シミュレーションによる次世代ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡のハードウェア仕様の検証

増田 周

2015年1月28日

概要

Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画は次世代超高エネルギーガンマ線天文台を建設す る国際共同計画である。南北サイトの半径数 km 範囲内に大・中・小三種類の口径の望遠鏡を 計約 100 台建設する。CTA では相対論的エネルギーにまで加速された荷電粒子からの非熱的 な GeV - TeV ガンマ線放射を観測し、宇宙線加速現場の同定や暗黒物質対消滅ガンマ線の探 索を行う。ガンマ線が地球大気に入射すると電磁カスケードシャワーを形成しチェレンコフ光 が放射される。この光を地上の望遠鏡で集光しシャワーイメージを撮ることによりガンマ線の エネルギー、到来方向を再構成する。CTA ではその巨大な有効面積により現行の観測装置に 比べ 10 倍の感度、3 倍の角度分解能向上、さらに 20 GeV - 100 TeV 以上の広い観測エネル ギー帯域を達成し、約 1000 個の超高エネルギーガンマ線源の検出が期待される。

口径 23 m の大口径望遠鏡 (LST) では 20 GeV という低エネルギー閾値の達成を目指す。 問題となるのが星の光等の夜光バックグラウンド (NSB) である。LST の焦点面カメラには光 検出器として 1855 本/LST の光電子増倍管 (PMT) が用いられるが、各ピクセル当たり NSB 光子が約 200 MHz という高レートで検出される。エネルギー閾値を下げるためには NSB に よる偶発的なトリガーイベントを抑える必要がある。

本研究では PMT 信号パルス幅、アフターパルス (AP: PMT 内での電子と分子の衝突によ り起こるイオンフィードバックによって生じる擬似パルス)発生確率といった望遠鏡ハード ウェア仕様に応じたトリガー条件の最適化と、ガンマ線トリガーレートの評価、及び性能評価 のための望遠鏡シミュレーションを行った。トリガー閾値は NSB のトリガーレートと宇宙線 シャワーによるトリガーレートから決まるので、今回の検証では NSB による影響の評価に重 点を置いている。検証の結果、パルス幅の大小が NSB によるトリガーレートを決めているこ とがわかった。結果としてエネルギー閾値 25 GeV 以下を達成するためには、クリッピングレ ベル (各ピクセル信号波高値の切り取り閾値)を8光電子より高くし、パルス幅を3 ns 以下、 AP 確率が 0.02 % 以下 (>4光電子) である必要があることがわかった。

さらに得られたトリガー閾値に基づき大口径望遠鏡4台での感度を計算した。この際 シャワーのパラメータを確認し、パラメータ毎のハドロン分別能力の強さを見た。低エネル ギーではシャワー最大発達点高度が最も強いハドロン弁別能力を示すことがわかった。点 源に対する微分感度は約25 GeV で8.3×10⁻¹¹ erg cm⁻² s⁻¹、約100 GeV で1.9×10⁻¹² erg cm⁻² s⁻¹、約1 TeV で2.5×10⁻¹³ erg cm⁻² s⁻¹を達成することがわかった。また暗黒 物質対消滅からのラインガンマ線探索のシミュレーションを行った。LST では現行の観測機 器よりも反応断面積 $\sigma_{\gamma\gamma}v$ に対する制限を1 桁程度強く課すことができることがわかった。

目次

概要

第1章	超高エネルギーガンマ線宇宙物理学	1
1.1	宇宙線	2
1.2	ガンマ線放射機構	4
1.3	VHE ガンマ線源と VHE ガンマ線による基礎物理の探求	6
第2章	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	13
2.1	空気シャワーとチェレンコフ放射	13
2.2	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	16
第3章	Cherenkov Telescope Array 計画	22
3.1	CTA 計画概要	22
3.2	大口径望遠鏡 (LST)	26
第4章	大口径望遠鏡性能評価シミュレーション	31
4.1	シミュレーションの手法	31
4.2	トリガー方式	35
4.3	検証を行ったハードウェアパラメータ................................	37
4.4	NSB	40
4.5	宇宙線によるトリガーレート	45
4.6	エネルギー閾値の評価	48
第5章	望遠鏡感度と観測シミュレーション	57
5.1	空気シャワーイメージの解析手法	57
5.2	微分感度の計算....................................	62
5.3	暗黒物質間接探索シミュレーション	69
第6章	まとめ	73
付録 A	LST 初号機搭載用読み出し回路基板開発	75

i

THING

参考文献

78

第1章

超高エネルギーガンマ線宇宙物理学

宇宙で起こる様々な高エネルギー現象の探求において、ガンマ線観測は非常に良いプローブとなる。それは陽子や電子のような宇宙線と違いガンマ線は電荷を持たないため、星間磁場によって軌道が曲げられ ず到来方向の情報を残して到来するためである。ガンマ線を観測しその放射機構を理解することで、放射 源で起こる物理現象のメカニズムを解き明かすことが出来る。

高エネルギーガンマ線宇宙物理学と呼ばれる分野はここ数年の間に飛躍的に進歩している。特に 2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星に搭載された Large Area Telescope (LAT) 検出器による成果は印象的 で、4 年間で 100 MeV – 300 GeV のエネルギーのガンマ線を放射する天体を約 3000 個発見している。 また、さらに高い数十 GeV – 数百 TeV のエネルギーのガンマ線を観測する超高エネルギー (Very High Energy, VHE) ガンマ線宇宙物理学も日に日に進歩している。1989 年に Whipple 望遠鏡によりかに星 雲からの VHE ガンマ線が初めて検出されて以来現在までに 150 個程度の VHE ガンマ線源が知られて いる。現在、大規模チェレンコフ望遠鏡群 Cherenkov Telescope Array (CTA) の建設が進行しており、 CTA によりおよそ 1000 個の VHE ガンマ線天体の検出が期待されている。



図 1.1 Fermi 衛星により 4 年間で検出された 3033 の 100 MeV – 300 GeV ガンマ線源。Third Fermi-LAT catalog (3FGL)[1]



図 1.2 現在までに検出された 155 の TeV ガンマ線源のマップ [2]

この章では超高エネルギーガンマ線宇宙物理学を概観する。まず宇宙で起こる強い粒子加速の存在を人類が最初に認識したと言われる宇宙線の発見とその性質について述べる。次に、そういった高エネルギー 粒子からのガンマ線放射機構について解説し、最後に VHE 放射源と VHE ガンマ線を用いた基礎物理の 探求について記す。

1.1 宇宙線

1912年にオーストリアの物理学者 Victor Hess は気球実験により高度の上昇と共に大気の電離度が上 がっていくことを突き止めた。これは宇宙から放射線が降り注いでいる証拠で、宇宙線の発見である。し かし発見から 100年以上経つ現在も未だその加速機構、加速源は判明していない。以下では現在分かって いる宇宙線の特徴と、考えられている加速原理について説明する。

1.1.1 宇宙線のスペクトルと組成

図 1.3 に様々な衛星や地上実験によって測定された宇宙線のエネルギールペクトルを示す。10⁸ eV から 10²⁰ eV まで、そのエネルギー範囲は 12 桁にわたっている。人間が加速器を用いて生み出せるエネルギーは 10¹³ eV 程度であり、それよりもはるかに高いエネルギーの粒子が観測されていることがわかる。スペクトルはいくつかの折れ曲がりのある単純なべき関数で示される。3×10¹⁵ eV にあるスペクトルの折れ曲がりは "knee" と呼ばれ、ベきが -2.7 から -3 へと勾配が急になる。宇宙線の銀河からの漏れ出し、または銀河宇宙線の加速限界を示すと考えられる。また 4×10¹⁸ eV にも "ankle" と呼ばれる折れ曲がりが有る。ここでは勾配が緩やかになり、ベきが -2.5 に変わる。しかしスペクトルは無限にずっと続いているわけではなく、地球に到達できる限界のエネルギーがあると言われている。エネルギーが 6×10¹⁹ eV を超えるような宇宙線陽子は 2.7 K 宇宙背景放射との反応断面積が大きくなり (~5×10⁻²⁴ m⁻²)、数回の相互作用で大半のエネルギーを損失し、30 – 100 Mpc より長い距離は飛来できない。この効果は GZK(K. Greisen, G. Zatsepin, A. Kuzmin) 効果と呼ばれ、GZK カットオフに達する宇宙線

は最高エネルギー宇宙線となる。AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) 実験はこの閾値を超える 10^{20} eV のエネルギーを観測したと主張し、HiRes(High Resolution Fly's Eye) 実験はカットオフが見ら れたと主張した。このエネルギー領域の詳細な宇宙線測定を目指して Pierre Auger 実験の展開が始まり、これまでにスペクトルは 6×10^{19} eV 以降折れ曲がるものの、指数関数的なカットオフはしないことが分 かっている。

また宇宙線の組成は、80 % が陽子であり、15 % 程度が He 等の軽い原子核、残りの数 % は重い原子 核、及び電子等のレプトンである。



図 1.3 $10^8 - 10^{21}$ eV の宇宙線スペクトル。http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html より。

1.1.2 粒子加速過程

先述したように、宇宙線のエネルギースペクトルは 10¹⁵ eV まで $E^{-2.7}$ のべき関数で良く近似できる。 エネルギーの高い粒子ほど伝搬の過程で銀河系外に逃げ出す効果として $E^{-0.7}$ 程度の因子が考えられる。 残りの $E^{-2.0}$ の因子を最も自然に説明する加速過程として考えられているのは衝撃波統計加速である (こ の理論を提唱した Enrico Fermi の名を冠してフェルミ加速とも呼ばれる)。これについて以下で説明す る [3]。図 1.4 のように衝撃波面の静止系において、左から速度 V_{p1} で超音速流が流れ込み、衝撃波面で 減速・圧縮を受け速度 V_{p2} の右へ亜音速流となって流れ出していくことを考える。上流と下流の密度比 は速度比の逆数 V_{p1}/V_{p2} に等しく、理想気体の場合マッハ数 M が大きい極限で $r = V_{p1}/V_{p2}$ は4 に漸 近する。衝撃波周りのプラズマは電磁流体乱流を伴い、その中を運動する宇宙線粒子は電磁流体波 (アル ヴェーン波) との衝突を繰り返す。宇宙線粒子は上流と下流を往復しエネルギーの増加と減少を繰り返す が、正味として正のエネルギーを得る。宇宙線が衝撃波面前後の往復から抜け出す確率を考えると、宇宙 線のスペクトルの式は

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\frac{r+2}{r-1}} \approx E^{-2} \tag{1.1}$$

となる。



図 1.4 衝撃波加速の概念図。超音速 V_{p1} のプラズマが亜音速 V_{p2} の障害物に衝突し衝撃波面が形成 される。その上流を下流を粒子が衝突を繰り返して行き来しエネルギーを獲得していく。

1.2 ガンマ線放射機構

前節で述べたように、宇宙線は非熱的な加速を受ける。この際、電子成分は他の荷電粒子との相互作用 により制動放射、磁場との相互作用によりシンクロトロン放射を行う。周囲に低エネルギー光子場がある 場合逆コンプトン散乱によりエネルギーを光子に移す。一方、宇宙線陽子からは原子核との強い相互作用 により生成した π^0 中間子の崩壊によりガンマ線を放射する。以下で主要な放射過程をまとめる [3][4]。

1.2.1 制動放射

宇宙線電子が星間ガス中等の原子核に近づくとクーロン場による加速を受け電磁波を放出する。この放射を制動放射 (Bremsstrahlung Radiation) と呼ぶ。周りの物質が完全電離状態である場合、原子核の荷電数を Z、数密度を $N[m^{-3}]$ として、相対論的な電子 (ローレンツ因子 $\gamma = E/m_ec^2 \gg 1$) のエネルギー変化率は、

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm Brems} = \frac{3}{2\pi}\sigma_{\rm T}c\alpha Z(Z+1)N(\ln\gamma + 0.36)E\tag{1.2}$$

と表される。ここで $\sigma_{\rm T}$ は Thomson 散乱断面積、 α は微細構造定数である。

式 (1.2) の右辺は電子による電磁波の放射率とも解釈でき、その放射率は物質密度 N に比例する。物 質密度が高い銀河中心領域には数十 MeV から数 GeV の拡がったガンマ線源が観測されている。低エネ ルギー側は宇宙線電子の星間物質との相互作用による制動放射、高エネルギー側は宇宙線陽子と物質との 相互作用による π⁰ 中間子崩壊からの放射が起源だと考えられている。

1.2.2 シンクロトロン放射

磁場中の相対論的電子が磁力線の周りを螺旋運動することによって起こる放射をシンクロトロン放射という。相対論的な効果により、螺旋運動の回転周波数 $\omega_B = eB/\gamma m_e$ に対しておよそ γ^3 倍の周波数

$$\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^3 \omega_B = \frac{3}{2}\gamma^2 \frac{eB}{m_e} \tag{1.3}$$

のパルス波を放射する。放射スペクトルのピークは 0.29 ω_c にある。シンクロトロン放射に伴う電子のエ ネルギー変化率は $\beta = v_e/c$ とすると

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm sync} = \frac{2}{3\mu_0} \sigma_{\rm T} c \beta^2 \gamma^2 B^2 \tag{1.4}$$

と表される。

1.2.3 逆コンプトン散乱

エネルギー hν が十分低い光子がローレンツ因子 γ の電子に叩き上げられると、平均的に

$$h\nu' = \frac{4}{3}\gamma^2 h\nu \tag{1.5}$$

までエネルギーが増加する。ただし、 $\gamma h \nu \ll m_e c^2$ の Thomson 領域のエネルギーを仮定している。この 過程は高エネルギー光子が静止した電子にエネルギーを与えて低いエネルギーの光子に変わる散乱過程で あるコンプトン散乱の逆過程とみなされ、逆コンプトン散乱と呼ばれる。背景光子場のエネルギー密度を $U_{\rm photon}$ とすると、逆コンプトン散乱過程における電子のエネルギー変化率は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm IC} = \frac{4}{3}\sigma_{\rm T}c\beta^2\gamma^2 U_{\rm photon} \tag{1.6}$$

と表される。ここでシンクロトロン放射過程におけるエネルギー変化率の式 (1.4) は、磁場のエネルギー 密度を U_B とすると、

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm sync} = \frac{4}{3}\sigma_{\rm T}c\beta^2\gamma^2 U_B \tag{1.7}$$

のようになり、式 (1.6) と対比させた形で書き直すことができる。また Klein–Nishina 領域となる $\gamma h \nu \gg m_e c^2$ の場合、量子電磁力学的な効果が現れ、散乱断面積は Thomson 散乱断面積 σ_T から

$$\sigma_{\text{K-N}} \simeq \frac{3}{8} \sigma_{\text{T}} \kappa_0^{-1} \ln(4\kappa_0), \quad \kappa_0 = \frac{\gamma h\nu}{m_e c^2}$$
(1.8)

に置き換わる [5]。

1.2.4 π^0 中間子崩壊による放射

宇宙線陽子が星間物質と衝突すると

$$p+p \rightarrow \pi^0, \pi^+, \pi^- + X$$

のように π 中間子を作り、そのうち中性 π 中間子は 8.4 × 10⁻¹⁷ s で崩壊し

$$\pi^0 \to \gamma \gamma$$

のように 2 つの光子を生成する。 π^0 中間子の静止エネルギーは $m_{\pi^0}c^2 = 135$ MeV であるから、生成さ れた光子は π^0 中間子の静止系で 67.5 MeV のエネルギーを持ち、互いに反対方向の運動量を持つ。実際 は π^0 は生成時に宇宙線陽子が元々持っていたエネルギーを獲得するので、その分だけガンマ線光子のエ ネルギーは増す。

1.3 VHE ガンマ線源と VHE ガンマ線による基礎物理の探求

前節で見たように、高エネルギーの宇宙線粒子は周囲の物質等と相互作用してガンマ線を放射する。こ ういった高エネルギーなガンマ線を観測することで、宇宙線加速現場の同定や、放射源で起こる非熱的な 現象の解明が可能になる。以下では VHE ガンマ線を放射する天体とその物理について解説する。

1.3.1 超新星残骸

超新星残骸 (Supernova Remnant、SNR) は超新星爆発後に残ったガスの残骸である。爆発後に高エネ ルギーかつ高い密度で放出されたプラズマは周りの星間ガスに衝突し、衝撃波面を形成していると考えら れている。そこでは X 線やガンマ線の非熱的放射が観測されており、"knee"エネルギー以下の宇宙線加 速起源の最有力候補に位置づけられている。例えばあすか衛星による超新星残骸 SN1006 の観測で非熱的 な X 線放射が発見されており、電子起源のシンクロトロン放射だと解釈されている。

ー方陽子起源の放射は、高エネルギーの陽子が分子雲等にぶつかることで π^0 を生成して、その崩壊で TeV ガンマ線を作る。図 1.5 は星形成領域、超新星残骸の複合天体である W51 の MAGIC 望遠鏡による 観測結果である。分子雲の W51B と超新星残骸の W51C が衝突して衝撃波面を形成している領域に制限 をつけている。また図 1.6 は W51 の電波から TeV ガンマ線までの多波長スペクトルである。W51C の スペクトルをレプトン起源のモデルでは説明できず、逆に π^0 崩壊によるガンマ線が優勢なモデルが最も 良く解釈できる。



図 1.5 MAGIC 観測による W51 の VHE ガンマ線スカイマップ [6]。上側が 300 GeV – 1000 GeV、下が > 1000 GeV。そして左が ¹³CO の強度マップ、右側が 21 cm 電波強度マップ (どちらも緑の等 高線) を重ね描きしている。



図 1.6 W51 のハドロン起源の放射モデルを仮定した場合の多波長スペクトル。右側は Fermi と MAGIC のデータをプロットしている。

1.3.2 パルサー星雲・パルサー

パルサーは強い磁場を持ち高速で回転する中性子星である。電波からガンマ線まで広い波長域で周期的 なパルスを放射する。磁場の高速回転によって強い誘導起電力が発生し、磁場に沿って電子・陽電子プラ ズマが光速近くまで加速される。こういった強い磁場のもとでは、荷電粒子は磁力線に沿って運動し曲率 放射としてガンマ線を放射する。また外側のガスにパルサーからのプラズマ流、いわゆるパルサー風が 衝突し衝撃波が形成され、シンクロトロン放射で光るパルサー風星雲が存在する。パルサーからのガン マ線放射は電波の1個/phaseのパルスに比べ複雑なピーク構造を持つ。さらに、一般的に電波とガンマ 線ではそれらのパルスの位相はずれている。これらのことから、高エネルギー放射は電波とは異なる領 域で起こっていると考えられている。パルサーの磁気圏には放射領域と考えられる領域がいくつかある。 "polar cap"と呼ばれる領域は中性子星極冠付近で、電波の放射領域と考えられている。しかし、そこか らの放射はビームのような狭いサイズであり、ガンマ線の広がったライトカーブを再現できない。一方、 light cylinder 付近での開いた磁力線に沿った"outer gap"領域や、極冠からあるカットオフ半径まで最 外閉磁力線に沿って伸びる"slot gap"領域からの放射は、複数のピークを持つ広がったガンマ線ライト カーブを再現できると言われている。





図 1.7 パルサーの周囲の加速領域の概念図 [7]

かにパルサーは初めて TeV ガンマ線のパルスが検出されたパルサーである。MAGIC によって 135 時間のかにパルサー観測が行われた [8]。図 1.8 左のライトカーブから、これまで明らかになっていた 2 個/phase のパルス P₁、P₂ に加え、その 2 個のパルスの間にブリッジ上の放射が検出された。このブリッジ構造は、先に述べたような現在考えられているどのモデルでも説明が出来ないことがわかっている。



図 1.8 MAGIC の観測によるかにパルサーの TeV ガンマ線ライトカーブとエネルギースペクトル [8]。

1.3.3 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) とは $10^{6-9}M_{\odot}$ の大質量を持つブラックホールに周辺から ガスが降着し、宇宙論的な距離にありながら $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ にまで達する莫大なエネルギーを解放すること で電波からガンマ線で明るく輝く天体である。AGN にはセイファート銀河、クェーサー、電波銀河、ブ レーザー等、そのスペクトルの形によって様々な種類に分類される。しかし、これら違うタイプに思える AGN も実際はどれも同じ構造の天体で、観測する向き等によってそのスペクトルが変わるというモデル によって統一的に解釈できると考えられている。ブレーザーは AGN から放出される相対論的ジェットを 真正面から観測した天体だと考えられ、激しく時間変動する。特にブレーザーの一種である BL Lac 天体 はチェレンコフ望遠鏡によって盛んに観測が行われている。図 1.9 に Mrk421 の多波長スペクトルを示 す。このスペクトルはレプトン起源のモデル (一領域シンクロトロン自己コンプトン) とハドロン起源の モデル (シンクロトロン–陽子 ブレーザーモデル) の 2 つでモデリングされ、どちらのモデルもよく説明 できることがわかった。



図 1.9 Mrk421 の多波長スペクトル [9]。ガンマ線領域のプロットは *Fermi* と MAGIC のデータ点。 図は変動の時間スケール $t_{var} = 1 \text{ day}(\pi)$ の場合と $t_{var} = 1 \text{ hr}(禄)$ の場合の一領域シンクロトロン自 己コンプトンモデルで fitting したもの。

1.3.4 ガンマ線バーストとローレンツ不変性の検証

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst, GRB) はわずか数十秒の間に 10⁵² erg ものエネルギーを放出 する宇宙最大の爆発現象である。GRB は 1970 年代始めに、ガンマ線探査機ではなく核実験探知衛星の "VELA"によって初めて観測された。当時宇宙からこれほど多量のガンマ線が飛来することなど誰も予 想していなかった。現在では GRB は Ic 型超新星爆発と関連があることが確実視されている。GRB は高 エネルギー突発現象の一つであるが、その継続時間は 10 ms 程度の短いバーストから 1000 s を超えるも のまである。またバーストに付随して数日間可視から X 線で輝く残光と呼ばれる現象も GRB の特徴の 一つである。

GRB は宇宙論的な距離の非常に遠方で起こる突発現象であることが分かっている。このことを利用し て量子重力理論の検証が試みられている。ある量子重力理論ではローレンツ不変性が破れ、光子の伝搬速 度がエネルギーに依存するものがある。GRB から瞬間的に放射された高エネルギーの光子が長距離を飛 来する間に生じたエネルギー毎の到来時間差を測定することで検証することが出来る。Fermi 衛星 LAT 検出器は 2009 年 5 月に GRB の観測に成功し、最高 31 GeV の光子を検出した。この観測では低エネル ギー光子と高エネルギー光子の到来時間差は有意なものではなく、理論に対して厳しい制限が付けられ た。チェレンコフ望遠鏡による GRB の観測が叶えば、その圧倒的光子統計数により、エネルギー毎の到 来時間差を見ることで強い制限が付けられると期待されている。



図 1.10 Fermi-LAT による GRB090510 のエネルギー毎のライトカーブ [10]。

1.3.5 暗黒物質対消滅からの放射

現代物理学における最重要課題の一つとして暗黒物質の探索がある。現在の宇宙論の標準模型である ACDM(A-Cold Dark Matter) モデルでは、*Planck* 衛星の観測結果から宇宙の組成の約27% は暗黒物 質で占められていることが知られている。しかし実体は未だ謎であり、その探索実験が盛んに行われてい る。最も有力な暗黒物質の候補として WIMP(Weakly Interactive Massive Particle) が挙げられている が、予想される質量範囲は典型的には数+ GeV から数 TeV と広い。そのため WIMP の探索には加速器 実験や直接探査実験等、様々な手法が取られてきた。その中で有効な観測手段の一つとして考えられてい るのが、暗黒物質対消滅ガンマ線間接探索実験である [11]。多くのモデルによると、WIMP が対消滅す ると、標準理論における $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 等の粒子に崩壊し、追随してガンマ線が放射されるので、このガンマ線を検出する。暗黒物質からのガンマ線放射は密度の 2 乗に比例する。我々の銀河系は大量の暗 黒物質によって球状に覆われており (ハロー構造)、中でも銀河中心は暗黒物質の密度が高い。そのため対 消滅による強いガンマ線放射が期待でき、間接探索において重要なターゲットになる。銀河中心に加え、 矮小楕円銀河や銀河団も暗黒物質の密度が高いとされ、観測対象となる。また暗黒物質を初期宇宙の熱的 残存粒子だと仮定すると、典型的にその対消滅断面積 σv は $\sigma v = 3 \times 10^{-26}$ cm³ s⁻¹ 程度だと考えられ ており、間接探索実験においてはこの断面積に制限を課せられるかが一つの重要な指標となっている。

これまで Fermi-LAT や現行のチェレンコフ望遠鏡により暗黒物質の間接探索が行われてきた。しかし 図 1.11 からわかるように、Fermi-LAT では対消滅断面積 $\sigma v = 3 \times 10^{-26}$ cm³ s⁻¹ 以下の制限は数+ GeV 以下の領域に留まっている。H.E.S.S. 等現行のチェレンコフ望遠鏡に至っては、どの観測データも この断面積の値に達するような制限を与えておらず、最も強い制限を与えている H.E.S.S. の銀河中心の 観測結果でさえ一桁以上及ばないのが現状である。この現状に対し、現在計画が進められている次世代ガ ンマ線天文台 CTA では、現行の観測機器に比べ一桁高い感度と 20 GeV – 100 TeV の広いエネルギーレ ンジが達成されるので、暗黒物質対消滅からのガンマ線信号に対して高い検出確率が期待されている。



図 1.11 現行の実験が与えた WIMP 対消滅断面積に対する制限 [12]。グレーの破線が $\sigma v = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ を表す。また赤と青のプロットはそれぞれ非熱的、熱的な現象論的 MSSM の 暗黒物質モデルを表す。

第2章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡

前章で述べたように、VHE ガンマ線放射の観測は宇宙の多様な高エネルギー現象の解明に大きな役割 を果たす。数百 GeV を超えるエネルギーの VHE ガンマ線を衛星を使って直接検出しようとすると有効 面積が小さいため良い感度を得るのは困難である。一方 10 GeV を超えるエネルギーのガンマ線は、い わば地球大気を検出器として検出することが出来る。つまり高エネルギーのガンマ線が大気に入射する と空気シャワー (2.1.1 節) が形成され、そこから発生したチェレンコフ放射 (2.1.2 節) を地上の望遠鏡 で検出するのである。この望遠鏡は解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACT) と呼ばれる (2.2 節)。この章では IACT を用いた VHE ガンマ線の観測手法とその現 状について解説する。

2.1 空気シャワーとチェレンコフ放射

2.1.1 空気シャワー (Extensive Air Shower)

数十 GeV を超える高エネルギーのガンマ線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用し、電子 陽電子対生成を起こす。これら生成された電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。さらに ここで放射されたガンマ線は再び電子陽電子対生成を起こす。この一連の電磁カスケード過程が、電子、 陽電子のエネルギーが電離損失によって次の制動放射を引き起こせない臨界エネルギ – *E*_C = 84 MeV に 達するまで繰り返される (図 2.1 左)。このように超高エネルギーの入射ガンマ線は多数のより低いエネル ギーの電子、陽電子に変換され、空気シャワーを形成する。図 2.2 に電磁シャワー中における電子数の縦 方向の発達の様子を示す。入射エネルギーが高いほど大気の深くまでシャワーが発達していることがわ かる。

ー方宇宙線ハドロンも空気シャワーを形成する。図 2.1 右にシャワー発達の様子を示す。宇宙線ハドロンは大気中の原子核と強い相互作用をし、 π 中間子や K中間子、陽子、中性子等様々なハドロンが生成される。こうした二次粒子の 9 割は π 中間子で、 π^0 、 π^\pm の 3 種がほぼ同数生成される。高エネルギーの荷電 π 中間子は大気の原子核とさらに相互作用し新たにハドロンを生成する。これをハドロニックカスケードと呼ぶ。エネルギーが低くなると荷電 π 中間子は原子核と相互作用せずミューオンとニュートリノに崩壊する。一方、ハドロニックカスケードで作られた π^0 はすぐに (8.4 × 10⁻¹⁷ s) 2 γ に崩壊し電磁

カスケードを引き起こす。一次ガンマ線による電磁カスケードシャワーとハドロンによるシャワーの違い がいくつかある。一つ目が、一次ガンマ線の場合全エネルギーを電磁カスケードに転換するのに対し、宇 宙線ハドロンの場合大半のエネルギーをミューオンやニュートリノといった電磁カスケードに寄与しない 粒子が持ち去ってしまう。二つ目が、ハドロンシャワーは別々の π^0 から作られた電磁カスケードの集ま りなので、ガンマ線シャワーと違い、シャワー軸に対し大きく非対称であったりサブコアが作られたりす る。三つ目は、個々の π^0 は生成時に横方向の運動量を持つため、ハドロンシャワーはガンマ線シャワー に比べ横方向に拡がったシャワーを形成する。このような特徴を利用してハドロンイベントをガンマ線イ ベントから分別する。



図 2.1 一次粒子の大気入射後の反応、発展の様子 [13]。左が一次ガンマ線による電磁カスケードシャ ワー、右が宇宙線ハドロンによるハドロニックシャワーの発展を描いている。



図 2.2 入射エネルギー毎の電磁シャワーの縦方向の発展 [13]。縦軸がシャワー中の電子数 N_e 、横軸 が放射長 t (Slant depth: 空気中で $t \approx 37 \text{ gm}^{-2}$) とそれに対応する標高 (図上側) を表している。緑 の線はシャワー年齢 s を表し、s = 1 のとき $t = \ln(E_0/E_C)$ で N_e が最大となる。ここで E_0 は入射 エネルギー、 E_C は制動放射の臨界エネルギーである。

2.1.2 大気チェレンコフ放射

荷電粒子が媒質中を通過するとき図 2.3 のように分極を引き起こし、それらが元に戻る際に双極子放射 を起こす。荷電粒子が媒質中の光速よりも速く運動すると、図 2.4 のように粒子が通過した各点からの双 極子放射の位相が揃い衝撃波面を形成し、指向性を持った放射になる。これがチェレンコフ放射である。 電荷の速度の方向に対して放射される角度は図 2.4 から

$$\cos\theta = \frac{(c/n)\Delta t}{c\beta\Delta t} = \frac{1}{\beta n}$$
(2.1)

となる。ここで n は大気の屈折率である。



図 2.3 荷電粒子が通過することによる媒質の分極の様子 [14]。左が媒質中の光速よりも遅い、右が速 い粒子の運動を表す。



図 2.4 チェレンコフ放射 [14]。 $c_n = \beta/n$ は媒質中の光速

前節で説明したように高エネルギーの一次ガンマ線によって電子、陽電子の電磁カスケードシャワーが 形成される。これらの高エネルギーの荷電粒子は媒質中の光速よりも速い速度で運動してチェレンコフ 光を放射する。図 2.5 にガンマ線シャワーからのチェレンコフ光の密度分布を示す。分布の 100 m 付近 にカットオフが有り、シャワーコアを中心に円盤状の光子分布が形成されている。この円盤状の領域は light pool と呼ばれている。シャワーからの光子はこの light pool 内に集中する。



図 2.5 シャワーコアからの距離に対する地上でのチェレンコフ光子数密度 [15]。左が 10 GeV、右が 100 GeV のガンマ線シャワーによるもの。また左右の図の 3 曲線はシャワーを観測する標高毎の違い を表し、1 は 3.5 km、2 は 2.2 km、3 は 0 km の場合を表す。

2.2 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

2.2.1 チェレンコフ望遠鏡の原理

チェレンコフ望遠鏡は反射鏡と光検出器で構成される。空気シャワーから放射されたチェレンコフ光を 鏡で集光し、焦点面の光検出器で電荷に変換して検出する。図 2.6 に IACT による空気シャワーからの チェレンコフ光観測のイメージを示す。図のように撮像したシャワーはカメラ面上で楕円形の像として撮 像される。この楕円イメージをパラメータ化し、シャワーの再構成やバックグラウンドの除去を行う。詳 しいシャワーイメージの解析法については後の第5章で述べる。



図 2.6 IACT の原理 [14]

2.2.2 バックグラウンド

IACT での観測においてバックグラウンドは主として二つある。一つは宇宙線によるシャワーである。 IACT での観測において宇宙線のフラックスはガンマ線信号のフラックスの 100 倍以上であることがほ とんどである。後に述べるように記録したシャワーイメージの解析から、バックグラウンドのハドロンイ ベントを除外することが出来る。図 2.7 にいくつかのイベントのイメージを示す。一番右のミューオンイ ベントは低高度でチェレンコフ光を放射するためリング上のイメージが撮れる。

二つ目は、各カメラピクセルにランダムに混入する星の光等の夜光 (Night Sky Background, NSB) 光 子である。例えば CTA 大口径望遠鏡の場合、NSB 光子は1 ピクセル当たり 200 MHz を超える高いレー トで混入することが予想される。このバックグラウンドは特にシャワーからの到来光子数の少ない低エネ ルギーイベントの観測で問題になる。トリガー閾値を下げる必要がある低エネルギーイベント観測では、 NSB によるランダムコインシデンストリガーレートが増加する。これについて詳しくは第4章で論じる。



図 2.7 MAGIC の実データのシャワーイメージ [13]。左からハドロン、ガンマ線と思われるイベント、ミューオンイベントである。

2.2.3 ステレオ観測

図 2.5 で見たように、シャワーからのチェレンコフ光はコアから 100 m の範囲内でほぼ一様に分布す る。複数台の望遠鏡をこの領域に収まるように配置し、別々の角度からシャワーを撮像することによっ て、シャワーの再構成の精度が増し、より良い角度分解能、エネルギー分解能、バックグラウンド除去率 が得られる。現在の主要な IACT では 2-5 台の望遠鏡でステレオ観測するのがスタンダードになってい る。図 2.8 に、ステレオ観測によるシャワー再構成の概略図を示す。ステレオ再構成法の詳細は第5章で 述べる。



図 2.8 4 台の望遠鏡によるシャワーパラメータの再構成の図 [15]

2.2.4 世界のチェレンコフ望遠鏡

1989 年、かに星雲の観測によって初めて VHE ガンマ線源の検出に成功したのが Whipple 望遠鏡である (図 2.9)。またその後カナリア諸島 La Palma 島に建設された HEGRA 望遠鏡が初めてステレオ観測 を試みた実験であった (図 2.10)。1992 年からはオーストラリアの砂漠地帯で CANGAROO 望遠鏡によ る南天観測が行われた (図 2.11)。



図 2.9 Whipple 望遠鏡 [18]



図 2.10 HEGRA 望遠鏡 [17]



図 2.11 CANGAROO-III 望遠鏡 http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/

現行の IACT で主要なものは以下の 3 つがある (図 2.12)。H.E.S.S. は Namibia に位置し、4 台の 12 m 望遠鏡と 2012 年に建設された世界最大の 28 m 望遠鏡の計 5 台で南天を観測する。MAGIC は HEGRA と同じくカナリア諸島 La Palma 島に位置し、2009 年から 17 m 望遠鏡 2 台のステレオで北天 の観測をしている。VERITAS は Arizona に位置し、12 m 望遠鏡 4 台で北天を観測する。これら現世代 の IACT の活躍により現在までに 100 を超える VHE ガンマ線源を発見している。



図 2.12 現行の IACT。上から H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS[16][17][18]

第3章

Cherenkov Telescope Array 計画

H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS、これら現行の IACT によって確立された VHE ガンマ線観測技術を さらに発展、大規模化させる計画が Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画である。CTA では北半球、 南半球の各サイトに大・中・小の異なる口径の望遠鏡を多数並べ、その圧倒的な有効面積により現行の IACT に比べ 10 倍の感度、3 倍の角度分解能、さらに 4 桁に及ぶ広いエネルギーレンジを目指す。



図 3.1 CTA 完成イメージ。 http://www.cta-observatory.jp/

3.1 CTA 計画概要

3.1.1 CTA が狙うサイエンス

CTA が掲げるサイエンスターゲットは、大きく分けて以下の3つのテーマが挙げられる。

- 1. 宇宙線の起源と宇宙空間におけるその役割の理解
- 2. ブラックホール周辺での粒子加速の性質と多様性の理解
- 3. 標準模型を超えた究極の物理の探求

1. は銀河系内、系外の加速起源候補天体の観測によって行われる。2. は AGN の観測に関連する。3. は 1.3.4 節で述べたローレンツ不変性の検証や、1.3.5 節で取り上げた暗黒物質探索のような基礎物理の検証 がそれに当たる。以下に示す性能から、CTA によってこれらのサイエンスについて重要な進展があることが期待される。

3.1.2 目標性能·仕様

感度: 10 倍向上

CTA は現行の IACT よりも全てのエネルギー領域で約 10 倍優れた感度を目指す。特に 300 GeV – 3 TeV では 50 時間の観測により 1 mCrab $(10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ の感度を達成する。図 3.2 に CTA の目 標感度を示す。



図 3.2 CTA の目標感度曲線。左が他の観測実験と比較した積分感度 [19]、右が CTA 大・中・小口 径望遠鏡 (それぞれ LST、MST、SST と表記) とそれらのを合計したアレイ全体の微分感度 [20]。

エネルギーレンジ: 20 GeV - 100 TeV

CTA では大・中・小3 種類の口径の望遠鏡を中央から順に建設することで、20 GeV – 100 TeV のお よそ4桁にわたる幅広いエネルギーレンジで VHE ガンマ線の観測を目指す。Fermi 衛星のデータと合わ せることで、近傍の明るいガンマ線天体に関しては6桁を超えるガンマ線エネルギースペクトルをシーム レスに得ることができる。

全天観測

CTA では北半球と南半球とに2つのステーションを建設し全天を観測する。銀河面を広く観測できる 南半球サイトでは広いエネルギーレンジをカバーする必要があり、大・中・小3種類の口径の望遠鏡から 構成される。銀河面の観測が限られる北半球サイトでは低エネルギー (20 GeV – 10 TeV) に重きが置か れ、大・中2種類口径の望遠で構成される。

角度分解能: 3倍向上

現在の観測装置では、角度分解能は6分角程度であり、他の波長の観測機器と比べその分解能は劣る。 しかし CTA では多くの望遠鏡により一つのガンマ線シャワーを観測することが可能となり、より高い分 解能 (1 – 2分角)を達成することができる。

時間分解能: 10 秒スケール

いくつかの AGN では 2-3 分スケールの激しい時間変動が観測されている。CTA では広大な有効面積 による高感度化で、速い時間変動のフレアに対して数十秒の時間変動まで捉えられる。フレアやジェット を 10 光秒のスケールまで迫れるだけでなく、1.3.4 節で述べたような GRB を用いたローレンツ不変性の 検証が可能となる。

3.1.3 望遠鏡デザイン・配置・サイト

CTA は大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST)、中口径望遠鏡 (Middle-Sized Telescope, MST)、 小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope, SST) の3種類の望遠鏡群から成る。口径はそれぞれ23m、12m、4.3mである。ガンマ線シャワーからのチェレンコフ光子数はガンマ線のエネルギーにおおよそ比例する。そうすると検出器の1ピクセル当たりの信号強度をIとし、鏡の面積をSとすると、おおよそ $I \propto ES$ になる。したがって集光する鏡の大きさは観測対象とするエネルギーによって使い分ければよく、低エネルギーを観測する場合大面積が必要であり、逆に高エネルギーのガンマ線測定には小面積の鏡で十分である。一方、ガンマ線のエネルギーが高くなるにつれ、その到来頻度はべき関数で急速に減少する。以上のことから、低エネルギーガンマ線観測には少数の大面積望遠鏡を用い、高エネルギーガンマ線測定には小型の望遠鏡で広い敷地をカバーするという方式が、広いエネルギーバンドに対応する上で最も経済的である。

光学系のデザインとしては、これまでに IACT で用いられてきた、放物面鏡と Davies-Cotton 光学 系がある。Davies-Cotton 光学系ではイメージの時間的同時性を犠牲にする一方、広い視野で一様なイ メージを得ることができる。100 GeV – 10 TeV の領域をカバーする口径 12 m の MST(図 3.3) では この Davies-Cotton 光学系を採用し FOV (Field Of View、視野) が 8° となっている。また最近では Dual-Mirror の Schwarzschild-Couder 光学系というものが提案されている。従来の Davies-Cotton 光学 系を基本にした設計では、たとえ望遠鏡口径を小さくしてもカメラには一定の画素数が必要となるため、 装置全体の費用を下げるのが困難であった。そこで、副鏡を採用することで焦点面上での画像を縮小し、 多チャンネルの光検出器を活用してカメラの費用をさらに低減できるようになった。この光学系では非 球面鏡が必要であるため、それに付随する費用や精度の高い光学素子のアラインメント、およびその制 御の困難が懸念されるが、小口径ではその要求が緩和される。そのため、1 TeV – 100 TeV の領域をカ バーする 4 m 口径の SST に向いた技術と考えられている。図 3.4 に日本、 イギリス、フランス、オラン ダ、アメリカ合衆国、オーストラリアが国際共同開発している Dual-Mirror の光学系を採用した SST の Gamma-ray Compact Telescope (GCT) の全体図を示す。



図 3.3 DESY によって設計された MST [19]。口径 12 m、FOV= 8°



図 3.4 GCT の 4 m 口径望遠鏡の全体図 (左)と主鏡の支持構造 (右)[19]。口径 4 m、FOV= 9°

各望遠鏡の配置については、Monte Carlo シミュレーションによっていくつかの望遠鏡アレイ配置の パターンが検討されている。それら配置パターンによって高エネルギー側の感度や、角度分解能が変化 する。図 3.5 に候補アレイの一部を示す。またそれに関連して、南北サイトの望遠鏡の建設予定台数を表 3.1 に示す。



図 3.5 CTA の望遠鏡アレイの配置候補 [20]。円の大きさは各望遠鏡の口径のサイズを表す。

サイト	LST	MST	SCT	SST	計
南半球	4	25	36	70	135
北半球	4	15			19

表 3.1 各口径の望遠鏡毎の南北サイトでの建設予定台数。SCT は Schwarzschild-Couder 光学系を 採用した MST を表す。

そして、CTA 建設サイトの選定も行われている。CTA は、全天を観測するため北半球、南半球二つの ステーションからなる。CTA には 20 GeV – 100 TeV ガンマ線測定に最適な 1000 m – 3000 m の高度 で、しかもフラットな1 km²(北)、10 km²(南) エリアが必要である。さらに空気が乾燥し、夜間の晴天 率が 60 – 80 % と高く、かつ人口光が夜光に比べ十分に低い必要がある。また、風速も重要な要素で、例 えば風速 20 m/s 以上では、観測、データの質に影響を与え始めるので、その頻度は十分低い必要がある。 現在、図 3.6 に挙げるようなサイトが候補地に挙がっており、調査、交渉が進んでいる。



図 3.6 南北の CTA サイト候補地 [19]

3.2 大口径望遠鏡 (LST)

CTA 大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope, LST) は 20 GeV から 1 TeV の低エネルギー領域をカ バーする。鏡の総面積は、十分なチェレンコフ光量を得るために、400 m² 以上が必要である。それぞれ の光学エレメントに、高反射率、高集光効率、高光検出効率が要求される。また場所、観測条件に依存 するが、入射口径 50 mm のライトガイドを取り付けた光電子増倍管の場合、NSB 光子のレートは 300 MHz 程度になる。この NSB の影響を最小化するために、超高速のエレクトロニクスによりチェレンコ フ光イメージの積分時間を最小化する。また、集光された光の同時性を保証するために、鏡面全体として は放物面鏡の構造をとる。

大口径望遠鏡では、GRB 等種々の突発現象を捉えるために、高速回転により瞬時にソースを視野内 に捕らえることが要求される。マックスプランク物理学研究所のグループが、MAGIC 望遠鏡の経験か ら、23 m口径の大口径望遠鏡の詳細デザインをおこなった。カメラサポート構造 (アーチ部分)、ミラー 支持構造はカーボ ンファイバーのスペースフレームを多用し、軽量でかつ剛性を高めるデザインである。 GRB の follow up 観測を可能にするため、総重量は 100 トンとし、20 秒で 180° 回転が可能となるデザ インである。

CTA 計画は世界約 30 カ国が参加する国際実験である。この中で、日本グループは主としてこの LST のミラー、カメラ等のハードウェアの開発に大きく貢献している。

3.2.1 構造

23 m LST は、基本的に 17 m 口径の MAGIC 望遠鏡を大型化したものであり、そのベーシックな構造・概念は同一である。しかし、より高いコスト性能比、遠隔操作における信頼性を得るため数々の改良がなされている。LST は Alt-Azimuth 望遠鏡構造のモデルを採用しており、主に望遠鏡下部構造、ドライブ、光学マウントシステムの三つの構造体からなっている。特徴として、軽量構造、高い強度、シンプルな構造であることが挙げられる。GRB の follow up 観測において、衛星からの GRB アラートの情報を得てから 20 秒で天球上のいかなる場所であってもポインティングできる性能を持たせる必要がある。軽量化を行うために、光学マウントシステム (ミラー支持構造、カメラ支持構造)の主な部分には、カーボンファイバー強化チューブを採用している。この新素材の採用により、望遠鏡全体重量を 100 トンと軽量化している。より信頼性の要求される望遠鏡下部構造、光学マウントシステムで応力の強くかかる一部は、スチールチューブにより構成されている。当然のことながら、異なる素材による温度依存性は設計に考慮されている。



図 3.7 LST 構造 [19]

3.2.2 ミラー

LST の 23 m 口径の主鏡は、辺と辺の長さが 1.51 m を持つ六角形の分割鏡で構成され、LST 一台に 200 枚設置される。中心部はカメラの影になるため除かれるが、そこには望遠鏡の向き較正のための星追 尾用の望遠鏡やカメラ較正のためのレーザーボックス等の設置場所として活用される。カメラ本体やカ

メラの支持構造が作る影も考慮した後の鏡の有効面積は、約 370 m² になる。必要とされるセグメント鏡 は、その大きさと精度だけでなく望遠鏡構造への荷重を考え軽量であること、また長期間の運転を考え反 射膜の劣化を最小化する必要がある。特に、最終的には LST 8 台にて 1600 枚もの分割鏡が必要となり、 安価に効率的に製造しなければならない。そこで、分割鏡の作成方法は「Cold Slump 技術」を採用した。 この方法は、イタリアの INAF (Istituto Nazionale di AstroFisica) グループが、MAGIC 望遠鏡用の鏡 を 100 枚以上作った実績のある方式である。LST には、日本の三光精衡所がこの Cold Slump 法によっ て製造する分割鏡が採用される。アルミハニカムをガラスシートで挟んだサンドイッチ構造であり、一枚 約 47 kg に抑えられている。また、反射膜は、Cr+Al+SiO₂+HfO₂+SiO₂ の 5 層の薄膜がスパッタリン グによって生成される。この反射膜は三光精衡所が導入した直径 2.8 m、長さ 9 m の真空チェンバーを用 いて作成され、その膜の厚さを最適化することで、地表でチェレンコフ光子が一番多く存在する 300 nm 台の UV 帯域にて 90 % 以上の反射率を実現している。また、CTA 内の他のグループが製造した鏡は全 てが蒸着膜を採用しているが、スパッタリングによる 5 層コーティングの耐候性は、蒸着膜と比べて優れ ていることも示されている。



図 3.8 三光精衡において Cold Slump 技術によって製作された LST 用の対辺 1.51m の分割鏡 [19]

3.2.3 焦点面光検出器

反射鏡によって集光されたチェレンコフ光のイメージは、望遠鏡焦点面に搭載された高性能光検出器 から構成されるカメラにより撮像される。LST の焦点面カメラは光検出器として光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube, PMT)を採用している。使用される PMT の総数は1 台あたり 1855 本で、8 台の LST で約 1.5 万本になる。この PMT として浜松ホトニクス社と共同開発された 1.5 インチ径 PMT が用いら れ、すでに初号機用の生産が完了している。光検出効率を上げるため光電面にスーパーバイアルカリを採 用している。さらに光電面を球形ですりガラス状にしている。これにより光電面に当たった光が散乱され、もう一度光電面に当たる確率が増える。この効果により量子効率が数 % 上昇することが確認されている。波長 400 nm の光に対する量子効率は平均で 41 % になり、海抜 2 km でのガンマ線シャワーからのチェレン コフ光に対する量子効率は 30 % である。もう一つ重要なパラメータとしてアフターパルスがある (詳細は 4.3.2 節参照)。信号 1 光電子に対し 4 光電子以上の大きさのアフターパルスの発生確率が0.02 % 以下であることが要求されている。この PMT では製造時に管内の不純物を取り除くことによりアフターパルス発生確率を0.004 % 以下にしている。



図 3.9 CTA 用に開発された浜松ホトニクス社製 PMT [19]。Cockcroft-Walton 型高圧回路と前置 増幅回路が取り付けられている。ガンマ線観測用に最適化され、紫外線に対する量子効率が高い。

PMT の前面には六角形の開口径を持つライトガイドを取り付ける (図 3.10)。これは検出器間に不可避 に存在するデッドスペースを埋め、焦点面に落ちたチェレンコフ光子を検出器に集める役割を果たす。ガ イドの形状は Winston cone と呼ばれる形をしている。これによりある角度より大きな入射角の光の収集 効率を0% にできる。



図 3.10 ライトガイドが取り付けられた PMT [19]

3.2.4 エレクトロニクス (PMT 信号波形読み出し回路)

我々の研究グループではLST の焦点面カメラに搭載する、PMT 信号波形読み出し回路基板を開発してきた。読み出し回路に対する要求は以下のようなものがある。

望遠鏡が空気シャワーを捉えた際に、PMT から出力される信号の幅は短くて数 ns であるため、高速 の読み出しエレクトロニクスが必要となる。空気シャワーを再構成するためには、PMT からの電荷量が 必要であるが、数百 MHz でランダムに発生する NSB を効果的に除去するためには、固定の時間幅で積 分した電荷量のみの測定では不十分であり、数 GHz で高速にサンプリングした波形をそのまま記録する システムが必要とされる。この波形情報を読み出すにはトリガーが必要であり、生成にかかる時間は一つ の望遠鏡内で 0.1 – 数 µs であるが、その後に望遠鏡アレイ間のトリガーを合せるために、長距離間で 10 µs 程度必要となり、その間波形情報を保持できなければならない。さらに、LST では一光電子から数千 光電子までの広い入力ダイナミックレンジを持つ回路が要求される。

以上の要求仕様に対して、我々は以下のようにして要求を満たす読み出し回路を開発することに成功した。まず高速波形サンプリングはスイス PSI 研究所で開発されたアナログメモリ ASIC の"DRS4"を用いることで達成する。1024 cell/ch のキャパシターアレイを GHz でスイッチ切り替えをすることで高速で波形サンプリングを行い、トリガーが生成されたら波形記録を止め、選択した時間範囲のキャパシターに蓄積された電荷を低速の ADC で読み出す。この方法により、低コスト・低消費電力での GHz 高速サンプリング、及びトリガー待ちのための数 µs のメモリ深さの確保が実現できる。また、PMT 各チャンネル当たり 2 系統のゲインのアンプを用意することで、広いダイナミックレンジを実現した。図 3.11 が我々が開発した読み出し回路基板である。

そして、LST 初号機搭載に向けて、部品の選定、配線パターン、層構造、部品配置等の最終調整をし改 良を行った、初号機搭載モデルの基板を製作した。これについては付録 A で述べる。



図 3.11 PMT クラスタを取り付けた読み出し基板
第4章

大口径望遠鏡性能評価シミュレーション

前述したように CTA 計画では大中小3 種類の口径の望遠鏡を建設する予定だが、我々 CTA-Japan グ ループは低エネルギーイベントを観測する大口径望遠鏡を主導して開発している。低エネルギーイベン トでは空気シャワーから到来するチェレンコフ光子数が少ないので、観測するためにはトリガー閾値を 下げる必要があるが、そうすると1ピクセル当たり約 200 MHz のレートで混入する NSB 光子によるラ ンダムコインシデンストリガーが増大するという悪影響がある。この NSB によるバックグラウンドイベ ントがエネルギー閾値等の望遠鏡性能にどのような影響を及ぼすのかを Monte Carlo シミュレーション (MC)を用いて検証した。方法としては、まず PMT 信号読み出し回路上での信号パルス幅等のハード ウェアの仕様毎に NSB の特性を調べて最適なトリガー閾値を決め、最終的にガンマ線のエネルギー閾値 を計算、評価する。今回は専ら大口径望遠鏡を1サイトに4台置いた場合のシミュレーションを行った。 本章ではシミュレーションの手法、及び NSB 等のシミュレーションの結果・考察を述べる。

4.1 シミュレーションの手法

シミュレーションは「空気シャワー及び大気チェレンコフ光生成」と「望遠鏡応答」の2段階で行う。 まず空気シャワーを生成し、そこから放出されたチェレンコフ光についてのパラメータ情報を抜き出す。 それを次段階の望遠鏡応答を評価するプログラムに渡す。トリガーされたイベントについては、そのシャ ワーに対する望遠鏡応答のデータ(例えば各ピクセルごとの光電子数など)が保存され、解析プログラム を用いてデータを評価する。以下ではそれぞれの段階の詳細を説明する。

4.1.1 空気シャワーシミュレーションプログラム

空気シャワーシミュレーションプログラムには *CORSIKA* (version 6.990) を用いた [21]。CORSIKA (COsmic Ray SImulations for KAscade) とはカールスルーエ研究センター (Forschungszentrum Karlsruher Institut für Technologie, KIT) の D. Heck によって開発されたプログラムで、高 エネルギーの宇宙線陽子、鉄までの軽い原子核、あるいはガンマ線等の多くの種類の一次粒子が作る空気 シャワーの四次元的な発展を Monte Carlo 法を用いて詳細にシミュレーションできる (図 4.1)。このプ ログラムは始め KASCADE 実験*1のために作られたが、その後チェレンコフ望遠鏡等多くの実験で活用 できるように改良されており、大気チェレンコフ光等を生成するオプションに加え、さらに「IACT パッ ケージ」というものが追加された。これは地表のある領域 (例えば想定する望遠鏡アレイの各配置の座標 点を取り囲むような球形の領域) を通過したチェレンコフ光子 (図 4.2) の飛跡と到来時間情報等を出力す るものである。このプログラムではいくつかの相互作用モデルが取り扱えるが、本検証では、ハドロン の相互作用モデルとして高エネルギー側 ($E_{\rm CM} \gtrsim 12 \,{\rm GeV}$) で QGSJET-II (Quark Gluon String model with JETs)、低エネルギー側で UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics model) を用 いた。また電子と光子の電磁相互作用のモデルとして EGS4 (Electron Gamma Shower system version 4) を採用した。



図 4.1 CORSIKA で生成されたシャワーの粒子飛跡イメージ [23]。いずれも入射エネルギーは 100 GeV で高度 30 km で反応が始まった場合。赤の線がガンマ線、電子、陽電子、緑の線がミューオン、青の線がハドロンの軌跡を表す。

^{*&}lt;sup>1</sup> KArlsruhe Shower Core and Array DEtector: KIT のキャンパス北 200 m 四方に 252 台の粒子検出器ステーションの アレイを設置し空気シャワーを観測した宇宙線観測実験



図 4.2 CORSIKA IACT パッケージで、パラメータの出力対象となるチェレンコフ光子群選定のイメージ [24]。まず青色の「shadow」領域を含む格子内に入射したチェレンコフ光子を抽出し、そこから赤色の「detector」領域を通過した光子の情報のみを保存する。

CORSIKA の Input Card には以下のようなパラメータを記述する。

- 一次粒子 γ , e^- , μ^- , p, He, Fe, etc...
- エネルギー範囲、スペクトルのべき
- シャワー軸の天頂角 θ 、方位角 ϕ sim_telarray の望遠鏡の方角 θ_{CT} , ϕ_{CT} は基本的にこれと 一致させる。
- viewing cone β 望遠鏡の視野中心から β の角度内のシャワーをランダムに生成する。宇宙線等の拡散ソース生成時に設定する。点源に対しては $\beta = 0^{\circ}$ とする。
- シャワー再利用回数とシャワー軸の到達点 (Impact point) の最大半径 R_{max} シャワーを指定した回数だけ R_{max} の範囲内で位置だけずらして再利用することができる。リソースの節約になる。
- 望遠鏡位置座標 (X, Y)



図 4.3 CORSIKA のシャワー、望遠鏡の幾何学的な位置に関するパラメータ。

4.1.2 望遠鏡シミュレーションプログラム

望遠鏡プログラムには sim_telarray というプログラムを用いている。マックス・プランク核物理学研 究所 (Max-Planck-Institut für Kernphysik) の K. Bernlöhr により開発された [24]。(CORSIKA IACT パッケージも彼により作られた。) 初期は HEGRA 望遠鏡のために開発され、以降 H.E.S.S. 望遠鏡や CTA 用に改良された。

CORSIKA のチェレンコフ光のデータを入力し、大気透過と光のレイトレーシングからトリガー、信 号のデジタル化までのチェレンコフ光に対する望遠鏡の検出器としての様々な応答、性能についてシミュ レーションを行うことが出来る。鏡、カメラ、ピクセル等のサイズや配置、反射率等の鏡の性能、PMT 量子効率等の光検出器の性能、信号波形等の読み出し回路の性能、多種多様なパラメータとトリガーロ ジックを任意に組み込むことができる。これらハードウェア仕様のパラメータはプログラムのコンパイル 時に組み込むのではなく、これらの設定を書き込んだテキストファイルをプログラムを走らせるときに読 み込ませる形式となっており、ジョブ毎、望遠鏡毎に柔軟に設定パラメータを切り替えることができる。 初期設定ファイルに記述してあるパラメータ群は "Production 2" と言い、現在 CTA グループで決定さ れている仕様と同じ、または近い数字になっている (図 4.4)。



図 4.4 sim_telarray で用いられている Prod-2 の LST における設定パラメータ [25]

4.2 トリガー方式

光検出器からの電気信号はデジタル変換されストレージへと転送される。しかし全ての信号を常に記録 し続けることは、データサイズとストレージの容量の関係、またデータ転送速度やデッドタイムの兼ね合 いから不可能である。したがって、シャワーイベントと思われる信号のみを選択して読み出すトリガー 機構を設ける必要がある。CTA ではいくつかのトリガー方式が考えられており、いずれの方式も、シャ ワーを撮像する際に複数のピクセルにまたがってほぼ同時 (Δt ~ 数 ns) に電荷を落とすというイメージ の幾何学的及び時間的な特徴を利用したアルゴリズムとなっている。以下では今回のシミュレーションで 用いた 2 つのトリガー方式の仕組みとハードウェアの構成について述べる。

4.2.1 Digital Next-Neighbor(NN) logic トリガー

単にデジタルトリガーとも呼ばれる。各ピクセル毎にトリガー閾値を設け、PMT パルス波高値がそれ を超えるとロジックパルスを出力する。これが隣り合う複数のピクセルでコインシデンスした場合にトリ ガーされる。例えば図 4.5 のように 3 つの隣り合ったピクセルが同時にヒット (ロジックパルス出力) し た場合にトリガーされるロジックを 3NN(3 Next Neighbor) と表現する。

回路的には、増幅した各ピクセルの出力に discriminator^{*2}をかけデジタル信号を生成し、これを Level 0 (L0) トリガーとする。この時点で信号は全てデジタル化され、各ピクセルがヒットしたか否かの情報 のみになる。このようにすることで、下流で L0 信号の組み合わせから FPGA 等を用いて Level 1 (L1) のトリガー信号出力判定を行う論理回路を組むことができる。以上のことからデジタルトリガー回路の構成、論理回路はシンプルで実装が比較的容易であると言える。



図 4.5 NN logic トリガーの概念図。図は 3NN の場合のヒットパターンの例。

4.2.2 Analog Sum トリガー

Analog Sum トリガーは MAGIC 望遠鏡において低エネルギー閾値を実現するために開発されたトリ ガー方式である [26]。LST の場合、図 4.6 のように六角形上に配置された 7 ピクセルを 1 つのクラスタ として扱う。Analog Sum トリガー方式ではこのクラスタ内で 7 ピクセルの出力波形をアナログ的に足 し合わせた信号を出力する。この波形をさらに隣り合うクラスタ (基本的には隣接 3 クラスタ)同士でア ナログ的に足し合わせ、波高値が設定した閾値を超えるとトリガー信号を出力する。NN logic トリガー では閾値を超えないシャワーからの光子のピクセル情報は捨てられてしまうが、それに対し、より広いピ クセル範囲の情報を用いる Analog Sum トリガーでは、そういったピクセルの情報も足し合わされ無駄 なく使われる。数 ns の短い時間幅で到来するシャワーからの光子が NSB 光子と分離され、純粋なシャ

^{*2} 入力信号が、予め決められた閾値を超えているかを判定する回路

ワーの情報に近い信号でトリガー判定を行うことができるため、エネルギー閾値が下げられることが期待 できる。低エネルギーイベントのシャワーからの少ない光子を最大限利用している方式であると言える。

またパラメータとしてトリガー閾値の他に「クリッピング閾値」がある。このクリッピング閾値を超え る波形は、ピクセル毎の波形を足し合わせる前に図 4.6 の真ん中の波形のようにその閾値を超える部分の 波形が切り取られる。これは単一ピクセルで大きなパルスを出すアフターパルスイベント (詳細は後述) によってトリガーされるのを防ぐためである。



図 4.6 Analog Sum トリガーの概念図。合計 21 ピクセルの信号をアナログ的に足し合わせトリガー判定を行う。

実際のアナログサムトリガーの回路は L0、L1 の 2 つのレベルで構成される。L0 の回路は各クラスタ 毎に実装した減衰回路、クリッパー回路、さらに PMT 毎の transit time のばらつきを補正する遅延回路 で構成される。L1 の回路は各クラスタからの L0 のアナログ出力を隣接クラスタに分配する fan out 回路 と、その分配されてきた波形を足し合わせた波形に対する discriminator 回路で構成する。このようにア ナログサムトリガーの回路構成は技術的にもロジック的にも複雑で難しい。

4.3 検証を行ったハードウェアパラメータ

先述したように、sim_telarrayではシミュレーション実行時に様々な望遠鏡ハードウェアのパラメー タを自由に書き換えることができる。今回、望遠鏡焦点面カメラの仕様で最も性能に影響を与えると考え られる以下の2つのパラメータについてシミュレーションし、検証を行った。

4.3.1 パルス幅

PMT からの出力波形は、ADC でサンプリングを行う系統と、トリガー用の系統の2系統に別れる。 シャワーデータの解析では各ピクセルの ADC の系統でサンプリングした波形を用いる。サンプリング 波形から電荷量と到来時間を計算しシャワーイメージを再構成する。電荷量を求める際に SN 比を下げ分 解能を良くするためには、チェレンコフ光子の信号波形の中に NSB 光子が混入することを極力防ぐよう 考慮する必要がある。その際重要とされるのが信号パルス幅である。パルス幅を狭くすることで、ADC でサンプリングしたチェレンコフ光の信号波形を狭い時間幅で積分し、NSB 光子の混入を抑えることが できると考えられる。PMT の 1 p.e.*³の信号幅が LST の要求仕様ではが 3 ns (FWHM) 以下となって おり、またシャワーからの光子の到来時間は数 ns 程度の幅の拡がりしか持たない。よって、その後の増 幅回路やサンプリング回路においては、この速いパルスに耐えうる十分な周波数帯域幅が求められる。

もう一方のトリガー系統では、サンプリングは行わず、discriminator を用いてパルスの波高値を見る。 NSB によるトリガーは、ランダムイベントである NSB 光子のパルスがある確率で短い時間に多数発生し てしまい、それらのパルスが足し合わさって閾値を超える波高値になるため発生する。パルス幅が変われ ば足し合わさった波形も変化するため、NSB トリガーレートに影響が出るものと考えられる。PMT のパ ルス幅は管内電極間にかける高圧の大きさによって決まるが (図 4.7)、高い高圧は PMT の電極の劣化を 早めてしまうため、CTA の 20 年間の運用を考慮し、PMT の高圧は標準的な使用法よりも低い高圧 (ゲ イン 4 万を与える高圧) に設定するよう定められている。そのため、パルス幅は自由に変えられず、決め られた高圧での PMT の特性で決まってしまう。この PMT のパルス幅の特性に応じて、NSB によるト リガーレートがどのように変化するのか検証した。



図 4.7 PMT の 1 p.e. 信号パルス FWHM の高圧依存分布

sim_telarray では PMT の 1 p.e. 出力パルスとして任意の波形を設定することができる。Prod-2 での初期設定の波形データは図 4.8 の黒のプロットで、FWHM が 3.1 ns である。この波形を時間軸方向に伸縮させて新たに 4.0 ns と 2.0 ns の波形プロファイル (それぞれ図 4.8 の赤、青のプロット)を作成し、初期設定の波形とあわせて 3 種類のパルス幅についてシミュレーションした。

 $[\]mathbf{38}$

^{*&}lt;sup>3</sup> p.e.: photoelectron(s) 光電子数の単位として用いる。



図 4.8 シミュレーションで用いた3種類の幅のパルス波形

4.3.2 アフターパルス確率

アフターパルス (afterpulse, AP) とは、PMT 管内の残留ガス分子が光電子との衝突によりイオン化 し、フォトカソードにフィードバックして二次電子を生成するイベントである。真の信号より数百 ns 程 度遅れてパルスが検出されるためアフターパルスと呼ばれる。図 4.9 に真の信号に対するアフターパルス の時間分布を示す。PMT 管内を完璧な真空にすることは不可能なので、アフターパルスはある確率で発 生してしまう。このアフターパルス確率も PMT の特性で決まる。さらに厄介なことに、アフターパルス は短い時間幅で大きなパルスとなって現れる場合があるので、特に Analog Sum トリガー方式の場合、大 きなアフターパルスでトリガーしてしまわないよう考慮しなければならない。



図 4.9 1 p.e. の信号の時刻を 0 s としたときのアフターパルスの時間分布 [27]。3 つのピークは発生 した H⁺、He⁺、CH₄⁺ イオンによるもの。

今回のシミュレーションでは3パターンのアフターパルス発生確率分布を用意した。図 4.10 の黒のプ ロットが Prod-2 の初期設定の分布 (4 p.e. 相当以上のアフターパルス発生確率が 0.02 %) で、その確率 を3倍、1/3倍したのがそれぞれ赤、青のプロットである。sim_telarrayのプログラムではアフターパ ルスを独立に生成しているわけではなく、1 p.e. の分布にアフターパルス確率を畳み込んだ分布 (図 4.10 の緑のプロット)を NSB を生成する際の波高値分布として用いている。



図 4.10 シミュレーションで用いたアフターパルス確率分布

4.4 NSB

ガンマ線のエネルギー閾値を計算する際のトリガー閾値は、バックグラウンドである NSB と宇宙線の 両方のトリガーレートから決定される。ここではまず NSB のトリガーレートをシミュレーションによっ て見積もる。

4.4.1 ピクセル当たりのトリガーレート

まず NSB の性質を調べるために、個々のピクセル当たりのバックグラウンドトリガーレートを見積 もった。視野 0.1°のピクセルに 234.4 MHz (CTA の建設サイト候補地である Leoncito での観測値)の レートで NSB 光子が検出される場合のトリガーレートは図 4.11 のようになる。トリガー閾値を 0 p.e. から上げていくと、5 – 7 p.e. までは急激にレートが下がっていくが、そこから上はレートの降下が鈍く なる構造が存在する。このグラフは、低閾値側では Poisson 統計に従い値を落とす NSB の成分 (図 4.11 の青の斜線領域)、高閾値側ではアフターパルスによる成分 (図 4.11 の赤の斜線領域)の 2 つの成分から 成る。実際、アフターパルスが優勢な高閾値側では、アフターパルス確率の違いでレートが変化してい る。典型的にはピクセルのトリガー閾値は、これらの成分が切り替わる 5 – 7 p.e. に設定する。



図 4.11 個々のピクセル当たりの光子の検出レート。横軸はピクセルのトリガー閾値 (p.e. 換算)。ア フターパルス確率を3倍(赤)、1/3倍(青)にすると、高閾値側でトリガーレートもそれぞれ3倍、1/3 倍になっている。

4.4.2 NSB によるトリガーレートの評価

LST1 台での NSB によるトリガーレートのシミュレーションを行った。このシミュレーションではダ ミーの CORSIKA シャワーデータを使った。このダミーデータにはチェレンコフ光が全くない 100,000 発のイベントが記録されており、sim_telarray の入力にこのデータを用いると、sim_telarray のプロ グラム内で作られる NSB のみでシミュレーションが行える。

NSB によるトリガーはランダムな Poisson 過程であるから、シミュレーションの開始時刻からトリガーまでの時間 Δt_{trig} をヒストグラムに詰めると、以下の式で fitting できる (図 4.12)。

$$A \exp\left(\frac{\Delta t_{\rm trig}}{\overline{T}}\right) = A \exp\left(\overline{R}\Delta t_{\rm trig}\right) \tag{4.1}$$

ここで、 $\overline{R} = \overline{T}^{-1}$ は平均のトリガーレートである。



図 4.12 トリガー時間 Δt_{trig} のヒストグラム。図は NN logic トリガーで 3NN、ピクセル閾値 3 p.e. に設定した場合。式 (4.1) の指数関数で fit できる。

統計が少ないと図 4.12 のように上手く関数 fitting が出来ないため、トリガー数が 10,000 イベント未満 (トリガーレート約 10⁶ Hz 以下)の場合以下の式でレートを計算した。

$$R = \frac{N_{\rm trig}}{100,000 \text{ events} \times 100 \text{ ns}} = N_{\rm trig} \times 100 \text{ [Hz]}$$
(4.2)

 N_{trig} は 100,000 イベント中トリガーされた数で、トリガーレート R の誤差は ± $\sqrt{N_{\text{trig}}}$ × 100 で評価している。またピクセル当たりの NSB レートを 234.4 MHz とその 2 倍の 468.8 MHz の 2 パターンについてシミュレーションをした (それぞれ銀河系外、系内の観測でのレートと仮定している)。以下で解析結果、考察をまとめる。

NN logic トリガーの場合

2 – 4NN についてシミュレーションした結果を図 4.13 に示す。図 4.13 左 ((a)、(c)) が NSB ピクセル レート 234.4 MHz、右 ((b)、(d)) が 468.8 MHz の結果である。

すぐに分かるのが、図 4.13 の 4 枚いずれも NN 数を上げることにより NSB のトリガーレートが格段 に落ちていることである。NN 数を増やすとピクセル間の accidental coincidence によるトリガーをより 強力に抑えられ、おおよそ1 桁から2 桁以上までレートを下げられている。

図 4.13 上側 ((a)、(b)) のアフターパルス確率によるトリガーレートの違いを見ると、高閾値側で値に 差が出ている。これは 4.4.1 節 図 4.11 で説明したように高閾値側でアフターパルスが顕著になるためで ある。NN 数が N_{NN} のときアフターパルス確率が A 倍されると、高閾値側ではトリガーレートは A^{N_{NN}} 倍程度になっていることがわかる。



図 4.13 NN logic トリガーでの NSB トリガーレート。横軸はピクセルトリガー閾値。いずれも赤が 2NN、緑が 3NN、青が 4NN のレート。

逆に下側((c)、(d))のパルス幅による違いを見ると、低閾値側ではパルス幅の違いによるレートの差 があり、高閾値側でのレートの違いはほとんど無い。例えば 2NN でパルス幅が 3.1 ns から 4.0 ns に変 わったとき、低閾値側でおよそ 2、3 倍レートが上がる。この差は図 4.14 を使い定性的に説明できる。ア フターパルスの場合、1 個のイオンのフィードバックから発生した信号であるという特性上、1 パルスが 短い時間に発生する。そのためパルス幅の変化に対して波高値は影響を受けない。一方図 4.14 右側のよ うに連続した NSB 光子の場合、実際の波形はそれらのパルス波形の足し合わせであるため、パルス幅が 広くなるとその分波高値が積み上がり大きな信号となる。以上のことから、パルス幅の違いにより、アフ ターパルス優勢な高閾値側ではトリガーレートが変化せず、NSB 優勢の低閾値側でトリガーレートが変 わる。



図 4.14 パルス幅の大小 (赤と黒) による波高値の振る舞いの違いを表す概念図。左がアフターパルス 単発、右が複数の NSB 光子 (破線) とその波形の足し合わせ (実線) を表している。

Analog Sum トリガーの場合

clipping 閾値を 4、6、8、10、12、14 p.e. の 6 通りに設定を変えてシミュレーションした。clipping 閾 値 4、6、8 p.e. についての結果を図 4.15 に示す。

上側 ((a)、(b)) の線の色の違いはアフターパルス確率の違い (赤:初期設定の3倍、緑:初期設定、青、 初期設定の1/3倍)を表しているが、各々のトリガーレートに大きな違いは見られない。これはクリッピ ングによってアフターパルスの影響が抑えられているためである。

一方、下側 ((c)、(d)) の図は、パルス幅の大小 (赤、緑、青それぞれ FWHM 4.0 ns、3.1 ns、2.0 ns) に よってトリガーレートの違いが顕著に現れている。例えば NSB レートが 234.4 MHz で、足し合わせ波 形のトリガー閾値を 25 p.e. に設定した場合、パルス幅が 2.0 ns の場合と 3.1 ns の場合でトリガーレー トが 1 桁も異なる。これは NN logic トリガーの場合と同様の理由で、NSB 波形の拡がった分の積み重な りにより波高値が上げられトリガーレートが増大していると考えられる。

したがって Analog Sum トリガーの場合、パルス幅の違いがトリガーレートに効くことがわかった。



(c) NSB レート: 234.4 MHz、パルス幅による違い



図 4.15 Analog Sum トリガーでの NSB トリガーレート。横軸は足し合わせた波形に対するトリガー閾値。点の形の違いは clipping 閾値の違いを表し、逆三角が 8 p.e.、四角 6 p.e.、丸が 4 p.e. に clipping 閾値を設定した場合のグラフ。

4.5 宇宙線によるトリガーレート

次に宇宙線によるトリガーレートの計算を行った。表 4.1 に記した条件で陽子のシャワーを振り、デー タの解析を行った。

イベント数	14,300,000	再利用回数	20
エネルギー	$3~{\rm GeV}-3~{\rm TeV}$	$R_{ m max}$	$2{,}100~{\rm m}$
power law index	-2	zenith angle θ	0°
観測サイト	Tenerife (北サイト)	viewing cone β	3 10°
標高	2,290 m		

表 4.1 陽子シャワー生成時のパラメータ

ワーがガンマ線シャワーに比べ横方向に広がることを考慮しても十分な β の大きさである。また図 4.16 より、陽子によるシャワーは 2 km を超えるようなかなり離れた位置のものでもトリガーされる場合があ るため、2,100 m と広い範囲でシャワーを振っている。シャワーのシミュレーションでは、100 m 四方の 正方形状に配置された LST4 台のうち 2 台以上がトリガーされた場合にデータを保存するステレオトリ ガーでシミュレーションする。



図 4.16 トリガーしたシャワーのコアの位置。中心付近の黒の 4 点は LST4 台の位置である。左がガ ンマ線シャワーを半径 800 m 以内で振ったの場合で、右が陽子のシャワーを 2,100 m 半径で振った場 合である。ガンマ線の分布の偏りは地磁気の影響によるものである。図で X 正の方向が北、Y 正の方 向が西を表している。一定方角から入射するガンマ線による電磁シャワーは地磁気の影響を受け東西 方向に広げられるため、東西方向に偏ったシャワーのトリガー分布をとる。一方陽子は 10°の範囲で シャワーを振り、かつ π^0 の運動量の方向もバラバラなので、トリガーシャワー位置は一様に分布して いる。

はじめに有効面積を求める。エネルギーEのシャワーに対する有効面積 $S_{\rm eff}$ は

$$S_{\text{eff}}(E) \simeq \frac{n(E_i)}{N(E_i)} \cdot \pi R_{\text{max}}^2$$
(4.3)

で表される。ここで、N はあるエネルギービン *i* について振ったシャワー数、*n* はトリガー数を表す。図 4.17 のようなヒストグラムから、式 (4.3) を用いて有効面積を計算した結果が図 4.18 である。



図 4.17 振った陽子シャワーのエネルギースペクトル (黒) と Analog Sum トリガーのトリガー閾値 30 p.e.、クリッピング閾値 8 p.e. の場合のトリガーされたイベントのエネルギーヒストグラム (赤)。



図 4.18 図 4.17 を用いて式 (4.3) から計算される有効面積

求めた有効面積と宇宙線陽子のスペクトルから、以下のように積分トリガーレート Γ が計算できる。

$$\Gamma \simeq \sum_{i} \frac{n(E_i)}{N(E_i)} \cdot \pi R_{\max}^2 \cdot \frac{dN}{dE}(E_i) \cdot \Delta\Omega$$
(4.4)

EAS-TOP 実験による観測値 (0.5 – 50 TeV) から陽子のスペクトルは式 (4.5) であることがわかっている [28]。

$$\frac{dN}{dE} = 10.9 \times 10^{-5} \times \left(\frac{E}{1000}\right)^{-2.75} \,\mathrm{m}^{-2} \,\mathrm{s}^{-1} \,\mathrm{sr}^{-1} \,\mathrm{GeV}^{-1} \tag{4.5}$$

宇宙線のトリガーレートは陽子のトリガーレートの 1.5 倍として計算する。これは陽子以外の宇宙線原子 核 (主に He) を考慮したものである。式 (4.4) からトリガーレートを計算し、トリガー閾値、ハードウェ アパラメータ毎にプロットしたものを、一部図 4.19 に示す。



図 4.19 Analog Sum トリガーでクリッピング閾値を 8 p.e. に設定した場合のトリガーレート。横軸 はトリガー閾値

4.6 エネルギー閾値の評価

CTA では広エネルギー帯域、低エネルギー閾値を達成し、低エネルギー側を観測する大口径望遠鏡に おいて 20 GeV 台のエネルギー閾値が要求されている。先述したハードウェアパラメータの変化がエネル ギー閾値にどのような影響を与えるのかを評価した。

4.6.1 トリガー閾値の決定

まずは、これまでに計算したバックグラウンドのトリガーレートから、ガンマ線のトリガーレート、エ ネルギー閾値のシミュレーション時に設定するトリガー閾値を決める。トリガー閾値は、「ステレオで NSB のトリガーレートと宇宙線のトリガーレートの 10% が一致するときのトリガー閾値」として定める (図 4.20)。



図 4.20 Analog Sum トリガーの初期設定のハードウェアパラメータでクリッピング閾値を 6 p.e. に 設定した場合。NSB のステレオトリガーレート (赤) と 10 % 宇宙線レート (黒) のグラフが交差する 星印の点がこの条件でのトリガー閾値となる。

NSB によるトリガーの複数台コインシデンスもランダムな過程なので、NSB ステレオトリガーレート は 4.4.2 節で計算したモノトリガーのレート R と望遠鏡間のコインシデンス幅 τ (今回は 1 μ s) を用いて 以下の式 (4.6) から計算できる。

$$P_{\text{stereo}} = PPPP + PPP(1-P) \times 4 + PP(1-P)^2 \times 6 = 3P^4 - 8P^3 + 6P^2 \tag{4.6}$$

ここで、 $P = R\tau$ はモノトリガー確率、 P_{stereo} はLST4 台中 2 台以上トリガーされるステレオトリガー 確率である。

NSB ステレオトリガーレートと 10 % 宇宙線トリガーレートをプロットして値が一致する点を求めた のが図 4.21、4.22 である。

図 4.21 の NN logic トリガーの場合を見ると、(a) の 2NN についてはピクセル閾値が高く設定される ためアフターパルス確率の違いでピクセル閾値、レートに差が出ている。(b)、(c) の 3、4NN の場合、大 体どのパラメータもピクセル閾値が 5 – 8 p.e. に集まっている。





(c) 4NN

図 4.21 NN logic トリガーの場合のトリガー閾値

次に図 4.22 の Analog Sum トリガーの場合、どの図を見てもパルス幅の違いによるトリガー閾値の差 が顕著に現れている。またクリッピング閾値を上げていくと、アフターパルス確率の違いでトリガー閾値 が異なってくる。

表 4.2 に全てのハードウェア条件毎に計算したトリガー閾値に設定した場合のバックグラウンドトリガーレート (NSB + CR)の値を示す。





[kHz]	1/3 AP rate	$\times 3$ AP rate	default $(3.1ns)$	FWHM $2.0~\mathrm{ns}$	FWHM $4.0~\mathrm{ns}$
2NN	6.03	2.69	3.78	3.30	4.01
3NN	7.42	5.09	6.91	6.82	6.60
4NN	6.20	5.73	6.22	6.48	6.05
(a) NN logic トリガー					
[kHz]	1/3 AP rate	$\times 3$ AP rate	default $(3.1ns)$	FWHM 2.0 ns	FWHM 4.0 ns
4 p.e.	4.79	4.78	4.81	5.87	3.99
6 p.e.	7.50	7.04	7.17	8.33	6.41
8 p.e.	9.04	8.20	8.86	9.74	8.06
10 p.e.	9.87	8.60	9.59	10.04	8.95
12 p.e.	10.62	8.59	9.61	9.57	9.14
14 p.e.	10.59	8.27	9.56	9.23	9.35

(b) Analog Sum トリガー、縦方向はクリッピング閾値 (p.e. 換算) 順に並べている。

表 4.2 定めたトリガー閾値での NSB、宇宙線合わせたバックグラウンドトリガーレート。単位は kHz

4.6.2 ガンマ線トリガーレートとエネルギー閾値

4.6.1 節で決めたトリガー閾値に設定し以下の表 4.3 に記した条件でガンマ線のシャワーを振り解析を 行った。

イベント数	$1,\!545,\!000$	再利用回数	10
エネルギー	$3~{ m GeV} - 1~{ m TeV}$	$R_{\rm max}$ 80	$0 \mathrm{m}$
power law index	-2	zenith angle θ	0°
観測サイト	Tenerife (北サイト)		
標高	2,290 m		

表 4.3 ガンマ線シャワー生成時のパラメータ

4.5 節と同様にガンマ線の有効面積を求める。また VHE ガンマ線点源のかに星雲を観測した場合を仮 定しガンマ線トリガーレートを計算する。かに星雲の VHE ガンマ線フラックスは、1 – 20 TeV で

$$\frac{dJ_{\gamma}}{dE} = (2.67 \pm 0.01 \pm 0.5) \times 10^{-7} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{2.47 \pm 0.1 \pm 0.05 \pm -(0.11 \pm 0.10) \log E} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$$
(4.7)

という HEGRA 望遠鏡の観測結果がある [29]。このフラックスに対し、あるエネルギー幅 ΔE のトリ ガーレートは、

$$\Gamma \simeq \frac{n(\Delta E)}{N(\Delta E)} \cdot \pi R_{\max}^2 \cdot \frac{dJ_{\gamma}}{dE} (\Delta E)$$
(4.8)

で計算できる。微分トリガーレートの計算結果の数パターンを図 4.23 に示す。



図 4.23 ガンマ線の微分トリガーレートと対数正規分布による fitting 結果。Analog Sum トリガー のクリッピング閾値 8 p.e. の場合

ガンマ線トリガーレートのヒストグラムは対数正規分布で良く ftt できる。エネルギー閾値はこの ftt した関数のピークとなるエネルギー値と定義する。

以下でガンマ線トリガーレートとエネルギー閾値の計算結果を示す。

NN logic トリガーの場合

図 4.24(a)、(b) がそれぞれ NN logic トリガーの場合のトリガーレートとエネルギー閾値である。この 結果から 3NN の時が最も有効で、トリガーレートが最も高く、エネルギー閾値も低い値をとっているこ とがわかる。またハードウェアパラメータに関しては、レートや閾値がアフターパルス確率により大きく 変化していることがわかる。2NN、3NN の場合が特に顕著で、アフターパルス確率が 9 倍違うと閾値は それぞれ 19 GeV、6GeV 程度差が出る。3NN で、4 p.e. 相当以上のアフターパルス発生確率が 0.0067 % (初期設定の 1/3 の確率) であれば、エネルギー閾値 23 GeV を達成することがわかった。



図 4.24 NN logic トリガーでの NN 数毎の解析結果

Analog Sum トリガーの場合

次に Analog Sum トリガーの場合のトリガーレートとエネルギー閾値をそれぞれ図 4.25(a)、(b) に示 す。クリッピング閾値が 8 p.e. 以下ではパルス幅の影響を大きく受けていることがわかる。パルス幅を 狭くすることが、エネルギー閾値を下げることにつながることがわかった。逆にクリッピング閾値が 10 p.e. 以上ではクリッピングの効果が弱まるため、アフターパルス確率の大小がかなり効いてくる。アフ ターパルス確率が低ければ、クリッピング閾値を下げずに済むため、低エネルギー側でトリガーレートが 上がり、エネルギー閾値を下げることができる。特にアフターパルス確率を 1/3 にした場合を見るとク リッピング閾値を上げることでまだエネルギー閾値を下がる可能性がある。今回はクリッピング閾値は 14 p.e. まで計算したが、今後これ以上のクリッピング閾値でも計算する予定である。アフターパルス確 率を出来る限り下げることも重要であることがわかった。



図 4.25 Analog Sum トリガーでのクリッピング閾値毎の解析結果

結論

以上の結果から、シミュレーションしたハードウェア仕様、トリガー条件の組み合わせの中で最もエネ ルギー閾値を下げられたのは、アフターパルス確率が4 p.e. 相当以上で0.0067 % のときに Analog Sum トリガーでクリッピング閾値を14 p.e. に設定した場合である。このときエネルギー閾値は19 GeV で あった。

このアフターパルス確率 0.0067 % という値は PMT の量産品の較正の結果 (図 4.26) から実現可能な 値であることが分かっている。sim_telarray で用意されているアフターパルス分布のデータよりも量産 品の方がアフターパルス確率が下がった理由は、量産品に対していくつかのアフターパルス対策を施した ためである。一つはイオンを吸着するゲッターと呼ばれる大きな電極を入れたことである (図 4.27 左上)。 もう一つはライトシールドを取り付けたことである (図 4.27 右上)。アフターパルスの発生原因としても う一つ考えられるのは、ダイノード間で加速された電子がダイノードに当たったとき制動放射を起こし、 その光がフォトカソードに戻り新たな光電子を叩き出す、というものである。ライトシールドはこの光が フォトカソードに到達しないようにダイノード全体を覆って遮るものである。図 4.27 下のグラフから、 これらの対策を施した PMT のアフターパルス確率が CTA 要求値の 0.02 % を大幅に下回る値になって いることがわかる。



図 4.26 PMT 量産品のアフターパルス確率の較正試験結果 (暫定)



図 4.27 上は旧型とゲッターを付けた新型の PMT の比較 [32]、下は浜松ホトニクス社が測定した対 策前後のアフターパルス確率の比較。

第5章

望遠鏡感度と観測シミュレーション

前章ではエネルギー閾値を下げるために必要なハードウェア仕様を検証した。次に、この結果を踏まえ て、最もエネルギー閾値を下げることができたトリガー方式、ハードウェアの条件での感度の計算を行っ た。さらに得られた感度曲線から観測シミュレーションを行った。今回、望遠鏡を銀河中心に向け、暗黒 物質の対消滅からのガンマ線を探査することを想定した。この章では、まずシャワーの解析手法を説明 し、MCデータの解析と感度計算結果、観測シミュレーションの結果についてまとめる。

5.1 空気シャワーイメージの解析手法

シャワーイメージから到来ガンマ線のエネルギーと方向の決定と、ガンマ線とハドロンのイベントの弁 別をどのように行うのかを説明する。今回の解析は MAGIC で用いられている解析法で行った。

5.1.1 シャワーイメージのパラメーター化

まず記録されたカメライメージに対してイメージクリーニングを行う。シャワーは数 ns の短い時間に 固まって電荷を落とし像を作るので、チェレンコフ光子と共にランダムな時間に記録された NSB 光子を ピクセル毎の電荷量、タイミング情報から除去し、シャワーイメージの部分だけを抽出することができ る。イメージクリーニング後、残ったイメージをいくつかのパラメータを用いて表現する。これらのシャ ワーイメージに関するパラメータは考案した人物の名前にちなんで「Hillas パラメータ」と呼ばれる。こ の Hillas パラメータを用いて、後に説明するシャワーの到来方向とエネルギーの再構成、さらにバックグ ラウンドイベントの除去を行う。Hillas パラメータには主に以下の様なものがあり、図 5.1 にいくつかの パラメータを示す。 SIZE クリーニング後のイメージに含まれる全電荷量

- COG イメージ内の電荷の重心
- LENGTH 楕円イメージの長軸方向の電荷分布の RMS
- WIDTH 楕円イメージの短軸方向の電荷分布の RMS
- DIST COG から視野中心までの距離 (deg)
- *ALPHA* 視野中心と COG を結ぶ線と長軸のなす角
- CONC 最も明るい2ピクセルの電荷量の和/SIZE。電荷の集約度を表す。



図 5.1 Hillas パラメータの定義 [30]。図は MAGIC のカメラの例である。

5.1.2 一次粒子到来方向とエネルギーの再構成

2.2.3 節で述べたように、シャワーを異なる位置にある複数の望遠鏡で観測を行うステレオ観測が現在の IACT の主流である。異なる位置から撮像した複数のシャワーイメージを用いて到来方向、一次ガン マ線のエネルギーを再構成することで、角度分解能、エネルギー分解能、バックグラウンド除去効率が向 上する。以下でシャワー到来方向とガンマ線エネルギーの再構成について述べる。

到来方向の再構成

一次粒子の到来方向がわかることで、一定の方向から到来するガンマ線と、等方的に降り注ぐバック グラウンドのハドロンとをそれらの到来方向から切り分けることができる。到来方向は図 5.2 のように、 シャワーイメージの長軸を伸ばした直線の交点から決めることができる。



図 5.2 2 台の望遠鏡でトリガーされた場合のシャワーの再構成の模式図。左図はシャワーコアの位置 $(X_{\text{core}}, Y_{\text{core}})$ の再構成、右図は一次粒子の到来方向と視野中心との角度距離 $\theta = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}$ の再構成 を表す。

より具体的には、*SIZE* > 30 p.e.、*WIDTH/LENGTH* < 0.6 となるシャワーイメージに対し DCA (Distance to Closest Approach、MC で分かっている到来方向と楕円長軸との距離)の SIZE と WIDTH/LENGTH 毎の平均を計算しておき、重み $w = \overline{DCA^2}(SIZE, WIDTH/LENGTH)$ のテーブ ルを作る。(w は到来方向の決定精度を表す。ここではこのテーブルを方向ルックアップテーブルと呼ぶ ことにする。)この w のテーブルを使い、例えば到来方向であれば図 5.3 のように、シャワー i の軸と 到来方向までの距離 $d_i \in \sum^N d_i^2/w_i(SIZE_i, WIDTH_i/LENGTH_i)$ が最小になるように定める。シャ ワーコアの位置やシャワー最大発達点高度 H_{max} も同様の方法で計算する。



図 5.3 シャワーの到来方向 🗗 の計算例の模式図

ガンマ線のエネルギーの再構成

エネルギーの再構成には SIZE が有用なパラメータとなる。図 5.4 からわかるように、SIZE はエネル ギーに比例している傾向にある。ただし実際はシャワーの Impact 位置までの距離 R やシャワー最大発 達点高度 H_{max} にも依存する。そこで、MC を用いて R と H_{max} に対する $E_{\text{true}}/SIZE(=A$ とする)の 平均 \bar{A} と RMS σ_A のテーブル (エネルギールックアップテーブル) を作成しておく (E_{true} は MC の結果 からわかっている入射ガンマ線のエネルギー)。このテーブルを使い、各望遠鏡 *i* 毎のエネルギー E_{estCT_i} を $E_{\text{estCT}_i} = \bar{A}_i \cdot SIZE_i$ から推定することが出来る ($\bar{A}_i = \bar{A}(R_i, H_i)$)。これらを σ_A で重み付けした平 均 $E_{\text{est}} = 1/N_{\text{CT}} \sum E_{\text{estCT}_i}/\sigma_A_i^2$ がそのガンマ線のエネルギーとなる。



図 5.4 望遠鏡からガンマ線シャワーの Impact 位置までの距離に対する *SIZE*。エネルギー (MC で 分かっている値)の大きさ毎に色分けして描いている。半径約 120 m 以内で *SIZE* がほぼ一定になっ ていて (いわゆる light pool)、その値はほぼエネルギーに比例していることがわかる。

5.1.3 Random Forest 法によるハドロン/ガンマ線の分離

Random Forest とは多次元解析用の機械学習アルゴリズムの一種である [31]。その名の通り、パラ メータの値毎に枝分かれしていく「決定木」をいくつも用意し、最終的にこの決定木で分類したシャワー に対しハドロンシャワーらしさを表す指標 "*Hadronness*"を与える。Random Forest の作成、イベント 毎の *Hadronness* の決定はそれぞれ以下の 1. – 6.、7. – 8. の手順で行われる。

- 1. ガンマ線とハドロンイベントのサンプルを用意する。今回はどちらも MC データを用いた。
- 2. 分類に用いる WIDTH 等の Hillas パラメータをいくつか選ぶ。もちろんこのとき選ぶパラメータ としては、ハドロンとガンマ線を分別するのに有効だと期待できるものを選ぶのが望ましい。
- 3. 2. の中から1つランダムにパラメータを選ぶ。以下のように定義される Gini index Q_{Gini} を最小

にするパラメータ値に対してイベントを左右(大小)に分ける。

$$Q_{\text{Gini}} = 2\left(\frac{N_g^L \cdot N_h^L}{N_g^L + N_h^L} + \frac{N_g^R \cdot N_h^R}{N_g^R + N_h^R}\right)$$
(5.1)

ここで *N* は分離した後のイベント数、上添字 *L*, *R* はそれぞれ左側、右側の枝にパラメータの大小で分けられたイベント、下添字の *g*, *h* はそれぞれガンマ線、ハドロンイベントを表す。これにより一つ目の枝が出来る。

- 次のパラメータをランダムに選び、左枝、右枝のイベントを3.と同様に分ける。この枝による分類は、末端の枝でのサンプル数が少なくなる(通常3程度)、あるいは一つの枝がガンマ線かハドロンどちらかのイベントで占有されるまで続けられる。こうして1本の決定木が作られる。
- 5. 各々の末端枝に対し値 $\hat{h} = N_h^{\text{end}} / (N_h^{\text{end}} + N_g^{\text{end}})$ (分けられたイベント中のハドロンの割合) を割 り当てる。
- 6. 2. 5. の行程を繰り返して、多数の決定木 (100 本程度) を生成する。こうしてランダムに決定木 を作ることから Random Forest 法と呼ばれる。
- 7. 6. までで作成した Random Forest に実際のデータを適用させる。観測データは無いので、本シ ミュレーションではサンプルとは別に作成した MC データを用いた。一つのイベントは Hillas パ ラメータに従い、木の末端に辿り着き、それぞれの木毎に 5. で求めた \tilde{h} が与えられる。
- 8.7. を全ての木で行い、以下の Hadronness を計算する。

$$Hadronness = \sum_{i=1}^{N_{\rm tree}} \tilde{h}_i / N_{\rm tree}$$
(5.2)

ここで N_{tree} は決定木の数、 \hat{h}_i はi番目の決定木で与えられた \hat{h} である。

図 5.5 に決定木生成と実際のイベントへの適用の簡単な例を示す。



図 5.5 左側が TRAIN サンプルを使って決定木を生成する一例である。式 (5.1) に従って分岐毎 のパラメータの基準値を決めサンプルを分類していき、末端でイベントの比率から \tilde{h} を割り当て る。この決定木をある TEST イベントに適用した例が右側で、このイベントの場合 WIDTH = 0.2, LENGTH = 0.7 であるから、 \tilde{h} として \tilde{h}^{LR} が与えられる。この \tilde{h} を全ての木について割り出 し、式 (5.2) を計算したのがそのイベントの Hadronness となる。

5.2 微分感度の計算

MCのデータを用いてLST4台での点源に対する微分感度を計算した。今回エネルギー範囲はLSTの 観測予定範囲の20GeV-1TeVに着目した。また望遠鏡の設定は、AnalogSumトリガーでクリッピ ング閾値を14p.e.に設定し、アフターパルス確率が4p.e.以上で0.0067%の場合で計算した。この設 定に決定したのは前章の結果で最も低いエネルギー閾値を得られたこと、また実際我々が行っている量産 品PMTの試験、較正の結果から最も現実に則したハードウェア構成となっているためである。

CORSIKA のシャワー生成時のパラメータを表 5.1 にまとめた。シャワーは着目しているエネルギー よりも大きい範囲まで振っている。これはエネルギー分解能を考慮したものである。またハドロンは数 TeV 程度のシャワーの一部のみが検出され数十 – 数百 GeV 程度のガンマ線のようなイメージが撮られる 場合もある。

	ガンマ線	陽子	電子
イベント数	1×10^7	5×10^9	4×10^6
エネルギー	$3~{ m GeV}-3~{ m TeV}$	$3~{\rm GeV}-10~{\rm TeV}$	$3 { m GeV} - 3 { m TeV}$
再利用回数	10	20	20
R_{\max}	800 m	2,100 m	800 m

power law index	-2	
観測サイト	Tenerife (北サイト)	
標高	2,290 m	
zenith angle θ	20°	
viewing cone β	10° (陽子、電子)	

表 5.1 感度計算用のシャワー生成時のパラメータ

5.2.1 微分感度の計算手順

感度計算の手順は以下のようになる。

- 1. トリガーしたイベントのイメージを記録したファイルを作成する。
- 2. 全イベントにイメージクリーニングを施し、残ったシャワーイメージに対し Hillas パラメータを計 算する。
- 3. 2. で作ったデータを、Random Forest を生成するための TRAIN サンプルと、実際の観測データ を模して使う TEST サンプルに分ける。今回は作った MC データを半分ずつに分けた。
- 4. ガンマ線のデータから方向ルックアップテーブルを作り、到来方向の再構成を行う。
- 5. ガンマ線の MC のエネルギーからエネルギールックアップテーブルを作成し、エネルギーの再構 成を行う。

- 6. 4.、5. のガンマ線のルックアップテーブルを陽子の TRAIN サンプルに対しても同様にそのまま使い、シャワーのステレオ再構成をし R, H_{max} , E_{estCT} , E_{est} を計算する。
- 7. 4.-6. でパラメータ化したガンマ線、陽子の TRAIN サンプルから Random Forest を生成する。 分岐パラメータとして Hillas パラメータの SIZE, WIDTH, LENGTH, CONC、そして再構成後 のシャワーのパラメータ R, H_{max}, E_{estCT}, E_{est} の 8 つを用いる。これらのパラメータのハドロ ン分離能力についてはこの後考察する。以上で TEST データに対して適用するための必要なデー タは出揃った。
- 8. 今度は TEST データのガンマ線、陽子、電子に対して、4.、5. のルックアップテーブル、7. の Random Forest を用いてシャワー、エネルギーの再構成し、*Hadronness* を与える。
- 9. ガンマ線、陽子、電子のイベントについて、望遠鏡コインシデンス数毎に θ^2 、Hadronness、 E_{est} の3次元ヒストグラムを作成する。このヒストグラムを用い、エネルギービン毎に到来方向による θ^2 cut、ハドロンらしさによる Hadronness cut、さらに望遠鏡コインシデンス数の最適な値を決める。
- 10. 最後に微分感度を求める。点源に対し 50 時間観測を仮定する。このとき signal は少なくとも ・バックグラウンドに対して 5 σ 以上の excess、
 - ・cut 後のバックグラウンド数の5%以上、
 - 10イベント以上、

の3つの条件を満たさなければいけない。低エネルギーではバックグラウンドレートが高くなるため2番目の条件が効いてくる。

5.2.2 計算結果

以下で、前節 5.2.1 で記した計算手順に沿って結果をまとめる。

手順 3.-5. で作成したパラメータをガンマ線と陽子についてプロットして比較したものが図 5.6 である。 図 5.6 を見ながら Random Forest で用いたパラメータの採用理由についても一緒に考えてみる。まず、 *LENGTH、WIDTH* は高エネルギー側で最大で 2 倍程度値が変わるため強い弁別能力が期待できるが、 低エネルギー側で値に大きな差は見られない。ところで *WIDTH/LENGTH* を見ると平均的に陽子のほ うがガンマ線より高い値を示すことがわかる。これは陽子シャワーはハドロニックカスケードの際に二次 粒子が大きな横方向の運動量を持つためイメージ上の電荷分布が拡がり、逆にガンマ線はシャワーの中心 軸に電荷が集中するという特徴を表している。*LENGTH、WIDTH* とは逆に H_{max} は低エネルギーで ガンマ線・陽子間で値に違いが有り、平均的にガンマ線の方が高い値を示していることがわかる。これは ハドロンが大気中をカスケードする間に発生した π 中間子のシャワーが低い高度で発達し、これをトリ ガーすることがあるため高度に違いが出ると考えられる。さらに *CONC* は *WIDTH/LENGTH* のとこ ろで述べた理由からガンマ線の方が高い値に分布している。これもハドロンとの弁別能力が期待される。 最後に一つ一つのイベント(再構成に 3 台以上の望遠鏡のイメージが使われたもの)で望遠鏡毎の E_{estCT} の RMS を計算し分布をとった図 (3 段目右)を見ると、陽子がガンマ線に比べ高い値を示す。陽子などハ ドロンの場合一つの入射イベントから複数のシャワーが形成される。複数の望遠鏡がそれぞれ異なるシャ



ワーを撮像すればエネルギーの推定値も望遠鏡毎にバラバラになるため、このように RMS が大きい値を 取るものと考えられる。

図 5.6 ガンマ線 (青) と陽子 (赤) のシャワーパラメータの比較。1 段目左が LENGTH vs log₁₀(SIZE)、右が WIDTH vs log₁₀(SIZE)、2 段目左が WIDTH/LENGTH vs log₁₀(SIZE)、右が H_{max} vs log₁₀(SIZE)、3 段目左が CONC のイベント数を規格化したヒストグラム、右がイベ ント毎の $N(\geq 3)$ 台の望遠鏡の $E_{\text{est}CT}$ の RMS を E_{est} に対してプロットしたものである。

次に手順 7. で作成した Random Forest について、各パラメータのハドロン/ガンマ線弁別能力を表す 指標 (Gini decrease) を図 5.7 に示す。低エネルギーでは WIDTH などの Hillas パラメータの弁別能力 は大きくなく、シャワー最大発達点高度 H_{max} が最も強い弁別能力を持つことがわかった。これは図 5.6



のガンマ線と陽子のイベントパラメータ毎の比較結果からも妥当である。

図 5.7 Hillas パラメータ毎のガンマ線/ハドロン弁別能力を表す指標 (Gini decrease)。左から E_{est} 、 H_{max} 、 E_{estCT} 、R、SIZE、WIDTH、LENGTH、CONCを表す。

次に手順 8. で得られた TEST サンプルの Hadronness の分布を図 5.8 に示す。ガンマ線 (a) と陽子 (c) は分布に大きな違いがあり、全体的にガンマ線が Hadronness の小さい値、陽子が大きい値をとって いる。特に数百 GeV 以上のエネルギーでの分布の差は顕著で、Hadronness の値で cut することによっ て効率的なハドロンの除去ができる。一方ガンマ線 (a) と電子 (b) を比較すると、これらの分布にほとん ど違いが無いことがわかる。これはシャワーの生成過程は最初の反応以外ガンマ線と電子で差が無いため だと考えられる。





(c) 陽子

図 5.8 粒子種毎の Hadronness の分布。Hadronness の値が大きほどハドロンらしさが高い。

最後に手順 9.、10. で得られた結果を表 5.2、図 5.9、5.10 に示す。得られた図 5.10 の微分感度から、約 25 GeV で 8.3×10^{-11} erg cm⁻² s⁻¹、約 100 GeV で 1.9×10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹、約 1 TeV で 2.5×10^{-13} erg cm⁻² s⁻¹ 達成していることがわかった。
$\log_{10}(E/\text{TeV})$		$N_{\rm CT} \ge$	Had. cut	γ effi.	$\theta^2 \operatorname{cut}(\operatorname{deg}^2)$	γ effi.
-1.7	1.5	4	0.55	0.4978	0.115	0.5284
-1.5	1.3	4	0.36	0.4982	0.066	0.5276
-1.3	1.1	4	0.26	0.5171	0.036	0.5127
-1.1	0.9	3	0.20	0.5129	0.027	0.5060
-0.9	- -0.7	3	0.15	0.5246	0.020	0.5062
-0.7	- -0.5	3	0.11	0.5150	0.015	0.5080
-0.5	0.3	4	0.08	0.5427	0.011	0.5149
-0.3	0.1	3	0.08	0.6104	0.013	0.5962
-0.1	- 0.1	2	0.05	0.5804	0.010	0.6068
0.1	- 0.3	3	0.05	0.6842	0.007	0.7194

$\log_{10}(E/\text{TeV})$		MC events after Had. cut:				
	gammas	protons	electrons	gammas	protons	electrons
-1.7 -1.5	$6.63 imes 10^{-3}$	1.28×10^{-1}	4.31×10^{-3}	1328	418	18
-1.5 $ -1.3$	7.77×10^{-3}	1.42×10^{-1}	1.38×10^{-2}	9146	897	118
-1.3 $ -1.1$	2.50×10^{-3}	3.01×10^{-2}	6.55×10^{-3}	10486	411	140
-1.1 $ -0.9$	2.36×10^{-3}	2.63×10^{-2}	6.19×10^{-3}	19081	526	262
-0.9 $ -0.7$	1.23×10^{-3}	6.42×10^{-3}	2.24×10^{-3}	14416	213	183
-0.7 $ -0.5$	7.19×10^{-4}	1.95×10^{-3}	8.81×10^{-4}	10896	100	132
-0.5 $ -0.3$	2.56×10^{-4}	1.36×10^{-4}	1.64×10^{-4}	5719	13	56
-0.3 $ -0.1$	2.80×10^{-4}	2.05×10^{-4}	1.64×10^{-4}	7708	21	68
-0.1 $ 0.1$	1.54×10^{-4}	3.61×10^{-5}	5.41×10^{-5}	7247	9	62
0.1 - 0.3	6.68×10^{-5}	2.66×10^{-6}	4.66×10^{-6}	3885	3	23

表 5.2 感度計算時のエネルギービン毎の cut パラメータ値とレート。上側の表左から望遠鏡コインシ デンス数 $N_{\rm CT}$ 、*Hadronness* cut と θ^2 cut の値とそれぞれの cut でのガンマ線収集効率、下側左から 粒子種毎のレート、cut 後に残ったイベント数。ガンマ線のレートは、検出に必要な最小のレートを表 記している。







図 5.10 微分感度。エネルギービン幅は 0.2 桁刻み。

5.3 暗黒物質間接探索シミュレーション

前節 5.2 では点源に対する微分感度を計算し、パフォーマンスを確認した。次にこのパフォーマンスで 観測を行った場合にどのようなサイエンスの結果が期待できるのかシミュレーションを行った。本シミュ レーションでは、CTA において重要なサイエンスプロジェクトとして位置づけられている、暗黒物質対 消滅からのガンマ線探索をテーマにした。

1.3.5 節で説明したように、暗黒物質は対消滅によりガンマ線を放出する場合、式(5.3)で表される密度の2乗に比例したガンマ線フラックスを放射する。

$$\frac{d\Phi(\Delta\Omega, E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma v}{2m_{\chi}^2 c^4} \sum_{i} R_i \frac{dN_{\gamma}^i}{dE_{\gamma}} \cdot \tilde{J}(\Delta\Omega)$$
(5.3)

ここで $J(\Delta\Omega)$ は密度 ρ の 2 乗を視線方向の経路 *los* (line of sight) と立体角 $\Delta\Omega$ でについて積分した

$$\tilde{J}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{los} ds \,\rho^2(s,\,\Omega) \tag{5.4}$$

のように表される宇宙物理学的な因子、その前の因子が素粒子物理的な因子で、 $\sum_i R_i dN_{\gamma}^i/dE_{\gamma}$ はチャンネル*i*毎のガンマ線光子のフラックス $dN_{\gamma}^i/dE_{\gamma}$ に分岐比 R_i を乗じて、崩壊経路として考えられる全チャンネルに対して総和をとったフラックスである。したがって暗黒物質探索は銀河中心等の暗黒物質の密度が高い領域を観測することが望ましいと言われている [11]。この観測で問題になる点として、点源ではなく拡がった領域の観測であるということ、対消滅由来のガンマ線以外にバックグラウンドのガンマ線が存在すること、が挙げられる。これらのことを考慮してシミュレーションを行う必要がある。

5.3.1 観測シミュレーションの想定内容

暗黒物質の対消滅では $\chi\chi \to b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ 等の様々なチャンネルが予想されており、ガンマ線は そこから追随して起こる反応の結果として放射されると考えられている。今回は $\chi\chi \to \gamma\gamma$ の経路のみに ついて考えた。すなわち、質量 m_{χ} [TeV] の非相対論的な速度の暗黒物質が、ある断面積 $\sigma_{\gamma\gamma}v$ で対消滅 を起こしてエネルギー m_{χ} [TeV] のラインガンマ線光子 2 個を放射する場合について考える。ある領域を 観測しガンマ線のエネルギースペクトルを見たとき、ガンマ線バックグラウンドのスペクトルは連続成分 であるため、その上にエネルギー分解能の幅だけ拡がったライン構造が $E = m_{\chi}c^2$ の位置に現れると期 待できる。暗黒物質の質量 m_{χ} は、典型的には数+ GeV – 数 TeV の範囲だと考えられているため、観測 帯域が 20 GeV – 1 TeV の LST の観測対象となり得る。そこで、望遠鏡の視野中心を銀河中心に固定し て、そこから半径 1°の範囲 (図 5.11 左赤の円内部)を信号領域として LST 4 台で観測することを想定す る。またこの領域には図 5.11 左のようなバックグラウンドガンマ線源が有り、図 5.11 右のようなスペク トルを仮定する (宇宙線電子の取り扱いについては後で述べる)。銀河中心の暗黒物質の空間密度分布は Einasto profile を用いた [33]。この想定の下でスペクトルから有意なライン成分の信号を得るにはどの程 度の反応断面積 $\sigma_{\gamma\gamma}v$ が必要かを計算した。観測時間は 500 時間とした。



図 5.11 銀河中心領域のガンマ線バックグラウンド源の位置 (左) とそのスペクトル (右)[34][35][36] [37]。右図のピンク色の線が信号領域中の全てのバックグラウンド源のガンマ線分布を足し合わせたス ペクトルである。

5.3.2 拡がったソースに対する微分感度の計算

前節 5.2 で計算した微分感度は点源に対するものなので、信号領域を視野中心から 1° とした場合の感 度を再計算する必要がある。そこで以下のような条件で再計算を行った。再計算用の *Hadronness* や θ² のデータは先程の TEST サンプルのデータを使う。

- ガンマ線のバックグラウンドを考慮する必要があるが、電子のシャワーがガンマ線シャワーとほとんどイメージが変わらないことから、ガンマ線のバックグラウンドとして電子のシャワーデータを利用する。感度を計算する際、電子のフラックスを図 5.11の水色の分布からピンク色の全バックグラウンドの分布にスケーリングする。
- θ^2 cut は 1° で固定する。
- 5.2.1 節の手順 10. で述べた 2 個目の必要条件 (signal はバックグラウンドレートの 5 % 以上)を 考慮しない。ON-OFF 観測のように OFF モードのデータをバックグラウンドとして独立に考え 差分を取る方法とは違い、これはある一信号領域のエネルギースペクトルからラインの構造を探る 手法であるため、バックグラウンドを見積もる際の系統的な不定性は無視できるからである。

ここで、ガンマ線ライン構造は図 5.12 のエネルギー分解能から、エネルギービン幅 0.2 桁 ($\Delta E/E \sim 50$ %) に収まるものと仮定した (本来はエネルギー毎にエネルギー分解能から最適化したビン幅で感度を計算す る方がより良い値が得られるが、今回は log で等幅のままで計算した)。

この方法で微分感度を計算した結果を図 5.13 に示す。



図 5.12 暗黒物質対消滅ラインガンマ線観測を想定した場合のエネルギー分解能。先ほどの図 5.9(d) に比べてやや精度が落ちている。



図 5.13 暗黒物質対消滅ラインガンマ線観測を想定した場合の微分感度。観測時間は 500 時間。

5.3.3 断面積 *σv* の上限値

得られた感度曲線から、 $\chi\chi \to \gamma\gamma$ の断面積 $\sigma_{\gamma\gamma}v$ の上限値が見積もられる。微分感度を S とすると式 (5.3) から

$$(\sigma_{\gamma\gamma}v)_{\rm u.l.} = S \cdot 4\pi \cdot \frac{\Delta E}{\tilde{J}}$$
(5.5)

が得られ、 σv の上限値を計算できる。 ΔE はエネルギービン幅である。まず式 (5.4)から \tilde{J} 因子を計算 する。暗黒物質の密度として仮定した Einasto profile は以下の式 (5.6)である。

$$\rho_{\rm ein} = \rho_0 \exp\left[-\frac{2}{\gamma} \left(\left(\frac{r}{r_s}\right)^{\gamma} - 1\right)\right] \tag{5.6}$$

ここで、 $\rho_0 = 0.094 \text{ GeV cm}^{-3}$ 、 $r_s = 20 \text{ kpc}$ 、 $\gamma = 0.17 \text{ cbas}$ 。銀河中心までの距離を 8.5 kpc、1°の 視野内を数値積分で計算すると、 $\tilde{J} = 1.2 \times 10^{22} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$ となる。

以上、図 5.13 の微分感度と式 (5.5)、求めた \tilde{J} の値から、図 5.14 の断面積 $\sigma_{\gamma\gamma}v$ の上限値が得られる。



図 5.14 500 時間観測で暗黒物質対消滅ラインガンマ線を観測した場合の $\sigma_{\gamma\gamma}v$ の上限値 (青線)。横軸は暗黒物質の質量。黒、赤丸のプロットはそれぞれ *Fermi*-LAT、H.E.S.S. の観測結果 [39]。

例えば [38] で仮定されている SU(2)_L nonsinglet の χ^0 の場合、 $\chi^0 \chi^0 \to \gamma \gamma$ の典型的な断面積 $\sigma_{\gamma\gamma} v$ は、triplet (Wino-like) の場合 ~ 10^{-27} cm³ s⁻¹、doublet (Higgsino-like) の場合 ~ 10^{-28} cm³ s⁻¹ にな る。図 5.14 から、約 20 GeV – 1 TeV の全範囲で triplet のモデルを棄却でき、約 30 GeV – 600 GeV の範囲で doublet のモデルを棄却できることがわかる。以上から、対消滅ガンマ線のライン構造から質量 20 GeV – 1 TeV の暗黒物質を探索、あるいは断面積 $\sigma_{\gamma\gamma} v$ の上限値を付けるのに、LST での観測が有効 であることがわかった。また図 5.14 丸プロットで示した現行の実験の観測結果と比較しても、1 桁程度、 $\sigma_{\gamma\gamma} v$ に対して強い制限を加えられることが期待できる。シミュレーションした LST にさらに中口径望遠 鏡 MST、小口径望遠鏡 SST も加えれば、1 TeV 以上の高エネルギー側に関しても感度が上がるので、よ り広いエネルギー範囲で暗黒物質対消滅ガンマ線探索が可能になる。

第6章

まとめ

CTA 大口径望遠鏡 (LST) では 20 GeV の低エネルギー閾値の達成を目指している。トリガー閾値を下 げると、夜光バックグラウンド (NSB) によるトリガーレートが増大する。ハードウェアの性能によって、 この NSB トリガーレートがどのように変わり、エネルギー閾値にどのような影響を及ぼすのかをシミュ レーションした。

まず NSB トリガーレートが PMT 信号パルス幅とアフターパルス発生確率によってどのように変化を 受けるか検証した。NN logic トリガーの場合、NSB 優勢な低閾値側でパルス幅による影響を受けた。逆 にアフターパルス優勢な高閾値側でアフターパルス確率の影響を受けた。例えば 2NN でパルス幅が 3 ns から4nsに拡がったとき、低閾値側でおよそ2、3倍レートが上がった。一方、2NNでアフターパルス 確率が3倍になると高閾値側でのトリガーレートが3²倍程度になる。Analog Sum トリガーの場合、ピ クセル毎のクリッピングの効果によって、アフターパルス確率によるトリガーレートへの影響はほとんど ないが、パルス幅によるトリガーレートの違いが見られた。例えば NSB レート 234 MHz で Sum 閾値を 25 p.e. に設定した場合、パルス幅が 2 ns の場合と 3 ns の場合でトリガーレートが 1 桁違った。次に宇 宙線のトリガーレートを計算し、トリガー閾値を決定したうえでガンマ線シャワーのシミュレーションを した。ガンマ線によるトリガーレートを計算し、トリガー条件毎、ハードウェア仕様毎のエネルギー閾 値を比較した。NN logic トリガーの場合 3NN のとき最もエネルギー閾値を下げられることがわかった。 また 3NN の場合、アフターパルス確率が 9 倍違うと、エネルギー閾値に 6 GeV 程度の差が見られた。 3NN でアフターパルス確率 (>4 p.e.) が 0.0067 % の場合、最も低いエネルギー閾値 23 GeV となった。 一方 Analog Sum トリガーの場合、クリッピング閾値が 8 p.e. 以下ではアフターパルス確率よりもパル ス幅の影響が大きいが、クリッピング閾値が 10 p.e. 以上ではクリッピングの効果が弱まり、アフターパ ルス確率の大小でエネルギー閾値が大きく変わる。Analog Sum トリガーでは、パルス幅を狭くするだけ でなく、クリッピング閾値を下げるために、アフターパルス確率を下げる努力が必要だということがわ かった。以上の結果で最も低いエネルギー閾値を示したのは、アフターパルス確率が 0.0067 % 、Analog Sum トリガーでクリッピング閾値を 14 p.e. に設定した場合で、その値は 19 GeV であった。

今度は、これまでのシミュレーションで最も低いエネルギー閾値が得られた設定で大口径望遠鏡4台での感度を計算した。この際シャワーのパラメータを確認し、パラメータ毎のハドロン分別能力の強さを見た。低エネルギーではシャワー最大発達点高度が最も強いハドロン弁別能力を示すことがわかった。点源に対する微分感度は約25 GeV で 8.3×10^{-11} erg cm⁻² s⁻¹、約100 GeV で 1.9×10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹、

約1 TeV で $2.5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を達成することがわかった。さらに暗黒物質対消滅からのライン ガンマ線探索のシミュレーションを行った。LST では現行の観測機器よりも反応断面積 $\sigma_{\gamma\gamma}v$ に対する制 限を 1 桁程度強く課すことができることがわかった。

付録 A

LST 初号機搭載用読み出し回路基板開発

我々は LST 焦点面カメラに搭載する PMT 信号波形読み出し回路を開発している (3.2.4 節参照)。私 は LST 初号機搭載に向けて、前版から部品の選定、配線パターン、層構造、部品配置等の最終調整をし 改良を行った、初号機搭載モデルの基板を製作した。製作された基板を図 A.1 に示す。



図 A.1 改良版読み出し回路基板

前版から変更した点を以下にまとめる。

- 波形読み出しのダイナミックレンジの最大値を、High Gain の系統で100 p.e. 相当、Low Gain の 系統で2000 p.e. 相当に設定するために、PMT 波形増幅用のメインアンプの入力抵抗値として適 切な値のものを選定し、ゲインの値を調整した。
- 1 チップ1 アンプ型のプリアンプ2 個を使用していた回路部分を、1 チップ2 アンプ型のプリアン プを使い1 個にまとめた。
- Gbit Ethernet 通信のための PHY デバイスを、前版の物が廃盤になるため、別の型番のものに 変更。

- ADC をより低消費電力のチップに変更。
- FPGA のクロック信号として使う水晶発振器を周波数 33.333 MHz のものから 125.000 MHz の ものに変更。PHY の変更により 125 MHz ±100 ppm の高い精度のクロック信号が必要になった ため。
- デジタルの素子に1.2 Vを供給するためのレギュレータを、シリーズレギュレータからスイッチングレギュレータに変更。電力変換効率が上がるため消費電力の改善が期待できる。
- PCBの配線パターンと部品配置(特にアナログ回路の部分)の調整を行った(図 A.2)。
- カメラの冷却システムが空冷で熱変換効率が悪いと考えられるので、レギュレータやプリアンプ等
 熱を多く発する素子付近のグランドベタ上のレジストを除外し、それを放熱面とすることで熱変換
 効率が上がるよう工夫した (図 A.3)。
- 外部回路との通信に必要なデジタル信号線の最終チェック。



図 A.2 前段アンプ(左)と後段アンプ(右)を繋ぐ配線パターン。上の黒のパターンが前版、下の赤の パターンが新板。右側の後段アンプの位置を上に移動させ、配線長を短くするよう改善した。



図 A.3 放熱の効率を考え、レギュレータの周りのグランドベタを、緑色のレジストを除外することで 剥き出しにした。

謝辞

本修士論文執筆にあたり、当研究室のみならず多くの方々からご助力を頂きました。この場を借りてお 礼申し上げます。まず、京都大学准教授窪秀利先生には、ミーティングに限らず常日頃から的確なアドバ イスにより我々 TeV ガンマ線グループを導いて下さり、非常に心強く感じています。そして特定助教齋 藤隆之先生は本研究を進める上で必要なほぼ全ての知識を私にご教授くださいました。先生のご指導なし には本研究の成就はありえませんでした。大変感謝しています。我々 TeV グループの先輩今野裕介さん、 彼の真摯に研究に向き合う姿勢からは学ぶことが非常に多いです。私の読み出し基板に関する知識は全て 今野さんから教わったものです。また、私が実験等で上手くいかないときも何かと気にかけアドバイスを くださりました。ありがとうございました。未熟な私ですがこれからもよろしくお願いします。TeV グ ループで同学年の土屋優悟君とは、お互いあれこれ議論しながら実験をしたのは良い思い出です。東京大 学宇宙線研教授の手嶋政廣先生を始めとする CTA-Japan の先生方からはネットミーティング等で多くの 有益なご助言をいただきました。また CTA-Japan に所属する同世代の学生達からも、ネットミーティン グで仕事報告を聞き、みんなも頑張っているのだなと良い刺激を受けました。回路製作にあたって KEK 素核研准教授内田智久先生、技師池野正弘氏には、回路製作について何の知識もなかった私に丁寧にご指 導くださいました。京都大学宇宙線研究室のX線グループ、MeVガンマ線グループの方々は普段から私 に良くしてくださいました。また宇宙線研究室研究室 OB の金沢大学研究員澤野達也さんには、昨年度私 がシミュレーション結果の解析で行き詰っていたところを、鋭いアドバイスで何度も助けてくださいま した。

最後に改めて、皆様に感謝の意を表します。

参考文献

- The Fermi-LAT Collaboration, Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog, arXiv:1501.02003v1, 8 Jan 2015
- [2] TeVCat website http://tevcat.uchicago.edu/
- [3] 小山勝二・嶺重慎 編、ブラックホールと高エネルギー現象、日本評論社、2007
- [4] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics, WILEY-VCH
- [5] Aharonian, F. A. et al., Very High Energy Cosmic Gamma Radiation, World Scientific Publishing, 2004
- [6] J. Aleksić et al., Morphological and spectral properties of the W51 region measured with the MAGIC telescopes, A&A 541, A13 2012
- [7] Aharonian, F. A.; Bogovalov, S. V., Exploring physics of rotation powered pulsars with sub-10 GeV imaging atmospheric Cherenkov telescopes, New Astro. Volume 8 Issue 2 Pages 85-10, February 2003
- [8] J. Aleksić et al., Detection of bridge emission above 50 GeV from the Crab pulsar with the MAGIC telescopes, A&A 565, L12 2014
- [9] Abdo, A. A. et al., Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution, ApJ 736 131, 2011
- [10] A. A. Abdo *et al.*, A limit on the variation of the speed of light arising from quantum gravity effects, Nature 462, 331-334, 19 November 2009
- [11] M. Doro *et al.*, Dark matter and fundamental physics with the Cherenkov Telescope Array, Astropart. Phys. 43 189-214, 2013
- [12] J. Conrad, Searches for particle dark matter with gamma-rays, AIP Conf. Proc. 1505, 166, 2012
- [13] R. Wagner, Measurement of VHE γ -ray emission from four blazars using the MAGIC telescope and a comparative blazar study, Ph.D. Thesis, Technische Universität München, November 2006
- [14] S. Commichau, Observation of Very High Energy Gamma-Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope, considering Geomagnetic Field Effects on the Imaging Technique, PhD Thesis, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, March 2007
- [15] F.A. Aharonian, A.K. Konopelko, Stereo Imaging of VHE Gamma-Ray Sources, arXiv:astroph/9712044v1, 3 Dec 1997
- [16] H.E.S.S. website http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/

- [17] MAGIC website http://magic.mpp.mpg.de/
- [18] VERITAS website http://veritas.sao.arizona.edu/
- [19] CTA-Japan Consortium, Cherenkov Telescope Array 計画書 (LOI), 2014
- [20] B.S. Acharya et al., Introducing the CTA concept, Astropart. Phys. Volume 43 3-18, 2013
- [21] D. Heck et al., CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Wissenschaftliche Berichte, Forschungszentrum Karlsruhe FZKA 6019, 1998
- [22] T. PIEROG et al., Latest Results of Air Shower Simulation Programs CORSIKA and CONEX, Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Volume 4, p.625-628, 2008.
- [23] F. Schmidt et al., "CORSIKA Shower Images", http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html
- [24] K. Bernlöhr, Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray, Astropart. Phys. Volume 30 Issue 3 pp. 117-166, Oct. 2008
- [25] K. Bernlöhr, Preliminary telescope simulations parameters for Prod-2, Dec. 14, 2012
- [26] M. Rissi *et al.*, A New Sum Trigger to Provide a Lower Energy Threshold for the MAGIC Telescope, Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 56 Issue 6 Pages 3840 - 3843, Dec. 2009
- [27] S. Koyama, Master's thesis, Saitama University, 2012
- [28] EAS-TOP Collaboration, Measurement of the cosmic ray hadron spectrum up to 30 TeV at mountain altitude: the primary proton spectrum, Astropart. Phys. 19:329-338, 2003
- [29] F.A. Aharonian *et al.*(The HEGRA Collaboration), The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes, AsJ 539, 317-324, 2000
- [30] Michael Rissi, Detection of Pulsed Very High Energy Gamma-Rays from the Crab Pulsar with the MAGIC telescope using an Analog Sum Trigger, PhD Thesis, ETH Zurich, October 2009
- [31] L. Bremian, Random Forests, Machine Learning 45, 5-32, 2001
- [32] T. Takeshi, Novel Photo Multiplier Tubes for the Cherenkov Telescope Array Project, arXiv:1307.5463v1, 20 Jul 2013
- [33] J.F. Navarro *et al.*, The diversity and similarity of simulated cold dark matter haloes, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 402 (2010) 21-34.
- [34] F. Aharonian *et al.*, Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745290, A&A 503, 817-825, 2009
- [35] F. Aharonian *et al.*, Discovery of very-high-energy g-rays from the Galactic Centre ridge, Nature 439 9, February 2006
- [36] F. Aharonian *et al.*, Very high energy gamma rays from the composite SNR G0.9+0.1, A&A 432, L25-L29, 2005
- [37] F. Aharonian *et al.*, Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies, Phys. Rev. Lett. 101, 261104, 30 December 2008
- [38] J. Hisano et al., Explosive Dark Matter Annihilation, Physical Review Letter 92 3, Jan. 2004

[39] A. Abramowski *et al.*, Search for Photon-Linelike Signatures from Dark Matter Annihilations with H.E.S.S., Phys. Rev. Lett. 110, 041301, 22 January 2013