解像型チェレンコフ望遠鏡光学系の性能評価

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻
06022 大石 理子

2002 年 1 月 9 日

概 要

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma Ray Observatory in the Outback) は、解像型チェレンコフ望遠鏡を用いて南天での超高エネルギーγ 線天体の観測を行うことを目的とする日本とオーストラリアの共同研究組織である。1991 年にスタートし、南天で唯一のチェレンコフ望遠鏡として観測を続けて来たこの計画は、現在第 3 段階–CANGAROO-III にあり、10m 口径の複合型望遠鏡を 4 台建設してステレオ観測を行うことにより、より低いエネルギー領域、高い空間分解能での観測を行うことを目指し望遠鏡建設が進められている。
2000 年にはすでに 10m 口径の 1 号機が完成しており、現在まで観測が続けられてきた。この望遠鏡の一つの大きな特徴は、反射鏡の素材に三菱電機と共同で開発した FRP(繊維強化プラスティック) を用い、鏡の軽量化に成功したことである。この直径 80cm の FRP 小型球面鏡 114 枚を組み上げた 1 号機の反射鏡は、実効面積 $5.73\times10^5\mathrm{cm}^2$、平行光に対する FWHM0°.20 の性能を持つ。
2002 年建設予定の 2 号機以降の FRP 小型鏡作成に当たっては、より剛性の高い素材を使用、FRP シートを炭素繊維からガラス繊維に変更することにより、形状のコントロール能は向上した。これらの鏡の変形を定量的に理解するため、試作される鏡の全数に形状 3 次元測定を行い、また得られたデータを元に raytrace 計算により集光試験を行わなくてもある程度鏡の結像を理解することが可能になった。また、反射率・耐候性など、結像以外に求められる性能についての計測を行い、系統的な小型鏡の評価を行った。
こうした検査を行った上で、現在製作・形状測定済の 10 枚の GFRP 小型鏡に対しては、 焦点面での像サイズ RMS の平均 0°.045 を得ている。この平均値を用いて推定される複合型望遠鏡としての結像は、FWHM 0°.18 と推定され、生産性、光学性能ともに 1 号機から進歩しつつある。

目 次

第 1 章　高エネルギー γ 線天文学　3

1.1 高エネルギー γ 線天文学の位置付け . . . 3
1.2 γ 線天文学の波長による分類 . . . 5
1.3 放射機構と高エネルギー天体 . . . 5

第 2 章　大気チェレンコフ実験　8

2.1 空気シャワー現象 . . . 8
2.1.1 電磁シャワーと核カスケードシャワー . . . 8
2.2 媒質中でのチェレンコフ光の発生 . . . 12
2.2.1 大気のプロファイル . . . 15
2.3 解像型チェレンコフ望遠鏡でのγ 線検出原理 . . . 16
2.3.1 解像型チェレンコフ望遠鏡と光源 . . . 17
2.3.2 解像型チェレンコフ望遠鏡の基本構成 . . . 18
2.3.3 宇宙線陽子とγ 線の弁別 . . . 19
2.3.4 エネルギーしきい値の見積もり法 . . . 22
2.3.5 点源に対する Flux Sensitivity . . . 22
2.3.6 観測手法 . . . 23

第 3 章　CANGAROO-III 望遠鏡光学系の性能評価　24

3.1 CANGAROO 計画 . . . 24
3.1.1 観測サイト . . . 25
3.1.2 望遠鏡 . . . 25
3.1.3 PMT カメラ . . . 25
3.1.4 エレクトロニクス・データ収集 . . . 28
3.2 光学系の基礎パラメータ . . . 30
3.2.1 主鏡形状 . . . 30
3.2.2 主鏡形状と基礎光学能 . . . 33
3.3 光学系精度とγ 線検出効率 . . . 36
3.3.1 光軸中心精度が Alpha に与える影響 . . . 37
3.3.2 像サイズが Width,Length に与える影響 . . . 38
3.4 CANGAROO-III 1 号機の光学性能の確認 . . . 38

3.4.1 モニター方法 . . . 38
3.4.2 on-axis 星像サイズ . . . 40
3.4.3 光軸中心 . . . 42
3.4.4 off-axis での星像の振舞 . . . 42
3.4.5 2000 年データとの比較と変化の影響 . . . 42

第 4 章 CANGAROO-III 小型鏡の性能評価 46
4.1 小型鏡に要請される性能 . . . 46
4.2 CFRP・GFRP 鏡の製法 . . . 47
4.3 小型鏡の性能評価法 . . . 47
4.3.1 金属反射率 . . . 48
4.3.2 表面精度 . . . 51
4.4 製造された小型鏡の配置・棄却 . . . 61
4.5 光軸調整 . . . 63
4.5.1 光軸調整機構 . . . 66
4.5.2 光軸調整機構の精度 . . . 66
4.6 光軸調整の手法 . . . 70
4.6.1 測量による粗調整 . . . 70
4.6.2 現地での反射光による最終調整 . . . 70
4.7 2 号機に推定される結像能 . . . 71

第 5 章 まとめと今後の課題 74

付 録 A 76
A.1 raytrace 計算 . . . 76
A.2 表面粗さと散乱角度 . . . 78
A.3 大気透過率 . . . 80
A.4 夜光の測定 . . . 84
A.4.1 解析方法 . . . 84

第1章　高エネルギーγ線天文学

1.1　高エネルギーγ線天文学の位置付け

天体物理学は基礎科学の一分野として、宇宙に存在する天体あるいは宇宙自身の構造を、光子の情報を元に解明する手がかりを与えてきた。可視光領域から始まった波長領域も、下は電波領域、上は10^{20}eVまで広がり、天体からの輻射を空間・エネルギー両方の次元から描き出すことにより、輻射源で起こっている物理をよりよく理解できるようになりつつある。

天体物理学の高エネルギー側–X線、γ線—の発展は、衛星観測によるところが大きい。1960年

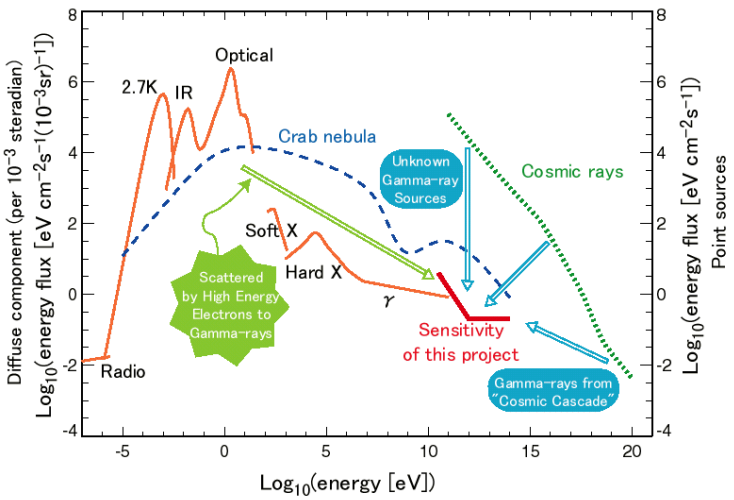


図 1.1: 宇宙を満たしているさまざまな波長の放射.

代から次々に打ち上げられたこれらの衛星により、高エネルギー放射が検出された天体の数は増加を続けた (図 1.2)。光子のエネルギーが$2m_ec^2 \sim 1$MeVを超える、γ線と言われる領域に関しては、コンプトンγ線天文台衛星 (CGRO) のEGRET検出器によりエネルギー領域の上端が30GeVまで伸びた。このスパークチェンバー検出器は、エネルギー領域20MeV∼30GeV、1GeV領域で$0.12\mathrm{m}^2$の有効面積、$0°.8$の角度分解能を持ち、271個のγ線点源を発見したが、これらの天体のうち、他の波長で検出された天体と同定されたものは半数以下で、170個の未同定天体を残しCGROは運用寿命を迎えた。

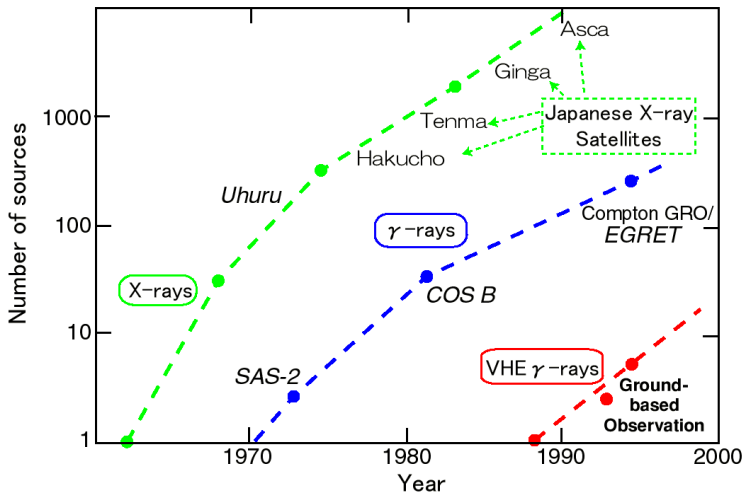


図 1.2: 発見された高エネルギー天体数.1970 年代から衛星により高エネルギー天文学は大きく進歩を遂げた.

一方で、宇宙を満たす高エネルギー荷電粒子-狭義の宇宙線の研究は、宇宙線が大気原子核と衝突して作る 2 次粒子の中からの新粒子の発見から実験素粒子物理学の幕開けに大きく貢献した。地上の加速器の発達によりこの当初の意義も薄れたが、一次宇宙線そのものの起源 (高エネルギーまでの加速機構・加速源) については未だに疑問が残されている。宇宙線そのものは荷電粒子であるために銀河内磁場によりその経路を曲げられ、地球近傍での観測では到来方向の情報が失われてしまう。しかし、宇宙線が放出するγ 線は光子であるために磁場の影響を受けず、宇宙線が「どこで」加速されているのか探る強力なプローブとなり得る。
高エネルギー天文学が衛星によって発展したのは、光子のエネルギーが上がると大気中の原子核との相互作用を起こすために地上ではもとの光子を検出することが不可能となるためであり、地上検出器で宇宙線の観測ができるのは、一次線が大気と相互作用して 2 次粒子を生成するからである。大気を遮蔽物と捉えるか検出器の一部として捉えるかが、エネルギー領域により分けられることになるが、この 2 つの手法の逆転する 10GeV∼10TeV のエネルギー領域にγ 線検出の効率が低下する「穴」が存在する。衛星の技法では、エネルギーが高くなる程巨大なカロリメータが、また巾乗スペクトルからフラックスが低下するために広大な検出面積が必要になるが、人工衛星に乗せられる装置のサイズには限界がある。宇宙線の技法では、生成された 2 次粒子が一定以上のエネルギーと密度を持たないと、地表面の検出器で有意に検出することができない。
この「穴」を埋める技法として、2 次粒子そのものでなく粒子が大気中で放出するチェレンコフ光を捉えることで、宇宙線の技法のエネルギー下限を引き下げる方法があるが、2 次粒子そのもの捉えない技法では、一次線種の判別が原理的に困難であった。しかし、γ 線と原子核のシャワーを特徴づける適切なパラメータを取り出し、このパラメータによって一次線を弁別する方法–イメージング法によってこの技術も 1980 年代後半に大きな進歩を遂げることになる。解像型大気チェレ

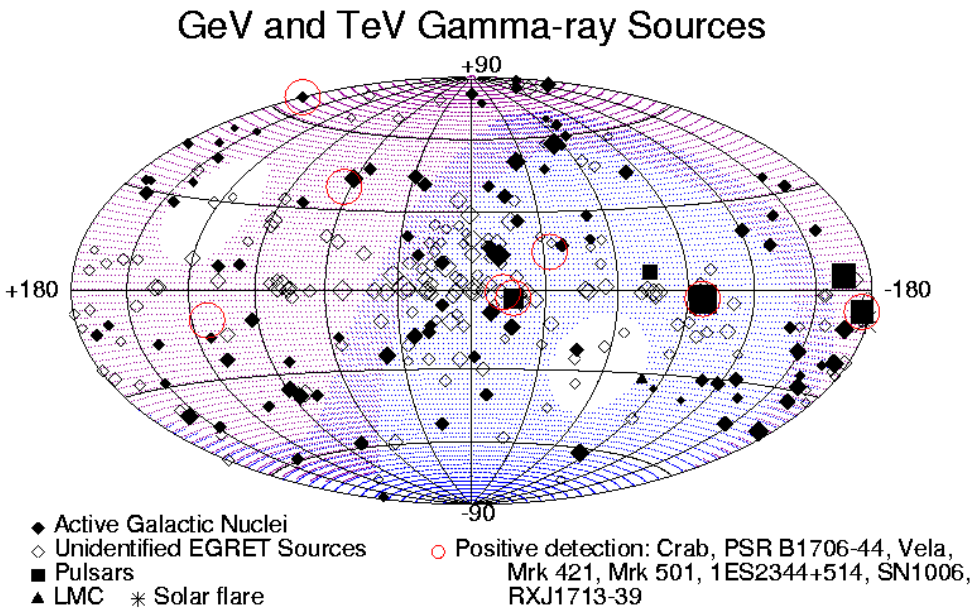


図 1.3: CGRO の EGRET が同定した GeV 天体と、大気チェレンコフ望遠鏡によって同定された TeV 天体.

ンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Technique, IACT) の技術の確立であり、これによりγ 線の観測の「穴」を埋める試みが今日まで続けられている。

1.2 γ 線天文学の波長による分類

先に述べたように、定義としては ~ 1MeV 以上の光子は総じて「γ 線」であり、非常に幅広い波長域を指すため、主に検出方法によるエネルギー領域の区分に従う呼称の分類がある。おおよそ衛星 (30MeV∼30GeV) を High Energy(HE)、大気チェレンコフ望遠鏡 (30GeV∼30TeV) を Very High Energy(VHE)、空気シャワーアレイ (30TeV-30PeV) を Ultra High Energy(UHE) のような分類になっている。

1.3 放射機構と高エネルギー天体

高エネルギーγ 線の放射機構には、制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、π^0 の崩壊などがあるが、VHE 領域で主なものは高エネルギー電子と光子による逆コンプトン散乱と、宇宙線陽子と物質の衝突によって作られる π^0 崩壊であると考えられている。高エネルギーでの放射が予測・観測され、TeV 領域での観測の意義があると思われる天体のいくつかを下に示す。

銀河系内天体

- パルサー・パルサー星雲　　高速で回転する中性子星であると考えられているパルサーは、自己が強力な発電機であるため、生成された強力な電場により電子が超高エネルギーまで加速される場であると考えられている。X 線や電波で見られるパルサーの周期は、パルサーの回転運動に基づくものなので、パルス周期はこの回転周期そのものであるが、過去の TeV 領域で検出されたパルサー (Crab,Vela) の TeV での放射は定常的であり、パルス成分は見付かっていない。このことから、TeV 領域のγ 線はパルサー磁気圏から放射されているのではないことが推測される。この説明として、パルサーからの粒子流が周囲の物質と衝突してできる衝撃波で電子が加速され、周囲の光子を逆コンプトン散乱によって TeV 領域まではね上げているという描像がある。光子の供給源としては、加速された電子のシンクロトロン放射が考えられる。このため、パルサーのスペクトルはシンクロトロン成分と逆コンプトン成分の 2 成分を持ち、それらの 2 つのエネルギーのピーク強度は相関を持っているというモデルで観測スペクトルはよく説明できている。
  GeV 領域まで見えているパルス成分が高エネルギー側にどこまで伸びているのか、よりエネルギーしきい値を下げたチェレンコフ望遠鏡の観測を行うことにより、パルサー近傍での粒子加速と放射機構についての理解が深められる。
- 超新星残骸　　超新星残骸は、宇宙線原子核を 10^{14}eV のオーダーまで加速することのできる宇宙線加速の場と長く考えられてきた。その根拠は、系内で宇宙線の持つエネルギーをまかなえる現象は、超新星爆発しかないと思われることと、衝撃波の中で Fermi の一次加速により荷電粒子が加速されれば、冪乗のスペクトルの説明が明解な形でつくということである。このような高エネルギー粒子–電子の存在は、X 線領域のシンクロトロン放射の観測によって裏付けられており、近年 TeV 領域でも SN1006 などの SNR からの放射が検出されている。TeV 領域での放射メカニズムは、高エネルギー電子と周辺の光子による逆コンプトン散乱、原子核と物質との衝突で生成される π^0 の崩壊が考えられる。π^0 からの放射ではスペクトルは親の宇宙線陽子のそれと一致するはずであるが、過去の EGRET 検出器での観測では、角度分解能が十分ではないために、天体のスペクトルと背景となる銀河円盤からの放射のスペクトルを独立に測定することが困難であった。TeV 領域でのより高い角度分解能の元での放射の検出とスペクトルの決定により、長い間謎とされてきた宇宙線の起源に関して理解の大きな手がかりが得られることになる。
- 銀河円盤　　銀河円盤全体が GeV 領域でも明るく輝いていることは EGRET により観測されている。これは宇宙線と銀河円盤のガス (HI,HII,H_2) との相互作用—pp 衝突の産物としてできる π^0 の崩壊によって生成されるγ 線であると考えられ、実際その空間プロファイルは電波などで検出されるこれらの物質分布と宇宙線の分布がそれに相関して存在しているという仮定で説明がつく。しかし、放射量-フラックスに関しては、1GeV 以下の領域では上のモデルで説明可能であるが、1GeV 以上の領域では、モデルの 1.6 倍の値が観測されている。この高エネルギー側のフラックスの超過に対しては、EGRET の角度分解能で分解できない点源 (主としてパルサー) の重ね合わせである、

モデルの計算に用いている宇宙線陽子のスペクトルの理解が十分でない、などの説がある。TeV 領域での輻射を検出し、スペクトルを決定することにより系内の宇宙線の伝播についての理解を深めることができる。

銀河系外

- 活動銀河核　EGRET が同定したγ 線点源の中で、最も数が多いのが、系外の活動銀河核である。この銀河の中心には巨大なブラックホールが存在していると考えられ、その回りには降着円盤が形成されるが、円盤とは垂直な方向に高速の粒子流、ジェットが観測されている。このジェット中の加速された電子が光子と、陽子が物質と相互作用してγ 線が生成されると考えられる。
  過去 TeV 領域では Mkn421,Mkn501 の 2 つの AGN が検出されているが、AGN について特徴的なのは多波長に渡り激しい時間変動を持つことである。TeV 領域では特に激しい時間変動が見られ、放射領域が小さいことが示唆されるために、TeV 領域での観測はどの波長よりも天体の深部を観測していることになる。

過去にチェレンコフ望遠鏡により TeV 領域での放射が確認された天体の一部を表 1.1 に示す。

source	Type	TeV flux ($\times 10^{-12}$)	Variability detected
Crab nebula	pulsar nebula	20	No
PSR B1706-44	pulsar nebula	9	No
Vela	pulsar nebula	10	No
SN1006	SNR	8.5	
Mrk421	AGN	4-200	Yes
Mrk501	AGN	2-80	Yes

表 1.1: TeV 領域での放射が確認された天体.

第2章　大気チェレンコフ実験

2.1　空気シャワー現象

広義の宇宙線が大気中に入ると、大気中の原子核と相互作用を起こして 2 次粒子を生成し、その 2 次粒子が相互作用を繰り返し、一次線のエネルギーはなだれのように生成されるこれらの高エネルギー粒子に喰われてゆき、粒子のエネルギーが相互作用の臨界エネルギーまで達したところでこのなだれは減衰する。
この空気シャワー現象は、一次線が電磁成分であるか、ハドロンであるかによりシャワーの発展の形態が異なる。

2.1.1　電磁シャワーと核カスケードシャワー

電磁シャワー

γ 線のエネルギーが $2m_ec^2$ を超えると、e^+e^- 対生成の断面積が 主要になってくる。

$$\gamma + Z \longrightarrow e^+e^- \tag{2.1}$$

γ 線単独では、運動量・エネルギーを保存しながらこの 2 体への崩壊を起こすことはできず、大気中の原子核を媒介としわずかに運動量を与えることでこの反応は成立する。
こうして生成された電子・陽電子は制動放射により γ 線を放出し、そのγ 線が電子対生成を起こし... ということを繰り返し、カスケード状に粒子の数が増えていく。この電子対生成の断面積は、$h\nu/m_ec^2 \gg 1/\alpha Z^{\frac{1}{3}}$ の十分高エネルギーの領域では

$$\sigma_{\rm pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9}\ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) - \frac{2}{27}\right] {\rm m}^2{\rm atom}^{-1} \tag{2.2}$$

$$r_e : \text{古典電子半径} \qquad \alpha : \text{微細構造定数} = \frac{1}{137} \tag{2.3}$$

と近似で与えられる ($\sim \alpha\sigma_T$,[12])。十分高エネルギーではこの断面積のエネルギーへの依存性が見られないことから、電磁空気シャワーについてシャワーの始点 (first interaction point) にエネルギー依存性はない。
シャワーの縦方向の発展を左右するこの対生成と制動放射の radiation length との関係は、

$$\xi_{\rm pair} = \rho/N_n\sigma_{\rm pair} = M_A/N_A\sigma_{pair} \approx \frac{7}{9}\xi_{\rm Brems} \tag{2.4}$$

で与えられる。こうして、対生成の相互作用長さ $\xi_{\rm pair}$ と制動放射 の輻射長 $\xi_{\rm Brems}$ について $\xi_{\rm pair} \approx \xi_{\rm Brems}$ と考えられるために、シャワーの縦発展はこの一つのパラメータで特徴づけられる (図 2.1)。このために、シャワー極大位置での 2 次粒子の波面は非常に良く揃っている。

エネルギー収支については、図 2.1 の 1R 毎に、γ 線はそのエネルギーを 1/2 ずつ電子・陽電子に与え、電子・陽電子はそのエネルギーの半分をγ 線に渡し、ということを繰り返す。これによりエネルギー E_0 のγ 線大気に入ってから厚み nR の所では、エネルギー $\frac{E_0}{2^n}$ の粒子が 2^n 個あり (図 2.2)、およそ $\frac{1}{3}$ がγ 線、残りを電子・陽電子が占めることになる。

エネルギーの配分が進むと、やがてシャワーを構成する電子のエネルギーが、制動放射よりも電離損失が主要な反応になる臨界エネルギー E_c に達し、シャワーの発展は減衰し始める。この臨界エネルギー E_c

$$E_c \approx 800/(Z + 1.2)(MeV) \tag{2.5}$$

は空気についてはおよそ 84MeV である[1]。

これらの過程は 一次線が電子であっても当然同じであり、原理的にシャワーの発展から一次線がγ 線か電子か判別することは不可能である。

ハドロンシャワー

宇宙線荷電粒子も大気との原子核と衝突して 2 次粒子のシャワーを起こす。(宇宙線の組成の内最も主要なものは陽子であり (図 2.3)、十分な高エネルギーでは重い原子核は単なる核子の集合体として扱えるので以下、一次線陽子との相互作用を考える)。一次宇宙線はほぼ幾何断面積に等しい断面積で大気中の原子核と衝突し、2 次粒子として核子、反核子、K 粒子、中性パイオン、荷電パイオンなどが生成される (図 2.4)。2 次粒子は、パイオン生成ができなくなるエネルギーになるまで、衝突・パイオン生成を繰り返す (中心での核カスケード pionization)。

一方で、生成された中性パイオンは短命であり、$\tau = 1.78 \times 10^{-16}$s で直ちに 2 体のγ 線に崩壊する。

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma \tag{2.6}$$

このγ 線が親となり、サブ電磁シャワーが形成される。一方で荷電パイオンは寿命 2.5×10^{-8}s で

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.7}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \tag{2.8}$$

の崩壊を起こす。(これらの崩壊寿命は粒子の静止系での値であり、実験室系では γ のファクタを乗じる必要がある。このため、エネルギーの低い荷電パイオンの方が早く崩壊するように見える。) 荷電パイオンと中性パイオンの配分はおよそ 2:1 である。

[1] シャワーを構成するγ 線については、$E \sim 2m_e c^2 \sim 1$MeV 付近で、電子・陽電子対生成よりもコンプトン散乱の断面積が主要になってくる。

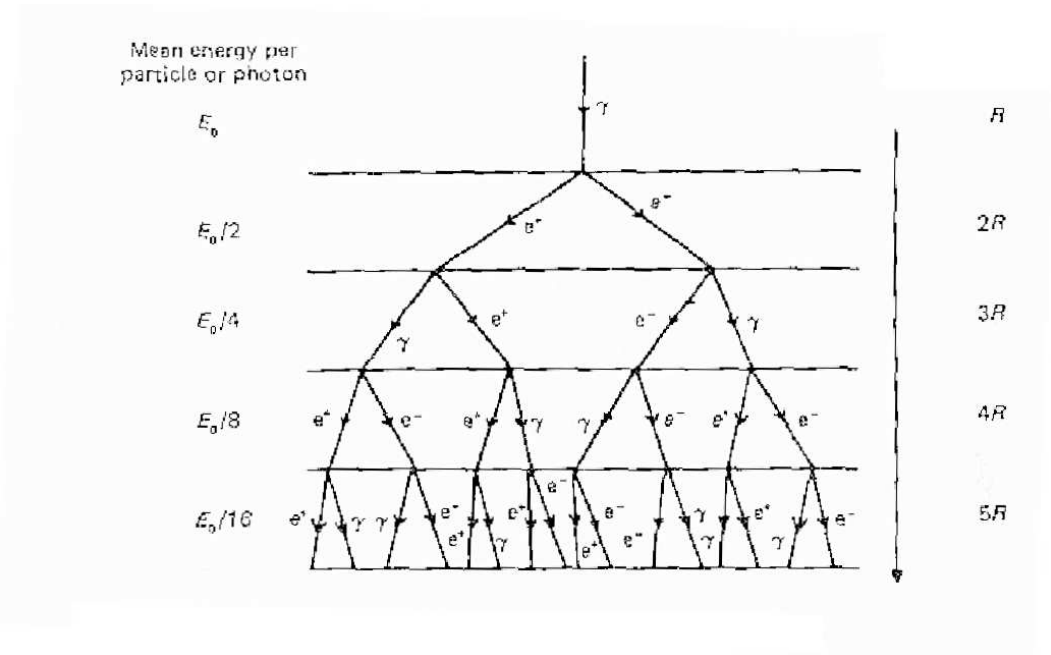


図 2.1: 電磁シャワーの発展の概念図 [12]. 図中の R は、エネルギーが半分になる長さ $R = \xi \ln 2$ と取り直したもの.

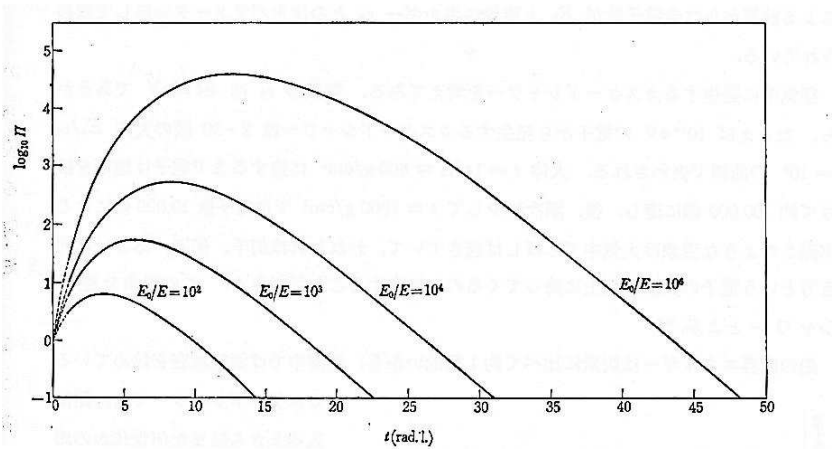


図 2.2: 電磁シャワー中の粒子数の変化 ([13]). 一次γ 線のエネルギーを分割していき、臨界エネルギーになったところがシャワー極大であるため、シャワー極大のできる位置 (厚み) は $\log E$ の依存性がある.

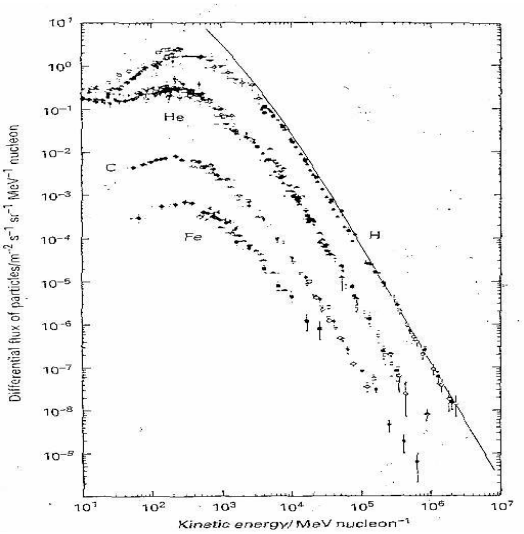


図 2.3: 地球で観測される宇宙線の組成 [12]. 陽子が主で、微分の巾は 1TeV で-2.7 であることは良く知られている.

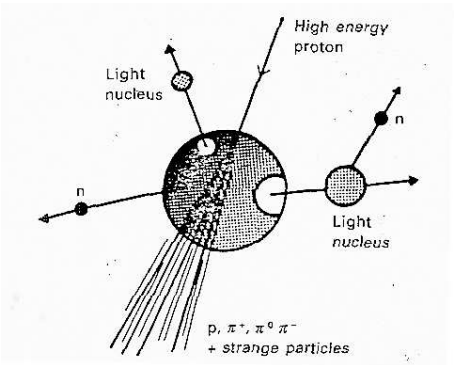


図 2.4: 宇宙線陽子と大気中の原子核の衝突の模式図. 電磁シャワーと異なり、2 次生成の粒子種が多い [12].

崩壊で生成されたミューオンは強い相互作用をせず、主に電離損失によりエネルギーをわずかずつ失いながら進行する。ミューオンには寿命 2.2×10^{-6}s の崩壊モード

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{2.9}$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu \tag{2.10}$$

が存在し、上と同様の理由で $\gamma \simeq 20$ 以上のエネルギーになると多くのミューオンは崩壊を起こす前に地上に到達する。
一次線が原子核である場合は、多種の粒子と複数のレンジとが畳み込まれ、複数の高度・規模の電磁サブシャワーもその中に含まれるため、シャワーの形状は複雑になる (図 2.5)。

シャワーの横の発展

シャワーの横方向の発展は、電磁シャワーについては制動放射や対生成で与えられる横運動量よりも、クーロン散乱によるものの方が主な寄与である。クーロン散乱による散乱角は

$$\delta\theta^2 = \left(\frac{E_s}{E}\right)\delta t, \tag{2.11}$$

$$E_s = m_e c^2 (4\pi/\alpha)^{1/2} \approx 21 MeV \tag{2.12}$$

と与えられる。宇宙線のシャワーについては、陽子と核子の静止系で生成パイオンに

$$p_T \approx 100 - 200 MeV/c \tag{2.13}$$

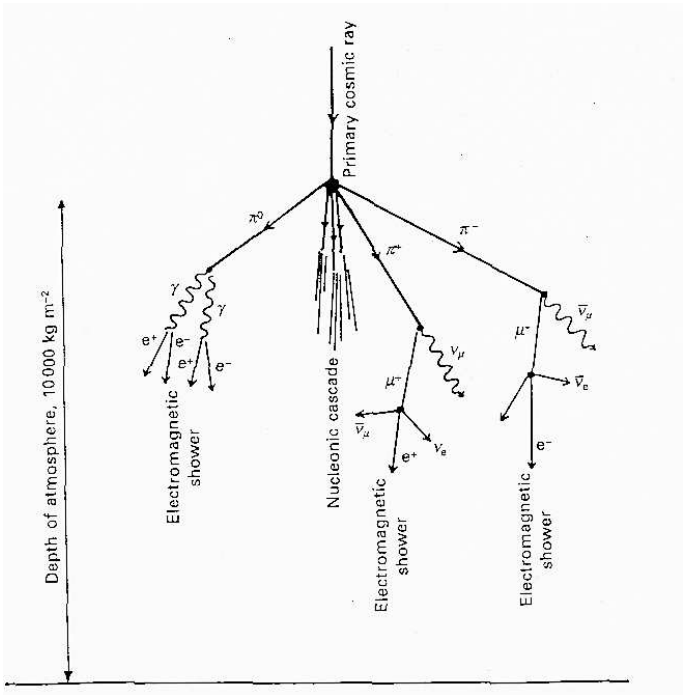


図 2.5: 宇宙線シャワーの模式図. 中心の π を中心とした核カスケードと、π^0 の崩壊によってできたγ 線起源の電磁サブシャワーがあり、複雑な構造を持つ.[12]

の横運動量が与えられるとされている ([12]、経験的なもの。)

2.2 媒質中でのチェレンコフ光の発生

荷電粒子が誘電体媒質中の光速度を超える速度で進行するとき、光子放出の形でエネルギーを失う (Cherenkov 放射)。これは荷電粒子が媒質中を進行することにより媒質の分極の効果として説明されている。
荷電粒子が光子を放出する際、荷電粒子と放出光子に関して運動量とエネルギーの保存則を共に満たすためには、

$$\beta \cos\theta = \frac{1}{n} \tag{2.14}$$

$$n : \text{大気の屈折率} \tag{2.15}$$

であるような方向しか光子の放出は許されない。
荷電粒子が媒質中を長さ L 走る時にこのプロセスにより放出されるチェレンコフ光子の数は、

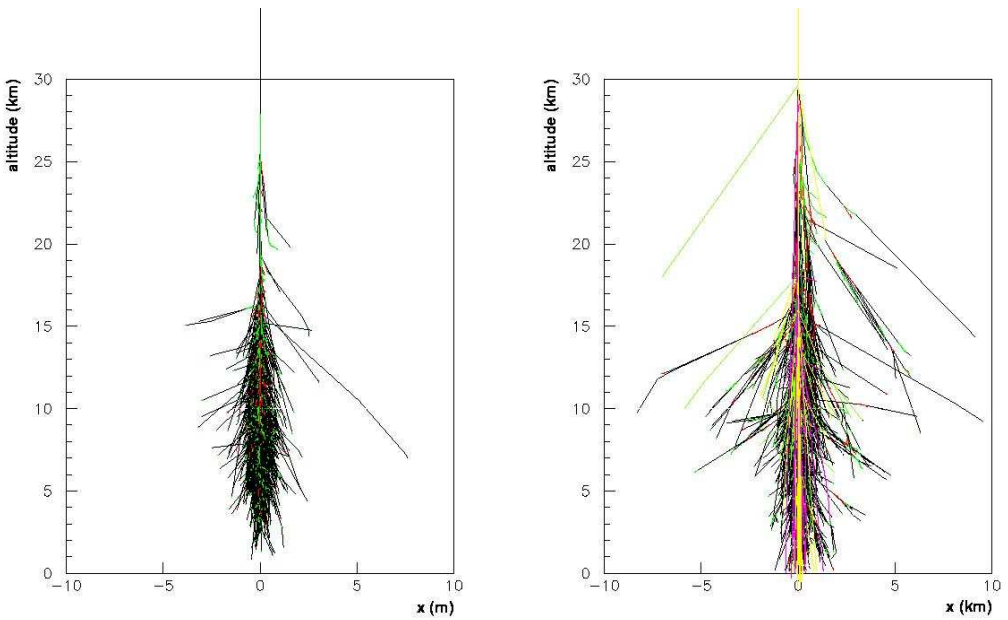


図 2.6: 左:300GeV γ 線の作るシャワー, 右:900GeV 陽子の作るシャワー. 横運動量と発生高度に特徴的な違いがある.

単位バンド幅当たり

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{e^2}{\epsilon c^3 h}\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) L \propto \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \tag{2.16}$$

で与えられる。
これらの放出のプロセスは、荷電粒子の β、速度のみにより、粒子質量によらない。このため、空気シャワー中で最も有効なチェレンコフ光の担い手となるのは電子・陽電子である。 このことから、一次線の種類によりチェレンコフ発光光率 (電子の生成効率) は異なる (図 2.9)。同じチェレンコフ光を出すγ 線と陽子のエネルギー比は TeV 領域でおよそ 1:3 であることが知られている。
シャワー中の粒子が放出するチェレンコフ光の形は、元のシャワー中の粒子の分布に Cherenkov 角を畳み込んだものになる。電磁シャワー由来のチェレンコフ光の地上での密度は、(図 2.7、シャワー極大のチェレンコフ放出角に対応する円の内部でチェレンコフ光の密度が高く (ライトプール)、この円の外に出ると急に密度が下る軸対称なプロファイルを持つ。また、シャワーの縦発展の形式から、到来するチェレンコフ光のタイミングも ∼10ns 幅に揃っている。一方で、宇宙線シャワー由来のチェレンコフ光はサブ電磁シャワーによる複数の小ライトプール、荷電パイオンの崩壊で生成されるミューオンによる放射などが重なり合い、多くは非対称で複雑な光子密度分布を持つ。

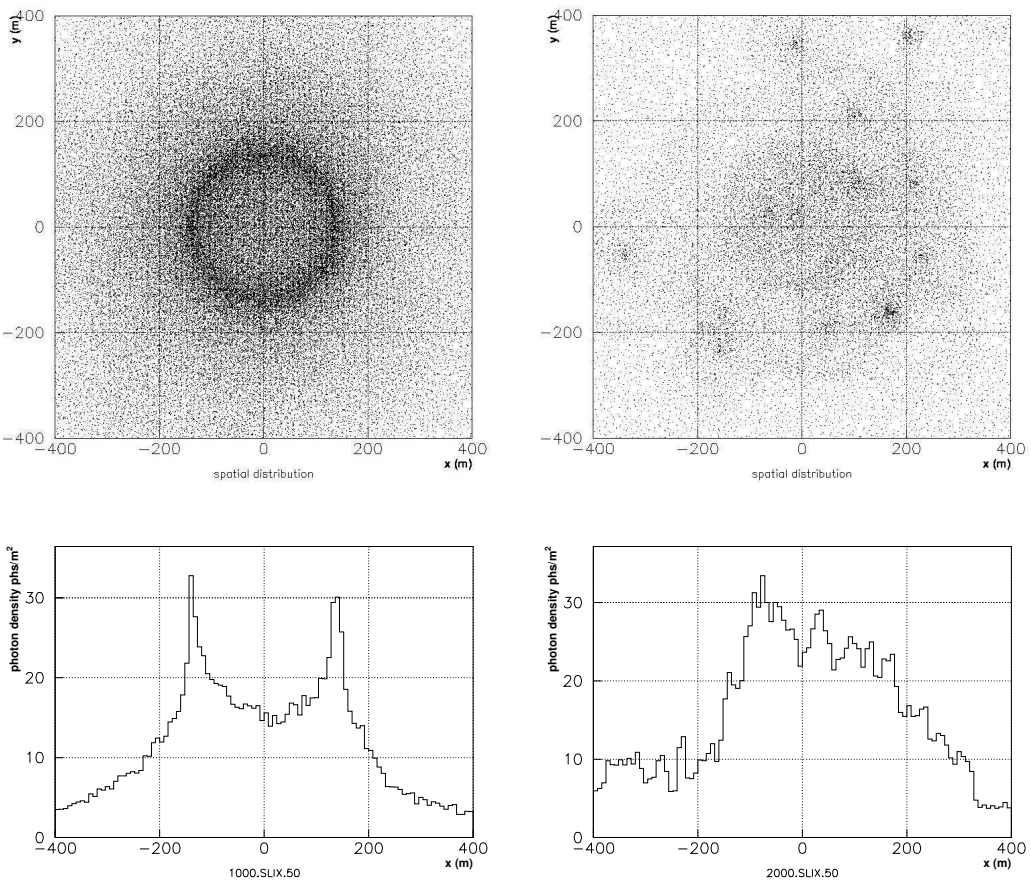


図 2.7: 空気シャワー中の荷電粒子により発生したチェレンコフ光の、地上での密度分布. 左:300GeV γ 線、右:900GeV 陽子. γ 線からのチェレンコフ光はコアセンター周りに軸対称であり、高度 ~ 10km のシャワー極大に対応する Cherenkov angle ($\hat{\theta}$) の所にピークの立つ美しいライトプールが出来るのに対し、ハドロンシャワーからのチェレンコフ光は比較的大きな横運動量を持って放出されたミューオンからのチェレンコフ光と、電磁サブシャワーの複雑な成分からなる.

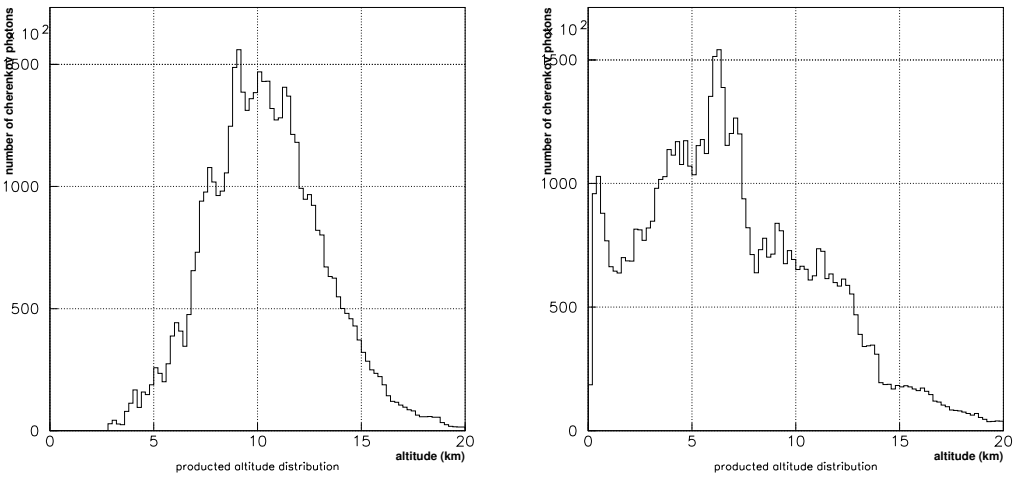


図 2.8: チェレンコフ光子の発生高度分布. 左:300GeVγ 線、右:900GeV 陽子. γ 線からのチェレンコフ光が高度約 10km にピークを持つのに対し、陽子の場合は π 崩壊からできるサブ電磁シャワーが主な光子源となり、複雑な分布をしている.

2.2.1 大気のプロファイル

原理的には大気の密度分布は地表からの高度の関数である。高さ h における微小体積において、大気圧と重力がつり合うことから、

$$(p + \Delta p)S - pS = -\rho g S \Delta h \tag{2.17}$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta h} = -\rho g \tag{2.18}$$

気体の状態方程式から

$$p = \rho R_d T \tag{2.19}$$

$$R_d = \frac{10^3 R}{M_A} : \text{乾燥大気の気体定数} \quad M_A : \text{大気平均分子量} = 28.8 \tag{2.20}$$

これから大気の密度分布は

$$\rho(h) = \rho(0)\exp(-h/R_d T) = \rho(0)\exp(-h/H) \tag{2.21}$$

$$H : \text{大気のスケールハイト}$$

と与えられる。
これは乾燥大気に対する一般的な式であり、現実には大気の状態はより複雑な条件により決められる。空気シャワーの発展を空間座標で追うときは、通過物質の厚みとしてこの大気プロファイ

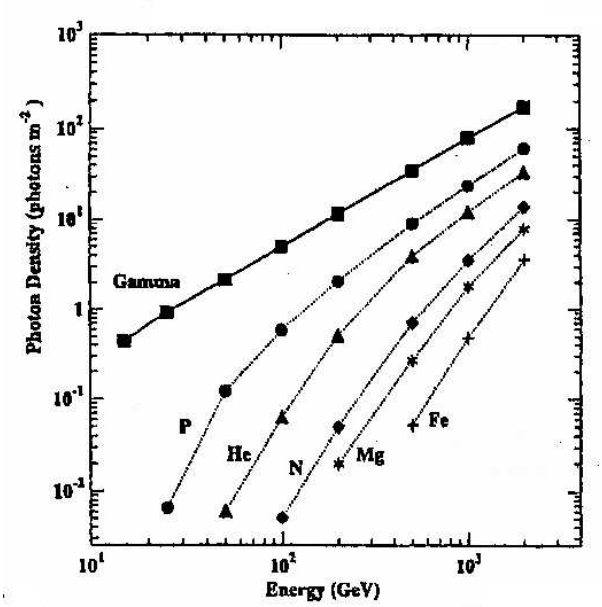


図 2.9: 一次線の種類とシャワー中のチェレンコフ光量の関係 [17]. 効率よく電子・陽電子を作ることができる程光量が多い.

ルを乗じることになる。
一方、これより大気の屈折率は、

$$n(h) = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0} = \sqrt{1+\chi} \simeq 1 + \frac{\chi}{2} = 1 + 2\pi\alpha\rho(h) = \frac{2\pi\alpha p(h)}{kT}$$
$$= \frac{2\pi\alpha}{kT} p(0) \exp(-h/R_d T) \tag{2.22}$$
$$\alpha : \text{空気の分極率} \tag{2.23}$$

となり、同じく高度に対し指数関数型の依存性を持つ。
海抜 0m での大気の屈折率はおよそ $n = 1.000283$ であり、$\beta \sim 1$ の高エネルギー粒子に対するチェレンコフ放出角は $1^\circ.36$ になる。また、チェレンコフ光を放出できるエネルギーの下限は、電子 21MeV、ミューオン 4.4GeV となる。

2.3 解像型チェレンコフ望遠鏡でのγ 線検出原理

解像型チェレンコフ望遠鏡のγ 線検出原理は、γ 線・宇宙線由来の空気シャワー中の荷電粒子が放出するチェレンコフ光を放物面または球面の反射鏡で集め、焦点面の検出器で光子の時間情報・位置情報 (イメージ) を得ることによって間接的に一次線を検出し、オフラインの解析で、シャワーの形状によりγ 線とバックグラウンドとなる宇宙線シャワーと判別するというものである。

この方法の大きな利点は、大気そのものを検出器として用いるために、人工の装置のサイズとは異なる広大な検出面積を得ることができることにある。チェレンコフのシャワーが降り注いだ地表で、ある一定の密度以上の場所でシャワーのごく一部の光量を見るだけでよい。γ 線については特に、チェレンコフ光発生高度 H_2 と 検出高度 H_1、チェレンコフ光放出角度 θ_c で決まる半径 $r = (H_2 - H_1)\tan\theta_c$ のライトプール (図 2.7) が良い検出面積の指標となる。

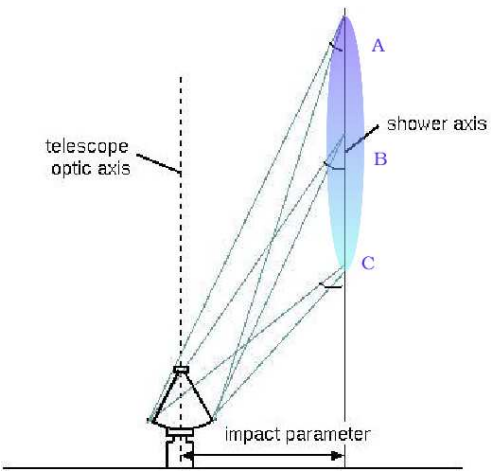


図 2.10: シャワーと望遠鏡の位置関係. ライトプールの中でシャワーを斜め下から仰ぎ見る形でシャワーが検出される.

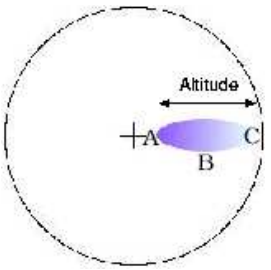


図 2.11: 焦点面でのイメージ. シャワーの縦と横の発展の情報がどちらも残されている.

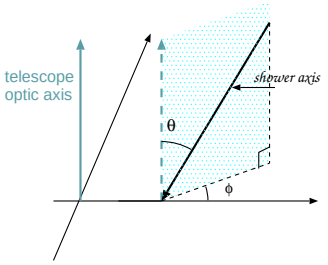


図 2.12: 座標系.

2.3.1 解像型チェレンコフ望遠鏡と光源

チェレンコフ望遠鏡の、“光源” が 10km より手前にあり、~ 1° に大きく広がったシャワーのイメージを捉えるという光学系は、光源が非常に遠い通常の光学望遠鏡のそれとは大きく異なる。空気シャワーの観測では光源が近い位置にあるために、シャワーの発展を斜め下から仰ぎ見ることにより、焦点面に投影されたイメージの中にシャワーの縦方向と横方向両方の発展を見ることができる。γ 線天体そのものは非常に遠くにあるために、天体由来のγ 線シャワーは地表に広範囲に降り注ぎ、シャワーの望遠鏡に対する衝突パラメータがライトプール半径の中に有れば検出が可能になる。
光子の発生した高度に対し、望遠鏡へ capture され得る角度が幾何的に決まり、(図 2.10)、焦点面でシャワーのコアと望遠鏡を結ぶ方向は空間の高さ方向の変換になり、焦点面での像は縦方向の発展を長軸、横方向の発展を短軸とする楕円状になる。シャワーの軸が望遠鏡光軸と平行である場合は、この楕円長軸は焦点面の視野中心を向く。シャワー軸が、望遠鏡光軸とコアセンターを

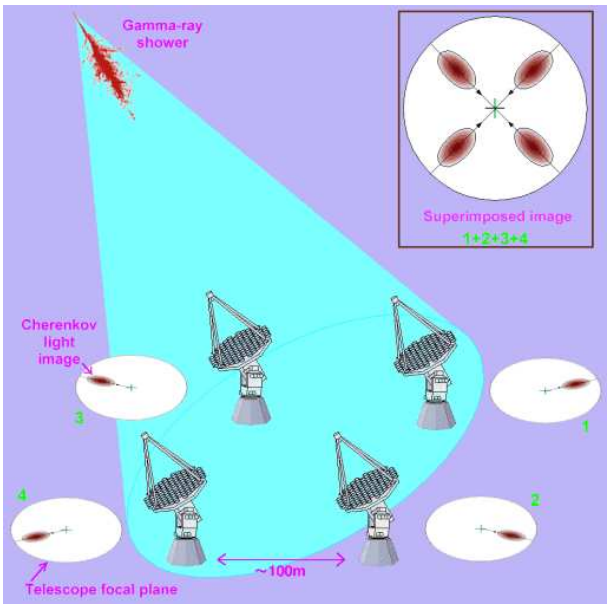


図 2.13: CANGAROO-III ステレオ観測概念図. 天体が完全に点源源であれば、天体からのγ 線によるシャワーイメージの長軸は、全ての望遠鏡で視野中心を向く.θ, ϕ 方向の双方の情報を得ることができるために角度分解能が向上する.

含む面に対して垂直な成分を持つ場合には、この楕円イメージの長軸は視野中心から逸れる。イメージの長軸の向きにより、シャワーの軸の光軸回りの ϕ 方向の情報を得る。しかし、一台の観測では、θ 方向の傾斜の情報を得ることは困難である。この問題は、複数台の望遠鏡によるステレオ観測を行うことにより、改善される (図 2.13)。[2]

2.3.2 解像型チェレンコフ望遠鏡の基本構成

チェレンコフ光は λ^{-2} のスペクトルを持って生成された後、カメラ面で光電子に変換されるまでに、大気吸収・鏡の反射・PMT の量子効率の変化を受け、およそ 350nm 近傍をピークとした分布を持つようになる (4 章図 4.4)。この可視から近紫外の領域には、チェレンコフ光以外のバックグラウンドとなる放射も非常に多い。このため、チェレンコフ望遠鏡の観測は、月の出ていない闇夜にしか行うことができない。闇夜でも星野光・黄道光・大気光などの背景光は原理的に免れないが、こういった背景光子は DC 成分であるのに対し、γ 線シャワーからのチェレンコフ光は ∼10ns の時間幅の中に集中してパルス状にやって来る。このことを利用し $\sim$ 10ns の細いタイミングウィンドウを用いて検出のトリガーをかけデータ収集を行うことにより、シャワー成分を選択的に取り出すことができる。

[2]ただし、複数台の望遠鏡が同じシャワーのライトプールの中になければならないので、検出器の有効面積は減少する。

	位置	主鏡形状	焦点距離	f/d 比	視野
VERITAS	110.9W,31.7N,2300m asl.	Davies-Cotton	10m	1.2	4°.0
HESS	16.5E 23.3S,1800m asl.	Davies-Cotton	15m	1.2	5°.0
MAGIC(single)	28.8N 17.8W, 2225m asl.	Paraboloid	17m	1	3°.6
CANGAROO-III	136.8E,31.1S,160m asl.	Paraboloid	10m	0.8	4°.0

表 2.1: 世界の大気チェレンコフ望遠鏡実験.

チェレンコフシャワーの観測に必要なのは、大面積の反射鏡、ns の時間分解能と光子単位のエネルギー分解能を持つ検出部であり、これを実現する形として、複合型望遠鏡の主焦点に光電子増倍管をアレイにしたカメラを取り付けるスタイルが現在主流である。
一次線に対するシャワーの発展、チェレンコフ発生光量、大気透過率といった検出器のうち人工物ではない部分については、実際に TeV 領域の粒子を大気に打ち込んで相互作用を見るといった実験が少なくとも現在は不可能であり、エネルギーの絶対値は地上で確実に測定できるパラメータをとりいれた上で Monte Carlo 法による simulation により決定される。こういった不定性と衝突パラメータの不確定性から、エネルギーの決定には数 10%の誤差が含まれるが、 ステレオ観測によりシャワーの空間位置の決定精度が向上するため、エネルギー分解能の向上も可能である。地球上の位置が異なることによっても性能の異なる検出器となり、上記のような不定性がつくチェレンコフ望遠鏡の実験において、地球上の複数の実験が行われることは意義のあることである。表 2.1 に、現在観測が行われている (主にステレオ観測をめざしている) 世界のチェレンコフ望遠鏡実験と、検出器の基礎パラメータを示す。

2.3.3 宇宙線陽子とγ 線の弁別

望遠鏡により得られた宇宙線陽子とγ 線との分別は、以下の 3 つの観点から行うことができる。
1. チェレンコフ光量
2. シャワー形状
3. 到来方向

2.3、イメージング法がもたらした技術 ([22]) である。

チェレンコフ光量　一定の光量によりデータ収集のトリガーをかけることにより、同じエネルギーであれば発生光量の多いγ 線シャワーほど有効に検出されやすくなる。

シャワー形状・到来方向 –イメージパラメータ–　オフラインの解析において、宇宙線陽子とγ線のシャワーの特徴を適切に取り出すパラメータが必要となる。現在使われているこれらのパラメータの一部を図 2.14 に示す。

Width・Length　それぞれ楕円イメージの長軸・短軸方向の RMS に相当する。シャワーの成分のうち、Width は横方向、Length は縦方向の発展に相当する。

Distance シャワーイメージ重心と視野中心との距離である。Distance は傾斜角と衝突パ

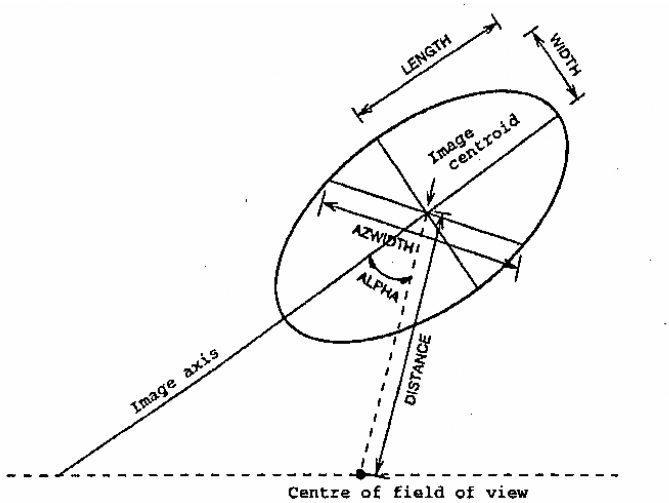


図 2.14: イメージパラメータの定義. 当初は Azwidth を解析に用いていた.[17]

ラメータの 2 成分の関数であり、点源からのγ 線シャワーに関しては、Distance の分布は $\propto \theta$ となり、等方的に入射してくる宇宙線陽子については、$\propto \theta \sin\theta \approx \theta^2$ の分布を持つことになる。

Alpha シャワーの長軸と、シャワー重心と視野中心を結ぶ線がなす角度でありシャワーの到来方向の ϕ 成分に相当する。シャワー軸が光軸と平行であれば Alpha は 0 度になる。

他に現在使われているパラメータには、イメージの集中度を表す Concentration、シャワー長軸方向の 3 次のモーメント、Asymmetry などがあり、これらの shape parameter はエネルギー・観測の天頂角に依存する。

γ 線のシャワーと陽子シャワーで特徴的なことは、γ 線のイメージが細く密度の濃い一つの分布として見られるのに対し、陽子からのイメージは薄く大きくひろがり、いくつかの構造がその中に見られることである (図 2.15)。こういった構造がイメージパラメータの中に反映される (図 2.16)。このイメージパラメータの違いを用いて、陽子イベントを除去し Alpha=0—トラッキングしている天体の位置–のイベントの excess がどれほど有意かを検定することになる。

多数の粒子からの放射で構成されるγ 線シャワーの像は、それ自身が原理的な広がりを含んでおり、この「粒径」サイズはおよそ $\sim 0°.1$ ほどと言われこれを最小単位としたスケールでシャワーの形状が特徴づけられる。実際には、イメージはカメラ面の PMT ピクセルサイズに渡り積分されて与えられるので、この最小サイズはカメラのピクセルサイズで決まる場合が多い。このサイズ以上に細かい解像度はシャワーの形による一次線の判別には必要なく、反射鏡の結像能もそれに応じた性能があれば良いことになる。

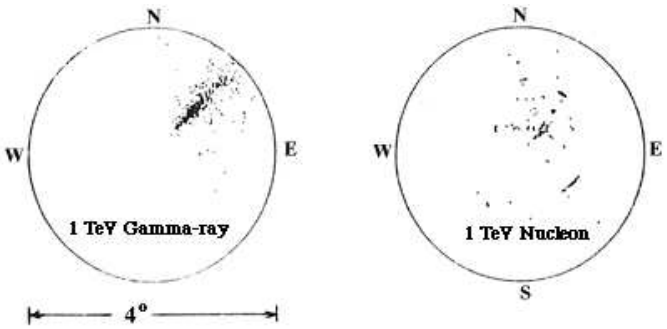


図 2.15: γ 線と陽子によるシャワーのイメージの違い. 左:γ 線、右：陽子.[24]

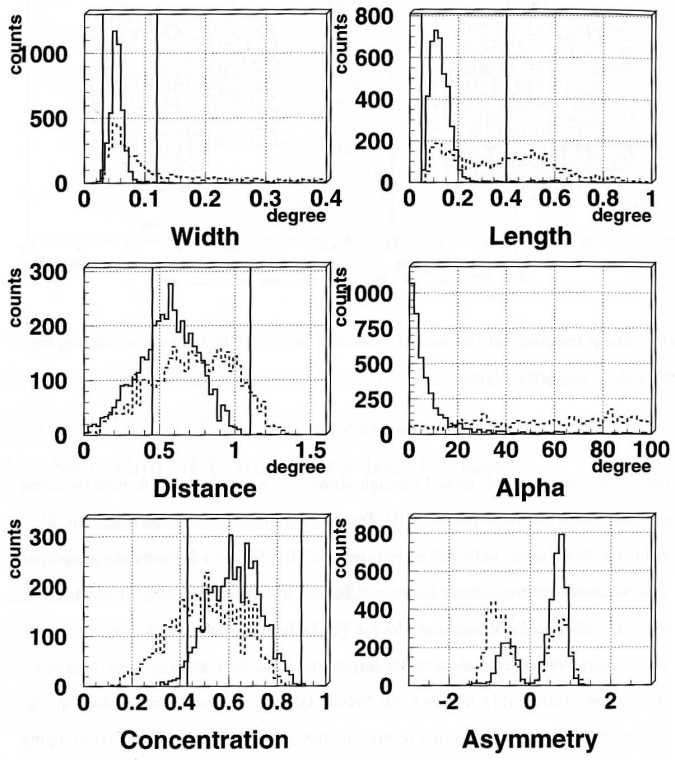


図 2.16: γ 線と陽子のイメージパラメータの特徴的な違い [11]. 実線がγ 線、破線が陽子. 縦線で囲まれた範囲はシャワーイメージがγ 線らしいとして選択される領域.

2.3.4 エネルギーしきい値の見積もり法

γ 線シャワーのチェレンコフ光量が、親γ 線のエネルギーに比例することから、一回のイベントにつき得られるチェレンコフ光のシグナル量は

$$S = CE_\gamma A\epsilon \tag{2.24}$$

A : 集光面積　ϵ : 効率 (鏡の反射率・ライトガイド効率・PMT 量子効率の積算)

(2.25)

一方で、Night Sky Background のゆらぎのノイズ成分は

$$N = \sqrt{BA\Omega\epsilon t} \tag{2.26}$$

B : 夜光フラックス　　$\Omega : 1$ ピクセルの立体角　　t : トリガー時間幅 (2.27)

これから S/N 比は a

$$S/N = CE_\gamma\sqrt{A\epsilon/B\Omega t} \tag{2.28}$$

ある一定値以上の S/N を持つγ 線が検出され、検出されるγ 線のエネルギーの下源をエネルギーしきい値 $E_{\rm th}$ と定義すると

$$E_{\rm th} \propto (1/C)\sqrt{B\Omega t/A\epsilon} \tag{2.29}$$

となる。このことから、エネルギーしきい値の引き下げのためには、カメラのピクセルは小さく、鏡は面積を増大させる必要がある。

2.3.5 点源に対する Flux Sensitivity

大気チェレンコフ望遠鏡では天体からのγ 線の有意度を

$$N_\sigma = \frac{Signal}{\sqrt{Background}} \tag{2.30}$$

で表すのが通例である。
チェレンコフ望遠鏡のエネルギーしきい値が、γ 線に対して $E^\gamma_{\rm th}$、陽子に対して $E^p_{\rm th}$ とする。γ 線シグナルは

$$S = \phi_\gamma(E^\gamma_{\rm th})A_\gamma(E^\gamma_{\rm th}) \tag{2.31}$$

$\phi_\gamma(E^\gamma_{\rm th})$: γ 線積分フラックス　　$A_\gamma(E)$: 有効面積　　T : 観測時間 (2.32)

陽子のバックグラウンドシグナルは、

$$N = \Phi_p(E)A_p(E)\Omega T \tag{2.33}$$

Ω : トリガー領域視野 (2.34)

それぞれの有効面積は

$$A_\gamma(E) = 2\pi \int_0^\infty P_g(r) dr \tag{2.35}$$

$$A_p(E) = 2\pi \int\int P_p(r,\theta) r \sin\theta dr d\theta \tag{2.36}$$

$P(r,\theta)$: 光軸となす角 θ の入射、コアから望遠鏡までの距離 r の点でトリガーにかかる確率.

ととれる。
γ 線も陽子もベキ乗の積分フラックスを持つとすると

$$\Phi_\gamma(E) \equiv C_\gamma E^{-\alpha_\gamma} \qquad \Phi_p(E) \equiv C_p E^{-\alpha_p} \tag{2.37}$$

陽子については 1TeV 近傍で巾の値 $\alpha_p = 1.7$ であることは良く知られている。これらから

$$N_\sigma \propto \frac{S}{\sqrt{N}} = \frac{C_\gamma}{\sqrt{C_p}} E^{0.85-\alpha_\gamma} \frac{A_\gamma(E)}{\sqrt{A_p(E)\Omega}} T^{1/2} \tag{2.38}$$

と見積もられる。

2.3.6 観測手法

チェレンコフ望遠鏡の実験において、イメージング法を用いても陽子イベントを完全に取り除くことは不可能である上、天体からのγ 線に対しバックグラウンドとなるγ 線やイメージで判別のつかない電子もシャワーを作り検出にかかる。実データの解析においては、天体からの信号の有意度は、

$$S/N = S/\sqrt{B} = \frac{N_{\rm on} - N_{\rm off}}{\sqrt{N_{\rm on} + N_{\rm off}}} \tag{2.39}$$

のように、天体を視野に入れたラン (On) が、天体を視野からはずしたラン (Off) に対し $\alpha = 0$ 近傍に有意な超過を持つかどうかを検定する。
現在 CANGAROO では、On のランに対し、Off のランは天球上の同じ位置を通るように取り (宇宙線の検出効率は天頂角に依存するため)、一日の観測時間を等しくこの 2 つのランに分配している。

第3章　CANGAROO-III 望遠鏡光学系の性能評価

3.1　CANGAROO 計画

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for Gamma-ray Observatory in the Outback) 計画は、大気チェレンコフ望遠鏡を用いた VHE γ 線観測を目的とする日本とオーストラリアの共同研究であり、1992 年に口径 3.8m の望遠鏡で観測を開始し、3 つの計画のフェーズを経て望遠鏡の改良・口径の拡張を行いながら (表 3.1)2001 年まで南天の唯一のチェレンコフ望遠鏡として高エネルギー天体の TeV 領域での放射を検出してきた。

図 3.1: 左：観測サイト、Woomera の位置．右:CANGAROO-I、3.8m 望遠鏡. 初代は月レーザー測距計から転用された.

CANGAROO-III 計画ではさらに、CANGAROO-II の口径を 10m に拡張した望遠鏡 4 台によりステレオ観測を行い、より高い角度分解能とより低いエネルギーしきい値での観測を行う予定である (図 2.13)。

	CANGAROO-I	CANGAROO-II
主鏡形状	回転放物面	回転放物面 (複合型)
口径	3.8m	7.2m
F 値	1.0	1.1
反射鏡面積	$11.3\mathrm{m}^2$	$30\mathrm{m}^2$
小型鏡	–	φ 80cm 球面鏡 60 枚
点源像サイズ		0°.14(FWHM)
鏡素材	ジュラルミン, アルミ合金	炭素繊維強化プラスティック (CFRP)
カメラピクセルサイズ	$0°.12 \times 0°.12$	$0°.115 \times 0°.115$
ピクセル数	220	512
カメラ視野	$\sim 3°$	$\sim 3°$
トラッキング精度	$\sim 0°.01$	~ 1 分角

表 3.1: CANGAROO 望遠鏡の性能パラメータ [11].

3.1.1 観測サイト

実験サイト Woomera は東経 136 ° 47'、南緯 31 ° 06'、海抜 160m のオーストラリア中央部砂漠の縁に位置し、雨量が少なく乾燥した空気、高い晴天率、大都市を離れ光害を免れていること等のチェレンコフ観測のために必要な条件を備えている。

3.1.2 望遠鏡

望遠鏡は経緯台式のマウントであり、天体のトラッキング中にカメラは視野中心の回りに回転する。トラッキングは、天体の赤道座標から、システムクロックを GPS と同期させた PC の時刻を用いて方位角・俯角を計算し、その値を RS-232C 経由で PC から望遠鏡に送る一方で望遠鏡の現在の位置を示すエンコーダーのデータが 100msec 毎に望遠鏡から PC に送られる。このシステムの下で最大トラッキングスピード 0°.5、1 分角[1]以下のトラッキング精度が保たれている。

3.1.3 PMT カメラ

鏡で反射されたチェレンコフ光子の位置・タイミングの両方の情報を取得する検出器は、多数の光電子増倍管を焦点面にアレイに組んで設置して実現させる。PMT の前には、円形の PMT の充填によって生じる dead space を無くし集光効率を上げるために Winstone Cone 型のライトガイドが取り付けられ、空間解像度はこの PMT の間隔、視野は PMT の集合体の大きさで決まる。1 号機カメラは 0°.115 × 0°.115 正方形ピクセル 552 本、視野 2°.76 であり、16 本単位のブリー

[1]星による実測

図 3.2: CANGAROO-III 1 号機. 直径 80cm の小型球面鏡を 114 枚並べた 10m 口径の複合型望遠鏡 (主鏡は放物面). 雨量が少ないことが植生に反映されている.

ダー Box36 個で構成される。2 号機は正 6 角形細密充填でピクセル直径 0°.20、421 本 (図 3.4) で ~ 4° の視野を持つ (表 3.2)。PMT 視野を拡大することによりシャワーに対するトリガー効率は向上するが、視野内の星などによる生のトリガー・データ収集レートも上昇してしまい、観測の dead time を生ずることになる。1 号機では HV 供給の単位が 16 本単位で行われていたものを 2 号機では PMT1 本単位にし、部分的に PMT の HV を OFF することにより星の影響を避け、広い視野・トリガー領域を確保する。加えて、背景夜光のもとでもパルス成分のチェレンコフシグナルに対する PMT のゲインを低下させず、広いダイナミックレンジに対し高い linearity を持ち、1 光子単位での光量分解能を持つことを目標とし PMT カメラの開発がすすめられた ([1],[2])。

	1 号機	2 号機
PMT	R4124UV	R3479UV
PMTϕ	13mm	23mm
Lightguide 形状	正方形	正 6 角形
1 ピクセル面積	1.32×10^{-2} str	2.45×10^{-2} str
ピクセル数	552 本	427 本
視野	2.7 degree	4 degree

表 3.2: 1 号機と 2 号機のカメラのパラメータ.

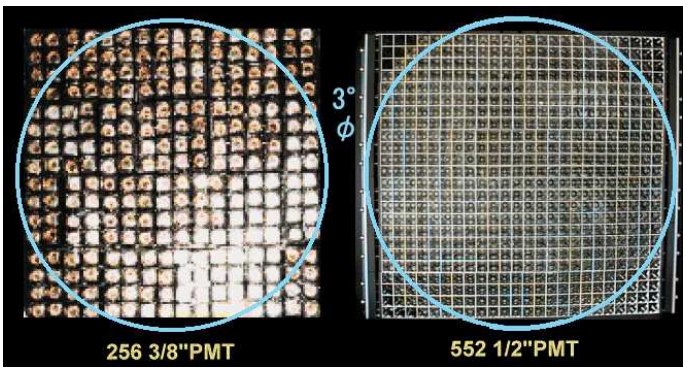


図 3.3: CANGAROO-I,II のカメラ.

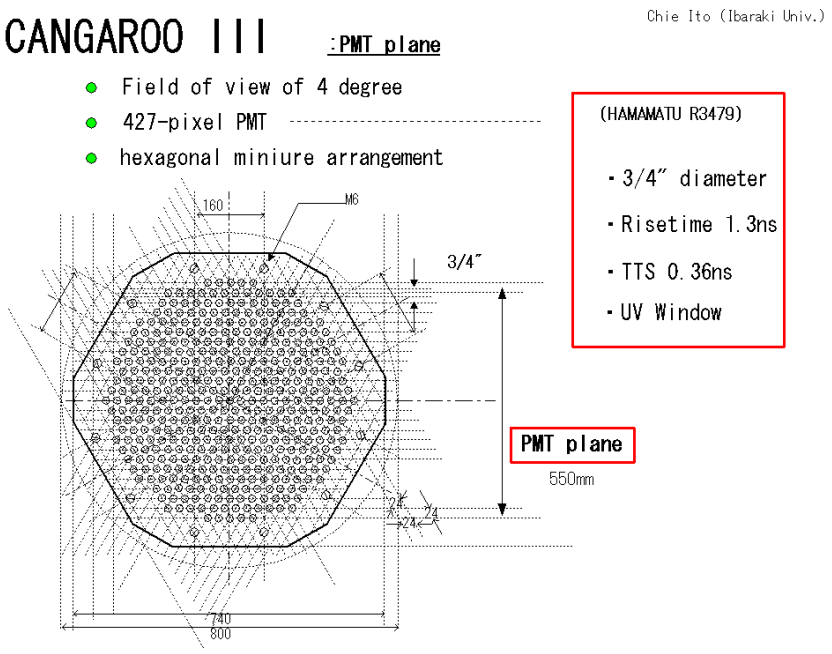


図 3.4: 2 号機カメラの設計図. 六方細密充填.427 本の PMT で視野 4 度をカバーする.

3.1.4　エレクトロニクス・データ収集

PMT の出力信号は PMT の直後のプリアンプで増幅された後、主焦点から 36m ツイストペアケーブルを通り、シグナルディバイダーで分割されたあと各々の 情報を処理・記録するエレクトロニクスモジュールに入る。
シグナルの内一つは、電荷量測定のために積分型 ADC に入り、もう片方は、TKO 規格の DSM(Discriminater and Scaler Module) に入る。これは CANGAROO 用に開発されたモジュールで、ブリーダーボックス 2 個分、PMT32 本分のシグナルをまとめて処理することができる。
DSM に入ったシグナルはさらに 2 つに分けられ、それぞれ discriminator にかけられる。このディスクリモジュールの discri level は DAC を通じて PC から与えられ、分けられたシグナルに対応して 2 種類ある。

TDC discri このディスクリの出力のロジックパルスは multi hit TDC に送られて、パルスの到着時間が記録される。

lsum(Logical Sum)-discri このディスクリの出力はスケーラーに送られ、700μsec の間に threshold を越えたパルスの数がカウントされる。個々の PMT の"hit" の有無に対応する。
TKO モジュールはその他に 、16 本の集合に対し Logical sum(lsum-discri にかかった PMT のロジック信号の sum)、Analog sum(アナログ信号の sum) の出力を持つ。内側の 16 個のトリガー領域のボックスのこの出力は、データ収集のトリガー用に使われる。Analog sum は再度 discriminator に入れられ、その BOX 内の信号量で threshold がかけられる (Box Hit)。このロジックパルスをトリガー領域 16 ボックス分足し合わせ、再度 discriminator にかける。
トリガーのために設定する threshold は、

1.nhit(number of hit PMT) discri level トリガー領域に渡る Logical sum に適応され、lsum-discri を超えて hit した PMT が何本あるかに対する discri level。

2.CAMAC discri 個々の Box からの Analog sum に対する discri level。その Box が Hit しているかどうかに対応する。

3.nbox(number of hit box) discri) CAMAC discri を出たロジックパルスのトリガー領域に渡る合計。 いくつのボックスが hit したか に相当する discri level。

最終的なトリガーは、これらの discri の出力に対し

(nhit discri AND nbox discri) OR GPS trigger

で決められる。(イベントトリガーとは別に、GPS から取得した時刻で 1 秒に 1 度データ収集を行っている)。このトリガーに対し、ADC のゲートを開け、TDC の common stop をかけてデータ収集を行う。CANGAROO のデータのうち、fast data(イベントデータ) と言われるものはこの TDC と ADC のデータとなる。TDC は、トリガーがかかった時間から遡って TDC にシグナルが入った時間の情報を、ADC は電荷量 (光量) を記録する。

これに対し、scaler のデータはイベントトリガとは別の一定の時刻間隔でデータに取り込まれる。この時間サンプリングで収集される"slow data" には、スケーラーデータの他に、気温・風速などの環境モニターデータも含まれる。表 3.3 に、CANGAROO-III で取得される主なデータを示す ([9])。

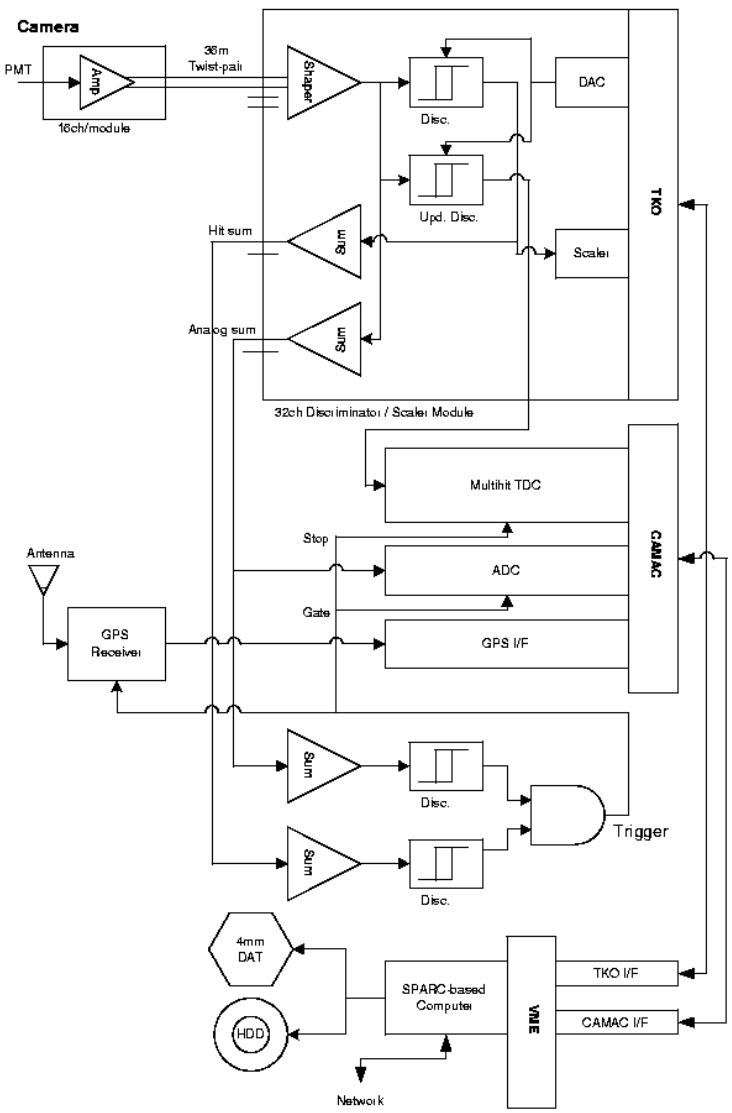


Figure 2: A block diagram of the electronics of the CANGAROO-II telescope.

図 3.5: CANGAROO-III エレクトロニクス ブロック図.

データ名	通信経路	データ種別
ADC	VME バス	イベント
TDC	CAMAC バス	イベント
Interrupt register	CAMAC バス	イベント
Scaler	CAMAC バス	イベント
GPS data	VME バス	イベント
System time	-	イベント、環境
DSM scaler	TKO バス	環境
Telescope position data	Ethernet	環境
Weather Monitor data	RS232C	環境
Cloud Monitor data	RS232C	環境

表 3.3: CANGAROO-III 取得データ [9].

3.2 光学系の基礎パラメータ

チェレンコフ望遠鏡は、エネルギーしきい値の引き下げ・エネルギー分解能の向上の観点から ~ 10m に口径を拡大する方向にある。しかし、10m クラスの反射鏡を一枚でつくるのは技術的には非常に困難であり、かつ光学性能は $0^\circ.1$ 程度で良いことから、小型鏡を敷き詰めることにより反射鏡の大面積化を実現するスタイルが主流となっている。
CANGAROO-III では、回転放物面の主鏡フレームの上に、直径 80cm(2 号機は 78cm) の小型球面鏡を 114 枚並べる形式をとる。これにより $5.7(2\text{ 号機 }5.5)\times10^5\mathrm{cm}^2$ の集光面積を得ることが可能である。

3.2.1 主鏡形状

現在稼働中の解像型チェレンコフ望遠鏡の反射鏡の構成は、主鏡形状から回転放物面型と Davies-Cotton 型との 2 つに分類され、CANGAROO のみ回転放物面型を採用している。以下にその小型鏡の配置法と基礎光学能について述べる。以下、結像度を示すパラメータとしては、raytrace 計算による像の RMS 値

$$\sigma = \left(\frac{\sum_i \{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2\}}{N} \right)^{1/2} \tag{3.1}$$

x_i, y_i : 反射された光子の位置, x_0, y_0 : 像中心

を用いる。

放物面型

焦点距離 f の放物面

$$z = \frac{r^2}{4f} \tag{3.2}$$

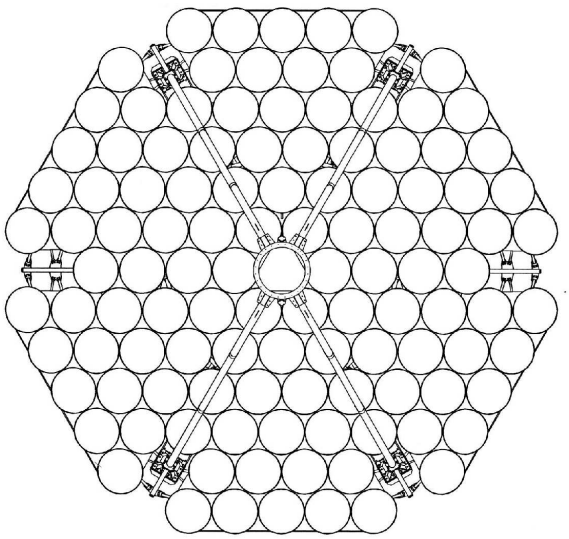


図 3.6: CANGAROO-III 複合型望遠鏡の主鏡上の小型鏡の配置。直径 78cm の小型鏡を六方細密充填で並べているため、同じ有効径の一枚鏡に対し面積は約 90% になる.PMT カメラを支える 4 本の支柱 (ステイ) をはめこむためのスペースを開けて、6 回対称に設計してある.

上に、曲率半径 $CR = 2f'$ の球面鏡を、主鏡の法線と小型球面鏡の光軸が一致するように配置する。放物面であるため、面上の点から主鏡の焦点までの距離は、主鏡中心部からの距離に依存する

$$f'(r) = \sqrt{r^2 + (f-z)^2} = \sqrt{r^2 + \left(f - \frac{r^2}{4f}\right)} \tag{3.3}$$

このため、小型鏡の焦点距離は一定ではなく、16.0m ~ 17.2m の間の分布を持つ (次章図 4.29)。後述されるように、製作される小型鏡に焦点距離のばらつきが存在する場合には、主鏡上での位置の調整でこのばらつきを実効的に吸収することができる。

Davies-cotton 型

曲率半径 f の球面

$$z = f - \sqrt{f^2 - r^2} \tag{3.4}$$

の上に、焦点距離 f の球面鏡を、光軸が望遠鏡中心から光軸にそって $2f$ の所で交わるように配置する。(このため主鏡法線と小型鏡の光軸は一致しない。) 全ての小型球面鏡の曲率半径は $2f$ で一律である。

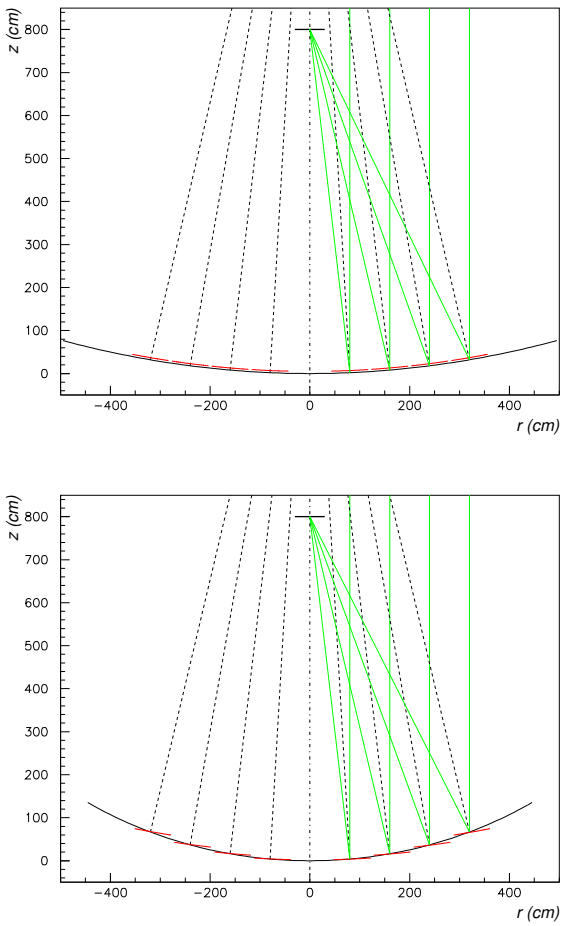


図 3.7: 主鏡と小型鏡の配置. 上:放物面、下:Davies-Cotton 型.

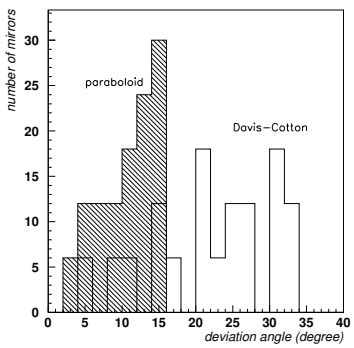


図 3.8: 図 3.6 の配置をした場合に、個々の小型鏡と、主鏡光軸とがなす角の分布. 同じ口径であれば、Davies-Cottton 型の方が主鏡の曲率がきついために、放物面よりも大角度に分布する.

3.2.2 主鏡形状と基礎光学能

以下に、これらの主鏡形状に基づく光学性能の違いを raytrace 計算を行った結果に基づき簡略に述べる。

F 値と結像能

反射鏡の性能の一つの目安として、焦点距離の口径の比 F 値 (f/d 値) がある。理想放物面の場合は、口径拡大により f/d 値が低下しても結像度に変化はないが、球面鏡の場合には f/d 値の減少とともに 球面収差により結像度が低下する。CANGAROO-III 複合型望遠鏡も、小型鏡の光軸と主鏡の光軸とのずれは中心からの距離に依存して大きくなり、f/d 値が低下すると結像度は低下する (図 3.8)。
図 3.9 に、今と同じサイズ、直径 80cm の小型鏡を $f = 8m$ の主鏡の中心から敷き詰めていったときの f/d の値と、望遠鏡光軸に平行な入射光 (on-axis 入射) に対する反射像の RMS 値を示す。

鏡面を構成する各球面鏡が完全理想球面であっても、複合型という構造そのものにより結像は $\sim 0°.05$(RMS) の大きさを持つことになる。この原理的な像の広がりがイメージパラメータに与える影響を簡単にテストしてみる。図 3.10 に、Monte Carlo Simulation[2] で発生させた同一のγ 線に対し、理想放物面と複合型望遠鏡 (理想球面鏡) によるイメージパラメータの比較を示す。平行光入射で明らかになる結像サイズの違いはあるが、前述されたようなγ 線シャワー自体が持つ広がり・有限のピクセルサイズから、この 2 つの結像度の間でイメージパラメータの違いはほとんど見られない。
以下その他の基礎光学能については、現状 (図 3.6) の f/d(f=8m,d$\sim$ 10m,f/d=0.8) の場合について触れる。

off-axis イメージ

検出原理の節で述べたように、チェレンコフ望遠鏡は無限遠の平行光源を観測するのでなく、望遠鏡主光軸に対し ~ 1 ° の角度を持って入射してくる像を観測する。このような off-axis の入射に対しては、放物面鏡も球面鏡も一定のコマ収差を持ち、像は一点に収束せず入射の方向に tail を引き像をゆがめることになる (図 3.11)。on-axis の入射では回転放物面の方が、off-axis 入射では Davies-Cotton 型の方が結像は優れている。

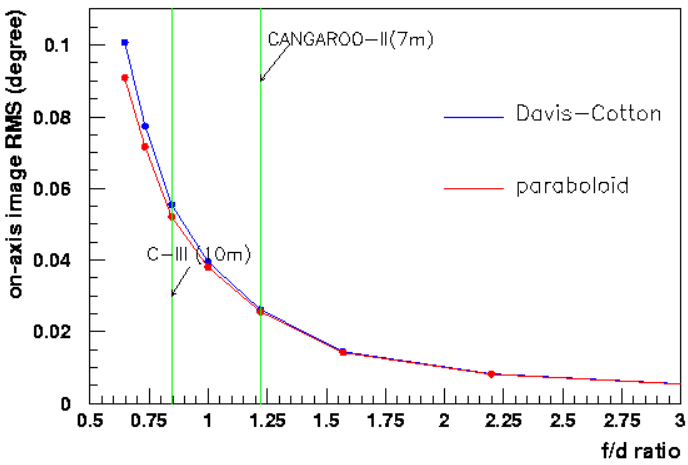


図 3.9: 焦点距離 $f = 8$m を固定し、口径を拡大 (f/d を低下) させて行ったときの、主鏡光軸平行入射光 (on-axis 入射) に対する像の RMS 値の変化.f/d が低下することにより 結像度は低下 (RMS 値は増大) するが、集光力は 口径の 2 乗に比例して増大する.

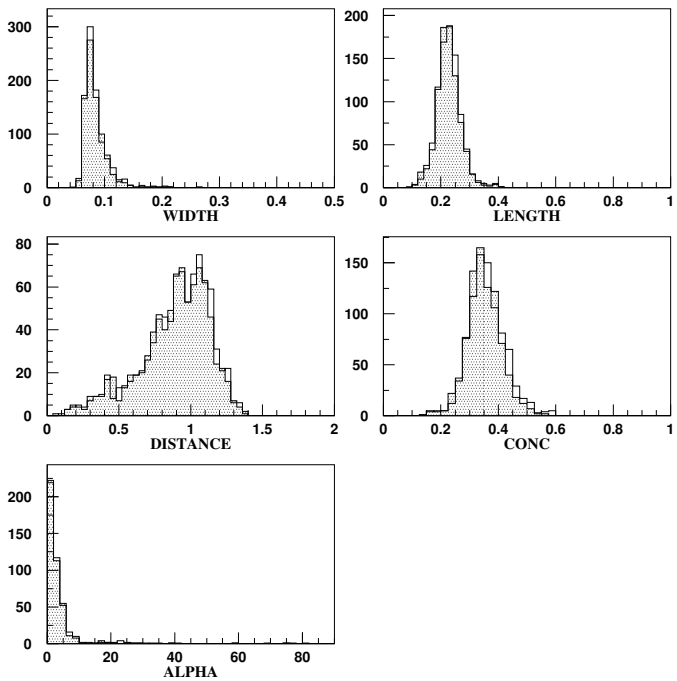


図 3.10: Monte Carlo simulation で生成された γ 線シャワー (1TeV 単色) に対し、理想一枚放物面鏡 (白抜き) と、複合型望遠鏡・理想球面鏡 (影付き) の場合のイメージパラメータの比較. ピクセルサイズは $0°.115 \times 0°.115$ 正方. 横軸は degree.

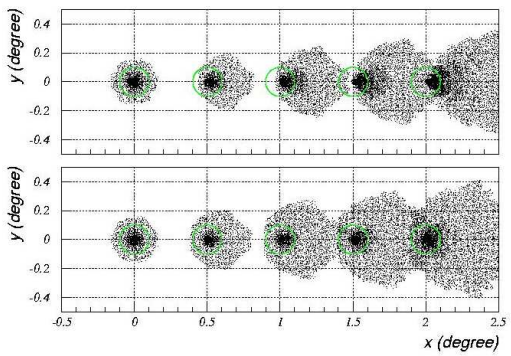


図 3.11: 0° から 2° までの off-axis 入射平行光に対するイメージの変形 (上:回転放物面、下:Davies-Cotton)

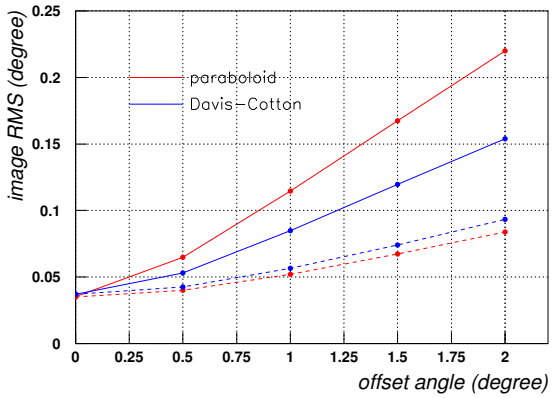


図 3.12: off-axis のイメージに対する、イメージの RMS 値 (実線が傾斜角の方向、破線がそれに垂直な方向). on-axis では 放物面の方が結像が良いが、off-axis では逆転する.

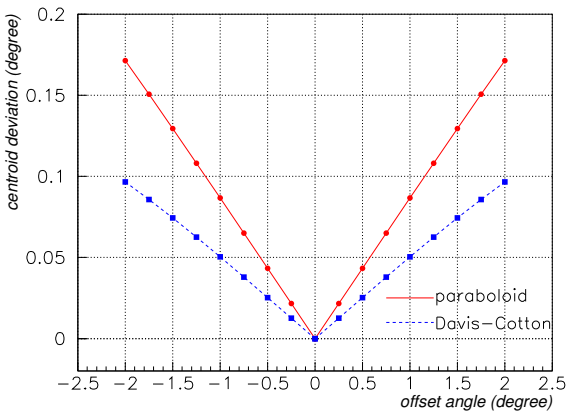


図 3.13: イメージが tail を引くことにより、本来あるべき位置 (off-axis angle) から重心がずれる量.

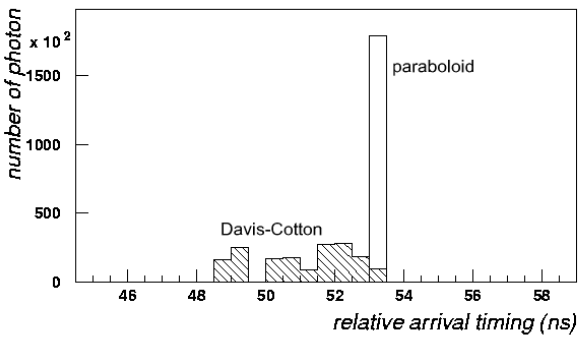


図 3.14: 平面で入射した光子が、鏡面で反射した後焦点面に到着する相対的な時刻分布. 放物面はその定義上経路差を生じないが、Davies-Cotton 型では経路差により平面の入射に対しタイミング分布に分散が生じる.

到来時間

イメージ以外に宇宙線とγ 線シャワーを弁別する方法として、光の到来のタイミングが考えられている。γ 線のシャワーはその発展原理から発生粒子 (そしてそれからのチェレンコフ光の波面がそろい、結果として地表でのチェレンコフ光の到達タイミングが ∼10ns 幅程度に揃っている。このタイミング情報を利用するのに、平面からの入射に対して経路差ができるだけ小さいことが望ましい[3]。図 3.14 に、主鏡形状による経路差からくる光子の到着時間の分散を示す。放物面は数学的な定義から平面の入射に対して経路差を生じないのに対し、主鏡形状が球面である Davies-Cotton 型では ~ 6ns の幅を持つ。

主鏡形状と基礎光学性能についてまとめると、off-axis の像については Davies-Cotton がすぐれ、到来時刻情報に関しては放物面の方が優れていると言えるが、イメージパラメータに関しては両者ともにその効果を正しく simulation に採り入れれば、効率に大きな違いは見られないとされている [10]。

3.3 光学系精度とγ 線検出効率

現実の望遠鏡に関しては、個々の小型鏡は理想球面と比較して有意に大きい像サイズ (1 号機に関しては、FWHM0°.08[21]) を持ち、個々の鏡の光軸の角度合わせにも誤差は存在する。また、光軸を合わせた中心とトラッキング中心 (視野中心) との間で位置の誤差が考えられる。望遠鏡全体

[2]以下、本文中で一貫して同じデータのことを指す。空気シャワー・チェレンコフ生成は EAS ツール CORSIKA[23] を用い、天頂からの 1TeV γ 線を 1000 イベント降らせたもの。大気吸収は MODTRAN 計算 (付録を見よ) を元に計算に繰り込まれている。結像による変化を見るだけであるので、こういったツールをここでは使用したが、CANGAROO グループの望遠鏡全体の simulation は、GEANT3 を用いた独自のソフトウェアを開発している。

[3]現実には、この時間分解能のリミットはエレクトロニクスから来ている。

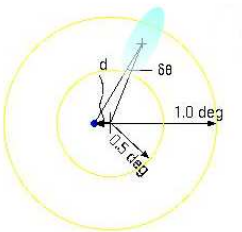


図 3.15: 光軸中心のずれ座標の定義.

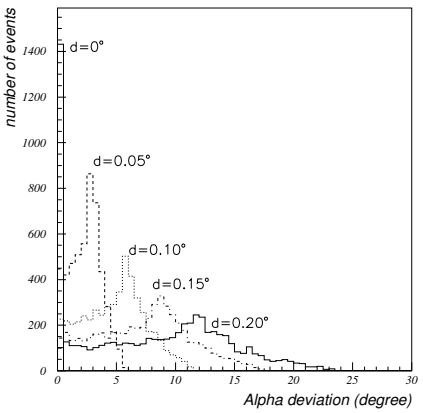


図 3.16: 光軸中心が定常的にずれていた場合の $\delta\theta$ の分布.

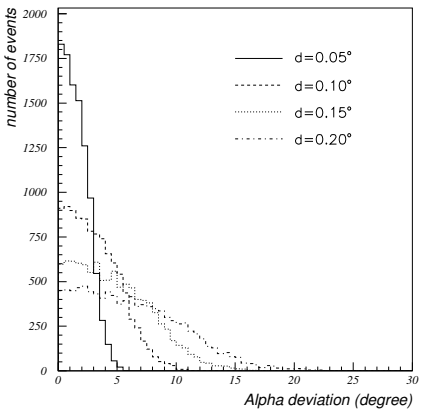


図 3.17: 全体の光軸中心が定常的でなく、視野中心のまわりに大きさ $\delta\theta$ に対し確率 $\sin(\delta\theta\pi/2d)$ で動いた場合.(この設定は、ずれの大きさが重力に対する向き–天頂角に比例するいう仮定から来る.)

の結像 (像サイズ・中心) は、望遠鏡組み上げ後に星像などの性質の良く理解された光源を用いての Point Spread Function の実測により決められる。以下にこれら 2 つの精度が、観測の出力であるイメージパラメータに与える影響について、簡略に触れる。

3.3.1 光軸中心精度が Alpha に与える影響

現実の光軸中心と視野中心 (カメラ中心) の位置が異なっており、その補正を行わなかった場合、定義から Alpha を取り誤ることになる。点源からの Alpha のピークの幅は、この光軸中心の精度に敏感である。

図 3.16 に、光軸中心が視野中心から定常的にずれていた場合の、この位置ずれ量に対し到来方向をとり誤る角度、$\delta\theta$ の分布を示す (座標の定義は図 3.15 の通り。Distance に相当する量は、0.5-1.0

の範囲とした)。これから、$0°.05$ 以上のずれに対し、補正を行わないと有意に Alpha の分布の幅が広がることが考えられる。

3.3.2 像サイズが Width,Length に与える影響

他のイメージパラメータのうち、像重心までの距離である Distance は像サイズそのものには強い影響を受けないと考えられる。像サイズを直に反映する Width,Length については、
W_s:シャワーのパラメータの大きさ、W_m:鏡の像拡がり、W_p:ピクセルサイズ
の効果を繰り込んだもので得られることになる。現実的な結像の範囲 (RMS $\sim 0°.1$) では、γ 線のイメージの長軸、Width と Length では、短軸の Width の方がより強く装置の影響—W_m の効果を受けることになる。しかし鏡が完全理想で W_s が十分細い時はむしろ W_p の効果が強く反映されており、Width がシャワーの物理を表す量 W_s を強く反映しないということは致命的なことではない。加えて、この効果は陽子シャワーにも同様に適応されるために、鏡の結像の拡がりが、Length にも影響を与えるような範囲にまで達しない範囲であれば、この 2 つのパラメータに関しては、像サイズを正しく simultaion にとり入れることにより、イメージパラメータを用いた選択によるγ 線の収率の低下を抑えることができると考えられる。

3.4 CANGAROO-III 1 号機の光学性能の確認

CANGAROO-III 1 号機は、1999 年に CANGAROO-II として 7m 口径で内周 4 周分 60 枚が組み上げられ、2000 年に 10m 口径へ 54 枚の拡張を行った。 トラッキング精度は 1 分角以下であり、チェレンコフの観測に関しては、この中心を補正する必要はないように設計されている[4]が、光軸中心はカメラ中心から $\sim 0.06°$ ほど定常的にずれているという報告があった。結像能の変化と、光軸中心と視野中心のずれを定期的にモニターし、変化が有意であれば、シミュレーションに取り入れる必要がある。2001 年 5 月に CCD カメラ (SBIG 社 ST-7) を用いて反射鏡による星像を撮像することにより、像サイズと像中心の測定を行った。

3.4.1 モニター方法

光学性能そのものの検証のみであれば、無限遠点光源を用いて Point Spread Function を測定することで十分である。検出器として、主焦点カメラの PMT は、ピクセルサイズが $0°.115$ であることや DC 光測定に設計されていない[5]ことなどから、PSF の測定には CCD カメラを用いた。3.5

[4]カメラの重量が大きく、カメラの支柱のたわみがあるグループは、あらかじめこの変形量の俯角・方位角依存性を調査するランを行い、補正を加えている。また、望遠鏡の口径が大きいグループでは主鏡フレームのたわみによる光軸中心のずれ・像の広がりを防ぐために、鏡の調整を常時変形を補うように動かす Active な機構を設けたりしなくてはならない。

[5]CANGAROO-III の PMT カメラはチェレンコフの ~ 10ns のパルスの検出用の設計であり、DC 成分はコンデンサで切っている。DC 光に対する PMT の応答は [1] に述べられているが、DC 光も頻度の高いパルス光の集合ととらえ

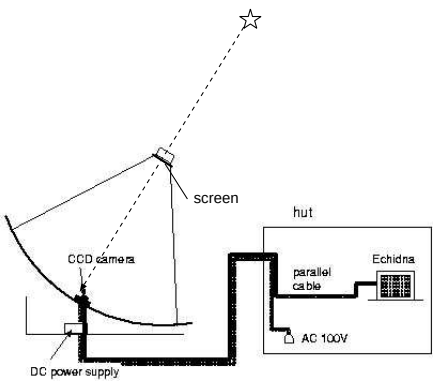


図 3.18: 実験セットアップ.

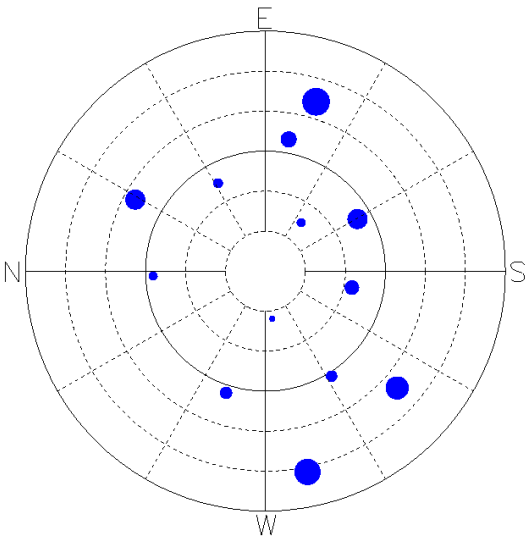


図 3.19: 測定に用いた 3.5 等以上の星の俯角・方位角のプロット. 俯角の線は 15° 間隔.

ID	Star Name	RA	Dec	Mag	El	Az
1	α1 Cen	219.900	-60.835	0.0	50.3	330.5
2	30α Hya	141.897	-8.659	2.0	42.1	107.9
3	21α Sco	247.352	-26.432	1.0	39.8	280.0
4	16α Boo	213.915	19.183	0.0	34.3	208.8
5	α Car	95.988	-52.696	-0.7	24.0	41.56
6	η Cen	200.150	-36.717	2.8	67.5	306.3
7	Mars	267.175	-25.617	-1.9	23.8	286.6
8	9α CMa	101.287	-16.716	-1.5	13.1	78.2
9	ξ Hya	214.250	-9.383	3.5	72.0	82.0
10	27β Lib	182.525	-22.617	2.6	52.6	241.7
11	47ϵ Vir	195.825	20.967	2.8	47.9	177.4
12	α Cru	186.650	-63.100	1.4	57.0	10.7
13	λ Vel	137.000	-43.433	2.2	43.5	57.7

図 3.20: 撮像された星のデータ. 上 : 27/5/2001 下 : 28/5/2001.

等星以上の明るい星を望遠鏡で追尾し、反射鏡により焦点面スクリーンに収束した星の像を、望遠鏡中心に取り付けた CCD カメラで撮像するという手法を取る (図 3.18)。ステイで支えられている望遠鏡の主焦点に過度の負荷がかかっていると、ステイがたわみカメラ中心 (視野中心) が光軸中心とずれたり、主鏡フレームをゆがめ結像が低下するということが有り得るが、このような変形は重力方向– 俯角に依存性があると考えられる。2001 年の測定では図 3.19 に示すような複数の点で俯角、方位角をカバーした測定を行った[6]。

3.4.2 on-axis 星像サイズ

得られた星像はメディアンフィルター[7]を通したあと、像重心を通る x,y 方向の 1 次元スライスに対して、星像は Lorentzian, バックグラウンドはフラットという形状の仮定をし

$$f(x) = \frac{C_1}{1 + \left(\frac{x - C_2}{\Gamma}\right)^2} + C_3 \tag{3.5}$$

という式での fitting を行い、得られる中心が収束するまで fitting を繰り返し像サイズ・中心位置を決定した。(月光が元となっている反射光により仮定した形状が著しく損なわれているデータは解析から省いた。)
得られた 13 のデータセットに対し、解析から算出した像サイズとその俯角・方位角依存性を図 3.21 に示す。平均で FWHM(=2Γ) は $0^\circ.24 \pm 0^\circ.01$ degree と求められた。

またこの像サイズの俯角、方位角 依存性を図 3.22 に示す。特にこの解析に関しては、重力方向とそれに垂直な方向のスライスに分けた時のイメージサイズをプロットしてある。図中 r は

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})}{N\sigma_x\sigma_y} \tag{3.6}$$

像サイズと俯角・方位角との間との相関係数である。

重力方向サイズ・水平方向サイズともに、俯角 と像サイズの間に若干相関があるように見える。一方で等級別に得られた星のサイズを見てみると、明るい星ほどサイズが小さく検出される傾向が見られた。これはバックグラウンドに対するシグナルの強度から来るものと考えられるが、俯角 h に対し、星を選べる領域は $\cos(h)$ の重みがつくため、俯角 が大きいほど暗い星を選ばざるを得ない。この選択効果が間接的に現れている可能性がある。

れば、一定時間内に threshold 値を超えたパルスの数を測定するスケーラー値が一つの指標とはなる。しかし、スケーラーカウント値は DC 光に比例せず、個々の PMT 間でゲインのばらつきにより threshold の差異が生じること、一つの PMT に関しても星光などの強い光量が入ると多量の電流が流れて PMT のゲインが一時低下することなどの不確定要素がある。

[6]測定は観測時間を削らない月の出ている間に行った。月のない闇夜にしか観測出来ないチェレンコフ望遠鏡にとって、観測時間の確保は重要な問題である。先のスケーラーによる星の解析は不確定要素を持ちながらも、観測中視野に入る星を用いれば観測時間を削らずに済むという意味では、優れた方法なのである。

[7]ノイズ除去フィルターの一種で、数個の隣接するピクセル間でそのカウントの中央値を代表値として取り直す。これにより突発ノイズを取り除くことができる。

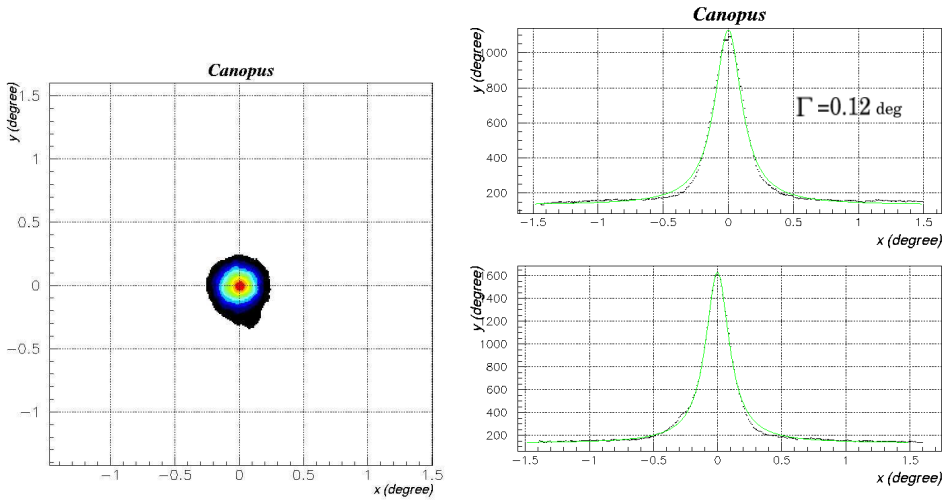


図 3.21: CCD カメラの画像から得た星像サイズ. 表示は-0.7 等星の α Car.

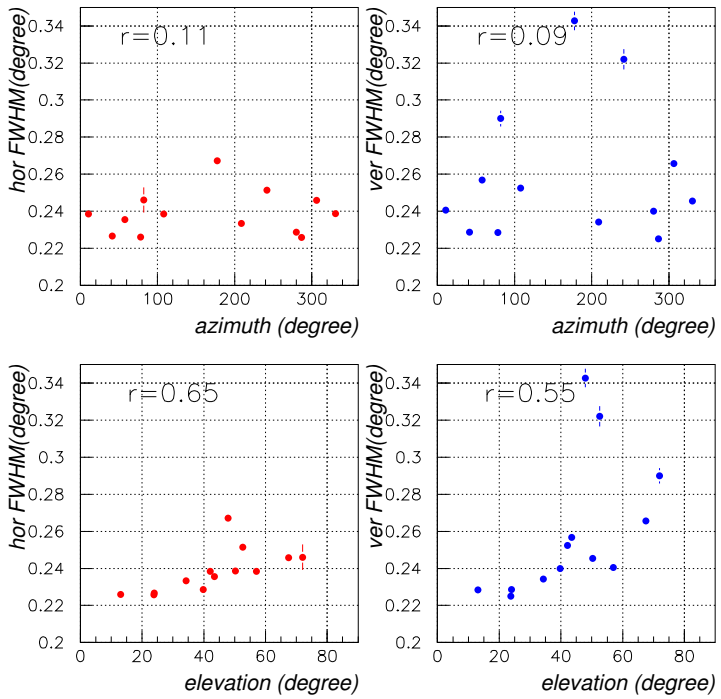


図 3.22: 像サイズの俯角・方位角依存性. 上段が方位角、下段が俯角. 左側は水平方向のスライス、右側は重力方向.

3.4.3 光軸中心

同じく fitting により求めた星像中心の位置の関係を図 3.23 に示す。可視光の天体のトラッキングでは、赤道座標から時刻と地球上での位置を元に計算される地平座標に対し、大気の屈折率のために天体が俯角方向に浮き上がって見える効果–大気差の位置補正をする必要がある。今回の測定では、大気差補正無しのトラッキングで撮像したデータに対して、後からオフラインで大気差の補正を行った。補正には以下の近似式 [15] を用いた。

$$5^\circ \leq h \leq 85^\circ \qquad \frac{1^\circ}{3600''}\left[\frac{58.1''}{\tan(h)} - \frac{0.07''}{\tan^3(h)} + \frac{0.000086''}{\tan^5(h)}\right] \tag{3.7}$$

h は俯角.

星像中心の位置に俯角・方位角に対する依存性は見られず、定常的にカメラ座標で $(0^\circ.05 \pm 0^\circ.01, 0^\circ.06 \pm 0^\circ.01)$ に位置し、この値を Alpha の算出の際に補正に入れる必要がある。

3.4.4 off-axis での星像の振舞

on-axis の像だけでなく、off-axis 入射の像の拡がり・重心のずれについても計算による理解が十分であるか、検証しておく意義はある。ターゲットの 0 等星のから赤経方向、赤緯方向に $\pm 0.5^\circ, \pm 1.0^\circ, \pm 1.3^\circ$ に逸した方向をトラッキングして測定を行った (図 3.24)。図 3.25 に、これらの off-axis 入射に対する像のゆがみ、重心のずれの測定結果を図 3.25 に示す。off-axis の像の実測は、計算の結果と誤差内で一致している。

3.4.5 2000 年データとの比較と変化の影響

反射鏡の結像・トラッキング中心に関しては、2000 年 3 月の 10m 拡張直後にも同様の測定が行われている. 図 3.26 に同様の解析方法で解析したこの 2 つの実験の星像サイズを示す。このデータを直接比較するのにはいくつかの不確定要素があるが、(大気の状態・背景光の強さ・CCD カメラレンズのピント・スクリーン上での多重散乱) 、これからは 2000 年 3 月時点の 10m 口径拡張直後の星像 (-0.7 等 α Car) の FWHM は $0.185 \pm 0.005^\circ$ と求められた[8]。図 3.27 に、この 2 つの結像度に対し、同一の Monte Carlo Simulation のγ 線シャワーの組に対するイメージパラメータの分布の違いを示す。Width と像の集中度である Concentration に違いがみられるが、結果を simulation にとり入れることで 検出効率の低下を防ぐことができる範囲と考えられる。[9]

[8] この結果は星像を Lorentzian と Gaussian で fitting した場合で異なる。Lorentian の FWHM=2Γ に対し、Gaussian は FWHM=$\sigma\sqrt{2\ln 2}$ で与えられ、後者の fitting では FWHM=$0^\circ.20$ となる。星像の形状としては、Lorentzian の方が良く実測と合っている。

[9] オフラインでリカバーはできないものにはトリガー効率がある。光子の少ない低エネルギー側では結像の低下により threshold をこえる PMT の本数が減って、トリガー効率が低下する可能性があるが、現在のデータ収集レートは、夜光などの背景光コインシデンスのイベントが性能から推定されるシャワーレートの 10 倍以上あり、あまり問題にはならないと考えられる。なお、今回のセットアップを使用して夜光の絶対光量測量の予備実験を行った (付録)

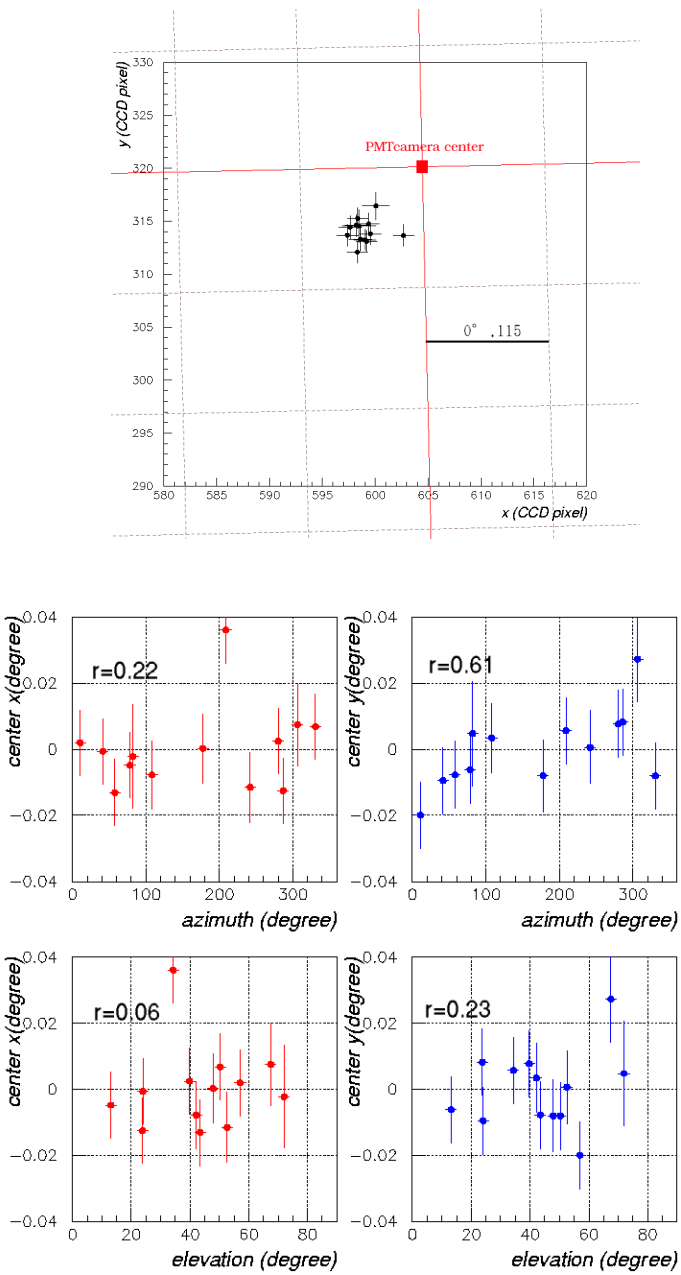


図 3.23: 上:大気差補正後の星像中心の分布. カメラ中心から $0°.07$ 程のずれが見られた. 下：星像中心の相対的な x,y 座標の俯角・方位角依存性.

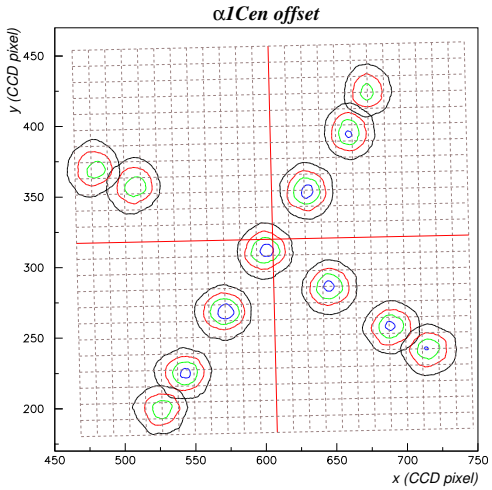


図 3.24: 0.0 等星の α1Cen に対し赤経・赤緯方向に $0.0, 0°.5, 1°.0, 1°.3$ の offset 角.

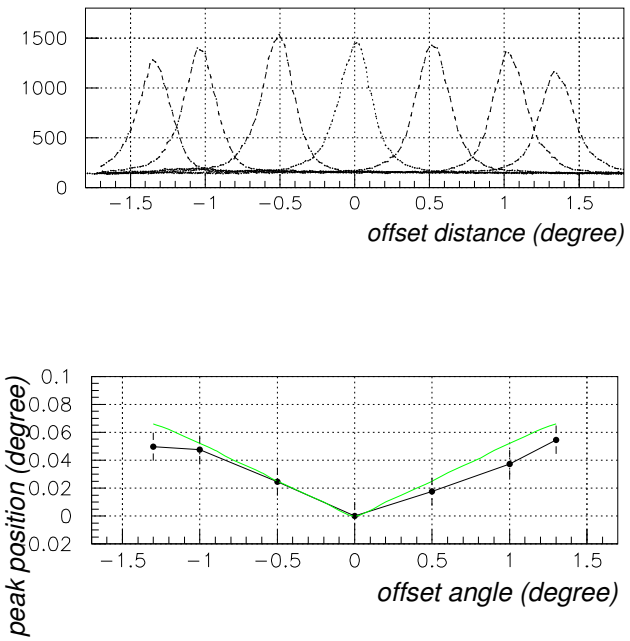


図 3.25: off-axis 入射の像の振舞. 下の図の線は計算値 (ただし、球面鏡の曲率半径は一律に 1640cm とした場合.)

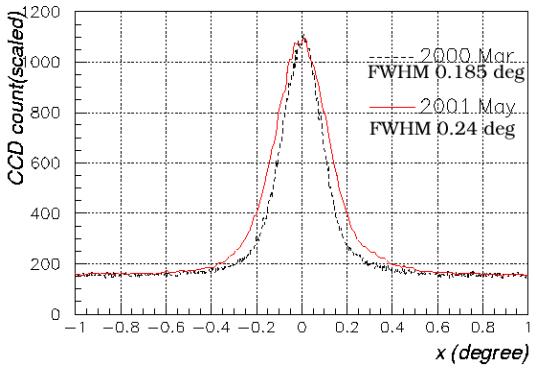


図 3.26: 2000 年 3 月と 2001 年 5 月の同様の実験の結果の比較.

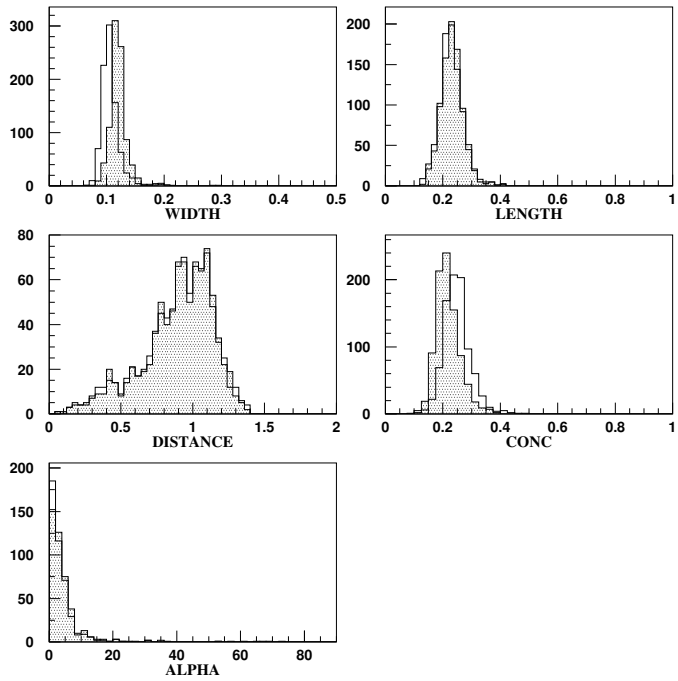


図 3.27: FWHM 0°.18(白抜き) と FWHM0°.24(影付き) に対するイメージパラメータの比較 (MC データに付いては前述通り, 結像のみを変えた結果.) 横軸 degree.

第4章　CANGAROO-III 小型鏡の性能評価

CANGAROO-III2 号機では、同じ放物面主鏡の上に焦点距離の異なる球面鏡を並べる構造を引き継ぐ。1 号機用の小型鏡の製造の際問題になったのは、形状コントロールが困難であることからくる生産性の低さであった。

4.1　小型鏡に要請される性能

砂漠地帯に放置されるという実験環境下から、CANGAROO の小型鏡は、光学結像以外の性能も重視される。2 号機以降の建設にあたって検討された項目と、鏡の製法別の適応度の目安を表 4.1 に示す。

	ガラス+Al 蒸着	金属削り出し (Al)	FRP
堅牢性	×	△	○
ヤング率	7.03×10^{10} Pa	8.01×10^{10} Pa	9.2×10^{7} Pa(コア) 2.1×10^{10} Pa(GFRP)
密度	2.32 g/cm^3	2.7g/cm^3	1.4g/cm^3(注)
形状	○　研磨	○　研磨	× →○　オートクレーヴ法
	~ 1μm	~ 1μm	~ 10μm
表面粗さ	∼1nm(蒸着)	∼10nm	∼ 25nm
線膨張係数	23.1 $\times 10^{-6}K^{-1}$	$2.8 \times 10^{-6}K^{-1}$	$3.5 \times 10^{-5}K^{-1}$(コア) $2.0 \times 10^{-5}K^{-1}$ (GFRP)
耐候性	×	—	○

表 4.1: 小型鏡の性能の評価項目と素材別の適応度.FRP(繊維強化プラスティック) は繊維の素材を変えることで形状コントロールの向上を実現させた.(注) 半径 39cm、厚さ 1cm の鏡に対し総重量 6.6kg から実効的な密度を換算したもの.

- 堅牢性　多数の小型鏡を組み上げ、それを野外放置するスタイルのチェレンコフ望遠鏡にとっては衝撃に強く破損しにくいという特性は建設の作業性・望遠鏡の維持の面からは重要である。
- 重量　小型鏡が積算された重量が主鏡形状をゆがませると、結像・トラッキング精度の低下を招くことになること、駆動部への負荷が大きくトラッキングスピードにより厳しい制限が

かかることから、鏡は軽量であることが望ましい。

- 形状・表面粗さ (面精度)　検出器の効率に寄与する光学性能を決める。チェレンコフ望遠鏡は拡がったシャワーイメージをとらえ、宇宙線シャワーとγ 線シャワーの弁別に用いられるための結像は $\sim 0^{\circ}.1$ の精度があれば良いとされる。

- 比熱・熱膨張係数　CANGAROO 実験では望遠鏡は昼夜 $\sim 30^{o}$C の気温サイクルの条件下で運用される。小型鏡が熱膨張により伸縮すると焦点距離が変化したり、変形のくり返しにより長期に使用する間に鏡が破損する可能性がある。

- 耐候性　野外放置の環境下で、反射面が反射率を保持すること、表面に付着するダストを除去するための定期的な洗浄に耐えることが必要である。

4.2 CFRP・GFRP 鏡の製法

CANGAROO-III で採用されている FRP 鏡は、三菱電機と共同で開発が推められ、その構造は硬質の発泡材のコアを、FRP シートと接着剤シートを積層したもので挟み込み (図 4.2)、表側に反射体金属シートを置いたものである。この層構造を曲率半径をつけた型の上に載せ、真空引きされたバッグに入れてオートクレーヴの中でさらに加圧して焼成する (図 4.3)。非常に軽量であり堅牢である半面、ガラスや金属鏡などと異なりそれ自身の中に複雑な構造を持つことから、有限要素法を用いた構造計算などによる理解が困難であり、一号機の段階では形状コントロールに課題が残された。
先に述べられたように、このようにして焼成された FRP 鏡の表面には、数 10 ミクロンのオーダーで成型の曲率半径からのずれがみられ、これにより曲率半径自体が一つ一つの鏡により異なる。この形状変化は、中心のコア材の剛性と FRP シートの張力、焼成時に加えられる圧力に依存すると考えられ、これらのパラメータを変化させつつ三菱電機の試作が続けられてきた。
CANGAROO-III 1 号機ではこの繊維シートにカーボンファイバーシートを用いたが、2 号機以降の試作では、コアの剛性を上げ、FRP シートにはガラス繊維シートを用いることで、型からの形状の変化を減少させることに成功した。

4.3 小型鏡の性能評価法

前節に挙げられた要請条件を踏まえ、CANGAROO-III2 号機以降の小型鏡に対しては以下の適応度の評価が行われる。

任意の曲率半径の球面鏡としての評価
- ・反射率測定 (300-700nm) (抽出サンプル)
- ・表面粗さ測定 (抽出サンプル)
- ・形状 3 次元測定 (全数)
- ・集光試験 (抽出サンプル)

図 4.1: 製作された GFRP 鏡.

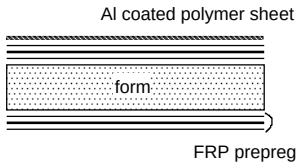


図 4.2: FRP 鏡の層構造.

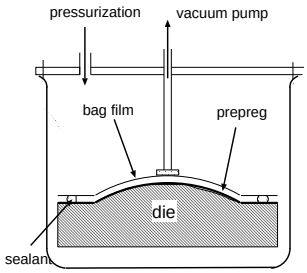


図 4.3: 焼成方法 (オートクレーブ法).
バッグを真空に引きと外圧を加えて、
焼成成形が行われる.

f=8m の放物面上の鏡としての評価
・放物面上での配置条件の照合

4.3.1 金属反射率

シグナルとなるチェレンコフ光のスペクトルは、

$$N(\lambda) \propto \lambda^{-2} \tag{4.1}$$

波長に対し マイナス 2 乗の依存性を持って発生し、光電子に変換されるまでに複数のプロセスによスペクトルを変化させる。
高度約 10km で λ^{-2} で生成されたチェレンコフ光子は、大気吸収・散乱を受け、鏡で反射され、カ

メラ面の光電子増倍管によって検出される。チェレンコフ光子の検出効率を正味で理解するには、この 4 つのファクター $N(\lambda)$、大気透過率 $T(\lambda,\theta)$、鏡の反射率 $Ref(\lambda)$、PMT 量子効率 $QE(\lambda)$ が必要になる。図 4.4 にこれらの積算を示す。図中ハッチをかけた部分が最終的に光電子として観測さ

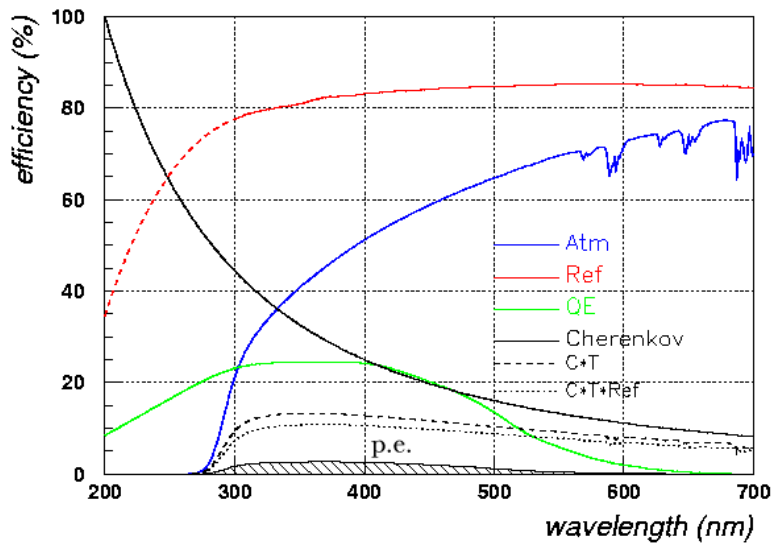


図 4.4: チェレンコフ光の生成スペクトルと各プロセスの効率をかけた結果のプロット. 大気吸収は発生高度 10km、天頂からの入射で Rayleigh 散乱、Mie 散乱、オゾン吸収、水の吸収を含めたモデル計算 (MODTRAN[3]). 量子効率はバイアルカリ光電面、UV ガラスウィンドウの値. 反射率は 300nm 以下外挿値. 図中 C=Cherenkov,T=Atm.

	積分効率 (200-700nm)
C(λ)·QE(λ)	$\equiv$ 100%
C(λ)·QE(λ)·Atm(λ)	27%
C(λ)·QE(λ)·Atm(λ)·Ref(λ)	22%

れる。短波長側は大気吸収、長波長側は生成スペクトルの効果がそれぞれ効いて、およそ 350nm 近傍にピークを持つ分布になる。 表に積分効率の数字を表したが、大気透過率・鏡の反射率だけでチェレンコフ光の収率は 20% 程度になる。

反射率の波長特性は、反射体金属に依存する。図 4.5 に、GFRP 表面のアルミニウムと SUS(鉄・クロム・ニッケル合金) の鏡の絶対反射率波長特性の実測値[1]、金・銀・銅・アルミ (蒸着) の反射率の文献値を示す。短波長まで高い反射率を維持するアルミニウムはチェレンコフ望遠鏡の鏡の反射体として最も優れた性質を持つ。

[1]以下、反射率測定は全て、国立天文台天文機器開発実験センター所有 の分光光度計 UV3100PC(SHIMADZU) を使用.

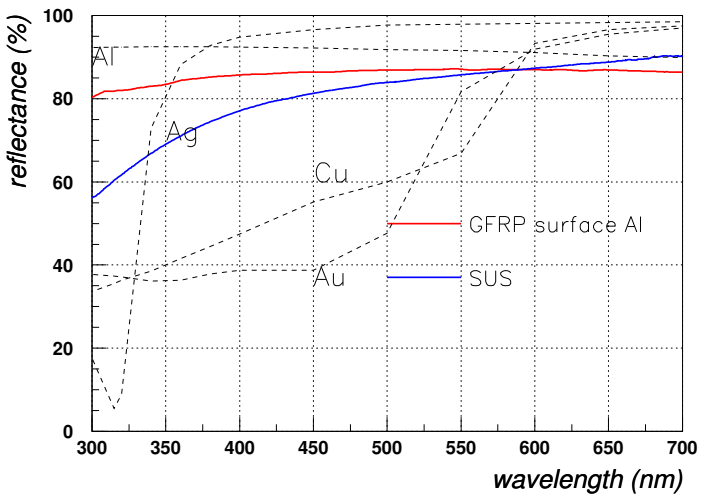


図 4.5: GFRP(コーティング無しのアルミシート表面)、SUS(鉄・クロム・ニッケル合金) の鏡の反射率の実測値、金、銀、銅、アルミ蒸着の反射率の文献値 [18]. アルミニウムは 300-700nm の波長域で常に高い反射率を保っている.

耐候性

さらに CANGAROO の鏡には、野外放置の実験環境下で長期に上記の特性 (主として反射率) を保つことが必要となる。
野外放置による反射率の低下の原因と成り得るものは、金属自体の腐食と泥などの不純物の付着である。アルミニウムは非常に酸化されやすい金属であり、大気に触れると表面に ~ 0.1μm の厚みの自然酸化皮膜ができ、それ以上の酸化を抑止するが、この厚みの皮膜は損傷しやすく、苛酷な環境下での防食皮膜としては使用に耐えない。金属アルミ露出部に水分が付着する (降水と冬季の結露) と以下の反応によりアルミニウムの酸化・腐食が進行する。

$$\mathrm{Al} \longrightarrow \mathrm{Al}^{3+} + 3\mathrm{e}^{-} \tag{4.2}$$

$$2\mathrm{H_2O} + \mathrm{O_2} + 4e^{-} \longrightarrow 4\mathrm{OH}^{-} \tag{4.3}$$

CANGAROO-I 3.8m 望遠鏡は、1996 年のアルミニウム再蒸着後 保護コーティング無しで観測を行っていたが、2 年程の使用の間に鏡面の反射率に有意な低下が見られた (図 4.7)。

このため、鏡表面には絶縁コーティングが必要であると考えられ、最終的な反射率による効率の評価はコーティングの後に行われる。コーティングには、フッ素樹脂塗料、Ti コーティング、ア

形状	回転放物面 ($f = 1$)
直径	3.8m
面積	$11.34\mathrm{m}^2$
焦点距離	3.8m
材質	中心鏡：ジュラルミン
	外周鏡：アルミ合金
表面材質	中心鏡：(下地) カニジェン
	(表面) アルミニウム
	外周鏡：カニジェン
コーティング膜	：SiO

図 4.6: 3.8m 反射鏡のパラメータ

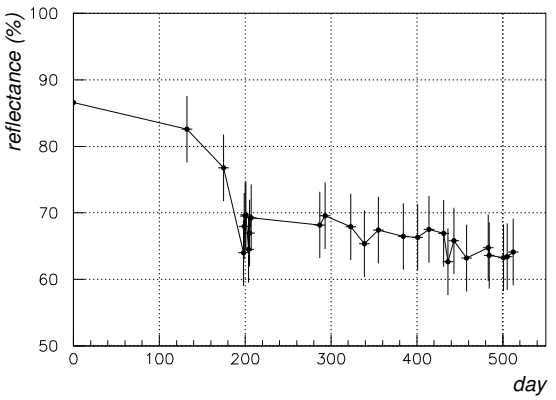


図 4.7: CANGAROO-I 3.8m 望遠鏡 の反射率の経日変化.1996 年 10 月のリコーティングから 98 年 7 月までの約 2 年間のデータ. 月に一回 CO_2 クリーニングが行われていた. 反射率値は 480nm での値.

ルミニウムの場合は特に酸化皮膜の厚みを人工的に制御する陽極酸化技術 (FRP 鏡に対しては未経験) などがある。図 4.8 に各種コーティングに対する反射率の実測値を示す。

長期の耐候性のチェックという観点からは、年単位に渡り暴露試験を行い、定期的に反射率の低下をモニターする必要がある。フッ素樹脂コーティングに関しては、1999 年から暴露されたものとの比較を行うことができる。図 4.9 に示すこれらのデータの比較からは、この樹脂塗料コーティングが保持されている限りは、反射率の低下は現在の実験環境下で数%に押えることができると考えられる。金属そのものと比較しての反射率の維持、長期の耐候性から 2 号機もフッ素樹脂コーティングを採用する。

4.3.2 表面精度

製作される球面鏡の表面には、理想球面からのさまざまなスケール、大きさの変形が存在する。図 4.10 に、FRP 鏡の表面に存在するこれらの変形のスケール・大きさを示す。これらの広範な変形を一つの測定法でカバーするのは不可能であり、鏡面精度は複数の方法・測定器により検査される。

ものの見方がマクロであれミクロであれ、反射の法則が成り立つならば、「0.1 度の optics」のために、与えられたスケール L に対して変形の大きさ A はおおよそ $A \lesssim 10^{-3}L$ でなければならないという目安が立てられる。

鏡面の形状による反射光の分布を知るには、理想的には表面変形を周波数成分に分解したときの強度が nm

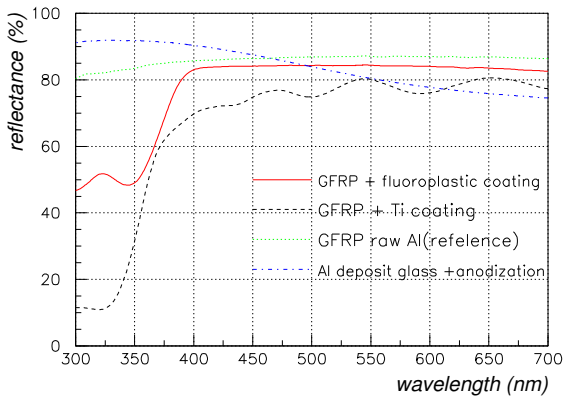


図 4.8: 各種コーティング後の反射率波長特性.

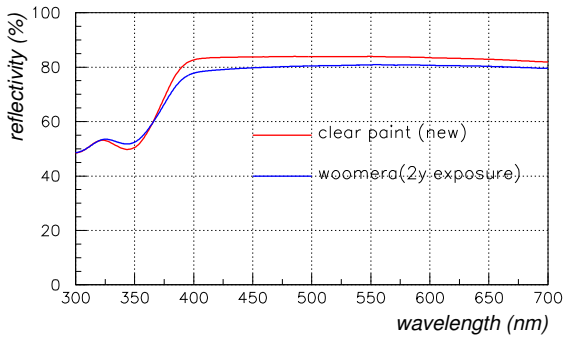


図 4.9: 2 年間実験サイトにて暴露された鏡と新しくコーティングされた鏡との反射率の比較.

から mm に渡る範囲まで欠落なく得られれば良いことになる。現在鏡の個々の鏡の像の記述で、面精度のデータを直に繰り込んでいるのは形状 3 次元測定のみである。その他のレンジの測定は、むしろ光の分布そのもの測定により得たパラメータで、光量損失か像の「ぼやけ」として取り扱われている。

–scatter test–(表面粗さ測定)

鏡面の製作の流れ「成形と仕上げ」の内「仕上げ」の精度で、表面変形の大きさが反射光の波長より小さい領域 $\delta < \lambda$ に相当する。実際は、FRP 鏡はアルミニウムを蒸着したポリマーシートを先に作り、これを先に述べたように成形するので、「成形と仕上げ」の順序は逆になるが、検査は FRP 鏡として焼成された後に行われる。

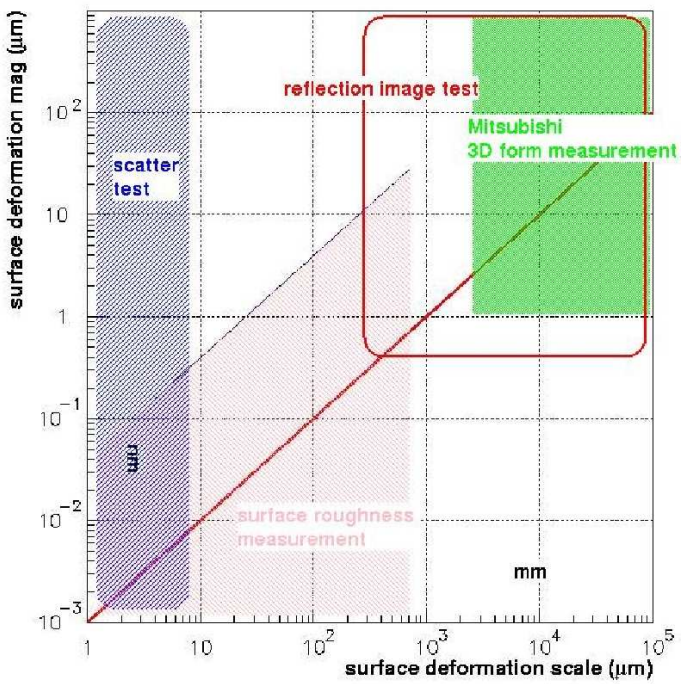


図 4.10: 鏡の表面に存在する理想球面からの変形スケール (波長) と大きさの概念図。領域によって対応できる測定器・測定法が異なる.

鏡からの反射光は、表面の微細構造により散乱される成分と、垂直に反射する成分 (正反射成分) に分けて考えられる (図 4.11)。

表面の微細構造による散乱光の分布に関しては、光量そのものを実測する方法と、下に示される表面粗さと散乱成分の関係を利用する 2 つの方法がある。

$$R = R_0 \exp\left(-(4\pi\sigma/\lambda)^2\right) \tag{4.4}$$

R : サンプルの反射率　　R_0 : 同じ素材で完全平面の場合の反射率

σ: 表面粗さ RMS　　λ: 光の波長

CANGAROO-III の 2 号機以降の鏡についても干渉型 3 次元測定器[2]によって、表面プロファイルを測定しているが、この詳細については付録に述べることにし、ここでは散乱光の分布の実測の結果について述べる。

散乱光は上に述べたように、正反射成分の鋭いピークと散乱成分のハローの 2 重構造を持ち、散

[2]国立天文台天文機器開発実験センター所有、Zygo Maxim-NT

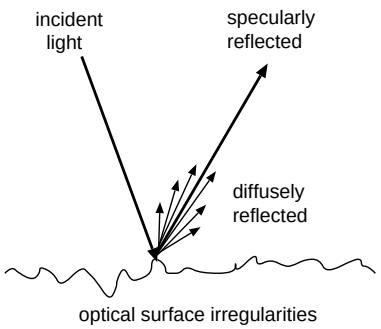


図 4.11: 表面構造と散乱光の関係. 入射光全体が一定角度分布内に散乱されるのでなく、正反射成分 (specular part) と比較的大角度 (scatter part) に分かれるという描像 [4].

乱光成分のみを取り出して微小な角度までの profile の測定を行うのは、強い光源と長い測定光路を必要とするために困難な測定と言われる。ただし、散乱光の角度分布 (BSDF, 反射成分を中心に定義されるときは BRDF(Bi-directional Reflectance Distribution Function)) については、次の経験則的なモデルがある [19]

$$BRDF = b(100\sin\theta)^m \qquad \text{Harvey–Shack BRDF model} \tag{4.5}$$

このモデルを利用し、比較的大角度で最低 2 点の絶対光量測定を行って上の式のパラメータ b, m を決定することにより、全体の光角度分布を記述することができる。入射光量に対し、散乱光成分 TIS(Total Integrated Scatter) は上の式の積分で得られる。$m = -2$ 以上の時はこの積分は収束して

$$\begin{aligned} TIS &= \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} BRDF\cos\theta\sin\theta d\theta d\phi, \\ &= 2\pi b\frac{100^m}{m+2} \end{aligned} \tag{4.6}$$

と与えられる。

point レーザー (波長 543.5nm、出力 0.2mW) を光源とし、球面鏡の一部を 10cm 角に切断したサンプルによってこの散乱光分布を実測 (図 4.14) した結果を示す。光量測定は 18mm×18mm サイズの photo diode) に直径 4mm の円形開口部のあるマスクをかけたものを用いた。これにより、1 度 ~ 4 度の間の散乱成分の光量を relative に測定して、m を決定する。これに加え、中心の正反射成分の比率を、表面精度 1nm 以下の高精度アルミ平面鏡を reference=100%として測定する[3]。これにより得られた TIS は $14 \pm 4\%$となり、Harvey のモデルからは、計算される散乱光の分布は鋭いピークと非常に幅広の分布となる (図 4.14)。

現実のカメラの視野は半径 2 度であり、これを目安に半径 2 度内の光量の内、散乱成分の占める割合を計算すると約 2%であり、カメラ面上では正反射成分が主要であると考えられる。また反射

[3]金属反射率の補償はこの方法で繰り込まれていることになる。

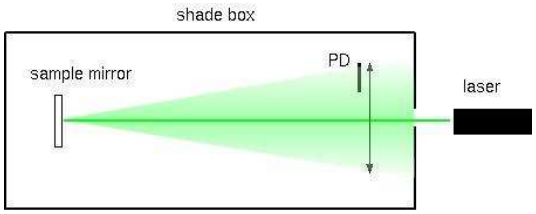


図 4.12: 散乱光計測. 光源は He-Ne レーザー波長 543.5nm 0.2mW. 検出器は photo diode(Hamamatsu S3204-08), 開口部 0°.34.

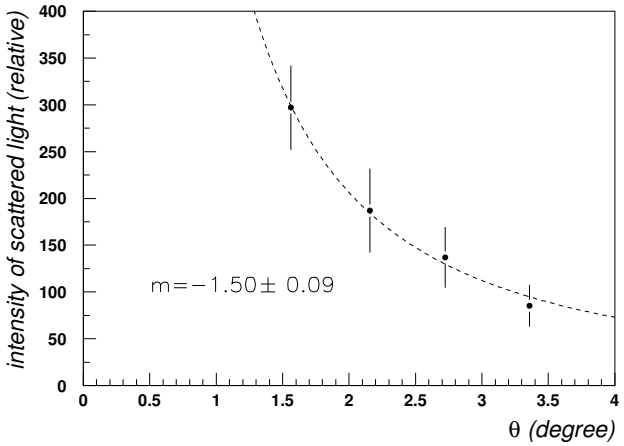


図 4.13: 散乱光の角度分布実測の fitting.

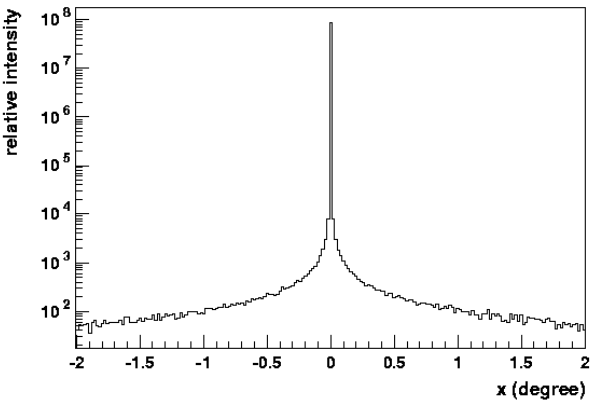


図 4.14: 上で得たパラメータから計算される散乱光分の集中度. 細く高いピークと非 常に広い角度の散乱に分かれる. 縦軸は log scale.

率測定では ~ 40 度内 (非常に粗い見積もり) の反射光しか測定できないことから、この散乱光の効果は光量の損失として取り扱われ、反射率測定の結果の中にも繰り込まれていることになる。
以上のことから散乱光分布は結像とイメージパラメータに関し強い影響を与えることは考えにくいが、現在の測定では精度が十分ではないこと、TIS・散乱角度分布 m には波長依存性があることから引続き検討する必要があると思われる。

形状 **3** 次元測定

鏡の製作の過程「成形と仕上げ」の中では、成形の精度のテストに属する。半径 39cm の球面鏡を、r 方向 2.5cm 間隔 16 点、θ 方向 10^o 間隔 36 点のメッシュ (図 4.15) 点において、z 方向の形状変化を 1μm の精度で座標測定器により計測する[4]。与えられた変形データから、
1. 球面の fit により求められる曲率半径 CR_i、
2. 曲率 CR_i の球面からのずれ値の RMS 値
が鏡のパラメータとなるが、2. は特に任意の曲率半径の球面鏡の結像の良さを形状によらずに表す指標に、1. は $f = 8$m の放物面上に載せる鏡としての適応度の指標になる。データから球面を再構成することにより、近似的に鏡の結像を評価することができる。(実際には、このサンプリングピッチで与えられたデータから、スプラインを用いて更にメッシュ細分割し、鏡を平面のセグメントに分けて反射を計算する。この取扱いの妥当性については付録を見よ。)

CANGAROO-III2 号機以降の小型鏡の製作に関し最も力が入れられたのはこの成形のコントロール力を高めることであった。2 号機以降の望遠鏡用に始められた CFRP 鏡の試作では、θ 方向に 2 周期の鞍のような変形、またごく初期には半径 280mm 付近に盛り上がりを持つ構造が見られた。
図 4.20,4.21 に、当初試作の CFRP、現在の GFRP の両方について得られた鏡面データの変形の θ 方向の自己相関関数 (ACR)

$$ACR(j) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\delta(i) - \overline{\delta})(\delta(i+j) - \overline{\delta}) \tag{4.7}$$

$$\overline{\delta} : \text{変形量の平均} \tag{4.8}$$

$$ACR(0) \equiv 1(\text{normalization}). \tag{4.9}$$

$$\theta \text{ 方向:} 10^\circ \text{ 間隔. N=36 for any j;} \tag{4.10}$$

$$\tag{4.11}$$

、r 方向の変形のプロファイルを示す。GFRP では変形量そのものが小さくなったことに加え、上に述べたような形状の傾向も小さくなっていることが分かる。

[4]測定は三菱電機にて、プローブ接触型の CNC 形状測定器 (ミツトヨ製作所) を用いて行われる。

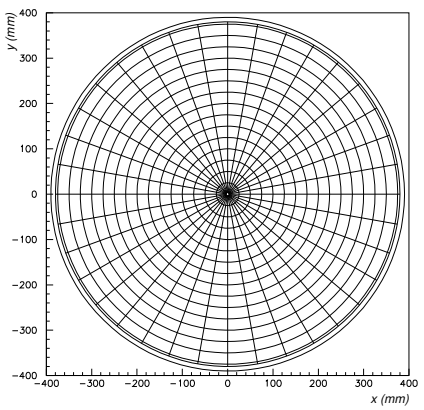


図 4.15: 球面鏡の測定メッシュ.

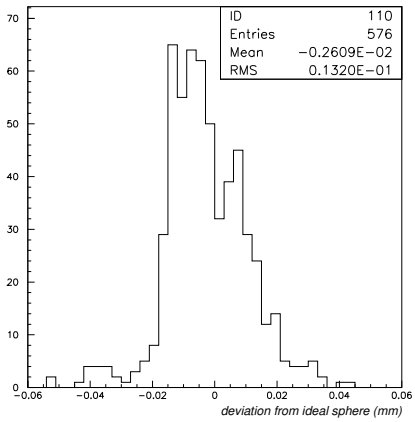


図 4.16: 得られた 576 点の測定点の球面からのずれ. ずれ値は一度測定されたデータから最も近い球面を算出し、その球面からのずれとして定義されている.

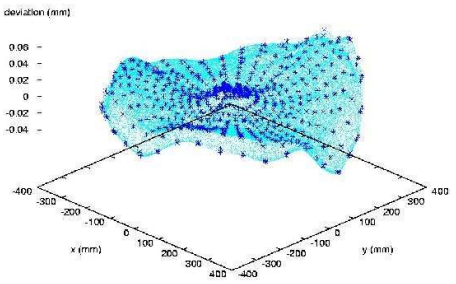


図 4.17: 形状 3 次元データからメッシュを補間した変形データ. 実際は球面の高さ値にこの変形をのせたデータに対して補間を行う.

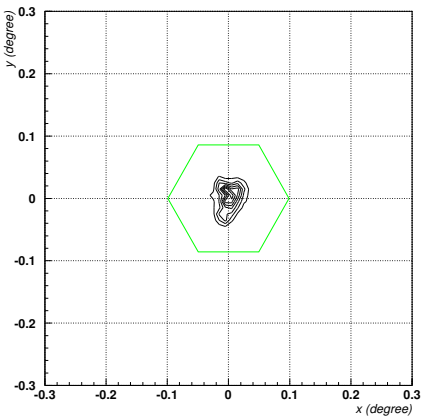


図 4.18: 与えられた鏡面データを元に、ray-trace 計算により得られた結像. 一番外側の線がピークトップに対し 12%に当たる.

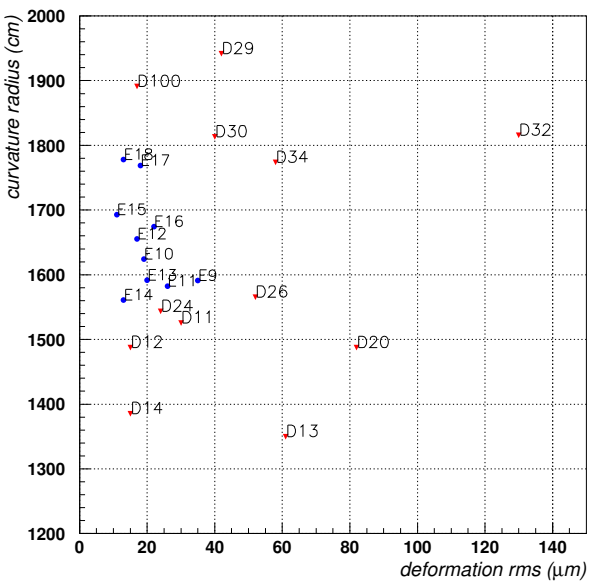


図 4.19: 試作 CFRP 鏡と GFRP 鏡の、形状 RMS と曲率半径.E-系列が GFRP、D-系列が CFRP.FRP シートの種類を変えることにより、形状のコントロール能は改善されたことが、変形 RMS 値から見て取れる.

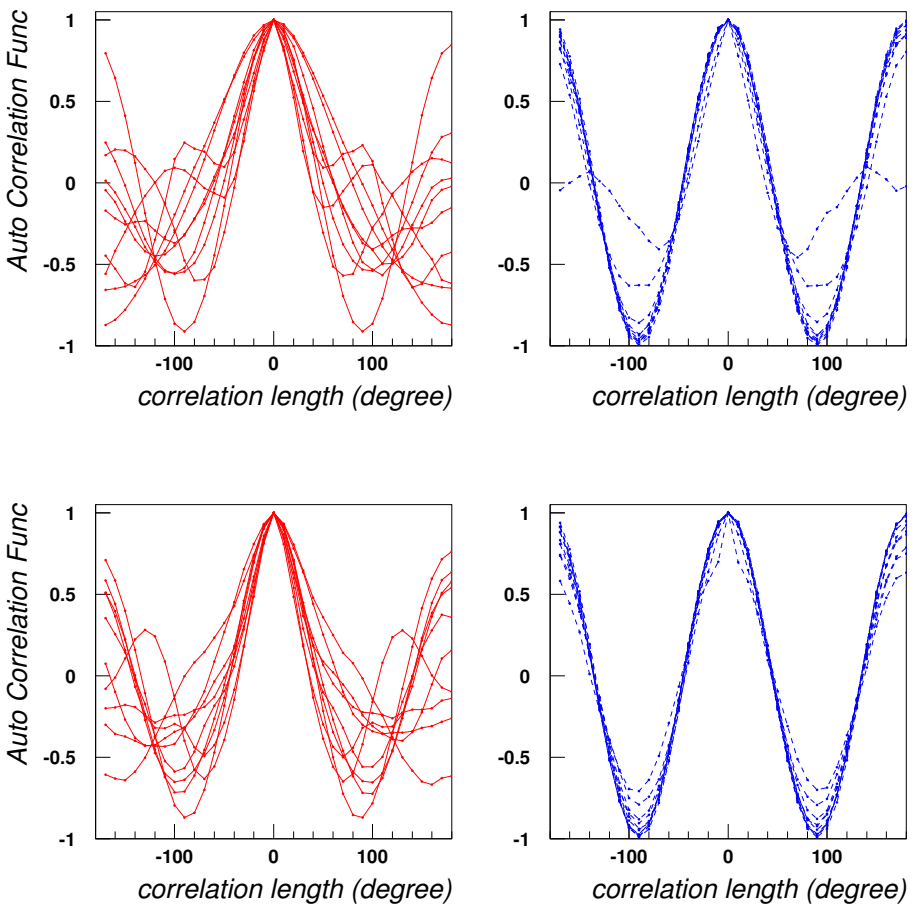


図 4.20: 3 次元データ変形値,θ 方向の自己相関関数. 左が GFRP の試作、右が CFRP の試作.CFRP の試作品には、$\sin(2\theta)$ の強い相関が見えている. 上:半径 20cm, 下：半径 38cm の所.

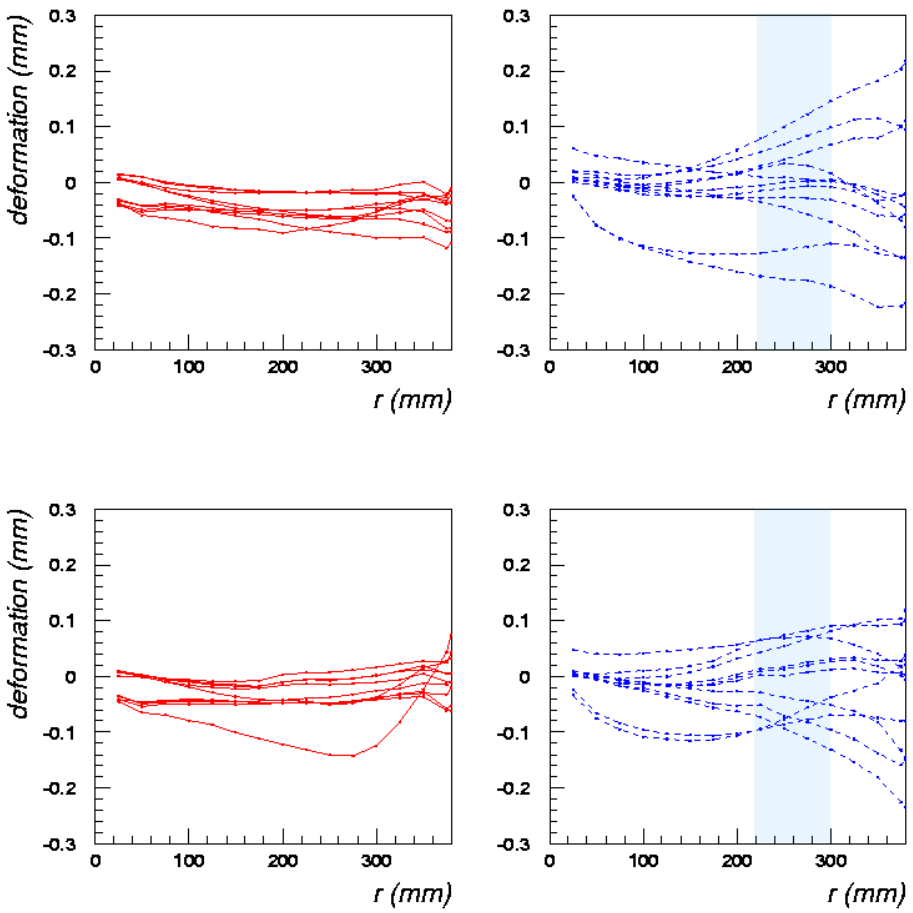


図 4.21: r 方向の変形プロファイル. 左:GFRP, 右:CFRP. 上は θ=0°, 下は 90° の所.

集光試験

複数の表面形状の効果が取り込まれた結果として、鏡面に光を当て Point Spread Function を見る試験を行う。最終的な鏡の結像の記述は形状 3 次元測定からの raytrace データに、反射光のベクトルを Gaussian 分布に従う角度で揺らがせた Blur を加えて記述される [5]。
集光実験の光学系を図 4.22 に示す。鏡の曲率半径だけ離れたレーザー点光源[6]からレンズにより光束を拡げ、同じく曲率半径だけ離れた点で反射光の収束をスクリーンに投影し、これを CCD カメラで撮影する (この方法では、像サイズそのものは、平行光に対する 8m での像を見た時の 2 倍になる。)。
図 4.24 に、実測と raytrace 計算、また図 4.25 に焦点を外した位置での実測イメージの形状と計算結果を示す。

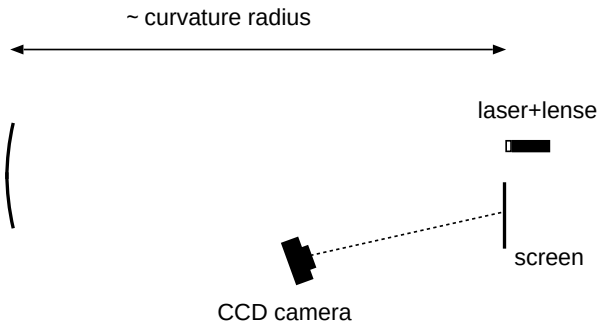


図 4.22: 集光測定光学系.

この実験の実測から得られた集中度は、raytrace からの計算値と良く一致しており、鏡の面精度は必要なオーダーまで理解できていると思われる。

形状測定により鏡面を理解できているということは、任意の距離・入射角に対する結像を各々集光試験を行わずに予測できるということであり、放物面上での多数の鏡の配置を決定する際にも有用である。

4.4 製造された小型鏡の配置・棄却

任意の曲率半径の球面鏡として合格値を満たしたものは、放物面上の球面鏡としての最終評価を受ける (図 4.26)。前述したように、個々の位置の決定が望遠鏡全体での像サイズを左右する要素になる。

[5]最終的には決められるのは、全てのプロセスが入る Monte Carlo Simulation の中に鏡の結像が現実を反映してどのような形で入るか、ということである。 Gaussian Blur も現実的に忠実に像の広がりを記述しているのではなく、形状測定スケールよりは小さく、scatter test に反映されるスケールよりは大きい表面変形から来る像の広がりを近似的にこのように記述するということである。
[6]レーザーの性能パラメータは散乱テストのものと同一。

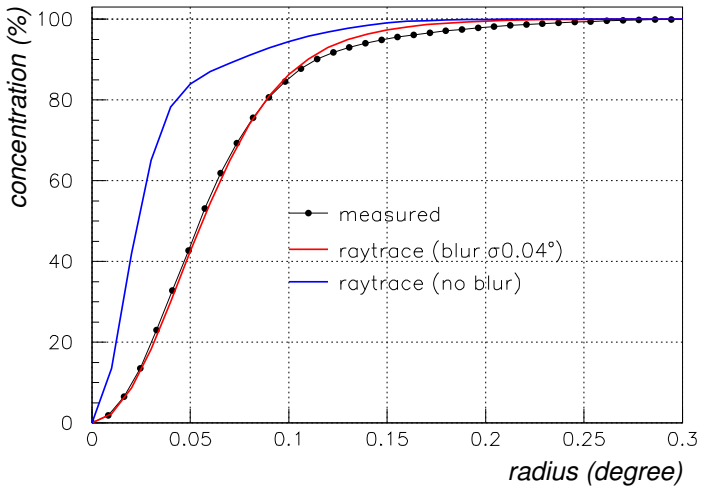


図 4.23: 反射光の集中度：集光試験の CCD データから得たものと、raytrace 計算から得たもの. 形状測定に Blur $\sigma 0 \circ .04$ の効果を加えた計算結果は、実測とよく一致している.

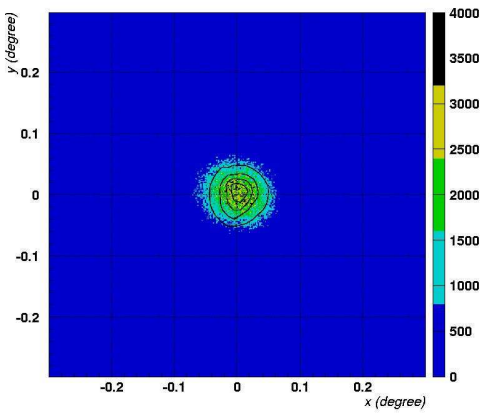


図 4.24: 試作品の集光テストの CCD 画像と raytrace 計算からの像サイズの比較. 背景カラーが CCD データ、実線コンターが鏡面データからの計算.

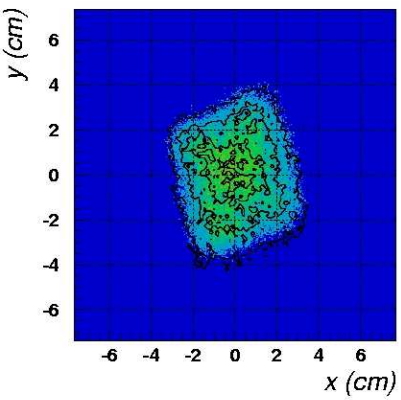


図 4.25: 焦点を離れた距離での像の比較. 像の非対称性も raytrace 計算 (形状 3 次元測定) によく反映されている.

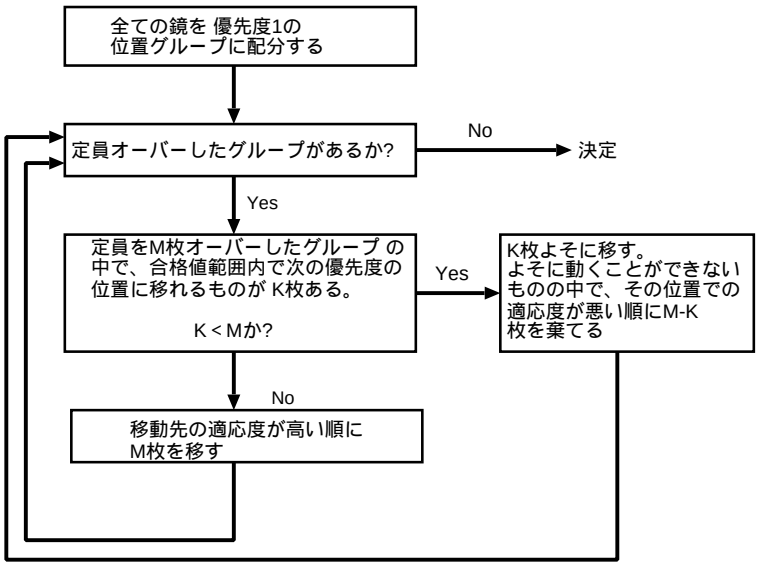


図 4.26: 小型球面鏡の放物面上での位置決定の流れ. 許容移動範囲の低く曲率半径の揃った鏡が多数出来ても、放物面上での焦点距離の分布から棄却される鏡が出てくる.

以下 図 4.27 から 4.30 までに、現在製作済の 10 枚の試作の raytrace 計算による評価結果を示す。

図 4.27 に示されているのは、個々の鏡の焦点距離での光の集中度 (入射光量に対し、一定半径の円内に入る反射光の量) であり、任意の曲率半径の球面鏡としての精度の良さを表す。
棄却の決定には、図 4.28 に示した、放物面の上で最も適する位置に鏡を置き換えたときの焦点面での像の集中度の方が有用である (ここでは距離のみを考慮し、off-axis 入射になる効果は含めていない)。この位置での raytrace 計算に Gaussian Blur $0^\circ.04$ の効果を加えた上で、 $0^\circ.1$ 内の集中度が 60% を越えることを第一段階の合格条件とする。このことより、焦点距離が放物面上の球面鏡の理想曲率半径の範囲からずれていても (図 4.29)、放物面上に乗せ変えた時に合格基準が確保できればその鏡を使用することができる (図 4.30)。

4.5 光軸調整

小型鏡の製造が終ると、小型鏡を主鏡フレームにとりつけ、各々の光軸を放物面をなすように調整する作業が必要となる。実際の望遠鏡の結像は、個々の鏡の結像とこの光軸調整の精度の両方から決まるため、光軸調整には小型鏡の結像に要請するのと同程度の精度が要求される。
実際には、鏡の反射像を見て光軸調整を行うという手法をとる限りは、鏡の結像と光軸調整の精度は独立ではない。現在製作済の鏡の像重心は、on-axis で光軸から平均 $0^\circ.02$ のずれが見られるし、像の RMS は形状測定の結果のみで平均 0.045^o ある。

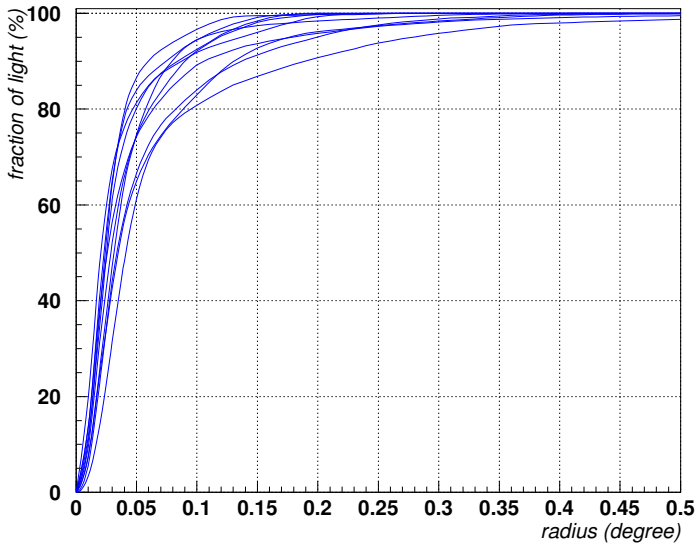


図 4.27: 小型鏡 10 枚のベストの焦点距離での光の集中度 (raytrace 計算の結果).

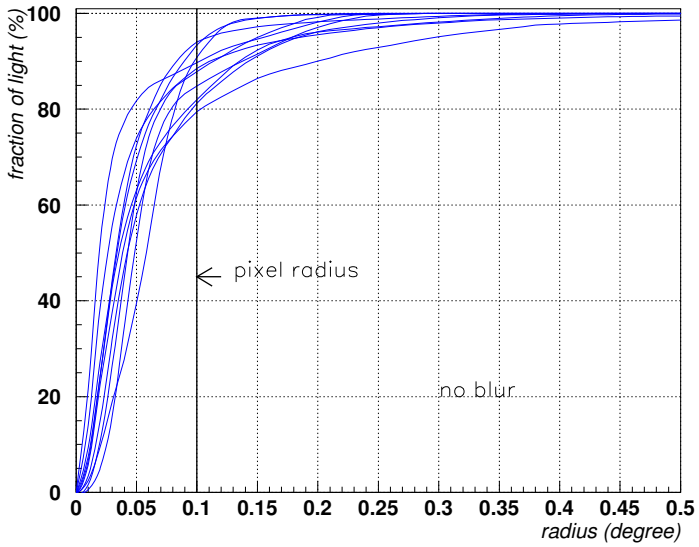


図 4.28: 放物面上で最も適する位置に置き変えた場合の焦点面での光の集中度 (raytrace 計算). 第一段階として、これに Gaussian Blur($\sigma 0°.04$) を加えたものの 0.08 度内集中度が 60%以上であることを合格条件とする (図 4.30).

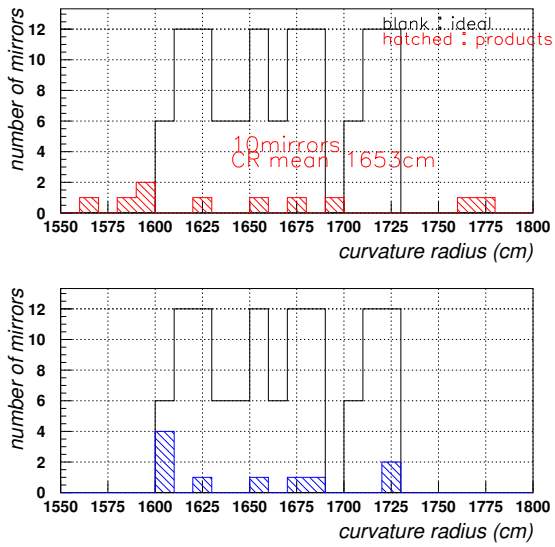


図 4.29: 放物面上での曲率半径の分布. 上:試作品の曲率の分布, 下:ベスト位置に並べ変えた後の分布.

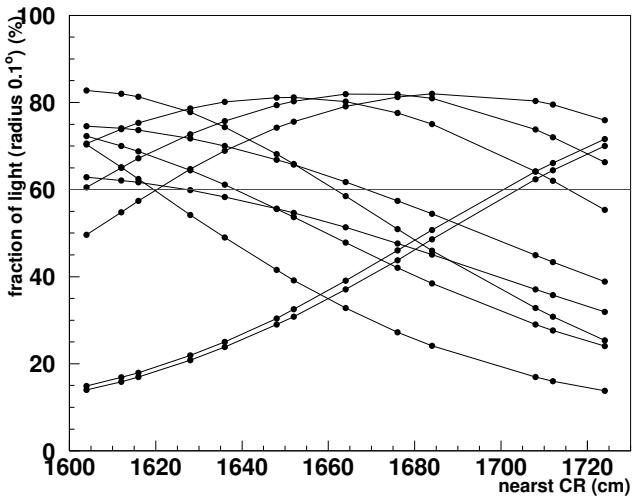


図 4.30: 放物面上の位置と, 焦点面での $0°.1$ 度内光量集中度. 光量集中度が一定レベルを超える範囲で、放物面上の位置を動かすことができる.

個々の鏡の軸調整の際に、組み立て後の口径 10m の反射鏡内の全ての位置にアクセスすることは困難なため、個々の小型鏡にリモートで操作できる調整機構が取り付けられ、一台の PC を通じて傾斜が制御できるようなシステムになっている (現地システムは図 4.34)。

4.5.1 光軸調整機構

光軸調整に必要とされる自由度は、焦点面内の 2 次元の動きに対応する 2 つの軸回りの傾斜になる。CANGAROO-III では、図 4.31 に示すように、ステッピングモーターとギアで構成されるリニアアクチュエーターシャフトとバネシャフトの組を一つの鏡に 2 組付け、アクチュエーターの伸縮により 2 軸の傾斜制御を実現する。設計上の角度分解能は 1.4×10^{-3} 度、可動範囲はバネシャフトの可動リミットから角度 $\pm1^\circ.43$ に相当する。シャフトの先端はボール状になっており、傾斜角の変化による当たり位置の移動が滑らかに行われるように設計されている。実際には、このシャフトと鏡面裏に取り付けられた金属のボス部とのこの接点の状態により、軸調整機構の精度が決まる。

4.5.2 光軸調整機構の精度

光軸調整の光学系の形によらず、調整機構に要請される性能は、移動経路の再現性と、入力に対する移動角の線形性となる。
望遠鏡の仮組み上げ時にこの光軸調整機構の性能のサンプリングテストを行った光学系を図 4.33 に示す。取り付けた鏡の中心にポイントのレーザー光を当て、反射光のスクリーン上での動きをモニターする。
図 4.35 に、シャフト伸長速度 0.1mm/sec、 反射光速度 0.14 degree/sec で移動させた時のレーザー反射光の移動経路を示す。往復の経路点は読み取り誤差内 $0^\circ.02$ で一致しており、1 秒当たりの平均移動量は $0^\circ.14 \pm 0^\circ.02$ で計算値 と一致する。

1 号機の調整機構では、移動ピッチの大小で、位置の再現精度が異なるということが起きた。この動作–ピッチ $1^\circ.43$ と $0^\circ.29$ に対し、$\pm1^\circ.43$ の動きの前後で再現性を調べたのが図 4.37 である。測定の読み取り誤差は大きいが、反射光は移動前に比べほぼ (試行の 90%以上)$0^\circ.1$ 度内に収束している。

連続的な動きの中での移動量の線形性、経路ヒステリシスに関しては、このテストに関しては必要な精度を満たしていると言える[7]。

[7]鏡の像を追うという調整法をする限り、調整機構の線形性や再現精度が非常に高い精度であることよりも、フィードバックを繰り返してあるべき位置に収束させ、収束後の固定が保たれれば良いという考え方を取ることはできる。光軸調整機構の精度はアクチュエーターの精度で決まらず、光軸合わせの精度は必ずしも調整機構の再現精度そのもので決まらない。

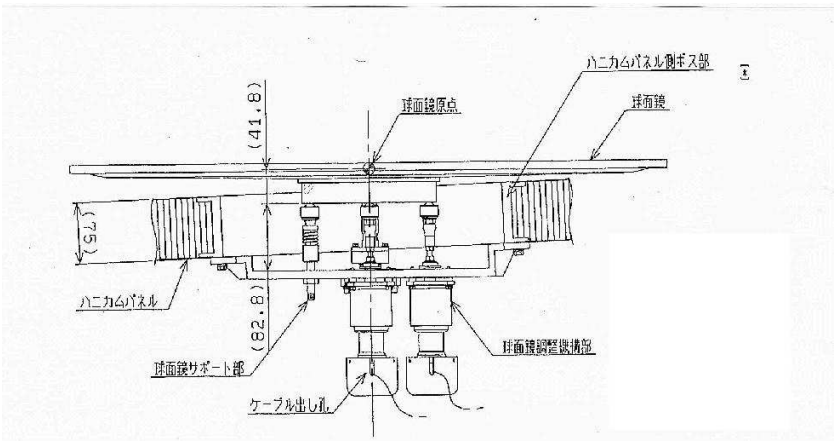


図 4.31: 光軸調整機構設計図.

分解能 (設計値) 1.4×10^{-3} degree
ダイナミックレンジ $\pm$ 1.4 degree

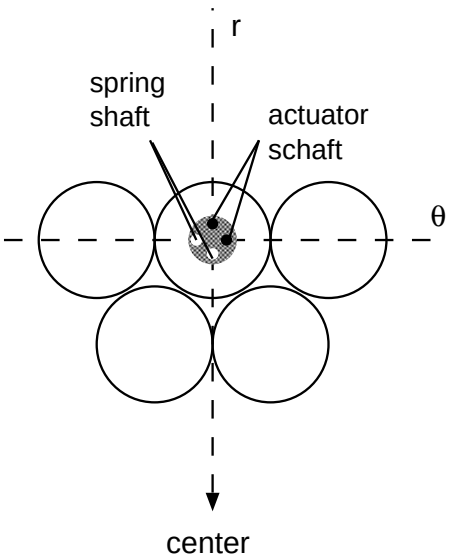


図 4.32: 望遠鏡内の鏡の位置による調整機構の取り付け位置.

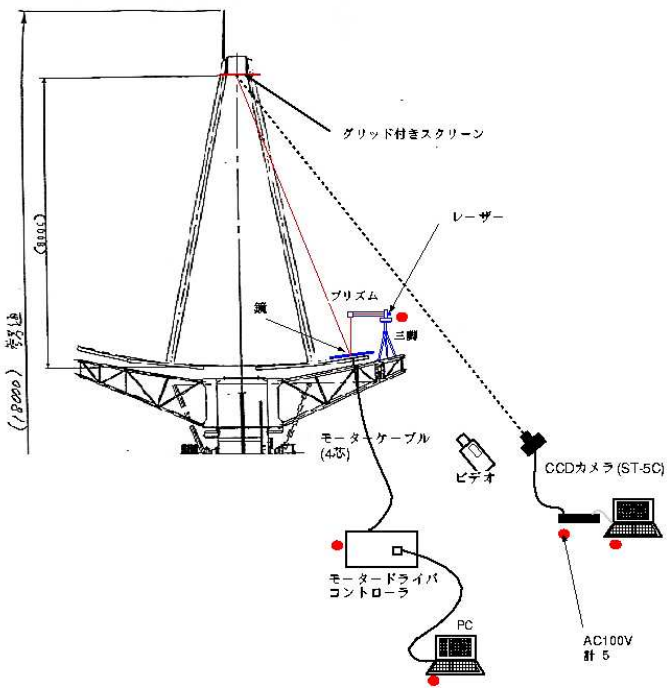


図 4.33: 光軸調整機構テスト光学系図. レーザーはポイントで鏡の中心にあて、その反射光を追う.

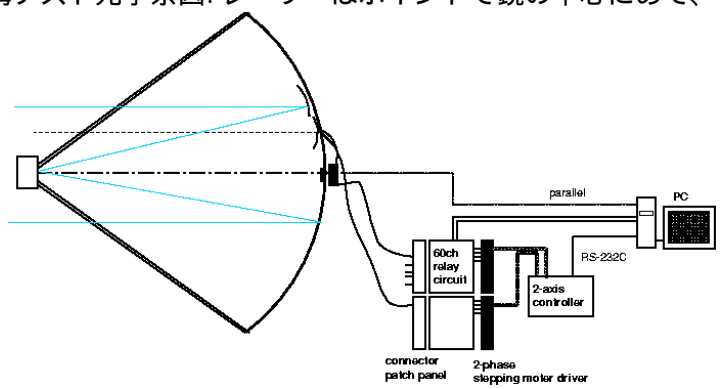


図 4.34: 現地での光軸調整システム.

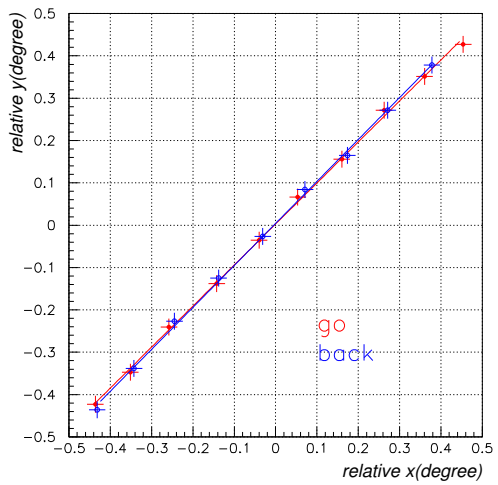


図 4.35: シャフト伸長レート 0.1mm/sec(0.14degree/sec 計算値) で光軸を動かした時の反射光の経路. 中心決定精度は ± 0.02degree であり、ほぼこの精度の中に往路と復路の点が入る.

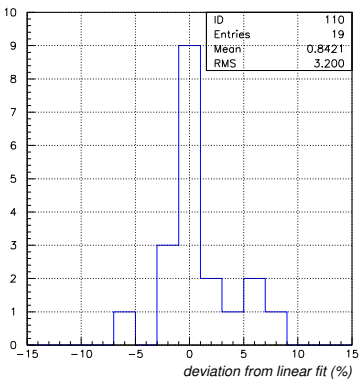


図 4.36: 線形 fit からのずれのパーセンテージ.

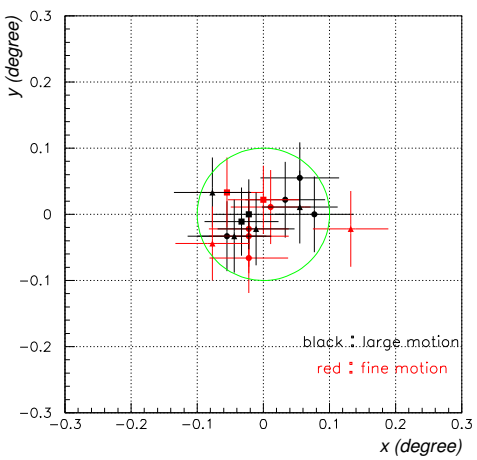


図 4.37: モーター 10,000 ステップ (=1.4 degree) と 2,000 ステップ (=0.29 degree)×5 の動きの前後での位置の再現性.

4.6 光軸調整の手法

4.6.1 測量による粗調整

現地での最終的な光軸合わせは、望遠鏡に取り付けられた小型鏡に光を当て、その反射光を焦点面上の定まった位置に収束させる方法を用いる。このため、小型鏡の像が焦点のカメラ面内から大きく外れている場合、グリッドサーチで位置を探す必要があり、非常に労力がかかる。
調整機構の設計から、鏡を載せる以前に主鏡面からに対するシャフトの高さを測量により決定することにより第 1 段階の光軸の粗調整を行うことができる。測量の精度が $0.5\mathrm{mm}$ までとして、現地での光軸のバラツキは $0°.35$ 程度に収まり、この粗調整の結果、平行光に対しては 反射像がカメラ面内に収まっていることが保証される。

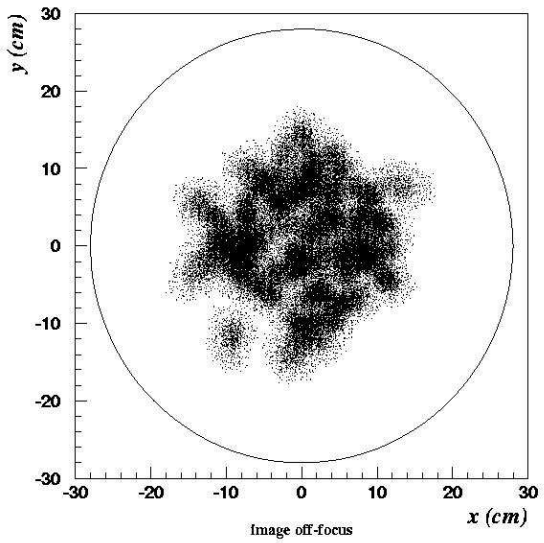


図 4.38: 測量による粗調整後、平行光に対する鏡の像の想定図. 測量精度から、r, θ 方向それぞれ ± 0.35 度の範囲内でフラットに光軸のずれがあると仮定した場合. 円は半径 $2°$, カメラ視野に相当する.

4.6.2 現地での反射光による最終調整

現地での光軸調整システムは以下の通りである。
114 枚の小型鏡に対し 2 軸の調整 (r,θ 方向) が必要であり、それぞれのステッピングモーターを駆動するためのドライバと結線する必要があるが、一度に動かす鏡は一枚であるので、1 台のドライバに対し 60 チャンネルのリレー回路を用いて結線を切替えることによりこれを実現させる。チャンネルの切替えは ccp バスを介し PC からコントロールされる。(r,θ) のドライバからのライ

ンは 1 台の 2 軸コントローラに接続され、PC の 1 つのシリアルポートを介して コントローラに必要な移動量が伝えられる。
望遠鏡のセンターハブにはCCD カメラが取り付けられ、このCCD により焦点面 (あるいはoff-focus に設定したスクリーン) 上の個々の鏡の反射像をモニターする。

光軸調整法の光学系

光軸調整で問題とされるのが、一枚の鏡の像を分離することである。光学系の形はこの分離法によって決まるが、各々の方法は一長一短であり、複数の方法を併用することが想定される。この方法により使用する光源・像をモニターする位置も異なる。
光源に必要とされるのは、強い光量・小さいサイズ・pointing が精度良くできるといったことである。下表に想定されるいくつかの光源とその性質を上に従ってまとめておく。

	視角サイズ	光量	pointing
星	○	×	○
月	△	○ *	○
地上人工光源	△	△	△

*月齢による

- 視角サイズ　前述の通り光軸合わせの精度は像サイズとは独立ではなく、像サイズの拡大により位置の決定精度は低下する。有限のサイズを持つ光源を使用する手法、焦点面をはずれた位置で個々の鏡の像を分離した位置に収束させるという手法は原理的にこの効果を受ける。

- 光量　背景光 (動作の対象としていない鏡の反射像) に対し個々の鏡の像を分離して認識するだけの有意な光量を短時間に得る必要がある。

- pointing　光軸中心と視野 (PMT カメラ中心) のずれに関わる。3 章で述べた通りこの効果は後から補正すること自体は可能である。また、天体を用いる場合 天体座標を用いたトラッキングを行えば良いが、新たに地表に光源を置く場合は、光軸調整前にこの位置を正確に測量しておく必要がある。

個々の鏡の像の分離という点で有利なのは、鏡の移動の前後で CCD カメラの撮像を行い、この画像間で差分をとる方法である (図 4.39)。

4.7　2 号機に推定される結像能

製作済の球面鏡の平均的な結像度 (0.1 度内集中度 75%)、予測される光軸調整の精度 (光軸角度誤差 0.015 度内) の値から、2 号機に推定される望遠鏡全体の結像を図 4.40 に示す。
現在の性能で全数 114 枚の鏡が生産された場合、1 号機の 10m 拡張直後の FWHM 0°.20 に対し、製作された鏡の歩留まり 100%としても FWHM 0°.18 と、一号機より優れた光学性能が推定される。

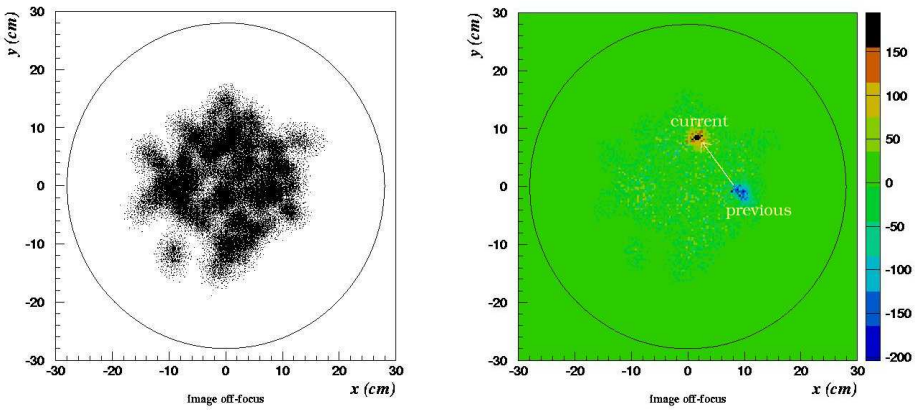


図 4.39: 左:初期状態から一番外側の鏡を一枚動かした所、右:左の状態と初期状態との差分の raytrace 計算. 十分な統計があれば、114 枚の像の中から一枚の動きを取り出すことができる.

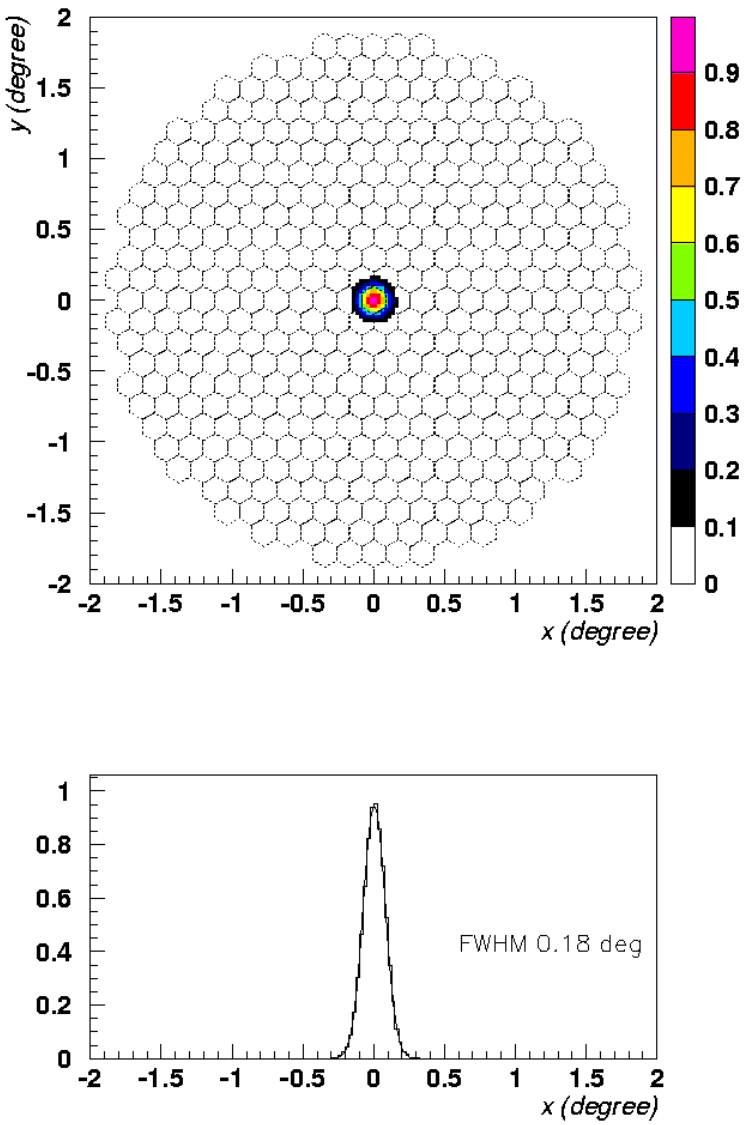


図 4.40: 小型鏡の結像能と光軸調整の精度を掛け合わせて、2 号機に推定される結像能.

第5章　まとめと今後の課題

CANGAROO-III 2号機以降の望遠鏡用に開発されたFRP小型鏡は、3次元形状測定を行うことにより曲率半径自体に影響を与えるミクロンオーダーの表面変形の理解が進んだ。FRP鏡のコアの剛性を上げFRPシートをCFRPからGFRPに変更することにより、当初CFRPの試作品の球面からの変形RMSが12枚の平均で47μmであったのに対し、GFRPでは10枚の平均RMS19μmと変形量は1/2以下に抑えられ、1号機建設の際に問題とされた形状コントロール力は確実に向上したと言える。これらの小型鏡の性能から推定される望遠鏡全体の結像は、1号機のFWHM0°.20に対しFWHM0°.18である。GFRP鏡は、ピクセル半径0°.1のカメラで得られるイメージパラメータに対して、陽子シャワーとγ 線シャワーを解離するだけの十分な形状の精度を持っていると考えられる。

鏡の反射率・コーティングの耐候性については、建設済の1号機のデータから、年単位の時間経過に対する答えが出つつある。また、分光光度計などの光学測定器を用いて、チェレンコフ光の集光率のうち鏡が関与する部分については、より正確に効率が決定できるようになった。

鏡の形状の理解は進んだとは言えるが、FRP鏡については成形精度とは別の、表面の微細構造が像に与える影響について過去のデータがなく、理解は未だ完全ではない。現在の測定の結果からでは、チェレンコフ集光率・イメージに深刻な影響を与えることは考えにくいが、FRP鏡の製法特有であると考えられるこの構造が300nmの波長域の観測にもたらす効果について、光の実測と表面精度の測定の双方から結論を出す必要がある。

謝辞

本論文をまとめるにあたり、2 年間御指導を賜わり自由な空気のもとでの研究活動の場を提供して下さった森正樹助教授に深く感謝致します。また反射鏡に関し 1 号機での経験を伝え熱心に指導して下さった河内明子助手に感謝致します。宇宙線研スタッフ–榎本良治助教授、奥村公宏研究員には研究に関する助言を頂きましたことに感謝致します。
信州大学の木舟正教授、京都大学の谷森達教授を始め CANGAROO メンバーの諸先生には、小型鏡の開発と性能評価について積極的な意見を頂いたことを感謝致します。大阪市大の吉越貴紀助手には、夜光測光の解析について有用な情報を頂いたことを感謝致します。三菱電機の社員の方々には、こちらの要請に対し誠実な設計と製作を着実に続けてこられたことに対し感謝を申し上げます。また、国立天文台天文機器開発実験センターオプトショップの皆様には、光学測定器の使用の際の指導、およそ光学の知識に疎い CANGAROO グループに対し光学性能についてのアドバイスを頂きましたことを深く感謝致します。
宇宙線研究所の学生にあっては、先輩としての経験による多くの知識を与えて下さった土屋兼一さん、片桐秀明さん、茨城大の伊藤千枝さんに感謝を申し上げます。同期の津野尾肇君、株木重人君、M1 の内田直志君には実験の細部から、研究との向い合い方まで、学生同士ならではの自由な意見交換が自己の考えを深めるよすがとなりましたことを感謝致します。
最後に、大学院生としての生活をサポートしてくれている多くの人々にお礼を申しあげます。

付 録A

A.1 raytrace 計算

本論に述べたように、形状 3 次元測定のデータは r 方向 2.5cm 間隔 16 点、θ 方向 10^o 間隔 36 点のメッシュで与えられる。しかし、この情報の間隙を直線 (平面) で補間すると、曲面の記述が不完全であることの効果が出て、像サイズはむしろこの精度で決まってしまう。図 A.3 に、球面のデータをいくつかのメッシュ間隔で与え、平面補間した場合の像サイズを示す。 この平面セグメ

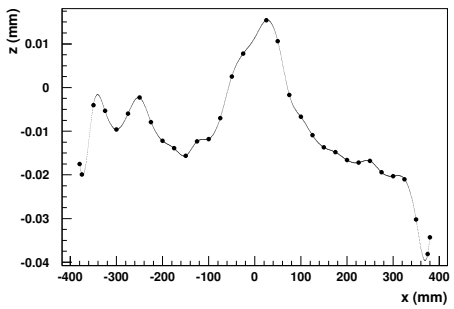


図 A.1: スプライン補間. メッシュが r, θ で与えられているため、r 方向、θ 方向の順に 1 次元スプラインを行った.

	r 間隔	θ 間隔
A	20mm	10°
B	5mm	$5^\circ.0$
C	0.5mm	$0^\circ.5$

図 A.2: 図 A.4 に用いられたメッシュ間隔.

ントのサイズによる効果を弱めるために、実際にはこのメッシュ点の間をスプライン補間し、r 方向 0.5mm 間隔 760 点、θ 方向 720 点に細分して反射を計算する。

スプライン補間によって得られるデータは、そのスケールの微細構造を忠実に表現するものではない[1]が、3 次元「形状」測定からの効果の記述に関しては、必要精度を満たすと考えられる (集光試験の結果を参照)。鏡の結像は、この補間されたスケールの中に存在する”mid-frequency” の変形の効果、さらに微細な構造の散乱の効果をさらにとり入れて評価する必要がある。

[1]必要以上の smoothing が行われている可能性はある。

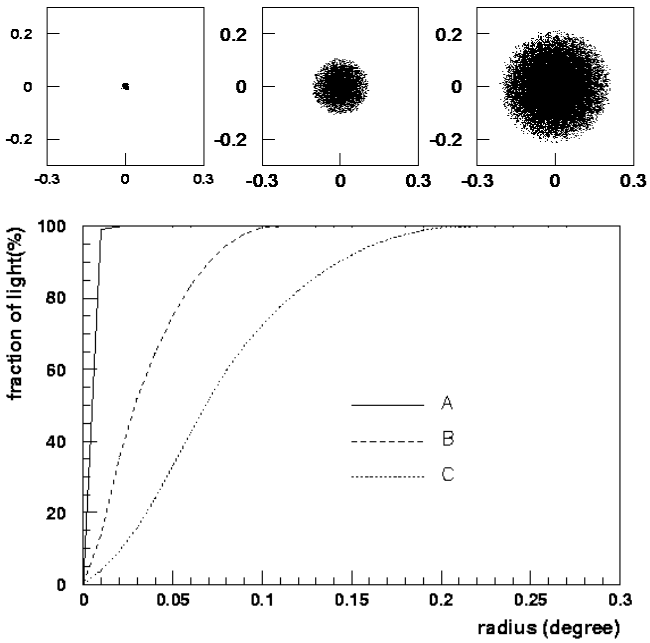


図 A.3: 上：理想球面データを表 A.2 のメッシュ間隔で与え、平面補間をして平行光に対する反射像を計算したもの. 下：光量集中度.

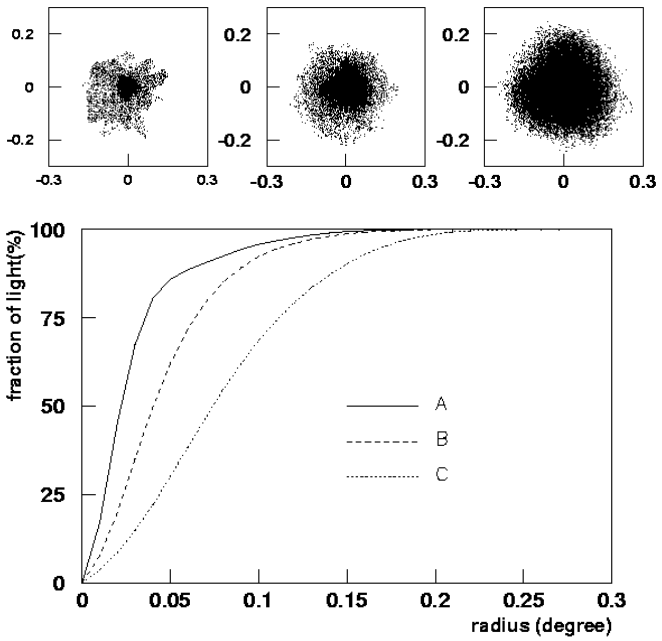


図 A.4: 試作された鏡の 3 次元データについて同様の計算を行った結果.

A.2 表面粗さと散乱角度

鏡の微細構造による像が受ける効果を調べるのには、散乱光を測定する方法と、表面プロファイルを測定し、反射光分布との関係を用いて散乱光分布を計算する 2 つの方法がある。特に表面精度の良い $\delta \ll \lambda$ の領域の鏡では、散乱光の成分は微弱であり測定が困難であるため、後者が使われる場合が多い。
CANGAROO-III では小型鏡の一部を切断したサンプルを用いて、高精度干渉型 3 次元測定器[2]により表面粗さを測定している。図 A.6 に示したのは、視野 0.73mm×0.60mm、サンプリングピッチ 4.9μm の測定の結果である。しかし、こうしてえられる表面粗さ RMS 値は、測定のサンプリングピッチ・レンジに敏感である。得られたプロファイルから、tilt と curvature(球面) の成分を差し引いた上、必要以下の低周波数成分を高帯域フィルタで落した後で、micro surface roughness としてこのプロファイルが評価され、表面粗さ RMS 値を得る。このために、観測波長・散乱角度に適応する正しい高帯域フィルタを選ぶ必要がある。

こうして得られた鏡の表面の micro surface roughness と 散乱光の分布 S の関係については、表面粗さ RMS と 表面の自己相関関数で定義される surface transfer function H から次のように与えられることが知られている ([4],[5])。

$$S(\alpha, \beta) = F\{H(r)\} \tag{A.1}$$

$$H(r) = \exp\{-v_z^2 \left[\sigma^2 - g(r)\right]\} \tag{A.2}$$

この surface transfer function の振舞は

$$\begin{array}{lll} r \longrightarrow 0 & g(r) \longrightarrow \sigma^2 & H(r) \longrightarrow 1 \\ r \longrightarrow \infty & g(r) \longrightarrow 0 & H(r) \longrightarrow \exp(-v_z^2\sigma^2) \end{array}$$

であることから、これを $A = \exp(-v_z^2\sigma^2) \approx \exp(-(4\pi\sigma/\lambda)^2)$ の plateau と $B = 1 - A$ の分布とに分けて考えると、

$$H(r) = A\exp(-v_z^2\sigma^2) + BQ(r) \tag{A.3}$$

これをフーリエ変換する際、定数 plateau 部は δ 関数に変換され、center core を形成し、残りの

[2]国立天文台天文機器開発実験センター所有、Zygo-Maxim NT

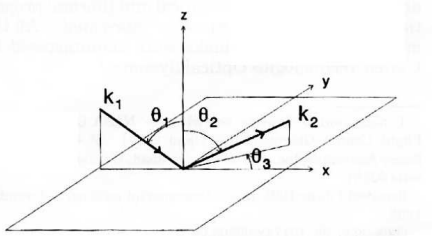


図 A.5: 反射光の座標系の定義.

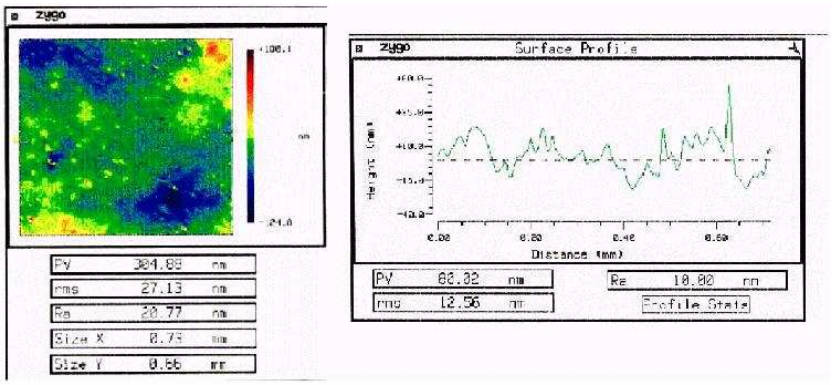


図 A.6: 干渉型表面粗さ計による、GFRP 表面の測定結果. 視野 0.73mm×0.60mm.

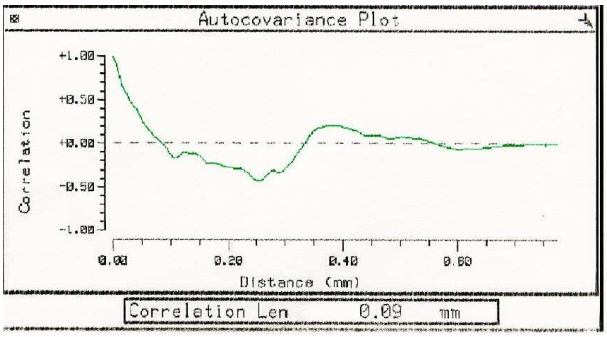


図 A.7: 左:測定により得られた表面プロファイルの自己相関関数

部分が表面の自己相関関数に対応した角度分布を持つことになる。

$$BRDF \approx \frac{\langle R^2 \rangle F^2}{\lambda^2 \cos\theta_2} \int_{\text{surface}} \int dr \exp(i\mathbf{v}\cdot\mathbf{r}) \left(\exp\{-v_z^2\left[\sigma^2 - g(r)\right]\}\right) \tag{A.4}$$

$\langle R^2 \rangle$: average reflectance

$F = (1 + \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_3)/(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) = 1(when\theta_1 = 0)$

λ : wavelength of incident radiation

θ_1 : incidence angle,　θ_2 : scatter elevation angle,

θ_3 : scatter azimuth angle

$\mathbf{v} = k_{\text{incident}} - k_{\text{scattered}}$,

$k_{\text{incident}} = (2\pi/\lambda)$(incident unit vector)

$k_{\text{scattered}} = (2\pi/\lambda)$(scattered unit vector)

$v_z = (2\pi/\lambda)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)$,

σ : rms surface roughness

$g(r)$: surface ACV function for lag length r,normlized to be σ^2 at the origin.

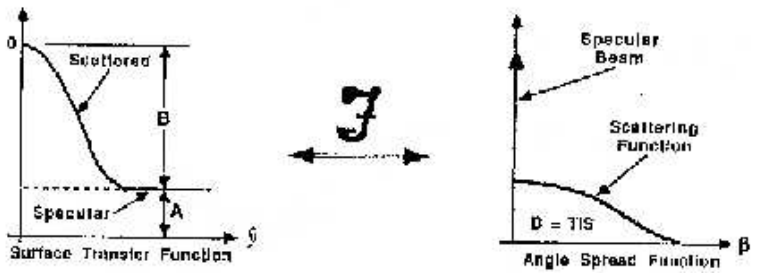


図 A.8: 左:surface transfer function の形 と、右:散乱光分布との関係.[4].

A.3　大気透過率

地球外からの可視光は、大気の中で幾つかのプロセスで散乱・吸収を受ける。しかし、大気のプロファイルは地球上の位置・季節により大きく異なる。これらによる散乱・吸収などの効果を理解するためのツールの一つである simulation code MODTRAN(MODerate resolution TRANsmittance,[3]、複数の気候・季節に合わせた大気プロファイルモデルを提供。以下の計算は基本的に Woomera の気候に合わせてある。) を用いて大気による減光の波長依存性を計算した結果を図 A.9 に示す。

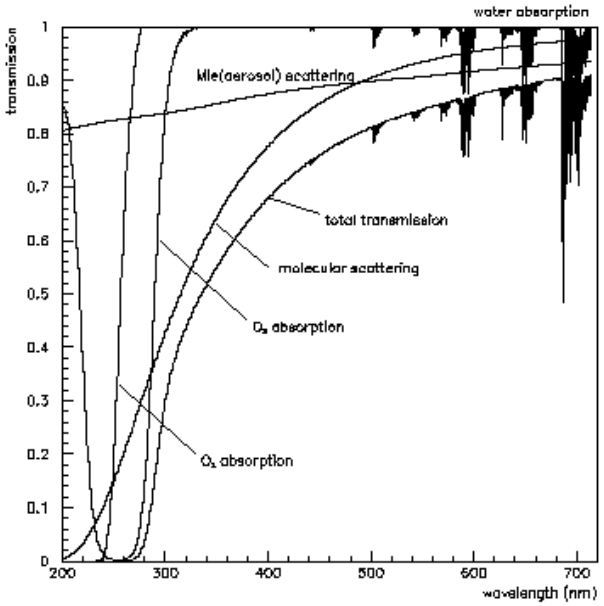


図 A.9: 大気吸収・散乱の各プロセスからの寄与の計算結果 [3].

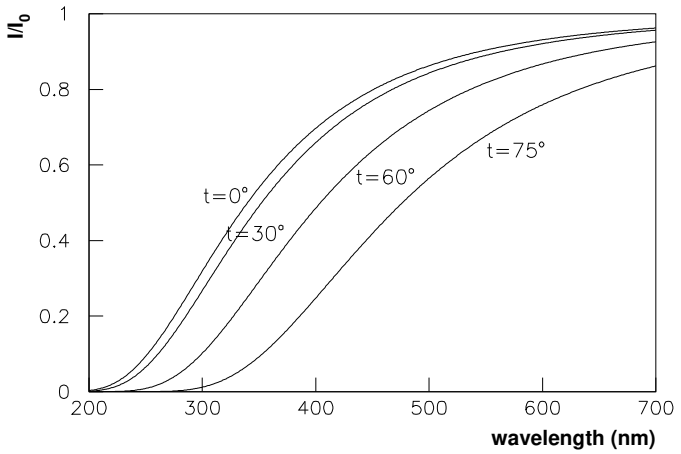


図 A.10: Rayleigh 散乱による extinction の波長依存性. 通過する大気厚み、従って入射天頂角にも依存性がある.

- Rayleigh scattering
  Rayleigh 散乱による減光の比率は下のように与えられる:

$$I = I_0 \exp\left(-\sigma \int n(l)dl\right) = I_0 \exp\left(-\frac{\sigma}{m}dz/\cos t\right)$$

$m_0 = \overline{M}/N_A$: 大気平均分子質量　　dz : 通過大気厚み (g/cm^2)

t : 天頂角　　σ : Rayleigh 散乱断面積$\sigma = \sigma_{400}/(\lambda/400)^4$

$\sigma_{400} = 1.67 \times 10^{-20}\mathrm{cm}^2$

  この散乱断面積 σ が λ の 4 乗で強く波長に依存していることが短い波長側での特性を決めている。図 A.10 に、I/I_0 の波長依存性を示す。
  Rayleigh 散乱は大角度散乱であり、チェレンコフの解析に関しては extinction として扱われる。

- Mie scattering(Aerosol scattering)
  Rayleigh 散乱に寄与する分子よりも大きく主に地上に近い高度に分布する ~ μm のダストなどの粒子による散乱であり、地域気候条件・季節などにより数 10%の変動を受ける。この散乱の角度分布は前方に大きく集中しているとされるために、extinction か image broadning か取扱いに注意を要する。MODTRAN による extinction の成分の計算では、波長に関してやや緩い依存性が見られる。

- 水・酸素分子吸収線
  大気中の水分子による吸収線であるが、チェレンコフ光の観測に関しては、すでに長波長側で PMT の感度が低くなる領域にあり、顕著な影響はもたらさない。

- オゾン吸収
  300nm 近傍から、O_3 の吸収バンドによる急峻なカットオフが見られる。オゾンの大半は高度約 13-30km のオゾン層に存在する。(がこの低高度のオゾン量は強い地域依存性・季節による変動があるため、定量的な議論は難しい。)

Rayleigh 散乱以外の吸収・散乱過程については時間変動などの不確定要素が多いため、透過率そのものを常時モニターし、解析に採り入れることでより定量的な議論の精度が上がるが、CANGAROO-III では光学望遠鏡を用いたモニター実験を開始している ([8])。

実際の光子の検出効率は、これらのプロセスの重ね合わせ、通過空気厚みを考慮しなければならない。天頂角度 0°,55°,70° 入射の 3 つの場合に対して、発生高度 10km で発生したチェレンコフスペクトルに対する積算効率の結果を、図 A.11 に示す。大気透過率による効果だけを見るために、チェレンコフスペクトルに鏡の反射率・量子効率をかけて積分したものを 100%と定義してある。

Cherenkov photon generation	$C(\lambda)$
PMT quantum efficiency	$Q(\lambda)$
Mirror reflectivity	$Ref(\lambda)$
scattering:Rayleigh	$\tau(\lambda)$
ozone absorption	$o(\lambda)$
scattering:aerosol(Mie)	$M(\lambda)$
total atmospheric attenuation	$T(\lambda)$

integrand	θ_z=0°	θ_z=55°	θ_z=70°
C*Q*Ref	100		
C*Q*Ref*r	62	47	33
C*Q*Ref*r*o	58	45	32
C*Q*Ref*r*o*M	50	35	22
C*Q*Ref*T	50	35	22

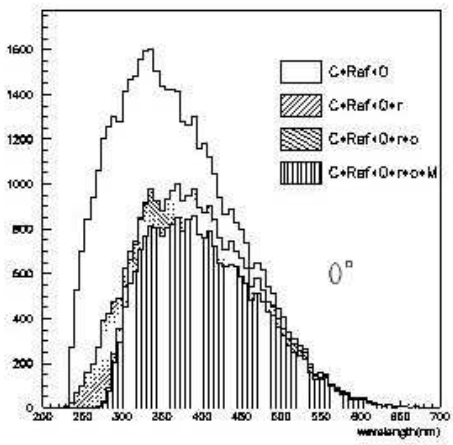
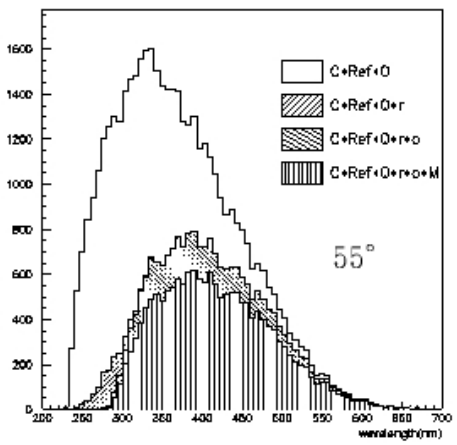
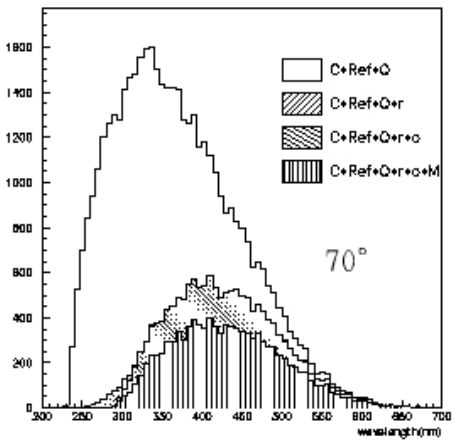


図 A.11: 大気吸収の成分別の、チェレンコフ光子の積分効率. 下は各成分によるスペクトルの変化.





A.4　夜光の測定

チェレンコフ望遠鏡の感度領域は可視光領域から近紫外にかかり、チェレンコフ光以外の背景光 (大気光・星光・黄道光などの夜天光、地上の人工光) が検出器に感知される状況下で観測を行わなければならない。夜光は原理的には、オンライントリガーで完全に除去することはできず、オフラインのパターン・タイミング解析のカットにより取り除く。夜光の絶対量は、現在一般には Jelley[20] の値が標準として使用されている。

$$2.55 \times 10^{-4}\mathrm{erg/cm^2/str/sec\ or\ } 2.125 \times 10^{-6}\mathrm{erg/cm^2/str/sec/nm\ (430\text{-}550nm)} \qquad (A.5)$$

しかし 背景光は天球上のどの点を見ているか、観測サイトの立地条件などにより光量が異なる。CANGAROO では、この Jelley の夜光の絶対光量を用いて、検出器の calibration を行っているため、独立な機器で夜光の絶対光量を測定することは重要である。このため、2001 年 5 月に予備実験として CCD カメラを用いた測定を行った。

A.4.1　解析方法

手順は以下の通りである。
1. Cherekov シャワーの観測と同時に星野を撮像し図 (A.12)、
2. 画像中に写る 6 等星以上の明るい星を用いて CCD のカウント数と光子数の絶対値キャリブレーションを行い、
3. 星を抜いた画像の背景の光のカウントのピクセル平均から光量を求め、
4. 既知の大気光輝線分を差引き、PMT 感度領域の光子数を見積もる。

CCDdata	target position(RA,Dec)	date (JST)	correspoding run#
PSR1706off1	(214.123, -44.5766)	21/5/2001 20:01:23	r01052103
PSR1706off2	(194,8786, -44.5766)	19/5/2001 18:47:15	r01051904
PSR1706on	(257.3786, -44.5766)	19/5/2001 23:05:55	r01051908
RCW86off1	(172.193, -62.677)	17/5/2001 20:36:43	r01051717
RCW86off2	(172.193, -62.677)	17/5/2001 22:04:56	r01051717
RCW86on	(220.193, -62.677)	17/5/2001 20:43:13	r01051721 (lost)
RXJoff	(184.136, -39.531)	20/5/2001 22:43:56	r01052004
RXJon	(257.986, -39.531)	20/5/2001 23:56:53	r01052008

表 A.1: Star field monitor data.

絶対値 calibration

夜光の絶対値を CCD カメラのカウント数から求めるために、CCD カメラ (ST-7) 自体の絶対値キャリブレーションを行う必要がある。光量の良く理解された reference の光源として、視野内に入る 6 等星以上の明るい星をカタログから同定し、その等級から計算される光子フ

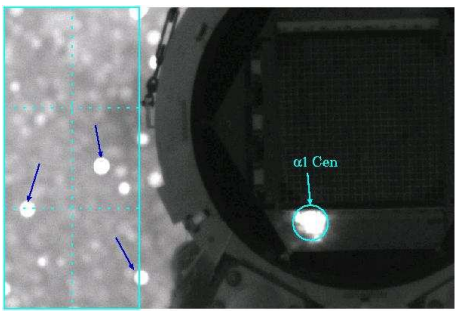


図 A.12: CCD カメラの視野. 実際に解析に使用するのは、左端の星野から、明るい星を取り除いた部分. チェレンコフシャワーの観測と同時に撮像.RCW86 on-source の観測中で、カメラ左下に $\alpha 1$ Cen の反射像が見えている.

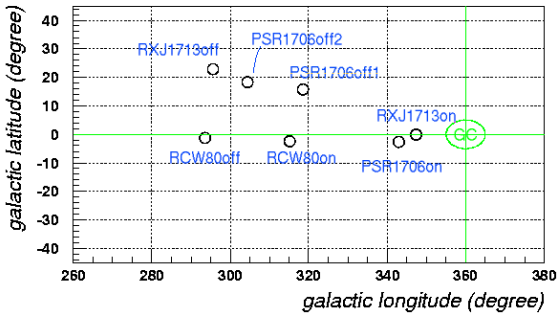


図 A.13: 観測したターゲットの銀河内の位置.

ラックスと CCD カウントとの関係式を求める。
恒星の輻射スペクトルを黒体輻射と仮定すると、CCD 素子の中で星光により励起される電子の数は次のように見積もられる

$$N_{\text{electron}} = \frac{10^{-0.4m} F_\lambda^0}{B'(5480\mathring{A}, T)} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{B'(\lambda, T)}{hc/\lambda} \epsilon_t(\lambda, z) \epsilon_{qe}(\lambda) d\lambda \times \Delta t \cdot S \quad \text{electrons/cm}^2\text{/sec}$$

m:星の等級　　$\lambda_{\min} = 350nm, \lambda_{max} = 1000nm$

F_λ^0 : 0 等星のエネルギーフラックス $= 3.64 \times 10^{-9}$ erg/cm^2/sec/$\mathring{A}$ @5480$\mathring{A}$　([16])

$$B'(\lambda, t) = CB(\lambda) = \frac{\lambda^{-5}}{\exp(hc/k\lambda T) - 1} \quad \text{Blackbodyspectrum}$$

$\epsilon_t(\lambda, z)$: 大気透過率 (前節の Rayleigh のみ)　z : zenithangle

$\epsilon_{qe}(\lambda)$: CCD(ST $-$ 7) 量子効率.

S : 集光面積[3],　Δt : 露出時間.

CCD の量子効率を図 A.14 に示す。(PMT の感度波長域と比較すると、より長波長側 (近赤外) にも感度がある)。 図 A.16 に、上の式から見積もられる電子数と CCD カウントとの calibration line を示す。これにより、CCD カメラ内部のアンプとデジタル化の単位を含めて、$N_{electron}$=9.89CCD count と求められた。

星野データからの光子フラックス計算

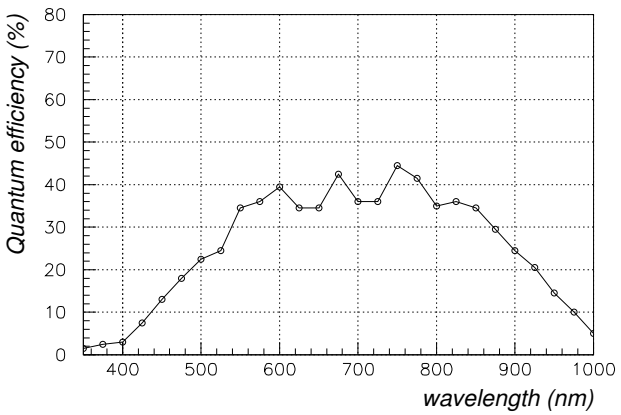


図 A.14: 測定に用いた CCD カメラ、ST-7 に使用されている CCD チップ (KAF-0400) の量子効率.1000nm 近くの赤外域まで感度がある.

先の Jelley の式は夜光の連続成分についてのものであり、これがエネルギーに関しフラットなスペクトルを持つとして光子単位に換算すると

$$\frac{dN_{photon}}{dSd\Omega} = \int_{430}^{550} \frac{2.125 \times 10^{-6}}{hc/\lambda} d\lambda = 6.3 \times 10^{7} \mathrm{photons/cm^2/str/sec.} \qquad \text{(A.6)}$$

一方で CCD の測定カウントからは、夜光フラックスは次のように求められる

$$\text{electron flux by NSB} = \frac{N_c \times C_f}{S\Omega} = 1.23 N_c \times 10^8 \mathrm{electrons/sec/cm^2str}$$

N_c : CCD カウント　C_f : 電子・CCD カウント変換ファクタ=9.89

S : 集光面積

Ω : 一つの CCD ピクセルがレンズを見込む立体角 $= \frac{S_{\mathrm{pixel}}}{50^2} = 3.24 \times 10^{-8} str$

S_{pixel} : CCD ピクセルのサイズ $9.0\mu\mathrm{m} \times 9.0\mu\mathrm{m}$

これを光子フラックスに直す際に同様にスペクトルの形の仮定が必要になる。CCD の感度波長領域には、大気光の強いライン成分がある (表 A.18)。このため、Jelley の値と比較する前にはこのライン成分を差し引かなければならない[4]

$$N_{electron} = \frac{1}{2\pi} \sum_i \epsilon_{qe}(\lambda_i) I_i(\lambda_i) + C \int_{350}^{1000} \lambda \epsilon_{qe} d\lambda \qquad \text{(A.7)}$$

[4]本来、この目的に対して測光を行うためには、このような波長に依存性のある様々な効率の効果を最小に抑えるために、帯域フィルタを用いるのが望ましい。

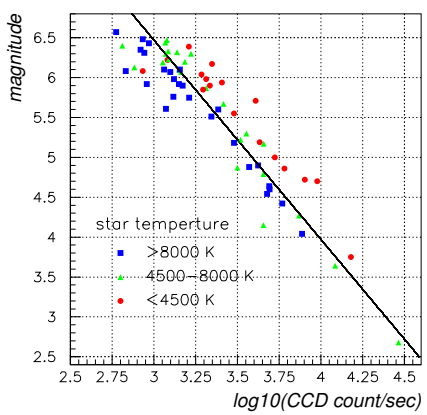


図 A.15: CCD カウントと星の等級との関係. 色補正と大気透過率補正はしていない. 等級の定義から mag=$-2.5\log 10$(CCD count)+Const. になる.

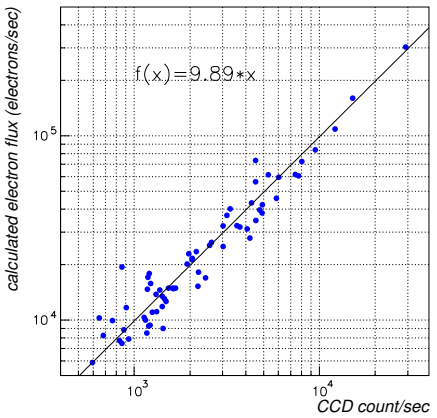


図 A.16: 星の等級・色温度から推定される、CCD の励起電子数と CCD カウントとの関係.CCD にはゲインが未知の増幅器が入っており、CCD1 カウント/励起電子がこの関係によって得ることができる.

これにより、連続成分のフラックスが求められる。Jelly の値と比較するには

$$N_{photon} = C\int_{430}^{550}\lambda d\lambda = \frac{N_{electron} - \frac{1}{2\pi}\sum_i \epsilon_{qe}(\lambda_i)I_{line}(\lambda_i)}{\int_{350}^{1000}\lambda\epsilon_{qe}(\lambda)d\lambda}$$
$$= 0.50\times(N_{electron} - \frac{1}{2\pi}\sum_i \epsilon_{qe}(\lambda_i)I_{line}(\lambda_i)) \quad \text{(A.8)}$$

これらから、430-550nm の光子フラックスについては

$$\text{continum photon flux}(430-550nm) = (6.2N_c - 4.2)\times 10^7 \text{photons/sec/cm}^2\text{/str} \quad \text{(A.9)}$$

と与えられる。図 A.20 に 2001 年 5 月のデータから得た結果を示す。見ている座標によりデータ間で約 2 倍の違いがあり、Jelley の標準値の 2 倍 ~ 4 倍に相当する。

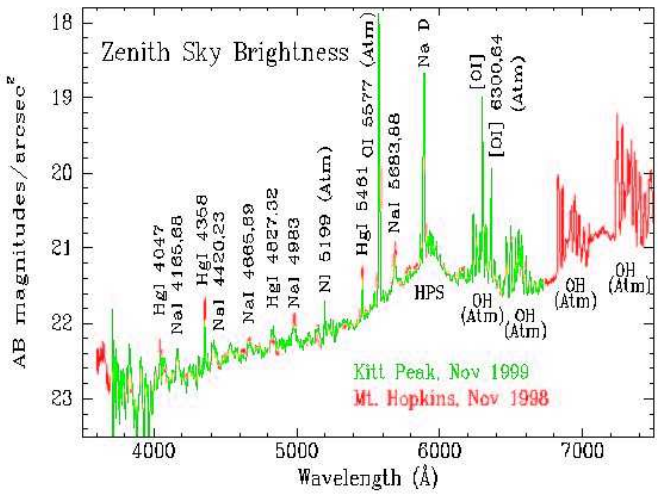


図 A.17: 夜光のスペクトルの測定例. アメリカアリゾナ州 Mt.Hopkins 天文台でのデータ.

おもな大気光輻射（強度は，地球上中緯度天頂における平均値）

発光源	波 長 （Å）	強度(R)	発光源	波 長 （Å）	強度(R)
〔O I〕	5577	260	O_2	3000－4000	430
〔O I〕	6300, 6364	80		（Herzberg 帯）	
Na I	5890, 5896	夏 30	O_2	8645 (0-1) 帯	1500
		冬 200	OH	15800 (0-4) 帯	175 k
H I	Lα 1216	2.5k～5k	OH	可視域	130
	Hα 6563	10？		(5-0) (7-1) (8-2)	
〔N I〕	5199	3		(9-3) 帯	
			OH	全波長域	4×10^6

1 R (rayleigh) $=10^6$ photon/(cm² (column) s)

図 A.18: 大気光の中の主なラインの成分.

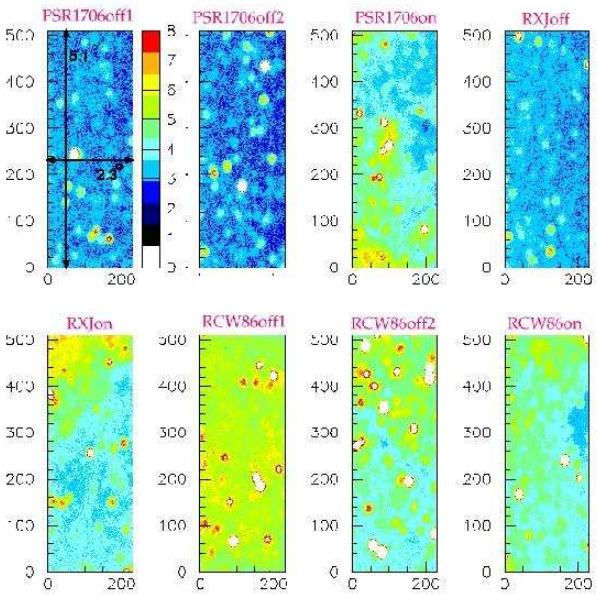


図 A.19: 観測している天体座標間での相対的な星野の明るさの差.z 軸は CCD カウント/秒. 夜光の解析には明るい星の影響は抜いてある.

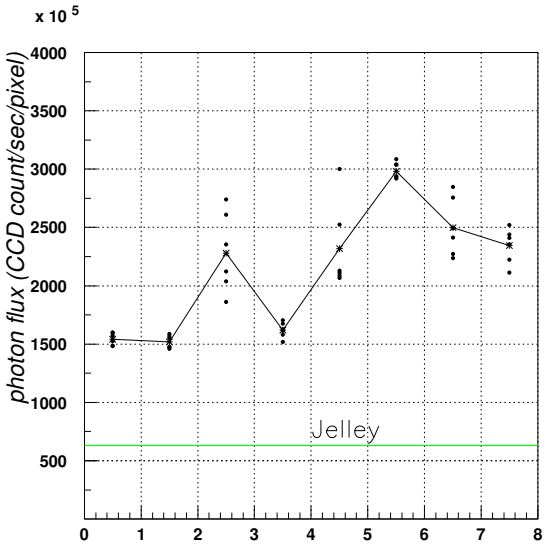


図 A.20: 測定から得られた夜光のフラックス. 場所により Jelley の値の 2-4 倍の変化があった. データのナンバリングは図 A.19 の左上から. 図 A.13 から、背景の明るさは銀河と相関がある.

関連図書

[1] 土屋兼一、東京大学大学院理学系研究科修士論文 (2001)

[2] 株木重人、東京大学大学院理学系研究科修士論文 (2002)

[3] H.Tsunoo,M.Ohishi,A.Kawachi,M.Mori,CANGAROO 内部レポート

[4] Handbook of Optics II, MacGraw Hill Inc.

[5] Applied Optics 35.(10) 1742

[6] M.Ohishi,M.Mori CANGAROO 内部レポート

[7] M.Ohishi,M.Mori CANGAROO 内部レポート

[8] 津野尾肇、東京大学大学院理学系研究科修士論文 (2002)

[9] 浅原明宏、東京工業大学大学院修士論文 (2001)

[10] 前田昇平、甲南大学大学院修士論文 (2001)

[11] 櫛田淳子、東京工業大学大学院修士論文 (2000)

[12] M.Longair, High Energy Astrophyics,Cambridge Univ. Press,1997

[13] 小田稔 「宇宙線」 裳華房

[14] T.K.Gaisser 「素粒子と宇宙物理」 丸善

[15] http://www.srrb.noaa.gov/highlights/sunrise/calcdetails.html

[16] Oke,J.B.& Schild,R.E.,Astrophys.J.,**161**,1015-1023(1970)

[17] R.A.Ong, Physics Reports 305(1998) 93-202

[18] 理科年表 (2000)

[19] NGST Monograph NO.2 “Stray light analysis of the Yardstickmission”

[20] Jelley,J.V.,”Cerenkov Radiation and its Applications”,Pergamon Press(1958).

[21] A.Kawachi,Astrophys.J. **14**(4) 261-269(2001)

[22] Hillas,A.M. Proc 19th ICRC.,La Jolla,3,445-448,1985.

[23] http://ik1au1.fzk.de/ heck/corsika/

[24] http://imagine.gsfc.nasa.gov/