

平成 29 年度 修士論文

ガンマ線望遠鏡 CTA 小中口径望遠鏡用
焦点面カメラの較正手法の開発

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
宇宙線物理学研究室

博士課程（前期課程）2 年
学籍番号 261601327

中村 裕樹

概要

宇宙線のエネルギースペクトルの 10^{15} eV 付近には Knee と呼ばれる折れ曲がりがあり、これは銀河系内の宇宙線加速天体における加速限界を示唆すると考えられている。Knee 付近のエネルギーを持つ宇宙線陽子からは約 100 TeV のガンマ線が放射されるが、現行の望遠鏡の感度は十分ではなく、そのような陽子の証拠は得られていない。我々が開発を進めているチェレンコフ望遠鏡アレイ（Cherenkov Telescope Array, CTA）では、大中小の異なる口径の望遠鏡を 100 台規模で配置することで、20 GeV から 300 TeV のガンマ線を現行の望遠鏡と比較して一桁高い感度での観測を目指している。とくに高エネルギーガンマ線は到来頻度が低いため、費用を低減した小口径望遠鏡を多数配置することで、感度の向上を図る。そこで一部の小中口径望遠鏡では、光学系に副鏡を用いた Schwarzschild-Couder 光学系を採用している。副鏡によって焦点距離を短縮することで焦点面カメラを小型化し費用の低減を実現している。これらの望遠鏡の光検出器には半導体光電子増倍素子（Silicone photomultipliers, SiPM）を採用する。小口径望遠鏡と中口径望遠鏡の焦点面カメラにはそれぞれ 2048 画素および 11328 画素の SiPM とその信号を処理する電子回路を搭載する。小中口径望遠鏡は合わせて 100 台近く設置するため、使用する SiPM は合計で数十万画素におよぶ。

ガンマ線のエネルギーを正確に決定するためには、SiPM や集積回路の特性を測定し、較正することが必要である。カメラの較正においては、数十万画素の較正が必要なこと、望遠鏡搭載後の再較正も想定する必要がある。これまでの SiPM の特性測定は、精密測定に重点を置き、多チャンネルの測定が困難であった。また、望遠鏡搭載後は、較正された信号源の使用は困難であり、それらを必要としない較正法を確立する必要がある。本研究では焦点面カメラ一括較正の第一段階として、64 画素のカメラモジュール単体を使用し、波形記録回路の時刻情報のずれ、SiPM におけるオプティカルクロストークと呼ばれる現象の発生確率、SiPM と前置処理回路を合わせたゲイン特性について較正手法を開発した。

波形記録回路の時刻情報のずれは、望遠鏡搭載後の再較正を想定して LED の光をモジュール全体に照射することで較正し、従来のサイン波を電気的に入力する方法と同程度の精度で測定できることを示した。SiPM の特性測定においては、任意のタイミングで発生した信号の波高値を測定するが、信号波形が重なってしまうと波高値を正確に測定できなくなる。これまでは、複雑な波形処理で重なった波形を分離してきたが、波形解析に逆畳み込みを導入することで、多チャンネルの測定を素早く処理できるようにした。この解析方法を活用して、SiPM のオプティカルクロストーク発生確率を 64 画素で評価した結果、発生確率は約 11% のばらつきで一致していることが初めてわかった。また検出光電子数がポアソン分布に従う性質を利用して、出力値の平均と標準偏差から光電子数の平均値を推定することで、SiPM と前置処理回路を合わせたゲイン特性を較正された光源なしで測定する手法を開発し、検証した。さらに 64 画素の SiPM の信号を同時に処理することで周辺画素へオプティカルクロストークが発生することが初めてわかった。その発生確率は表面保護層を厚くすると高くなることがわかった。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ガンマ線観測による宇宙線研究	3
2.1	宇宙線研究の現状	3
2.2	銀河系内宇宙線起源の候補	4
2.3	TeV ガンマ線観測による宇宙線起源の研究	6
第 3 章	Cherenkov Telescope Array (CTA)	8
3.1	大気チェレンコフ望遠鏡と CTA	8
3.2	Schwarzschild–Couder 光学系を用いた望遠鏡	8
第 4 章	焦点面カメラ	13
4.1	焦点面カメラの構成	13
4.2	半導体光電子増倍素子	14
4.3	波形記録回路	16
第 5 章	64 画素カメラモジュールの一括較正	21
5.1	本研究の目的	21
5.2	伝達関数と逆関数の測定	22
5.3	サンプリングタイミングの較正	25
5.4	波形解析	33
5.5	SiPM のオプティカルクロストーク発生確率の較正	39
5.6	ゲイン特性の較正	43
第 6 章	オプティカルクロストーク発生確率の表面保護層の厚さ依存性	50
6.1	同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率	50
6.2	周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率	50
第 7 章	結論	58
付録		59
A	オプティカルクロストーク発生確率の補正	59
謝辞		64
参考文献		65

第 1 章

序論

宇宙線とは宇宙空間より飛来する高エネルギー粒子の総称であり、そのエネルギーは最高で 10^{20} eV 超まで観測されている。銀河系内の磁場の強度から 10^{17} eV 以上の宇宙線は銀河系内に留めておくことができないことから、銀河系外起源と考えられている。エネルギースペクトルの 3×10^{15} eV (3 PeV) には Knee と呼ばれる特徴的な折れ曲がりがあり、これは銀河系内の宇宙線加速天体での加速限界を示唆していると考えられている。しかし、現在までに Knee に加速限界を持つ天体は発見されておらず、宇宙線の起源や加速機構については未解明な部分が多く残っている。

宇宙線は主に荷電粒子であり、磁場の影響を受け到来方向の情報を失ってしまうため、直接観測による起源天体の特定は難しい。そのため磁場の影響を受けないガンマ線の観測は、宇宙線の起源を解明する有力な手段である。銀河系内を占める宇宙線のエネルギーを供給できる天体として、超新星爆発後に残る超新星残骸が銀河宇宙線の起源の最有力候補と考えられてきた。その中で、フェルミガンマ線宇宙望遠鏡（フェルミ衛星）によって超新星残骸が詳細に観測され、宇宙線陽子が超新星残骸で加速されていることが決定的となった。

数十 GeV から 100 TeV のさらに高いエネルギー領域のガンマ線の観測には、ガンマ線と地球大気との相互作用によって生じる電磁シャワーから放射されるチェレンコフ光を利用する。地球大気を検出器として用いることで、到来頻度の低い高エネルギーガンマ線の観測が可能となる。1 PeV の宇宙線陽子は星間物質との相互作用によって約 10^{14} eV (= 100 TeV) のガンマ線を放出するため、PeV 領域まで宇宙線陽子が加速されている証拠を得るには、100 TeV 超のガンマ線を観測する必要がある。しかし、現在稼働中の地上ガンマ線望遠鏡（H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS）は観測可能エネルギーが 100 TeV に達していない。節 3.1 で述べるチェレンコフ望遠鏡アレイ（Cherenkov Telescope Array、CTA）では初めて 100 TeV 領域でのガンマ線が観測可能となるため、PeV 宇宙線の加速天体の発見が期待されている。

CTA は大中小の異なる口径の望遠鏡を多数配置することで、20 GeV から 300 TeV のガンマ線を観測する。ガンマ線の到来頻度はエネルギーの冪乗に反比例して減少するため、高エネルギーガンマ線を観測するには広範囲に多数の望遠鏡を配置することが重要である。CTA の小口径望遠鏡は高エネルギーガンマ線の観測を目的としているため、一台あたりの費用を低減し設置台数の増加による有効面積の拡大を目指している。そこで一部の小口径望遠鏡では Schwarzschild–Couder 光学系（SC 光学系）を採用している。SC 光学系では副鏡によって焦点距離を短縮することで、焦点面カメラの小型化と、それに伴う費用低減を実現している。焦点面カメラの小型化に伴い各画素の小さくなるため、光検出器には半導体光電子増倍素子（Silicon photomultipliers、SiPM）を採用する。SiPM は従来の地上ガンマ線望遠鏡で、光検出器として用いられてきた光電子増倍管より光検出効率が高く、また画素あたりの費用を低減できる。チェレンコフ光を観測するためには画素ごとの出力信号を高速（1 GHz 程度）で記録する必要があり、専用の高集積な波形記録・トリガー回路を開発することで、電子回路の費用低減も可能になった。

宇宙線の起源や加速過程を明らかにするには、ガンマ線のエネルギーや到来方向を正確に決定する必要がある。そのためには焦点面カメラの光検出器や集積回路の特性を測定し、校正することが必要である。焦点面カメラは小口径望遠鏡で 2048 画素、中口径望遠鏡では 11328 画素の SiPM と、これらの波形を記録する集積回路が搭載される。これまで

の SiPM の開発における多くの測定では、1 画素ごとにオシロスコープを用いて信号を記録し解析を行ってきた。また、集積回路についてもファンクションジェネレータを用いて、1 チャンネルごとに信号を入力して特性評価を行ってきた。これら全ての較正を合計で数万から数十万に及ぶ SiPM に単体で行うことは現実的な時間では難しい。また従来のオシロスコープやファンクションジェネレータを用いた手法では望遠鏡搭載後の再較正が困難である。そこで、焦点面カメラとして SiPM と読み出し回路を組み上げた状態での較正手法を開発し、望遠鏡の量産及び稼働後に備える必要がある。本研究では 64 画素でまとめられたカメラモジュールを用いて、較正手法の検討と実証を行った。さらにこの較正手法を応用することで、SiPM 特有のオプティカルクロストークと呼ばれる現象を、アレイ型 SiPM で定量化することに初めて成功した。オプティカルクロストークとは SiPM が単一光電子を複数光電子として検出してしまう現象である。オプティカルクロストークによってバックグラウンドである夜光をガンマ線イベントとして誤って検出してしまうため、オプティカルクロストーク発生確率を低減することが重要である。先行研究によってオプティカルクロストーク発生確率が SiPM 表面の保護層の厚さに依存することがわかった。本研究では 64 画素の SiPM を一括で測定することによって、他の画素へのオプティカルクロストークについて評価することができた。本論文では 64 画素の SiPM アレイを用いたオプティカルクロストーク発生確率の保護層の厚さ依存性についても述べる。

第 2 章

ガンマ線観測による宇宙線研究

2.1 宇宙線研究の現状

2.1.1 ガンマ線観測の意義

宇宙線とは宇宙空間より飛来する高エネルギーの粒子であり、図 2.1 に示すようにそのエネルギースペクトルは 10^8 eV から 10^{20} eV 超まで広がっている。エネルギースペクトルの 3×10^{15} eV と 5×10^{18} eV 付近には特徴的な折れ曲りがあり、それぞれ Knee と Ankle と呼ばれる。エネルギースペクトルは Knee 以下ではエネルギーの約 2.7 乗に Knee 以上ではエネルギーの約 3.1 乗に反比例して減少する。銀河系内の磁場強度を考慮すると 10^{17} eV 以上の宇宙線は銀河系内に留めておくことができないことから、銀河系外起源と考えられている。Knee の折れ曲りは銀河系内の宇

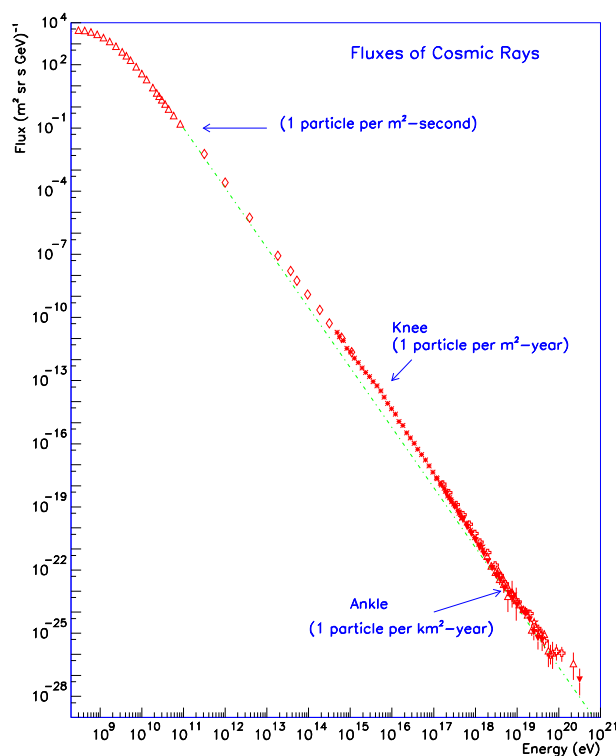


図 2.1 宇宙線のエネルギースペクトル。 10^{15} eV と 10^{18} eV 付近には Knee と Ankle と呼ばれる折れ曲りがある ([1] より転載)。

宇宙線加速天体の一つにおける加速限界を示唆すると考えられている。しかし、Knee に加速限界を持つ天体は未だ発見されていない。

宇宙線は約 9 割が陽子、残りもヘリウムなどの原子核や電子といった荷電粒子のため、Knee 付近のエネルギーを持つ宇宙線は星間磁場によって曲げられてしまう。そのため、地球に飛来した宇宙線の直接観測からは加速天体の特定は難しい。これが宇宙線の起源の解明を難しくしている原因である。そこで宇宙線と星間物質や電磁場との相互作用によって生じるガンマ線を観測する。ガンマ線は星間磁場の影響を受けず直進できるため、宇宙線の起源を特定する有力な手段である。

銀河系内を占める宇宙線のエネルギー総量の観点から、恒星進化の最終段階に生じる超新星爆発のエネルギーが宇宙線の加速に使用されているという考えが有力である。このことから超新星爆発後に残る、超新星残骸が様々な波長で観測されている。

2.2 銀河系内宇宙線起源の候補

2.2.1 超新星残骸

大質量星は進化の最後に超新星爆発と呼ばれる爆発を起こす。超新星爆発によって吹き飛ばされた物質は音速超える速さで星間空間に広がるため、その前面には衝撃波が生成され、この衝撃波を境界に殻のような構造が形成される。この超新星爆発後に残る構造が超新星残骸である。

超新星爆発は一回あたり約 10^{51} erg のエネルギーを放出する。宇宙線が銀河系内にとどまっている時間は平均的に 10^6 年程度だと考えられており、銀河系内での超新星爆発発生頻度が数十年に一度だと仮定し、また超新星爆発によって放出されるエネルギーの約 10% が宇宙線の加速に利用されれば、銀河系内における宇宙線のエネルギー密度 1 eV/cm^3 が説明できる。また、衝撃波統計加速によって宇宙線の冪乗のスペクトルがよく説明できることから、超新星残骸は宇宙線の加速起源の最有力候補と考えられている。

衝撃波によって高エネルギーに加速された陽子は星間物質と相互作用を起こし、パイ中間子を主とした二次粒子を生成する。中性パイ中間子の寿命は非常に短いため、直ちに崩壊しガンマ線を放射する。一方で電子も衝撃波によって高エネルギーに加速されており、宇宙マイクロ波背景放射などの光子とコンプトン散乱することでガンマ線を放射する（逆コンプトン散乱）。宇宙線の主成分である陽子が加速されていることを証明するためには、それぞれの放射に現れる特徴を観測することが必要である。超新星残骸の 200 MeV 以下のエネルギースペクトルをフェルミガンマ線宇宙望遠鏡（フェルミ衛星）によって詳細に測定した結果、陽子起源に期待されるスペクトル形状が得られた [2]。この領域では電子は制動放射でガンマ線を放射するが、得られたスペクトルを電子起源で説明するのは難しいことから、超新星残骸で宇宙線陽子が加速されていることが決定的となった。

宇宙線のエネルギースペクトルの Knee ($\sim 3 \text{ PeV}$) の折れ曲がり、銀河系内宇宙線の起源天体における加速限界がこのエネルギー付近にあるためと考えられている。このような宇宙線が星間物質と衝突して中性パイ中間子を生成すると、300 TeV 程度のエネルギーを持つガンマ線として観測されるはずである。しかし、現在までに観測された超新星残骸からのガンマ線スペクトルは、数十 TeV 以下でカットオフの兆候が見えているものが多く、超新星残骸で陽子が PeV 領域まで加速されている証拠は得られていない。また、超新星残骸からのガンマ線スペクトルは図 2.2 に示すように誕生から約 2000 年のものが最も高エネルギーまで伸びている。一方で誕生から 3000 年以上経過した古い超新星残骸では、100 GeV 付近にカットオフが見られる。これは高エネルギーの粒子は既に超新星残骸から逃走してしまっているためと考えられる。逃走した粒子は周辺の分子雲などと相互作用することでガンマ線を放射するため、このようなガンマ線を観測することでより高エネルギーまで加速された宇宙線の証拠を得ることができる。TeV 領域で観測された超新星残骸の距離は約 3 kpc と銀河中心（地球からおよそ 8 kpc）に達しておらず、現在までにガンマ線放射の発見された超新星残骸は数十個にとどまっている。後述するチェレンコフ望遠鏡アレイ（Cherenkov Telescope Array、

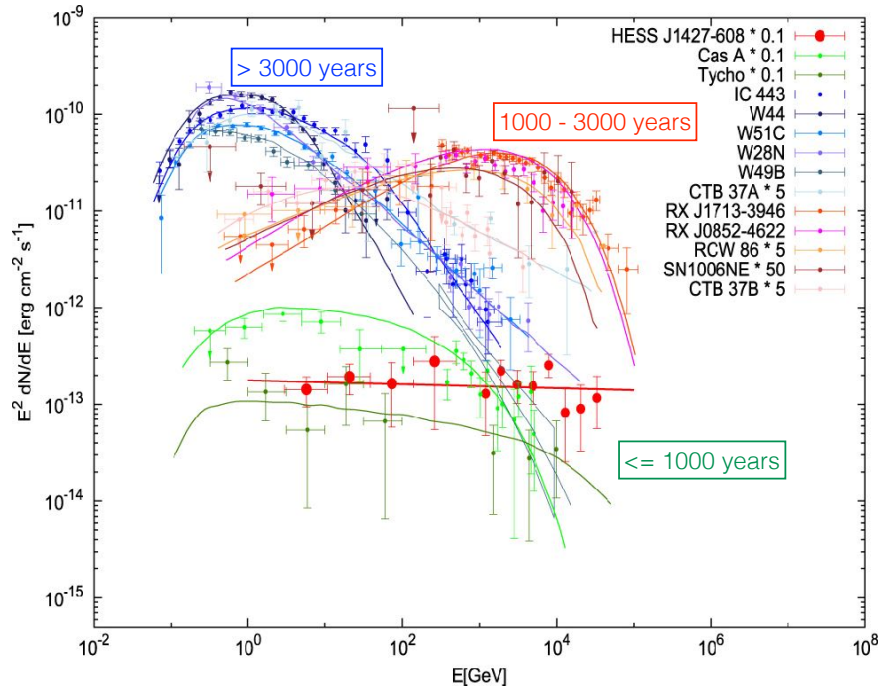


図 2.2 これまでにガンマ線で観測された超新星残骸のエネルギースペクトル ([8] より転載)。年齢が 2000 年程度の超新星残骸のスペクトルが最も高エネルギーまでのびている。一方で誕生から 3000 年以上が経過した古い超新星残骸のスペクトルは 100 GeV 付近にカットオフが見られる。

CTA) では 1 桁高いガンマ線検出感度により、観測可能距離を銀河中心より遠方まで拡げることで、多くの超新星残骸をガンマ線で観測できると期待される。さらに CTA では観測可能エネルギー範囲を 300 TeV まで伸ばすことで、より多くの超新星残骸で高エネルギー側まで観測できる。前述したように超新星残骸は誕生からの時間によって、エネルギースペクトルが変化しており、時間の経過とともに高エネルギーの宇宙線は超新星残骸から逃げ出していると考えられる。そのため、誕生から 1000 年程度の若い超新星残骸には高エネルギーの宇宙線がとどまっている可能性がある。このような超新星残骸を CTA で観測することで、超新星残骸での加速限界付近まで加速された宇宙線由来のガンマ線を検出できると期待される。その結果、超新星残骸における宇宙線の加速限界を見極めることができる。

2.2.2 銀河中心

節 2.2.1 では宇宙線の起源の最有力候補として考えられている超新星残骸について述べた。しかし、これまでの超新星残骸の観測で PeV まで加速されていることを示唆する証拠は得られていない。そこで超新星残骸以外の起源についても議論されている。その一つが我々の天の川銀河の中心にあると考えられている超巨大ブラックホールである。

現行の大気チェレンコフ望遠鏡の H.E.S.S. 望遠鏡によって観測された銀河中心領域のガンマ線スペクトルを図 2.3 に示す。銀河中心天体のスペクトルは約 10 TeV でカットオフが見えている。一方で銀河中心近傍の空間的に広がったガンマ放射 (拡散ガンマ線) のスペクトルは数十 TeV までカットオフが見られず、さらに高エネルギーまで伸びていると期待される。これは銀河中心で加速された宇宙線が逃げ出し、周辺の分子雲等と相互作用することで放射されていると考えられ、銀河中心で宇宙線が PeV まで加速されていることを示唆している。

しかし、銀河中心近傍の宇宙線エネルギーは銀河宇宙線の全エネルギーを説明するには不十分なため、超新星残骸が銀河系内宇宙線の主な起源であることは十分考えられる。一方で銀河中心のブラックホールが現在に比べて過去にはより活発であったことが示唆されている [4]。過去の銀河中心のブラックホールの活動量によっては、銀河系内宇宙線の

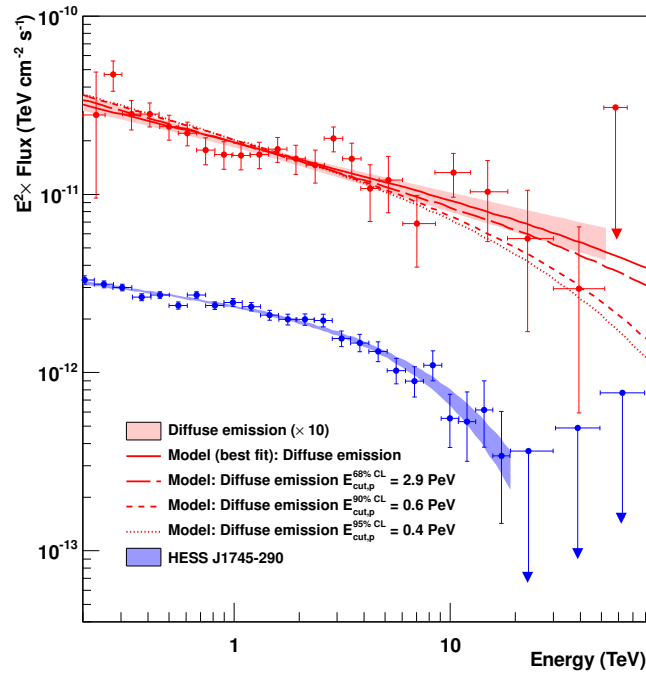


図 2.3 現行の大気チェレンコフ望遠鏡 H.E.S.S. によって観測された銀河中心領域のエネルギースペクトル ([3] より転載)。銀河中心天体のスペクトルは約 10 TeV にカットオフが見られる (青)。一方で銀河中心近傍からの拡散ガンマ線のスペクトル (縦軸を 10 倍大きくスケールしてある) は数十 TeV までカットオフが見られず、さらに高エネルギーまで伸びていると考えられる。

多くが銀河中心ブラックホールで加速されたとして説明できるという結果も示されている [5]。しかし、現行の望遠鏡では加速限界を観測できておらず、銀河中心で宇宙線がどこまで加速されているのかを見極めることが必要である。銀河中心ブラックホールによって、宇宙線のエネルギースペクトルの Knee の折れ曲がりが見えるのか、もしくは他の天体が原因なのかは今後調査が必要である。

2.3 TeV ガンマ線観測による宇宙線起源の研究

H.E.S.S. 望遠鏡などの現行望遠鏡では観測できない 100 TeV 以上のガンマ線スペクトルには次のような特徴があると考えられる。電子起源でのガンマ線は逆コンプトン散乱によって放射されるため、数十 TeV 以上ではクライン-仁科効果によって放射が抑えられるため、電子のスペクトルが単一の冪で高エネルギーまで延びていたとしても、ガンマ線のスペクトルにはカットオフが現れる。一方で陽子起源の放射にはこのような物理的制約はないため、数十 TeV 以上に大きなカットオフの現れないガンマ線スペクトルを検出できれば、Knee 領域へと延びる陽子加速の決定的証拠となる。現行の望遠鏡によってもっともよく研究されている超新星残骸の一つに RX J1713.7-3946 が挙げられる。ガンマ線で明るく若い超新星残骸であり、また周辺の分子雲との衝突によるガンマ線の放射も確認されているため、宇宙線陽子の加速源として期待されてきた。しかし、図 2.2 に示したようにスペクトルにカットオフが見えており、電子由来のガンマ線成分が卓越している、もしくは陽子が PeV まで加速されていない可能性が高い。しかし数十 TeV のカットオフの先まで感度良くスペクトルを取得することができれば、PeV 領域まで延びる陽子成分を、卓越した電子成分から抜き出すことが可能になるかもしれない。実際に陽子起源と電子起源の比率は 1:10 と仮定して、CTA の検出感度で

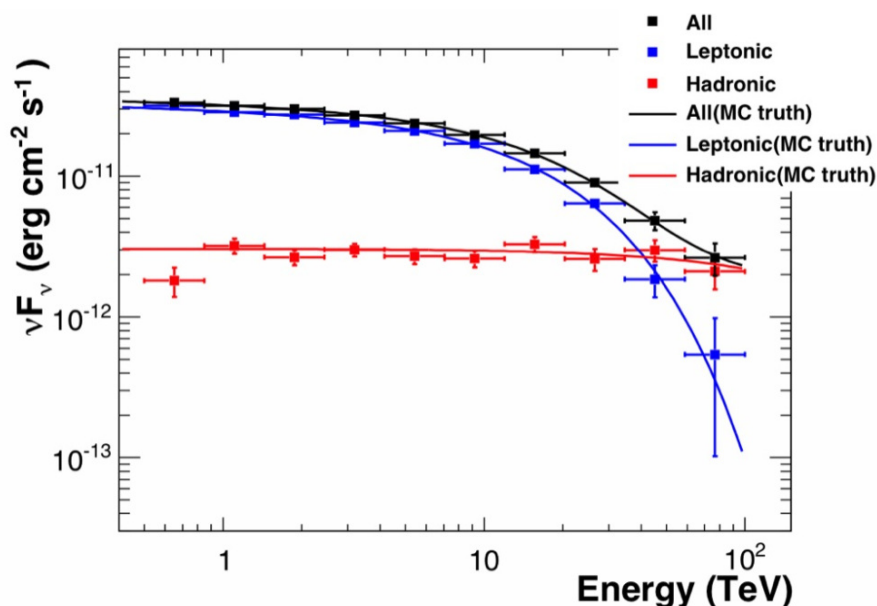


図 2.4 RX J1713.7-3946 を CTA の検出感度で観測したときに期待されるエネルギースペクトル ([9] より転載)。陽子起源と電子起源の比率は 1:10 を仮定している。30 TeV 付近までは電子起源からの寄与が大きいが、80 TeV 付近では陽子からの寄与の方が大きくなっている。このように 100 TeV 以上では陽子起源の放射が観測できる可能性が考えられる。

スペクトルがシミュレーションされた例を図 2.4 に示す。このように数十 TeV までは電子の寄与が大きい場合でも、100 TeV 付近では電子起源の放射が減少する。その結果、陽子が PeV まで加速されている場合、100 TeV 以上で陽子起源のガンマ線が観測できる可能性がある。

H.E.S.S. 望遠鏡ではカットオフが観測できなかった銀河中心領域からの拡散ガンマ線に関しても、銀河中心での加速限界が Knee 領域にあるなら CTA によって加速限界が見極められる。また、CTA の観測可能エネルギー範囲に加速限界が観測できない可能性もあるが、これは銀河中心で宇宙線が Knee 以上のエネルギーまで加速されていることを示唆する。この場合は超巨大ブラックホールが超高エネルギー宇宙線の起源である可能性を示すことができる。

このように、CTA の小口径望遠鏡では初めて Knee まで加速された宇宙線陽子由来のガンマ線を観測できると期待される。その結果、宇宙線のエネルギースペクトルの Knee の折れ曲がりが見極められると考えられる。

第 3 章

Cherenkov Telescope Array (CTA)

3.1 大気チェレンコフ望遠鏡と CTA

図 3.1 に示すように高エネルギーガンマ線は地球大気へ入射すると、大気中の原子核の相互作用によって電子対生成を起こす。このような鼠算式に電子対とガンマ線が増える現象を電磁シャワーと呼ぶ。この時、大気中の光速を超える荷電粒子からはチェレンコフ光と呼ばれる光が放射される。このチェレンコフ光を検出することで地上からガンマ線を観測するのが大気チェレンコフ望遠鏡である。地球大気を巨大な検出器とすることで、到来頻度の低い超高エネルギーガンマ線の観測を可能としている。大気チェレンコフ望遠鏡では図 3.2 に示すように一つのシャワーを複数の望遠鏡で検出することで、ガンマ線の到来方向を決定する。この時、同時に検出した望遠鏡が多いほど到来方向の決定精度は向上するため、視野を広げ遠方で発生したシャワーを検出できることが重要となる。また視野の拡大によって、より遠方のシャワーを検出可能となり有効面積が拡大できるため、高エネルギーガンマ線への感度が向上する。チェレンコフ光の光量は入射ガンマ線のエネルギーに比例するため、低エネルギーガンマ線を検出するためには大面積の鏡によって光を集光する必要がある。一方で高エネルギーガンマ線から発生するチェレンコフ光は光量が多く、小さな面積の鏡でも十分検出できる。しかし、ガンマ線の到来頻度はエネルギーの冪乗に反比例して減少するため、超高エネルギーガンマ線の観測は広範囲に小口径の望遠鏡を多数設置し、有効面積を広げることが重要である。

チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array, CTA) は超高エネルギーガンマ線の観測を目的とした天文台計画である。CTA では図 3.3 のように大中小の異なる口径の望遠鏡を 100 台規模で設置することで、図 3.4 に示すように 20 GeV から 300 TeV のガンマ線を現行の大気チェレンコフ望遠鏡より 1 桁高い感度で観測することを目指している。小口径望遠鏡は 1 台あたりの費用を低くすることで設置台数を増やすことができ、高エネルギーガンマ線への感度を向上している。

3.2 Schwarzschild–Couder 光学系を用いた望遠鏡

従来の大気チェレンコフ望遠鏡の光学系には Davies–Cotton 光学系や放物鏡が用いられている。これらは主鏡のみを備える光学系で、CTA でも大口径望遠鏡は放物鏡を、一部の小中口径望遠鏡では Davies–Cotton 光学系を採用している。図 3.5 にこれらの光学系を用いた例として大口径望遠鏡の完成予想図と Davies–Cotton 光学系を採用した小口径望遠鏡の試作機を示す。小中口径望遠鏡の一部では光学系に副鏡を用いた Schwarzschild–Couder (SC) 光学系を採用している。SC 光学系は図 3.6 に示すように主鏡で反射したチェレンコフ光を副鏡で再度反射し、焦点面で結像する。図 3.7 は小口径望遠鏡の 3 種類あるデザインの一つである Gamma-ray Cherenkov Telescope (GCT) の試作機と SC 光学系を採用した中口径望遠鏡の Schwarzschild–Couder Telescope (SCT) の完成予想図である。主鏡で発生した収差を副鏡で補正することで望遠鏡の視野角拡大を可能にし、また焦点距離が短くなるため、それに比例して焦点面での像が小さくなる。視野角の拡大によって離れた場所で発生したチェレンコフ光も視野に入りやすくなるため、

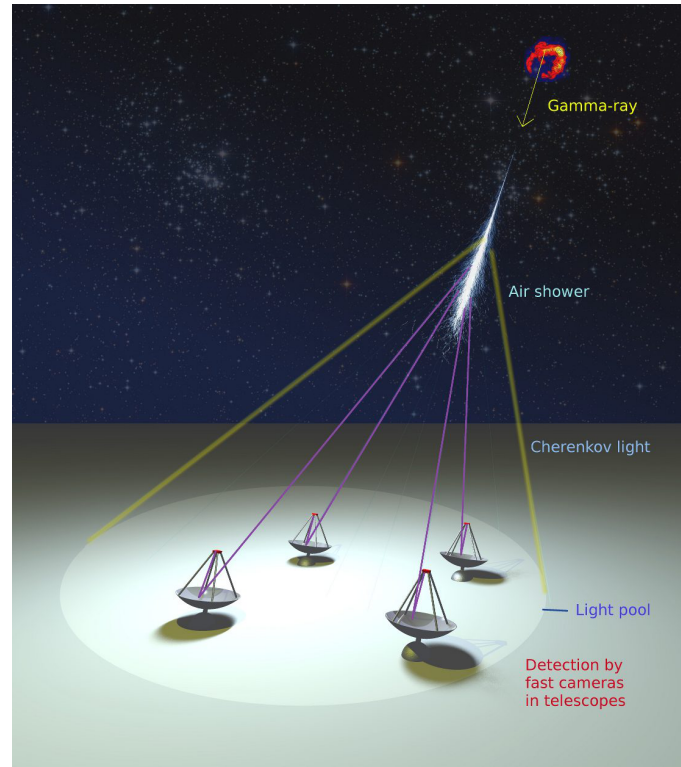


図 3.1 大気チェレンコフ望遠鏡の観測原理 ([6] より転載)。ガンマ線と大気の相互作用によって生じる電磁シャワーから放射されるチェレンコフ光を望遠鏡で集光して検出する。チェレンコフ光はライトプールと呼ばれる半径約 100 m 程度に広がった範囲に放射される。

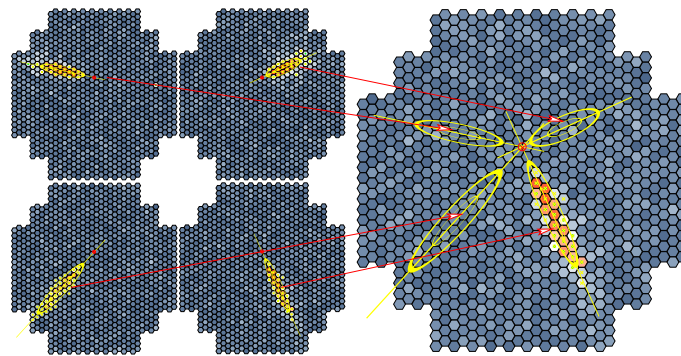


図 3.2 大気チェレンコフ望遠鏡で観測されるシャワーイメージ ([6] より転載)。六角形のピクセルが光検出器を示している。左図は同じ視野内で 4 台の望遠鏡によって異なる方向から観測した同一のガンマ線シャワーである。それぞれの望遠鏡で黄色で示したような楕円形で近似されるイメージで検出され、楕円形の長軸方向がガンマ線の到来方向である。複数の望遠鏡で同じ視野で観測することで、右図のようにシャワーイメージを重ねることができ、到来方向を精度よく決定できる。

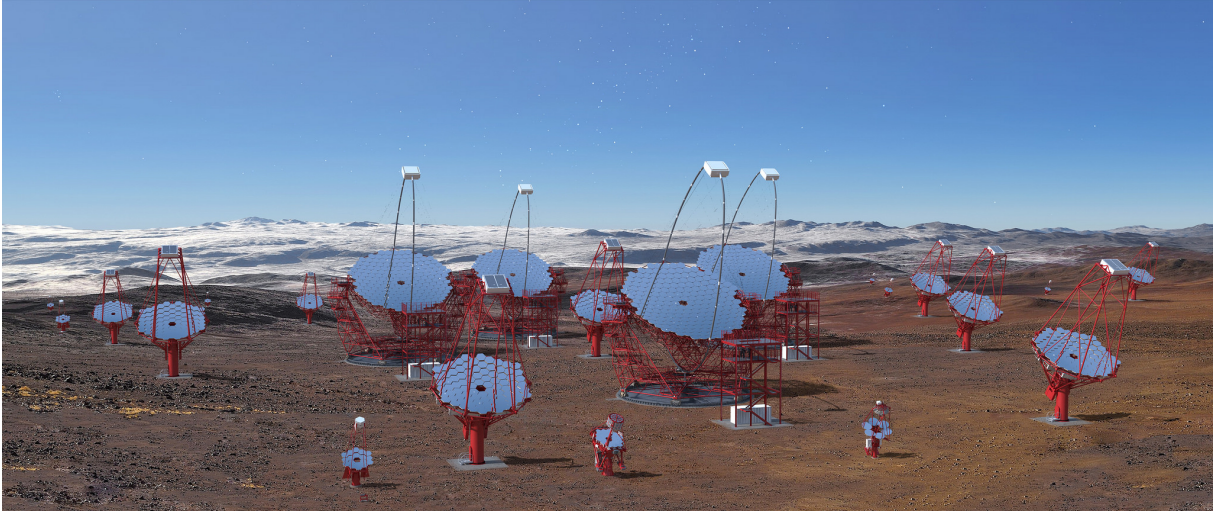


図 3.3 CTA の完成予想図。大中小の異なる口径の望遠鏡を多数配置する。図の下側の小さな望遠鏡が小口径望遠鏡である。(画像提供 : CTA Consortium)

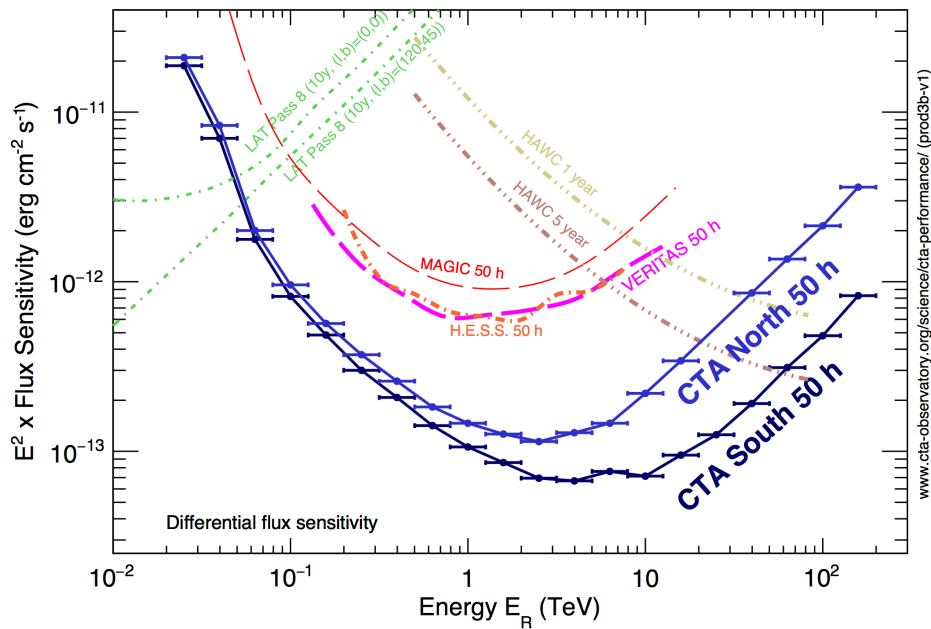


図 3.4 CTA の感度曲線 [7]。20 GeV から 300 TeV にわたる領域で現行のチェレンコフ望遠鏡より一桁高い感度を達成する。また数十 TeV 以上の領域はチェレンコフ望遠鏡では初めて観測可能となる。破線と太い一点鎖線で示しているのが現行のチェレンコフ望遠鏡の MAGIC、H.E.S.S.、VERITAS の感度曲線である。細い一点鎖線がフェルミ衛星、3 点鎖線が水チェレンコフ望遠鏡の HAWC の感度を示す。(画像提供 : CTA Consortium)

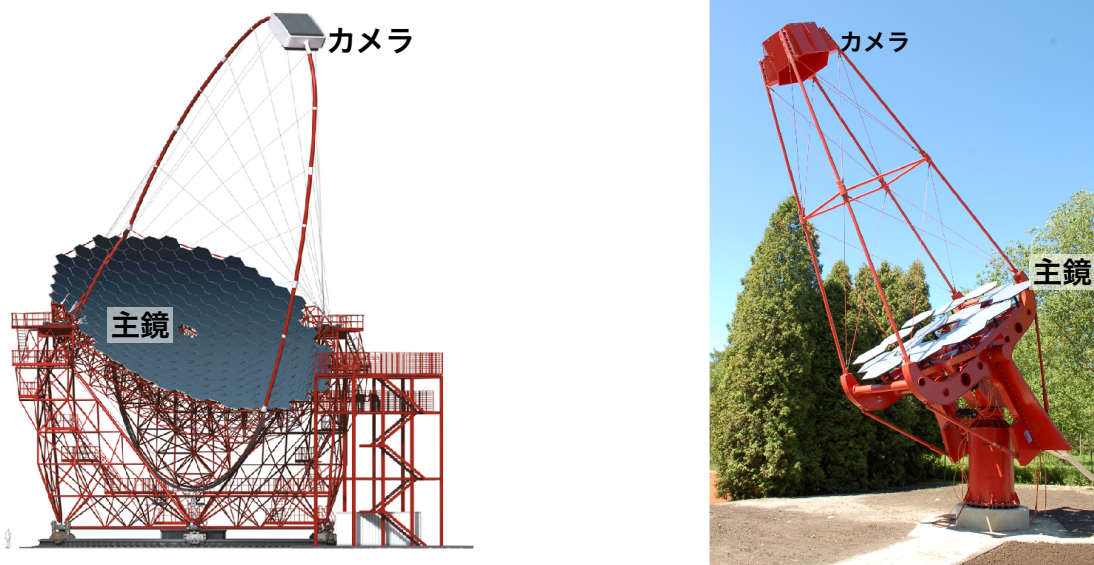


図 3.5 放物鏡を採用している CTA の大口径望遠鏡の完成予想図 (左)。Davies-Cotton 光学系を採用している小口径望遠鏡の試作機 (右)。(画像提供: CTA Consortium)

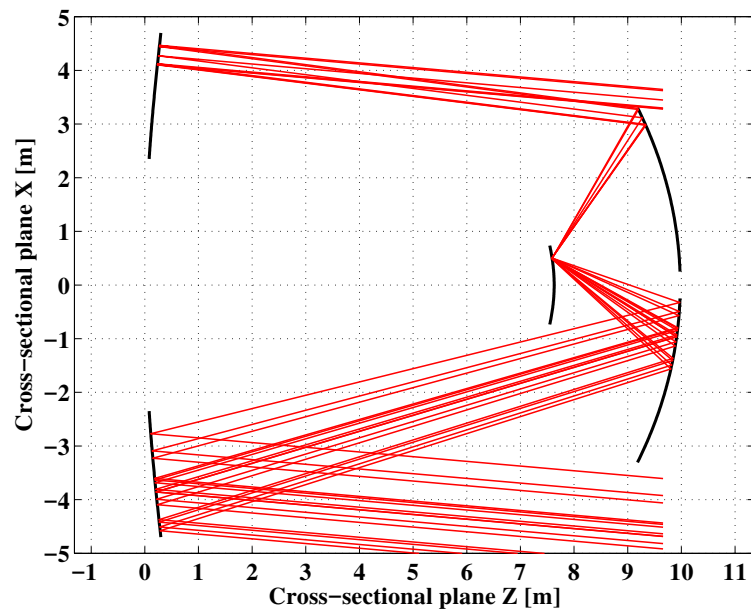


図 3.6 SC 光学系の光路の例 ([10] より転載)。赤実線は光の経路を示す。図右側から入射した光を左側の主鏡で反射し、右側の副鏡で再度反射し焦点面で結像する。



図 3.7 SC 光学系を採用する小口径望遠鏡 GCT の試作機（左）と SC 光学系を採用する中口径望遠鏡 SCT の完成予想図（右）。主鏡とは別に副鏡を備えており、主鏡と副鏡の間に焦点面カメラが設置される。（画像提供：CTA Consortium）

各望遠鏡の距離を離すことができ、有効面積の増加に繋がる。多数の望遠鏡を設置する小中口径望遠鏡では一台あたりの費用を低くすることが重要であり、SC 光学系を採用することで焦点面での像が小さくなるため、焦点面カメラの小型化が可能となり、費用が低減される。

第 4 章

焦点面カメラ

4.1 焦点面カメラの構成

ガンマ線によって生じたチェレンコフ光は望遠鏡で集光し、焦点面に設置したカメラによって光電変換した後、その出力波形を電圧値に変換し記録する。入射ガンマ線のエネルギーはチェレンコフ光の光量から決定するため、望遠鏡で集光した光量を記録された電圧値から正確に逆算する必要がある。また、チェレンコフ光の発光は数 ns 程度の時間幅を持ち、これを 1 画素あたり数十 MHz で入射する夜光由来のバックグラウンド光電子と識別する必要がある。そのため、GCT や SCT の焦点面カメラは 1 ns ごとに信号波形を記録できる波形記録回路と、1 光電子を検出できる光検出器を備えている。焦点面カメラは光検出器と波形記録回路の他に、トリガー回路、これらを制御する Field-Programmable Gate Array (FPGA) など構成される。光検出器と回路は図 4.1 に示すように 64 画素のカメラモジュールを構成単位としている。独立したモジュールで構成することで費用を低減し、さらに組み立て時の取り扱い、試験や故障時の交換を容易にしている。図 4.2 に GCT 用焦点面カメラの試作機と SCT 用焦点面カメラの完成予想図を示す。GCT と SCT では焦点面カメラの大きさが異なるため、使用されるカメラモジュールの数は異なるが、可能な限り光検出器や波形記録回路を同一にすることで開発費用、製造費用を低減している。SC 光学系を採用する望遠鏡では、光検出器に半導体光電子増倍素子 (SiPM) を採用し、それぞれ一台あたり 2048 画素 (GCT) と 11328 画素

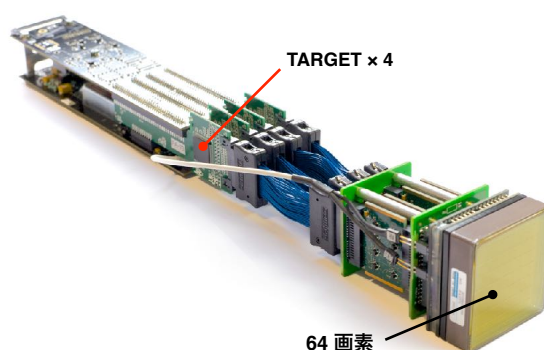


図 4.1 GCT 用カメラモジュールの試作機（画像提供：CTA Consortium）。64 画素の光検出器と集積回路 TARGET をまとめている。この図では光検出器に MAPMT を使用しているが、光検出器に SiPM を使用した改良版が開発されている。SCT のカメラモジュールも光検出器や波形記録回路は同一のものを使用する。

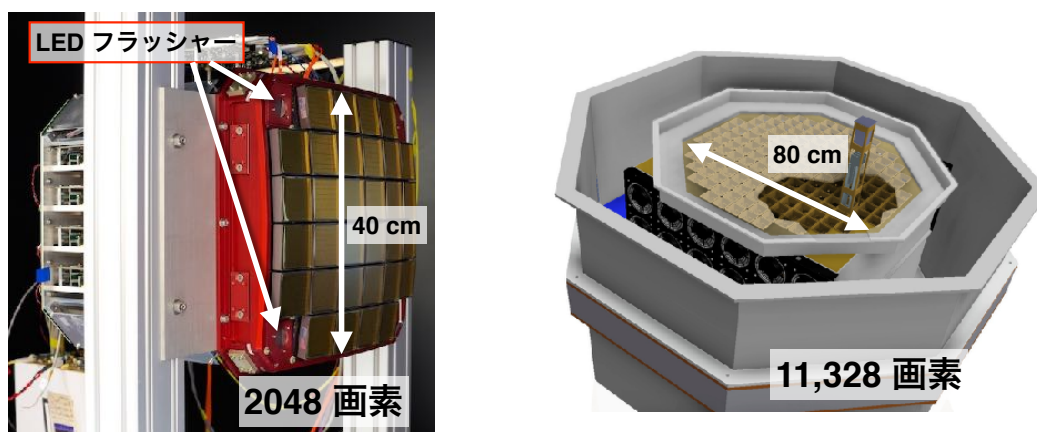


図 4.2 GCT 用焦点面カメラの試作機（左）と SCT 用焦点面カメラの完成予想図（右）。GCT 用は直径約 40 cm で 2048 画素、SCT 用は直径約 80 cm で 11328 画素である。GCT 用焦点面カメラの光検出器はマルチアノード光電子増倍管（MAPMT）を使用しているが、光検出器に SiPM を搭載する焦点面カメラを開発している。また、較正用の LED フラッシャーが焦点面カメラの角に備えられている。（画像提供：CTA Consortium）

（SCT）の SiPM を搭載する。各モジュールからの信号は後段の回路に送られ、まとめて処理を行う。

4.2 半導体光電子増倍素子

4.2.1 Avalanche Photo Diode

Avalanche Photo Diode（APD）とは PN 接合に高い逆電圧を印加することにより、光電流が増倍される高速・高感度のフォトダイオードである。逆電圧を印加することにより空乏層が生じ、この空乏層に光子が入射すると光電効果によって電子・正孔対が発生する。これを光電子と呼ぶ。発生した電子・正孔対は電場によってそれぞれ逆方向へ移動し、電流が生じる。APD にある一定以上の電圧を印加すると空乏層内で発生した電子は高いエネルギーを持ち、新たに電子・正孔対を発生させる。この反応が連鎖的に起こる反応をアバランシェ増幅と呼ぶ。電子のみがアバランシェ増幅をする場合、光電子数に比例した信号を出力するため、比例モードと呼ぶ。しかし、比例モードの増倍率は 100 倍程度で、単一光子の信号を見るためにはさらに増倍率を上げる必要がある。さらに高い電圧を印加すると正孔もアバランシェ増幅を起こすようになり増幅が止まらなくなる。この状態になる電圧を降伏電圧と呼ぶ。降伏電圧以上の電圧を印加した状態では、アバランシェ増幅を止めるためにクエンチング抵抗を直列に接続することで電流を制限する。すると増幅された電荷は APD の空乏層の両端にとどまるため、印加電圧を低下させる。印加電圧が降伏電圧まで下がるとアバランシェ増幅が止まる。この時発生する電荷量は、発生光電子数に関わらず一定となり、この動作モードをガイガーモードと呼ぶ。

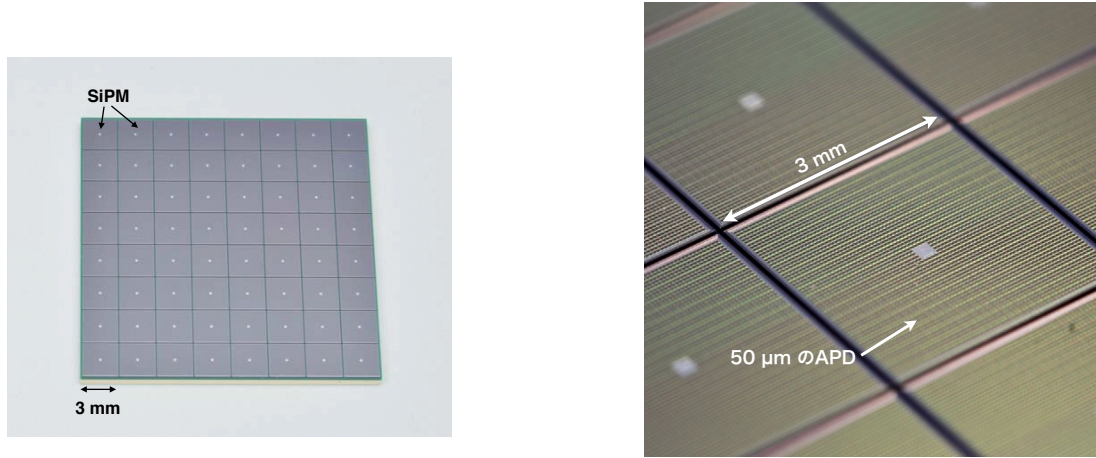


図 4.3 (左) SiPM アレイ ([12] より転載)。3 mm × 3 mm の SiPM が 64 個並べられている。(右) SiPM の拡大図。50 μm の APD が 3584 個、並列に接続されている (画像提供 : CTA Consortium)。

4.2.2 SiPM

半導体光電子増倍素子 (Silicon Photomultipliers, SiPM) は多数のガイガーモード APD を並列に接続した光検出器である。ガイガーモードで動作する APD では入射光子数に関わらず一定の出力しかできないため、複数の小さな APD を並列接続することにより複数光子を検出する。図 4.3 に示した SiPM は 50 μm の APD を多数並列に接続しており、3 mm × 3 mm の領域に 3584 個の APD が存在する。ガイガーモードで動作する APD の出力電流は一定のため、光子が異なる APD に入射することでそれぞれの APD の信号が足し合わされることで、図 4.4 に示すような検出光電子数に比例した電圧信号が出力される。したがって、電圧値もしくは出力電荷量を計測することで検出光電子数を推定できる。しかし、同一 APD に複数の光子が入射した場合でも、出力される信号は単一光子を検出したときと同一である。そのため、入射光子数 (N_{photon}) と検出光電子数 (N_{detected}) は比例関係ではなくなり、その関係は SiPM の APD 数 (N_{total}) と光検出効率 (photon detection efficiency, PDE) から次式のようにあらわされる。

$$N_{\text{detected}} = N_{\text{total}} \times \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{N_{\text{photon}} \times \text{PDE}}{N_{\text{total}}} \right) \right\} \quad (4.1)$$

SiPM は従来のチェレンコフ望遠鏡で使用されてきた光電子増倍管と比較して高い光検出効率と高い信頼性を持ち、動作電圧が低いという特徴がある。一方で単一光電子を複数光電子として検出してしまうオプティカルクロストークが発生することが課題である。オプティカルクロストークはアバランシェ増幅中の電子と正孔が再結合して発生した二次光子を他の APD で検出してしまう現象である。初めにアバランシェ増幅が発生した APD の信号と二次光子によってアバランシェ増幅が発生した APD の信号はほぼ同時に出力される。そのため、本来 1 光電子しか検出されないはずの事象で 2 光電子以上の信号が出力され、検出光電子数を誤ってしまう。

チェレンコフ光の主なバックグラウンドとして夜光がある。日中の太陽からの紫外線によって、大気中の分子が励起されており、これらが夜間に発する光、また星や月から来る光を夜光と呼ぶ。夜光は時間的にランダムに焦点面カメラに入射するため、時間的・空間的に光子が集中する事象を選択することで、夜光を誤ってガンマ線事象として認識することを抑制できる。しかし、オプティカルクロストークの発生確率が高いと、バックグラウンドである夜光を増幅してしまう。そのため、複数の隣接する画素に夜光が偶発的に入射しオプティカルクロストークによって増幅すると、低エ

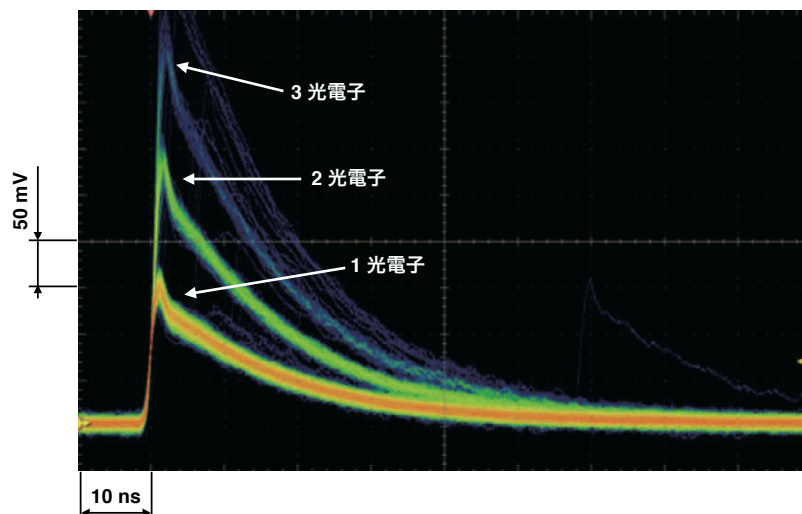


図 4.4 SiPM の出力をアンプで増幅し、オシロスコープで測定したときの波形 ([11] より転載)。検出光電子数ごとに出力される電圧が異なることがわかる。

エネルギーのガンマ線事象と区別できない場合がある。したがって、低エネルギーのガンマ線を夜光事象と区別して効率よく観測するにはオプティカルクロストークの発生確率を低くすることが重要である。

従来、光検出器に使用されている光電子増倍管では、出力した電流に比例して増倍率が減少するため、入射光子数と増倍率の積に制限がある。そのため、光子が多数入射してしまう月の出ている様な、夜光の多い状況での観測は難しかった。しかし、SiPM にはそのような制限がないため、夜光の多い状態での観測も可能であると考えられる。また、このような夜光が多い状態での観測は低エネルギーのガンマ線事象の観測は困難となるが、到来頻度の低い高エネルギーガンマ線の観測可能時間を 2 倍程度に増やすことになるため、感度向上に寄与する。

4.3 波形記録回路

4.3.1 TARGET の概要

カメラの小型化に伴い、波形記録回路には多数の読み出しチャンネルを備え、小型かつ低消費電力であることが要求される。この問題を解決するため、専用の集積回路 TeV Array Readout with GSa/s sampling Event Trigger (TARGET) を開発している [14, 15]。また、複数のチャンネルを 1 枚のチップで処理することで、チャンネルあたりの費用を低減することができ、カメラ全体の費用低減に貢献している。TARGET はこれまでに初期型の TARGET 1 から改良を重ね、TARGET 5、TARGET 7 が開発され、最新版として TARGET C が開発されている。本研究では TARGET 7 を使用した。

TARGET は図 4.5 に示すように 1 枚のチップで 16 チャンネルの波形記録回路とトリガー回路を備えている。TARGET の波形記録はサンプリングアレイによって行われる。サンプリングアレイは図 4.6 に示すようにキャパシタを並列に並べたもので、各キャパシタのスイッチを 1 ns ごとに切り替えることで 1 GHz で電圧値を記録している。サンプリングアレイで記録した電圧値はストレージアレイで保持され、トリガーがかかるとウィルキンソン型 ADC に

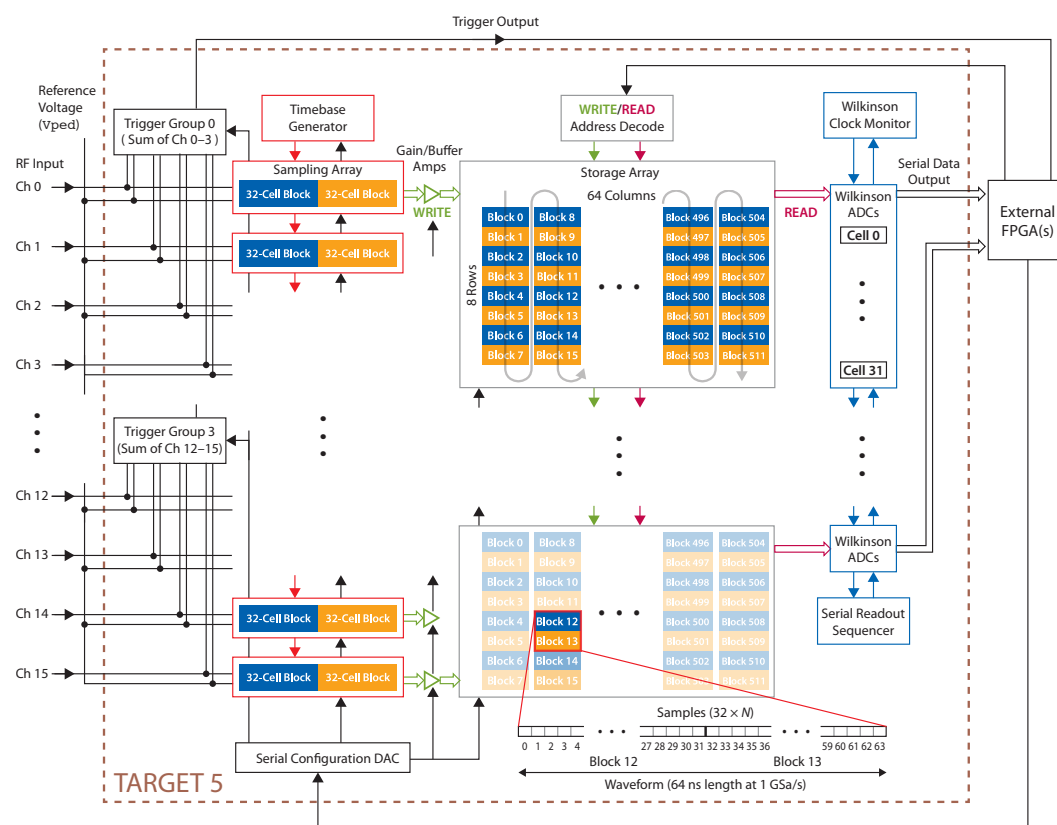


図 4.5 TARGET の模式図 ([15] より転載)。64 個の記録セルは 32 個ごとのブロックにまとめられており、波形記録とデータ転送を交互に行なっている。トリガーは 4 チャンネルずつのグループにわかれており、それぞれの閾値を超えると後段の FPGA に信号が出力される。トリガー条件を満たすと FPGA から TARGET へ信号が出力され、指定したストレージアレイのデータをウィルキンソン型 ADC によってデジタル値に変換し出力する。

よってデジタル値に変換され出力される。このサンプリングアレイは 1 チャンネルあたり 64 個の記録セルで構成され、32 個ごとに分けられている。2 つのブロックに分け、それぞれに波形記録とストレージアレイへのデータ転送を順番に実行することで、波形記録とデータ転送を連続で行うことができる。サンプリングセルの切り替えについては節 4.3.2 で詳細を述べる。

4.3.2 TARGET の波形記録

サンプリングセルの 1 GHz での切り替えは、CMOS インバータと呼ばれる遅延回路によって行われる。ここで CMOS インバータによる遅延原理について述べる。CMOS インバータとは pMOS スイッチと nMOS スイッチを組み合わせたものであり、図 4.7 にその構造を示す。入力電圧が閾値を超えた High のとき出力は Low となり、Low のとき出力が High となる。このときの High から Low、Low から High への切り替わりは瞬時に行われるわけではなく、有限の時間が存在する。この切り替わりにかかる時間を利用し、多数の CMOS インバータを直列に接続することで、順番にキャパシタに電圧値を記録している。

TARGET の CMOS インバータには図 4.8 に示すように、pMOS スイッチと nMOS スイッチそれぞれに電流を供給できる仕組みになっている。この供給電流を変化させることで、切り替えの速度を調節する。どちらへの供給電流を変えても調整可能だが、TARGET では pMOS スイッチへの供給電流は固定して、nMOS スイッチへの供給電流を変

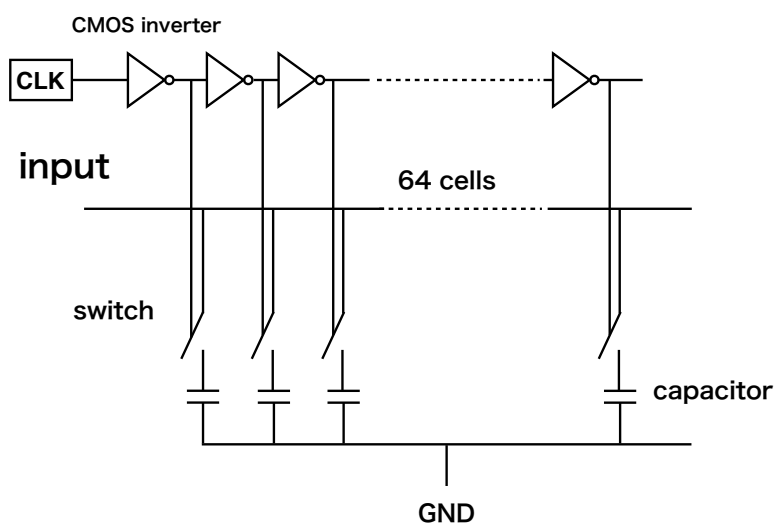


図 4.6 サンプルングアレイの模式図。CMOS インバータによって 1 ns の間隔でセルのスイッチが切り替わり、キャパシタに電圧信号が記録される。

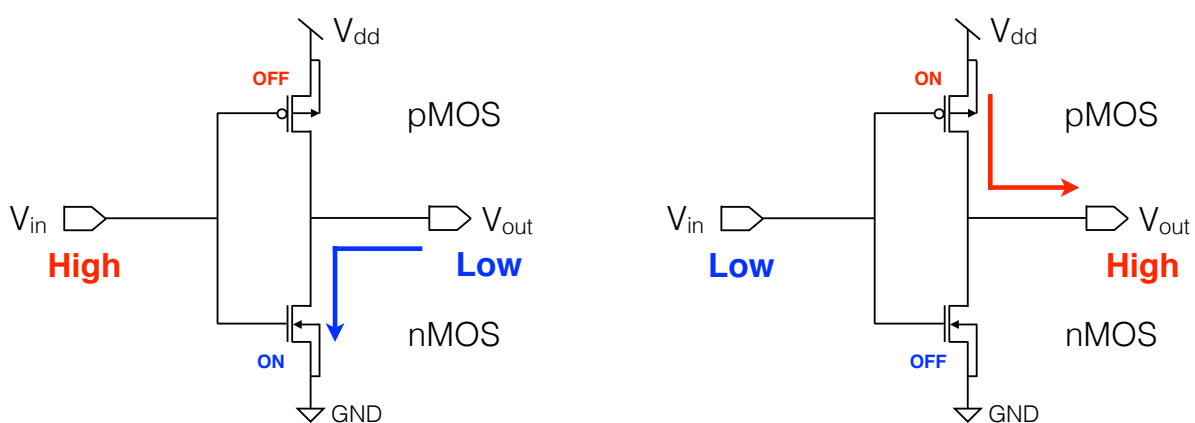


図 4.7 CMOS インバータの構造。入力が High のとき出力は Low となり、入力が Low のとき出力は High となる。この切り替わりは瞬時に行われるのではなく有限の時間がかかる。この切り替わりに要する時間によって遅延が生じ、この遅延を利用してセルを順番に切り替える。

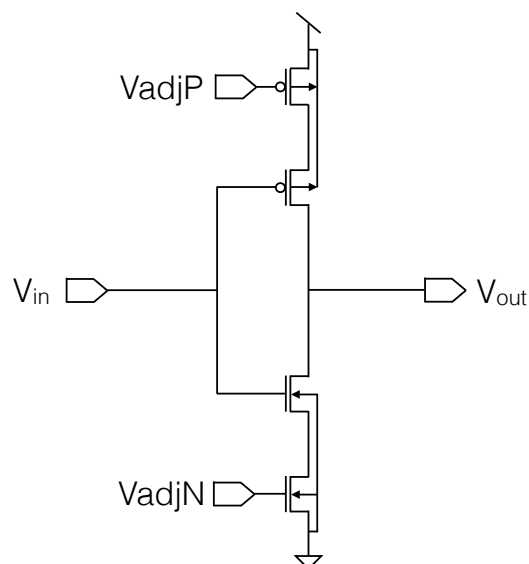


図 4.8 TARGET の CMOS インバータを利用した遅延回路 [17]。pMOS スイッチと nMOS スイッチにはそれぞれ電流を供給できる仕組みになっている。この供給電流を変えることで遅延時間を調整する。pMOS スイッチと nMOS スイッチへの供給電流は、外部から 2 つの電圧入力 V_{adjP} と V_{adjN} を設定することで調整する。

化させて調整する。この供給電流は全てのインバータで共通にしてあり、一括で調整できる。TARGET では最後の 64 セル目のサンプリングが終了したタイミングと FPGA から出力される 64 ns 周期の信号を比較し、サンプリングが 1 GHz で行われているかを確認している。この 2 つの信号がずれている場合、nMOS スイッチへの供給電流を調整して、64 セルのサンプリングが 64 ns で終了するようにサンプリングスピードを調整する仕組みになっている。しかし、各 CMOS インバータの特性の違いによって、各セルの切り替えは正確に 1 ns ごとではなく、図 4.9 に示すようにばらつきがあることが先行研究によってわかっている [15]。

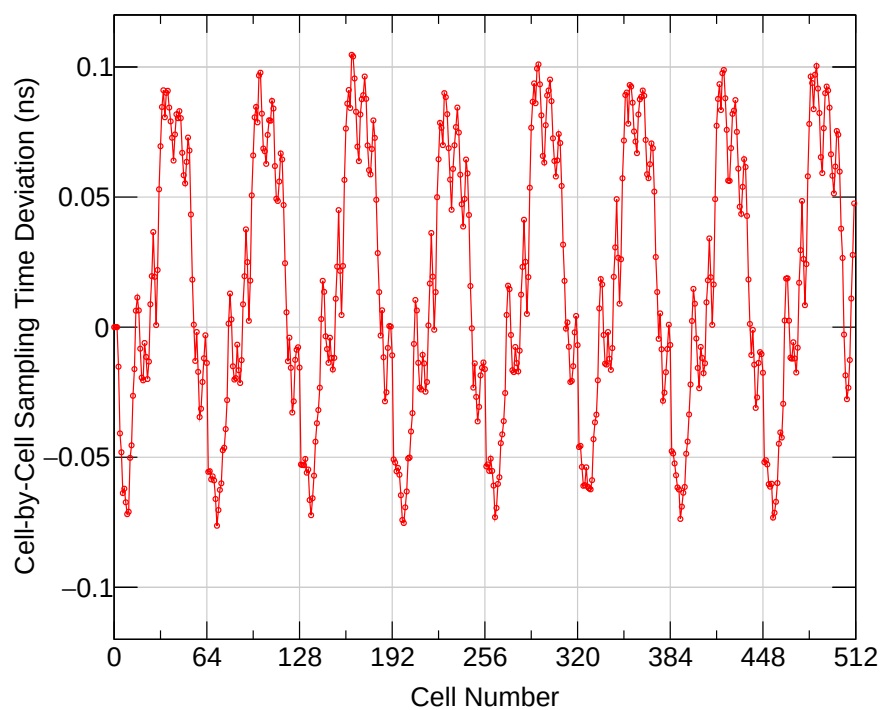


図 4.9 TARGET 5 のサンプリングタイミングのずれ ([15] より転載)。サンプリングタイミングは最大で 0.1 ns 程度ずれている。TARGET の波形記録方法から期待される 64 セルの周期性が見えている。

第 5 章

64 画素カメラモジュールの一括校正

5.1 本研究の目的

CTA の観測によって天体のエネルギースペクトルを精度よく決定するには電荷分解能が重要である。第 2 章で述べたような宇宙線の加速天体の加速限界を見極めるには、エネルギースペクトルからカットオフのエネルギーを精度よく決定することが必要であり、そのためには入射ガンマ線のエネルギーを精度よく決定できることが重要である。このとき入射ガンマ線のエネルギーはチェレンコフ光の光量から決定するため、エネルギーを精度よく決定するためには焦点面カメラで検出した光電子数を記録された波形情報から正確に決定する必要がある。そのためには、焦点面カメラの特性を測定し、校正することが重要である。

節 4.3.1 で述べたように TARGET は記録した電圧値をデジタル値に変換して出力する。このデジタル値への変換は各ストレージセルごとに異なるため、この電圧値とデジタル値の関係を決定し、デジタル値を電圧値へ戻すことで TARGET に入力される本来の波形が得られる。SiPM の出力はアンプで増幅・整形された後、TARGET で記録される。SiPM とアンプの増幅率についても各画素ごとに特性が異なるため、TARGET で記録された波形と SiPM で検出した光電子数の関係を各画素ごとに決定する必要がある。また、節 4.2.2 で述べたように SiPM はオプティカルクロストークが発生する特性がある。オプティカルクロストークによって光電子数を多く見積もってしまうため、この発生確率を測定し補正する必要がある。しかし、この発生確率についても各画素ごとに異なることが考えられるため、全ての画素で測定する必要がある。また、節 4.3.2 で述べたように TARGET の波形記録は 1 GHz で行うが、サンプリングセルの切り替えのタイミングは正確に 1 ns ごとではなく、ずれが存在する。チェレンコフ光の光量は、各画素の記録波形の積分値から推定する。そのため、波形記録タイミングのずれによって、記録波形に歪みが生じ、電荷分解能を悪化させることが考えられる。

このように、TARGET で記録した波形からチェレンコフ光の光量を精度よく決定するためには、SiPM と TARGET の特性を測定し、校正することが必要である。焦点面カメラには小口径望遠鏡で 2048 画素、中口径望遠鏡では 11328 画素の SiPM と、その信号を処理する TARGET を搭載する。さらに小中口径望遠鏡は合わせて 100 台近く設置するため、合計で数十万画素に及ぶ SiPM とそれに伴う TARGET の校正が必要となる。これまでの SiPM の特性評価では精密測定に重点を置いており、多チャンネルでの測定が困難であった。また、TARGET の評価についてもファンクションジェネレータを用いて一つのチャンネルに信号を入力して行ってきた。このように、全ての SiPM と TARGET についての校正を従来と同一の手法で一つずつ行うことは現実的な時間では難しい。また、望遠鏡搭載後の再校正には校正された信号源の使用は困難であることを考慮して、それらを必要としない校正法を確立する必要がある。焦点面カメラには図 4.2 に示すように校正用の LED を搭載しているため、この LED フラッシャーを使用して校正可能な手法をとる。本研究では焦点面カメラ一括校正の第一段階として、図 5.1 に示すような 64 画素でまとめられたのカメラモジュール単体で校正手法の開発と検証を行った。

校正が必要な項目は多数設定されているが、本研究ではその中から選択し以下の項目について校正手法の検討と実証

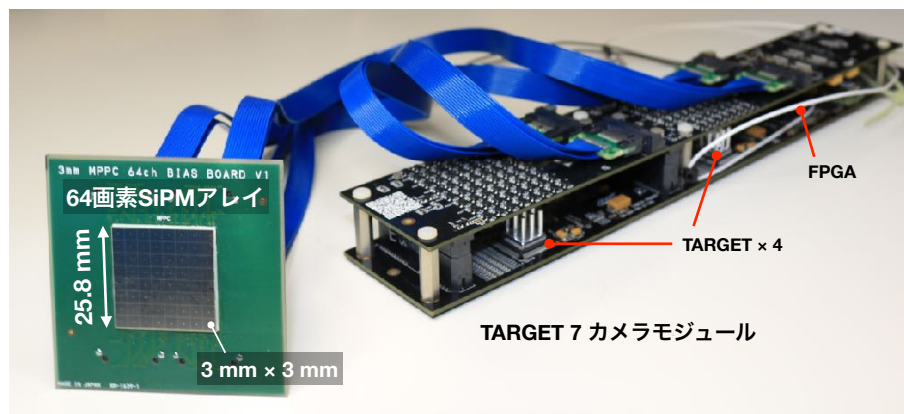


図 5.1 本研究に使用したカメラモジュールと 64 画素 SiPM アレイ。カメラモジュールには 4 枚の TARGET と FPGA がまとめられている。

を行なった。これらの校正項目は、我々のグループのこれまでの先行研究によって、単体で評価してきたものを中心に選択した [21, 22]。

- ・ TARGET で記録したデジタル値と入力電圧値の関係 (節 5.2)
- ・ TARGET の波形記録タイミングのずれ (節 5.3)
- ・ SiPM のオプティカルクロストーク発生確率 (節 5.5)
- ・ SiPM と前置処理回路を合わせたゲイン特性 (節 5.6)

5.2 伝達関数と逆関数の測定

TARGET では入力された電圧信号をサンプリングアレイのキャパシタによって記録し、後段のストレージアレイで保持する。ストレージアレイで保持された値はウィルキンソン型 ADC によってデジタル値に変換されたのち出力される。この電圧値からデジタル値への変換の関係は、線形ではなく各ストレージセルごとに異なる特性を持つ。したがって、正しい波形情報を得るためには非線形性を考慮して出力デジタル値を電圧値に変換する必要がある。この変換関数を (伝達関数) 全てのストレージセルについて測定し、その逆関数であるデジタル値から電圧値への変換関数を決定した。

入力電圧に対するデジタル値の測定は、直流電圧を入力し出力デジタル値を測定する方法が有効である。しかし、カメラモジュールでは直流成分を AC 結合でカットするため、この方法では測定できない。そこで、TARGET が内部で使用するのことができるオフセット電圧 (V_{ped}) を変化させ、それに対するデジタル値を測定することで伝達関数を決定した。オフセット電圧とは、TARGET の電圧値記録の際の基準となる電圧である。例えば、1000 mV のオフセット電圧を TARGET に与えた状態で 100 mV の信号を入力すると、TARGET では 1100 mV に相当するデジタル値が記録される。オフセット電圧は制御 PC からは 12 bit のデジタル値で設定するため、はじめに各デジタル値に対して実際に出力されるオフセット電圧をカメラモジュールに備えられているオフセット電圧測定用の ADC によって決定した。その結果を図 5.2 に示す。デジタル値を 100 ごとに変え、その時の電圧値を測定し、一次関数でフィットした。

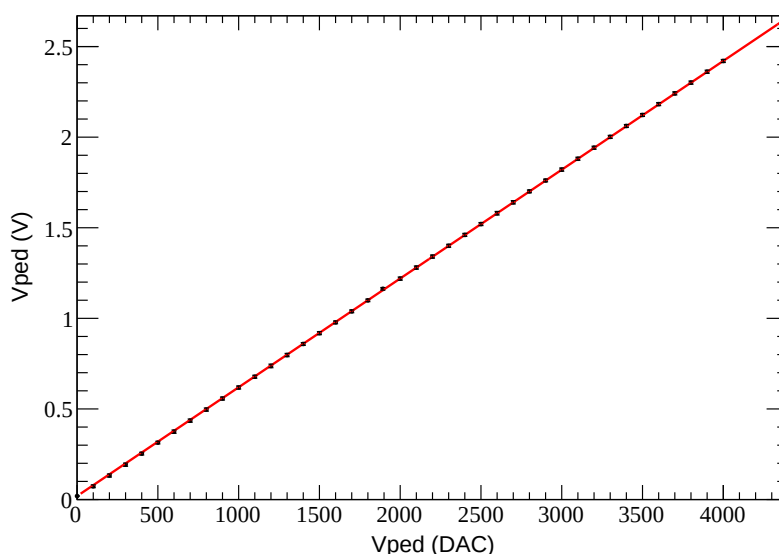


図 5.2 設定したデジタル値とオフセット電圧の関係。実線は一次関数でフィットした結果である。フィットした結果から、設定デジタル値とオフセット電圧の関係を式 (5.1) のように決定した。

フィットの結果から設定したデジタル値に対するオフセット電圧値を式 (5.1) のように決定した。

$$V_{ped} \text{ (V)} = 0.0192 + 0.000600 \times V_{ped} \text{ (DAC)} \quad (5.1)$$

図 5.3 はオフセット電圧を 1000 mV に設定した時のチャンネル 0^{*1}の 0 セルから 447 セルの出力デジタル値の例である。同じ電圧値を測定しても出力されるデジタル値が各セルで異なることがわかる。このような出力デジタル値を各オフセット電圧に対して測定することで、図 5.4 に示すような測定電圧値と出力デジタル値の関係が得られる。しかし、実際に必要なのは出力デジタル値から測定電圧値へ変換する逆関数である。したがって、図 5.4 から逆関数を作成した。ここで、各測定点の間は内挿によって決定している。図 5.5 は 0 チャンネルから 63 チャンネルの 0 セル目の出力デジタル値とオフセット電圧 (V_{ped}) の関係である。図 5.3 と図 5.5 から、出力デジタル値と記録電圧値の関係は、全てのセルごとに異なり、またチャンネルごとにも異なることがわかる。そのため、サイン波を測定した際、出力デジタル値を電圧値へ変換せずに用いると、図 5.6 に示すように不連続な点が生じる。したがって、正しい波形情報を得るためには逆関数を用いて電圧値へ変換する必要がある。逆関数を使用して電圧値へ変換した結果、図 5.7 に示すように不連続だった点が滑らかに接続されていることがわかる。ここで決定した逆関数を今後全ての波形解析に使用する。

*1 本論文ではセル番号、チャンネル番号は 0 から計数する。

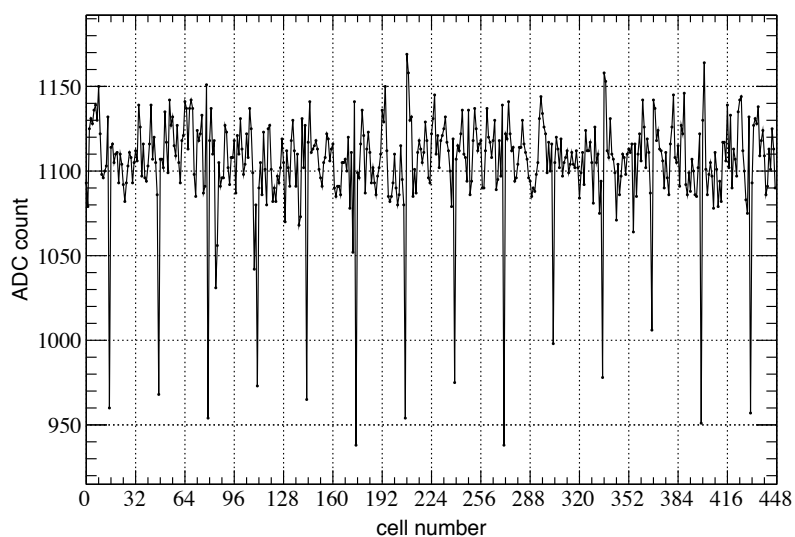


図 5.3 オフセット電圧を 1000 mV に設定した時の 0 セルから 447 セルの出力デジタル値。同じ電圧値を測定した時でも出力デジタル値が異なる。これが各セルの 1000 mV に対する出力デジタル値である。

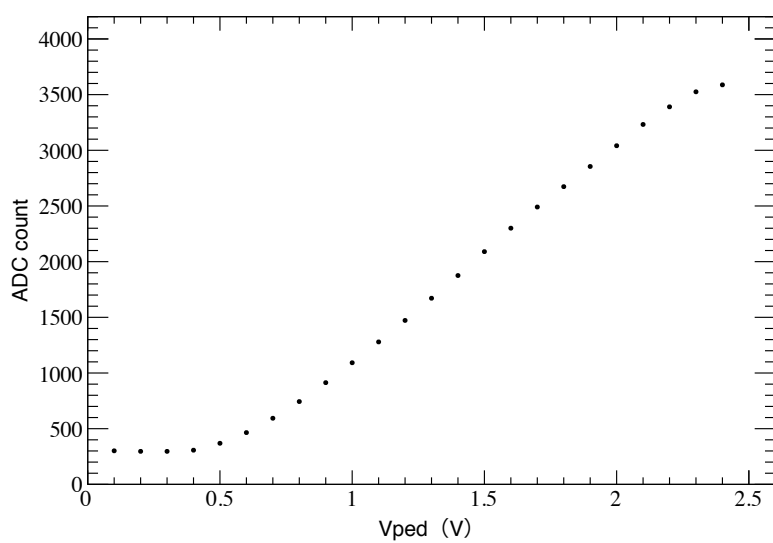


図 5.4 オフセット電圧を変化させて測定したオフセット電圧と出力デジタル値の関係。

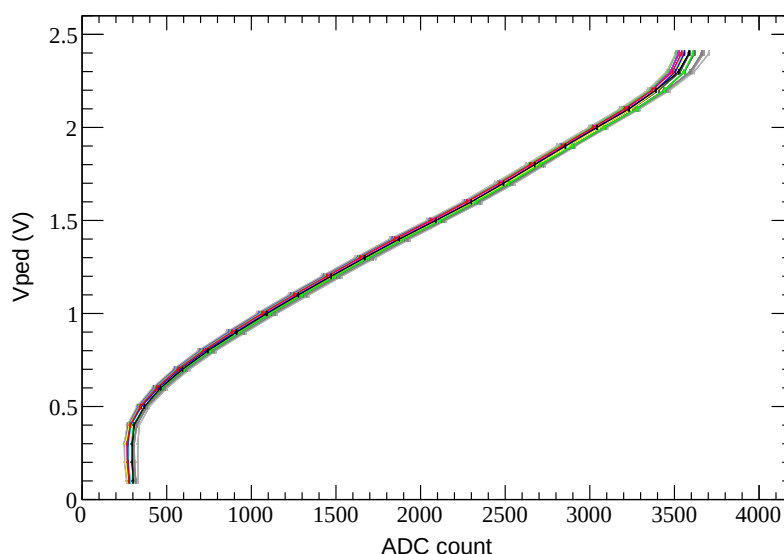


図 5.5 0 から 63 チャンネルの 0 セル目の出力デジタル値と電圧値の関係。特性が少しずつ異なることがわかる。この関係を用いて今後の測定全てで、出力デジタル値から電圧値への変換を行う。

5.3 サンプルングタイミングの較正

5.3.1 サンプルングタイミングのばらつきによる影響

節 4.3.2 で述べたように、TARGET は CMOS インバータへの供給電圧を調整して 1 GHz でサンプルングしている。フィードバックをかけることで 64 セルのサンプルングが 64 ns で終了するように調整されるが、全ての CMOS インバータで供給電圧は統一しているため、それぞれの CMOS インバータで切り替えのタイミングにばらつきが生じる。このずれによって図 5.8 に示すように記録波形に歪みが生じてしまう。図 5.8 の左図のようにサンプルングタイミングがずれているとき、タイミングが揃っているとして波形を解析すると右図のように歪んだ波形になってしまう。チェレンコフ光の光量は波形の積分値から推定するため、このような波形の歪みによって電荷分解能を悪化させてしまうことが考えられる。そのため、CMOS インバータの切り替えのずれを測定し補正することで、電荷分解能の改善を図った。

5.3.2 測定方法

測定方法は先行研究によって確立されており、本研究ではその方法を踏襲している [22]。

サンプルングタイミングのずれは TARGET に周期的な波形（真の波形）を入力し、TARGET から出力した波形（見かけの波形）の周期と比較することで測定する。TARGET で記録された波形は、1 ns ごとの離散的なデータ点のため、見かけの波形の周期は図 5.9 に示すように各データ点を内挿することで決定する。このときタイミングがずれていると、図 5.10 の左図のように真の波形の周期と、見かけの波形の周期にずれが生じる。見かけの波形の周期が真の波形の周期と一致するように、図 5.10 に示すように各サンプルングの時間差 Δt_i を調整する。実際は、各サンプルングの時間差 Δt_i はそれぞれ異なるが、一回の周期の測定からはそれぞれのずれはわからない。したがって、周期のずれが、その一つの周期に含まれる全てのセルで同じだけずれているとして Δt_i を粗調整する。この測定を繰り返し様々なセルの組み合わせで行うことで、それぞれのセルのサンプルングタイミングの時間差 Δt_i を図 5.11 に示すように徐々

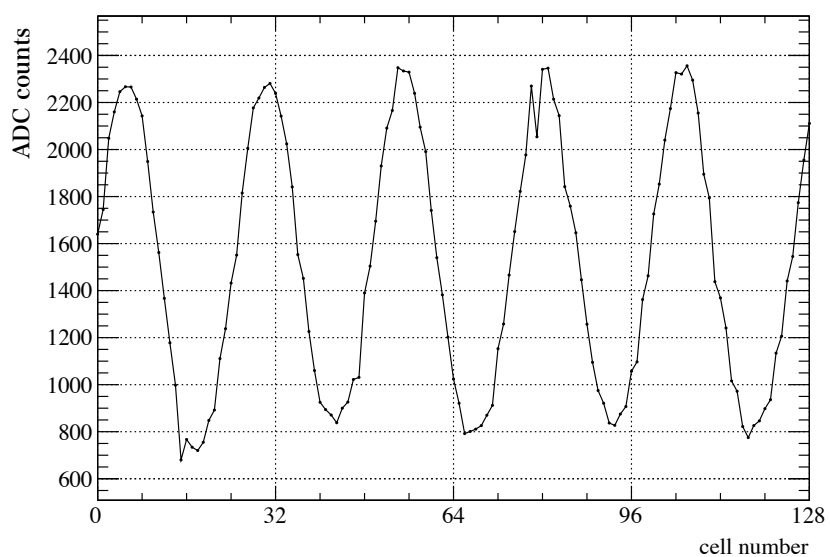


図 5.6 サイン波を入力した時の出力デジタル値。不連続になっている箇所がある。

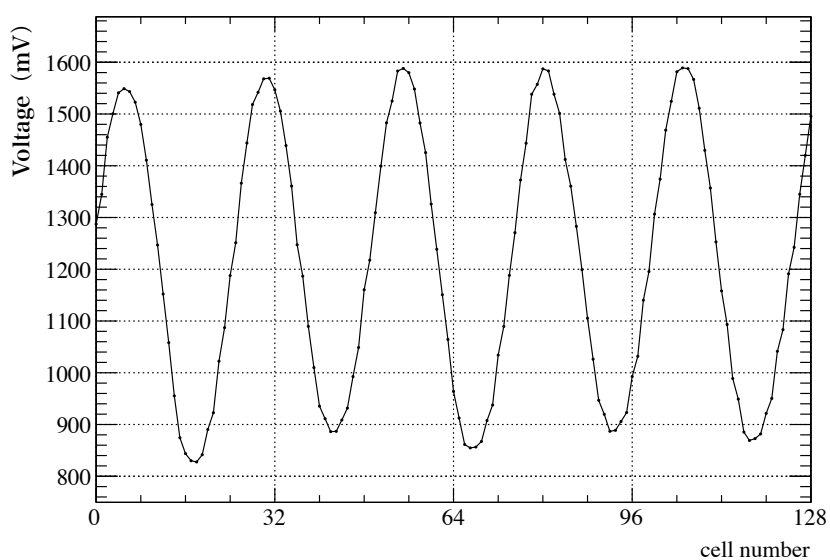


図 5.7 サイン波を入力した時の出力デジタル値を逆関数で電圧値に変換した波形。デジタル値では不連続だった点が滑らかにつながっている。

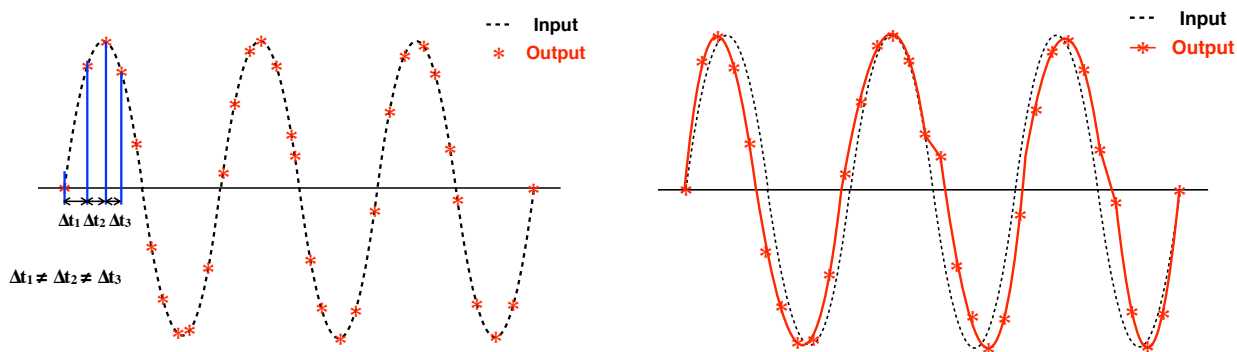


図 5.8 サンプルングタイミングにずれがあるときの模式図。タイミングにずれがあるため、実際は左図のようにサンプルングしているが、タイミングが揃っていないとして波形を解析すると右図のように歪んだ波形になってしまう。

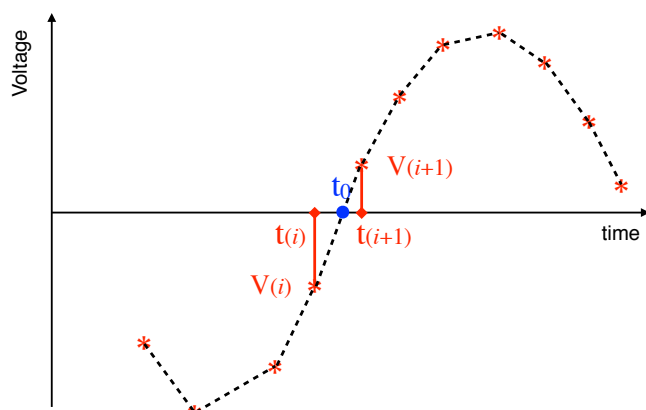


図 5.9 周期決定のための振幅中心を横切る時刻の決定方法。TARGET で記録される波形は 1 ns ごとの離散的なデータ点のため、データ点を内挿して振幅中心を横切る時刻を決定する。

に正しい値に収束させる。

周期の決定は電圧値の変化が大きい領域で行う方が精度が良いため、図 5.9 に示すように振幅の中心で行う [23]。振幅中心を横切る直前のセルの番号を i とし、その電圧値とサンプルングタイミングをそれぞれ $V(i)$ 、 $t(i)$ とすると、振幅中心を横切る時間 t_0 は、

$$t_0 = t(i) - \frac{V(i) \times \{t(i+1) - t(i)\}}{V(i+1) - V(i)} \quad (5.2)$$

となる。同様に t_0 と同じ方向に次に振幅中心を横切る時間を測定し、周期を決定する。

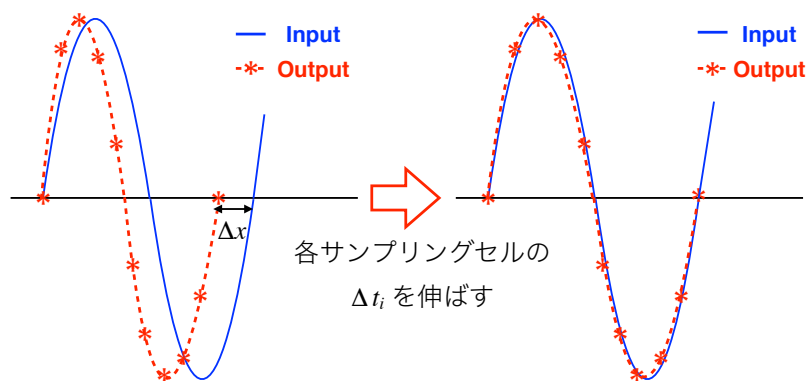


図 5.10 サンプリングタイミングの測定方法の模式図。出力波形の周期が入力波形の周期と Δx ずれている。この Δx のずれが一周期に含まれるセル全てで、同じだけずれていると仮定して入力波形の周期と一致するように各セルの間隔 Δt_i を調整する。この模式図では、10 個のセルで Δx 短くなっているんで、各セルの Δt_i を $\Delta x/10$ 増やす。

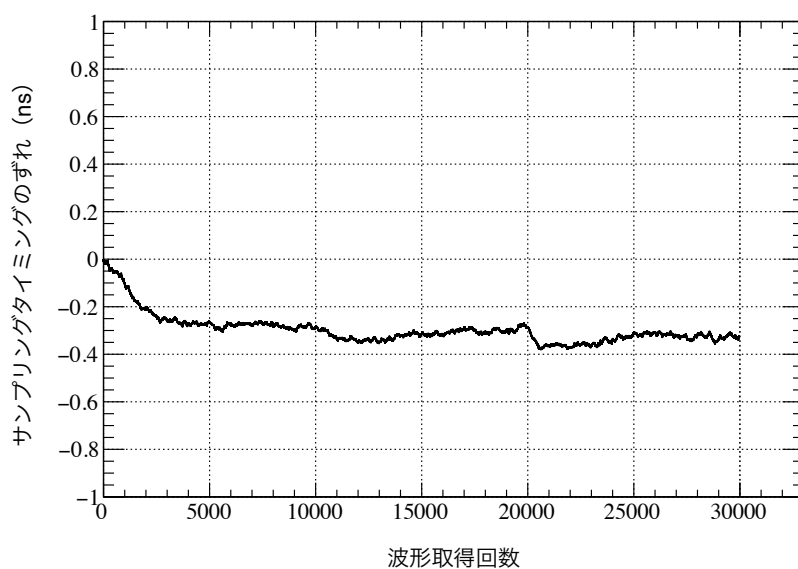


図 5.11 100 番目のセルの補正値の収束の様子。測定を繰り返すことで徐々に値が変化し、最終的に約 -0.3 ns に収束している。この結果は 100 番目のセルが理想的なサンプリング開始時刻より 0.3 ns 早くサンプリングしていることを示す。すなわち、0 番目のセルがサンプリングしてから、 99.7 ns 後にサンプリングしている。波形取得回数は先行研究より最も精度が良くなる 3 万回を採用した [22]。

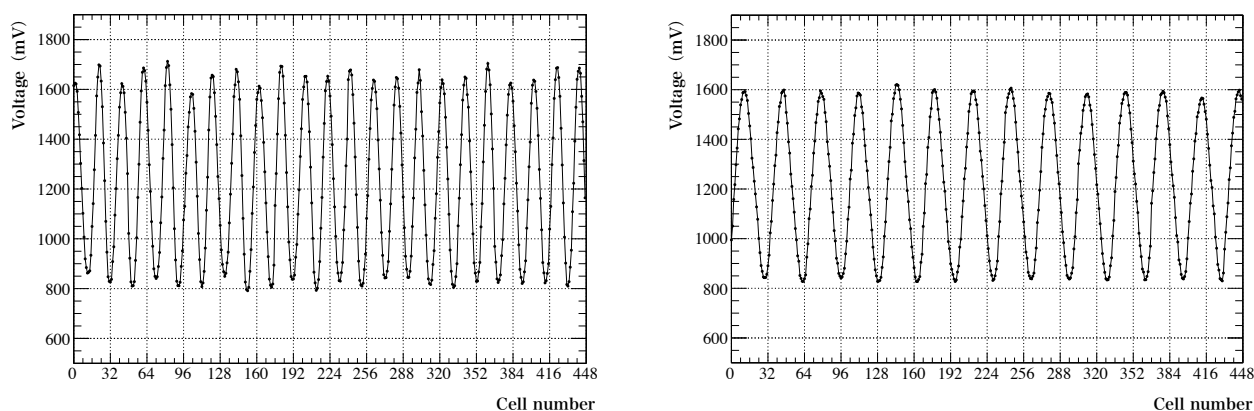


図 5.12 50 MHz のサイン波を TARGET で記録した波形（左）。30 MHz の LED の発光を SiPM で検出し、TARGET で記録した波形（右）。

5.3.3 LED を使用したサンプリングタイミングの測定

節 5.3.2 で述べた方法は、既知の周期で繰り返す波形ならば、どのような形状の波形でも有効である。そこで焦点面カメラ一括で較正可能かつ現地での較正を想定して、焦点面カメラに備えられた LED フラッシャーを活用する手法をとる。LED の周期的な発光を SiPM 全体に照射し、SiPM から TARGET へ周期的な波形を入力することで 64 チャンネルの一括測定を行った。

LED での測定結果を評価するため、リファレンスとしてファンクションジェネレータから 50 MHz サイン波を入力して測定した結果を用いた。TARGET で取得した 50 MHz のサイン波と LED の 30 MHz の発光を検出した波形を図 5.12 に示す。図 5.12 の右図の LED の発光を記録した波形は、図 4.4 に示すような SiPM の出力波形から、指数関数で減衰する成分を除去するように整形した波形である。これはサイン波とは異なる。LED の発光を用いたとき周波数を高くしすぎると、出力波形の電圧値が下がりきりより早く次の信号が入力されるため、波形の振幅が安定しなくなった。そのため、ここでは LED の発光は振幅が安定する 30 MHz に設定した。先行研究によって、入力波形の周波数は高い方が良いことが示されている [24]。そこでリファレンスには LED の発光より高周波数の 50 MHz のサイン波を用いた。

周期はこの時のオフセット電圧の設定値である 1221 mV を交差した時間から決定した。前述したように周期は電圧値の変化が大きい領域で決定する方が良い精度で決定できるため、最も大きく変化する振幅の中心を横切る時刻から周期を決定している。50 MHz サイン波、30 MHz の LED を使用してばらつきを測定した結果を図 5.13 に示す。値が正の時はタイミングが早く、負の時は遅れているということを示す。例えば、サイン波で測定したセル番号 96 のずれは、約 -0.5 ns なので、理想的なサンプリングタイミングである、0 セルのサンプリング開始から 96 ns 後より -0.5 ns 早い 95.5 ns にサンプリングしていることを示す。前述したように、フィードバックによって 64 セルのサンプリングは 1 つ目のセルのサンプリング開始から 64 ns 後に行われるように調整される。従って、タイミングのばらつきは 64 セルごとにゼロになる周期性が期待され、図 5.13 に確かに周期性が現れている。また、このときの波形取得回数は、先行研究より最も精度が良くなる 3 万回を採用した [22]。

LED を使用したサンプリングタイミングのばらつきの測定結果もサイン波を使用した場合と同様の傾向が見えている。このことから、LED を使用してサンプリングタイミングの測定ができていると考えられるが、サイン波による測定結果と完全には一致しておらず、ずれている箇所がある。サンプリングタイミングの較正によって、電荷分解能の改

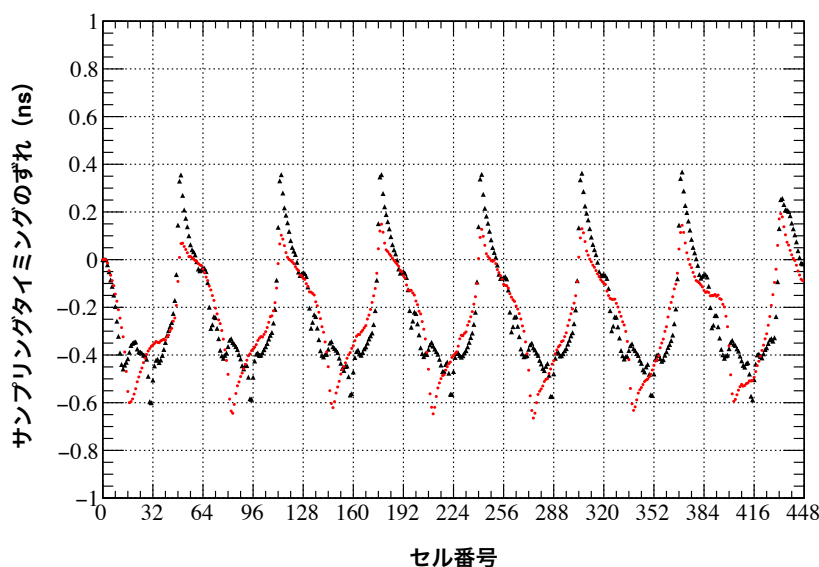


図 5.13 30 MHz の LED の発光（赤丸）と 50 MHz のサイン波（黒三角）を用いたサンプリングタイミングのずれの測定結果の比較。LED を使用した場合も期待される 64 セルの周期性が見えている。サイン波を用いたときと同じ傾向が見えるが、ずれている箇所がある。

善を目指しているため、このずれが電荷分解能の改善にどの程度影響するのか確認した。

電荷分解能を評価するため、ファンクションジェネレータから波形を入力し、出力波形から推定する測定電荷のばらつきを測定した。ここで入力波形は一定の最大波高値を持った指数関数で減衰する関数を選択した。TARGET で記録した波形を図 5.14 に示す。波形を TARGET のサンプリング開始と同期させてしまうと、常に同じセルで波形を記録してしまうため、特定のセルの電荷分解能の測定をしてしまう。そこで、波形の記録を全てのセルで均等に行うように波形の入力タイミングをずらし、様々なセルで電荷を測定した。測定した電荷を式 (5.3) のように定義する。

$$C = \sum V(t_i) dt_i \quad (5.3)$$

積分開始時刻は 1350 mV に閾値を設定し、閾値を超えた 3 ns 前から、積分時間は 15 ns とした。また、電荷分解能は測定電荷の分布の標準偏差を平均値で割った値として定義した。図 5.15 にタイミングの補正前の電荷分解能を示す。次にサンプリングタイミング補正後の電荷分解能を図 5.16 と図 5.17 に示す。50 MHz のサイン波を使用して測定した補正值によって、電荷分解能は 13.7% から 11.5% となり 2.2% ポイント改善された。LED の発光を使用して測定した補正值でも、電荷分解能は 13.7% から 11.6% となり 2.1% ポイント改善された。このことから、LED を使用してもサイン波を使用した場合と同程度の精度でサンプリングタイミングの校正が可能であると言える。先行研究ではこの手法によって約 0.13 ns の精度でばらつきが測定できることが示されている [22]。サイン波を使用したときと LED を使用したときで補正值が一致していないに関わらず、電荷分解能の改善率がほぼ同じ結果なのは、サイン波を使用した場合も 0.13 ns 程度のずれがあるためと考えられる。

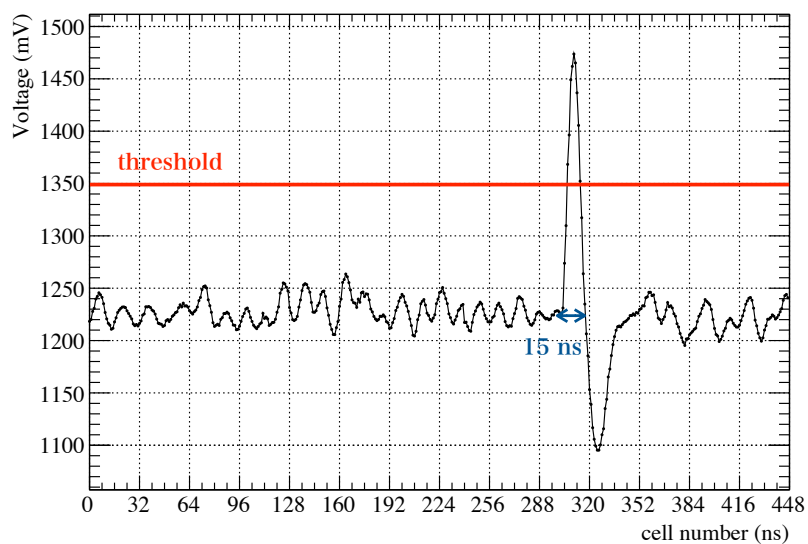


図 5.14 電荷分解能の測定に使用した波形の例。電荷分解能は波形を積分し、その平均と標準偏差の関係から決定した。積分範囲は閾値を 1350 mV とし、閾値を超えた 3 ns 前から 15 ns の間に設定した。

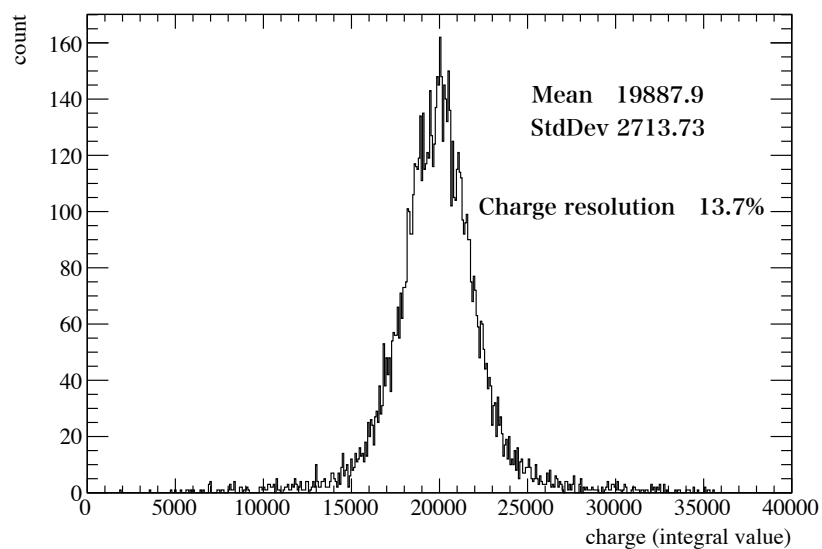


図 5.15 サンプルングタイミングの補正前の測定電荷の分布。標準偏差を平均で割った値を電荷分解能とし、補正前の電荷分解能は 13.7% である。

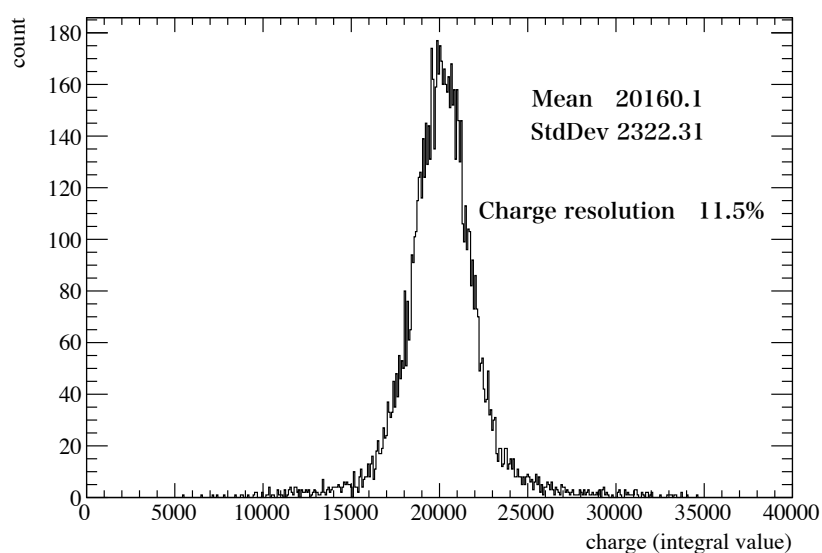


図 5.16 50 MHz サイン波で測定したサンプリングタイミングのずれによる補正後の測定電荷の分布。補正によって電荷分解能は 13.7% から 11.5% となり 2.2% ポイント改善された。

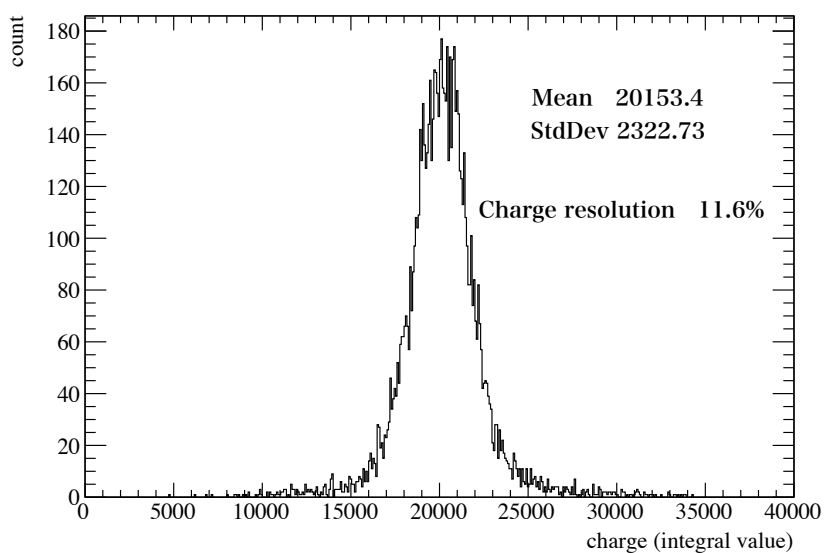


図 5.17 30 MHz の LED の発光で測定したサンプリングタイミングのずれによる補正後の測定電荷の分布。補正によって電荷分解能は 13.7% から 11.6% となり 2.1% ポイント改善された。これはサイン波を使用して補正値を決定したときと同程度の改善である。

5.4 波形解析

5.4.1 波形解析の目的

SiPM の出力は図 4.4 に示すように光電子を検出したあと、オフセット電圧に下がるまでに数十 ns 程度かかる。この間に次の光電子が検出されると、本来の 1 光電子検出時の出力より大きく出力されてしまい、正しい 1 光電子検出時の波高値が決定できない。そのため、波形解析によって波形の重なりを分離することで波高値を正確に決定する。SiPM の 1 光電子のゲイン特性とオプティカルクロストーク発生確率の評価は、図 5.28 に示すように波高分布をガウス関数でフィットして行う。波高分布はある時間幅での最大波高値を取り出して作成する。このとき、図 5.23 の左図のように波高値の分離がよくなると、ガウス関数のフィット精度も悪化する。そのため、ゲイン特性やオプティカルクロストーク発生確率を精度よく評価するには、波形解析によって波高値の分離を改善しフィットの精度をよくすることが重要である。

5.4.2 デコンボリューション

本研究では波形解析にデコンボリューション（逆畳み込み）を用いた。デコンボリューションとは、図 5.20 の左図に示すような出力される波形から、図 5.20 の右図に示すようなデルタ関数状の波形を得ることである。デコンボリューションは図 5.20 に示すように重なっていた波形を分離するのに有効であり、波形が分離されることで波高値が正確に決定できる。ここではデコンボリューションについて説明する。以下、連続的な波形を示す時は $()$ （例： $f(t)$ ）、サンプリングによって得られるような離散的な波形を示す時は $[]$ （例： $f[j]$ ）を用いる。

デコンボリューションは高速フーリエ変換（FFT）を用いて周波数領域で行うことで容易になる。波形 $f(t)$ に対してフーリエ変換と逆フーリエ変換を、

$$F(\omega) \equiv \int dt f(t) e^{-i\omega t} \quad (5.4)$$

$$f(t) \equiv \frac{1}{2\pi} \int d\omega F(\omega) e^{+i\omega t} \quad (5.5)$$

と定義する。2 関数 $f_1(t)$ と $f_2(t)$ の演算

$$g(t) = \int dt' f_1(t') f_2(t-t') \equiv f_1 * f_2 \quad (5.6)$$

を $f_1(t)$ と $f_2(t)$ の畳み込み（convolution）という。式 (5.6) の両辺をフーリエ変換すると、

$$G(\omega) = X_1(\omega) \times X_2(\omega) \quad (5.7)$$

が成り立つ。これを畳み込み定理という。離散的な波形データ $f[j]$ についても、離散フーリエ変換と逆フーリエ変換を、

$$F[k] \equiv \sum_{j=0}^{N-1} f[j] e^{-2\pi i j k / N} \quad (5.8)$$

$$f[j] \equiv \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} F[k] e^{+2\pi i j k / N} \quad (5.9)$$

と定義すると、同様に式 (5.10) に示すように畳み込み定理が成り立つ。

$$G[k] = F_1[k] \times F_2[k] \quad (5.10)$$

図 5.20 の左図に示すような SiPM の波形 $s(t)$ は、図 5.20 の右図に示すような δ 関数状の入力 $x(t)$ を図 5.21 に示すパルス波形 $r(t)$ で畳み込んだものと考えられる。SiPM の波形は線形のため、

$$\begin{aligned} s(t) &= \sum_m a_m x(t - t_m) = \sum_m \int dt' a_m r(t - t') \delta(t' - t_m) \\ &= \int dt' \left(\sum_m a_m \delta(t' - t_m) \right) r(t' - t) \\ &= x * r \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$x(t) = \sum_m a_m \delta(t - t_m) \quad (5.12)$$

と表される。ここで a_m は時刻 t_m に検出された光電子数に対応する。測定によって得られるのは、サンプリングされた離散的な値でなので、これを周波数領域で考えると

$$S[j] = X[j] \times R[j] \quad (5.13)$$

$$\therefore X[j] = \frac{S[j]}{R[j]} \quad (5.14)$$

となる。すなわち、応答関数 $r(t)$ を測定した波形から決定することで、デルタ関数状の入力 $x(t)$ が得られるというのがデコンボリューションであり、波形の重なり分離に有効である。

デルタ関数状の結果を得るためには、各周波数の強度を全周波数領域で正しく決定する必要がある。しかし、測定によって得られる波形にはノイズが含まれており、応答関数には含まれない高周波成分まで存在する。また、測定で得られる波形は有限のデータ点であり、フーリエ変換を行う際は図 5.18 の右図に示すように得られた波形が繰り返されるとして行われるため、赤点線に示すように両端のデータで不連続になってしまう問題が生じる。このような影響でデコンボリューションの結果高周波成分を過剰に決定してしまう。そのため、任意の関数で高周波成分をカットし、この影響を抑制する。任意の関数には元の応答関数よりパルスの幅が小さいものを選ばれる。これは元の応答関数よりパルスの幅が太いものを用いると、デコンボリューション後の波形も幅を持ってしまう波形の重なりが分離されなくなってしまうためである。ここでよく用いられるのはブラックマン窓関数と呼ばれる関数で、次の式で与えられる。

$$BW(t; \tau_{BW}) = \begin{cases} 0.42 - 0.5 \cos(2\pi t / \tau_{BW}) + 0.08 \cos(4\pi t / \tau_{BW}) & (0 < t < \tau_{BW}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.15)$$

本研究でもこのブラックマン窓関数を採用した。ブラックマン窓関数は、図 5.19 の右図に示すように高周波ほど大きく減衰させる周波数特性を持つ。また、デコンボリューション後の波形は図 5.19 の左図に示すように $t = \tau_{BW}/2$ にピークを持つ形をしている。 τ_{BW} はブラックマン窓関数の幅を決めるパラメータで、大きくなるほど低い周波数まで減衰され、波形解析の時間分解能と信号ノイズ比 (S/N) に関係する。

ここではまず、オシロスコープで取得した波形を使用して解析手法を確立した。オシロスコープによって取得した波形によるデコンボリューションの例を図 5.20 に示す。図 5.20 の左図に示すように記録した波形では波形が重なっているのに対して、図 5.20 の右図に示すデコンボリューション後の波形では重なりが分離されている。これによって、波高値の決定が正しく行える。

次に TARGET を使用して SiPM の波形を取得し、デコンボリューションを行った例を図 5.22 に示す。オシロスコープ使用した場合と比較するとデコンボリューション後の波形がデルタ関数のように細くなっておらず、デコンボリューションによる効果が少ないように見える。しかし、ノイズ成分が小さくなり波高値を決定しやすくなっており、図 5.23 に示すように各光電子出力の分離がデコンボリューションによって改善されている。デコンボリューションの効果が少ない理由としては、ノイズが大きいため S/N をよくするためにデコンボリューション後の波形に幅を持たしているからと考えられる。また、TARGET では波形整形を行っているため、あらかじめ波形の重なりは小さくなって

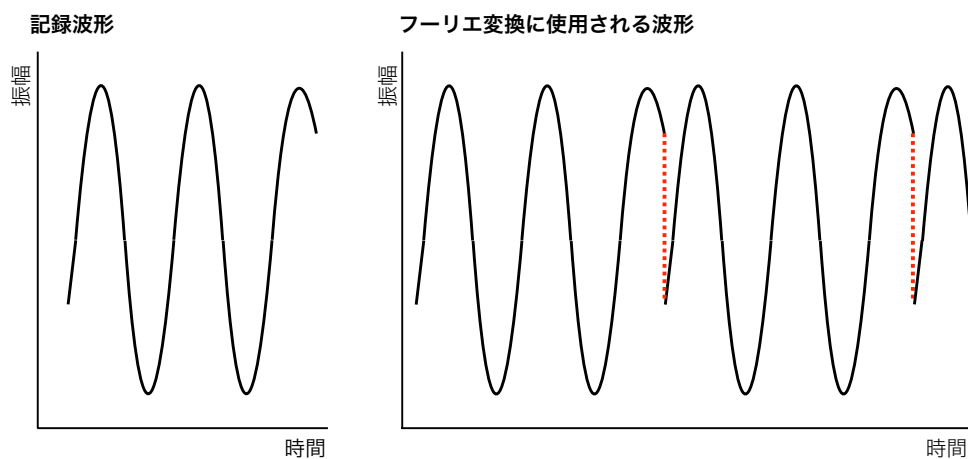


図 5.18 有限のデータを用いてフーリエ変換を行う際の影響。左図に示すように記録される波形は有限のデータ点のため、フーリエ変換を行う際に左図の波形が繰り返されるとして処理される。すると右図の赤点線に示すような不連続な点が生じ、実際の波形には存在しない高周波成分が現れてしまう。

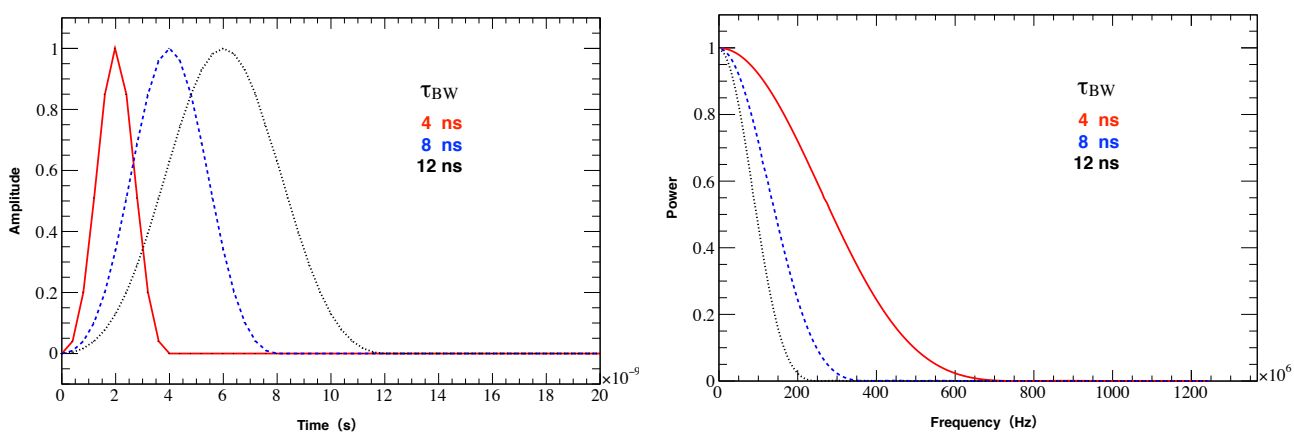


図 5.19 ブラックマン窓関数の波形（左図）と周波数特性（右図）。右図に示すように τ_{BW} に応じて減衰される周波数が変化する。 τ_{BW} が小さいほど高周波成分が残り、デコンボリューション後の波形は左図に示すように細くなる。

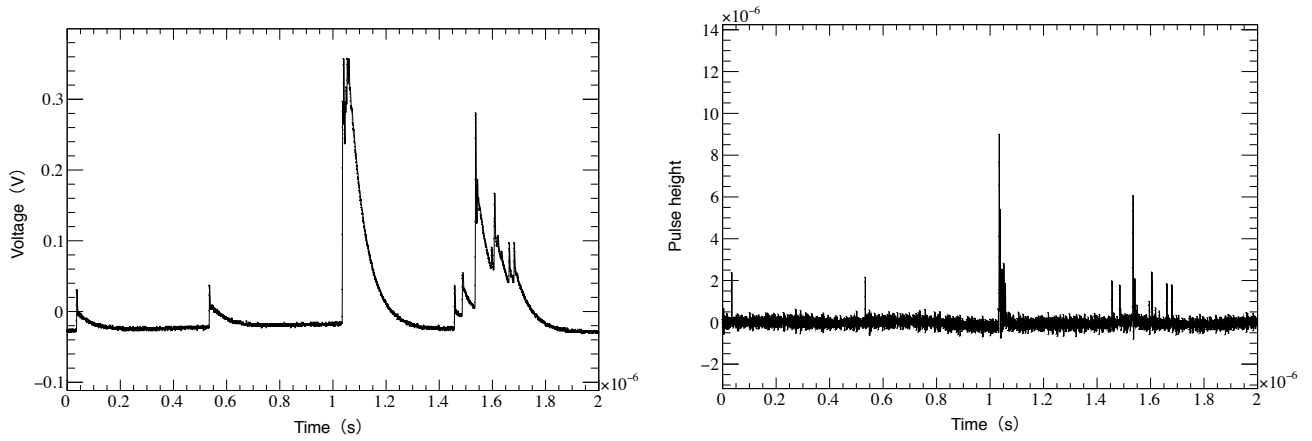


図 5.20 オシロスコープを用いて記録した SiPM の出力波形へのデコンボリューション適用例。左図はオシロスコープで記録した SiPM の出力波形である。右図は左図の波形のデコンボリューション後の波形である。左図では波形が重なっているが、右図のデコンボリューション後の波形では波形が分離されている。このように波形が分離されることによって波高値の決定が容易になる。また、このときの応答関数は図 5.21 の波形を用いている。

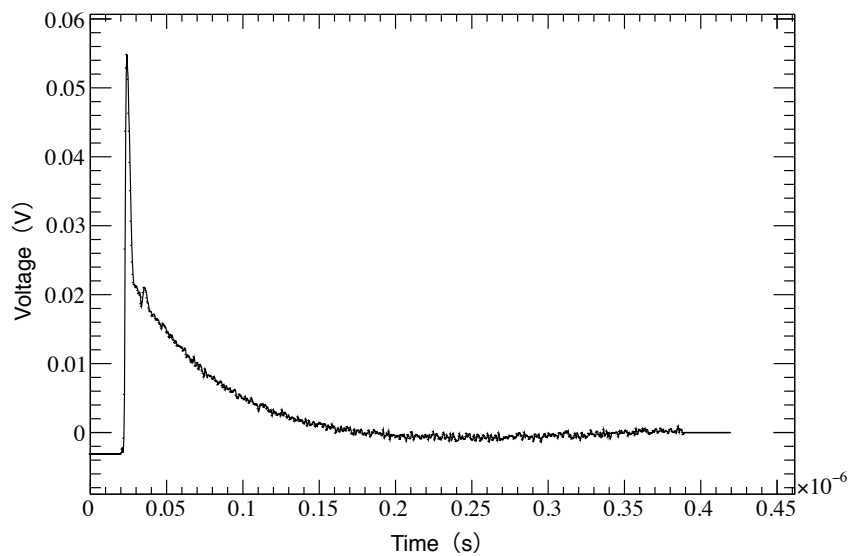


図 5.21 デコンボリューションに使用した応答関数。この応答関数は 1 光電子検出時の波形を平均して作成した。

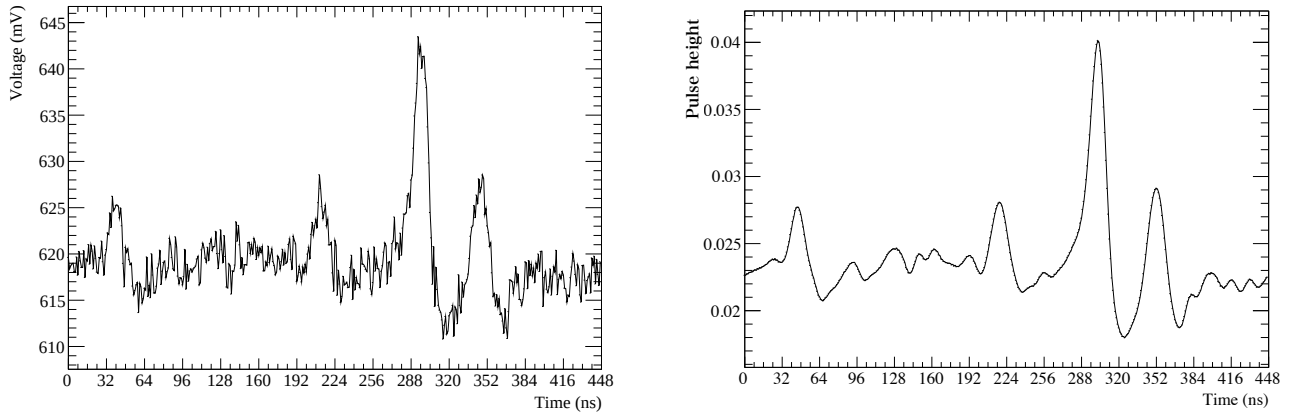


図 5.22 TARGET で取得した SiPM の波形 (左)。デコンボリューション後の波形 (右)。デコンボリューションによってノイズが軽減され波高値の決定が正確にできる。図 5.14 に示した波形とノイズの形状が異なる。これは図 5.14 ではファンクションジェネレータからの波形を TARGET に入力するために入力用の回路を使用していることが原因と考えられる。

いる。TARGET は現在も改良が進められており、今後ノイズが低減されることが考えられる。ノイズが低減されるとデコンボリューション後の波形をさらに細くしても波高値の分離が可能となり、波形の重なりが改善されることが考えられる。

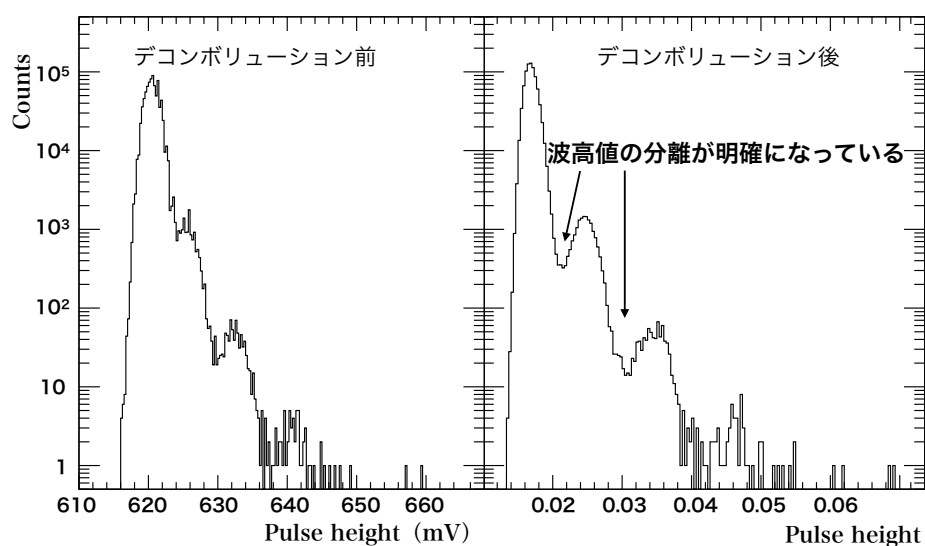


図 5.23 デコンボリューションの有無による波高分布の比較。デコンボリューションによって各光電子出力の分離が明確になっている。これによって、図 5.28 に示すように各光電子出力ごとにフィットする際の精度が向上する。

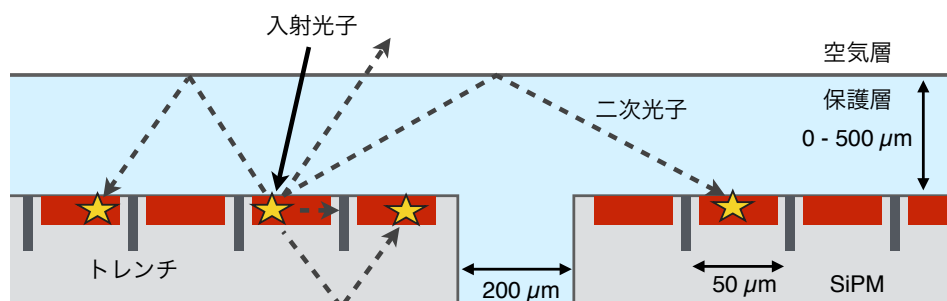


図 5.24 オプティカルクロストークの発生経路。アバランシェ増幅中に発生した二次光子は点線で示すような経路で他の増幅セルで検出される。増幅セル間にトレンチと呼ばれる溝を設置することで二次光子が直接周囲の増幅セルで検出されるものを低減している。

5.5 SiPM のオプティカルクロストーク発生確率の較正

5.5.1 オプティカルクロストークの概要

SiPM は高い光検出効率を持つが、一方で単一光電子を複数光電子として検出してしまうオプティカルクロストークが発生する。オプティカルクロストークとは、アバランシェ増幅中に発生した二次光子を他の増幅セルで検出してしまう現象である。この二次光子はアバランシェ増幅中の電子の再結合によって放出される。そのため SiPM の増倍率を上げると電子の数が増え、二次光子を発生する確率が高くなるため、オプティカルクロストーク発生確率は電圧依存性を持つ。オプティカルクロストークによって入射光子数を決定する際、光電子数を多く見積もってしまうため、この影響を補正する必要がある。図 5.24 に示すようにオプティカルクロストークは、二次光子が直接隣接する増幅セルで検出される場合や、保護層と空気層の境界、SiPM の半導体層の底面で反射されて増幅セルで検出される場合。また、増幅セル付近で生成された電子正孔対によってアバランシェ増倍が発生する場合が考えられる。このうち、直接増幅セルへ入射する成分は、トレンチと呼ばれる溝を増幅セル間に設置することで低減された。また、電子正孔対の生成も二次光子が大角度で発生するものはトレンチによって低減されている。

5.5.2 オプティカルクロストークの評価

先行研究では単一画素の SiPM を使用して、SiPM のオプティカルクロストーク発生確率を評価していた [21]。本研究では、TARGET を用いて 64 画素の SiPM の信号を同時に記録し、64 画素一括でオプティカルクロストーク発生確率を測定した。また、波形解析は SiPM の波形の重なりを分離するため、ノイズ特性を確認し、最適なフィルターを作成していた [21]。本研究では節 5.4.2 で述べたデコンボリューションを導入することで、全ての画素で解析手法を統一した。

オプティカルクロストーク発生確率は図 5.25 に示すような波高分布から各光電子数を検出する確率を推定することで評価する。波高分布はある時間幅の中での最大波高値を選択し、ヒストグラムに詰めることで作成する。このときの時間幅は先行研究を踏襲し 10 ns とした [21]。ここでの時間幅は長すぎると一つの時間幅内に複数の光電子を検出した波形が含まれてしまう。このような時は、より多くの光電子が検出された波形の波高値を選択し、光電子数が少ないイ

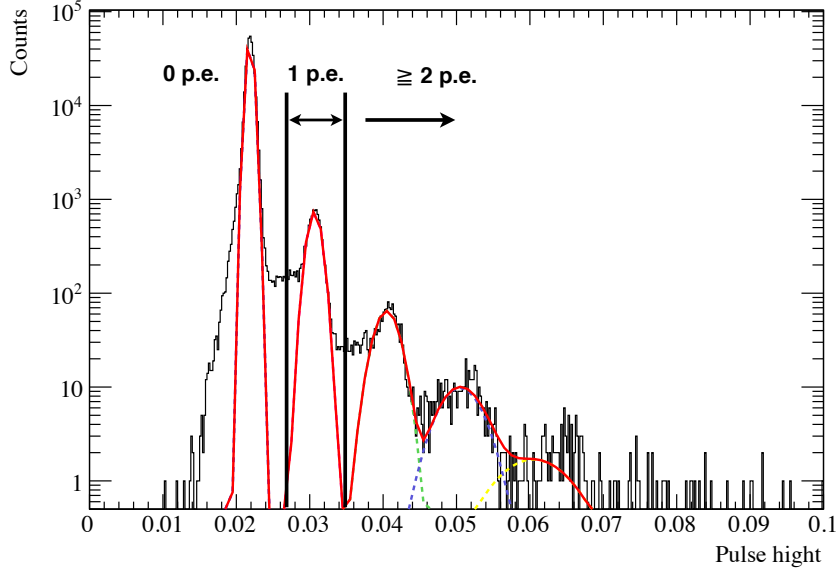


図 5.25 フィットしたガウス関数が重なっていない時の各光電子数の決定方法。ガウス関数では、0 から 1 光電子と 1 から 2 光電子の間に計数できないため、ヒストグラムを積分して確率を決定する。

メントが考慮されなくなり、各検出光電子数の確率が正しく決定できなくなる。TARGET で SiPM の信号を記録した波形は図 5.22 に示すような形をしているため、10 ns の間に複数の波形が含まれる確率は低いと考えられる。オプティカルクロストーク発生確率の評価に用いる波高分布は光を照射していない状態のダークカウントで作成した。ダークカウントは時間軸上で指数分布に従って発生し、ある測定時間中に発生するダークカウントの計測数はポアソン分布となる。ダークカウントで 2 光電子以上が検出されるのは、オプティカルクロストークによって 1 光電子が増幅されたもの、もしくはダークカウントが偶然重なった時の 2 通りが考えられる。ダークカウントがポアソン分布に従うとし、ダークカウントによって偶然重なる確率を補正するとオプティカルクロストーク発生確率 R は、

$$\frac{N_{>1.5 \text{ p.e.}}}{N_{\text{all}}} = RP(1) + P(2) + P(3) + \dots \quad (5.16)$$

$$R = \frac{N_{>1.5 \text{ p.e.}}}{N_{\text{all}}} - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^3}{6} \quad (5.17)$$

と決定できる。ここで、 $N_{>1.5 \text{ p.e.}}$ は 1.5 光電子以上のイベント数、 N_{all} は全イベント数である。 $P(1)$ 、 $P(2)$ 、 $P(3)$ は 1 光電子、2 光電子、3 光電子の検出確率である。また、 λ は平均検出光電子数である。ダークカウントにおける平均検出光電子数は 1 より小さいため、 λ^4 以上は十分小さく無視できるとした。平均検出光電子数はオプティカルクロストークの影響を受けない 0 光電子の確率から式 (5.19) によって決定した。

$$P(0) = e^{-\lambda} \quad (5.18)$$

$$\lambda = -\log P(0) \quad (5.19)$$

各光電子数の確率はフィットしたガウス関数が図 5.28 のように各光電子数で重なっているときはフィット関数を積分して確率を決定した。SiPM のゲインを上げると図 5.25 に示すように 0 から 1 光電子や 1 から 2 光電子の間にガウス関数では説明できない成分が見られる。そのため、ヒストグラムを積分して各光電子数の確率を決定した。このとき、ヒストグラムの積分範囲の決定方法は 0 から 1 光電子の間と 1 から 2 光電子の間で異なる。0 から 1 光電子の間のイベントはアフターパルスと呼ばれる現象によるものと考えられる。アフターパルスは、アバランシェ増幅で生じた電子

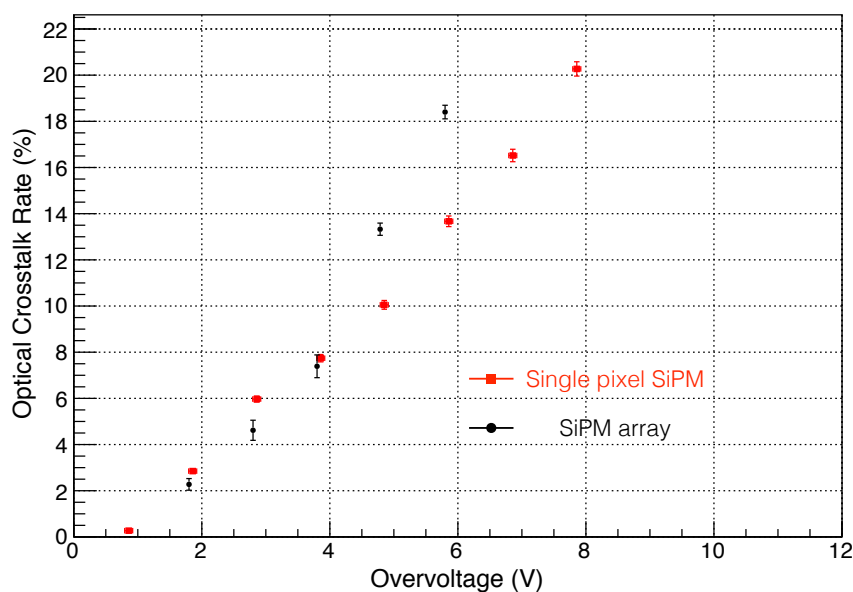


図 5.26 SiPM アレイ（黒丸）と単一画素 SiPM（赤四角）の超過電圧に対するオプティカルクロストーク発生確率。SiPM アレイでも超過電圧に比例して発生確率が上昇する傾向が見られる。

がシリコン結晶中の格子欠陥に一時的に捕獲され、この電子が数 ns 後に放出され再びアバランシェ増幅を起こす現象である。アバランシェ増幅を起こした直後の APD は増倍率が回復しておらず、1 光電子の出力に満たない信号が出力される。このようなイベントは本来の光電子が検出されるタイミングではないので 0 光電子のイベントとする。1 から 2 光電子の間のイベントは、波形が重なっていることで生じる。このようなイベントを 1 光電子と 2 光電子に分けることは困難である。そのため、フィットで推定した 1 光電子と 2 光電子の平均波高値から、1.5 光電子に相当する波高値を中心にして半分に分けて計算した。図 5.26 に示すようにオプティカルクロストーク発生確率は超過電圧を上げることで増加している。これは増倍率が高いほど二次光子の発生確率が高くなるためと考えられ、期待される結果である。64 画素の測定を行った結果、図 5.27 に示すように各画素のオプティカルクロストーク発生確率は 1% ポイント程度のばらつきで揃っていることを初めて確認した。

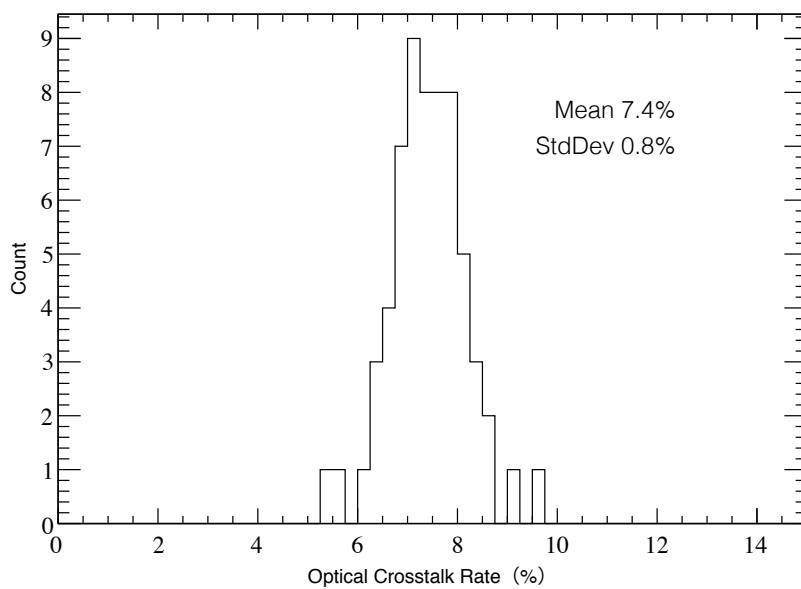


図 5.27 印加電圧 57 V の時の SiPM アレイのオプティカルクロストーク発生確率の 64 画素の分布。約 1% ポイント程度のばらつきで揃っている。

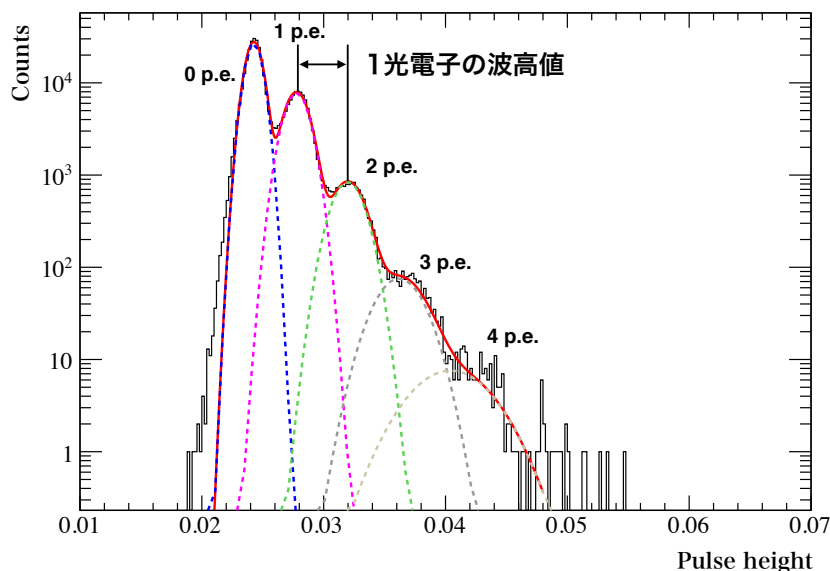


図 5.28 波高分布から 1 光電子の波高値を決定する方法。各光電子ごとにガウス分布でフィットし平均値を求める。1 光電子と 2 光電子の平均値の差を 1 光電子の波高値とする。

5.6 ゲイン特性の較正

5.6.1 1 光電子のゲイン

焦点面カメラに搭載される多数の SiPM には個体差が存在する。観測時には SiPM の波高値にトリガー閾値を設定するため、多数の SiPM のゲインを揃える必要がある。そこで、全チャンネルのゲイン特性を評価する方法を確立する。ゲイン特性は印加電圧ごとの 1 光電子検出時の波高値を測定することで行い、波形解析には節 5.4.2 で述べたデコンボリューションを使用した。

各光電子数の波高値は図 5.28 に示すように波高分布をガウス関数でフィットして決定している。ここで波高分布はある時間 Δt の間の最大波高値を測定して作成しているため、光電子が検出されていないときの波高値は大きく測定してしまっていると考えられる。したがって、図 5.28 に示すように 1 光電子検出時の波高値は波高分布の 1 光電子検出時の波高値のピークと 2 光電子検出時の波高値のピークの差から決定した。印加電圧ごとに波高分布を作成し、1 光電子の波高値を決定し、ゲイン特性を決定した。その結果を図 5.29 に示す。波高値がゼロになる電圧が降伏電圧であり、SiPM の光検出効率とオプティカルクロストーク発生確率は降伏電圧からの超過電圧に依存する [21]。この波高値をもとにゲインの調整、トリガー閾値の設定を行う。

5.6.2 出力波形と検出光電子数の関係

大気チェレンコフ光の光量は入射ガンマ線のエネルギーに比例するため、エネルギー分解能 10% 以下で入射ガンマ線のエネルギーを決定するためには入射光子数を正確に決定する必要がある。電磁シャワーから放出されるチェレンコフ光の発光は数 ns の時間幅が存在するため、出力波形の波高値から正確に入射光子数を決定するのは困難である。これは光子の検出タイミングがずれることで、SiPM の出力が揃わず波高値が低くなるためである。そこで入射光子数の

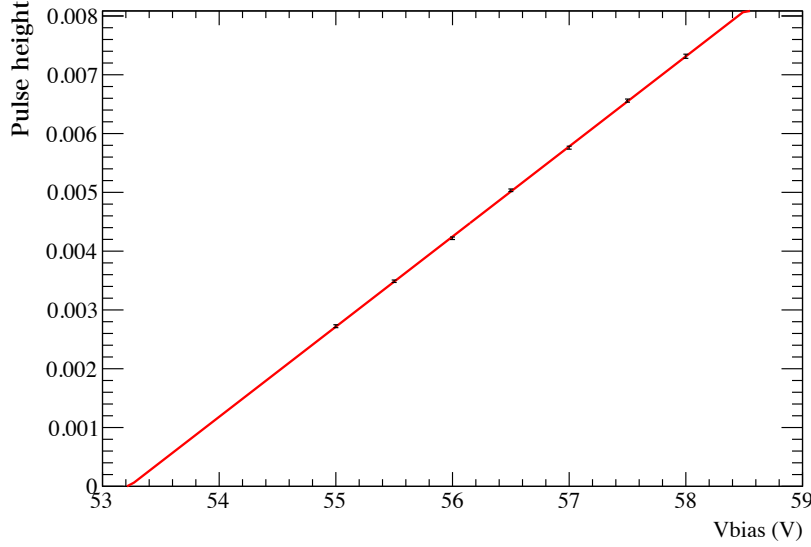


図 5.29 印加電圧に対する 1 光電子の波高値。波高値がゼロになる電圧が降伏電圧である。印加電圧に比例して波高値が大きくなる。この関係をもとに印加電圧、トリガー閾値を決定する。

決定には出力波形の積分値を用いる。絶対光量の較正は望遠鏡搭載後に μ 粒子によって生じるチェレンコフ光を用いる。超高速の μ 粒子によって生じるチェレンコフ光の光量は既知のため絶対光量の較正ができる。しかし、 μ 粒子による較正はイベントごとに行うため、個々の画素を較正できない。そのため、画素間の相対的な較正はあらかじめ必要であり、ここでは各画素の出力波形の積分値と検出光電子数の関係を決定することで、画素間の相対的な較正とする。また、SiPM の光検出効率約 50% 程度であるため、入射光子数と検出光電子数は異なる数となる。

波形記録回路や増幅器、SiPM のゲインは完全に線形ではなく、非線形性が存在するため、出力波形から入射光子数を正確に決定するには、これらの非線形性を補正する必要がある。検出光電子数の決定は、節 5.6.1 では光電子数の少ない領域で行っていたため、波高値が光電子数ごとに分離可能だった。しかし、光電子数が増加するとゲインのばらつきから波高値が分離できなくなる。SiPM の出力波形の波高値にはノイズに加えて、ゲインのばらつきが存在する。このゲインのばらつきは検出光電子数が増え、その足し合わせで増加する。そのため、検出光電子数が増え、波高分布の分離が困難となる。また、望遠鏡を設置する現地では、較正された光源が使用できないことも考えられる。そこで本研究では、較正された光源を必要としない手法によって、出力波形と検出光電子数の関係を決定する。

波高値が分離できない領域では出力波形の平均と標準偏差の関係から検出光電子数を推定する。検出光電子数の分布が平均 $\langle N_{p.e.} \rangle$ のポアソン分布に従い、そのばらつき $\sqrt{\langle N_{p.e.} \rangle}$ の間ではゲインは線形であるとする、出力波形の積分値の平均 μ と標準偏差 σ は、

$$\mu \pm \sigma = \langle \text{Gain} \rangle \cdot \langle N_{p.e.} \rangle \pm \frac{d\mu}{dN_{p.e.}} \sqrt{\langle N_{p.e.} \rangle} \quad (5.20)$$

となる。標準偏差 σ から各 $N_{p.e.}$ でのゲインの傾き $d\mu/dN_{p.e.}$ を決定し、光量を変化させ測定を繰り返すことで各 $N_{p.e.}$ に対するゲインを推定した。 $N_{p.e.}$ の初期値は波高積分値が分離できる領域で決定し、次のデータ点の光電子数は直前の $d\mu/dN_{p.e.}$ から推測した。例えば、ある光電子数 N_1 に対する出力の平均値と標準偏差がそれぞれ μ_1 、 σ_1 となると、

$$\frac{d\mu}{dN_{p.e.}} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N_1}} \quad (5.21)$$

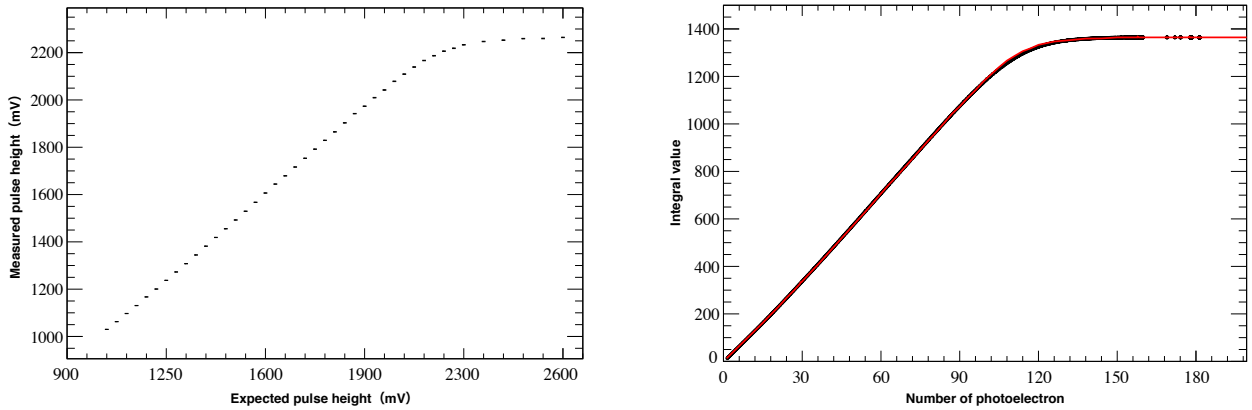


図 5.30 ファンクションジェネレータからの入力電圧を一定の電圧ごとに变化させたとき、TARGET で記録した波高値の関係（左）。オフセット電圧を 900 mV に設定し、ファンクションジェネレータの入力電圧を変化させている。カメラモジュールは増幅器を通した後、TARGET へ信号を入力するため実際の入力電圧と横軸の予測される電圧値は異なる。波高値が 2200 mV を超えると飽和し、電圧値が正しく記録できなくなっている。左図のゲイン特性（赤実線）を仮定したとき、平均と標準偏差の関係から推定した数値計算の結果（黒丸）（右図）。1 光電子の波高値が 12 mV として波形を入力している。120 光電子のとき左図の 2340 mV に対応する。設定したゲイン特性（赤実線）をよく再現できている。

となる。このとき、次のデータ点の平均と標準偏差がそれぞれ μ_2 、 σ_2 とすると、この点での $N_{p.e.}$ は、

$$N_{p.e.} = N_1 + \frac{(\mu_2 - \mu_1)\sqrt{N_1}}{\sigma_1} \quad (5.22)$$

と推定される。ここで $\langle \text{Gain} \rangle$ は 0 から $\langle N_{p.e.} \rangle$ までのゲインの平均である。この方法では焦点面カメラ全体に光を照射することで全画素一括で校正が可能であり、望遠鏡に搭載した状態でも焦点面カメラに備えられている LED フラッシュャーを用いて校正が可能である。

前述したようにこの方法では、入射光子数のばらつき $\sqrt{\langle N_{p.e.} \rangle}$ の中では $d\mu/dN_{p.e.}$ が一定であると仮定している。そのため、ゲインが急激に変化するような状況では正しく決定することは困難と予測される。そこで波形記録回路と増幅器の非線形をファンクションジェネレータからの入力を用いて推定し、上記の方法でゲイン特性が再現できるか数値計算で確認した。図 5.30 の左図はファンクションジェネレータから入力した電圧値と、TARGET で記録した電圧値の関係を示す。TARGET の記録電圧値は約 2200 mV で飽和しており、その領域ではゲインの変化が大きいことがわかる。図 5.30 の左図のようなゲイン特性を持つと仮定したときに、平均と標準偏差の関係から正しくゲイン特性が再現できるのかを数値計算で確認した。その結果を図 5.30 の右図に示す。数値計算によって決定したゲイン特性と設定したゲイン特性の各光電子数ごとの比を図 5.31 に示す。90 光電子以下では 1% 以下の精度で一致しているが、120 光電子付近ではずれが大きくなっている。これは飽和の影響を受けると測定した積分値分布の標準偏差が小さくなり、 $d\mu/dN_{p.e.}$ を小さく見積もってしまっていることが原因と考えられる。完全に飽和する 150 光電子より少ない領域では、平均と標準偏差の関係から推定した光電子数が 2% 以下の精度で一致している。このことから、出力波形の平均と標準偏差から $N_{p.e.}$ に対する出力が推定できると考えられる。

SiPM ではオプティカルクロストークが発生するため、検出光電子数の分布がポアソン分布からずれてしまう [25]。そのため、平均と標準偏差の補正が必要である。入射光子数が平均 μ のポアソン分布に従い、オプティカルクロストーク

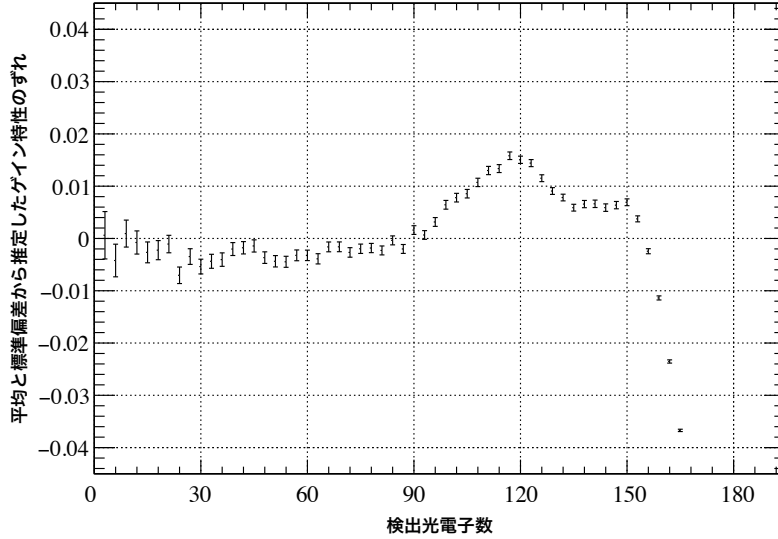


図 5.31 図 5.30 の設定したゲイン特性（赤実線）と数値計算から決定したゲイン特性（黒丸）の各光電子数での比。90 光電子までは 1% 以下の精度で一致している。120 光電子あたりではずれが大きくなっている。これは、ADC の飽和の影響を受けているためと考えられる。

クが確率 p で発生するとき、検出光電子数の平均 μ' と標準偏差 σ' は、

$$\begin{aligned}\mu' &= \mu \{ (1-p) + 2p(1-p) + 3p^2(1-p) + \dots \} \\ &= \frac{\mu}{1-p}\end{aligned}\quad (5.23)$$

$$\begin{aligned}\sigma' &= \sigma \{ (1-p) + 4p(1-p) + 9p^2(1-p) + \dots \} \\ &= \sigma \cdot \frac{\sqrt{1+p}}{1-p}\end{aligned}\quad (5.24)$$

となる。したがって、式 (5.20) は、

$$\mu \pm \sigma = \langle \text{Gain} \rangle \cdot \frac{\langle N_{\text{p.e.}} \rangle}{1-p} \pm \frac{d\mu}{dN_{\text{p.e.}}} \cdot \frac{\sqrt{N_{\text{p.e.}}(1+p)}}{1-p} \quad (5.25)$$

と書き直される。オプティカルクロストーク発生確率は節 5.5.1 章で述べた方法で別途決定する。式 (5.25) を用いて決定した検出光電子と出力波形の積分値の関係を図 5.32 に示す。約 110 光電子まで積分値との関係が決定できている。このときの 1 光電子の波高値は約 12 mV であり、基準電圧は 900 mV に設定している。図 5.30 から TARGET の記録可能電圧の最大は約 2250 mV なので、測定可能範囲は約 1350 mV である。したがって、約 110 光電子まで測定できるのは予測と一致している。

次に図 5.32 に示した結果が正しいのかの検証を行う。本測定では回転式の ND フィルターを使用して光量を調整している。図 5.33 にその測定系を示す。光量の調整はシグマ光機社の回転式 ND フィルター（VND-U）を用いて行った [26]。そこで、ND フィルターの減衰率を測定し、その結果を用いて入射光量を推定する方法をとる。この光を図 5.32 の関係を用いて出力の積分値から検出光電子数を決定し、ND フィルターの回転角度から推測される光量と一致するのかが検証した。ND フィルターは回転させることで減衰率を調整でき、この回転の制御はシグマ光機社の自動回転ステージで行った。

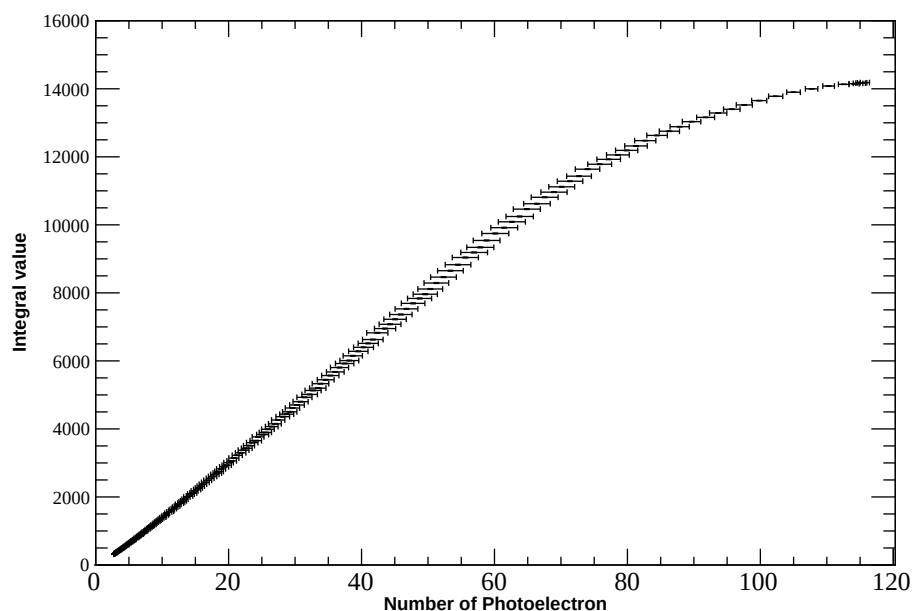


図 5.32 LED の発光の平均と標準偏差から決定した検出光電子数と出力波形の積分値の関係。約 110 光電子まで積分値との関係が決定できている。このときの測定可能電圧の範囲は 1350 mV 程度であり、1 光電子の波高値は約 12 mV である。このことから約 110 光電子で飽和することは期待される結果である。

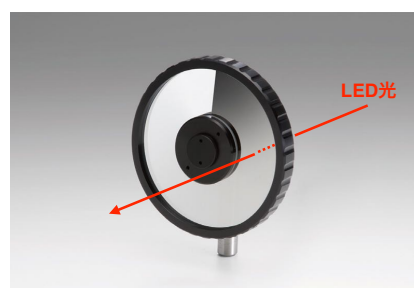
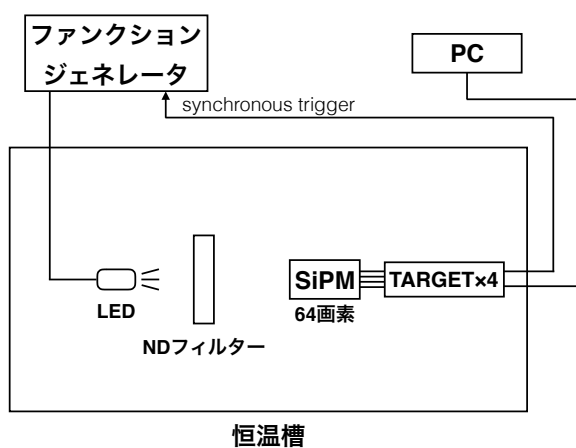


図 5.33 測定系の模式図 (左)。回転式 ND フィルター (右) ([26] より転載)。LED からの光は ND フィルターを通して、SiPM に照射する。ND フィルターの回転の制御は自動回転ステージによって行った。

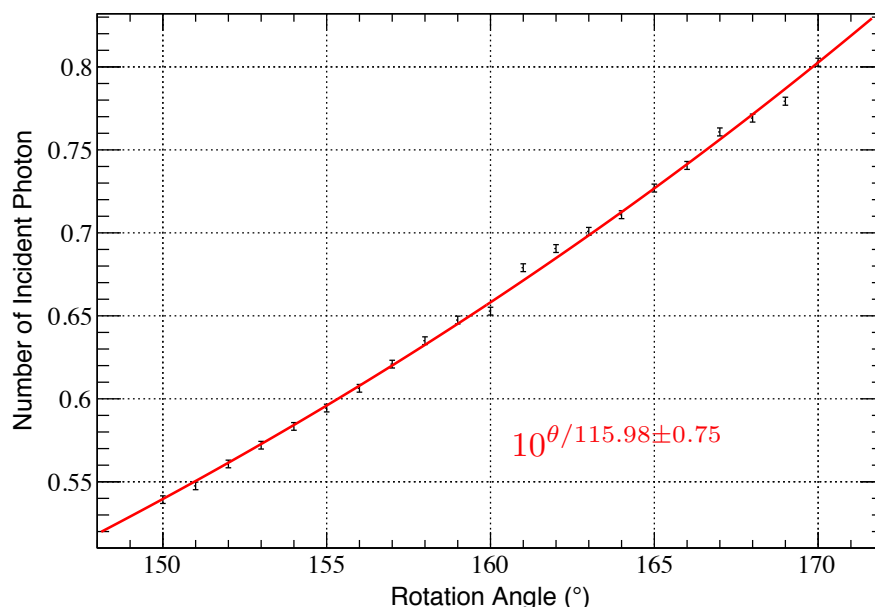


図 5.34 ND フィルターの回転角度と平均検出光電子数の関係。フィットの結果からフィルターを 115.98 度回転させると光量が 10 倍になる。

ND フィルターの減衰率はフィルターの回転角度に対する平均検出光電子数の変化から決定した。このときオプティカルクロストークの影響を受けないゼロ光電子数のイベント数から平均検出光電子数を決定する。平均検出光電子数の決定は、節 5.5.1 章で述べた方法と同様に行なった。フィルターの回転角度と平均検出光電子数の関係を図 5.34 に示す。測定データをフィットして、フィルターの減衰率を推定した結果、115.98 度回転させると光量が 10 倍になることがわかった。この結果を用いてフィルターの回転角度から予測される入射光子数と、図 5.32 の関係を用いて決定した検出光電子数との比を測定した。ここでは、フィルターの回転角度によって減衰率は変化しないと仮定して 150 度から 170 度の値で計算した。図 5.35 にその結果を示す。予測される光子数が 5 光電子から 100 光電子の間では、フィルターの誤差も含めると約 5% の精度で一致している。この光電子数決定の精度は、系統誤差として電荷分解能に影響するため、電荷分解能の要求よりも十分低いことが望まれる。電荷分解能の要求は図 5.36 に示すように 50 光電子の時に約 20%、100 光電子の時に約 10% である [27]。100 光電子では約 5% 程度の精度であるが、ここではフィルターの減衰率の誤差が大きい。また、回転角度が 150 度から 170 度のフィルターの減衰率を代表値として使用したが、他の回転角度で減衰率が一定かを確かめる必要がある。今後、フィルターの減衰率測定の精度を改善し、検出光電子数の決定精度を決定する。図 5.35 では光電子数が 100 を超えた領域で、推測される光電子数からのずれが大きくなっており、図 5.31 でも同じ傾向が見えている。これは ADC の飽和の影響を受ける 100 光電子から 120 光電子の付近では、直前の $d\mu/dN_{p.e.}$ を用いて次の $N_{p.e.}$ を推測するときに $N_{p.e.}$ の見積もりを誤っている可能性がある。ここでは 1 光電子の波高値が約 12 mV で測定したが、実際には 1 光電子の波高値をさらに低く設定すると考えられる。この時は、図 5.35 で 120 光電子に対応している領域が、さらに光電子が多い領域に対応する。電荷分解能の要求値は図 5.36 に示すように、光電子数が増加するほど小さくなるため、要求値に対する光電子数の決定精度が悪くなってしまう。したがって、ADC の飽和の影響を受ける領域での波形積分値との関係の決定精度はさらに良くすることが望まれる。この領域の波形積分値と検出光電子数の関係の決定方法を改善することが今後の課題である。

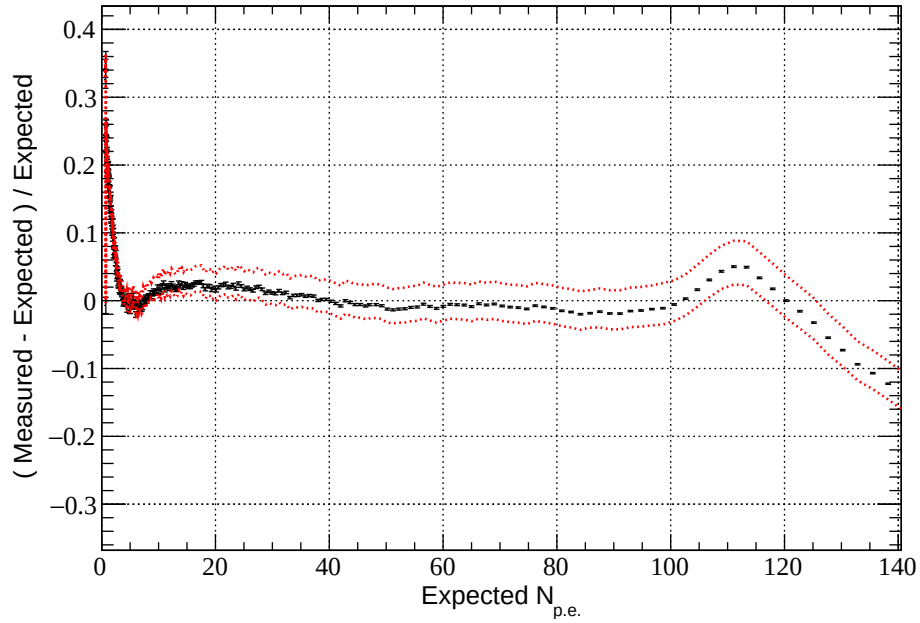


図 5.35 図 5.32 の関係から決定した光電子数とフィルターの回転角度から予測される光子数の比。図 5.34 で決定した減衰率の誤差を点線で示している。

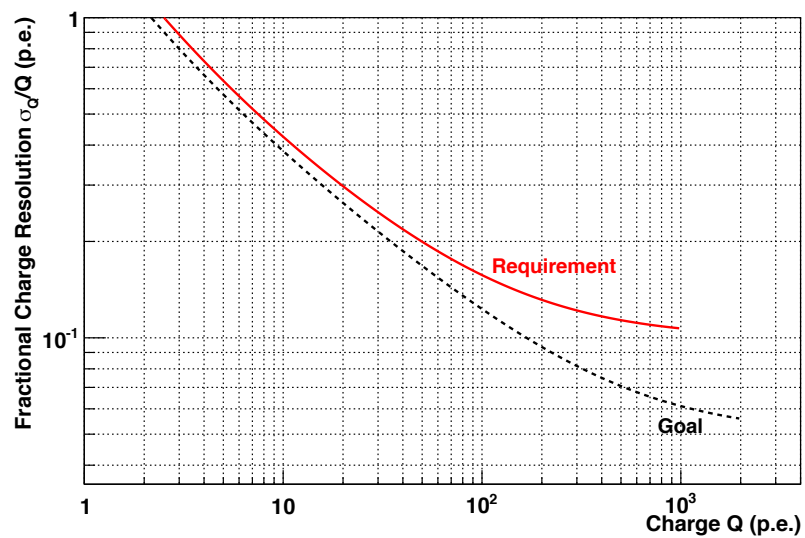


図 5.36 小口径望遠鏡の電荷分解能への要求 [27]。要求値は 50 光電子で 20%、100 光電子で約 10% である。また、要求値とは別に目標値が設定されている。

第 6 章

オプティカルクロストーク発生確率の表面保護層の厚さ依存性

6.1 同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率

先行研究によって、オプティカルクロストーク発生確率が表面保護層の厚さに依存する結果が得られた [28]。先行研究では SiPM の種類や保護層の材質の違いによってオプティカルクロストーク発生確率に違いが生じたことが考えられた。そこで本研究では多画素の SiPM の表面にガラス板を貼り付け、擬似的に表面保護層の厚さを変化させ測定した。ガラス板の貼り付けに使用した光学グリースと、SiPM の表面保護層のシリコンの屈折率はどちらも約 1.5 でほぼ等しいため、ここでは SiPM とガラス板の境界では反射は発生しないと考えた。測定したガラス板厚は 100 μm 、200 μm 、310 μm 、400 μm である。本測定で使用した SiPM の表面保護層は 100 μm の厚さがあるため、実際の SiPM の半導体層から空気層までの厚さは SiPM の表面保護層とガラス板の合計となる。図 6.1 に示すように、オプティカルクロストーク発生確率は厚さ 100 μm のときが最も高く、ガラス板を厚くすることで減少した。これは図 5.24 に示すように、アバランシェ増幅を起こした増幅セルから SiPM 表面の方向へ二次光子が放出され、空気層との境界で反射され SiPM で再検出されているためと考えられる。ガラス板を厚くすることで、二次光子が画素外へ反射される角度範囲が広がるためオプティカルクロストーク発生確率は減少する。この結果は先行研究によって得られた樹脂厚の依存性と同じ傾向である。また、単一画素 SiPM の測定では、表面保護層を 100 μm よりさらに薄くするとオプティカルクロストーク確率が減少する結果が得られている [28]。これは反射された二次光子が同一増幅セルへ反射しているためと考えられる。アバランシェ増幅中の増幅セルは新たな光電子を検出できないため、同一増幅セルに入射するとオプティカルクロストークとして検出されない。

6.2 周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率

節 5.5.2 では保護層を厚くするとオプティカルクロストーク発生確率が低減する、先行研究と同様の樹脂厚依存性が確認できたことを示した。これは SiPM 表面保護層と空気層の境界で二次光子が反射されていることがオプティカルクロストークの主要な原因であると考えたと説明できる。SiPM 表面保護層を厚くすることで、SiPM から放出された二次光子の反射される経路がより遠くなるため同一画素で再検出される確率が低くなるためである。

前節では、表面保護層が厚いと同一画素に反射される角度範囲が狭くなるため、オプティカルクロストークが減少することを確認した。単一画素の SiPM を測定した先行研究では、画素の外に出る二次光子は検出されなかった。しかし、図 5.24 に示すように多画素の SiPM の場合はこの二次光子が周辺画素で検出されると考えられる。このようなオプティカルクロストークが発生しているなら、複数の画素で同時に光電子が検出されるイベントが増加するはずである。TARGET は 64 画素の SiPM の信号を同時に記録することができるため、このようなオプティカルクロストーク

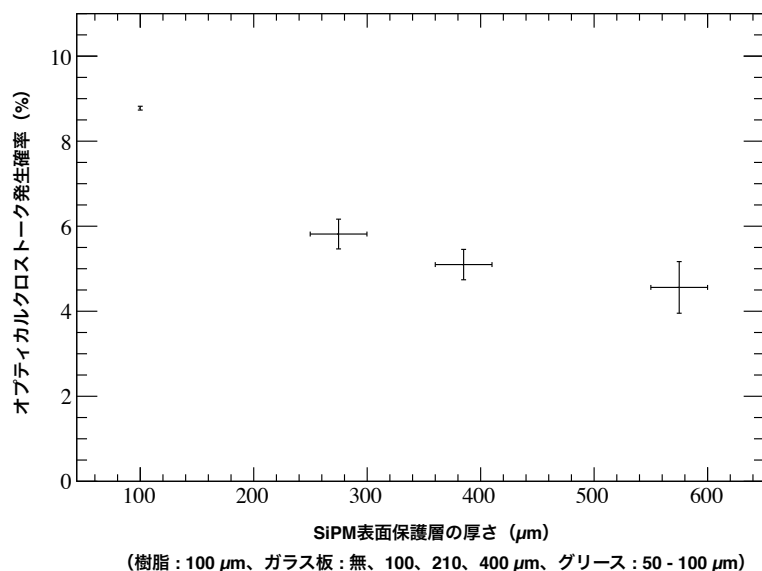


図 6.1 オプティカルクロストーク発生確率の SiPM 表面保護層の厚さ依存性。発生確率は厚さが 100 μm のときに最も高く、厚くすることで低くなっている。表面保護層の厚さはグリースの厚さによる系統誤差が大きい。

が発生しているのか測定できる。周辺画素へオプティカルクロストークが発生している場合、複数の画素で同時に光電子が検出されるイベントが増加すると期待される。

図 6.2 に複数の画素の信号を同時に記録した波形の例を示す。上段は検出時刻の基準とした画素の波形、中段と下段は周辺の画素の波形である。上段と下段は 200 ns 付近、中段は 360 ns 付近に光電子が検出された信号がある。上段と中段では光電子の検出時刻がずれているため、中段の信号は無関係な信号だと考えられる。一方で上段と下段は同時に光電子が検出されている。これは、ダークカウントとそれによって発生したオプティカルクロストーク、もしくは 2 つの独立なダークカウントが偶然ほぼ同時に発生したイベントの 2 通りの可能性がある。基準画素と周辺画素での光電子の検出時間差 Δt を測定すると、 Δt 分布はダークカウントの成分とオプティカルクロストークの 2 つの成分で表される。ある時刻から最初のダークカウントが発生するまでの時間を測定すると、ダークカウントは一定の頻度でランダムに発生するため、 Δt 分布では指数分布に従う。一方でオプティカルクロストークは常にほぼ同時に検出されるため、測定精度程度の広がりを持ったガウス分布となる。したがって、この 2 つを重ね合わせた式 (6.1) で Δt 分布をフィットし、ダークカウントによる重なりを引くことで、オプティカルクロストークによる同時検出イベント数を測定した。

$$f(t) = A \exp\left(-\frac{|t|}{\tau}\right) + \int C \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (6.1)$$

図 6.3 に Δt 分布の例を示す。図 6.3 の左図は基準画素と接している画素の Δt 分布である。一方で図 6.3 の右図は基準画素から離れている画素での Δt 分布である。これらを比較すると、明らかに隣接する画素で同時に検出しているイベントが増加していることがわかる。このことから、周辺の画素へオプティカルクロストークが発生していることがわかった。

この測定では、基準画素からオプティカルクロストークが発生したイベントと、測定画素からオプティカルクロストークが発生したイベントを見分けることができない。したがって、この測定の結果得られる見かけのオプティカルク

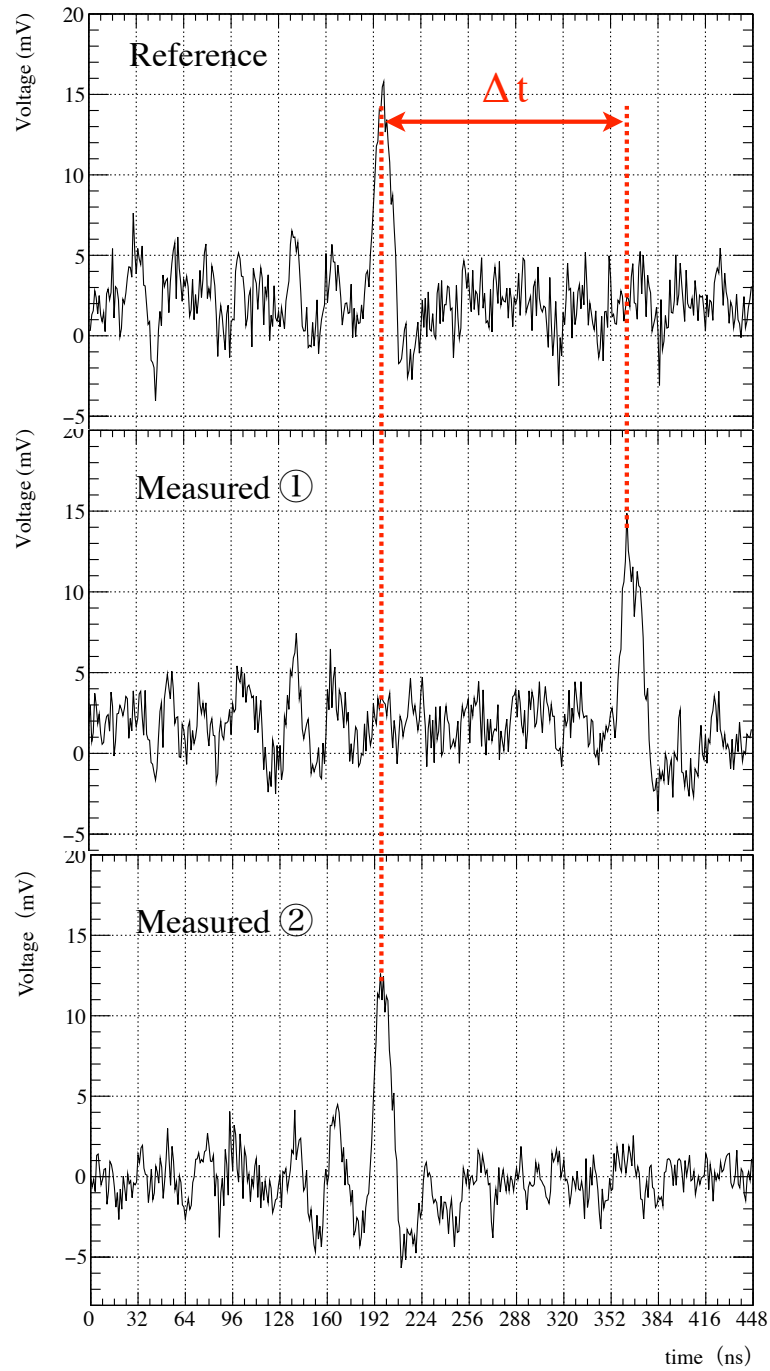


図 6.2 基準画素と周辺画素の波形の例。上段と下段は 200 ns 付近、中段は 360 ns 付近に光電子を検出した信号がある。上段と中段の検出時間はずれているため、ダークカウントと考えられる。上段と下段は同時に検出しているため、オプティカルクロストークまたはダークカウントが偶然重なったものである。

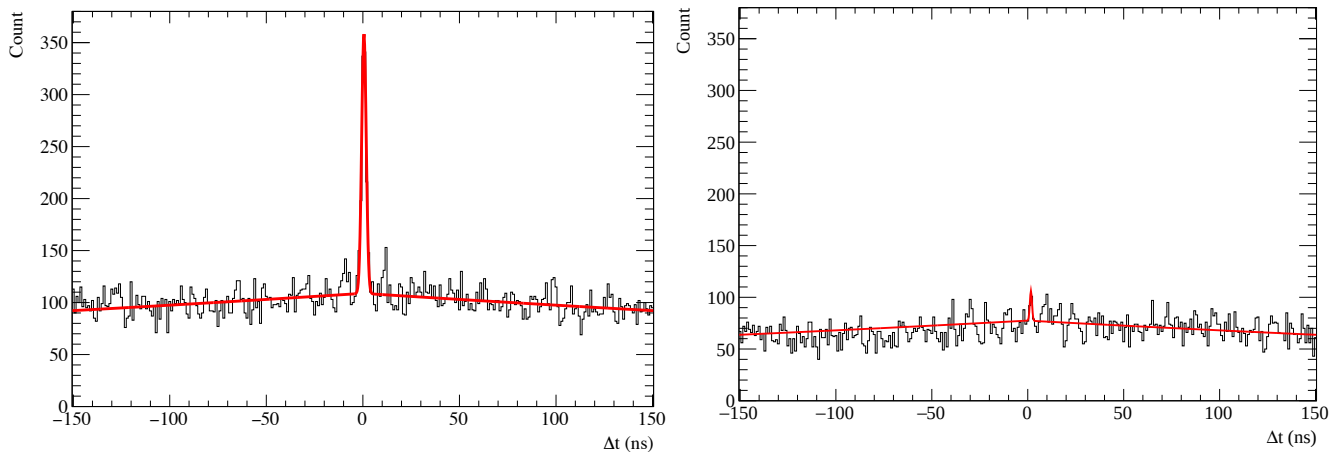


図 6.3 Δt 分布の例。接している画素（左）。離れている画素（右）。接している画素で同時に検出しているイベントが増加している。

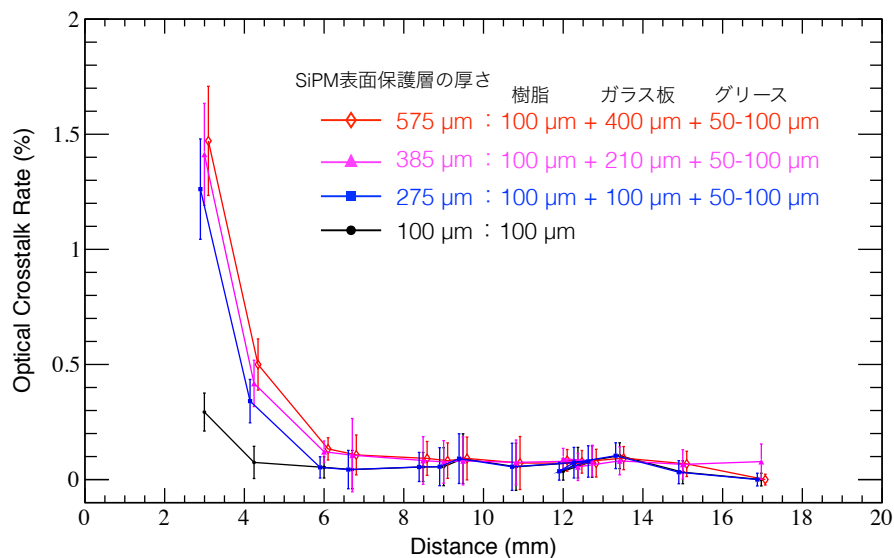


図 6.4 周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率の距離依存性。距離が遠いほどオプティカルクロストーク発生確率は減少する。また、SiPM の表面を厚くするとオプティカルクロストーク発生確率は上昇する。横軸の距離は SiPM の表面の厚さによらず同じであるが、ここではずらして表示している。

ロストーク発生確率を式 (6.2) のように定義し、付録 A に示す方法で補正した。

$$\text{Optical crosstalk rate} = \int C \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (6.2)$$

図 6.4 に示すように距離の近い画素でオプティカルクロストーク発生確率が高くなっている。距離が近い画素へのオプティカルクロストーク発生確率が高くなる結果は、表面保護層と空気層の境界で反射された二次光子によってオプティカルクロストークが発生していると考え、遠い画素まで反射される二次光子の角度範囲は近い画素と比較して減少

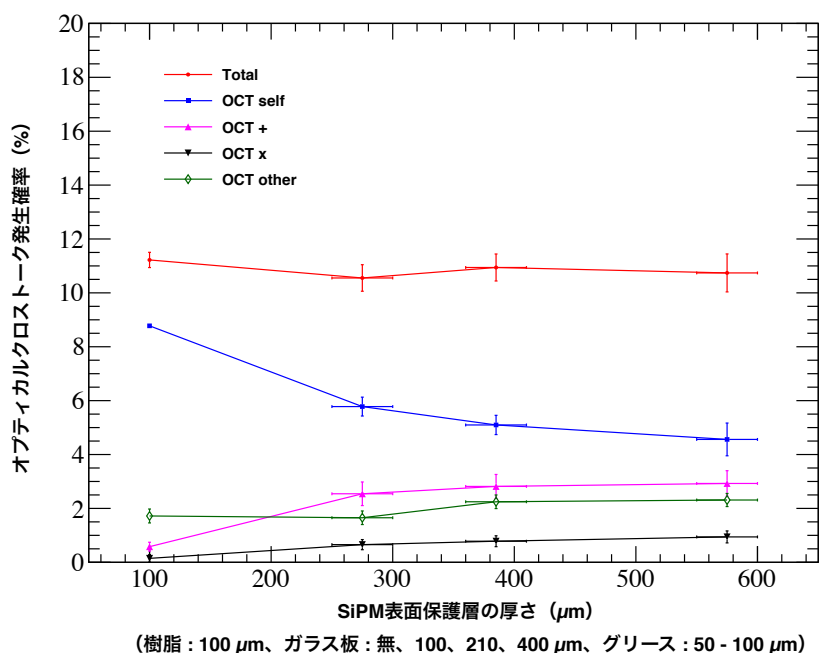


図 6.5 ガラス板の厚さの違いによるオプティカルクロストーク発生確率の変化。周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率（上三角、下三角、菱形）はガラス板を厚くすると増加する。表面保護層の厚さはグリースの厚さによる系統誤差が大きい。今後の測定ではこの系統誤差を抑える。周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率（OCT +、OCT×、OCT other）の定義を図 6.6 に示す。

すると考えられ予想と一致する。また、厚さ 100 μm と 500 μm では 500 μm の方が周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率は高い。これも空気層との境界での反射を考えると、SiPM の半導体面から空気層までの距離が長い方がより遠い画素へ反射される立体角が大きくなるためと考えられる。

オプティカルクロストーク発生確率の表面保護層の厚さの影響をまとめると、図 6.5 に示すように、ガラス板を厚くすることでオプティカルクロストーク発生確率は同一画素で減少し、周辺画素で増加することがわかった。ここで図 6.6 に示すように OCT+ は基準画素と接している上下左右の画素へのオプティカルクロストーク発生確率、OCT× は基準画素と接している斜めの画素へのオプティカルクロストーク発生確率、OCT other は基準画素と接していない画素へのオプティカルクロストーク発生確率、OCT self は同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率を示す。また、オプティカルクロストーク発生確率の合計は 100 μm から 500 μm ではほぼ一定である。これは基準画素での二次光子の発生数は一定と考えると、二次光子が同一画素で検出されるか周辺画素で検出されるかの違いのみなので、オプティカルクロストーク発生確率の合計は一定である。単一画素の SiPM を使用した先行研究では、表面樹脂層をなくすことでオプティカルクロストーク発生確率が低減される結果が得られている [28]。これは 100 μm より保護層が薄い領域では二次光子が同一増幅セルへ入射する確率が増えるためと考えられる。

今後、この領域を測定しシミュレーション結果と比較を行い、また保護層に反射防止コーティング等を施し、オプティカルクロストーク発生確率の変化を確認する予定である。一方で、ノイズ等の影響で図 6.8 の左図に示すように Δt 分布に 10 ns 程度の周期性が確認でき、これによってオプティカルクロストーク発生確率を多めに見積もっている可能性がある。この問題は図 6.8 の右図に示すように SiPM のゲインを上げ、さらに特定の周波数の波形を引くことで改善された。

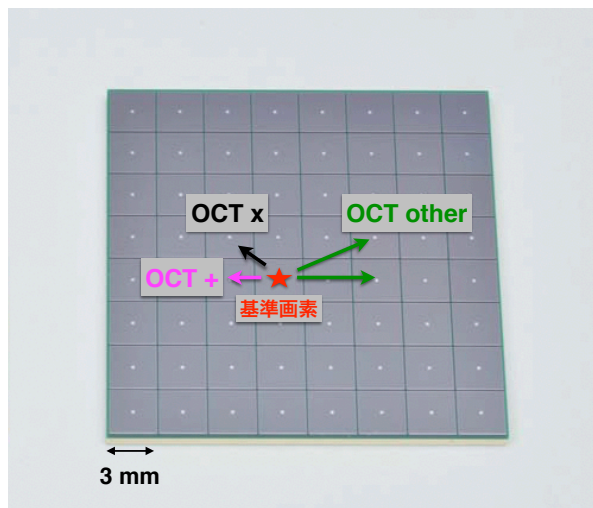


図 6.6 図 6.5 で示したオプティカルクロストーク発生確率の OCT +、OCT x、OCT other の定義。

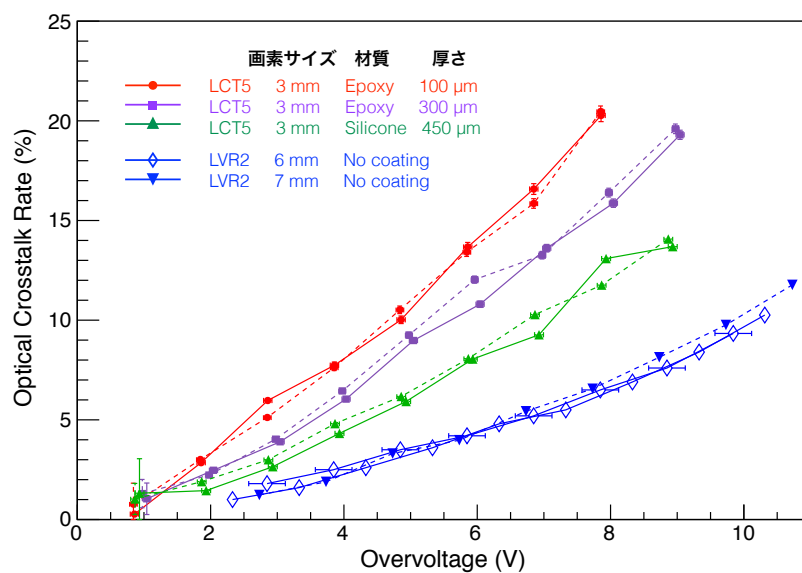


図 6.7 単一画素の SiPM を使用したオプティカルクロストーク発生確率の表面保護層の厚さ依存性 [28]。表面保護層の厚さが 100 μm のとき（赤丸）最もオプティカルクロストーク発生確率が高く、表面保護層を厚くする（紫四角 300 μm 、緑上三角 450 μm ）ことで減少する。表面保護層をなくす（青菱形、青下三角）とさらにオプティカルクロストーク発生確率は減少する。

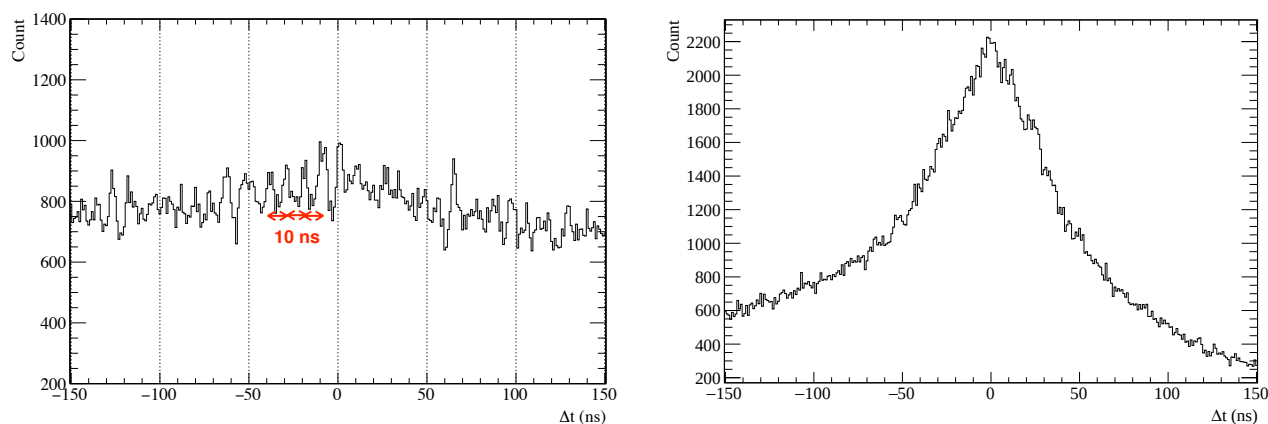


図 6.8 印加電圧 57 V のときの Δt 分布（左）と印加電圧 59 V のときの Δt 分布（右）。印加電圧が 57 V のときは約 10 ns ほどの周期的にカウントが増加する成分が見られる。これによってオプティカルクロストーク発生数を誤計数している可能性がある。印加電圧を 59 V にあげると周期的な成分は見えなくなる。 Δt 分布の形状が変化するの、印加電圧をあげるとダークカウントが増加するため、光電子が検出されるまでの時間が短くなるためである。

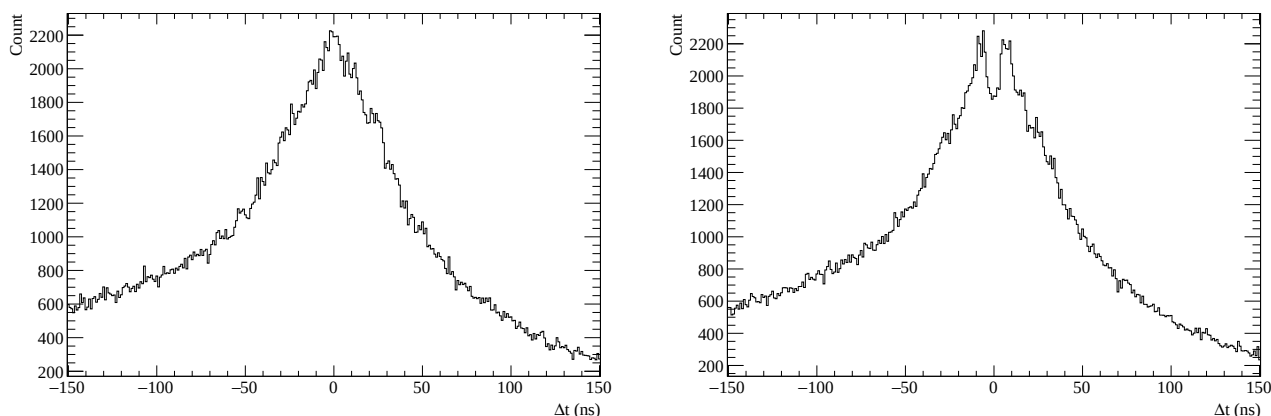


図 6.9 異なる TARGET で測定した Δt 分布（左）。同一 TARGET で測定した Δt 分布（右）。同一 TARGET で測定したとき、0 ns あたりのイベントが少なくなっている。異なる TARGET で測定したときは、そのような構造は見られないことから電氣的クロストークによる影響等が考えられる。

本測定では 64 画素の SiPM の信号を 4 つの TARGET で記録している。図 6.9 の右図に示すように、同一 TARGET で測定した Δt 分布には ± 10 ns あたりに特殊な分布構造が見られた。異なる TARGET で測定した図 6.9 の左図では、このような構造は見られないことから電氣的クロストークが発生している等の原因が考えられる。このようなノイズ等による影響を低減することが今後の課題である。

また、本測定では図 6.10 に示すようにガラス板をグリースで SiPM の表面樹脂に貼り付けている。このときの SiPM の表面樹脂の厚みは $100 \mu\text{m}$ でガラス板の厚み $400 \mu\text{m}$ である。これらの厚みと比較すると、グリースの厚みは約 $70 \mu\text{m}$ 程度あることがわかる。また、本測定ではガラス板の交換時にグリースの厚みは測定しておらず、その厚みに約 $50 \mu\text{m}$ 程度のばらつきがあることが考えられる。今後はガラス板の交換時に毎回グリースの厚さを測定することで、ガラス板貼り付け時のグリースの厚さに関する系統誤差を抑えることが必要である。

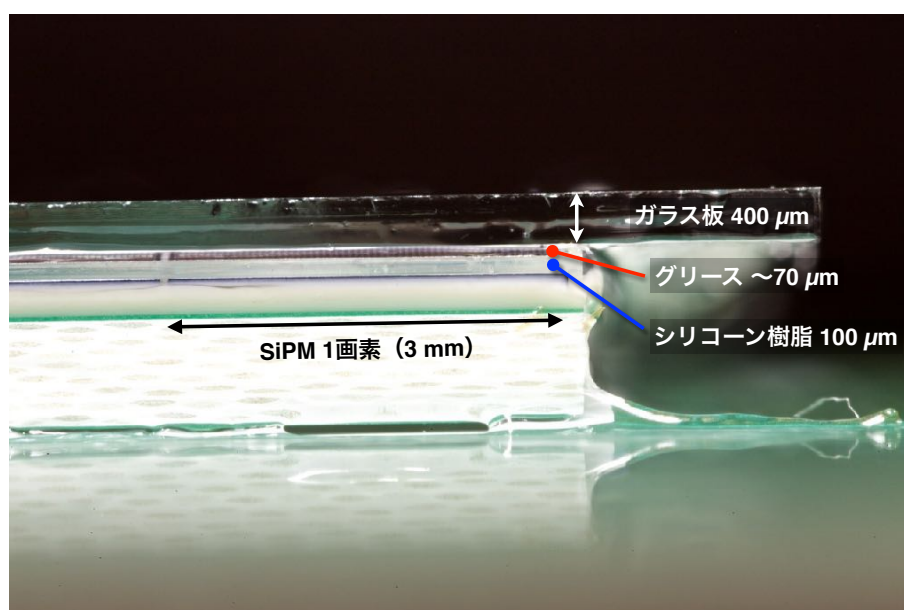


図 6.10 グリースでガラス板を SiPM に貼り付けた時の側面。ガラス板とシリコン樹脂の厚さと比較すると、グリースの厚さは約 70 μm である。

第 7 章

結論

本研究では、64 画素のカメラモジュールを使用して、SiPM と前置処理回路の一括較正手法を確立した。波形解析には SiPM の波高値から光電子数を決定する際に問題である波形の重なりを分離するため、デコンボリューションを導入し出力波高値の分離を改善した。波高値の分離が良くなることで、波高分布をフィッティングする際の精度が向上し、ゲイン特性や同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率の評価精度が改善された。本研究に使用した TARGET ではノイズが大きくデコンボリューションによる波形の分離の効果が小さかった。しかし、焦点面カメラに使用される TARGET の最新版では、ノイズが低減されるため、デコンボリューションの効果がより大きくなると期待される。

TARGET のサンプリングタイミングの較正を LED を使用して全チャンネル一括で行い、その結果、サイン波を入力して較正した場合と同程度の電荷分解能の改善が見込めることを示した。ゲイン特性の較正についてもデコンボリューションを用いて、各印加電圧に対する 1 光電子検出時の出力波高値の測定を行った。この測定結果をもとにゲインの調整やトリガー閾値の設定を行うことができる。また同一画素でのオプティカルクロストーク発生確率を初めて 64 画素一括で評価した。ここでも波形解析にはデコンボリューションを導入した。その結果、オプティカルクロストーク発生確率は 11% のばらつきで一致していることを示した。また、SiPM と前置処理回路を組み合わせたゲイン特性を出力波形の積分値の平均と標準偏差から決定した。ND フィルターの回転角度に対する光の減衰率を測定し、そこから推測される光電子数と、平均と標準偏差から推定した関係を用いて決定した光電子数を比較した。その結果、5 光電子から 100 光電子の間で約 5% 程度の精度で決定できていることを示した。しかし、ここではフィルターの減衰率の精度による誤差が多く含まれている。したがって、今後さらにフィルターの減衰率の測定精度を向上し、ゲイン較正の精度を確認する必要がある。また、ADC の飽和の影響を受ける光電子数の多い領域では、精度が低下し 10% 程度の誤差が生じる可能性がある。このような領域への電荷分解能の要求値は 10% 程度と低くなるため、この領域の較正手法の改善が今後の課題である。本研究によって確立した較正手法を用いて、今後は TARGET の最新版で較正手法を検証する。また、望遠鏡の設置に向けて、2048 画素の焦点面カメラで検証する。

先行研究によって報告されているオプティカルクロストーク発生確率の表面保護層の厚さ依存性を測定した。その結果、SiPM の表面保護層を厚くすることで同一画素内でのオプティカルクロストーク発生確率を低減できる先行研究と同じ傾向の結果が確認できた。また本研究では 64 画素の SiPM を一括で測定することで、周辺の画素へオプティカルクロストークが発生していることを初めて確認した。周辺画素へのオプティカルクロストーク発生確率は SiPM の表面保護層を厚くすることで増加することがわかった。このことから、表面保護層を厚くすることで同一画素でオプティカルクロストークとして検出されなくなった二次光子は、画素の外へ反射されていることがわかった。現在の結果は、ガラス板貼り付けの際のグリースの厚さのばらつきによる系統誤差が大きく存在する。これらの系統誤差を抑え SiPM のオプティカルクロストークの表面保護層の厚さ依存性を評価することは今後の課題である。

付録

A オプティカルクロストーク発生確率の補正

測定の結果得られる見かけ上のオプティカルクロストーク発生数は、基準画素でダークカウントが発生した後周辺画素へオプティカルクロストークが発生したものと、その逆に周辺画素から基準画素へ発生したものの足し合わせとなる。そのため、基準画素由来のオプティカルクロストーク発生確率をより精度よく決定するための補正方法の計算について、ここでは詳述する。

まず、基準画素と接している周辺 8 つの画素へのオプティカルクロストーク発生確率の補正を考える。図 A.1 に示すように縦と横方向へのオプティカルクロストーク発生確率を p_+ 、斜め方向へのオプティカルクロストーク発生確率を $p_\times$ とし、測定結果から得られる見かけのオプティカルクロストーク発生確率をそれぞれ p'_+ 、 $p'_\times$ とした。二次の項まで考慮すると、見かけのダークカウントは、図 A.2 に示す経路で増加し、

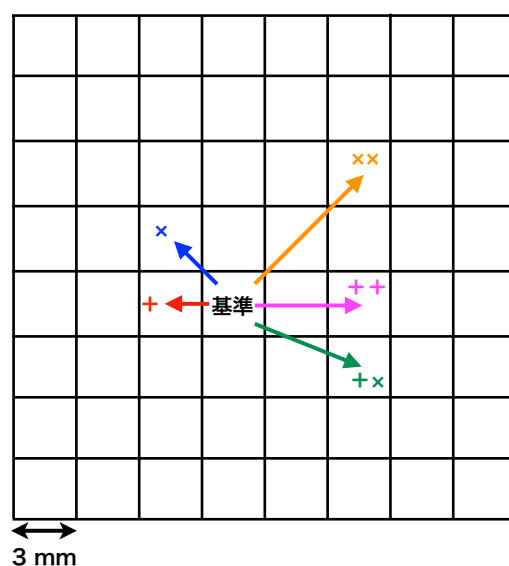
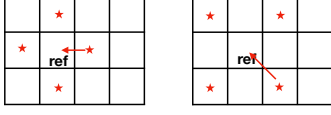


図 A.1 周辺画素へのオプティカルクロストークの経路記号の定義。

p の一次の項



p の二次の項

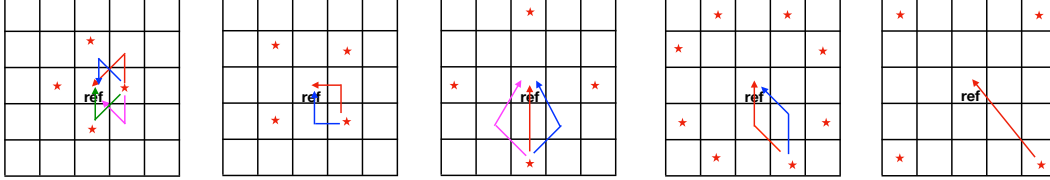


図 A.2 周辺画素でダークカウントが発生し、オプティカルクロストークによって基準画素でのダークカウントの増加となる経路。星はダークカウントが発生した場所を示し、複数ある星は、同じ形の経路をたどる画素を示す。ref は測定の基準としている画素である。

$$N'_{\text{dark}} = N_{\text{dark}} (1 + 4p_+ + 4p_{\times} + 12p_+^2 + 12p_{\times}^2 + 32p_+p_{\times}) \quad (\text{A.1})$$

となる。ここで N_{dark} はある画素でのダークカウントの発生数であり、全ての画素でダークカウントの発生数は等しいと仮定している。+ 方向への見かけのオプティカルクロストーク発生数は、図 A.3 に示すような経路で発生したものを計数する。

$$N'_{\text{OCT}+} = N_{\text{dark}} (2p_+ + 6p_+^2 + 20p_+p_{\times}) \quad (\text{A.2})$$

したがって、+ 方向への見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、

$$p'_+ = \frac{2p_+ + 6p_+^2 + 20p_+p_{\times}}{1 + 4p_+ + 4p_{\times} + 12p_+^2 + 12p_{\times}^2 + 32p_+p_{\times}} \quad (\text{A.3})$$

となる。同様に斜めの画素への見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、

$$p'_{\times} = \frac{2p_{\times} + 6p_{\times}^2 + 8p_+p_{\times} + 6p_{\times}^2}{1 + 4p_+ + 4p_{\times} + 12p_+^2 + 12p_{\times}^2 + 32p_+p_{\times}} \quad (\text{A.4})$$

となる。 p_+ と $p_{\times}$ はそれぞれ 4 つ方向があるが、ここでは 4 つのオプティカルクロストーク発生確率は等しいと仮定している。表面の厚さが $500 \mu\text{m}$ のとき、見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、

$$p'_+ = 0.01470 \pm 0.00237 \quad (\text{A.5})$$

$$p'_{\times} = 0.00500 \pm 0.00112 \quad (\text{A.6})$$

である。式 (A.3)、(A.4) で p の一次の項までを考慮し連立一次方程式を解くとなるとオプティカルクロストーク発生確率は、

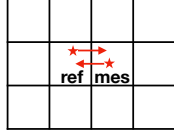
$$p_+ = 0.00750 \quad (\text{A.7})$$

$$p_{\times} = 0.00260 \quad (\text{A.8})$$

となる。この結果を二次の項まで考慮した式 (A.3) と式 (A.4) に代入すると、

$$p'_+ = 0.01509 \quad (\text{A.9})$$

p の一次の項



p の二次の項

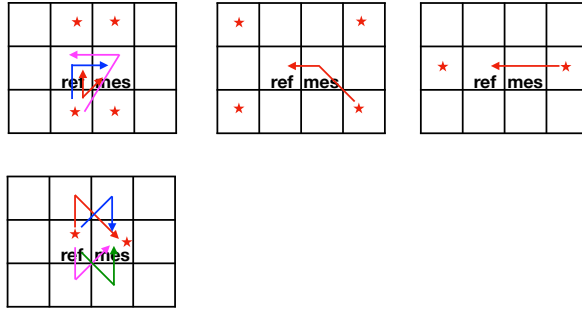


図 A.3 + 方向のオプティカルクロストークを計数したときに、他の画素からのオプティカルクロストークによって、+ 方向のオプティカルクロストークに見える経路。ref は測定の基準としている画素、mes は測定対象の画素を示す。

$$p'_x = 0.00550 \quad (\text{A.10})$$

となる。この結果は式 (A.5)、式 (A.6) と比較して、その差が十分小さいとは言えない。したがって、ここでは二次の項までを考慮して補正する。

二次の項までを考慮した補正は、式 (A.3) と式 (A.4) から、測定結果を誤差の範囲で満たす p_+ と p_x を数値計算によって決定した。その結果を図 A.4 に示す。

次に基準画素から 2 画素離れた周囲 16 画素 (5×5 画素から中心 3×3 画素を取り除いた領域) の補正を考える。ここでは、図 A.1 に示すように縦もしくは横に 2 画素離れた場所へのオプティカルクロストーク発生確率を p_{++} 、斜めに 2 画素離れた場所を $p_{\times\times}$ 、縦もしくは横方向に一つ、斜め方向に一つ離れた場所を $p_{+\times}$ とした。表面の厚さが $500 \mu\text{m}$ のときの見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、

$$p'_{++} = 0.00133 \pm 0.00016 \quad (\text{A.11})$$

$$p'_{+\times} = 0.00107 \pm 0.00021 \quad (\text{A.12})$$

$$p'_{\times\times} = 0.00092 \pm 0.00014 \quad (\text{A.13})$$

である。 p_+ 、 p_x 、 p_{++} 、 $p_{\times\times}$ 、 $p_{+\times}$ の二次の項まで考慮したときの見かけのダークカウントは、

$$\begin{aligned} N'_{\text{dark}} = N_{\text{dark}} & (1 + 4p_+ + 4p_x + 12p_+^2 + 12p_x^2 + 32p_+p_x \\ & + 4p_{++} + 4p_{\times\times} + 8p_{+\times} + 32p_+p_{++} + 32p_+p_{\times\times} + 64p_+p_{+\times} + 32p_xp_{++} + 24p_xp_{\times\times} + 72p_xp_{+\times} \\ & + 10p_{++}^2 + 8p_{++}p_{\times\times} + 72p_{++}p_{+\times} + p_{\times\times}^2 + 46p_{\times\times}p_{+\times} + 48p_{+\times}^2) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

となる。 p_{++} 、 $p_{\times\times}$ 、 $p_{+\times}$ が測定結果の約半分と考えると、これらダークカウント増加への寄与は 1% 程度である。これは、式 (A.11)、式 (A.12)、式 (A.13) のばらつきは 10% から 20% 程度あり、ダークカウントが 1% 変化するこ

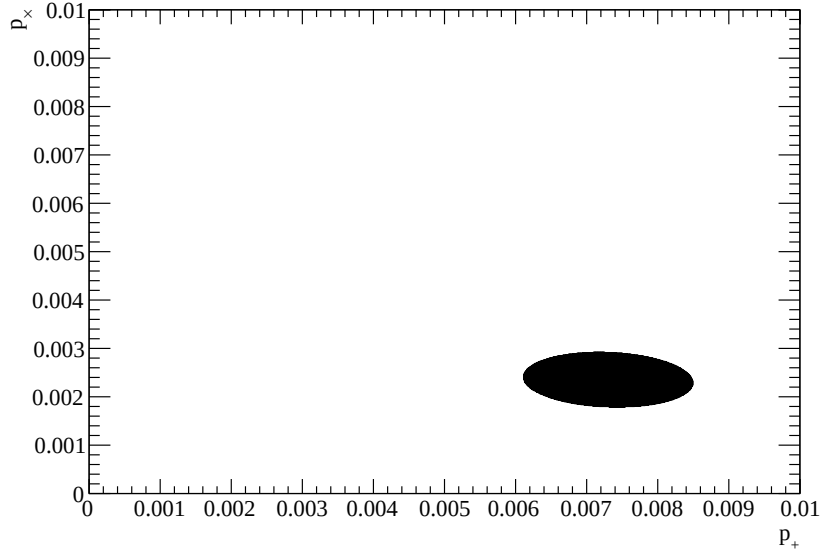


図 A.4 二次の項まで考慮したときの補正結果。黒の楕円が測定結果を満たす p_+ と p_x の範囲である。

とによる影響は十分小さいため、ここでは考慮しないこととした。 p_{++} の見かけのオプティカルクロストーク発生確率は、 p_+ 、 p_x 、 p_{++} 、 p_{xx} 、 p_{+x} の二次の項まで考慮すると、

$$p'_{++} = \frac{2p_{++} + 3p_+^2 + 6p_x^2 + 6p_+p_{++} + 12p_+p_{+x} + 8p_xp_{++} + 6p_{++}p_{++} + 18p_{++}p_{+x} + 16p_{++}p_{xx} + 4p_{+x}p_{+x}}{1 + 4p_+ + 4p_x + 12p_+^2 + 12p_x^2 + 32p_+p_x} \quad (\text{A.15})$$

となる。ここで、 p_{++} 、 p_{xx} 、 p_{+x} は他の経路の影響は少なく、見かけのオプティカルクロストーク発生確率の半分が実際のオプティカルクロストーク発生確率と仮定すると、

$$p_{++} = 0.00067 \quad (\text{A.16})$$

$$p_{+x} = 0.00054 \quad (\text{A.17})$$

$$p_{xx} = 0.00046 \quad (\text{A.18})$$

となる。これらを式 (A.15) へ代入すると、

$$p'_{++} = 0.00157 \quad (\text{A.19})$$

となり、式 (A.11) の誤差より大きくずれている。したがって、他のオプティカルクロストーク発生確率の経路を考慮する必要がある。 p_{++} 、 p_{+x} 、 p_{xx} は式 (A.16)、(A.17)、(A.18) の概算で p_+ 、 p_x に比べて 1 桁程度小さいことがわかっているため、これらの二次として書ける項を無視すると、

$$p'_{++} = \frac{2p_{++} + 3p_+^2 + 6p_x^2 + 6p_+p_{++} + 8p_xp_{++}}{1 + 4p_+ + 4p_x + 12p_+^2 + 12p_x^2 + 32p_+p_x} \quad (\text{A.20})$$

となり、式 (A.20) を用いて補正すると p_{++} は、

$$p_{++} = 0.00055 \quad (\text{A.21})$$

となる。同様に p'_{xx} の補正時には、 p_+ 、 p_x 、 p_{xx} 、 p_+p_{xx} 、 p_xp_{xx} を考慮し、 p'_{+x} の補正時には p_+ 、 p_x 、 p_{+x} 、 p_+p_{+x} 、 p_xp_{+x} を考慮して補正すると、

$$p_{+x} = 0.00047 \quad (\text{A.22})$$

$$p_{\times\times} = 0.00043 \quad (\text{A.23})$$

となる。これらを式 (A.15) へ代入すると、見かけの p_{++} は、

$$p'_{++} = 0.00132 \quad (\text{A.24})$$

となる。これは、式 (A.11) の見かけのオプティカルクロストーク発生確率と比較すると、約 1% 程度の差で一致しており、これは p'_{++} のばらつきと比べて十分小さい。したがって、 p'_{++} の補正には、 p_{+} 、 $p_{\times}$ 、 p_{++} 、 $p_{+p_{++}}$ 、 $p_{\times p_{++}}$ を考慮して補正する。同様に $p'_{\times\times}$ の補正時には、 p_{+} 、 $p_{\times}$ 、 $p_{\times\times}$ 、 $p_{+p_{\times\times}}$ 、 $p_{\times p_{\times\times}}$ を考慮し、 $p'_{+\times}$ の補正時には p_{+} 、 $p_{\times}$ 、 $p_{+\times}$ 、 $p_{+p_{+\times}}$ 、 $p_{\times p_{+\times}}$ を考慮して補正する。

これよりも遠い画素についても同様に p_{+} と $p_{\times}$ による影響のみを考慮して補正した。例えば、縦もしくは横方向に 3 画素離れた位置へのオプティカルクロストーク発生確率 p_{+++} は、 p_{+} 、 $p_{\times}$ 、 p_{+++} 、 $p_{+p_{+++}}$ 、 $p_{\times p_{+++}}$ の項を考慮して補正する。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方のご指導とご協力を賜りました。この場を借りてお礼申し上げます。

田島宏康先生には研究課題の決定や研究方針について、大変多くのご指導を頂きました。また、CTA の背景にある物理についての理解が深まるように、様々な論文を推奨して頂きました。このような配慮をして頂いたことで、宇宙線やガンマ線観測についての知識を深めることができ、研究のモチベーションに繋げることができました。ありがとうございました。奥村暁先生には、研究の方針や解析方法まで多くのご指導を頂きました。発表スライドや文書の作成方法についても基本的なことから細部に至る多くのご指導を頂きました。ありがとうございました。

同研究室の先生方にはコロキウムや研究発表の機会には多くのご指摘や助言を頂きました。ありがとうございました。ガンマ線グループの方とはお互いの研究について議論したり、また私の研究についてご質問や助言を頂くこともあり、研究について理解を深めることができました。同研究室の学生の皆様とは日頃の生活を大変楽しく送ることができました。また多くの研究グループの話を聞くことができ、様々な知識を得ることができました。また海内様には事務的な手続きの際に大変お世話になりました。ありがとうございました。

最後に大学院で研究に専念できるような環境を与えてくれた家族に感謝します。

参考文献

- [1] J. W. Cronin, T. K. Gaisser, S. P. Swordy, Sci. Amer., 276, 1 (1997) 32 - 37.
- [2] M. Ackermann et al. Science 339 (2013) 807
- [3] Abramowski et al. Nature 531, 476-479 (2016)
- [4] H. Murakami et al. Astrophysical Journal, Vol.534 pp. 283-290 (2000)
- [5] Y. Fujita et al. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 2017 (2017)
- [6] Völk, H.J. and Bernlöhr, K. Experimental Astronomy Vol. 25 pp. 173 - 191 (2009)
- [7] www.cta-observatory.org
- [8] Xiao-Lei Guo et al. Astrophysical Journal, Vol.835 pp.42 (2017)
- [9] T. Nakamori et al. *Simulating Cherenkov Telescope Array observation of RX J1713.7-3946 (ICRC2015)*
- [10] V. Vassiliev, S. Fegan, P. Brousseau, Astroparticle Physics Vol. 28 pp. 10-27
- [11] 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
- [12] 浜松ホトニクス株式会社 MPPC arrays S13361-3050 series
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13361-3050_series_kapd1054e.pdf
- [13] <https://www.flickr.com/photos/akiraokumura/15178748816/>
- [14] K. Bechtol et al. Astroparticle Physics Vol. 36 pp. 156-165 (2012)
- [15] A. Albert et al. Astroparticle Physics Vol. 92 pp. 49-61 (2017)
- [16] L. Tibaldo et al. *TARGET: toward a solution for the readout electronics of the Cherenkov Telescope Array, PoS (ICRC2015) 932* (2016)
- [17] University of Hawai'i Manoa Instrumentation Development Laboratory *"TARGET7 16-channel, GPS Transient Waveform Recorder with Self-Triggering and Fast, Selective Window Readout"* (2014)
- [18] 河島孝則 名古屋大学大学院素粒子宇宙物理学専攻 修士論文 (2015)
- [19] 生出秀行 東京大学大学院物理学専攻 修士論文 (2009)
- [20] William H. Press et al. *NUMERICAL RECIPES in C* [日本語版]
- [21] 山根暢仁 名古屋大学大学院素粒子宇宙物理学専攻 修士論文 (2017)
- [22] 重中茜 茨城大学大学院理学専攻 修士論文 (2017)
- [23] D. Stricker-Shaver et al. IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 61 pp. 3607-3617 (2014)
- [24] 佐々木美佳 茨城大学大学院理学専攻 修士論文 (2011)
- [25] S. Vinogradov Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Vol. 695 pp. 247-251 (2012)
- [26] シグマ光機株式会社 回転式反射型可変 ND フィルターホルダー NDHN
<https://www.global-optosigma.com/jp/Catalogs/pno/?from=page&pname=NDHN&cocode=W3101&dcode=>
- [27] SST Requirements (2013) Version:3.01
- [28] A. Asano et al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A (2017)