2021 年度 修士論文

大光量の背景光環境における宇宙ガンマ線観測用半導体光検出器 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 宇宙線物理学研究室

> > 博士課程(前期課程)2年 学籍番号 262001387

> > > 若園佳緒里

2022年2月28日

宇宙線エネルギースペクトルの 3 PeV 付近での折れ曲がりを Knee といい、Knee 領域まで宇宙線を加速する天体を PeVatron という。PeVatron の候補はいくつか見つかっているが、その特定には至っていない。3 PeV の宇宙線陽子は星間物質と相互作用し約 10% のエネルギーのガンマ線を放射するため 300 TeV 程度まで延びるエネル ギースペクトルを陽子起源で説明できれば、PeVatron の発見の強い証拠となる。

次世代の大気チェレンコフ望遠鏡である Cherenkov Telescope Array (CTA) では、この PeVatron の発見を科 学目標の1つとしている。CTA では大中小口径の3種類の望遠鏡を北半球と南半球に併せて約100台設置し、 20 GeV から 300 TeV のガンマ線の全天観測を目指す。このうち小口径望遠鏡は1から300 TeV のエネルギー領域 での観測を担い PeVatron 探索に用いられる。

小口径望遠鏡の焦点面カメラに半導体光電子増倍素子(Silicon Photomultiplier、SiPM)が用いられる。SiPM は大光量下でも経年劣化しないため月光下でのガンマ線観測が可能となり、従来の大気チェレンコフ望遠鏡のよう に月の出ていない夜に観測時間が制限されず、最大2倍程度の観測時間の確保が見込まれる。これにより到来頻度 の少ない 100 TeV 超のガンマ線の高統計観測と PeVatron の発見が期待される。

一方、月夜のような大光量の背景光環境下で SiPM を使用すると、電流増加に伴う電圧降下、温度上昇による降 伏電圧の上昇、超過電圧の回復時間中の APD セル数の増加によって SiPM の超過電圧が低下し、SiPM の増倍率 や検出効率の低下が起きる。夜光量に応じた出力低下の適切な較正が行えないとチェレンコフ光量に比例したガン マ線エネルギーを低く見積もる原因となるため、背景光量に応じた SiPM のこれら特性の変化を実測しておく必要 がある。また、電圧降下や温度上昇などの寄与を切り分けることによって、どのような回路設計が適切かや、どの ような較正・モニター手法が適切かを判断できるようになる。

本研究では満月の夜での観測まで想定し、SiPM の1 画素あたりの光子検出頻度が最大1GHz になるまで SiPM に定常光を照射することで SiPM の特性の変化を測定した。様々な光量下で SiPM 出力波高を測定した結果、本研究で使用した読み出し回路を使用した場合、1GHz の光量で波高値は約7% 低下に収まることが判明した。

また同様の光量下で電流、温度を測定し、さらにシミュレーションから回復時間中の APD セルの振る舞いを求 めた。これらの結果から求まる波高値低下の計算値と実測値が統計誤差の範囲内で一致したことから、背景光照射 による波高値の低下は上述した 3 つの要因で説明できることが確認され、7%の低下のうち、5 割程度は温度上昇 に伴う降伏電圧の上昇によるものであることが判明し、SiPM の温度上昇は CTA のエネルギー較正に重要な変数で あることを明らかにした。さらに、これら測定結果を利用することで、大光量照射時の抵抗と電流、温度の関係を 見積もり、小口径望遠鏡の月光下観測はカメラの熱設計の観点からも実現可能であることや、意図せずカメラに強 い直接光が入った場合の安全設計の検討が可能なことを示した。また、現状の小口径望遠鏡焦点面カメラの回路設 計では 1 GHz の光量で波高値は約 25% 低下することを示した。

目次

第1章	序論	1
第2章	宇宙線とガンマ線天文学	3
2.1	宇宙線研究の現状とガンマ線観測の意義....................................	3
2.2	PeVatron 探索	4
第3章	Cherenkov Telescope Array (CTA)	9
3.1	CTA の概要	9
3.2	CTA の観測原理	11
3.3	小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope、SST)	11
第4章	半導体光電子増倍素子	17
4.1	SiPM の概要	17
4.2	SiPM の動作特性	17
4.3	月光下観測における SiPM の問題点	18
第5章	大光量下での SiPM の特性評価	21
5.1	本研究の目的....................................	21
5.2	測定系	21
5.3	背景光検出頻度測定	25
5.4	背景光増加時の波高積分値の平均値測定	31
5.5	直流電流増加による波高積分値低下の評価....................................	32
5.6	温度上昇による波高積分値低下の評価	38
5.7	回復途中の APD セル増加による波高積分値低下の評価	44
第6章	測定結果の適用事例	51
6.1	使用する関係式	51
6.2	保護抵抗の値と最大電流の関係の見積もり...................................	53
6.3	意図しない大光量照射時における最大上昇温度の見積もり	55
6.4	保護抵抗の大きさと波高値低下の関係の見積もり	56
第7章	結論	59
付録		61
А	Pole-Zero Cancellation 整形	61

iv	目次
В	降伏電圧の温度依存性測定 61
謝辞	67
引用文献	69



2.1	宇宙線のエネルギースペクトル....................................	3
2.2	陽子・電子のガンマ線放射機構....................................	4
2.3	H.E.S.S. で観測された銀河中心(HESS J1745-290)と、その周辺領域のガンマ線画像とガンマ線	
	エネルギースペクトル	6
2.4	超新星残骸 G106.3+2.7 のガンマ線観測から得られたエネルギースペクトル	7
3.1	CTA の南サイトの完成予想図	9
3.2	CTA のガンマ線検出感度曲線	10
3.3	南サイトの CTA の角度分解能	10
3.4	電磁カスケードシャワーの概略図....................................	12
3.5	ガンマ線によって生じるチェレンコフ光を複数台の望遠鏡で観測する様子	12
3.6	チェレンコフ光の到来方向の決定方法....................................	13
3.7	SST の試作機	14
3.8	Schwarzchild-Couder 光学系での並行光線の結像の様子	14
3.9	SST の焦点面カメラの試作機	15
3.10	SST 試作機の試験観測によって捕らえられたチェレンコフ光	15
4.1	64 画素の SiPM	18
4.2	SiPM 内部の回路図	18
4.3	SiPM の出力波形	19
4.4	評価用 SiPM 出力波形の時定数の決定	19
4.5	増倍率、検出効率の超過電圧依存性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	20
5.1	測定系の写真と概略図....................................	22
5.2	評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の画像	23
5.3	回転式 ND フィルター	24
5.4	背景光用光源周辺の概略図	25
5.5	実験室と暗箱内の温度....................................	25
5.6	PZC 整形前の波形と PZC 整形後の波形の比較	26
5.7	Δt 分布の作成方法	27
5.8	1 画素あたり約 1GHz の背景光を照射した時の出力波形	27
5.9	回転角度 340 から 450° での 2 つの SiPM の背景光検出頻度とその比	28
5.10	背景光の検出頻度の比から求めた ND フィルターの透過率	29
5.11	評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の背景光検出頻度の比	30

5.12	光量モニター用 SiPM の検出頻度 F ^{0.3+0.6} と式 5.4 から求まる評価用 SiPM の検出頻度	31
5.13	波高積分値の平均値と1光電子あたりの波高積分値、平均検出光電子数の関係	32
5.14	背景光照射時の波形と波高積分値分布	33
5.15	背景光検出頻度と波高積分値 $ar{Q}$ の関係	34
5.16	評価用 SiPM の電圧印加回路の回路図	34
5.17	背景光照射時の電流値測定の測定系	35
5.18	200 MHz の背景光照射時の電流の時間変化	36
5.19	背景光検出頻度と電圧降下の関係....................................	36
5.20	評価用 SiPM の超過電圧と検出効率の関係と式 5.11 によるフィット	37
5.21	背景光検出頻度に対する波高積分値 $ar{Q}$ の測定値と、電圧降下から期待される $ar{Q}$ の計算値 $\dots \dots$	38
5.22	赤外線カメラによる温度測定の測定系の概略図	39
5.23	赤外線カメラで撮影した評価用 SiPM の可視画像と熱画像	40
5.24	1 画素あたりの光子検出頻度1GHz の背景光を照射した時の SiPM 表面温度の変化	40
5.25	各温度での電源電圧と暗電流の関係	42
5.26	電源電圧 42.8 V での温度と暗電流の関係	42
5.27	背景光を切った後の暗電流の時間変化	43
5.28	2 つの方法で求めた背景光照射による温度上昇	43
5.29	図 5.21 に、SiPM の発熱に伴う降伏電圧の上昇を加味して $ar{Q}$ の入射光量依存性を追加したもの	45
5.30	シミュレーション手順の概略図....................................	46
5.31	式 5.31 より求めた回復時間中の超過電圧	47
5.32	図 5.29(a)、5.29(b) に、回復時間中に信号光が入射する頻度の上昇を加味して $ar{Q}$ の入射光量依存	
	性を追加したもの	49
6.1	200 MHz から 1 GHz の背景光を照射した場合の電流と温度の関係	52
6.2	200 MHz、600 MHz、1 MHz の背景光を照射した時の超過電圧と電流の関係	53
6.3	200 MHz、600 MHz、1 GHz の背景光を照射した時の抵抗と電流の関係	54
6.4	S14520-6050-VN を 64 画素並列に接続し消費電力 5 W で使用した場合の温度シミュレーション .	55
6.5	最大 100 GHz の背景光を照射した際の電流と温度の背景光強度依存性。	57
6.6	1 画素あたりの背景光検出頻度が約1GHz のときの抵抗と波高積分値 Q の関係	58
A.1	PZC 整形の回路図	62
A.2	PZC 整形の流れ	62
B.3	降伏電圧温度依存性測定の測定系の概略図....................................	63
B.4	1 光電子あたりの波高積分値の決定	64
B.5	恒温槽温度 25 °C での 1 光電子あたりの波高積分値と印加電圧の関係	65
B.6	評価用 SiPM の降伏電圧の温度依存性	65

表目次

3.1	大・中・小口径望遠鏡の詳細	11
5.1	評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の比較	24

第1章

序論

1912 年、Hess によって宇宙空間から地球上に放射線が到来していることが発見された。このような放射線のことを宇宙線といい、最大 10²⁰ eV ものエネルギーを持つ宇宙線の存在が知られている。

宇宙線のエネルギースペクトルはべき乗型であり、3PeV のところでべき指数が遷移する折れ曲がりが存在する。 この折れ曲がりのことを Knee と呼ぶ。Knee 領域までの宇宙線の加速源は銀河系内に存在すると考えられており、 Knee 領域まで宇宙線陽子を加速する天体のことを PeVatron と呼ぶ。銀河系内の超新星残骸や銀河中心は PeVatron の有力候補天体であるが、これらの天体で 3PeV まで宇宙線陽子が加速されている決定的な証拠は得られておら ず、PeVatron の正体は未だに明らかにされていない。

荷電粒子である宇宙線は地球に到来するまでの間に磁場によって進行方向を曲げられるため、宇宙線を直接観測 しても加速起源を知ることはできない。そこで、宇宙線陽子が加速天体周辺と星間ガスと衝突することで生じる電 荷を持たないガンマ線を観測手段にすることで、宇宙線の加速起源を明らかにできると期待される。

宇宙線陽子が原子核との相互作用で放出するガンマ線のエネルギーは、陽子のエネルギーの約 10% であるため、 3 PeV の宇宙線陽子からは 300 TeV 程度のガンマ線が生成される。したがって、カットオフを持たず、300 TeV ま で延びるガンマ線のエネルギースペクトルを得ることができれば、PeVatron を発見した強い証拠となる。

次世代の大気チェレンコフ望遠鏡である Cherenkov Telescope Array (CTA) は、現行の大気チェレンコフ望遠鏡 よりも約 10 倍のガンマ線天体検出感度と、2 から 3 倍程度の角度分解能を達成する。さらに、観測可能なエネル ギー帯域は 20 GeV から 300 TeV であるため、PeVatron で加速された宇宙線陽子からの 300 TeV のガンマ線も観 測可能である。優れた感度と角度分解能を持つ CTA で TeV 領域のガンマ線観測を行うことで、PeVatron の正体を 明らかにすることが期待される。

CTA は大、中、小の3種類の望遠鏡で構成されており、中でも小口径望遠鏡(Small-Sized Telescope、SST)は1から300 TeV の高エネルギー側の観測を担い、PeVatron 探索に使用される。SST の焦点面カメラには半導体光電子増倍素子(Silicon Photomultiplier、SiPM)が採用されており、SiPM は大光量下でも経年劣化しないため、SST は月光下でのガンマ線観測も可能である。月光下観測によって、従来の闇夜だけの観測よりも約2倍の観測時間を確保することが可能になる。そのためガンマ線フラックスの小さい100 TeV 超の帯域でもガンマ線を多数検出できるようになると期待される。また、この高統計観測ができれば、ガンマ線エネルギースペクトルの決定精度向上や空間分布の決定に繋がるため、ガンマ線放射の起原が陽子由来か電子由来かを決定できると期待される。

一方で、月光下観測の課題もいくつか考えられる。SSTの月光下観測では、満月の場合に SiPM の1 画素あたりの光子検出頻度は約 750 MHz (CTA 内部資料 2018)であると予想されており、これによってカメラモジュールに流れる電流値も大幅に増加すると考えられる。これにより、SiPM の電圧印加回路中の抵抗での電圧降下や温度上昇などから、SiPM にかかる電圧が低下すると予想される。これは SiPM の増倍率や検出効率の低下による波高値の低下を招く。

波高値が低下すると、そこから推定されるガンマ線のエネルギーを過小評価するためエネルギー較正が必要とな

る。しかし、大光量下での SiPM の特性評価はされておらず、どの程度の較正が必要になるかは明らかでない。また、波高値を低下させる要因として電圧降下や降伏電圧の上昇、回復時間中の APD セル数の増加が挙げられるが、これらの要因が波高値低下を説明できるかは確かめられていない。

そこで、本研究では月光下観測を想定し光子検出頻度最大1GHz 程度の定常光を SiPM に照射し、波高値の低下 を測定する。これにより何 % 程度のエネルギー較正が必要かを明らかにする。さらに、そのような光量下での電流 と温度の測定や、回復時間中の APD セルの振る舞いをシミュレーションし、波高値を低下させる要因と各要因の 寄与を定量的に評価する。

最後に本研究での測定結果を利用し、月光下やそれを上回る光量の光が SiPM に入射した場合の発熱や電流を概 算する。その結果と SST 焦点面カメラの発熱量の観点から、月光下観測が可能であるかを検討する。また予期せぬ 大光量入射時の最大上昇温度を異なる保護抵抗ごとに概算し、保護抵抗の果たす役割と適切な値についても議論す る。さらに現状の小口径望遠鏡焦点面カメラの回路設計での波高値低下を推定する。

第2章

宇宙線とガンマ線天文学

2.1 宇宙線研究の現状とガンマ線観測の意義

2.1.1 宇宙線研究の現状

1912 年、Victor F. Hess は高度 5 km までの電離度を測定し、高度の上がるほど放射線強度が強くなることを 発見し、宇宙空間から放射線が到来していることを示した (Hess 1912)。このような放射線のことを宇宙線とい い、その成分は 90 %が陽子、9 %はヘリウム原子核、1 %は電子といった荷電粒子であることがわかっている。 図 2.1 は全成分の宇宙線エネルギースペクトルであり、 $F(E) \propto E^{-\alpha}$ というべき乗の構造を持つ。べき指数 α は 3 PeV(= 3 × 10¹⁵ eV) のところで約 2.7 から約 3 へと遷移しており、このスペクトルの折れ曲がりを「Knee」とい う。Knee 領域 (3 PeV) 以下の宇宙線は銀河系磁場で閉じ込めておくことができるため、銀河系内に起源が存在す ると考えられている(Bell 2013)。



図 2.1 宇宙線のエネルギースペクトル。3 PeV のところで Knee というスペクトルの折れ曲がりを持つ。図は (Group et al. 2020)より引用。



図 2.2 陽子・電子のガンマ線放射機構。(a) 陽子起源のガンマ線放射機構。宇宙線陽子は星間物質中の原子核と 相互作用し、 π^0 を生成する。 π^0 は2つのガンマ線に直ちに崩壊する。(b) 電子起源のガンマ線放射機構。宇宙 線電子が光子をコンプトン散乱することによってガンマ線を生成する。

2.2.2 節で後述するように、これまでの観測によって Knee 領域までの宇宙線起源の候補天体が複数見つかって いる。しかし、Knee 領域までの宇宙線エネルギースペクトルの傾きやエネルギー総量を説明できず、PeVatron の 特定には至っていない。

2.1.2 ガンマ線観測の意義

宇宙線は荷電粒子であるため、加速源から地球に到来するまでの間に星間磁場によって進行方向を曲げられてし まう。そのため、宇宙線を直接観測したとしても、その到来方向から宇宙線源を特定することはできない。そこで 宇宙線に代わる中性粒子を用いた観測が必要となる。

宇宙線起源で加速された陽子は星間物質中の原子核と相互作用し中性パイ中間子(π⁰)を生成する。これが直ち に崩壊することでガンマ線を放射する(図 2.2(a)参照)。宇宙線陽子由来のガンマ線は陽子の約10%のエネルギー を持つため、Knee 領域までの宇宙線加速起源の特定には約300 TeVのガンマ線を放射する天体の発見が必要であ る。また、ガンマ線は電子からも生成される。加速された電子は宇宙マイクロ波背景放射などの光子や、電子自身 のシンクロトロン放射による光子をコンプトン散乱しガンマ線を生成する(図 2.2(b)参照)。ガンマ線は電荷を持 たず星間磁場中でも直進するため、宇宙線由来のガンマ線の到来方向を調べることで宇宙線の起源を特定できる。

2.2 PeVatron 探索

2.2.1 PeVatron 探索の現状

銀河系内には宇宙線を Knee 領域(= 3 PeV)まで加速する天体が存在していると考えられており、この加速源 のことを PeVatron という。近年では、Tibet AS γ 実験によって銀河系内から約 1 PeV のガンマ線が観測され、銀 河系内に PeVatron が存在することが観測的に明らかとなった (Amenomori et al. 2021)。

PeVatron の特定のためには、宇宙線の主成分である陽子を Knee 領域まで加速している証拠が必要である。 2.1.2 節で述べたように、3 PeV の陽子は星間物質との相互作用により約 300 TeV のガンマ線を放射する。ガンマ 線は電子からも生成されるが、クライン=仁科効果により電子由来のガンマ線は約 10 TeV 以上で急激に減少する。 したがって、10 TeV 付近でカットオフを持たず、300 TeV 程度までべき乗の形状を保つガンマ線のエネルギースペ クトルを特定の天体から得ることができれば、PeVatron 発見の強い証拠となる。また、そのような天体からのガン

2.2 PeVatron 探索

マ線のエネルギーが Knee 領域までの宇宙線のエネルギー総量と同等であれば PeVatron の証拠となる。次節で述べるように PeVatron の候補天体は複数存在するが、これらを満たす天体は発見されていない。

2.2.2 これまでの銀河中心のガンマ線観測

大気チェレンコフ望遠鏡である High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) のガンマ線観測によって、銀河中 心周辺のガンマ線が空間的に広がった領域で陽子が PeV まで加速されていることが示唆された (Abramowski et al. 2016)。図 2.3(a) は銀河中心に存在する超大質量ブラックホール射手座 A*とその周辺領域の超高エネルギーガン マ線 (> 100 GeV) 画像であり、図 2.3(b) は銀河中心とその周辺領域のガンマ線エネルギースペクトルである。銀 河中心からのガンマ線エネルギースペクトルは数十 TeV でカットオフを持つが、周辺領域からのスペクトルでその ような構造は見られなかった。また、その領域からのガンマ線放射は π^0 崩壊によると仮定すると、陽子のカットオ フ位置は 95% の信頼度で 0.4 TeV と求められた。これらのことから、大気チェレンコフ望遠鏡を用いたガンマ線 観測によって銀河中心が PeVatron 候補天体であることが示された。この加速天体が射手座 A*だとすると、射手座 A*は過去では現在よりも活動的であった (Istomin 2014)ことから、射手座 A*が Knee 領域までの宇宙線を加速し ていた可能性がある。

H.E.S.S. は数十 TeV までしか感度が無いため、銀河中心からの 300 TeV ガンマ線は観測できていない。3 章で 後述する次世代の解像型大気チェレンコフ望遠鏡の Cherenkov Telescope Array (CTA) は 300 TeV まで観測で きる。CTA で数十 TeV 以上のガンマ線を観測しスペクトルのカットオフ位置や傾きを調べることで、銀河中心が PeVatron であるかを解明できると期待されている。

2.2.3 これまでの超新星残骸のガンマ線観測

超新星残骸とは、重い星が寿命を迎え、超新星爆発を起こした後に残る構造のことである。超新星爆発によって 形成された衝撃波面を粒子が往復し運動量を得ることで、宇宙線加速が生じていると考えられている。銀河系内に おける超新星爆発は約 30 年に1回起こると考えられており、1回の爆発で約 10⁴⁴ J ものエネルギーを放出する。 したがって、1 秒あたり約 10³⁵ J のエネルギーが超新星爆発によって生じる。銀河系内宇宙線のエネルギー密度は、 その到来頻度から 1 eV/cm³ 程度と求められる。銀河の体積や宇宙線の銀河系内での滞在時間を考慮すると、この エネルギー密度を保つためには 10³³ J/s で宇宙線エネルギーを供給する宇宙線加速源が必要となる。つまり、超新 星爆発が放出するエネルギーの約 1% が宇宙線加速に用いられれば Knee 領域までの宇宙線エネルギー密度を説明 できる。このことから、超新星残骸は PeVatron の有力候補として注目されてきた。

水チェレンコフガンマ線天文台の High-Altitude Water Cherenkov Observatory(HAWC)*¹の観測によって、超 新星残骸 G106.3+2.7 から 100 TeV まで延びるガンマ線エネルギースペクトルが得られた(Albert et al. 2020)。エ ネルギースペクトルを図 2.4 に示す。また、大気チェレンコフ望遠鏡 Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System(VERITAS)のガンマ線観測より、超新星残骸 G106.3+2.7 から 900 GeV から 16 TeV のガンマ線 放射が確認されている(Acciari et al. 2009)。ガンマ線が陽子起源であると仮定すると、900 GeV から 100 TeV の ガンマ線エネルギースペクトルを説明するには宇宙線陽子スペクトルのエネルギーカットオフに 800 TeV 以上が要 求されるため、G106.3+2.7 は PeVatron 候補の有力天体として着目されている。しかし、このスペクトルは電子起 源でも説明できるため、超新星残骸 G106.3+2.7 が PeVatron であるという確証は得られていない。

PeVatron であることを証明するには、カットオフを持たずに 300 TeV 程度まで延びるガンマ線のエネルギースペ クトルと、そのようなエネルギーのガンマ線が陽子由来であることを示す必要がある。CTA の優れたエネルギー分 解能と角度分解能でガンマ線スペクトルのカットオフ位置の決定や、ガンマ線の空間分布と加速源周辺の星間物質

^{*1} ガンマ線観測天文台の1つ。300 個の水タンクで構成されておりガンマ線由来の水チェレンコフ光を検出する。



図 2.3 H.E.S.S. で観測された銀河中心(HESS J1745-290)と、その周辺領域のガンマ線画像とガンマ線エネ ルギースペクトル。図は(Abramowski et al. 2016)より引用。(a)銀河中心領域のガンマ線画像。銀河中心と周 辺領域(実線)からガンマ線が検出されている。星点は射手座 A*を示す。(b)銀河中心(青)と周辺領域(赤) のガンマ線エネルギースペクトル。周辺領域のスペクトルは縦軸が 10 倍されている。射手座 A*のエネルギー スペクトルは数十 TeV でカットオフを持つのに対し、拡散領域のエネルギースペクトルはそのようなカットオ フは見られない。



図 2.4 超新星残骸 G106.3+2.7 のガンマ線観測から得られたエネルギースペクトル。図は (Albert et al. 2020) より引用。赤点が VERITAS、青線が HAWC の観測結果である。

の空間分布を比較することで候補天体が PeVatron であるかどうかの決定や、新たな PeVatron の発見が期待される。

第3章

Cherenkov Telescope Array (CTA)

3.1 CTA の概要

ガンマ線観測を目的とした次世代の解像型大気チェレンコフ望遠鏡として、Cherenkov Telescope Array (CTA) の開発が進められている。CTA は大・中・小口径の望遠鏡を北半球(スペイン・ラパルマ)と南半球(チリ・パ ラナル)に約 100 台設置することによって、高エネルギーガンマ線の全天観測を目指している。CTA は 20 GeV から 300 TeV もの広いエネルギー帯域でガンマ線を観測することができ、これは現行の大気チェレンコフ望遠鏡 (H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS)と比較して低エネルギー側にも高エネルギー側にも観測可能範囲を広げることが できている。

大・中・小の各望遠鏡の役割は異なり、口径が大きいほど低エネルギーのガンマ線観測を担う。これは、ガンマ線 のエネルギーが低いほどチェレンコフ光の光量が小さいためである。大きな鏡でチェレンコフ光を集光することで 光量を稼ぐ。一方、高エネルギーガンマ線は発生するチェレンコフ光の光量は大きいが到来頻度が低いため、口径 の小さい望遠鏡を複数台設置し、望遠鏡全体での有効面積を広げている。これらの望遠鏡の観測エネルギー帯域や 大きさ、台数の詳細は表 3.1 に示す。



図 3.2 で示すように、CTA は現行の大気チェレンコフ望遠鏡よりも最大 10 倍のガンマ線観測感度を持つ。また、

図 3.1 CTA の南サイトの完成予想図。図は (CTA-Japan)より引用。



図 3.2 CTA のガンマ線検出感度曲線。青線は CTA の 50 時間の観測での感度を示す。現行の解像型大気 チェレンコフ望遠鏡(MAGIC、VERITAS、H.E.S.S.)と比べて最大 10 倍程度の感度を持つ。図は(The CTA Consortium 2019)より引用。



図 3.3 南サイトでの CTA の角度分解能。現行の解像型大気チェレンコフ望遠鏡である MAGIC や VERITAS と比べて約 1.5 倍角度分解能が向上している。図は (The CTA Consortium 2019)より引用。

表 3.1 大・中・小口径望遠鏡の詳細			
	大口径望遠鏡	中口径望遠鏡	小口径望遠鏡
観測エネルギー範囲	$20{ m GeV}{-}3{ m TeV}$	$80{\rm GeV}{-}50{\rm TeV}$	$1300\mathrm{TeV}$
主鏡の直径	$23.0\mathrm{m}$	$11.5\mathrm{m}$	$4.3\mathrm{m}$
設置予定台数	8	50	70

図 3.3 のように、CTA は現行の大気チェレンコフ望遠鏡と比較して角度分解能が約 1.5 倍向上する。特に PeVatron 探索で重要な 100 TeV 付近では、HAWC と比較して 2 倍程度の角度分解能を持つ。CTA の優れた感度と角度分解 能によって、ガンマ線フラックスの増加やガンマ線空間分布の決定精度の向上が見込まれる。

3.2 CTA の観測原理

宇宙線の加速源から放射されたガンマ線は、地球大気と相互作用し電子陽電子対を生成する。生成された電子と 陽電子は大気中で制動放射を起こし、再びガンマ線を放射する。この過程を繰り返すことで電子、陽電子、ガンマ 線が鼠算式に生成される。この現象のことを電磁カスケードシャワーという。電磁カスケードシャワーの概略図を 図 3.4 に示す。

地球大気中での光速 v は、

$$v = \frac{c}{n} \tag{3.1}$$

と表される。*c* は真空中での光速、*n* は地球大気の屈折率である。*n* > 1 であるため、大気中の光速は真空中よ りも小さくなる。電磁シャワーによって生じた荷電粒子が大気中の光速よりも速く進むと、チェレンコフ光を放射 する。CTA は、この光を鏡で集光し、焦点面カメラで捕らえることで間接的にガンマ線を観測する。検出される チェレンコフ光の光量とガンマ線のエネルギーは比例するため、光量からガンマ線のエネルギーを測定できる。

望遠鏡でチェレンコフ光を焦点面に集光すると、図 3.6 に示すような像が撮像される。図 3.5 のように 1 つのガ ンマ線事象を複数台の望遠鏡で観測し、各望遠鏡で検出された像の長軸方向を重ね合わせることで、ガンマ線の到 来方向を精度良く決定できる。

CTA を含む大気チェレンコフ望遠鏡は、通常は月光が無く、かつ晴天時の夜に観測を行う。この理由は大きく分けて2つある。1つ目はチェレンコフ光を検出した際の出力が月光などの背景光検出による出力に埋もれてしまうためである。これは低エネルギーのガンマ線観測で特に顕著である。2つ目は MAGIC、VERITAS、H.E.S.S. などの現行の大気チェレンコフ望遠鏡の焦点面には、光電子増倍管という光検出器が使用されているためである。光電子増倍管は大光量下で使用すると劣化するため、月光下では印加電圧を低下させる、もしくはチェレンコフ光の波長帯のみを通過させるフィルターの使用が必要となる (Griffin 2016)。

3.3 小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope、SST)

小口径望遠鏡(Small-Sized Telescope、SST)は、CTA の中で最も高エネルギー側(1 から 300 TeV)のガンマ 線を観測する役目を担う。SST は南サイトの約 4 km² の範囲に 70 台設置することが計画されている(CTA)。これ によりチェレンコフ光の検出有効面積を大きくすることで到来頻度の低い高エネルギーガンマ線を観測する。

SST の焦点面カメラは、2 枚鏡構造の Schwarzchild–Couder 光学系と半導体光電子増倍素子 (Silicon Photomultiplier, SiPM) で構成される。Schwarzchild–Couder 光学系は、図 3.8 に示すようにチェレンコフ光を主鏡と副鏡 で2 回反射させ、焦点面カメラで結像する。

これによって、焦点面カメラで結像される像の大きさが1枚鏡の場合よりも小さくなるため、望遠鏡と焦点面カ



図 3.4 電磁カスケードシャワーの概略図。入射したガンマ線から、電子と陽電子、ガンマ線が対生成と制動放 射を繰り返すことによって増加していく。図は (Mollerach and Roulet 2018)より引用。



図 3.5 ガンマ線によって生じるチェレンコフ光を複数台の望遠鏡で観測する様子。図は (Völk and Bernlöhr 2009)より引用。



図 3.6 チェレンコフ光の到来方向の決定方法。左図は1つのガンマ線事象を4つの焦点面カメラで撮像した様子である。右図のように各望遠鏡のカメラ面で検出された像の長軸方向を重ね合わせることによって、到来方向の決定精度が向上する。また、六角形は光検出器の一種である光電子増倍管を表す。図は(Völk and Bernlöhr 2009)より引用。

メラの小型化が可能となった。これに伴い、光検出器にはピクセルサイズが小さく検出効率の高い SiPM が採用さ れた。SST の焦点面は、図 3.9 に示すように、SiPM を 2048 個並列に配置した構成となっている。SiPM は大光 量の環境下でも経年劣化しないため、月光下での観測が期待されており、月光下観測が実現されれば従来よりも約 2 倍の観測時間を確保できる。

図 3.7 に示すように、イタリアのエトナ山には ASTRI-Horn という SST の試作機が設置されている。2018 から 2019 年には ASTRI-Horn の試験観測が行われ、チェレンコフ光の像が撮像された(図 3.10 参照)。これによって 従来の大気チェレンコフ望遠鏡とは異なる 2 枚鏡の光学系と SiPM を用いて宇宙から到来するガンマ線を検出可能 であることが実証された (Lombardi, S. et al. 2020)。



図 3.7 SST の試作機。中央に位置する鏡が 4.3 m の主鏡。その右側に位置するものが 1.8 m の副鏡と焦点面カ メラ。画像提供:奥村曉



図 3.8 Schwarzchild-Couder 光学系での並行光線の結像の様子。図は (Vassiliev et al. 2007)より引用。



図 3.9 SST の焦点面カメラの試作機。1 つのカメラモジュールは 64 ピクセルの SiPM と集積回路で構成される。SST の焦点面カメラには 32 個のモジュールが設置されている。画像提供: Christian Föhr



図 3.10 SST 試作機の試験観測によって捕らえられたチェレンコフ光。図は (White et al. 2021)より引用。

第4章

半導体光電子增倍素子

4.1 SiPM の概要

半導体光電子増倍素子 (Silicon Photomultiplier、SiPM) とは、ガイガーモードのアバランシェ・フォトダイオード (Avalanche Photo Diode、APD) を数千から数万個並列に接続した半導体光検出器である。図 4.1 は 4 × 4 画素の SiPM が 4 個並列に配置されたものを示す。また、この SiPM の画素サイズは 6 mm であり、1 画素内にセル サイズ 75 μ s の APD が 6312 個接続されている。

APD とは、降伏電圧以上の逆電圧を印加することによって電子正孔対を生成・増倍させるフォトダイオードであ る。ここで、印加電圧と降伏電圧の差を超過電圧という。APD 内部には P 型半導体と N 型半導体の接続部(PN 接 合)が存在し、ここでは正孔と電子の再結合によって電荷の存在しない空乏層を形成する。この空乏層に光が入射 すると、光電効果によって電子正孔対が生成される。APD に超過電圧をかけると電子正孔対は電界で加速され、新 たな電子正孔対を鼠算式に発生させる。この増倍過程のことをアバランシェ増倍といい、増倍が自発的に止まらな い状態のことをガイガーモードという。

ガイガーモードの APD の出力は検出光子数に依らず一定であるため、SiPM の出力は APD の出力の足し合わせ となる。よって、図 4.3 に示すように、SiPM は光子を検出しアバランシェ増倍を起こした APD セルの個数に比例 した波高値の波形を出力する。これにより、出力波形の波高値から検出光子数を決定できる。

図 4.2 に示すように、SiPM を構成するガイガーモードの APD には、クエンチング抵抗という抵抗が直列に接続されている。この抵抗は、電圧降下によってアバランシェ増倍を止める役割を持つ。本研究で使用する SiPM (S14520-6050-VS)の波高値がベースラインに戻るまでの時定数は図 4.4 より約 0.095 µs である。この値は、APD がアバランシェ増倍で放電した後超過電圧が元に戻るまでの時定数と一致する。この所要時間のことを回復時間といい、時定数は APD の電気容量とクエンチング抵抗の積で決まる。

4.2 SiPM の動作特性

SiPM は超過電圧や温度に応じた特性を持つ。まず、超過電圧に依存性を持つものとしてアバランシェ増倍の増 倍率や光検出効率が挙げられる。図 4.5 にその依存性を示す。増倍率や検出効率は SiPM の出力電荷に影響するた め、超過電圧の低下は波高値の低下を招く。その他には、オプティカルクロストーク発生確率、ディレイドクロス トーク発生確率が挙げられる。オプティカルクロストークとは、増倍中に発生した二次光子が再び APD に入射し 増倍される現象のことである。また、ディレイドクロストークとは、空乏層の外で発生した電子正孔対が空乏層に 遅れて到達し増倍される現象のことである。

次に、温度に依存性を持つものとして降伏電圧が挙げられる。降伏電圧とは APD がアバランシェ増倍を始める 電圧のことである。超過電圧は印加電圧と降伏電圧の差によって決まるため、温度が変化すると超過電圧に依存す



図 4.1 64 画素の SiPM。4 × 4 画素の SiPM が 4 つ並列に配置している。1 画素の画素面積は 6 × 6 mm² で ある。 画像提供: 奥村曉



図 4.2 SiPM 内部の回路図。APD とクエンチング抵抗は直列に接続されており、それが数千個並列つなぎに なっている。V_{bias} は印加電圧を表す。図は (Roncali and Cherry 2011)より引用。

る増倍率や検出効率が変化すると考えられる。

また、暗電流は超過電圧と温度の両方に依存する。暗電流とは SiPM に光を照射していない状態で流れる電流の ことであり、これは電子正孔対の熱励起によって生じる。

4.3 月光下観測における SiPM の問題点

3.3 節で述べたように、SiPM は大光量の環境下でも経年劣化しないため、月光下での使用が期待される。月光 下観測が実現されると観測時間が約2倍となり高統計となるため、到来頻度の低い 100 TeV 超のガンマ線を検出で



図 4.3 SiPM の出力波形。検出した光子数に対応した波高値の波形を出力する。図は (浜松ホトニクス株式会社 a)より引用。



図 4.4 評価用 SiPM 出力波形の時定数の決定。赤線は指数関数フィットを示しており、p1 は時定数 τ の値である。

きる確率が上がる。またそのような高エネルギーガンマ線フラックスの統計誤差を小さくすることができる。これ によりスペクトルのカットオフの有無やべき指数の不定性を小さくすることができ、スペクトル形状からガンマ線 が陽子由来か電子由来かを判別可能になると期待される。しかし、月光下では SiPM の超過電圧を低下しうる要因 が大きく分けて3つ想定される。

まず1つ目は回路内での電圧降下である。SST カメラでは SiPM に対して高周波ノイズを除去するためのローパ スフィルターが接続されている。月夜のように背景光が大量に存在する場合は、光電流が増加しフィルター内の抵 抗での電圧降下の影響が大きくなる。これにより、SiPM にかかる超過電圧が低下すると予想される。

2つ目は温度上昇による降伏電圧の上昇である。SiPM の温度は単位時間あたりの発熱量と熱伝導率で決まり、発 熱量は印加電圧と電流、時間の積で表される。そのため、月光下観測では電流増加に伴い発熱量が増加し SiPM 自 体が発熱すると予想される。これにより、降伏電圧が上昇することで超過電圧が低下すると考えられる。

3つ目は超過電圧の回復時間中の APD セルの増加である。月夜のような大光量下では、背景光を検出し回復時



図 4.5 増倍率、検出効率の超過電圧依存性。横軸は超過電圧を示す。また、実線は増倍率、波線は検出効率である。図は (浜松ホトニクス株式会社 c)より引用。

間中の APD セル数が増加する。この時間中の APD セルは超過電圧が低下するため、チェレンコフ光入射時に回 復時間中の APD セルが増加することで SiPM 全体の実効的な超過電圧の低下が予想される。

このような要因から超過電圧が低下すると SiPM の増倍率や検出効率が低下する。これは SiPM の出力波形の波 高値の低下を招き、ガンマ線のエネルギーを小さく見積もる要因となる。このような点が月光下観測での SiPM 使 用の問題点である。

第5章

大光量下での SiPM の特性評価

5.1 本研究の目的

4.3 節で述べたように SiPM は大光量の環境下でも経年劣化しないため月光下での観測が可能となり、従来に比べ約2倍の観測時間を確保できると考えられている。しかし、大光量の背景光環境下で SiPM を使用すると

- 電流増加に伴う回路内の抵抗での電圧降下
- SiPM 自体の温度上昇に起因する降伏電圧の上昇
- 超過電圧の回復時間中に信号光が入射する頻度の上昇

といった3つの要因から超過電圧が低下し、SiPM の増倍率や検出効率の低下が生じると予想される。SiPM の出 力波形の波高値は増倍率と検出効率の積で決まるため、大光量が常時入射する条件下では、チェレンコフ光を検出 した際の出力波高値が低下する。これは、波高値から推定される検出光子数を過小評価することにつながり、ガン マ線のエネルギーを小さく見積もる原因となる。このエネルギー較正を正確に行うためには、大光量下での SiPM 特性を実験室でよく調べておく必要がある。

しかし、月光のような背景光環境下での SiPM の特性評価はこれまで十分に試験されていないため、背景光光量の増加に伴い出力波高値がどれだけ低下するのか、またその低下を上記の3つの要因で説明できるのかは不明であった。本研究の目的は、SST の月光下観測に向け、これらを明らかにすることである。

SST は満月の夜に観測を行った場合、1 画素あたりの背景光の検出頻度は約 750 MHz である(CTA 内部資料 2018)。本章に述べる実験では、最大1GHz の背景光に相当する LED 連続光および LED パルス光を SiPM に照射 し、増倍率と検出効率の積によって決まる後者の波高積分値の低下を測定した。また SiPM に流れる電流や SiPM 温度を測定し、読み出し回路中の電圧降下と SiPM の降伏電圧の上昇に伴う波高積分値の低下を推定した。さらに、 超過電圧の回復時間中に信号光が入射する頻度の上昇による波高積分値の低下をシミュレーションから推定した。 これらの結果から、最大1GHz の背景光環境下における波高値の低下がどの程度なのか、また上述した 3 つの要因 で説明できるかを定量的に評価した。これら測定およびシミュレーションの内容について、以降詳述する。

5.2 測定系

測定系の写真と概略図を図 5.2 に示す。暗箱内に評価対象の SiPM と背景光の光量を記録する SiPM を設置し、 LED の定常光を照射して上述した項目を測定する。SiPM の出力波形は Teledyne LeCroyY 社製のオシロスコープ (Wavesurfer 3054) で電圧を 0.5 ns に 1 回記録し取得した。この測定系で特に重要な SiPM、2 つの光源、温度の 詳細について下記に述べる。



(b)



図 5.1 測定系の写真と概略図。(a) 測定系の写真。暗箱内に 2 つの SiPM と、信号光用、背景光用の LED が 設置されている。背景光の光量は回転式 ND フィルターで調節する。(b) 真上から見た測定系の概略図。



図 5.2 評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の画像。(a) 評価用 SiPM。(b) 光量モニター用 SiPM。

使用する SiPM

本研究では、浜松ホトニクス社製 SiPM の S14520-6050-VS の特性を評価する。図 5.2(a) に示すように、この SiPM は 1 画素 (1 チャンネル出力) であり、画素面積は 6 × 6 mm² である。この画素内に 50 × 50 μ m² の APD セルが 14336 個アレイ状に配置した構成となっている。また、この SiPM の表面は保護樹脂で覆われている。SST の焦点面カメラには、同様の画素面積、セルサイズで保護樹脂無しの S14521 系列の SiPM が用いられる。これと 同様の画素面積、セルサイズ、保護樹脂無しの 1 画素の SiPM である S14520-6050-VN は初期不良により使用で きなかったため、保護樹脂ありの S14520-6050-VS を用いた。これらの SiPM の違いは保護樹脂の有無のみであ り、これによって変わるのはオプティカルクロストーク発生確率とディレイドクロストーク発生確率のみである。 以降、S14520-6050-VS を評価用 SiPM と呼ぶ。

また、背景光の光量をモニターするため、浜松ホトニクス社製 SiPM の S13360-6050-CS を用いた。図 5.2(b) はこの SiPM の画像である。これも評価用 SiPM と同様の画素サイズ、APD セルサイズで保護樹脂ありの SiPM である。保護樹脂の素材や内部特性は評価用 SiPM と異なるが、背景光の光量を記録する用途にのみ用いるためこ の違いは重要でない。以降、この SiPM のことを光量モニター用 SiPM と呼ぶ。本測定では、ソースメータで評価 用 SiPM には 42.8 V、光量モニター用 SiPM には 56.4 V の電圧を印加した。また、これらの情報を表 5.1 にまと めた。

光源と光量の調節方法

光源には2種類の波長のLEDを使用し、波長402nmは信号光用、波長635nmは背景光用である。SiPMの検 出効率は波長依存性を持つため(浜松ホトニクス株式会社b)、検出効率の低下も波長依存性を持ちうる。実際の月 光下観測での検出効率の低下を再現するため信号光用LEDの波長はチェレンコフ光と、背景光用LEDの波長は月 光とある程度一致させた。

波高積分値や電流、温度の背景光強度依存性を正確に測定するには、背景光用 LED の光量のゆらぎを小さくす る必要がある。LED に順電圧をかけて使用した場合、この電圧は温度に依存するため、暗箱内の温度変化や LED

prese at ma		
	評価用 SiPM	光量モニター用 SiPM
型番	S14520-6050-VS	S13360-6050-CS
ピクセルサイズ	$6 imes 6 \mathrm{mm^2}$	$6 \times 6 \mathrm{mm^2}$
APD セルサイズ	$50\mu{ m m}$	$50\mu{ m m}$
保護樹脂の有無	有	有
電源電圧	$42.8\mathrm{V}$	$56.4\mathrm{V}$

表 5.1 評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の比較



図 5.3 回転式 ND フィルター。光学濃度がグラデーションのフィルターが使用されているため、回転角度に よって透過率を最大 1000 分の 1 にまで変化することができる。写真は (シグマ光機株式会社)より引用。

自体の発熱によって電圧が変動し、LED の光量がゆらぐ可能性がある。光量を安定させるため、背景光用 LED は 常に一定の電流 40 mA で駆動し、光量の調節はこの LED の前に設置した回転式 ND フィルターを遠隔で回転させ 行った。ND フィルターとは、吸収によって可視光を減衰するフィルターのことである。回転式 ND フィルターの 光学濃度はグラデーションになっており、可視光の光量を最大 1000 分の 1 にまで減衰できる (シグマ光機株式会 社)。光学濃度がグラデーションであるという性質から、光がこのフィルター内のどこを通るかで、評価用 SiPM と 光量モニター用 SiPM の光量比が変わりうる。これを防ぐため、図 5.4 に示すように背景光用 LED の光を平凸レ ンズで集光し、しぼりを通すことでフィルター上の狭い範囲を通過するようにした。また、以降は信号光用 LED に よる光を信号光、背景光用 LED による光を背景光と呼ぶ。

温度

本測定では実験室内の温度を 25°C に設定した。図 5.5 は熱電対で測定した実験室、暗箱内の温度の時間変化 を示す。実験室の温度は約 25.4°C から ±1°C 程度、暗箱内の温度は約 25.2°C から ±0.1°C 程度変動している。 SiPM の降伏電圧は温度に依存し、評価用 SiPM は温度が 1°C 上昇すると降伏電圧は 0.033 ± 0.001 V 上昇する。 温度変化による降伏電圧の変動を防ぐため、暗箱内の温度は ±0.1°C 程度で安定させた。また、評価用 SiPM の降 伏電圧の温度依存性は測定から求めており、その詳細は付録 **B** に記した。



図 5.4 背景光用光源周辺の概略図。LED からの光は平凸レンズで集光ししぼりを通過させることで回転式 ND フィルター上の狭い領域を通るようにした。光学濃度 1.3 の ND フィルターは光量調節のため設置した。



図 5.5 実験室と暗箱内の温度。黒点は暗箱内の温度、ピンク点は実験室内の温度を示す。

5.3 背景光検出頻度測定

5.3.1 背景光検出頻度の導出方法

本研究では1 画素あたりの光子検出頻度最大1GHz の背景光を照射し、波高積分値や電流、温度の背景光強度 依存性を調べる。そのためには、まず背景光の検出頻度を1GHz まで正確に測定する必要がある。光子検出頻度 は一定時間内での発生光電子数を計数することで得られる。しかし、この方法ではオプティカルクロストークや ディレイドクロストークにより生じた光電子も区別せず計数してしまうため、実際よりも光子検出頻度を大きく見



図 5.6 PZC 整形前の波形と PZC 整形後の波形の比較。入射光子数 150 程度の光を照射した際の出力波形である。(a) PZC 整形前の SiPM の出力波形。(b) PZC 整形後の波形。

積もってしまう。これを防ぐため、本研究では Δt 分布から背景光の検出頻度を求めた。この方法では、背景光の 光子検出時間の差 Δt のみを考慮するため、オプティカルクロストークによる波高値の増加の影響を受けない。ま た、ディレイドクロストークは 1 光電子が発生してから数十 ns 以内に発生する (浜松ホトニクス株式会社 d)ため、 Δt > 100 ns の成分のみを考慮することでディレイドクロストークの影響も排除した。

SiPM の出力波形は裾の部分が長く、 4.1 節で述べたように評価用 SiPM では波形の立ち下がりの時定数は約 0.095 μ s である。この値から、波高値がベースラインに戻るまでの時間は約 400 ns である。この裾部分に波形が重 なると波高値が大きくなるため、検出光子数の推定に誤差が生じる。また、後述するが Δt 分布から検出頻度を決 定する際には波形の立ち上がりが閾値を超える時間を求める。そのため、多数の波形が重なると個々の波形が閾値 を超える時間を正確に決定できなくなる。これらを防ぐため、裾が短く鋭い形状の波形が必要となる。本研究では SiPM の出力波形に Pole-Zero-Cancellation (PZC) 整形を行い、半値幅約 10 ns の波形を得た。整形前後の波形を 図 5.6(a)、 5.6(b) に示す。以降、解析時には全て PZC 整形後の波形を使用した。また、波形整形の詳細な手順は 付録 A に記した。

背景光用 LED で定常光を SiPM に照射した。図 5.7(a) に示すように、得られた波形の立ち上がりが閾値を超え た場合に背景光が検出されたと見なし、閾値を超えた時間 t を求めた。この時間 t から、背景光が検出された時間 間隔 Δt を求め、 Δt 分布を作成した。背景光は SiPM に無作為に入射するため、 Δt は指数分布に従う。この分布 を指数関数の確率密度分布 $f(\Delta t)$ でフィットした。A は定数、 τ は 1 つの光子が検出されてから次の光子が検出さ れるまでの時間の平均値である。

$$f(\Delta t) = A \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right) \quad (\Delta t > 0)$$
 (5.1)

この結果を用いて、背景光の検出頻度 Fbg は 1/τ で求められる。

しかし、背景光の光量が大きすぎると図 5.8 に示すように、波形が複数重なるため波高値を正確に決定すること が困難になる。よって、一定の閾値を設定した場合に波形の立ち上がりが閾値を超えない成分や、個々の波形の立 ち上がりが閾値と交わらない成分が存在し閾値を超える時間 *t* を正確に決定できなくなる。

 Δt 分布による背景光検出頻度導出の適用限界を調べるため、下記の測定を行った。回転式 ND フィルターの回転角度を変えながら背景光用 LED の光を照射し、各回転角度で光量モニター用 SiPM に対する評価用 SiPM の検出頻度の比を計算した。光源と 2 つの SiPM の位置は固定であるため、 Δt 分布から検出頻度を正確に求められていれば、検出頻度の比は一定になるはずである。しかし、図 5.9(a) と図 5.9(b) からわかるように、評価用 SiPM の



図 5.7 Δt 分布の作成方法。(a) 波高値が閾値を超えた時間を背景光の検出時間 t と定義し、t の間隔 Δt を求 めた。(b) Δt 分布。p1 が時定数 τ の値に対応する。



図 5.8 1 画素あたり約 1GHz の背景光を照射した時の出力波形。波形が複数重なっている。

検出頻度が約 40 MHz を超える角度では検出頻度の比が減少している。これは、40 MHz 以上では Δt 分布から検 出頻度を正確に決定できず、本来の値よりも小さくなったためであると考えられる。そのため、本研究では、Δt 分 布から背景光の検出頻度が求められる上限値は 40 MHz であるとした。

5.3.2 大光量の背景光が混入する場合の背景光検出頻度の導出方法

前節で述べたように背景光検出頻度が約 40 MHz 以上になると Δt 分布から背景光検出頻度を正確に求めること ができない。しかし、本研究では最大 1 GHz の背景光下で SiPM の特性評価を行うため、40 MHz 以上の背景光検 出頻度を求める必要がある。

そこで、本測定では光量モニター用 SiPM の直前に透過率をあらかじめ測定した ND フィルターを設置すること





図 5.9 回転角度 340 から 450° での 2 つの SiPM の背景光検出頻度とその比。(a) 評価用 SiPM、光量モニター 用 SiPM の背景光検出頻度。(b) 評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の検出頻度の比。回転角度 390° の時、 評価用 SiPM の検出頻度は約 40 MHz である。


図 5.10 Δt 分布から求めた ND フィルターの透過率。(a) 光学濃度 0.3 の ND フィルターの透過率。(b) 光学 濃度 0.6 の ND フィルターの透過率。

で、測定可能な光量に調節した。この状態で取得した波形データから Δt 分布を作成し、背景光検出頻度を導出した。その検出頻度を ND フィルターの透過率で補正した後、光量モニター用、評価用の 2 つの SiPM の検出頻度の 比から、評価用 SiPM での検出頻度を求めた。

ND フィルターの透過率測定

前述の通り、光量モニター用 SiPM に使用する ND フィルターの透過率をあらかじめ測定する必要がある。そこ で、光量モニター用 SiPM に背景光を照射し、この SiPM の前に ND フィルターを設置した前後の検出頻度の比か ら、ND フィルターの透過率を求めた。具体的には、背景光用 LED を光らせた状態で光量モニター用 SiPM での 検出頻度が 40 MHz 以下となるよう回転式 ND フィルターの回転角度を調節し、ND フィルターありと無しとでの 背景光の検出頻度を Δt 分布から求めた。これらの値から、ND フィルターの透過率 T は、

$$T = \frac{F|_{\text{monitor}}^{\text{withND}} - F_{\text{dark}}}{F_{\text{monitor}} - F_{\text{dark}}}$$
(5.2)

と表される。ここで、 $F|_{\text{monitor}}^{\text{withND}}$ は ND フィルターありでの光量モニター用 SiPM の背景光検出頻度、 F_{monitor} は ND フィルター無しでの検出頻度である。また、 F_{dark} はダークカウントレートを表す。ダークカウントとは、空乏 層内での熱励起によって発生する光電子数のことである。ダークカウントレート F_{dark} は光を当てていない状態で の波形から Δt 分布を作成し求めた。また、得られた透過率が光量に依存して変動せず一定であるかを確認するた め、回転式 ND フィルターの角度を変え、各回転角度で透過率を求めた。

本研究では、光学濃度 0.3、0.6 の 2 枚の ND フィルターを使用する。上述の方法で各フィルターの透過率を求めた結果を図 5.10(a)、5.10(b) に示す。光学濃度 0.3 の ND フィルターの透過率 $T_{0.3}$ は 0.4738 ± 0.0013、光学濃度 0.6 の ND フィルターの透過率 $T_{0.6}$ は 0.2061 ± 0.0008 と求まった。光学濃度 0.3、0.6 の ND フィルターを併せて設置した時の光量モニター用 SiPM の検出頻度を $F|_{\text{monitor}}^{0.3+0.6}$ とすると、ND フィルター無しでの光量モニター用 SiPM の検出頻度 F_{monitor} は、光学濃度 0.3、0.6 の ND フィルターの透過率透過率 $T_{0.3}$ 、 $T_{0.6}$ を用いて、

$$F_{\rm monitor} = \frac{F|_{\rm monitor}^{0.3+0.6}}{T_{0.3} \cdot T_{0.6}}$$
(5.3)

と表せる。



図 5.11 評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の背景光検出頻度の比。赤線は定数フィットである。

評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の背景光検出頻度の比の測定

前述の方法で、光量モニター用 SiPM での検出頻度 F_{monitor} を求めた。ある光量で背景光用 LED を光らせた場合、評価用 SiPM と光量モニター用 SiPM の背景光検出頻度は、光源からの距離によって異なる。光量モニター用 SiPM の背景光検出頻度から、評価用 SiPM の検出頻度を見積もるため、2 つの SiPM の背景光検出頻度の比を求めた。また、比が背景光の光量に依らず一定であることを確認するため、複数の回転角度でこれを求めた。比 R は、

$$R = \frac{F_{\text{eval}} - F|_{\text{dark}}^{\text{eval}}}{F_{\text{monitor}} - F|_{\text{dark}}^{\text{monitor}}}$$
(5.4)

と表される。ここで、 F_{eval} 、 $F|_{\text{dark}}^{\text{eval}}$ は評価用 SiPM の背景光検出頻度、ダークカウントレートであり、 $F|_{\text{dark}}^{\text{monitor}}$ は 光量モニター用 SiPM のダークカウントレートである。式 5.4 を用いて、この比 *R* を求めた結果を図 5.11 に示した。これより、比 *R* は 2.688 ± 0.005 と求められた。

40 MHz 以上の背景光が混入する時、評価用 SiPM の背景光検出頻度 F_{eval} は式 5.3、R、T_{0.3}、T_{0.6} を用いて、

$$F_{\rm eval} = R \cdot F_{\rm monitor} \tag{5.5}$$

$$= \frac{R}{T_{0.3} \cdot T_{0.6}} \cdot F|_{\text{monitor}}^{0.3+0.6}$$
(5.6)

と表すことができる。この式を用いて評価用 SiPM の背景光検出頻度を求めると、図 5.12 のようになった。この 手法を用いることで、40 MHz 以上の背景光が入射する場合でも、Δt 分布から評価用 SiPM の背景光検出頻度を求 めることができた*¹。

^{*1} 評価用 SiPM の実際の背景光検出頻度は電流増加や温度上昇に伴う検出効率の低下により、式 5.5 で得られる値よりも小さい可能性がある。しかし本研究では、検出効率の低下は無視し式 5.5 から評価用 SiPM の背景光検出頻度を求めた



図 5.12 光量モニター用 SiPM の検出頻度 $F|_{\text{monitor}}^{0.3+0.6}$ と式 5.4 から求まる評価用 SiPM の検出頻度。左の縦軸 は光学濃度 0.3、0.6 の ND フィルターを設置した場合の光量モニター用 SiPM での背景光検出頻度 $F|_{\text{monitor}}^{0.3+0.6}$ 。 右の縦軸は式 5.4 から求めた評価用 SiPM での検出頻度 F_{eval} 。

5.4 背景光増加時の波高積分値の平均値測定

5.4.1 波高積分値の平均値測定の目的と測定方法

5.1 章で述べたように、大光量の背景光環境下で SiPM を使用した場合は増倍率と検出効率の低下により波高値 の低下が予想される。本測定の目的は、そのような環境下で SiPM の波高値がどの程度下がるかを測定することで ある。そこで、背景光と信号光を照射した時の波高積分値から波高値の低下を調べた。波高積分値とは、波高値を 一定時間で積分した値のことである。大光量下では複数の波形が重なるため波形の立ち上がり、立ち下がりのどの 箇所で重なるかにより波高値のゆらぎが大きくなる。そこで、本研究では波高値ではなく波高積分値を用いた。

本測定では、信号光用 LED と背景光用 LED の 2 つの光源を用いる。評価用 SiPM に背景光用 LED による定常 光を照射した状態で、信号光用 LED を周期 1 kHz、発光時間 10 ns で定期的に発光させ、その発光時刻での波高値 を積分し波高積分値分布を作成した。

SiPM の検出光子数はポアソン分布に従い、平均検出光子数が約 20 以上ではポアソン分布はガウス分布に近似 できる。信号光の光量は 150 光子相当に設定したため、信号光と背景光を照射し得られた波高積分値分布はガウ シアン形状となる。この分布から得られる波高積分値を図 5.14(b) に示すようにガウス関数でフィットし、波高積 分値の平均値 μ を求めた。次に、背景光用 LED のみを照射し、同様の手法で波高積分値分布を作成した。また、 図 5.14(d) に示すようにガウス関数のフィットから平均値 μ_{ped} を求めた。背景光検出頻度によって、積分範囲に背 景光検出による波形が混入する頻度が変化し μ_{ped} の値は変化する。これは μ に不定性をもたらす。この影響を無 くすため、 $\mu - \mu_{ped}$ を求めた。信号光の光量は 150 光子相当で固定し、背景光のみを 1 画素あたりの光子検出頻度 が約 200 MHz から 1 GHz となる光量で変化させ、各背景光光量で $\mu - \mu_{ped}$ を求めた。

図 5.4.1 に示すように、波高積分値 µ は発生光電子数 λ での積分値に対応する。SiPM の出力はオプティカル



図 5.13 波高積分値の平均値と1光電子あたりの波高積分値、平均検出光電子数の関係。

クロストークの効果を含むため、発生光電子数は実際の検出光電子数よりも大きくなる。 λ はオプティカルクロストークによる成分も含んだ値である。信号光あり、無しでの波高積分値の平均値の差 $\mu - \mu_{ped}$ を \bar{Q} とおくと、

$$Q = \mu - \mu_{\rm ped} \tag{5.7}$$

$$= G \cdot \lambda \tag{5.8}$$

$$= \alpha \cdot V_{\rm OV} \cdot \epsilon \tag{5.9}$$

と表せる。Gは1光電子あたりの波高積分値、 V_{OV} は超過電圧、 ϵ は検出効率である。1光電子あたりの波高積分値Gは電子正孔対の増倍率に比例し、この増倍率は超過電圧 V_{OV} に比例する。また、オプティカルクロストークの影響を無視すると、平均発生光電子数 λ は検出効率に比例する。よって、式 5.9 が成り立つ。以降、信号光あり、無しでの波高積分値の平均値の差は「波高積分値 \bar{Q} 」と呼ぶ。また、以降の波高積分値低下の推定には全て式 5.9 を用いた。

5.4.2 測定結果

1 画素あたりの光子検出頻度を 200 MHz から 1 GHz まで変化させた時の波高積分値 \bar{Q} の推移を図 5.15 に示す。 背景光の光量が増加するほど、波高積分値の平均値が減少することがわかった。また、背景光が 1 GHz 程度混入す る場合は、波高積分値の平均値は約 7% 減少することがわかった。

5.5 直流電流増加による波高積分値低下の評価

5.5.1 直流電流測定の目的

背景光光量増加時に波高値を低下させる要因の1つとして、電圧降下が挙げられる。本測定の目的は、電圧降下 が波高値の低下に寄与するか、またどの程度の影響なのかを明らかにすることである。



図 5.14 背景光照射時の波形と波高積分値分布。(a) 背景光と信号光を照射した時の波形。緑帯は積分範囲であ る。(b) (a) の波高積分値分布。赤線はガウスフィットを示す。また、likelihood フィットをしたため、図中の χ^2/ndf の値は小さくなっている。(c) 背景光のみを照射した時の波形。緑帯は積分範囲である。積分範囲は μ 導出時と同様である。(d) (c) の波高積分値分布。赤線はガウスフィットを示す。こちらも likelihood フィット をしたため、図中の χ^2/ndf の値は小さくなっている。

背景光の光量が増加すると、SiPM に定常的に入射する光子数が増加するため、回路に流れる直流電流が増加す ると予想される。図 5.16 に評価用 SiPM の電圧印加回路の回路図を示す。印加電圧供給用の電源と SiPM の間に は 10 Ω の抵抗とコンデンサーが接続されている。これらはローパスフィルタを構成しており、雑音の高周波成分を 低減する役割を担う。また、SiPM とグラウンドの間には 47 Ω の抵抗を接続しており、SiPM の出力電流を電圧に 変換する。

ローパスフィルター用の 10 Ω の抵抗と、出力用の 47 Ω の抵抗は SiPM に対して直列に接続されており、大光量 照射時に回路に流れる直流電流が増加するとこれらの抵抗によって電圧降下が生じうる。これにより、SiPM にか かる超過電圧が低下すると、増倍率や検出効率が低下し波高値が低下してしまう。一方でこれは意図しない大光量 が照射されてしまった場合に、SiPM での大電流の発生を防止する役割を持ち保護抵抗としても機能する。

この電圧降下と波高積分値 \bar{Q} の低下が電流値によってどのように変化するかを推定するため、様々な背景光光量での電流測定を行った。



図 5.15 背景光検出頻度と波高積分値波高積分値 \bar{Q} の関係。横軸0では、背景光を照射していない時の値を示す。



図 5.16 評価用 SiPM の電圧印加回路の回路図。ローパスフィルター用の 10 Ω の抵抗と、波形出力用の 47 Ω の抵抗が SiPM に対して直列に接続されている。

5.5.2 推定方法と結果

図 5.17 に示すように、SiPM に印加電圧供給用のケーブルのみを接続し、ソースメータ(KEITHLEY2400)で 印加電圧を供給すると同時に、背景光照射時に回路に流れる電流値を測定した。電流値は 3 秒おきに測定し、安定 となった領域での 50 分間の測定値の平均を各背景光光量での電流値とした。電流の時間変化を図 5.18 に示す。

図 5.16 に示したように、SiPM に対して合計 57 Ω の抵抗が直列に接続されているため、この抵抗における電圧 降下 $V_{\rm drop}$ は、図 5.16 の回路内に流れる電流 I を用いて、



図 5.17 背景光照射時の電流値測定の測定系。

と表せる。5.10式を用いて、各背景光光量での電圧降下を推定した。

背景光検出頻度と、電圧降下の関係は図 5.19 のようになった。背景光の検出頻度が増加するほど電圧降下が上昇 していることがわかる。

5.5.3 電圧降下による波高積分値低下の推定

背景光光電流による電圧降下が波高積分値に与える影響を計算した。波高積分値 Q は電子正孔対の増倍率と検出 効率の積に比例する。そこで、電圧降下を考慮した場合の超過電圧に対応する増倍率と検出効率の低下を計算し、 波高積分値 Q の低下を推定した。式 5.9 より波高積分値 Q は、検出効率 6 の超過電圧依存性の式を用いて、

$$\epsilon(V_{\rm OV}) = \beta \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV}/V_{\rm BR}))$$
(5.11)

$$\bar{Q} = \alpha \cdot V_{\rm OV} \cdot \epsilon \tag{5.12}$$

$$= \alpha_{\bar{Q}} \cdot V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV}/V_{\rm BR}))$$
(5.13)

と表せる。ただし、 α 、 β 、C、 $\alpha_{\bar{Q}}$ は定数である。検出効率の式 5.11 は評価用 SiPM の超過電圧に対する検出効率 の値*²をフィットし求めた。このフィット結果を図 5.20 に示す。式 5.13 より、波高積分値 \bar{Q} を超過電圧 $V_{\rm OV}$ と 降伏電圧 $V_{\rm BR}$ の関数として表せた。

超過電圧は印加電圧と降伏電圧の差から定義される。また、回路内の抵抗の電圧降下 V_{drop} を考慮すると印加電



図 5.18 200 MHz の背景光照射時の電流の時間変化。青帯は電流の平均値を取った時間範囲である。



図 5.19 背景光検出頻度と電圧降下の関係。左の軸は電流の測定値、右の軸は 5.10 式より推定した電圧降下を表す。



図 5.20 評価用 SiPM の超過電圧と検出効率の関係と式 5.11 によるフィット。

 $E V_{app}$ は電源電 $E V_{HV}$ と電圧降下 V_{drop} の差で決まるため、超過電 $E V_{OV}$ は

$$V_{\rm app} = V_{\rm HV} - V_{\rm drop} \tag{5.14}$$

$$V_{\rm OV} = V_{\rm app} - V_{\rm BR}(T(F_{\rm bg})) \tag{5.15}$$

$$= V_{\rm HV} - V_{\rm drop}(F_{\rm bg})V_{\rm BR}(T(F_{\rm bg}))$$
(5.16)

と書き直せる。 $V_{\rm BR}(T(F_{\rm bg}))$ は降伏電圧、T は SiPM の温度、 $F_{\rm bg}$ は背景光検出頻度である。 5.6 節で後述するが、SiPM の温度は背景光検出頻度の増加に伴って上昇する。そのため、温度を $T(F_{\rm bg})$ と表記した。また、 5.2 節で述べたように、評価用 SiPM の電源電圧は $V_{\rm HV} = 42.8$ V と定数である。

また、背景光を照射しない時の超過電圧 V_{OV0} は

$$V_{\rm OV0} = V_{\rm HV} - V_{\rm BR}|_{T=25}$$
(5.17)

と表せる。ただし、 $V_{\rm BR}|_{T=25}$ は背景光検出頻度 $F_{\rm bg}$ が0MHz、温度が25°Cの時の降伏電圧を表す。 背景光無しでの波高積分値 \bar{Q}_0 に対する、背景光ありでの波高積分値 \bar{Q} の比は、式5.13、式5.16、式5.17より、

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0} = \frac{V_{\rm OV} \cdot \epsilon}{V_{\rm OV0} \cdot \epsilon_0} \tag{5.18}$$

$$= \frac{V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV}/V_{\rm BR}(T(F_{\rm bg}))))}{V_{\rm OV0} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV0}/V_{\rm BR}|_{T=25}))}$$
(5.19)

と表せる。電圧降下による超過電圧の低下が波高積分値 \bar{Q} の低下にどの程度影響するかを推定するため、 $V_{\rm BR}(T(F_{\rm bg}))$ は定数、 $V_{\rm drop}(F_{\rm bg})$ のみ背景光検出頻度に対して変化するとした。この時、式 5.16、式 5.19 は、

$$V_{\rm OV} = V_{\rm HV} - V_{\rm BR}|_{T=25} - V_{\rm drop}(F_{\rm bg})$$
(5.20)

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0} = \frac{V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV}/V_{\rm BR}|_{T=25}))}{V_{\rm OV0} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV0}/V_{\rm BR}|_{T=25}))}$$
(5.21)



図 5.21 背景光検出頻度に対する波高積分値 \bar{Q} の測定値と、電圧降下から期待される \bar{Q} の計算値。両者とも \bar{Q}_0 の値を 1 として規格化してある。

と書ける。 5.4 章で測定した背景光あり、無しでの波高積分値の比 $\frac{\bar{Q}}{Q_0}$ と、式 5.21 の右辺より求まる計算値とを比較した。その結果を図 5.21 に示す。背景光検出頻度が約 1 GHz の場合に着目すると、波高積分値 \bar{Q} の測定値は、約 7% 減少したのに対し、式 5.21 より求めた計算値 \bar{Q} は約 1.5% 減少している。よって、電圧降下は波高積分値 低下に 2 割程度寄与することがわかった。

5.6 温度上昇による波高積分値低下の評価

5.6.1 温度測定の目的

5.5 節では、電圧降下による波高積分値低下の影響を明らかにした。背景光増加時に波高積分値を低下させうる 2 つ目の要因は、温度上昇である。本測定の目的は、温度上昇が波高積分値の低下に寄与するか、またその影響は どの程度なのかを明らかにすることである。

SiPM の降伏電圧には温度依存性が存在する。付録 B の測定により、その依存性は 0.033 ± 0.001 V/°C である ことがわかった。月光下観測では、背景光由来の光電流が増加し発熱量が増加するため、SiPM 自体の温度が上昇 すると考えられる。よって、背景光の光量増加に伴い降伏電圧が上昇すると予想される。本節では、背景光照射時 の SiPM の温度を測定し、式 5.19 から温度上昇の波高積分値低下に対する影響を調べた。

5.6.2 背景光照射時の SiPM 温度測定

背景光照射時の SiPM の温度は、2 つの方法で測定した。1 つ目は赤外線カメラを用いた方法、2 つ目は SiPM の 暗電流から温度を推定する方法である。下記に各測定方法について詳しく述べる。



図 5.22 赤外線カメラによる温度測定の測定系の概略図。

赤外線カメラによる温度測定

熱電対のような接触式の温度計では、汚れや傷の原因、光子入射の妨げとなるため SiPM の表面に直接触れて温度を測定できない。そこで、日本アビオニクス社製の赤外線カメラ(G100EX/G120EX)を使用し SiPM の表面温度を測定した。測定系の概略図を図 5.22 に示す。

図 5.23(a) は赤外線カメラで撮影した可視画像、図 5.23(b) は1GHz の背景光を照射した場合の熱画像である。 図 5.23(b) のカラーバーは温度を表しており、画像中央の赤い部分は SiPM の位置にあたる。この画像から、基板 や暗箱に対して SiPM のみ局所的に発熱していることがわかる。このことから、接触式の温度計を基板などに設置 するのでは SiPM の発熱を正確に測定できないことがわかった。よって、温度を正確に測定するためには、本測定 のように非接触式の温度計を用いて SiPM の表面温度を直接測定することが必要である。

実験室内の温度は 25°C に設定しており、図 5.5 で示すように暗箱内の温度は 25°C 程度である。しかし 図 5.23(b) より赤外線カメラで測定した暗箱内の温度は 31°C 程度となっていた。この原因として、赤外線カメラ の測定対象について設定する放射率が適切でなかったことが考えられる。そこで、絶対値ではなく背景光照射前後 の温度差 Δ*T* を波高値低下の推定に使用した。

評価用 SiPM の温度を、背景光を照射前後で 50 分間、20 秒おきに測定し 50 分間の平均温度を求めた。図 5.24 は 1 GHz の背景光照射前後での温度変化を示す。背景光照射前後の温度の差から、背景光の照射による温度上昇 ΔT を求めた。



図 5.23 赤外線カメラで撮影した評価用 SiPM の可視画像と熱画像。(a) 可視画像。画像中央に評価用 SiPM が写っている。(b) 1 GHz の背景光を照射した時の熱画像。カラーバーは温度を表しており、評価用 SiPM の 発熱が見られた。



図 5.24 1 画素あたりの光子検出頻度 1 GHz の背景光を照射した時の SiPM 表面温度の変化。測定開始から約 50 分後に背景光を照射している。背景光を照射すると SiPM 表面温度が上昇していることがわかる。

暗電流値を用いた測定方法

赤外線カメラを用いた SiPM 表面温度測定について前述した。この手法では熱電対などの接触式の温度計よりも SiPM 表面温度の変化を正確に測定できる。しかし、電流は SiPM 内部の空乏層における電子正孔対の増幅によっ て生じるため、実際に発熱している箇所は空乏層である。そのため、SiPM 内部では表面よりも温度が上昇してい る可能性が高い。 4.2 節で述べたように、暗電流は SiPM の温度に依存する。この特性を利用し、電源電圧 42.8 V のときの暗電流から SiPM 内部の温度を推定した。

まず、暗電流と温度の関係を測定した。恒温槽内に評価用 SiPM を設置し、温度を 10°C から 40°C、電源電圧 を 38 V から 45 V まで変化させた時の暗電流を測定した。その結果を図 5.25(a)、5.25(b) に示す。電源電圧や温度 が高いほど暗電流が増加することが確認された。これは、電源電圧が高いほど超過電圧の上昇によって増倍率が増 加し、また温度が高いほど電子正孔対の熱励起の発生確率が大きくなるためである。

電源電圧 42.5 V から 43.0 V の各温度での暗電流の測定値を内挿し、図 5.26 に示すように、下記のモデル関数で フィットすることで電源電圧 42.8 V での温度 T と暗電流 I_{dark} の関係を求めた。また、A、B はフィットから得ら れる定数である。

$$I_{\rm dark} = A \exp\left(\frac{T}{B}\right) \tag{5.22}$$

次に、背景光を照射した後、背景光を切った瞬間の暗電流値を求めた。図 5.27(a)、5.27(b) は背景光を照射した 後、背景光を切ってからの暗電流の時間変化を示す。温度低下に伴う暗電流低下は指数関数的減衰であるため、暗 電流 *I*_{dark} は、

$$\frac{dI_{\text{dark}}}{dt} = -\alpha I_{\text{dark}} \tag{5.23}$$

$$I_{\text{dark}} = I_{\text{dark}_0} \exp(-\alpha t) \tag{5.24}$$

と時間 t の関数で表せる。背景光を切った後の暗電流の時間変化を式 5.23 でフィットし、定数 I_{dark_0} 、 α を求めた。背景光を切った瞬間の時間 t_{off} は、背景光用 LED に接続している電源装置の出力を切る動作にかかる時間をpython で測定し、 $t_{off} = 0.072 \pm 0.072$ 秒とした。 t_{off} を式 5.24 に代入し背景光を切った瞬間の暗電流 I_{dark} を求め、これを式 5.22 に代入し温度を推定した。

5.6.3 測定結果

上述した 2 つの方法で背景光照射による温度上昇を測定した。この結果を図 5.28 に示す。どちらの方法でも背 景光検出頻度の増加に伴う温度上昇が確かめられ、約 1 GHz の時温度は 3 °C 程度上昇することがわかった。また、 暗電流から求めた温度上昇 ΔT は、赤外線カメラから求めた ΔT よりも大きいことがわかった。この理由として、 SiPM 内部では表面よりも温度が上昇していることが考えられる。

5.6.4 温度上昇による波高積分値低下の推定

5.5.3 節では、電圧降下による波高積分値の低下を推定した。本節では、電圧降下に加えて温度上昇を考慮した 場合の波高成分値の低下を計算により推定する。

付録 B より、評価用 SiPM の降伏電圧の温度依存性は 0.033 ± 0.001 V/°C である。よって、背景光照射時の温度上昇 $\Delta T(F_{\rm bg})$ による降伏電圧の変化 $\Delta V_{\rm BR}$ は、

$$\Delta V_{\rm BR} = (0.033 \pm 0.001 \, \text{V}/^{\circ}\text{C}) \cdot \Delta T(F_{\rm bg}) \tag{5.25}$$



図 5.25 各温度での電源電圧と暗電流の関係。温度が高いほど暗電流が増加している。(a) 縦軸を線形表示した もの。(b) 縦軸を対数表示したもの。



図 5.26 電源電圧 42.8 V での温度と暗電流の関係。赤線は式 5.22 のフィットを示す。

と表せる。

電圧降下のみを考慮した場合の超過電圧と、背景光あり、無しでの波高積分値の比 $\frac{\bar{Q}}{Q_0}$ は式 5.20、式 5.21 で表す ことができた。ここに温度上昇による降伏電圧の上昇 $\Delta V_{\rm BR}$ を加えると、

 $V_{\rm OV} = V_{\rm HV} - V_{\rm drop} - (V_{\rm BR}|_{T=25} + \Delta V_{\rm BR})(F_{\rm bg})$ (5.26)

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0} = \frac{V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV} / (V_{\rm BR}|_{T=25} + \Delta V_{\rm BR}))}{V_{\rm OV0} \cdot (1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV0} / V_{\rm BR}|_{T=25}))}$$
(5.27)

と書き直せる。式 5.25 に測定より得られた上昇温度 ΔT を代入し、降伏電圧の変化 $\Delta V_{\rm BR}$ を求めた。これを 式 5.27 に代入し、背景光あり、無しでの波高積分値の比 $\frac{Q}{Q_0}$ を計算した。得られた計算値と、 5.4 節の測定値と比



図 5.27 背景光を切った後の暗電流の時間変化。(a) 背景光を切った後 300 秒間の暗電流。(b) 左図(a) の 0 から 20 秒間の拡大図。



図 5.28 2 つの方法で求めた背景光照射による温度上昇。黒点は赤外線カメラで測定した温度変化、ピンク点は 暗電流から推定した温度変化を示す。

較した結果を図 5.29(a)、図 5.29(b) に示す。

図 5.29(a) は赤外線カメラで測定した温度を用いた場合、図 5.29(b) は暗電流から推定した温度を用いた場合で ある。背景光が約 1 GHz の時に着目すると、電圧降下と温度上昇の 2 つの要素を考慮して計算した波高積分値 \bar{Q} は約 5% 低下した。この時波高積分値 \bar{Q} はの実測値は約 7% 低下しているため、電圧降下と温度上昇といった外 的要因の波高値低下への寄与は 7 割程度であることがわかった。

また、背景光検出頻度が約1GHz のとき電圧降下による波高積分値 Q の低下は約1.5% であるのに対し、電圧降下と温度上昇の2つの要因による \bar{Q} の低下は約5% であり、その差は3.5% ポイント程度である。よって、温度上昇に伴う降伏電圧の上昇の波高値低下への寄与は5割程度であることがわかった。

5.7 回復途中の APD セル増加による波高積分値低下の評価

5.6 節では、温度上昇に伴う降伏電圧の上昇による波高積分値低下を評価した。背景光増加時に波高積分値を低下させうる3つ目の要因は、超過電圧の回復時間中の APD セルに信号光が入射する頻度の増加である。本節の目的は、この影響が波高積分値低下に与える影響を明らかにすることである。

5.7.1 回復時間を考慮した場合の波高積分値推定シミュレーションと目的

4.1 章で述べたように、ガイガーモードの APD セルは光電子が発生してから超過電圧が元に戻るまでに回復時間 が存在する。回復時間中は個々のセルの超過電圧が低くなるため、そのセルでは増倍率や検出効率が低下する。月 夜のような大光量下では、回復時間中の APD セルが同時多発的に常に存在するため、チェレンコフ光の入射する APD セルも回復時間中である確率が背景光量におよそ比例して高まる。したがって、月光下観測では SiPM の出 力波形の波高値が光量に応じて低下すると予想される。

個々の APD セルで動的に変化する超過電圧を実測することは難しいため、本節ではシミュレーションを行い、 個々のセルの超過電圧の振る舞いを計算し波高積分値の低下を推定した。

5.7.2 シミュレーションの手順

式 5.8、 5.9 より、波高積分値 \bar{Q} は、

$$\bar{Q} = \alpha \cdot V_{\rm OV} \cdot \lambda \tag{5.28}$$

と表せる。したがって、背景光無しでの波高積分値を \bar{Q}_0 、超過電圧を $V_{\rm OV0}$ 、発生光電子数を λ_0 とすると、背景 光無し、ありでの波高積分値の比は、

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0} = \frac{V_{\rm OV} \cdot \lambda}{V_{\rm OV0} \cdot \lambda_0} \tag{5.29}$$

と表せる。本シミュレーションでは、1 画素あたりの光子検出頻度 200 MHz から 1 GHz 程度の背景光が入射する 場合を考える。各背景光検出頻度で回復時間を考慮した場合の超過電圧を求め、式 5.29 より波高積分値の低下を推 定した。具体的な手順は下記に記した。また、シミュレーション手順の概略図を図 5.30 に示す。

1. 回復時間中の超過電圧の決定

まず、回復時間中の超過電圧を時間の関数で表した。 4.1 章で述べたように、評価用 SiPM の出力波形の フィットからこの SiPM の回復時間の時定数 τ は $\tau = 0.095 \,\mu s$ と求まった。これより、回復時間中の超過電

(a)



図 5.29 図 5.21 に、SiPM の発熱に伴う降伏電圧の上昇を加味して \bar{Q} の入射光量依存性を追加したもの。また、赤外線カメラで測定した温度、暗電流から推定した温度を用いた場合でそれぞれ \bar{Q} を求めた。黒点は \bar{Q} の測定値、青点は式 5.21 より求めた電圧降下のみを考慮した場合の \bar{Q} 、緑点は式 5.27 より求めた電圧降下と温度上昇を考慮した場合の \bar{Q} を示す。緑帯は降伏電圧温度依存性の系統誤差を示す。(a) 赤外線カメラで測定した温度を用いた場合。(b) 暗電流から推定した温度を用いた場合。



図 5.30 シミュレーション手順の概略図。まず背景光の検出時間と APD セルの位置を決定する。次に信号光が 検出される APD セルの位置を決定する。最後に、背景光光電子と信号光光子の検出時間の差から各 APD セル の超過電圧の値を決定し、SiPM 全体での発生光電子数の平均を求める。

 $E V'_{OV}(t)$ は、

$$V'_{\rm OV}(t) = V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-t/\tau))$$
 (5.30)

$$= V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-t/0.095\,[\mu s])) \tag{5.31}$$

と表せる。ここで、 V_{OV} は回復後の超過電圧、tは APD セルで光電子が発生してからの時間である。図 5.31 は式 5.31 を図示したものである。本シミュレーションでは、式 5.31 を用いて回復時間中の超過電圧を求めた。

また、式 5.31 より超過電圧 $V'_{OV}(t)$ が 99 % 回復する時間は約 440 μ s であった。以降のシミュレーションで は、0 $\leq t \leq$ 440 μ s の時間内での超過電圧の振る舞いを考えた。

2. 背景光光子の入射時間と APD セルの位置の決定

次に、背景光光子が入射する時間と APD セルの位置を決定した。1 ns の間に背景光光子が SiPM に平均 F 個入射するとし、オプティカルクロストークとディレイドクロストークを考慮すると、APD セルでの平均発 生光電子数 F' は、

$$F' = F \cdot \sum_{i=1} \{ i \cdot R_{\text{OCT}}^{i-1} (1 - R_{\text{OCT}}) \} \cdot \sum_{j=1} \{ j \cdot R_{\text{DCT}}^{j-1} (1 - R_{\text{DCT}}) \}$$
(5.32)

$$= F \cdot \frac{1}{1 - R_{\rm OCT}} \cdot \frac{1}{1 - R_{\rm DCT}}$$
(5.33)

と表せる。ここで、R_{OCT} はオプティカルクロストークレート、R_{DCT} はディレイドクロストークレートで ある。これらの値は、評価用 SiPM のオプティカルクロストーク、ディレイドクロストークの超過電圧依存 性の実測値*³を使用した。

SiPM の発生光電子数はポアソン分布に従うため、平均 F' のポアソン分布の乱数を 0 から 440 ns の範囲で 1 ns ごとに振り、各時間での発生光電子数を決定した。



図 5.31 式 5.31 より求めた回復時間中の超過電圧。光電子が発生した時間を 0 μ s としている。また、この図で は $V_{OV} = 4V$ である。

5.2 節で述べたように、評価用 SiPM の APD セルの個数は 14336 個である。そこで、0-14336 の乱数を振 り各時間の発生光電子が検出される APD セルの位置を決定した。

3. 信号光光子の APD セルの位置の決定

次に、信号光光子が入射する APD セルの位置を決定した。信号光の発生光電子数が平均 $\lambda_{p.e.}$ 個だとする と、SiPM への平均入射光子数 λ_{photon} は、

$$\lambda_{\text{photon}} = \frac{\lambda_{\text{p.e.}}}{\epsilon_0} \tag{5.34}$$

$$\epsilon_0 = \beta \cdot \left(1 - \exp(-C \cdot V_{\rm OV} / V_{\rm BR}|_{T=25})\right) \tag{5.35}$$

と表せる。ここで、 ϵ_0 は背景光を照射していない時の検出効率である。 本シミュレーションでは、信号光が $t = 440 \,\mu s$ に SiPM に入射するとした。平均 $\lambda_{p.e.}$ のポアソン分布の乱 数から、信号光がこの時間に入射する個数を決定した。その後、0 から 14336 の乱数を振り、信号光が入射 する APD セルの位置を決定した。

4. 超過電圧の決定

3 までで、背景光の入射時間と位置、信号光の入射位置を決定できた。次に、各 APD セルでの超過電圧を決定する。背景光と信号光が同一の APD セルに入射した場合、入射時間差を Δt を求めた。信号光入射時の各 APD セルの超過電圧 $V'_{OV}(t)$ は式 5.31 より、

$$V'_{\rm OV}(t) = \begin{cases} V_{\rm OV} \cdot (1 - \exp(-\Delta t/0.095\,[\mu s])) & (\Delta t > 0) \\ V_{\rm OV} \end{cases}$$
(5.36)

と表せる。ただし、 $V'_{OV}(t) = V_{OV}$ は信号光のみ入射した APD セルの超過電圧である。

5. 平均発生光電子数 λ の決定

4 で、回復時間を考慮した上で各 APD セルの超過電圧を求めることができた。最後に、式 5.38 より波高積 分値の低下を推定する。

3 で信号光が入射する APD セルを決定した。次に、検出効率からその APD セルで信号光由来の光電子を 発生させるかを決定する。式 5.11 より各 APD セルの検出効率は、

$$\epsilon = \beta \cdot (1 - \exp(-C \cdot V'_{\rm OV}(t)/V_{\rm BR})) \tag{5.37}$$

と求められる。光電子が発生する場合を1、発生しない場合を0とし、式5.37より求めた検出効率で重み付けしたランダム値から、信号光が入射した APD セルで光電子を発生させるかを決定した。

信号光光電子が発生した APD セルの数を N とし、回復時間による超過電圧の低下を考慮した上での SiPM 全体の発生光電子を

$$\sum_{i}^{N} \frac{V_{\rm OV}'(t)_{i}}{V_{\rm OV0}}$$
(5.38)

と求めた。

2、3、4、5を10万回繰り返し、信号光の発生光電子数の平均値 λ を求めた。3より、回復時間を考慮しない 場合の発生光電子数の平均は $\lambda_0 = \lambda_{p.e.}$ である。式 5.38より回復時間を考慮した場合の背景光あり、無しでの波 高積分値の比は、

$$\frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0} = \frac{V_{\rm OV} \cdot \lambda}{V_{\rm OV0} \cdot \lambda_0} \tag{5.39}$$

$$=\frac{1}{\lambda_{0}} \cdot \frac{\sum_{j}^{M} (\sum_{i}^{N} \frac{V_{\rm OV}^{\prime}(t)_{i}}{V_{\rm OV0}})_{j}}{M}$$
(5.40)

と書き直せる。M は試行回数であり、本シミュレーションでは前述の通りM = 100000とした。式 5.39より求まる波高積分値の比と、実測から得られた比を比較した。図 5.32(a)、5.32(b) はその結果を示す。

5.7.3 結果のまとめと議論

SiPM に 1 画素あたりの光子検出頻度約 200 MHz から 1 GHz の背景光を照射した際の波高積分値 \bar{Q} の実測値 と、電圧降下、温度上昇、回復時間の 3 つの影響を考慮し求めた \bar{Q} の計算値とを比較した。この結果を図 5.32(a)、5.32(b) に示す。

まず、背景光検出頻度が1GHz 程度のとき波高値は約7%低下することがわかった。このことから、本測定で使用した読み出し回路と同様の保護抵抗を用いて満月の夜に月光下観測を行ったとすると、エネルギー較正は7%程度で十分であり数百 TeV のガンマ線のエネルギー決定に大きな影響はないといえる。一方で、次章で議論するように大きな保護抵抗を用いると、これよりも大きな出力低下が見込まれる。そのような場合には保護抵抗の値に応じたエネルギー較正が必要となる。

次に、波高値低下を招く要因について議論する。図 5.32(a)、5.32(b) より、どちらの方法で温度を求めた場合で も \bar{Q} の実測値と、3つの要因を考慮した場合の \bar{Q} の計算値が統計誤差の範囲内で一致した。よって、背景光照射時 の波高値の低下は、電圧降下、温度上昇、回復時間中の APD セルに信号光が入射する頻度の上昇の3つの要因で 説明できることが明らかとなった。

背景光が約1GHzの時の波高積分値低下に着目すると、電圧降下のみを考慮した場合の低下は約1.5%であった。これに対し、電圧降下と温度上昇を考慮した時の低下は約5%であり、その差は約3.5%ポイントである。つ

48

(a)

0.93

0.92<mark>0</mark>





600

800

Background frequency (MHz)

1000

Voltage drop + Temperature rise

400

200

Voltage drop + Temperature rise + Recovery time

まり、約7%の波高積分値の低下のうち、5割程度は温度上昇によるものであった。このことから、3つの要因の うち温度上昇が波高値の低下に最も影響することがわかった。よって温度の測定値からエネルギー較正を行う場合、 月光下での SiPM の温度を正確に測定する必要があるといえる。本研究では、赤外線カメラによる測定と、暗電流 からの推定という2通りの方法で温度を求めた。赤外線カメラの測定から、背景光を照射すると SiPM の箇所のみ 局所的に発熱していることが確かめられ、基板周辺での温度上昇は見られなかった。このことから、接触式の温度 計を SiPM 近くの基板に設置する方法では SiPM の発熱を正確に測定できないといえる。よって、赤外線カメラの 測定や暗電流から温度を推定する方法は、接触式の温度計よりも有効である。しかし、どちらの方法も SST の実際 の観測に適用することは難しい。なぜなら、赤外線カメラは SiPM の前方に設置する必要があるためチェレンコフ 光入射の妨げとなるためである。また暗電流から温度を推定する方法は、SiPM に入射する光を切った瞬間の電流 を測定する必要がある。そのため、温度を測定する時だけ焦点面カメラの前方にシャッターなどを設置し光の入射 を無くす必要があるが、現実的ではない。したがって、SST の観測で SiPM 内部の温度を正確に推定する手法の開 発は今後の課題である。

SST の実際の観測では LED フラッシャーを焦点面に照射することで、本研究と同様に SiPM 出力の低下をモニ ターする。それにより出力低下の補正は可能であるが、増倍率と光検出効率のどちらがどれだけ低下しているかを 切り分けることで、より正確にエネルギー較正を行う必要がある。これには本研究の結果を踏まえ、将来的に検討 される予定である。

第6章

測定結果の適用事例

5章で測定した結果を踏まえて、エネルギー較正をどのように行うかは将来的な課題である。一方、5章で測定した電流や温度の背景光光量依存性、降伏電圧の温度依存性を利用することで、小口径望遠鏡カメラの設計にすぐにフィードバックをかけることができる。ここでは熱設計の観点から、2つの事例について検討する。

1 つ目は、月光下観測における SiPM の発熱量が SST の消費電力の上限値の要求を満たすかの検証である。焦点 面カメラの設計と冷却はカメラ内各要素の発熱量を想定して決められている。SiPM 自体が大光量に耐えられたと しても、SiPM での電力消費や発熱がカメラ設計の想定値を上回ると観測不能になる可能性がある。

2つ目は、不意に何らかの強い光が照射された場合、SiPM の発熱が SiPM 自体や周辺回路に熱的な損傷を与え かねないかを調べることである。これは例えば、観測中に車のヘッドライトが望遠鏡に向けて照射されたり、日中 の明るい環境下で間違えて高電圧をかけてしまった場合などが考えられる。

さらに、SST 焦点面カメラの現状の回路設計での波高値低下を推定する。5.5.1 節で述べたように本研究で使用 した電源印加回路内の直列抵抗は 57 Ω であり、波高値の低下は約 7 % であった。一方、現状では SST 焦点面カメ ラの電源印加回路に 1047 Ω の直列抵抗を用いる予定である。そのため、5.5.2 章の測定結果よりも電圧降下が上昇 し、波高値低下が 7 % よりも大きくなると予想される。

6.1 使用する関係式

上述した 2 つの事例と波高値推定のいずれの場合でも、保護抵抗での電圧降下、それに伴う超過電圧と増倍率の 低下、またその結果求まる電流の大きさから消費電力や SiPM の温度上昇が決定する。これらの関係を検討するに あたり、5 章で述べた各種変数の関係と実測値を使用した。以下、具体的な式を詳述する。

まず超過電圧の定義式を再掲する。式 5.10、 5.16 より、電圧降下と温度上昇に伴う降伏電圧の上昇を考慮する と、超過電圧 *V*_{OV} は、

$$V_{\rm OV} = V_{\rm HV} - RI - V_{\rm BR}(T) \tag{6.1}$$

と表せた。 $V_{\rm HV}$ は電源電圧、R は保護抵抗、I は電流、 $V_{\rm BR}$ は降伏電圧を示す。ここで電流や温度の測定時は電源 電圧を 42.8 V に設定していたため、 $V_{\rm HV}$ は定数である。

次に、5.5 節と 5.6 節で得られた入射光量に対する電流と SiPM 温度の実測から、図 6.1 に示すように電流と温度の関係を作成した。各点は、1 画素あたりの背景光検出頻度が 200 MHz、400 MHz、600 MHz、800 MHz、1 GHz のときの測定値である。図 6.1 から温度と電流は線形であることがわかるため、これらの関係式は

$$T = \alpha_{\rm TI} \cdot I + \beta_{\rm TI} \tag{6.2}$$

と置くことができる。T は背景光照射時の SiPM の温度、I は電流、 α_{TI} は比例係数、 β_{TI} は室温に一致するはず



図 6.1 200 MHz から 1 GHz の背景光を照射した場合の電流と温度の関係。左から順に、背景光検出頻度が 200 MHz、400 MHz、600 MHz、800 MHz、1 GHz の時の測定値である。赤線は一次関数フィットを示す。

の定数である。 α_{TI} 、 β_{TI} は図 6.1 に示す一次関数フィットで求めた。また、各温度は 5.6.2 節で述べた暗電流による推定方法で求めた。

次に、降伏電圧の温度依存性の式である。図 B.6 より、降伏電圧 $V_{\rm BR}$ は温度 T、定数 $\alpha_{\rm BRT}$ 、 $\beta_{\rm BRT}$ を用いて、

$$V_{\rm BR} = \alpha_{\rm BRT} \cdot T + \beta_{\rm BRT} \tag{6.3}$$

と近似した。

最後は電流と超過電圧の関係式であり、前章までの測定とは独立に測定した。背景光を照射した状態で印加電圧 を変化させ、電流と温度を測定し式 6.1、6.3 から超過電圧を求めた。ただし、この測定は 1 画素あたりの背景光検 出頻度 $F_{\rm bg} = 200 \,\mathrm{MHz}$ 、600 MHz、1 GHz の場合のみ行った。図 6.2 に示すように超過電圧と電流は線形であるこ とがわかる。よって、電流 I は超過電圧 $V_{\rm OV}$ を用いて

$$I = \alpha_{\rm IOV}(F_{\rm bg}) \cdot V_{\rm OV} + \beta_{\rm IOV}(F_{\rm bg}) \tag{6.4}$$

と近似できる。 $\alpha_{IOV}(F_{bg})$ 、 $\beta_{IOV}(F_{bg})$ は背景光検出頻度 F_{bg} の関数であり、各 F_{bg} (200 MHz、600 MHz、1 GHz) におけるこれらの値は超過電圧と電流の測定値を一次関数でフィットし求めた。また、各温度は 5.6.2 節で述べた 暗電流による推定方法で求めた。



図 6.2 200 MHz、600 MHz、1 MHz の背景光を照射した時の超過電圧と電流の関係。超過電圧と電流は線形 となった。黒点は背景光検出頻度が 200 MHz、赤点は 600 MHz、青点は 1 GHz の時の測定値である。赤線は 一次関数フィットを示す。

6.2 保護抵抗の値と最大電流の関係の見積もり

6.2.1 評価用 SiPM(S14520-6050-VS)の場合

超過電圧の定義式 6.1 を変形し、抵抗と電流の関係式を求めた。式 6.1 に式 6.2、6.3、6.4 を代入して整理すると

$$I = \frac{V_{\rm HV} - \alpha_{\rm TI}\beta_{\rm TI} - \beta_{\rm BRT} + \frac{\beta_{\rm IOV}}{\alpha_{\rm IOV}}}{\frac{1}{\alpha_{\rm IOV}} + \alpha_{\rm BRT}\alpha_{\rm TI} + R}$$
(6.5)

と書ける。このように、4 つの式を組み合わせることで抵抗と電流の関係式を特定の F_{bg} (200 MHz、600 MHz、1 GHz) に対して計算することができた。この結果を図 6.3 に示す。SST では SiPM やプリアンプ、集積回路などカメラを構成するモジュールごとに消費電力上限の要求値が設定されている。印加電圧 48 V から 50 V で使用した場合、64 画素の SiPM の消費電力の要求値は 5 W である。したがって、印加電圧 50 V の時の 1 画素あたりの SiPM の電流の上限値 I_{req} は

$$I_{\rm req} = \frac{5\,\rm W}{50\,\rm V} \times \frac{1}{64} \sim 1.56\,\rm mA \tag{6.6}$$

が要求される。図 6.3 より 0~1000 Ω のどの値の保護抵抗を用いても、夜光量 $F_{\rm bg} = 1000$ MHz で電流は 1.56 mA 未満であるため、電流の要求値を満たすことが確認された。

したがって、評価用 SiPM (S14520-6050-VS) と本測定で用いた読み出し基板上での発熱を仮定する限り、現在の小口径望遠鏡カメラの発熱上限の要求値を満たしたまま、月光下観測が行えることが分かった。



図 6.3 200 MHz、600 MHz、1 GHz の背景光を照射した時の抵抗と電流の関係。黒点は 200 MHz の時の電流 値、赤点は 600 MHz の時の電流値、青点は 1 GHz の時の電流値を表す。

6.2.2 S14520-6050-VN の場合

実際に小口径望遠鏡で使用する SiPM は S14520-6050-VS ではなく、樹脂層を取り除いた S14520-6050-VN に 相当するものを配列状に並べたものである。そのため、前節での議論とは結果が異なる可能性がある。

しかし、この樹脂層の有無でオプティカルクロストークの発生確率が変わるため、小口径望遠鏡で実際に使用す る S14520-6050-VN では同じ光量の照射でも発生光電子数が減少し電流量が緩和されるはずである。さらに実際 の小口径望遠鏡カメラでは図 6.4 のように SiPM をヒートシンク上に乗せることで冷却効率を高める。そのため、 前章までの測定で使用した読み出し基板よりも、SiPM の温度上昇が小さくなると期待される。

実際、図 6.4 から 5°C に冷却されたヒートシンク上の SiPM の温度上昇は、5W の電力消費時でおよそ 5°C に 収まっている。このとき電流量と温度上昇の関係は

$$\frac{\Delta T}{I} = \frac{5\,(^{\circ}\text{C})}{\frac{5\,(\text{W})}{50\,(\text{V})\cdot64\,(\text{pixel})}}$$
(6.7)

$$\Delta T \sim 3200 \,(^{\circ}\text{C/A}) \cdot I \tag{6.8}$$

と求まるため、図 6.1 で得られる温度上昇の傾き、およそ 4900 (°C/A) に比例して小さくなっている。

以上のことから、実際の小口径望遠鏡カメラでガンマ線の月光下観測を行った場合でも、SiPM の発熱量はその 上限の要求値を下回るであろうと結論できる。



図 6.4 S14520-6050-VN を 64 画素並列に接続し消費電力 5 W で使用した場合の温度シミュレーション。カ ラーバーは温度を表す。図は (CTA 内部資料 2021)より引用。

6.3 意図しない大光量照射時における最大上昇温度の見積もり

ガンマ線の月光下観測などの意図した大光量環境とは別に、先述したような車のヘッドライトによるカメラの直 接照射や日中の人的ミスによる電圧印加などの意図しない大光量の照射が発生しうる。このような場合、SiPM に 接続された保護回路が瞬時の電圧降下を起こすことで SiPM 本体での実効印加電圧を下げることができる。また、 このとき SiPM は通常よりも発熱するため降伏電圧が上昇し超過電圧が低下する。したがって SiPM を流れる電流 はさらに低下する。これらの効果は非線形であり、ある一定以上の光量照射時には電流や温度上昇がどこかで一定 になると期待される。そこで、これまでの測定結果を利用し、背景光検出頻度 *F*bg と電流 *I*、温度 *T* の関係をそれ ぞれ求め最大 100 GHz の背景光照射時の温度変化を推定した。

まず、電流を背景光検出頻度の関数で表す。6.2.1 節では式 6.5 で示すように、 $\alpha_{IOV}(F_{bg})$ 、 $\beta_{IOV}(F_{bg})$ を用いて電流を背景光検出頻度の関数で表すことができた。ただし、6.1 節で述べたように $\alpha_{IOV}(F_{bg})$ 、 $\beta_{IOV}(F_{bg})$ は、 $F_{bg} = 200 \text{ MHz}$ 、600 MHz、1 GHz の場合しか測定から得られていない。したがって、式 6.5 は $F_{bg} = 200 \text{ MHz}$ 、600 MHz、1 GHz の場合でのみ使用可能であり、この式を用いて最大 $F_{bg} = 100 \text{ GHz}$ での電流を見積もることはできない。そこで、意図しない大光量照射時に SiPM に流れる電流 I は、超過電圧 V_{OV} 、 V_{OV} あたりの増倍率に比例する係数 G、背景光検出頻度 F_{bg} を用いて

$$I = G \cdot V_{\rm OV} \cdot F_{\rm bg} \tag{6.9}$$

と近似した。ここで実際には超過電圧 $V_{\rm OV}$ は温度 T の関数だが、 $F_{\rm bg} \simeq 200 \, {\rm MHz}$ のときは $V_{\rm OV}$ の変化は小さい と見なし、

$$G = \frac{I}{V_{\rm OV} \cdot F_{\rm bg}} = \frac{0.000157\,({\rm A})}{4\,({\rm V}) \cdot 200\,({\rm MHz})} \tag{6.10}$$

$$\simeq 1.96 \times 10^{-13} \,(\mathrm{A/V \cdot Hz})$$
 (6.11)

と図 5.19 から概算した。

以降、回復時間による増倍率の低下は議論を簡単にするため無視する。式 6.1 に式 6.2、6.3、6.9 を代入し変形すると、電流 *I* は、

$$I = -\frac{c}{d^2} \cdot \frac{1}{F_{\rm bg} - \frac{1}{d}} - \frac{c}{d}$$
(6.12)

$$c = G(V_{\rm HV} - \alpha_{\rm BRT} \cdot \beta_{\rm TI} - \beta_{\rm BRT})$$
(6.13)

$$d = -G(\alpha_{\rm BRT} \cdot \alpha_{\rm TI} + R) \tag{6.14}$$

と背景光検出頻度 F_{bg} のみの双曲線の形で書き直せる。これは $F_{\text{bg}} \rightarrow 0$ の微弱光環境下では温度上昇や電圧降下が無視できるため I = cF で近似でき、 $F_{\text{bg}} \rightarrow \infty$ では $I = -\frac{c}{d}$ と一定の値に収束する。ここで、 $-\frac{c}{d} > 0$ である。したがって、Rの大きさを変えることにより Iの最大値を制御できることがわかる。

この式を用いて $R = 57 \Omega$ 、1 k Ω 、100 k Ω のときの F_{bg} に対する電流を算出した。この結果を図 6.5(a) に示す。 100 k Ω と保護抵抗が大きい場合には、 $F_{bg} = 1$ GHz で既に最大電流値に近づく。一方で評価用 SiPM 読み出し基 板の 57 Ω のような小さい保護抵抗では、満月下の観測でのさらに 100 倍もの大光量下で電流値が上昇し続けてし まうことがわかり、大きな発熱が心配される^{*1}。

そこでさらに、式 6.12 に式 6.2 を代入して変形し、背景光検出頻度と温度の関係を求め、その結果を図 6.5(b) に 示した。保護抵抗が 57 Ω の場合には、意図せぬ大光量照射では SiPM の温度が 90 °C を上回ることがわかるため 保護抵抗の役割としては不十分であるといえる。一方、1 k Ω の保護抵抗を接続すれば温度上昇は 40 °C 程度におさ まるため、その温度で SiPM や電子回路を熱的に損傷することは無い。また極端に大きい保護回路の場合は温度上 昇がほぼ無視できることがわかるが、保護回路での電圧降下が著しくなるためこのような極端に大きな保護回路は 不適切である。したがって、小口径望遠鏡用 SiPM の保護抵抗としては 1 k Ω 程度が適切であると結論できる。

6.4 保護抵抗の大きさと波高値低下の関係の見積もり

先述したように、SST 焦点面カメラの電圧印加回路には約1kΩの保護抵抗が用いられる予定である(CTA 内部 資料 2021)。これにより 57 Ωの保護抵抗を用いた 5.4.2 節の測定結果よりも電圧降下が上昇するため、波高値低下 が大きくなると考えられる。5 章の測定結果を利用し、1 画素あたりの背景光検出頻度が約1GHz、1kΩの抵抗使 用時の波高値低下を推定した。

本研究では、背景光照射による波高値の低下は背景光無しでの波高積分値 \bar{Q}_0 と背景光ありでの波高積分値 \bar{Q} との比で評価した。これは電圧降下と温度上昇に伴う降伏電圧の上昇を考慮すると、式 5.27 で表せる。この式を 6.1 節で述べた 4 つの式を用いて変形し波高積分値の比 $\frac{\bar{Q}}{Q_0}$ を抵抗 R の関数で表した。

式 6.1 に式 6.3、式 6.4 を代入し変形すると、超過電圧 Vov は

$$V_{\rm OV} = \frac{V_{\rm HV} - \beta_{\rm BRT} - \alpha_{\rm BRT} (\beta_{\rm TI} + \alpha_{\rm TI} \beta_{\rm IOV}) - \beta_{\rm IOV} R}{1 + \alpha_{\rm TI} \alpha_{\rm BRT} \alpha_{\rm IOV} + \alpha_{\rm IOV} R}$$
(6.15)

と抵抗 Rの関数で表せる。また、式 6.1 に式 6.2、式 6.3、式 6.4 を代入し変形すると、降伏電圧 VBR も

$$V_{\rm BR} = \frac{V_{\rm HV} + \frac{1}{\alpha_{\rm IOV}} (\beta_{\rm IOV} + \frac{\beta_{\rm TI}}{\alpha_{\rm TI}} + \frac{\beta_{\rm BRT}}{\alpha_{\rm TI}\alpha_{\rm BRT}}) + (\frac{\beta_{\rm TI}}{\alpha_{\rm TI}} + \frac{\beta_{\rm BRT}}{\alpha_{\rm TI}\alpha_{\rm BRT}})R}{1 + \frac{1}{\alpha_{\rm TI}\alpha_{\rm BRT}} (\frac{1}{\alpha_{\rm IOV}} + R)}$$
(6.16)

と抵抗 R の関数で表せる。式 6.15、式 6.16 を式 5.27 に代入し、抵抗 R に対する波高積分値 $\frac{Q}{Q_0}$ の変化を推定した。この結果を図 6.6 に示す。1 画素あたり 1 GHz の背景光が入射する環境で 1 k Ω の保護抵抗を使用した場合、波高積分値は約 25 % 低下することがわかった。つまり、現状の回路設計で満月の夜に月光下観測を行った場合 25

^{*1} ただし実際にはここまで無視してきた回復時間の影響も存在するため、最大電流値はこの図よりも小さくなると考えられる。

(a)



図 6.5 最大 100 GHz の背景光を照射した際の電流と温度の背景光強度依存性。黒点は $R = 57 \Omega$ 、ピンク点は $R = 1 k\Omega$ 、緑点は $R = 100 k\Omega$ の時の計算値である。(a) 電流の背景光強度依存性。(b) 温度の背景光強度依存性。



図 6.6 1 画素あたりの背景光検出頻度が約 1 GHz のときの抵抗と波高積分値 Q の関係。ただし、縦軸は背景 光無しでの波高積分値 \bar{Q}_0 で規格化している。

% 程度の出力較正が必要であり、これは観測時間中における LED フラッシャーの発光で十分較正可能であると考 えられる。

第7章

結論

1 から 300 TeV のガンマ線を観測する SST は、焦点面カメラに SiPM を使用する。SiPM は大光量下でも経年 劣化しないため月光下での観測が可能となるが、そのような環境下では電圧降下と温度上昇、回復時間の 3 つの要 因による超過電圧の低下から、SiPM の増倍率や検出効率が低下し波高値が低下すると予想される。これはガンマ 線のエネルギーを低く見積もる要因となるため月光下観測を実現する上での重要な較正項目である。しかし月光下 を想定した背景光環境下での SiPM の特性評価は行われておらず、波高値がどの程度低下するか、またその要因は 上記の 3 つなのかは不明であった。

本研究では、1 画素あたり約 200 MHz から 1 GHz の光子検出頻度で定常光を照射し、SiPM の特性評価を行っ た。その結果、光子検出頻度が約 1 GHz のとき SiPM の波高値は約 7 % 低下することがわかった。これにより、満 月の夜に月光下観測を行った場合でも、本研究で使用した保護抵抗の場合にはエネルギー較正は 7 % 程度で十分で あり、ガンマ線のエネルギー決定に大きな影響は無いことがわかった。

また、そのような大光量下での電流や温度を測定し、電圧降下と降伏電圧の背景光強度依存性を求め、計算から波 高値の低下を推定した。さらに回復時間中の APD セル数の増加が波高値の低下にもたらす影響をシミュレーショ ンにより推定した。その結果、波高値の低下は電圧降下、温度上昇に伴う降伏電圧の上昇、回復時間中の APD セ ル数の増加の 3 つの要因で説明できることが明らかになった。また各要因が波高値低下に影響する割合はおおよそ 3:7:3 であり、温度上昇が波高値低下に最も影響を与えることがわかった。実際の SST の月光下観測で SiPM 内部 温度の推定方法や、エネルギー較正手法については将来的な検討課題である。

また、測定結果を利用し抵抗と電流、温度の関係を見積もることで、月光下観測は SST の発熱量の観点からも実 現可能であることを示し、SiPM に接続する保護抵抗の適当な値を推定した。さらに、測定結果から抵抗と波高値 の関係を見積もることで、背景光検出頻度が約1GHz の場合、現状の SST 焦点面カメラの回路設計では SiPM の 波高値低下は約25% であることがわかった。これは観測中の LED フラッシャーの発光で十分較正可能であると 考えられる。このように、本研究の測定結果は大光量の背景光環境下での温度や電流、波高値を推定できるため、 SST 焦点面カメラの回路設計への活用が期待される。

付録

A Pole-Zero Cancellation 整形

SST では、図 A.1 に示すようなオペアンプ、コンデンサ、抵抗で構成される PZC (Pole-Zero Cancellation) 付 きの微分回路により波形整形を行う。また整形後の波形の半値幅の要求値は 10 ns である (CTA 内部資料 2014)。 本研究では PZC 整形をデジタル的に行い、時定数が約 0.095 µs (4.3 節参照)の評価用 SiPM の出力波形から半値 幅約 10 ns の波形を得た。また、この波形整形は短い時間幅を持つパルス波形を得ることが目的であり、波高値の 絶対値は考慮しない。

デジタル的な PZC 整形の具体的な手順を述べる。PZC 回路中のアンプ通過後の波形は、アンプの寄生容量による RC 回路によって積分された形状となる。まず、SiPM の出力波形を関数 1 – $\exp(-t/\tau_{RC})$ で畳み込むことで RC 回路通過後の波形を得た。SiPM の出力波形の波高値を $V_{SiPM}(t)$ 、RC 回路の時定数を τ_{RC} とすると、RC 整形 後の波高値 $V_{RC}(t)$ は

$$V_{\rm RC}(t) = \sum_{i=1}^{n} (V_{\rm SiPM}(t_i) - V_{\rm SiPM}(t_{i-1}))(1 - \exp(-(t - t_i)/\tau_{\rm RC}))$$
(A.1)

と表せる。

次に、アンプ通過後の波形は CR 回路により整形される。その波高値は RC 整形後の波形の波高値を関数 $\exp(-t/\tau_{CR})$ で畳み込むことで求めた。CR 回路の時定数を τ_{CR} とすると、CR 整形後の波高値 $V_{CR}(t)$ は

$$V_{\rm CR}(t) = \sum_{i=1}^{n} (V_{\rm RC}(t_i) - V_{\rm RC}(t_{i-1})) \exp(-(t - t_i)/\tau_{\rm CR}))$$
(A.2)

と表せる。

最後に、RC 整形後の波形に減衰定数をかけたものを CR 整形後の波形に足し合わせた。減衰定数を R_{PZC} とすると、PZC 整形後の波形の波高値 $V_{PZC}(t)$ は

$$V_{\rm PZC}(t) = V_{\rm CR}(t) + R_{\rm PZC} \times V_{\rm RC}(t)$$
(A.3)

と表せる。このような手法を用いて、オシロスコープで記録した SiPM の出力波形を PZC 整形した。また上述した PZC 整形の手順を図 A.2 に示す。

B 降伏電圧の温度依存性測定

SiPM の降伏電圧には温度依存性が存在する。図 B.3 に示すように恒温槽内に評価用 SiPM を設置し、温度を変化させた時の波高値から降伏電圧の温度依存性を測定した。

印加電圧を変化させると降伏電圧を超えたところから超過電圧に比例したアバランシェ増幅が起きる。そのため、 印加電圧と波高積分値を比較することで降伏電圧を決定できる。本測定では、SiPM に1光子相当の微少光を照射



図 A.1 PZC 整形の回路図。アンプの寄生容量によって SiPM の出力波形は RC 整形される(黄線部分)。次に CR 整形を行い細い形状の波形を得る(青線部分)。最後に RC 整形後の波形に減衰定数をかけた波形と CR 整形後の波形を合成する(赤線部分)。



図 A.2 PZC 整形の流れ。RC-CR 整形後の波形と RC 整形後の波形に減衰定数をかけたものを足し合わせることで、アンダーシュートが無く半値幅約 10 ns の波形を得る。図中の波形は、評価用 SiPM に 150 光子相当の LED 光を照射した際の出力である。



図 B.3 降伏電圧温度依存性測定の測定系の概略図。恒温槽の設定温度を変化させることで、SiPM の温度を調節した。

し印加電圧を 40.5 V から 43.0 V まで 0.5 V 刻みで変化させ、各電圧での波高積分値分布を作成した。図 B.4 に示 すように、この分布を多重ガウシアンでフィットし、発生光電子数が 0 と 1 での波高積分値の差から 1 光電子あた りの波高積分値を求めた。図 B.5 で示すように、印加電圧に対する積分値を一次関数でフィットし、1 光電子あた りの波高積分値が 0 となる電圧から降伏電圧を求めた。この測定を 10°C から 40°C (5°C 刻み)で繰り返し、各 温度での降伏電圧を求めた。また、恒温槽内の温度は熱電対で測定した。

図 B.6 は測定から求めた温度と降伏電圧の関係である。この図から、温度上昇に伴って降伏電圧が上昇して いることがわかる。また、各温度に対する降伏電圧を一次関数でフィットすることで降伏電圧の温度依存性は 0.033 ± 0.001 V/°C であることがわかった。



図 B.4 1 光電子あたりの波高積分値の決定。波高積分値分布を多重ガウシアンでフィットしている。発生光電 子数 0 での波高積分値の平均値と、発生光電子数 1 での波高積分値の平均値との差から 1 光電子あたりの波高 積分値を決定した。


図 B.5 恒温槽温度 25°C での1光電子あたりの波高積分値と印加電圧の関係。各測定値を1次関数でフィットし、1光電子あたりの波高積分値が0となる時の電圧値を降伏電圧とした。図中の p1 の値がフィットから求まる温度 25°C での降伏電圧である。



図 B.6 評価用 SiPM の降伏電圧の温度依存性。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くのご指導、ご協力をいただきましたことを心より感謝申し上げます。

田島宏康教授には研究の進め方から具体的な解析手法に至るまで、非常に多くのことをご指導いただきました。 質問に伺った際には、私が納得するまで何度でも議論に付き合っていただき、1つ1つ理解を深めながら研究を進 めることができました。また、多くの測定データをご提供いただきました。ありがとうございました。奥村曉講師 には研究を進める上で大切な考え方から、解析手法、資料作成に至るまで非常に多くのことをご指導いただきまし た。また実験で行き詰まったときには問題箇所の究明作業にご協力いただきました。ありがとうございました。技 術補佐員の古田和浩様には、測定がうまくいかないときや急遽必要な部品が生じたときにいつも迅速なご対応をい ただきました。また、実験装置の動作スクリプトをご提供いただきました。ありがとうございました。高橋光成特 任助教には、日々の進捗報告で的確なご助言をいただいただけでなく基礎的な物理の質問に伺った際には丁寧に教 えていただきました。その際にはいつも的確なご助言をいただき、大変勉強になりました。ありがとうございました。 CR 研究室の教員の皆様には、コロキウムや発表練習の際にたくさんのご指導をいただきました。ありがとうござ いました。また、CR 研究室の先輩や同期、後輩の皆さんには大変お世話になりました。研究生活は辛いこともあり ましたが、皆さんと交流し息抜きができたおかげで、楽しく2年間を過ごすことができました。ありがとうござい ました。中でも同じ研究グループの同期である芳賀純也さんには、実験や解析でわからない所を教え合ったり、研 究で行き詰まったときに相談に乗っていただくなど大変お世話になりました。

本研究は私1人では成し得ませんでした。数多くの方々からの支えがあったからこそ、修士論文を書き上げるこ とができたとつくづく感じております。本当にありがとうございました。最後に、大学院への進学を快諾し、金銭 面でも生活面でも研究生活を支えてくれた家族に感謝いたします。

引用文献

- Abramowski, A. et al. 2016 "Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre," *Nature* 531, No. 7595, 476–479, DOI: 10.1038/nature17147.
- [2] Acciari, V. A. et al. 2009 "DETECTION OF EXTENDED VHE GAMMA RAY EMISSION FROM G106.3+2.7 WITH VERITAS," *The Astrophysical Journal* 703, No. 1, L6–L9, DOI: 10.1088/0004-637x/ 703/1/16.
- [3] Albert, A. et al. 2020 "HAWC J2227+610 and Its Association with G106.3+2.7, a New Potential Galactic PeVatron," *The Astrophysical Journal* 896, No. 2, L29, DOI: 10.3847/2041-8213/ab96cc.
- [4] Amenomori, M. et al. 2021 "First Detection of sub-PeV Diffuse Gamma Rays from the Galactic Disk: Evidence for Ubiquitous Galactic Cosmic Rays beyond PeV Energies," *Phys. Rev. Lett.* 126, 141101, DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.141101.
- [5] Bell, A. 2013 "Cosmic ray acceleration," *Astroparticle Physics* 43, 56-70, DOI: https://doi.org/10.1016/ j.astropartphys.2012.05.022, Seeing the High-Energy Universe with the Cherenkov Telescope Array - The Science Explored with the CTA.
- [6] CTA-Japan「計画概要」, URL: http://www.cta-observatory.jp/overview.html.
- [7] CTA 内部資料 2014 「SST Requirements」, SSTreq.pdf.
- [8] 2018 「CTA Monte Carlo Simulations : Summary of Prod4 Results Small-Sized Telescopes」, Prod4-SST-Summary_v1.0.pdf.
- [9] 2021 「SST Camera Focal Plane SiPM Subassembly Fabrication Specification」, SST-CAM-12400-FAB.00_1c_SiPMProcSpec.pdf.
- [10] Griffin, S. 2016 "VERITAS Observations under Bright Moonlight," *PoS* ICRC2015, 989, DOI: 10.
 22323/1.236.0989.
- [11] Group, P. D. et al. 2020 "Review of Particle Physics," *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020, No. 8, DOI: 10.1093/ptep/ptaa104, 083C01.
- [12] Hess, V. F. 1912 "Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten," *Phys. Z.* 13, 1084–1091.
- [13] Istomin, Y. N. 2014 "On the origin of galactic cosmic rays," 27, 13-18, DOI: 10.1016/j.newast.2013.08.001.
- [14] Lombardi, S. et al. 2020 "First detection of the Crab Nebula at TeV energies with a Cherenkov telescope in a dual-mirror Schwarzschild-Couder configuration: the ASTRI-Horn telescope," A&A 634, "A22", DOI: 10.1051/0004-6361/201936791.
- [15] Mollerach, S. and Roulet, E. 2018 "Progress in high-energy cosmic ray physics," *Progress in Particle and Nuclear Physics* 98, 85-118, DOI: https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2017.10.002.
- [16] Roncali, E. and Cherry, S. R. 2011 "Application of Silicon Photomultipliers to Positron Emission Tomography," *Annals of Biomedical Engineering* **39**, 1358–1377, DOI: 10.1007/s10439-011-0266-9.

- [17] The CTA Consortium 2019 Science with the Cherenkov Telescope Array: WORLD SCIENTIFIC.
- [18] Vassiliev, V., Brousseau, P. F., and Fegan, S. J. 2007 "Wide field Ritchey-Chretien telescope for groundbased gamma-ray astronomy," *Astropart. Phys.* 28, 10–27, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2007.04.002.
- [19] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. 2009 "Imaging very high energy gamma-ray telescopes," *Experimental Astronomy* 25, No. 1-3, 173–191, DOI: 10.1007/s10686-009-9151-z.
- [20] "CTA's site in the southern hemisphere," URL: https://www.cta-observatory.org/about/ array-locations/chile/.
- [21] White, R., Amans, J., Berge, D. et al. 2021 "The Small-Sized Telescopes for the Southern Site of the Cherenkov Telescope Array," *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference - PoS(ICRC2021)*, DOI: 10.22323/1.395.0728.
- [22] シグマ光機株式会社「回転式 ND フィルターホルダー」, URL:https://jp.optosigma.com/ja_jp/ ndhn-u50.html.
- [23] 浜松ホトニクス株式会社「MPPC」, URL:https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/ optical-sensors/mppc/what_is_mppc/index.html.
- [24] ----- 「MPPC」, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9008j.pdf.
- [25] ---- 「SPECIFICATION SHEET (S14521-8649)」, K51-I50012_ specificationsheet(S14521-8649_resin).pdf.
- [26] 「What is an SiPM and how does it work?」, URL:https://hub.hamamatsu.com/jp/en/ technical-note/how-sipm-works/index.html.