2021 年度 修士論文

集光器への多層膜蒸着による夜光低減手法および半導体光検出器 の採用による大気チェレンコフ望遠鏡の性能向上の評価

> 名古屋大学大学院理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻宇宙地球物理系 宇宙線物理学研究室

> > 博士課程(前期課程)2年 学籍番号 262001234

> > > 芳賀 純也

2022年3月14日

暗黒物質は宇宙に存在する未知の物質で、これまでの観測からその存在は示唆されているものの、正体は未だに わかっていない。暗黒物質の有力候補として考えられているのが Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) で ある。WIMP の対消滅によって標準粒子が生成され、その標準粒子の崩壊過程でガンマ線やニュートリノなどが 生成される。その暗黒物質の対消滅由来のガンマ線を検出する暗黒物質探索が行われている。ガンマ線観測衛星の Fermi の LAT 検出器や、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の MAGIC や H.E.S.S. などの観測から数百 GeV の質量 を持つ暗黒物質粒子は発見されておらず、対消滅断面積に強い制限をかけるにとどまっている。現在開発が進めら れている次世代計画の Cherenkov Telescope array (CTA) では、現行の望遠鏡の MAGIC や H.E.S.S. に比べて 1 桁広いエネルギー範囲と 1 桁高いガンマ線天体検出感度を持つ。そのため CTA では数 TeV 領域での暗黒物質探索 による暗黒物質の発見が期待される。CTA では大・中・小の3 種類の口径を持った望遠鏡を設置する予定で、その 中でも大口径望遠鏡と中口径望遠鏡は光検出器に光電子増倍管を採用している。我々は高い光検出効率と観測時間 の拡大によるガンマ線天体検出感度の向上を目的に半導体光電子増倍素子 (SliconPhotoMuliplier、SiPM)の採用 を検討している。しかし SiPM は光電子増倍管に比べ長波長の夜光に感度を持つため、チェレンコフ光の夜光に対 する信号雑音比 (Signal to Noise ratio、SN 比) が悪化し、ガンマ線のエネルギー推定精度やガンマ線事象の検出 効率の悪化を招きうる。

これを解決するために、長波長を選択的に吸収する多層膜(名古屋大学と東海光学株式会社による共同開発)を 蒸着した集光器(Al 15 nm 集光器)を用いた新たな夜光低減方法を検討し、本研究ではSiPMの高い検出効率を 保ちつつ、夜光の検出量を低減できるかを定量的に評価し、この手法が長時間観測に向けて有効かどうかを検証し た。SiPMの採用によるSN比の悪化はシミュレーションにより約25%であることが見積もられ、Al 15 nm 集光 器をSiPMと併用することで20%程度の悪化であることがわかった。より定量的な評価のためにモンテカルロシ ミュレーションを用いて望遠鏡のガンマ線に対する有効検出面積の比較を行なった。Al 15 nm 集光器とSiPMの 併用により、従来の集光器とPMTを用いたLST初号機の場合に比べ、低エネルギーのガンマ線に対する有効検出 面積が改善し、特にLSTの観測下限エネルギーの20GeVのガンマ線に対する有効検出面積がおよそ25%改善す ることが判明した。これより多層膜蒸着した集光器はSiPMの採用に向け有効な夜光低減手法であることが明らか になった。またSiPMとAl 15 nm 集光器の試作を用いて集光器の集光効率を含めた光検出効率を測定し、シミュ レーション結果と比較した。測定値と計算値の間に最大で10%ポイント程度の差が確認されたが、シミュレー ション結果に対しては数%程度の不定性を与えるのにとどまることから、シミュレーション結果が十分に実測値を 考慮したものであると言えることを示した。

目次

第1章	序論	1
第2章 2.1 2.2	ガンマ線による暗黒物質探索 暗黒物質 暗黒物質の対消滅由来のガンマ線観測による暗黒物質探査 昭色型本気チェーンフラ視遠鏡と Choropkoy Tolopoppo Arroy (CTA) 計画	3 3 5
- − − 3 1	脾豚空入気テェレンコン茎遠鏡と Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画 解像型大気チェレンコフ望遠鏡のガンマ線観測原理と現行の解像型大気チェレンコフ望遠鏡	9
3.2		15
3.3	大口径・中口径・小口径望遠鏡	15
第4章	観測時間拡大に向けた光検出器の SiPM 採用と夜光低減の先行研究	21
4.1	焦点面カメラの構成	21
4.2	半導体光電子増倍素子	23
4.3	光検出器の SiPM の採用における利点・欠点および課題	23
第5章	集光器への多層膜蒸着を用いた夜光低減手法の検討	29
5.1	目的	29
5.2	夜光低減を目的とした多層膜の設計とその試作	29
5.3	多層膜を蒸着した集光器の ROBAST を用いた性能推定	34
第6章	モンテカルロシミュレーションを用いた集光器の性能評価	41
6.1	シミュレーション概要....................................	41
6.2	背景事象のトリガー頻度とトリガー閾値の算出	42
6.3	有効面積を用いた多層膜蒸着した集光器の評価	44
6.4	有効面積を用いたカットオフ波長の検討	49
第7章	多層膜蒸着した集光器の集光効率の実測による性能評価	53
7.1	集光器の集光効率の実測	53
第8章	結論と今後の展望	63
謝辞		65
引用文献		67



2.1	回転曲線	4
2.2	弾丸銀河団の衝突	4
2.3	ガンマ線の全天マップ....................................	6
2.4	暗黒物質の対消滅断面積の上限....................................	7
2.5	CTA で期待される暗黒物質の対消滅断面積の上限	8
3.1	ガンマ線と宇宙線の相互作用の模式図	10
3.2	空気シャワーの発達のイメージ	11
3.3	チェレンコフ光と夜光のスペクトル	12
3.4	撮影されたチェレンコフ光の像....................................	12
3.5	ステレオ観測....................................	13
3.6	チェレンコフ光の密度分布	13
3.7	ライトプール....................................	14
3.8	南サイトと北サイトの完成予想図....................................	15
3.9	望遠鏡の配置	16
3.10	感度曲線の比較	16
3.11	大口径望遠鏡	18
3.12	中口径望遠鏡	18
3.13	小口径望遠鏡	19
3.14	大口径望遠鏡の焦点面カメラ	19
3.15	中口径望遠鏡	20
3.16	小口径望遠鏡	20
4.1	LST 初号機の PMT	22
4.2	集光器の模式図	22
4.3	集光器の集光効率の例....................................	22
4.4	LST 初号機の集光器の多層膜の反射率	23
4.5	SiPM	24
4.6	二次光子の放射スペクトル	24
4.7	MAGIC 望遠鏡のフィルター	25
4.8	SST-1M	26
4.9	SST-1M の窓の多層膜の透過率	27
5.1	多層膜の反射のイメージ図	30

5.2	LST の集光器側面への入射角度分布	31
5.3	多層膜の反射率の比較....................................	32
5.4	反射率測定に用いた円板	32
5.5	多層膜反射率の計算値と実測値の比較	33
5.6	多層膜蒸着した集光器の試作....................................	34
5.7	多層膜の反射率の比較	35
5.8	集光器の集光効率の計算結果	35
5.9	simtel で使用されている集光効率データ	36
5.10	PMT の量子効率の入射角度依存性	36
5.11	集光器と焦点面の再現	37
5.12	夜光量ごとのエネルギー分解能の比較	39
(1	本业 阻乙亦上儿老 超嵌示比较	12
0.1	夜光、陽子のトリカー頻度の比較	43
6.2	囲系数における果光効率の遅い たかごまの比較 たかごまの比較	44
0.3	有別面積の比較1	45
6.4	有効 回復 の 比較 2	40
0.5	1 名別面積の比較3	47
0.0	有効面積の比較4	48
0.7	1 1	48
6.8		49
6.9	カットオフ波長ことのチェレンコフ光と夜光の検出量の推移	50
6.10 C 11		51
6.11	ナエレンコノ光と夜光の検出量を定数惜した場合の 20 GeV のカンマ線の有効検出面積の比較	51
6.12	ナエレンコン光と夜光の検出量ことの有効検出面積	52
6.13	カットオノ波長こと有効検出面積の比較	52
7.1	測定系	54
7.2	TARGET-C と SiPM と集光器	55
7.3	PMT の生波形	56
7.4	PMT 測定の電荷分布	57
7.5	TARGET-C から得られる SiPM の出力波形	57
7.6	装置関数	58
7.7	デコンボリューション後の波光最大値分布....................................	59
7.8	SiPM の積分値分布	59
7.9	SiPM の積分値分布	60
7.10	64 画素の平均検出光子数の分布	61
7.11	LED の波長が 402 nm の場合の結果	61
7.12	LED の波長が 830 nm の場合の結果	62



3.1	大口径・中口径・小口径望遠鏡の仕様	17
5.1	名古屋大学と東海光学によって開発された多層膜設計案と LST 初号機の多層膜設計	30
5.2	検出量の計算結果....................................	37
5.3	SN 比の比較	38

第1章

序論

暗黒物質は宇宙に存在する未知の物質で、これまで観測から存在は示唆されているものの、その正体は未だに判 明していない。暗黒物質は現在の素粒子模型には含まれない素粒子だと考えられ、これまでの観測結果から電磁相 互作用をしない、非バリオン物質、非相対論的、安定であるといった性質を持つものと考えられている。このよう な条件を満たし、暗黒物質の有力候補として考えられているのが Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) で ある。WIMP は重力相互作用と弱い相互作用のみ働く中性の仮説の粒子である。WIMP 同士の対消滅によって標 準模型粒子が生成され、その標準模型粒子の崩壊過程でガンマ線やニュートリノが放射される。そのガンマ線を検 出することで暗黒物質の正体を明らかにする間接探索が行われている。

ガンマ線観測衛星の Fermi に搭載されている LAT 検出器(Fermi-LAT)や、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の MAGICや H.E.S.S. などによる観測から数百 GeV 領域の暗黒物質粒子の対消滅断面積に強い制限をかけることが できているが、未だ暗黒物質の発見に至っていない。また TeV 領域では強い制限をかけることができていない。現 在開発が進められている次世代解像型大気チェレンコフ望遠鏡の Cherenkov Telescope array(CTA)計画では、現 行の解像型望遠鏡の MAGICや H.E.S.S. に比べて 20 GeV から 300 TeV の一桁高いエネルギー範囲と一桁高いガ ンマ線天体の検出感度を持つ。そのため CTA では TeV 領域での暗黒物質探索、そして暗黒物質の発見が期待さ れる。

暗黒物質の対消滅由来のガンマ線は、地球の大気に入射すると大気中の粒子の原子核の電磁場と相互作用して 電子・陽電子対生成と制動放射を繰り返し、大量の荷電粒子を生成する。その荷電粒子が空気中の光速を超える とチェレンコフ光を放射し、このチェレンコフ光を検出してガンマ線を観測する望遠鏡を解像型大気チェレンコ フ望遠鏡といい、撮影したチェレンコフ光の像からガンマ線のエネルギーと入射方向を推定する。CTA では大・ 中・小の3種類の口径を持った望遠鏡を南半球と北半球に合計で100台近く設置し観測を行う予定で、大口径望 遠鏡(Large-Sized Telescope、LST)と中口径望遠鏡(Medium-Sized Telescope、MST)は光電子増倍管(Photo Multipulier Tube、PMT)を現在使用しているが、我々は将来的な展望として PMT に比べ光検出効率が高く、受 光量に起因する劣化が起きず月光下での観測を可能とする半導体光電子増倍素子(SliconPhotoMuliplier、SiPM)の採用を検討している。

しかし SiPM は PMT に比べ長波長で多くの放射するノイズの夜光を検出しやすいため、チェレンコフ光の夜光 に対する信号雑音比が悪化し、ガンマ線のエネルギー推定精度やガンマ線事象の検出効率の悪化を招く。これを解 決するために、本研究では長波長の光を選択的に吸収する多層膜を集光器に蒸着する夜光低減方法を検討した。集 光器は焦点面に隙間なく並べることで不感領域を減らし、集光器の集光効率に入射角度依存性を持たせることで望 遠鏡の主鏡以外からの入射光を低減する役割を担う、ここに新たに夜光低減の役割を持たせるというのが本研究で ある。

本修士論文では、LST と MST の光検出器への SiPM 採用に向けて多層膜蒸着した集光器を用いた夜光低減手法 が有効であるかを検討した結果を報告する。簡単に本論文の各章の内容を説明する。2章では暗黒物質の存在を示 唆する実験結果また暗黒物質の候補に述べ、暗黒物質探索方法の一つである暗黒物質の対消滅由来のガンマ線観測 について述べる。3章ではガンマ線観測実験の一つである解像型大気チェレンコフ望遠鏡の観測原理について説明 し、次世代計画の CTA 計画について述べる。4章では観測時間の拡大を目的とした LST と MST の光検出器への SiPM 採用による利点と欠点そして課題について説明を行い、SiPM の採用における夜光検出量の低減の必要性を示 す。そして夜光低減の先行研究について述べ、LST と MST には新たな手法が必要であることを明らかにする。5 章では多層膜蒸着した集光器による夜光低減手法の提案と、その集光器を使用したときのチェレンコフ光と夜光の 検出量を算出し、チェレンコフ光の夜光に対する信号雑音比の推移の比較を行う。また夜光低減を目的とした試作 多層膜の反射率の計測結果を報告する。6章ではモンテカルロシミュレーションを用いて、光検出器の SiPM 採用 に対して多層膜蒸着した集光器を用いた夜光低減手法が有効であるかを、ガンマ線の有効検出面積の観点から判断 し、その結果を報告する。7章では、PMT または SiPM とLST 初号器集光器を使用した場合に対して SiPM と試 作多層膜を蒸着した集光器を使用した場合の相対的な検出効率を実測で求め、6章のモンテカルロシミュレーショ ンで使用した計算値の検出効率と比較し、モンテカルロシミュレーションで求めた結果の整合性について議論する。 最後に本論文の結論と今後の展望について8章で述べる。

第2章

ガンマ線による暗黒物質探索

2.1 暗黒物質

暗黒物質は宇宙に存在する未知の物質である。通常の物質の多くは電磁波を放射しており、その光度からバリオン物質の質量分布を逆算・推定することができる。1930年代にツビッキーは銀河団内の銀河の速度分散を測定し、その大きさが光学観測から推定される個々の銀河質量同士の重力エネルギーによる束縛だけでは説明できないこと見出した。この光学的に観測できない質量として、ツビッキーは暗黒物質の存在を提唱した(Zwicky 1933)。プランク衛星(Aghanim et al. 2020)や COBE 衛星(Smoot and Kogut 1992)、WMAP 衛星(Bennett et al. 2013)による宇宙背景放射の観測から暗黒物質は宇宙のエネルギー密度の約 27 % を占めているとされる。また今日の宇宙の大規模構造を作る上で重要な役割を果たしていると考えられている。暗黒物質は様々な実験結果からその存在は証明されているが、未だ正体はわかっていない。本章では暗黒物質の存在証拠とその候補について説明し、暗黒物質探索について説明する。

2.1.1 暗黒物質の存在証拠

渦巻銀河の回転速度の観測結果は暗黒物質の証拠の一つである。銀河中の質量 m の星の回転運動方程式は、

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{GM(r)m}{r^2} \tag{2.1}$$

で与えられる。r は銀河中心からの距離、M(r) は半径 r 内に存在する物質の総質量、G は万有引力定数である。こ れを星の回転速度 v について解くと

$$v = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{2.2}$$

が得られる。ここで半径 r が十分に大きく、光学的に観測可能な物質の質量が銀河中心に集中していると仮定した 場合、半径 r 内のバリオン物質の総質量 M(r) は一定であるとみなせる。そのため $v \propto r^{-1/2}$ の関係が期待され る。しかし、図 2.1 の NGC6503 の渦巻銀河の回転速度の観測結果から、銀河中心から近くない領域での回転速度 が一定になっていることがわかる。この結果を説明するために二つの仮説を立てることができる。第一に光学的に は観測できない質量を持った物質、つまり暗黒物質が密度 $\rho \propto r^{-2}$ に従い分布するという仮説、第二に古典力学 が長距離で破れているという仮説である。暗黒物質の存在を仮定せずに、古典力学を修正することで銀河回転曲線 問題の証明を試みる修正ニュートン力学 (Modified Newtonian Dynamics、 MOND) という理論がある (Milgrom 1983b,a)。修正ニュートン力学では、太陽系のような小規模の系では重力は従来の古典力学と同様に距離の逆二乗 に比例する力となり、銀河系のような大規模な系では重力は逆一乗に漸近するものと考えるため、銀河中心からの 距離 r が十分に大きく、M(r) が一定である場合に銀河内の星の回転速度 v が一定であることが説明できる。



図 2.1 NGC6503 の渦巻銀河の回転曲線。破線は光学観測で見積もられた回転曲線。点線はガスによる寄与。 点破線は暗黒物質が自身の重力で塊であるダークハローによる寄与。図は Begeman et al. (1991)より引用。

このように修正ニュートン力学で銀河回転曲線問題を説明できることから、暗黒物質の存在は断定されなかった。 しかし弾丸銀河団のX線と重力レンズを用いた観測結果(Clowe et al. 2006)によって、修正ニュートン力学は否定 され暗黒物質の存在を示す証拠となった。

弾丸銀河団は大小二つの銀河団が衝突し、その後弾丸状に変形した X 線を放射している銀河団である。この銀河 団の X 線観測から求められるガス(バリオン物質)の分布と、重力レンズを用いた観測から求められる質量の分 布を、図 2.2 にあるように比較した(Clowe et al. 2006)。この観測結果から両者の分布が一致しないことがわかっ た。これは力学法則がどうであれ、光学観測できない質量を持った物質、つまり暗黒物質の存在を裏付ける証拠と なった。



図 2.2 カラーはバリオン物質の分布を表し、等高線は質量の分布を表す。二つの分布が一致しないことがわかる。図は Clowe et al. (2006)より引用。

2.1.2 暗黒物質候補

暗黒物質の正体はわかっていないが、現在の素粒子標準模型には含まれない素粒子であると考えられている。また宇宙の構造の観点から、暗黒物質は非相対論的 ($v \ll$ 光速(c)) であることが求められる。これは宇宙の大規模構造について N 体シミュレーションを行った際に暗黒物質が相対論的 ($v \approx c$) であると仮定すると、質量が拡散してしまうため小さな構造を作ることができないためである(Springel et al. 2005)。加えて 2.1.1 の観測事実から、

暗黒物質は次の特徴を持つと考えられる。電磁相互作用をしない、非相対論的である、寿命が宇宙年齢より長く、 安定である。このような特徴から、暗黒物質の候補は絞られる。候補の一つであったニュートリノは相対論的であ るため候補から除外され、有力な候補とされるのは、アクシオンと Weakly Interaction Massive Particles (WIMP) である。アクシオンは強い CP 問題を解決するために理論的に導入された新粒子である。WIMP は重力相互作用と 弱い相互作用のみ働く中性の仮説の粒子で、暗黒物質の有力候補であると考えられている。以下ではそう考えられ る根拠を述べる。

WIMP はビックバン宇宙論における標準模型粒子と同様に、初期宇宙において対生成と対消滅が行われる熱的平 衡状態にあったと考えられている。宇宙が広がり温度と密度が低下すると WIMP の対生成と対消滅は行われなく なり、粒子数が固定される。現在の暗黒物質の残存量(宇宙の全エネルギーに対する割合)は

$$\Omega h^2 \approx \frac{10^{-26} \,\mathrm{cm}^3 \mathrm{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \tag{2.3}$$

で書くことができる(松原隆彦 2010)。h ハッブル定数の無次元パラメータ、 σ は WIMP の対消滅断面積、v は WIMP の平均速さ、 $\langle \sigma v \rangle$ はこの両者の熱平均である。 $\Omega h^2 \simeq 0.11$ であることが Komatsu et al. (2011)からわ かっており、WIMP が暗黒物質の主成分であると仮定すると、WIMP の対消滅断面積が弱い相互作用規模の $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ であることが要求される。また WIMP の質量は宇宙論的観測から数 GeV から数 TeV の 範囲に限定されると考えられている(松原隆彦 2010)。

また素粒子物理学の観点から WIMP の対消滅断面積は $\sigma \approx 10^{-36}$ cm² 程度の弱い相互作用のスケールであるこ とから、この一致は偶然とは考え難いことから WIMP ミラクルと呼ばれ、WIMP が暗黒物質の有力候補として強 く支持される理由となっている。本修士論文では記述される暗黒物質は WIMP を想定している。

2.2 暗黒物質の対消滅由来のガンマ線観測による暗黒物質探査

2.2.1 暗黒物質の対消滅由来のガンマ線スペクトル

暗黒物質が ($\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)の断面積で対消滅を起こした場合、標準模型粒子が生成されその標準模型粒子の崩壊の過程でガンマ線やニュートリノが放出される。このガンマ線を検出することで、間接的に暗黒物質を発見することができる。このような暗黒物質の探索方法を間接探索という。ガンマ線のフラックスは式 2.4 で表される。

$$\frac{d\phi}{dE} = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2M_{\rm DM}^2} \sum_k B_k \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \times J(\Delta\Omega)$$
(2.4)

$$J = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{1.\text{s.o}} ds \ \rho^2(s,\Omega) \tag{2.5}$$

 $M_{\rm DM}$ は暗黒物質粒子の質量。 B_k はガンマ線を放出するチャンネルへのブランチングレートである。 $\frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma}}$ はチャンネルごとのガンマ線のスペクトル。JはJ-factor と呼ばれるもので、暗黒物質の密度分布 ρ を視線方向(Line of Sight、l.s.o)と立体角 $\delta\Omega$ に積分したものである。J-factor は暗黒物質の空間分布に大きく依存する。銀河の暗黒物質の空間分布は、いくつかのモデルが存在し(Visinelli 2016)、銀河中心部分の分布にはモデルごとの不定性がある。

暗黒物質の対消滅由来の有意なガンマ線を検出できなかった場合には、暗黒物質粒子の対消滅断面積に制限をつけることができる。その制限が $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \mathrm{cm}^3 \mathrm{s}^{-1}$ より厳しいものであった場合、暗黒物質が初期宇宙の熱的残存粒子だと仮定したときの、現在の残存する暗黒物質粒子の質量に制限をつけることができる。これは間接探査の利点である。

2.2.2 観測対象

このような間接探査の対象となるは、銀河中心や矮小楕円体銀河である。銀河中心は暗黒物質の密度が高いため ガンマ線の事象数を多く得ることができるが、暗黒物質の密度分布はモデルごとの不定性が大きいため、求められ た暗黒物質の対消滅断面積の制限の不定性が大きくなる。また宇宙線と星間物質・ガスが衝突して放射されるガン マ線(拡散ガンマ線)が銀河面に沿って放射されおり(図 2.3)、加えてガンマ線を放射する天体が多いため、背景 事象の系統誤差が支配的になる。そのため暗黒物質の対消滅由来のガンマ線との区別が困難である。



図 2.3 ガンマ線観測衛星の Fermi に搭載されている LAT 検出器によって観測された全天のガンマ線マップ。 銀河面に沿って広がった放射が見られる。図は https://fermi.gsfc.nasa.gov/より引用。

矮小楕円体銀河は天体の質量と光度の比である質量光度比が、典型的な恒星である太陽の 10-100 倍に達するこ とがわかっている(Simon and Geha 2007)。これは光度に寄与しない暗黒物質を多く含むことを表す。矮小楕円体 銀河は星間物質が少なく、星生成もほとんど見られないため(祖父江義明他 2007)、背景事象となるガンマ線放射 がほとんどないと考えられており、実際の観測ではそのようなガンマ線は観測されていない(Baring et al. 2016)。 そのため暗黒物質の対消滅由来のガンマ線の検出が容易になる。矮小楕円体銀河の暗黒物質の密度分布と J-factor は銀河内の星の運動を観測することで見積もられる。これまでの研究で J-factor は精度良く求められているため (Geringer-Sameth et al. 2015)、矮小楕円体銀河の観測から求められる暗黒物質の対消滅断面積の制限の不定性が 小さくなる。これが矮小楕円体銀河の観測の利点である。

矮小楕円体銀河の暗黒物質の密度は銀河中心に比べ低いため、ガンマ線観測衛星の Fermi に搭載されている LAT 検出器(Fermi-LAT)のような観測視野が広く複数の矮小楕円体銀河の同時観測が可能な場合に暗黒物質観測の感 度が向上する。逆に観測視野が狭い地上チェレンコフ望遠鏡の場合、銀河中心と同程度の事象数を得ることは観測 時間の観点から実質不可能である。その上で地上チェレンコフ望遠鏡が矮小楕円体銀河を観測する理由は、不定性 の小さいより信頼性の高い観測結果をもたらすためである。

2.2.3 これまでの観測成果

これまで Fermi-LAT や解像型大気チェレンコフ望遠鏡の H.E.S.S.、MAGIC などの銀河中心や矮小楕円銀河の 観測(図 2.4)から GeV から数 TeV の質量領域で対消滅断面積に対して $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ に及ぶ強い制限をかけることができているが、暗黒物質の発見には至っていない (Ackermann et al. 2012; Ackermann and et al. 2015; Abdallah et al. 2016; Ahnen et al. 2016)。

次世代解像型大気チェレンコフ望遠鏡の Cherenkov Telescope array (CTA) 計画では現状の大気チェレンコフ望

遠鏡に比べ 10 倍の感度を実現をするため、現状の大気チェレンコフ望遠鏡で強い制限をかけることができていな い数 TeV 以上のガンマ線領域での高感度観測が期待されている(図 2.5)。次章では、解像型大気チェレンコフ望 遠鏡の観測原理と次世代ガンマ線天文台の CTA 計画について述べる。



図 2.4 先行研究の暗黒物質の対消滅断面積の上限。横軸は暗黒物質粒子の質量、縦軸は対消滅断面積であり、 $\langle \sigma v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ の値にそれぞれ線を引いている。(b)、(c)、(d) では緑色帯と黄色帯でそれぞれ 68 % と 95 % の信頼区間を示す。(a) Fermi-LAT の銀河中心の観測結果。数 GeV から十数 GeV までの領域で強い 制限をかけている。図は Ackermann et al. (2012)より引用。(b) Fermi-LAT の矮小楕円銀河の観測結果。数 GeV から数百 GeV までの領域で強い制限をかけている。図は Ackermann and et al. (2015)より引用。(c) H.E.S.S. 望遠鏡の銀河中心の観測結果。数 TeV の領域で強い制限をかけている。図は Abdallah et al. (2016) より引用。(d) MAGIC 望遠鏡と Fermi-LAT の矮小楕円銀河の観測結果。数十 GeV から数百 GeV までの領 域で強い制限をかけている。図は Ahnen et al. (2016)より引用。



図 2.5 CTA で期待される暗黒物質の対消滅断面積の上限。(a) CTA の銀河中心の観測のシミュレーション結果。10 TeV までの領域で強い制限をかけられる。図は Eckner (2021)より引用。(b) CTA の矮小楕円銀河の 観測のシミュレーション結果。図は The CTA Consortium (2018)より引用。

第3章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡と Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画

2章で述べたように、暗黒物質探査において対消滅由来のガンマ線を用いた間接探査は重要な役割を担っている。 高エネルギーガンマ線は地球の大気に入射するとチェレンコフ光を放出する。そのため暗黒物質の対消滅由来のガ ンマ線を観測するには、人工衛星を用いて直接ガンマ線を観測する手法と、地上で解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope、IACT)を用いてガンマ線由来のチェレンコフ光を観測する手法の 二つが挙げられる。暗黒物質の対消滅由来のガンマ線のフラックスは、式 2.4 からわかるように高エネルギーにな るほど小さくなる。そのため有効検出面積の小さな人工衛星で高エネルギーのガンマ線を観測し、十分な事象量を 得ることは難しい。IACT は、地上に複数台設置することで有効検出面積を増加が可能であるため数百 GeV から TeV のような高エネルギーガンマ線の観測に適している。本章では IACT の観測原理とその観測の現状、そして IACT の次世代計画である CTA 計画について述べる。

3.1 解像型大気チェレンコフ望遠鏡のガンマ線観測原理と現行の解像型大気 チェレンコフ望遠鏡

宇宙から飛来した高エネルギーガンマ線は、図 3.1 (左)のように地球の大気の原子核の電磁場と相互作用し、電子・陽電子対生成を起こす。その電子が大気の原子核の電磁場と相互作用し制動放射を起こし、ガンマ線を生成する。このように電子対生成と制動放射を繰り返すことで鼠算的に多数の荷電粒子が生成され、図 3.2(a)のような空気シャワー(電磁シャワー)を生成する。

一方、地球の大気に入射した宇宙線(主に陽子)は大気の原子核とハドロン相互作用して、π中間子など複数の 粒子を生成する。これらの粒子はシャワー軸に対して横方向の運動量を持つため生成されたハドロンシャワーと呼 ばれる空気シャワーは電磁シャワーに比べて図 3.2(b) のように横方向に広がった形状を持つ。

このように生成された荷電粒子は大気中の光速を超えた場合に、チェレンコフ光を放出する。チェレンコフ光は 図 3.3 (黒線)のようなスペクトルで地上に到達する。IACT はこの光を検出することで間接的にガンマ線を観測 する。

ガンマ線由来のチェレンコフ光を撮影した場合は図 3.4 (左)のような形状を持つ像となる。一方、宇宙線陽子 の場合は空気シャワーが横に広がった形状を持ち、様々な角度にチェレンコフ光を放射するため撮影された像は図 3.4 (右)のように広がった形になる。この形状の違いからガンマ線と宇宙線の粒子判別を行う。焦点面カメラの1 画素の大きさを小さくすることで、より細かな形状を撮像できるのでガンマ線と宇宙線の判別性能の向上が見込ま れ、望遠鏡のガンマ線天体の検出感度が向上する。一画素の大きさは光検出器の入力口径より小さくすることがで きない。また現在の IACT には光検出器には焦点面での不感領域の低減を目的とした集光器が取り付けられている



図 3.1 (左) ガンマ線(右) 宇宙線の大気中の原子核との相互作用の模式図。図は Mollerach and Roulet (2018)から引用。

ため、一画素の大きさはこの集光器の入力口径によって決まる。

この楕円形状の長軸方向は粒子の入射方向を示すため、同じガンマ線を複数の望遠鏡で同時に検出し、長軸の交点を求めることでより高精度に粒子の到来方向を推定できる(図 3.5)。ガンマ線由来のチェレンコフ光はシャワー軸からおよそ半径 100 m の範囲で降り注ぎチェレンコフ光の光子数密度が図 3.6 のように一定になる。このような領域を light pool と呼ぶ。例えば 100 m 離れた位置にシャワー軸を持つようなガンマ線事象も、light pool 内に IACT があれば検出することができる。そのため IACT は $\pi \times 100 \text{ m} \times 100 \text{ m} = \pi 10^4 \text{ m}^2$ の有効検出面積を持つと言える。これは Fermi-LAT のような人工衛星に搭載された検出器の有効検出面積 1 m² 程度であるとした場合におよそ 10⁴ 倍であるので、多くのガンマ線事象数を得ることができる。またより複数台の IACT を広い範囲に展開することでさらに事象数を得ることができ、ガンマ線天体の検出感度の向上に貢献する。これが IACT の利点である。

図 3.6 からわかるように、地上に到達するチェレンコフ光の光子数は入射粒子のエネルギーに比例するため、光 子数から入射粒子のエネルギーを推定する。

大気チェレンコフ光観測時、星の光や大気光などの夜光(図 3.3、青線)や月光(図 3.3、緑線)が混入する。夜光の検出量が増加すると、チェレンコフ光の夜光に対する SN 比が悪化する。それによってガンマ線の検出効率、エネルギー推定精度の悪化を招くことが想定される。よって夜光や月光の検出量を抑えることは、IACT のガンマ線 天体の検出感度を高める上で重要な点である。

現在、観測が行われている主な IACT はスペイン領カナリア諸島ラパルマ島の MAGIC 望遠鏡、アフリカのナミ ビアの H.E.S.S 望遠鏡、アメリカの VERITAS 望遠鏡である。MAGIC 望遠鏡は合計 2 台、H.E.S.S 望遠鏡は合計 5 台、VERITAS 望遠鏡は合計 4 台を設置している。このように複数台の望遠鏡で観測することで IACT の利点の 有効検出面積を拡大できる。



図 3.2 電磁シャワーと陽子の空気シャワーの発達形状の違いの比較。(a) 電磁シャワーの発達イメージ。(b) ハドロンシャワーの発達イメージ。図は Fabian Schmidt (2005)より引用。



図 3.3 チェレンコフ光と夜光のスペクトル。チェレンコフ光のデータは Heller et al. (2017)より引用。夜光の データは Benn and Ellison (2010)より引用。月光のデータは Cramer et al. (2013)より引用。月光は満月時に 月との角距離が 17°-20°の時の観測データである。



図 3.4 ガンマ線と陽子が入射した場合に撮影された像。一つの小さな枠が1ピクセルに相当し、一画素の大き さは光検出器の前部に取り付けられている集光器の入力口径によって決まる。検出された光量で色付けされてい る。(左):1.0 TeV のガンマ線、(右):2.6 TeV の陽子。図は Völk and Bernlöhr (2009)より引用。



図 3.5 (左)のように複数の望遠鏡で同じガンマ線イベントを検出したときに、それぞれの像から黄色直線のように長軸を書くことができる。(右)のようにこれらの交点からの到来方向を推定する。図は Völk and Bernlöhr (2009)より引用。



図 3.6 ガンマ線と宇宙線陽子由来のチェレンコフ光の密度分布の比較。実線がガンマ線由来、破線が宇宙線陽 子由来のチェレンコフ光の場合を表す。ガンマ線由来のチェレンコフ光はおよそ 100 m まで密度が一定になる。 1 から5は入射粒子がガンマ線の場合である。エネルギーは1:10 GeV、2:30 GeV、3:100 GeV、4: 300 GeV、5:1 TeV である。6 から8 は入射粒子が陽子の場合で、エネルギーは6:100 GeV、7:300 GeV、 8:1 TeV である。これから高エネルギーの粒子であるほど多くのチェレンコフ光を放射することがわかる。図 は Aharonian et al. (1997)より引用。



図 3.7 チェレンコフ光の光子数密度が一定になる light pool と呼ばれる領域を示す。右図は海抜 1800 m で 1 TeV のガンマ線由来のチェレンコフ光を検出したときの light pool を示す。図は Völk and Bernlöhr (2009) より引用。

3.2 CTA 計画概要



図 3.8 (a) 北サイト (スペイン、ラパルマ諸島)(b) 南サイト(チリ、パラナル)の完成予想図。最も口径大きなものが大口径望遠鏡である。LST は北サイトに4台、南サイトに4台建設される予定である。北サイトの近くには現在稼働している MAGIC 望遠鏡が設置されている。画像提供:Gabriel Pérez Diaz, IAC / Marc-André Besel, CTAO

3.2 CTA 計画概要

チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array、CTA)計画は、IACT を北半球のスペイン (図 3.8(a)、 北サイト)と南半球のチリ (図 3.8(b)、南サイト)の二つの観測サイトに合計で約 100 台を図 3.9 のように配置し、 高エネルギーのガンマ線を観測する次世代の天文台計画である。口径の異なる三つの望遠鏡(大口径望遠鏡、中口 径望遠鏡、小口径望遠鏡)を用いることで、従来の IACT に比べ広いエネルギー領域である 20 GeV から 300 TeV の範囲の観測を可能とする。また望遠鏡台数の増加からガンマ線の有効検出面積の増加し、図 3.10 にあるように従 来の IACT や水チェレンコフ実験に比べ、一桁高いガンマ線天体の検出感度を実現する。2018 年、北サイトに大口 径望遠鏡の初号機が完成し現在試験観測中で、その他の望遠鏡も 2025 年の完成に向け、開発中である。

3.3 大口径・中口径・小口径望遠鏡

大口径望遠鏡(Large-Sized Telescope、LST)(図 3.11)は、低エネルギー帯(20 GeV から 3 TeV)のガンマ 線を観測する望遠鏡である。低エネルギーのガンマ線は、高エネルギーのガンマ線に比べ到来頻度は高いが、放 出されるチェレンコフ光の光量が少ない。そのため多くのチェレンコフ光を集光するために 23 m という大きな 主鏡が使われている。LST は低エネルギー帯の観測を担うため、観測エネルギーの下限値を可能な限り下げる



図 3.9 北サイト(左)と南サイト(右)での望遠鏡の配置を示す。広い範囲に多数の望遠鏡を配置することで、 従来の IACT に比べ有効検出面積の増加が見込まれる。赤点:大口径望遠鏡、緑点:中口径望遠鏡、紫点:小口 径望遠鏡。図は https://www.cta-observatory.org/about/how-cta-works/より引用。



図 3.10 観測時間 50 時間で達成可能な、ガンマ線天体検出感度の曲線を示す。CTA は従来の大気チェレンコ フ望遠鏡(MAGIC、H.E.S.S)に比べ、10 倍高い感度を持つ。図は The CTA Consortium (2018)から引用。

	大口径望遠鏡	中口径望遠鏡	小口径望遠鏡
エネルギー領域	20 GeV - 3 TeV	80 GeV - 50 TeV	1 TeV - 300 TeV
主倍の口径 (m)	23.0	11.5	主鏡:4.3
工员》7日注(III)			副鏡:1.8
相联 (deg)	15	7.5 (FlashCAM)	10.5
(ucg)	(deg) 4.5	7.5 (NectarCAM)	10.5
画麦数	1855	1764 (FlashCAM)	2368
四赤奴	1855	1855 (NectarCAM)	2308
画表サイズ (deg)	0.1	0.17 (FlashCAM)	0.19
回来 9 1 八 (ucg)	0.1	0.17 (NectarCAM)	0.17
台数(北)	4	15	0
台数 (南)	4	25	70
光検出器	PMT	PMT	SiPM
光学系	放物面鏡	Davies-Cotton	Schwarzschild–Couder

表 3.1 大口径・中口径・小口径望遠鏡の仕様

ことが重要である。また光学系は放物面鏡を採用しており、視野中心の結像性能が良い光学系である。現在の画 素サイズの 0.1 deg はアンダーサンプリングであるため、より小さい画素サイズにすることでより良い結像性能 を視野中心で得ることができる。中口径望遠鏡(Medium-Sized Telescope、MST)(図 3.13)は、中間のエネル ギー帯(80 GeV から 50 TeV)のガンマ線を観測する望遠鏡である。光学系は Davies-Cotton という視野中心か ら視野の端まで結像性能が一貫して大きく変化しない光学系を採用しているため、画素サイズを変化させても結 像性能は向上しない。LST と MST の焦点面カメラは、光検出器に PMT を使用している。PMT の前方に集光器 を装着したものがハニカム構造で並べられている。小口径望遠鏡(Small-Sized Telescope、SST)は、高エネル ギー帯 1 TeV から 300 TeV)のガンマ線を観測する望遠鏡である。高エネルギーのガンマ線は到来頻度が低いた め、広い範囲に複数台の望遠鏡を設置することで有効検出面積を拡大する。加えて主鏡と副鏡の二枚の鏡からなる Schwarzschild-Couder 光学系を採用し、広い観測視野を得ることでより多くの高エネルギーガンマ線を観測するこ とができる。また Schwarzschild-Couder 光学系を採用することで焦点面が小さくなる。そのため SST では光検出 器に LST・MST で使用されている PMT に比べ小型である半導体光電子増倍子(Silicon PhotoMultiplier、SiPM) を採用している。



図 3.11 北サイトに建設された大口径望遠鏡 1 号機。画像提供: Iván Jiménez



図 3.12 中口径望遠鏡の試作機。画像は Glicenstein (2019)より引用。



図 3.13 小口径望遠鏡の試作機。画像提供:奥村曉



図 3.14 北サイトに建設された大口径望遠鏡 1 号機の焦点面カメラ。画像提供:稲田知大



図 3.15 中口径望遠鏡の焦点面カメラ。画像は https://www.cta-observatory.org/project/technology/mst/より引用。



図 3.16 小口径望遠鏡の焦点面カメラ。画像提供: Christian Föhr

第4章

観測時間拡大に向けた光検出器の SiPM 採用 と夜光低減の先行研究

2章で述べたように、ガンマ線観測による暗黒物質探索においてガンマ線天体検出感度を向上させるためには、 より多くの事象数を得ることが要求される。そのためには3章で述べたように、広大な範囲に多数の IACT を配置 し、ガンマ線の有効検出面積を増加させる方法の他に観測時間を拡大させるという方法がある。しかし IACT は可 視光域のチェレンコフ光を観測対象とし、晴天時の月光がない中での観測が理想的であり月光下などの大光量下で は観測は基本的に行われないため、稼働率(duty cycle)が10%-15%と低くなる。月光下での観測が基本的には 行われないのは、大光量を検出した場合に PMT に大電流が流れ、PMT の経年劣化を早めるためである。現行の IACT の一つの MAGIC は観測時間拡大のために、PMT の増幅率を下げ、かつ月光や夜光の放射が多くなる長波 長域の光を吸収する物質を配合したフィルターを使用することで月光下での観測を行うという夜光低減手法が採用 されている(Ahnen et al. 2017)。CTA では LST と MST の観測時間の拡大に向けて、光検出器を PMT に比べ高 い光検出効率を持ち、受光量に起因する経年劣化が起きない SiPM の採用が検討されている。本修士論文では、特 に SiPM の採用に関する研究が進められている LST に絞って今後議論を行なっていく。

本章では、第一に簡単に LST の焦点面カメラの構成を述べ、さらに LST と MST で採用が検討されている SiPM の検出原理を説明する。そして IACT で SiPM を使用する場合の利点、欠点そして課題を明らかにし、これまで IACT で採用されてきた夜光低減手法の先行研究が LST・MST に適用可能かを述べる。

4.1 焦点面カメラの構成

現在、LST 初号機では光検出器に光電子増倍管(PMT、図 4.1、R11920-100-20)が採用されており、2-4 号機 では R12992-100-20 が採用されている。また PMT の前面には望遠鏡の主鏡から反射された光を PMT の光電面へ と導く集光器が取り付けられている。集光器を図 4.2 のように並べることで、焦点面での不感領域を減らすことが できる。図 4.1 のように集光器の集光効率を特定の入射角度で落とすことで、主鏡以外から入射する光(夜光など) を低減が可能となる。集光器は焦点面カメラの軽量化のためにプラスチック基板を使用しており、内面には表面保 護と表面反射率を高める目的でアルミニウムを含んだ3層からなる増反射膜が蒸着されており、図 4.4 のように広 い波長域で高い反射率を持つ。

また焦点面の前面にはカメラ表面を砂埃や風雨から保護や密閉を目的とした直径 2.2 m の窓が設置されている。 観測対象であるチェレンコフ光の波長帯に対して高い透過率が求められる。



図 4.1 LST 初号機で採用されている PMT (R12992-100-20)。画像提供:奥村曉



図 4.2 集光器を焦点面で並べた模式図。焦点面の不感領域の低減が可能である。図は Okumura (2012)より引用。



図 4.3 集光器の入射角度ごとの集光効率。内部の曲線ごとに場合分されている。図は Okumura (2012)より引用。



図 4.4 LST-1 の集光器の内面に蒸着されている多層膜の反射率(計算値)。広い波長域で高い反射率を持つよ うに設計されている。

4.2 半導体光電子增倍素子

これまで IACT で一般的に使用されてきた PMT とは異なり、我々は LST と MST の光検出器に新たに図 4.5 の ような Silicon PhotoMultiplier (SiPM) の採用を検討している。SiPM とは、半導体の PN 接合に降伏電圧を超え る逆電圧をかけることで光電流が増倍される高速・高感度のフォトダイオードをガイガーモードで使用し、クエン チング抵抗と呼ばれる抵抗を直列に接続したものを並列に並べた検出器である。SiPM は、PMT に比べ高い光検出 効率 (Photon Detection Efficiency、PDE)を持ち、PMT に比べ低電圧で運用可能であり、そして軽量である。し かし SiPM は図 4.6 の波長の二次光子を発生させ、この二次光子の波長域は SiPM の感度を持つ波長域と重なる ため検出される。そのためこの二次光子を他の APD セルで検出するオプティカルクロストークという現象が発生 する。オプティカルクロストークによって検出光子数よりも発生光電子数が増加するため、出力電荷もその分増加 してしまう。そのため入射した光子数を大きく見積もってしまい、入射したガンマ線のエネルギー決定精度が悪化 する。

4.3 光検出器の SiPM の採用における利点・欠点および課題

これまで SiPM の検出原理について述べてきた。ここでは PMT の代わりに SiPM を IACT の光検出器として運 用した場合の利点と欠点、そして課題について述べる。SiPM を IACT で使用する利点は、第一に SiPM は PMT に比べ高い PDE を持つ点である(図 3.3)。高い PDE によって光量の少ない低エネルギーガンマ線の検出量の増加 し、低エネルギーのガンマ線に対する検出能力の向上が期待される。第二に受光量による経年劣化が起きないため、 月光下での観測が可能となり、観測時間を拡大できる点。観測時間が増加することで検出されるガンマ線事象が増 加し、ガンマ線天体の検出感度が向上する。第三に SiPM は細分化が可能であるため、1 画素の大きさを小さくす ることができる。これによって撮影した像の細かな形状を再現可能となり、ガンマ線とハドロンの弁別性能が向上



図 4.5 型番: S14521-8649。4×4=16 画素の SiPM を 4 つ並べたもの。画像提供:奥村曉



図 4.6 オプティカルクロストークで放出される二次光子の放射スペクトル。図は Mirzoyan et al. (2009)から引用。

し、ガンマ線天体の検出感度の向上が期待される。また、画素あたりの夜光検出量を低減することができるため、 画素あたりの SN 比を改善することが可能である。この点に関しては望遠鏡の光学系の結像性能より大きい画素を 採用している LST にのみ適用されるものである。第四に SiPM は動作電圧が低いため、望遠鏡全体の消費電力を 抑えることが可能である。以上のような点から現在 LST・MST の光検出器への SiPM の採用が検討されている。

SiPM を IACT で使用する欠点は、第一に PMT に比べ夜光の放射が多くなる長波長側での感度が高い点である。 夜光の検出量が増加することで、チェレンコフ光の夜光に対する SN 比が悪化し、トリガー閾値が高くなり低エネ ルギーのガンマ線への感度が悪化を招く。これは低エネルギー帯を観測する LST にとっては重要な問題である。第 二にオプティカルクロストークの発生確率が高い点である。これは先ほども述べたように、撮影した像を用いたガ ンマ線とハドロンの弁別性能の悪化や、トリガー頻度の増加による望遠鏡の不感時間の増加を招く。不感時間が増



図 4.7 (a) フィルター (b) フィルターの透過率。透過率(赤線)は 450 nm 程度でカットオフを持ち、夜光(緑線)や月光(黒線、灰色線)の検出量を低減する。図は Ahnen et al. (2017)より引用。

加すると有効観測時間が減少するため、検出されるガンマ線事象数が低下しガンマ線に対する感度の悪化を招く。

ここで光検出器の SiPM 採用による欠点の一つである夜光の検出量の増加に着目する。過去の先行研究でも夜 光の検出量低減のためにいくつかの手法が採用されている。それらの手法が LST や MST でも運用可能かを考え る。第一に MAGIC 望遠鏡で採用された長波長吸収物質を配合した窓フィルターを用いた手法である (Ahnen et al. 2017)。この手法は長波長の光を窓フィルターが吸収するため (図 4.7(b))、夜光の検出量の増加を防ぐことが可能 である。しかし窓フィルターの透過率は、窓フィルターの物質特性で一意に定まるため、細かな透過率特性の調整 が困難であるため、最適な選択とは言えない。また強度の点からこの手法は適切ではないと考える。

第二に CTA 計画小口径望遠鏡の設計案候補の一つであった SST-1M で採用された多層膜を蒸着した窓を用いた 手法である。焦点面カメラの窓(図 4.8(b))に図 4.9 のような透過率を持つ多層膜が蒸着されており、550 nm 程度 以降の夜光の低減の役割を担っている。多層膜は層の物質の屈折率と厚みによって、カットオフ特性を調節が可能 であるため、MAGIC の手法に比べ細かな透過率形状の調節が可能である。しかし図 4.6 のスペクトルを持つオプ

第4章 観測時間拡大に向けた光検出器の SiPM 採用と夜光低減の先行研究



図 4.8 SST-1M は CTA 小口径望遠鏡の候補の一つであった一枚鏡の望遠鏡である。(a) SST-1M の試作機図 は?より引用。(b) SST-1M の焦点面カメラ。窓には多層膜が蒸着されている。図は Alispach et al. (2020)より 引用。

ティカルクロストークの二次光子を、窓の多層膜で反射してしまい、それを SiPM が検出することでオプティカル クロストークの増加が想定される。また LST・MST の焦点面の窓は巨大であるため(LST は 2.2 m、その窓に多 層膜蒸着を行うことができる蒸着窯が現状存在しないため、もしこの手法を運用する場合には追加で蒸着窯の製作 費が加算される。加えて窓がアクリル製であるため多層膜の蒸着が困難である。窓の素材をガラスに変更すること で、この問題は解決するが、強度の観点から窓の素材としてガラスは不適用である。このような点から多層膜蒸着 した窓を用いた手法は LST・MST での運用は現実的ではないと考える。

以上のように、先行研究の手法では LST・MST での運用は現実的ではないため、新たな第三の手法の検討が求められる。

26



図 4.9 SST-1M に使用されている窓の透過率(青線)。図は Alispach et al. (2020)より引用。
第5章

集光器への多層膜蒸着を用いた夜光低減手法 の検討

5.1 目的

4 章で述べたように、現在我々は PMT に比べ光検出効率が高く、観測時間を拡大できる SiPM の採用を検討を している。しかし SiPM の採用によって夜光の検出量が増加し、ガンマ線のエネルギー推定精度やトリガー精度の 悪化を招きうる。夜光低減のために先行研究では、長波長吸収物質を配合した窓を用いた手法や多層膜蒸着した窓 による手法が取られてきた。しかしこれらの手法は、多層膜蒸着を行う装置の制限や細かな波長特性の調整が困難 な点から LST・MST での運用は現実的ではないと考えた。そこで本研究では、新たな夜光低減手法として集光器 への多層膜蒸着による手法を検討した。集光器への多層膜蒸着という手法はすでに LST 初号機で使用されており、 すでに確立している技術である。LST 初号機では、集光器の表面保護と表面反射率を高める目的で多層膜蒸着され ており、本研究はこの多層膜にさらに夜光低減の役割を追加するという考えである。集光器の基板への蒸着技術は すでに確立しているため、本研究では多層膜の膜厚増加や層数増加による材料費の増加だけに追加製作費用を抑え ることが可能であるため、比較的安価に行える手法であると言える。望遠鏡台数の多い CTA では製作費用を抑え ることは重要なことであり、この手法は台数の多い CTA には適した手法であると考えられる。しかし多層膜の膜 厚の数 nm 規模の制御が困難であることから、シミュレーションで得られる反射率の計算値と実測値の間に乖離が 存在する。そのため多層膜蒸着した集光器のシミュレーションによる性能評価に、その両者の乖離がどの程度影響 するかを後に評価する必要がある。5.2 と 7 章でその議論を行う。

本章では名古屋大学と東海光学株式会社により共同開発された多層膜(奥村他 2021)を蒸着した集光器の性能を、 チェレンコフ光と夜光の検出量や信号であるチェレンコフ光の雑音の夜光に対する信号対雑音比(Signal to Noise ratio、SN 比)などを用いて評価した。また多層膜による影響を評価するために、LST 初号機の集光器と同じ規格 の集光器基板に蒸着したものを想定、試作した。

5.2 夜光低減を目的とした多層膜の設計とその試作

夜光低減を目的とした多層膜の反射率特性は、チェレンコフ光と夜光の検出量の SN 比を最適化するために 550 nm 程度にカットオフを持つことが良いと考えられる(図 5.3:ピンク線)。このような反射率特性は、数十層 の多層膜を積層することである特定の角度では再現可能(図 5.3:青線)であるが、入射角度依存性を持つため広い 入射角度範囲でこのような反射率特性を保つことは困難である。またいくつかの問題が存在する。第一に数十層も の層数を持つため総膜厚が大きくなり、プラスチック基板(ABS 樹脂)に応力が働き、基板の変形を招く。第二に 層数が増加により多層膜の蒸着時間が増加するため、蒸着窯内の温度が上昇し基板から気体が発生し、蒸着した膜

層目	物質	設計1	設計 2	設計3	LST 初号機
基板					
8 層目 (nm)	Al	123.00	123.00	123.00	112.59
7 層目 (nm)	SiO_2	68.97	68.97	68.97	72.56
6 層目 (nm)	$\mathrm{Ta}_{2}\mathrm{O}_{5}$	42.49	42.49	42.49	20.11
5 層目 (nm)	SiO_2	41.88	41.88	41.88	_
4 層目 (nm)	Al	5.00	10.00	15.00	_
3 層目 (nm)	SiO_2	39.14	39.14	39.14	_
2 層目 (nm)	Ta_2O_5	35.72	35.72	35.72	_
1 層目 (nm)	SiO_2	35.93	35.93	35.93	_
空気層					

表 5.1 名古屋大学と東海光学によって開発された多層膜設計案と LST 初号機の多層膜設計



図 5.1 従来の多層膜(LST 初号機)と本研究の多層膜の反射のイメージ図。基板とアルミニウム層の間には、 より接着具合を向上させる目的から酸化アルミニウムが存在する。

の膜質が低下を招く。第三に膜厚や層数が増加することで製作費が増加する。これらの問題から総膜厚を抑えた多 層膜が必要となる。加えて、この多層膜は 550 nm 以降の長波長の反射率を抑えるだけでなく、光検出器の SiPM 採用の利点である高い光検出効率を活かすために、300–550 nm 程度の短波長の範囲で従来の LST 初号機に多層膜 と同程度かそれ以上の高い反射率が求められる。

名古屋大学と東海光学株式会社によって、従来のLST 初号機の集光器に蒸着している多層膜とは異なりアルミニ ウム層を2層用いて、総膜厚を抑えた上で長波長の吸収する計8層の多層膜案が開発された(奥村他 2021、表 5.2)。 1層目のアルミニウム層は可視光域(400から750nm)で反射と吸収の役割を担う。2層目に高屈折率の二酸化ケ イ素、3層目に低屈折率の五酸化タンタル、4層目に高屈折率の二酸化ケイ素を積層することで多層膜全体の反射率 を高める。これは各層界面での反射光が膜厚、波長、入射角度に依存する干渉効果を受けるためである。膜厚を調 整することで干渉効果によって反射光を強め合うことも弱め合うことも可能である。5層目のアルミニウム層は図 5.1 (右)のように主に長波長側の反射率の増減に寄与すると考えられており、膜厚が薄いほど長波長側の反射率は 低くなり、膜厚が厚いほど高くなる(図 5.3)。6から8層は高・低屈折率の層を積層することで長波長側の反射率 の低める役割を担っており、それらの層と2から4層の膜厚は多層膜全体の反射帯域を決める。

今回提案された多層膜の膜厚は、多層膜への入射角度 60 から 80°の大角度でチェレンコフ光の放射が多い波長 が 300 から 500 nm 程度で、高い反射率を持つように設計されている。多層膜への入射角度大角度としたのは、図



図 5.2 LST の集光器側面への入射角度分布。LST への入射天頂角ごとで色分けされている。大角度で光子が 入射することがわかる。図は Okumura et al. (2017)より引用。

5.2 の LST の集光器側面への入射角度分布 (Okumura et al. 2017)を考慮したためである。図 5.3 に LST 初号機の 多層膜と各設計案の反射率の計算結果を示した。

東海光学株式会社によって、設計 1-3 の多層膜が製作され、それぞれの多層膜の反射率の測定結果を図 5.5 に示 す。測定は東京大学柏キャンパス物性研究所で行なった。測定には図 5.4 のように集光器への蒸着と同様の条件で 多層膜蒸着された円板を使用した。もし蒸着させる基板による蒸着具合の違いや、蒸着箇所ごとに蒸着のむらが存 在した場合、そこまでこの反射率測定では評価することができない。これらが集光器の集光効率に与える影響に関 しては、7 章で評価し議論する。

図 5.5の反射率測定の結果から、どの場合でも 300-550 nm 程度の短波長の範囲で反射率が低下しており、特に 図 5.5(a) と図 5.5(b) の5層目のアルミニウム層の膜厚が5 nm と 10 nm の場合では計算値に比べ 10 % ほど低下す ることがわかった。これでは、SiPM の採用による利点である高い光検出効率を無効化してしまう。そのため本修 士論文では短波長で計算値に近く、高い反射率を再現できた5層目のアルミニウム層の膜厚が Al 15 nm の多層膜 を使用して、夜光低減手法を検討した。短波長の範囲の反射率低下の原因として、5層目のアルミニウム層の膜厚 が薄い場合に膜が島状構造になっていることや、蒸着角度の問題などから膜質が低下したためだと考えられている。

今後本修士論文では、5層目のアルミニウム層の膜厚が 15 nm の多層膜を Al 15 nm 多層膜と呼び、Al 15 nm 多層膜を蒸着した集光器を Al 15 nm 集光器と呼ぶ。さらに図 5.6 にあるように Al 15 nm 集光器の試作は東海光 学株式会社によって完成した。この集光器の試作の測定については 7 章で述べる。



図 5.3 多層膜の反射率の比較。ピンク線:550 nm でカットオフさせた反射率特性の例。黒点線:LST 初号機の多層膜の反射率。黒・赤・緑実線:5 層目アルミニウムの膜厚がそれぞれ 5、10、15 nm の場合(表 5.2)の反射率。5 層目のアルミニウム層の膜厚によって 550 nm 以降の長波長の反射率が異なることがわかる。



図 5.4 反射率測定に用いた多層膜蒸着した円板。画像提供:西本圭司(東海光学株式会社)

(a)



図 5.5 多層膜反射率の計算値と実測値の比較。実測値は東京大学物性研で測定した結果である。詳しくは付録 に。実線:計算値、点線:実測値。多層膜への入射角度ごとに色分けしており、赤:40°、緑:50°、青:65°。 (a) 5層目のアルミニウム層の膜厚が5nmの場合。(b) 5層目のアルミニウム層の膜厚が10nmの場合。(c) 5層目のアルミニウム層の膜厚が15nmの場合。



図 5.6 東海光学株式会社により製作された Al 15 nm 集光器の試作(右)と LST 初号機の集光器(左)。画像提供:奥村曉

5.3 多層膜を蒸着した集光器の ROBAST を用いた性能推定

光線追跡シミュレータ (ROOT-based simulator for ray tracing、ROBAST、 Okumura et al. 2016)を用いて、 Al 15 nm 集光器の性能推定を行った。具体的には、多層膜の波長・入射角度ごとの反射率や多層膜蒸着した集光器 の集光効率を ROBAST を用いて算出し、LST に搭載し際のチェレンコフ光と夜光の検出量を概算し、その検出量 や SN 比などを用いて性能推定を行なった。

5.3.1 多層膜蒸着した集光器のチェレンコフ光と夜光の検出量の算出

多層膜蒸着した集光器をLST に搭載した場合のチェレンコフ光と夜光の検出量を算出するために、多層膜を蒸着した集光器の波長と入射角度ごとの集光効率を求める必要がある。多層膜を蒸着した集光器をシミュレーション上で再現し、多層膜の反射や光線追跡を行うために ROBAST を用いた。

第一に多層膜の再現の確認ために ROBAST を用いて LST 初号機と Al 15 nm 多層膜の反射率を計算した。多層 膜への入射角度は LST の集光器への入射角度分布を考慮して 45°、65°、80°の3つの場合で行なった。図 5.7 に その結果を示す。

次に Al 15 nm 集光器を再現し、入射光数と検出光数の比から集光器の集光効率を算出した。図 5.8 にその結果 を示す。図 5.8 の結果から Al 15 nm 集光器の集光効率が、長波長で低波長に比べ低下していることがわかった。

次にLST に多層膜蒸着した集光器を搭載した際のチェレンコフ光と夜光の検出量算出のために考慮したLST の 焦点面への光子の入射角度分布や光検出器の PDE、その波長・入射角度依存性について説明する。

全ての集光器が光軸に対し並行に取り付けられているため、集光器への光の入射角度はLSTの主鏡で反射した光の焦点面への入射角度と考えることができる。LSTの光学系を図 5.9(a)のように再現し、LSTの焦点面カメラへの入射角度分布を求めた(図 5.9(b))。

PMT の量子効率は、複数の PMT の量子効率を入射角度 0°での測定値の平均値を使用した。また PMT の量子 効率は図 5.10 のように入射角度依存性を持つ(Okumura et al. 2017)。この入射角度依存性を考慮するために、集 光効率を算出する際に焦点面への入射角度を求め、図 5.10 の実線の値を用いて重み付けした。焦点面への入射角度 を求めるために、図 5.11(b) のように赤色の焦点面を PMT の形状を再現した。PMT の量子効率に従い生成された



図 5.7 LST 初号機(点線)と Al 15 nm(実線)の多層膜の反射率を比較した。入射角度は色で分けられており、赤:45°、緑:65°、青:80°。



図 5.8 Al 15 nm 集光器の集光効率の計算結果。横軸は集光器への入射角度、縦軸が集光効率である。入射光の波長を色分けしている。

光電子のうち、PMTの出力信号に寄与する電子の割合を収集効率という。LSTのPMT(R11920-100-20)の収集 効率は95%という値を想定した。PMTのPDEは量子効率と収集効率の積をPMTへの入射角度依存性で重み付 けることで見積った。

SiPM の PDE は、セルサイズが 75 μ m で表面保護膜が取り付けられている SiPM (S14521-8649)の入射角度 0°で測定された値を使用した。SiPM の表面保護膜と Si 層での吸収率の波長・入射角度依存性を考慮し、SiPM の PDE に重み付けした。SiPM への入射角度は図 5.11(a) のように赤色の焦点面を SiPM と同様の平面形状を再現し て求めた。

以上の点を考慮した上で、チェレンコフ光と夜光と月光の一画素あたりの検出量を求めた。チェレンコフ光のスペクトルは Heller et al. (2017)、夜光のスペクトルは Benn and Ellison (2010)、月光のスペクトル Cramer et al. (2013)より引用した。望遠鏡の鏡の大きさと視野は LST と同じ 23 m と 4.5 deg とした。チェレンコフ光はガン



図 5.9 (a) ROBAST による LST の光学系の再現(b) LST の焦点面カメラへの入射角度分布。天頂角 1.5°、 方位角 0 から 45° で光線を降らせ分布を作成した。焦点面カメラから主鏡への視野角は 28° であるため、28° 以降の角度から入射する光子は存在しない。



図 5.10 PMT の量子効率の入射角度依存性。横軸は PMT への入射角度、縦軸は 0°のとき量子効率に対する 相対値である。赤点はある一つの PMT の測定結果、破線は 8 つの PMT の測定結果の平均。実線は破線の対称 性の平均値。灰色の点は 8 つの PMT のそれぞれの測定結果である。図は Okumura et al. (2017)より引用。

マ線のエネルギーは 20 GeV を想定。チェレンコフ光の検出量は、計算対象の画素が全てチェレンコフ光の像に収 まっている場合を想定した。ガンマ線由来のチェレンコフ光は数 ns にわたって検出されることを考慮するために、 今回夜光と月光の検出量は 5 ns 間に検出される光子数とした。

PMT がある波長 λ で発生光子数は

検出光子数 (PMT) = 集光効率
$$(\lambda) \times QE(\lambda) \times 0.95 \times \frac{QE(\theta)}{QE(\theta=0)} \times -$$
画素に入射する光子数 (λ) (5.1)



図 5.11 集光器と焦点面の再現。赤色のものが焦点面を再現、緑線が焦点面で当たった光線、水色のものが集 光器を再現しており、光線が集光器内面で反射していることがわかる。黒色の平板は集光器に入らず、直接焦点 面に当たることを防ぐ目的のものである。(a) 光検出器が SiPM の場合、平面の焦点面を再現している。(b) 光 検出器が PMT の場合、焦点面は PMT の曲面の形状を再現している。

表 5.2 検出量の計算結果

	チェレンコフ光 (20 GeV)	夜光	月光
	[光子数/pixel]	[光子数/pixel/5 ns]	[光子数/pixel/5 ns]
LST 集光器 +PMT	26.5	1.7	_
LST 集光器 +SiPM	44.1	8.4	73.8
Al 15 nm 集光器 +SiPM	40.5	6.5	60.2

で求めた。また SiPM の場合は

検出光子数 (SiPM) = 集光効率 $(\lambda) \times PDE(\lambda) \times \frac{$ 透過率 $(\theta)}{$ 透過率 $(\theta = 0)} \times -$ 画素に入射する光子数 (λ) (5.2)

で求めた。

5.3.2 結果

式 5.1 と式 5.2 を用いて、LST 初号器の集光器(LST 集光器と呼ぶ)と PMT、LST 集光器と SiPM、Al 15 nm 集光器と SiPM の 3 つの場合のチェレンコフ光、夜光と月光の検出量の計算結果を表 5.2 にまとめた。PMT の場 合、CTA では月光下の観測は行われていないため、PMT の場合の月光の検出量は計算していない。

光検出器を PMT (表 5.2、1 段目) から SiPM (表 5.2、2 段目) にすることで、チェレンコフ光の検出量が約 1.7 倍に増加するが、夜光の検出量も約 4.9 倍に増加することがわかった。さらに SiPM と Al 15 nm 集光器を使用し た場合(表 5.2、3 段目)には、SiPM と LST 集光器の場合(表 5.2、3 段目)に比べて、チェレンコフ光の検出量 は約 0.9 倍に減少するが、夜光の検出量を約 0.7 倍に減少させることがわかった。

次に集光器の評価指標としてチェレンコフ光の夜光・月光に対する SN 比の推移を比較した。

表 5.3 SN 比の比較

	SN 比 (月光なし)	SN 比 (月光あり) 相対値
	(2) に対しての相対値	(2) に対しての相対値
(1) LST 集光器 (PMT)	1.3	_
(2) LST 集光器 (SiPM)	1.0	1.0
(3) Al 15 nm 集光器 (SiPM)	1.1	1.0

$$\frac{S}{N} = \frac{\mathcal{F}_{x} \nu \lambda \exists \mathcal{I}_{x}}{(\bar{\alpha} \mathcal{H} o \hat{\kappa} \exists a)^{\frac{1}{2}}}$$
(5.3)

を用いて、検出量と同様に LST 集光器と PMT、LST 集光器と SiPM、Al 15 nm 集光器と SiPM の 3 つの場合 で SN 比を算出し、そのた。その結果を表 5.3 にまとめた。表 5.3 から、光検出器を PMT(表 5.3、1 段目)から SiPM(表 5.3、2 段目)に変更することで SN 比が約 0.76 倍に悪化することがわかった。また Al 15 nm 集光器 (表 5.3、3 段目)を使用することで、SiPM と LST 集光器の場合(表 5.3、2 段目)の場合に SN 比が 1.1 倍改善 されることがわかった。月光を含めた場合には、SN 比は変化しなかった。この結果から SiPM と Al 15 nm 集光 器を用いた場合、SiPM 採用のみを行なった場合に対して SN 比が改善することがわかった。しかし LST 集光器 と PMT を使用した場合に比べ SN 比は及ばないことがわかった。SN 比は雑音成分が小さいほど改善されるため、 Al 15 nm 集光器と SiPM を使用した場合の SN 比を改善するためにはより夜光の反射率を抑えた多層膜の反射率 特性が求められる。

次に集光器の評価指標としてガンマ線のエネルギー分解能を用いた。エネルギー分解能の大小関係を比較するた めに

$$\frac{\sqrt{S+BG}}{S} = \frac{\sqrt{f_{x}\nu\nu 17\%} \phi \# \pi^{2}}{(f_{x}\nu\nu 17\%)}$$
(5.4)

の近似値を用いた。BG は夜光検出量である。実際のエネルギー分解能を求めるためには、読み出し回路のノイ ズやオプティカルクロストークなどを考慮する必要ある。ここで求められる値はあくまでもチェレンコフ光の像に 収まった一画素についてという仮定の上での値であるため、絶対値に意味はなく相対値にのみに意味がある。式 5.4 を用いて、LST 集光器と本研究の集光器の二つの場合でエネルギー分解能を求めた。また夜光量を 6、12、20、100 倍に変化させて月光下観測を想定した。そのため PMT の場合の計算は行なっていない。

図 5.12(a) にその結果を示す。図 5.12(b) では LST 集光器 +SiPM の場合に対する本研究の集光器の相対値の変 化を表したものである。この結果から夜光量が少ない場合には本研究の集光器を用いることで、逆に値が悪化する ことがわかった。これは夜光量が少ない場合、シグナルがノイズに対して十分に大きくなり、指標が 1/√S に比例す るためである。この指標を最適化するには、よりチェレンコフ光の検出量を増加させるような反射率特性にする必 要がある。

このようにどの評価指標を改善するかで、求められる多層膜の反射率特性は異なることがわかった。また想定し た通り SiPM の採用によって SN 比が悪化することが確認され、Al 15 nm 集光器を使用することで SN 比が改善 することが明らかになった。





図 5.12 (a) 夜光量ごとのエネルギー分解能の比較(b)(a)をLST 集光器+SiPM の値の相対値で表示したもの。

第6章

モンテカルロシミュレーションを用いた集光 器の性能評価

前章では、大気チェレンコフ光と夜光の文献値を用いて両者の検出量や SN 比を導出し、多層膜蒸着した集光 器の性能を推定した。その結果、SiPM 採用によって夜光の検出量が増加し、SN 比が悪化することが確認され、 Al 15 nm 集光器を使用することで SN 比が改善することが明らかになった。SN 比の悪化からトリガー閾値が上昇 し、ガンマ線の検出効率の低下が予想される。本章では、空気シャワーを生成するシミュレーションプログラムの COsmic Ray SImulation for KAscade (CORSIKA、 Heck et al. 1998)と望遠鏡や光検出器の装置応答を行う記述 するプログラムの sim_telarray (Bernlöhr 2008)を使用したモンテカルロシミュレーションを行い、トリガー閾値 の関数であるガンマ線の有効検出面積を算出し、光検出器の SiPM 採用に対して多層膜蒸着した集光器を用いた夜 光低減手法が有効であるかを明らかにする。

6.1 シミュレーション概要

IACT のチェレンコフ光の観測をシミュレーションするためには、大きく二つの工程を行う必要がある。第一に 空気シャワー生成し、そこから生成されるチェレンコフ光のシミュレーションと第二に生成されたチェレンコフ光 の光線追跡を行い、望遠鏡の装置応答のシミュレーションである。以下に本研究で使用したシミュレーションツー ルの CORSIKA と sim_telarray について簡単に説明を行う。

CORASIKA は、高エネルギーのガンマ線や宇宙線の大気との相互作用によって生成される空気シャワーを Monte Carlo 法を用いて再現するシミュレーションプログラムである。CORSIKA は目的に応じて、入射粒子やエ ネルギーなどを設定することできる。CORSIKA に設定する主なパラメータは入射粒子の種類(ガンマ線、陽子、 電子など)、事象数、エネルギー範囲、シャワー軸の方位角、天頂角、スペクトルのべき指数。これは高エネルギー のイベント数確保のために、シャワー生成の時点では-2.0 を設定し、解析時に重み付けして補正した。また入射粒 子の放射立体角半径、望遠鏡の標高と座標、地磁気などである。本研究では、CTA 北サイト La Palma 島の標高と 地磁気を使用した。

sim_telarray は CORSIKA で生成したチェレンコフ光の粒子数や波長、放射角度などの情報を入力して、大気透 過と光の光線追跡を行い、反射鏡や光検出器などの装置応答を記述するプログラムである。鏡や光検出器の数、配 置、反射率などのパラメータを設定することで特定の望遠鏡を再現できる。本研究では最新の CTA の望遠鏡の設 定パラメータが含まれている production5 を使用した。sim_telarray では、集光器の集光効率(図 5.8)の波長依存 性は考慮されておらず、入射角度と集光効率の単一の表が全ての波長に対して使用されている。多層膜蒸着した集 光器の場合は、集光効率が波長依存性は大きく(図 5.8)、望遠鏡の光学的有効面積(反射率などを加味した主鏡の 有効面積)を誤るため、sim_telarray とは別にこの波長依存性を補正した。本研究では 5 章で使用した光線追跡シ ミュレーターの ROBAST を用いて、Al 15 nm 集光器を使用した場合と、sim_telarray で使用されている LST 集 光器の集光効率を使用した場合のチェレンコフ光と夜光の検出量を比較し、波長依存性の補正を行なった。

6.2 背景事象のトリガー頻度とトリガー閾値の算出

LST では、隣接した複数画素で検出された出力の波高値の合計値が閾値を超えるかどうかでデータ取得の判定を 行う(トリガー判定)。このような閾値をトリガー閾値と呼ぶ。トリガー閾値はガンマ線由来のチェレンコフ光観測 における背景事象である夜光と宇宙線事象のトリガー頻度から決定される。これは背景事象のトリガー頻度増加に よる望遠鏡の不感時間の増加防止が目的である。

もしトリガー閾値を低く設定した場合、一画素あたり約 200 MHz で混入する夜光の光子によってトリガーされ、 データ取得の大半を占めてしまう。また宇宙線はおよそエネルギーの-2.7 乗に比例したフラックスで到来するため、 高いトリガー閾値に設定した場合でも宇宙線事象によってトリガーされる。そのため背景事象のトリガー頻度を考 慮した上で、トリガー閾値を決定する必要がある。以下では背景事象の夜光と宇宙線の両者のトリガー頻度の算出 方法を説明し、トリガー閾値の決定法を述べる。

6.2.1 夜光に対するトリガー頻度の導出

夜光の光子によるトリガー事象は、ポアソン分布に従うランダム事象であるため、夜光のトリガー頻度の算出に は、CORSIKA で作成したチェレンコフ光が全くない空気シャワーのデータを使用した。夜光のトリガー頻度は、 作成したデータの全事象数 (*N*_{all})、トリガー事象数 (*N*_{tri})を用いて

トリガー頻度_{NSB} =
$$\frac{N_{\rm tri}}{N_{\rm all}} / (\mathfrak{>} ミュレーション時間)$$
 (6.1)

で求めた。本研究ではシミュレーション時間を 0.75 ns とした。

6.2.2 宇宙線事象に対するトリガー頻度の導出

宇宙線事象に対するトリガー頻度は、CTA のシミュレーションでは陽子に対するトリガー頻度の 1.5 倍で見 積もった。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。陽子のトリガー頻度の導出には、 0.01 TeV から 100 TeV のエネルギー範囲で、半径 1500 m の範囲で、入射粒子を陽子に設定し CORSIKA で作成 したデータを使用した。放射立体角は 10°に設定したため、放射立体角 δΩ は

$$\delta\Omega = 2\pi \left(1 - \cos\left(10 \times \frac{\pi}{180}\right) \right) [\text{sr}]$$
(6.2)

と計算される。このデータを用いてトリガー頻度を求めるためには、

$$\epsilon_{i} = \frac{\int_{E_{i-1}}^{E_{i}} dE \frac{dN_{\text{trg}}(E)}{dE \, d\Omega \, dt \, dA}}{\int_{E_{i-1}}^{E_{i}} dE \frac{dN_{\text{all}}(E)}{dE \, d\Omega \, dt \, dA}}$$
(6.3)

で陽子のエネルギー範囲ごとのトリガー効率 *εi* を求め、第二に

$$A_{\text{eff},i} = \pi R_{\text{max}}^2 \times \epsilon_i \tag{6.4}$$



図 6.1 夜光レートが 2 倍の場合の夜光のトリガー頻度(赤線)と陽子事象のトリガー頻度の 1.5 倍(青点線) を比較。横軸はトリガー閾値、縦軸はトリガー頻度である。

で陽子のエネルギーごとの有効面積を求めた。 $R_{\rm max}$ は入射粒子を降らせる範囲の半径であるので、今回は 1500 m である。第三に陽子のスペクトル(式 6.6)と放射立体角 $\delta\Omega$ を用いて、陽子のトリガー頻度 $F_{\rm proton}$ を計算した。

$$F_{\text{proton}} = \sum_{i} A_{\text{eff}}(E_i) \times \delta\Omega \times \int_{E_{i-1}}^{E_i} \frac{dN_{\text{proton}(E)}}{dE \ d\Omega \ dt \ dA}$$
(6.5)

$$\frac{dN_{\text{proton}(E)}}{dE \ d\Omega \ dt \ dA} = 0.096 \left(\frac{E}{\text{TeV}}\right)^{-2.7} \ [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}\text{sr}^{-1}]$$
(6.6)

6.2.3 トリガー閾値とガンマ線事象に対する有効検出面積の算出

望遠鏡一台の観測の場合のトリガー閾値は、夜光の混入する頻度が2倍のときのトリガー頻度(図 6.1、赤線)と 陽子のトリガー頻度×1.5(図 6.1、青点線)が一致するときのトリガー閾値に決定した。

決定したトリガー閾値を用いて、CORSIKA で作成したガンマ線事象のデータを用いてシミュレーションを行う。 ガンマ線事象のデータは、5 GeV から 50 TeV のエネルギー範囲で、半径 800 m の範囲にガンマ線を入射させ作成 した。望遠鏡のガンマ線に対する有効検出面積 A_{eff}^{γ} は点源であるため立体角は考慮せず、それ以外は陽子事象の有 効検出面積を求める場合と同様にして、エネルギーごとのトリガー効率 $\epsilon(E_i)$ を

$$\epsilon_i^{\gamma} = \frac{\int_{E_{i-1}}^{E_i} dE \frac{dN_{\text{trg}}(E)}{dE \, dt \, dA}}{\int_{E_{i-1}}^{E_i} dE \frac{dN_{\text{all}}(E)}{dE \, dt \, dA}}$$
(6.7)

で求め、

$$A_{\text{eff},i}^{\gamma} = \pi R_{\text{max}}^2 \times \epsilon_i^{\gamma} \tag{6.8}$$

から算出される。

6.3 有効面積を用いた多層膜蒸着した集光器の評価

本研究では1台のLSTのガンマ線事象に対する有効検出面積を6.2.3 で述べたようにして算出し、Al15 nm 集 光器の評価指標として用いた。本シミュレーションではトリガー閾値を超えた事象を制限なくガンマ線事象として 扱っているが、実際の望遠鏡のガンマ線の感度を算出するシミュレーションでは、得られるチェレンコフ光の像か ら夜光や電気的ノイズの寄与を取り除くイメージクリーニングという作業を行なった上でガンマ線事象かのどうか の判定を行う。しかし、本研究では修士論文の時間的な制限からトリガー閾値のみによる事象の判別を行なった。

6.3.1 設定パラメータと集光効率

結果を述べる前に一点、設定パラメータで考慮すべき点がある。本シミュレーションでは望遠鏡の設定パラメー タを prodoucution5 の中から、第一に LST 初号機を再現するもの、第二に光検出器の SiPM 採用と画素数増加を 行なった LST を再現する二つを選択した。この二つの設定パラメータの差異は、大まかに光検出器の SiPM 採用 と画素数の増加である。この差異で考慮すべき点は、画素数を変化させるにあたって、集光器の集光効率の異なる 点つまり集光器の視野が異なる点である。図 6.2(a) と図 6.2(b) が画素数の増加前後の集光効率の比較である。図 6.2(b) からわかるように、画素数増加後の視野が増加前に比べ小さくなっている。この視野の変化がガンマ線の有 効検出面積に与える影響については、シミュレーション結果を交えて議論する。



図 6.2 実際のモンテカルロシミュレーションに使用されている集光効率。(a) ピクセル数が 1855 個の場合の集 光効率。(b) ピクセル数が 7987 個の場合の集光効率。(a) に比べ(b) の視野が狭いことがわかる。

6.3.2 結果

LST の光検出器や集光器、画素数をそれぞれ変化させ、ガンマ線に対する有効検出面積を求めた。LST 初号機の 場合(PMT+LST 集光器)の結果を基準に、集光器などの性能を考察した。夜光量は通常量で行なった。

図 6.3 は、光検出器の SiPM 採用と画素数の増加によるガンマ線の有効検出面積の変化を比較したものである。 図 6.3 下段図の黒線と赤線の比較から SiPM を使うことで低エネルギーのガンマ線の有効検出面積が悪化すること が確認され、黒線と緑線の比較から SiPM の使用に加え画素数を増加させることで LST 初号機の場合に比べて低 エネルギーのガンマ線の有効検出面積が向上することが判明した。SiPM 採用のみを行なった場合(赤線)には表 5.3 で示したようにチェレンコフ光の検出量が増加するが、夜光の検出量も増加し、画素あたりの SN 比が悪化する ためにトリガー閾値が上昇し、低エネルギーのガンマ線の検出効率が悪化したと考えられる。しかし、光検出器の SiPM 採用に加え画素数を増加させることで(緑線)、LST 初号機の場合に比べ低エネルギーのガンマ線の有効検出



図 6.3 光検出器の SiPM 採用と画素数の増加によるガンマ線の有効検出面積の変化を比較。黒線:LST 初号機 の場合。赤線:光検出器を SiPM 採用した場合。緑線:光検出器の SiPM 採用と視野の狭い集光器を用いて画 素数を増加させた場合の有効面積。青線:光検出器の SiPM 採用と視野の広い集光器を用いて画素数を増加させ た場合の有効面積。下段では LST 初号機の場合(黒線)に対するそれぞれの相対値を比較。

面積を向上させることがわかった。これは画素数を増加させることでLSTの光学系の結像性能に対し、画素サイズ が粗かったことが改善され、視野中心の画素あたりのSN比が改善されたためだと考える。加えて視野の広い集光 器(図 6.2(a))を使用することでより多くのチェレンコフ光が集光器に入射する。しかし視野が狭い集光器に比べ 集光効率が低いため、集光効率と視野の二つの変数の兼ね合いで最終的に図 6.3 青線の結果となったと考える。こ の結果から言えるのは、当たり前ではあるが集光器は高い集光器と望遠光の主鏡の大きさに合わせた大きな視野が 必要であるということである。

まとめると光検出器を SiPM の採用を行うと有効検出面積は悪化し、画素数を現状の 1855 個から 7987 個に増加させることは、有効検出面積を増加させる有効な手法であり、さらに LST 初号機と同等の視野で、高い集光効率の集光器を用いることでさらに有効性が増すと考えられる。しかし画素数増加に伴う予算や焦点面カメラの重量の増加などの点を考慮しなければならない。

図 6.4 は、光検出器の SiPM 採用と Al 15 nm 集光器を使用によるガンマ線の有効検出面積の変化の比較したもの である。Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率は計算値を使用した。図 6.4 下段図の黒線と緑線の比較から、Al 15 nm 集光器を使用して夜光の検出量を低減することで LST 初号機や SiPM 採用のみを行なった場合に比べ、低エネル ギーのガンマ線の有効検出面積が改善されることが判明した。特に LST の観測エネルギー下限の 20 GeV では、 LST 初号器の場合に比べ 20 % 程度改善されることがわかった。また数百 GeV のエネルギー領域でも LST 初号機 に比べ 5 % から 10 % 程度良い有効検出面積を持つことから、夜光量の多い場合や月光下で 20 GeV のような低エ ネルギー領域が観測できなくとも、数百 GeV のエネルギー領域で通常の夜光量での LST 初号機と同程度ガンマ線 を検出可能であると考えられる。この結果から画素数を変更せずに SiPM と Al 15 nm 集光器を併用することで低 エネルギーのガンマ線の有効検出面積が改善されることが判明し、Al 15 nm 集光器を使用することは光検出器の SiPM 採用に対して有効な夜光低減手法であることがわかった。



図 6.4 光検出器の SiPM 採用と Al 15 nm 集光器を使用によるガンマ線の有効検出面積の変化の比較。黒線: LST 初号機の場合。赤線:光検出器を SiPM 採用した場合。緑線:光検出器の SiPM 採用と Al 15 nm 集光器 を使用した場合の有効面積。下段では LST 初号機の場合(黒線)に対する相対値を比較。

ここまでの結果(図 6.3、図 6.4)で、画素数の増加と Al 15 nm 集光器を使用することは、光検出器の SiPM 採 用に対して有効な夜光低減手法であることがわかった。次に図 6.5 はその両者の手法を使用した場合の結果である。 図 6.5 下段図の結果から、両者の手法を行うこと(緑線)で LST 初号機の場合(黒線)に比べれば改善が見られる が、画素数を増加させず Al 15 nm 集光器を使用した場合(赤線)に比べると 20 GeV では同程度、それより高エ ネルギーのガンマ線に対しては悪化が見られる。これは画素数の増加と Al 15 nm 集光器の使用により画素あたり の夜光検出量は減少したが、同時にシグナルであるチェレンコフ光の検出量も減少してしまい、画素あたりのチェ レンコフ光の夜光に対する SN 比が悪化したためではないかと考える。そのため画素数を増加と夜光低減を目的と した集光器を併用する場合には、より多くのチェレンコフ光を得ることができる多層膜の反射率設計にする必要が あると考える。改善策を挙げるとすれば、300 nm から 500 nm 程度の短波長での多層膜の反射率を高めること、ま た他にはカットオフ波長を現状の 550 nm 程度から長波長側に移動させるなどである。しかしカットオフ波長の移 動は同時に夜光の検出量の増加を招くため一概に適当であるとは言えない。もう一つの改善策として、図 6.5 の青 線が示すように、視野の広い集光器を用いることが挙げられる。これによって 20 GeV のガンマ線に対する有効検 出面積が LST 初号機の場合に比べ 30 % 程度改善することがわかった。この結果からも望遠鏡の主鏡の大きさに合 わせた視野の大きさが必要であると言える。まとめると LST 集光器と同等の視野を持つ集光器を用いて画素数の増 加を行い、さらに Al 15 nm 集光器を使用することで最も良いガンマ線に対する有効検出面積が得られることが判 明した。

ここまで Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率は ROBAST によって求めた計算値を使用していたが、現段階の試作 の反射率の実測値(図 5.5)を用いた場合の有効検出面積を図 6.6 に示した。低エネルギーのガンマ線の有効検出面 積は反射率が計算値の場合の方が良く、それ以降の高エネルギー領域では、差異はほとんど見られなかった。多層 膜の反射率は実測値の場合、多層膜の反射率のカットオフ波長が数十 nm 程度長波長側に移動し、さらに 300 nm から 550 nm 程度の反射率が計算値に比べ低下し、600 nm から 1000 nm 程度の長波長での反射率が上昇している



図 6.5 光検出器の SiPM 採用した上で、画素数の増加と Al 15 nm 集光器を用いた場合のガンマ線の有効検出 面積の変化の比較。黒線:LST 初号機の場合。赤線:光検出器の SiPM 採用と Al 15 nm 集光器を使用した場 合の有効検出面積。緑線:SiPM 採用、狭い視野の集光器を用いて画素数の増加、Al 15 nm 集光器を使用した 場合の有効検出面積。青線:SiPM 採用、広い視野の集光器を用いて画素数の増加、Al 15 nm 集光器を使用し た場合の有効検出面積。下段では LST 初号機の場合(黒線)に対する相対値を比較。

ため、チェレンコフ光の検出量は2% ほど増加し、夜光の検出量は5% ほど増加した。反射率として計算値を使用 した場合に比べ、そのためチェレンコフ光の夜光に対する SN 比が2% 程度悪化し、低エネルギーの有効検出面積 が低下したと考えられる。

次に画素数を増加させた場合の、反射率が計算値と実測値の場合での比較を図 6.7 に示す。この結果から狭い視 野の集光器を用いて画素数の増加を行うと 20 GeV から数百 GeV のエネルギー領域で反射率が実測値の場合の方 が良いことが判明した。反射率を計算値から実測値に変更することで、チェレンコフ光の検出量は 6 % ほど増加 し、夜光の検出量は 4 % ほど増加し、反射率が計算値の場合に比ベチェレンコフ光の夜光に対する SN 比が、4 % 程度改善した。そのため有効検出面積が改善したのだと推測する。またチェレンコフ光の検出量を増加させること ができる視野の広い集光器を用いて画素数を増加させた場合、図 6.6 と同様に多層膜の反射率が計算値の場合の方 がガンマ線に対する有効検出面積が良いことがわかった。これは図 6.6 の場合と同じ要因によるものだと考える。 このことから広い視野の集光器を用いた場合、多層膜のカットオフ波長が 550 nm 程度より長波長側に移動するこ とは、ガンマ線の有効検出面積を悪化させる一つの要因であると考えた。



図 6.6 Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率が計算値と実測値の場合のガンマ線の有効検出面積の比較。画素数 は 1855 個である。黒線:LST 初号機の場合。赤線:Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率が計算値の場合。緑線: 光検出器の SiPM 採用と Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率が実測値の場合。下段では LST 初号機の場合(黒 線)に対する相対値を比較。



図 6.7 Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率が計算値と実測値の場合のガンマ線の有効検出面積の比較。画素数 は 7987 個である。黒線:LST 初号機の場合。赤線:SiPM 採用と狭い視野の集光器を用いて画素数を増加さ せ、Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率が計算値の場合。緑線:SiPM 採用と広い視野の集光器を用いて画素数 を増加させ、Al 15 nm 集光器の多層膜の反射率が実測値の場合。下段では LST 初号機の場合(黒線)に対する 相対値を比較。

6.4 有効面積を用いたカットオフ波長の検討

これまで IACT のバンドパスフィルターのカットオフ波長は、チェレンコフ光の夜光に対する SN 比を最適化す るために 550 nm 程度にカットオフを持たせており、モンテカルロシミュレーションを用いたカットオフ波長の検 討は行われていない。今回は評価パラメータとしてこれまでと同様に有効面積を用いて、カットオフ波長を検討し た。画素数は LST 初号機と同数の 1885 個で統一し、集光効率は LST 集光器の値を使用。

6.4.1 カットオフ波長ごとのガンマ線の有効検出面積の導出

バンドパスフィルターのカットオフ波長を検討するために、今回は集光器の多層膜の反射率を図 6.8 の緑線のような垂直なカットオフ形状(反射率 = 90 % とした)を想定し、カットオフ波長ごとのガンマ線の有効検出面積を 比較した。



図 6.8 多層膜の反射率の比較。カットオフ波長の検討のために緑破線のようなカットオフ形状を持つ反射率を 想定した。黒線は LST 初号機の多層膜の反射率、青線は Al 15 nm 多層膜の反射率である。

図 6.8 の緑線のカットオフ波長を 450 nm から 890 nm まで 10 nm ごとに変化させ、SiPM で検出されるチェレンコフ光と夜光を見積もり、LST 初号機の場合の両者の検出量を1とした場合の相対変化を図 6.9 に示した。カットオフ波長を長波長へ移動させるほど夜光の検出量が増加することが確認された。図 6.10 では図 6.9 で示したカットオフ波長ごとのチェレンコフ光と夜光の検出量の相対値の変化を示した。

次にチェレンコフ光の検出量を 0.8、1.0、1.2、1.3、1.4、1.5 倍に、夜光の検出量を 0.5、0.9、1.0、2.0、4.0、5.0 倍のそれぞれの組み合わせのときのガンマ線に対する有効検出面積を求めた。図 6.11 は、一部を除くそれぞれの組 み合わせの場合の 20 GeV のガンマ線の有効検出面積の比較結果である。ただし両者が 1.0 倍の組み合わせでの有 効検出面積で規格化している。図 6.11 の結果は有効検出面積の結果は離散的なチェレンコフ光と夜光の検出量で行 なっており、図 6.9 の全てのカットオフ波長の場合のチェレンコフ光と夜光の検出量に対応させることができない。



図 6.9 カットオフ波長ごとのチェレンコフ光(緑)と夜光(赤)の検出量の推移。縦軸は LST 初号機の両者の 検出量に対しての相対値、横軸はカットオフ波長である。550 nm より長波長のカットオフ波長では程度の夜光 を検出することで大きく増加し、それ以降夜光の検出量は増加し続ける。チェレンコフ光の検出量は 750 nm 以 降のカットオフ波長では変化しない。

そのためカットオフ波長ごとの両者に対応した有効検出面積を導出するために図 6.11 の結果を内挿し、その結果が 図 6.12 に示す。

6.4.2 結果

図 6.10 と図 6.12 の比較から、カットオフ波長ごとの 20 GeV のガンマ線に対する有効検出面積を求め、その結 果を図 6.13 に示す。この結果から垂直なカットオフ形状の場合には、カットオフ波長は 550 nm 以下にする必要が あると言える。550 nm 以上の場合、最大値に比べ少なくとも 20 %、最大で 50 %、有効検出面積が低下すること がわかった。



図 6.10 図 6.9 で示したカットオフ波長ごとのチェレンコフ光と夜光の相対検出量の推移を示した。カラー バーはカットオフ波長を表す。



comparison effective area at 20GeV

図 6.11 横軸はチェレンコフ光の検出量、縦軸は夜光の検出量を示す。それぞれの組み合わせの場合の有効検 出面積を比較している。ただし両者が 1.0 倍の組み合わせでの有効検出面積で規格化している。白抜きの箇所は シミュレーションを行なっていない。



図 6.12 チェレンコフ光と夜光の検出量ごとの 20 GeV のガンマ線に対する有効検出面積



図 6.13 カットオフ波長ごと有効検出面積の相対値を比較した。

第7章

多層膜蒸着した集光器の集光効率の実測によ る性能評価

前章までで、多層膜蒸着した集光器の性能をチェレンコフ光や夜光の検出量、ガンマ線の有効検出面積などを用 いて評価し、光検出器の SiPM に向けた有効な夜光低減手法であることが示された。しかし前章までで使用した 多層膜の反射率は ROBAST で求めた計算値や、集光器の一部に蒸着された多層膜の反射率である。そのため蒸着 箇所によっては多層膜の蒸着品質の非一様性が存在した場合、実際の平均反射率が異なることが予想される。また ROBAST を用いて集光効率を求める際に、大きな入射角度依存性を持つ Al 15 nm 集光器の特性を完全には再現で きない可能性がある。これらの要因から、シミュレーション結果は Al 15 nm 集光器の性能を過大または過小評価 している可能性が捨てきれない。

本章では、光検出器の SiPM 採用した場合と SiPM と Al 15 nm 集光器の試作を併用した場合の、LST 初号機の 場合に対する相対的な光検出効率の実測を行い、実測結果とシミュレーション結果を比較し、両者にどの程度の差 異が存在するかを評価する。またその差異が6章で求めたガンマ線検出面積に対し、どの程度の影響を与えるかを 議論する。

7.1 集光器の集光効率の実測

SiPM と Al 15 nm 集光器を併用する上で重要な点は 2 点あり、第一にチェレンコフ光が多く放射される 300 nm から 500 nm 程度の短波長側の光に対しては LST 初号機の場合に比べ高い光検出効率を持つこと。第二に夜光が多 く放射される 550 nm 程度以降の長波長側の光に対しては Al 15 nm 集光器を用いることで SiPM の採用のみを行 なった場合に比べ光検出効率を低下させることである。この 2 点を実測で確認するために、本測定では 2 種類の波 長 (402 nm、830 nm) で入射角度を 0° – 40° の範囲で LST 初号機の場合に対する相対的な検出効率を測定する。

そのため光検出器と集光器の組み合わせは、PMT と LST 初号機集光器の場合と SiPM と LST 初号機集光器、 SiPM と Al 15 nm 集光器の3つである。

この測定は、LED 光源を用いて同じ光量の光を入射し、それぞれの光検出器と集光器の組み合わせの場合で検出 した光量を比較する。LED の発光で生成される光子数は正確に求めることができないため、本測定では集光効率の 絶対値を測定することはできない。その代わりに、参照用 PMT で検出される光量に対する相対値を比較した。本 測定の目的は相対的な光検出効率の測定であるため問題ない。



図 7.1 測定系の概念図

7.1.1 測定系

図 7.1 に測定系の概念図を示す。測定時は、室温を 25 度に保ち行なった。LED からの入射光は、上段の光検出 器と下段の参照用 PMT によって検出される。光検出器からは LED の発光量に比例した電荷量が出力され、その出 力を光検出器と集光器の組み合わせごとに測定し比較することで、相対的な集光効率を測定する。図 7.1 は光検出 器が SiPM の場合のものである。使用する集光器の設計は LST 初号機と同様のもので、入力口径が 49.6 mm、出 力口径が 29.9 mm である。SiPM を使用する場合には出力口径を十分に覆うことができる検出面積が必要がある。 加えて SiPM の出力波形の記録とデータ転送を行う機器の制限から本研究では図 4.5 の型番 S14521-8649 を使用 した。

この SiPM の APD セルの大きさは 75 μ m、画素の大きさは 6×6 mm²、画素数は 16 個、検出面積は 6×6×16 mm² のもので、それを 4 つ並べたものである。そのため十分に集光器の出力面積を覆うことがで きる。SiPM の降伏電圧は 38 V (25 C°) であり、供給電圧 43 V、超過電圧 5 V で使用した。PMT は LST 初号 機で使用されている R11920-100-05 を供給電圧 1500 V で使用した。この PMT は LST 初号機のものの平均に比 べ、QE が数 % 低い個体を使用しているため、PMT 測定の結果は過小評価になる。

SiPM 測定の場合には、測定波形の記録とデータ転送を小口径望遠鏡の専用集積回路の TeV Array Readout with GSa/s sampling Event Trigger (TARGET) を用いる(Bechtol et al. 2012)。TARGET は同時に 16 画素の出力波形の記録回路とトリガー回路を備え、一つの基板に 4 つの TARGET が搭載されているため 64 画素の波形記録を行うことができる。本測定では TARGET の最新バージョンである TARGET-C を使用した。TARGET モジュールはトリガー信号を生成する機能を持つ。このトリガーをパルスジェネレーターに入力することで LED を周期的に発光させ、また TARGET モジュール自身に同一のトリガーを入力して、波形記録を開始することで、LED の発光前後での SiPM の出力波形を記録した。



図 7.2 (a) 上段に Al 15 nm 集光器と SiPM、そして TARGET-C が設置されている。入射角度 0°の場合の状態である。下段には校正用の PMT が設置されている。画像提供:奥村曉。(b)Al 15 nm 集光器の試作の入力側から見た場合。出力口径の大きさを十分に SiPM が覆っていることがわかる。画像提供:奥村曉

PMT 測定の場合には、パルスジェネレーターから周波数 2.0MHz のパルス信号をバーストモードで LED に送り発光させ、パルス信号ごとにオシロスコープにトリガー信号が送り、波形取得を行なった。

入射角度ごとの光検出効率を比較するために、SiPM または PMT を回転ステージに設置し、0°、10°、20°、30°、 33°、35°、37°、40°と角度を変更した。LED からの入射光が十分平行になるために 2.25 m 離した。周囲の温度変 化や、電源電圧の不安定性などによる LED の光量の変動を補正するために、測定対象の下段に参照用 PMT を設置 して、LED の光量を測定した。

7.1.2 解析

光検出器の出力は光子を検出した、図 7.3(a) のような SiPM や PMT の出力波形を積分することで求められる。 出力波形は一定時間の電圧値の集まりで、その積分値は光検出器の検出した電荷に比例するため、これ以降では積 分値を電荷と呼ぶ。電荷が n 光電子相当である事象を n 光電子事象と呼び、計算式等では photoelectron (p.e.)を 用いる。ここでは、得られた電荷から検出した光子数の導出について述べる。

出力波形の電荷量は検出された光子数に比例し、k個の光子を検出する確率(Pk、式 7.1)はポアソン分布に従う。

$$P_k = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \tag{7.1}$$

λ はここでは平均検出光子数である。平均検出光子数は、

$$P_0 = e^{-\lambda} \to \lambda = -\ln(P_0) \tag{7.2}$$

のように、発生光電子数が0になる確率($P_{0 \text{ p.e.}}$)を式変形させることで求めることができる。他にも1個の光子 を検出したときの電荷量 $Q_{1\text{ p.e.}}$ と測定した全事象の電荷量の平均値 $\langle \bar{Q} \rangle$ を用いて、

$$\lambda = \frac{\langle \bar{Q} \rangle}{Q_{1\text{p.e.}}} \tag{7.3}$$

のように平均検出光子数を導出することが可能である。

このように平均検出光子数の導出には、0光電子事象数を用いた方法1(式7.2)と、1p.e.の電荷量を用いた方法2(式7.3)の2つがある。方法1はオプティカルクロストークの影響で複数 p.e.の事象数を正確に推定することが困難な SiPM の測定で使用した。また方法2は複数 p.e.の事象が大半で、0p.e.のイベント数の推定が困難な PMT の測定で使用した。PMT と SiPM の電荷量の導出については、以下で詳しく記述する。

電荷量を求めるためには出力波形の積分範囲を適切に決める必要がある。積分範囲が狭いと積分値が小さくなり 電荷量を過小評価してしまう。また積分範囲が長いと迷光などの LED 由来以外の背景事象の成分も積分してしま い電荷量を過大評価してしまう。PMT 測定の解析は Zenin (2019)の手法を踏襲した。PMT 測定の場合、積分範囲 は全事象の平均波形 (図 7.3(b)) から 418 ns – 450 ns に決定した。



図 7.3 (a)PMT の1イベントの生波形 (b)PMT の全イベント合計波形

検出される電圧値にはオフセットが存在するため、単純にそのまま積分を行うと電荷量を過大または過小評価してしまうため、ベースライン補正を行う必要がある。今回は、積分範囲の開始位置から 50 ns の前の範囲で平均電 圧を求め、事象ごとにベースライン補正を行った。また積分範囲の開始位置から 50 ns の範囲の最大値と最小値の 差がその範囲の電圧値の 2σ 以上の電圧値であった場合 (σ は電圧値の標準偏差)、つまり光子が検出された場合に この範囲における平均電圧が大きく見積もられ補正後の電圧値が小さくなってしまうため、そのような事象は除去 する事象選別を行った。

以上のベースライン補正と事象選別を行い、全事象の平均波形から決定した積分範囲に従い図 7.4 のような電荷 量分布を作成した。

図 7.4 を用いて平均検出光子数を式 7.3 から導出した。1 個の光子を検出したときの積分値 Q_{1p.e.} は Takahashi et al. (2018)の手法を用いて導出した値を使用した。LED による発光が存在しない場合でも、迷光や PMT の熱 電子放射によって光子が検出され電荷が出力される。このような事象をダーク事象と呼ぶ。この両者由来の光子が LED 発光由来の光子と同時に検出されると、これらは判別することができなくなる。このような LED 以外の光子



図 7.5 (a)TARGET-C から得られる SiPM の出力波形 (b) (a) のデコンボリューション後の波形。アンダー シュートがなくなったことがわかる。

の寄与を除去するために、LED の発光とは異なる時間範囲の電荷量を求め補正する。つまり真の平均電荷量 = 平 均電荷量(LED ON) – 平均電荷量(LED OFF)となる。ここでは LED が発光している場合を LED ON、そうで ない場合を LED OFF と表現する。この真の平均電荷量を式 7.2 に代入することで LED の発光由来の平均検出光 子数が求められる。

次に SiPM 測定の平均検出光子数の導出について述べる。n 個の光子を検出した場合の TARGET-C から得られ る出力波形は、図 7.5(a) のようになる。立ち上がりの後に、波高値がベースラインより下回るアンダーシュート と呼ばれる構造と、アンダーシュート後に波形が不安定に上下するリンギングと呼ばれる構造が存在する。これは TARGET が行う波形整形の対象の SiPM とは異なる種類の SiPM を使用しているために起こる現象である。この 波形から電荷を求めるためには広い積分範囲が必要となり、ダーク事象の混入を許してしまい、求められた電荷分 布から0光電子事象数を見積もることが困難になり、平均検出光子数を算出が難しくなる。そのため積分範囲を狭 くし、ダーク事象の混入を可能な限り低減する必要がある。

そこで本研究ではデコンボリューション(逆畳み込み)と呼ばれる波形整形を行った。装置から得られる出力は、 装置の影響を表す関数(装置関数)との畳み込み(コンボリューション)で表されると考えられる。*x*(*t*)、*r*(*t*)の 二つの関数の畳み込みx * rは

$$s(t) = x * r = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)r(t-\tau)d\tau$$
(7.4)

で定義される。つまり装置から得られた図 7.5(a) の出力関数 s(t) は、装置の影響を受ける前の図 7.5(b) の関数 (入力関数) x(t) が図 7.6 の装置関数 r(t) と合わさったものだと考えることができる。このような出力関数 s(t) から入力関数 x(t) を得るために、図 7.6 の測定から作成した装置関数を使用して、デコンボリューションを行なった。



図 7.6 本解析で使用した装置関数。測定した波形の平均波形から求めた。

測定によって得られた出力のデコンボリューションを行う場合には、混入するノイズなどの応答関数には含まれ ていない高周波成分を周波数フィルタを用いて、取り除くことでδ関数状の入力関数を得ることができる。周波数 フィルタには応答関数に比べパルス幅の小さい任意関数が用いられる。パルス幅が大きいと、デコンボリューショ ン後に得られる入力関数が大きい時間幅を持ってしまい、電荷を求めるときの積分範囲が大きくなり、より多くの 迷光や熱的に発生した電子正孔対によるパルス(ダークパルス)の混入を許してしまう。本解析では先行研究(中 村・裕樹 2017)で使用されたブラックマン窓関数と同様の関数を使用した。時定数は 10 ns とした。

$$BW(t;\tau_{BW}) = 0.42 - 0.5\cos(2\pi t/\tau_{BW}) + 0.08\cos(4\pi t/\tau_{BW}) \quad (0 < t < \tau_{BW})$$
(7.5)

このようにして図 7.5(a) の TARGET-C からの出力波形をデコンボリューションすることで、図 7.5(b) を得ることができる。

ここまでで波形整形を行なった。次に電荷を求めるための積分範囲を決める。TARGET-C からのトリガー信号 を元に図 7.7 が示すタイミングで発光させている。n 個の光子を検出した際のデコンボリューション後の波形はお よそ 10ns の時間幅を持つ(図 7.5(b))。しかし LED の発光開始時間は数 ns 程度事象ごとに異なるため、一律に積 分範囲を決定した場合、例えば同じ 1 p.e. 事象でも異なる積分値が得られてしまう。これを防ぐために広い積分範 囲を設定した場合、先ほどと同様にダークの混入を許してしまう。そこで本解析では事象ごとの波光最大値を取得 し、その最大値をとる時間が LED が発光する 300 ns 程度であった場合にのみ、その前後 5 ns を積分範囲とした。 それ以外の場合は一律に開始時間で 10 ns の積分範囲とした。

PMT 測定と同様のベースライン補正とデータ選別行い、先ほど決定した積分範囲に従い電荷を求める。この手 法で作成した電荷分布が図 7.8 である。LED を発光させていない場合(LED OFF)の電荷分布は図 7.8 のように

58



図 7.7 デコンボリューション後の波高最大値分布。300ns 程度に LED による発光のピークが存在する。 250ns-300ns 程度の範囲で事象が存在しないのは、PMT と同様のデータ選別を行なったためである。

0 p.e. 分布の右側にテイル構造を持ち、0 p.e. 事象と 1 p.e. 事象の判別が困難である。図 7.8 の LED を発光させた場合(LED ON)の0 p.e. 分布にも同様の構造があることが想定される。そのため閾値を決めて0 p.e. 事象と1 p.e. 事象の判別や0 p.e. 分布をガウス分布でフィッティングを行い0 p.e. 事象数を得ることは困難である。そのため本解析では次のような手法を用いた。



図 7.8 LED ON の場合の電荷分布(青)と LED OFF の場合の電荷分布(赤)の比較

図 7.9 の LED OFF の電荷分布において、閾値までの事象数の合計値を A とし、全事象数を B、その比を F = B/A とする。次に LED ON の積分値分布で先ほどと同様の閾値までの事象数の合計値 A'を求め、LED OFF の電荷分布から求めた F を用いて LED ON での 0 p.e. の事象数とダーク事象数の合計値 $N_{0 \text{ p.e.}}$ (on) を

$$N_{0 \text{ p.e.}}(\text{on}) = A' \times F \tag{7.6}$$

から見積もる。閾値は LED ON の電荷分布の 1 p.e. 分布をガウス分布でフィッティングを行い、0 p.e. 分布への混入を大まかに見積もり、混入する事象数を十分に無視できる値を閾値とした。式 7.6 よって見積もられた



図 7.9 LED ON の場合の電荷分布(青)と LED OFF の場合の電荷分布(赤)の比較

 $N_{0 \text{ p.e.}}(\text{on})$ と全事象数 $N_{\text{all}}(\text{on})$ を式 7.2 を代入し、平均検出光子数を求める。

$$P_0 = N_{0 \text{ p.e.}}(\text{on})/N_{\text{all}}(\text{on})$$
 (7.7)

$$\lambda = -\ln(P_0) \tag{7.8}$$

算出された平均検出光子数の統計誤差 δλ は、

$$\lambda = -\ln\left(\frac{N_{0 \text{ p.e.}}(\text{on})}{N_{\text{all}}(\text{on})}\right)$$
(7.9)

を用いて

$$\delta\lambda = -\frac{\delta N_{0 \text{ p.e.(on)}}}{N_{0 \text{ p.e.(on)}}} \tag{7.10}$$

と書くことができる。二項分布の標準偏差から $\delta N_{0 \text{ p.e.}}(\text{on}) = \sqrt{N_{\text{all}}(\text{on})(1-P_0)P_0}$ を代入し、

$$\delta \lambda = \frac{1}{N_{0 \text{ p.e.}}(\text{on})} \sqrt{N_{\text{all}}(\text{on})(1 - P_0)P_0}$$
(7.11)

で求められる。このようにして一画素の平均検出光子数が求められるので、これを 64 画素分行うことで図 7.10 のような平均検出光子数の 64 画素の分布を作ることができ、その合計値が SiPM の 64 画素の平均検出光子数と なる。

7.1.3 測定結果

LED の波長が 402 nm と 830 nm の場合の、光検出器の SiPM 採用した場合と SiPM と Al 15 nm 集光器の試作 を併用した場合の、LST 初号機の場合に対する相対的な光検出効率の測定の結果を以下に示す。測定は 0°、10°、 20°、30°、33°、35°、37°、40°の 8 個の入射角度で行なった。またシミュレーションで使用した集光効率を含んだ 光検出効率との比較を行い、実測値との整合性を評価した。結果の縦軸は LST 初号機の場合の入射角度 0°のとき の値で正規化した。

図 7.11 は、LED 波長が 402 nm のとき実測値と ROBAST による計算値との相対的な検出効率の比較結果である。実測値と計算値との間にいくつかの差異が見られた。その差異について以下で議論する。LST の焦点面カメラ



図 7.10 入射角度 0°のときの 64 画素の平均検出光子数の分布。数値は各画素の平均検出光子数を表す。入射 光が多い中心部分で平均検出光子数が大きくなっていることが確認できる。空白の画素は機能していない画素で ある。上下対称の画素で補正を行った。



図 7.11 LED の波長が 402 nm の場合の結果。横軸が入射角度、縦軸が LST 初号機の場合の入射角度 0°の ときの値に対する相対値。

に対する光子の入射角度分布はおよそ 25°程度であるので、30°以降の入射角度での両者の差異はモンテカルロシ ミュレーションの結果に影響を及ぼさない。

SiPM+Al 15 nm 集光器の場合(緑)、両者の差異は最大で5パーセントポイント程度で、平均では2パーセント ポイント程度である。この平均差異が全ての波長と入射角度において適応されると仮定した場合、チェレンコフ光 と夜光の検出量は計算値の場合に比べ大きく見積もっても1%程度の減少に止まり、これを図 6.12 に照らし合わ せると 20 GeV のガンマ線に対する有効検出面積はこの計算値と実測値の差によって最大2%の減少という結果に なる。

SiPM+LST 集光器の場合(赤)、計算値と実測値の差異が最大なのは入射角度10°の点であり、その差異はおよそ15パーセントポイントであり、平均で10パーセントポイント程度は存在する。この平均差異が先ほどと同様に全ての波長と入射角度において適応されると仮定した場合、チェレンコフ光と夜光の検出量はおよそ7%程度増加し、これを図6.12に照らし合わせると20GeVのガンマ線に対する有効検出面積はこの計算値と実測値の差によっ

ておよそ3%弱の減少という結果になる。

LED 波長 402 nm の結果から、モンテカルロシミュレーションで求められた光検出器の SiPM の採用のみを行 なった場合と Al 15 nm 集光器を使用した場合の結果は、少なくとも短波長側では数 % の不定性を持った十分に実 測値の場合と整合性のある結果だと言える。



図 7.12 LED の波長が 830 nm の場合の結果。横軸が入射角度、縦軸が SiPM+LST 初号機集光器の場合の入 射角度 0°のときの値に対する相対値。

図 7.12 は、LED 波長が 830 nm のとき実測値と計算値との相対的な検出効率の比較結果である。PMT は 830 nm の波長の光に対して感度を持たないので、測定を行なっていない。また参照用の PMT も同様に感度を持た ないため、LED の光量を補正できない。そのため本測定では、LED が波長によらず光量が同程度変動すると仮定 し、波長 402 nm の測定の参照用 PMT の平均検出光電子数の標準偏差を系統誤差とした。この結果も LED 波長 402 nm の場合と同様、計算値と実測値に大きな差異は見られなかった。SiPM+Al 15 nm 集光器の場合、平均で5 パーセントポイント程度の差異が存在するが、この差異は LED 波長 402 nm の場合に比べ小さく、有効検出面積 に与える影響が小さいことが考えられる。

よって2波長の実測から、前章までのシミュレーションで用いた相対的な検出効率と実測で求められた相対的な 検出効率に大きな差異はないことが確認された。そのため6章で求めた SiPM の採用をした場合や Al 15 nm 集光 器を使用した場合のガンマ線に対する有効検出面積は十分に実測値を考慮したものであると言える。

62

第8章

結論と今後の展望

次世代の解像型大気チェレンコフ望遠鏡計画の CTA 計画では、LST と MST の焦点面カメラの SiPM 化を検討 している。しかし SiPM は大気チェレンコフ光観測の際にノイズとなる夜光に感度を持つため、チェレンコフ光の 夜光に対する SN 比が悪化し、ガンマ線のエネルギー決定精度やトリガー性能の悪化を招きうる。これを解決する ために、本研究では集光器への多層膜蒸着による夜光低減手法を検討した。本修士論文では、光検出器を SiPM 化 した場合、多層膜蒸着した集光器を使用した場合のチェレンコフ光と夜光の検出量や、ガンマ線に対する有効検出 面積を算出し、SiPM 化に向けて多層膜蒸着した集光器による手法が有効であるかを検討した結果を報告した。

光検出器を SiPM 化した場合、多層膜蒸着した集光器を使用した場合のチェレンコフ光と夜光の検出量を見積も り、SN 比やエネルギー分解能の推移を比較した。多層膜蒸着した集光器を用いることでチェレンコフ光の夜光に 対する SN 比が 10 % ほど改善し、月光を含めた場合には SN 比は変化しないことがわかった。SN 比は雑音成分が 小さいほど改善されるため、SN 比を改善するためにはより夜光の検出量を抑えた多層膜の反射特性が求められる。 エネルギー分解能は多層膜蒸着した集光器を使用した場合、夜光量が多い場合にエネルギー分解能が改善されるが、 夜光量が少ない場合にはエネルギー分解能は逆に悪化することがわかった。これはエネルギー分解能を評価するた めに用いた指標 $\sqrt{S+BG}$ が、夜光量が少ない場合には $\frac{1}{\sqrt{S}}$ に比例するため、より多くのチェレンコフ光の検出量が 必要となるためである。また東海光学株式会社により、多層膜蒸着した集光器の試作が完成しており、多層膜の反 射率は計算値に比べ 300 nm-550 nm の領域で 10 % 程度低下していることがわかった。

ガンマ線に対する有効検出面積を用いた SiPM 化や多層膜蒸着した集光器の性能評価の結果、光検出器の SiPM 化はトリガー閾値の上昇により、低エネルギーのガンマ線に対する有効検出面積が低下することが確認された。し かし画素数を増加させることで画素あたりの夜光検出量を抑えることができ、有効検出面積を改善することから、 画素数の増加は SiPM 化に向けた夜光低減手法として有効であることがわかった。また多層膜蒸着した集光器を使 用した場合、低エネルギーの有効検出面積を改善し、特に LST の観測下限エネルギーの 20 GeV では LST 初号機 場合に比べ 15 % 程度改善することがわかった。この結果から多層膜蒸着した集光器を用いた手法は有効な夜光低 減手法であることが判明した。さらに LST 集光器と同等の視野を持つ集光器に Al 15 nm 多層膜を蒸着させ画素数 を増加した場合が 20 GeV のガンマ線に対する有効検出面積が LST 初号機の場合に比べ 30 % 程度と最も良い改善 が見られた。また多層膜の反射率に実測値を使用した場合でも、両者の間に大きな差は見られなかった。

多層膜蒸着した集光器と SiPM を用いた実測の結果から、シミュレーションを用いた LST 初号機の場合に対す る相対的な光検出効率の計算値は実測値の間に不整合性は見られず、両者の差異によるガンマ線の検出効率の不定 性が有効検出面積に与える不定性は数 % に抑えられることから、6 章で求めた SiPM 化した場合や Al 15 nm 集光 器を使用した場合のガンマ線に対する有効検出面積は十分に実測値を考慮したものであると言える。

これらの結果から多層膜蒸着した集光器を用いた手法は SiPM 化に向けた有効な夜光低減手法であることが判明 した。今後は厳密な性能評価のために、多層膜蒸着した集光器を使用した望遠鏡のガンマ線の観測感度を算出する 必要がある。また現状の試作集光器は、チェレンコフ光の放射ピークを有する短波長側で十分な反射率を実現でき ていないが、蒸着条件や手法を改善することでより高い反射率の達成が見込まれ、よりガンマ線天体の検出感度の 向上し、暗黒物質探索をはじめとするガンマ線天体観測への貢献が期待される。
謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご協力いただきました。心から感謝いたします。田島宏康教授には研究内 容についてご指導とご助言をいただきました。また暗黒物質について詳しく丁寧に指導していただき、知識を深め ることができました。ありがとうございました。奥村曉講師にはシミュレーションの方法や測定、科学的な文章 の書き方など、多くのことをご指導とご助言をいただきました。ありがとうございました。高橋光成特任助教に は、短い間でしたが様々な助言をいただきました。ありがとうございました。技術補佐員の古田和浩さんには測定 についてご指導、助言していただきました。また、測定データを提供していただきました。ありがとうございまし た。東海光学株式会社、西本圭司さん、井上知晶さんには多層膜の開発と製作、また多層膜について質問に基礎的 なことから丁寧に教えていただきました。ありがとうございました。東京大学宇宙線研究所、野田浩司准教授には ROBAST で使用した大口径望遠鏡のデータをいただきました。ありがとうございました。またジュネーブ大学の Luis David Medina Miranda さんにはモンテカルロシミュレーションに関して、基本から丁寧に指導、助言してい ただきました。本当に感謝しております。ありがとうございました。また ISEE 技術部の川端哲也さんには、検出 器の固定具や基盤など、実験を行うにあたって必要な器具を制作していただきました。ありがとうございました。 茨城大学の吉田龍生教授、片桐秀明准教授には外部の大学院進学において、指導や相談をしていただきました。感 謝しております。また CR 研究室の院生の皆様とは、私生活でも関わることが多く、不慣れな土地での生活を楽し く彩ってくれました。本当に感謝します。その中でも同じ研究グループの同期である若園佳緒里さんとは、互いに 励まし合い辛い時期を乗り越えて来ました。また若園さんから本修論で使用した TARGET-C の使い方を教えてい ただきました。本当に感謝しております。他にも多くの方々に支えていただき、本修士論文を完成させることがで きました。本研究に関わった全ての皆様、そして 24 年間 支えてくれた家族や友人に心から感謝申し上げます。あ りがとうございました。

引用文献

- Abdallah, H., Abramowski, A., Aharonian, F. et al. 2016 "Search for Dark Matter Annihilations towards the Inner Galactic Halo from 10 Years of Observations with H.E.S.S.," *Physical Review Letters* 117, No. 11, DOI: 10.1103/physrevlett.117.111301.
- [2] Ackermann, M. and et al. 2015 "Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data," *Physical Review Letters* 115, No. 23, DOI: 10.1103/physrevlett.115.231301.
- [3] Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B. et al. 2012 "CONSTRAINTS ON THE GALACTIC HALO DARK MATTER FROMFERMI-LAT DIFFUSE MEASUREMENTS," *The Astrophysical Journal* 761, No. 2, 91, DOI: 10.1088/0004-637x/761/2/91.
- [4] Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M. et al. 2020 "Planck 2018 results," 641, A6, DOI: 10.1051/ 0004-6361/201833910.
- [5] Aharonian, F., Hofmann, W., Konopelko, A., and Völk, H. 1997 "The potential of ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. I. Determination of shower parameters," *Astroparticle Physics* 6, No. 3, 343-368, DOI: https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00069-2.
- [6] Ahnen, M., Ansoldi, S., Antonelli, L. et al. 2016 "Limits to Dark Matter Annihilation Cross-Section from a Combined Analysis of MAGIC and Fermi-LAT Observations of Dwarf Satellite Galaxies," *JCAP* 02, 039, DOI: 10.1088/1475-7516/2016/02/039.
- [7] 2017 "Performance of the MAGIC telescopes under moonlight," *Astroparticle Physics* 94, 29-41, DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.08.001.
- [8] 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–P11010, DOI: 10.1088/1748-0221/15/11/p11010.
- [9] Baring, M. G., Ghosh, T., Queiroz, F. S., and Sinha, K. 2016 "New limits on the dark matter lifetime from dwarf spheroidal galaxies using Fermi-LAT," *Physical Review D* 93, No. 10, DOI: 10.1103/physrevd.93. 103009.
- [10] Bechtol, K., Funk, S., Okumura, A., Ruckman, L., Simons, A., Tajima, H., Vandenbroucke, J., and Varner, G. 2012 "TARGET: A multi-channel digitizer chip for very-high-energy gamma-ray telescopes," *Astroparticle Physics* 36, No. 1, 156-165, DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.05.016.
- Begeman, K. G., Broeils, A. H., and Sanders, R. H. 1991 "Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 249, No. 3, 523-537, DOI: 10.1093/mnras/249.3.523.
- [12] Benn, C. R. and Ellison, S. L. 2010 "La Palma Night-Sky Brightness," URL: https://www.ing.iac. es//astronomy/observing/conditions/skybr/skybr.html.

- [13] Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L. et al. 2013 "NINE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE(WMAP) OBSERVATIONS: FINAL MAPS AND RESULTS," *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208, No. 2, 20, DOI: 10.1088/0067-0049/208/2/20.
- [14] Bernlöhr, K. 2008 "Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and simtelarray," *Astroparticle Physics* **30**, No. 3, 149–158, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2008.07.009.
- [15] Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., Markevitch, M., Randall, S. W., Jones, C., and Zaritsky, D. 2006 "A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter," *The Astrophysical Journal* 648, No. 2, L109–L113, DOI: 10.1086/508162.
- [16] Cramer, C. et al. 2013 "Precise Measurement of Lunar Spectral Irradiance at Visible Wavelengths," *Journal of research of the National Institute of Standards and Technology* **118**, 396-402, DOI: doi: 10.6028/jres.118.020.
- [17] Eckner, C. 2021 「Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to a dark matter signal from the Galactic centre」, 『Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021)』, DOI: 10.22323/ 1.395.0547.
- [18] Fabian Schmidt, J. K. 2005 "CORSIKA shower images," URL: https://www-zeuthen.desy.de/ ~jknapp/fs/showerimages.html.
- [19] Geringer-Sameth, A., Koushiappas, S. M., and Walker, M. 2015 "DWARF GALAXY ANNIHILATION AND DECAY EMISSION PROFILES FOR DARK MATTER EXPERIMENTS," *The Astrophysical Journal* 801, No. 2, 74, DOI: 10.1088/0004-637x/801/2/74.
- [20] Glicenstein, J.-F. 2019 "Status of the Davies-Cotton and Schwarzschild-Couder Medium-Sized Telescopes for the Cherenkov Telescope Array."
- [21] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., and Thouw, T. 1998 "CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers."
- [22] Heller, M., Schioppa, E. j., Porcelli, A. et al. 2017 "An innovative silicon photomultiplier digitizing camera for gamma-ray astronomy," *The European Physical Journal C* 77, No. 1, DOI: 10.1140/epjc/ s10052-017-4609-z.
- [23] Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J. et al. 2011 "SEVEN-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE(WMAP) OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL INTERPRETATION," *The Astrophysical Journal Supplement Series* 192, No. 2, 18, DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/18.
- [24] Milgrom, M. 1983a "A modification of the Newtonian dynamics Implications for galaxies," Astrophysical Journal 270, 371-383.
- [25] 1983b "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis," *Astrophysical Journal* 270, 365-370.
- [26] Mirzoyan, R., Kosyra, R., and Moser, H.-G. 2009 "Light emission in Si avalanches," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 610, No. 1, 98-100, DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.081, New Developments In Photodetection NDIP08.
- [27] Mollerach, S. and Roulet, E. 2018 "Progress in high-energy cosmic ray physics," *Progress in Particle and Nuclear Physics* 98, 85–118, DOI: 10.1016/j.ppnp.2017.10.002.
- [28] Okumura, A., Dang, T., Ono, S. et al. 2017 "Prototyping hexagonal light concentrators using highreflectance specular films for the large-sized telescopes of the Cherenkov Telescope Array," *Journal of Instrumentation* **12**, No. 12, P12008–P12008, DOI: 10.1088/1748-0221/12/12/p12008.

- [29] 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.
- [30] Okumura, A., Noda, K., and Rulten, C. 2016 "ROBAST: Development of a ROOT-based ray-tracing library for cosmic-ray telescopes and its applications in the Cherenkov Telescope Array," *Astroparticle Physics* 76, 38–47, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2015.12.003.
- [31] Simon, J. D. and Geha, M. 2007 "The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites: Solving the Missing Satellite Problem," *The Astrophysical Journal* 670, No. 1, 313–331, DOI: 10.1086/521816.
- [32] Smoot, C., G.and Bennett and Kogut, A. 1992 "Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps," 396, L1, DOI: 10.1086/186504.
- [33] Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A. et al. 2005 "Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars," *Nature* **435**, No. 7042, 629–636, DOI: 10.1038/nature03597.
- [34] Takahashi, M. et al. 2018 "A technique for estimating the absolute gain of a photomultiplier tube."
- [35] The CTA Consortium 2018 "Science with the Cherenkov Telescope Array," DOI: 10.1142/10986.
- [36] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. 2009 "Imaging very high energy gamma-ray telescopes," *Experimental Astronomy* 25, No. 1-3, 173–191, DOI: 10.1007/s10686-009-9151-z.
- [37] Visinelli, L. 2016 "Condensation of galactic cold dark matter," *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016, No. 07, 009–009, DOI: 10.1088/1475-7516/2016/07/009.
- [38] Zenin, A. 2019 "Evaluation of a silicon photomultiplier for an upgrade of Medium-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array," Master's thesis, Nagoya.
- [39] Zwicky, F. 1933 "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln," Helv. Phys. Acta 6, 110–127, DOI: 10.1007/s10714-008-0707-4.
- [40] 奥村・曉・西本・圭司・井上・知晶 2021 「特願 2021-31974 (2021)」.
- [41] 松原隆彦 2010 『現代宇宙論』,東京大学出版会.
- [42] 祖父江義明・有本信雄・家正則(編) 2007 『シリーズ現代の天文学』, 第5巻, 林克行.
- [43] 中村・裕樹 2017 「ガンマ線望遠鏡 CTA 小中口径望遠鏡用 焦点面カメラの較正手法の開発」,修士論文, Nagoya.