス社の REF-50-3 を使用した。測定対象の SiPM と光量モニターに対する光源の位置関係を同じにし、光量モニターの検出光量との比をとることで、光量の変動を補正することができる。

1 ピクセルの SiPM の信号を読み出すため、図 4.8 に示すような読み出し基板を製作した。また、 基板に SiPM を装着した写真を図 4.9 に示す。

また、光検出効率の波長依存性を調べるため、表 4.2 に示すような様々な波長を持った LED を 使用した。電圧依存性の測定には波長 402 nm にピークを持つ LED を使用した。LED の発光スペ クトルは図 4.10 に示す。

SiPM の降伏電圧は温度に依存するため、測定中は恒温槽の中に入れて温度を 25 ℃で一定に した。使用した恒温槽は Espec 社の LU-123 である。測定候補の中ではピクセルサイズの異なる

製造会社	製品名	ピーク波長	入力パルス幅
ナイトライド・セミコンダクター	NS375L-5RLO	377 nm	4 ns
ナイトライド・セミコンダクター	NS400L-ERLM	402 nm	10 ns
日亜化学工業	NSPB346ks	465 nm	4 ns
日亜化学工業	NSPR346ks	635 nm	4 ns

表 4.2: 使用 LED



図 4.6: 測定系の写真。



図 4.7: オシロスコープで見た LVR-50-3 の出力波形。検出光電子数毎に波高値が異なっている。



図 4.8:1 ピクセルの SiPM の読み出し回路図。



図 4.9: 読み出し基板に SiPM を装着した写真。



図 4.10: ピーク波長 402 nm の LED の発光スペクトル([26] より転載)。

SiPM が混在しているため、直径1mmのコリメータを使用して一定の光量を SiPM に照射した。

4.4 波形解析

SiPM では、熱励起によってランダムに発生するダークカウントが存在するため、図 4.11 のように LED の光による信号にダークカウントが重なってしまう場合がある。よって出力波形の波高の最大値を取り出すだけでは検出光電子数を本来よりも多く見積もってしまうため、オシロスコープで取得した SiPM の出力波形データを取り出して波形解析を行った。また、図 4.12 のように波形データには電気的ノイズもあるため、ノイズ低減も行った。オフラインで行った波形解析は以下の二つになる。



図 4.11: 入射光子による信号にダークカウントの信号が重なった波形。立ち下がりの途中に波形 が重なることで波高値が高くなる。



図 4.12: オシロスコープで見た電気的ノイズ。周期 12 ns ほどのノイズと 4 ns ほどのノイズが重なっている。

1. 低域通過フィルター

高周波ノイズを低減するべく、各測定点の移動平均を取った。取得データの各点を前後合わせて 10 点とり、その平均値を取った。2.5 GHz で SiPM の出力波形をサンプリングしてい

るので、10点は4 ns に相当する。よって、図 4.13のように 4 ns 以下のノイズを低減することができる。

$$v_i' = \sum_{j=i-5}^{i+4} \frac{v_j}{10} \tag{4.1}$$

vi は取得波形のある一点の電圧値を表している。

2. 差分フィルター

重なった波形を分離するため、数 ns 前の波形との差分を取った。差分フィルターによって 分離した図を 4.14 に示す。差分の長さは各 SiPM の移動平均後の立ち上がり時間によって 決める。また、差分をとるときに係数 *a* をかけることで差分後のアンダーシュートを抑制し た。係数 *a* は、信号の減衰時間に応じて調整する必要がある。

$$v_i'' = v_i' - av_{i-t}' \tag{4.2}$$

v[']は移動平均後の電圧値、t は差分を取る長さを表している。差分フィルターを通した後の 波形は図 4.13 に示す。



図 4.13: デジタルフィルターを通す前後での波形。黒は取得波形、赤は低域通過フィルター後の 波形、青は低域通過フィルターを通した後に差分フィルターを通した波形を表している。

4.5 波高分布の作成

フォトンカウンティング法を用いて光検出効率とクロストークを評価するため、デジタルフィ ルターを通した後の波形から波高値を取り出して波高分布を作成した。フォトンカウンティング 法とは、光検出器に1光子程度の微弱な光を当て、検出光電子数を1つずつ計測する方法である。 SiPM では、検出光電子数を励起した APD 数で計測するため、出力波高値は離散的になっており (図 4.7 参照)、検出光電子数を1光電子単位で区別することができる。よって、作成した波高分 布は図 4.15 のように検出光電子数毎にピークを持つ。



図 4.14: 差分フィルターによって分離された波形。元の波形(黒線)や低域通過フィルターを通 した波形(赤線)では波高値が揃っていないが、差分フィルターを通すことで波高値が揃ってい る(青線)。



図 4.15: 波高分布の一例。

光検出器に微弱な光を当てた時、入射する光子数は一般的にポアソン分布に従うが、SiPM の場 合、クロストークによって検出光電子数を誤検出するため、波高分布がポアソン分布に従わない 点に注意する必要がある。次式はポアソン分布の式である。

$$P(k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \tag{4.3}$$

ここで、*k* は検出光電子数、*P*(*k*) は *k* 個の光電子が検出される確率、λ は平均検出光電子数である。 波高分布を作成するためには LED が発光するタイミングで波高値を取る必要があるので、ま ず図 4.16 に示すように波高値が最大となる時間分布を取ることで LED の発光タイミングを確認 した。LED は入力パルス幅を 10 ns 以下にして発光させているので、波高値を取得する時間幅は 10 ns に設定した。



図 4.16: 波高値の時間分布の一例。

取得タイミングを設定して波高値を取る場合、ダークカウント等のランダムに発生する波形が、 その取得時間内に部分的に入ってしまう場合を考慮しなければならない。図 4.17 のような波高値 を取ってしまうと、波高値の値が 0~1 光電子の間になるため、どちらのイベントとして扱うか困 難である。したがって、取得タイミングの端で波高値が最大となる場合、図 4.18 のように取得タ イミングの端が波高値の最大とならなくなるまで取得タイミングを短くして波高値を取り直した。

さらに設定した発光タイミングから波高値を取り出す際に、ベースラインの揺らぎを補正する ため、24 ns 前のベースラインを引く。ベースラインの補正をした波形を図 4.19 に示す。よって 24 ns 前までに 1 光電子以上の信号があるとうまくベースラインを引くことができないため、取得 タイミングから 24 ns 前までの時間幅に 0.5 光電子以上の波高値があった場合、その取得波形デー タは使用しない。また、24 ns 前のベースラインを引くことで図 4.12 にあるように 12 ns 周期のノ イズを低減する効果もある。12 ns 前のベースラインの場合、図 4.20 のようにベースラインの取 得時間幅が近すぎて波高値が 0.5 光電子以上になってしまい誤って排除されるため、24 ns に設定 してある。また、測定中に外部の電波などによる予想外のノイズが入ってしまう場合を考慮して、 図 4.21 のように 24 ns 前までの電圧の標準偏差を取り、標準偏差が一定以上の場合、その取得波 形データを使用しない。



図 4.17: 取得タイミングの端に波高値がある図。



図 4.18: 取得タイミング変更の図。細枠が変更前の 10 ns の取得タイミング幅で、太枠が変更後の 取得タイミング幅である。左図の場合、立ち下がり後まで取得タイミングをずらし、右図の場合、 立ち上がり前まで取得タイミングをずらしている。



図 4.19: ベースラインを0に収束させた図。左枠がベースラインの取得時間幅、右枠が取得タイ ミング幅である。黒点がデジタルフィルターを通した SiPM の出力波形、赤点がベースラインを 引いた波形となる。



図 4.20: 12 ns 前のベースライン幅と取得タイミングの図。左枠がベースライン幅、右枠が取得タ イミング幅である。波形はデジタルフィルターを通した後の波形である。



図 4.21: 24 ns 前までの取得波形の標準偏差。

以上の工程を経て、SiPM ごと、印加電圧ごとに波高分布を二つ作成した。一つは LED の発光 タイミング、もう一つは LED が発光していないタイミングで作成した。発光していないタイミン グを使って波高分布を作成する理由は、ダークカウント発生頻度とクロストーク発生率を評価す るためである。LED の発光タイミングとほぼ同時期にダークカウントの信号が入ってしまうと、 LED の入射光子を誤って1個多めに測定してしまう。また、クロストークについては、原則とし て単一の光電子で発生するダークカウントの信号のみが存在する発光していないタイミングの波 高分布の方が単純で正しく評価できる。よって、図 4.22 のように LED の発光タイミングを ON タイミング、それ以外のタイミングを OFF タイミングとしてそれぞれ波高分布を作成した。ON、 OFF タイミングの波高分布を比較できるように波高値を取る時間幅は 10 ns で統一している。

4.6 特性評価方法

4.6.1 光検出効率の評価方法

光検出効率の評価には ON、OFF タイミングの波高分布を使用した。検出光電子数がポアソン 分布に従うと仮定して計算を行うが、クロストークの影響によって1光電子のイベントが2光電 子以上のイベントとして扱われる場合があるため、0光電子のイベントのみを使い平均検出光電子 数を求めた。0光電子では、検出光電子数が0なので式(4.3)に0を代入すると、次の式になる。

$$P(0) = e^{-\lambda} \quad \therefore \quad \lambda = -\log P(0) \tag{4.4}$$

P(0) は波高分布の全イベント数で0光電子が占める割合なので、これを代入することで、平均検 出光電子数を計算することができる。しかし、ON タイミングの平均検出光電子数にはダークカ ウントによる信号が含まれているため、補正が必要となる。よって ON タイミングの P_{ON}(0) を OFF タイミングの P_{OFF}(0) で割ってから平均検出光電子数 λ を求めた。

$$P(0) = \frac{P_{\rm ON}(0)}{P_{\rm OFF}(0)}$$
(4.5)



図 4.22: ON タイミングと OFF タイミング。取得時間幅は同じ 10 ns である。

この式で算出した平均検出光電子数 λ を光量モニターである REF-50-3 の λ と比較することで 検出光量を相対的に評価した。

4.6.2 クロストークの評価方法

クロストークを評価するため、OFF タイミングの波高分布を用いる。OFF タイミングでは LED の光による信号が入ってこないため、1 光電子以上の波高値は全てダークカウント由来のイベントとして考えることができ、ON タイミングに比べてクロストークの計算が簡単になる。クロストークは1 光電子以上のイベントで起きるので、2 光電子以上のイベントの確率で等式を立ててクロストークを起こす確率 *R* を計算する。

$$\frac{N_{>1.5\text{p.e.}}}{N_{\text{all}}} = RP(1) + P(2) + P(3) + \dots$$
(4.6)

:
$$R = \frac{N_{>1.5\text{p.e.}}}{N_{\text{all}}P(1)} - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^3}{6}$$
 (4.7)

ここで P(k) は k 個のダークカウントがほぼ同時に発生する確率、 λ はポアソン分布の平均値、 N_{all} は全イベント数、 $N_{>1.5p.e.}$ は波高分布のヒストグラムから 1.5 光電子以上のイベントを積分した 値を表している。また、ダークカウントによる平均検出光電子数 λ が十分に小さいとして、P(4)以上の確率を無視している。式(4.6)の左辺は波高分布を積分して求めた値で、右辺は 2 光電子 以上のポアソン分布に従う確率に 1 光電子からクロストークによって 2 光電子以上になった確率 を足している。

4.6.3 波高分布の計算

前節の方法で光検出効率とクロストークを評価するためには波高分布から P(0) と N_{>1.5p.e.}を決定する必要がある。各検出光電子数のイベント数を求めるため、図 4.23 のように波高分布をピー



図 4.23: 波高分布をフィットした図の例。SiPM は LVR-50-3 で、OFF タイミングで作成した波高 分布である。フィット関数だけでは 0~1 光電子と 1~2 光電子の間に含まれるイベントを考慮で きないため、ヒストグラムを積分してイベント数を計算する必要がある。

ク毎にガウス関数でフィットする。この図のように SiPM の増倍率が高いと、0~1 光電子や1~2 光電子の間にガウス関数ではフィットできない領域があるため、ガウス関数の積分では各検出光 電子数のイベント数を計算することができない。よって波高分布のヒストグラムを直接積分して 各光電子数に対応するイベント数を求め、積分範囲の決定にフィットしたガウス関数の平均値を 使用した。

各検出光電子数の間に含まれるイベントは0~1光電子の場合とそれ以外で積分範囲が異なる。 0~1光電子の間に存在するイベントは、APDの増倍率が回復するまでの間にアフターパルスを 起こしてしまって図 4.24 のように中途半端に増幅された信号が含まれている。このイベントは本 来のタイミングで光電子が検出されるイベントでないので、0光電子として計算する必要がある。 よって、0光電子の計算をする時には1光電子のフィット関数がヒストグラムに従っている部分 まで積分する。0~1光電子以外の場所では、差分フィルターによって分離できなかった波形の重 なりによるイベントが多い。1~2光電子の間にあるイベントを見ると、1~1.5光電子までは1光 電子の波形に1光電子の波形が重なっているイベントが多く、1.5~2光電子では1光電子の波形 に2光電子の波形が重なっているイベントが多い。それぞれの波形は図 4.25 と図 4.26 に示した。 波高分布からこれらの区別をするのは困難であるため、フィットで求めた平均値を用いて 1.5光 電子を中心にしてイベントを半分に分けて計算した。

4.6.4 超過電圧の計算

超過電圧とは印加電圧と降伏電圧の差である。光検出効率とクロストークは超過電圧に依存す るため、その依存性を正しく評価するためには降伏電圧を決定する必要がある。SiPMの増倍率 は超過電圧におよそ比例するため、印加電圧毎の増倍率を測定することで降伏電圧を求められる。 SiPM で出力される波形の波高値は増倍率に比例するので、各電圧で波高分布の1光電子の波高



図 4.24: アフターパルスによる波形。右の波形(黒線 216 ns 付近)が1光電子の信号であるが、 180 ns 以前の光電子に由来するアフターパルスによって左の波形(黒線 203 ns 付近)のように増 倍率の下がった波高の1光電子相当に満たない信号が出力されている。



図 4.25: 1 光電子(黒線 254 ns 付近)と1 光電子(黒線 258 ns 付近)が重なった波形。1 から 1.5 光電子相当の波高イベントに多く見られる。



図 4.26: 1 光電子(黒線 256 ns 付近)と2 光電子(黒線 260 ns 付近)が重なった波形。1.5 から2 光電子相当の波高イベントに多く見られる。

値を取り、波高値の電圧依存性を見た。図 4.27 は各印加電圧の1光電子の波高値を一次関数で フィットしたグラフである。降伏電圧ではアバランシェ増幅を起こさず増倍率がほぼ0になるの で、増倍率に比例している波高値が0になる電圧点を降伏電圧とする。これにより得られた降伏 電圧を各印加電圧から引くことで超過電圧が求まる。

4.7 系統誤差

結果について議論する前に光検出効率の系統誤差について考える。まず、測定の再現性を確か めた。SiPM にかける印加電圧、SiPM と光量モニターに当てる光の波長、SiPM と光量モニター の位置関係を同じ条件にして4回繰り返し測定した。結果、同じ解析方法によって光検出効率を 求めると、そのばらつきは1.2%であった。

次に解析方法による系統誤差について確かめた。節4.5 では、取得タイミングの端で波高値が最 大となるイベントを選定しており、選定後の波高値が妥当であるのか確認する必要がある。ダー クカウントの発生頻度によって取得タイミングの端が最大となる確率が変化するので、測定候補 の中で最もダークカウントの発生頻度の高いLVR 50 µm セル、6 mm ピクセルで検証した。LVR に超過電圧 10 V を印加した時の、選定前と選定後の波高分布の差を図 4.28 に示す。選定対象のイ ベント数は全体の 12.2%であった。この図より、イベント選定によって最も影響のあった 0 光電 子と1 光電子の間のイベントを 200 個ほど調べたところ、図 4.29 のような波形が 5 イベント見ら れた。この図より、低域通過フィルターによって立ち下がり成分が均されることで誤った選定を 行っていることがわかった。よって、多く見積もって約 0.3%のイベントが誤って 0 光電子に分類 されていることがわかった。この補正をかけて LVR-50-6 の光検出効率を計算すると約 1.3%上昇 したことから、他の SiPM についても光検出効率は系統的に 1.3%以下の誤差を持つと判断した。



図 4.27:印加電圧に対する1光電子の波高値のグラフ。浜松ホトニクス社の LVR 50 µm セル、3 mm ピクセルの測定結果である。この図にはフィットによる誤差が含まれており、およそ0.1%である。



図 4.28: LVR-50-6 の波形選定の前後での波高分布。赤線が選定前の波高分布で青線が選定後の波高分布である。



図 4.29: 誤った選定をする波形。元の波形では本来の取得タイミングに波形が見られる(黒線 264 ns 付近)が、低域通過フィルターを通すことでピークが均されている(図中 赤線)。これに よって選定時の取得タイミングの幅が 258 ns 付近まで下がり、1 光電子相当のイベントを0 光電 子として選定してしまう。

4.7.1 クロストーク発生率の安定性の検証

波形解析によってダークカウントの影響は極力排除しているが、図 4.29 のような波形なども存 在するため、ダークカウントの発生頻度によってクロストーク発生率が変化するか検証した。本 来なら光検出効率の評価も必要であるが、温度変化によって光量モニターの降伏電圧が変わって しまい、光検出効率を正しく評価できなかったため、今後の課題とする。

測定した SiPM は、11種の中でダークカウント発生頻度が最も高い LVR-50-6 である。節 3.3 で 述べたように、ダークカウントの発生は熱的光電子に由来するため、ダークカウント発生頻度は 温度に依存しており、温度を低くすることでダークカウント発生頻度を抑えることができる。図 4.30 と図 4.31 は、10~30 ℃の 5 点で測定したダークカウント発生頻度とクロストーク発生率の 電圧依存性である。超過電圧 8 V 付近での 10 ℃と 30 ℃のダークカウント発生頻度は、2.6 MHz と 11 MHz であり、温度の低下によってダークカウント発生頻度を抑えていることが確認できる。 一方でクロストーク発生率を見ると、どちらも約 24%であり、1%以下の変化しか見られなかった ため、ダークカウントの影響によらずクロストーク発生率は安定して決定できていることが確認 できた。

4.8 結果と考察

4.8.1 光検出効率の電圧依存性

波長 402 nm での各 SiPM の光検出効率の電圧依存性を図 4.32 に示す。本論文の測定では、入射 光子数が不明であるため、光検出効率の絶対値は直接決定できない。そこで、カリフォルニア大 学のサンタクルーズ校(UCSC)で測定された REF-50-3 の光検出効率の絶対値を使用し、我々の



図 4.30: ダークカウントの超過電圧依存性と温度の関係。測定した SiPM は LVR-50-6 である。



図 4.31: クロストーク発生率の超過電圧依存性と温度の関係。測定した SiPM は LVR-50-6 である。



図 4.32: 光検出効率の超過電圧依存性。

REF-50-3 の光検出効率の絶対値を決定した。その他の SiPM の検出光電子数は、REF-50-3 との 検出光電子数の比から光検出効率の絶対値に換算した(REF-50-3 が超過電圧 3V で 31.8% [27])。 SiPM によって一定以上の超過電圧に対する測定結果がないのは、SiPM に過剰電流が流れて素子 破壊するのを防ぐため、SiPM に流れる電流値を制限しているからである。また、FBK 社の NUV については 1 光電子の出力電圧値が小さすぎて電気的ノイズに埋もれてしまうため、低い超過電 圧の測定ができなかった。

図 4.32 を見ると、光検出効率は超過電圧に対して単調増加した後、緩やかに飽和に向かってい る。これは光検出効率が式(3.3)にあるようにアバランシェ発生確率に依存しているからである。 印加電圧を上げて APD 内の電場を強くするほど差分フィルター対が高いエネルギーを持ち衝突し やすくなるため、アバランシェ発生確率は印加電圧に比例して大きくなる。また、アバランシェ 発生確率は電圧を上げていくと飽和するので [28]、光検出効率も一定以上の超過電圧で飽和して いる。

浜松ホトニクス社製のLCT5とLVRの光検出効率を比べると、LVRはLCT5に比べて低い超過 電圧で光検出効率の立ち上がりが早いことがわかる(図中赤線と青線または緑線と橙線)。これ はLVRがLCT5に比べてAPDの厚さが薄く作られており、電場勾配が大きくなっているからで ある。電場勾配が大きいと、空乏層内の差分フィルター対が持つエネルギーが高くなり、アバラ ンシェ発生確率が高くなるため、光検出効率は高くなる。よって、LVRではAPDの厚さを改良 することで低い超過電圧で高い光検出効率を獲得したことが、この測定結果で確認できた。

FBK 社の NUV は、浜松ホトニクス社の LCT5 6 mm ピクセルと比べてフィルファクターが相対 的に 2.6%高く、超過電圧 10 V 付近の光検出効率の測定結果では相対的に 1.2%ほど高かった(図 中 紫線)。一方で SensL 社の FJ では、LCT5 と比べてフィルファクターが相対的に 1.3%高いが、 超過電圧 6 V 付近で光検出効率が相対的に 14%低かった(図中 赤紫線)。FJ については、電流値 の制限から高い超過電圧まで測定点が得られなかったため、超過電圧 6 V で飽和していない可能 性がある。 LCT5 50 μ m セル、LCT5 75 μ m セルのそれぞれで 3 mm と 6 mm のピクセルサイズを持った SiPM を比較すると光検出効率の差は 1%以下であり、光検出効率がピクセルサイズによらないこ とが確認できた (図中 赤線と緑線)。一方で LVR 50 μ m セルで、ピクセルサイズ 3 mm の SiPM が 6 mm に比べて光検出効率が 3%高いことがわかった (図中 青線)。この二つの結果が整合して いないため、LVR 50 μ m セルで 3 mm と 6 mm のピクセルサイズを持った SiPM に同じ超過電圧 をかけた状態で連続光を当てて、SiPM に流れる電流値の差を調べた。測定した電流値にダークカ ウントやクロストークの補正をかけると、3 mm で 20.4 μ A、6 mm で 21.1 μ A であり、LVR 6 mm の SiPM が 4%ほど高い結果となった。よって、LVR 50 μ m セルでの光検出効率の差が測定系や データ解析の不備によるものでなく、実際の特性による差である可能性が高い。

同じピクセルサイズの SiPM 同士では、セルサイズが大きいほど不感領域であるセルの隙間の 割合が減少し、フィルファクターが大きくなる。その結果、同じピクセルサイズでもセルサイズ が大きいほど光検出効率が高くなることが期待される。LCT5 3 mm ピクセル、LCT5 6 mm ピク セル、LVR 6 mm ピクセルで 50 μ m と 75 μ m のセルサイズを持った SiPM の光検出効率を比較す ると、それぞれセルサイズ 75 μ m の SiPM が 50 μ m に比べて光検出効率が約 12%高いことが確認 できた。表 4.9 より 75 μ m の SiPM は 50 μ m に比べてフィルファクターが約 11%高く、光検出効 率の上昇がほぼフィルファクターによるものだと確認できる。

入射窓がシリコーンの LCT5 とエポキシの LCT5E を比較すると、LCT5 の光検出効率が LCT5E に比べて約 2%高いことがわかった(図中 赤実線と赤点線)。これはシリコーンとエポキシの反射 や吸収による影響の違いが考えられるが、LCT5 と LCT5E では入射窓の材質以外に、入射窓の厚 さやピクセル周りの構造も異なる。LCT5 の入射窓の厚さは 0.4 mm、LCT5E の厚さは 0.1 mm で あり、LCT5 の周りにはセラミックパッケージが付いているため(図 4.2 の左図参照)、これらの 条件を同じにして検証する必要がある。

4.8.2 クロストークの電圧依存性

クロストーク発生率の超過電圧依存性を図 4.33 に示す。クロストーク発生率は超過電圧に対し て線形に増加している様子がわかる。これは節 3.3 で述べたように、クロストークの原因である 二次光子の発生数が増倍率に依存しているためである。

浜松ホトニクス社製の REF、LCT5、LVR を比べると、REF から LCT5 の改良でクロストーク発 生率が 20%以上も抑えられていることがわかる(図中 黒線と赤線)。これは LCT5 のセル間にあ るトレンチと呼ばれる構造体によって、二次光子の移動を防いでいるからである。次に LCT5 と LVR を比べると、超過電圧 8 V で LVR 50 µm セル、6 mm ピクセルのクロストーク発生率が LCT5 50 µm セル、6 mm ピクセルに比べて約 4%高いことがわかった。LVR は LCT5 に比べて APD の 厚さが薄いため、静電容量が大きく、式(3.1)より増倍率も大きくなる。大きい増倍率では二次 光子が増えるのでクロストーク発生率が高くなったと考えられる。

FBK 社の NUV と SensL 社の FJ については、浜松ホトニクス社のトレンチのようなクロストー ク低減をしていないため、クロストーク発生率は高くなっている。

LCT5 50 µm セル、LCT5 75 µm セル、LVR 50 µm セルで 3 mm と 6 mm のピクセルサイズを 持った SiPM を比較をすると、超過電圧 8 V でピクセルサイズの大きい SiPM の方がクロストーク 発生率が 1.7~5.5%ほど高いことがわかる。この原因として考えているのは、アバランシェ増幅 中に発生した二次光子が SiPM の入射窓によって反射されていることである。よって面積の大き いピクセルサイズほど遠くへ反射した二次光子を検出する可能性がある。



図 4.33: クロストーク発生率の超過電圧依存性。

LCT5 3 mm ピクセル、LCT5 6 mm ピクセル、LVR 6 mm ピクセルで 50 µm と 75 µm のセルサ イズを持った SiPM を比較すると、超過電圧 6 V でセルサイズの大きい SiPM のクロストーク発生 率が 2.21~2.35 倍高いことがわかった。これは、二次光子の発生量が増倍率に比例しているから である。式(3.1)より増倍率は静電容量に依存する。50 µm と 75 µm では静電容量が 2.25 倍違 うため、セルサイズでのクロストーク発生率の差は増倍率に比例することが確認できた。

入射窓での比較をすると、シリコーン(LCT5-50-3)に比べてエポキシ(LCT5E-50-3)を使った SiPM のクロストーク発生率が 35%ほど相対的に高くなっていた。この原因として入射窓の材質による反射の影響が考えられるが、節 4.8.1 で述べたように、二つの SiPM は入射窓の材質以外 に厚さやピクセル周りの構造にも違いがあるため、入射窓の材質以外の条件を同じにして検証する必要がある。

4.8.3 光検出効率とクロストークの関係

図 4.33 までは超過電圧に対する光検出効率やクロストーク発生率の関係を調べたが、GCT で 重要なのは、光検出効率とクロストークの関係である。図 4.34 は光検出効率とクロストーク発生 率の関係を示す。クロストーク発生率に依存して最も高い光検出効率を持つ SiPM が異なること が確認できる。クロストーク発生率が 20%以下で LVR 50 µm 3 mm が最大 51%の光検出効率を持 ち、20%以上で LVR 75 µm 6 mm の SiPM が最大 53%の光検出効率を持つということがわかった。 LVR-50-3 と LVR-75-6 で光検出効率がおよそ飽和する点でのクロストーク発生率を比べると、光 検出効率が 51%を維持している点でクロストーク発生率が 14%、53%を維持している点で 31%で あった。この結果から、LVR-50-3 から LVR-75-6 で光検出効率が相対的に 5%上昇することに対し てクロストーク発生率が 2 倍以上も増えることがわかる。よって、クロストーク発生率の影響で ガンマ線検出効率がどれほど変わるのかシミュレーションや実地試験による検証が必要であるが、 最大の検出効率に大きな差がないこと、夜光の変化への依存性を極力抑制する観点から、本研究 の 402 nm における測定結果では LVR-50-3 が GCT 望遠鏡カメラの最有力候補として考えられる。



図 4.34: 光検出効率とクロストークの関係。

4.8.4 光検出効率の波長依存性

光検出効率とクロストークの電圧依存性の測定では、入射光を402 nm で固定していたので、次 に光検出効率の波長依存性を測定した。使用した LED は表4.2 に載せた通り、377、402、465、 635 nm にピーク波長を持った4つの LED である。測定対象は光検出効率とクロストークの相関 関係が最も良かった LVR 50 µm セル、3 mm ピクセルの SiPM である。また、光検出効率の比較 対象として LVR の改良前である LCT5 50 µm セル、3 mm ピクセルの SiPM を測定した。LVR は LCT5 に比べて薄く作られており、低エネルギーである長波長領域では光の減衰長が長くなるた め、LVR は LCT5 に比べて長波長で光検出効率が低くなると予想される。それぞれの波長で増倍 率を一定にするため、SiPM にかける印加電圧を超過電圧 3 V にして測定したところ、光検出効率 の波長依存性は図 4.35 のような結果を得た。縦軸は LCT5 に対する LVR の光検出効率の相対値 となっている。

この図より、LCT5 に対する LVR の光検出効率の比を 402 nm と 635 nm で比べると、635 nm の 長波長側で光検出効率の比が 19%ほど落ちていることが確認できた。一方で、377 nm の短波長で は、402 nm に対して光検出効率の比が 17%ほど落ちていた。短波長側になると、光子が APD の 空乏層内に入る前に入射窓で吸収されてしまい、光検出効率は落ちる。よって、LCT5 と LVR で は APD の厚さ以外に入射窓の構造が違って光検出効率の比に差が出てしまった可能性がある(入 射窓の構造など、原因の詳細については浜松ホトニクスに問い合わせている)。



図 4.35: 超過電圧 3 V での LVR 50 µm セル、3 mm ピクセルの光検出効率の波長依存性。

第5章 結論

本研究では、GCT 望遠鏡のカメラに採用する SiPM の開発に向けて、計 11 種の SiPM の特性評価を行った。SiPM にはダークカウントやクロストークなどのノイズ特性があるため、波形解析によってそれらの影響をなるべく排除し、光検出効率とクロストーク発生率を評価した。波長 402 nm で光検出効率とクロストーク発生率の関係を測定すると、クロストーク発生率が 20%以下で浜松ホトニクス社の LVR 50 µm セル 3 mm ピクセルの光検出効率が 51%で最も高いことが確認できた。そしてクロストーク発生率が 20%以上では、浜松ホトニクス社の LVR 75 µm セルの SiPM が 53%で最も高い光検出効率であった。光検出効率が飽和する点でクロストーク発生率を比べると、LVR-50-3 で 14%、LVR-75-6 で 31%であったため、最大の光検出効率に大きな差がなく、夜光の変化への依存性を極力抑制する観点から、LVR-50-3 をカメラに採用する SiPM の有力候補として結論づけた。SiPM の最適な動作電圧を決めるためには、シミュレーションや実地試験などによってガンマ線検出効率の変化を評価する必要があり、本研究ではシミュレーションに必要な光検出効率とクロストーク発生率のデータを網羅的に揃えることで環境に応じて最適な動作電圧決定に貢献した。

また、LVR に注目して光検出効率の波長依存性を測定したところ、従来の LCT5 に対する LVR の光検出効率の比が、402 nm より 635 nm で 19%ほど低くなっていることが確認できた。チェレ ンコフ光の光子密度が最大となる波長が 300~400 nm であるのに対し、夜光の光子密度が最大と なるのは 500 nm 以上の長波長であるため、LVR を採用することで夜光の影響を低減できること が期待できる。

謝辞

この2年間、お世話になった方々に感謝の意を述べます。まず、私に研究テーマを与えてくだ さった田島宏康先生には、研究手法や研究に対する取り組み方など丁寧に指導していただきまし た。田島先生は私たちが CTA を開発する意義について理解することを気にかけておられ、CTA の 物理に関する内容を報告する機会を用意してくださいました。そのおかげで研究に対する理解を 進めることとモチベーションを上げることができました。研究発表の場を用意してくださったこ ともあり、発表の練習やスライドの添削など、多くの場面でお世話になりました。深く感謝申し 上げます。奥村曉先生にも、多くのご指導を承りました。私の研究について、いつも客観的な視 点で的確な指摘や助言をして下さり、とても参考になりました。また、文章の添削などで細かい 部分も丁寧に直していただき、感謝しております。CR 研究室の教員の方々にも、コロキウムや研 究発表の場を通して数々のご指導を承りました。感謝申し上げます。

ガンマ線グループの学生の方にもお世話になりました。特に日高直哉さんは実験方法から解析 方法の仕方まで教えて下さり、研究でわからないことがあった時には一緒に議論していただきま した。お忙しい中、私の研究を手伝っていただいたこともあり、深く感謝いたします。佐藤雄太 さんは、同学年だったこともあり、物理について初歩的なことから多くの事について相談に応じ ていただきました。他にもお互いの研究内容について議論することで、研究に対する理解を深め ることができました。朝野彰さん、中村祐樹さんとは、研究に対する質問について私が答える機 会がありました。自分の研究を見直す良いきっかけになったと思います。また、CR研究室の学生 の皆さんや事務の海内さんには研究以外の日頃の生活でお世話になりました。

最後にここまで支えてくれた両親とご支援してくださった多くの方々に感謝致します。ありが とうございました。

参考文献

- [1] Cronin, J. W., Gaisser, T. K., and Swordy Scientific American Vol.276 pp. 32–37 (1997)
- [2] Planck Collaboration Astronomy&Astrophysics Vol.594 A13 (2016)
- [3] Zwicky, F. Helvetica Physica Acta Vol. 6 pp. 110–127 (1933)
- [4] E.Corbelli and P.Salucci Monthly Notices of the Royal Astronomical Society Vol. 311 pp. 441–447 (2000)
- [5] M. Tegmark et al. Astrophys.J. Vol.606 pp. 702–740 (2004)
- [6] Gary Steigman, Basudeb Dasgupta and John F. Beacom Phys. Rev. D Vol.86 023506 (2012)
- [7] http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/
- [8] https://magic.mpp.mpg.de/home/
- [9] http://veritas.sao.arizona.edu/
- [10] E. Charles et al. Physics Reports Vol.636 pp. 1-46 (2016)
- [11] H.E.S.S. Collaboration Physical Review Letters Vol.117 111301 (2016)
- [12] 津野尾 肇東京大学大学院物理学専攻修士論文(2002)
- [13] Völk, H.J. and Bernlöhr, K. Experimental Astronomy Vol. 25 pp. 173–191 (2009)
- [14] 佐藤 雄太名古屋大学大学院素粒子宇宙物理学専攻修士論文(2017)
- [15] C. R. Benn and S. L. Ellison New Astron. Rev. Vol. 42 pp. 503–507 (1998)
- [16] Doering, M., Bernloehr, K., Hermann, G., Hofmann, W., and Lampeitl, H. arXiv:astro-ph/0107149 (2001)
- [17] A. Bouvier, L. Gebremedhin, C. Johnson, A. Kuznetsov, D. A. Williams, et al. Proc. SPIE Vol.8852 Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XV 88520K (2013)
- [18] http://www.isee.nagoya-u.ac.jp/~okumura/cta.html
- [19] 浜松ホトニクス株式会社 Si APD、 MPPC 第3章 http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf
- [20] 浜松ホトニクス株式会社 Physics and operation of the MPPC silicon photomultiplier http://www.hamamatsu.com/jp/en/community/optical_sensors/articles/physics_and_operation_of _mppc/index.html

- [21] T. C. Weekes "Very High Energy Gamma Ray Astronomy" Inst. of Physics Pub. Inc. (2003)
- [22] Rulten et al. Astroparticle Physics Vol.82 pp. 36–48 (2016)
- [23] https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/alpha/M/4114/S13361-3050AE-08/index.html
- [24] https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/category/3100/4004/4113/S13360-3050VE/index.html https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/category/3100/4004/4113/S13360-6050CS/index.html https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/category/3100/4004/4113/S13360-3050CS/index.html
- [25] http://sensl.com/estore/microfj-sma-60035/
- [26] http://www.nitride.co.jp/pdf/spec/NS400L-ERLM_Specification.pdf?20150818
- [27] A. Bouvier, L. Gebremedhin, C. Johnson, et al. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol.8852 (2013)
- [28] 生出秀行東京大学大学院物理学専攻修士論文(2009)