2025 年度 修士論文

# ガンマ線望遠鏡 CTA-LST に向けた半導体光検出器 SiPM カメラのフロントエンド回路開発

(Development of front-end circuits for the semiconductor photodetector SiPM camera for the gamma-ray telescopes CTA-LST)

> 東京大学大学院理学系研究科 物理学専攻 窪研究室

> > 博士前期課程2年 学籍番号 35236011

> > > 糸川 拓海

2025年1月27日

Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は、20 GeV から 300 TeV に渡るエネルギー領域の超高エネルギーガ ンマ線を、従来の望遠鏡より一桁高い感度で観測することを目指す国際共同プロジェクトである。このプロジェ クトでは、約 100 台の口径の異なる解像型大気チェレンコフ望遠鏡を配置し、中でも口径 23 m の大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope; LST) は低エネルギー領域の観測を担う。現在稼働中の LST 初号機では、1855 個の光 電子増倍管 (PMT) で構成される焦点面カメラにより、大気中で発生したチェレンコフ光を検出している。この PMT に代わる次世代検出器として半導体光電子増倍素子 (SiPM)の採用が検討されている。SiPM は PMT と比 較して検出効率 (PDE) が高く、月光下での観測も期待されている。また、現行の PMT カメラより 4 倍の高画素 化を行うことで、ガンマ線検出感度の向上や角度分解能の向上を狙う。本研究では、浜松ホトニクス社製の SiPM S13361-2196 の基礎特性評価とフロントエンド開発を行った。

基礎特性評価では、S13361-2196 のゲイン、オプティカルクロストーク確率、暗電流、ダークカウントレート (DCR)、降伏電圧の温度依存性等を詳細に調査した。DCR は夜光によるバックグラウンド (Night Sky Background; NSB) rate に対して 1-2 桁低く、25 °C での降伏電圧は 51.7-52.0 V、温度係数は約 55.73 mV/°C であることを確 認した。また、ゲインは 1 °C で約 2 % 減少することを確認した。

SiPM は、数 100 ns に及ぶ長い信号幅や性能の温度依存性を持ち、そのままでは LST のカメラ素子として採用 することはできない。SiPM のピクセルサイズは PMT よりも小さく、空気シャワーの解像度が向上する。一方で、 カメラのピクセル数を増やすことは、読み出し回路数が増えるため、消費電力が増加するデメリットも存在する。 さらに、LST の鏡の結像性能は、PMT のピクセルサイズの 1/4 ほどであるため、それ以上にカメラピクセルを高 画素化することは意味をなさない。以上の理由から、4 ch 信号合成回路を用いて、SiPM 4 ch を 1 ch として合成 して利用し、LST のカメラ素子に採用することを考える。これらの要求及び課題に対し、本研究では (1) 信号合成 回路、(2)Pole Zero Cancellation (PZC) 回路、(3) 温度補償回路を新たに開発した。(1) 信号合成回路は、MEG II 実験で開発された信号合成回路をメインアイデアとして参考にした。先行研究でも同様の信号合成回路を採用して いたが、信号合成回路内の抵抗値については議論されていなかった。信号合成回路の抵抗値は、NSB の到来によっ て電圧降下を引き起こし、SiPM の印加電圧を減少させる。そのため、本研究では従来の1kΩ から 100 Ω への抵 抗値低減を行った。これは、NSB による電圧降下を大幅に抑制することを目的とした改良であり、月光下での観測 可能性を引き上げる成果である。(2)PZC 回路は、指数関数的に減衰する信号の幅を短縮する機能を持つ回路であ る。LST の信号幅に対する要求は、FWHM < 3 ns であり、この要求を達成するために PZC 回路の開発を行った。 本研究で開発した PZC 回路は、SiPM 信号の信号幅(FWHM)を 2.6 ns まで短縮し、LST カメラの要求仕様であ る 3 ns 以下を達成した。(3) 温度補償回路は、SiPM に印加する電圧の温度係数を、降伏電圧の温度係数に一致さ せることで、異なる温度条件下でも SiPM の超過電圧を一定に保ち、SiPM のゲインを一定に保つ機能を持つ。現 在 LST に搭載されている PMT のゲインの変動は 1 °C あたり 0.1 % であり、本研究ではその値をベンチマークと して温度補償回路の開発を行った。S13361-2196のゲインは、1°Cの上昇で約2%減少するため、10°Cから40 °C への温度変化で、約 60 % のゲイン減少を引き起こす。本研究で開発した温度補償回路を用いて、信号合成回路 の抵抗値が1kΩの場合及び100Ωの場合で温度補償試験を行った。温度補償した際のゲインの最大値から最小値 までの変動は、10 °C から 40 °C への温度変化で、約 3 % に抑えられている。そのため、1 °C あたりのゲインの 変動は約 0.1 % まで制限できており、LST に搭載されている PMT のゲインの変動と同等まで補償できていると言 える。一方で、温度補償回路の想定される動作と、実測された動作が異なるものであったため、追究されるべき課 題である。本研究の成果は、SiPM カメラの実現可能性を実証するものであり、LST における観測感度の向上と観 測時間の拡大に貢献することが期待される。

目次

第1章	ガンマ線天文学	1
1.1	ガンマ線天文学の概要....................................	1
1.2	ガンマ線放出機構	2
1.3	ガンマ線天体	7
第2章	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	15
2.1	空気シャワー	15
2.2	チェレンコフ放射の発生機構	17
2.3	チェレンコフ光の検出原理	18
2.4	現行の IACT と展望	22
第3章	Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画	25
3.1	<b>CT</b> A 計画の概要	25
3.2	LST の構成要素	29
第4章	半導体光検出器 Silicon Photomultiplier(SiPM)	41
4.1	SiPM の概要	41
4.2	アバランシェフォトダイオード(APD)	42
4.3	SiPM の光検出機構	42
4.4	LST への SiPM カメラ採用によるインパクト	43
4.5	SiPM の諸特性	46
第5章	SiPM S13361-2196 の基礎特性の測定	51
5.1	SiPM S13361-2196	51
5.2	実験系	51
5.3	波形	55
5.4	ゲインと降伏電圧	56
5.5	OCT 確率	62
5.6	電荷分解能	68
5.7	暗電流	71
5.8	DCR	75
第6章	SiPM フロントエンド回路の開発	83
6.1	SiPM 信号合成回路	83
6.2	Pole Zelo Cancellation(PZC) 回路	88

iv	目次
6.3	SiPM 印加電圧の温度補償回路
第7章	議論と展望 107
7.1	動作電圧の決定
7.2	電荷分解能
7.3	信号合成回路
7.4	ダイナミックレンジの決定
7.5	温度補償回路
第8章	結論 109
謝辞	111
引用文献	113



1.1	BATSE 検出器によるガンマ線バーストの等方性観測	1
1.2	Fermi 衛星による全天ガンマ線サーベイ	2
1.3	シンクロトロン放射の概念図	3
1.4	逆コンプトン散乱の概念図	4
1.5	π <sup>0</sup> 中間子崩壊によるガンマ線放出のファインマンダイアグラム	5
1.6	制動放射による電磁波放出概念図....................................	6
1.7	若い超新星残骸の構造の模式図....................................	7
1.8	パルサーの模式図	9
1.9	AGN の統一モデル	10
1.10	ガンマ線バーストの概要	11
1.11	マイクロクエーサーの概要	12
2.1	空気シャワーの概要....................................	16
2.2	CORSIKA による空気シャワーのシミュレーション	17
2.3	チェレンコフ放射の放射角	18
2.4	チェレンコフ光によって作られるライトプール	19
2.5	チェレンコフ光の Hillas パラメータライズ	20
2.6	電磁シャワーとハドロンシャワーのイメージ比較	21
2.7	ガンマ線の到来方向推定	22
2.8	<b>IACT</b> と主要なガンマ線望遠鏡の有効面積比較	23
2.9	MAGIC 望遠鏡の写真	23
2.10	H.E.S.S. の全体写真	24
2.11	<b>VERITAS</b> 望遠鏡の全体写真	24
3.1	ガンマ線望遠鏡の性能比較	26
3.2	<b>CTA</b> 計画の北サイト完成予想図	27
3.3	<b>CTA</b> 計画の南サイト完成予想図	27
3.4	大口径望遠鏡(Large-Sized Telescope)初号機	28
3.5	中口径望遠鏡(Medium-Sized Telescope)の試作機	28
3.6	小口径望遠鏡(Small-Sized Telescope)の試作機	29
3.7	鏡の構成と実物写真	30
3.8	鏡の反射率の波長依存性	31
3.9	焦点面カメラモジュールの写真....................................	31
3.10	ライトガイドの写真....................................	32

3.11	ライトガイドの反射率の波長/入射角依存性 3.	2
3.12	PMT の QE の波長依存性	3
3.13	チェレンコフ光と NSB の比較 34	4
3.14	検出効率の波長依存性	5
3.15	LST1 で検出されるチェレンコフ光子数と親ガンマ線のエネルギーの関係	6
3.16	PMT の構造図	7
3.17	アナログメモリサンプリング方式のブロック図	8
3.18	信号読み出し回路のブロック図 39	9
4.1	SiPM S13361-2196 の写真	1
4.2	APD の模式図	2
4.3	SiPM の模式図	3
4.4	SiPM の PDE と PMT の QE の比較	4
4.5	SiPM 導入時の LST のパフォーマンス	4
4.6	かに星雲に似た視野角を持つ天体を MAGIC で観測した際の、NSB の大きさと月との角距離の関係 4.	5
4.7		6
4.8	SiPM 波形の模式図と等価回路	7
4.9	ダークパルスの模式図	8
4.10	オプティカルクロストークの過程	9
4.11	ディレイドクロストークの過程	9
4.12	アフターパルスの観測例 50	0
5.1	\$13361-2196の写直 5	2
5.2	\$13361-2196  or  \$7	2
53	実験系の概略図 5	3
5.4	一時箱内での実験系の写直 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5	3
5.5	猪目氏作製のパルスレーザー回路図 54	4
5.6	1ch 信号読み出し回路 5	5
5.7	1ch 信号読み出し回路の写真 5	5
5.8	Ch1-4 の波形比較 5	7
5.9	信号を電荷積分した時のドストグラム 5	, 8
5.10	1ch 信号読み出し回路 (PZC 回路付)	8
5.11	PZC 回路付属の 1ch 信号読み出し回路で使用した OPA855(Texas Instruments 社製) 評価基板 5	9
5.12	20.6 °C での Ch1-4 の絶対ゲインの印加雷圧依存性	0
5.13	SiPM 信号のベースラインのドリフト 6	1
5.14	<b>Ch1-4</b> の相対ゲインの印加雷圧及び温度依存性	3
5.15	0 p.e. と 1 p.e. のガウシアンが弁別できていない例	4
5.16	Ch1-4 の相対ゲインの印加電圧及び温度依存性の比較	5
5.17	Ch1-4 の降伏電圧の温度依存性	6
5.18	Ch1-4 の相対ゲインの超過電圧依存性 6	7
5.19	Ch1-4のOCT 確率の印加電圧及び温度依存性	8
5.20	Ch1-4 の OCT 確率の超過電圧依存性	9
-		

5.21	<b>OCT</b> 確率と保護レジンの関係	70
5.22	Ch1-4 の電荷分解能の印加電圧依存性	70
5.23	<b>Ch1-4</b> の電荷分解能の超過電圧依存性	71
5.24	1 p.e. の電荷の標準偏差の印加電圧依存性	71
5.25	<b>Ch1-4</b> の暗電流の印加電圧依存性 (Linear スケール)	72
5.26	Ch1-4 の暗電流の印加電圧依存性 (Log スケール)	73
5.27	Ch1-4 の暗電流の温度依存性 (Linear スケール)	73
5.28	Ch1-4 の暗電流の温度依存性 (Log スケール)	74
5.29	閾値電圧と DCR の関係	76
5.30	ノイズがある際の DCR の閾値電圧依存性	77
5.31	ローパスフィルタ前後の波形比較..................................	78
5.32	Ch1-4 の DCR の印加電圧依存性	79
5.33	Ch1-4 の DCR の温度依存性	79
5.34	<b>DCR</b> の閾値電圧依存性の一例	80
5.35	Ch1-4 の DCR の超過電圧依存性	81
6.1	ピクトュルノブレギンラ伯怜山咸庄五元名在八初北の朋友	01
0.1	ヒクセルサイスとカンマ緑便田感度及び用度刀件能の異常	84 84
0.2		84
0.5	元11 研先で用いてた信号市成凹路の凹路図	83 05
0.4	信号	83
0.5		80
0.0	シミュレーションで用いた信亏市成凹鉛の凹鉛の	80 07
0./	・ 守御四路を用いた SIPM 彼形の再現	8/
0.8	SIPM の計構な守側凹崎	00
0.9 6 10	信号 ロ 成 凹 始 に よ る 信 号 幅 超 相 刈 米 の シ ミ ユ レ ー シ ヨ ン	00 00
0.10	四 <u>加</u> 個変更に伴う仮形の変化	09
0.11	PZC 回路の回路図	91
0.12	L1 Spice による PZC 回路の信号 $D$ 相 知来のシミュレーション	91
0.13	ハクメーダ伏疋に用いた PZC 回路のシミュレーション回路図 $\dots \dots \dots \dots \dots \dots$	92
0.14		92
0.15 6.16	LTSpice $[L A \otimes F W \prod W \oplus V \otimes A \cup V \oplus V$	95
6.17	$LTSpice (c s \otimes m x \otimes c \cap w m w \otimes y < z V = y = y = y = y = y = z + z + z + z + z + z + z + z + z + z$	94
0.17 6.18	LTSpice $(z \in z) = y = y = y = y = y = y = y = y = y = $	95
6.10	LTSpice による 個表 やこ $\Gamma$ W HM のシミュレーション (2)	95
6.20	10 рг $\chi$ O 20 рг $\epsilon$ тин $c$ Ском $\alpha$ $b$ $\gamma$ $z$ $z$ $b$ $z$	90
6.21	FZC回取道1後のFWUMの公式         P7C回取道1後のFWUMの公式	97
6.22	<b>ΓΔ</b> 回始等入後の <b>Γ</b> W <b>Π</b> M の力和 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	97
6.22	311 141 中加电圧の価度間頃凹町の晩心凶	70 00
0.25 6.24	血皮(加良)) 町 切り) 町 凶	79 100
6.25	ノッツノ四町の四町図 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	100
0.23	ソーノリーミヘグ UIIp01 の私仇胆の価度似付住	100
0.20	□ 衣 / ✓ / ⅢM020 9凹町凶	100

6.27	温度補償部での出力電圧シミュレーション
6.28	SiPM 4 ch 合成の降伏電圧の温度依存性
6.29	温度補償回路の温度係数の RT.Gain 依存性103
6.30	温度補償回路の出力電圧試験
6.31	ゲインの温度補償実験の実験系の概略図
6.32	ゲインの温度補償実験の実験系
6.33	ゲインの温度補償試験
6.34	1 kΩ で構成した際の信号合成回路の回路図

# 表目次

3.1	IACT の性能比較表	25
3.2	大中小口径望遠鏡の性能比較....................................	27
3.3	LST に搭載される PMT の性能	33
5.1	S13361-2196 の構造	51
5.2	Ch1-4 のキャパシタンスの推定値	60
5.3	<b>Ch1-4</b> のクエンチング抵抗の値	61
5.4	<b>Ch1-4</b> の降伏電圧の温度係数	62
5.5	Ch1-4 の 25 °C での超過電圧係数	67

# 第1章

# ガンマ線天文学

## 1.1 ガンマ線天文学の概要

ガンマ線天文学は宇宙の高エネルギー現象を探求する学問分野であり、1960 年代後半から本格的に発展してき た。ガンマ線衛星の歴史は、1967 年の NASA の太陽観測衛星 OSO-3 の打ち上げに始まる。1968 年、OSO-3 は 太陽から 50 MeV 以上のガンマ線を初めて観測した(Clark et al. 1968)。その後、核実験の監視が本来の役目であっ た軍事衛星 Vela が、1970 年代にガンマ線バーストを偶然発見したことで(Klebesadel et al. 1973a)、ガンマ線天文 学は転機を迎えた。

1990 年代に入ると、ガンマ線観測衛星 CGRO が打ち上げられ、本格的なガンマ線観測時代が到来した。CGRO に搭載された BATSE 検出器は多数のガンマ線バーストを観測し、その分布が等方的である (図 1.1) ことから、ガンマ線バーストが我々の銀河系の外で起きている現象であることを示した(Meegan et al. 1992a)。また、EGRET 検出器は 100 MeV 以上の高エネルギーガンマ線を観測し、200 以上のガンマ線天体を発見した(Thompson et al. 1995)。



図 1.1 CGRO 衛星の BATSE 検出器により、ガンマ線バーストに等方性があることが観測された(Meegan et al. 1992a)。

一方、ガンマ線の地上観測においては、1989 年に Whipple 天文台が大気チェレンコフ望遠鏡を用いてかに星雲 からの TeV ガンマ線の検出に成功した(Weekes et al. 1989)。これを皮切りに、H.E.S.S.、VERITAS、MAGIC な どの大口径の大気チェレンコフ望遠鏡が次々と建設され、超新星残骸や活動銀河核など様々な天体が TeV ガンマ線 を放射していることが明らかになった。

2000 年代後半からは、Fermi 衛星に搭載された LAT 検出器(Atwood et al. 2009)が 0.1 GeV 以上の高エネルギー ガンマ線の全天サーベイを行い、7000 以上のガンマ線天体を発見している (図 1.2)。また、2019 年には MAGIC 望遠鏡がガンマ線バースト GRB 190114C からの TeV ガンマ線の検出に成功した(MAGIC Collaboration 2019)。



図 1.2 Fermi 衛星による、1GeV 以上の放射の全天観測。色が明るいほど、放射が明るいことを示している(NASA 2023)。

現在建設が進められている次世代大気チェレンコフ望遠鏡 Cherenkov Telescope Array (CTA) は、20 GeV から 300 TeV 以上までの広いエネルギー範囲を高感度でカバーし、ガンマ線天文学のさらなる発展をもたらすと期待さ れている(CTA 2019)。数千ものガンマ線天体の検出や、ガンマ線バーストの詳細な観測、暗黒物質探索など、CTA によって宇宙の高エネルギー現象の理解が飛躍的に進むことが期待される。

### 1.2 ガンマ線放出機構

ここでは、観測対象の天体でガンマ線が放出されるプロセスをまとめる。ガンマ線はさまざまな機構で放出され る。観測対象における物理を理解するためには、ガンマ線放出機構とそのスペクトルの特徴を理解することが重要 である。

#### 1.2.1 シンクロトロン放射

シンクロトロン放射 (図 1.3) は、磁場中で相対論的荷電粒子が加速度運動をする際に放射される電磁波である (Rybicki and Lightman 1979)。シンクロトロン放射は、電波からガンマ線までの幅広い波長帯をカバーする電磁波 の放射機構である。そのため、近年注目を集めているマルチメッセンジャー天文学の文脈において、シンクロトロ ン放射の理解は極めて枢要と言える。

磁場 B 中で運動する荷電粒子の運動方程式は以下で与えられる:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{1.1}$$

2



図 1.3 シンクロトロン放射の概念図。相対論的荷電粒子が磁場に入射することで、連続光が放射される。 (Alexander より引用)

ここで、*q* は粒子の電荷、*m* は質量、**v** は速度、γ はローレンツ因子である。 加速度運動する荷電粒子から単位時間当たりに放射されるエネルギーは、一般に以下の Larmor 公式で与えられる:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{rad} = \frac{q^2\gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} \left[|a_{\perp}|^2 + \gamma^2 |a_{\parallel}|^2\right]$$
(1.2)

磁場に垂直な加速度成分 a<sub>⊥</sub> は以下のように求められる:

$$|a_{\perp}| = \frac{v_{\perp}^2}{r} = \frac{qeB\sin\theta}{\gamma m}$$
(1.3)

これらの式から、シンクロトロン放射のスペクトル分布は特徴的な関数形を持つことが導かれる:

$$j(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 cm} F(x) \tag{1.4}$$

ここで、F(x)は以下で定義される関数である:

$$F(x) = x \int_{x}^{\infty} K_{5/3}(z) dz$$
 (1.5)

 $x = \omega/\omega_c$  であり、 $\omega_c$  は特性角周波数である:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \Gamma^2 \frac{\hbar eB}{mc} \tag{1.6}$$

シンクロトロン放射の特徴として、以下の性質が挙げられる:

1. 放射強度が粒子のエネルギーの2 乗に比例

2. 強い指向性を持つ(ビーミング効果)

#### 3. 偏光特性を持つ

これらの特性は、観測されるスペクトルや時間変動の解釈に重要な制約を与える Ginzburg and Syrovatskii (1969)。

### 1.2.2 逆コンプトン散乱

逆コンプトン散乱 (図 1.4) は、相対論的電子が低エネルギー光子と衝突し、光子のエネルギーが増加する過程で ある(Blumenthal and Gould 1970; Rybicki and Lightman 1979)。以下、この過程の理論的導出を行う。



図 1.4 逆コンプトン散乱の概念図。光子は、高速の荷電粒子によって叩き上げられることにより、エネルギー を獲得する(Bennun 2020)。

電子の静止系での計算を行うため、ローレンツ変換を考える。入射光子のエネルギーは以下のように変換される:

$$\epsilon_1 = \gamma \epsilon (1 + \beta \cos \theta_1) \tag{1.7}$$

ここで、 $\theta_1$ は実験室系での電子の運動方向と入射光子の方向のなす角である。 電子の静止系での散乱断面積は、Klein-Nishina 公式で与えられる:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\epsilon_1'}{\epsilon_1}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_1'}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1'} - \sin^2\theta_s'\right)$$
(1.8)

ここで、 $r_e$ は古典電子半径、 $\theta'_s$ は電子静止系での散乱角である。 散乱前後の光子エネルギーの関係は:

$$\frac{1}{\epsilon_1'} = \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_s')$$
(1.9)

散乱過程は、以下の2つの領域に分類される:

1. Thomson 散乱領域 ( $\gamma \epsilon \ll m_e c^2$ ):

$$\epsilon_1 \approx 4\gamma^2 \epsilon \tag{1.10}$$

2. Klein-Nishina 領域 ( $\gamma \epsilon \gg m_e c^2$ ):

$$\epsilon_1 \approx \gamma m_e c^2 \tag{1.11}$$

散乱断面積の比は以下で与えられる:

$$\frac{\sigma_{KN}}{\sigma_T} \approx \frac{3}{8x} \left[ \ln(2x) + \frac{1}{2} \right] \tag{1.12}$$

ここで、 $x = \gamma \epsilon / m_e c^2$ である。

実際の天体現象では、電子と光子の両方にエネルギー分布がある場合を考える必要がある。電子のエネルギー分布が  $N_e(E) \propto E^{-p}$  で、散乱が Thomson 領域の場合、放射スペクトルは以下のようになる:

$$F(\nu) \propto \nu^{-(p-1)/2}$$
 (1.13)

#### **1.2.3** $\pi^0$ 中間子崩壊

 $\pi^0$ 中間子崩壊によるガンマ線生成 (図 1.5) は、宇宙線陽子と星間物質の陽子との衝突による相互作用の結果として生じる(Stecker 1971)。この過程は以下の段階に分けられる:

$$p + p \to \pi^0 + X \tag{1.14}$$

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma \tag{1.15}$$

ここで、*X* は他の生成粒子を表す。π<sup>0</sup> 中間子の静止系において、運動量保存則とエネルギー保存則から、生成される 2 つのガンマ線のエネルギーは以下のように導出される:

$$E_{\gamma} = \frac{m_{\pi}c^2}{2} \approx 67.5 \text{MeV}$$
(1.16)

実験室系での放射スペクトルを考えると、 $\pi^0$ 中間子の運動による効果を考慮する必要がある。運動している $\pi^0$ 中間子から放射されるガンマ線のエネルギー範囲は以下の式で与えられる:

$$\frac{m_{\pi}c^2}{2}\sqrt{\frac{1-\beta_{\pi}}{1+\beta_{\pi}}} \le E_{\pi} \le \frac{m_{\pi}c^2}{2}\sqrt{\frac{1+\beta_{\pi}}{1-\beta_{\pi}}}$$
(1.17)

ここで、 $\beta_{\pi}$ は  $\pi^0$  中間子の速度(光速で規格化)である。



図 1.5  $\pi^0$  中間子によるガンマ線放出のファインマンダイアグラム(Belyaev and Ross 2021)。宇宙線陽子と星間物質の陽子との衝突によって、 $\pi^0$  中間子が生成される。 $\pi^0$  中間子が崩壊することで、ガンマ線が放出される。

このプロセスによる放射スペクトルの微分断面積は以下のように表される:

$$\frac{d\sigma}{dE_{\gamma}} = \frac{2}{\sqrt{E_{\gamma^2} - (m_{\pi}c^2/2)^2}} \frac{d\sigma}{d\Omega}$$
(1.18)

観測されるガンマ線スペクトルは、宇宙線のエネルギースペクトルと反応断面積の畳み込みとして与えられる:

$$\Phi_{\gamma}(E_{\gamma}) = n_H \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_{pp}(E_p) \frac{dN_p}{dE_p} F(E_{\gamma}, E_p) dE_p$$
(1.19)

ここで、 $n_H$  は標的となる水素原子の数密度、 $\sigma_{pp}$  は陽子-陽子衝突の断面積、 $dN_p/dE_p$  は宇宙線陽子のエネル ギースペクトル、 $F(E_{\gamma}, E_p)$  は1回の衝突で生成されるガンマ線のスペクトル分布である。

宇宙線陽子のエネルギースペクトルが Power Law  $\frac{dN_p}{dE_p} = N_0 E^{-\gamma}$  で表せる場合、観測されるガンマ線スペクトル もベキ  $\gamma$  の Power Law で表せる。

#### 1.2.4 制動放射

制動放射 (図 1.6) は、荷電粒子が原子核のクーロン場で加速された際に放射される電磁波である(Heitler 1954)。 この過程の微分断面積は、Born 近似を用いて以下のように導出される:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4Z_{e^2}^{2r}\alpha}{k} \left[ \left( 1 + \frac{E'^2}{E^2} \right) \phi_1 - \frac{2E'}{3E} \phi_2 \right]$$
(1.20)

ここで、k は放射された光子のエネルギー、E は入射電子のエネルギー、E' は散乱後の電子のエネルギー (E' = E - k)、 $\phi_1$  と  $\phi_2$  は遮蔽効果を表す関数である。



図 1.6 荷電粒子が、原子核のクーロン場によって加速されると、電磁波が放出される(Tekin et al. 2017)。クー ロン場による散乱後の電磁波のエネルギーは、荷電粒子の入射時のエネルギーやクーロン場の強さに依存する。

遮蔽効果を考慮した場合の関数  $\phi_1$  と  $\phi_2$  は以下で与えられる:

$$\phi_1 = 4\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{4}{3} \tag{1.21}$$

$$\phi_2 = \phi_1 - \frac{2}{3} \tag{1.22}$$

エネルギー損失率は以下の式で表される:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0} \tag{1.23}$$

ここで、X<sub>0</sub>は輻射長と呼ばれ、Aを質量数、N<sub>A</sub>をアボガドロ数として、以下の式で与えられる:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 N_A \frac{Z^2}{A} \left[ \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) + \frac{1}{18} \right]$$
(1.24)

これらの式から、制動放射による光子のエネルギースペクトルは以下の形となる:

$$N(\epsilon)d\epsilon = AN\frac{d\epsilon}{\epsilon} \quad (\epsilon \le E_e) \tag{1.25}$$

ここで、A は比例定数 ( $\approx 10^{-21} \mathrm{m}^3 \mathrm{s}^{-1}$ )、N は入射光子数である。

## 1.3 ガンマ線天体

本節では、ガンマ線を放射する代表的な天体について詳述する。これらの天体は、高エネルギー現象の理解や深 宇宙の探査における重要な研究対象である。特に、粒子加速機構の解明、宇宙線の起源、極限状態での物理過程の 理解において、ガンマ線観測は重要な役割を果たしている。

#### 1.3.1 超新星残骸

超新星残骸 (図 1.7) は、恒星の最期に起こる超新星爆発の残骸である。宇宙線を PeV 領域まで加速する、PeVatron の候補とされている。超新星残骸は、Vink (2012)や Slane (2017)により示されているように、超新星爆発後に形 成される衝撃波によって粒子を加速し、ガンマ線を放射する。放射メカニズムは大きく二つに分類され、加速され た陽子による中性 π 中間子生成・崩壊過程(ハドロニック過程)と、加速電子による逆コンプトン散乱やシンクロ トロン放射(レプトニック過程)が考えられている(Aharonian et al. 2007)。



図 1.7 若い超新星残骸の構造の模式図。超新星残骸は、その衝撃波で荷電粒子を加速し、加速された荷電粒子 はシンクロトロン放射や逆コンプトン散乱で高エネルギーの光子を放射する(ISAS 2010)。

この二つの放射過程の識別は、超新星残骸研究における重要な課題の一つである。Gabici and Aharonian (2016) は、GeV-TeV ガンマ線のスペクトル形状や多波長観測データの詳細な解析により、放射過程の特定が可能であるこ

とを示した。特に、ハドロニック起源のガンマ線スペクトルは、中性 π 中間子生成の閾値エネルギーに対応する特 徴的な折れ曲がりを示すことが期待される。

代表的な観測例として、RX J1713.7-3946 が挙げられる。H.E.S.S. 望遠鏡による詳細な空間分布の観測により、 ガンマ線強度の 70% が陽子起源であることが確認された(H.E.S.S. Collaboration 2018)。さらに、Fukui et al. (2012)は、この天体周辺の分子雲との相関を詳細に調べ、宇宙線陽子と分子雲の相互作用がガンマ線放射の主要な 起源であることを示した。

G106.3+2.7 は、Tibet AS γ により 100 TeV を超えるガンマ線が検出され(Amenomori et al. 2021)、PeV 領域 の宇宙線加速源 (ペバトロン)の有力候補として注目されている。Xin et al. (2019)は、この天体のマルチメッセン ジャー観測により、パルサーの影響や周辺環境との相互作用を詳細に調査し、PeV エネルギーまでの粒子加速が可 能であることを理論的に示している。

W44 と IC443 の観測では、フェルミ衛星により 200 MeV 以下の特徴的なスペクトルが測定され、陽子起源のガ ンマ線であることが決定的となった(Ackermann et al. 2013)。これらの天体は、分子雲と相互作用する超新星残骸 の典型例として知られており、Yoshiike et al. (2013)は電波・X 線との詳細な比較により、衝撃波と分子雲の相互 作用による粒子加速の様子を明らかにした。

超新星残骸のガンマ線観測は、宇宙線の起源という根本的な問題に直接アプローチできる手段として重要である。 Blasi (2013)は、衝撃波統計加速理論の観点から超新星残骸での粒子加速過程を詳細に論じ、観測との整合性を示 している。今後、CTAO による高感度観測により、PeV 領域までの宇宙線加速メカニズムの解明や、銀河系内の宇 宙線分布の理解が大きく進展すると期待されている(CTA 2019)。

#### 1.3.2 パルサー

パルサー (図 1.8) は、超新星爆発の後に残される、1 億テスラ以上の強力な磁場を持った高速回転する中性子星で ある(Kaspi and Kramer 2016)。電波からガンマ線まで広帯域で周期的な放射を示し(Lorimer and Kramer 2004)、 その放射機構には磁気圏内での粒子加速、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱などが関与しているとされてい る(Harding 2013; Cerutti and Beloborodov 2017)。ただし、放射機構および空間構造に対する詳細な理解は得られ ていない。

パルサーのガンマ線放射機構については、主に Polar Cap Model、Outer Gap Model、Slot Gap Model の 3 つの モデルが提唱されている。Romani (1996)は、Outer Gap Model における放射過程を詳細に調べ、観測されるガン マ線の特性をよく説明できることを示した。一方、Muslimov and Harding (2003)は、Slot Gap Model により、よ り広いエネルギー帯域での放射が説明可能であることを示している。

代表的なガンマ線パルサーとして、かにパルサーが挙げられる。MAGIC 望遠鏡により 25-1500 GeV の超高エネ ルギーガンマ線パルスが検出され(Ansoldi et al. 2016)、従来の理論予測を大幅に上回る結果となった。Lyutikov et al. (2012)は、この予想外の高エネルギーガンマ線を説明するため、磁気圏外での粒子加速を考慮した新しいモ デルを提案している。

Geminga パルサーは、電波では観測されないものの、X 線とガンマ線で明るく輝く特異な天体である(Bignami and Caraveo 1996)。Caraveo et al. (2003)は、20 年以上にわたる X 線観測データを解析し、Geminga の運動や年 齢、周辺環境との相互作用を詳細に調べ上げた。最近では、HAWC 観測所により、Geminga 周辺の広がった TeV ガンマ線放射(TeV Halo)が検出され(Abeysekara et al. 2017)、電子・陽電子対の加速と拡散過程に新たな知見を もたらしている。

Fermi 衛星の登場により、ガンマ線パルサーの数は 300 個以上に増加し(Smith et al. 2023)、磁気圏での放射領 域の構造が明らかになりつつある。しかし、予想を超える高エネルギーガンマ線の検出により、パルサー風や二次 粒子生成など、新たな理論モデルの構築が必要となっている(Aharonian et al. 2012)。



図 1.8 パルサーの模式図(Herzog 2022)。パルサーからのガンマ線放射機構は詳細に理解が得られておらず、 極冠付近の Polar Gap や、光円柱付近の Outer Gap による放射シナリオが考えられている。

### 1.3.3 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) は、中心に存在する超巨大ブラックホール周辺での活動性により、強 力な放射を示す天体である (Beckmann and Shrader 2012; Padovani et al. 2017)。多くの AGN は相対論的ジェッ トを放出し、電波からガンマ線まで広帯域で放射を示す (Urry and Padovani 1995)。特に、ジェットが視線方向を 向いている場合に観測されるブレーザーは、最も明るいガンマ線源として知られている。図 1.9 に AGN の統一モ デルを示す。



図 1.9 AGN の統一モデル(NASA 2016)。AGN は、観測する方向に依って呼称が異なる。例えば、ジェット を正面から観測した場合、ブレーザーと呼称する。その他の呼称については、図を参照されたい。

AGN からのガンマ線放射機構については、レプトニックモデルとハドロニックモデルの二つの枠組みで理解が 進められている。Böttcher et al. (2013)は、これらのモデルを詳細に比較し、時間変動性や偏光特性などの観測量 から放射機構を制限できることを示した。Madejski and Sikora (2016)は、X 線とガンマ線の同時観測データを用 いて、放射領域でのエネルギー分布や磁場強度を詳細に調べ上げた。

代表的なガンマ線 AGN として、Mrk 421 は最も近傍の TeV ガンマ線ブレーザーとして知られている。Punch et al. (1992)による初検出以来、激しい時間変動が観測され(Abdo et al. 2011)、ジェット中での粒子加速の時間変動性を探る重要な天体となっている。Baloković et al. (2016)は、広帯域同時観測により、放射領域の物理状態が時間とともに変化する様子を詳細に追跡することに成功した。

3C 279 は最初に発見されたガンマ線ブレーザーの一つであり(Hartman et al. 1992)、強い時間変動と高い偏光度 が特徴的である。Hayashida et al. (2015)は、数分スケールの急激な時間変動を発見し、ブラックホール近傍での 効率的な粒子加速の証拠を示した。また、Ackermann et al. (2016)は、GeV ガンマ線での変動観測により、放射領 域での磁場構造に制限を与えることに成功している。

電波銀河 M87 は、最も近傍の電波銀河の一つであり、TeV ガンマ線の検出とジェットの根元からのガンマ線放 射が報告されている(Aharonian et al. 2003)。Albert et al. (2008)は、TeV ガンマ線とジェット構造の相関を詳細 に調べ、ガンマ線放射領域がブラックホールから数十シュバルツシルト半径以内に位置することを示唆した。

Centaurus A では GeV から TeV にわたる広帯域放射が観測されており(Aharonian et al. 2009)、Abdo et al. (2010)は、このスペクトルが単純なシンクロトロン自己コンプトンモデルでは説明できないことを示した。Yang et al. (2012)は、ハドロニック過程の寄与を考慮することで、観測スペクトルをよく再現できることを示している。

CTA 計画の大口径望遠鏡初号機 (LST-1) は、2023 年 12 月に AGN OP 313 の観測に成功している。OP313 は、 AGN の一種であるフラットスペクトル電波クェーサー (FSRQ) であり、チェレンコフ望遠鏡で観測された AGN の中で、最も遠方に位置する。

AGN のガンマ線観測は、ジェットでの粒子加速機構、超巨大ブラックホール周辺の物理状態、宇宙背景光の間接

測定など、多岐にわたる研究テーマと関連している(Rieger et al. 2007)。特に、De Angelis et al. (2008)は、ガン マ線の伝播過程における宇宙背景光との相互作用を詳細に調べ、宇宙の星形成史に制限を与えることに成功した。

#### 1.3.4 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst; GRB) は、数秒から数十秒という短時間に膨大なエネルギーを放出する、 宇宙最大級の爆発現象である (Mészáros 2006; Kumar and Zhang 2015)。1967 年に核実験監視衛星 Vela により 初検出され (Klebesadel et al. 1973b)、BATSE による観測で位置決定が可能になった (Meegan et al. 1992b)。そ の後、残光の発見 (Costa et al. 1997)により、多波長観測による詳細な研究が可能となった。図 1.10 に、ガンマ線 バーストの模式図を示す。



図 1.10 ガンマ線バーストの概要(Mészáros 2001)。

GRB は継続時間により、2 秒を境に Short Burst と Long Burst に分類される(Kouveliotou et al. 1993)。Woosley and Bloom (2006)は、Long Burst が大質量星の重力崩壊に起因することを理論的に示し、Berger (2014)は、Short Burst が中性子星合体に由来するという証拠を集積した。特に、2017 年の重力波源 GW170817 に付随して観測された Short Burst GRB 170817A は、この起源説を決定的なものとした(Abbott et al. 2017)。

放射機構に関しては、相対論的ジェットの内部衝撃波モデルが広く受け入れられている(Rees and Mészáros 1994)。Zhang and Mészáros (2004)は、このモデルにおける粒子加速と放射過程を詳細に調べ、観測されるスペクトルや時間変動をよく説明できることを示した。一方、Pe'er (2015)は、光子統計や偏光観測から、放射過程にはシンクロトロン放射以外の寄与も重要である可能性を指摘している。

代表的な観測例として、GRB 990123 は 1.5 分間の継続時間で太陽質量の 1.3 倍相当のエネルギーを放出した (Kulkarni et al. 1999)。Akerlof et al. (1999)は、このバーストの可視光での即時観測に成功し、逆行衝撃波からの 放射を初めて捉えた。2005 年には、129 億年前に発生した GRB 050904 が観測され(Kawai et al. 2006)、初期宇 宙の再電離を示唆する重要な発見となった。

近年の大きな進展として、MAGIC 望遠鏡による GRB 190114C からの 1 TeV を超えるガンマ線の検出が挙げら れる(MAGIC Collaboration 2019)。Derishev and Piran (2019)は、この超高エネルギーガンマ線が、逆コンプト ン散乱の Klein-Nishina 効果を考慮することで説明できることを示した。



図 1.11 マイクロクエーサーの概要(Costa et al. 2011)。恒星質量ブラックホールと伴星からなる連星系であ り、伴星から物質が膠着することで、相対論的ジェットを形成する。

#### 1.3.5 マイクロクエーサー

マイクロクエーサー (図 1.11) は、恒星質量ブラックホールと伴星からなる連星系で、物質降着により相対論的 ジェットを形成する天体である(Mirabel and Rodriguez 1999; Fender et al. 2004)。「小型な AGN」として、ジェッ ト形成や粒子加速の物理を研究する上で重要な役割を果たしている。

最初のマイクロクエーサー SS 433 は、1979 年に発見され(Margon 1984)、光速の 26% で歳差運動するジェッ トを持つことで知られる。Fabrika (2004)は、20 年以上の観測データを総合し、ジェットの構造や降着流の性質を 詳細に論じている。近年、HAWC 観測所により 65 TeV に達するガンマ線が検出され(Abeysekara et al. 2018)、ハ ドロン加速の証拠として注目を集めている。

GRS 1915+105 は 1992 年に発見され(Mirabel and Rodriguez 1994)、光速の 98% に達する超相対論的ジェッ トを持つことで有名である。Fender et al. (1999)は、電波観測によりジェットの運動を詳細に追跡し、その形成機 構に制限を与えた。また、Rodriguez et al. (2008)は、X 線とガンマ線の同時観測により、ジェット放射と降着流 の関係を明らかにした。

Cygnus X-1 は、最も詳しく研究された恒星質量ブラックホール連星系の一つである(Zdziarski et al. 2002)。 Albert et al. (2007)は、MAGIC 望遠鏡による TeV ガンマ線の検出を報告し、Zanin et al. (2016)は、このガンマ 線放射がジェットの根元で生成されている可能性を指摘している。

V404 Cygni は、2015 年に大規模な突発的増光を示し(Rodriguez et al. 2015)、多波長同時観測により詳細な研究

が行われた。Loh et al. (2016)は、ガンマ線観測データを解析し、ジェット中での粒子加速の証拠を見出している。 マイクロクエーサーの研究は、相対論的ジェットの形成機構、ブラックホール近傍の物理状態、AGN との比較研 究など、高エネルギー天体物理学の重要テーマとなっている(Levinson and Blandford 1996; Romero et al. 2003)。 特に、Bosch-Ramon et al. (2006)は、マイクロクエーサーからのガンマ線放射モデルを体系的に調べ、観測との整 合性を検証している。

最近の超大型空気シャワーアレイ LHAASO の観測により、複数のマイクロクエーサー近傍から 100 TeV を超え るガンマ線も見つかっており、PeVatron の候補天体としても注目を集めている(LHAASO Collaboration 2024)。

# 第2章

# 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

大気解像型チェレンコフ望遠鏡(Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope; IACT)は、宇宙から到来するガン マ線放射を観測する望遠鏡の1つである。宇宙から地球大気中にガンマ線が入射した際に発生する、空気シャワー 由来のチェレンコフ光を観測することで、地上でのガンマ線観測を可能にしている。本節では、宇宙線やガンマ線 由来の空気シャワー生成機構、空気シャワー由来のチェレンコフ光の発生原理について述べたのち、IACT による チェレンコフ光の検出原理や IACT の展望について触れる。

### 2.1 空気シャワー

宇宙から飛来する高エネルギーガンマ線や宇宙線が地球大気と相互作用すると、二次粒子が連鎖的に生成され る現象が発生する。これを空気シャワー (図 2.1) と呼び、入射粒子の種類によってその発達過程は大きく異なる (Spurio 2014)。特にガンマ線由来については電磁シャワー、宇宙線由来についてはハドロンシャワーと呼ばれる。

#### 2.1.1 電磁シャワー

1.022MeV を超えたガンマ線が入射した場合、大気中の原子核と衝突すると、電子-陽電子対生成を起こす。これ らの荷電粒子は、空気中の原子核のクーロン場によって制動放射を起こし、新たなガンマ線を生成する。 電子-陽電子の対生成渦程:

$$\gamma \to e^+ + e^- \tag{2.1}$$

荷電粒子による制動放射:

$$e^{\pm} \to e^{\pm} + \gamma \tag{2.2}$$

これらの反応が連鎖的に起こることで、電磁シャワーが形成される。*E<sub>c</sub>* ~ 86*MeV* は大気中の臨界エネルギーであり、電子または陽電子の持つエネルギーがこれより小さい場合は、制動放射よりも電離によるエネルギー損失が支配的である。

#### 2.1.2 ハドロンシャワー

陽子などの原子核が主成分である一次宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して数多くの二次 粒子(π 中間子や K 中間子)を生成する。ここで生成された π 中間子は、以下のように崩壊する。

中性  $\pi$  中間子の崩壊(平均寿命  $\tau \approx 10^{-16}$  s):

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma \tag{2.3}$$



図 2.1 空気シャワーの概要(Letessier-Selvon and Stanev 2011)。空気シャワーはハドロンシャワーと電磁シャ ワーの 2 種類に分けられ、その形状は入射粒子の種類に依存する。図の左に示されているシャワーがハドロン シャワーであり、右に示されているシャワーが電磁シャワーである。つまり、入射粒子が宇宙線かガンマ線かに 関わらず、電磁シャワーは引き起こされる。

荷電  $\pi$  中間子の崩壊(平均寿命  $\tau \approx 2.6 \times 10^{-8}$  s):

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu_{\mu}/\bar{\nu}_{\mu} \tag{2.4}$$

中性 *π* 中間子崩壊によって生成されたガンマ線は、電磁シャワーを形成する。荷電 *π* 中間子崩壊によって生成されたミューオンは、以下のように崩壊する。

ミューオンの崩壊(平均寿命  $\tau \approx 2.2 \times 10^{-6}$  s):

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{2.5}$$

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{2.6}$$

ここで生成された電子または陽電子は、第 2.1.1 項の説明と同様に、制動放射を引き起こし、電磁シャワーを形成する。

以上の反応が連鎖的に起こることで、ハドロンシャワーは電磁シャワー以上の横方向の発達を見せる。図 2.2 に、 CORSIKA による空気シャワーのシミュレーションを示す。ハドロン由来のハドロンシャワーは、ガンマ線由来の 電磁シャワーに比べて横方向への発達が大きいことがわかる。



図 2.2 CORSIKA による空気シャワーのシミュレーション(Bernlöhr 2008)。ガンマ線由来の電磁シャワーは 比較的横方向への発達が小さく、ハドロン由来のハドロンシャワーは横方向への発達が大きい。

# 2.2 チェレンコフ放射の発生機構

チェレンコフ放射は、荷電粒子が物質中を光速度よりも速い速度で移動する際に発生する電磁放射であり、1934 年にソビエト連邦の物理学者パーベル・チェレンコフによって発見された物理現象である(Cherenkov 1934)。この 発見は後に、フランク及びタムとともにノーベル物理学賞の受賞につながった(Nobel Foundation 1958)。

以下に、チェレンコフ放射の発生機構について、小田稔(1972)を参考に定量的に示す。

光速に近い荷電粒子の周りの電磁場いわば光子群は、その粒子に伴走する形となっている。光子の運動量とエネ ルギーの比は、1/c で表せる。また、光速に近い荷電粒子の全エネルギーは以下の関係式で表せる:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \tag{2.7}$$

そのため、荷電粒子のエネルギー変化と δE と運動量変化 δp との関係は、

$$E\delta E = pc^2 \delta p \tag{2.8}$$

と表せる。

したがって、この荷電粒子が光子を放射する場合、その運動量とエネルギーの比は、

$$\frac{\delta p}{\delta E} = \frac{E}{pc^2} = \frac{1}{c} \left[ 1 + \left(\frac{mc^2}{p}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\beta c}$$
(2.9)

と計算できる。ここで、 $\beta = v/c$ は粒子の相対論的速度である。 $\left[1 + \left(\frac{mc^2}{p}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$ は明らかに1より大きいため、  $1/c < 1/\beta c$ であることがわかる。つまり、運動量およびエネルギー保存則が成り立つ状況下では、光子は荷電粒子から離れることはできない。

以上の話は、飽くまで真空中の話であり、媒質中に荷電粒子が入射する場はその限りではない。

光の屈折率 n の媒質を通過する散乱光の速度 c' は、真空中の光の速度 c を用いて、

$$c' = \frac{c}{n} \tag{2.10}$$

と記述され、この媒質中では光子の運動量とエネルギーの比は n/c と表せることから、

$$\frac{\beta}{c} = \frac{n}{c} \tag{2.11}$$

すなわち、

$$v = \frac{c}{n} \tag{2.12}$$

と表せる。これは、光が粒子の進行方向に放出されるとしても、運動量およびエネルギーの保存則に反しないこ とを意味する。また、*v* ≥ *c*/*n* であれば、チェレンコフ光は特徴的な円錐状で放射 (図 2.3) され、その角度分布は 運動量およびエネルギー保存則を満たす以下の関係式で記述される:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \tag{2.13}$$

ここで、θ は放射角である。



図 2.3  $\theta_c$  は荷電粒子とチェレンコフ放射の角度を示している(Herzog 2022)。この角度内であれば、運動量お よびエネルギー保存則を破ることなく放射が可能である。

宇宙線やガンマ線が大気に入射することで発生した空気シャワーは、その過程で電子やミューオンのような荷電 粒子を放出する。これらの荷電粒子が発するチェレンコフ光を観測することで、ガンマ線の到来方向やエネルギー を推定する検出器が IACT である。

### 2.3 チェレンコフ光の検出原理

まず簡単に、IACT の主要な構成単位を示しておく:

- 鏡: 典型的には、10m 級の放物面もしくは Davies-Cotton 型の反射鏡が用いられる。
- ・ 光検出器:主に光電子増倍管(Photomultiplier Tube; PMT)が用いられ、微弱なチェレンコフ光を捉える感 度の高さが求められる。
- 読み出し回路:数 ns で光るチェレンコフ光を処理するための高速信号処理系が求められる。

高エネルギーガンマ線(宇宙線)が大気に入射すると、以下のプロセスで検出される:

- 1. 一次粒子による電磁シャワーの形成
- 2. シャワー粒子によるチェレンコフ光の放射(図 2.4)
- 3. 望遠鏡による光の集光
- 4. 焦点面へのカメラによるチェレンコフ光イメージの取得



図 2.4 (a)の円錐は、親粒子が直進する過程で、大気屈折率の高度依存性により、その放射角が広がっていく様子を示している(Völk and Bernlöhr 2009)。(b)の左図は親粒子のガンマ線エネルギーごとの、チェレンコフ光子密度とシャワー中心からの距離の関係を示している。(b)の右図は、300 GeV のガンマ線が入射した際の光子密度分布を示している(Holder 2015)。

焦点面で取得されたチェレンコフ光のイメージは、パラメータライズされることで、ガンマ線の到来方向やエネ ルギーの推定に利用される。

検出されるシャワーイメージは主に以下のパラメータで特徴づけられる (図 2.5):

Hillas parameters : {length, width, distance, size,  $\alpha$ } (2.14)

ここで各パラメータは以下を表す:

- length: シャワーの長軸の長さ
- width: シャワーの短軸の長さ
- distance: イメージの重心と視野中心との距離
- size: 全光量
- α: シャワーの主軸と視野中心を結ぶ線のなす角



図 2.5 チェレンコフ光のパラメータライズ(Satalecka 2010)。チェレンコフ光は楕円形としてパラメータライズされ、その width や nominal distance、length などで表現される。

IACT でチェレンコフ光を検出する際、ガンマ線由来の光のみを解析に用いる必要がある。しかし、宇宙線も同 様に空気シャワーを生成し、チェレンコフ光を発する。これらは IACT にとってバックグラウンドとなるため、弁 別する必要がある。ガンマ線由来とハドロン由来の弁別は、シャワーの形状を用いて弁別される。図 2.6 のように、 ガンマ線由来のイメージはコンパクトな形をしており、ハドロン由来のイメージはガンマ線由来に比べて広がった 形をしている。イメージの違いは、シャワーの生成過程に起因する。電磁シャワーは、その発達段階で、大きな横 方向への発達をしない。これは、電子-陽電子対の生成過程で、それぞれが親のガンマ線とほぼ同じ方向に進むため である。第 2.1 節で述べたように、ハドロンシャワーはその初期段階でπ中間子や K 中間子等様々な粒子種の生成 過程が存在する。ハドロンシャワーで生成されたそれぞれの粒子は、横方向への運動量を持つため、シャワーは横 方向へ大きく発達する。その結果、ハドロンシャワー由来で生成されたチェレンコフ光のイメージは広がった形で 観測される。



図 2.6 電磁シャワー (左図) とハドロンシャワー (右図) のイメージ比較(Völk and Bernlöhr 2009)。イメージ の配色は、検出された光電子数に対応している。

ガンマ線の到来方向は、複数の望遠鏡で撮像されたイメージを用いて推定される。そのため、IACT でのガンマ 線観測は複数の望遠鏡でのステレオ観測が必須である。図 2.7 が示すように、複数の望遠鏡で撮像されたチェレン コフ光イメージの長軸が一点に交わる点から、親ガンマ線の到来方向を推定できる。



図 2.7 複数のシャワーイメージによるガンマ線到来方向の推定(Bose et al. 2021)。複数の望遠鏡において、同 じ親ガンマ線由来のチェレンコフ光が観測された場合、そのイメージの長軸を結ぶ交点から親ガンマ線の到来方 向を推定できる。

# 2.4 現行の IACT と展望

H.E.S.S. を始めとする IACT は、ガンマ線の中でも比較的高エネルギー帯のガンマ線観測において、特にプレゼ ンスを発揮してきた。Fermi 衛星を始めとする、ガンマ線領域の観測を目的とした衛星は数多く打ち上げられてい るが、高エネルギーガンマ線観測のためには有効面積が不足している。IACT は、その巨大な有効面積で、高エネ ルギーガンマ線天文学の発展を牽引 (図 2.8) してきた。

代表的な IACT として、MAGIC(図 2.9)、VERITAS(図 2.11)、H.E.S.S.(図 2.10)が挙げられる。それぞれ 天球の異なる範囲をカバーしている。MAGIC は天の川銀河を大天頂角で観測している一方で、H.E.S.S. は小さい 天頂角での観測が可能である。また、観測可能なエネルギーの範囲や感度なども望遠鏡ごとに異なる(表 3.1)。

CTA は次世代の地上ガンマ線天文台であり、現行の MAGIC、H.E.S.S.、VERITAS といった IACT の後継機と して開発が進められている。北サイト(ラパルマ島)と南サイト(チリ)に建設予定であり、2018 年より大口径望



図 2.8 IACT と主要なガンマ線望遠鏡の有効面積比較。特に、TeV ガンマ線に関して、他のガンマ線望遠鏡を 大きく凌ぐ有効面積を持つことがわかる。



図 2.9 MAGIC 望遠鏡 (Credit: Giovanni Ceribella)。直径 17m の 1 号機、2 号機の 2 台からなる。CTA 北サ イトの近くに位置し、ハードウェア/ソフトウェアベースでの観測データの統合が進んでいる。

遠鏡(Large-Sized Telescope; LST)の初号機が試験観測を開始している。詳しくは第3章で述べるが、CTA の特徴は、複数の口径の望遠鏡を組み合わせることで、20 GeV から 300 TeV という広帯域のエネルギー領域をカバーする点にある。

低エネルギー側の閾値の低下や感度向上は、例えば以下のようなメリットがある。:

- 1. 宇宙論的な観測が可能になる
  - EBL (Extragalactic Background Light) による吸収の影響が小さい低エネルギー帯での観測により、よ



図 2.10 H.E.S.S. の全体写真 (Credit: H.E.S.S. Collaboration, Frikkie van Greunen)。アフリカのナミビアに 位置する望遠鏡群である。直径 28m の望遠鏡 1 台と、直径 12m の望遠鏡 4 台からなる。



図 2.11 VERITAS 望遠鏡の全体写真 (Credit: VERITAS Collaboration)。直径 12m の望遠鏡 4 つからなる。

り遠方の天体が観測可能になる

- ガンマ線バーストなどの突発天体の観測機会が増加する
- 2. 他のガンマ線観測との重複領域の拡大
  - 多波長観測によるスペクトルの詳細な研究が可能になる
  - パルサーなど、低エネルギーでより強い放射を示す天体の観測が容易になる
- 3. 弱い放射源の検出
  - 暗い拡散放射の検出(銀河団からのガンマ線や TeV halo など)
  - 暗黒物質対消滅からの微弱なガンマ線信号の探索

# 第3章

# Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画

# 3.1 CTA 計画の概要

Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画は、大中小口径の異なる IACT 群を北半球・南半球に建設する計画であ る。CTA は、20 GeV から 300 TeV という広帯域のエネルギー領域をカバーし、現行の IACT 比で約 10 倍の感度 を持つと試算されている (図 3.1)。北サイトはスペインのラパルマ島 (図 3.2)、南サイトはチリのパラナル (図 3.3) である。チェレンコフ光の光量は、ガンマ線のエネルギーに比例する。そのため、低エネルギーガンマ線の観測に は大口径の望遠鏡が必要であり、高エネルギーガンマ線の観測には小口径の望遠鏡で十分である。しかし、ガンマ 線の到来頻度は、そのエネルギーに対して冪関数で減少する。したがって、高エネルギーガンマ線の観測には、小 口径の望遠鏡で広範囲をカバーする必要があり、低エネルギーガンマ線の観測には、少数の大口径望遠鏡で構わな い。CTA 北サイトの大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope; LST) 初号機は、2018 年に試験運用を開始し、2020 年から科学観測を開始している。LST2-4 号機はすでに着工しており、2025 年度に完成予定である。

	MAGIC	H.E.S.S.	VERITAS	СТА
観測エネルギー 範囲	50 GeV – 50 TeV	100 GeV – 100 TeV	85 GeV – 30 TeV	20 GeV – 300 TeV
角度分解能	0.07°@300GeV	0.06°@1TeV	0.08°@1TeV	0.05°@1TeV
感度 [C.U.(かに 星雲の強度を基 準)]	0.8%@250GeV	0.7%@1TeV	1%@1TeV	0.1%@1TeV
視野角	3.5°	5°	3.5°	8-10°
検出器数	2 基	5 基	4 基	約 100 基
稼働開始年	2009年	2003 年	2007 年	2018 年 (北サイト LST-1 のみ)
観測可能時間		約 10%(晴れ	1た暗夜のみ)	
観測サイト	ラパルマ島	ナミビア	アリゾナ	ラパルマ島/チリ

以下に、現行の IACT と、CTA の性能比較表とプロットを示す(表 3.1、図 3.1)。視野角についてだが、望遠鏡の口径ごとに異なるため、最も大きい値を載せた。

表 3.1 IACT の性能比較



(a) ガンマ線望遠鏡の感度曲線比較

(b) ガンマ線望遠鏡の角度分解能比較



図 3.1 ガンマ線望遠鏡の性能比較(CTA 2019)。
#### 3.1 CTA 計画の概要



図 3.2 CTA 計画の北サイト完成予想図(CTA 2019)。



図 3.3 CTA 計画の南サイト完成予想図(CTA 2019)。

表 3.2 に各口径望遠鏡の性能比較をまとめる。LST は、最も低いエネルギー範囲をカバーする。この範囲は、ガンマ線衛星観測のエネルギー範囲と重なる領域である。

	大口径望遠鏡 (LST、図 3.4)	中口径望遠	鏡 (MST、図 3.5)	SC-中口径望遠鏡 (SC-MST)	小口径望	垦遠鏡 (SS	T、図 3.6)
		FlashCam	NectarCAM		GCT	ASTRI	1M-SST
観測エネルギー範囲	20 GeV - 3 TeV	80 GeV - 50 TeV		80 GeV - 50 TeV	1-300 TeV		
中心エネルギー範囲	20-150 GeV	150 GeV - 5 TeV		150 GeV - 5 TeV	5-300 TeV		
台数(北半球)	4	15		0	0		
台数(南半球)	4	25		25	70		
鏡直径	23 m	12 m		9.7 m	4.3 m	4 m	4 m
焦点距離	28 m	16 m		5.6 m	2.28 m	2.15 m	5.6 m
視野	4.3°	7.5°	7.7°	7.6°	8.3°	10.5°	8.8°
光学系	放物鏡	Davies-Cotton (DC)		Schwarzschild-Couder (SC)	SC	SC	DC
画素数	1,855	1,764	1,855	11,328	2,048	2,368	1,296

表 3.2 大中小口径望遠鏡の性能比較(奥村曉氏の HP より引用)



図 3.4 大口径望遠鏡初号機。2018 年から試験運用を開始し、2020 年から科学観測を開始している。



図 3.5 中口径望遠鏡の試作機 (Credit: CTAO)。



図 3.6 小口径望遠鏡の試作機 (Credit: A.Okumura)。

# 3.2 LST の構成要素

ここでは、LST の構成要素について述べる。LST の構成要素は、構造体、鏡、焦点面カメラモジュールに大別で きる。焦点面カメラモジュールは、さらにライトガイド、焦点面カメラ、読み出し回路に分解できる。以下で、そ れぞれに要求される性能について詳しくまとめる。

#### 3.2.1 構造体

LST の構造は、基本的に MAGIC 望遠鏡の構造を継承している(CTA-Japan Consortium 2014)。LST は Alt-Azimuth 望遠鏡モデル(Barr 2003)という構造をとっている。その構造は、望遠鏡下部構造、ドライブ、光学マウ ントシステムと、主に 3 つの構成要素に分解できる。望遠鏡下部構造とドライブは、大口径望遠鏡マウントシステ ムを構成する。MAGIC と同様に、LST はガンマ線バーストのフォローアップ観測機能が要求されており、20 秒で 天球上のどの位置でもポインティングできるよう設計されている。また、20 年の長期運用に耐える高強度構造も要 求されている。そのため、軽量、高強度、シンプルな構造という特徴のある Alt-Azimuth 望遠鏡モデルが採用され ている。Alt-Azimuth 望遠鏡モデルは、鉛直方向・水平方向それぞれに回転軸を持ち、様々な望遠鏡に採用されて いる。光学マウントシステム(ミラー支持構造、カメラ支持構造)の主な部分は、軽量化のためにカーボンファイ バー強化チューブが採用されている。これにより、望遠鏡全体の重量は 100 トンに軽量化されている。特に信頼性 の求められる望遠鏡下部構造および光学マウントシステムの一部には、堅牢なスチールチューブが採用されている。

#### 3.2.2 鏡

LST は CTA の中でも低エネルギーガンマ線を観測し、そのチェレンコフ光はエネルギーに比例するため、かな り少量のチェレンコフ光を観測することになる。十分なチェレンコフ光量を得るため、LST の鏡の総面積には約 400 m<sup>2</sup> 以上が必要である。LST のミラー支持構造は分割鏡 207 枚を保持できる構造となっており、実際には 198 枚の鏡が搭載される。鏡の様々な場所に入射するチェレンコフ光の時間的広がりを最小化するため、放物面鏡が採 用されており、その焦点距離は 28 m である。一枚一枚の分割鏡は、六角形にデザインされており、直径は 1.51 m である(Hayashida et al. 2015)。

LST の分割鏡性能への要求は以下である(CTA-Japan Consortium 2014)。:

- 直径: 1.51m
- 焦点距離(曲率半径): 28-29.2m (56-58.4m)
- スポットサイズ < 0.03° ~16.7mm
- 反射率 > 90% at 400nm, >85% at 300-550nm, Al + Cr + SiO<sub>2</sub> + HfO<sub>2</sub> + SiO<sub>2</sub> マルチコーティング
- 反射率経年劣化 < 2%/yr(10 年以上の運用を目標)
- 重量 < 50kg
- 耐水性: IP66



図 3.7 左は 197 枚の分割鏡の配置(Hayashida et al. 2015)。中心の穴は、焦点面カメラのキャリブレーション 装置が設置される。右は 1 枚の分割鏡の実物写真である。

LST の反射鏡には、チェレンコフ光の波長帯に対する高反射率が要求される。鏡の表面は、Al + Cr + SiO<sub>2</sub> + HfO<sub>2</sub> + SiO<sub>2</sub> の 5 層コーティングがされており、ピークの反射率で ~94% を達成している (図 3.8)。チェレンコ フ光の有効波長帯 300~550nm での平均反射率は 92.1% となっており、要求の 85% を満たしている。これらの構 成から、LST の総有効鏡面積は、約 368m<sup>2</sup> と計算されている。



図 3.8 左は鏡の反射率の波長依存性を示している(Hayashida et al. 2015)。29 個の鏡の平均として計算されている。右は鏡の反射率の経年劣化を示しており、反射率経年劣化 < 2%/yr を達成している。

## 3.2.3 焦点面カメラモジュール

LST の焦点面カメラモジュール (図 3.9) は、ライトガイド、焦点面カメラ、読み出し回路に分解できる。焦点面 カメラモジュールの1単位は、7本の PMT と7つのライトガイド、1つの読み出し回路で構成される。鏡で反射さ れたチェレンコフ光は、ライトガイドを通して焦点面カメラに入射し、読み出し回路で電気信号として処理される。 焦点面カメラモジュールは以下のように設計されている(CTA-Japan Consortium 2014)。:

- 1855 画素 = 7 本の PMT × 265 モジュール
- 1GHz サンプリング、300MHz の帯域
- 300-600nm のチェレンコフ光に対して 15% 以上の光子検出効率
- 複数の望遠鏡でトリガーをかけるため、3.5µsのデータ保持
- Bit depth : 12 bit ADC
- 10kHz までデータ収集



図 3.9 焦点面カメラモジュールの写真

ライトガイド

ライトガイド (図 3.10) は、鏡で反射されたチェレンコフ光を焦点面カメラに集光する役割がある。また、7 つの PMT 間に存在するデッドスペースを補完する役割も担っている。チェレンコフ光は、ライトガイドで反射されて PMT に到達するため、反射率の高さと、大入射角からのバックグラウンドを弾くことが求められる。



図 3.10 ライトガイドの写真。1 つの直径は 5cm。

ライトガイドの入射口は六角形となっており、その側面は Winston Cone を成している。これにより、視野角外 から入射するバックグラウンドをカットすることができる(Okumura 2012)。ライトガイドの反射膜には、3M 社製 の Vikuiti ESR フィルムが用いられている(Okumura et al. 2015)。紫外光付近の反射率を担保 (図 3.11) するため、 ESR フィルムに加えて、Bte Bedampfungstechnik GmbH 社製のコーティングが付け加えられている。



図 3.11 ライトガイドの反射率の波長/入射角依存性。

#### 焦点面カメラ

鏡によって反射され、ライトガイドを通して集光されたチェレンコフ光は、焦点面カメラで撮像される。LST の 焦点面カメラには、ピーク量子効率 (QE)35% 以上、パルス幅(FWHM)が 3 ns 以下等の性能が要求されている。 浜松ホトニクス社と CTA で共同開発された PMT; R11920-100 は、図 3.3 に示すように要求される性能を満たし ている。

パラメータ	R11920-100 の性能
有感波長領域	300-650 nm
ピーク量子効率(図 3.12)	41 %
アフターパルス(> 4 p.e.(光電子)。4 p.e. は LST のトリガー閾値に対応。)	2×10 <sup>-4</sup> 以下
パルス幅 (FWHM)	2.5-3.0 ns
ダイナミックレンジ	1 p.e 5,000 p.e. 以上
標準動作ゲイン	$\sim 4 \times 10^4$

表 3.3 LST に搭載される PMT の性能



図 3.12 LST に搭載される PMT の QE の波長依存性。PMT6 本分のデータを示している。

横軸は時間、縦軸は光量を表しており、実際の PMT の信号を表しているわけではない。チェレンコフ光の信号 を時間積分して電荷に変換する際、PMT の 1 ピクセルあたり ~3 ns で到来するチェレンコフ光信号を積分する (図 3.13)。その際、平均 4 ns の間隔でランダムに入射する NSB による汚染を避けるため、PMT のパルス幅には FWHM 3 ns 以下が求められている。



図 3.13 チェレンコフ光と NSB の比較(野崎誠也 2018)。横軸は時間、縦軸は光量を表しており、実際の PMT の信号を表しているわけではない。

LST 初号機に搭載されている PMT に到来する標準的な NSB rate は、1 ピクセルあたり 250 MHz ほどである。 以下、PMT で検出される標準的な NSB rate を定量的に示す。

NSB rate の推定のため、文献値を用いて計算を行う。

ラパルマの天頂付近の暗夜における NSB 強度は、300 nm から 650 nm の波長範囲で積分すると

$$I_{\rm NSB} = 0.26 \pm 0.035 \; [\rm photons/(\rm ns \cdot \rm cm^2 \cdot \rm str)] \tag{3.1}$$

となる(Preuss et al. 2002)。

次に、PMT から見た放物面の視野角  $\Omega$  は、LST の焦点距離 f = 28 [m] と放物面の直径 D = 23 [m] から、

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos(\arctan(\frac{D}{2f}))) = 2\pi (1 - \cos(\arctan(\frac{23}{2 \cdot 28}))) = 0.471 \,[\text{str}]$$
(3.2)

と計算できる。

ライトガイドの六角形の直径は d = 5.0 cm なので、その面積 A は

$$A = \frac{\sqrt{3}}{2}d^2 = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 5.0 \cdot 5.0 = 21.7 \,\mathrm{cm}^2 \tag{3.3}$$

となる。

これらの値から、PMT の光電面に到達する 1 ns あたりの光子数  $N_{\gamma}$  は、

 $N_{\gamma} = I_{\text{NSB}} \times A \times \Omega = 0.26 \times 21.7 \times 0.471 = 2.657 \,\text{photons/ns} \tag{3.4}$ 

と求められる。 $N_{\gamma}$  に、PMT の NSB に対する検出効率をかけることで、NSB rate を推定することができる。 NSB の検出効率は、以下の式で表せる。

$$E_{\text{NSB}} = \frac{\int_{300}^{650} E_{\text{Tel}}(\lambda) \times \text{NSB}(\lambda) d\lambda}{\int_{300}^{650} \text{NSB}(\lambda) d\lambda}$$
(3.5)

ここで、 $E_{\text{Tel}}(\lambda)$ は以下の式で定義されている。

$$E_{\text{Tel}}(\lambda) = \text{Mir. Ref.}(\lambda) \times \text{Ent. Trans.}(\lambda) \times \text{LC. Ref.}(\lambda) \times \text{PMT QE}(\lambda) \times \text{PMT CE}$$
(3.6)

Mir. Ref.( $\lambda$ ) は鏡の反射率、Ent. Trans.( $\lambda$ ) は焦点面窓の開口率、LC. Ref.( $\lambda$ ) はライトガイドの反射率、PMT QE( $\lambda$ ) は PMT の QE、PMT CE( $\lambda$ ) は PMT の収集効率を示す。これらの値は、図 3.14 から読み取れる。平均的

な  $E_{\text{Tel}}(\lambda)$  は、9.7 % と試算されている。よって、LST に到来する NSB 光子 2.657 photons/ns と LST 全体の検 出効率 9.7% の積から、NSB rate は約 258 MHz と計算できる。



図 3.14 検出効率の波長依存性。滑らかな黄線は PMT の QE の波長依存性を示し、他方の黄線は QE と NSB の積の波長依存性を示す。青線、赤線、緑線、紫線はそれぞれ、ライトガイドの検出効率、鏡の反射率、NSB の スペクトル [a.u.] の波長依存性を示す。櫻井駿介氏作成の資料から引用している。それぞれの検出効率は LST1 の鏡や PMT の値を用いており、NSB のスペクトルは、Preuss et al. (2002)から引用している。

図 3.15 に、LST1 で検出されるチェレンコフ光子数と親ガンマ線のエネルギーの関係を示す。20 GeV の親ガン マ線が大気に入射した際は、LST1 で約 94 p.e. 検出されるとシミュレーションされている。この 94 p.e. は、1 本 の PMT で検出されるわけではなく、およそ 10 本の PMT で検出される合計の光電子数である。そのため、PMT1 本あたりの検出光電子数は 9.4 p.e. である。例えば、PMT が 100 ns の信号幅を持っていたとする。標準的な NSB rate 258 MHz を仮定した時、100 ns の時間窓には平均 25.8 個の NSB 信号が混入している。したがって、20 GeV のガンマ線検出を目指す場合、S/N 比は 1.85 となってしまう。次に、NSB による信号の誤計測について考える。 時間窓 Δt 内に検出される NSB の数はポアソン分布に従う。その平均値 入は:

$$\lambda = R_{NSB} \times \Delta t = 258 \times 10^6 \times 100 \times 10^{-9} = 25.8 \text{ [events/window]}$$
(3.7)

NSB の数が k である確率 P(k) は以下のポアソン分布で与えられる:

$$P(k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \tag{3.8}$$

トリガー閾値である 4 p.e. 以上の波高値が観測される確率は:

$$P(\ge 4) = 1 - \sum_{k=0}^{3} \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$$
(3.9)

$$P(\ge 4) = 1 - e^{-25.8} (1 + 25.8 + \frac{25.8^2}{2!} + \frac{25.8^3}{3!}) \approx 0.9999$$
(3.10)

これにより、1 秒あたりの誤検出回数  $R_{false}$  は:

$$R_{\text{false}} = P(\ge 4) \times \frac{1}{\Delta t} \approx 0.9999 \times \frac{1}{100 \times 10^{-9}} \approx 1 \times 10^7 \text{ [Hz]}$$
(3.11)

信号幅が3nsの時の同様の計算を行うと、時間窓3nsに混入する平均NSB数は:

$$\lambda = R_{NSB} \times \Delta t = 258 \times 10^6 \times 3 \times 10^{-9} = 0.774 \text{ [events/window]}$$
(3.12)

トリガー閾値である4p.e. 以上の波高値が観測される確率:

$$P(\geq 4) = 1 - e^{-0.774} \left(1 + 0.774 + \frac{0.774^2}{2!} + \frac{0.774^3}{3!}\right) \approx 0.0138$$
(3.13)

1秒あたりの誤検出回数:

$$R_{\text{false}} = P(\ge 4) \times \frac{1}{\Delta t} \approx 0.0138 \times \frac{1}{3 \times 10^{-9}} \approx 4.60 \times 10^6 \text{ [Hz]}$$
(3.14)

トリガー閾値 *S*th での **S/N**比:

$$S/N = \frac{S_{\rm th}}{\sqrt{\lambda}} = \frac{4}{\sqrt{0.774}} \approx 4.55$$
 (3.15)

となり、時間窓が 100 ns の場合よりも大幅に改善している。以上の議論より、低エネルギー閾値達成のため、 LST の焦点面カメラの信号の FWHM には< 3 ns が求められる。



図 3.15 LST1 で検出されるチェレンコフ光子数と親ガンマ線のエネルギーの関係(Nozaki 2016)。20 GeV の ガンマ線が入射した際は、LST1 で約 100 個の光電子が検出されるとシミュレーションされている。

一般的な PMT の構造図を図 3.16 に示す。PMT はガラス管に封じられた真空管である。PMT に入射した光は、 光電面で電子に変換され、ダイノードと呼ばれる電子増幅部で増幅される。ダイノードはいくつかの層で構成され ており、各ダイノードには高電圧が印加されている。ダイノードと一次電子が衝突すると、二次電子を放出する。 この過程が各ダイオードで繰り返されることで、二次電子群は  $10^6 \sim 10^7$  倍に増幅され、陽極から取り出される。 PMT の一般的な増倍率は  $10^6 \sim 10^7$  倍だが、経年劣化を抑えるため、LST に搭載されている PMT の増倍率は  $\sim 4 \times 10^4$  に調節されている。



図 3.16 PMT の構造図(浜松ホトニクス 2017)。

#### 読み出し回路

前述したように、LST によるチェレンコフ光の観測には、バックグラウンドとなる NSB を積分範囲に混入させ ないことが肝要である。空気シャワーの再構成には、光信号の電荷積分が必要である。しかし、数百 MHz で入射 するバックグラウンドの除去には、固定の時間幅で積分では不十分である。そのため、数百 MHz-数 GHz で高速サ ンプリングした波形を記録し、短い時間幅での電荷積分ができるシステムが必要である。波形情報の読み出しには トリガーが必要であり、複数の望遠鏡間でのコインシデンスを取ることで生成される。その間の波形情報を記録す るため、約 2.5µs のメモリ深さが求められる。以下、読み出し回路に要求される性能をまとめる。

- GHz サンプリング
- 約 2.5 µs のメモリ深さ
- 20 GeV 3 TeV ガンマ線観測のためのダイナミックレンジ:1 モジュールあたり 1 p.e. 1,000 p.e.
- 低エネルギー閾値のためのノイズレベル < 0.2 p.e. (1 p.e. の時の SN 比が 5 以下)
- 消費電力 < 3 W/ch

読み出し回路のサンプリング方式の候補には、Flash ADC 方式とアナログメモリサンプリング方式 (図 3.17) の 2 つが挙げられた。これらは、現行の H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS で用いられているサンプリング方式である。 Flash ADC 方式では、並列に配置されたコンパレータを同時に動作させ、入力アナログ信号をデジタル信号に変換 する方式である。Flash ADC 方式で変換されたデジタル信号は、リングバッファに保存することで、バッファ長に 応じたメモリ深さを実現できる。しかし、N ビットの分解能では、2<sup>N</sup> – 1 個のコンパレータが必要となり、回路規 模や消費電力が大きくなる。コストや消費電力の観点から、LST のサンプリング方式には、アナログメモリサンプ リング方式が採用されている。

アナログメモリサンプリング方式とは、波形を記録する複数のキャパシタを並列に配置し、スイッチとなるトラ ンジスタを用いて、入力部分を高速で切り替える方式である。キャパシタの数とサンプリング時間間隔の積がメモ リ深さに相当するため、数千個のキャパシタを用いれば、GHz サンプリングで数 μs のメモリ深さを担保できる。 トリガーがかかると、出力部分のスイッチを切り替え、キャパシタに蓄えられた電荷を放電する。放電された電荷



図 3.17 アナログメモリサンプリング方式のブロック図(Actis et al. 2011)。

は、12 ビット ADC でデジタル変換され、波形情報として読み出せる。アナログメモリサンプリング方式で用いら れる ADC は、Deadtime の気にならない条件下であれば、Flash ADC 方式で使用されているものよりも一桁遅い ものが使用できる。そのため、GHz サンプリングが低消費電力で実現できる。

図 3.18 に、読み出し回路のブロック図を示す。PMT に入射したチェレンコフ光は、電気信号に変換され、信号 の読み出し部に入力される前にプリアンプで増幅される。増幅された信号は、High/Low Gain の 2 つの信号に分け られ、差動信号として出力されるため、信号読み出し回路には、7 本の PMT×2 つの信号が入力される。信号読み 出し回路では、メインアンプで High/Low Gain の信号が増幅され、High Gain の信号からはトリガー生成用の信号 も作られる。High/Low Gain の信号はアナログメモリ DRS4(MEG 実験用に PSI で開発) に入力され、サンプリン グされる。トリガーがかかると、サンプリングしたデータはデジタル変換され、FPGA 内に一時的に格納されたの ち、イーサネット通信で外部のストレージに転送される。



図 3.18 信号読み出し回路のブロック図。

# 第4章

# 半導体光検出器 Silicon Photomultiplier (SiPM)

ここでは、本研究のメイントピックである SiPM について述べる。SiPM の概要や光検出機構等について述べたのち、SiPM が PMT に代わって搭載された際のインパクトについて述べる。

# 4.1 SiPM の概要

Silicon Photomultiplier (SiPM) は、ガイガーモード(Geiger mode Photo-Diode)で動作するアバランシェフォ トダイオード (Avalanche Photo-Diode; APD)、GAPD (Geiger mode Avalanche Photo-Diode) をマルチピクセル 化した新世代の光検出器である。SiPM(図 4.1) は、従来の PMT に比べて、(1) 高い光検出効率(Photon Detection Efficiency; PDE)、(2) コンパクトな構造、(3) 低電圧での動作、(4) 磁場耐性、(5) 優れた光子計数能力という特徴 を持つ。特に、IACT でのチェレンコフ光観測において、これらの特性は極めて重要である。また、IACT への応用 だけでなく、医療分野や素粒子物理実験、LiDAR などへの応用も検討されている。近年の技術進歩により、SiPM は Dark Count Rate (DCR)、オプティカルクロストーク(OCT)、アフターパルスなどのノイズ源が大幅に改善さ れ、PMT に代わる検出器として実用化段階に入っている。



図 4.1 本研究で用いた浜松ホトニクス社製 SiPM S13361-2196 の写真。後段には宇宙線研大岡氏作の信号合成回路が繋げられている。1ch 分の光電面は 6mm×6mm であり、PMT のようにダイノード部がないため、非常にコンパクトな形状をしている。

# 4.2 アバランシェフォトダイオード(APD)

フォトダイオード (PD) は、その PN 接合に光を照射することで電流や電圧を発生させる素子である。PD の 中でも、アバランシェ増倍機構を用いて、光電子を増倍させる素子のことを APD(図 4.2) と呼ぶ。APD にバンド ギャップ以上のエネルギーを持つ光が入射すると、その光エネルギーにより電子-正孔対が発生する。PN 接合に逆 電圧を印加すると、空乏層内部で発生した電子-正孔対のうち、電子は N 層、正孔は P 層へ加速される。加速され た電子または正孔が結晶格子と衝突する際、そのエネルギーが十分に大きい場合、新たな電子-正孔対を生成する。 その新たな電子-正孔対がまた新しい電子-正孔対を連鎖的に生成する現象を、アバランシェ増倍と呼ぶ。アバラン シェ増倍によるキャリアの増倍機構を有する点が、PD と APD の異なる点である。ここで生まれた電子群をアノー ドから読み出すことで、信号として取り出すことができる。



図 4.2 APD の模式図(近赤外タイプ)(浜松ホトニクス 2021)。入射光の波長によって、キャリアが発生する 深さは異なる。検出する光の波長に合わせて、異なる構造の APD を使用する必要がある。

# 4.3 SiPM の光検出機構

SiPM では、マルチピクセルの APD をガイガーモードで運用することで、フォトンカウンティング機能を実現している。

APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると、光量に関係なく素子固有の飽和出力が発生する。この放電 過程をガイガー放電と呼ぶ。ガイガー放電過程を用いて APD を動作させる状態を、ガイガーモードと呼ぶ。つま り、ガイガーモードでは、光の検出を「検出していない(0)」と「検出した(1)」に 2 値化して判別する。1 つの GAPD ピクセルに複数の光子が入射した場合、「光を検出した(1)」のみの情報しか出力されず、この点は PMT と 異なる。各 GAPD の信号を合算することで、検出光子数に対応した波高値を得られる。これが SiPM によるフォ トンカウンティング方法である。図 4.3 に、SiPM の模式図を示す。

ただし、観測対象の光が強力である場合、同一の APD ピクセルに複数の光子が入射する確率が高まる。したがっ て、ある光の強さから、SiPM で実際に検出される光子数と本来検出されるはずの光子数が一致しなくなる。実際 に検出される光子数と本来検出される光子数が一致する領域のことをダイナミックレンジと呼ぶ。光検出器として SiPM を導入する場合、観測対象の光の強さにフィットしたダイナミックレンジを持つ SiPM を導入すべきである。 ガイガー放電を止めて、同じピクセルが次の光子を検出するためには、GAPD に外部回路を接続する必要がある。 GAPD のガイガー放電を止める手段として代表的なものは、クエンチング抵抗の直列接続である。GAPD にクエ ンチング抵抗を直列接続することで、GAPD のアバランシェ増倍を短時間で止めることができる。GAPD がガイ ガー放電した際、出力電流が直列接続されたクエンチング抵抗を流れるため、電圧降下が引き起こされる。そのた め、GAPD の動作電圧が下がり、GAPD のガイガー放電を停めることが出来る。



図 4.3 SiPM の模式図(浜松ホトニクス 2023)。ガイガーモードで動作する APD にクエンチング抵抗が直列接 続されており、それを1単位として並列接続されたものが SiPM である。

# 4.4 LST への SiPM カメラ採用によるインパクト

本研究の意義でもある、SiPM カメラが PMT に代わって LST に搭載された際に期待されるインパクトについて 述べる。現時点で、LST の焦点面カメラとして、SiPM が PMT に対して優れている点および劣っている点をまと める。

- 優れている点
  - 光検出効率(PDE)が高く、特に青色光域の感度向上が見込める (図 4.4)
  - 低電圧で運用可能
  - 月光下での観測が可能になり得る
  - 大量の光が入射しても壊れにくい
- 劣っている点
  - 性能の温度依存性が大きい
  - オプティカルクロストークで、光電子数を誤計測する
  - 夜光領域に当たる、赤色光域への PDE が高い
  - 信号幅が長い



図 4.4 SiPM の PDE と PMT の QE の比較。SiPM の PDE はチェレンコフ光スペクトルのピークが位置する 青色波長領域において、PMT の QE を上回るが、夜光が強力な赤色波長帯まで感度を持つ。

SiPM 導入による大きなインパクトは、その高い PDE による感度の向上である。LST は CTA の中でも最も低い エネルギーの低いガンマ線をカバーする。低いエネルギーのガンマ線によって生成されるチェレンコフ光は光量が 少ない。そのため、SiPM の高 PDE によって、特に低エネルギーガンマ線に対する感度の向上が期待されている。 SiPM は PMT に比べて受光面積が小さいが、実際のカメラモジュールはライトガイドによる集光が行われるため、 特に問題にはならない。図 4.5 に示すように、小天頂角の観測において、例えば 50 GeV での感度は 3 倍ほど向上 すると試算されている。



図 4.5 SiPM 導入時の LST のパフォーマンス(Arcaro et al. 2024)。左は小天頂角、右は大天頂角の場合のシ ミュレーション結果を示している。黒い実線は PMT カメラ導入時の LST のパフォーマンスを、破線は SiPM カメラ導入時の LST のパフォーマンスを示している。青い破線は、夜光の波長領域である赤色光域をカットす るフィルターを用いた場合のシミュレーション結果を示している。

図 4.6 に、かに星雲に似た視野角を持つ天体を MAGIC で観測した際の、NSB の大きさと月との角距離の関係を 示している(Ahnen et al. 2017)。NSB の単位は、月の出ていない時の標準的な NSB で規格化されている。青、緑、 赤の各破線は、それぞれ通常運用時の電圧、通常時より低い電圧、紫外線パスフィルターを用いた際の、MAGIC 望 遠鏡を運用可能な最大の NSB を示している。PMT をカメラ素子に持つ MAGIC 望遠鏡は、通常運用時で、標準的 な NSB の 12 倍の NSB までしか許容できない。また、PMT の QE は積算電流量の増加に伴って減少していくた め、月光下での観測が制限される。一方で、SiPM はほとんど劣化しないため、月光下での観測可能性が示唆される。CTA 計画の SST は、観測時間の増加及びガンマ線検出感度向上のために SiPM カメラの採用を決定している。 また、現在 NSB の低減を目的とした、赤色領域の光を吸収する多層膜の研究 (図 4.7) が行われている(Alispach et al. 2020)。LST においても、SiPM カメラの採用で許容できる NSB の範囲は広がる可能性がある。



図 4.6 かに星雲に似た視野角を持つ天体を MAGIC で観測した際の、NSB の大きさと月との角距離の関係 (Ahnen et al. 2017)。青、緑、赤の各破線は、それぞれ通常運用時の電圧、通常時より低い電圧、紫外線パス フィルターを用いた際の、MAGIC 望遠鏡を運用可能な最大の NSB を示している。



図 4.7 多層膜の透過率と入射波長の関係(Alispach et al. 2020)。青線は多層膜の透過率、黄線は SiPM の光検 出効率、緑線はライトガイドの反射率、赤線は透過率と光検出効率を加味した集光性能を示す。

# 4.5 SiPM の諸特性

SiPM の諸特性は主に、温度と超過電圧に対する依存性を持つ。超過電圧( $V_{ov}$ )は、印加電圧( $V_{bias}$ )と降伏電 圧( $V_{bd}$ )の差で定義される、SiPM において非常に重要なパラメータである。SiPM を IACT の焦点面カメラとし て採用する場合、その基礎特性に応じて、最適な動作電圧や温度条件を決める必要がある。

#### 4.5.1 降伏電圧(Breakdown Voltage)

降伏電圧とは、SiPM に逆電圧を印加した時に、アバランシェ増倍を起こすために最低限必要な電圧である。ア バランシェ増倍とは、電子-正孔対が雪崩的にキャリアを増幅させる現象である。しかし、温度が高くなると、結晶 の格子振動が激しくなるため、加速されたキャリアが十分にエネルギーを獲得しないうちに結晶と衝突しやすくな る。そのため、降伏電圧は温度に対して正比例する。異なる温度条件下で SiPM を運用する際は、性能を決定づけ る超過電圧が、温度条件の影響を受けることを考慮しなくてはならない。

#### 4.5.2 波形

SiPM の波形は、2 つの時定数で特徴づけられる。1 点目は立ち上がりの時定数である。これは、APD の等価直 列抵抗 *R<sub>s</sub>* と静電容量 *C<sub>d</sub>* の積で決まる (図 4.8)。2 点目は立ち下がりの時定数である。これはクエンチング抵抗 *R<sub>q</sub>* と、APD の静電容量 *C<sub>d</sub>* の積で決まる。立ち下がりの時定数は、リカバリータイムとも呼ばれる。これは、ク エンチング抵抗によって降伏電圧まで落ちた電圧が、元の印加電圧まで回復するまでの時間を表している。

SiPM 信号の波高値は、以下の式で表せる:



図 4.8 (a) は SiPM の波形の模式図(Ardavan Ghassemi 2018)、(b) は GAPD の等価回路を示す(Ardavan Ghassemi 2018)。 $V_{bd}$  は降伏電圧、 $C_d$  は APD の容量、 $R_q$  はクエンチング抵抗を表す。SiPM の波形は、(b) の等価回路のパラメータによって決定される立ち上がりや立ち下がりの時定数を持つ。

$$I_{max} = (V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}})/R_q \tag{4.1}$$

# 4.5.3 光検出効率 (Photon Detection Efficiency; PDE)

SiPM の PDE とは、PMT に対する QE と同じ概念である。SiPM に到来した光子のうち、光電子に変換される 割合を PDE と呼ぶ。PDE は、APD の量子効率(QE)、アバランシェ確率(A)、開口率(f)によって決まる。

$$PDE = QE \times A \times f \tag{4.2}$$

開口率は、同じ面積を持つ SiPM であっても、APD のピクセル数が多いほど悪くなる。

# 4.5.4 ゲイン (Gain)

SiPM のゲイン (G) は以下の式で表せる:

$$G = C \times (V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}})/e \tag{4.3}$$

ここで、C は APD 1 セル分の容量(図 4.8 における  $C_d$ )、e は電荷素量である。以上の式から、SiPM のゲイン は超過電圧に比例して大きくなる。

#### 4.5.5 暗電流(Dark Current)

SiPM に逆電圧を印加し、全く光が入射していない時に流れる電流を暗電流と呼ぶ。SiPM の暗電流(*I<sub>d</sub>*)は、以下のように表せる:

$$I_d = I_s + I_j + I_b \tag{4.4}$$

ここで、*I<sub>s</sub>* は表面リーク電流、*I<sub>j</sub>* は再結合電流、*I<sub>b</sub>* はバルク電流を表す。 SiPM のバルク電流は、単位時間当たりにアバランシェ増倍が発生したピクセル数(*N<sub>fired</sub>*)を用いて、以下の ように表せる:

$$I_b = eGN_{\text{fired}} \tag{4.5}$$

典型的な SiPM の増倍率は、 $10^5 \sim 10^6$  倍であるため、式 4.4 は以下のように近似できる:

$$I_d \simeq I_b = qGN_{\text{fired}} \tag{4.6}$$

## 4.5.6 ダークカウントレート (Dark Count Rate; DCR)

APD 内は、光子の検出によって生成されたキャリアだけではなく、熱的に生成されるキャリアによるパルスを生成する。これをダークパルス (図 4.9) と呼ぶ。観測されるダークパルスの数をダークカウントと呼び、1 秒当たりのダークカウントをダークカウントレート (DCR) と呼ぶ。ダークパルスは、熱的に生成されるキャリアである。そのため、DCR は温度および超過電圧特性を持つ。温度が高くなれば、キャリアが熱的に発生する確率が高くなるため、温度に対して正の相関を見せる。また、超過電圧が大きくなれば、熱的に生成されたキャリアが、アバランシェ増倍を起こす確率が高まる。したがって、DCR は超過電圧に対しても正の相関がある。浜松ホトニクス社は、暗状態において 0.5p.e. を超えるパルスの数を DCR (*N*<sub>0.5p.e.</sub>) と定義している(浜松ホトニクス 2023)。





DCR の温度特性は以下である:

$$N_{0.5p.e.} = AT^{3/2} \exp \frac{-E_g}{2kT}$$
(4.7)

ここで、*T* は絶対温度、*A* は任意定数、 $E_g$  はバンドギャップエネルギー、*k* はボルツマン定数である。 暗電流(バルク電流)と DCR は同じ過程から生成する。そのため、暗電流( $I_d$ )、1p.e. の電荷量(e)、ゲイン

(G) を用いて DCR を表すことができる:

$$N_{0.5\text{p.e.}} \simeq I_d / eG \tag{4.8}$$

なお、式 4.8 は後述のオプティカルクロストーク確率の効果を考慮していない。

# 4.5.7 オプティカルクロストーク(Optical Crosstalk; OCT)

SiPM の1ピクセルに光が入射した際、2 p.e. 以上の波高値で検出されることがある。これをオプティカルクロ ストーク(Optical Crosstalk; OCT)と呼び、その確率をオプティカルクロストーク確率(*P*<sub>OCT</sub>)と呼ぶ。これ は、アバランシェ増倍の過程で生成された 2 次光子が、近傍にあるピクセルで検出されることで引き起こされる (図 4.10)。2 次光子は、アバランシェ増倍で生成された多数の電子-正孔対が再結合することで放出される。そのため、 OCT は超過電圧および温度に対して正の相関を持つが、動作温度の範囲内での温度依存性はほとんどない。



図 4.10 オプティカルクロストークの過程(Nakamura et al. 2019)。2 次光子がクロストークとして観測される までの考えうる経路を示している。

オプティカルクロストークを考慮すると、DCR と暗電流の関係は以下のように記述できる:

$$I_d \simeq eGN_{0.5 \text{ p.e.}} \frac{1}{1 - P_{\text{OCT}}} \tag{4.9}$$

# 4.5.8 ディレイドクロストーク (Delayed Crosstalk; DCT)

2 次光子が SiPM に吸収されて生じたキャリアが、別のピクセルでアバランシェ増倍を引き起こし、擬信号が発 生する現象をディレイドクロストークと呼ぶ (図 4.11)。オプティカルクロストークと異なる点は、その生成過程か ら、真の信号に遅れてパルスが生成される点である。



図 4.11 ディレイドクロストークの過程(Piatek 2016)。P-CT が、OCT を表しており、D-CT が DCT を表している。

# 4.5.9 アフターパルス (Afterpulse)

アバランシェ増倍の過程で、キャリアが結晶欠陥にトラップされることがある。トラップされたキャリアが放出 され、アバランシェ増倍されて生成される擬信号をアフターパルスと呼ぶ (図 4.12)。



時間

図 4.12 アフターパルスの観測例(浜松ホトニクス 2023)。光由来の信号とアフターパルスによる信号とでは見 分けがつかないことがわかる。

# 第5章

# SiPM S13361-2196の基礎特性の測定

この章では、本研究で用いる S13361-2196 の基礎特性の超過電圧及び温度依存性を評価する。ここで評価した基礎特性をもとに、第6章の SiPM フロントエンド回路開発を行う。本研究では、波形 (第5.3節)、ゲインと降伏電圧 (第5.4節)、OCT 確率 (第5.5節)、電荷分解能 (第5.6節)、暗電流 (第5.7節)、DCR(第5.8節)の測定を行った。

# 5.1 SiPM S13361-2196

S13361-2196(図 5.1) は、浜松ホトニクス製の SiPM である。2×2 の 4 ch あり、各 APD のピクセルピッチは 75 μm である。表 5.1 に S13361-2196 の構造、図 5.2 にダイナミックレンジをまとめる。ダイナミックレンジは、 以下の式で計算している。

$$N_{fired} = N_{total} (1 - e^{-N_{photon} \cdot PDE/N_{total}})$$
(5.1)

項目	值	単位
チャンネル数	4 (2 × 2)	-
有効面積	$6.0(X) \times 6.0(Y)$	mm <sup>2</sup> /ch.
ピクセルピッチ	75	$\mu$ m
ピクセル数 / channel	6,336	-
保護膜	シリコンレジン	-

表 5.1 S13361-2196の構造

# 5.2 実験系

実験系の概略図を図 5.3 に示す。パルスレーザー以外の光を遮断するため、実験は暗箱内 (図 5.4) または恒温槽 内で行った。

1. SiPM

図 5.1 に示す SiPM を用いる。Ch1-4 の 4 チャンネル個別に電圧を与え、印加電圧及び温度依存性を測定 する。

2. 電源

電源として KEITHLEY 社製のピコアンメータ、2400 SourceMeter を使用する。最大電圧は  $\pm 200$  V、最大 電流は  $\pm 1$ A まで供給できる。最小分解能は電圧 5  $\mu$ V、電流 10 pA の精度で測定できる。



図 5.1 S13361-2196の写真。左上が Ch1、右上が Ch2、左下が Ch3、右下が Ch4 である。



図 5.2 S13361-2196 のダイナミックレンジ。PDE は浜松ホトニクスのデータシートから引用して計算した。 6336 ピクセル/ch のダイナミックレンジを計算しており、 $\sim 10^5$  まで線形性を保っていることがわかる。



図 5.3 本研究で用いた実験系の概略図。暗箱内での実験系を示す。



図 5.4 暗箱内での実験系の写真。レーザーからの光を、減光フィルターによって減光し、ディフューザーに よって等方拡散させる。

3. 光源

猪目氏作の高速パルスレーザーを用いた(Inome et al. 2019)。図 5.5 に、パルスレーザーの回路図を示す。 レーザーの光源には、日亜化学工業株式会社製の NDV4212 の発光ダイオードを使用しており、その波長は 405 nm である。パルスレーザーの動作電圧 V<sub>cc</sub> は 7.2 V で、論理回路には 5.0 V を印加して使用する。こ の条件でパルスレーザーを使用する場合、パルスの FWHM は 70 ps である。

4. 信号読み出し基板

図 5.6 に信号読み出し基板の概略図を示し、図 5.7 に信号読み出し基板と SiPM ガイドの写真を示す。SiPM のカソード側はローパスフィルタを構成し、印加電圧に対する高周波ノイズを除去している。SiPM のア



図 5.5 猪目氏作製のパルスレーザー回路図。

ノード側はハイパスフィルタを構成し、高速で立ち上がる SiPM 信号を抽出している。

5. オシロスコープ

信号読み出し基板で読み出した SiPM 信号のイベントは、Rohde&Schwarz 製のオシロスコープ、RTE1024 を用いた。帯域は 1 GHz を採用し、終端抵抗は 50 Ω で信号を読み出した。

6. トリガー

パルスレーザーの発光タイミングと、オシロスコープでのイベント取得タイミングを合わせるため、トリガー をかける。トリガーとして、Agilent Technologies 社製の 33250A 80MHz ファンクション/任意波形ジェネ レータを用いた。本研究では、1.3 kHz でトリガー用パルスを生成した。

7. 減光フィルター

Thorlbas 社製のステッピングモーター駆動フィルターホイール FW102C と減光フィルターを用いて光量の 調整を行った。FW102C は、1 つ当たり 6 つのフィルターポジションを持つ。それぞれのポジションに、減 衰率の異なるフィルターを採用することで、2 つの FW102C で 36 パターンの減衰を行う。

8. ディフューザー

減光されたレーザーの光を等方拡散させるため、ディフューザーを用いる。

9. 恒温槽

温度依存性測定のため、SiPM の温度環境を変化させる際は、ESPEC 社製の CRH-222 を用いた。-20-80 oC まで温度変化が可能な恒温槽である。温度依存性測定の際は、CRH-222 内で実験を行った。恒温槽を用 いた温度依存性の測定では、減光フィルターの代わりに、ディフューザーを黒色のテープで覆うことで光量 を調節した。



図 5.6 1ch 信号読み出し回路。カソード側はローパスフィルターを構成し、アノード側はハイパスフィルターを構成する。



図 5.7 1ch 信号読み出し回路の写真を示す。(a) は 1 ch 読み出し回路の表面を示し、図中央の金色のピンから、 SiPM に電圧を印加する。(b) は 1 ch 読み出し回路の裏面を示す。黄色い信号線の位置を変えることで、読み出 すチャンネルを変えられる。(c)、(d) はそれぞれ SiPM ガイドの表面及び裏面を示す。(d) の K はカソードを表 し、A はアノードを表している。(a) の金色のピンを、それぞれの K 及び A に指すことで、SiPM に電圧を印加 できる。

# 5.3 波形

# 5.3.1 目的

SiPM から出力される信号波形の測定は、信号の積分時間の決定や、波形整形を行う際に重要である。

# 5.3.2 方法

ここでは、波形を平均波形とする。ノイズの影響を小さくするため、パルスレーザーから強い光を与えた。パル スレーザーは 1.3 kHz で光らせ、54-57.5 V まで、0.5V 置きに印加電圧を与え、1000 イベント分の平均波形を取っ た。また、正しく時定数を計算できるように、0-20 ns までをベースライン領域として、その平均値を平均波形から 引くことで補正を行った。

#### 5.3.3 結果と考察

図 5.8 に測定結果を示す。信号は 35 ns 付近で立ち上がる。パルスジェネレータによるオシロスコープへのトリ ガーと、発光タイミングには 20 ns ほどの遅延があり、うち 5 ns はパルスジェネレータ-レーザー間ケーブルの長 さ由来の遅延である。また、SiPM からオシロスコープまでのケーブルは 2 m あり、光が検出されてから信号とし て読み出されるまでは、10 ns ほどの遅延があると見積もられる。残りの 5 ns の遅延に関しては、レーザー発光か ら SiPM に光子が入射するまでの遅延や、SiPM の入射光子に対する応答時間によるものと推察する。 第 4.5.2 項で前述したように、SiPM 信号の立ち下がり時定数は、APD のクエンチング抵抗とキャパシタンスの 積によって規定される。測定結果から、Ch1-4 の各電圧での立ち下がり時定数は 104-108 ns と見積もられた。ま た、立ち上がりの時定数は 1 ns ほどである。信号の時定数には大きな超過電圧依存性は見られないことが確認でき た。これは、信号の時定数が APD のキャパシタンスとクエンチング抵抗の積で決定されることからも予想できる。

# 5.4 ゲインと降伏電圧

#### 5.4.1 目的

ゲインの超過電圧依存性及び降伏電圧の温度依存性の測定は、降伏電圧の推定や読み出し回路のダイナミックレ ンジに合わせたゲインの決定のために必要である。

SiPM を IACT で運用する際の大きなボトルネックとして、第4.5.1 項で述べたような降伏電圧の温度依存性が 挙げられる。SiPM の重要な基礎特性はすべて超過電圧依存性を持つ。したがって、SiPM を適切に制御し、望ん だ基礎特性で運用するためには、降伏電圧の温度依存性の理解とその補償が必要となる。そのため、本節ではゲイ ンの超過電圧依存性及び降伏電圧の温度依存性の測定を行う。

## 5.4.2 方法

パルスレーザーからの光を、フィルターによって減光し、微弱な光を SiPM で検出する。パルスレーザーを 1.3kHz で動作させ、各測定では 10000 イベントを取得した。信号をイベントごとに時間積分し、得られたヒスト グラムを多重ガウシアンフィッティングすることで、ゲインを推定することができる。図 5.9 にヒストグラムの一 例を示す。左から 0 p.e.(0 光電子)、1 p.e.(1 光電子) のガウシアンを示し、その平均値の差を素電荷で除することで ゲインを計算できる。

**0** p.e. の電荷分布の平均値を μ<sub>0 p.e.</sub>、1 p.e. の電荷分布の平均値 μ<sub>1 p.e.</sub> とすると、ゲインは以下の式で表せる:

$$G = \frac{\mu_{1 \text{ p.e.}} - \mu_{0 \text{ p.e.}}}{e}$$
(5.2)

また、電荷分布のフィッティングに伴う誤差の伝搬を考慮して、ゲインの統計誤差は以下の式で表せる:

$$\Delta G = \sqrt{\left(\frac{\partial G}{\partial \mu_{1\,\text{p.e.}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial G}{\partial \mu_{0\,\text{p.e.}}}\right)^2} = \frac{1}{e}\sqrt{(\Delta \mu_{1\,\text{p.e.}})^2 + (\Delta \mu_{0\,\text{p.e.}})^2} \tag{5.3}$$

本節では、以上の計算式に基づいて、各チャンネル、温度・印加電圧条件下のゲインを決定する。

ゲインの超過電圧依存性と降伏電圧の温度依存性を測定するため、ここでは2つの手法を用いて実験を行った。 1 点目に、加工されていない波形を積分することで、ゲインの絶対値測定を行った。ある温度一点で、54-57.5 V を 0.5 V 刻みで SiPM に印加し、0-600 ns でイベントの取得を行った。0 ns とは、トリガーのかかった時刻を表 す。加工されていない信号は、イベントごとに 30-500 ns で積分を行った。読み出し回路は図 5.6 を用いた。

2 点目に、PZC 回路によって波形整形された信号を時間積分することで、ゲインの相対値測定を行った。読み出 し回路に図 5.10 を用いることで信号幅を短くし、各イベント 0-200 ns で取得した。Pole Zero Cancellation(PZC) 回路を用いて FWHM 3ns ほどに整形した信号は、トリガーのふらつきを考慮した積分方法を採用した。PZC 回路 とは、指数関数的に減衰する信号の時定数を別の時定数に変えられる回路である。詳しくは 6.2 を参照されたい。 当該積分手法の詳細を示す。はじめに、10000 イベントの平均波形を取る。その平均波形のピークに該当する時間 をマーキングし、当該時間から ±5 ns で時間窓を設定する。各イベントごとに、平均波形から決定された時間窓内 で最大値をサーチし、その最大値から ±2.5 ns を積分する。



図 5.8 Ch1-4 の波形。上から、Ch1-4 の波形を示す。縦軸は電圧 [mV]、横軸は時間 [ns] でプロットしてい る。右図は各印加電圧での波形の最大値で規格化している。グラフに示す黄色い領域は、ベースラインの補正に 用いた領域を示す。グラフの右に示す凡例は、上から印加電圧 54-57.5 V と、それぞれの印加電圧での時定数を 表示している。



図 5.9 信号を電荷積分した時のヒストグラム。左から、0 p.e.、1 p.e.、2 p.e.、3 p.e. のガウシアンを示す。1 p.e. の平均値から 0 p.e. の平均値を引き、素電荷で除することで、その印加電圧と温度でのゲインを推定できる。



図 5.10 PZC 回路付属の 1ch 信号読み出し回路。信号幅を短くすることで、積分幅を制限し、SN 比を良く することを目的とした。また、PZC 回路による信号の減衰をカバーするため、アンプとして OPA855(Texas Instruments 社製)の評価基板 (図 5.11) を使用している。PZC 回路に関しては、第 6.2.2 項を参照されたい。

後者によるゲインの測定方法は、信号と擬信号であるダークパルスが重なり合う確率が小さく、他方の手法より も正確に電圧や温度依存性を測定できることが予想される。そのため、ある温度一点 (今回は 20 °C) でのゲインの 絶対値を求め、その他の温度に関しては、精度の良い後者の手法で相対値を求めることで、ゲインの超過電圧及び 温度依存性を議論する。ゲインの相対値測定は、1 点目の測定と同様に 54-57.5 V を 0.5 V 刻みで電圧を印加し、 10-40 °C の範囲で 5 °C 刻みに周辺温度を変化させて測定を行った。

降伏電圧は、縦軸をゲイン、横軸を印加電圧としたプロットから見積もることができる。ゲインは印加電圧に比例して上昇するため、 $G = aV_{\text{bias}} + b$ として表せる。その際の x 軸切片となる電圧:

$$V_{\text{break}} = -\frac{b}{a} \tag{5.4}$$

が降伏電圧である。この推定方法に基づいて各温度の降伏電圧を決定した場合、その統計誤差は以下の式で表 せる。



図 5.11 PZC 回路付属の 1ch 信号読み出し回路で使用した OPA855 評価基板 (Texas Instruments 社製)。増倍 率は約6倍である。 $V_{CC} = 2.5V$ 、 $V_{EE} = -2.5V$ として使用した。

$$\Delta V_{\text{break}} = \sqrt{\left(\frac{b}{a^2}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{1}{a^2}\right)^2 \sigma_b^2 - 2\left(\frac{b}{a^2}\right) \left(\frac{1}{a}\right) \sigma_{ab}}$$
(5.5)

ここで、 $\sigma_a$ 、 $\sigma_b$ 、 $\sigma_{ab}$ は、フィッティングの際の共分散行列のパラメータである。

# 5.4.3 結果と考察

ゲイン

絶対ゲインの測定結果を図 5.12 に示す。各ゲインの測定点の統計誤差は、多くとも 1% に収まっており、エラー バーは点に埋もれている。ゲインが 0 の際の印加電圧(黒点)は降伏電圧に相当する。ゲインは超過電圧 1-6V の 範囲で、1 × 10<sup>6</sup> – 7 × 10<sup>6</sup> と推定された。

第4.5.4 項で述べたように、APD セル1つ1つは、固有のキャパシタンスを持つ。 $G = aV_{\text{bias}} + b$ で表せるゲインに対して、素電荷 e を掛け直した際の傾き ae は、APD のキャパシタンス C に相当する。図 5.12 中の C は、Ch1-4 の APD の持つキャパシタンスを表している。表 5.2 に、各チャンネルのキャパシタンスを示す。浜松ホトニクスのデータシートによれば、APD セル1つのキャパシタンスは、0.20 pF である。表 5.2 の結果から、本測定では、APD のキャパシタンスを最大でも 12 % ほど過小評価していることになる。470ns の積分時間 (30-500ns) は信号の時定数の約 4.7 倍に相当する。時定数の 4.7 倍の積分幅があれば、信号の 99% 以上を捕捉できるはずであり、過小評価の原因は積分幅の寡多ではないと考えられる。信号のベースラインのドリフト (図 5.13) が過小評価の



図 5.12 20.6 °C での Ch1-4 の絶対ゲインの印加電圧依存性。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。*C* は APD セルーつ分のキャパシタンスに相当する。黒点は降伏電圧を示す。

Ch	キャパシタンス C[pF]
Ch1	$0.183 \pm 0.004$
Ch2	$0.186 \pm 0.005$
Ch3	$0.187 \pm 0.003$
Ch4	$0.176 \pm 0.004$

表 5.2 Ch1-4 のキャパシタンスの推定値。

原因の1つであると推察している。

第 5.3 節で推定した立ち下がりの時定数と、本測定で推定したキャパシタンスから、APD セルのクエンチング抵抗を見積もる。時定数を  $\tau$ 、APD のキャパシタンスを *C*、APD のクエンチング抵抗を *R* とすると、

$$\tau = CR \tag{5.6}$$

$$R = \frac{\tau}{C} \tag{5.7}$$

である。そのため、クエンチング抵抗 R の誤差は、



図 5.13 SiPM 信号のベースラインのドリフトを示す。信号のベースラインが 0 mV を下回ることで、絶対ゲ インの過小評価要因になる。

Ch	クエンチング抵抗 R [kΩ] @56.0V
Ch1	$572.35 \pm 12.53$
Ch2	$549.00 \pm 14.77$
Ch3	$573.00\pm9.23$
Ch4	$607.78 \pm 13.86$

表 5.3 Ch1-4 のクエンチング抵抗の値。

$\Delta R = \bigvee$	$\sqrt{\left(\frac{1}{C}\right)^2 (\Delta \tau)^2} +$	$\left(\frac{\tau}{C^2}\right)^2 (\Delta C)^2$	(5.8)
	-	-	

$$=\sqrt{\left(\frac{\Delta\tau}{C}\right)^{2} + \left(\frac{\tau\Delta C}{C^{2}}\right)^{2}}$$
(5.9)

$$=\sqrt{\left(\frac{\Delta\tau}{C}\right)^2 + \left(\frac{\tau\Delta C}{C^2}\right)^2} \tag{5.10}$$

$$= \left(\frac{\tau}{C}\right)\sqrt{\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2} \tag{5.11}$$

と表せる。

以上の計算式を用いて見積もったクエンチング抵抗を表 5.3 に示す。時定数は、印加電圧が 56.0 V の場合で推定 した。

相対ゲインの測定結果を図 5.14、図 5.16 に示す。各チャンネルで、35 °C の際の 54-54.5 V、40 °C の際の 54-54.5 V は、多重ガウシアンによってフィッティングできなかったため、当該プロットには表示されていない。

Ch	温度係数 [mV/°C]
Ch1	$54.73 \pm 5.00$
Ch2	$46.14 \pm 1.68$
Ch3	$63.75 \pm 6.43$
Ch4	$58.33 \pm 3.63$

表 5.4 Ch1-4 の降伏電圧の温度係数。4 ch の平均値は約 55.74 mV/°C である。

これは、温度上昇に伴って降伏電圧が上昇し、超過電圧が相対的に減少することで、SN 比が悪くなったことに起因 すると考察している (図 5.15)。

#### 降伏電圧

前述の通り、SN 比の良いと予想される相対ゲインのデータから降伏電圧を推定した。図 5.14 でプロットされて いる各フィッティング直線から、各チャンネル・各温度条件での降伏電圧を推定したプロットが図 5.17 である。図 5.17 の結果は、ゲインと同様の手続きで  $V_{\text{break}} = aT + b$ でフィットした。各チャンネルの降伏電圧の温度係数を 表 5.4 に示す。

Ch1-4 の温度係数の平均値は、約 55.74 mV/°C である。一定でない温度条件下で SiPM を運用する場合、以上の温度係数を考慮した温度補償を行い、超過電圧が一定になるように SiPM を運用する必要がある。これ以降、基礎特性の超過電圧を議論する際は、図 5.18 の降伏電圧を用いることとする。

Ch1-4 の相対ゲインの超過電圧依存性を図 5.18 に示す。ゲイン-超過電圧でプロットすると、ゲインの超過電圧 に対する変化に温度依存性はないことがわかる。同様に、APD のキャパシタンスにも温度依存性がないことも推定 できる。これは、第 5.3 節で得られた結果とも矛盾しない。

# 5.5 OCT 確率

#### 5.5.1 目的

第4.5.7 項で述べたように、OCT は光電子数を誤計測する現象である。OCT 確率が高いと、夜光で到来するイベントに対してもトリガーがかかってしまうため、トリガー閾値を上げなくてはいけない。低エネルギー帯のガンマ線観測を行う LST にはトリガー閾値の低さが求められるため、SiPM をカメラ素子として採用する際は、OCT 確率をどこまで許容または制限すべきか議論されなくてはならない。本節では、OCT 確率の超過電圧及び温度依存性を測定する。

#### 5.5.2 方法

OCT 確率の推定には、第 5.4 節の相対ゲイン測定で用いたデータを用いる。そのため、読み出し回路は図 5.10 である。したがって、印加電圧は 54-57.5 V で 0.5 V 刻み、温度は 10-40 °C を 5 °C 刻みで測定している。

OCT 確率を推定するため、検出光子数がポアソン分布に従い、光電子数の誤検出の原因が OCT のみである場合 を仮定する。その際、OCT 確率 P<sub>OCT</sub> は、以下の式で表される:

$$P_{\rm OCT} = \frac{N_{\rm est(1\,p.e.)} - N_{\rm obs}(1\,p.e.)}{N_{\rm est}(1\,p.e.)} = 1 - \frac{N_{\rm obs}(1\,p.e.)}{N_{\rm est}(1\,p.e.)}$$
(5.12)

本来観測されるはずだった1光子のイベント数は、ポアソン分布の仮定から N<sub>est</sub>(1 p.e.) と推定される。しかし、 実測値は OCT によって N<sub>obs</sub>(1 p.e.) となる。真の1光子のイベント数 N<sub>est</sub>(1 p.e.) と実際の1光子のイベント数


図 5.14 Ch1-4 の相対ゲインの印加電圧および温度依存性。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦軸は ゲイン、横軸は印加電圧 [V] でプロットしている。グラフの右に示す凡例は、各チャンネル番号と各データ点を 取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低いことを示している。



図 5.15 0 p.e. と 1 p.e. のガウシアンが弁別できていない例。39.1 °C の時の Ch1 の電荷分布を示している。 温度が上がり、ゲインが落ちることで 0 p.e. の電荷量の揺らぎに 1 p.e. のピークが埋まってしまっていることが わかる。

 $N_{obs}(1 p.e.)$ の差を、真の1光子のイベント数 $N_{est}(1 p.e.)$ で除することで、OCT確率を計算できる。以下、ポア ソン分布を用いた N<sub>est</sub>(1 p.e.) の決定方法や OCT 確率の誤差評価方法をまとめる。

SiPM での検出光子数が、ポアソン分布

$$P(k \text{ p.e.}) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$$
(5.13)

に従うと仮定する。この入は、ポアソン分布の平均値を表し、

$$\lambda = -\ln P(0 \,\mathrm{p.e.}) = -\ln \frac{N(0 \,\mathrm{p.e.})}{N \mathrm{all}}$$
(5.14)

のように、実測値を用いて表せる。N(0 p.e.) は、電荷分布の 0 p.e. のイベント数を表し、Nall は、全イベント 数を表す。電荷分布の 0 p.e. のイベント数 N(0 p.e.) は、OCT の影響を受けないため、ポアソン分布を仮定した際 の真の値と実測値は一致すると言える。

ポアソン分布に従う1光電子の観測確率は、

$$P(0 \text{ p.e.}) = \lambda e^{-\lambda} \tag{5.15}$$

と表せる。そのため、真の1光子のイベント数は

$$N_{\text{est}}(1 \text{ p.e.}) = P(0 \text{ p.e.})N_{\text{all}} = \lambda e^{-\lambda} N_{\text{all}}$$
(5.16)

のように表せる。電荷分布の 0 p.e. のイベント数 N0 p.e. を用いて求めた N<sub>est</sub>(1 p.e.) と実際の 1 光子のイベン ト数 Nobs(1 p.e.) から、OCT 確率を推定することができる。

以上のように推定した OCT 確率の統計誤差は、以下の式で与えられる:

$$\Delta P_{\text{OCT}} = \frac{N_{\text{obs}}(1\,\text{p.e.})}{N_{\text{est}}(1\,\text{p.e.})} \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{obs}}(1\,\text{p.e.})}{N_{\text{obs}}(1\,\text{p.e.})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{est}}(1\,\text{p.e.})}{N_{\text{est}}(1\,\text{p.e.})}\right)^2} \tag{5.17}$$



図 5.16 Ch1-4 の相対ゲインの印加電圧および温度依存性の比較。図 5.14 の図を、全て重ねた図である。(a) 一次関数フィットなし、(b) 一次関数フィットありを示す。縦軸はゲイン、横軸は印加電圧 [V] でプロットして いる。グラフの右側に示す凡例は、各チャンネル番号と各データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄い ほど温度が低いことを示している。

この時、 $\Delta N_{\rm obs}(1 \, {\rm p.e.})$ はポアソン分布による統計誤差、 $\Delta N_{\rm est}(1 \, {\rm p.e.})$ は 5.16 式を用いて、以下のように与えられる:

$$\Delta N_{\rm obs}(1\,{\rm p.e.}) = \sqrt{N(1\,{\rm p.e.})} \tag{5.18}$$

$$\Delta N_{\rm est}(1\,{\rm p.e.}) = N_{\rm all} e^{-\lambda} (1-\lambda) \Delta \lambda \tag{5.19}$$

 $\Delta \lambda$  は、5.14 式を用いて、

$$\Delta \lambda = \sqrt{\left(\frac{\Delta N(0 \,\mathrm{p.e.})}{N(0 \,\mathrm{p.e.})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\mathrm{all}}}{N_{\mathrm{all}}}\right)^2} = \sqrt{\frac{1}{N(0 \,\mathrm{p.e.})} + \frac{1}{N_{\mathrm{all}}}}$$
(5.20)

と表せる。この時、 $\Delta N(0 \, \text{p.e.}) = \sqrt{N(0 \, \text{p.e.})}, \ \Delta N_{\text{all}} = \sqrt{N_{\text{all}}}$ である。



図 5.17 Ch1-4 の降伏電圧の温度依存性。縦軸は降伏電圧 [V]、横軸は温度 [°C] でプロットしている。グラフ の右側に示す凡例は、各チャンネル番号を示し、青は Ch1、赤は Ch2、緑は Ch3、紫は Ch4 である。(a) 一次関 数フィットなし、(b) 一次関数フィットありを示す。このプロットから、当該測定条件の下では、降伏電圧の温 度依存性に個体差があることが分かる。降伏電圧の温度依存性において、個体差が大きければ大きいほど、各個 体の信号を合成した際に電荷分解能が悪くなる。

## 5.5.3 結果と考察

図 5.19 に、OCT 確率の印加電圧及び温度依存性を示す。ゲインと同様、各チャンネルで、35 °C の際の 54-54.5 V、40 °C の際の 54-54.5 V は、多重ガウシアンによってフィッティングできなかったため、当該プロットには表示されていない。OCT 確率は、印加電圧に対して一次の関係を示すため、一次関数  $P_{\text{OCT}} = aV_{\text{bias}} + b$ でフィッティングした。各チャンネルの OCT 確率の超過電圧係数は表 5.5 に示している。

また、図 5.20 に、OCT 確率の超過電圧依存性を示す。図 5.20 から、同じ超過電圧に対する OCT 確率に大きな 温度依存性はないと言える。これらの結果は、第 4.5.7 項での説明と矛盾しない。

先行研究の橋山和明 (2020)や岩崎啓 (2022)において、超過電圧 2-6 V の範囲で OCT 確率は 2-12 % ほどに



図 5.18 Ch1-4 のゲインの超過電圧依存性。縦軸はゲイン、横軸は超過電圧 [V] を示す。グラフの右に示す凡 例は、各チャンネルと各データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低いことを表す。(a) 一次関数フィットなし、(b) 一次関数フィットありを示す。ゲイン vs 印加電圧のプロットから、各温度での降伏 電圧を差し引くことでプロットした。このプロットから、SiPM のゲイン、すなわち APD セルのキャパシタン スには温度依存性がないことがわかる。

Ch	超過電圧係数 [%/V]
Ch1	$5.01 \pm 0.52 \ @25.0 \ ^{\circ}\text{C}$
Ch2	$5.18 \pm 0.30 \ @25.0 \ ^{\circ}\text{C}$
Ch3	$5.78 \pm 0.26 \ @25.0 \ ^{\circ}\text{C}$
Ch4	$5.05 \pm 0.20 \ @25.1 \ ^{\circ}\text{C}$

表 5.5 Ch1-4 の 25°C での超過電圧係数



図 5.19 Ch1-4 の OCT 確率の印加電圧及び温度依存性。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦軸は OCT 確率 [%]、横軸は印加電圧 [V] でプロットしている。各プロットの右側には凡例を示しており、各データ 点を取得した時の温度を示している。色が薄いほど、温度が低いことを示す。

留まっていた。一方で、本研究において、同超過電圧の範囲で OCT 確率は 35 % まで上昇してしまう。これは、 SiPM 素子にデフォルトで付属している保護レジンに起因すると推察している。実際、先行研究で用いられた SiPM では保護レジンが除去されていた。また、Nakamura et al. (2019)によれば、SiPM の保護レジンの除去によって、 OCT 確率を下げられるとしている。図 5.21 は、OCT 確率と保護レジンの関係を示しており、この図からも、保護 レジンのない SiPM の OCT 確率は、保護レジンのある SiPM の OCT 確率と比べて低いことが読み取れる。

## 5.6 電荷分解能

## 5.6.1 目的

電荷分解能とは、検出光電子数の決定精度の事を指す。現行のLST 初号機に採用されている PMT の電荷分解能 は約 0.47 p.e. である。SiPM を LST のカメラ素子として採用する際は、SiPM モジュール全体で、PMT の電荷分 解能を上回る必要がある。本研究では、PZC 回路を用いた読み出し回路で電荷分解能を測定し、その超過電圧及び 温度依存性を求めた。

### 5.6.2 方法

電荷分解能は以下のように定義される:

$$\sigma'_{1\,\text{p.e.}} = \frac{\sigma_{1\,\text{p.e.}}}{\mu_{1\,\text{p.e.}}}$$
(5.21)

 $\mu_{1\,p.e.}$ は 1 p.e. に相当する電荷量、 $\sigma_{1\,p.e.}$ は 1 p.e. の電荷量の揺らぎを示す。ここでは、そのため、相対ゲインの測定で用いた電荷分布から、各チャンネル、温度、印加電圧での電荷分解能を決定する。



図 5.20 Ch1-4 の OCT 確率の超過電圧依存性。縦軸は OCT 確率 [%]、横軸は超過電圧 [V] でプロットしてい る。プロットの右に示す凡例には、チャンネル番号とデータ点を取得した時の温度を示しており、色が薄いほど 温度が低いことを示している。(a) 一次関数フィットなし、(b) 一次関数フィットありを示す。このプロットか ら、OCT 確率はほとんど温度依存性を持たないことがわかる。

## 5.6.3 結果と考察

図 5.22 に、Ch1-4 の電荷分解能の印加電圧依存性を示す。印加電圧の上昇に伴って、電荷分解能が向上する傾向 が見られた。LST に搭載されている PMT の電荷分解能は平均約 0.47 p.e. であり、SiPM に PZC 回路を外装した 際の電荷分解能は、少なくとも PMT の 2 倍に向上すると考えられる。

図 5.23 に、Ch1-4 の電荷分解能の超過電圧依存性を示す。温度が上昇すれば、信号読み出し回路や SiPM のノ イズが増加するため、式 5.21 の分子となる 1 p.e. のゲインの揺らぎが大きくなると考えていた。しかし、図 5.23 に示すように、電荷分解能に大きな温度依存性は見られなかった。

また、図 5.23 に示す通り、超過電圧が上昇するほど電荷分解能が向上する傾向が見られた。式 5.21 の μ<sub>1 p.e.</sub> は超過電圧に比例し、図 5.24 から、分子は超過電圧に対してほとんど変化しない。このことから、電荷分解能は



図 5.21 OCT 確率と保護レジンの関係(Nakamura et al. 2019)。青線が、保護レジンなしの SiPM の OCT 確率を示している。



図 5.22 Ch1-4 の電荷分解能の印加電圧依存性。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦軸は電荷分解能 [p.e.]、横軸は印加電圧 [V] でプロットしている。各プロットの凡例は各データ点を取得した際の温度を示して おり、色が薄いほど温度が低いことを示している。



図 5.23 Ch1-4 の電荷分解能の超過電圧依存性。電荷分解能に大きな温度依存性が見られないことがわかる。 縦軸は電荷分解能 [p.e.]、横軸は印加電圧 [V] でプロットしている。各プロットの凡例はチャンネル番号と、各 データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低いことを示している。



図 5.24 1 p.e. の電荷の標準偏差の印加電圧依存性。Ch2 の 20.1 °C の時を代表してプロットしている。1 p.e. の電荷の標準偏差  $\sigma_{1 p.e.}$  が印加電圧に対してほぼ一定であることがわかる。つまり、 $\sigma_{1 p.e.}$  は超過電圧に対して ほぼ一定である。 $\sigma_{1 p.e.}$  は 54-57.5 V の範囲で、約 3 % ほどしか変化しない。

1/Vov に比例して向上する傾向が見られると言える。

## 5.7 暗電流

## 5.7.1 目的

第4.5.5節で述べたように、SiPM に全く光が入射していない時に流れる電流を暗電流と呼ぶ。SiPM の暗電流の 電圧及び温度特性について理解することは、SiPM と共に用いる装置における許容電流値との兼ね合いから非常に 重要である。



図 5.25 Ch1-4 の暗電流の印加電圧依存性 (Linear スケール)。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦 軸は暗電流 [µA]、横軸は印加電圧 [V] でプロットしている。各プロットの右に示す凡例は、各データ点を取得 した際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低いことを示している。

## 5.7.2 方法

光源を光らせていない状態で、図 5.6 にピコアンメータで電圧を印加し、電流を読み取る。印加電圧は 54-57.5 V の範囲で 0.5 V 刻み、温度条件は 10-40 °C の範囲で 5 °C 刻みで 1000 イベントを取得した。各データ点の代表 値は  $\overline{I(V_{\text{bias}},T)}$  として与え、各データ点の統計誤差は  $\Delta I(V_{\text{bias}},T) = \sigma_{I(V_{\text{bias}},T)}/\sqrt{1000}$ で与えた。また、暗電流 の印加電圧及び温度依存性は  $I = a \times \exp(b \times V_{\text{bias}} \text{ or } T)$  でフィッティングした。

#### 5.7.3 結果と考察

図 5.26、5.25 に、暗電流の印加電圧依存性を示す。前者は Log スケール、後者は Linear スケールでプロットして いる。また、図 5.28、5.27 に、暗電流の温度依存性を示す。各点の統計誤差は  $\Delta I(V_{\text{bias}}, T) = \sigma_{I(V_{\text{bias}}, T)}/\sqrt{1000}$  で与えており、各点の代表値に対する相対誤差は大きくとも 1% ほどである。

暗電流の印加電圧依存性及び温度依存性は、 $I = a \times \exp(b \times V_{\text{bias}} \text{ or } T)$ を用いて精度良くフィッティングできた。また、Log スケールでプロットした暗電流の印加電圧依存性及び温度依存性は、一次関数でフィッティングできた。一方で、本来暗電流の温度依存性は、DCR の温度依存性を示す式 4.7 とゲインの式 4.3 を用いて表されるはずである。以下、暗電流の温度依存性を Log スケールでプロットした際、直線近似できる理由を探る。

SiPM の暗電流 *I<sup>d</sup>* は、DCR の温度依存性を示す式 4.7 とゲインの式 4.3 を用いて以下の式で表される:

$$I_d = C(V_{\rm bias} - V_{\rm bd}) \times AT^{3/2} \exp(-E_q/2kT)$$
(5.22)

$$= CV_{\rm ov} \times AT^{3/2} \exp(-E_q/2kT) \tag{5.23}$$

この式の自然対数をとると:

72



図 5.26 Ch1-4 の暗電流の印加電圧依存性 (Log スケール)。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦軸 は暗電流 [µA]、横軸は印加電圧 [V] でプロットしている。各プロットの右に示す凡例は、各データ点を取得し た際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低いことを示している。



図 5.27 Ch1-4 の暗電流の温度依存性 (Linear スケール)。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦軸は 暗電流 [µA]、横軸は温度 [°C] でプロットしている。各プロットの右に示す凡例は、各データ点を取得した際の 印加電圧を示しており、色が薄いほど印加電圧が低いことを示している。



図 5.28 Ch1-4 の暗電流の温度依存性 (Log スケール)。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。縦軸は暗 電流 [µA]、横軸は温度 [°C] でプロットしている。各プロットの右に示す凡例は、各データ点を取得した際の印 加電圧を示しており、色が薄いほど印加電圧が低いことを示している。

$$\ln(I_d) = \ln(ACV) + \frac{3}{2}\ln T - \frac{E_g}{2kT}$$
(5.24)

ここで、ln(ACV)は温度に対して定数項である。絶対温度Tに関して微分すると:

$$\frac{d\ln(I_d)}{dT} = \frac{3}{2T} + \frac{E_g}{2kT^2}$$
(5.25)

式 5.25 から、温度範囲 10-40 °C(283-313K) において、 $\ln(I_d)$ が温度に対してほぼ直線となる理由を考察する。 式 5.24 において、 $\ln(I_d)$ の温度依存性は、温度に対して緩やかに変化する対数項 3/2  $\ln T$  と、温度の逆数に比例す る項  $-E_g/2kT$ の 2 つの項で構成される。温度範囲 10-40 °C(283-313 K) において、シリコンのバンドギャップエ ネルギー  $E_g \approx 1.12$  eV、ボルツマン定数  $k \approx 8.62 \times 10^{-5}$  eV/K を考慮すると、 $-E_g/2kT$ の項が支配的となる。 式 5.25 から、3/2T の項は温度の逆数に比例し、 $-E_g/2kT^2$ の項は温度の 2 乗の逆数に比例する。この温度範囲 で、これらの項の和がほぼ一定となることが示せれば、Log スケールのプロットを直線近似できる理由を示したこ とになる。式 5.25 を用いて具体的に 2 つの項を計算する。第一項 3/2T は、温度 10 °C(283 K) で 5.300 × 10<sup>-3</sup>、 40 °C(313 K) で 4.792 × 10<sup>-3</sup> となる。一方、第二項  $-E_g/2kT^2$  は、10 °C(283 K) で 8.112 × 10<sup>-2</sup>、40 °C(313 K) で 6.631 × 10<sup>-2</sup> となる。したがって、第一項と比べて、第二項が支配的である。両項の和は、10 °C(283 K) で 8.642 × 10<sup>-2</sup>、40 °C(313 K) で 7.110 × 10<sup>-2</sup> となる。10 °C と 40 °C の際の微分係数の平均値は、7.9 × 10<sup>-2</sup> で あり、例えば印加電圧が 56 V の時の暗電流の温度係数は 8.0 × 10<sup>-2</sup> であるため、ほとんど一致していると言える。 また、当該温度範囲では、10 °C と 40 °C の暗電流の微分係数の平均値からの変動を考えた時、約 10 % ほどと計 算できる。以上より、当該温度範囲では式 5.25 の変動は軽微であることから、暗電流の温度依存性 (Log スケール) を直線近似できる結果に繋がったと分析している。

74

## 5.8 DCR

#### 5.8.1 目的

第 4.5.6 節で前述の通り、DCR は熱的に生成されるキャリアによって擬信号が生成される頻度のことである。 IACT には恒常的に NSB が到来する。その到来頻度を NSB rate と呼び、DCR は NSB rate より十分低いことが 求められる。本節では、DCR の超過電圧依存性及び温度依存性を議論する。

#### 5.8.2 方法

光源を光らせていない状態で、図 5.10 にピコアンメータで電圧を印加し、各イベント 0-1 μs でデータを読み出 した。印加電圧は 54-57.5 V の範囲で 0.5 V 刻み、温度条件は 10-40 °C の範囲で 5 °C 刻みで 1000 イベントを取 得した。

得られた波形に対して閾値電圧を変化させていき、その閾値を超えた回数をダークカウントとして累算した。1イ ベントの測定時間を T<sub>1 event</sub>、イベント数を N<sub>event</sub> とすると、各測定ごとの総測定時間は、T = T<sub>1 event</sub> × N<sub>event</sub> と 表せる。そのため、測定したイベント回数内でのダークカウントを N<sub>dark</sub> とすれば、DCR は以下のように表せる:

$$DCR = \frac{N_{dark}}{T} = \frac{N_{dark}}{T_{1 \text{ event}} \times N_{event}}$$
(5.26)

以上のように定義した DCR は、閾値電圧に対して図 5.29 のような関係を示す。ここでは、1 p.e. に対するダー クカウントの頻度を DCR とする。DCR の統計誤差は、1 p.e. に対応するダークカウントの統計誤差  $\sqrt{N_{1 \text{ p.e.}}}$  か ら、 $\Delta \text{DCR} = \frac{\sqrt{N_{1 \text{ p.e.}}}}{T_{1 \text{ event}} \times N_{\text{event}}}$  で与えた。理想的には、図 5.29(b) のようなステップ関数となり、2 つ目のプラトーを DCR と決定すれば良い。しかし、実際の測定では、擬信号とは関係ない測定系ノイズも計上されてしまうため、図 5.30 のような形状となる。そのため、単純にプラトーの存在する y の値を DCR とすることはできない。そこで、 本研究では、図 5.30 のような形状を 2 階微分し、変曲点を計算する。2 度目の変曲点に対応する周波数を DCR と して測定した。

また、SiPM 波形のダークカウントをそのまま計測すると、測定系の高周波ノイズの影響を受ける。そのため、本 研究ではフーリエ変換を用いたデジタルローパスフィルタで高周波ノイズを制限した。SiPM 信号をフーリエ変換 したのち、カットオフ周波数を設定してフィルタリングを行う。フィルタリングされた信号を逆フーリエ変換する ことで、特定の周波数以上の信号をフィルタリングする。その際、観測したい信号の波形を歪めないようにカット オフ周波数を決定する必要がある。PZC 回路によって整形された SiPM 信号は、1 ns ほどで立ち上がり、2 ns ほ どで立ち下がる。信号の立ち上がり時間  $t_r$  と帯域幅 BW(カットオフ周波数) の関係を考えると、 $t_r \times BW \approx 0.35$ となるように BW を選べば良い。0.35 は、出力信号の立ち上がりエッジの 10% から 90% までの立ち上がり時間 と、3 dB 帯域幅との関係から導かれる。与えられた条件で計算すると、カットオフ周波数は 350 MHz と決定でき る。本研究では、信号の歪みを最小限に抑えるため、カットオフ周波数を必要帯域幅 350 MHz よりも十分に高く 設定すべく、約 1.5 倍の 500 MHz と設定した。図 5.31 に 500 MHz ローパスフィルタを適用した際のイベント比 較を示す。100 ns に位置するダークカウントが、ローパスフィルタによって判別可能になっている。

#### 5.8.3 結果と考察

図 5.32 に、DCR の印加電圧依存性を示す。暗電流と同様の関数系  $a \times \exp(b \times V_{\text{bias}})$ でフィッティングし、縦軸を Log スケールで示している。

粗い計算だが、DCR は式 4.8 に従う。暗電流は印加電圧に対して指数関数的に増加し、ゲインは一次関数的に増



図 5.29 閾値電圧と DCR の関係。(a) は図 5.10 で読み出した SiPM 波形の概略図を示している。SiPM 波形 は検出光子数に対応した波高値で出力される。加工された SiPM 波形に対して、閾値電圧を上げていくことで、 その検出光子数に対応した周波数を持った DCR が計算できる。その様子を表した概略図が (b) である。

加する。したがって、DCR は印加電圧に対して指数関数的に増加するはずだが、図 5.32 に示すように、54 V や 54.5 V の値がフィッティングを下回っている。これは、解析手法に対するノイズの影響から説明できる。図 5.34 に示すように、印加電圧 54.5 V 時のプラトーが大きく歪んでいる。超過電圧の低い 5.34(a) では、ノイズとダーク パルスの波高値が同程度となる。そのため、印加電圧 54.5 V 時のプラトーは、ノイズによって歪みやすくなる。大 きく歪んだプラトーを 2 階微分して DCR に対応する閾値電圧を求めると、5.34(a) のように過大評価される。その 結果、超過電圧が低く、擬信号とノイズの波高値が同程度となる領域において、DCR は過小評価されることにな る。逆に言えば、この測定の際のノイズレベルを仮定した場合、~2 V の DCR は、この手法では測定できない。

図 5.33 に、DCR の温度依存性を示す。暗電流と同様の関数系 *a* × exp(*b* × *T*) でフィッティングし、縦軸を Log スケールで示している。図 5.33 において、右肩下がりのプロットが見られるのも、上記と同様の原因が考えられ る。SiPM の温度が上がるほど、降伏電圧が上昇する。そのため、同印加電圧の点で比較すると、温度が高い点ほど 超過電圧が低くなっている。超過電圧が低いほど、プラトーの歪みはより大きくなるため、DCR はより過小評価と なる。したがって、同印加電圧の点でフィッティングを行うと、右肩下がりになるデータ群が生まれることになる。



図 5.30 ノイズがある際の DCR の閾値電圧依存性を示す。ノイズは擬信号で検出された光電子数に関係ない 波高値を持つ。そのため、各光電子に対応したプラトーは歪んでしまう。

図 5.35 に、DCR の超過電圧依存性を示す。今回測定した範囲での DCR は、大きくとも 10 MHz ほどに収まっ ており、200 MHz 以上で到来する NSB rate よりも 20 倍ほど小さい。そのため、S13361-2196 の DCR は、LST に採用する上で問題とならない値と言える。



図 5.31 ローパスフィルタ前後の波形比較。(a) はローパスフィルタ前の SiPM 波形を示し、(b) はローパス フィルタ後の SiPM 波形を示す。ローパスフィルタによって、100 ns に位置するダークカウントが判別可能に なっている。赤い x 印は検出されたピークを示す。



図 5.32 Ch1-4 の DCR の印加電圧依存性。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。暗電流と同様の関数系 でフィッティングし、縦軸は Log スケールで示している。縦軸は DCR[kHz]、横軸は印加電圧 [V] でプロット している。各プロットの右に示す凡例は、各データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低 いことを示している。



図 5.33 Ch1-4 の DCR の温度依存性。(a)Ch1、(b)Ch2、(c)Ch3、(d)Ch4 を示す。暗電流と同様の関数系で フィッティングし、縦軸は Log スケールで示している。縦軸は DCR[kHz]、横軸は印加電圧 [V] でプロットし ている。各プロットの右に示す凡例は、各データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温度が低い ことを示している。



図 5.34 DCR の閾値電圧依存性の一例。Ch2 の 20.1 °C での DCR の閾値電圧依存性を示している。(a) は印 加電圧 54.5 V、(b) は印加電圧 55.5 V、(c) は印加電圧 56.5 V、(d) は印加電圧 57.5 V の時のプロットを示す。 各図の上図の縦軸は DCR[kHz]、横軸は閾値電圧 [mV] でプロットしている。下図の縦軸は DCR の二階微分 [kHz/mV<sup>2</sup>、横軸は閾値電圧 [mV] でプロットしている。超過電圧の低い (a) では、ノイズとダークパルスの波 高値が同程度となる。そのため、超過電圧の低い状態 (a) のプラトーは、ノイズによって歪んでいる。このよう なプラトーを 2 階微分して DCR に対応する閾値電圧を求めると、閾値電圧が過大評価されてしまう。その帰結 として、過大評価された閾値電圧に対応する DCR は過小評価されることになる。



図 5.35 Ch1-4 の DCR の超過電圧依存性。縦軸は DCR[kHz]、横軸は超過電圧 [V] でプロットしている。各 プロットの右に示す凡例は、各チャンネル番号と各データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温 度が低いことを示している。(a) フィットなし、(b) フィットありを示す。

## 第6章

# SiPM フロントエンド回路の開発

第4.4 節で前述したように、SiPM を LST のカメラ素子として搭載するには、いくつかの障壁がある。それを外部回路によって解消し、LST への搭載を目指すのが本研究のメイントピックである。本研究で解消を目指すボトルネックは、長い信号幅と温度依存性の2点である。SiPM の LST への採用に伴って、カメラピクセルの高画素化を行う。2点のボトルネックの解消とカメラピクセルの高画素化を達成するため、本研究では3つの外部回路の開発を行った。また、SiPM の超過電圧は暫定的に4Vとして外部回路開発を行った。

1 つ目の外部回路は信号合成回路である。SiPM の LST への採用に伴い、現行の PMT 1 ch を SiPM 4 ch に置き 換え、高画素化を行う予定である。カメラピクセルの高画素化によって、ガンマ線検出感度の向上や角度分解能の 向上が見込まれる。そこで、本研究では SiPM 4 ch 分を 1 ch の信号として合成すべく、信号合成回路を開発した。 信号合成回路のメインアイデアは、MEG II 実験の信号合成回路を参考にしている(Baldini et al. 2018)。

2 つ目の外部回路は PZC 回路である。第 5.4 節でもすでに登場しているが、コンデンサと抵抗を用いて、指数関数的に立ち下がる信号の長さを変形させる機能を持つ。現行の PMT と同様、信号の FWHM が 3 ns 以下となるように開発を行った。

3 つ目の外部回路は温度補償回路である。SiPM の基礎特性は超過電圧依存性を持つ。一方で、SiPM の降伏電圧 は温度と比例関係を持つため、超過電圧は温度の影響を受ける。狙った SiPM の基礎特性で運用するため、超過電 圧に対する温度の影響を補償する必要がある。温度増加に伴って印加電圧を増加させる温度補償回路を開発した。

## 6.1 SiPM 信号合成回路

## 6.1.1 目的

LST に搭載されている PMT 1 ch のピクセルサイズは一辺 50 mm(0.1°に相当)であり、S13361-2196 1 ch の ピクセルサイズは一辺 6 mm である。図 6.1 に、カメラピクセルの大きさと、ガンマ線検出感度及び角度分解能の 関係を示す。カメラピクセルを高画素化することで、ガンマ線検出感度及び角度分解能が向上することが示唆され ている。カメラピクセルの高画素化によって、詳細なシャワーイメージを撮像できる。それによって、ハドロン由 来のシャワーとガンマ線由来のシャワーの弁別性能が向上し、感度及び角度分解能が向上すると考えられる。一方 で、カメラのピクセル数を増やすことは、読み出し回路数増加に繋がり、消費電力が増加するデメリットも存在す る。LST の鏡の結像性能は、PMT のピクセルサイズの 1/4 ほどであるため、それ以上にカメラピクセルを高画素 化することは意味をなさない。したがって、4 ch 信号の合成によって 1 ch として運用し、LST のカメラピクセル を高画素化することを狙う。

本研究では、信号合成のため、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索の MEG II 実験を参考にした回路を開発した(Baldini et al. 2018)。また、SiPM カメラを実際に運用する際、数百 MHz で NSB が到来する。数百 MHz の NSB が到来する



図 6.1 ピクセルサイズとガンマ線検出感度及び角度分解能の関係(Wood et al. 2016)。PMT のピクセルサイズ は、0.1 ° である。



図 6.2 異なる画素でのチェレンコフ光イメージの比較(Wood et al. 2016)。左のチェレンコフ光イメージのピ クセルサイズは 0.16°、右のチェレンコフ光イメージのピクセルサイズは 0.06°である。白十字はガンマ線の 到来方向を示す。高画素化によって、より詳細にチェレンコフ光のイメージを撮像でき、ハドロン由来のシャ ワーとガンマ線由来のシャワーの弁別性能が向上する。

と、DCR に対する暗電流と同様、NSB 由来の電流が信号合成回路及び SiPM に流れる。参考にした信号合成回路 には、抵抗が直列接続されているため、SiPM に印加されている電圧が降下し、温度補償回路によって補償した印 加電圧が意味をなさなくなる。

図 6.3 のように、先行研究(橋山和明 2020)では、信号合成回路の抵抗値に 1 kΩ を用いていた。信号合成回路の 抵抗値が 1 kΩ のまま LST に搭載された場合の、NSB 由来の電流による電圧降下を簡単に計算する。S13361-2196 は、25 °C で超過電圧が 4 V ほどとすると、その DCR は 1 MHz ほどとなる。また、暗電流は 3  $\mu$ A ほど流れる。 ここで、LST の PMT1 ch に 250 MHz ほどの NSB が到来すると考えると、SiPM は 4 ch で運用するので、1 ch あたり 60 MHz ほどの NSB が到来すると簡単に計算できる。DCR と暗電流との関係から、NSB 由来の電流は、

$$I_{\rm NSB} = {\rm NSBrate} \frac{3\mu {\rm A}}{1{\rm MHz}}$$

$$\approx 200\mu {\rm A}$$
(6.1)
(6.2)



図 6.3 先行研究で用いていた信号合成回路の回路図(橋山和明 2020)。図中のダイオード記号は、SiPM の 1 ch を表す。



図 6.4 信号合成回路の概念図。図中のダイオード記号は、SiPM の 1 ch を表す。直流電流 (赤線) にとっては並 列に接続されているため、印加電圧は並列にかかる。一方で、信号成分 (青線) にとっては直列に接続されている ため、信号が短縮される効果があるキャパシタンスは接続すると小さくなるため、SiPM のゲインは小さくなる。

ほど流れる。信号合成回路の抵抗値が 1 k $\Omega$  の場合、直流電流は 2 k $\Omega$  の抵抗を通過する。そのため、電圧降下は 400 mV ほどと考えられる。超過電圧は 4 V と仮定したため、電圧降下 10 % ほどまで上ると計算できる。

そのため、本研究では、MEG II 実験を参考にした信号合成回路について、直流電流による電圧降下を緩和する抵抗値の選択を行う。

## 6.1.2 回路図

図 6.4 と図 6.5 に、それぞれ 4 ch 信号合成回路の概念図と写真を示す。直流電流にとっては並列に接続されてい るため、SiPM に同じ電圧を印加することが可能である。一方で、信号成分にとっては直列に接続されているため、 SiPM 及び合成回路のキャパシタンスが小さくなり、信号幅が短縮される効果を持つ。

LTSpice によるシミュレーションを用いて、信号合成回路による信号幅短縮の効果を確認する。図 6.6 に、シ



図 6.5 信号合成回路の写真。(a) の信号合成回路の前半の表面には、SiPM が搭載されている。*Rt*<sub>2</sub> にはサーミ スタ (第 6.3 節にて後述) が搭載されている。



図 6.6 シミュレーションで用いた信号合成回路の回路図。図中のダイオード記号は、SiPM の 1 ch を表す。信 号成分の通る抵抗は 0 で、直流電流の通る抵抗値の合計は等しくなる。

ミュレーションで用いた信号合成回路の回路図を示す。図中のダイオード記号は、SiPM の 1 ch を表す。信号合成のシミュレーションを行うため、S13361-2196 の信号は等価回路を用いて再現する。図 6.8 に SiPM の詳細な等価回路を示す。黒い破線で示す領域は、光を検出した APD セルを示す。 $C_j$ は APD セル 1 つ分のキャパシタンスを示し、 $R_s$ は SiPM 基板の持つ抵抗値を示す。 $R_q$  と  $C_q$ は、それぞれクエンチング抵抗とその寄生容量を表す。Piatek (2016)によれば、 $R_s << R_q$  とされている。赤い破線の領域は、光を検出していない APD セルを示す。 $C_g$ は SiPM の金属グリッドの寄生容量、 $V_1$ は印加電圧、 $V_2$ は APD の降伏電圧を示す。図 6.7(a) に、等価回路で再現した 1 ch の信号と、S13361-2196 の Ch1-4 の信号との比較を示している。また、図 6.7(b) に、図 6.6 の R を 1 kΩ としたときの、信号合成のシミュレーションを示す。この時、 $R_q$ は 180 kΩ、 $C_q$ は 0.024 pF、 $C_j$ は 0.25 pF、 $C_g$ は 180 pF、 $R_s$ は 1 kΩ である。図 6.7(b) から、信号合成した際のシミュレーションの精度を信じ、S13361-2196 の等価回路のパラメータを前述の値で決定する。以降、SiPM の等価回路を使ってシミュレーションを行ったと記述する際は、ここで議論した回路及びパラメータを用いて SiPM 信号を再現していることとする。

図 6.9 に、LTSpice による信号合成回路のシミュレーション結果を示す。並列接続する SiPM を増やすほど、信 号幅の短くなる効果が確認できた。

本研究では、図 6.6 のような回路を開発する。信号成分は抵抗値 0 の抵抗を通過する。また、直流電流の通過す る抵抗値の合計は等しくなるように設計されている。NSB 由来の電流による電圧降下の影響を小さくするように抵



図 6.7 等価回路を用いた SiPM 波形の再現。(a) は S13361-2196 の Ch1-4 の平均波形と、等価回路を用いた SiPM 信号の比較を示す。(b) は図 6.6 の R を 1 k $\Omega$  としたときの、信号合成のシミュレーションを示す。(a)、(b) から等価回路のパラメータを決定した。

抗値を決定する。

## 6.1.3 抵抗値の決定

図 6.10 に、抵抗値 (図 6.6 の R の値) を変えた際の出力波形の変化を、実験結果とシミュレーション結果で示した。実験系は、第 5.3 節と同様、強い光を照射して平均波形を測定した。出力波形は、各抵抗値の平均波形の最大値で規格化している。抵抗値を小さくすると、発振する成分が見られ、信号幅が長くなる傾向も見られた。10 Ω ほどの抵抗値になると、回路に存在する寄生抵抗や寄生容量の影響を受け易くなり、発振につながったと思料する。



図 6.8 SiPM の詳細な等価回路。



図 6.9 信号合成回路による信号幅短縮効果のシミュレーション。並列接続するチャンネル数を増やすほど、信 号幅の短縮される効果が確認できる。

この結果を受け、抵抗値を 100  $\Omega$  と決定した。直流電流による電圧降下を、先行研究の 1/10 に落とせるとともに、 波形の歪みが軽微であることから判断した。第 6.1.1 節で議論したように、超過電圧が 4 V と仮定した時、信号合 成回路の抵抗値が 1 k $\Omega$  であれば、超過電圧の約 10 % ほどの電圧降下が予想されることを示した。本研究で、抵抗 値を 100  $\Omega$  に落としたことで、NSB による電圧降下は約 1 % まで制限できると予想できる。次節では、抵抗値が 100  $\Omega$  の際の出力波形を、PZC 回路によって整形する。

## 6.2 Pole Zelo Cancellation(PZC) 回路

## 6.2.1 目的

SiPM は通常数百 ns で立ち下がる信号幅を持つ。LST の焦点面には、1 ピクセルあたり 3 ns ほどの時間幅を持 つチェレンコフ光が到来し、バックグラウンドとなる NSB が数百 MHz で到来する。チェレンコフ光のみを積分し



図 6.10 図 6.6 の抵抗値変更に伴う波形の変化。(a) は実験結果、(b) はシミュレーション結果を示している。 シミュレーションは、SiPM の等価回路と図 6.6 の回路図を使って行っている。また、実験結果は、強い光を与 えた際の 1000 イベントの平均値を取っている。実験結果では、抵抗値を小さくすると、発振する成分が見られ、 信号幅が長くなる傾向が見られる。

て電荷に変換するため、焦点面カメラには FWHM < 3 ns の信号幅が要求される。そのため、SiPM カメラは LST にはそのまま採用できない。本研究で用いた S13361-2196 も 100 ns ほどの信号幅を持つため、PZC 回路によっ て信号幅を短縮する必要がある。前節で議論したように、4 ch 信号合成回路によっても信号幅が短縮される効果が 見られたが、要求値である FWHM < 3 ns には満たない。信号合成回路で短縮された信号をさらに短縮するべく、 PZC 回路を開発する。

#### 6.2.2 回路図

図 6.11 に PZC 回路の回路図を示す。 $R_1 >> R_2$  の場合、 $R_1 \ge C$  の積と入力信号の時定数を一致させること で、 $R_2 \ge C$  の積で決まる時定数を持つ出力信号に変換できる。以下、PZC 回路で時定数を変換させられることを 定量的に示す。

 $R_1$ とCの合成インピーダンスは、

$$\frac{R_1}{1+i\omega CR_1} \tag{6.3}$$

である。R<sub>2</sub>と、R<sub>1</sub>・Cの合成抵抗は直列接続であるため、抵抗比からその伝達関数は、

$$\frac{R_2 + i\omega CR_1R_2}{R_1 + R_2 + i\omega CR_1R_2}$$
(6.4)

である。上式をラプラス変換すると、

$$F(s) = \frac{R_2 + sCR_1R_2}{R_1 + R_2 + sCR_1R_2}$$
(6.5)

$$=\frac{s+\frac{1}{CR_{1}}}{s+\frac{1}{CR_{1}}+\frac{1}{CR_{2}}}$$
(6.6)

$$=\frac{s+\frac{1}{CR_{1}}}{s+\frac{1}{C}(\frac{1}{R_{1}}+\frac{1}{R_{2}})}$$
(6.7)

と計算できる。ここで、 $a = \frac{1}{CR_1}$ 、 $b = \frac{1}{C}(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})$ と置くと、

$$F(s) = \frac{s+a}{s+b} \tag{6.8}$$

と書ける。入力波形を $v_{in}$ として、その立ち下がり時定数が $CR_1$ とすると、

$$v_{\rm in}(t) = v_0 \exp\left(-\frac{t}{CR_1}\right) = \exp(-at) \tag{6.9}$$

であり、そのラプラス変換は、

$$V_{\rm in}(s) = v_0 \frac{1}{s+a} \tag{6.10}$$

である。上式と式 6.5 との積から、その出力波形 Vout(s) は、

$$V_{out}(s) = F(s)V_{in}(s) \tag{6.11}$$

$$=\frac{s+a}{s+b}\frac{1}{s+a} \tag{6.12}$$

と表せる。そのため、 $V_{out}(s)$ を逆ラプラス変換すると、

$$v_{\rm out}(t) = \exp(-bt) \tag{6.13}$$

となる。この時、 $R_1 >> R_2$  であれば、 $b \approx \frac{1}{CR_2}$  と近似できる。したがって、 $R_1 >> R_2$  の場合、PZC 回路を通 して、時定数が  $R_1C$  から  $R_2C$  に変換されることが示された。図 6.12 では、100 ns の時定数を持つ入力信号を与 え、その時定数が短縮されることをシミュレーションで確認している。100 ns の時定数を持つ入力信号に合わせ、  $R_1 \ge C$  の積は 100 ns としている。







図 6.12 LTSpice による PZC 回路の信号短縮効果のシミュレーション。(a) は信号短縮のシミュレーションを 行った回路図、(b) はシミュレーション結果を示している。(b) の緑線は整形前、青線は整形後の信号を示してお り、信号が減衰されることなく信号幅が短縮されていることがわかる。



図 6.13 パラメータ決定に用いた PZC 回路のシミュレーション回路図。PZC 回路による信号の減衰を抑える ため、OPA855 を用いたアンプで増幅している。PZC 回路の R<sub>2</sub> は、後段の回路とのインピーダンスマッチン グのため、50 Ω としている。



図 6.14 シミュレーションで入力した波形。LTSpice の PWL 関数を用いて波形のデータ点を入力できる。

## 6.2.3 シミュレーションによるパラメータ決定

LTSpice を用いた回路シミュレーションによって、FWHM < 3 ns と振幅の低減衰を達成できる回路パラメータ を探索する。当該シミュレーションに使った回路図を、図 6.13 に示す。入力波形は、LTSpice の PWL 関数を用い て、時間と電圧のデータ点として与えている。シミュレーションには、抵抗値が 100  $\Omega$  の際の波形を入力 (図 6.14) しており、アンプによって増幅されたのち、PZC 回路によって整形される。PZC 回路の後段の回路とのインピー ダンスマッチングのため、 $R_2$  は 50  $\Omega$  で固定した。

 $R_1$ は 50-1250  $\Omega$  まで 50  $\Omega$  刻み、Cは 10-300 pF まで 10 pF 刻みで格子点を生成し、各点での FWHM と減 衰率を計算した。図 6.15 に FWHM のシミュレーション結果を示す。青い領域で示されている格子点群であれば、 FWHM < 3 ns を達成できると予想できる。より詳細な数値を追うため、抵抗値を 300  $\Omega$ 、500  $\Omega$ 、1 k $\Omega$ 、1.25 k $\Omega$ 



図 6.15 LTSpice による FWHM のシミュレーション。10-40 pF ほどで FWHM < 3 ns を達成すると予想できる。

と固定して FWHM をプロットしたのが図 6.16 である。1 kΩ 以上で、20 pF 以下のキャパシタンスを選択すれば、 FWHM < 3 ns を達成できると予想できる。

FWHM < 3 ns を達成するために必要なキャパシタンスのあたりはつけることができた。抵抗値に関しては、も う少し広範囲で値を見る必要があると思料し、さらなるシミュレーションを行う。キャパシタンスに関しては 5-50 pF を 5 pF 刻みで、抵抗値は 1-10 kΩ を 250 Ω 刻みで詳細にシミュレーションを行った。

図 6.18 にシミュレーション結果を示す。1 kΩ 以上の抵抗値では、減衰率は大きく変わらない。しかし、同キャ パシタンス内での比較で、抵抗値が大きいほど FWHM は小さくなる傾向が見られる。また、図 6.19 では、キャパ シタンスを 10 pF と 20 pF に限定し、それぞれで抵抗値 1-10 kΩ を 1 kΩ 刻みにして波形を表示している。各キャ パシタンスの波形で、もっともオーバーシュートの大きい波形は、抵抗値が 1 kΩ の場合の波形であり、それ以外の 抵抗値の波形は大きく変わらないことが分かる。そのため、抵抗値は 5 kΩ に決定した。また、キャパシタンスに ついてだが、信号の減衰を抑えるため、20 pF を採用することにする。抵抗値が 5 kΩ、キャパシタンスが 20 pF の 際の FWHM は 2.85 ns、減衰率は約 33 % とシミュレーションされている。

### 6.2.4 シミュレーション結果の再現

実際にシミュレーション結果が再現されるか、シミュレーションと同様の回路を用いて実験を行った。先ほどシ ミュレーションを行った回路と同じものを用意して強い光を照射し、1000 イベントを取得した。1000 イベントの 平均波形とシミュレーションの比較を図 6.20 に示す。FWHM はガウシアンフィッティングを用いて計算してお り、平均波形であれば、2.5 ns が達成できている。この時、*R*<sub>1</sub> は 5 kΩ、*R*<sub>2</sub> は 50 Ω のため、*R*<sub>1</sub> >> *R*<sub>2</sub> を満たし ている。アンダーシュートが見られるが、波形記録を行う DRS4 にはオフセットを与えて運用するため、問題ない と推定している。

次に、FWHM の分布を確認する。各イベントで SiPM に 1-4 p.e. が入射するように、光の強さを調節した。 10000 イベント取得し、各イベントごとに FWHM を計算し、ヒストグラムをプロットした。以下、FWHM の計 算アルゴリズムを示す。



図 6.16 LTSpice による減衰率と FWHM のシミュレーション。抵抗値を固定して、横軸をキャパシタンス *C* として減衰率 (赤線)、青線 (FWHM) をプロットしている。抵抗値は、左上が 300  $\Omega$ 、右上が 500  $\Omega$ 、左下が 1 k $\Omega$ 、右下が 1.2 k $\Omega$  である。1 k $\Omega$  以上の抵抗値で、20 pF 以下のキャパシタンスを選択すれば、FWHM < 3 ns を達成すると予想できる。

まずは全イベントで平均波形を取る。平均波形のピークに対応する時間を中心に ±2.5 ns で時間窓を生成する。 各イベントごとに、その時間窓内でピークをサーチし、見つかったピークの半値全幅を FWHM として計算する。 図 6.21 に、FWHM の分布を示す。最頻値は 2.6 ns となっており、信号にノイズやダークパルスが重なると、3 ns を超えてしまうイベントもある。また、0 p.e. の信号に対して FWHM を計算した場合、1 ns より小さい成分の FWHM が計算されてしまっているため、FWHM の分布の左側の裾が、1 ns よりも小さいところまで伸びてしまっ ている。

## 6.3 SiPM 印加電圧の温度補償回路

## 6.3.1 目的

SiPM を LST で運用する際、温度条件が一定でない環境での運用を想定しなくてはいけない。SiPM の降伏電圧 は温度依存性を持つため、SiPM にかかる超過電圧も同様に温度に影響される。したがって、温度に伴って印加電 圧を変化させる必要がある。LST に搭載されている PMT のゲインの変動は、0.1 %/°C である。本研究では、設定 した超過電圧を常に印加できるように、温度補償回路を開発し、SiPM のゲインの変動を 0.1 %/°C に制限できるこ



図 6.17 LTSpice による減衰率のシミュレーション。増幅後の信号のピークから、PZC 回路で整形後の信号の ピークを除すことで計算している。キャパシタンスが小さいほど大きく減衰されることが分かる。



図 6.18 LTSpice による減衰率と FWHM のシミュレーション (2)。1 kΩ 以上の抵抗値では、減衰率は大きく 変わらないことがわかる。しかし、FWHM に関しては、同キャパシタンス内での比較で、抵抗値が大きいほど FWHM が小さくなる傾向が見られる。

とを確認した。

## 6.3.2 回路図

SiPM 印加電圧の温度補償回路の機能を簡単に示した図が図 6.22 である。温度補償部は、SiPM の降伏電圧の 温度係数に合わせて出力電圧を調節する機能を持つ。定電圧加算部は、降伏電圧超過のために、温度に依らない 定電圧を加算する機能を持つ。図 6.23 に、宇宙線研大岡氏考案の温度補償回路の回路図を示す。図 6.23(a) が 前述の温度補償部に該当し、図 6.23(b) が定電圧加算部に該当する。温度補償部は、リニアサーミスタ (TEXAS INSTRUMENTS 社製の TMP61) とブリッジ回路、計装アンプ (TEXAS INSTRUMENTS 社製の INA826) を用 いて前述の機能を実現する。また、超過電圧の調整のために 0-3 V までのオフセット調整機能も持つ。定電圧加算



図 6.19 10 pF 及び 20 pF を採用した際の波形シミュレーション。(a) は 10 pF、(b) は 20 pF を採用し、抵抗 値を 1-10 kΩ で 1 kΩ 刻みでシミュレーションを行っている。もっともオーバーシュートの大きい青線は抵抗値 が 1 kΩ の時の波形を表している。抵抗値が 1 kΩ 以外の場合であれば、ほとんど波形を変えないことが分かる。

部は、リニアレギュレータ (Analog Devices 社製の LT3014) を用いて定電圧の出力を実現する。以下、機能につい て具体的に記述する。

温度補償部

温度補償部では、温度に伴って印加電圧を変化させる機能を、リニアサーミスタ、ブリッジ回路、計装アンプを 用いて実現する。ブリッジ回路は、図 6.24 のように、抵抗値が 10 kΩ の抵抗 3 つと、リニアサーミスタから構成 される。図 6.24 に示されている +IN、-IN の電位は、サーミスタの抵抗値 *R*(*T*)(単位:kΩ) を用いて以下のように 表せる:

$$V_{+\rm IN} = \rm RT.Gain \times \frac{R(T)}{R(T) + 10}$$
(6.14)

$$V_{-\rm IN} = {\rm RT.Gain} \times \frac{10}{10+10}$$
 (6.15)



図 6.20 PZC 回路導入後のシミュレーションと実験結果比較。FWHM はガウシアンフィッティングを用いて 計算した。平均波形を用いた計算であれば、シミュレーションで良い精度で一致していると言える。



図 6.21 PZC 回路導入後の FWHM の分布。最頻値は 2.6 ns ほどである。しかし、ノイズやダークパルスと 信号が重なり合うと、FWHM が 3 ns を超えるイベントもあることがわかる。また、0 p.e. の信号に対して FWHM を計算した場合、1 ns より小さい成分の FWHM が計算されてしまっているため、FWHM の分布の左 側の裾が、1 ns よりも小さいところまで伸びてしまっている。

$$V_{-\rm IN} = {\rm RT.Gain} \times \frac{10}{10+10}$$
 (6.16)  
=  $\frac{1}{2} {\rm RT.Gain}$  (6.17)

ここで、RT.Gain は 0-2 V の範囲で印加させる電圧である。 したがって、+IN、-IN の電位差  $\Delta V$  は、



図 6.22 SiPM 印加電圧の温度補償回路の概念図。

$$\Delta V = \text{RT.Gain} \times \left(\frac{1}{2} - \frac{10}{R(T) + 10}\right) \tag{6.18}$$

と表せる。この電位差は、計装アンプによって増幅される。

図 6.26 に INA826 の回路図を示す。+IN と-IN から 2 種類の電圧を入力し、その電位差  $\Delta V$  を増幅率 G で増幅 する。増幅率 G は  $R_G$  によって調節できる。本研究では、 $R_G = 1.24$  k $\Omega$  としたため、増幅率 G は 40.8 倍である。 以上から、INA826 とブリッジ回路によって作り出す電圧は以下の式で与えられる:

$$G \times \operatorname{RT.Gain} \times \left(\frac{1}{2} - \frac{10}{R(T) + 10}\right)$$
 (6.19)

これにより、リニアサーミスタの温度変化に伴って印加電圧が変化していく様子が示された。図 6.25 の抵抗値の 温度依存性を示す。一次関数 *R*(*T*) = *aT* + *b* でフィッティングすると、

$$R(T) = (59.9 \pm 0.2)T + (8354.1 \pm 6.1) \tag{6.20}$$

と表せる。

また、図 6.26 の 6 番ピンにレファレンス電圧を与えることで、電圧の基準を変えることができる。そのため、温 度補償部は温度に伴って印加電圧を変える機能と、0-3 V の軽微なオフセット加算機能を持つ。

図 6.27 に示すように、RT.Gain の値を調整することで、印加電圧の温度依存性を調節できる。印加電圧の温度係数を、降伏電圧の温度係数に一致させることで、常に超過電圧を一定にできるはずである。

#### 定電圧加算部

定電圧加算部では、リニアレギュレータ (LT3014) を用いて 50 V 以上の定電圧を作り出す。作り出した定電圧 は、温度補償部で作られた電圧に加算され、SiPM に印加される。図 6.27 に示す通り、INA826 のレファレンス電 圧が 0 V の場合、1.5 V までしか印加できない。INA826 のレファレンス電圧は 0-3 V まで加算できるため、温度補 償部で作り出せる電圧は、≈4.5 V までである。そのため、定電圧加算部では、50 V 以上のオフセットを加算する。

LT3014 は 4 番の ADJ ピンの電位を 1.22 V に保つ機能を持つ。そのため、5 番の OUT ピンから出力される電 圧は、
#### 6.3 SiPM 印加電圧の温度補償回路





図 6.23 宇宙線研大岡氏考案の温度補償回路の回路図。(a) は、サーミスタとブリッジ回路を用いており、温度 に伴って印加電圧を変化させる機能を持つ。(b) は、レギュレータを用いて 50 V ほどの定電圧をオフセットと して加算する。LT3014 の HV.in は LT3014 を動作させるために必要な電圧である。本研究では、HV.in に 60 V を与えて定電圧加算部を動作させる。



図 6.24 温度補償回路の包含するブリッジ回路の回路図。抵抗値が 10 kΩ の抵抗 3 つと、リニアサーミスタから構成される。







図 6.26 計数アンプ INA826 の回路図。2 つの入力信号 +IN と-IN の電位差を増幅率 G で増幅する。増幅率 G は  $R_G$  によって調節できる。+ $V_s$  に 6 V、- $V_s$  に-3.3 V を与えることで動作する。6 番ピン (図中の'REF' ピン) にレファレンス電圧を加算できる。TEXAS INSTRUMENTS 社のデータシートから引用。



図 6.27 温度補償部での出力電圧シミュレーション。サーミスタの値は、図 6.25 の値を使用しており、レファレンス電圧は 0 V である。28 °C ほどで、リニアサーミスタの抵抗値が 10 kΩ となるため、+IN と-IN の電位 差は 0 となる。したがって、28 °C 付近で、RT.Gain の値に依らずに出力電圧は 0 V になる。

$$V_{\text{OUT}} = 1.22 \times \frac{50 \text{M}(\boxtimes 6.23(b) \ \mathcal{O} \ R_4)}{1.15 \text{M}(\boxtimes 6.23(b) \ \mathcal{O} \ R_9)}$$
(6.21)  
= 52.04[V] (6.22)

と計算される。LT3014 を動作させるには、HV.in に電圧を印加させる必要がある。本研究では、HV.in に 60 V を印加して、LT3014 を駆動させる。

温度補償部で作り出された電圧は、LT3014 の GND ピンに入力される。温度補償部で作り出された電圧が、 LT3014 の基準電圧となることで、定電圧加算部の出力電圧に加算され、SiPM に印加される。

#### 6.3.3 温度補償回路パラメータの決定

SiPM の性能に合わせて決定しなくてはいけないパラメータは、RT.Gain、INA826 のレファレンス電圧の2つである。SiPM の動作電圧は~4 V と暫定的に決めたため、超過電圧が常に~4 V となるように RT.Gain と INA826 のレファレンス電圧を決定する。

まずは、SiPM を 4 ch 合成した際の降伏電圧の温度依存性を測定する必要がある。第 6.1 節で開発した信号合成 回路と第 6.2 節で開発した PZC 回路を用いて、4 ch の降伏電圧の温度依存性を測定する。印加電圧は 54-58 V を 0.5 V 刻みで与え、温度は 10-40 °C を 5 °C 刻みで変化させて測定を行う。ゲインの計算方法は、第 5.4 節の相対 ゲインの計算方法に準ずる。結果を図 6.28 に示す。4 ch 合成の降伏電圧の温度係数は、55.73±1.90 mV/°C と推 定されている。この温度係数に合わせて、RT.Gain を決定する。

図 6.29 に、温度補償回路の温度係数の RT.Gain 依存性の推測値と実測値を示す。赤い破線は、SiPM 4 ch 合成の 降伏電圧の温度係数を示している。推測値では、RT.Gain = 0.9 V ほどで SiPM の温度係数を実現できると予想で きる。しかし、実測値では、RT.Gain = 0.55 V で所望の温度係数を実現できることが分かる。そのため、RT.Gain



図 6.28 SiPM 4 ch 合成の降伏電圧の温度依存性。(a) は降伏電圧の温度依存性を示しており、縦軸は降伏電圧 [V]、横軸は温度 [°C] でプロットしている。(b) はゲインの印加電圧依存性を示しており、縦軸はゲイン、横軸 は印加電圧 [V] を示している。(b) の凡例は、各データ点を取得した際の温度を示しており、色が薄いほど温度 が低いことを示している。(c) は規格化されたゲインの温度依存性を示す。(c) の凡例は、各データ点を取得し た際の印加電圧を示しており、色が薄いほど印加電圧が低いことを示す。降伏電圧の温度係数は、55.73±1.90 mV/°C と推定された。これは、表 5.4 に示した Ch1-4 の温度係数の平均値と一致する。38.7 °C、印加電圧 54 V の点は、多重ガウシアンフィッティングができなかったため、プロットから除外している。(c) は、各電圧値 でのデータを平均し、その平均値で規格化している。規格化されたゲインの温度係数は、平均して約 2 %/°C で あり、10 °C から 40 °C への温度変化で、約 60 % ほどゲインが減少することがわかる。



図 6.29 温度補償回路の温度係数の RT.Gain 依存性。橙色の線は推測値、青線は実測値を示す。実測値では、 RT.Gain = 0.55 V で所望の印加電圧を得られることがわかる。



図 6.30 温度補償回路の出力電圧試験。レファレンス電圧が 0.9 V の場合の出力電圧を示す。

は 0.55 V と決定する。また、INA826 のレファレンス電圧は、RT.Gain に依らない 28 °C での出力電圧を参考に して決定する。図 6.28 から、28 °C での降伏電圧は 52.2 V である。そのため、28 °C での超過電圧 4 V を達成す るためには、28 °C で 56.2 V の出力電圧が必要となる。図 6.30 から、INA826 のレファレンス電圧が 0.9 V の際 であれば、超過電圧 4 V を達成できると予想できる。以上から、RT.Gain は 0.55 V、INA826 のレファレンス電圧 は 0.9 V と決定した。



図 6.31 ゲインの温度補償実験の実験系の概略図。ピコアンメータから 60 V を温度補償回路に与え、別の電源 から RT.Gain、レファレンス電圧、INA826 の動作電圧  $+V_s$ 、 $-V_s$ を温度補償回路に与える。



図 6.32 ゲインの温度補償実験の実験系。ブレッドボードを用いて温度補償回路に外部電圧を印加し、温度補 償回路を動作させる。

#### 6.3.4 ゲインの温度補償試験

RT.Gain は 0.55 V、レファレンス電圧は 0.9 V として、ゲインの温度補償試験を行う。図 6.31 に実験系の概略 図を示し、図 6.32 に実験系の写真を示す。ブレッドボードを用いて、ピコアンメータ及び外部回路から電圧を与 え、温度補償回路を駆動させる。第 6.1 節、第 6.2 で開発した信号合成回路及び PZC 回路を用いて信号を読み出 し、10-40 °C を 5 °C 刻みでゲインの計測を行う。信号の積分方法は、第 5.4 節で用いた相対ゲインの積分方法に 準ずる。



図 6.33 ゲインの温度補償試験結果を示す。(a) は 100  $\Omega$  で信号合成回路を構成した場合、(b) は 1 k $\Omega$  で信号 合成回路を構成した場合の温度補償試験結果を示している。抵抗値の変更を行っても、信号合成回路を問題なく 使用できることを示している。(a) を測定した際のローパスフィルタを構成する抵抗値は 50  $\Omega$ 、(b) を測定した 際のローパスフィルタを構成する抵抗値は 1 k $\Omega$  であり、オシロスコープの終端抵抗 50  $\Omega$  との分圧によって、 (a) の信号の波高が (b) に比べて小さくなったことから、エラーバーが (b) よりも大きくなったと考察している。

図 6.33 に、ゲインの温度補償試験結果を示す。信号合成回路を構成する抵抗値が 100 Ω 及び 1 kΩ の場合での試 験結果を示しており、1 kΩ の場合の回路図は図 6.34 である。ゲインのふらつきを示すため、それぞれの条件での 測定結果を平均し、平均値で正規化している。

ゲインの温度補償試験により、温度によるゲインの変動は、10-40 °C の範囲で平均値から約 2 % ほどの変動ま で抑えることができた。また、温度補償した際の最大値から最小値までのゲインの変動は、10 °C から 40 °C への 温度変化で、約 3 % である。そのため、1 °C あたりのゲインの変動は約 0.1 % まで制限できており、LST に搭載 されている PMT のゲインの変動と同等まで補償できていると言える。図 6.33 に示すように、抵抗値が 100  $\Omega$  の 場合と、1 k $\Omega$  の場合 (図 6.34) とで、ゲインの変動は大きく変わらなかった。これは、信号合成回路の抵抗値を 10 倍落としたとしても、1 k $\Omega$  で使用していた時と同様に問題なく使用できることを示している。



図 6.34 1 k $\Omega$  で構成した際の信号合成回路の回路図。図中のダイオード記号は、SiPM の 1 ch を表す。

### 第7章

## 議論と展望

この章では、本研究において考慮しきれなかった部分や展望について述べる。

### 7.1 動作電圧の決定

SiPM の基礎特性は超過電圧依存性を持つため、どの超過電圧で SiPM を動作させるかはフロントエンド開発を する上で重要である。SiPM の PDE や電荷分解能など、超過電圧の増加に伴ってその性能が向上するパラメータ は、SiPM の動作電圧の下限値を設定するパラメータとなりうる。また、OCT 確率や DCR など、超過電圧の増加 に伴ってその性能が悪化するパラメータは、動作電圧の上限値を制限するパラメータとなりうる。DCR は、想定さ れる NSB rate よりも十分に小さければ問題なく運用できる。CTA の SST は焦点面カメラ素子として SiPM を採 用する予定だが、LST よりも望遠鏡の面積が小さく、NSB rate に対して DCR が無視できない値となる。したがっ て、SST での SiPM の動作電圧の上限値は、DCR によって制限できる。一方で、SiPM を LST で運用する際の動 作電圧に上限値を設定できるパラメータは、現時点では深く議論されていない。そのため、本研究では測定しきれ なかった、超過電圧 6 V 以上での基礎特性や、超過電圧と消費電力の関係など、別の切り口をもって議論されるべ き課題であると推察する。

#### 7.2 電荷分解能

SiPM は、ガイガーモードで運用される APD セルを大量に並列することで構成される。そのため、PMT よりも 優れた電荷分解能を示すことは当然のことである。一方で、SiPM は OCT で光子数を誤計測する。したがって、本 研究で扱った電荷分解能の計算以外に、OCT 確率を用いた実行的な電荷分解能の計算も必要である。また、本研究 で扱った電荷分解能は 1 p.e. の電荷分布を見て決定したが、例えば 100 p.e. などの大量の光子数が到来する場合で の電荷分解能も推定すべきであると考えている。

### 7.3 信号合成回路

LST で SiPM を運用する際、カメラピクセルを 4 倍にすることで、カメラピクセルを高画素化する予定である。 したがって、4 ch 分の信号を合成することで、1 ch として運用する必要がある。そのため、4 ch の SiPM に同じ 電圧を印加でき、高速の信号を合成できる MEG II 実験の信号合成回路を参考にした。しかし、NSB 由来の電流に よって、信号合成回路の抵抗値で電圧降下が引き起こされることが予想された。そこで、本研究では信号合成回路 の抵抗値を下げることで、その影響を緩和することを目標に、信号合成回路の改良を図った。第 6.3.4 項で議論し たように、信号合成回路の抵抗値が 100 Ω の場合と 1 kΩ の場合の双方において、最大値から最小値までのゲイン の変動は、10-40°Cの範囲で約3%に抑えられている。

一方で、温度補償回路が理論通り動いていないことや、ゲイン測定の際の系統誤差の推定、NSB 由来の電流によ る電圧降下の測定がこれからの課題として挙げられると考える。本研究で開発した温度補償回路では、出力電圧の 推定値と実測値が一致していなかった。実測値を信じて温度補償実験を行い、ゲインのふらつきを約2% に抑える ことに成功したが、出力電圧の推定値と実測値が一致しない問題は追究されるべきである。また、ゲイン測定の系 統誤差の推定も必要である。ゲインの系統誤差を見積らなければ、ゲインのふらつきを真に約2% に抑えることが できたと結論づけることはできない。

信号合成回路の抵抗値を変えた理由は、NSB 由来の電流による電圧降下の影響を緩和することだった。そのた め、擬似的に NSB が到来するような実験系を設定し、抵抗値の変更によって電圧降下が緩和されることを確認す る必要がある。具体的には、光源を2つ用意し、1つ目は信号用にトリガーをかけた光源、2つ目は NSB 用にトリ ガーに関係ないタイミングで発光する光源を用意する。2つ目の光源の発光頻度や光量を調整して、標準的な NSB の何倍の頻度まで電圧降下を緩和できるのかを結論づける。また、NSB を低減するフィルタの開発も行われてお り、信号合成回路の抵抗値変更及びフィルタの採用によって、NSB の影響を低減できれば、SiPM によって月光下 観測を行える可能性が生まれると推察する。

#### 7.4 ダイナミックレンジの決定

信号合成回路で合成し、PZC 回路で短縮された SiPM の信号は、アンプを通して LST の現行の読み出し回路で ある Dragon に接続される。読み出したい光電子数のダイナミックレンジを定めなければ、最終的な 1 光電子信号 に期待する波高値を決定できない。本研究では、ダイナミックレンジを考慮せず、PZC 回路やアンプの回路開発を 行った。そのため、実際に Dragon と接続して信号を読み出す際は、アンプの増幅率の変更などを以てダイナミッ クレンジの調節を行う必要がある。

#### 7.5 温度補償回路

本研究では、温度補償部と定電圧加算部によって SiPM の超過電圧を一定に保つ温度補償回路を開発した。しか し、図 6.29 に示すように、シミュレーションから予測される温度係数と、実測された温度係数が大きくかけ離れ ている。推測値と実測値が一致していないものの、本研究で行った温度補償試験において、ゲインのふらつきは、 10-40 °C の範囲で約 2 % に抑えることに成功した。本研究で開発した温度補償回路が、将来的に SiPM のフロン トエンド回路として搭載される可能性を鑑みて、温度補償回路の動作確認とデバッグを行っていきたい。

### 第8章

# 結論

現在稼働中のガンマ線天文台 CTA 計画の LST 初号機では、1855 個の光電子増倍管 (PMT) で構成される焦点面 カメラにより、大気中で発生したチェレンコフ光を検出している。この PMT に代わる次世代検出器として半導体 光電子増倍素子 (SiPM) の採用が検討されている。SiPM は PMT と比較して検出効率 (PDE) が高く、SiPM の採 用によって、LST のガンマ線検出感度を向上させることが期待されている。本研究では、LST への SiPM カメラの 採用に向け、S13361-2196 の基礎特性評価及び SiPM フロントエンド回路の開発を行った。

浜松ホトニクス社製の SiPM S13361-2196 は、表面の保護レジンの影響で、保護レジンのない SiPM と比較して OCT 確率が高くなっていることが確認できた。DCR は 10-40 °C の範囲で、NSB rate に対して 1 桁から 2 桁ほど 低く、その影響は小さいことを確認した。S13361-2196 の降伏電圧は、25 °C で 51.7-52.0 V ほどであり、その温 度係数は 4ch 分を平均して約 55.73 mV/°C だった。

SiPM は PMT に比べて PDE が高く、LST のカメラとして採用した際にその感度を向上させるポテンシャルを持 つ。一方で、信号幅が長く、NSB による擬信号とチェレンコフ光による信号が重なり合うことや、その基礎特性に 温度依存性がある。そのため、SiPM を LST のカメラとして採用するには、長い信号幅の短縮と温度依存性の補償 を行う必要がある。また、LST に SiPM を採用する際、カメラピクセルの高画素化を行う予定である。カメラピク セルの高画素化によって、LST のガンマ線検出感度の向上や角度分解能の向上が期待されている。一方で、カメラ のピクセル数を増やすことは、読み出し回路数の増加によって、消費電力が増加するデメリットも存在する。LST の鏡の結像性能は、PMT のピクセルサイズの 1/4 ほどであり、それ以上にカメラピクセルを高画素化することは意 味をなさないという観点から、SiPM カメラ導入の際は、SiPM 4ch 分を 1 ch として運用すると決定した。以上 3 つの要求を満たすため、本研究では、4 ch 信号を合成する信号合成回路、信号幅を短縮する PZC 回路、温度依存性 を解消する温度補償回路を開発した。

信号合成回路の開発には、メインアイデアとして MEG II 実験で用いられている信号合成回路を参考にした。信 号成分にとっては直列接続に、直流成分にとっては並列接続にすることで、4 つのチャンネルに同じ電圧が印加さ れるようにデザインされている。また、信号合成回路のキャパシタと、キャパシタンスを持つ SiPM を直列接続し たことで、その信号幅が短縮されることをシミュレーションによって確認した。信号合成回路の各 SiPM には、抵 抗が直列接続されている。SiPM を LST のカメラ素子として採用した際、NSB が到来し、その頻度に依存した値 の電流が流れる。それゆえ、SiPM に直列接続された抵抗と、NSB 由来で流れる電流によって電圧降下が引き起こ される。SiPM の基礎特性は超過電圧依存性を持つため、NSB によって電圧降下が引き起こされれば、設定した動 作電圧での運用が困難になる。そのため、先行研究(橋山和明 2020)で用いられていた抵抗値 1 k× 2 Ω を、本研究 では 100 × 2 Ω に変更した。抵抗値によってもたらされる波形の変形効果を、シミュレーションと実験によって確 認し、その変形が軽微かつ電圧降下を 1 桁ほど緩和できる 100 × 2 Ω を抵抗値として採用した。超過電圧が 4 V の 場合を仮定すれば、標準的な NSB による電圧降下は約 1 % ほどに抑えられると試算している。

信号合成回路で合成された信号は、PZC 回路に接続される。LST のカメラ素子に必要とされる FWHM は 3 ns

以下である。そのため、信号合成回路から読み出された SiPM の信号を、PZC 回路によって FWHM < 3 ns まで 短縮するべく、LTSpice によるシミュレーションを用いて回路パラメータを決定した。PZC 回路の  $R_1$  は 5 kΩ、Cは 20 pF と決定し、シミュレーションと実測の波形が良い精度で一致することを確かめた。実際の信号の FWHM の最頻値は 2.6 ns ほどであった。

温度補償回路は、SiPM への印加電圧を温度によって変化させる回路である。本研究では、宇宙線研大岡氏考案の温度補償回路を用いて、S13361-2196 のゲインの温度補償を試みた。温度補償しない場合のゲインは、10 °C から 40 °C への温度変化で、約 60 % 減少する。信号合成回路の抵抗値が 100  $\Omega$  と 1 k $\Omega$  の場合で温度補償を行った際、10-40 °C の範囲では、ゲインの平均値に対する揺らぎは約 2 % に抑えることができた。温度補償した際のゲインの変動は、10 °C から 40 °C への温度変化で、約 3 % である。そのため、1 °C あたりのゲインの変動は約 0.1% まで制限できており、LST に搭載されている PMT のゲインの変動と同等まで補償できていると言える。

本研究では、主に信号合成回路、PZC 回路及び温度補償回路の開発を行った。以上を踏まえ、信号合成回路の抵 抗値を従来の抵抗値から 10 倍小さくすることは可能であり、NSB 由来の電圧降下を緩和できると推察している。 将来的に、許容できる NSB rate が推定できれば、月光下でのチェレンコフ光観測を可能にするカメラ素子となる 可能性があると思料する。

## 謝辞

本研究の推進にあたり、多くのご支援やご指導を賜りましたことを感謝申し上げます。窪秀利教授には、本研究 のトピックを与えていただき、CTA 計画をハードウェアの面から牽引すべく徹底的に基礎を教えていただきまし た。卒業研究が望遠鏡のデータ解析だった自分にとって、望遠鏡の最小の構成単位から開発を始めることは、より サイエンスへの造詣を深める契機となりました。また、研究指導だけでなく、技術補佐員として雇ってくださり、 ありがとうございました。研究活動に十分に時間を割けるようになったのは窪先生のおかげです。齋藤隆之准教授 には、普段の実験やその結果に対する考察、それだけでなく学振の申請書などにもアイデアをいただきました。私 1人の力では、実験系の再現や解析すらできなかったと思います。フィルタ回路すら知らなかった私が、1人で実験 できるまで成長できたのは、齋藤先生のおかげです。研究室の先輩である阿部正太郎さんには、普段のカジュアル なトークから、研究やキャリアの話まで幅広くお付き合いいただきました。これまでの人生で人に頼ることをして こなかった自分にとって、阿部さんからいただいたアドバイスは、私の人生観を大きく変える一言だったと思いま す。Joshua Baxter さんには、阿部さんと同様、日常会話から研究の話までお付き合いいただきました。私は活字が 苦手なので文学作品はいつになっても読めませんが、面白い哲学の本があればまたお勧めしてください。橋山和明 さんは、ICRR でお会いできる機会はあまりありませんでしたが、本研究の先駆けということで、解析手法等多く のことを参考にさせていただきました。ワークショップなどでも、会った時はいつもフランクに声をかけてくださ りありがとうございました。秘書の菅原みどりさん、高木明子さんには研究出張の手続きや技術職員としての手続 きなど様々な方面でご支援いただきました。幾度となく迷惑をおかけしたことこの場を借りて深くお詫び申し上げ ます。宇宙線研の同期とは、日々の研究の辛さを分かち合いました。研究室外では、広島大学の今澤遼さん、東海 大学の阿部和樹さんには特にお世話になりました。海外に行ったことのなかった私が、無事に MAGIC の観測シフ トに辿り着けたのは今澤さんのおかげです。

I would like to express my gratitude to the international researchers at ICRR. Dr. Marcel has always been kind and approachable, making him one of the easiest people to talk to despite my struggles with English. Dr. Ievgen Vovk asked questions at every weekly group meeting, and although I couldn't answer them all, I truly felt his genuine interest in my work. Next year, I will be able to respond to all of them. Dr. Julian Sitarek provided critical feedback on my experiments each time, which helped deepen my understanding of my own research. Without your support, I would not have been able to complete my master's thesis.

最後に、私の学究の道を支え続けてくださった両親へ。6年間に渡る学費の捻出という深い献身に、心からの感 謝を捧げます。この想いを胸に刻み、ここに結びの言葉とさせていただきます。

# 引用文献

- Clark, G. W., Garmire, G. P., and Kraushaar, W. L. (1968) "Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays," *The Astrophysical Journal* **153**, L203.
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., and Olson, R. A. (1973a) "Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin," *The Astrophysical Journal* 182, L85.
- Meegan, C. A., Fishman, G. J., Wilson, R. B., Paciesas, W. S., Pendleton, G. N., Horack, J. M., Brock, M. N., and Kouveliotou, C. (1992a) "Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE," *Nature* 355, 143–145.
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Dingus, B. L. et al. (1995) "The Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources," *The Astrophysical Journal Supplement Series* **101**, 259.
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J. et al. (1989) "Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique," *The Astrophysical Journal* **342**, 379–395.
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M. et al. (2009) "The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission," *The Astrophysical Journal* **697**, 1071–1102.
- MAGIC Collaboration (2019) "Teraelectronvolt emission from the  $\gamma$ -ray burst GRB 190114C," *Nature* 575, 455–458.
- NASA (2023), URL: https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/observations/types/allsky/.
- (2019) Science with the Cherenkov Telescope Array: WORLD SCIENTIFIC, DOI: 10.1142/10986.
- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. (1979) Radiative processes in astrophysics: John Wiley & Sons.
- Alexander, E. L. URL: https://emmaalexander.github.io/resources.html.
- Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. (1969) Astrophysical applications of the theory of synchrotron radiation: Gordon and Breach.
- Blumenthal, G. R. and Gould, R. J. (1970) "Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases," *Reviews of Modern Physics* **42**, No. 2, 237.
- Bennun, A. (2020) "High Energy Dimensioning the Quantum Space-Time of the Electron."
- Stecker, F. W. (1971) "Cosmic gamma rays," NASA Special Publication 249.
- Belyaev, A. and Ross, D. (2021) *Electromagnetic InteractionsElectromagnetic interactions*, 297–307, Cham: Springer International Publishing, DOI: 10.1007/978-3-030-80116-8\_19.
- Heitler, W. (1954) The quantum theory of radiation: Clarendon Press.
- Tekin, H. O., Manici, T., Altunsoy Guclu, E., Yılancıoğlu, K., and Yilmaz, B. (2017) "An Artificial Neural Network-Based Estimation of Bremsstarahlung Photon Flux Calculated by MCNPX," *Acta Physica Polonica A* 132, 967–969, DOI: 10.12693/APhysPolA.132.967.
- Vink, J. (2012) "Supernova remnants: the X-ray perspective," *The Astronomy and Astrophysics Review* **20**, 49. Slane, P. (2017) "Pulsar Wind Nebulae," *Handbook of Supernovae*, 2159–2179.
- Aharonian, F. et al. (2007) "Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type supernova remnant RX

J1713.7-3946," Astronomy & Astrophysics 464, 235–243.

ISAS (2010), URL: https://www.isas.jaxa.jp/j/forefront/2007/uchiyama/index.shtml.

- Gabici, S. and Aharonian, F. A. (2016) "Hadronic gamma-rays from RX J1713.7-3946?" Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 455, L70–L73.
- H.E.S.S. Collaboration (2018) "A very-high-energy component deep in the  $\gamma$ -ray burst afterglow," *Nature* **575**, 464–467.
- Fukui, Y. et al. (2012) "A Detailed Study of the Molecular and Atomic Gas toward the  $\gamma$ -ray Supernova Remnant RX J1713.7-3946: Spatial TeV  $\gamma$ -ray and Interstellar Medium Gas Correspondence," *The Astrophysical Journal* **746**, 82.
- 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," *Physical Review Letters* **126**, 141101.
- Xin, Y., Zeng, H., Liu, S., Fan, Y., and Wei, D. (2019) "A New Model for the Extended TeV Emission in the Galactic Center," *The Astrophysical Journal* **885**, 162.
- Ackermann, M. et al. (2013) "Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants," *Science* **339**, 807–811.
- Yoshiike, S. et al. (2013) "ALMA Observations of the Molecular Complex in the Supernova Remnant IC 443," *The Astrophysical Journal* **768**, 179.
- Blasi, P. (2013) "The origin of galactic cosmic rays," The Astronomy and Astrophysics Review 21, 70.
- Kaspi, V. M. and Kramer, M. (2016) "Radio Pulsars: The Neutron Star Population & Fundamental Physics," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **54**, 717–764.
- Lorimer, D. R. and Kramer, M. (2004) Handbook of Pulsar Astronomy: Cambridge University Press.
- Harding, A. K. (2013) "The neutron star zoo," Frontiers of Physics 8, 679–692.
- Cerutti, B. and Beloborodov, A. M. (2017) "Electrodynamics of Pulsar Magnetospheres," *Space Science Reviews* **207**, 111–136.
- Romani, R. W. (1996) "Gamma-Ray Pulsars: Radiation Processes in the Outer Magnetosphere," *The Astrophysical Journal* 470, 469.
- Muslimov, A. G. and Harding, A. K. (2003) "Extended Acceleration in Slot Gaps and Pulsar High-Energy Emission," *The Astrophysical Journal* **588**, 430–440.
- Herzog, I. (2022) "A Combined Spectral and Energy Morphology Analysis of Gamma Ray Source HAWC J2031+415 in the Cygnus Constellation."
- Ansoldi, S. et al. (2016) "TeV gamma-ray observation of the Crab pulsar with MAGIC," *Astronomy & Astrophysics* **585**, A133.
- Lyutikov, M., Otte, N., and McCann, A. (2012) "The Very High Energy Emission from Pulsars: A Case for Inverse Compton Scattering," *The Astrophysical Journal* 754, 33.
- Bignami, G. F. and Caraveo, P. A. (1996) "Geminga: Its Phenomenology, Its Fraternity, and Its Physics," Annual Review of Astronomy and Astrophysics 34, 331–381.
- Caraveo, P. A., Bignami, G. F., De Luca, A., Mereghetti, S., Pellizzoni, A., Mignani, R., Tur, A., and Becker, W. (2003) "Geminga's Tails: A Pulsar Bow Shock Probing the Interstellar Medium," *Science* **301**, 1345–1348.
- Abeysekara, A. U. et al. (2017) "Extended gamma-ray sources around pulsars constrain the origin of the positron flux at Earth," *Science* **358**, 911–914.
- Smith, D. A., Abdollahi, S., Ajello, M. et al. (2023) "The Third Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars," *The Astrophysical Journal* **958**, No. 2, 191, DOI: 10.3847/1538-4357/acee67.

Aharonian, F. et al. (2012) "High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant," *Nature* **432**, 75–77.

Beckmann, V. and Shrader, C. (2012) "Active Galactic Nuclei."

- Padovani, P., Alexander, D. M., Assef, R. J. et al. (2017) "Active galactic nuclei: what's in a name?" *The Astronomy and Astrophysics Review* **25**, 2.
- Urry, C. M. and Padovani, P. (1995) "Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei," *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107, 803.
- NASA (2016), URL: https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/agn/.
- Böttcher, M., Reimer, A., Sweeney, K., and Prakash, A. (2013) "Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-Detected Blazars," *The Astrophysical Journal* 768, 54.
- Madejski, G. M. and Sikora, M. (2016) "Gamma-Ray Observations of Active Galactic Nuclei," Annual Review of Astronomy and Astrophysics 54, 725–760.
- Punch, M. et al. (1992) "Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421," Nature 358, 477-478.
- Abdo, A. A. et al. (2011) "Gamma-ray Flares from Mrk 421 in 2009 and 2010," *The Astrophysical Journal* **736**, 131.
- Baloković, M. et al. (2016) "Multiwavelength Study of Quiescent States of Mrk 421 with Unprecedented Hard X-Ray Coverage Provided by NuSTAR in 2013," *The Astrophysical Journal* 819, 156.
- Hartman, R. C. et al. (1992) "Detection of high-energy gamma radiation from quasar 3C 279 by the EGRET telescope on the Compton Gamma Ray Observatory," *The Astrophysical Journal Letters* **385**, L1–L4.
- Hayashida, M. et al. (2015) "Rapid Variability of Blazar 3C 279 during Flaring States in 2013-2014 with Joint Fermi-LAT, NuSTAR, Swift, and Ground-Based Multi-wavelength Observations," *The Astrophysical Journal* 807, 79.
- Ackermann, M. et al. (2016) "Minute-timescale >100 MeV  $\gamma$ -ray Variability during the Giant Outburst of Quasar 3C 279 Observed by Fermi-LAT in 2015 June," *The Astrophysical Journal Letters* **824**, L20.
- Aharonian, F. et al. (2003) "Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter?" *Astronomy & Astrophysics* **403**, L1–L5.
- Albert, J. et al. (2008) "Very High Energy Gamma-Ray Observations of Strong Flaring Activity in M87 in 2008 February," *The Astrophysical Journal Letters* **685**, L23.
- Aharonian, F. et al. (2009) "Discovery of Very High Energy  $\gamma$ -Ray Emission from Centaurus A with H.E.S.S.," *The Astrophysical Journal Letters* **695**, L40–L44.
- Abdo, A. A. et al. (2010) "Fermi Large Area Telescope Observations of Centaurus A," *The Astrophysical Journal* **719**, 1433–1444.
- Yang, R., Sahakyan, N., de Ona Wilhelmi, E., Aharonian, F., and Rieger, F. (2012) "Deep observation of the giant radio lobes of Centaurus A with the Fermi Large Area Telescope," *Astronomy & Astrophysics* **542**, A19.
- Rieger, F. M., Bosch-Ramon, V., and Duffy, P. (2007) "Relativistic jets in active galactic nuclei and microquasars," *Astrophysics and Space Science* **309**, 119–125.
- De Angelis, A., Mansutti, O., and Persic, M. (2008) "Very-high energy gamma astrophysics," *La Rivista del Nuovo Cimento* **31**, 187–246.
- Mészáros, P. (2006) "Gamma-ray bursts," Reports on Progress in Physics 69, No. 8, 2259.
- Kumar, P. and Zhang, B. (2015) "The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets," *Physics Reports* **561**, 1–109.
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., and Olson, R. A. (1973b) "Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin,"

The Astrophysical Journal Letters 182, L85.

- Meegan, C. A., Fishman, G. J., Wilson, R. B., Horack, J. M., Brock, M. N., Paciesas, W. S., Pendleton, G. N., and Kouveliotou, C. (1992b) "Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE," *Nature* 355, 143–145.
- Costa, E. et al. (1997) "Discovery of an X-ray afterglow associated with the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997," *Nature* **387**, 783–785.
- Mészáros, P. (2001) "Gamma-Ray Bursts: Accumulating Afterglow Implications, Progenitor Clues, and Prospects," *Science* 291, No. 5501, 79–84, DOI: 10.1126/science.291.5501.79.
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., and Pendleton, G. N. (1993) "Identification of two classes of gamma-ray bursts," *The Astrophysical Journal Letters* 413, L101–L104.
- Woosley, S. E. and Bloom, J. S. (2006) "The Supernova Gamma-Ray Burst Connection," Annual Review of Astronomy and Astrophysics 44, 507–556.
- Berger, E. (2014) "Short-Duration Gamma-Ray Bursts," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **52**, 43–105.
- Abbott, B. P. et al. (2017) "Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A," *The Astrophysical Journal Letters* 848, No. 2, L13.
- Rees, M. J. and Mészáros, P. (1994) "Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts," *The Astrophysical Journal Letters* **430**, L93–L96.
- Zhang, B. and Mészáros, P. (2004) "Gamma-Ray Bursts: Progress, Problems & Prospects," International Journal of Modern Physics A 19, 2385–2472.
- Pe'er, A. (2015) "Physics of Gamma-Ray Bursts Prompt Emission," Advances in Astronomy 2015, 907321.
- Kulkarni, S. R. et al. (1999) "Discovery of a Radio Flare from GRB 990123," *The Astrophysical Journal Letters* 522, L97–L100.
- Akerlof, C. et al. (1999) "Observation of contemporaneous optical radiation from a  $\gamma$ -ray burst," *Nature* **398**, 400–402.
- Kawai, N. et al. (2006) "An optical spectrum of the afterglow of a  $\gamma$ -ray burst at a redshift of z = 6.295," *Nature* **440**, 184–186.
- Derishev, E. and Piran, T. (2019) "The Physical Conditions of the Afterglow Implied by MAGIC's Sub-TeV Observations of GRB 190114C," *The Astrophysical Journal Letters* **880**, L27.
- Mirabel, I. F. and Rodriguez, L. F. (1999) "Sources of Relativistic Jets in the Galaxy," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **37**, 409–443.
- Fender, R. P., Belloni, T. M., and Gallo, E. (2004) "Towards a unified model for black hole X-ray binary jets," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 355, 1105–1118.
- Costa, E., Bellazzini, R., Tagliaferri, G. et al. (2011) "POLARIX: a pathfinder mission of X-ray polarimetry," *Experimental Astronomy* **28**, 137, DOI: 10.1007/s10686-010-9194-1.
- Margon, B. (1984) "Observations of SS 433," Annual Review of Astronomy and Astrophysics 22, 507–536.
- Fabrika, S. (2004) "SS433: The microquasar," Astrophysics and Space Physics Reviews 12, 1–152.
- Abeysekara, A. U. et al. (2018) "Very high energy particle acceleration powered by the jets of the microquasar SS 433," *Nature* **562**, 82–85.
- Mirabel, I. F. and Rodriguez, L. F. (1994) "A superluminal source in the Galaxy," Nature 371, 46-48.
- Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., Muxlow, T. W. B., Pooley, G. G., Spencer, R. E., Stirling, A. M., and Waltman, E. B. (1999) "MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105," *Monthly Notices*

of the Royal Astronomical Society 304, 865–876.

- Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C. et al. (2008) "First simultaneous multi-wavelength observations of the black hole candidate XTE J1550-564," *The Astrophysical Journal* **675**, 1436–1448.
- Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Paciesas, W. S., and Wen, L. (2002) "Understanding the Long-Term Spectral Variability of Cygnus X-1 with Burst and Transient Source Experiment and All-Sky Monitor Observations," *The Astrophysical Journal* 578, 357–373.
- Albert, J. et al. (2007) "Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1," *The Astrophysical Journal Letters* 665, L51–L54.
- Zanin, R. et al. (2016) "Gamma rays detected from Cygnus X-1 with likely jet origin," *Astronomy & Astrophysics* **596**, A55.
- Rodriguez, J. et al. (2015) "Spectral State Dependence of the 0.4-2 MeV Polarized Emission in Cygnus X-1 Seen with INTEGRAL/IBIS, and Links with the AMI Radio Data," *The Astrophysical Journal* **807**, 17.
- Loh, A. et al. (2016) "High-energy gamma-ray observations of the accreting black hole V404 Cygni during its 2015 June outburst," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **462**, L111–L115.
- Levinson, A. and Blandford, R. (1996) "On the Jets Associated with Galactic Superluminal Sources," *The Astrophysical Journal Letters* **456**, L29.
- Romero, G. E., Torres, D. F., Kaufman Bernadó, M. M., and Mirabel, I. F. (2003) "Hadronic gamma-ray emission from windy microquasars," *Astronomy & Astrophysics* **410**, L1–L4.
- Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., and Paredes, J. M. (2006) "A broadband leptonic model for gamma-ray emitting microquasars," Astronomy & Astrophysics 447, 263–276.
- LHAASO Collaboration (2024) "Ultrahigh-Energy Gamma-ray Emission Associated with Black Hole-Jet Systems," URL: https://arxiv.org/abs/2410.08988.
- Spurio, M. (2014) *Particles and Astrophysics: A Multi-Messenger Approach*, Astronomy and Astrophysics Library: Springer International Publishing, URL: https://books.google.co.jp/books?id=4P67BAAAQBAJ.
- Letessier-Selvon, A. and Stanev, T. (2011) "Ultrahigh energy cosmic rays," *Reviews of Modern Physics* **83**, No. 3, 907–942, DOI: 10.1103/revmodphys.83.907.
- Bernlöhr, K. (2008) "Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim\_telarray," *Astroparticle Physics* **30**, No. 3, 149–158, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.07.009.
- Cherenkov, P. A. (1934) "Visible emission of clean liquids by action of  $\gamma$  radiation," *Doklady Akademii Nauk* SSSR **2**, 451.
- Nobel Foundation (1958) "The Nobel Prize in Physics 1958," Nobel Foundation.
- 小田稔(1972)『宇宙線(改訂版)』,裳華房.
- Völk, H. J. and Bernlöhr, K. (2009) "Imaging very high energy gamma-ray telescopes," *Experimental Astronomy* 25, No. 1, 173–191, DOI: 10.1007/s10686-009-9151-z.
- Holder, J. (2015) "Atmospheric Cherenkov Gamma-ray Telescopes," URL: https://arxiv.org/abs/1510. 05675.
- Satalecka, K. (2010) "Multimessenger studies of point-sources using the IceCube neutrino telescope and the MAGIC gamma-ray telescope," Ph.D. dissertation.
- Bose, D., Chitnis, V. R., Majumdar, P., and Acharya, B. S. (2021) "Ground-based gamma-ray astronomy: history and development of techniques," *The European Physical Journal Special Topics* 231, No. 1, 3–26, DOI: 10.1140/epjs/s11734-021-00396-3.
- 奥村曉「A spec table of CTA telescopes」, URL:https://www.isee.nagoya-u.ac.jp/~okumura/cta.html.

- CTA-Japan Consortium (2014)「Cherenkov Telescope Array 計画書」, design report, Institute for Cosmic Ray Research.
- Barr, L. (2003) "Telescopes, Optical," in Meyers, R. A. ed. *Encyclopedia of Physical Science and Technology* (*Third Edition*), third edition edition, 545–563, New York: Academic Press, DOI: https://doi.org/10.1016/ B0-12-227410-5/00534-2.
- Hayashida, M., Noda, K., Teshima, M. et al. (2015) "The Optical System for the Large Size Telescope of the Cherenkov Telescope Array," URL: https://arxiv.org/abs/1508.07626.
- Okumura, A. (2012) "Optimization of the collection efficiency of a hexagonal light collector using quadratic and cubic Bézier curves," *Astroparticle Physics* **38**, 18–24, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.08.008.
- Okumura, A., Ono, S., Tanaka, S., Hayashidad, M., Katagiri, H., and Yoshida, T. (2015) "Prototyping of Hexagonal Light Concentrators for the Large-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array," URL: https://arxiv.org/abs/1508.07776.
- 野崎誠也(2018)「次世代ガンマ線天文台大口径望遠鏡用 GHz 波形サンプリング回路の性能評価」, 修士論文, 京都大学.
- Preuss, S., Hermann, G., Hofmann, W., and Kohnle, A. (2002) "Study of the photon flux from the night sky at La Palma and Namibia, in the wavelength region relevant for imaging atmospheric Cherenkov telescopes," *Nucl. Instrum. Meth. A* 481, 229–240, DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01264-5.
- Nozaki, S. (2016) "Very-high-energy gamma-ray observations of blazars with the MAGIC telescopes and performance study of the next-generation atmospheric Cherenkov telescope CTA-LST," Doctoral Thesis, Kyoto University.
- 浜松ホトニクス(2017)『光電子増倍管-その基礎と応用-』,浜松ホトニクス株式会社,第第4版版.
- Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F. et al. (2011) "Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy," *Experimental Astronomy* 32, No. 3, 193–316, DOI: 10.1007/s10686-011-9247-0.
- 浜 松 ホ ト ニ ク ス(2021)「 技 術 資 料/Si APD」, URL:www.hamamatsu.com/content/dam/ hamamatsu-photonics/sites/documents/99\_SALES\_LIBRARY/ssd/si-apd\_kapd9007j.pdf.
- 浜松ホトニクス(2023)「技術資料/MPPC」, URL:https://www.hamamatsu.com/content/dam/ hamamatsu-photonics/sites/documents/99\_SALES\_LIBRARY/ssd/mppc\_kapd9008j.pd.
- Arcaro, C., Doro, M., Sitarek, J., and Baack, D. (2024) "A study on performance boost of a 17 m class Cherenkov telescope with a SiPM-based camera," *Astroparticle Physics* 155, 102902, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2023. 102902.
- Ahnen, M., Ansoldi, S., Antonelli, L. et al. (2017) "Performance of the MAGIC telescopes under moonlight," *Astroparticle Physics* **94**, 29–41, DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.08.001.
- Alispach, C., Borkowski, J., Cadoux, F. et al. (2020) "Large scale characterization and calibration strategy of a SiPM-based camera for gamma-ray astronomy," *Journal of Instrumentation* **15**, No. 11, P11010, DOI: 10.1088/1748-0221/15/11/P11010.
- Ardavan Ghassemi, H. P. K., Hamamatsu Corporation Kota Kobayashi & Kenichi Sato (2018) "A technical guide to silicon photomultipliers (MPPC)," URL: https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/ mppc-sipms/a-technical-guide-to-silicon-photomutlipliers-MPPC-overview.html.
- Nakamura, Y., Okumura, A., Tajima, H., Yamane, N., and Zenin, A. (2019) "Characterization of SiPM Optical Crosstalk and Its Dependence on the Protection-Window Thickness," in *Proceedings of the 5th International Workshop on New Photon-Detectors (PD18)*: Journal of the Physical Society of Japan, DOI: 10.7566/jpscp.27.

011003.

- Piatek, S. (2016) "What is an SiPM and how does it work?," URL: https://hub.hamamatsu.com/us/en/ technical-notes/mppc-sipms/what-is-an-SiPM-and-how-does-it-work.html.
- Inome, Y., Sunada, Y., Choushi, Y. et al. (2019) "A 100-ps Pulse Laser as a Calibration Source," *IEEE Transactions on Nuclear Science* 66, No. 8, 1993–1997, DOI: 10.1109/TNS.2019.2928800.
- 橋山和明(2020)「CTA 大口径望遠鏡のための SiPM モジュールの開発」, 修士論文, 東京大学.
- 岩崎啓(2022)「大気チェレンコフ望遠鏡の性能向上に向けた半導体光検出器 SiPM カメラの開発」, 修士論文, 京都大学.
- Baldini, A. M., Baracchini, E., Bemporad, C. et al. (2018) "The design of the MEG II experiment," *The European Physical Journal C* 78, No. 5, 380, DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5845-6.
- Wood, M., Jogler, T., Dumm, J., and Funk, S. (2016) "Monte Carlo studies of medium-size telescope designs for the Cherenkov Telescope Array," *Astroparticle Physics* 72, 11–31, DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys. 2015.04.008.