平成 29 年度　修士論文

CTA 大口径望遠鏡の光学系性能評価
Evaluation of the Optical Performance for the CTA Large Size Telescope

東京大学大学院
理学系研究科物理学専攻
手嶋研究室

修士 2 年
学籍番号 35-166032

黒田 隼人

1 月 30 日

概要

ガンマ線とは MeV、 GeV、 TeV 以上のエネルギーを持つ光子のことを指し、電磁波の中でも最も高エネルギー帯に属する。ガンマ線の初観測は 1967 年と他の波長帯と比べ遅く、このエネルギー帯を用いたガンマ線天文学はここ 30 年程度で大きく発展した比較的新しい学問分野である。ガンマ線は宇宙の高エネルギー現象に伴い放射され、その観測対象には超新星残骸やパルサー、ブラックホールやガンマ線バーストといったものがある。

ガンマ線は地球大気と相互作用するため地上では直接観測をすることはできない。そのためガンマ線観測が始まった当初は人工衛星を用いた宇宙空間での観測が行われてきた。しかし、超高エネルギー (Very High Energy, VHE) ガンマ線と呼ばれる数十 GeV 以上のエネルギーを持つ際にはこの手法を用いることはできない。それは VHE ガンマ線は到来頻度が少なく、人工衛星では検出に十分な有効面積を獲得することが難しいためである。そこで考案された解像型大気チェレンコフ技術 (Imaging Atmospheric Cherenkov Technique) と呼ばれる技術は VHE ガンマ線が地球大気との相互作用により二次粒子を大量に生成することに着目し、それらの粒子から放射されるチェレンコフ光を検出、到来粒子の到来方向やエネルギー等を再構成する技術である。この手法を用いて VHE ガンマ線を観測する望遠鏡のことを解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) と呼び、IACT による GeV – TeV 領域の観測は 1989 年より続けられてきた。

チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array, CTA) 計画は次世代の IACT 建設計画であり、既存の望遠鏡と比べ一桁以上の感度向上を目指している。CTA 計画は 10 GeV –100 TeV 領域と非常に広い観測可能エネルギー帯を実現するため、３つの異なる口径を持つ望遠鏡を建設する。CTA 計画ではこれら口径の異なる望遠鏡群と新たな技術を用いた検出機器の搭載、そして計算機の高速化を用いて、1000 天体以上の新たな VHE ガンマ線源の発見が見込まれている。

CTA 計画の中でも大口径望遠 (Large Size Telescope, LST) は低エネルギー領域の観測を担当しており、微弱なチェレンコフ光を効率良く集光するために 23 m と非常に大きな口径を持つことが特徴である。そのような大口径を単一鏡を用いて構築することは難しいため、球面分割鏡を 198 枚用いて放物線を形作る。

LST 用の球面分割鏡の光学性能評価法としてこれまで用いられていたのは 2f 法と呼ばれる手法である。この手法は分割鏡の持つ焦点距離の２倍の位置より光を照射し結像位置及び反射像の大きさを求める手法であり、焦点距離と結像性能を精度よく測定することが可能である。ここで結像性能とは反射像の光量 80% が入る円の直径である D80 のことを指す。2f 法を用いて光学性能に欠陥が無かった分割鏡は CTA 北サイトを建設中である La Palma 島へと輸送されてる。

本研究では La Palma 島への分割鏡の輸送による光学性能への影響を調査した。LST の建設が始まったのは 2016 年度からであり、輸送後の物品に対して性能評価を行うのは初めてのことである。La Palma 島には 2f 法を行うために十分な空間がなかったために、新たな光学性能測定法である 1f 法を考案した。この 1f 法とはレファレンスとなる分割鏡に対し点光源より光を入射することで平行光をつくり、その平行光を測定対象となる分割鏡に対し照射することで結像させる測定法である。この 1f 法を用いることで、輸送前後で焦点距離が LST に影響を及ぼすレベルでの変化をしていないこと、及び結像性能の変動は 10% 以下であることを示した。

また結像性能に関する評価を行う最中に、像の光量分布が単純なガウス分布ではないことを発見した。分割鏡の結像性能は鏡面全体で一様ではなく、外側に劣る部分が存在する。そこで本研究では分割鏡の点広がり関数をメイン成分とハロー成分の２つに分けることを考案した。また 2f 測定で得られたデータに対して二重混合ガウス分布を仮定してフィッティングを実施し、分割鏡は平均 10% 程度のハロー成分を持つことを示した。さらに実際に LST へと搭載する状況を光線追尾シミュレーションを用いて再現し、10% 程度ハロー成分を持つ分割鏡は、分割鏡の設置位置に依存するが最大 1.6 -2.6% 程度カメラピクセルから光を漏らすことを示した。既存のシミュレーション等では分割鏡の点広がり関数はガウス分布で表現されているため、この発見はより正確な LST のシミュレーションに貢献することになる。

目次

第 1 章　超高エネルギーガンマ線天文学　1
1.1　ガンマ線観測の歴史　1
1.2　放射機構　1
1.3　ガンマ線観測を用いた研究　5

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光　13
2.2　IACT の観測原理　17

第 3 章　チェレンコフ望遠鏡アレイ計画　23
3.1　CTA 計画概要　23
3.2　大口径望遠鏡　26

第 4 章　日本国内での分割鏡の結像性能評価:2f 法　33
4.1　球面鏡の焦点距離と曲率との間の関係　33
4.2　2f 法測定原理　34
4.3　解析の手順　35
4.4　宇宙線研究所での 2f 測定　37
4.5　まとめ　40

第 5 章　新たな結像性能評価:1f 法　43
5.1　目的　43
5.2　1f 法測定原理　43
5.3　実験に使用した器具　44
5.4　現地で行った実験　45

第 6 章　二重混合ガウス分布を用いた新たな点広がり関数の定義　53
6.1　目的　53
6.2　新たな点広がり関数　54
6.3　フィッティング　56
6.4　フィッティングを用いた 2f 測定の議論　57
6.5　実際に LST に搭載する際の影響　57
6.6　まとめ　63

第 7 章　まとめと今後の展望　65

付録 67
A 幾何光学の基礎 67
B 分割鏡 52 枚に対する 2f 法の結果 70

謝辞 73

第 1 章

超高エネルギーガンマ線天文学

宇宙は観測する波長帯によりその姿を大きく変える。その中で超高エネルギーガンマ線とは 0.01fm と極端に短い波長を、つまり 100 GeV 以上の高エネルギーを持つものを指し、宇宙空間で起こる最高のエネルギー現象を我々へと伝えるメッセンジャーである。本章ではガンマ線観測の歴史やその放射過程等に関して述べる。

1.1 ガンマ線観測の歴史

ガンマ線とは MeV, GeV, TeV 以上のエネルギーを持つ光子のことを指し、電磁波の中で最も波長が短い領域である。ガンマ線は地球大気を通過することはできないため、直接観測を行うためには検出器を宇宙空間へ浮かべる必要がある。そのため米国により打ち上げられた OSO-3 衛星により達成されたガンマ線の初観測は他の波長帯と比べて最も遅く、1967 年のことであった。その後 1973 年には Vela 衛星によるガンマ線バーストが初検出され、1973 年には Cos-B 衛星による GeV ガンマ線の全天観測が始まるなど発展を見せた。

しかし数十 GeV 以上のエネルギーを持つ超高エネルギー (Very High Energy, VHE) ガンマ線は到来頻度が非常に低いため、人工衛星により観測することは難しい。そこで考案されたの VHE ガンマ線が地球大気との相互作用により二次粒子を大量に生成することに着目し、それらの粒子から放射されるチェレンコフ光を検出、到来粒子の到来方向やエネルギー等を再構成する解像型大気チェレンコフ技術 (Imaging Atmospheric Cherenkov Technique) と呼ばれる技術である。この技術を用いた解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である Whipple 望遠鏡によりかに星雲から TeV ガンマ線が初検出されたのは 1989 年のことであり、ここでイメージング法を用いてガンマ線と宇宙線とを識別する技術が確立された。実際の Whipple の写真は図 1.1 に示した。この技術を用いて世界各地に解像型大気チェレンコフ望遠鏡が建設され、TeV ガンマ線の観測が続けられている。図 1.2 には現在までに発見された VHE ガンマ線を放射する天体を示した図であり、現在までに 200 天体以上が発見されている。

1.2 放射機構

10 GeV の光子が熱平衡にある系から放射される際に必要な温度は 10^{15} K と不自然に高温であるため、ガンマ線は非熱的な過程で放射されていることがわかる。以下ではガンマ線の放射過程に関して述べる。

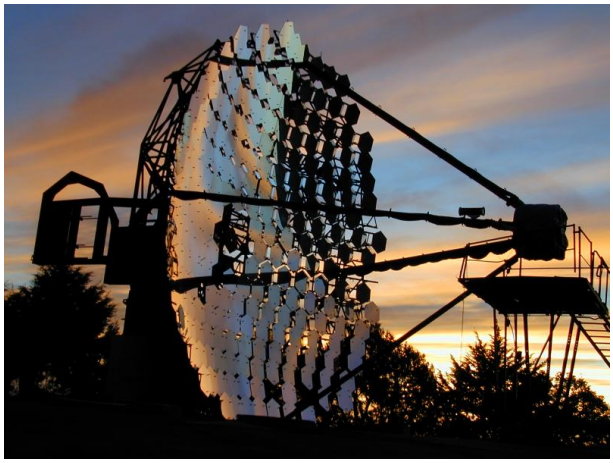


図 1.1　夕日に照らされた Whipple 望遠鏡 ([1] より引用)。

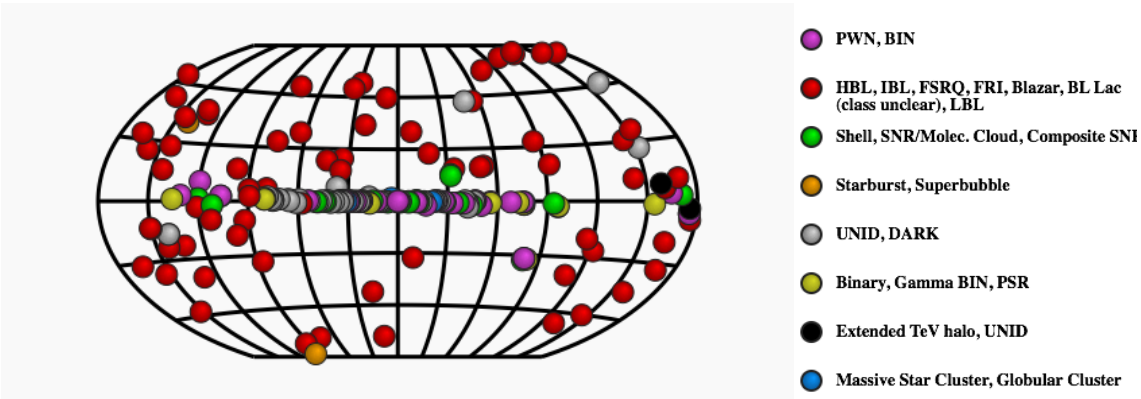


図 1.2　現在までに発見された $E > 50$ GeV の VHE ガンマ線を放射する天体 ([2] の図を一部改変)。200 天体以上の天体が発見されている。

1.2.1　制動放射

一般に、荷電粒子が加速度運動を行った際には光子が放射される。この放射過程のことを**制動放射**と呼ぶ。荷電粒子が相対論的速度 $\boldsymbol{v}$ で運動している際に単位時間当たりに放射するエネルギー P は以下のように表される。

$$P = \frac{2e^2}{3c^3}\gamma^4 \left[|\dot{\boldsymbol{v}}|^2 + \gamma^2 \left(\frac{\boldsymbol{v}\cdot\dot{\boldsymbol{v}}}{c} \right)^2 \right]. \tag{1.1}$$

ここで γ とは荷電粒子のローレンツ因子である。また電荷 $+Ze$ を持つ原子核の近くを電子が通過する際の P は

$$P = \frac{Z(Z+1.3)e^6 N}{16\pi^3 \varepsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} E \left[\ln\left(\frac{187}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{8} \right]$$

となり、単位時間当たりの放射エネルギーは粒子の持つエネルギーと比例する。

1.2.2　シンクロトロン放射

制動放射の中でも、磁場によって軌道が曲げられた超相対論的な電子が行う放射プロセスのことを特に**シンクロトロン放射**と呼ぶ。$\gamma = \text{const.}$ の場合、速度を磁場 $\boldsymbol{B}$ に対し水平成分と平行成分 $\boldsymbol{v}_\perp, \boldsymbol{v}_\parallel$ の成分解した際の電子の従う運動

方程式は

$$\begin{cases} \frac{d\boldsymbol{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \\ \frac{d\boldsymbol{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc}\boldsymbol{v}_{\perp} \times \boldsymbol{B} \end{cases}$$

となり、電子は一定の角振動数 $\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}$ 及びジャイロ半径 $R\frac{\beta\gamma m_e c^2}{eB}$ 回転運動を行うことがわかる。この結果を式 1.1 に代入すると、以下のようにシンクロトロン放射による単位時間当たりの放射エネルギーが得られる。

$$P = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}} c\beta^2\gamma^2\frac{\boldsymbol{B}^2}{8\pi}. \tag{1.2}$$

ここで $\sigma_{\mathrm{T}} = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}\right)^2$ はトムソン断面積を表す。

高エネルギー電子の数密度分布が指数分布 $N(\gamma)d\gamma = C\gamma^{-p}d\gamma$ に従うという仮定をした場合、式 1.2 より全電子からのシンクロトロン放射による放射エネルギーは

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{tot}}(\nu) &= C\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} P(\nu)\gamma^{-p}d\gamma \\ &\vdots \\ &\propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} \end{aligned}$$

と計算され、光子の数密度分布は以下のように表される。

$$N_{\mathrm{tot}}(\nu) \propto \frac{P_{tot}(\nu)}{\nu} \propto \nu^{-\frac{p+1}{2}}.$$

1.2.3 曲率放射

非常に強い磁場中を荷電粒子が運動する状況を考える。この時磁場に垂直方向の運動量成分は式 1.2 の式に従い放射され速やかに 0 となる。そのためパルサー磁気圏などの非常に強い磁場中では荷電粒子は磁力線に沿って移動していると見なすことができる。このとき磁力線が曲率を持っているとすると、荷電粒子は加速度運動を行うために制動放射を行う。この時に起こる放射のことを**曲率放射**と呼ぶ。曲率半径 ρ を持つ磁場による曲率放射による単位時間当たりの放射エネルギーは式 1.1 に $|\dot{\boldsymbol{v}}| = v^2/r \sim c^2/\rho$ を代入し以下のように表される。

$$P = \frac{2}{3}\frac{e^2 c}{\rho^2}\gamma^4 \tag{1.3}$$

1.2.4 逆コンプトン散乱

光子と電子の散乱において光子がエネルギーを失う現象をコンプトン散乱と呼ぶが、電子が光子に比べ十分高エネルギーである場合には光子にそのエネルギーを渡す**逆コンプトン散乱**と呼ばれる現象が発生する。逆コンプトン散乱前の電子のローレンツ因子を γ、光子のエネルギーを ε とし、散乱後の光子のエネルギーを ε' とすると、4 元運動量の衝突問題より散乱前後の光子のエネルギーは以下の関係を持つ。

$$\varepsilon' \sim \gamma^2\varepsilon.$$

また電子の運動軌道上の光子数密度を ρ_{ph} とすると、電子の逆コンプトン散乱による単位時間当たりの放射エネルギーは以下のようになる。

$$P = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}} c\beta^2\gamma^2\rho_{\mathrm{ph}}.$$

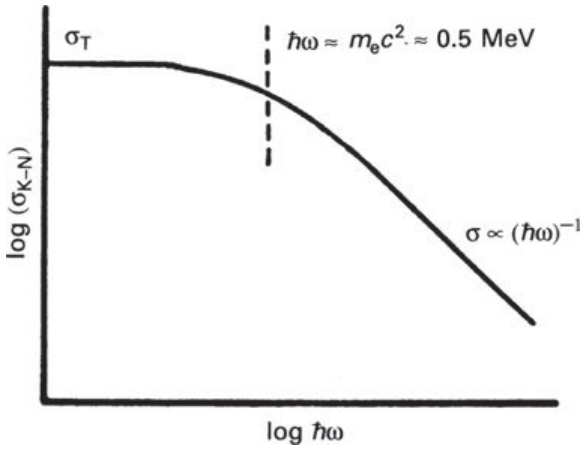


図 1.3　高エネルギー帯におけるコンプトン散乱の散乱断面積 ([3] より引用)。光子のエネルギーが電子の静止エネルギーよりも大きくなると散乱断面積のカットオフが効くようになり、散乱断面積は $1/E$ に比例するようになる。

コンプトン散乱の散乱断面積は低エネルギー領域ではトムソン断面積と一致するが、高エネルギー領域ではカットオフを受けて減少する。この時の散乱断面積は以下のように表され、Klein–仁科の式と呼ばれる。また断面積とエネルギーとの間の関係を 1.3 に示した。

$$\sigma_{\mathrm{KN}} = \pi \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \frac{m_e c^2}{E} \left\{ \left[1 - \frac{2(E/m_e c^2 + 1)}{E^2/m_e^2 c^4} \right] \ln(2E/m_e c^2 + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4m_e c^2}{E} - \frac{2}{2(2E/m_e c^2 + 1)^2} \right\} \tag{1.4}$$

1.2.5　π^0粒子の崩壊

高エネルギーの陽子が原子核と衝突した際には陽子や軽い原子核、そして中間子が多数生成されるが、その中でもガンマ線放射と深く関わるのが π^0 粒子である。π^0 は $m_{\pi^0} = 134$ MeV の静止質量を持つが寿命は $\tau = 8.52 \times 10^{-17}$ s と非常に短く、また約 98.8% の確率で以下のような崩壊過程を辿る。

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

π^0 粒子が持つ全エネルギーが 2 つの光子へと変換されるため、この放射過程により放出された光子は

$$E_c = \frac{m_{\pi^0} c^2}{2} \sim 67 \text{ MeV}$$

に特徴的なピークを持つ。

1.2.6　電子陽電子消滅

電子及び陽電子は $m_{e^\pm} \sim 0.511$ MeV の静止質量を持ち、対消滅した際には静止系で 0.511 MeV のガンマ線を放射する。陽電子が実験室系において速さ v で運動していた場合には重心の速度は $V = \gamma v(1 + \gamma)$ となり、対消滅に際し発生するガンマ線は以下のエネルギーを持つ。

$$\varepsilon = \frac{m_e c^2 (1 + \gamma)}{2} \left(1 \pm \frac{V}{c} \right)$$

ここで $\pm$ のうち $+$ の成分は陽電子の運動方向に放射される光子の、$-$ の成分は陽電子の運動方向に対し反対の方向に放射される光子のエネルギーに対応する。

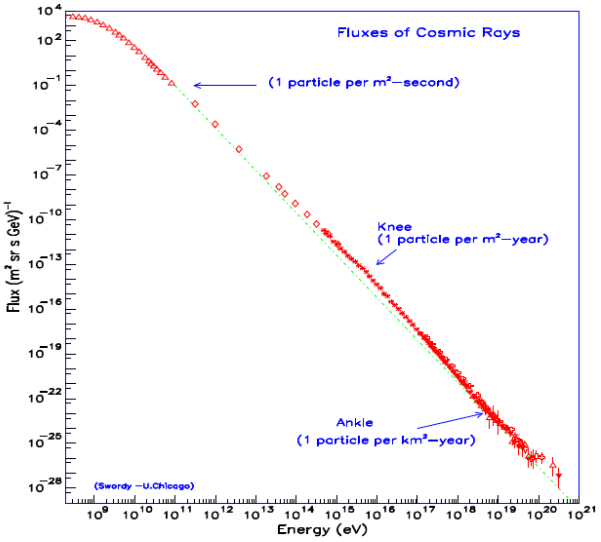


図 1.4　宇宙線全粒子のエネルギースペクトル ([4] より引用)。横軸はエネルギーに対応し、縦軸は到来頻度を表す。

1.3　ガンマ線観測を用いた研究

以下ではガンマ線観測を用いた研究の例を示す。

1.3.1　宇宙線起源の研究

宇宙線とは地球外より到来する高エネルギーの荷電粒子であり、そのエネルギーは最も高いものでは 10^{20}eV を超える。図 1.4 には宇宙線全粒子でのエネルギースペクトルを示した。、10^{15} eV 及び 10^{18} eV 付近にスペクトルの折れ曲りが生じており、この前後でべき乗則の指数である

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$$

の α が異なることから異なる天体より放射されていると考えられている。これらの領域を人体に準えてそれぞれ knee (ひざ) 及び ankle (足首) と呼ぶ。 宇宙線は星間磁場により軌道を曲げられるため到来方向の情報を失い、その起源を宇宙線観測により特定することはできない。しかし宇宙線加速源で放射された光子は磁場による影響を受けないためにその源を我々へと伝えることができる。以下では宇宙線の加速源と考えられている天体の一部に関して述べる。

1.3.2　超新星残骸

超新星残骸 (Supernova remnant, SNR) とは重い恒星が死ぬ際に起こす超新星爆発と呼ばれる現象の残骸である。SNR は宇宙空間に重元素や熱エネルギーを放射する良い供給源であることが知られているが、宇宙線加速に関しても大きく関与していると考えられている。

SNR には過去の爆発の名残として衝撃波面が存在するが、この衝撃波面を粒子が行き来することにより加速するフェルミ加速と呼ばれる過程が存在する。この加速法は衝撃波面を一往復するたびに

$$\Delta E \sim \frac{V}{c} E$$

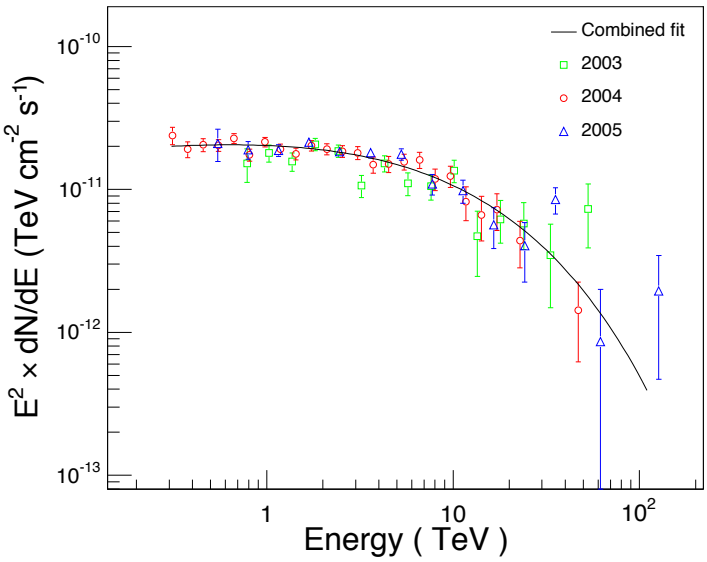


図 1.5　HESS 望遠鏡を用いた RX J1713.7-3946 観測により得られたスペクトル ([5] より引用)。

と自身のエネルギーに比例して新たなエネルギーを獲得する非常に効率の良い加速法であるが、加速された粒子のエネルギースペクトルの指数は

$$\alpha \simeq 2.0 \sim 2.2 \tag{1.5}$$

程度であることが分かった。SNR は 10^{14} eV までの宇宙線を加速していることはガンマ線の観測により明らかになってきているが、10^{16} eV 領域の knee、またそれ以上のエネルギー領域の宇宙線の起源はまだよくわかっていない。

SNR に関して観測に明らかにするべき主な事象には以下の 3 つが挙げられる。

- SNR の個体差による宇宙線加速限界の確認
  図 1.5 に示す通り、RX J1713.7-3946 のような一部の SNR からは TeV ガンマ線も検出されているが、そのような SNR は [2] によると 10 天体程度しか確認されていない。そこで高感度での TeV ガンマ線観測を行うことですべての SNR が VHE ガンマ線を放射しているのか、それともこれらの SNR が特別な存在なのかを突き止める必要がある。
- SNR 内で加速されている粒子の種類
  SNR で電子が加速されている場合には逆コンプトン効果により TeV ガンマ線が放射されるが、式 1.4 に示される散乱断面積の変化により数十 TeV よりも高いエネルギー領域では光子の到来頻度が減少することが知られている。しかし加速されている粒子が陽子であれば原子核との相互作用により生じた π^0 粒子の崩壊によりガンマ線が放射されるため電子で見られたようなカットオフは見られないため、VHE ガンマ線を高感度で観測することにより加速されている粒子を見分けることが可能である。モンテカルロシミュレーションにより見積もられたスペクトルの違いは図 1.6 に示した。
- SNR 内で加速された粒子の外部への流出メカニズム
  SNR 内部で加速された荷電粒子がどのように SNR より流出し星間空間を飛翔する宇宙線となるかは未だ知られていない。超新星爆発の後長い時間が経った古い SNR から到来する粒子は 10 GeV 程度にスペクトルの折れ曲がりが存在するが、これは当初 SNR に存在していた高エネルギー粒子が宇宙線として流出し、現在は比較的低エネルギーの粒子のみ残されていることを示唆している。そこで SNR に対し高感度の TeV 領域ガンマ線観測

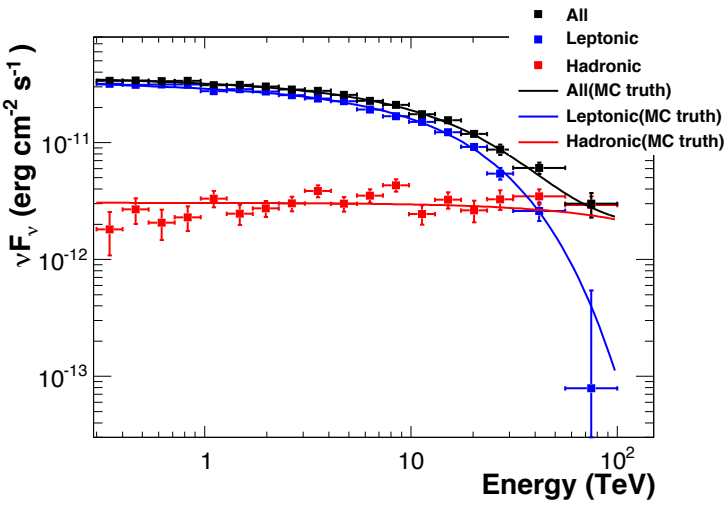


図 1.6　加速される粒子の違いによるスペクトルの違い ([6] より引用)。赤色の点が陽子が加速されている場合に得られるスペクトルを示し、青色の点は電子が加速されている場合に得られるスペクトルを示す。黒点は RX J1713.7-3946 を観測した際に実際に得られるであろうスペクトルを示す。電子が加速されている際にはスペクトルにカットオフが存在することが分かる。

を行うことで高エネルギー粒子が SNR から流出し宇宙線となる瞬間を捉えることができ、さらに他の波長帯を用いた観測と相互参照することにより流出の物理的なプロセスを知ることが可能である。

パルサー

パルサーとは高速回転する強磁場を伴った中性子星であり、8–10 $M_\odot$ 程度の質量を持つ恒星が超新星爆発を行った後に中心部に生成される。一般的なパルサーは自転周期数十ミリから数秒であり、10^{11}–10^{14} G 程度の磁場を持つが、自転周期が数ミリ秒で 10^8–10^9 G 程度の弱い磁場を持つミリ秒パルサーと呼ばれる天体も存在する。

パルサーはその強磁場と高速回転するという特徴から宇宙線の加速源となりうる。荷電粒子が加速される場所がどこか、という問いは長年議論がされており、パルサーの極付近 (Polar Cap 領域) または磁気圏の外側領域 (Outer Gap または Slot Gap 領域) という二つの理論モデルが存在していた。これらの領域は図 1.7 に示した。Polar Cap 領域は極近傍であるため磁場が非常に強く、10 GeV を超えるようなガンマ線は仮想光子を媒介して電子・陽電子を対生成する。したがって 10 GeV を超えるようなガンマ線のスペクトルは急激に減少するはずである。しかし MAGIC 望遠鏡によるかにパルサーの観測により 25 GeV 程度のガンマ線が検出されたため、パルサーは Slot Gap 領域で荷電粒子の加速を行っていることが示された。しかしかにパルサーの観測をさらに多数の IACT を用いて行ったところ、ガンマ線スペクトルがべき乗に従っていることが分かった (図 1.8 を参照)。標準モデルではスペクトルが

$$F(E) \propto E^{-\alpha} \exp\left[-(E/E_0)\right] \tag{1.6}$$

のように指数関数的に低下するためかにパルサーはこの標準モデルに従っていないことになる。これがかにパルサーに特有の特徴なのか、それとも標準モデルの描像が誤っているのかを議論するには、数多くのパルサーに対し 20 GeV 以上の領域の高感度観測を行う必要がある。

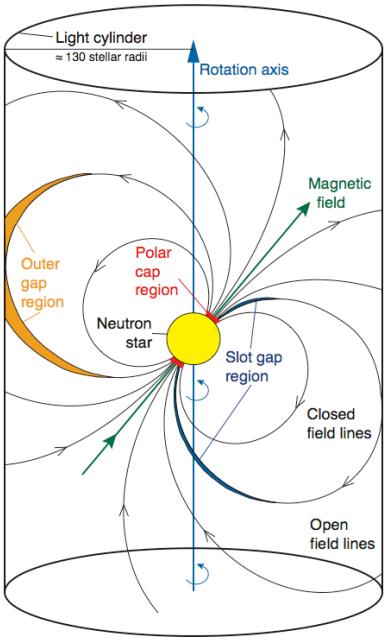


図 1.7　パルサー近くの磁場構造 ([7] より引用)。

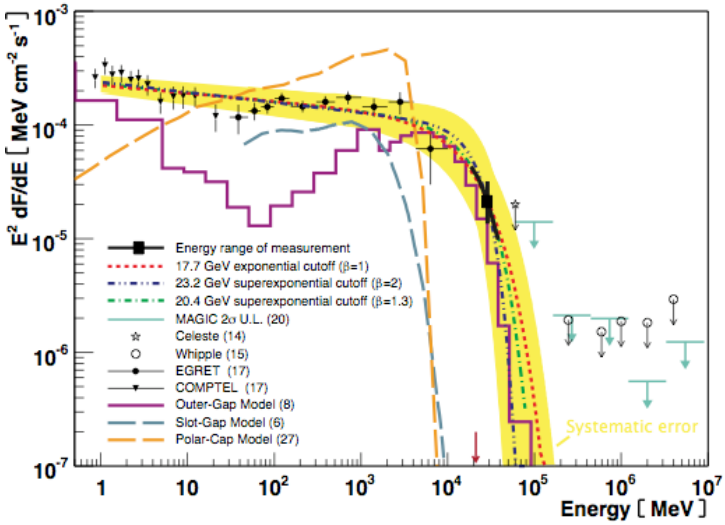


図 1.8　かにパルサーのスペクトル ([7] より引用)。標準モデルでは式 1.6 のように指数関数的に減少するはずのスペクトルが高エネルギー領域まで伸びていることが分かる。

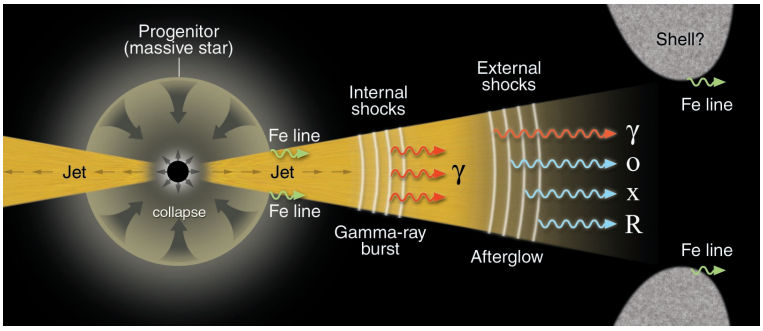


図 1.9　ガンマ線バーストのイメージ ([8] より引用)。

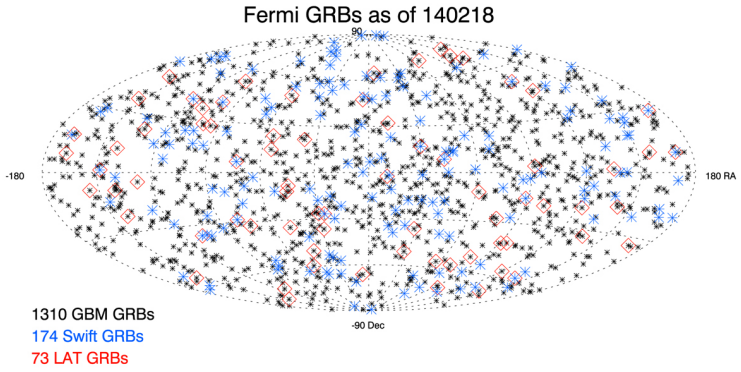


図 1.10　2014 年 2 月 18 日までに Fermi 衛星で検出されたガンマ線バースト ([9] より引用)。

1.3.3　ガンマ線バーストに関する研究

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) とは全天で最も激しい爆発現象であり、10^{53} erg にも及ぶ放射エネルギーをたった数秒から数十秒のうちに放射する。この爆発はミリ秒以下の時間スケールでの変動が見られるのと同時に、$\beta \simeq 0.999999$ とほぼ光速度に近い速度でジェットを放出していることも知られている。ガンマ線バーストのイメージは図 1.9 に示した。この興味深い現象は 1973 年に発見されて以来盛んに研究が続けられてきたが、そのエネルギー源となる天体や超高速ジェットの生成機構に関してはまだ結論が出ていない。図 1.10 は Fermi 衛星で検出されたガンマ線バーストを示しているが、銀河面等によらず全天で一様に検出されていることが分かる。

これまでのガンマ線バーストによる研究で判明している事実には以下のようなものがある。

- 継続時間により 2 種のガンマ線バーストに分類することが可能
  継続時間が 3 秒未満と非常に短いもの (Short-GRB) と数十秒以上のもの (Long-GRB) の 2 種に分けることができる。観測されたガンマ線バーストの時間分布は図 1.11 に示した。
- 即時放射及び残光放射と呼ばれる 2 つの放射過程が存在
  MeV 程度のエネルギーをピークに持つ放射を即時放射と呼び、GeV ガンマ線を伴い少し遅れて到達する放射を残光放射と呼ぶ。
- 宇宙論的な距離で発生
  [11] では $z \sim 9.4$ 程度のガンマ線バーストが検出されており、ガンマ線バーストは最遠方の天体と呼ぶことができる。このガンマ線バーストのライトカーブは図 1.12 に示した。

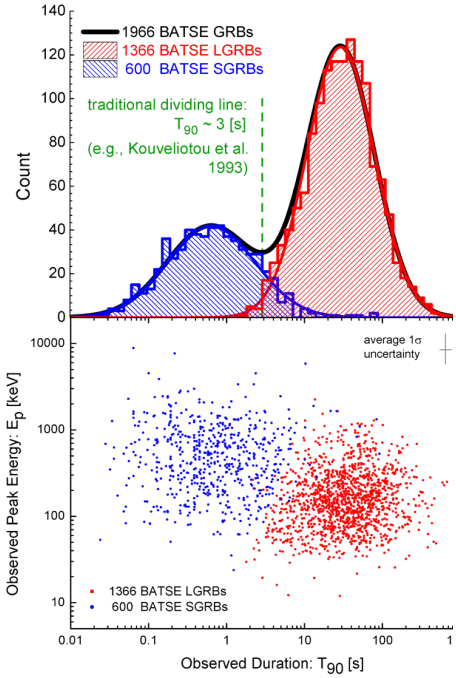


図 1.11　コンプトンガンマ線観測衛星に搭載された Burst and Transient Source Experimen(BASTE) 全天観測装置を用いて観測されたガンマ線バーストの継続時間分布を表す図 ([10] より引用)。横軸は放射の継続時間を示す。上部のヒストグラムは各放射時間を持つガンマ線バーストの検出数を示しており、下部は観測されたピークエネルギーを表している。

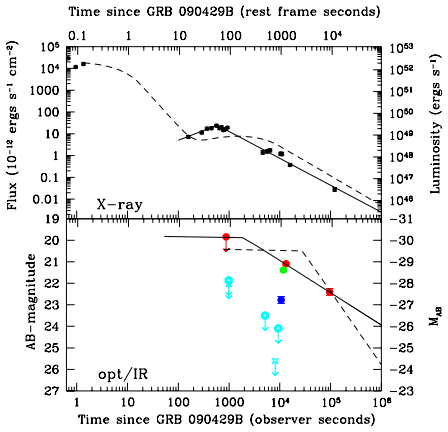


図 1.12　観測されたガンマ線バーストのライトカーブ ([11] より引用)。上部は X 線を用いて観測されたデータを示し、下部は可視及び赤外領域で観測されたデータを表している。横軸は到来した時間を示し、縦軸は光量に対応している。

ガンマ線バーストの発生機構には様々なモデルが提唱されているが、これらの正誤を議論するためには VHE ガンマ線の統計数が不足している。100 GeV 以上の領域では未だ観測されていないが、これはガンマ線バーストが遠方で発生するために宇宙背景光と相互作用し電子・陽電子対生成をしてしまうためである。そこで数十 GeV 程度の比較的低エネルギーを観測することができ、かつ Fermi 衛星と比べより広い有効面積を持つガンマ線望遠鏡を用いての観測が渇望されている。

第 2 章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡

高エネルギーを持つガンマ線は地球大気を通り抜けることはできない。そのためガンマ線を観測する際には宇宙空間に存在する人工衛星が広く用いられてきた。しかし数十 GeV を超えるようなエネルギーを持つ VHE ガンマ線は地球への到来頻度が非常に低く、検出面積の限られる人工衛星では統計数を稼ぐことができない。そこで VHE の観測に用いられるのは、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) と呼ばれる地球大気と VHE ガンマ線との相互作用により生じる空気シャワーが放射したチェレンコフ光を観測する望遠鏡である。以下では到来粒子の違いによる空気シャワーの変化や IACT の観測原理に関して述べる。

2.1　空気シャワーとチェレンコフ光

非常に高いエネルギーを持つ粒子が地球へと到来した時、高エネルギー粒子は地球大気と相互作用し大量の二次粒子を生成し地表へと降りそそぐ。この現象を空気シャワーと呼ぶ。以下では生成された空気シャワーの到来粒子による違いや、粒子が媒質中の光速度よりも速く運動した際に光を放つチェレンコフ放射と呼ばれる現象に関して述べる。

2.1.1　電磁シャワー

$E = 2m_e c^2$ 以上のエネルギーを持つガンマ線は電子・陽電子を対生成するには十分なエネルギーを持つが、実際はガンマ線単体で対生成が発生することはない。それは反応前のガンマ線が持つ運動量 E/c が対生成後には 0 となってしまい運動量保存則が成立しないことが原因である。しかし地球大気の原子核に接近した際には仮想光子を通じて相互作用し、エネルギー及び運動量保存則を守って対生成が可能となる。以上の過程を表したのが図 2.1 及び以下の式である。

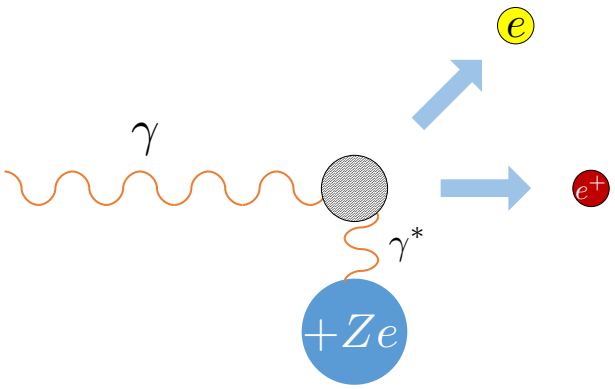


図 2.1　空気中の原子核と相互作用するガンマ線の概念図。

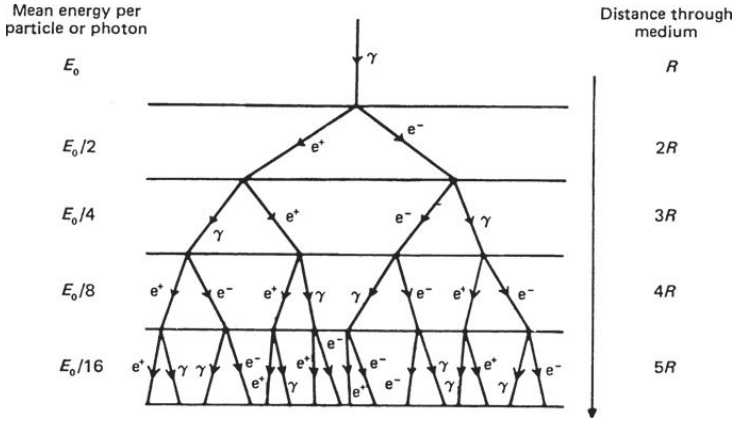


図 2.2　VHE ガンマ線により生成された電磁シャワーの模式図 ([3] より引用)。始めに E_0 のエネルギーを持っていたガンマ線が放射距離 (この図の表記では R) だけ通過する際に粒子を倍増させてゆく。

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

[3] によると、$E/m_e c^2 > 1/\alpha Z^{1/3}$ を満たす VHE ガンマ線が $+Ze$ の電荷を持つ原子核へと入射した際の散乱断面積は以下のようになる。

$$\sigma_{\rm pair} = \alpha \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \right)^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right].$$

ここで $\alpha = 1/137$ は微細構造定数である。

式 2.1 の過程で生成された電子・陽電子は到来ガンマ線のエネルギーを半分に分け合っており、非常に速い速度で運動している。そのため地球大気を構成する原子核からの影響で制動放射を行いガンマ線を放射する。

$$e^- + e^+ \to e^- + e^+ + 2\gamma.$$

放射されたガンマ線は再度地球大気の原子核と相互作用し電子・陽電子を対生成するため、これらの反応を繰り返すことで粒子数が指数関数的に増えてゆく。これら多量に生成された粒子が上空から地上へとシャワーのように振りそそぐため、この現象のことを**電磁シャワー**と呼ぶ。

制動放射により電子・陽電子の持つエネルギーが $1/e$ となる距離のことを放射距離 X_0 と呼ぶ。この値は高エネルギー粒子が通過する物質により大きく異なるが、標準状態の大気ではおおよそ 330 m であり、ガンマ線、電子・陽電子といった種類によらずほぼ一定である。電子または陽電子の持つエネルギーが X_0 だけ地球大気を進んだ後でも粒子増殖に必要なエネルギー $E_{\rm th}$ よりも大きい場合には制動放射または対生成により新たな粒子が生成され、粒子数が 2 倍になる。よって地球に到来したガンマ線のエネルギーが十分大きかった場合、一次反応が起きた点よりも nX_0 だけ離れた点における粒子数は 2^n 個となっており、反対に 1 粒子が持つエネルギーは $E_0/2^n$ となる。図 2.2 には上で述べたプロセスの模式図を記載した。

高エネルギー粒子が 1 放射距離だけ進んだ際に失うエネルギーのことを臨界点エネルギー E_c と呼ぶ。この値は媒質により変化するが、地球大気ではおおむね 85 MeV となる。1 粒子が持つエネルギーが E_c を下回った場合、高エネルギー粒子は即座に停止してしまうため新たな粒子生成は不可能になる。粒子数 N が最大 $N_{\rm max}$ となる距離を $n_{\rm max}X_0$ とすると、E_0 と $N_{\rm max}$ には以下のような関係がある。

$$N_{\rm max} \approx 2^{n_{\rm max}X_0} \approx \frac{E_0}{E_c}. \tag{2.2}$$

モンテカルロシミュレーションより、地球大気に 1 TeV のガンマ線が入射した際の $N_{\max}$ となる点は高度 10 km 上空であることが知られている。

2.1.2 ハドロニックシャワー

次に高エネルギーの陽子が地球へと到来した場合を考える。第 1 章でも述べた通り、高エネルギーの陽子が原子核と相互作用した場合には多量の中間子や軽い原子核を生成するが、その中でも代表的なのは最も軽い中間子である中性及び荷電パイ粒子 $\pi^0, \pi^{\pm}$ である。

荷電パイ粒子の寿命は $\tau = 2.60 \times 10^{-8}$ s と比較的長く、崩壊時には 99.8% 以上の確率で崩壊前後での以下のような過程を辿る。

$$\begin{aligned} \pi^+ &\to \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\to \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned} \tag{2.3}$$

一方で中性パイ粒子は第 1 章でも述べたように非常に時間スケールで 2γ へと崩壊する。このとき放射されるガンマ線の特徴的なエネルギーは $E_c \sim 67$ MeV $> 2m_e c^2$ であるから、地球大気の原子核と相互作用して式 2.1 で表される電子・陽電子対生成を行う。さらにこれらの粒子は制動放射によりガンマ線を放射するため、π^0 粒子が電磁シャワーを生成することになる。このように陽子は地球大気との相互作用により多数の小さな電磁シャワーを生成するため、結果的に陽子は非常に大きな空気シャワーを生成する。この現象のことを**ハドロニックシャワー**と呼ぶ。

図 2.3 には同一エネルギーを持つ電磁シャワーとハドロニックシャワーのシミュレーション結果を示した。ハドロニックシャワーは電磁シャワーと比べ幅広く粒子が分布している。これは電磁シャワーは対生成により粒子数を増やしていくために角度が開きにくいのに対し、ハドロニックシャワーは π^0 粒子が横方向の運動量を獲得しやすいために多方面へと小さな電磁シャワーが発達していくのが要因である。

2.1.3 チェレンコフ放射

一般に荷電粒子が媒質中の光速度 c/n よりも早い速度で運動した際、図 2.4 のように光の衝撃波が形成される。この衝撃波のことを**チェレンコフ光**と呼び、チェレンコフ光が放射される現象のことをチェレンコフ放射と呼ぶ。チェレンコフ光は角度

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{c}{nv}\right) = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) \tag{2.4}$$

の範囲内にのみ円錐状に放射される。式 2.4 の角度をチェレンコフ角と呼ぶ。標準状態の大気は $n \approx 1.0003$ であるから、荷電粒子は $\theta_c \approx 1.4°$ の角度でチェレンコフ光を放射する。また 10km 上空では屈折率はより小さくなり、$\theta_c \approx 1$ となる。図 2.5 のようにシャワーの最大発達する上空 10 km 程度から円錐状にチェレンコフ光が放射されるとき、地上で光子が検出されうる有効面積は

$$S = \pi \times (10\ \mathrm{km} \times \tan(1°)) \simeq \pi \times (150\ \mathrm{m})^2 \simeq 7 \times 10^4\ \mathrm{m}^2 \tag{2.5}$$

となる。この円領域のことをライトプールと呼ぶ。

単位距離を移動する高エネルギー粒子がチェレンコフ放射によって放射する単位振動数あたりの光子数は以下のように表される。

$$N(\nu)d\nu = \frac{2\pi Z^2\alpha^2}{c}\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)d\nu. \tag{2.6}$$

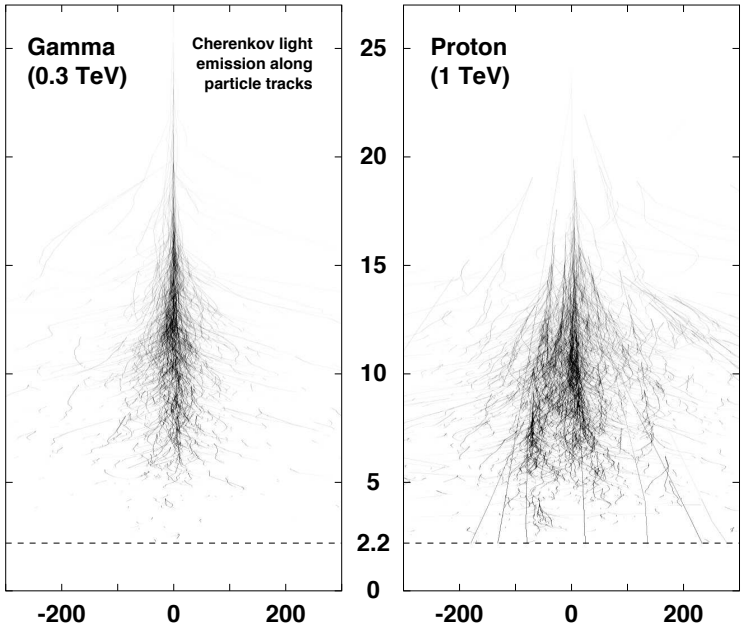


図 2.3　到来粒子による空気シャワーの違い ([12] より引用)。左図は 0.3 TeV のエネルギーを持つガンマ線が到来した際に生成される電磁シャワーを示しており、右図は 1 TeV のエネルギーを持つ陽子が入射した際のハドロニックシャワーを示す。陽子の持つエネルギーは $\pi^0, \pi^{\pm}$ の 3 種の中間子に 3 分割され、π^0 のみが空気シャワーを生成する。そのためシャワー全体が持つエネルギーは 2 つの図で一致している。ハドロニックシャワーは幅広く散乱された π^0 粒子により生成された電磁シャワーに構成されるため、ガンマ線が入射した際に生成されるシャワーと比較すると粒子が幅広く分布する。これらの図は空気シャワーをシミュレートできるソフトウェアである COsmic Ray SImulations for KAscade(CORSIKA, [13]) を用いて作成された。

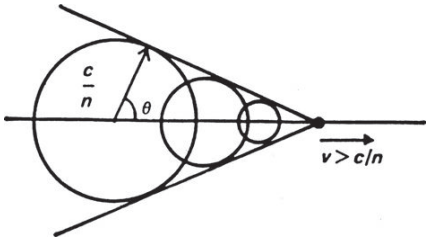


図 2.4　屈折率 n の大気中を速度 $v\,c/n$ で進む荷電粒子が放射するチェレンコフ光 ([3] より引用)。

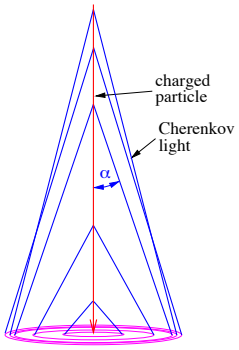


図 2.5　上空より放射されるチェレンコフ光は地上では円領域内部で観測される。([14] より引用)。

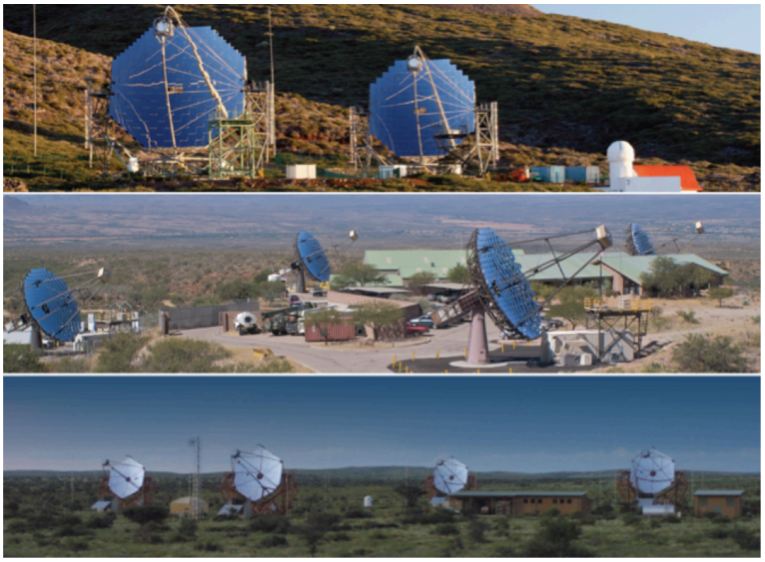


図 2.6 現在世界中で稼働している IACT([15] より引用)。上からそれぞれ MAGIC (17 m×2, カナリア諸島), VERITAS (12 m×4, アメリカアリゾナ州), HESS (12 m×4 + 28 m, ナミビア) である。

ここで Z は高エネルギー荷電粒子の電荷に対応する。また単位振動数あたりの放射エネルギーは

$$N(\nu)\nu d\nu \propto Z^2 \nu d\nu \propto Z^2 \frac{d\lambda}{\lambda^3} \tag{2.7}$$

となる。放射エネルギーは波長が長くなるとべき乗則で落ちていくため、チェレンコフ光は青色の光を主に放射していることが分かる。

2.2 IACT の観測原理

現在世界中で稼働している IACT を図 2.6 に示す。IACT は空気シャワーより放射されるチェレンコフ光を観測している。空気シャワーを生み出す粒子にはガンマ線と陽子に代表されるハドロンの 2 種が存在するが、陽子の到来頻度はガンマ線と比べ 10^4 倍程度多い。そのため到来した高エネルギー粒子を正しく判別し、背景成分として差し引くことは IACT を運用する上での最重要課題である。以下ではその判別手法として用いられているイメージング法に関して述べる。

2.2.1 イメージング法によるガンマ–ハドロン分類

図 2.7 に IACT を用いたガンマ線観測の概念図を示す。シャワー粒子数が最大となる点より放射されたチェレンコフ光は地上に設置された IACT の主鏡へと入射し、最終的に焦点面に搭載されたカメラへと到達する。図 2.8 は焦点面カメラで検出されるシャワーの像であり、シャワーの広がりに応じてカメラ上での像も広がって検出されることが分かる。この事実を元に像の特徴を記述するパラメータとして Hillas パラメータを定義し、ガンマ–ハドロン分類を行う手法が考案されている。

Hillas パラメータ

Hillas パラメータには以下の 5 つが挙げられる。カメラで捉えられた像との対応関係は図 2.9 に記載した。

- Length 像を楕円近似した際の長軸方向の長さに対応

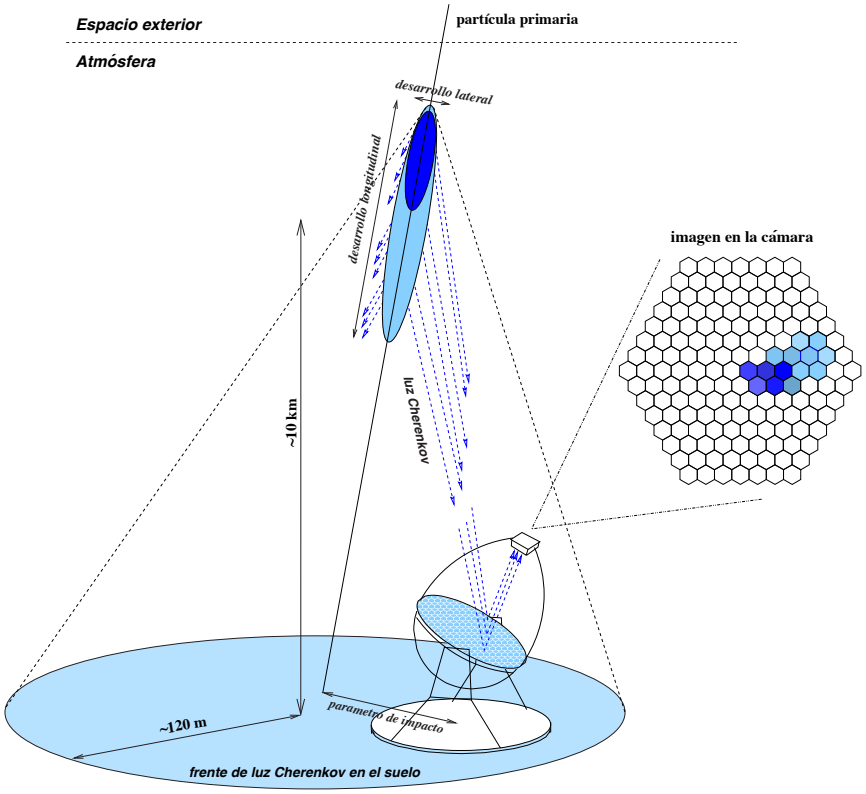
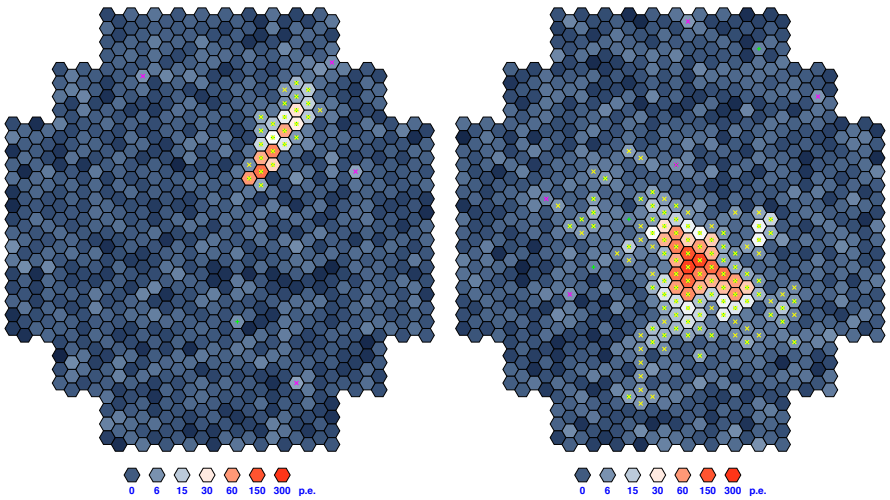


図 2.7　IACT によるガンマ線の概念図 ([16] より引用)。シャワーより放射されたチェレンコフ光をライトプール内にある IACT を用いて観測する。



1.0 TeV gamma shower　　2.6 TeV proton shower

図 2.8　カメラ上でのシャワーイメージ ([14] より引用)。左は 1 TeV のエネルギーを持つガンマ線が到来した際に記録されるイメージであり、右は 2.6 TeV のエネルギーを持つガンマ線が到来した際に記録されるイメージである。六角形で区切られた領域がカメラの 1 ピクセル領域に対応する。シャワーの広がりに対応してカメラ上での光量分布が決定される。

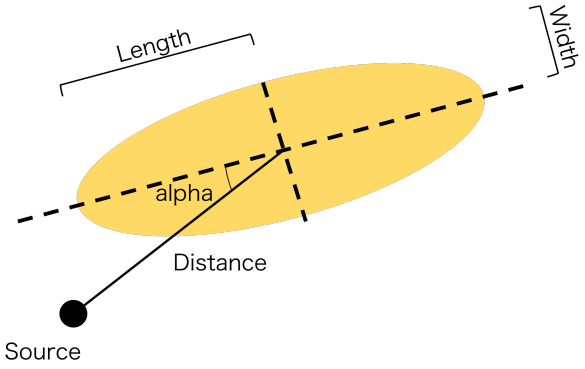


図 2.9 Hillas パラメータの定義。黄色の楕円がカメラで捉えられた像である。

- Width 像を楕円近似した際の短軸方向の長さに対応
- Size カメラに入射した全光量
- Distance カメラ中心 (天体方向に対応) と像の重心との間の距離
- Alpha カメラ中心と像の重心を結んだ直線と長軸間の角度

図 2.8 より、ガンマ線由来の事象である場合にはハドロン由来の事象に比べ Width が小さくなることが分かる。また式 2.7 より、Size は放射されたエネルギーに対応する。ガンマ線が観測対象となった天体より到来したと仮定する場合、ガンマ線由来の事象では Alphah は小さな値を取る。IACT を用いた実際の観測ではこれらのパラメータを用いてガンマ–ハドロン分類を行っている。

2.2.2 ステレオ観測

上の Hillas パラメータだけでは高エネルギー粒子の到来方向を一意に定めることはできない。そこで到来方向を一意に定めるために、図 2.10 に示すように単一のシャワーに対し複数台の IACT を用いて観測するステレオ観測と呼ばれる手法が用いられる。複数の IACT で得られたガンマ線由来の像の持つ長軸を延長し、図 2.11 のように交点を求める。ガンマ線はある特定の天体より到来するため、長軸の交点の非常に近くに分布することになる。この長軸の交点と天体との間の距離を θ^2 値と呼ぶ。図 2.12 は明るいガンマ線点源を観測した際に得られる θ^2 値と事象数との関係を示したものである。天体に近い位置で事象数が非常に多くなっており、これはハドロン由来の事象には見られない最大の特徴である。

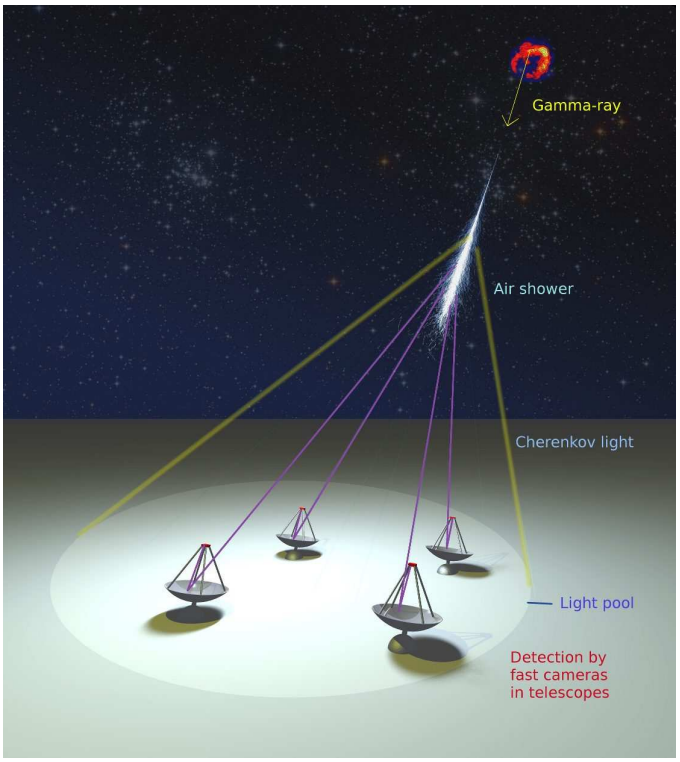


図 2.10　ステレオ観測の概念図 ([14] より引用)。1 つの空気シャワーが作るライトプールの中に複数台の IACT が存在した場合にはステレオ観測が可能である。

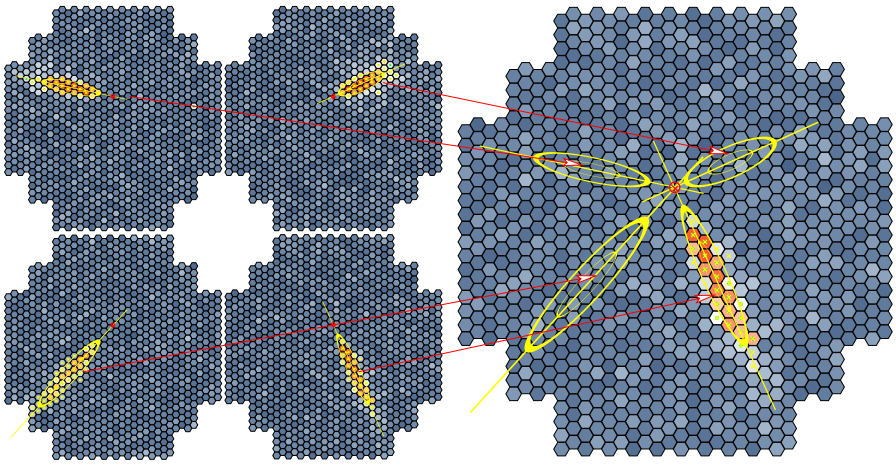


図 2.11　ステレオ観測により得られる像 ([14] より引用)。1 つのシャワー 4 台の IACT を用いて単一のシャワーを観測することで高エネルギー粒子の到来方向を再構成している。

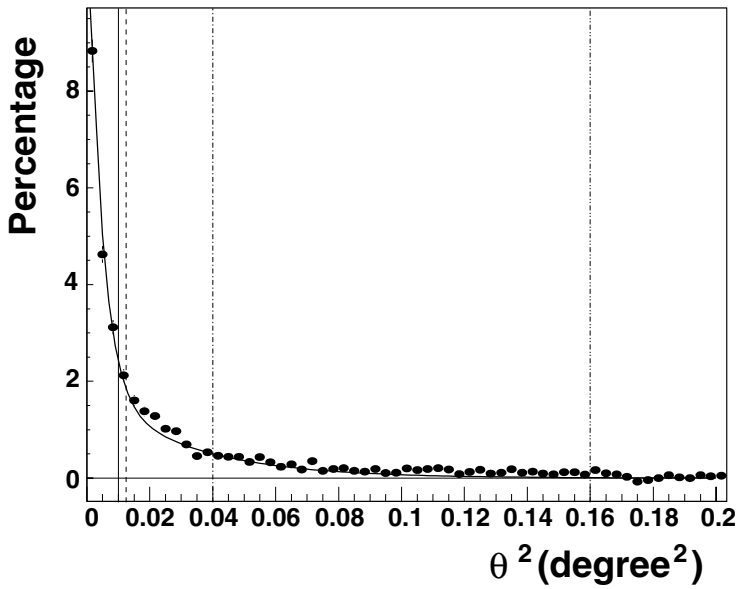


図 2.12　全天で最も明るい TeV ガンマ線源であるカニ星雲を HESS 望遠鏡を用いて観測した際に得られる θ^2 プロットをモンテカルロシミュレーションを用いて見積もった結果 ([17] より引用)。横軸は θ^2 値を、縦軸は全事象数でされた事象数を表す。ガンマ–ハドロン分類を行い、バックグラウンドを差し引いた値を表示している。ガンマ線源を観測した際にはこのように θ^2 値が 0 に近い場所で事象数のピークを迎える。

第 3 章

チェレンコフ望遠鏡アレイ計画

チェレンコフ望遠鏡アレイ (Cherenkov Telescope Array, CTA) 計画とは世界最大規模の超高エネルギーガンマ線望遠鏡を設置する計画であり、既存の IACT と比較して一桁以上の感度向上を目標とする国際共同研究である。この章では CTA 計画の概要、及び CTA 計画で建設が予定されており本論文に深く関係する大口径望遠鏡に関して述べる。

3.1 CTA 計画概要

CTA 計画の概念図を図 3.1 に示す。本計画の最大の特徴は観測可能領域を広げるために異なる 3 つの口径を持つ IACT を建設することにある。数十 GeV 程度の比較的低いエネルギーを持つ VHE ガンマ線が地球へと到来した場合、到来ガンマ線により生み出される空気シャワーは小さくなるため、放射されるチェレンコフ光の光子数も減少する。よってこのような VHE ガンマ線を IACT を用いて捉えるためには少ない光子が検出できる必要があるため、大口径の望遠鏡を用意してカメラに入射する光量を増やしている。逆に数百 TeV 程度の高いエネルギーを持つ VHE ガンマ線の場合は光量は十分であるが、到来頻度がべき乗で減少するために望遠鏡の数を増やしてライトプールの中に入る確率を上げる必要がある。そこで CTA 計画では図 3.2 に示されるように複数のタイプの IACT を建設する。それぞれ大

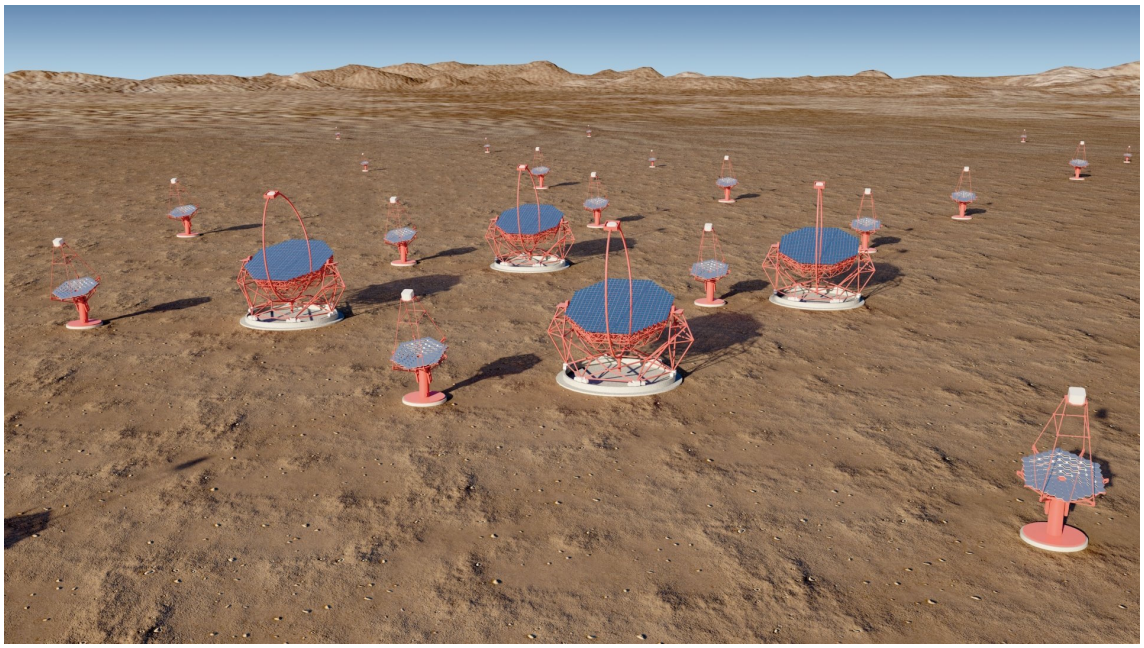


図 3.1　CTA 計画の概念図 ([18] より引用)。異なる口径を持つ 3 種の望遠鏡群で構成される。

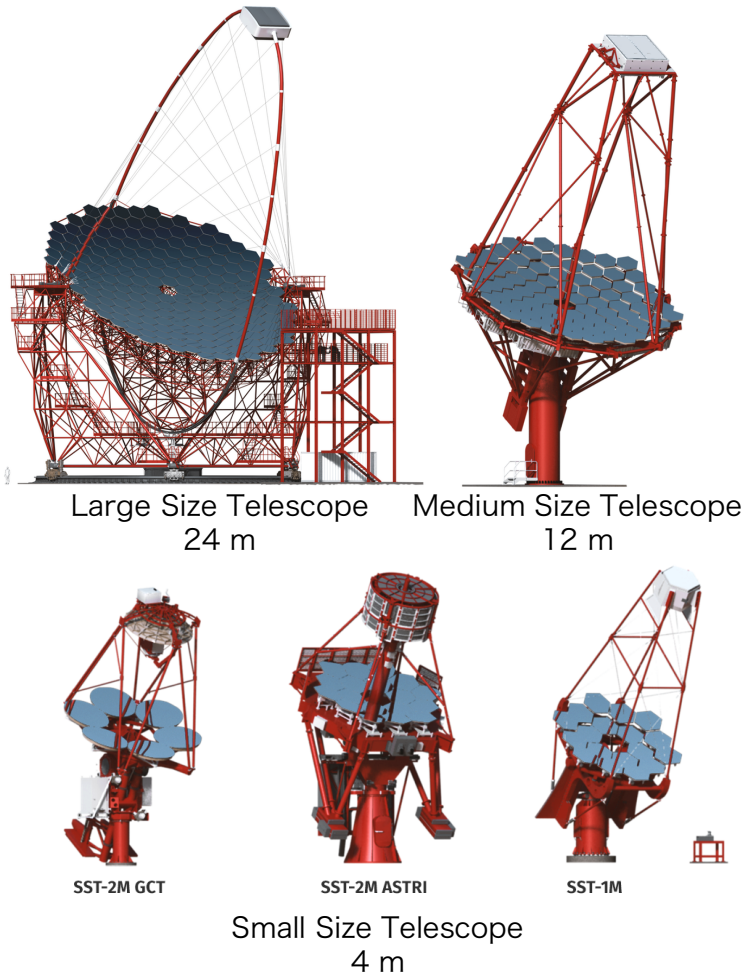


図 3.2　CTA 計画で建設が予定されている望遠鏡群 ([18] の図を一部改変)。口径の異なる 3 種の望遠鏡を用いることで観測可能なエネルギー帯を広げる。

口径望遠鏡 (Large Size Telescope, LST)、中口径望遠鏡 (Medium Size Telescope, MST)、小口径望遠鏡 (Smal Size Telescope, SST) と呼称する。これらの望遠鏡が持つ性能は表 3.1 に示した。

また CTA 計画では全天での VHE ガンマ線観測を行うために北半球、南半球それぞれに観測サイトを設置する。設置場所は大気の揺らぎが少なく観測に適した土地が選ばれており、北サイトはカナリア諸島に位置するスペイン領 La Palma 島、南サイトは南米チリの Paranal である。図 3.3 には地図上での観測サイトの位置を示した。また各サイトでの望遠鏡配置案は図 3.4 に記載している。

以上の特徴と各望遠鏡に搭載する各観測機器のアップデートを行うことで、CTA 計画は性能に関する以下の目標を達成する予定である。

- 既存の IACT に対し 10 倍以上の感度向上
- 観測可能エネルギー帯の 20 GeV –100 TeV への拡大 (図 3.5 を参照)
- 3 倍以上の角度分解能向上
  現行の IACT の角度分解能である 6 分角から 1 – 2 分角程度の分解能達成を目指す。この値は X 線望遠鏡とほぼ同等の分解能であり、銀河系内の天体に対してより詳細な Morphology の研究が可能となる。
- 10 秒スケールの時間分解能の獲得

表 3.1 CTA 計画で設置が予定されている各望遠鏡群のパラメータ ([18] より引用)。主鏡の大きさにより観測エネルギー範囲が異なる。小口径望遠鏡には 3 種類の光学デザインが存在するがここではまとめて記載した。

	大口径望遠鏡 (LST)	中口径望遠鏡 (MST)	小口径望遠鏡 (SST)
主鏡直径 [m]	23	12	4
焦点距離 [m]	28	16	2.15 – 5.6
有効面積 [m^2]	368	> 88	6 – 6.47
視野 [°]	4.5	> 7	9.1 – 9.6
鏡面形状	単一鏡放物面	単一鏡 Davies-Cotton	単一鏡 Davies-Cotton 又は 二枚鏡 Schwarzschild-Coude
観測エネルギー範囲	20 GeV–10 TeV	100 GeV–10 TeV	数 TeV–100 TeV

図 3.3 CTA 計画での観測サイト建設予定地 ([18] より引用)。全天を観測するために北半球、南半球の 2 箇所に建設される予定である。

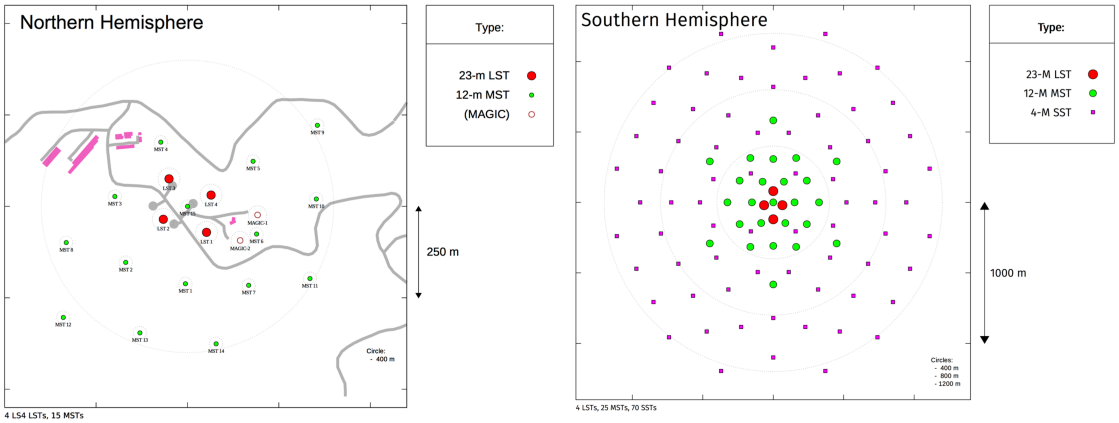


図 3.4 CTA 計画でで予定されている望遠鏡配置図 ([18] より引用)。左の図は北サイトである La Palma 島での配置案であり、右図は南サイト Paranal での配置案である。南サイトでは主に天の川銀河系内の観測が行われる予定であるため SST が多数配置される。

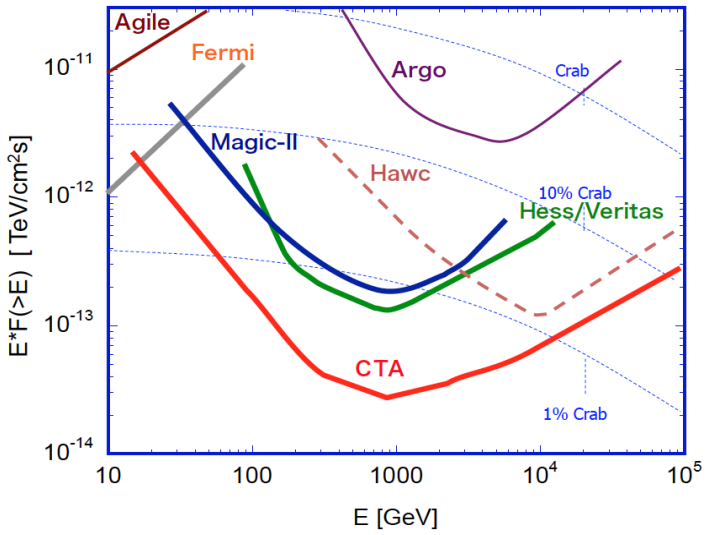


図 3.5　CTA 計画の目標感度曲線 ([15] より引用)。横軸が入射光子のエネルギーを、縦軸が入射フラックスに対しエネルギーをかけた値を表している。MAGIC、HESS、VERITAS 及び CTA といった IACT は 50 時間の観測を仮定している。既存の望遠鏡群と比べ、CTA 計画は TeV 領域において一桁以上の感度向上が目標となっている。

MAGIC 望遠鏡により 2–3 分の時間スケールで変動する活動銀河核が観測されている。

- 1000 天体以上の新たなガンマ線源の発見
  現状発見されている VHE ガンマ線源は 100 天体程度である。これに対して CTA が完成すると銀河系内だけでも 1000 天体、系外では 300–500 程度の天体が新たに発見される見込みである。

3.2　大口径望遠鏡

以下では本研究に大きく関連する LST(図 3.2 の左上に対応) に関して述べる。

LST は CTA 計画の中でも低エネルギー領域の観測を担当しており、高反射率、高集光効率、高光検出精度を要求される。またそれに伴い背景光成分も増大するため、観測されたチェレンコフ光は 3 ns という非常に短い時間幅で解析される。また同時性を集光されたチェレンコフ光の同時性を保つため、主鏡全体としては放物面となっている。これは放物面上のいずれの点も焦点との距離が等しいことを利用している。LST はガンマ線バーストのような突発現象を捉えるために 20 秒で 180 度回転できる高速駆動システムを採用しており、それに伴い構造体には軽量化のためにカーボンファイバーチューブが用いられ、総重量を 100 トン程度に抑えている。

3.2.1　光学系

LST の主鏡は低エネルギーのガンマ線を捉えるために 23 m となっており、このような巨大な単一鏡を製造するのは非常に難しい。そこで LST では放物面を **198 枚の球面分割鏡を用いて再現**する。図 3.6 には分割鏡の配置案を示した。カメラの受光素子としては微弱な光を捉えるために光電子増倍管が用いられている。搭載予定の光電子増倍管の写真は図 3.7 に示した。この光電子増倍管は静岡県浜松市にある浜松ホトニクスと共同開発が行なわれており、図 3.8 に示す通りチェレンコフ光に対応する波長帯で 40% を超える高い量子効率を持つ。この光電子増倍管の直径は 50 mm であり、この値がカメラの 1 ピクセルに対応する。LST 1 台に対し光電子増倍管を 1855 本使用し焦点面カメラを構成している。

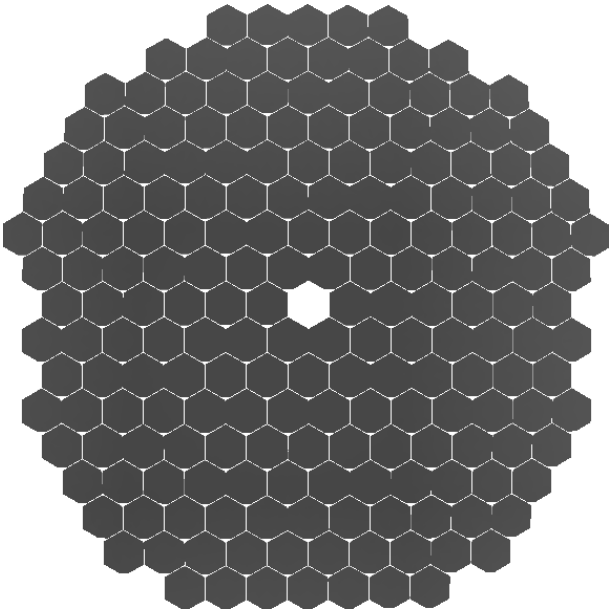


図 3.6　LST 放物面上に配置される分割鏡 ([19] より引用)。 1 台の LST に対し 198 枚の球面分割鏡を用いて放物面を実現する。

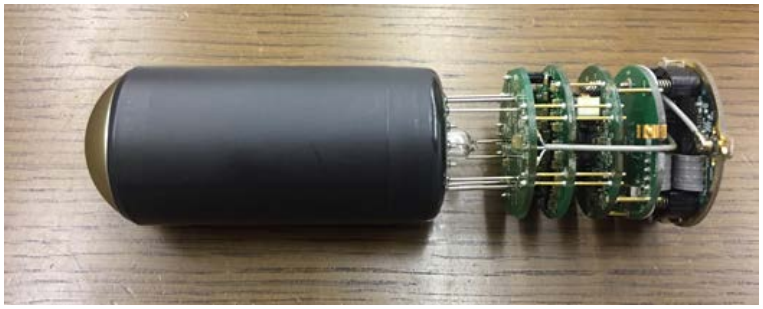


図 3.7　LST に搭載される光電子増倍管 ([20] より引用)。量子効率は 40% 程度と非常に高い。

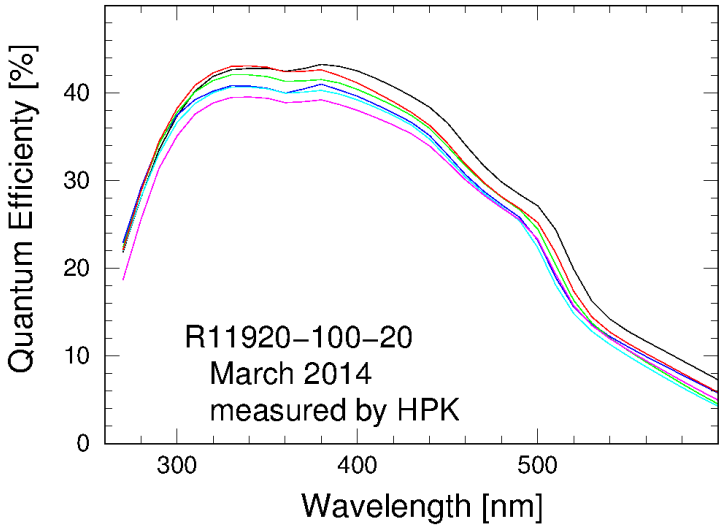


図 3.8　6 本の光電子増倍管が持つ量子効率 ([15] より引用)。横軸は波長を表し、縦軸は量子効率を表す。紫外及び青色の領域で量子効率がピークとなっている。

図 3.9　CTA 大口径望遠鏡に搭載される球面分割鏡 ([21] より引用)。形状は対辺が 1.51m の六角形であり、56 m 程度の曲率半径を持つ。

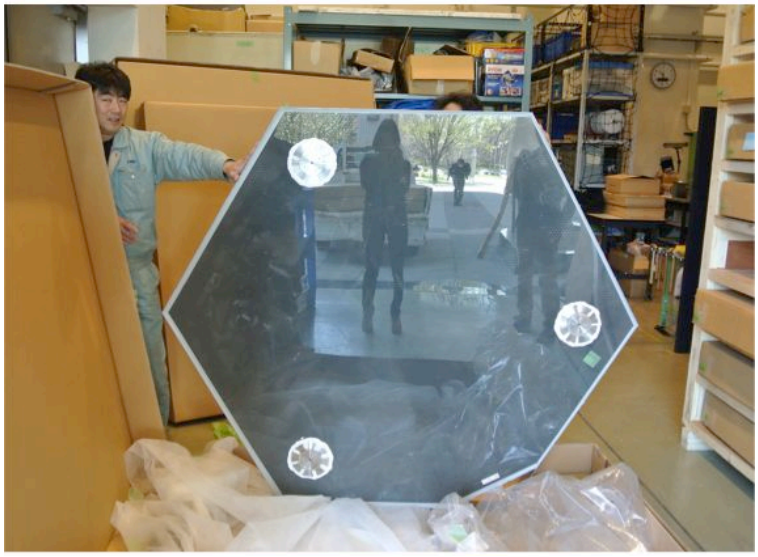


図 3.10　分割鏡の背面 ([22] より引用)。後述する AMC を取り付けるために 3 つのパッドが取り付けてある。

3.2.2　球面分割鏡

LST に搭載予定である球面分割鏡はすべて日本で製造が行われており、茨城県つくばみらい市にある三光精衡所と提携して共同開発が行なわれている。分割鏡の実際の写真を図 3.9 及び図 3.10 に示す。分割鏡は対辺が 1.51 m の正六角形の構造をしており、下部にはカメラを取り付けるための切れ込みが入っている。このカメラは分割鏡の向いている方向を把握するために搭載される予定であり、次節で述べる分割鏡方向制御システムで用いられる。

分割鏡の構成及び製造法を図 3.11 に示す。LST 用の分割鏡製造に用いられているのは cold stump と呼ばれる手法である。この手法は Mold と呼ばれる曲率を持った型に対しアルミハニカムをガラスシートで挟んだサンドイッチ状の構造体を上から押し付けて曲率を記録させる手法である。現在製造に用いられている Mold は 6 つ存在し、それぞれ異なる曲率を持っている。分割鏡の鏡面コーティングに用いられているのは図 3.12 に示したスパッタリングと呼ばれる

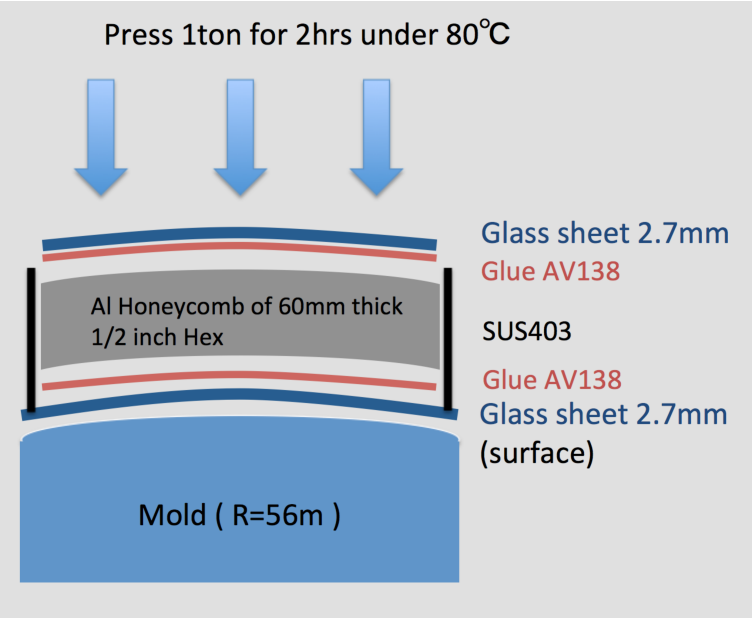


図 3.11　分割鏡製造に用いられる cold stump 製法 ([15] より引用)。Mold と呼ばれる曲率を持った型に対し、アルミハニカムをガラスシートで挟んだサンドイッチ状の構造体を 1 トンの重りを用いて押し付け 2 時間程度放置する。

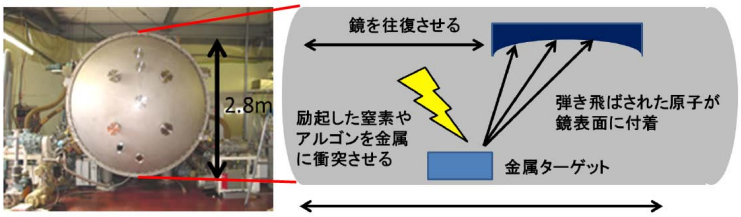


図 3.12　スパッタリングの概念図 ([23] より引用)。左の写真は実際に製造に用いられているスパッタリング装置である。

手法である。スパッタリング法とはチェンバーの中にコーティング材料である金属薄膜を用意し、高電圧をかけてチェンバー内に充満した希ガスや窒素ガス等をイオン化させ薄膜へと衝突させる。この衝突により薄膜の原子が飛び出してコーティング対象へと貼り付き、美しい鏡面を作ることができる。LST 用分割鏡には Cr 層, Al 層, SiO_2 層, HfO_2 層, SiO_2 層の 5 層コーティングが施されている。

LST 用分割鏡に要求される仕様を以下にまとめる。

- 対辺 1510 $\pm$ 2 mm となる六角形の球面鏡であること
- 下部にカメラ取り付け用の切れ込みを持つこと
- 有効反射面を 1.95 m^2 以上有すること
- 厚さが 73 $\pm$ 2 mm であること
- 防水性は JIS 規格で定められている IP67 に準拠していること
  粉塵が内部に侵入せず、水深 1 m の中に 30 分浸漬しても有害な影響を受けないことが条件となる。
- 総重量が 50 kgw 以下であること
  実際の総重量は 45 kgw である
- 焦点距離が 28 m – 29.2 m の間に収まること
  図 3.14 を参照。

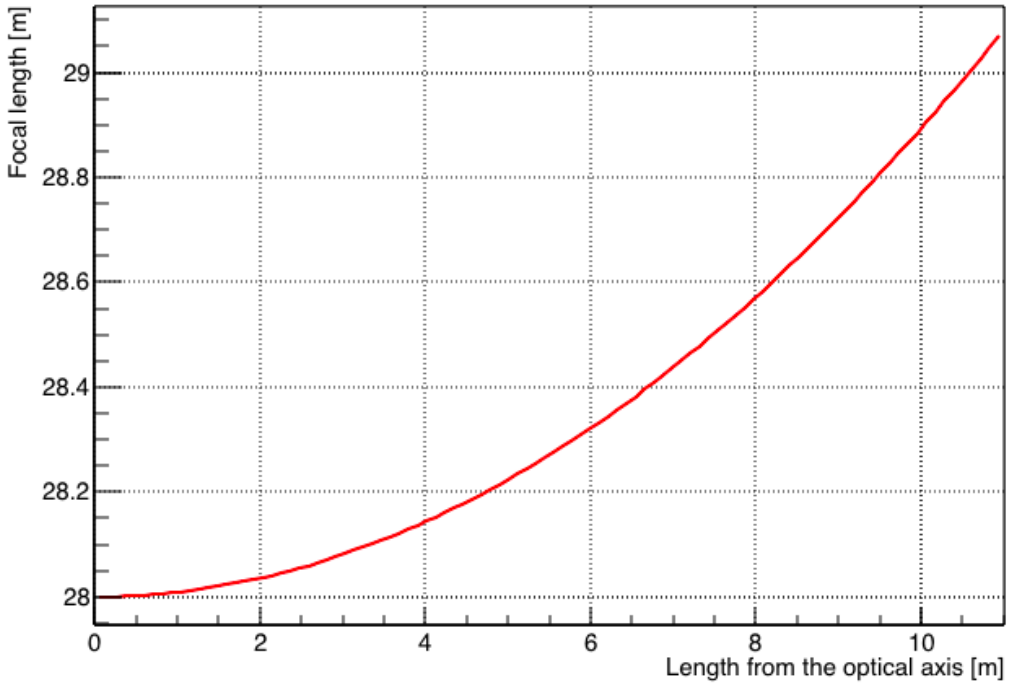


図 3.13　LST 放物面上での分割鏡の光軸からの距離と焦点距離との間の関係。分割鏡を設置する位置が離れていくほど、分割鏡が持つべき焦点距離が長くなっていくことが分かる。

- 300 nm – 600 nm の波長帯で反射率が 80% 以上となること
- 結像性能の基準として平行光を入射した際の反射像の光量 80% が入る円の直径を **D80** として定義し、**D80 がカメラピクセルの 1/3 (16.7 mm) 以下となること**

このうち焦点距離に関しては、放物面上で各点が持つ曲率半径に対応する焦点距離を持つ球面分割鏡を搭載することが重要である。図 3.13 は LST 光軸との距離と搭載するべき分割鏡の持つ焦点距離との間の関係を示したものであるが、放物面の外側に設置される分割鏡ほど大きな焦点距離を持つ必要がある。また図 3.14 には LST を構成するのに必要な分割鏡焦点距離の分布を示したものであるが、どの焦点距離の分割鏡もほぼ同数必要であることが分かる。

3.2.3　分割鏡方向制御システム (Active Mirror Control, AMC)

LST は直径 23 m の主鏡を持ち、総重量は 100 トンにもなる巨大な構造物である。そのため自重や風圧により分割鏡が理想的な放物面より天頂角に依存してずれてしまう。このズレをモニタリングし、分割鏡を正しい方向へと向けるシステムが分割鏡方向制御システム (Active Mirror Control, AMC) である。AMC は分割鏡下部に取り付けられた CMOS カメラを用いて分割鏡のズレを検出し、背面に取り付けられたアクチュエータを用いて角度を調整する。この角度調整の目標精度は 15 秒角であり、既存の IACT と比べてより高精度な光学系の構築を実現している。アクチュエータの写真は図 3.15 に記載した。

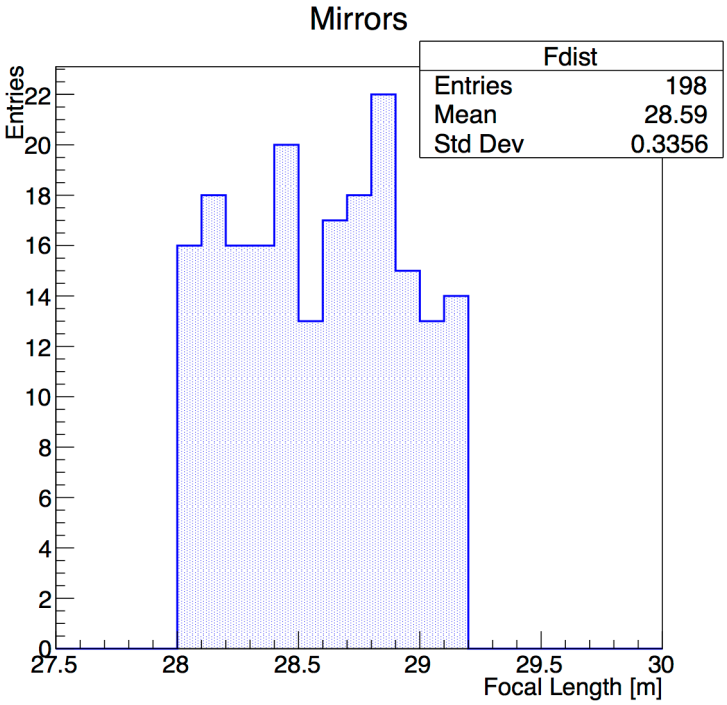


図 3.14　LST に必要な分割鏡の焦点距離分布を示すヒストグラム。横軸は焦点距離を表し、縦軸は各ビンに入る分割鏡の枚数を表す。ビン幅は 0.1 m に対応する。どの焦点距離の分割鏡もほぼ同数必要であることが分かる。

図 3.15　２種のアクチュエータと固定軸 ([24] より引用)。

第 4 章

日本国内での分割鏡の結像性能評価:2f 法

LST に用いられる球面分割鏡はその全てが国内で製造されており、分割鏡要求仕様の一部である焦点距離と D80 の評価には 2f 法という実験法が用いられている。この章では 2f 法の基本原理及び測定結果について述べる。また本章では基本的に幾何光学が成立すると仮定し議論を行うが、これらの基本的事項に関しては A に示した。

4.1　球面鏡の焦点距離と曲率との間の関係

図 4.1 のように、R の曲率を持つ球面鏡に対し距離 a の位置から光を照射した場合を考える。このとき球面の法線方向は曲率中心の方向と一致するため、光軸と光線との間の角度に対し以下の関係式が成立する。

$$\alpha + \beta = 2\gamma. \tag{4.1}$$

また光軸からの距離 h は以下のように表される。

$$h \simeq a\sin\alpha \simeq b\tan\beta \simeq R\tan\gamma. \tag{4.2}$$

ここで h が R に対し十分小さい場合には $\sin\theta \simeq \theta, \tan\phi \simeq \phi$ と近似することができるため、α、β、γ は以下のように表すことができる。

$$\alpha \simeq \frac{h}{a},\ \beta \simeq \frac{h}{b},\ \gamma \simeq \frac{h}{R}. \tag{4.3}$$

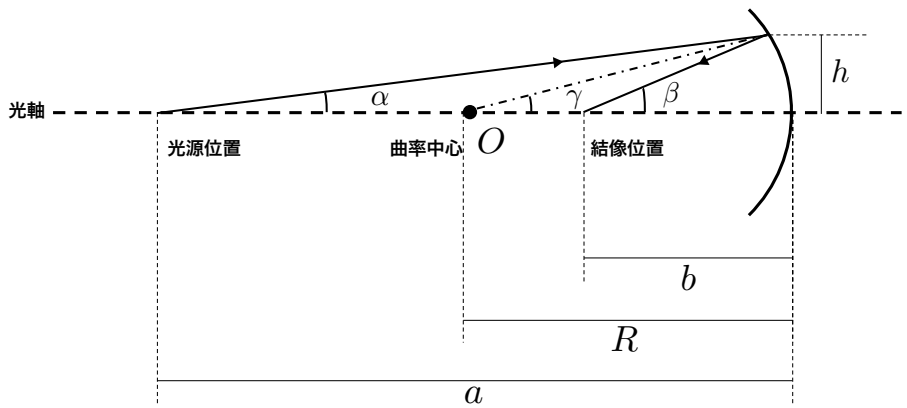


図 4.1　球面鏡に対し光を照射した場合の概念図。球面鏡と光源との間の距離を a、球面鏡と結像位置との距離を b、球面鏡の曲率半径を R、光軸と鏡面上の光が当たる点との間の距離を h と表記している。式 4.4 より、光線が光軸の近くを通る際には曲率半径は焦点距離の 2 倍と近似することできる。

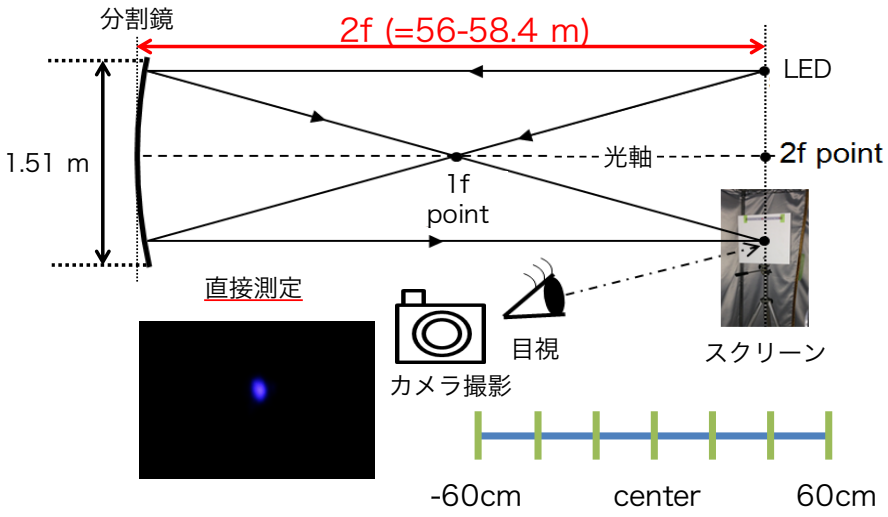


図 4.2　2f 法の概念図 ([22] の図を一部改変)。式 4.4 より、2f の位置に置かれた光源より光を照射すると 2f の位置に結像する。スクリーンを前後に動かしながら 7 点測定を行い、PSF が最小となる距離を球面分割鏡の曲率半径と定義する。

よって式 4.3 を式 4.2 に代入すると、**近軸近似が成立する場合の球面鏡の結像の式**が得られる。

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{2}{R}. \tag{4.4}$$

また $a \to \infty$ の際には式 4.4 は

$$b \to \frac{R}{2} \tag{4.5}$$

となることから、**球面鏡の曲率半径は焦点距離の 2 倍の距離と一致する**ことが分かる。

4.2　2f 法測定原理

分割鏡から焦点距離の 2 倍の距離 (2f) だけ離れた位置に点光源を設置した場合を考える。この時式 4.4 に $a = 2f = R$ を代入すると

$$b = R$$

となり、光源の位置と一致する。また理想的な鏡面を持つ球面鏡であれば結像した像の大きさは光源の大きさと一致するが、実際は鏡の結像性能に応じてある程度広がった像が得られる。このように本来点となるはずの像が広がって観測された時、この広がり方を表す関数のことを点広がり関数と呼ぶ。この結果を利用して考案されたのが図 4.2 で示されている 2f 法である。

実際の 2f 法の手順は以下の通りである。

1. LED 光源より分割鏡に対し光を照射しスクリーンに像を映し出す。
2. スクリーンを前後させ像が最小となる点を見つけ出し、分割鏡とスクリーンとの間の距離を測定する。
3. CMOS カメラを用いて ON データと OFF(光源の光を消した状態で撮像) データを記録し、像の光量 80% が入る円の直径である D80 を計算する。
4. スクリーンを ±20 cm だけ移動させ再度 ON データと OFF データを記録、D80 の計算を行う。

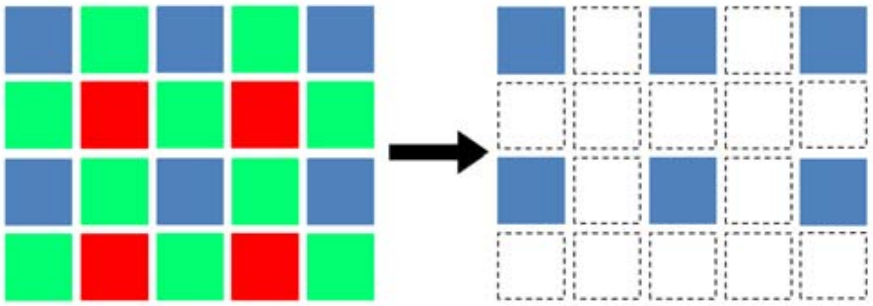


図 4.3 撮像データより青色の情報のみを取り出すイメージ図 ([28] より引用)。CMOS センサーの各ピクセルの前にはそれぞれ赤色、緑色、青色のみを透過するカラーフィルターが規則的に並んでいる。本来受光素子は色の情報を持たないが、この機構により各色による入射光量の違いを読み取ることが可能となるため、写真は美しい色を持つ。

5. 3、4 を 7 回繰り返す。
6. 横軸を球面分割鏡からの距離、縦軸を D80 としてプロットし、双曲線関数でフィッティングを行う。
7. D80 が最小となる距離を測定された分割鏡の曲率半径、最小の D80 を分割鏡の結像性能として定義する。

曲率半径の半分の距離が球面鏡の焦点距離と一致するため、2f 法は分割鏡の光学パラメータのうち焦点距離と D80 の２つを測定することが可能である。より具体的な解析手順に関しては次節で述べる。

4.3 解析の手順

CMOS カメラを用いた像の撮影

CMOS カメラを用いて撮像されたデータは raw 形式で記録される。raw 形式とは各受光素子に入射した光量を電気信号に変換した ADC Count の値が記録されており、非可逆圧縮過程を経ないため撮影時の物理量を正しく記録できるというメリットがある。raw 形式の画像は取り扱いに専用のソフトウェアが必要であるが、ここでは dcraw[25] 及び ImageMagick[26] と呼ばれるソフトウェア群を用いた。dcraw は raw 形式の画像を現像し、ImageMagick は現像された raw 画像を FITS 形式[*1]に変換する役割を持つ。

4.3.1 ベイヤー配列を用いた青色データの抽出

FITS ファイルに変換された画像を開くと、各ピクセルごとに大きく異なる値を持つことがわかる。これは CMOS センサーの前部には**ベイヤー配列**に従ってカラーフィルターが設置されているためである。CMOS センサーの各ピクセル前部にはそれぞれ赤色、緑色、青色のみを透過するカラーフィルターが 1:2:1 の割合で規則的に並んでいる。本体受光素子には入射光の色を判断する機構はないが、このフィルターを通すことにより光の三原色の光量割合を求めることができるため、様々な色を再現することができる。本論文で行われた実験では、図 4.3 のようにチェレンコフ光に近い波長を透過する青色フィルターに対応した受光素子の ADC Count 値を抽出して解析を行った。

[*1] Flexible Image Transport System の略称。天文学分野で最もよく用いられている画像形式であり、記録内容を容易に読み出すことが可能である。本論文では用いることはないが、画像のピクセル数や観測天体の名前等のメタデータをヘッダファイルに記録できる特徴を持つ。より詳しい説明は [27] を参照。

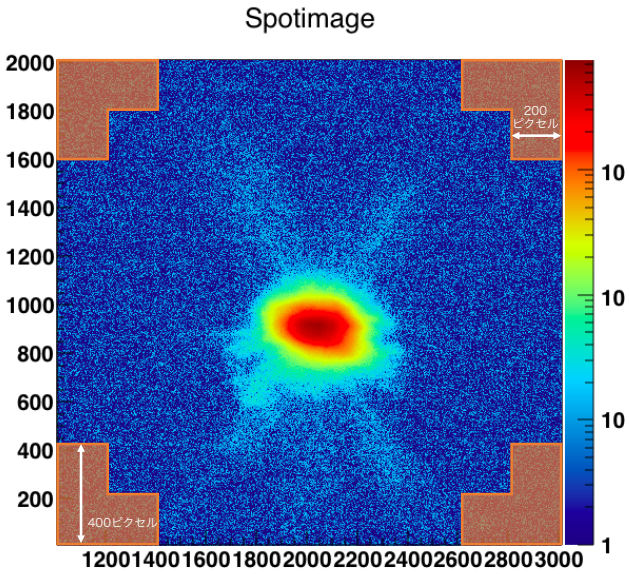


図 4.4　撮像データより最も ADC Count 値が大きな点を中心として 2000 ピクセル ×2000 ピクセルの領域を抜き出した図。各点の位置が各受光素子の位置を表し、色が記録された ADC Count 値に対応する。四隅に存在するオレンジ色で着色された鉤括弧型の領域は規格化定数を算出する際に用いる。

4.3.2　バックグラウンドの処理

撮像された ON データには分割鏡からの反射光以外の成分も同時に記録されているため、正確に分割鏡の結像性能を評価するためには背景光成分を差し引く必要がある。そこで本論文で行われた実験では LED 電源を off にして撮像した OFF データを用いて背景光を取り除く方法を採用した。ON データと OFF データの引き算を行う前に、時間経過による背景光の変化に対応し背景領域の明るさを正確に揃える必要がある。そのため図 4.4 で示される鉤括弧型の領域を反射光の寄与が全く無いと仮定し、領域内部の各点に於ける ADC Count 値 $I_{\mathrm{on},i}, I_{\mathrm{off},i}$ を用いて規格化定数 A を以下のように定義した。

$$A = \frac{1}{M}\sum_{i=1}^{M}\frac{I_{\mathrm{on},i}}{I_{\mathrm{off},i}} = \left\langle \frac{I_{\mathrm{on}}}{I_{\mathrm{off}}} \right\rangle \tag{4.6}$$

この A を用いることで、各点における反射光の光量 I_i は以下のように表される。

$$I_i = I_{\mathrm{on},i} - A * I_{\mathrm{off},i} \tag{4.7}$$

式 4.6 より規格化定数 A は ON データの入射光量と OFF データの入射光量の比の平均値であり、撮影時間の違いによる背景成分の変化が存在した場合にはそれを是正するように値が増減するため、式 4.7 は反射光成分のみを抽出していることが分かる。

4.3.3　D80 の計算

上記の過程を経て反射光成分のみとなったデータに対し、以下の 4 つの計算を行うことで D80 を算出する。

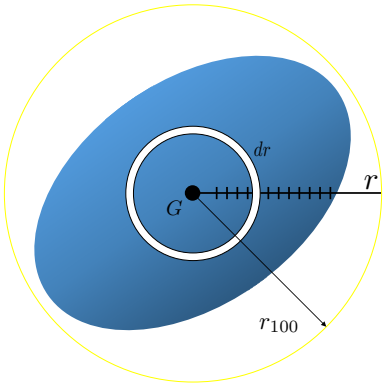


図 4.5　バックグラウンド処理が終了した画像から D80 を算出する際の概念図。像の重心を G, 及び解析領域の半径を r_{100} としている。半径 r_{100} の円内部の光量の総和 I_{tot} を算出した後、$dS = 4\pi r^2 dr$ の微小シェル領域に含まれる光量を r を増加させながら足しあげていく。微小領域含まれるに光量の和 $\int dIdr$ が I_{tot} の 8 割と一致する r が D80 に対応する円の半径となる。

1. 像の重心 $\boldsymbol{r_G} = (x_G, y_G)$ を以下のように計算する。

$$x_G = \sum_i^N \frac{I_i * x_i}{x_i},$$
$$y_G = \sum_i^N \frac{I_i * y_i}{y_i}.$$

   ここで N とは ON - OFF を経た後の画像データが持つ全ピクセル数である。
2. $\boldsymbol{r}_G$ を中心として全光量が十分入る円の半径を r_{100} とし、中心 $\boldsymbol{r_G}$ で 半径 r_{100} を持つ円領域を解析領域として定義する。本研究では $r_{100} = 900$pixels とした。さらに解析領域内部の ADC Count 値の総和 I_{tot} を計算する。
3. 図 4.5 のように $dS = 4\pi r^2 dr$ となる微小シェル領域内部の ADC Count 値の和 dI を計算する。
4. 全光量の 80% が入る円の半径 r_{80} を像の重心を中心とした

$$\int_0^{r_{80}} dIdr = 0.8 * I_{\mathrm{tot}}$$

   の計算式より算出し、r_{80} を直径の長さに直したものを D80 として定義する。

$$\mathrm{D80} = 2 * r_{80}. \tag{4.8}$$

図 4.6 は実際に 2f 測定で得られた像の重心を中心とした光量分布を示した図である。

4.4　宇宙線研究所での 2f 測定

具体的に宇宙線研究所で行った 2f 測定に関して述べる。

4.4.1　実験に使用した器具

宇宙線研究所での 2f 実験には以下のような器具を用いた。

光源

OptoSupply 社製の OSB5XNE3C1S を採用した。この LED は波長 470nm とチェレンコフ光の波長に近く、また消費電力が 3W と非常に大きいため 60m 先の分割鏡にも十分な量の光を照射することができる。また光量の安定性を

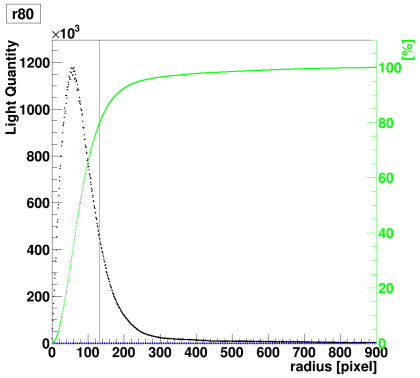


図 4.6　実際の 2f 測定で得られた結果。黒点の x 軸は像の重心からの距離 (単位はピクセル) に、y 軸は対応する微小シェル領域内部の ADC Count の和に対応している。また黄色線の y 軸は x の値を半径に持つ円領域で積分した際の $I_{\rm tot}$ との割合を示している。黄色線の値が 80 % となる際の x の値が r_{80} となる。

重視するためにストロベリー・リナックス社が製造している定電圧流 LED ドライブモジュール CC1000EH に接続している。また LED 光源からの放射領域を制限するために光源の 5cm 前方に $\phi = 5$ mm のコリメータを装着している。

記録媒体：カメラ及びレンズ

撮影用デジタルカメラとして Canon EOS 8000D に望遠ズームレンズ EF-S55-250mm F4-5.6 IS STM を装着し、さらに光源からの光の直接的な入射を防ぐためにレンズフード ET-60 をセットしたものを使用した。EOS 8000D の搭載する APS-C サイズ CMOS イメージセンサーは 6000×4000 の受光素子を持ち、ベイヤー配列を考慮しても 6×10^6 ピクセルを 2f 測定に利用できる。また本研究では iso 感度は 100、f 値は 6.3 に固定して撮影に用いた。

EF-S55-250mm F4-5.6 IS STM はなるべく詳細に像を捉えるために $f = 250$mm で利用しており、これは撮影倍率 0.29 倍の状態に対応する。より詳しい仕様に関しては [29] を参照。

また、上記のカメラを PC で管理、操作するために gPhoto2[30] というソフトウェアを用いた。このソフトウェアはカメラの撮影のみならず、f 値や iso 感度シャッタースピードといった撮影に必要な設定をターミナルコマンドを用いて変更、記録することができ、2f 測定の高速化及び人為的ミスの軽減に貢献している。

スクリーン及びスクリーンフード

像を直接受けるスクリーンにはポリテトラフルオロエチレン (PTFE, 通称テフロン板) を用いた。PTFE は比較的安価に手に入ることができ、白い、不透明、蛍光しないといった特徴を持つため本実験に適している。今回用いた PTFE の寸法は縦 30 cm, 横 30cm, 厚さ 1 cm であり、像の全域をスクリーン上に映し出すことが可能である。また直立させるために下部を L 字金具を用いて固定した。

さらに外界からの寄与を減らすために PTFE を覆う暗箱を設置した。この暗箱は安価で手に入り十分な強度を持つダンボールを用いて作成されており、内部をつや消し黒のラッカースプレーで塗装することで反射を抑えている。

三脚及び連結器具

光源、カメラ及びスクリーンを固定するために用いた三脚を表 4.1 に記載した。これらの三脚には移動を容易にするために下部にロック可能な車輪が取り付けてある。また本実験ではカメラの画角を固定するためにアルミ製レール及びプラスチックバンドを用いて 2 つの三脚を連結した。宇宙線研究所でのセットアップではピクセル数と mm 間の変換係数は以下となっている。

$$1 \ [\mathrm{mm}] = 10.75 \ [\mathrm{pixel}] \, . \tag{4.9}$$

表 4.1 実験に使用した三脚。

固定される機材	使用した三脚
光源	Q666C
カメラ	SLIK Master III 三段
スクリーン	SLIK Pro 700 DX-III N

レーザー距離計

分割鏡と光源及びスクリーンとの間の距離計測は最も注意深く取り組まなければならない事柄である。そこで本実験では BOSCH 社のレーザー距離計である GLM 80[31] を採用した。この機材は 635 nm のレーザを照射することにより 0.05 m – 80 m の距離を 0.1 mm 単位で測量することができ、測定精度は ± 1.5 mm と分割鏡の曲率半径に対して無視できるほど小さい。

4.4.2 測定結果

ここでは 2f 法で得られた結果に関して記述する。まず 1 枚に対し具体的な結果を述べた後、同一の分割鏡に対し複数回の 2f 測定を行った結果を示し、最後に得られた分割鏡の光学性能の分布をまとめる。

分割鏡 1 枚に対する結果の例

測定結果の一例として、2017 年 11 月 22 日に行われたシリアルナンバー 954 番の球面分割鏡に対する 2f 測定の結果を図 4.7 に記載する。目視で像が最小となる点を定めた後、測定点を前後に 20 cm ずつ動かしながら 7 点の ON データと OFF データの撮影を行い、各点における D80 を計算した。またその結果を元に双曲線関数でのフィッティングを行った。その結果シリアルナンバー 954 番の分割鏡の光学性能は

$$f = 56.727/2 = 28.364 \text{ m},$$
$$D80(@2f) = 30.269 \text{ m}$$

であることが分かった。

同一の分割鏡に対する複数回測定の結果

昨年度から本年度にかけてシリアルナンバー 74 番に対して行われた 2f 測定結果を表 4.2 に示す。分割鏡の光学性能に経年変化が生じていないことを仮定すると、表 4.2 より **2f 測定は焦点距離を数 cm 程度の精度で、D80 を mm 以下の精度で評価が可能なことが分かる**。得られた測定結果より、2f 法の測定誤差を以下のように定義した。

$$\sigma_f = 0.0004 \times f,$$
$$\sigma_{\mathrm{D80}} = 0.007 \times \mathrm{D80}. \tag{4.10}$$

分割鏡 750 枚に対する測定結果

実際に製造された LST 用の分割鏡は 700 枚以上存在する。ここでは 2f 法で得られた分割鏡の光学性能分布を示す。ここに記載した分割鏡は全て第 3 に記載した要求仕様を満たしている。

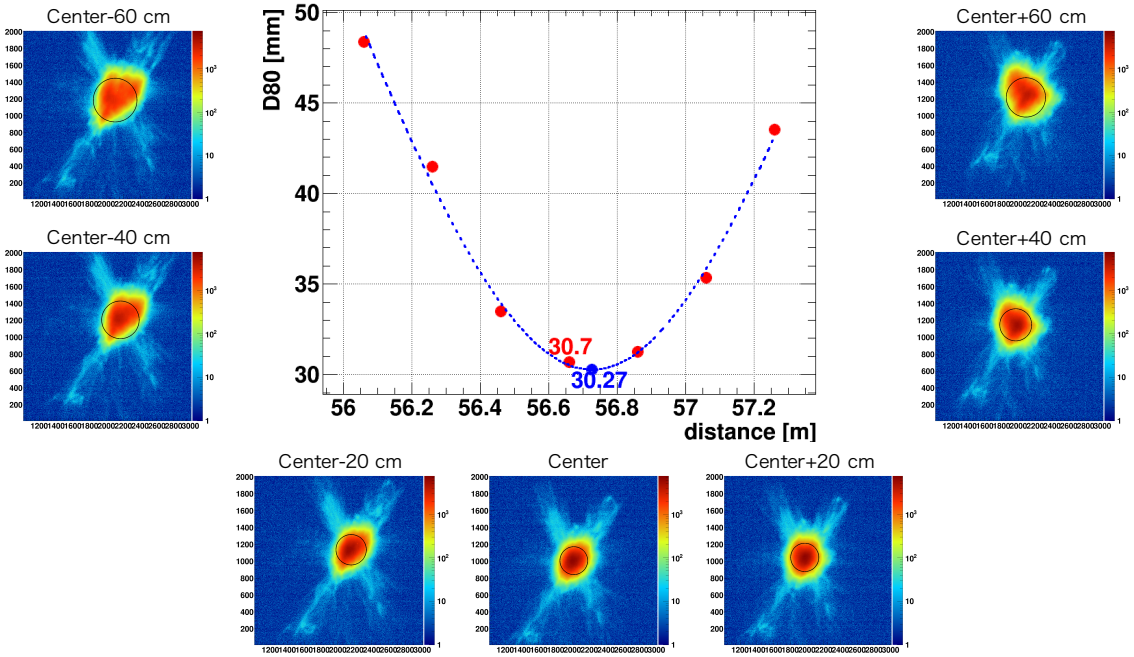


図 4.7　954 番に対して行われた 2f 測定の結果。各像の画像は上部に記載された点での撮像データを表しており、中心のグラフは分割鏡との距離の変化による D80 の移り変わりを示す。中心のグラフの横軸は像と分割鏡との距離を、縦軸は各点で測定された D80 を表しており、青色の破線は双曲線関数によるフィッティング結果を示している。

表 4.2　シリアルナンバー 74 番に対し複数回の 2f 測定を行った結果。下 2 行は平均値及び標準偏差を表している。2f 法は 2 つの光学性能に対して小さい誤差での評価可能であることが分かる。

測定日	D80(measured result) [mm]	焦点距離 (measured result) [m]	D80(fitting) [mm]	焦点距離 (fitting) [m]
2016/06/02	27.35	27.94	27.68	27.94
2016/06/15	27.72	27.96	27.64	27.93
2016/07/07	27.53	27.96	27.85	27.95
2017/01/18	27.91	27.97	27.75	27.95
2017/10/30	27.53	27.95	27.77	27.95
平均値	27.61	27.96	27.74	27.94
標準偏差	0.19	0.01	0.07	0.01

4.5　まとめ

LST 用球面分割鏡の光学性能のうち、焦点距離及び D80 を評価するために 2f 法という測定法を用いた。この測定法は分割鏡の結像性能を非常に良い精度で測定することが可能である。この測定法を用いてこれまで 700 枚以上の分割鏡に対する性能評価が行われており、LST の光学系性能評価を行う上での前提となっている。

(a) 焦点距離 (b) D80

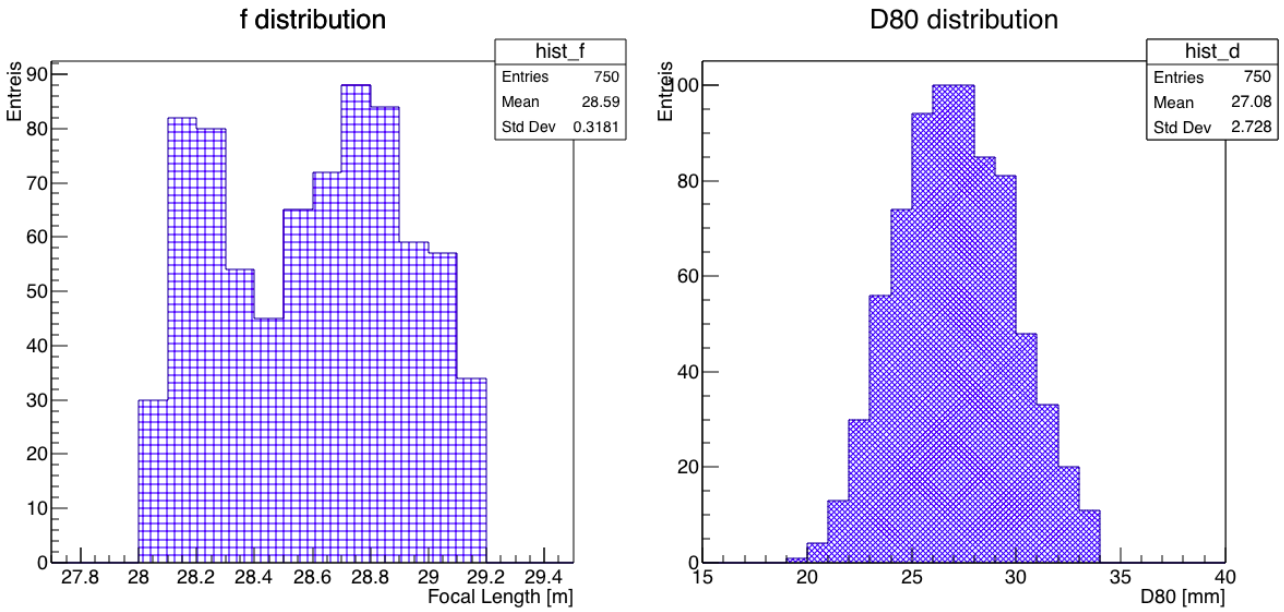


図 4.8 (a)750 枚の分割鏡の持つ焦点距離の分布。横軸が焦点距離を、縦軸が各ビンに入る分割鏡の枚数を意味する。またビン幅は 0.1 m に対応している。 (b)D80 の分布。横軸が D80 を、縦軸が各ビンに入る分割鏡の枚数を意味する。またビン幅は 1 mm に対応している。

第 5 章

新たな結像性能評価:1f 法

5.1　目的

LST 初号機は 2018 年夏に完成予定であり、それに先立ち 700 枚以上の分割鏡が日本から CTA 北サイトがある La Palma 島へと輸送された。日本国内からアフリカ大陸北西部に位置するカナリア諸島への船旅は 2 ヶ月以上にも渡り、揺れによる荷物間の接触や温湿度の変化等により分割鏡の持つ光学性能が劣化する恐れがあるため分割鏡の抽出検査を実施する必要がある。しかし La Palma 島で分割鏡が保管されている倉庫は 40 m 程度の奥行きしかなく、日本国内で用いていた 2f 法を実施することができないため新たな性能評価法を開発する必要が生じた。そこで本研究では新たな結像性能評価法である 1f 法を考案し、実際に La Palma 島へと輸送された分割鏡のうち宇宙線研究所でも測定済であった 52 枚に対して 1f 測定を実施、輸送前後での光学性能の比較を行った。

5.2　1f 法測定原理

前提として分割鏡の光学性能を評価するためには反射光を結像させて像の位置及び点広がり関数を測定する必要があり、球面鏡の結像法則は式 4.4 に従う。2f 法では点光源を用いたために結像位置は $b = R \sim 60\ \mathrm{m}$ となり実験に必要な空間が非常に大きくなったが、$a \to \infty$ つまり平行光を入射することができれば $b = R/2 = f$ となるためより近い位置で結像させることができ、場所を選ばず測定を行うことができるようになる。

そこで 1f 法では図 5.1 に示すように測定したい分割鏡 (以下 mes. と呼称) とは別にもう 1 枚レファレンスとなる分割鏡 (以下 ref. と呼称) を用意し、ref. の焦点距離の位置から点光源を用いて光を照射する。式 4.4 より焦点距離より照射された光は平行光となるため、mes. の結像を 2f 法よりも近い位置で測定することが可能となる。また得られた像を記録し、D80 を計算する過程は第 4 章で述べたものと同一の手段を用いることができる。実際に光学性能を評価する場合は 2f 法と同様に 7 点測定を行い、二次曲線フィッティングを行うことで像の最小位置を決定する。

1f 法を用いて結像した像は ref. 及び mes. の 2 枚の分割鏡を影響を受ける。分割鏡の点広がり関数が単一のガウス分布で表現できると仮定すると、2 枚の分割鏡で反射された光が作る像の強度分布は 2 つのガウス分布の畳み込みとなるはずである。点広がり関数がガウス分布である場合には D80 と標準偏差 σ との間には

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\mathrm{D80}}{2}} \frac{1}{2\pi\sigma^2} r \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right] dr d\theta = 0.8.$$

$$\vdots$$

$$\mathrm{D80} = \sigma * 2\sqrt{2\ln 5} \tag{5.1}$$

という定数倍の法則が成り立つため、1f 測定で得られる像の光量 80% が入る円の直径 $D80_{\mathrm{obs.}}$ は以下のように表さ

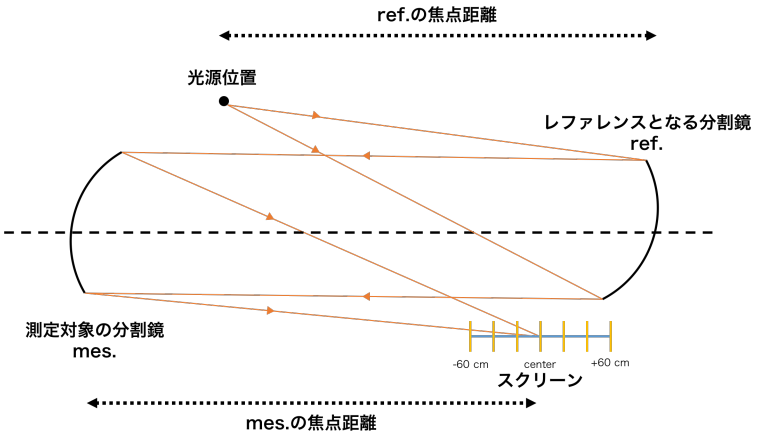


図 5.1　1f 実験の概念図。レファレンスとなる分割鏡に対し焦点距離の位置から光を照射することで平行光を作成し、その光を測定対象の分割鏡に入射して結像させる。式 4.4 より 2f 法と比べ半分の距離で結像するため、本測定は La Palma 島で行うのに適している。

れる。

$$D80^2_{\mathrm{obs.}} = \sqrt{D80^2_{\mathrm{ref.}} + D80^2_{\mathrm{mes.}}}. \tag{5.2}$$

よって**複数の分割鏡による像の影響を最小限にするには、レファレンスとして用いる分割鏡はなるべく結像性能の良いものを用いる必要がある。**

5.3　実験に使用した器具

本節では 1f 法で用いた器具に関して述べる。殆どの器具を日本から送ることにより同一の実験設備を再現することを目標としたため、光源及び記憶媒体、スクリーン、三脚は宇宙線研究所での測定と同一のものを使用した。スクリーンフード及び三脚間の連結器具に関しては荷物サイズの問題で輸送することが不可能であったため、現地への輸送、組み立てが可能となるよう新たに開発を行った。

光源

宇宙線研究所で用いられている光源と同じ OptoSupply 社製の OSB5XNE3C1S を採用し、定電圧流 LED ドライブモジュール CC1000EH に接続した。コリメータも同様に $\phi = 5$ mm としている。

スクリーン及びスクリーンフード

スクリーンには宇宙線研究所と同様の 30 cm ×30 cm×1 cm にカットした PTFE を使用した。スクリーンフードに関しては容易にパーツごとに分解が可能であり、再組み上げする際にも特別な器具を必要としない木材を使用した。フード内部の柱部分には底面、側面及び上部を覆うのは 2 mm の合板を使用している。また LED 光源以外からの光の反射を抑えるために内部をつや消し黒のラッカースプレーで塗装した。図 5.2 に実際に作成したフードの写真及びその 3D 設計図を示す。

連結器具

La Palma 島で手に入る複数の金属棒をボルト及びナットを用いて長さを固定し、三脚と金属棒との間を宇宙線研究所と同様にプラスチックバンドを用いて固定した。連結された三脚を図 5.3 に示す。

(a) 写真　　(b) 設計図

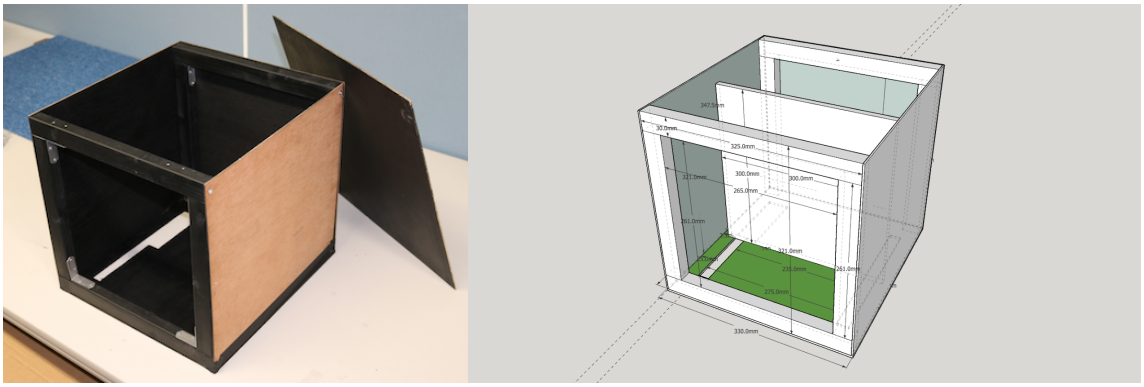


図 5.2　La Palma 島での 1f 測定のために開発したスクリーンフード。(a) は実物の写真であり、(b) はその 3D 設計図を表す。

図 5.3　実際に三脚間に取り付けられた連結器具。カメラ用三脚とスクリーン用三脚との間を 2.7 m で固定している。

5.4　現地で行った実験

以上の器具を用いて La Palma 島で行った実験に関して述べる。

5.4.1　スケールの決定

カメラとスクリーンとの間の距離が宇宙線研究所のセットアップから変更されたことに伴いカメラの画角も変更された。そのため 1f 測定を開始する前には画像上でのピクセル数と実際の距離との間の対応関係を確かめる必要がある。そこで以下のような実験を行った。

1. カメラとスクリーンを三脚に固定する。
2. カメラをスクリーンの中央へと向け、写真を撮影する。
3. 撮影された画像を開き、スクリーン上に貼り付けられた巻尺より 5 cm が何ピクセルに対応するかを記録する。
4. 連結された三脚を前後左右に動かし、再度撮影及び解析を行う。

上記の過程を 30 回繰り返し、画角がどのような分布を取るかを求めた。実験で実際に撮影された写真を図 5.4 に、ピクセルと mm との対応関係を読み取る例を図 5.5 に示し、30 回の測定結果をまとめたヒストグラムを図 5.6 に示している。

図 5.4　スケールを決定する際に実際に撮像された写真のうちの 1 枚。スクリーンの右端に巻尺の一部が接着されている。

図 5.5　図 5.4 よりピクセル–mm 間の対応関係を求める例。黄色の文字で記載されている数字がピクセル数に対応する。ベイヤー配列より青色の情報を持つ受光素子の数を考慮すると、この画像の対応関係は 1 mm = 12.0854 pixel であることが分かる。

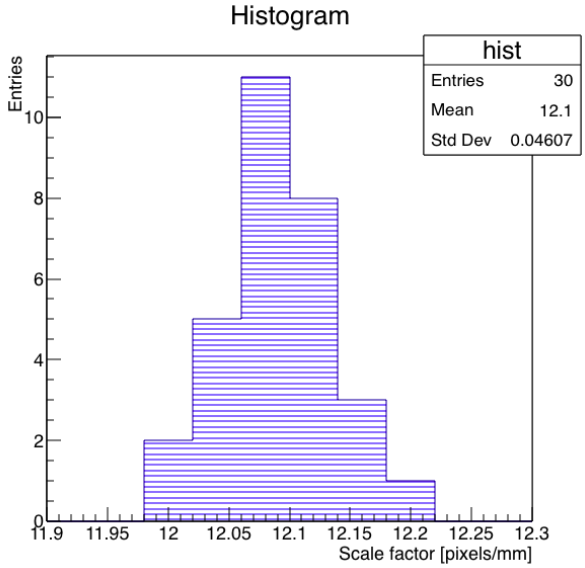


図 5.6　図 5.5 で示したスケールの読み取りを 30 回繰り返した結果を示すヒストグラム。横軸は 1 mm が何ピクセルに対応するかを示すスケールを、縦軸に各ビンに入るイベント数を示す。ビン幅は 0.04 [mm/pixels] である。

表 5.1 光源及びスクリーン最適化のための試験測定に用いた分割鏡の持つ結像性能。D80 については焦点距離の位置での大きさに再構成して記載している。

シリアルナンバー	D80@f [mm]	焦点距離 [m]
485(ref.)	10.72	28.48
420	14.11	28.06
471	14.81	29.24
557	11.08	28.13
648	16.85	29.02

図 5.6 のように微小に画角が変化しているのは三脚間の連結が不完全であり、ごくわずかであはあるがスクリーン及びカメラ間の距離や角度が変化しているためである。そこで本測定の平均値及び標準偏差を用いて、ピクセル数と実際の距離との間の対応関係を

$$1\ [\mathrm{pixel}] = 12.10 \pm 0.05\ [\mathrm{mm}]\,. \tag{5.3}$$

と定義した。以降の議論で mm 単位を用いた場合にはピクセル単位で得られた計算結果を式 5.3 を用いて mm 単位へと変換している。

5.4.2 光源及びスクリーンの配置最適化

次に 1f 測定を行う上で重要となる光源とスクリーンの配置最適化を行った。1f 測定は分割鏡の焦点距離の都合上、光源を 2 枚の分割鏡で挟むように配置する必要がある。このため光軸上に光源及びスクリーンを設置した場合にはこれらの器具は鏡面に影を作ってしまい分割鏡全体を評価することができなくなる。一方で光軸から距離を取り鏡面全域に光を照射した場合にはザイデル収差の 1 つであるコマ収差の影響を受け、像が若干大きくなる可能性がある。そこで以下の 3 つのセットアップを用いて複数枚の分割鏡に対し 1f 測定を行い、測定される D80 がどのように変化するかを調べた。このとき 1 つの mes. 及びセットアップに対し 3 回の測定を 1 セットとして測定したため、することにより同一条件での値のふらつきも考慮に入れることができる。測定に用いた分割鏡の光学性能は表 5.1 に示し、各セットアップの配置案を図 5.7 に示す。

セットアップ案 1

すべての機材を光軸上に配置するセットアップ案。コマ収差の影響は無くなるが、鏡面を覆い隠すために結像性能評価が正しく行えない可能性がある。

セットアップ案 2

スクリーンを光軸から 1 m 程度離して測定するセットアップ案。像がコマ収差の影響を受けて大きくなる可能性があるが、セットアップ 1 と比較すると光線を遮る障害物を減らすことができる。

セットアップ案 3

スクリーンと光源の両方を光軸から 1 m 離して配置するセットアップ案。セットアップ案 2 よりもコマ収差の影響が大きくなるが、障害物による光線の遮蔽がないので正しく結像性能評価を行うことができる。

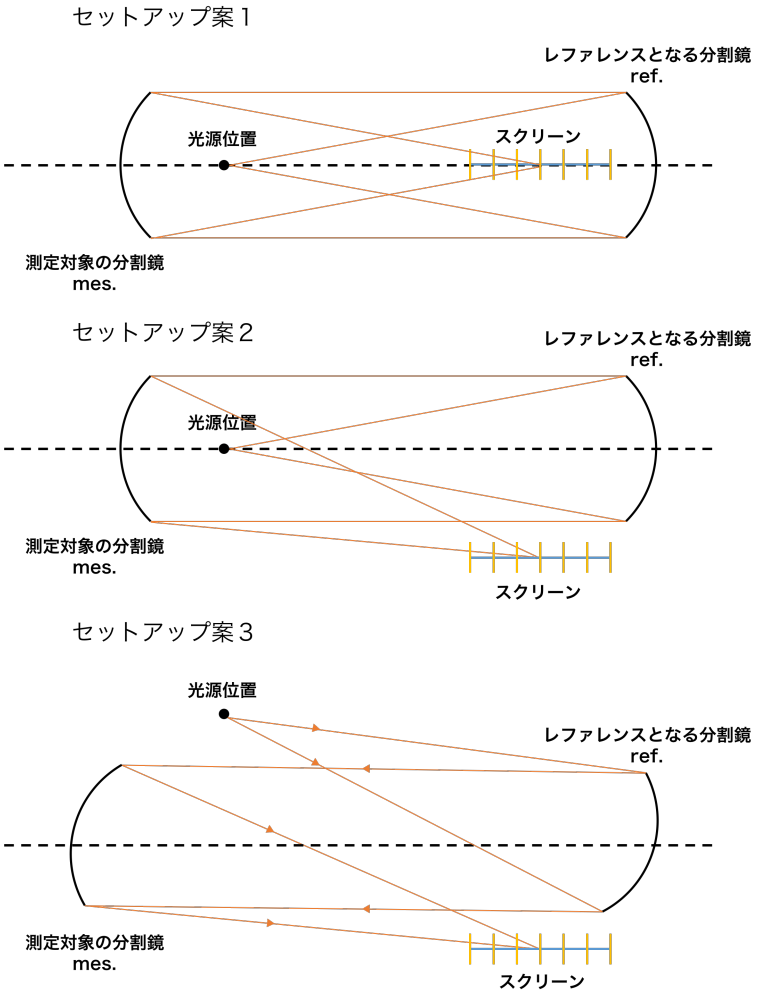


図 5.7　比較対象となった 3 つの光源及びスクリーンの配置案。セットアップ案 1 はコマ収差の影響を減らすことができる一方で鏡面に影を作ってしまう難点があり、セットアップ案 3 は逆にコマ収差の影響を受けるが鏡面全域に光が当たるため正しく結像性能を比較することができる。セットアップ案 2 はそれらの中間の性質を持つ。光軸から器具を離す際には 1.3 m 離して設置した。

結果

測定結果を表 5.2 に示す。いずれの分割鏡に対する 1f 測定についても誤差の範囲で一致することが分かった。分割鏡の焦点距離は 28 m 程度なのに対し光源等の光軸との距離は 1 m 程度であるから、光線と分割鏡の光軸との間の角度は 1.3° 程度である。コマ収差の影響は鏡面の大きさに対応して大きくなるため、対辺 1.51 m の LST 用分割鏡では影響が出なかったことが分かる。この測定結果より、本研究では**鏡面を覆い隠すことなく分割鏡に対して光を照射できるセットアップ案 3 を採用した。**

5.4.3　本測定

以上の結果を元にセットアップ案 3 を用いて 52 枚の分割鏡に対する 1f 測定を行い、得られた $D80_{\mathrm{mes.}}$ 及び焦点距離を 2f 測定の結果と比較した。これらの分割鏡に対する 2f 測定の結果は付録に記載する。レファレンスとして採用した分割鏡はシリアルナンバー 409 番であり、光学性能は表 5.3 に記載した。実際の測定の様子は図 5.8 に示し、得られ

表 5.2　光源及びスクリーンを各セットアップ案に従って配置した場合に測定された D80 をまとめた表。同一セットアップ案を用いて一枚の鏡に対し 3 回測定を行い、平均値及び標準偏差を算出した。

シリアルナンバー	$D80_{\mathrm{obs.}}$(セットアップ案 1) [mm]	$D80_{\mathrm{obs.}}$(セットアップ案 2) [mm]	$D80_{\mathrm{obs.}}$(セットアップ案 3) [mm]
420	15.61±0.10	15.44±0.10	15.66±0.26
471	18.58±0.25	18.42±0.10	18.47±0.19
557	15.87±0.11	15.57±0.11	14.00±0.34
648	21.06±0.09	20.62±0.10	19.96±0.35

図 5.8　La Palma 島で行われた 1f 測定の様子。

た像のうち 1 枚を例として図 5.9 に示す。また以下では単一の分割鏡に対する結果を詳しく見たあと、全ての鏡に対する結果を示す。

表 5.3　レファレンスとして用いた鏡の光学性能。

シリアルナンバー	D80@f [mm]	焦点距離 [m]
409	11.575	28.16

シリアルナンバー 679 番に対する測定結果

1f 測定の例としてシリアルナンバー 679 番の結果を図 5.10 に示す。1f 法の測定対象となった分割鏡に対する 2f 測定の結果は表 B.2 に記載してある。

二次曲線フィッティングにより $D80_{\mathrm{obs.}}$ が最少となる点を焦点距離と定義するため、本測定で得られた光学性能は以下のようになる。

$$\begin{aligned} f &= 29.09 \pm 0.02\ [\mathrm{m}], \\ D80_{\mathrm{obs.}} &= 17.66 \pm 0.27\ [\mathrm{mm}]. \end{aligned} \tag{5.4}$$

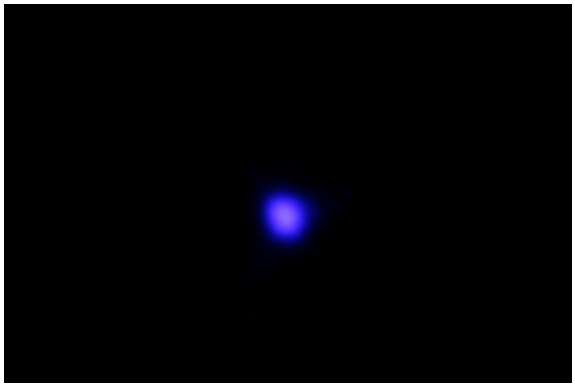


図 5.9　1f 測定で実際に得られた像。

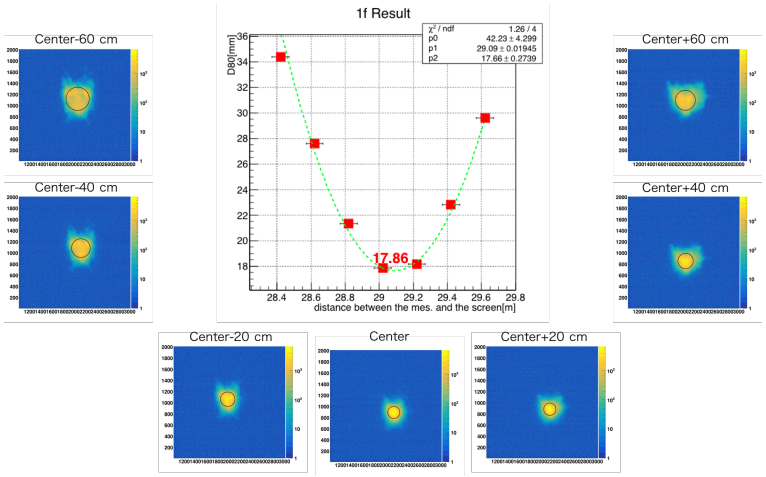


図 5.10　679 番に対する 1f 測定の結果。各像の画像は上部に記載された点での撮像データを表しており、中心のグラフは mes. との距離の変化による D80 の移り変わりを示す。中心のグラフの横軸は像と mes. との距離を、縦軸は各点で測定された $D80_{\mathrm{obs.}}$ を表しており、黄色の点線は二次曲線によるフィッティング結果を示している。距離の誤差は器具の設置精度を考慮して 5 cm とし、D80 の誤差は式 5.3 で示した単位変換時の誤差を入れている。

また式 5.2 より、mes. 単体が持つ D80 は

$$D80_{\mathrm{mes.}} = 13.34 \pm 0.36\ [\mathrm{mm}] \tag{5.5}$$

となる。2f 測定の結果と比較すると焦点距離に関してはある程度の精度で値が一致しているが、D80 は 1 mm 程度異なる値を取っている。この傾向が他の分割鏡測定の際にも表れているかを以下で確認する。

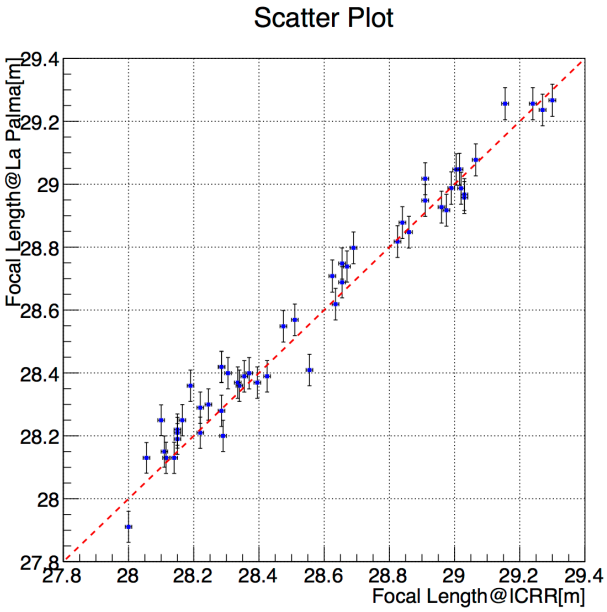
52 枚の測定結果

分割鏡 52 枚に対し 1f 測定を行った結果得られた焦点距離、D80 の分布を図 5.11 及び 5.12 に示す。以下では焦点距離及び D80 に関して別々に議論を行う。

焦点距離

図 5.11-(b) より、同一分割鏡に対する 2 種の測定間での焦点距離の違いは 0.02 ± 0.04 mm 程度であり、2 つの測定間の値は誤差の範囲で一致する。よって本研究では **La Palma 島への分割鏡の輸送による焦点距離の変化はない**と結論をつけた。

(a) 散布図



(b) ヒストグラム

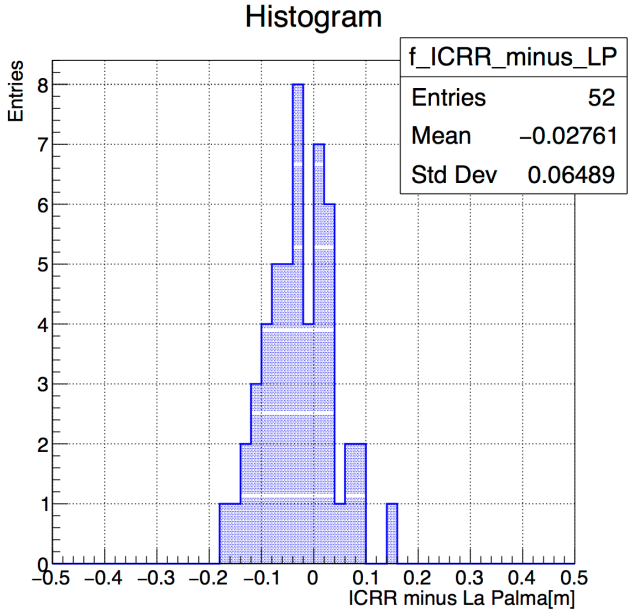
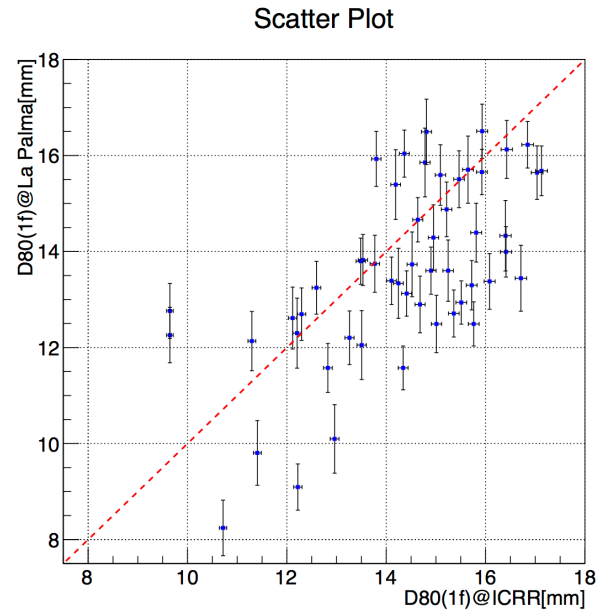


図 5.11　２つの測定間での焦点距離の比較。(a) 各点は一枚の分割鏡に対応しており、横軸は宇宙線研究所で 2f 測定を行った際の焦点距離を、縦軸は 1f 測定で得られた焦点距離を表す。誤差棒はフィッティングによる誤差の成分のみを加えている。赤色の点線は $y = x$ に対応する。(b) 横軸は宇宙線研究所での測定結果から 1f 測定の結果を引いた値を、縦軸は各ビンに入る分割鏡の枚数を示す。ビン幅は 0.02 m である。

(a) 散布図



(b) ヒストグラム

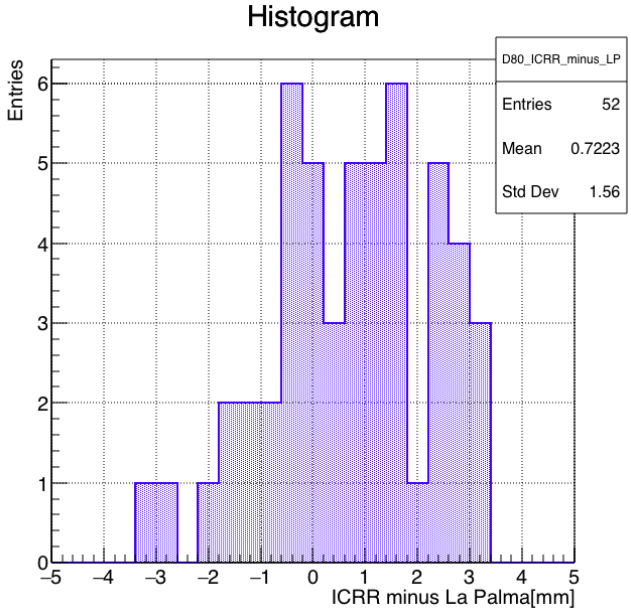


図 5.12　２つの測定間での D80 の比較。(a) 各点は一枚の分割鏡に対応しており、横軸は宇宙線研究所で 2f 測定を行った際の焦点距離を、縦軸は 1f 測定で得られた焦点距離を表す。また誤差棒はフィッティングによる誤差の成分のみを加えている。赤色の点線は $y = x$ に対応する。(b) 横軸は宇宙線研究所での測定結果から 1f 測定の結果を引いた値を、縦軸は各ビンに入る分割鏡の枚数を示す。ビン幅は 0.4 mm である。

D80

図 5.12-(b) より 2 測定間の差は 10% 程度である。また 2 測定の差分が正の方向に偏在しているが、この結果が輸送により生じたものであるとすると船旅により結像性能が向上したという非現実的な結果となるため解析手法及び現地での測定に問題があったと考えられる。点光源より照射された光は ref. で反射されることにより平行光となるが、mes. の鏡面全体を正しく評価するためにはこの平行光を正確に照射する必要がある。次章の冒頭で詳しく述べるが、分割鏡の持つ結像性能は鏡面全体で一定ではなく、外側領域の持つ結像性能は中心領域より劣る。そのため分割鏡のアラインメントが正確に行われていない場合にはこの領域に光が当たらず結像性能を過小評価してしまうことになる。よって今後はこれらの寄与を見積もりより正しい誤差の評価を行うことや、光源が定常であることを用いて光量を用いた新たな解析法を考案することが求められる。

第 6 章

二重混合ガウス分布を用いた新たな点広がり関数の定義

6.1　目的

図 6.1 はシリアルナンバー 680 番に対する 2f 測定で得られた像を x 軸方向に射影し、得られた一次元ヒストグラムに対しガウス関数を用いてフィッティングを行った結果である。

(a) フィッティング結果　　(b) 残差プロット

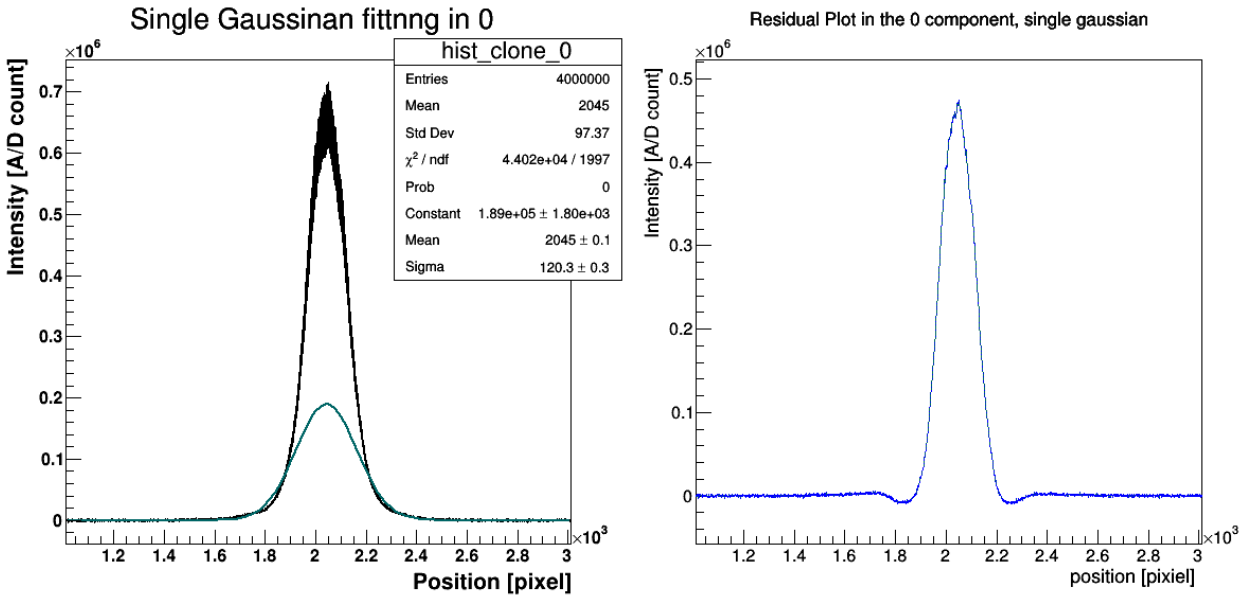


図 6.1　(a) シリアルナンバー 680 番の分割鏡の 2f 測定で得られた像を x 軸方向に射影した図。横軸は画像上での位置を、縦軸は各点での ADC Count 値を表す。また赤線はガウス関数を用いてフィッティングを行った結果を示している。(b) 各点での値からフィッティング結果の値を引いた残差を示す図。中心部の残差が非常に大きくなっていることが分かる。

(a) 中心領域のみ暴露した状態　(b) 外側領域のみ暴露した状態

図 6.2　中心領域及び外側領域のみ暴露された分割鏡。この状態で 2f 測定を行った。

6.2　新たな点広がり関数

6.2.1　分割鏡の持つ点広がり関数の局所性の確認

図 6.1 より、像の裾の成分がガウス分布よりも広く分布していることは明らかである。このような光量分布は分割鏡鏡面に結像性能が劣っている部分が存在していれば再現される。そこでまずはじめに以下の測定を行った。

分割鏡を２つの領域に分けた際の D80 の変化

シリアルナンバー 520 番の分割鏡を図 6.2 のように２つの領域に分割した。遮光用のカバーは光を透過せずかつ加工が容易な段ボールを用いている。中心に開けた穴は $\phi = 560$ mm であり、これは分割鏡の面積 1.97 m^2 をほぼ半分に分割している。本測定ではこの２つの領域に対しそれぞれ 2f 測定を行った。鏡面を分割していない状態での 2f 測定の結果を表 6.1 に示し、分割した状態での測定結果を図 6.3 に示す。

表 6.1　520 番の分割鏡の光学性能。

シリアルナンバー	D80@2f [mm]	焦点距離 [m]
520	19.86	28.50

２つの測定結果より明らかなように、外側領域の持つ結像性能は中心領域よりも大きく劣ることが分かる。分割鏡の外側領域は六角形への整形や側面のアルミ取り付け、スパッタリング塗装等の影響が出やすいためにこのような結果がでることが考えられる。焦点距離に関しては内側及び外側領域で大きな差は見られなかったが、これは分割鏡製造に用いられる cold stump 製法がガラスに対して一様に曲率を与えることに起因する。表 6.1 で示すような鏡面全体を用いた光学性能評価では、これらの寄与が全て平均化されて一つの結果を返している。そこで次節では分割鏡の持つ点広がり関数を中心成分とハロー成分の２つに分けて記述することを考案した。

(a) 中心領域のみ暴露した状態での 2f 測定結果

(b) 外側領域のみ暴露した状態での 2f 測定結果

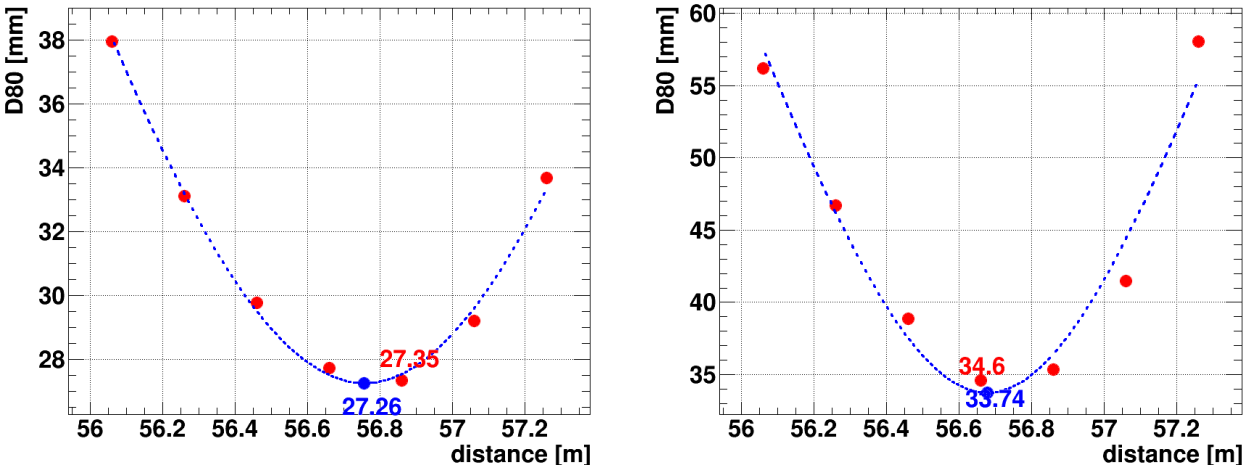


図 6.3 図 6.2 のように 2 つの領域に分けた状態での 2f 測定結果。左側が中心領域を暴露した状態に対応し、右側が外側領域を暴露した場合の結果に対応する。

6.2.2 二重混合ガウス分布

分割鏡の持つ結像性能が単一のガウス分布で表せる場合の点広がり関数は以下のようになる。

$$f(r;\sigma) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} r \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right]$$

ここで像の光量分布は動径方向にのみ変化すると仮定し、距離 r の原点を像の光量重心にとっている。前節でも述べたように、球面鏡には結像性能が優れている部分と劣っている部分の 2 種が存在しているが、これらをメイン成分 f_{main} とハロー成分 f_{halo} の 2 種に分割し、2 つの分布の混合比を p としてモデル化する。この場合に像が従う点広がり関数は以下のように表される。

$$\begin{aligned} f(r;p,\sigma_{\mathrm{main}},\sigma_{\mathrm{halo}}) &= p \times f_{\mathrm{main}}(r;\sigma_{\mathrm{main}}) + (1-p) \times f_{\mathrm{halo}}(r;\sigma_{\mathrm{halo}}) \\ &= \frac{p}{2\pi\sigma_{\mathrm{main}}^2} r \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_{\mathrm{main}}^2}\right] + \frac{1-p}{2\pi\sigma_{\mathrm{halo}}^2} r \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_{\mathrm{halo}}^2}\right]. \end{aligned} \tag{6.1}$$

2 重混合ガウス関数の例を図 6.4 に示す。このヒストグラムは正規分布 $N(0,1)$ に従う乱数と $N(0,3)$ に従う乱数を 7:3 の割合で合計 10000 個生成し、それらの分布を示したものである。$N(0,1)$ 及び $N(0,3)$ の分布関数に対し高さ方向を合わせた曲線をそれぞれ青色、緑色で記載しているが、関数系が明らかにヒストグラムの概形と異なる。そこで 2 つのガウス関数を 7:3 で混合した二重混合ガウス関数を

$$f(x) = \alpha \times \left(0.7 \times \exp\left[-\frac{x^2}{2}\right] + 0.3 \times \exp\left[-\frac{x^2}{2*3^2}\right]\right) \tag{6.2}$$

のように定義しヒストグラムへと重ね書きしたのが赤色の線に対応する。ここで α とは高さを調整する規格化定数定数である。赤色の曲線は青色、緑色の曲線と比べ明らかにヒストグラムの形を再現できていることが分かる。このように異なるガウス分布に従う乱数が一定の混合比で現れた場合に二重混合ガウス分布は現れ、本研究では 2 種の結像性能を持つ分割鏡がこの例に対応する。

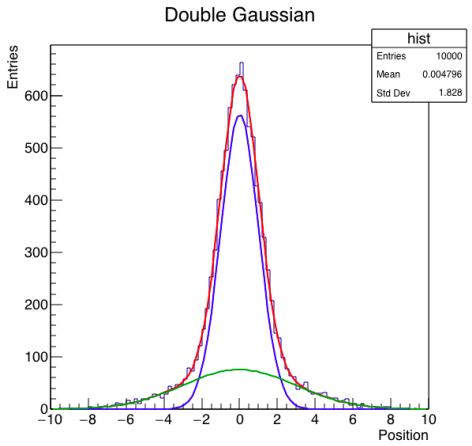


図 6.4　二重混合ガウス分布の例。横軸は x の値を示し、縦軸は各ビンに入る乱数の数を示す。またビン幅は 0.1 としてある。青色及び緑色の線が単一のガウス関数を表し、赤色は式 6.2 を元に α を調整した結果を示す。2 つのガウス関数の混合比は 7:3 としている。

6.3　フィッティング

式 6.1 で定義した新たな点広がり関数を元に分割鏡の結像性能を評価するため、これまでの性能評価試験で得られた像に対しフィッティングを行った。具体的な手順は以下に示す。

1. 得られた像を x 軸方向及び y 軸方向に射影し、2 つの 1 次元ヒストグラムを得る。
2. 各ヒストグラムに対し以下の関数を用いて最小二乗法フィッティングを行う。

$$f(x;\alpha,\mu_1,\sigma_1,\mu_2,\sigma_2) = \alpha \times \exp\left[-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] + (1-\alpha) \times \exp\left[-\frac{(x-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right]. \tag{6.3}$$

   ここで $\alpha,\mu_1,\sigma_1,\mu_2,\sigma_2$ がフィッティングパラメータに相当する。
3. 得られたフィッティング結果を元に以下の 2 つのガウス関数を定義し、積分値を比較する。

$$g_1(x;\alpha,\mu_1,\sigma_1) = \alpha \times \exp\left[-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right],$$
$$g_2(x;\alpha,\mu_2,\sigma_2) = (1-\alpha) \times \exp\left[-\frac{(x-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right].$$

   得られた積分値の比が式 6.1 の混合比の比率 $p : 1-p$ に対応するため以下の等式が成立する。

$$(1-p) \times \int_0^\infty g_1(x;\alpha,\mu_1,\sigma_1)dx = p \times \int_0^\infty g_2(x;\alpha,\mu_2,\sigma_2)dx$$

4. 得られた p,σ_1,σ_2 を 2 つのヒストグラムの結果で二乗平均し、得られた値を $p,\sigma_{\mathrm{main}},\sigma_{\mathrm{halo}}$ とする。

ここで図 6.1 との比較として、同様のヒストグラムに対し二重混合ガウス分布を用いたフィッティングを行った結果を図 6.5 に示す。このフィッティング結果より得られた各種パラメータは

$$p = 89.28 \pm 0.08\%,$$
$$\sigma_{\mathrm{main}} = 3.22 \pm 0.11\ \mathrm{mm},$$
$$\sigma_{\mathrm{halo}} = 13.15 \pm 0.95\ \mathrm{mm}.$$

である。図 6.5-(b) より残差が明らかに減少していることが分かるため、このフィッティングは分割鏡の点広がり関数をより正しく記述できていることが分かる。

(a) フィッティング結果　　(b) 残差プロット

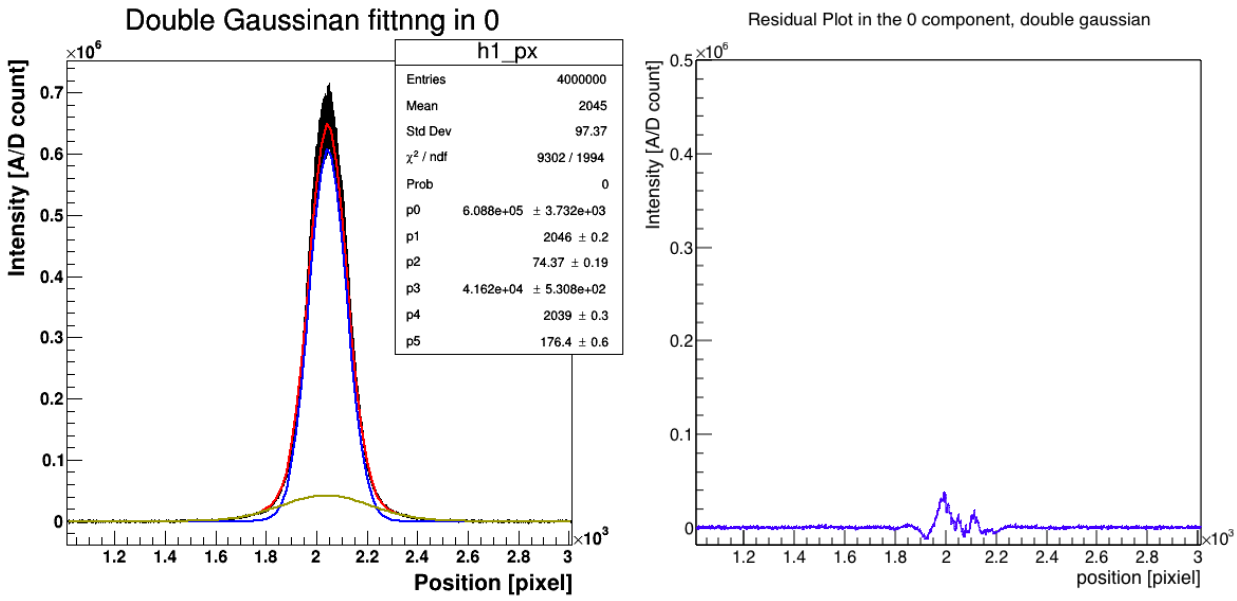


図 6.5　図 6.1 と同様の計算を二重混合ガウス分布を用いて行った結果。

6.4　フィッティングを用いた 2f 測定の議論

以上の結果を元に本研究での測定対象である 52 枚の分割鏡の 2f 測定に対し、最小の D80 となった像に対してフィッティングを行った。以下ではその結果を記す。$p, \sigma_{\mathrm{main}}, \sigma_{\mathrm{halo}}$ の分布を示すヒストグラムを図 6.6 から 6.7 にかけて示す。また図 6.8 には混合比と σ_{halo} との間の関係を示す散布図を記載した。図 6.8 にはカメラピクセルサイズに対応する光電子増倍管の直径 50 mm より何 % の光量が流出するかも同時に示した。混合比 p の値が大きくなると光量の流出は急激に減少するが、これはそもそものハロー成分の存在量が減少することに起因する。この図より多くの分割鏡が 1% 程度の光量のロスを生むことが分かる。

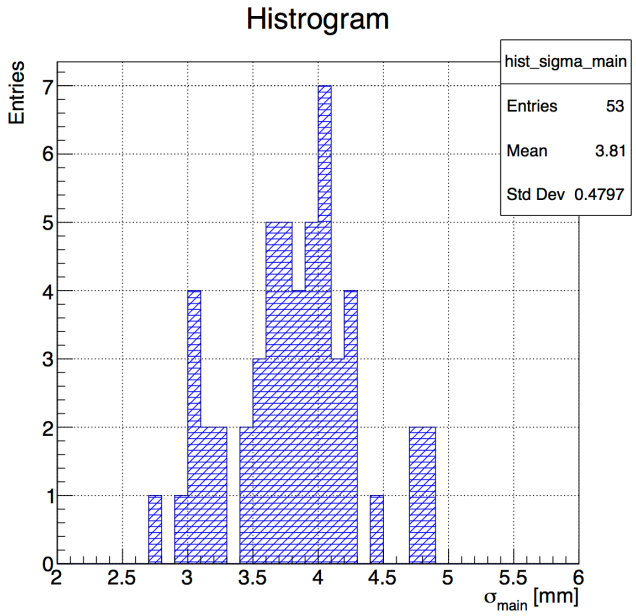
6.5　実際に LST に搭載する際の影響

本節では分割鏡の持つハロー成分が実際に LST へと搭載される場合にどのような影響を与えるかを議論する。図 3.13 では LST の光軸からの距離により理想配置された分割鏡の持つ焦点距離が変化することを述べたが、実際に光線が入射した場合の光線と分割鏡の持つ光軸との間の角度も変化する。以下ではこの光線と光軸との間の角度を off-axis 角と呼ぶ。図 6.9 は LST に対し平行光が入射した場合の概念図であるが、反射光が焦点面カメラへと入るように分割鏡の向きを調整するため外側に配置された分割鏡ほど off-axis 角は大きくなる。そこで本研究ではこの off-axis が変化した際にカメラへと入射する光量がどのように変化するかを調べた。

6.5.1　新たな指標である Cd50% の導入

[22] にて既に述べられているように、分割鏡の結像性能を評価するもう一つの指標として像の全光量のうち一定の直径内部に入る光量の割合で定義された Constant Diameter(Cd) というものが存在する。簡単な例としては、D80 が 33 mm の分割鏡が持つ Cd33 は 80% である。LST に搭載されるカメラの PMT の大きさは直径 50 mm であるから、以

(a) σ_{main} の分布



(b) σ_{halo} の分布

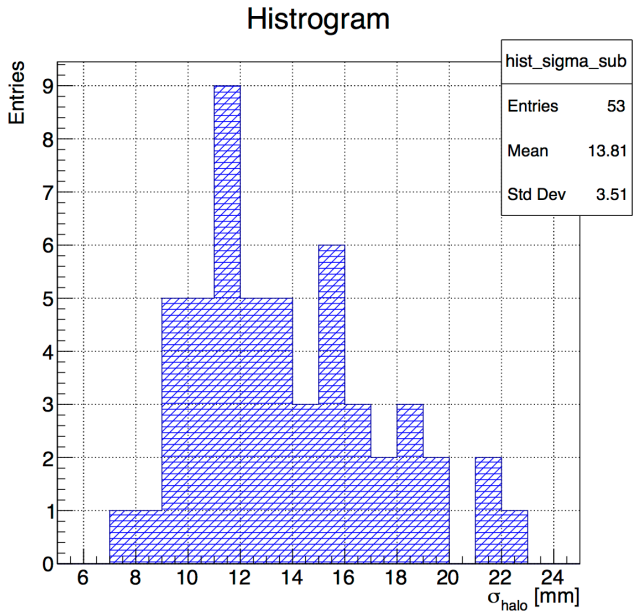


図 6.6　(a)2f 測定で得られた像に対し 2 重混合ガウス分布によるフィッティングを行い、得られた結果をまとめたヒストグラム。ビン幅は 0.1 mm としてある。 (b)σ_{halo} の分布を示すヒストグラム。ビン幅は 1 mm である。

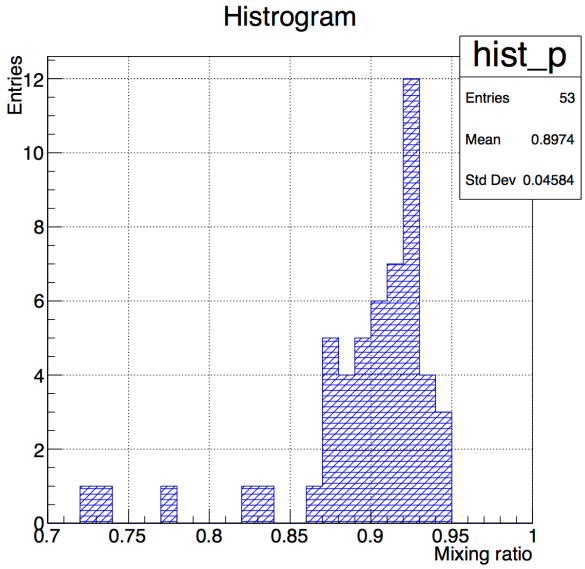


図 6.7　2 つのガウス分布の混合比の分布を示すヒストグラム。ビン幅は 0.01 としている。

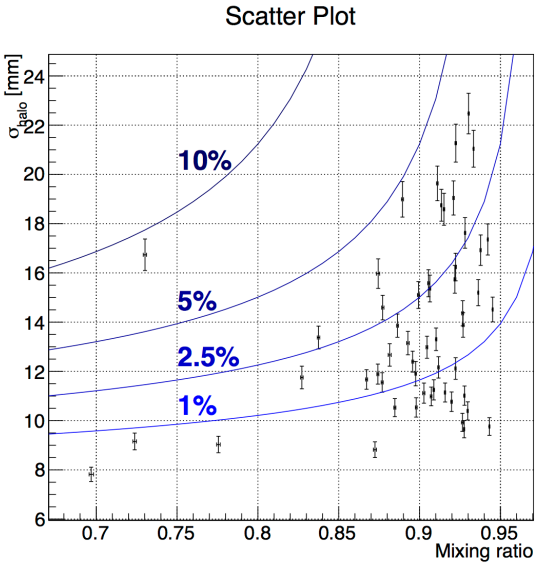


図 6.8　混合比と σ_{halo} の関係を示した散布図。横軸が混合比、縦軸が σ_{halo} を示す。４本の曲線は光電子増倍管直径よりも外に分布する光量の割合を示しており、各線よりも上部にある点は光の流出量が曲線の示す量よりも多いことを意味する。

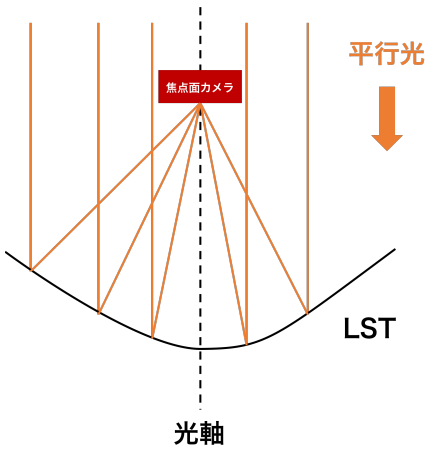


図 6.9　LST 光軸に沿って平行光が入射した際の概念図。外側にある分割鏡ほど off-axis 角は大きくなる。

下では LST に実際に搭載する際のハローの影響を見積もる指標として、カメラの 1 ピクセルに入射する光量の割合である Cd50 を用いて議論を行う。

1 ピクセルに入る光量を調べる理由としては以下のものが挙げられる。図 6.10 はモンテカルロシミュレーションにより得られた入射ガンマ線のエネルギーとイメージングパラメータの 1 つである Width との間の対応関係を示した二次元ヒストグラムである。LST の観測領域である数十 GeV 程度の低エネルギーでは Width は 20 mm 程度となるため、1 つのイベントは 2、3 個程度のピクセルにのみ光子が到達することになる。したがってハロー成分により周囲 1 ピクセルの光電子増倍管にも光子が入射した場合には Width が倍のオーダーで変化してしまうため、ガンマ線イベントをハドロンイベントであると謝って判断してしまう可能性が示唆される。よって本研究で分割鏡のハローの影響を調べることで、LST を稼働させた際の各イベントに対するガンマ線–ハドロン分類の精度を向上させることが可能である。

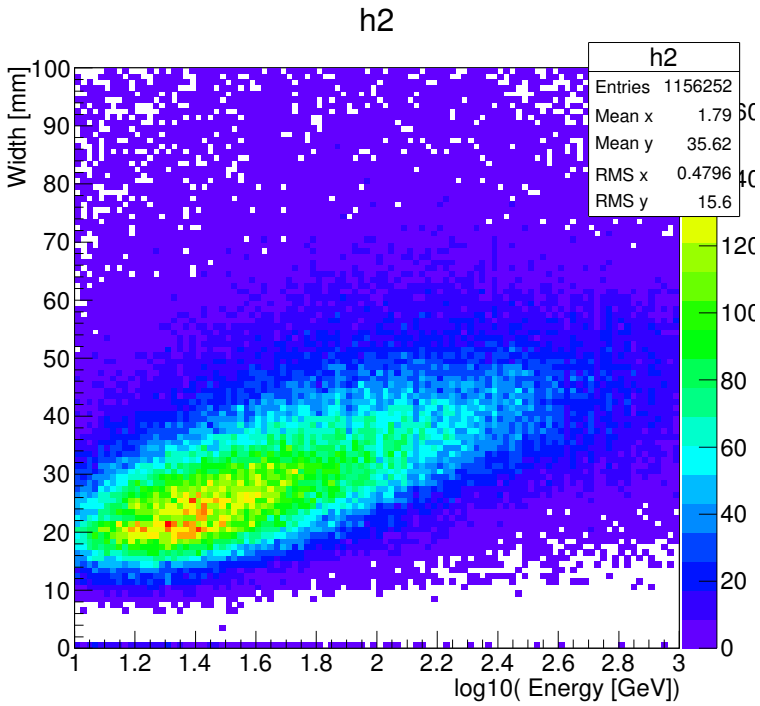


図 6.10　モンテカルロシミュレーションにより求められたガンマ線のエネルギーとシャワーイメージの Width の関係。横軸は入射するガンマ線の真のエネルギーを、縦軸は入射したガンマ線によるイベントで得られたシャワーイメージの Width を意味する。

6.5.2　光線追尾シミュレーション

以下では光線追尾シミュレーションを用いて分割鏡及びカメラを再現し、off-axis の変化による Cd50 がどのように変動を調べた。

光線追尾シミュレータ ROBAST

本研究では光線追尾シミュレータとして ROOT-BAsed Simulator for ray Tracing(ROBAST, [32] 参照) と呼ばれるソフトウェアを用いた。ROBAST とは名古屋大学の奥村氏により開発された光線追尾計算ソフトウェアであり、ROOT のジオメトリーライブラリを用いることで自由度の高い光学系を計算機上で再現することが可能である。

以下ではシミュレーションで再現した状況に関して述べる。異なる 2 種の点広がり関数を持つ 2 枚の分割鏡に対して平行光を入射し、その後焦点距離の位置に設置したカメラを用いて分割鏡の作る像を記録、Cd50 の値を求めた。この動作を off-axis 角を変化させながら複数回行い、Cd50 がどのように変動するのかを調べた。

分割鏡

形状は球面と正六角形の論理積を用いることで曲率を持つ分割鏡を再現した。結像性能に関しては、単一のガウス分布を点広がり関数に持つ分割鏡 1 と二重混合ガウス分布を点広がり関数に持つ分割鏡 2 の 2 つを用意した。ここで分割鏡 2 が持つ結像性能は典型的な値として表 6.2 に示した値を入力し、分割鏡 1 に関しては式**??**の式で示した D80′ と同様の D80 を持つように調整した。

分割鏡の焦点距離に関しては off-axis 角の変化に伴い変化させた。図 6.11 は LST の光軸からの距離と off-axis 角との関係を示している。図 3.13 でも述べた通り光軸からの距離と理想配置された分割鏡の持つ焦点距離には一対一の関

表 6.2 シミュレーション上で定義した分割鏡の結像性能。

	σ_{main} [mm]	σ_{halo} [mm]	Mixing ratio	D80@f [mm]
分割鏡 1	-	-	-	15.34
分割鏡 2	3.815	13.57	0.9062	15.34

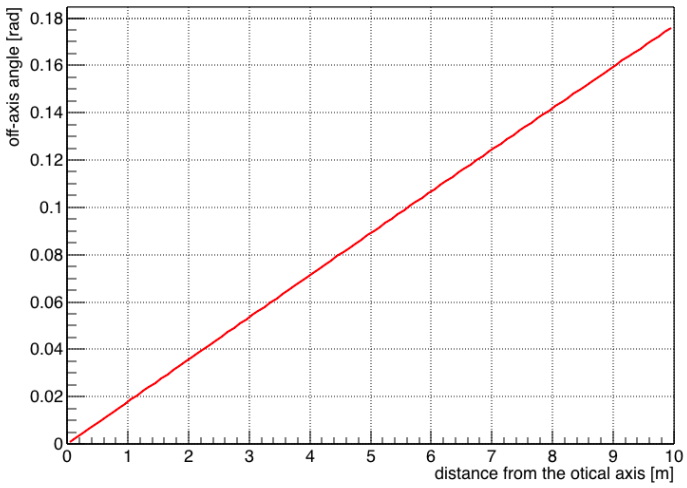


図 6.11 LST の光軸からの距離と光線と分割鏡の光軸間の角度の関係。LST の外側にいくほど off-axis 角は大きくなることが分かる。

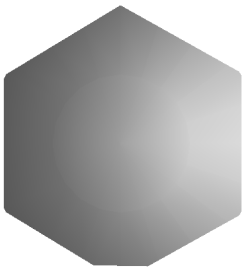


図 6.12 ROOT のジオメトリーライブラリを用いて再現された分割鏡。

係があるため、これらの関係に従って焦点距離を変化させながら計算を行った。

6.5.3 結果

シミュレーションにより再現された分割鏡を図 6.12 に示し、光線追尾シミュレーションの様子を図 6.13 及び図 6.14 に示す。また off-axis 角に対する Cd50 の変化をまとめたグラフを図 6.15 に示した。

off-axis 角が大きくなるに従ってどちらの分割鏡の Cd50 も低下しているが、これはコマ収差により光線の集光率が低下したことに起因する。二重混合ガウス分布を点広がり関数として持つ分割鏡 2 は off-axis 角が小さい状態でも分割

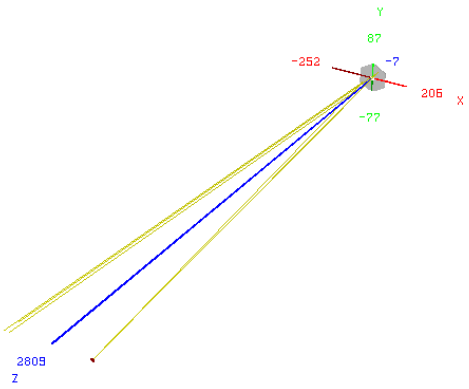


図 6.13　ROBAST を用いて実際に光線追尾シミュレーションを行っている様子。$\theta = 5°$ の角度より平行光を入射し、集光した光を画面手前のカメラで記録している。

(a) 分割鏡 1　　(b) 分割鏡 2

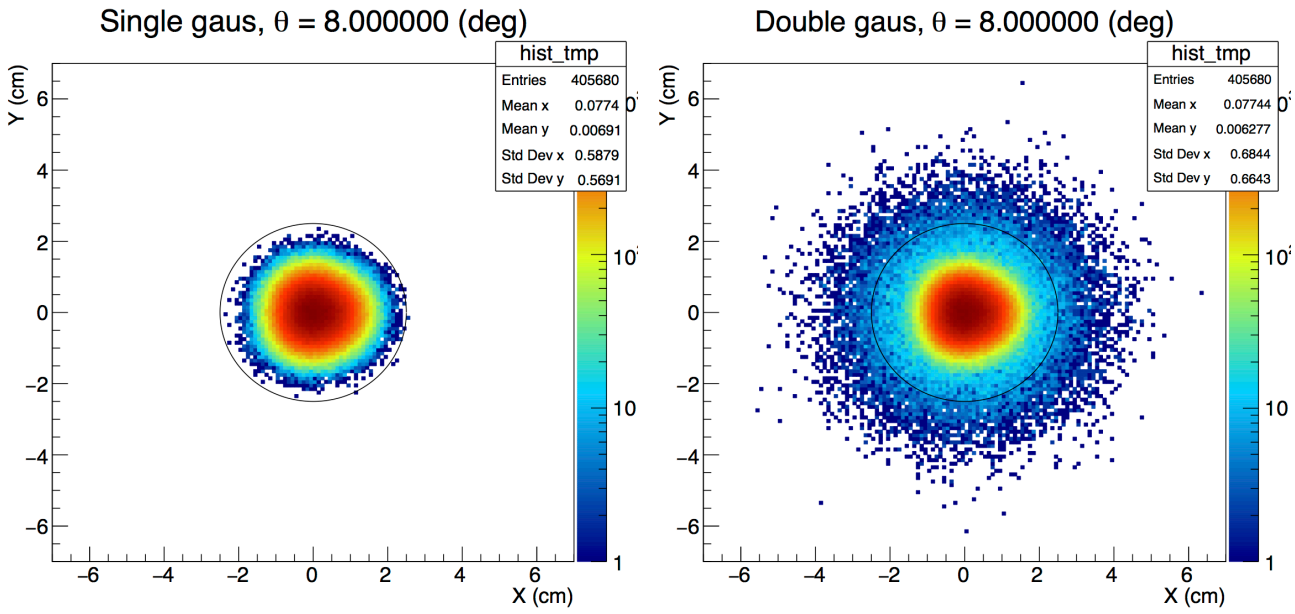


図 6.14　off-axis 角が 8 度となる位置より平行光を入射した際のシミュレーション結果。(a) は分割鏡 1 の結果を表し、(b) は分割鏡 1 の結果ををを表す。また黒円はカメラピクセルサイズを表している。

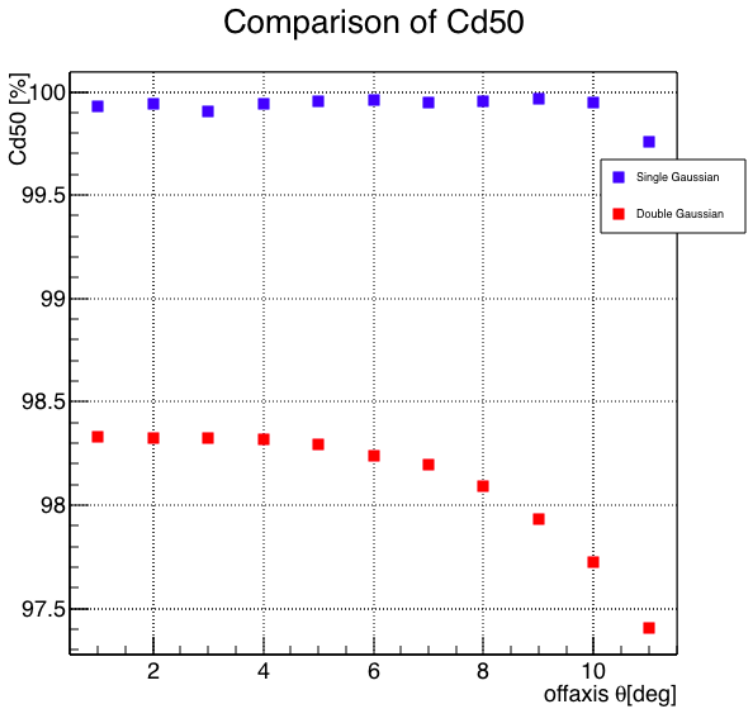


図 6.15　off-axis 角を変化させた場合の Cd50 の変化。青点が分割鏡 1 に、赤点が分割鏡 2 に対応する。横軸は off-axis を、縦軸は Cd50 を表している。

鏡 1 に比べ Cd50 が劣っているが、これこそがハロー成分を持つ分割鏡の特徴であり、光量分布が広がっているため 1 ピクセル内に入射する光量は若干低下することが分かる。また off-axis 角を大きくしていくと分割鏡 2 の方が Cd50 の減少量が多いが、これは像の拡大に伴いハロー成分がメイン成分よりも早く 1 ピクセルの幅よりも遠くへと離れていくためである。分割鏡 1 の作る像はこのような裾の広い分布を持たないために光の流出量が少ない。よって **10% 程度のハロー成分を持つ典型的な LST 用分割鏡は、分割鏡の設置位置に依存するが、焦点面カメラの 1 ピクセルに入る光量が 2% 低下することが分かった。特に off-axis 角の大きくなる外周部の分割鏡ではこの影響が大きくなることがわかった。**

6.6　まとめ

分割鏡が作る像がガウス分布よりも裾の広い分布出会ったため、点広がり関数としてメイン成分とハロー成分の 2 つの分布の重ね合わせである二重混合ガウス分布を新たに考案した。この分布を用いたフィッティングでは単一ガウス分布を仮定しフィッティングを行った場合よりも残差が少なくなる。このフィッティングより分割鏡を LST へと搭載した場合には 1-2% 程度の光量のロスがあることが分かった。またハロー成分を持つ分割鏡の LST に与える影響を光線追尾シミュレーションを用いて計算し、外側に配置される分割鏡ほどハロー成分による光量の流出が大きくなることがわかった。

第 7 章

まとめと今後の展望

La Palma 島でも行うことのできる新たな光学性能評価法である 1f 法を考案した。この 1f 法を La Palma 島へと輸送された分割鏡のうち 52 枚に対し行い、輸送の前後で焦点距離の変化はないこと、また結像性能に関しては上限値が 10% 程度であることを示した。また像の光量分布を見て裾の成分が単一のガウス関数よりも広がっていることに着目し、メイン成分のガウス分布とハロー成分のガウス分布が一定の混合比で混合されている新たな点広がり関数を定義した。さらにこれらの成分の典型的な値を利用して光線追尾シミュレーションを行い、ハロー成分を持つ分割鏡は単一のカメラピクセルに対して入射する光量が 1.5–2.6% 程度低下することを示した。

今後の展望としては大きく 3 つある。1 つ目は 1f 測定のより正確な誤差評価である。1f 測定は結像性能の評価に関してまだ多くの考慮しきれていない誤差が含まれており、特に問題視されているのはアラインメントの評価である。その他にも光源の大きさやスクリーンによる光の拡散などが誤差の要因として考えられるため、これらの寄与を見積もりより正確な誤差評価を行う必要がある。2 つ目に挙げられるのはより正確な点広がり関数の定義である。図**??**-(a) に見られるように測定データをそのまま用いて求められた D80 とフィッティング結果の関数を用いて算出された D80′ との間には 1 mm 程度の誤差がある。この値の差はフィッティングが像の光量分布を正しく表現できていないために生じたものであるから、差分を 0 へと近づけてゆく必要がある。手法として挙げられるのは混合されているガウス分布の数を増やすことや、Fermi 衛星に搭載されている大面積望遠鏡 (Large Area Telescope, LAT) で用いられている点広がり関数である King Function

$$K(x;\sigma,\gamma) = \frac{1}{2\pi\sigma^2}\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)\cdot\left[1+\frac{1}{2\gamma}\cdot\frac{x^2}{\sigma^2}\right]^{-\gamma}$$

の導入することが挙げられる ([33] を参照)。Fermi–LAT では多重クーロン散乱による入射粒子のふらつきを King Function を用いており、関数系としてはガウス分布より広い裾を持ち大量のガウス分布の重ね合わせとして理解することができる。この King Function をさらにメイン成分・ハロー成分へと分割し、新たな点広がり関数を

$$f = p\times K(x;\sigma_{\mathrm{main}},\gamma_{\mathrm{main}}) + (1-p)\times K(x;\sigma_{\mathrm{halo}},\gamma_{\mathrm{halo}})$$

とすることでフィッティングの残差をより減らすことが可能である。また現在は x, y 軸方向の射影をしてフィッティングを行ったが、像の短軸、長軸方向へと射影してフィッティングすることができればより正確な評価を行うことができる。最後にあげられるのは LST の光学系シミュレーションへの二重混合ガウス分布の導入である。現在行われている LST に関するシミュレーションでは分割鏡の点広がり関数は単一のガウス分布となっている。本研究で得られた二重混合ガウス分布を用いた分割鏡のパラメタライズをこれらのシミュレーションへと導入することにより、より現実的な条件でのモンテカルロシミュレーションが可能となるだろう。

付録

A　幾何光学の基礎

以下では幾何光学で用いられる法則を導出する。

A.1　アイコナール方程式

媒質中での Maxwell 方程式は以下のように表される。

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \boldsymbol{D}(\boldsymbol{r},t) &= \rho(\boldsymbol{r},t), \\
\nabla \cdot \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t) &= 0, \\
\nabla \times \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) + \frac{\partial \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} &= 0, \\
\nabla \times \boldsymbol{H}(\boldsymbol{r},t) - \frac{\partial \boldsymbol{D}(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} &= \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t).
\end{aligned} \tag{A.1}$$

ここで $\boldsymbol{E}$ は電場、$\boldsymbol{B}$ は磁束密度、$\boldsymbol{D}$ は電束密度、$\boldsymbol{H}$ は磁場を表し、ρ は電荷密度を、$\boldsymbol{j}$ は電流密度を表す。

[34] によると、光源から波長に比べ十分遠い位置にある領域では、電場及び磁場は以下のように表すことが可能である。

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) &= \boldsymbol{e}(\boldsymbol{r})\, e^{ik_0 \mathcal{S}(\boldsymbol{r}) - i\omega t}, \\
\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r},t) &= \boldsymbol{h}(\boldsymbol{r})\, e^{ik_0 \mathcal{S}(\boldsymbol{r}) - i\omega t}.
\end{aligned} \tag{A.2}$$

ここで $\mathcal{S}(\boldsymbol{r})$ は光源からの光路長であり、k_0 は光の波数を表す。また $e(\boldsymbol{r})$ 及び $h(\boldsymbol{r})$ は複素ベクトルである。この式を Maxwell 方程式の電荷及び電流の存在しない領域に対して代入すると以下の式が得られる。

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{e} \cdot \nabla \mathcal{S} &= -\frac{1}{ik_0}\left(\boldsymbol{e} \cdot \nabla \ln \varepsilon + \nabla \cdot \boldsymbol{e}\right), \\
\boldsymbol{h} \cdot \nabla \mathcal{S} &= -\frac{1}{ik_0}\left(\boldsymbol{h} \cdot \nabla \ln \mu + \nabla \cdot \boldsymbol{h}\right), \\
\nabla S \times \boldsymbol{e} - \frac{\omega}{k_0}\mu \boldsymbol{h} &= -\frac{1}{ik_0}\nabla \times \boldsymbol{e}, \\
\nabla S \times \boldsymbol{h} + \frac{\omega}{k_0}\varepsilon \boldsymbol{e} &= -\frac{1}{ik_0}\nabla \times \boldsymbol{h}.
\end{aligned} \tag{A.3}$$

これらの式に対し波数 k_0 が十分大きいとして $\frac{1}{k_0} \to 0$ とすると右辺が 0 となり、計算を進めることで以下の **eikonal 方程式**が得られる。

$$\left(\nabla \cdot \mathcal{S}\right)^2 = n^2(\boldsymbol{r}) \tag{A.4}$$

ここで $n(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\varepsilon\mu}$ は屈折率を表し、$\mathcal{S}$ を **eikonal** と呼ぶ。また

$$\mathcal{S} = \mathrm{Const.}$$

となる曲面を**幾何光学における波面**と定義する。

A.2 幾何光学における光線

A.1 節と同様の同様の状況を考えた場合の電場及び磁場のエネルギー密度、及びポインティングベクトルの時間平均 $\langle \boldsymbol{S} \rangle$ は以下のようになる。

$$\begin{aligned}
\langle u_e \rangle &= \frac{\varepsilon}{4} \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{e}^* = \frac{1}{4c_0} \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{h}^* \times \nabla \mathcal{S}, \\
\langle u_m \rangle &= \frac{\mu}{4} \boldsymbol{h} \cdot \boldsymbol{h}^* = \frac{1}{4c_0} \boldsymbol{e} \cdot \boldsymbol{h}^* \times \nabla \mathcal{S} = \langle u_e \rangle , \\
\langle \boldsymbol{S} \rangle &= \frac{1}{4} \left(\boldsymbol{e} \times \boldsymbol{h}^* + \boldsymbol{e}^* \times \boldsymbol{h} \right) .
\end{aligned} \tag{A.5}$$

式 A.5 に対し式 A.4 で得られた関係式を用いて波面の法線方向の単位ベクトル $\boldsymbol{s} = \nabla \mathcal{S}/n$ を定義し、これらの式に対して計算を行うとポインティングベクトルは以下のように表すことができる。

$$\langle \boldsymbol{S} \rangle = c \langle u \rangle \boldsymbol{s}. \tag{A.6}$$

ここで $\langle u \rangle = \langle u_e \rangle + \langle u_m \rangle$ は電磁場のエネルギー密度を表しており、$c = c_0/n$ は媒質中での光速度を表す。この式より**ポインティングベクトルの方向は波面の法線方向と一致する**ことが分かるが、ポインティングベクトルは電磁波によるエネルギー密度の流れを記述するため、幾何光学では**エネルギー密度は速度 c で波面に垂直な方向へと伝搬していくことが分かる**。よって幾何光学における光線とは $\mathcal{S} = \text{Const.}$ である波面の法線の軌跡を表している。また光線上のある点の座標を $\boldsymbol{r}$ とし、これが光線に沿って測った距離 s の関数であると考えると光線の方程式は以下のように書くことができる。

$$n(\boldsymbol{r}) \frac{d\boldsymbol{r}}{ds} = \nabla \mathcal{S}. \tag{A.7}$$

A.3 光線の伝搬則

式 A.7 を s で微分すると

$$\begin{aligned}
\frac{d}{ds} \left(n(\boldsymbol{r}) \frac{d\boldsymbol{r}}{ds} \right) &= \frac{d}{ds} \nabla \mathcal{S} \\
&\vdots \\
&= \nabla n
\end{aligned} \tag{A.8}$$

を得る。この式は光線の伝搬則を記述する式であるが、特に $n = \text{Const.}$ となるような均一媒質中では

$$\frac{d^2 \boldsymbol{r}}{ds^2} = 0 \tag{A.9}$$

となる。よって**均一媒質中では光線は直線となる**。

A.4 屈折・反射の法則

式 A.7 の回転を計算すると以下のようになる。

図 A.1 のように屈折率の境界に入射する光線を考える。この時光線の進む向きを表すベクトルを $\boldsymbol{s}_1$, $\boldsymbol{s}_2$ とし、

$$\nabla \times (n\boldsymbol{s}) = \boldsymbol{0}.$$

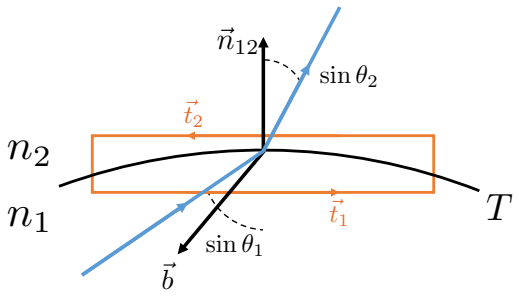


図 A.1　屈折及び反射の法則を導くための概念図。青色の線は光線の動きを表し、オレンジ色の線で囲まれた領域は面積分を行う領域を示す。また $\boldsymbol{b}$ はオレンジ領域の単位法線ベクトルである。

に対しオレンジ色の領域で面積分を行うと、Stokes の定理より以下のようになる。

$$\int_D \nabla \times (n\boldsymbol{s}) \cdot \boldsymbol{b} dS = \oint_C n\boldsymbol{s} \cdot d\boldsymbol{l} = \boldsymbol{0}. \tag{A.10}$$

ここで線積分で表される式は **Lagrange の積分不変量**と定義され、空間内の任意の 2 点間の線積分は経路によらず一定であることが分かる。

境界面 T を横切る線分の長さが十分短いとすると、式 A.10 は以下のように近似することができる。

$$\oint n\boldsymbol{s} \cdot d\boldsymbol{l} \simeq n_1 \boldsymbol{s}_1 \cdot \boldsymbol{t}_1 + n_2 \boldsymbol{s}_2 \cdot \boldsymbol{t}_2 = 0.$$

さらに境界の法線ベクトル $\boldsymbol{n}_{12}$ を用いると

$$\begin{aligned} \boldsymbol{t}_1 &= -\boldsymbol{n}_{12} \times \boldsymbol{b}, \\ \boldsymbol{t}_2 &= \boldsymbol{n}_{12} \times \boldsymbol{b} \end{aligned}$$

であるから、式 A.10 に代入すると以下の関係式を得る。

$$n_1 \left(\boldsymbol{n}_{12} \times \boldsymbol{s}_1\right) = n_2 \left(\boldsymbol{n}_{12} \times \boldsymbol{s}_1\right).$$

図 A.1 のように法線ベトルと光線との間の角度をそれぞれ θ_1, θ_2 とし、法線ベトル及び $\boldsymbol{s}$ が単位ベクトルであることを用いると上記の式は以下のように変形できる。

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2. \tag{A.11}$$

この式は**屈折の法則 (Snell の法則)** と呼ばれる。また $n_1 = n_2$ の状況を考えると

$$\theta_2 = \theta_1 - \pi \tag{A.12}$$

となり**反射の法則**が得られる。

A.5　Fermat の原理

図 A.2 のように光線が空間中を伝搬していく状況を考える。この時 Q_1, Q_2, Q_2' の 3 点に対し Lagrange の不変積分量を計算すると以下のようになる。

$$\oint n\boldsymbol{s} \cdot d\boldsymbol{l} = (n\boldsymbol{s} \cdot d\boldsymbol{l})_{Q_1Q_2} + (n\boldsymbol{s} \cdot d\boldsymbol{l})_{Q_2Q_2'} + (nds)_{Q_2'Q_1} = 0 \tag{A.13}$$

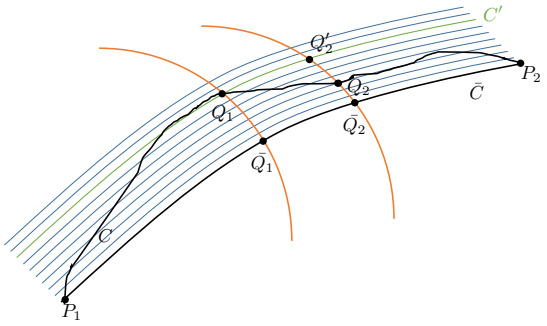


図 A.2　Fermat の原理の導出のための概念図。青色の線は光線を表し、点 P_1, P_2 を通る光線を $\bar{C}$ と定義し、C は任意の曲線である。また点 Q_1, Q_2' を通る光線を C' とする。またオレンジ色の曲線は光源と直行する波面を表す。

ここで $Q_2' \to Q_1$ に関しては光線と経路が平行であるため $n\boldsymbol{s}\cdot d\boldsymbol{l} = nds$ とした。またベクトル間の角度及び波面と光線の向きとの関係より

$$\begin{aligned}(n\boldsymbol{s}\cdot d\boldsymbol{l})_{Q_1Q_2} &\leq (nds)_{Q_1Q_2},\\ (n\boldsymbol{s}\cdot d\boldsymbol{l})_{Q_2Q_2'} &= 0\end{aligned} \tag{A.14}$$

となる。また式 A.7 より eikonal と光線の伝搬には

$$d\mathcal{S} = nds$$

の関係があるため以下の等式が成り立つ。

$$(nds)_{Q_1Q_2'} = (nds)_{\bar{Q}_1\bar{Q}_2}. \tag{A.15}$$

よって式 A.14 及び式 A.15 を A.13 に代入し積分すると以下の不等式を得る。

$$\begin{gathered}(nds)_{\bar{Q}_1\bar{Q}_2} \leq (nds)_{Q_1Q_2}\\ \Downarrow\\ \int_{\bar{C}} nds \leq \int_C nds\end{gathered} \tag{A.16}$$

式 A.16 は任意の曲線に沿った光路長よりも光線に沿った光路長の方が短くなることを示しており、このように光線は光路長が最短となるように伝搬していくことを **Fermat の原理**と呼ぶ。

B　分割鏡 52 枚に対する 2f 法の結果

1f 法の測定対象となった分割鏡の 2f 測定結果を表 B.1 と表 B.2 に、光学性能分布を図 4.8 及びに示す。

(a) 焦点距離　(b) D80

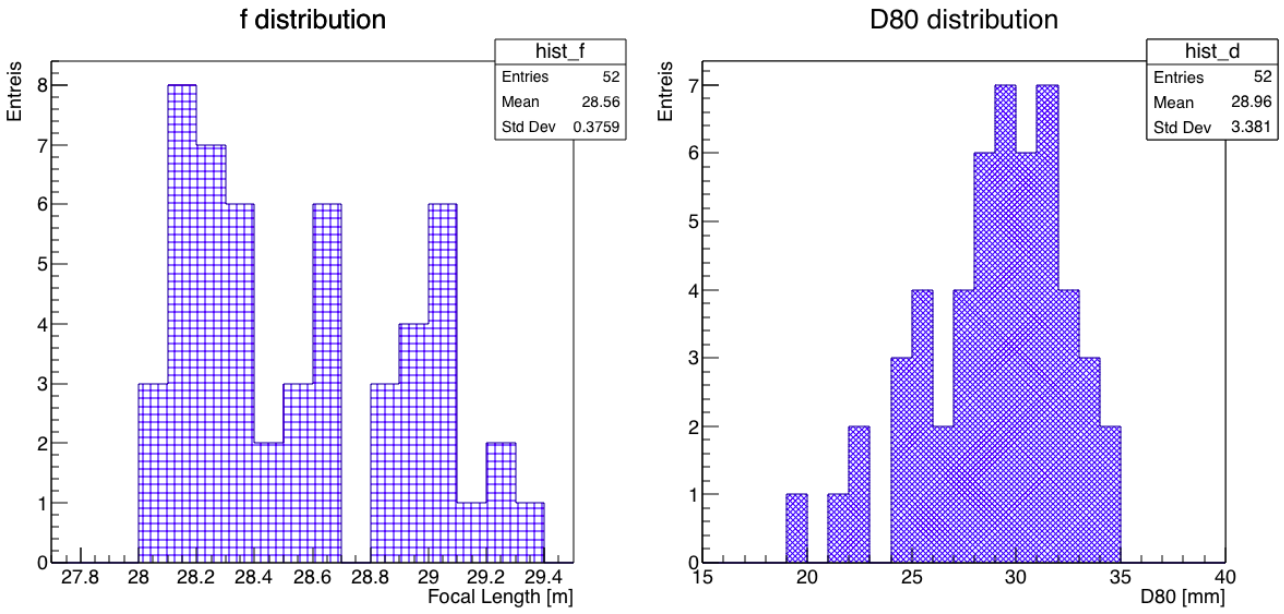


図 B.3　(a)52 枚の分割鏡の持つ焦点距離の分布。横軸が焦点距離を、縦軸が各ビンに入る分割鏡の枚数を意味する。またビン幅は 0.1 m に対応している。 (b)D80 の分布。横軸が D80 を、縦軸が各ビンに入る分割鏡の枚数を意味する。またビン幅は 1 mm に対応している。

表 B.1　分割鏡 52 枚の結像性能をまとめた表の前半部。

シリアルナンバー	焦点距離 [m]	D80@2f [mm]
117	28.56	32.80
119	28.19	29.36
120	28.69	31.52
121	28.29	29.80
129	28.29	31.02
136	28.00	31.44
143	28.29	30.72
146	28.10	30.02
154	28.00	33.89
174	28.34	27.54
175	28.31	32.16
193	28.17	29.90
231	29.01	32.85
229	28.11	32.82
246	28.66	31.85
164	28.36	33.42
390	28.12	31.62
394	28.22	27.60
403	28.37	28.38
420	28.06	28.21
431	28.67	30.93
433	28.15	24.44
445	28.51	25.92
456	29.16	31.86
458	28.15	19.29
471	29.24	29.62

表 B.2　分割鏡 52 枚の結像性能をまとめた表の後半部。

シリアルナンバー	焦点距離 [m]	D80@2f [mm]
484	28.66	31.29
485	28.48	21.43
510	28.63	29.56
512	29.27	30.43
516	28.51	25.80
522	28.29	25.19
532	28.40	22.81
535	28.83	34.25
542	28.14	22.59
544	29.30	29.27
564	28.43	28.82
566	28.25	30.18
567	28.34	24.59
571	29.03	27.06
577	28.96	28.73
580	28.22	34.07
606	28.91	26.52
625	29.03	25.65
643	28.64	29.04
648	29.02	33.69
655	28.86	27.01
658	28.98	28.68
668	28.84	26.97
676	28.99	30.49
679	29.02	28.49
680	29.07	24.41

謝辞

まず始めに本研究テーマを与えてくださった手嶋 政廣教授に感謝いたします。大学院に入学し何も知らない私に対し光学系というテーマを与えていただきありがとうございました。修士 1 年の時には München へ、２年の時には La Palma 島への出張を快諾していただき、現地で学習、研究を行う機会を与えていただきました。年の半分ほどは海外出張という非常に忙しい日程の最中、日本にいる際には毎週の進捗報告では非常に鋭い指摘をいただきました。重ねてお礼を申し上げます。林田 将明元特任助教には光学に関する基礎知識や、研究に対する心得、さらには企業とのやりとりする際のマナーなど様々事を指導していただきました。これらの教えていただいたことは私の人生の財産であると感じています。吉越 貴紀准教授には毎週の進捗報告で私の至らない点を毎週のように指摘していただきました。大石 理子助教には光学に携わる際の基礎的なものの見方を教わりました。Daniel Mazin 助教は私の拙い英語を毎週のように我慢強く聞いていいただき、次に進むべき道を示していただきました。齋藤 隆之特任助教には非常に忙しい最中私の研究が遅れている事を気にかけていただき、優しくコメントをいただきました。提出２週間前という直前期にも修論のトピックを増やすことができたのも齋藤さんのおかげです。中嶋 大輔元特任助教からはより広い視点からの助言をいただき、様々な知識を得ることができました。Daniela Hadash 特任研究員には研究のみならず英語や海外滞在に関してなど幅広い助言をいただきました。また秘書の菅原 みどりさんには出張の際に非常にお世話になりました。元来抜けの多い私ですが、無事修士論文執筆へと至ることができたのは菅原さんの優しいフォローがあってこそだと思っています。技術職員の大岡 秀行さんには実験、測定ののいろはから教えていただきました。同じく技術職員の岡崎 奈緒さんには研究室生活のフォローをしていただきました。

また手嶋研究室の学生の皆様にも非常にお世話になりました。D3 の高橋光成さんにはその深い知識に裏打ちされたためになる指摘を沢山いただきました。博士論文で忙しい最中、私の修士論文を見ていただきました。D2 の深見さんには基礎レベルからサイエンスに関する物事まで様々なことを教えていただきました。何事にも興味を持ち取り組むその姿勢は見習いたいと考えています。D1 の稲田さんは私の直属の先輩にあたり、研究に必要な基礎知識、考え方を授けていただきました。また非常に過酷な環境での 2f 測定や共に La Palma 島にて一ヶ月半ほど滞在したことなど、多方面でお世話になりました。同じく D1 の岩村さんには私の基礎的な質問に多く答えていただきました。また研究室の雰囲気作りに尽力していただきました。同期の櫻井くんには研究に対する姿勢を教わりました。難題に対しても粘り強く取り組み続けるその熱意に動かされたことは一度や二度ではありません。後輩の久門くんには大きく異なる分野で研究を行っているにもかかわらず興味を持って話を聞いていただき、様々な質問をいただきました。その質問の多くは私も気づいていない問題であることが多く、考えさせられることが非常に多かったです。

宇宙線研究所の皆様にも非常にお世話になりました。TA 実験グループの佐川 宏行准教授には学部生の頃に参加したスプリングスクールで面倒を見ていただきました。佐川先生のおかげで研究というものの楽しさに気づき、今この場に立っています。特任研究員の衣川智弥には研究で視野が狭くなりがちな私達に息抜きを教えていただきました。D2 の石崎さんには忘れがちな物理の基礎を学ぶ姿勢を教えていただきました。他研究室の同期達とは時には雑談し時にはゼミを行い、メリハリのある生活を送らせていただきました。

また研究所外の方々にも非常にお世話になりました。三光精衡所の小川社長と安田さんには分割鏡の製造に際しお世話になりました。忙しい最中工場内で作業過程を見せていただきありがとうございました。

La Palma 島では IAC 所属の Eduardo Colombo と Javier Herrera Llorente に非常にお世話になりました。周りの状況が全く分からない中で案内やサポートを引き受けていただき、現地での生活に弾みがつきました。空港で Buongiorno!と声をかけていただいたことは忘れません。また日立物流バンテックフォワーディングの濱田 正範さんと福永 誠悟さんには海外滞在を楽しむという姿勢を教えていただきました。お二人と会ったことで La Palma 滞在がより有意義なものになったと感じております。

学部時代を過ごした北海道大学の友人達には常に楽しい話題を提供していただき、辛い時も前を向いて研究に励むことができました。1000 km 程度離れた土地に住んでいながらこまめに連絡を取ってくださったことは忘れません。特に広和・クラーク館の住民の方々には大変気にかけていただきました。ありがとうございました。

この紙面には書ききれないほどの多くの支え、助けがあってこの修士論文を執筆することができました。重ねてお礼申し上げます。最後にここまでの成長を見守り、支えてくださった両親と姉に感謝し、私の修士論文の謝辞といたします。

引用文献

[1] “Whipple 10m Telescope and Blazar Lightcurves,” URL: https://veritas.sao.arizona.edu/whipple-10m-topmenu-117.

[2] TeVCat Team“TeVCat,” URL: http://tevcat.uchicago.edu.

[3] Longair, M. 2011 *High Energy Astrophysics*: Cambridge University Press, URL: https://books.google.co.jp/books?id=KGe3FVbDNk4C.

[4] Cronin, J. W., Gaisser, T. K., and Swordy, S. P. 1997 “Cosmic rays at the energy frontier,” *Scientific American* **276**, No. 1, 44–49.

[5] HESS collaboration 2007 “Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type supernova remnant <ASTROBJ>RX J1713.7-3946</ASTROBJ> with deep HESS observations,” *A&A* **464**, 235-243, DOI: http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20066381.

[6] Acero, F., Aloisio, R., Amans, J., Amato, E., Antonelli, L. A., Aramo, C., Armstrong, T., Arqueros, F., Asano, K., Ashley, M., and et al. 2017 “Prospects for Cherenkov Telescope Array Observations of the Young Supernova Remnant RX J1713.7-3946,” *apj* **840**, 74, DOI: http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa6d67.

[7] Aliu, E. et al. 2008 “Observation of pulsed gamma-rays above 25 GeV from the Crab pulsar with MAGIC,” *Science* **322**, 1221-1224, DOI: http://dx.doi.org/10.1126/science.1164718.

[8] Mészáros, P. 2001 “Gamma-Ray Bursts: Accumulating Afterglow Implications, Progenitor Clues, and Prospects,” *Science* **291**, No. 5501, 79–84, URL: http://science.sciencemag.org/content/291/5501/79, DOI: http://dx.doi.org/10.1126/science.291.5501.79.

[9] “Gamma Ray Burst Observations,” URL: https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/observations/types/grbs/.

[10] Shahmoradi, A. and Nemiroff, R. J. 2015 “Short versus long gamma-ray bursts: a comprehensive study of energetics and prompt gamma-ray correlations,” *MNRAS* **451**, 126-143, DOI: http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stv714.

[11] Cucchiara, A., Levan, A., Fox, D. B., Tanvir, N. R., Ukwatta, T., Berger, E., Krühler, T., Yoldaş, A. K., Wu, X., Toma, K. et al. 2011 “A Photometric Redshift of z 9.4 for GRB 090429B,” *The Astrophysical Journal* **736**, No. 1, 7.

[12] Bernlöhr, K. 1998 *CORSIKA and SIM TELARRAY – A package for the simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique and an investigation of important environmental parameters for such simulations*.

[13] “CORSIKA – an Air Shower Simulation Program,” URL: https://www.ikp.kit.edu/corsika/.

[14] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. 2009 “Imaging very high energy gamma-ray telescopes,” *Experimental Astronomy* **25**, No. 1, 173–191, URL: https://doi.org/10.1007/s10686-009-9151-z, DOI: http://dx.doi.org/10.1007/s10686-009-9151-z.

[15] CTA Japan Consortium 2014 「Cherenkov Telescope Array 計画書」.

[16] Moya, M. L. 2006 “Observaciones de la Nebulosa y Pulsar del Cangrejo,” Ph.D. dissertation, Universidad Complutense de Madrid, https://magicold.mpp.mpg.de/publications/theses/MLopezMoya.pdf.

[17] Aharonian, F., Akhperjanian, A., AR, B., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., Bernlöhr, K., Boisson, C., Bolz, O., and Borrel, V. 2006 “Observations of the Crab nebula with HESS,” **457**, No. 3, 899-915, DOI: http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20065351.

[18] Cherenkov Telescope Array Consortium“Cherenkov Telescope Array Observatory Official HP,” URL: https://www.cta-observatory.org.

[19] CTA Consortium“Large Size Telescope Technical Design Report,”Technical report, CTA Consortium.

[20] 吉井柊 2017 「光電子増倍管における 1 光電子分布の解析」，修士論文，甲南大学.

[21] 稲田知大 2017「CTA 大口径望遠鏡初号機の光学性能最適化に向けた分割鏡測定とその配置の検討」，修士論文，東京大学.

[22] 長紀仁 2016 「次世代ガンマ線天文台 CTA の大口径望遠鏡用分割鏡の性能評価 -2f 法を用いた結像性能および反射率の評価-」，修士論文，茨城大学.

[23] 加賀谷美佳 2013 「次世代超高エネルギーガンマ線天文台 CTA の分割鏡の耐候性評価」，修士論文，茨城大学.

[24] 深見哲志 2016 「CTA 大口径望遠鏡分割鏡能動制御システムの開発」，修士論文，東京大学.

[25] “DCRaw,” URL: https://www.cybercom.net/%20dcoffin/dcraw/.

[26] ImageMagick community“Convert, Edit, Or Compose Bitmap Images @ ImageMagick,” URL: https://www.imagemagick.org/script/index.php.

[27] The High Energy Astrophysics Science Archive Research Center“FITS Documentation,” URL: https://fits.gsfc.nasa.gov/fits_documentation.html.

[28] 馬場浩則 2014 「次世代超高エネルギーガンマ線天文台 CTA 計画における大口径望遠鏡の分割鏡の集光性能評価の研究」，修士論文，茨城大学.

[29]「一眼レフカメラ EOS 8000D 概要」，URL：http://cweb.canon.jp/eos/lineup/8000d/index.html.

[30] “gPhoto - gPhoto Home,” URL: http://gphoto.sourceforge.net.

[31]「レーザー距離計　GLM 80 概要」，URL：http://www.bosch.co.jp/pt/products/?id=GLM80.

[32] Okumura, A., Noda, K., and Rulten, C. 2015 “ROBAST: Development of a Non-Sequential Ray-Tracing Simulation Library and its Applications in the Cherenkov Telescope Array,” *ArXiv e-prints*.

[33] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Asano, K., Atwood, W., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K. et al. 2013 “Determination of the point-spread function for the Fermi large area telescope from on-orbit data and limits on pair halos of active galactic nuclei,” *The Astrophysical Journal* **765**, No. 1, 54.

[34] Born, M. and Wolf, E. 2005 『光学の原理』，第 1 号，東海大学出版会.

[35] 2018 “MicroLite Overview,” URL: http://www.fourtec.com/products/product/microlite/MicroLite-Overview/.