

CANGAROO-III 望遠鏡による 活動銀河核 PKS2155-304 からの TeV ガンマ線観測

京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻
宇宙線研究室 水上 拓

2007年1月31日

Abstract

活動銀河核 PKS2155-304 は X 線及び極端紫外 (EUV) で最も明るい BL Lac 天体の一つである。1979 年の発見以来、電波からガンマ線にいたる広い波長領域で観測が行なわれている。そのスペクトルは 2 つの成分から成り、電波から X 線までの低エネルギー側は高エネルギー電子からのシンクロトロン放射で説明されるが、ガンマ線領域の高エネルギー側は高エネルギー電子によって逆コンプトン散乱された光子であるとの説が有力である。しかし高エネルギー側の放射は様々な説があり決定されていない。この放射機構の決定には高エネルギー側の放射のスペクトル及び時間変動を捕え、放射機構の分かっている低エネルギー側の放射と比較することが必要である。

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) は解像型大気チェレンコフ望遠鏡を用いた天体からの TeV ガンマ線観測を行う国際共同実験である。現在の望遠鏡 CANGAROO-III では口径 10m の 3 台の望遠鏡によるステレオ観測を行っている。ステレオ観測では大気に入射したガンマ線の引き起こす空気シャワーの像を複数の望遠鏡で捕らえることで、空気シャワーの像を 3 次元的に再構成することができる。このため、到来方向を一意的に決めることや、ガンマ線のエネルギーを高い精度で決定することができる。この高いエネルギー分解能と角度分解能により TeV ガンマ線による詳細な天体観測を可能としている。

2006 年の 7 月 27 日に H.E.S.S. により PKS2155-304 から TeV ガンマ線でフレアが報告され我々も翌日の 7 月 28 日から 8 月 25 日まで観測を行った。H.E.S.S. サイトと CANGAROO サイトには時差が 8 時間あり、PKS2155-304 からの放射の時間変動をより広い時間得るにはこの二つの望遠鏡による観測が必要である。私は信頼性の高いステレオ解析の手法をカニパルサー/星雲の観測データを用いて確立した。さらに望遠鏡の端にかかったイメージの処理法に改良を加え、高エネルギー側の検出効率を一桁以上向上させる解析を開発した。その後この解析手法を用い PKS2155-304 からの 246 イベント、 6.5σ のガンマ線の有意な放射を捕らえることに成功した。またエネルギー 550 GeV 以上で微分フラックス

$$(1.50 \pm 0.34) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.47 \pm 0.83} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

を得た。さらに 2 台の望遠鏡を使った時間を区切った解析を行い、TeV ガンマ線の 4 時間スケールで 5 倍程度の放射強度の時間変動を捕らえた。

本研究ではまた CANGAROO-III 望遠鏡の性能向上を目的としたハードウェア開発も行なった。大気チェレンコフ望遠鏡におけるバックグラウンドの一つが夜光である。夜光成分はシャワーイメージの情報を歪めるため角度分解能および感度を悪化させる要因となっている。現在の CANGAROO-III 望遠鏡では PMT からの信号の電荷情報をゲート幅 100nsec の積分型 ADC を用いて記録している。夜光はこのゲート幅に比例して入るため、これを波形情報をそのまま記録する方式に変更し、より狭い時間幅で信号の大きさを求めることで夜光を大幅に除去できる。シミュレーションにより波形記録回路の導入で角度分解能は最大 2.4 倍、 S/\sqrt{N} 比が最大 2.1 倍向上するという結果を得た。そこで KEK と共同で開発している集積回路上にキャパシターを並べた構造の波形記録回路 AMC(Analogue Memory Cell) の CANGAROO-III 望遠鏡への導入にむけて性能評価試験を行い、光電子増倍管からのシグナルを記録するデータ収集システムを構築した。

目次

第 1 章	ガンマ線天文学	3
1.1	ガンマ線の放射機構	3
1.2	活動銀河核	6
1.3	超新星残骸	7
1.3.1	宇宙線	7
1.3.2	粒子加速モデル	8
1.4	パルサー	9
第 2 章	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	10
2.1	空気シャワー	10
2.2	チェレンコフ光	12
2.3	イメージング法	15
2.4	ステレオ観測	16
2.5	世界の IACT	18
第 3 章	CANGAROO-III 望遠鏡	19
3.1	望遠鏡	20
3.2	反射鏡	20
3.3	カメラ	21
3.4	エレクトロニクス	23
3.4.1	DAQ 概観	23
3.4.2	トリガー設定:ローカルトリガーシステム	25
3.4.3	ステレオトリガーシステム	26
3.4.4	キャリブレーション	30
第 4 章	カニパルサー/星雲の観測、解析	34
4.1	カニパルサー/星雲の観測	34
4.2	ノイズ除去	35
4.3	エッジカット	39
4.4	シャワー到来方向の再構成	41
4.5	Fisher Discriminant 法	44
4.6	微分フラックス	48
4.7	ガンマ線マップ	51
4.8	エッジカットの改良	53
第 5 章	PKS2155-304 の解析	59
5.1	PKS2155-304	59
5.2	PKS2155-304 の観測	59
5.3	望遠鏡 3 台による解析	60
5.4	望遠鏡 2 台による解析	63

5.5 考察	67
第 6 章 まとめと今後	69
付 録 A AMC の性能評価	70
A.1 望遠鏡の性能向上評価	71
A.2 Analogue Memory Cell	72
A.3 まとめと今後の課題	80

第1章 ガンマ線天文学

天文学は人類の有史以来存在する非常に古い学問であるが、現在でも発展を続ける学問でもある。現在の天文学は、可視光の領域にとどまらず、電波から高エネルギーの X 線、ガンマ線にまでその観測手段を広げている。X 線は衛星による観測を行ない X 線パルサー、ブラックホールの証拠など様々な発見をしてきた。またガンマ線による天体観測も、1970 年代に打ち上げられた衛星 *SAS-II*、*COS-B* などがガンマ線放射天体を発見するなど新しい天文学として近年発展している。

1990 年代には、20 keV から 30 GeV 領域までを 4 つの検出器 (BATSE、OSSE、COMPTEL、EGRET) で観測する NASA の衛星 CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) 衛星が打ち上げられ、300 個近くのガンマ線放射天体を発見した [1]。このうち他波長で観測された天体と同定されたものは半数以下であり天体の同定を完了させる前に 2000 年に寿命により運用が完了した。このことは天文学にガンマ線という大きな未開拓領域が存在することを示した。地上においても TeV ガンマ線の検出を目的とした大気チェレンコフ望遠鏡により TeV ガンマ線を放射する天体が発見され、天文学の対象をさらに高エネルギーに押し広げている (図 1)。

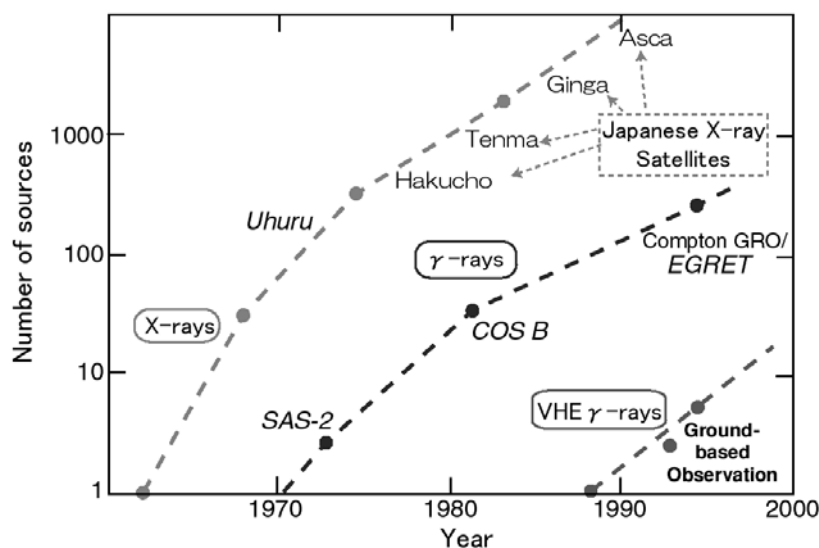


図 1.1: "木舟プロット"。横軸に年、縦軸に X 線、MeV/GeV ガンマ線、TeV ガンマ線それぞれの波長で発見された天体数を示す。

1.1 ガンマ線の放射機構

TeV ガンマ線天文学の直接的な目的は天体からのガンマ線の放射機構の解明である。天体から放射されるガンマ線の考えられる放射機構のうち、主だったものを説明する。

逆コンプトン散乱 (Inverse Compton Scattering)

相対論的電子が周囲の低エネルギー光子を散乱して高エネルギーにたたき上げる過程である。逆コンプトン散乱によって電子から光子に変換されるパワー P_{IC} は、以下のように表される。

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.1)$$

ここで、 σ_T 、 U_{ph} 、 β はそれぞれトムソン散乱断面積、輻射場のエネルギー密度、電子の速度を表している。また、逆コンプトン散乱による一回の散乱後の光子のエネルギー E は次のようになる。

$$E \sim \gamma^2 E_0 (\gamma E_0 \ll m_e c^2) \quad (1.2)$$

電子のエネルギーが高くなり、 $\gamma E_0 \gg m_e c^2$ となるとクライン・仁科の公式から断面積が減少する。次式は超相対論的極限での近似式である。

$$\sigma = \frac{3}{8} \sigma_T x^{-1} (\ln 2x + \frac{1}{2}) \quad (1.3)$$

$$x = \frac{\gamma E_0}{m_e c^2} \gg 1 \quad (1.4)$$

およそ $\propto 1/\gamma E_0$ で減少する。散乱光子のエネルギーは

$$E \sim \gamma m_e c^2 (\gamma E_0 \gg m_e c^2) \quad (1.5)$$

ここで、 E_0 は散乱前の光子エネルギー、 m_e は電子の静止質量、 γ は電子のローレンツ因子である。例として、散乱される光子が 2.7 K 宇宙背景放射の光子である場合を考える。この場合、 $E_0 = 2.64 \times 10^{-6} eV (T = 2.728 K)$ より、上式において条件式 $\gamma E_0 \ll m_e c^2$ を満たす電子のエネルギー範囲は $\leq 1000 TeV$ となることが分かる。また、式 1.2 より 100 TeV の電子が 2.7 K 宇宙背景放射を逆コンプトン散乱によってたたき上げた場合、1 TeV 領域のガンマ線が生成されることが分かる。

シンクロトロン放射 (Synchrotron Emission)

相対論的な荷電粒子が磁場中を通過する際、ローレンツ力により加速度を受けて電磁波を放射する。この放射をシンクロトロン放射と呼ぶ。一つの電子がシンクロトロン放射で放射するパワーは次のように表される。

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad (1.6)$$

ここで、 $U_B = B^2/8\pi$ 、 γ 、 β は、それぞれ磁場のエネルギー密度 (ただし、 B は磁場の強さ (単位は gauss))、電子のローレンツ因子、電子の速度を表している。また、相対論的電子のエネルギースペクトルが冪指数 p の冪型スペクトルであると仮定すると、これらの電子がシンクロトロン放射によって放出する光子のエネルギースペクトルは冪指数 $(p-1) = 2$ の冪型スペクトルになる。前節で述べた通り、フェルミ加速においては、加速された粒子の分布は冪指数 $p \simeq 2$ の冪型スペクトルになることが要請される。実際、多くのシェル型超新星残骸から観測されている非熱的電波スペクトルの冪指数は 0.5 に近い値を示していることから、このことは残骸におけるフェルミ加速の観測的証拠となっている。一方、電子によって放射される典型的な光子エネルギー E_{syn} は、以下のように表される。

$$E_{syn} = 2 \left(\frac{B}{10 \mu G} \right) \left(\frac{E_e}{100 TeV} \right) \sin \theta [keV] \quad (1.7)$$

ここで、 E_e は電子のエネルギー θ は電子の進行方向と磁力線とのなす角を表している。先に X 線天文衛星 ASCA により観測された超新星残骸 SN1006 のシェル部分から発見された非熱的シンクロトロン X 線放射は、このように残骸において 100 TeV に渡る宇宙線電子が存在することを直接的に示唆する結果となった [2]。

制動放射 (Bremsstrahlung)

高速の電子が物質中を通過した際、物質中の原子核のクーロン場で力を受けて進行方向が曲げられ加速度を受けることにより放出される光子のことである。特に、熱平衡にある高温プラズマでは、電子とイオンがその温度に対応する Maxwell 分布をしており、陽子に比べて質量の小さい電子は相対的に速い速度で運動していることから、近似的に静止しているイオンに電子が衝突することにより制動放射を起こす。このような低エネルギー電子によるプラズマからの制動放射は、熱制動放射または自由-自由遷移と呼ばれている。一方、相対論的電子の場合、制動放射のスペクトルは、親の電子スペクトルに比例する。ここで、ある物質密度を持つ領域に同じスペクトル分布を持つ宇宙線電子と陽子が存在する場合を考え、その領域から放射される制動放射によるスペクトルと π^0 崩壊からの光子スペクトルを比較すると、後に述べるように、 π^0 崩壊からの光子スペクトルは 70 MeV を堺に左右対称な構造となるので、この場合、 ~ 70 MeV より低エネルギー側では制動放射が主役になることがわかる。また、ガンマ線のエネルギーが 70MeV より十分高いエネルギー範囲において、親の電子と陽子のスペクトルを冪型と仮定した場合、 π^0 崩壊によるガンマ線フラックスに対する制動放射によるガンマ線フラックスの比は以下のように表される ([3][4])。

$$\frac{e \rightarrow \gamma}{\pi^0 \rightarrow \gamma} \approx 0.85 \times \left[\frac{\alpha}{2Z_{N \rightarrow \pi^0}} \left(\frac{1}{\alpha + 1} + \frac{1.35}{\alpha - 1} \frac{1.35}{\alpha} \right) \right] \left[\frac{\phi_e}{\phi_N} \right] \quad (1.8)$$

ここで $Z_{N \rightarrow \pi^0}$ は p-p 衝突で生成される π^0 の運動量分布の spectrum-weighted moment であり、また、 $\phi_e(E_e) \propto E^{-\alpha}$, $\phi_N(E_N) \propto E^{-\alpha}$ は、それぞれ冪指数 α を持つ電子、及び陽子のエネルギースペクトルを表している。

π^0 崩壊 (Neutral pion decay)

高エネルギー陽子、又は原子核が物質中を通過すると、物質を構成する原子の原子核との核破砕反応によって、主に π^0, π^+, π^- が生成される。ここで、 π^0 は半減期 $0.83 \times 10^{-16} \gamma_{\pi^0} \text{sec}$ (π^0 は π^0 のローレンツ因子) で $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に崩壊し、2つのガンマ線が生成される。ここで、ガンマ線のエネルギーを E_γ とすると、この過程で生成されるガンマ線のエネルギースペクトルは、親の π^0 のエネルギー分布によらずに、 $\ln(E_\gamma)$ に対してほぼ $m_\pi/2 \sim 70 \text{MeV}$ のところで対称な形の分布になる。また、親の π^0 のエネルギーが 70 MeV より十分大きい場合、生成される光子のスペクトルは、親の π^0 のスペクトルに比例する。更に、この過程でエネルギー E_γ のガンマ線を作るのに必要な最小の π^0 のエネルギー $E_{\pi^0}^{\text{min}}$ は、

$$E^{\text{min}} = E_\gamma + m_\pi^2/4E_\gamma \sim E_\gamma (E_\gamma \gg m_\pi^2 \text{の時}) \quad (1.9)$$

となる。すなわち、上記の過程により 1 TeV のガンマ線を生成するには、親の宇宙線陽子のエネルギーが少なくとも 1 TeV 以上ある必要がある。一方、 π^0 崩壊による超新星残骸からのガンマ線フラックスの見積りについては、Drury et al. (1994)、Naito & Takahara (1994) らにより詳細な計算が行われている。Drury et al. (1994) によると、 π^0 崩壊による残骸からの TeV ガンマ線フラックスは、以下の式で表される。

$$F_{\pi^0}(\geq E) \simeq 9 \times 10^{-11} \theta \left(\frac{E}{1 \text{TeV}} \right)^{-1.1} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{cm}^{-3}} \right) \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \quad (1.10)$$

ここで、 θ は超新星爆発の全エネルギー E_{SN} のうち宇宙線のエネルギーに変換される割合、 d は残骸までの距離、そして n は残骸における物質密度を表している。また、上式では残骸における陽子のエネルギースペクトルの冪を 2.1 と仮定している。

1.2 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei : AGN) とは通常の銀河と比較して桁外れに激しい放射を起こしている系外天体である。活動銀河核の中心には大質量 (太陽質量の 10^6 から 10^9 倍) のブラックホールがあるとされ、その周辺にガスが落下することで降着円盤が形成される。それと同時にブラックホールの中心から外へ向かってジェットが噴出し、非常に強い放射が起こるといわれている (図 1.2)。電波放射の強弱により Radio Loud AGN と Radio Quiet AGN に大きく分けられる。活動銀河核の一種であるブレイザー (Blazar) は Radio Loud AGN のなかでも特に激しい活動を示す天体であり、ジェットを正面近くから見ていると考えられている。相対論的ビーミングの効果が強く観測される天体である。ブレイザーはさらに細かく分類され、可視光の観測で輝線の見えるものと見えないものに分けられ、前者をクエーサー型ブレイザーと呼ぶ。後者はさらに X 線の観測で、シンクロトロン放射が見られるものと、見られないものに分けられ前者を高振動数 BL Lac 天体、後者を低振動数 BL Lac 天体と呼ぶ。現在 TeV ガンマ線の観測されているブレイザーはこの高振動数 BL Lac 天体である。高振動数 BL Lac 天体では X 線でシンクロトロンが観測されているように、高エネルギー電子が存在する。TeV ガンマ線の放射はこの高エネルギー電子の逆コンプトン散乱によるものとの考えが有力である。このとき散乱される光子の起源については降着円盤からくるという説と、シンクロトロン放射で放出された光子であるとの説がある。

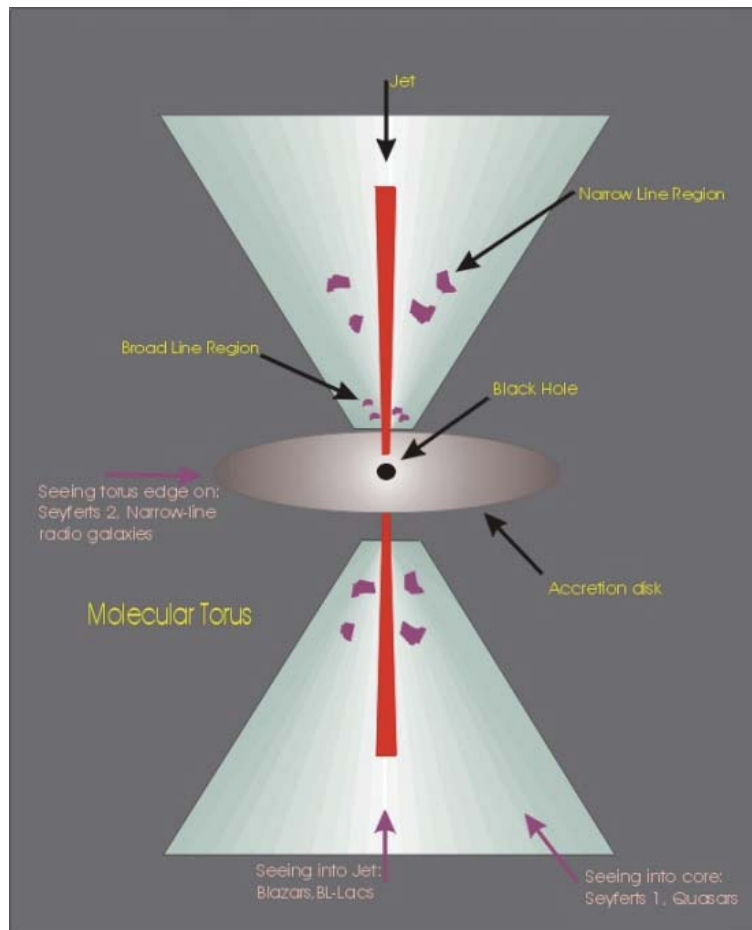


図 1.2: AGN の概念図 [5]。中心部から吹き出たジェットの方向に観測者 (地球) があれば BL Lac 天体、ジェットから外れた方向にあれば Seyfert 銀河、と観測されるという統一的な解釈がなされている。

1.3 超新星残骸

太陽質量の10倍を超えるような大質量星は進化の最終段階で自身の質量の大部分を吹き飛ばしてしまうような爆発現象を起こす。超新星爆発によって開放された約 10^{51} erg という莫大なエネルギーによって吹き飛ばされた星の外周は、その後長い期間にわたって跡を残す。これが超新星残骸と呼ばれるものである。吹き飛ばされた物質は星間物質と衝突して衝撃波を作って膨張を続ける。衝撃波は星間物質を履き集めながら膨張するが、初期段階では履き集められた物質の質量が無視できるので初期速度のまま自由膨張をする。超新星残骸は電波によって多く発見されているがその形状によってシェル型とプレリオン型に分類される。前者の例は Cassiopea A, SN1006 等で後者はカニパルサー/星雲に代表される (図 1.3)。



図 1.3: シェル型超新星残骸 Cassiopea A の X 線画像 (左) およびプレリオン型超新星残骸カニ星雲の可視光画像 [6](右)。

1.3.1 宇宙線

地球大気には、あらゆる方向から高エネルギー荷電粒子である宇宙線が降り注いでいる。宇宙線は Hess によって 1911 年に発見されて以来長い間その起源は謎のままであった。宇宙線を構成するのは陽子を初めとした荷電粒子で、地球に到達するまでに星間空間に存在する磁場によって進行方向が曲げられてしまう (典型的な磁場は $3\mu\text{G}$)。したがって到来方向を直接観測してもその起源を知ることはできない。宇宙線のフラックスはその後の様々な観測により図 1.4 のように求められており、エネルギーの分布は 10^9 から 10^{20} eV にまで及んでいる power law の形をしていて、よりエネルギーの低いものは太陽風の影響を受けてフラックスが減少する。このスペクトルで $10^{15.5}$ eV と 10^{19} eV に折れ曲がりがあり、それぞれ knee と ankle と呼ばれている。

これらの折れ曲がりには以下のように解釈されている。荷電粒子が磁場中で運動するときのラーモア半径はエネルギーが高くなるにつれ大きくなり (古典的には $r = v/qB$)、knee 程度のエネルギーになるとラーモア半径が銀河円盤の厚みである 1000 光年に比べて無視できなくなる。したがって宇宙線粒子が銀河円盤の外に漏れ出すと言う効果が現れてくるのでべきが急になると考えられている。逆に ankle 領域以上ではラーモア半径は銀河円盤の厚みと同程度になり、ある銀河内で生まれた宇宙線はその銀河内に閉じ込められることはない。したがって ankle の折れ曲がりには我々の銀河の外で生成された粒子が飛び込んできたものによると考えられている。

現在のところ、銀河系内の宇宙線起源の最有力候補が超新星残骸である。

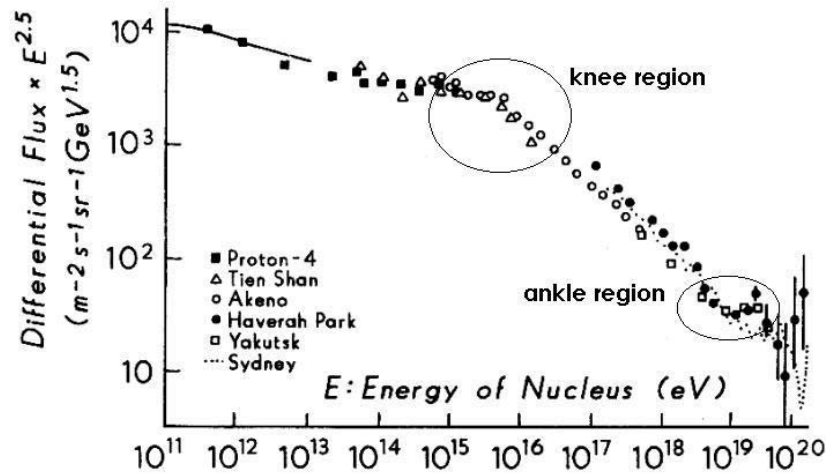


図 1.4: 宇宙線のフラックス。縦軸はエネルギーの 2.5 乗をかけて折れ曲がり強調してある。knee と ankle に折れ曲がりがある。

1.3.2 粒子加速モデル

超新星残骸は knee 領域まで、つまり銀河系内の宇宙線加速起源として有力視されてきた。エネルギー収支の点から考えてみると宇宙線のエネルギー密度は約 1eV/cc で、銀河円盤を半径 5 万光年、厚さ 1000 光年で近似した際の体積が 10^{66}cc であるから、銀河系内の宇宙線総エネルギーは $\sim 10^{54}\text{erg}$ となる。宇宙線の銀河系内での寿命は構成粒子の放射性同位体のフラックスから $\sim 10^{14}\text{sec}$ と見積もられており、観測される宇宙線を維持するためには毎秒 10^{40}erg のエネルギーが供給されなければいけない。超新星爆発は銀河系内では 30 年に 1 度 ($10^{-9}/\text{sec}$) 程度起こると考えられているので、エネルギー生成率は 10^{42}erg/sec となり、このうちの数%を粒子加速に使えば十分にエネルギーを供給できる。

また、衝撃波による粒子加速は一次のフェルミ加速によってうまく説明できる。衝撃波面近くの荷電粒子を考えると、荷電粒子は磁場や散乱によって向きをランダムに変えながら衝撃波面の前と後ろを何度も横切る。衝撃波面静止系で考えると、上流は速度 v で近づき下流は速度 v/r で遠ざかる。ここで r は圧縮比で、下流の媒質の密度が上流の r 倍になると、流量が同じなので速度が $1/r$ になる。上流の静止系から見ると下流は $v(r-1)/r$ で近づいてくるので、上流から下流に移動した粒子は近づいてくる壁にボールを当てたのと同じように運動量とエネルギーを増す。下流から上流に移動した際にもまた同様にエネルギーを得る。この 1 往復で粒子のエネルギーは $1 + (4vr - 1)/r$ 倍になり、時間と共に指数関数的に増大する。しかし粒子は有限の回数しか波面を往復しない。下流にいる粒子は平均的には媒質と同じ速度で運動しているため、 v/r で波面から遠ざかっていることになる。したがって確率的に上流へ戻らない粒子がいることになる。粒子の方向分布が等方だとすればその確率は $4v/cr$ である。一方上流の粒子は必ず波面に追いついてしまう。したがって n 回往復する確率は $(1 - 4v/cr)^n$ で与えられ、これとエネルギーを掛けてやればスペクトルが計算できる。そのべきは $-(r+2)/(r-1)$ と圧縮率のみで決まり、通常の気体では $r = 4$ なので指数は -2 となり、宇宙線のスペクトルのべき -2.7 に近い。

1.4 パルサー

パルサーとは、1967年に電波で発見された、周期的な放射の観測される天体である。これまで500個以上のパルサーが観測されているが、ほとんどが電波で観測されており、少数が連星系をなしているX線パルサーである。EGRETではガンマ線でパルス放射するパルサーとして、Crab、Vela、Geminga、PSR 1055-52、PSR 1706-44、PSR 1951+32、PSR 0656+147の7個が観測された。電波パルサーの中で spindown luminosity が強い上位6つはすべてガンマ線パルサーである。すなわち、GeV領域のガンマ線パルサーは回転駆動型である。その放射機構としては、パルサー本体に近い光円柱内部で、強い電場による電子の一発加速が起こっていると考えられており、加速された電子は磁場にそって運動し曲率放射によってガンマ線が放出される。この加速される場所で二つの説が提唱されており、中性子星近傍で粒子が加速される polar cap model と、パルサー磁気圏で粒子が加速される outer gap model が考えられている (図 1.6)。polar gap model では 10 GeV 付近にカットオフがあるとされており、加速機構の解明に 2007 年打ち上げ予定の GLAST が期待されている。

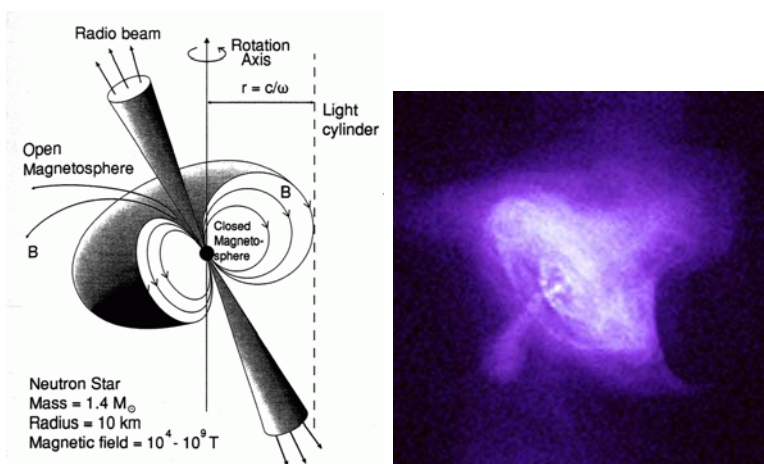


図 1.5: パルサーの模式図 [8] と X 線衛星 Chandra によるカニパルサーの画像 [6]。

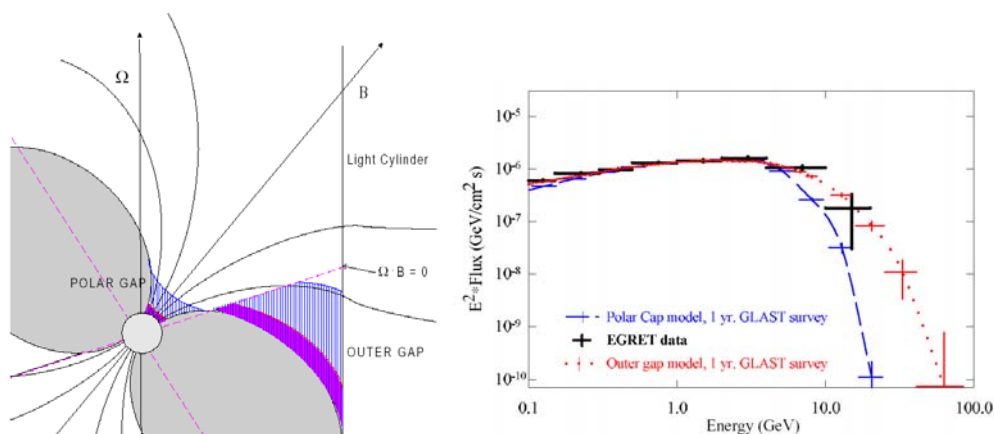


図 1.6: polar cap モデルと outer gap モデル。左が加速場所を示したもので [9]、右はスペクトルの違いを示したもの [10]。EGRET の観測ではどちらのモデルとは決定できなかった。スペクトルは Vela パルサーのもの。

第2章 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

一般的に宇宙からのガンマ線は大気で吸収され地上まで到達しないため人工衛星や気球などの飛翔体を用いて観測が行われる。しかし 100GeV を超えるようなガンマ線はフラックスが非常に小さいため、大きさに制限のある飛翔体では検出有効面積に限界があり検出が困難である。そこで数 10GeV から 100TeV 領域のガンマ線の観測は、非常に大きな有効面積を稼ぐためにガンマ線の引き起こす空気シャワーからの大気チェレンコフ光を地上の望遠鏡で捕らえる方法で行われる。

2.1 空気シャワー

高エネルギー粒子が大気中に入射すると大気の原子核と相互作用を起こし 2 次粒子をカスケード生成させる現象を起こす。これを空気シャワー (EAS: Extensive Air Shower) という。ガンマ線による空気シャワーは電磁カスケードによって形成される。入射したガンマ線は電子対生成を最初に起こし、さらに生成された電子が制動放射によってガンマ線を生成する。さらにこのガンマ線から電子対生成により電子を生成するという過程を繰り返しシャワーが発達する (図 2.1)。電子のエネルギー損失が制動放射よりも電離損失に移行するエネルギーを臨界エネルギーといい、空気中での値はおよそ 84MeV である。この臨界エネルギーを電子のエネルギーが下回ると粒子の増加は止まり空気シャワーの発達も止まり、この時点でシャワーは最大となる。

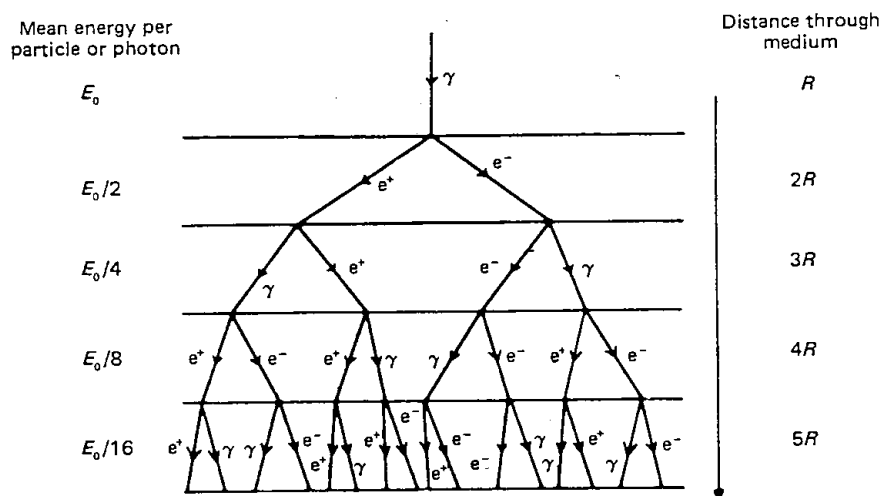


図 2.1: 電磁シャワーの発達の様子

高エネルギー宇宙線もまた大気中に入射すると空気シャワーを作る。この場合、書くカスケードによりシャワーが発達する。大気に入射したハドロンは直ちに大気中の原子核と相互作用を起こし核子一つずつに分かれる。これらの核子は大気中の原子核と pp 散乱を起こし核子 (p, n)、反核子 (\bar{p}, \bar{n}) など様々な粒子を作るが、主成分は π 粒子 (π^0, π^\pm) である。その中で π^0 粒子は寿命が

短く (0.83×10^{-16} sec)、直ちに

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2.1)$$

と崩壊し、ガンマ線を放出する。この過程で生成されたガンマ線は電磁カスケードを起こす。一方高エネルギー ($\gg 10$ GeV) の π^\pm は寿命 (2.603×10^{-8} sec) が相対論的效果でのび、崩壊前に原子核と衝突を起こし、さらに核カスケードを発達させる。比較的低エネルギーの π^\pm は寿命により、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

と崩壊する。生成された μ 粒子はほとんど崩壊せずに地上に到達する。

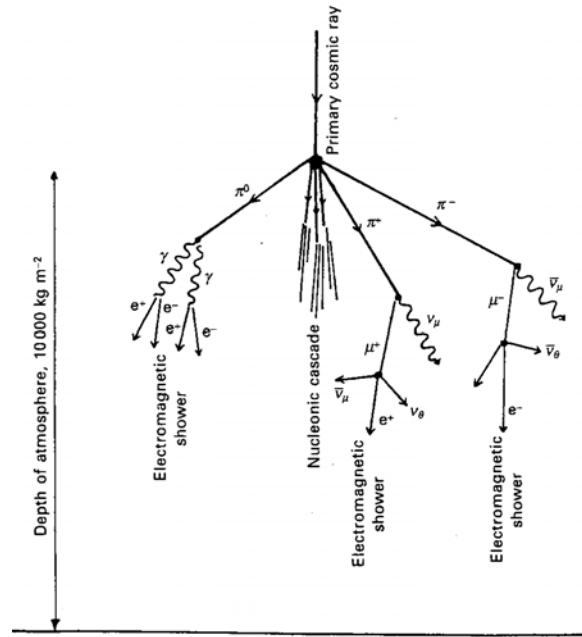


図 2.2: ハドロンシャワーの模式

電磁カスケードによるシャワーと核カスケードによるシャワーの違いを以下に示す。

シャワーの形状

電磁カスケードによるシャワーがガンマ線の入射方向に狭く、ほぼ対象に発達するのに対し、核カスケードによるシャワーは、生成される二次粒子が入射軸に垂直な方向の運動量を持ってシャワーを発達させる。また発生した粒子によりその後の成長の仕方が異なるため横方向に広がった非対称な発達を行なう。

シャワーの発達高度

宇宙線ハドロンは大気中の原子核との衝突距離が長いため、ガンマ線に比べてシャワーは大気下部で発達する。

シャワー中での生成粒子量

宇宙線ハドロン起源の空気シャワーで主に生成されるのは π 粒子で π^0 、 π^+ 、 π^- の生成数はほぼ同じである。このうちシャワーの発達に最も寄与するのは π^0 である。従って一次粒子のほぼ 3 分の 1 が空気シャワーの発達に使われる。従って同じ規模の空気シャワーを作るのに必要な一次粒子のエネルギーは陽子の場合、ガンマ線の 3 倍必要である。

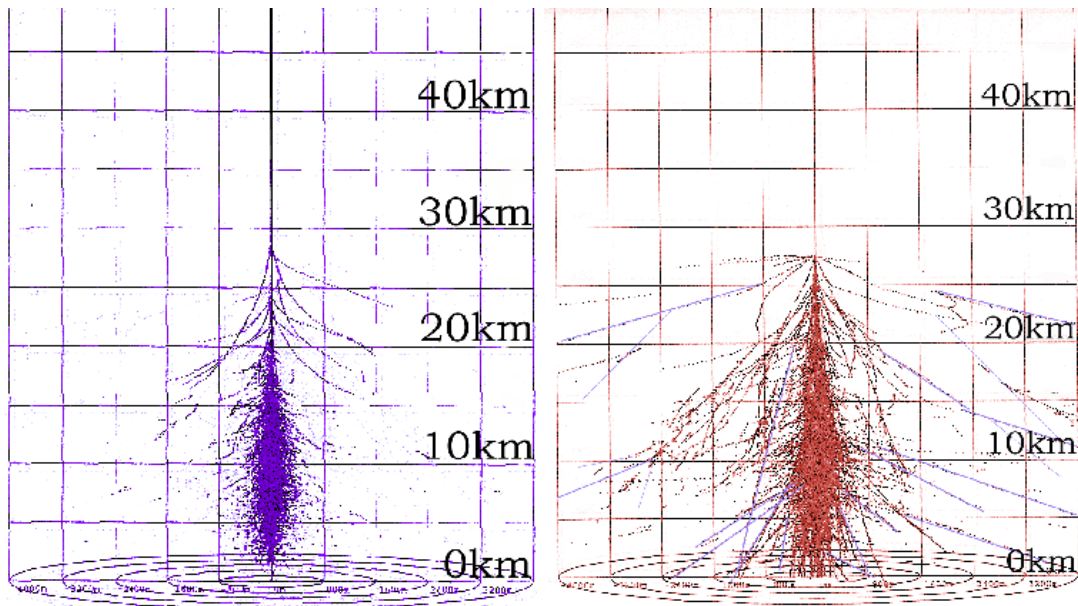


図 2.3: モンテカルロシミュレーションによる空気シャワーの発達の様子。(右)100GeV のガンマ線 (左)300GeV の陽子

2.2 チェレンコフ光

荷電粒子が媒質中での光速 $c' = c/n$ を超える速度で媒質を通過すると光子を放出してエネルギーを失う。このときの光をチェレンコフ光という。この現象は荷電粒子による媒質分子の分極によって説明できる。

速度 v を持つ荷電粒子が光子を放出するとき、運動量保存則及びエネルギー保存則より次の関係が成り立つ。

$$\beta \cos \theta = \frac{1}{n} \quad (2.4)$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (2.5)$$

従って、光子は相対論的な粒子の運動方向に対して $\theta = \cos^{-1}(1/n)$ という決まった角度方向に放出される (図 2.4)。

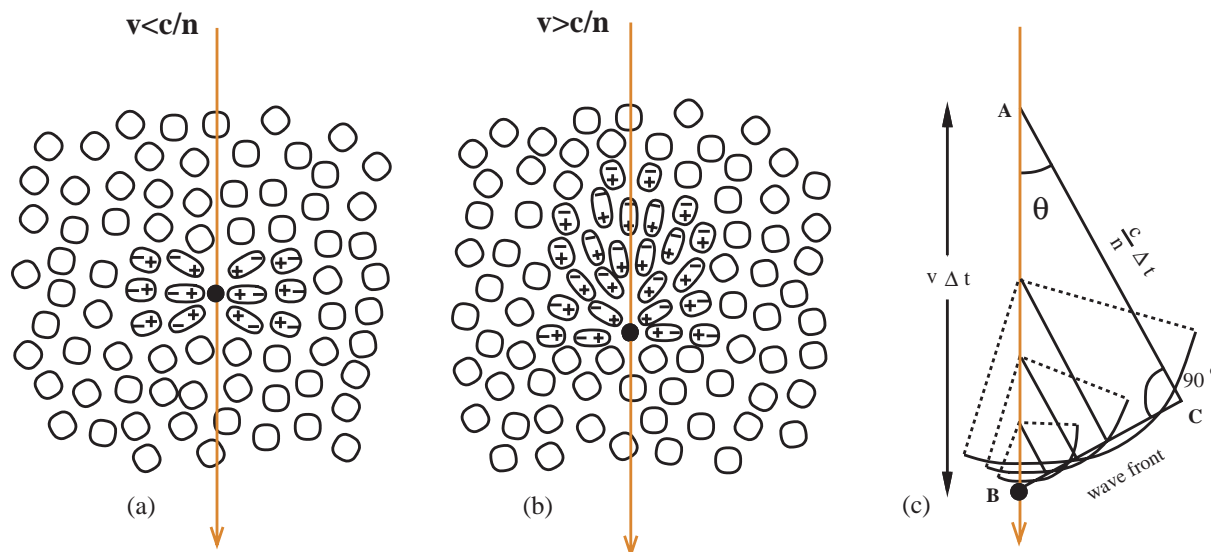


図 2.4:

媒質中を荷電粒子が距離 L だけ進んだときに放出される光子数は、

$$dN = \frac{e^2}{\epsilon c^3 h} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) L d\omega \propto \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.6)$$

で表される。チェレンコフ光子の数は粒子の速度 β にのみ依存する。従って空気シャワー中の粒子で光子を放出するのは主に電子・陽電子である。これから一次粒子として同じエネルギーのガンマ線と陽子を比べた場合、ガンマ線は陽子の約 3 倍のチェレンコフ光子を放出する。

空気シャワーから放出されるチェレンコフ光の分布は、シャワーの発達の様式、空気の屈折率、地上での光子の分布の 3 点から決められる。電磁シャワーからのチェレンコフ光は地上での強度は "light pool" と呼ばれる半径 r_c の円内では一様に分布し、その外側では急激に減少する。 r_c はシャワーの最大発達点とチェレンコフ角 θ_c により次のように決められる (図 2.2)。

$$r_c = (\text{シャワーの最大発達高度}) \times \theta_c \quad (2.7)$$

電磁シャワーの最大発達高度は典型的に ~ 10 km なので $r_c \sim 200$ m である。チェレンコフ光は縦方向に一様に分布しているので光子の到来時間の分布は ~ 10 ns という狭い範囲に収まる。一方、核子シャワーでは生成された π 中間子及び電磁シャワーからチェレンコフ光が放出されるため、到来時間の分布は若干広めの ~ 20 ns の範囲となる。このチェレンコフ光の到来範囲 $r_c^2 \sim 10^4 \text{m}^2$ の広さにより解像型チェレンコフ望遠鏡では高エネルギーガンマ線を高い統計で検出することが可能となる。チェレンコフ光の放出範囲は、大気の屈折率が高高度では小さくなるので、高度が高くなるほど小さくなる。この変化により高度 7 km から 20 km の間で生まれたチェレンコフ光はほぼ同じ大きさのチェレンコフリングを作る。このリングの大きさはシャワー核を中心とした 110-145 m となる (図 2.6)。

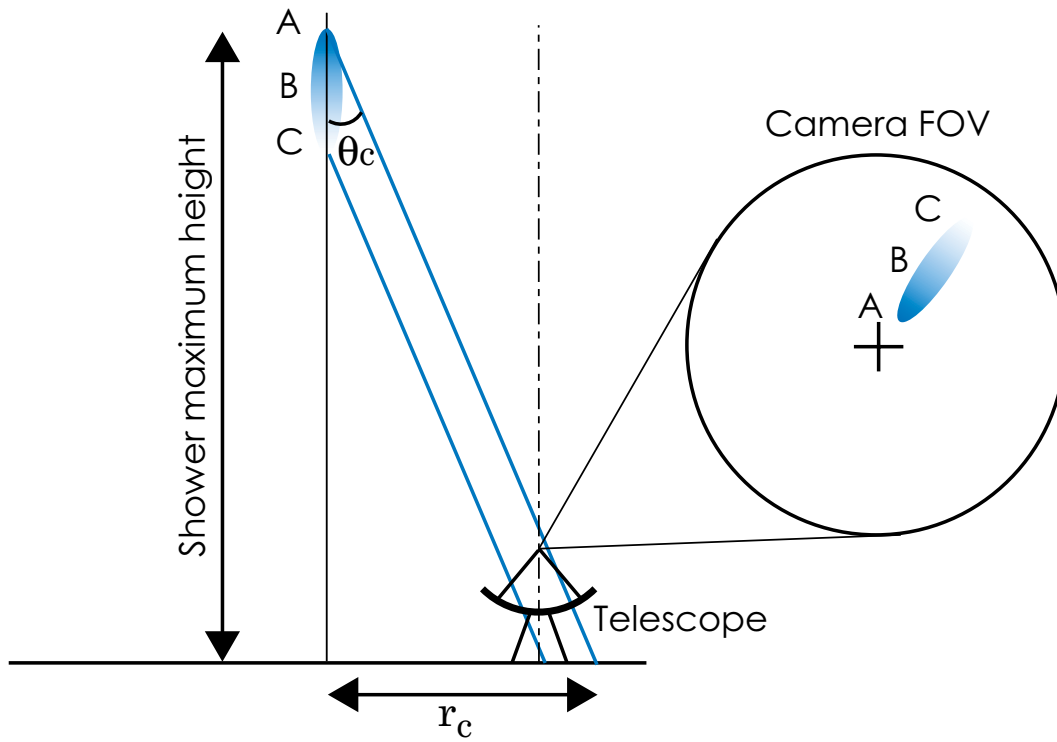


図 2.5: 空気シャワーと望遠鏡の位置関係。

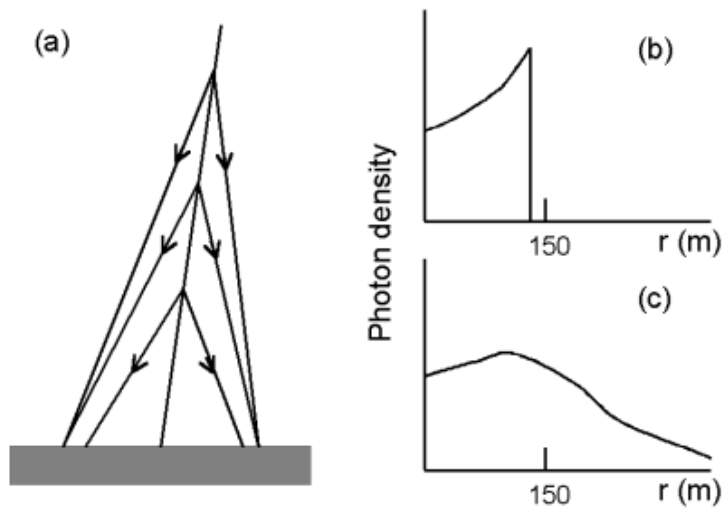


図 2.6: チェレンコフ光の縦方向の発達の様子。(a) 空気シャワーからのチェレンコフ光の放出方向の高さによる変化。空気の屈折率の変化により低い高度になるとチェレンコフ角が大きくなる。

2.3 イメージング法

チェレンコフ望遠鏡では宇宙線ハドロンによるシャワーに比べてガンマ線の作るシャワーの数は非常に小さい。最も明るい恒常 TeV ガンマ線天体であるカニ星雲でも、1TeV 以上のガンマ線のフラックスは $\sim 10^{-11}$ photons $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ であり、宇宙線ハドロンは視野 4 度の CANGAROO-III 望遠鏡で $\sim 10^{-9}$ photons $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ であり 2 桁多い。従って地上での観測では得られたシャワーイベントからハドロンシャワーを効果的に取り除く必要が有る。このための手法をチェレンコフ望遠鏡観測の先駆的なプロジェクトである米国の Whipple グループにより提唱され [36]、現在の大気チェレンコフ望遠鏡ではイメージング法として標準的に用いられている。望遠鏡のカメラによってとらえられたシャワーのイメージは縦方向、横方向の発達の様子を反映している。ガンマ線によるシャワーイメージが到来方向に向かって比較的真っ直ぐに向いているのに対して、ハドロンによるシャワーイメージは歪な形をしており、方向もばらばらである (図 2.7、図 2.8)。

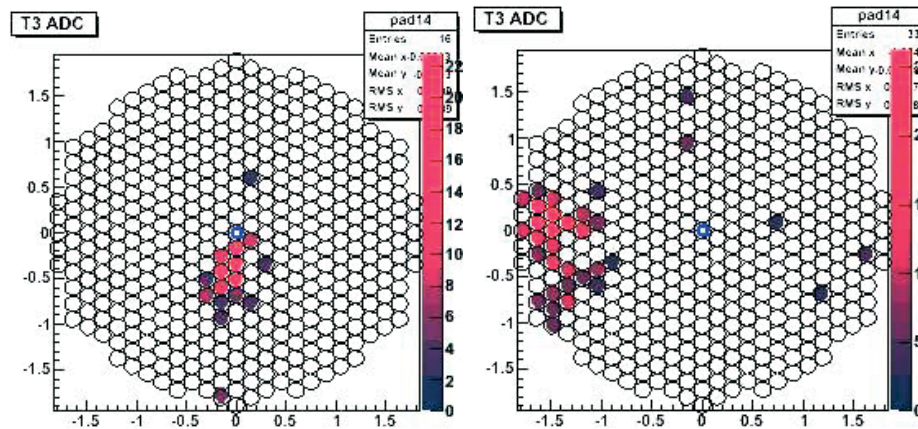


図 2.7: モンテカルロシミュレーションによって得られた CANGAROO-III 望遠鏡カメラ上でのシャワーイメージの典型例。(左)1 TeV ガンマ線によるイメージ。(右)3 TeV 陽子によるイメージ。ガンマ線が細長い形に対して陽子は歪な形をしている。

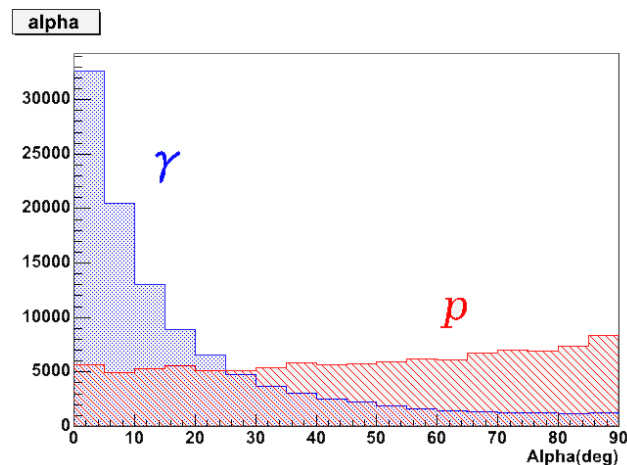


図 2.8: モンテカルロシミュレーションによるガンマ線と陽子のシャワー軸と天体方向のなす角である α 分布。ガンマ線によるシャワーが天体方向を向いているのに対し陽子のは決まった方向を持たない。

この二つのイメージを区別するために、カメライメージを楕円でフィットし、以下のようなパラメータを用いる (図 2.3)。

Width 楕円の短径方向の広がり (標準偏差)

Length 楕円の長径方向の広がり (標準偏差)

Distance ソース位置と楕円の中心との距離

Alpha イメージ中心からソースに引いた直線と楕円の長軸方向とのなす角。

Alpha は天体方向をあらわすパラメータであり、一台の望遠鏡による解析では一般的に用いられる。一台による観測ではシャワーから到来方向を一意に決定することは出来ないがガンマ線によるシャワーは Alpha 分布で Alpha=0 にピークを作る。

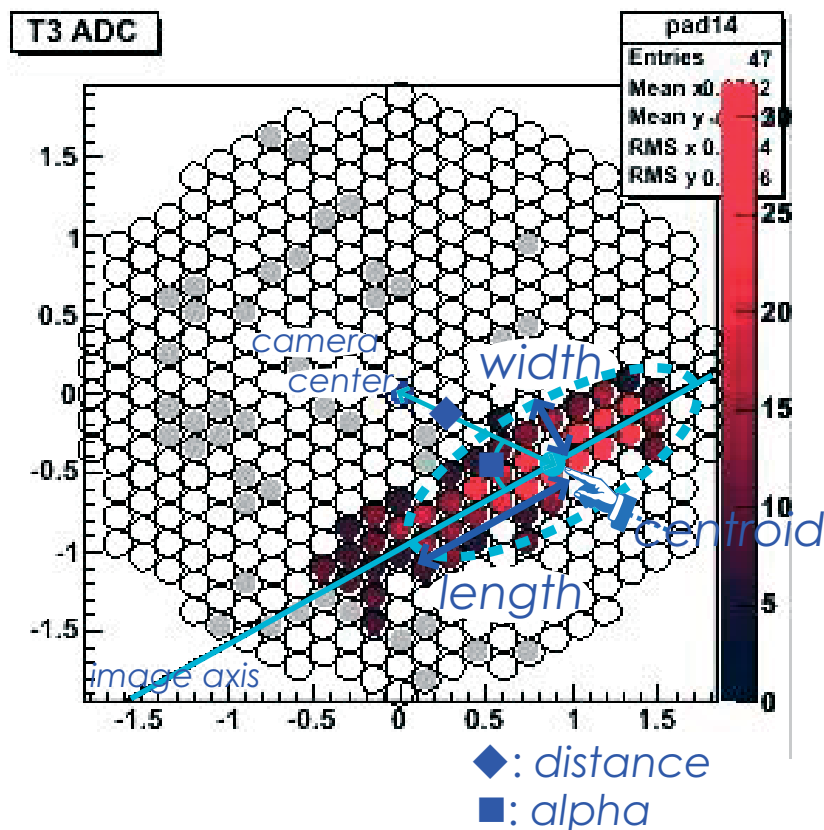


図 2.9: イメージパラメータの定義。小さな円は光電子増倍管を示し、カラーは ADC カウント。

2.4 ステレオ観測

CANGAROO-III 望遠鏡では複数の望遠鏡で同時にシャワーを見るステレオ観測をおこなっている。ステレオ観測では一つのシャワーイベントに対して複数のイメージを取ることが出来る。複数のイメージに対してガンマ線とハドロンを区別を行えるため、1 台による解析に比べてイメージの揺らぎの影響を小さくでき、より感度を向上させることが出来る。また複数のイメージから

シャワーを3次元で再構成でき、一次粒子の到来方向を一意に決定できる (図 2.10、図 2.11)。

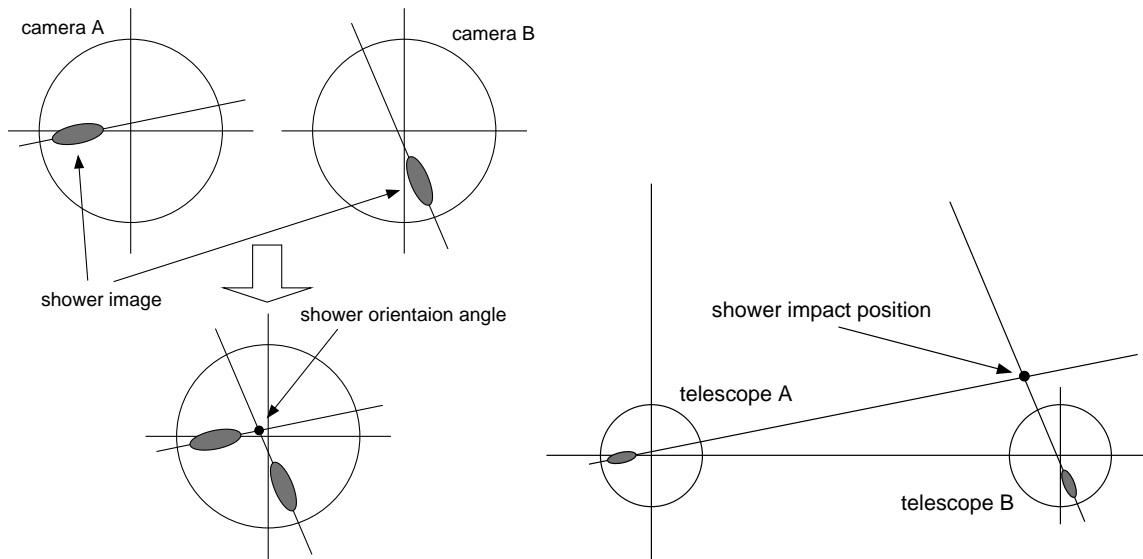


図 2.10: 2 台の望遠鏡による到来方向角 (左)、シャワー落下点 (右) の定義

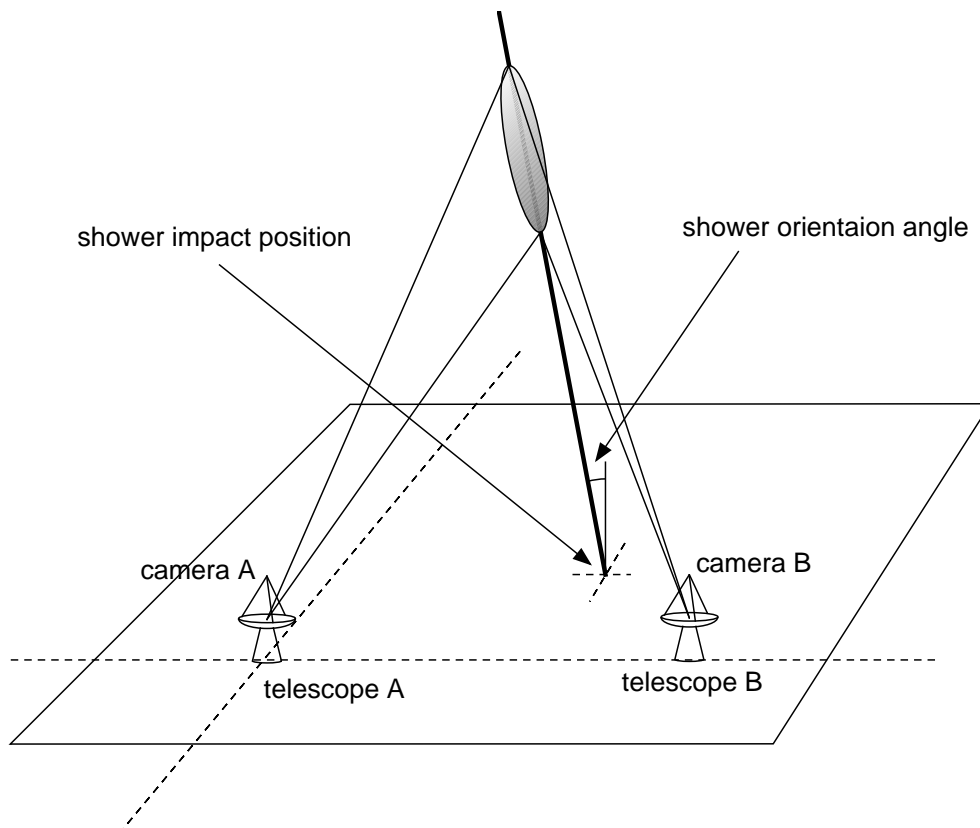


図 2.11: ステレオ観測では空気シャワーの像を3次元的に再構成できる。

2.5 世界の IACT

現在世界では CANGAROO も含めて主に 4 つの超高エネルギーガンマ線観測プロジェクト、H.E.S.S.(欧)、MAGIC(欧)、VERITAS(米) が進行中である (表 2.1)。その特徴は 10 m 級の大口径の鏡を用いた ~ 100 GeV 付近までの低エネルギー閾値観測である。

	Location	mirror shape	f	f/d	FOV	System
VERITAS	31.7N, 110.9W, 2300 m asl.	Davies-cotton	10 m	1.2	4°.0	array
HESS	23.3S, 16.5E, 1800 m asl.	Davies-cotton	15 m	1.2	5°.0	array
MAGIC	28.8N, 17.8W, 2225 m asl.	Parabola	17 m	1.0	3°.6	single
CANGAROO	31.1S, 136.8E, 160 m asl.	Parabola	8 m	0.8	4°.0	array

表 2.1: 世界の IACT プロジェクト

大気チェレンコフ望遠鏡は地上で観測を行うため、天球上の観測可能領域は望遠鏡の緯度により決定される。また昼間や雲があるとき観測できないため、全天の観測、時間変動の観測などのためには異なる経度、緯度に望遠鏡が複数あることが望ましい。現在のプロジェクトでは北天を MAGIC、VERITAS、南天を H.E.S.S.、CANGAROO がカバーしている (図 2.12)。

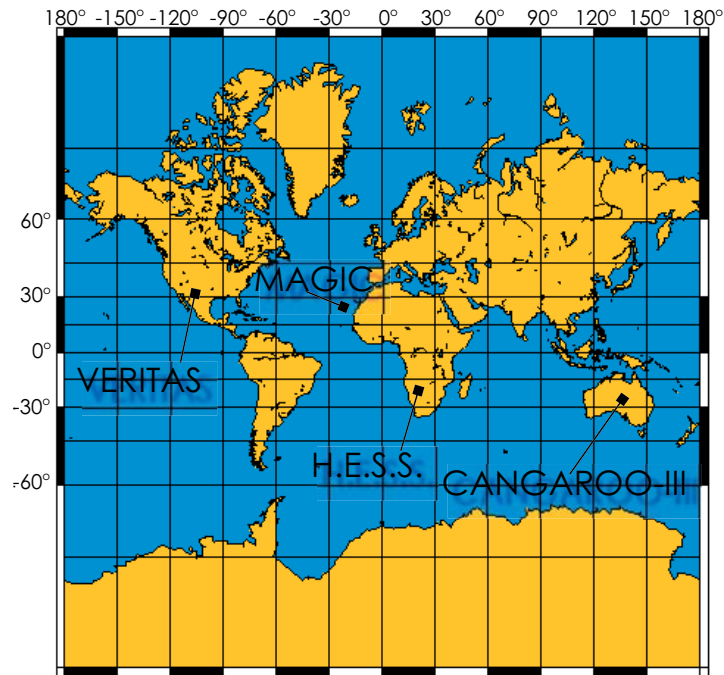


図 2.12: IACT と世界地図。

第3章 CANGAROO-III望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Austraria and Nippon for GAMMA-Ray Observatory in the Outback) は名前の通り天体ガンマ線観測のための日豪共同の国際協力実験であり、オーストラリア南オーストラリア州ウーメラで解像型大気チェレンコフ望遠鏡を用いて南天での観測を行っている。CANGAROO-IIIは口径 10 m の望遠鏡 4 台による観測を行い、 $\sim 400\text{GeV}$ 以上に感度を持つ。2007 年現在、CANGAROO プロジェクトは第三段階にある (CANGAROO-III)。CANGAROO 実験は 1995 年に口径 3.8 m の鏡と 250 本の光電子増倍管からなるカメラを持つ望遠鏡 1 台による観測から始まった。1999 年に口径 7 m の鏡と、3.0 度の視野を持つカメラからなる望遠鏡が完成した (CANGAROO-II)。反射鏡は一年後に口径 10 m まで拡張されいくつかの系内の天体からのガンマ線を発見した。2002 年から 2004 年にかけてさらに 3 台の望遠鏡を改良を加えながら建設し、望遠鏡 2 号機 (以下 T2)、3 号機 (同 T3)、4 号機 (T4) がそれぞれ 2003 年 1 月、2003 年 7 月、2004 年 3 月に観測を開始した。

この章では CANGAROO-III 望遠鏡のハードウェア関係を説明する。またハードウェアのさらなる性能向上を目指して、新たな波形読み出し回路の試験を行なった。それについては付録 A を参照されたい。



図 3.1: CANGAROO 観測サイトの位置

3.1 望遠鏡

CANGAROO-III 望遠鏡は経緯台式、直径 10m の回転放物面に 114 枚の小型球面鏡を取り付け、焦点距離は 8m である。焦点面にチェレンコフ光を捕らえるカメラとして光電子増倍管が 427 本取り付けられている。回転放物面を採用することによって、平面波の入射に対して焦点への到達時間が同じであることから、チェレンコフ光の到達時間情報を解析に用いることができる。天体の追尾をする際は、システムクロックを精度 $1\mu\text{sec}$ の GPS と同期させた PC の時刻から方位角と俯角を計算し Ethernet 経由で望遠鏡制御 PC に送る一方、望遠鏡の現在位置を示すエンコーダーのデータが 100msec 毎に望遠鏡から制御 PC に送られて、正しく追尾できていることを確認している。制御 PC にはリアルタイム OS である KURT を使用している。このシステムの下で 1 分角以下のトラッキング精度が保たれている。

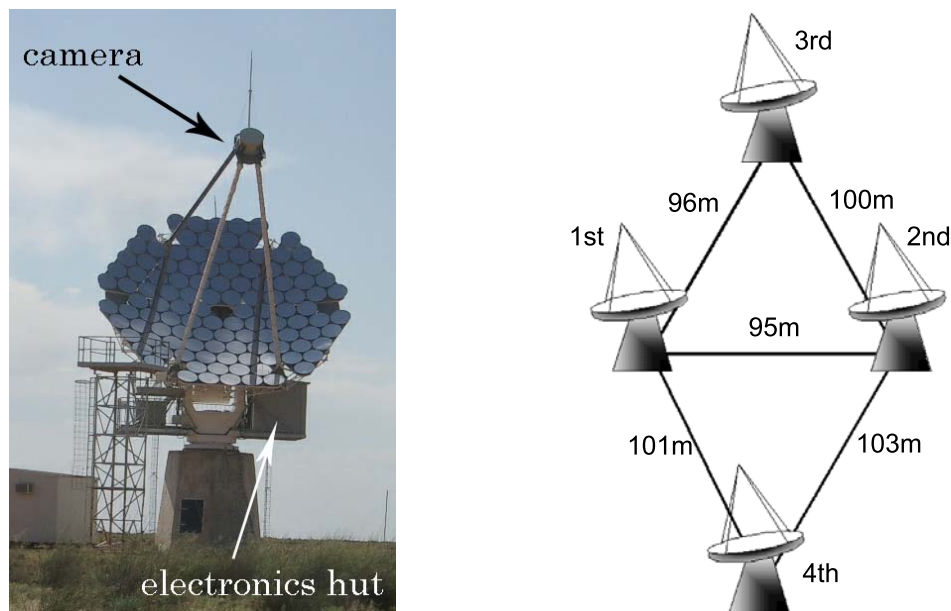


図 3.2: CANGAROO 望遠鏡とその配置。写真は 4 号機。

3.2 反射鏡

放物面鏡は光路差がないことが利点であるが、直径 10m の鏡となると自重による変形が避けられない。しかしあまり精度を必要としないチェレンコフ望遠鏡では軽量の小型鏡を並べることによってこの問題を回避している。CANGAROO-III で用いられている直径 80cm の小型鏡 (図 3.3) は、GFRP (Glass Fiber Reinforced Plastic) という強化プラスチック製で、丈夫さと約 5kg という軽量さを実現している。その構造は、硬質の発泡剤のコアを GFRP と接着剤シートを積み重ねたもので挟み込み、表面に反射体のアルミシートを引いた上からフッ素コーティングで仕上げたものになっている。その反射率は約 60-80%、結像性能は FWHM で約 0.2 度となっている (図 3.4)。

また、光軸調整の為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 つの軸周りの傾斜になる。そこで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ばねシャフトの組を一枚の鏡につき 2 組つけ、アクチュエーターの伸縮による 2 軸の傾斜制御をおこなっている。その精度は 0.02 度である [12]。

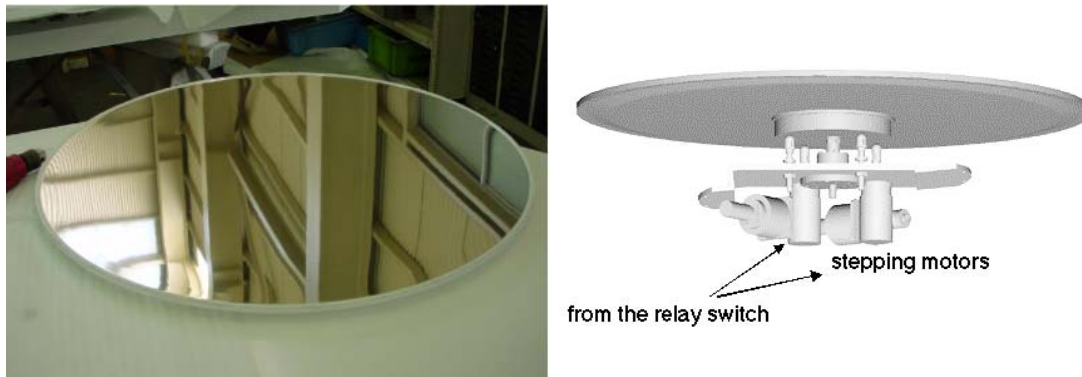


図 3.3: (左)GFRP 小型鏡 (三菱電機製)。直径 80cm で重量は約 5kg。(右) 鏡の調整システム。リレースイッチを接続して、リモート制御で調整する。

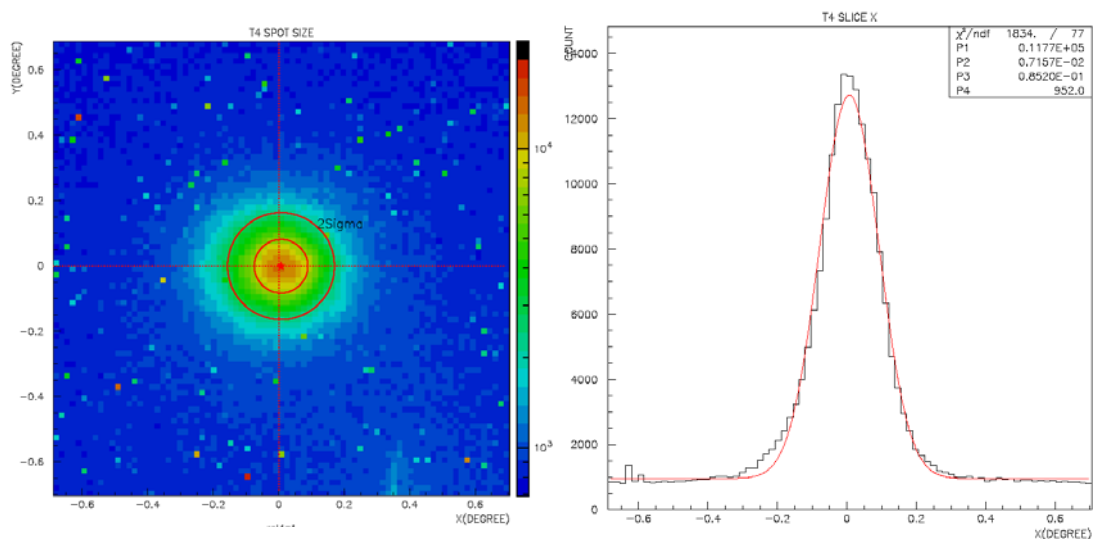


図 3.4: 小型鏡の結像性能。明るい恒星に望遠鏡を向けてスクリーンに集光し CCD で撮影した。4号機のもの。右は X 方向の radial profile。曲線は Lorentzian でフィッティングしたものを。

3.3 カメラ

チェレンコフ望遠鏡のカメラを設計する際に以下のような大気チェレンコフ光の特徴を考慮に入れなければならない。

1. チェレンコフ光は ~ 5 ns 以内の時間分布で到来する。
2. シャワーからのチェレンコフ光の広がり は 1 度以内に収まる。
3. チェレンコフ光のスペクトルは青から紫外にピークを持つのに対し、バックグラウンドとなる夜光はそれより長い波長領域にピークを持つ。

チェレンコフ望遠鏡のカメラに要求されるのは、広い視野 (~ 4 度)、小さなピクセルサイズ (~ 0.1

度)、早い応答(～ナノ秒)、そして光子に対する高いゲインである。広い視野は広がった天体の観測、及びサーベイに必要であり、小さなピクセルサイズはシャワーの詳細な発達の様子を捉えるために必要である。そしてバックグラウンドである夜光の影響を少なくするために早い応答時間が必要となる。これらの要求を満たすものとして現時点で最適なのは光電子増倍管 (PMT) である。CANGAROO-III で現在稼働中の最新の 3 台の望遠鏡 (T2、T3、T4) のカメラは直径 3/4 インチの PMT を使用している。PMT 前面のカソード面には 6 角形のライトガイドが取り付けられ、それを六方最密構造になるように 427 本敷き詰めている (図 3.5、図 3.6)。視野は 4.0 度、ピクセルサイズは 0.168 度である。

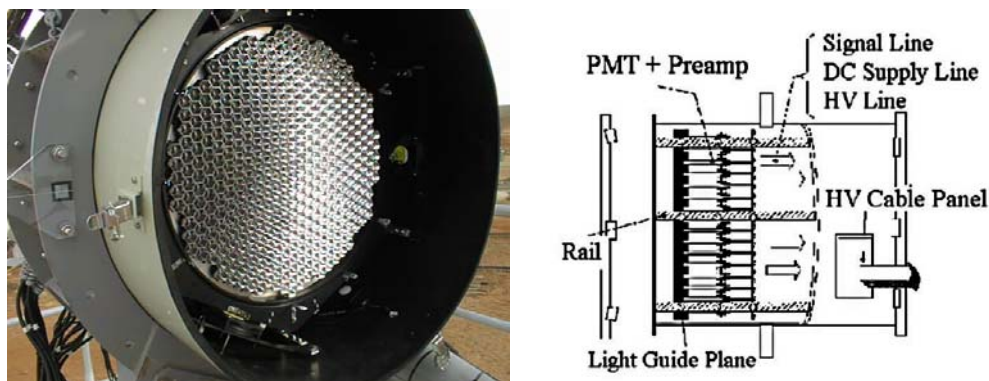


図 3.5: (左)CANGAROO-III のカメラの前面部。(右) 横から見たカメラの構造。

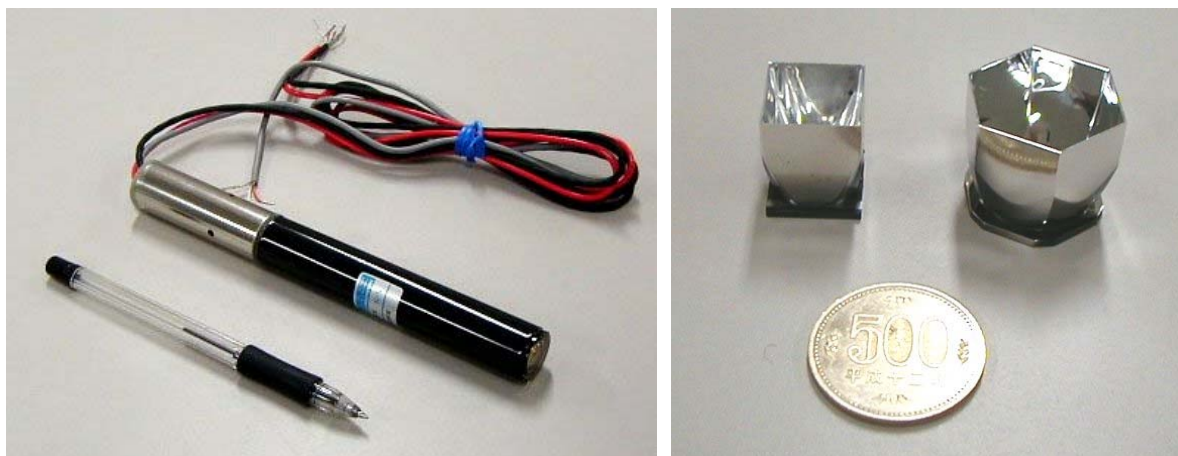


図 3.6: (左) 浜松ホトニクス R3479。(右) ライトガイド。左の四角形のは T1 用。

PMT は浜松ホトニクス社製の R3479 3/4 インチ PMT を使用している。紫外領域の光を取り出すために光電面直前に UV ガラスが取り付けられている。図 3.7 にこの PMT の量子効率の測定結果を示した。PMT からのシグナルは高速プリアンプ (Maxim MAX4107) によって増幅、整形された後に 28 m のケーブルを通してエレキ室へと送られる。すべての PMT の増幅率は現地へ輸送前に実験室で校正される。視野内での増幅率の一様性を保つために、この校正結果を元に一本一本かける高電圧を決定し、カメラ面内での増幅率の揺らぎは 1 以下に抑えられている。入力された光子数と出力電圧との間の線形性は 200 ph.-e までは保たれており、250ph.-e でのずれはおよそ 10 である。時間分解能は 30 ph.-e の入力に対し 0.94 ns である。実験室での事前測定に加えて、現地でもすべての観測日について増幅率と時間特性についての測定を行い、観測データ

に対してソフトウェア的に補正を掛けている。

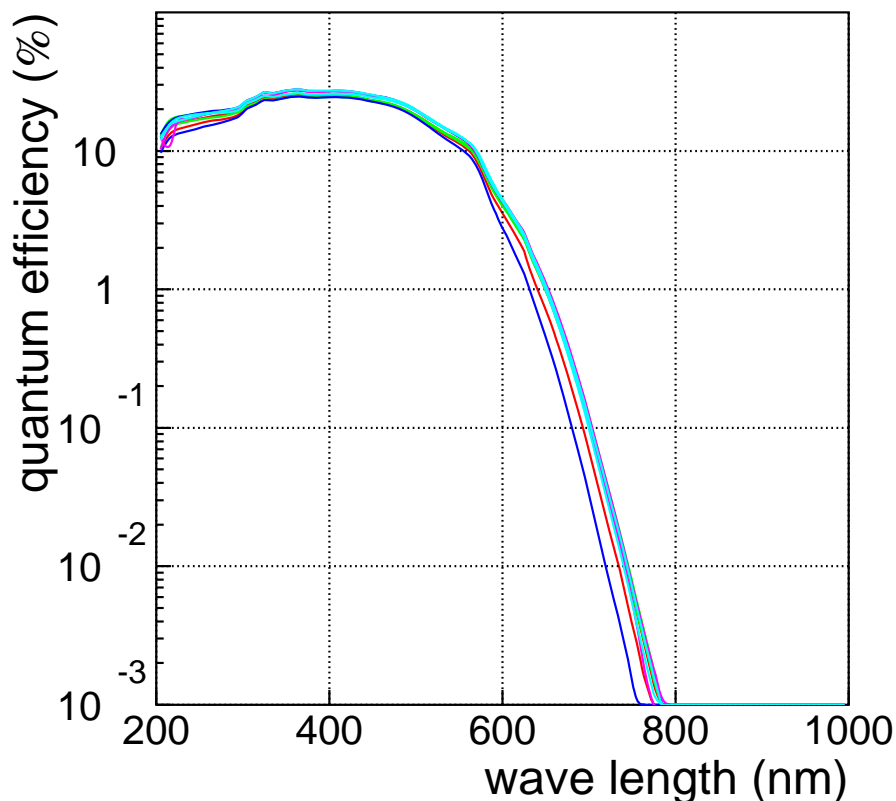


図 3.7: R3479 の量子効率。

高電圧の供給は CAEN SY527,A392 を用いて個々の PMT で電圧値が変更できる仕様である。光電面とライトガイド間での放電を避けるために掛ける電圧は正である。それぞれの電圧は CAENET VME バスコントローラ CAEN V288 によって観測室から PC を通して制御できる。

3.4 エレクトロニクス

3.4.1 DAQ 概観

CANGAROO-III 望遠鏡のデータ収集系 Data Acquisition System(DAQ) の概略図を図 3.8 に示した。

カメラから出力された信号は長さ 28 m のツイストペアケーブルを通して望遠鏡のベランダに設置されたエレキ小屋へと送られる。エレキ小屋へと送られた信号はアナログ信号処理用のフロントエンドモジュールである VME-9U 仕様の Discriminator Scaler Module(DSM) へと入力される(図 reffig:FEM)。DSM は 1 枚で 16 チャンネルの処理を行い、ADC、TDC へのアナログ信号の出力及びトリガーロジック用のトリガー信号を出力する。DSM に入力された信号は 2 段のオペアンプ (CLC400) で増幅後に 4 本に分岐される。1 本目の信号は電荷積分型 ADC(豊伸電子社製) に送られる。ADC は VME9U 仕様で 1 枚で 32 チャンネルを処理でき、信号は各チャンネルに搭載された 150 nsec の delay line チップで delay され、トリガー回路で生成された 100 nsec の Gate 信号に合わせて電荷が積分される。2 本目の信号は DSM に入力された 16 チャンネルが加算さ

れ Analogue Sum(ASUM) 出力としてトリガーロジックに用られる。残り 2 本の信号は updating discriminator と non-updating discriminator に通される。この二つの discriminator は共に閾値の設定を VME 経由で行える。updating discriminator の出力はマルチヒット TDC へと送られる。TDC は VME-6U 仕様の AMT-VME(アムスク社製) で、一枚につき 64 チャンネルの信号を時間分解能 0.78 nsec で記録できる。ここでは leading edge、trailing edge 両方の記録を行っている。non-updating discriminator を通った信号はさらに分岐され、一方は夜光の見積もり、及び星の光の影響を受けている PMT を解析時に取り除けるように 12 bit スケーラに送られる。もう一方は 16 チャンネル分が加算され non-updating discriminator の閾値を超えた PMT の本数に比例した波高の Logic Sum(LSUM) 信号として出力される。

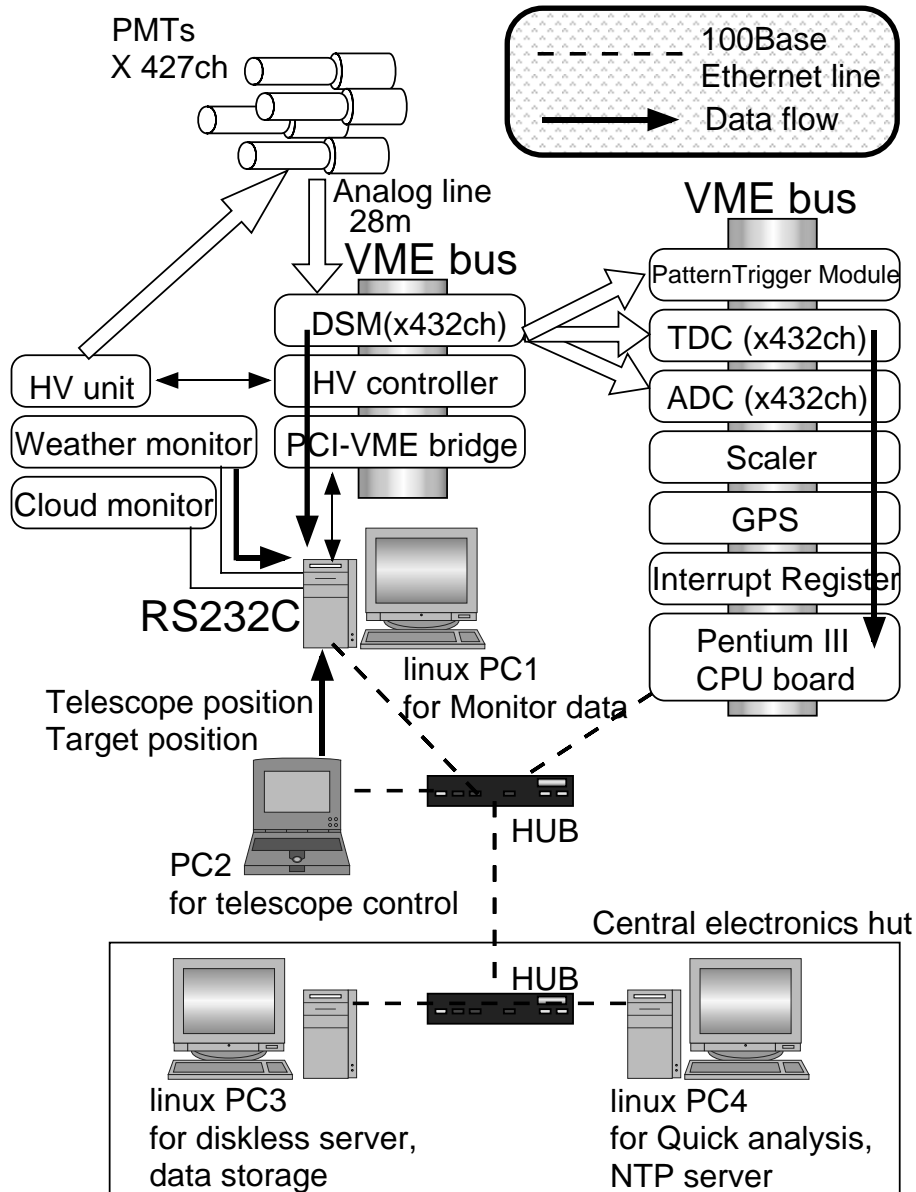


図 3.8: DAQ システムの概略図。

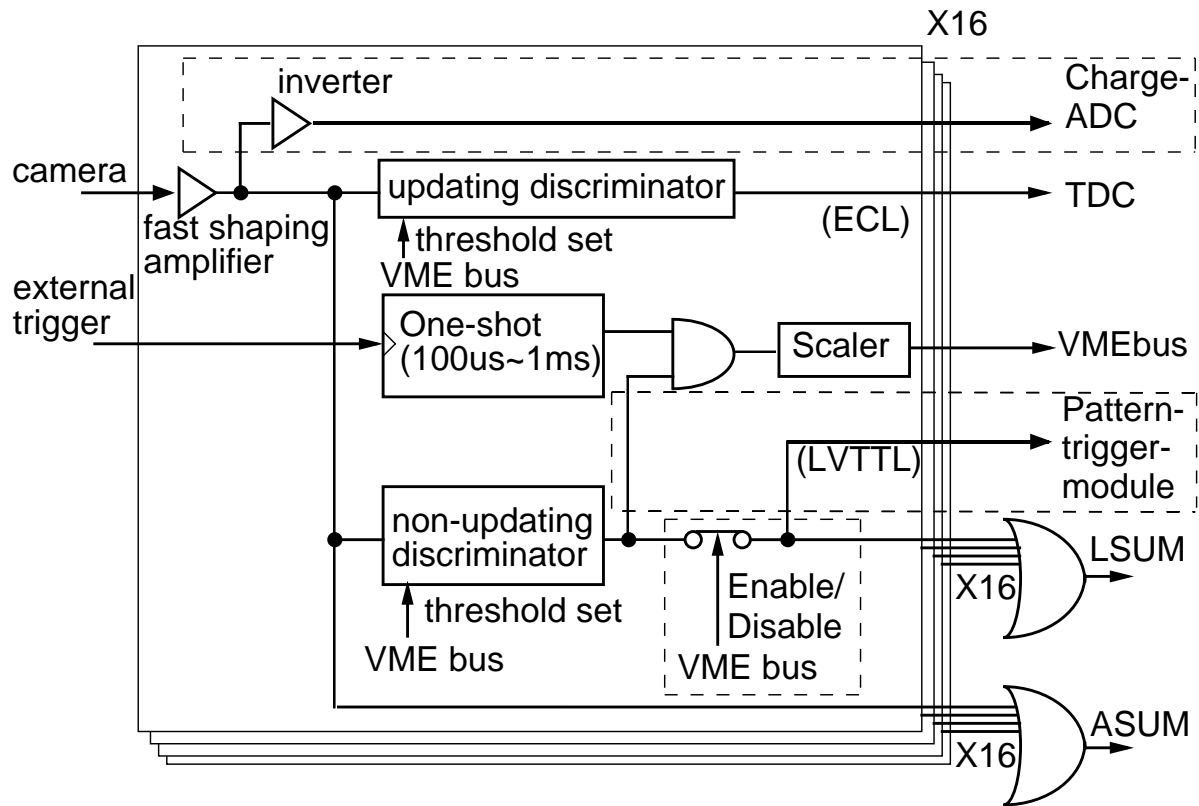


図 3.9: DSM のブロックダイアグラム。

3.4.2 トリガー設定:ローカルトリガーシステム

上述のトリガー信号について詳細を述べる。

ガンマ線及び宇宙線ハドロンによる空気シャワーからのチェレンコフ光は望遠鏡の複数の PMT にヒットする。エネルギーの低い一次粒子では空気シャワーの発達小さく、得られる像も小さくなるが 100 GeV という低いエネルギーのガンマ線でもシミュレーションにより CANGAROO-III 望遠鏡では 10 本程度の PMT に広がって捕らえられ、像の中心付近では 100 nsec のゲート信号幅に対しておよそ 8-10 p.e./PMT 程度の光量が入る。一方バックグラウンドとしては夜光がある。夜光は DC 成分であり、入る光量は一般的には Jelly の式が知られているが、見る領域や大気の透過率によって変わる。典型的な値としてはである。

この違いを利用したトリガーロジックを使うことでハードウェアレベルで夜光バックグラウンドを除去できる。CANGAROO では前述の ASUM 信号と LSUM 信号を用いてトリガーロジックを組んでいる。このロジックを簡略化したものを図 3.11 に示す。一台の望遠鏡に搭載された 27 枚の DSM から出力された LSUM はすべて足しあわされて non-updating 動作させた discriminator (CAEN 社製 v895) に通される。一つの LSUM は 1 枚の DSM 中で閾値を超えた PMT の本数の情報を持つので、この discriminator では 1 台の望遠鏡で閾値を超えた PMT の本数に条件を課すことができ、この閾値を NHIT と呼ぶ。LSUM の閾値は典型的には 5-6 p.e. 程度にし夜光を落とし、NHIT は PMT4 本のヒットを要求している。また ASUM は DSM 毎に閾値を設定し、これは光量に対する要求となる。カメラ上の PMT の配置と DSM ボードとの対応を図 ASUM に対する閾値は DSM ボード内にまとまった信号を要求しており、これはシャワーによるヒットがまとまった PMT に分布することを考慮している。しかし DSM ボード間をまたいでヒットする場合を考えこの閾値は低く設定されており他の要求よりは弱くなっている。さらに 27 枚の DSM ボードからの出力をアナ

ログ加算したものにも要求を加え、これを NBOX と呼ぶ。
 これらの条件をクリアすると ADC への 100 nsec のゲート信号、TDC へのストップ信号、GPS への時刻記録用トリガー、及び CPU へのインタラプト信号を生成し、情報を記録する。一連の DAQ のタイムチャートを図 3.12 に示す。

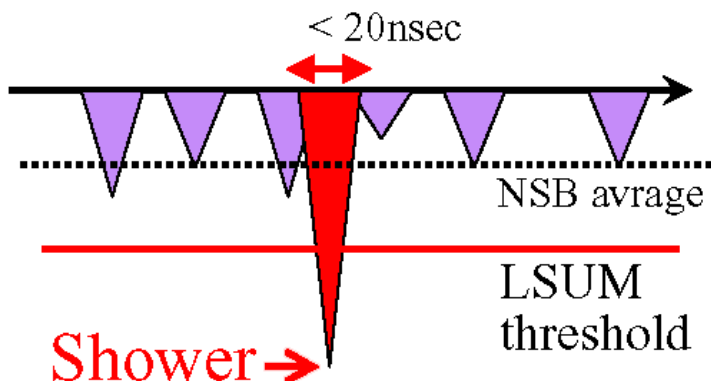


図 3.10: Lsum 閾値の決め方。夜光の影響が排除できるように決める。

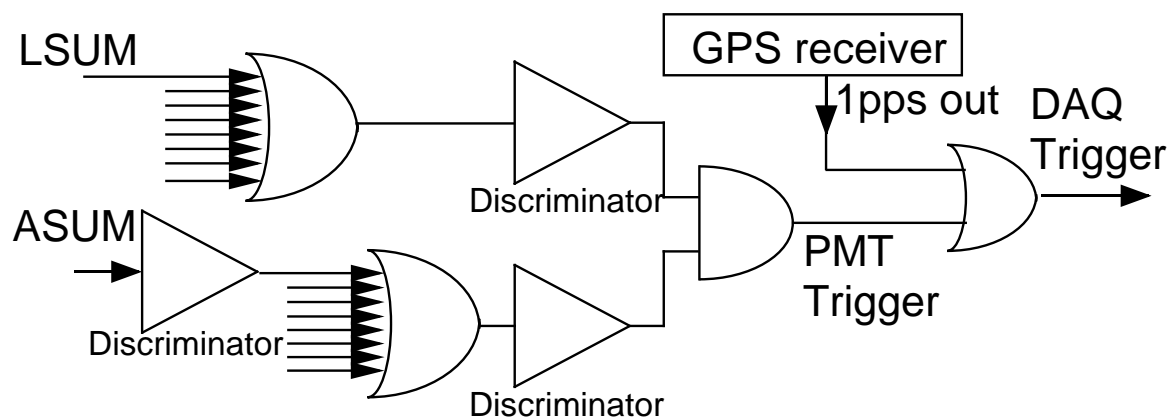


図 3.11: トリガーロジック。

3.4.3 ステレオトリガーシステム

現在 CANGAROO-III では上記のローカルトリガーモードに加え、複数の望遠鏡に同時ヒットの条件を課すステレオトリガーモードも導入している。

ステレオトリガーシステムの目標はハードウェア閾値を下げつつも不感時間を増やさないことである。ハードウェア閾値を下げると空気シャワーの計数率も上がると同時にバックグラウンドの夜光やミュオンからのチェレンコフ光の計数率も増加する (図 3.13)。そのため著しく不感時間を増大させてしまう。ステレオトリガーシステムではミュオンバックグラウンドを取り除くことでハードウェア閾値を下げることを可能にする。

ステレオトリガーシステムではミュオンからのチェレンコフ光の広がり空気シャワーからの光よりも狭いことを利用してミュオンイベントを除去する。IACT で捕らえられるミュオンからのチェレンコフ光は空気シャワーと異なり一つの粒子のみからの放射である。そのため光量が小さく、高度 ~1000 m 以下で放射された光のみを捉えられる。チェレンコフ光の放射角はともに

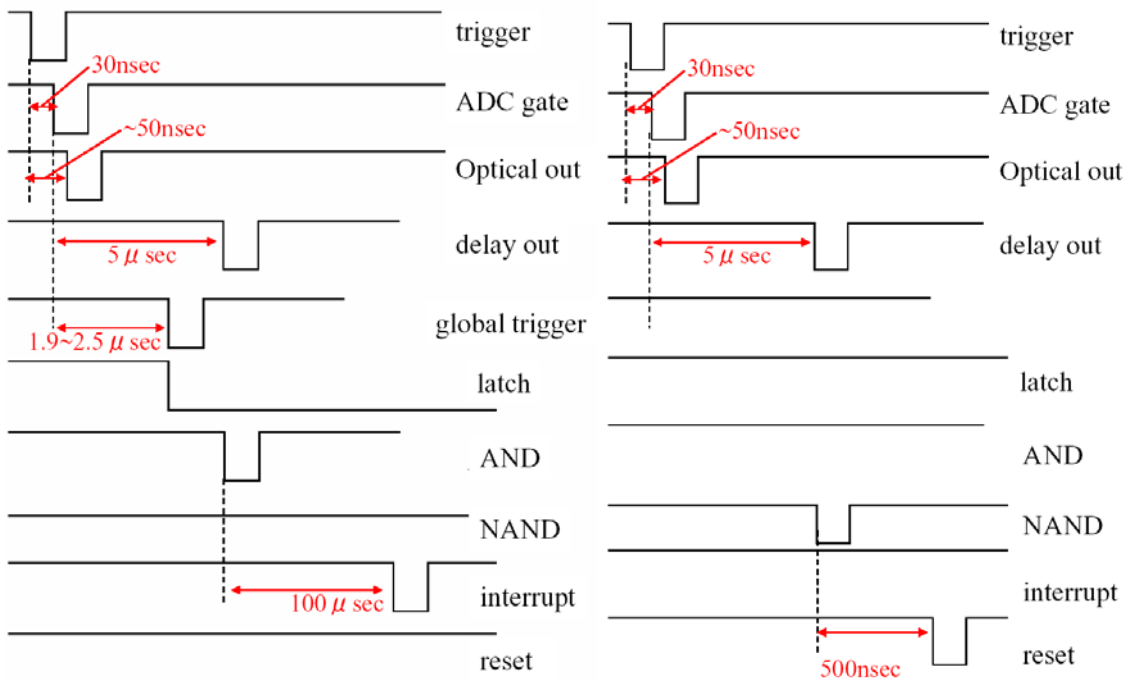


図 3.12: 各望遠鏡でのデータ収集のタイムチャート。左はトリガーが成立し実際にデータの取得を行う場合。右はトリガーが成立せずデータをリセットする場合。

1 度程度であるため、上空 10000 m 以上で放射された空気シャワーからのチェレンコフ光が広がり約 200 m 程度であるのに対し、ミューオンからのものは 20 m 程度にしか広がらない。従って望遠鏡間が約 100 m 離れている CANGAROO-III 望遠鏡ではミューオンイベントが複数の望遠鏡に掛かることはなく (図 3.13)、複数の望遠鏡に同時ヒットの条件を課すことでミューオンイベントは除去できる。

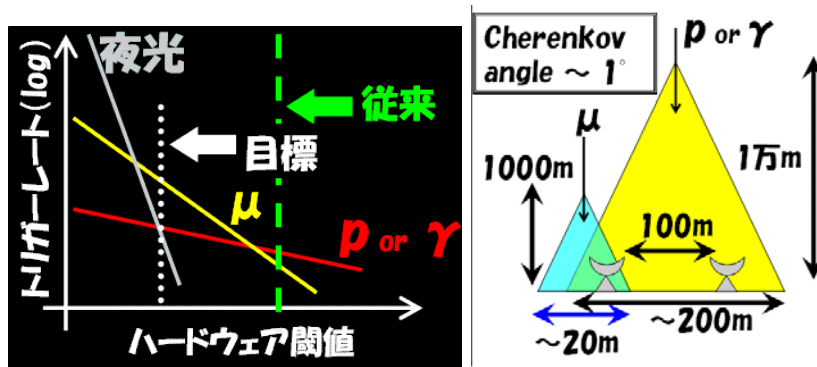


図 3.13: 左図:空気シャワー、ミューオン、夜光それぞれの概念図。右図:ステレオトリガーによるミューオン除去の概念図

このステレオトリガーシステムの導入によりミューオンイベントはほぼ除去できた (図 3.14)。これによりそれまで各光電子増倍管に 6.0 p.e. の光量で 4 本以上がヒットし、さらにアナログ和でも条件を課していたものが、不感時間を増やすことなく、アナログ和への条件を無くし、各光電子増倍管に 4.7 p.e. かつ 3 本以上のヒットという閾値まで下げることが出来た (3.15)。

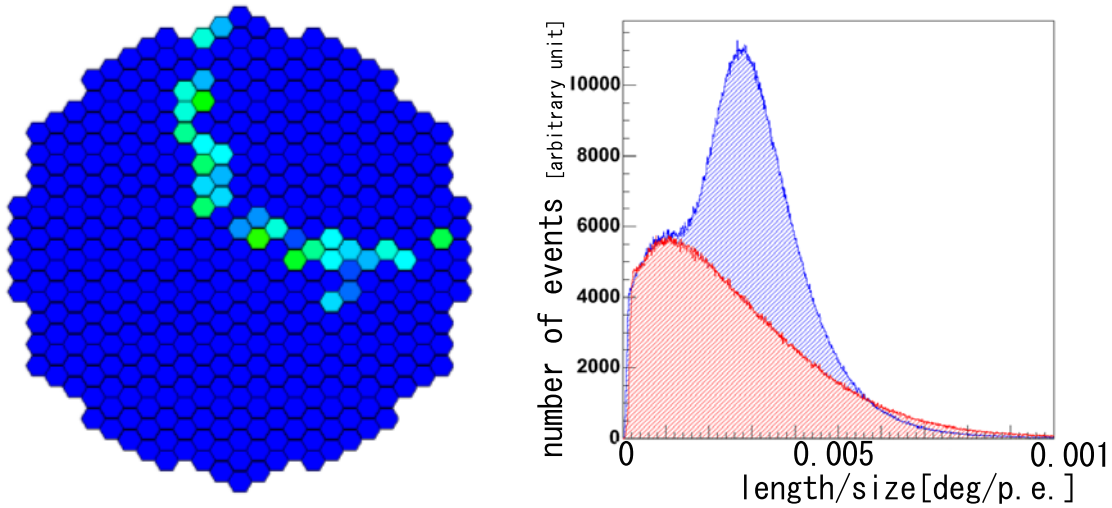


図 3.14: (左) ミューオンのイメージ。リング状に細長くなるため length/size が大きくなる。(右)length/size の分布。0.003deg/p.e. 付近のピークがミューオンによるもの。青がステレオトリガー導入前、赤が導入後。ミューオンによるピークが消えている。

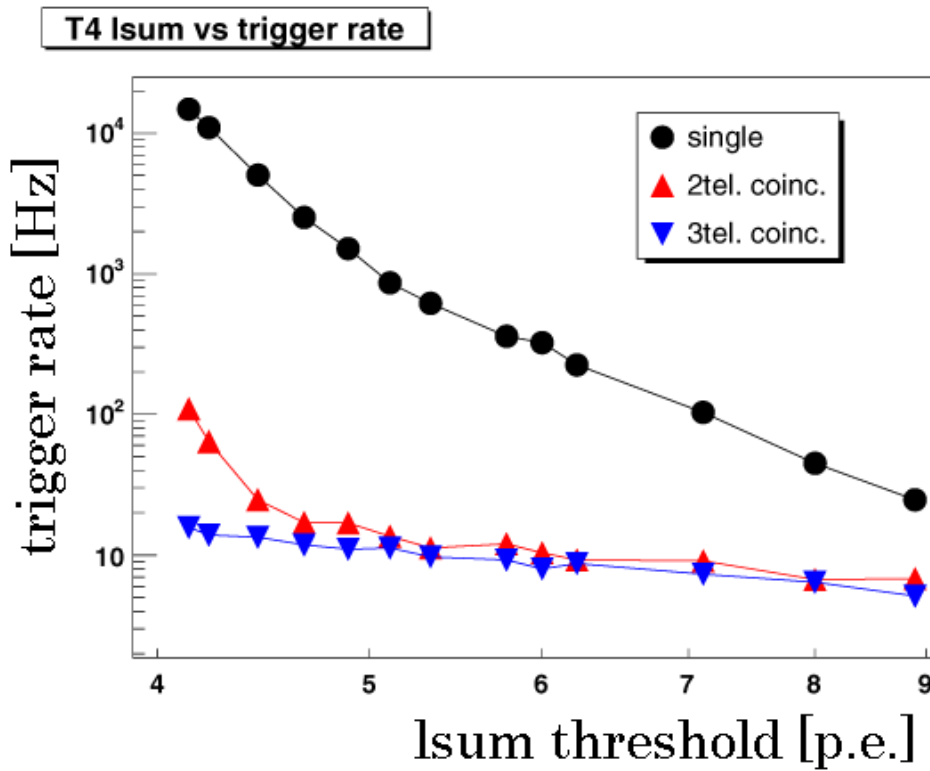


図 3.15: NHIT=3 に固定して、ピクセルの閾値を変えた時の 4 号機のトリガーレート (暗い領域)。赤は 2 台の望遠鏡でコインシデンスを要求した場合、青は 3 台の望遠鏡でコインシデンスを要求した場合。黒は従来のローカルトリガーモード。ステレオトリガーモードでは LSUM 閾値を下げてもトリガーレートは安定し、不感時間を増やさない。

ステレオトリガーシステムの構成を図 3.16、図 3.17 に示す。各望遠鏡でローカルのトリガー条件が満たされると中央の同時判定システムに光ケーブルによって信号が送られる。同時判定は空

気シャワーから各望遠鏡までの光路差を考慮して 650 nsec という広い時間幅で行う (光路差によって生じるチェレンコフ光の到来時間差は最大で ~ 500 nsec)。同時判定に参加できる望遠鏡の数は任意に変更でき、実際の観測では 3 台の望遠鏡のうち任意の 2 台がトリガーに掛かったときにステレオトリガー成立としている ("any2")。判定に合格すると各望遠鏡にトリガー信号 (グローバルトリガー) 及びイベントナンバーが送られる。各望遠鏡ではグローバルトリガーが帰ってきたときに CPU にインターラプトをかけ、データを収集する。ローカルトリガー成立後からグローバルトリガーが帰ってくるまで、各望遠鏡では VETO により次のイベントからの信号を止めているが、トリガーを判定システムに送って帰ってくるまでの時間 $\sim 5 \mu$ sec 待ってもグローバルトリガーが帰ってこない場合はデータ収集を行わずシステムをリセットする。これによりミュオンイベントなどは少ない不感時間で処理できる。

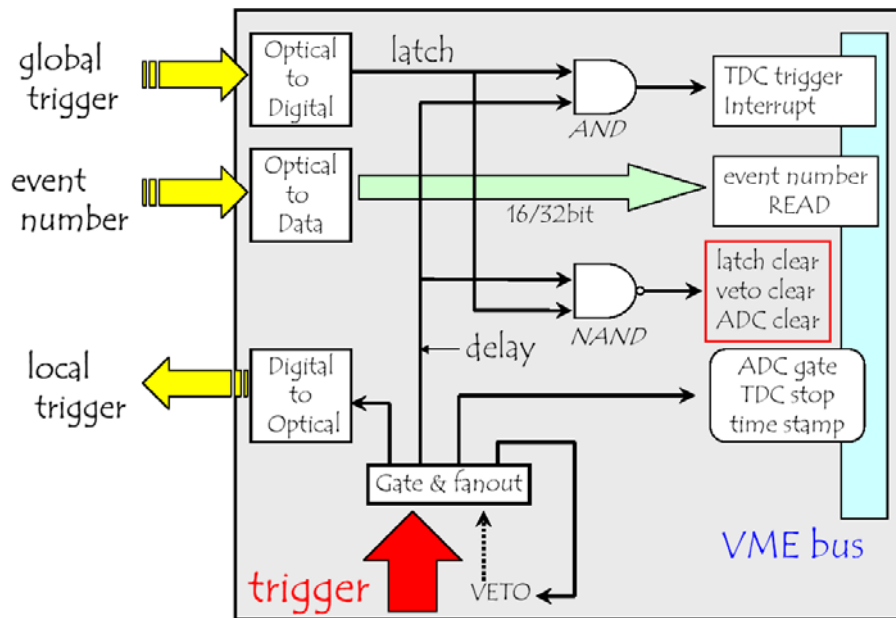


図 3.16: 各望遠鏡でのトリガーロジック

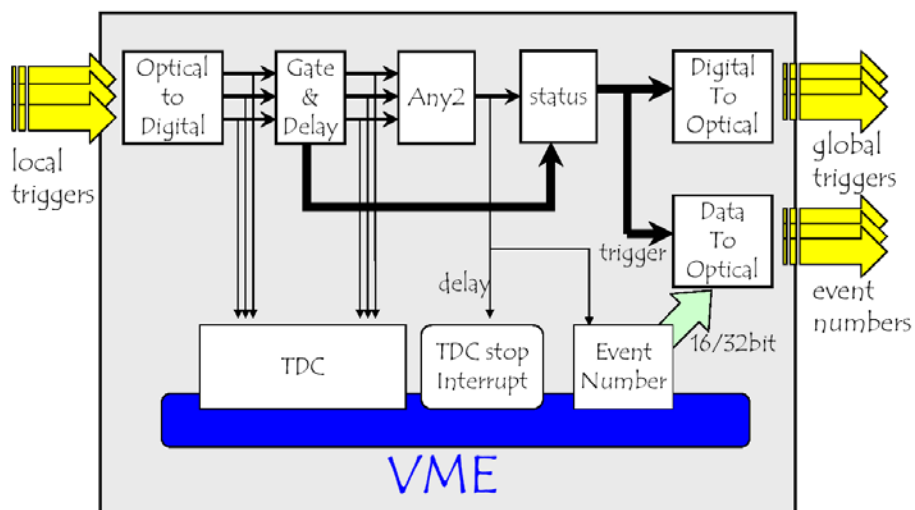


図 3.17: ステレオトリガーシステムの概略。

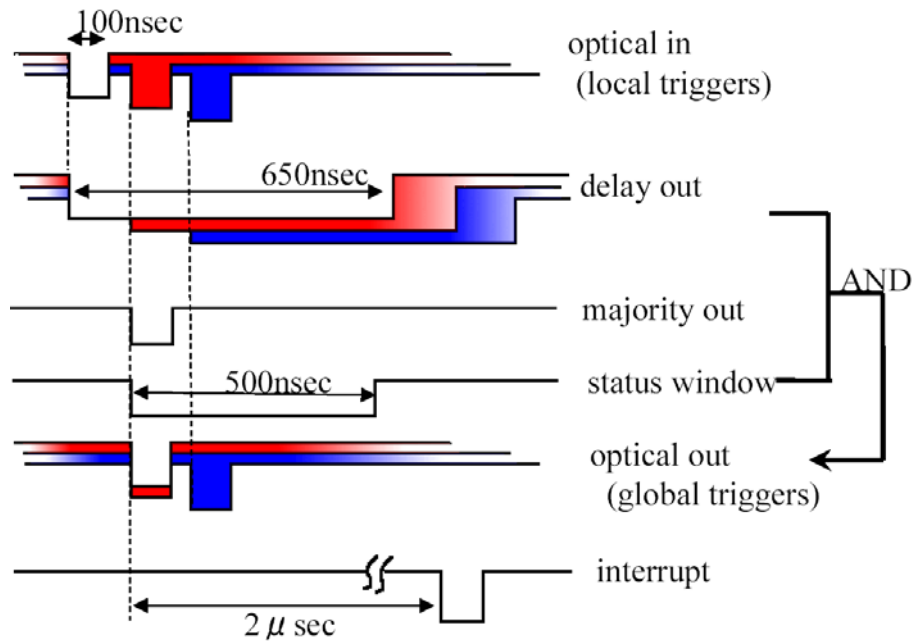


図 3.18: ステレオ判定のタイムチャート。

3.4.4 キャリブレーション

CANGAROO で観測データとして得られるのは基本的にはイベントトリガー生成時の ADC の電荷情報と TDC の時間情報であり、解析時にはこれらの情報の較正を行う必要が有る。CANGAROO では毎観測日ごとに LED を用いた 2 種類のキャリブレーションを行っている。また鏡の反射率は表面に付着した塵などにより変化するため、ミュオンを利用した反射率の測定を毎月行っている。

ADC の較正

ADC の較正にはカメラ容器内に設置された LED を使用する。カメラ容器は日中の太陽光や塵、雨滴などから PMT を保護するために蓋がついて封じられている。この容器内に青色 LED 及び反射板が設置されている (図 3.19)。LED の光は直接は PMT にあらず、反射板を通した間接光が PMT にあたる。反射板には濃淡がつけられており全ての PMT に同じ光量が当たるように調整してある。この LED をパルスジェネレータを通してリモートで一定光量で光らせる。パルスジェネレータから出力される信号はパルス幅 20 nsec で 140Hz の信号で、PMT には ~ 50 p.e. の光量が入る。この信号と同期した信号で DAQ にトリガーをかけデータを収集する。その後、LED を光らせずに同様の測定を行い、ADC のペDESTAL 値を測定する。これらの測定から ADC channel から実際の光量への変換係数を求め、ゲインの一樣性も確認する。LED を光らせたとき、PMT に入る光量はポアソン分布に従うと考えられるので、

$$\frac{\sigma_{p.e.}}{\mu_{p.e.}} = \frac{\sqrt{\mu_{p.e.}}}{\mu_{p.e.}} = \frac{\sigma_{ADC}}{\mu_{ADC}} \quad (3.1)$$

$$\mu_{p.e.} = \left(\frac{\mu_{ADC}}{\sigma_{ADC}} \right)^2 \quad (3.2)$$

として光量への変換を行うことが出来る。ここで σ_{ADC} 、 μ_{ADC} は ADC channel 分布の標準偏差及び平均値で $\sigma_{p.e.}$ 、 $\mu_{p.e.}$ は光量分布の標準偏差と平均値である。典型的に変換係数は 95 ± 5 [ADC

channel/p.e.]である。カメラ蓋によって遮光されているので昼夜を問わずにこの測定は行うことができる。

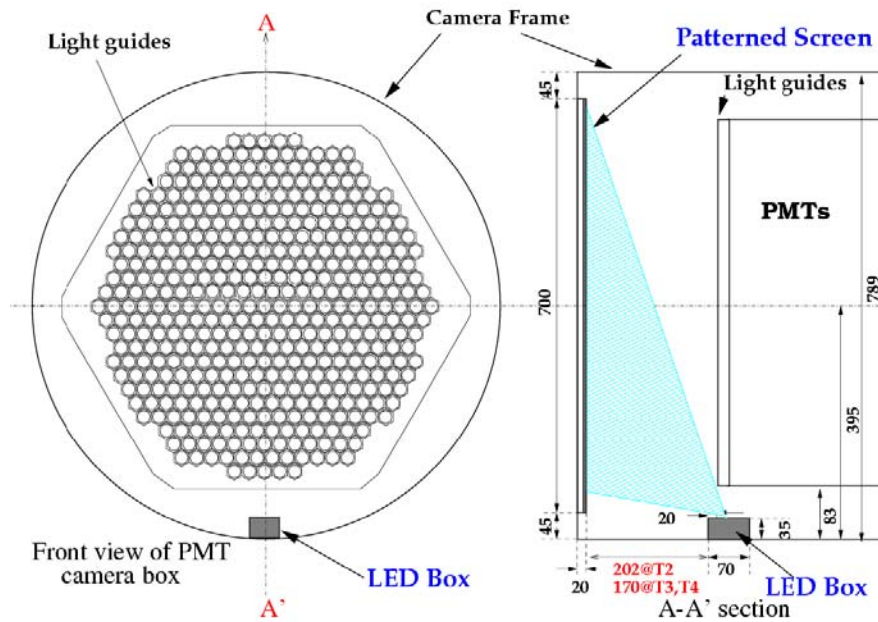


図 3.19: カメラ内の ADC 較正用 LED と反射板の配置 [13]。

TDC の較正

TDC の較正は望遠鏡主鏡中心に設置された LED を用いて行う。空気シャワーからのチェレンコフ光は ~ 10 nsec という非常に短い時間に到来するので到来時間を解析で使用するためには ~ 1 nsec 程度の精度が要求される。PMT からの出力信号を discriminator に通したものを TDC へと入力しているが、タイムウォークによる到来時間情報のばらつきが生じる (図 3.20)。このタイムウォークを補正するために LED をランダムな光量で光らせて測定を行う。LED を 1-30 p.e. 程度で上述と同じパルスジェネレータによってランダムに光らせたものと、LED を光らせないものでデータを取る。LED を光らせた絶対時刻はパルスジェネレータにより、PMT に入った光量は ADC から見積もることが出来る。従って発光時間と TDC で記録された値との差と、PMT に入った光量との関係が得られる。PMT からの信号波形をガウシアンとして計算すると、

$$\text{TDC}^2 = a \log(\text{ADC} - \text{pedestal}) + b \quad (3.3)$$

となる。実際の測定から得られた関係を図 3.21 に示す。上式でフィットした結果を用いて

$$\text{TDC}_{\text{corrected}} = \text{TDC}_{\text{raw}} - \sqrt{a \log(\text{ADC} - \text{pedestal}) + b} \quad (3.4)$$

が得られる。補正前及び補正後の TDC のヒット時刻分布を図 3.22 に示す。

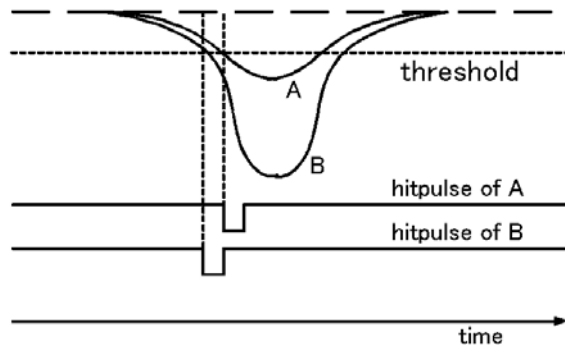


図 3.20: TDC のタイムウォーク。同じタイミングの信号でも波高によってヒット時刻が変わる。

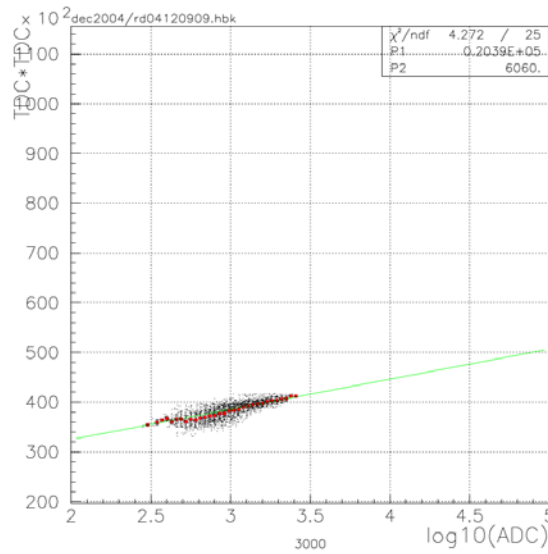


図 3.21: タイムウォーク補正。横軸が ADC、縦軸が TDC の値の 2 乗

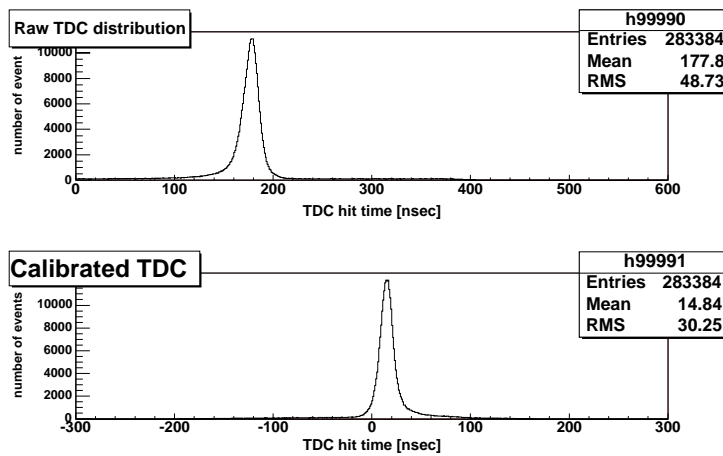


図 3.22: タイムウォーク補正前と後のヒット時刻分布。全 PMT を重ねたもの。補正によってシャワー成分の広がりが 30nsec 程度にまでになる。

ミュオンファクターの測定

鏡やライトガイドに付着した塵などのために光の収集率は変化する。そこで我々はミュオンからのチェレンコフ光を観測し、ミュオンファクターを測定している。ミュオンファクターとはミュオンにより決定した望遠鏡の光の収集率を意味する。CANGAROO 望遠鏡で観測されるミュオンの速度は光速の 99.97 % 以上で、チェレンコフ角は全てのイベントで同じと考えられる。従って観測されるミュオンリング (図 3.14) の半径は、ミュオンがチェレンコフ光を出した高度に比例する。光密度 D を、

$$D = \frac{\text{Size[p.e.]} }{\text{Length[deg]} } \quad (3.5)$$

で定義すると、 D は全てのミュオンイベントで一定である。従ってこの D を観測することでミュオンファクターを決定できる。ステレオトリガーマードではミュオンイベントを排除してしまうので、我々はこのミュオンファクター測定用に毎月 8 時間以上、ローカルトリガーマードでの測定を行っている。図 3.23 にミュオンファクターの時間変化を示した。

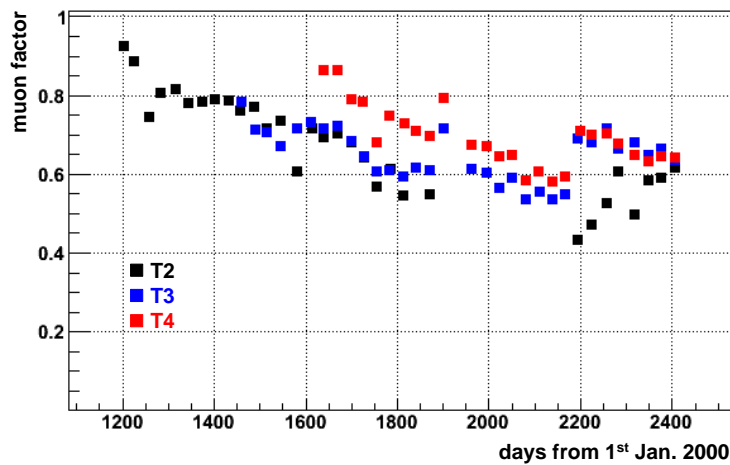


図 3.23: ミュオンファクターの経年変化。塵などの影響で時間と共に下がる。2200 日目以降で上がっているのは 2005 年夏に行なった鏡の洗浄作業のため。洗浄作業は 2006 年 11 月にも行なった。

第4章 カニパルサー/星雲の観測、解析

カニパルサー/星雲は非常に明るいガンマ線天体であり、TeV ガンマ線では時間変動をしないものとしては全天で最も明るい。そのため標準光源のガンマ線天体として多くの検出器で観測が行われている。大気チェレンコフ望遠鏡による観測も古くは Whipple、HEGRA グループから最近では H.E.S.S. グループなどが観測を行ない、TeV ガンマ線でも詳細なスペクトルが分かっている(図 4.1)。

そこで本研究では PKS2155-304 の解析にあたり、信頼性の高い解析手法の確立のためにカニパルサー/星雲の解析をはじめに行った。使用したのは 2005 年 12 月に行なった観測データである。また本研究では高エネルギー側での検出効率の大幅な改善を目的に、望遠鏡の端にかかるイメージの従来の処理法(エッジカット)に改善を加えた。

CANGAROO-III のデータ解析の過程は大まかに 2 つに分けられる。一つは得られた生のデータから夜光などのノイズを落として空気シャワーによる像のみを取り出す過程で、もう一つは残った空気シャワーのイベントからガンマ線のイベント数を求める過程である。この章ではこの二つの過程について説明し、エッジカットに改良を加えた結果を報告する。

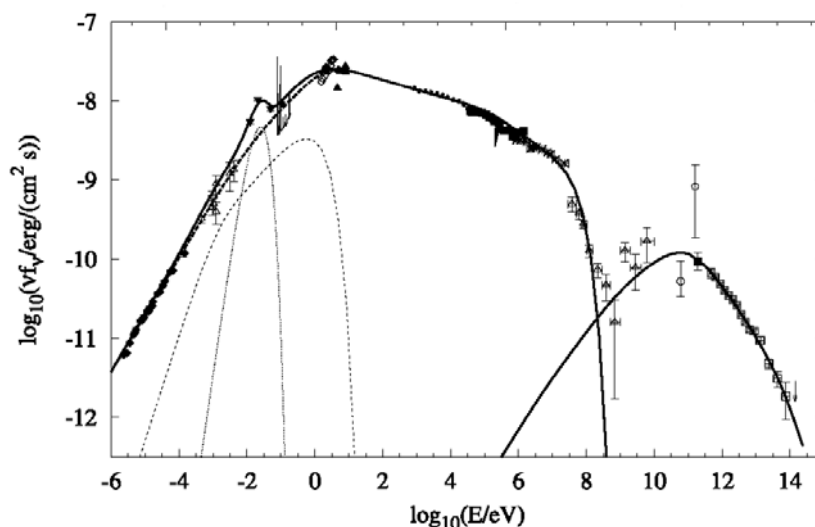


図 4.1: カニパルサー/星雲の多波長スペクトル。GeV 領域以外では詳細なスペクトルが得られている。

4.1 カニパルサー/星雲の観測

2005 年 12 月にカニパルサー/星雲の観測を行った。使用した望遠鏡は T2、T3、T4 の 3 台で、T1 はハードウェアの仕様が違うために用いなかった。カニパルサー/星雲は点源天体なので観測モードは wobble モードを用いた。大気チェレンコフ望遠鏡ではガンマ線信号を宇宙線陽子から区別するためにターゲットを向けた ON 観測の他に、バックグラウンドの評価のための OFF 観測を

行う必要が有る。これまで大気チェレンコフ望遠鏡で用いられていた一般的な手法では、ONと同様な観測条件でOFFをとるためにON観測と同じような天頂角および方位角分布となるようにONと同じ時間だけ天球上の他の領域をOFFとして観測を行い、ONからOFFの差分をガンマ線のイベントを抽出していた(Long ON/OFFモード)。この方法はONと対称的なOFFデータが取れるため解析が容易であるが、観測時間の半分はOFF観測に割く必要があり、統計という点では不利であった。そこで点源に近いような天体ではターゲット天体と同じ視野内でOFFデータをとるwobbleモードを用いている(図4.3)。wobbleモードでは天体を望遠鏡の視野の中心ではなく赤緯方向に20分ごとに ± 0.5 度オフセットさせて望遠鏡labelで追尾する。20分ごとに赤緯方向のOffsetを ± 0.5 度切り替えることでカメラ面内で検出効率に多少むらがあっても打ち消され、ONと同じ視野内からOFFをとることが出来る。wobbleモードの最大の利点はLong ON/OFFモードに比べて統計量を単純に2倍とれることである。

カニパルサー/星雲は赤緯22.01度にあるため南緯31度にあるCANGAROO-IIIからでは天頂角53度以上の大天頂角による観測しか行えない。大天頂角では空気シャワーから望遠鏡までの大気の厚さが大きくなる(図4.2)。天頂角55度の場合、高度10kmで発生したチェレンコフ光が望遠鏡までに通る大気の厚さは約17kmとなり天頂で発生したものと比べて1.7倍である。従って大気によるチェレンコフ光の減衰も1.7倍となり、同じエネルギーでも光量が小さくなり、エネルギー閾値は上がってしまう。しかし検出有効面積は天頂の観測に比べて $\cos(\text{天頂角})^{-2}$ 倍となるため、より高エネルギーのガンマ線の観測では有利である。

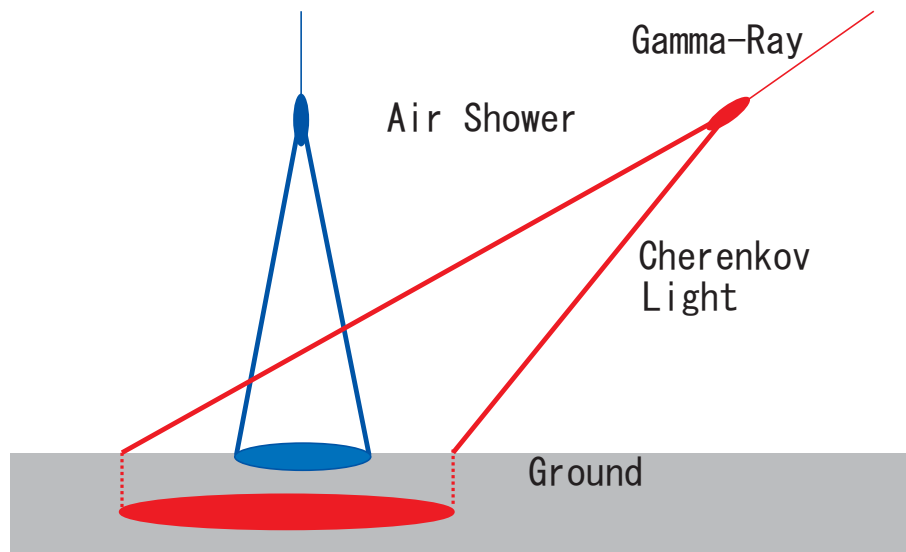


図 4.2: 大天頂角での観測。天頂からのガンマ線観測と比べて検出有効面積が大きくなる。一方でチェレンコフ光の通る大気の厚さも大きくなるのでエネルギー閾値は上がる。

4.2 ノイズ除去

得られた観測データには曇りなどの悪条件下でとったものも含まれるため、先ず解析に用いる観測時間帯を選び出す作業を行なう。ここで行なうのがCloud CutとElevation Cutである。Cloud Cutでは3台(もしくは2台)の観測でステレオトリガーのかかったレートでカットを掛け、設定したレート以下の時間帯を解析に用いない。これは曇りの日の観測データを除くために行なう。カットレートは晴れた日と曇りの日の観測のトリガーレートの違いをみて設定する。本解析では3台のステレオレートに対して5 Hz以上という条件を課した。Elevation Cutは設定した天頂角以外

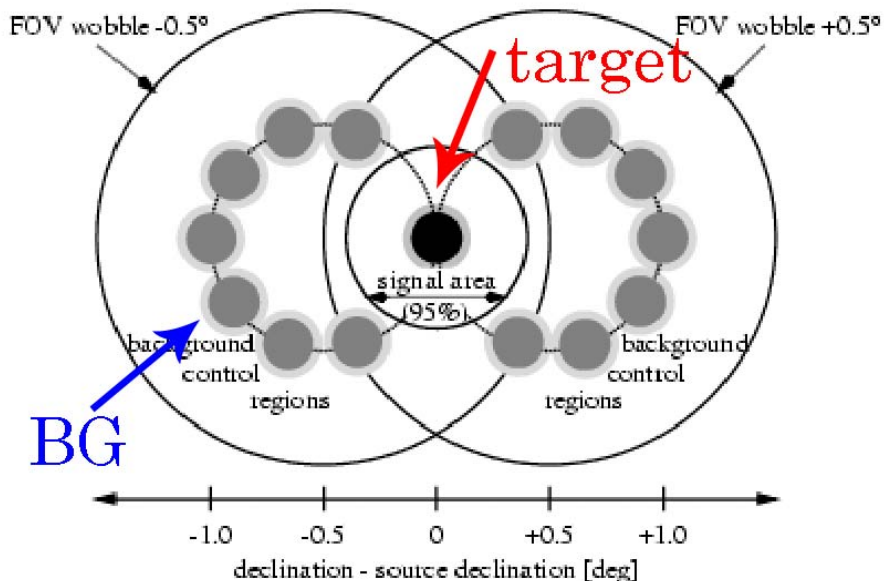


図 4.3: wobble モード。視野中心から 0.5 度目標天体をずらして交互に観測する。目標天体から離れた領域がバックグラウンド領域として利用できる。

を望遠鏡が向いている時間をカットする。天頂角によりチェレンコフ光の通る大気の厚さが変化するため、同じエネルギーのガンマ線イベントでも望遠鏡で捕らえられる光量は異なる。そのためあまりに広い天頂角分布で解析を行なった場合エネルギーの見積もりが正しくなくなるため天頂角でカットを入れる。この解析では天頂角 60 度以内という条件を課した。この二つのカットにより全観測時間 2441 分 (約 40 時間) のうち解析使用可能時間は 1577 分 (約 25 時間) となった。

こうして得られたデータにはまだ夜光や、エレクトロニクスのノイズなどでヒットした PMT が含まれている。これらは空気シャワーの像を歪め、ガンマ線の識別に悪い影響を与えるため、解析で落とさなければならない。また、このようなノイズのみでトリガーをかけたようなイベントも存在し、これも除去しなければならない。そこで、各々の望遠鏡で捕らえたイメージに対して次のようなカットをかける。

まず星などの影響で常に信号を出している PMT を排除するためのスケアラカットを掛ける。カニパルサー/星雲では視野内に 3 等星が入るため (図 4.4)、この星の周り 0.2 度にある PMT は電圧を切っている。しかし大気や鏡で散乱された星の光が周りの PMT にも影響を与える。このような PMT を記録するために CANGAROO-III 望遠鏡では時間幅 700 μsec の間に LSUM 閾値を超えたパルス数を PMT ごとに常に数えるスケアラがフロントエンドモジュールに搭載されている。このスケアラ値でカットを掛けることで星などの影響の強い PMT を切ることが出来る (図 4.6)。カニパルサー/星雲の解析ではスケアラ値の高いものから上位 40 本の PMT をカットした。次にクラスタカットと呼ばれるカットを掛ける。クラスタカットでは一定の本数以上隣り合ってヒットした PMT 以外をカットする (図 4.7)。これは空気シャワーの像がまとまったものであるのに対して、夜光などはランダムに入るのでばらばらにヒットするため、隣り合うという条件により夜光を排除する。解析では 5 本以上が隣り合うという条件 (T5a) を課した。また同じく夜光を排除するために ADC カットを入れ、クラスタカットなどで残った夜光をカットする。夜光は平均して典型的に 2-3 p.e. 程度の光量でヒットするのでその値以上のカットを入れることで排除できる。ここでは 5 p.e. 以上の条件を課した。さらに TDC カットを掛けて空気シャワー以外のヒットを取り除く。TDC カットでは TDC のヒット時刻を元にカットを入れる (図 4.8)。シャワーが一定の範

圏内で発生し、チェレンコフ光がまとまって到来する (~ 10 nsec) のに対して、夜光はランダムである。そこで本解析ではへ TDC のヒット時刻分布の平均値よりも 30 nsec 以上はなれた PMT をカットするという条件を課した。以上のカットでばらばらになったイベントや、イメージの小さくなりすぎたイベントをカットするため T5a カットをもう一度入れる。

以上のノイズ除去を各望遠鏡の各イベントでヒットした各 PMT に行ない、カット後に 3 台の望遠鏡全てでイベントが残ったものを空気シャワーのイベントとみなす。

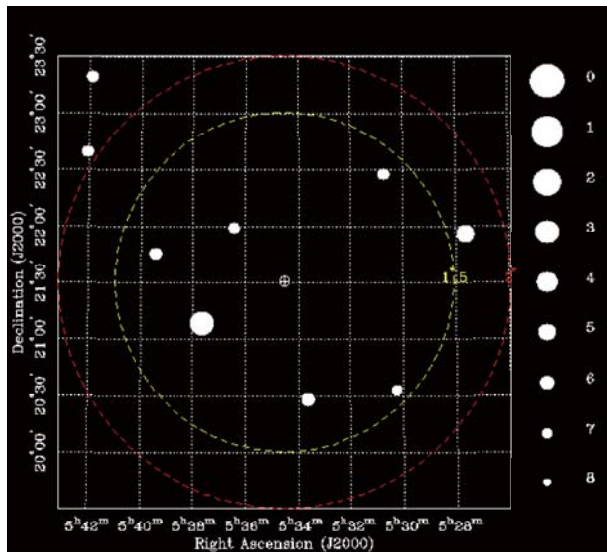


図 4.4: カニパルサー/星雲の観測領域。3 等星が視界に入る。

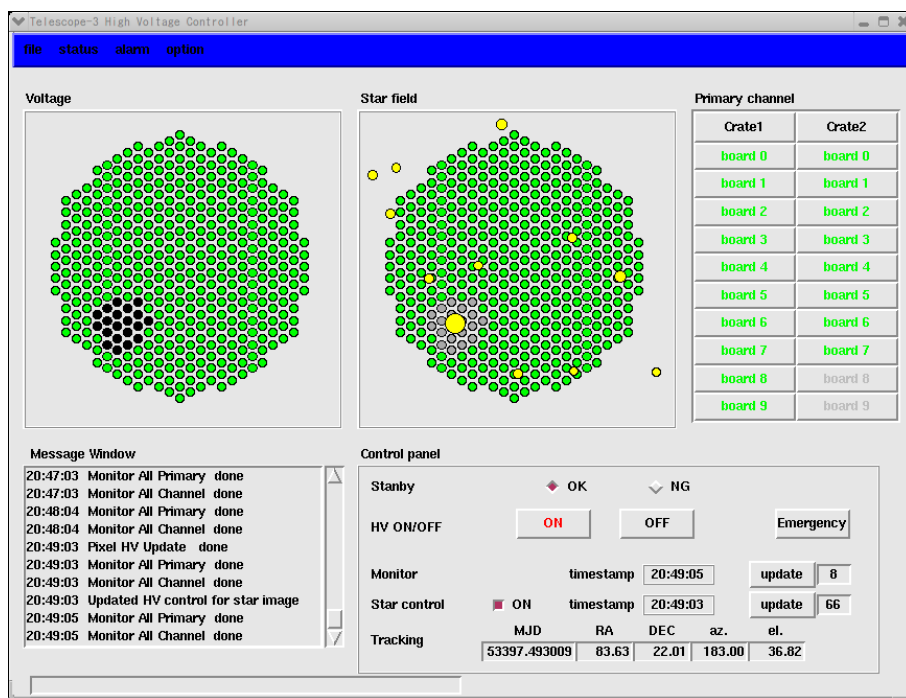


図 4.5: カメラの HV コントロール画面。3 等星の周りの PMT の HV をカットする。

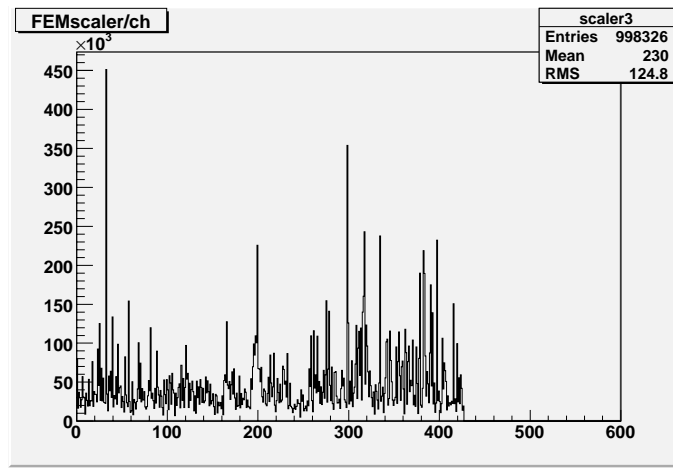


図 4.6: T3 望遠鏡のスケアラ分布。横軸は PMT 番号、縦軸がスケアラ値。値の出てるものが夜光や星の影響を強く受けている PMT。

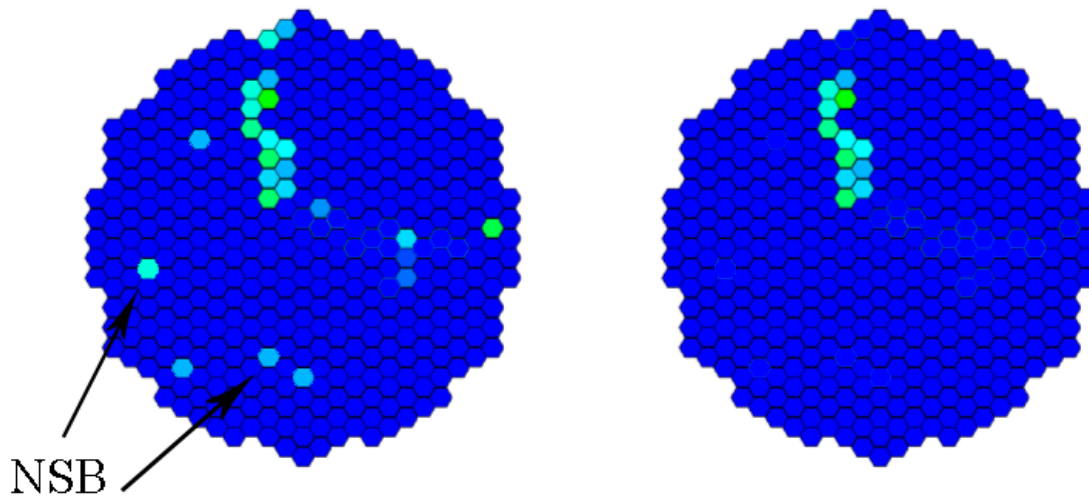


図 4.7: クラスタカット前(左)と後(右)。3つ以上の隣り合うピクセルがヒットしていない箇所が落とされる。色の濃さは光量を表しているがここでは無関係。

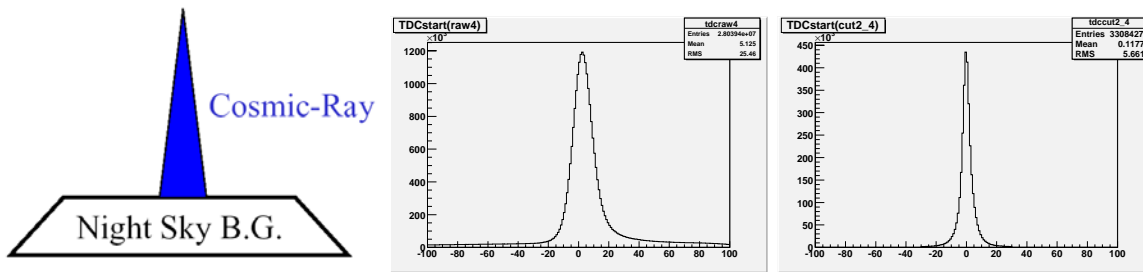


図 4.8: TDC 分布。(左)TDC 分布のイメージ図。夜光のランダムなヒット分布の上に空気シャワーのまとまったヒット分布が載る。(中)TDC カット前の TDC 分布。(右) ノイズ除去後の TDC 分布。空気シャワーのまとまった分布のみが残る。

4.3 エッジカット

次に、ノイズカットを行なったイベントに対し、エッジカットを行なう。これはカメラの端 (エッジ) にイメージが掛かっているイベントを排除するカットである。カメラのエッジにかかったイベントは本来のシャワーの像を反映しておらず、正しい到来方向を求めることは出来ない (図 4.9)。エネルギーの見積もりもシャワーの光量を元に行なうのでエッジで切れたシャワーでは正しいエネルギーを反映していない。さらにガンマ線と宇宙線ハドロンとの識別にはシャワーの像を用いて行なうため、エッジにかかった正しくない像は分離を悪くする要因となる。そこでカメラの最も外側の PMT にヒットのあるイベントのカットを行なう。

このエッジカットの有無でエネルギー分解能がどの程度改善するかを示したものが図 4.11 である。天頂角は 0 度、つまり天頂からガンマ線が到来した場合を用いた。エネルギー分解能はシミュレーションで単一のエネルギーのガンマ線を用いたときに、望遠鏡それぞれで捕らえられるシャワーの光量の和の分布から求めた。この分布をガウシアンでフィットしたときの平均値 μ と標準偏差 σ から、

$$(\text{エネルギー分解能}) = 100 \times \frac{\sigma}{\mu} [\%] \quad (4.1)$$

で定義した (図 4.10)。図 4.11 に示すように、エッジカットを行なわない場合、高エネルギー側でのエネルギー分解能は悪化する。また角度分解能の評価も同じシミュレーションファイルから行なった。ここで角度分解能はシミュレーションガンマ線イベントのうち 68 % のイベントの入る角度で定義している。図 4.12 のようにエッジカットをしない場合、高エネルギー側で角度分解能の悪化する。

このエッジカット後に残ったイベントを使い、ガンマ線のイベント数の計算を行なう。

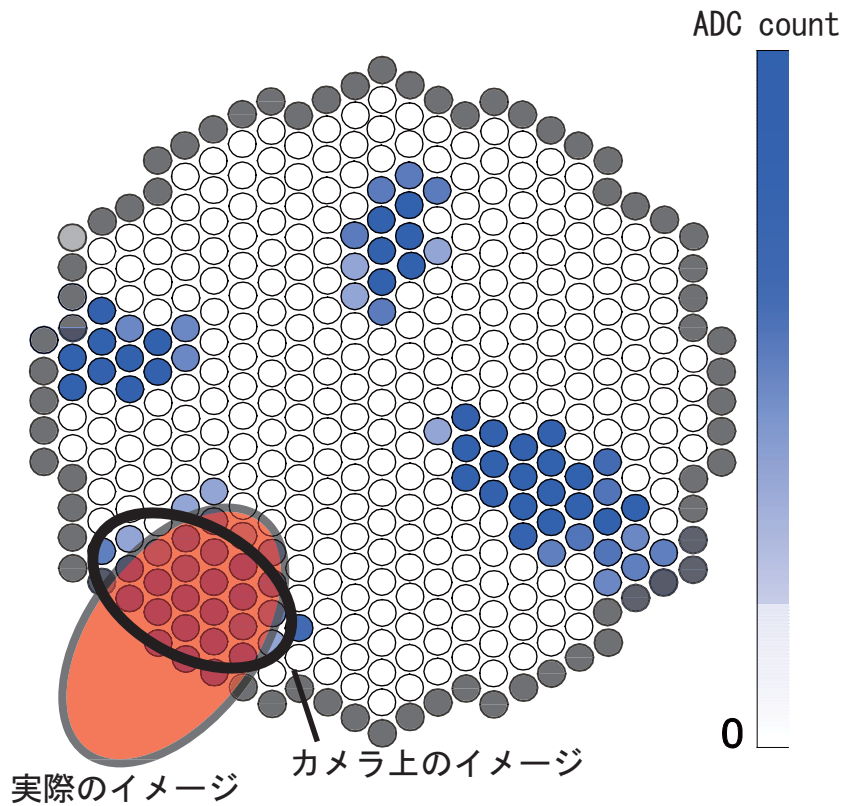


図 4.9: エッジカットの概念図。丸はPMT。カメラの端 (灰色) にかかったイメージは正しいイメージではないため、イベントごと全て排除する。この中では右上の一つのイメージ以外は全てカットされる。

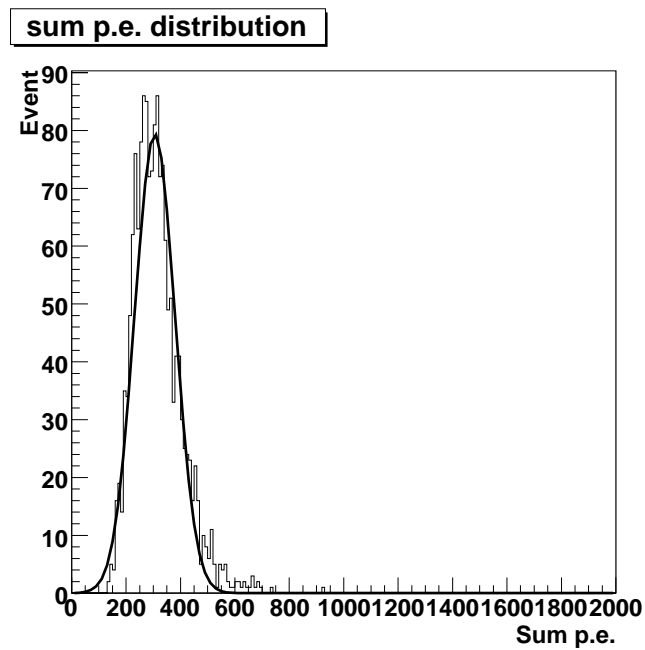


図 4.10: エネルギー分解能の定義。Mono Energy(この図は 600 GeV の場合) のガンマ線をシミュレートしたときに望遠鏡で捕らえられるシャワーの光量分布をガウシアンでフィットして求める。

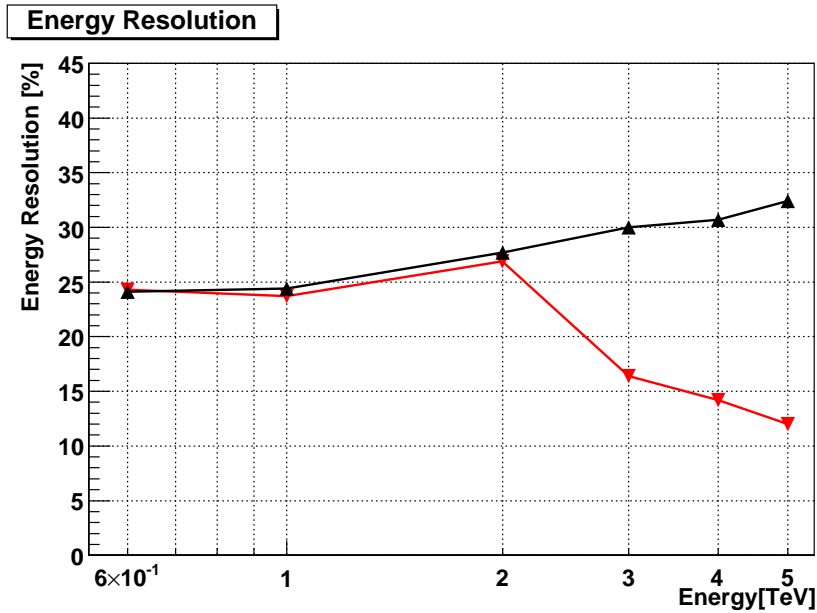


図 4.11: モンテカルロシミュレーションから求めたガンマ線のエネルギー分解能。エッジカット無 (黒) はエッジカット有 (赤) に比べて高エネルギー側でエネルギー分解能が悪化する。

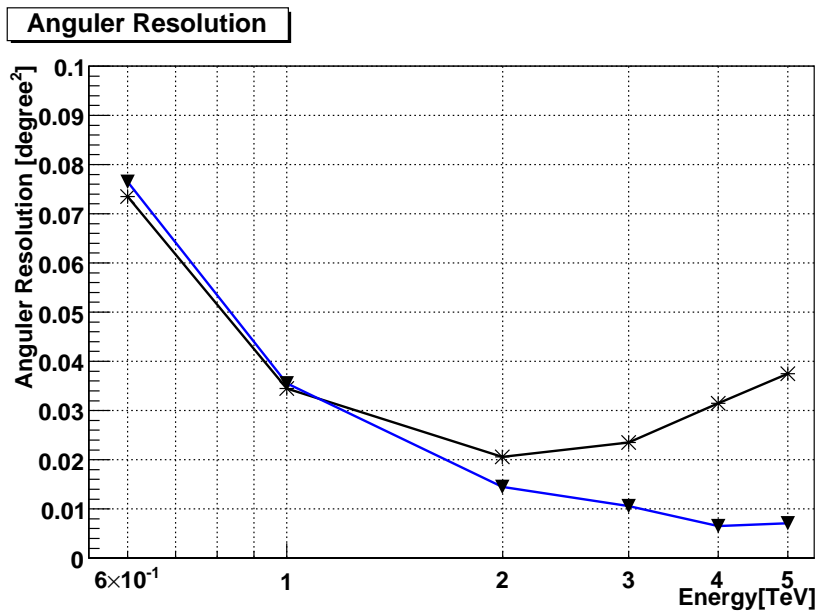


図 4.12: エネルギーごとの角度分解能。エッジカット無 (黒) は高エネルギーで到来方向の決定が正しくなくなる。

4.4 シャワー到来方向の再構成

一次粒子の到来方向はシャワーの縦発達方向であるので、楕円フィットした長軸方向が到来方向となる。ステレオ観測の場合、以下の二通りの方法で到来方向を求める。

一つ目は”opening angle”と呼ばれる角度で望遠鏡ごとのイメージの長軸の交点の重心をとる方法である (図 4.13)。

$$x_{IP} = \sum_{tele} x_{mn} \sin \theta_{mn} \quad (4.2)$$

$$y_{IP} = \sum_{tele} y_{mn} \sin \theta_{mn} \quad (4.3)$$

により到来方向 (x_{IP}, y_{IP}) を求める。opening angle が大きいほど到来方向の不定性が少ないことを利用している (図 4.14)。

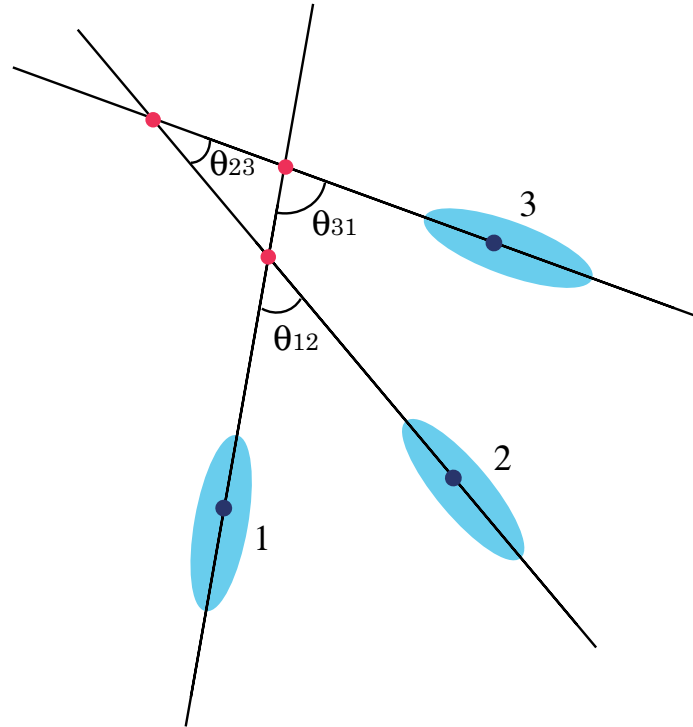


図 4.13: opening angle の定義。各望遠鏡のイメージの長軸の延長線のなす角の sine を、その交点の座標に重みとして掛けて全交点の重心を取る。

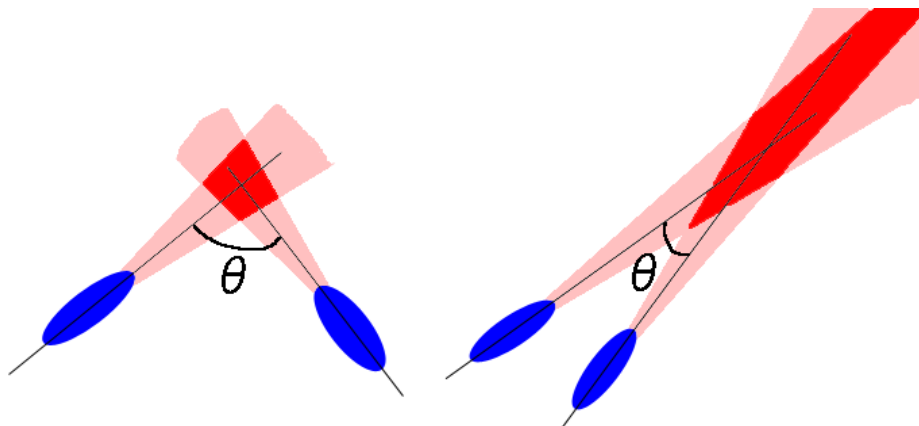


図 4.14: 長軸のなす角と交点の決定精度。角度が大きいほど精度が高くなる。

もう一つの方法、IP-fit では交点のグリッドサーチを行い次の χ^2 を最小とする点を交点とする。

$$\chi^2 = \sum_{tele=2,3,4} (\chi_{Width}^2 + \chi_{Distance}^2) \quad (4.4)$$

一つ目の項 $\chi_{Width}^2 = \frac{WIDTH^2}{\sigma_D^2}$ は、交点から見たシャワーイメージの持つ幅 WIDTH に対する要求であり、これを小さくするような交点を探す。二つ目の項は交点とシャワーの重心位置に対する要求であり、

$$\chi_{Distance}^2 = 10 \times WIDTH^2 \times \left(\frac{DISTANCE - f\left(\frac{LENGTH}{WIDTH}\right)}{\sigma_{Dis}} \right)^2 \quad (4.5)$$

で定義される。

$$f\left(\frac{LENGTH}{WIDTH}\right) = \begin{cases} \sqrt{\frac{LENGTH}{WIDTH} - 1} \\ 0.95 \end{cases} \quad \sqrt{\frac{LENGTH}{WIDTH} - 1} \geq 0.95 \text{ のとき} \quad (4.6)$$

はMC から求めた DISTANCE と WIDTH と LENGTH の比の関係 (図 4.15) を表す関数で、交点を決定する際、ガンマ線イベントはこの関係に近い関係をとるという制限となる。カニパルサー/星雲の観測パラメータを持つガンマ線シミュレーションデータを用い、この IP-Fit を用いた場合と用いなかった場合で交点の天体位置からの距離の分布である θ^2 分布を求めたものが図 4.16 である。角度の重みを用いた場合と比較して角度分解能が大幅に改善する結果が得られた。そこで以降の解析ではシャワーの到来方向の決定にこの IP-fit を用いる。

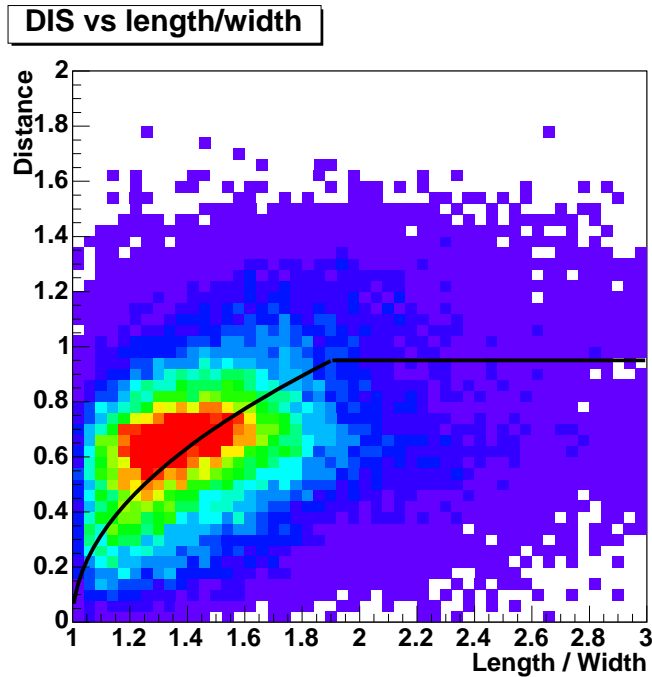


図 4.15: シミュレーションから求めた DISTANCE と LENGTH/WIDTH 比の関係。実線が関数 $f(l/w)$ 。

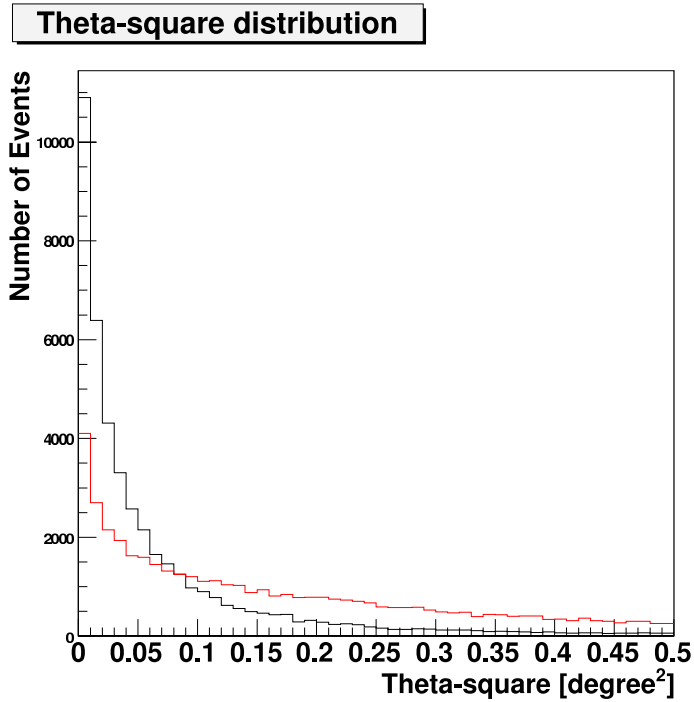


図 4.16: 赤が角度の重みで計算した交点の分布。黒が IP-Fit で求めた交点分布。

4.5 Fisher Discriminant 法

これまでの作業により得られたデータは宇宙線ハドロンによるシャワーとガンマ線によるシャワーが混じったデータである。このデータに対し Fisher Discriminant 法 [22] と呼ばれる方法を用いてデータ中に含まれるガンマ線のイベント数を求める。

この Fisher Discriminant 法はガンマ線らしさ、ハドロンらしさをパラメータ化して識別する Likelihood 法を発展させたものである。まず Likelihood 法について説明する。Likelihood 法ではイベントのイメージパラメータを元に "Likelihood ratio(L)" と呼ばれるガンマ線らしさのパラメータを求める。

$$\text{Likelihood ratio } L = \frac{PDF(\text{gamma-ray})}{PDF(\text{gamma-ray}) + PDF(\text{proton})} \quad (4.7)$$

ここで PDF は Probability Density Function (確率密度関数) のことであり、次のように定義される。

$$PDF(\text{gamma-ray}) = \prod_{tele=2,3,4} PDF(MC_{T_{tele}Length}) \times PDF(MC_{T_{tele}Width}) \quad (4.8)$$

$$PDF(\text{proton}) = \prod_{tele=2,3,4} PDF(Obs_{T_{tele}Length}) \times PDF(Obs_{T_{tele}Width}) \quad (4.9)$$

この PDF の計算には、ガンマ線はモンテカルロシミュレーションを、陽子は実際の OFF の観測データを用いる。この PDF から計算された L はガンマ線らしいほど 1 に近づき、ハドロンらしいものは 0 に近づく。そこで実際の ON 観測について L を計算しハドロンイベントの多くを L でカットを掛け、取り除いた後に、ON と OFF の差分からガンマ線イベント数を計算する。この手法では各パラメータが均等にガンマ線とハドロンの分離のための L の計算に寄与するが、実際には WIDTH よりも LENGTH でガンマ線とハドロンで差があるなど、各パラメータで寄与はば

らばらである。そこでこの寄与の差も考慮してガンマ線とハドロンの分離を行なう手法が Fisher Discriminant 法である。この手法は B-factory 実験などでも粒子識別法として用いられている一般的な手法である [21]。

この Fisher Discriminant 法では解析的にガンマ線イベントを計算できる。シャワーのイメージパラメータを用いて定義されるベクトル

$$\vec{P} = (\text{すべての望遠鏡のイメージパラメータ}), \quad (4.10)$$

から、その線形結合 F を計算する。本解析では、

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \langle \text{T2Width} \rangle \\ \langle \text{T2Length} \rangle \\ \langle \text{T3Width} \rangle \\ \langle \text{T3Length} \rangle \\ \langle \text{T4Width} \rangle \\ \langle \text{T4Length} \rangle \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

をパラメータとして用いた。

$$F = \vec{\alpha} \cdot \vec{P}. \quad (4.12)$$

この F を Fisher Discriminant(以下 F 値)と呼ぶ。 $\vec{\alpha}$ は線形係数であり、バックグラウンドについて計算した F 値とシグナルについて計算した F 値の分布の分離が最大となるように求められる。係数 $\vec{\alpha}$ は数学的に一意に決定でき、

$$\vec{\alpha} = \frac{\vec{\mu}_{\text{sig}} - \vec{\mu}_{\text{BG}}}{E_{\text{sig}} + E_{\text{BG}}}. \quad (4.13)$$

添字 sig はシグナル、 BG はバックグラウンドを指し、 $\vec{\mu}$ はそれぞれ場合について求めた \vec{P} の平均値であり、 E はその Error Matrix で、その要素 E_{ij} は、 $E_{ij} = \langle \vec{P} \vec{P}^T \rangle - \langle \vec{P} \rangle \langle \vec{P}^T \rangle$ で求められる。シグナルのサンプルとしてガンマ線モンテカルロシミュレーションデータ、バックグラウンドのサンプルとして OFF 領域の観測データを用いて計算を行なう。シグナルサンプルは到来方向が天体の周り $\theta^2 < 0.1 \text{ degree}^2$ 以内のイベントを、バックグラウンドのサンプルは実際の観測データの天体の周り $0.2 < \theta^2 < 0.5 \text{ degree}^2$ の範囲のイベントを用いる。この2つのサンプルからシグナルとバックグラウンドの分離が最大となる係数 $\vec{\alpha}$ を決定したのちに、実際の観測データで1イベントごとに F 値を計算する。そして Fisher-fit と呼ぶ手法を用いてガンマ線イベント数を求める。

Fisher-fit

今までの CANGAROO では F 値を計算した後に F 値でカットを掛け、ON の θ^2 分布から OFF の θ^2 分布を引いて、残ったイベント数をガンマ線のイベント数としていた。しかしこの方法では必ず F 値のカットでガンマ線イベントを減らす上、カットする F 値を決めるというヒューマンバイアスがまだ残っている。この問題を解決するために Fisher-fit と呼ぶ手法を導入した。

Fisher-fit では ON の測定で得られた全イベントの F 値分布は、シグナルの F 値分布とバックグラウンドの F 値分布でフィットできるという仮定で行なう。ON のイベント数を N 、F 値の確率分布を取ったとき i 番目の bin の値を n_i と表す。このとき fitting 関数として、

$$f(x_i) = \alpha s_i + \beta b_i = \alpha s_i + (N - \alpha) b_i \quad (4.14)$$

を定義し、実際の分布 n_i を Fit する。ここで s_i 、 n_i はシグナル、バックグラウンドの F 値の確率分布の i 番目の bin の値で (図 4.17)、 α 、 β はそれぞれ ON データに含まれるガンマ線とバックグラウンドのイベント数である。ここで $\alpha + \beta = N$ の関係を用いた。Fit は

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{n_i - f(x_i)}{\sqrt{n_i}} \right)^2 \quad (4.15)$$

が最小となるような α を求めればよい。それには、

$$\frac{d\chi^2}{d\alpha} = 0 \quad (4.16)$$

を計算することで、

$$\alpha = \frac{\sum_i (b_i - s_i) \left(1 - N \frac{b_i}{n_i} \right)}{\sum_i \frac{(b_i - s_i)^2}{n_i}} \quad (4.17)$$

と求まる。統計的な有意度は誤差の伝播から求められて、

$$\sigma_\alpha^2 = \sum_i (\sqrt{n_i})^2 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial n_i} \right)^2 = \frac{\sum_i \left(\frac{s_i - b_i}{n_i} \right)^2 \left(\frac{\alpha s_i + (N - \alpha) b_i}{\sqrt{n_i}} \right)^2}{\sum_i \left(\frac{(b_i - s_i)^2}{n_i} \right)^2} \quad (4.18)$$

これでガンマ線のイベント数と有意度を計算できる。

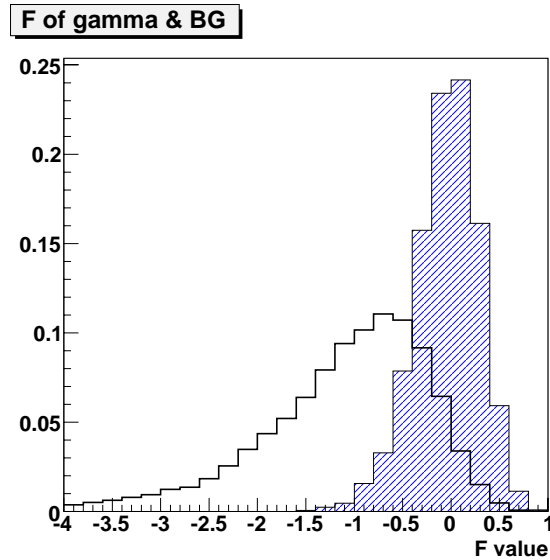


図 4.17: シグナル (青)、バックグラウンド (黒) の F 値の確率密度分布。この二つを用いて ON の F 値の分布を Fit する。

θ^2 分布を求めるときは、 θ^2 のそれぞれの bin の ON イベントについて上の Fit を行う (図 4.18)。カニバルサー/星雲のデータの θ^2 分布をプロットしたものが図 4.19 である。

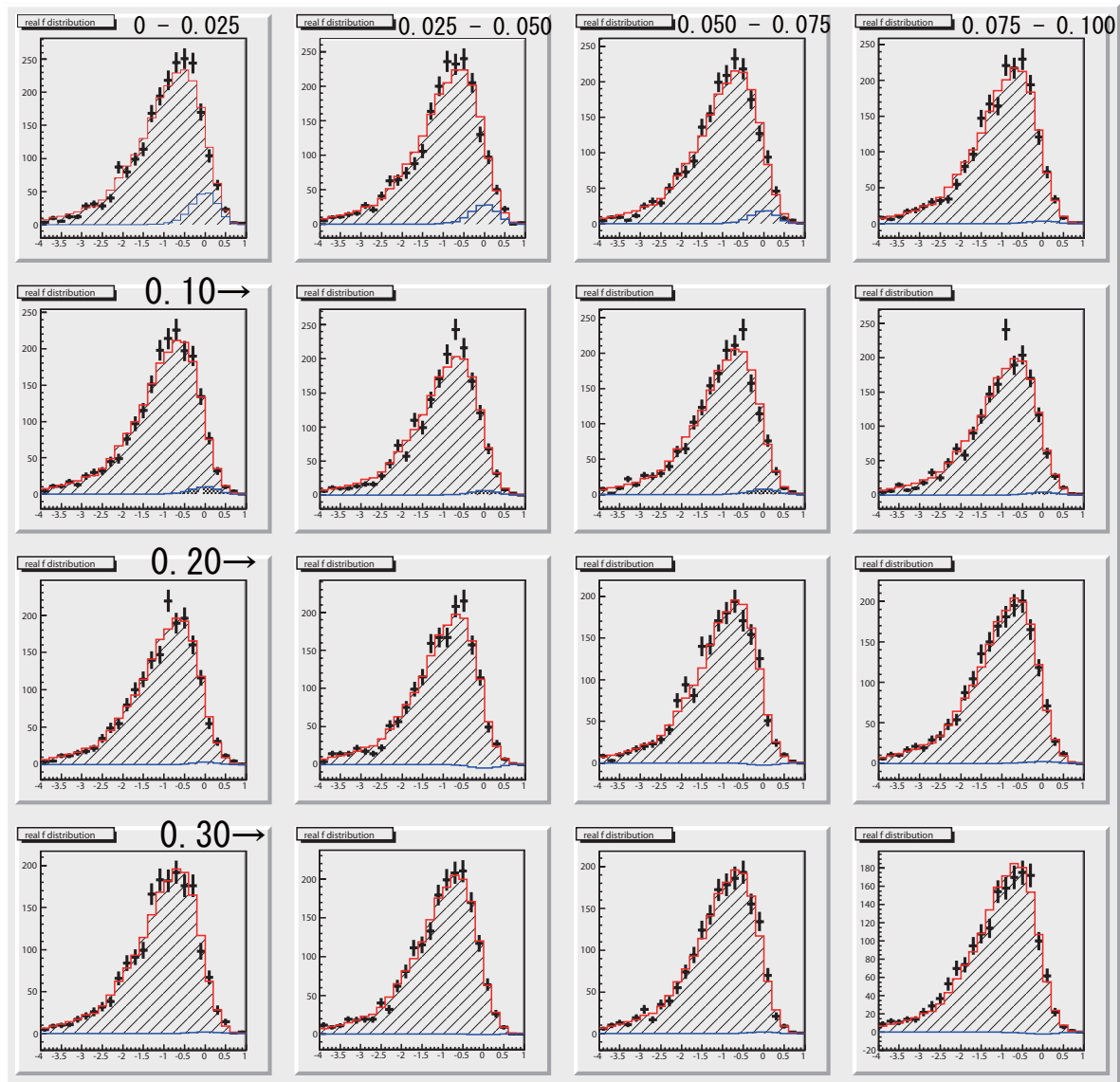


図 4.18: θ^2 の bin ごとの Fisher-fit の結果。最上段は最も内側の $\theta^2 < 0.5$ の範囲を 4 つの bin に分けたプロット。以降右下まで 0.025 刻みに bin 分けし、プロットしている。

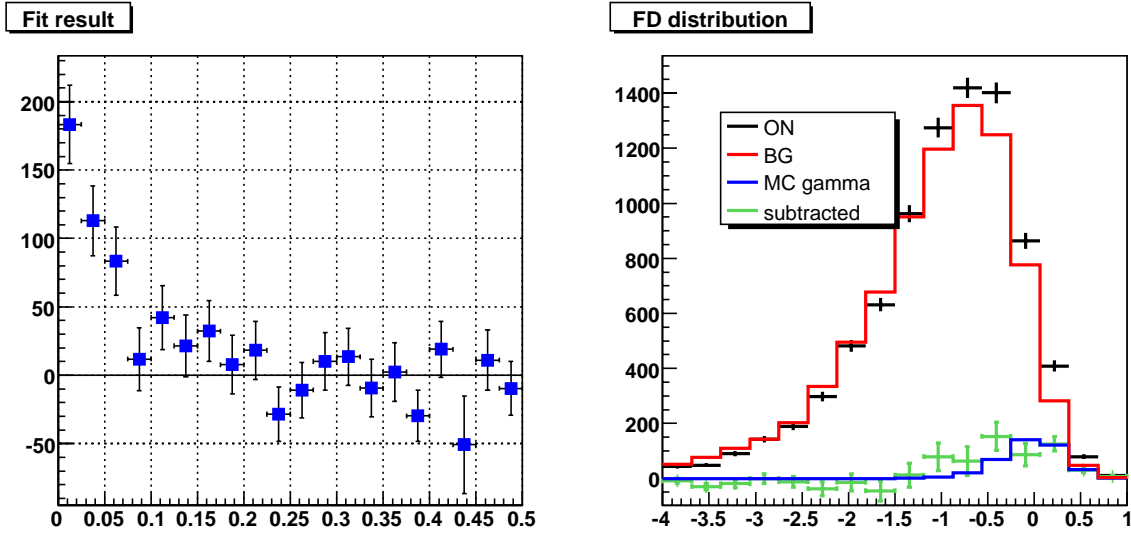


図 4.19: (左) カニパルサー/星雲の θ^2 分布。(右) 赤:OFF の F 値分布。青:MC の F 値分布。黒:実データの F 値分布。緑:実データから OFF を引いた F 値分布。

$\theta^2 < 0.1 \text{ degree}^2$ のイベント数をガンマ線イベント数として計上する。ガンマ線イベントは 391 イベントで、有意度は 7.6σ であり、有意にカニパルサー/星雲からのガンマ線を捕らえることに成功した。次にカニパルサー/星雲からのガンマ線フラックスを求める。

4.6 微分フラックス

微分フラックスを求めるには、実際の観測データとエネルギーの関係を求めなければならない。実際の観測データにはエネルギーの情報は直接含まれておらず、シャワーの光量とガンマ線シミュレーションを元にエネルギーを求める。

ADC 値 (x_l, x_u) の間のフラックスを求めるとき、ガンマ線のイベント数はこの ADC 値の範囲にあるアクセスイベント数を用い (図 4.21)、対応するエネルギーはシミュレーションデータをこの ADC 値で切り取ったときのエネルギー分布の平均値を用いる (図 4.20)。そして以下のように計算を行ないフラックスを求める。エネルギー $E_l \sim E_u$ での有効面積は

$$S(E_l, E_u) = S_0 A(E_l, E_u) \quad (4.19)$$

である。ここで S_0 は全エネルギーでの有効面積、 $A(E_l, E_u)$ はエネルギー $E_l \sim E_u$ でのアクセプタンスである。冪 α でふらせたモンテカルロシミュレーションの微分フラックスは最大エネルギーを E_{max} とすると、

$$\frac{dF}{dE} = \frac{1}{E_{max}} \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^{-\alpha} \quad (4.20)$$

で表され、これよりモンテカルロシミュレーションの全イベント数 N_{MC}^{tot} は、

$$N_{MC}^{tot} = S_0 T_{obs} \times \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dF}{dE} dE \quad (4.21)$$

$$= S_0 T_{obs} \times \frac{1}{1-\alpha} \left\{ 1 - \left(\frac{E_{min}}{E_{max}} \right)^{1-\alpha} \right\} \quad (4.22)$$

と求められる。ADC 値 ($x_l \sim x_u$) の間にあるイベント数 N_{MC} は、

$$N_{MC} = N_{MC}^{tot} \times A'(x_l, x_u) \quad (4.23)$$

で表される。 $A'(x_l, x_u)$ は ADC 値 ($x_l \sim x_u$) でのアクセプタンス。ADC 値 ($x_l \sim x_u$) での実際のイベント数を N_{sig} とするとエネルギー $\bar{E}(x_l, x_u)$ での微分フラックスは、

$$\frac{dF}{dE}(x_l, x_u) = \frac{N_{sig}}{N_{MC}} \left\{ \frac{dF}{dE} \right\}_{\bar{E}(x_l, x_u)} \quad (4.24)$$

$$= \frac{N_{sig}}{S_0 A' T_{obs}} \frac{1 - \alpha}{E_{max}^{1-\alpha} - E_{min}^{1-\alpha}} \bar{E}^{-\alpha}(x_l, x_u) \quad (4.25)$$

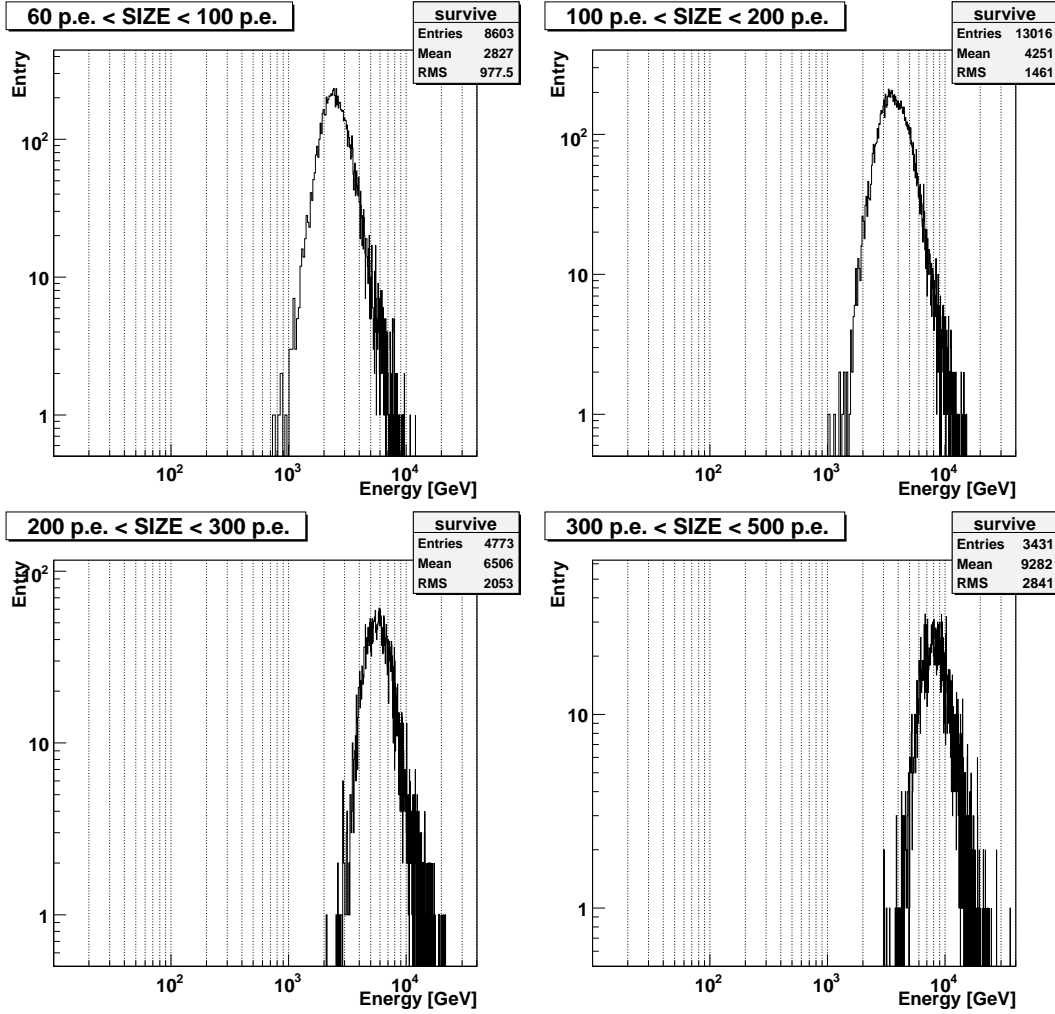


図 4.20: ADC 値でカットを掛けたときのモンテカルロシミュレーションガンマ線のエネルギー分布。この分布の平均値が ADC 値に対応するエネルギーになる。

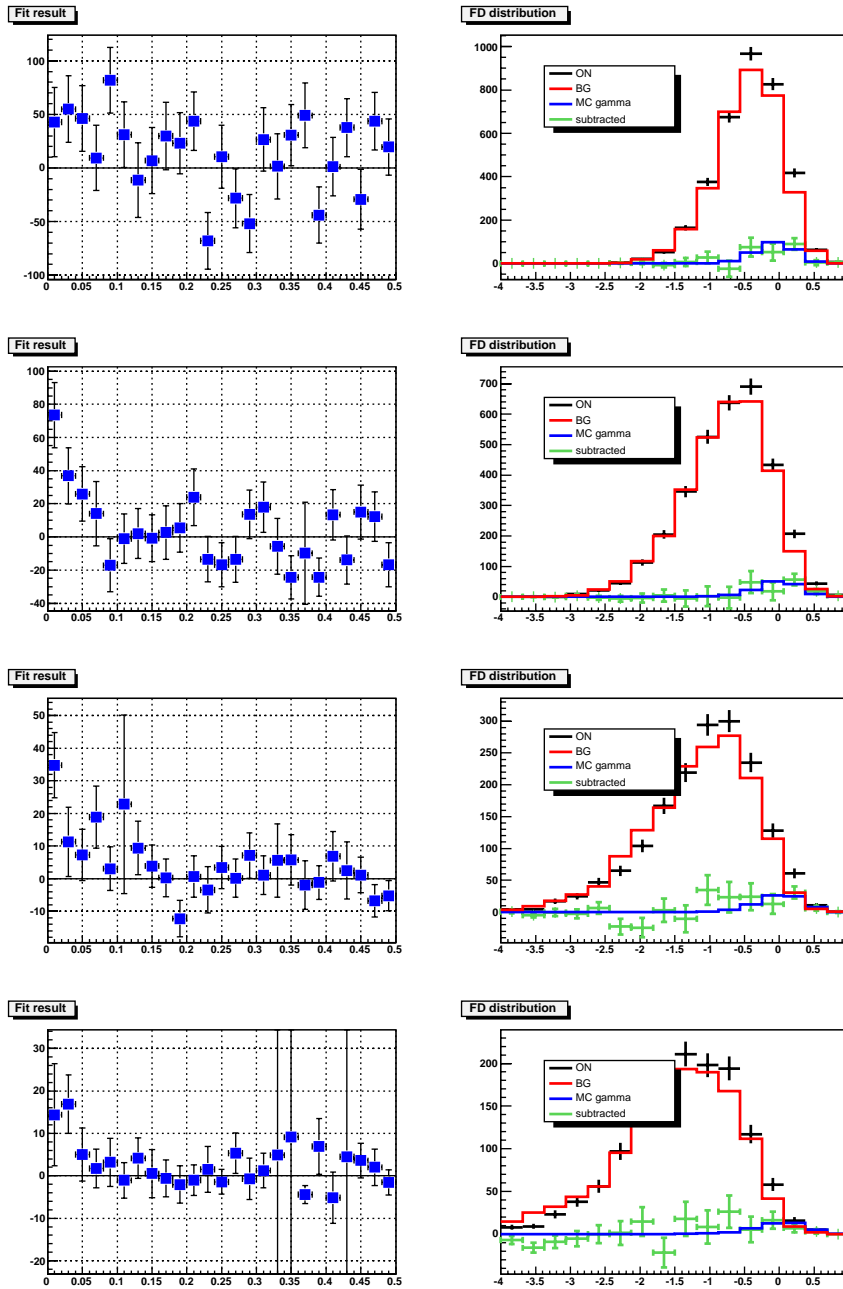


図 4.21: ADC 値でカットを掛けたときのそれぞれの bin での θ^2 分布。対応するエネルギーでのガンマ線イベント数が求まる。

得られたカニパルサー/星雲の微分フラックスを図 4.22 に示す。この結果をべきを仮定してフィットした結果、カニパルサー/星雲の微分フラックスとして次を得た。誤差は統計誤差のみを考慮したものである。

$$(2.97 \pm 2.07) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.76 \pm 0.42} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (4.26)$$

HEGRA グループはカニパルサー/星雲の精度の高い微分フラックスを報告しており [35]、その値は、

$$(2.79 \pm 0.02 \pm 0.05) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.59 \pm 0.03 \pm 0.05} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (4.27)$$

である。今回得られた結果はこの結果と一致しており、解析手法が正しいことが確認できた。

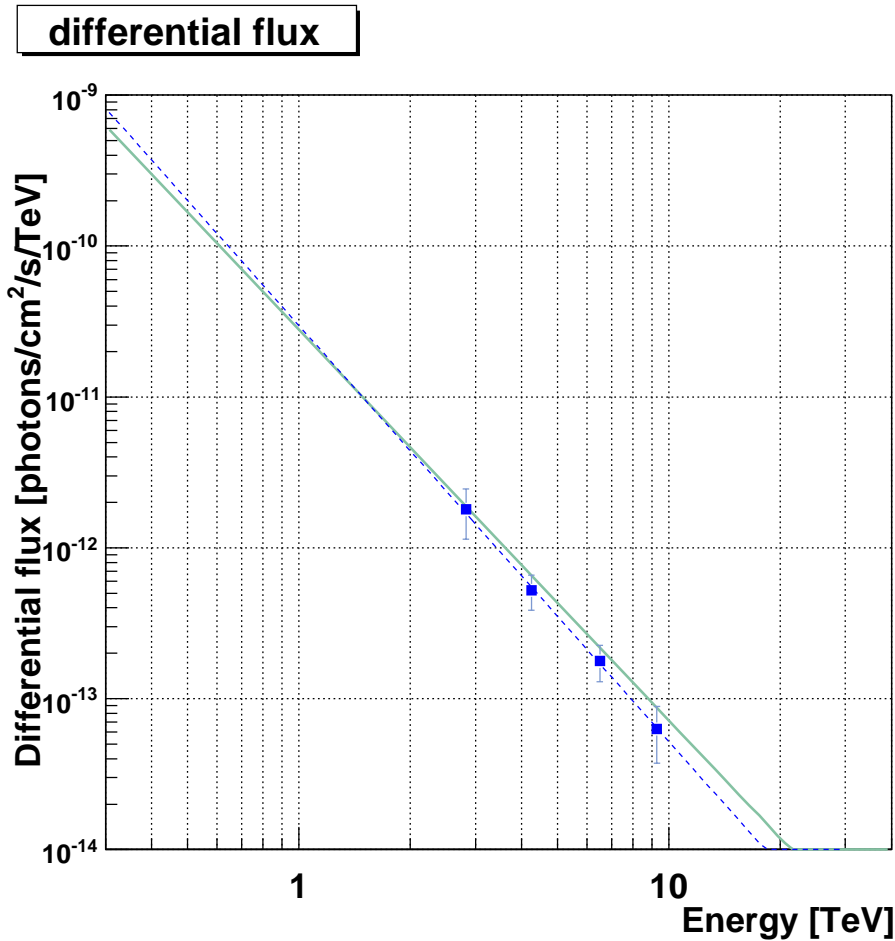


図 4.22: カニパルサー/星雲の微分フラックス。実線は HEGRA グループによって報告されているカニパルサー/星雲のフラックス。点線は得られたフラックスをべきを仮定してフィットしたものの。

4.7 ガンマ線マップ

次にガンマ線が天球上のどの方向から来ているかを示すガンマ線マップを描く。

4 度の中を 20×20 の領域に分けて、それぞれの領域のガンマ線イベント数を計算する。この時 OFF 領域の取り方で 2 つの領域に分ける。一つ目はターゲットから $\theta^2 \leq 0.5$ の領域で、これは OFF 領域をターゲットから $0.2 \leq \theta^2 \leq 0.5$ の領域にとり、この F 値分布とシミュレーションガンマの F 値分布を用いて領域内のガンマ線イベントを計算する。それ以外の領域ではカメラ内のアクセプタンスが変わるので、領域のターゲットからの距離に応じて OFF 領域の取り方を変える。イベント数を数える領域に対して、その領域を含むような幅のリング状に OFF 領域を取り (図 4.23)、その F 値分布とシミュレーションの F 値分布を用い Fisher-fit でイベント数を計算する。カニパルサー/星雲でガンマ線マップを描いたものが図 4.24 である。

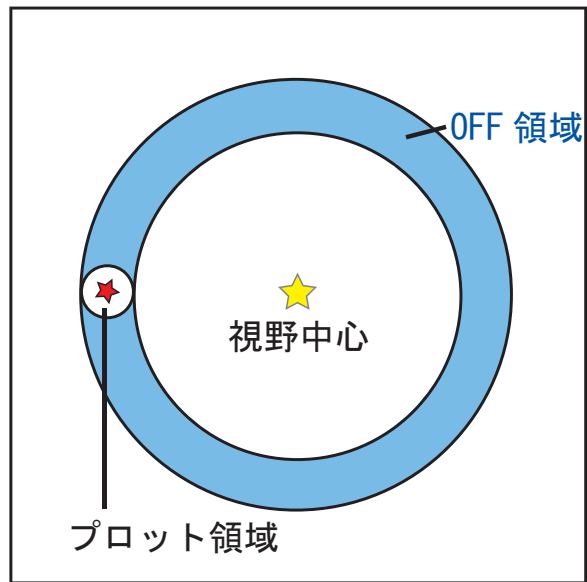


図 4.23: OFF 領域の取り方。

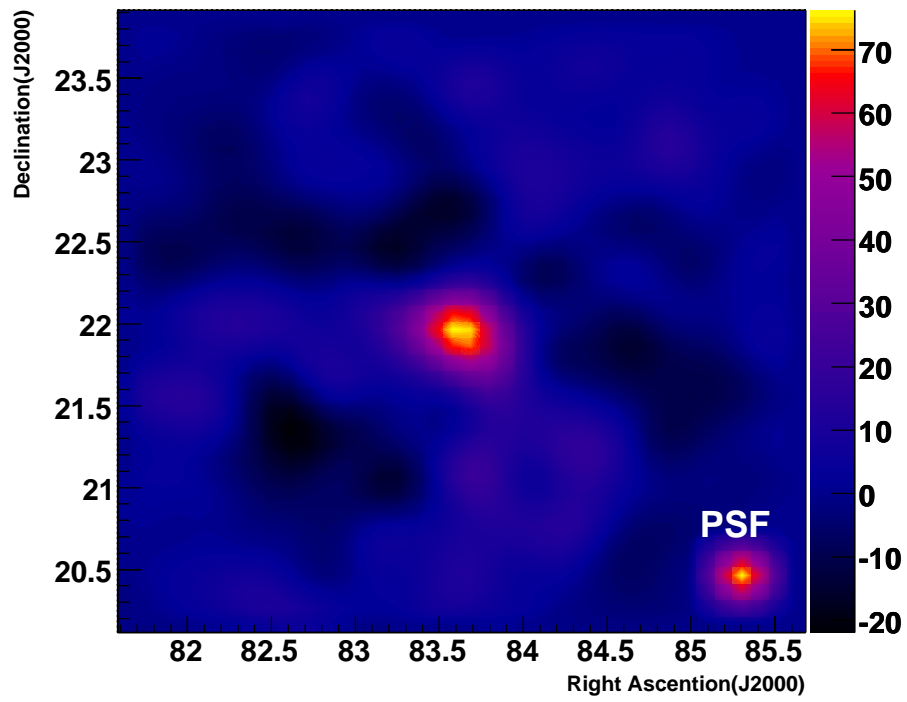


図 4.24: カニパルサー/星雲のガンマ線マップ

4.8 エッジカットの改良

エッジカットの問題点

エッジカットではイメージの大きなイベント、すなわちエネルギーの高いイベントについてはエッジの端にかかる確率が高くなるため、高エネルギーのガンマ線イベントの検出効率を著しく落としてしまう(図 4.25)。天体からのガンマ線のスペクトルを広いダイナミックレンジで得るためにはエッジカットの改善が必要である。

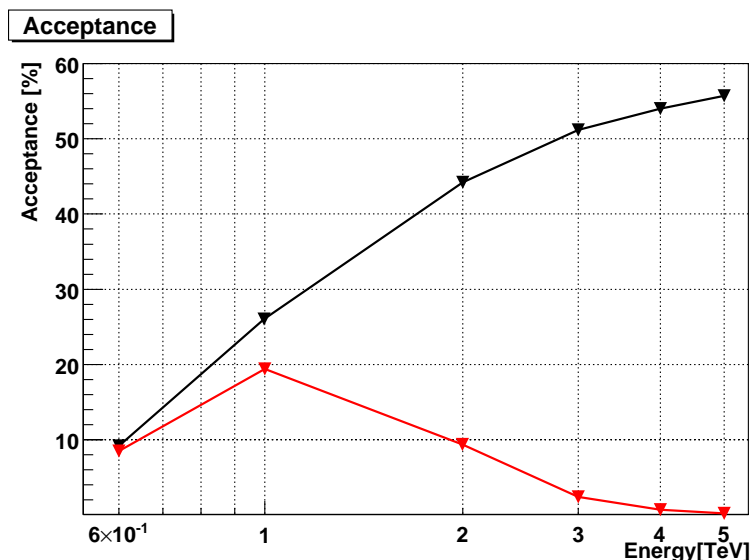


図 4.25: シミュレーションから求めたエッジカット前(黒)とエッジカット後(赤)のエネルギーごとのアクセプタンス。高エネルギー側ではエッジカットによってアクセプタンスが著しく落ちる。

シャワーの光量の大きな部分が完全にカメラ面内にあり、像の周りの光量の小さな部分のみが端にかかっている場合、その像はほぼ実際のシャワーイメージと一致するはずである。そこでシャワーイメージのうち、PMT ヒット光量の大きいほうからある本数を取り出し、その PMT がエッジにかかった場合にのみイベントをカットする方法に変更した。(図 4.8)。このエッジカットを用いてガンマ線シミュレーションデータの解析を行い、アクセプタンス、エネルギー分解能について評価した。用いたシミュレーションはそれぞれエネルギー 600 GeV、1 TeV、2 TeV、3 TeV、4 TeV、5 TeV、7 TeV、10 TeV、15 TeV のもので、さらにそれぞれの場合について天頂角 0 度、16 度、45 度のものを用意した。

まず PMT のヒット本数 (NHIT) が何本以上でアクセプタンスが落ちるのかを評価した。その結果が図 4.26 である。そこで判定本数として 10、15、20 本を試した。また天頂角 0 度の場合についてそれぞれエッジ処理での角度分解能についても評価した。その結果、10 本以上で判定を行なう場合、高エネルギー側でのアクセプタンスを大幅に改善させ、かつエネルギー分解能も高エネルギーで悪化しないという結果を得た。

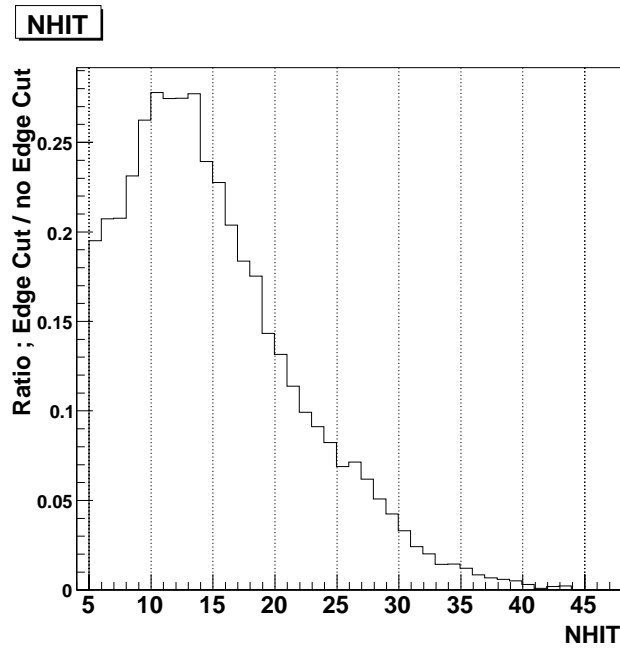


図 4.26: ヒット PMT 本数ごとのエッジカット前のイベントとエッジカット後のイベントの比。NHIT=15 以上で急激に落ち込む。

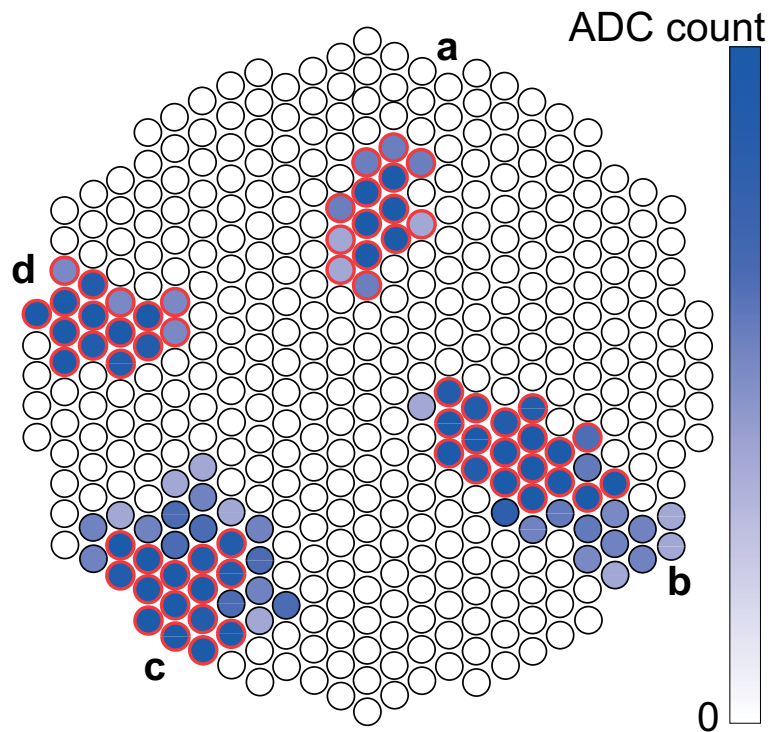


図 4.27: 新しいエッジカットの判定方法 (15 本での判定の場合)。光量の大きなものから 15 本の PMT についてのみ従来と同じ判定を用いる。イメージの切れた (c)、(d) のようなイベントは従来どおりカットされるが、シャワーの大部分がカメラ面内に入っている (b) のようなイベントはカットされない。

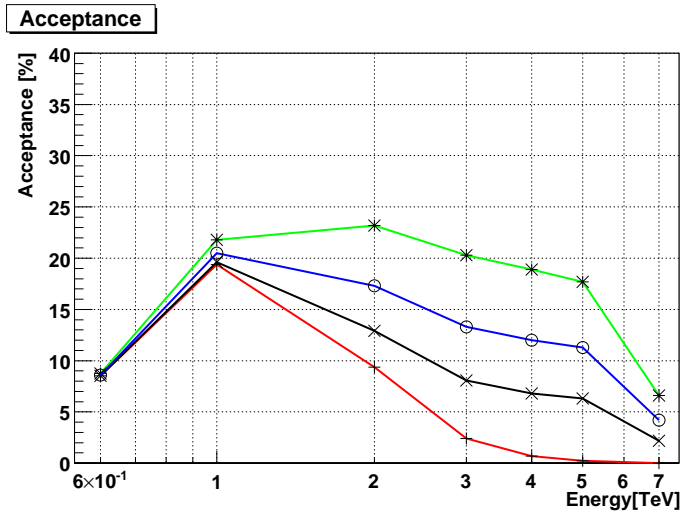


図 4.28: 天頂角 0 度 のとき、10 本 (緑)、15 本 (青)、及び 20 本 (黒) でエッジカットの判定を行なった場合のアクセプタンス。青は従来のエッジカット。15 本の場合 5 TeV のエネルギーでは約 27 倍のイベントが残る。

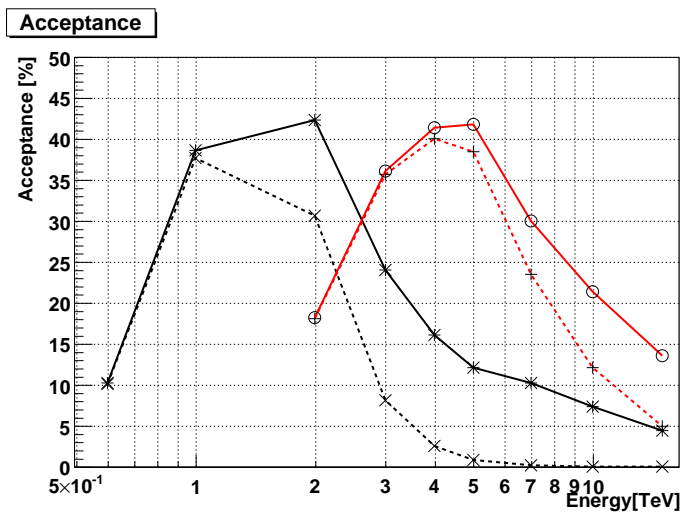


図 4.29: 天頂角 16 度 (黒)、天頂角 45 度 (赤) での従来のエッジカット (破線) と 15 本の判定 (実線) の場合のアクセプタンス。どちらも通常のエッジカットと比べてアクセプタンスが向上し、高エネルギーまで感度を持つようになり、大天頂角の 45 度では 15 TeV でも十分な感度を持つ。

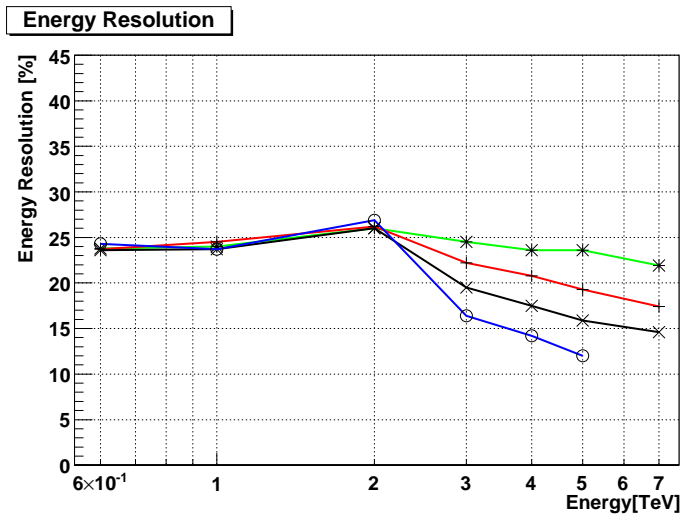


図 4.30: 改良されたエッジカットのエネルギー分解能 (天頂角 0 度)。10 本エッジカット (緑)、15 本エッジカット (赤)、20 本エッジカット (黒) いずれも高エネルギー側での悪化は見られない。

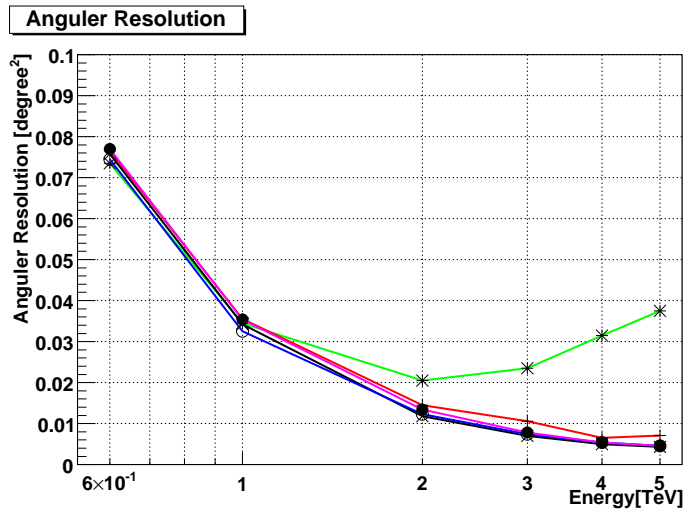


図 4.31: エッジ処理ごとのエネルギー分解能 (天頂角 0 度)。エッジカット無し (緑) 以外では角度分解能の悪化は見られない。

次に実際にカニパルサー/星雲にエッジカットの改良を導入した。まずカニパルサー/星雲の観測時のパラメータを用いたシミュレーションデータでどの程度の改良が得られるかを評価した。用いた判定本数は 3 通りの中間の 15 本を用いた。

カニパルサー/星雲は大天頂角での観測で大気によるチェレンコフ光の吸収などをうけ、エッジカットの改良で効果の予想されるイメージの大きなシャワーはより高エネルギーなものとなり、ガンマ線の元のイベント数自体が少ない。このためシミュレーションで予想される改良はそれほど大きくない。実際の観測データに改良エッジカットを導入した。この結果ガンマ線のイベント数はとなり有意度はであった。

実際のカニパルサー/星雲の解析に導入して得られた θ^2 分布を図 4.32 に示す。ガンマ線イベン

トは 419 イベントであり有意度は 7.7σ であった。また微分フラックスも同様にして、

$$(2.88 \pm 1.37) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.68 \pm 0.26} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (4.28)$$

と求められた。これは通常のエッジカットの結果と一致し、今まで有意に点を打てなかった 10 TeV 以上にも微分フラックスを求めることが出来た。

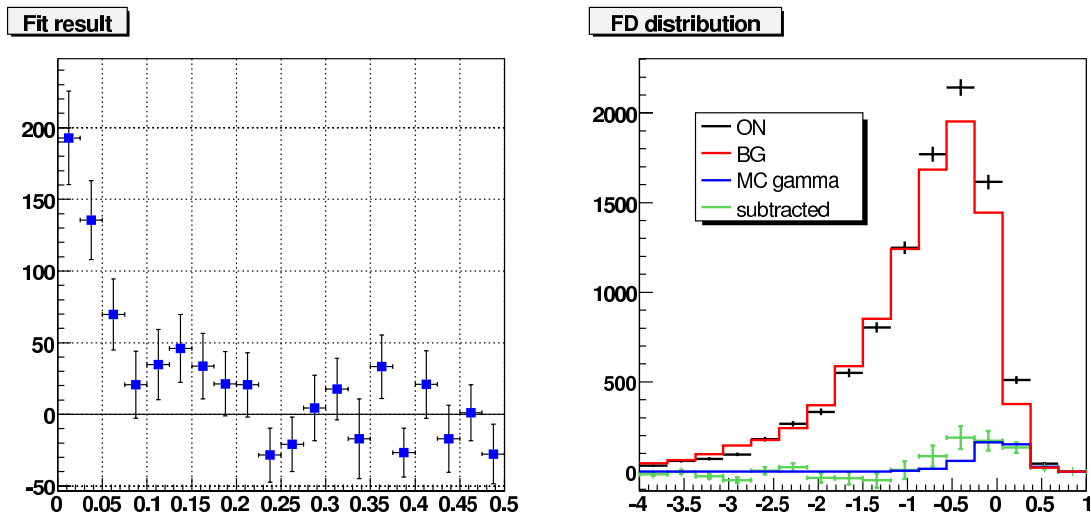


図 4.32: (左) カニパルサー/星雲の θ^2 分布。(右)

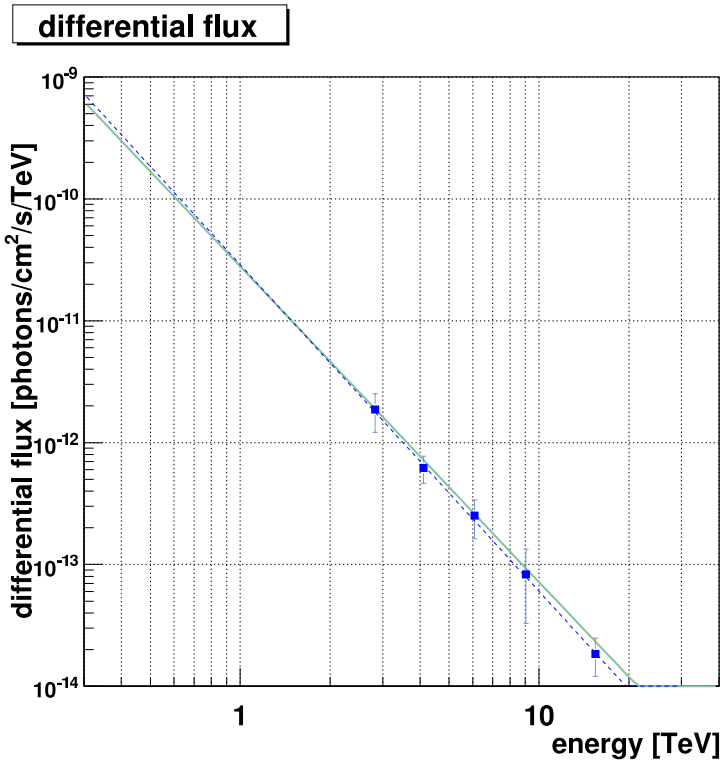


図 4.33: カニパルサー/星雲の微分フラックス。実線は HEGRA グループによって報告されているカニパルサー/星雲のフラックス。点線は得られたフラックスをべきを仮定してフィットしたものの。

またカニパルサー/星雲のような大天頂角ではなく、より改善の見込まれる天体についても導入を行い改善を確かめた。天体は既に CANGAROO-III の解析の結果の出ている RX J0852.0-4622 を用いた。図 4.34 は導入前と導入後について解析した微分フラックスである。特に高エネルギー側に大きな改善があり、当初の狙い通りエネルギーのダイナミックレンジを広げることに成功した。

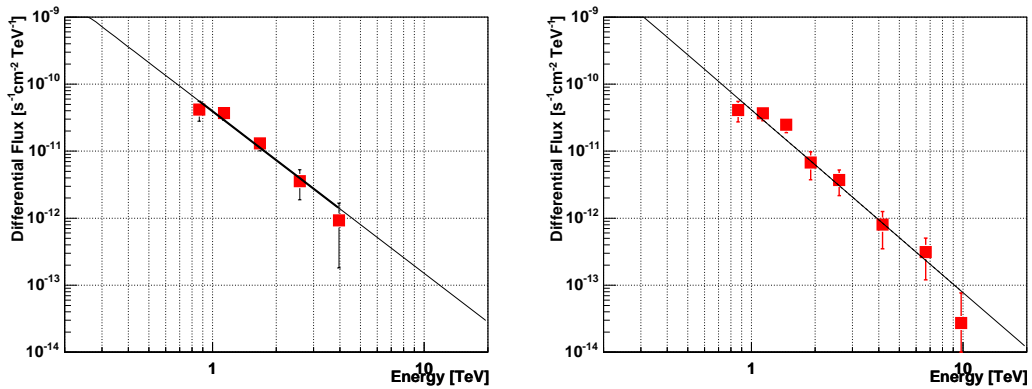


図 4.34: RX J0852.0-4622 の改良前 (左) および改良後 (右) の微分フラックス。

第5章 PKS2155-304の解析

本研究では2006年7月に行なったPKS2155-304のステレオ観測データの3-foldの解析を行なった。また2-foldの解析を新たに行ない、TeVガンマ線放射の時間変動について調べた。

5.1 PKS2155-304

活動銀河核PKS2155-304はX線及びEU(極紫外)で最も明るい天体の一つである。1979年に発見されて以降電波から高エネルギーガンマ線まで幅広い波長が繰り返し観測を行っており、他波長による同時観測キャンペーンなども数多く行なわれている。スペクトルは二つの成分からなる。電波からX線までの低エネルギー側の成分はジェット中の相対論的電子からのシンクロトロン放射で説明できる。ガンマ線領域の高エネルギー側の成分は同じ電子による逆コンプトン散乱で説明がされているが、その他にもハドロン起源説などが唱えられており決定には至っていない。またPKS2155-304からの放射強度は時間変化し、波長ごとの時間変化は変化に富んでいる。

1997年の11月にガンマ線とX線のフレアをEGRET、BeppoSAX、RXTEが観測した。この活動期にDurham大学の解像型大気チェレンコフ望遠鏡、Mark6望遠鏡がPKS2155-304の観測を行い、300GeV以上のエネルギー領域で有意度 6.1σ で信号を検出した[26]。しかし1998年の観測では信号の有意な検出はできず、この時期のX線の強度も低く、このことでTeVガンマ線でも放射強度の時間変動があり、X線との相関も示唆するものであった。我々CANGAROOグループも1997年に3.8m望遠鏡(CANGAROO-I)を用いてPKS2155-304の観測を行なったが、ガンマ線の有意な検出には至らず、1.5TeV以上の積分フラックスに上限値を与えるにとどまった[28]。この上限値はMark6望遠鏡の結果と矛盾しない結果である。我々はさらに10m望遠鏡(CANGAROO-II)を用いて1999年、2000年、2001年と観測を行なった。この時期はX線強度も低く、有意な放射は捕らえられず420GeV以上の積分フラックスに上限値を与えた[29]。Mark6望遠鏡に続くTeVガンマ線の検出は2004年にH.E.S.S.グループによって報告された[25]。H.E.S.S.グループは2002年の7月、10月、2003年の6月から9月の観測から160GeV以上で有意度 45σ で信号の検出を報告した。放射強度が月単位、日単位、時間単位で変化することも報告した。またエネルギースペクトルは冪3.3という急なpower lawであることも報告している。

5.2 PKS2155-304の観測

我々は2006年の7月28日から8月25日まで観測を行なった。この期間は満月を挟んで二つに分かれており、それぞれの期間は7月28日から8月2日まで(2006年7月)と8月17日から8月25日まで(2006年8月)である。私はH.E.S.S.によってフレアの報告された2006年7月の期間の解析を行なった。

この期間の3台による観測日及び観測時間を表5.1にまとめた。この期間は後述の望遠鏡駆動系の問題があり南中前まではT3による観測を行えなかった。そこでT2とT4の2台による観測を南中前に行った。2台による観測時間を表5.2に示す。私はカニパルサー/星雲で確立した信頼性の高

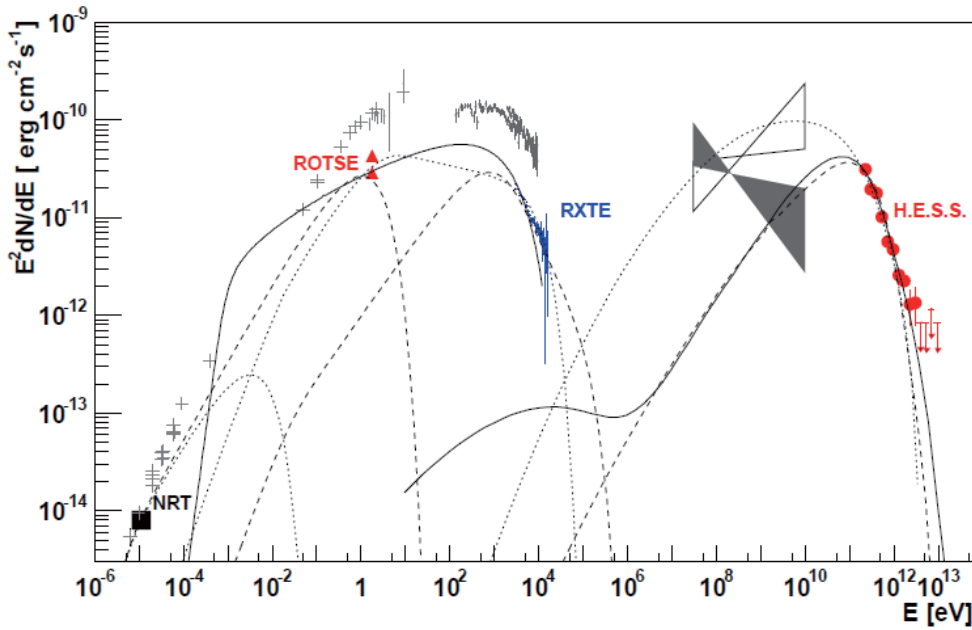


図 5.1: 非活動期の PKS2155-304 の多波長スペクトル (2003 年)[14]。

い望遠鏡 3 台についての解析手法を用い、3 台による観測時間の解析を行い、その後 2 台の解析手法に一致が取れることを確認して、2 台による観測時間の解析を行った。

観測日	7/28	7/29	7/30	7/31	8/2
観測時間 [min]	232	119	238	231	235

表 5.1: 望遠鏡 3 台による観測時間。8 月 1 日は曇りのため観測を行なえなかった。

観測日	7/28	7/29	7/30	7/31
観測時間 [min]	210	153	174	110

表 5.2: 望遠鏡 2 台による観測時間。

5.3 望遠鏡 3 台による解析

カニパルサー/星雲と同様の解析を行うために、まずガンマ線のモンテカルロシミュレーションデータを用意する。2006 年 7 月の鏡の反射率はミュオンによる反射率測定の結果からもとめ $(T2, T3, T4) = (0.59, 0.62, 0.64)$ であった。また天頂角分布は実際の観測データで得られた天頂角の観測時間分布に合わせた(図 5.2)。これらのパラメータを用い、エネルギー 100 GeV~10 TeV まで冪-3.3 で 320 万イベントのガンマ線シミュレーションを用意した。

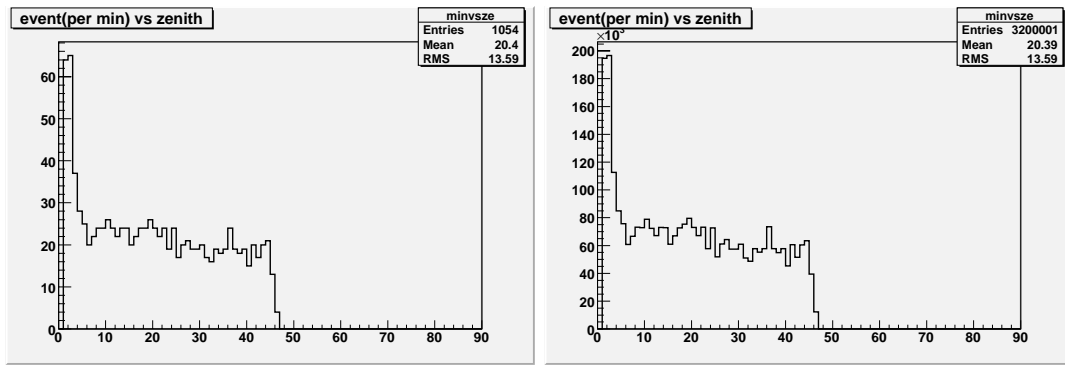


図 5.2: (左) 観測データの 1 分ごとの天頂角分布。(右) 生成したガンマ線のイベントごとの天頂角分布。

このシミュレーションデータを用い、カニパルサー/星雲と同様の解析を行なった。但し銀河面の明るい領域にあるカニパルサー/星雲に対し PKS2155-304 は暗い領域にあり、明るい星も入らないためスケラーカットは用いなかった (図 5.3)。

Cloud Cut 後の livetime を表 5.3 に示す。雲のあった 7/29 以外の日は快晴であり、ほぼ全ての観測時間が解析に使用可能であった。

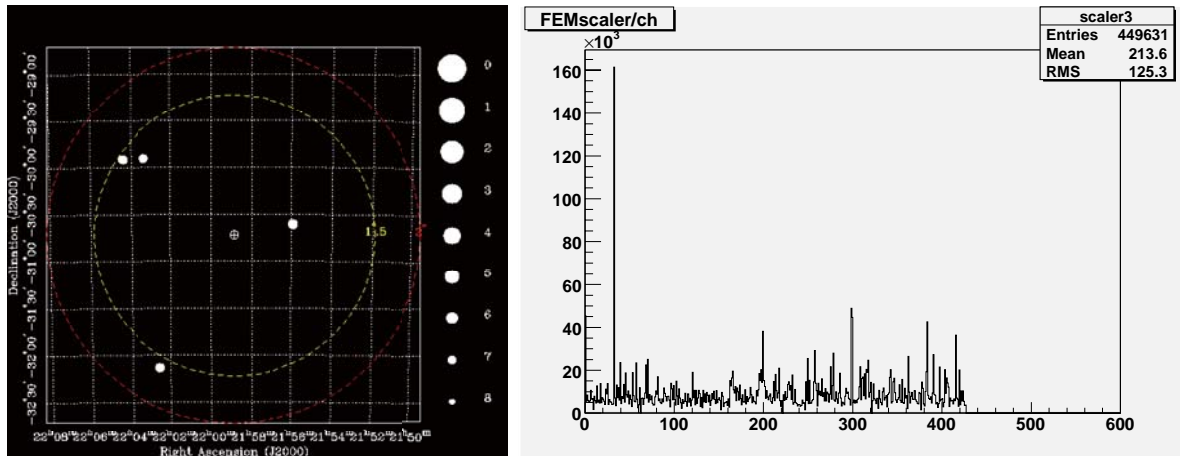


図 5.3: PKS2155-304 の観測領域の星の分布と、スケラ分布。星が少なく、銀河面からも離れているためスケラ分布はカニパルサー/星雲の図 4.6 のようにばらつかない。

観測日	7/28	7/29	7/30	7/31	8/2
livetime [min]	232	62	237	231	229

表 5.3: livetime。7月29日は雲があったため低い。

これら全データの解析をカニパルサー/星雲と同様に行なった。得られた θ^2 分布を図 5.4 に示す。イベント数は 246 イベント、有意度は 6.5σ であり、この期間について PKS2155-304 からの TeV ガンマ線の放射を有意に検出した。さらに求めた微分フラックスを図 5.5 に示す。冪を仮定してフィットした結果は、

$$(1.50 \pm 0.34) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.47 \pm 0.83} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (5.1)$$

である。

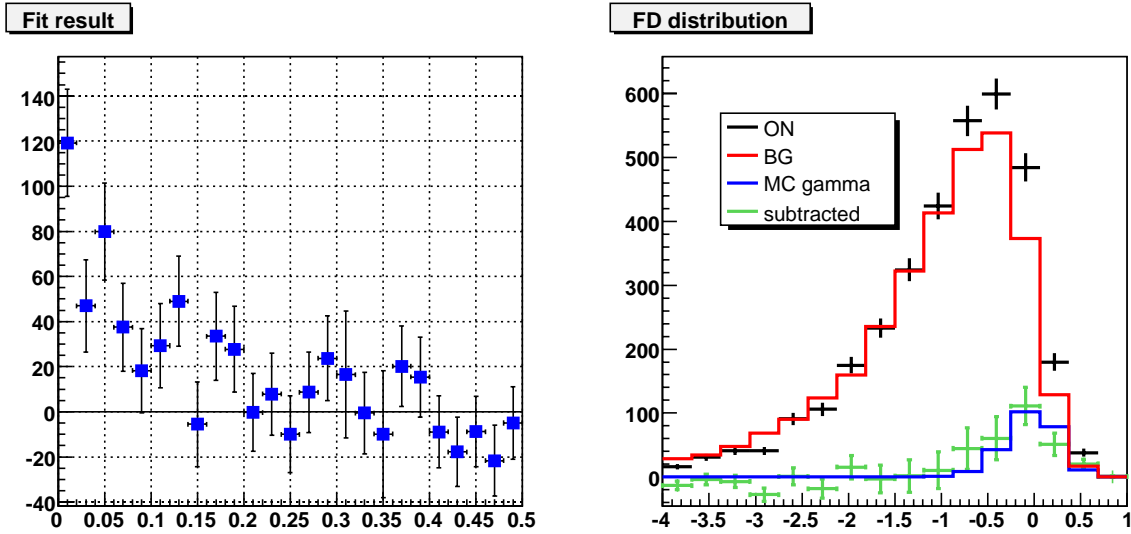


図 5.4: PKS2155-304 の θ^2 分布。

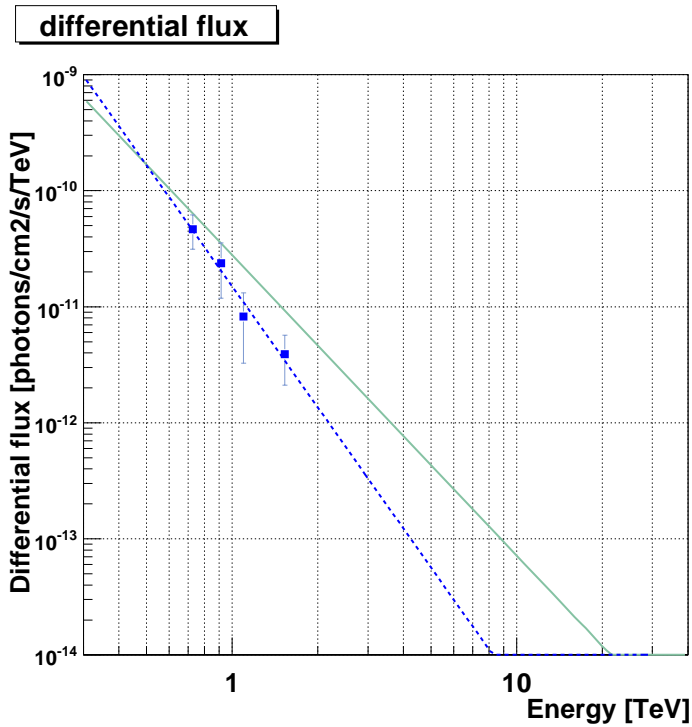


図 5.5: 微分フラックス。青破線は冪を仮定してフィットした線。緑実線はカニパルサー/星雲のフラックス。

1日ごとの観測に分けた解析も行った。Fisher-fit を行なう際の ON データとしてそれぞれの観測データを用い、シグナルサンプルは上述と同じシミュレーションデータを、バックグラウンドサンプルは全観測データの OFF 領域を用いてそれぞれの日の観測データに Fisher-fit を行なった。得られたイベント数と有意度を表 5.4 に示す。多くの日で有意な信号は無かったが、7月30日の観測からは有意な信号を得た。この結果をもとに観測日ごとのエネルギー 550 GeV での積分フラックスをプロットしたものが図 5.6 である。これから分かるように日スケールでの時間変動が有意にあることが分かった。

観測日	7/28	7/29	7/30	7/31	8/2
イベント数	50	5	121	20	36
有意度 [σ]	2.8	1.1	6.1	1.2	2.0

表 5.4: 観測日ごとのイベント数と有意度。7月30日に大きなエクセスがある。

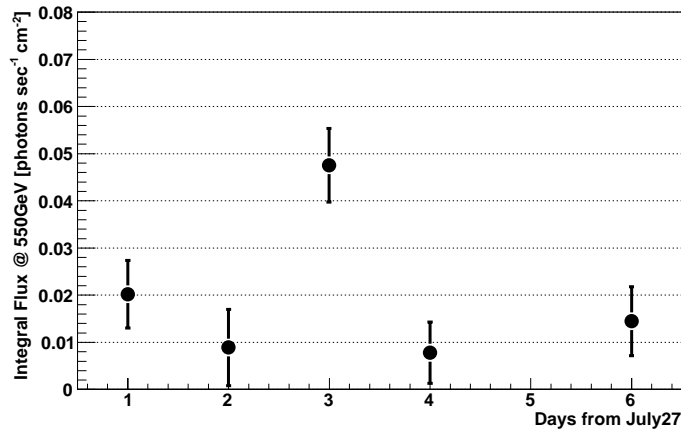


図 5.6: 観測日ごとの積分フラックスの変動。

5.4 望遠鏡 2 台による解析

2006年6月に T3 の駆動系のアジマスリミット機構の誤作動が報告されていた。これはアジマス 0 度、すなわち真東に望遠鏡が向いたときに望遠鏡が時計回り、反時計回りどちらで回って東を向いているのかを知らせるスイッチ周りにトラブルがあり、時計回りに回って向いているにもかかわらず、反時計回りに来たときと誤認識してさらにもう一度時計回りに回るようとするエラーがあった。このため駆動系の製造にあたった三菱より、望遠鏡が真東に向くのを避けるように要請されていた。そのため PKS2155-304 の観測では南中前 30 分までは、天体に望遠鏡を向けるには一旦真東にする必要があり、T3 による観測を行なえなかった。

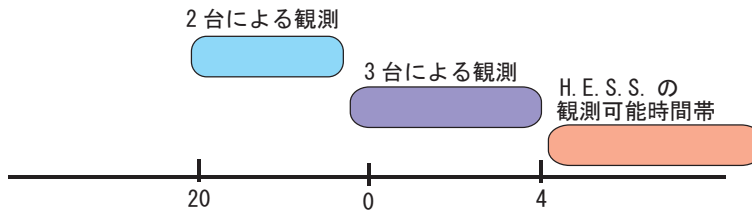


図 5.7: 観測のタイムチャートの例 (7/28)。まず 2 台による観測を行ない、南中を挟んで 3 台による観測を開始する。H.E.S.S. グループが観測可能になる時間はその後である。

広い時間に渡る時間変動を捕らえるにはこの 2 台のみの観測が行なわれた時間も解析することが必要である (図 5.7)。そこで私は 2 台によるステレオ解析を用いて解析を行なった。まず 3 台の観測のある時間帯について T2、T4 の 2 台の観測データの解析を行なった。この時間帯は 3 台による解析と同じシミュレーションデータを用いることが出来る。この時間帯の 2-fold による解析で得られた θ^2 分布を図 5.8 に示す。ガンマ線は 381 イベントであり有意度は 5.3σ であった。さらに 3-fold と同様に 1 日ごとについて解析を行い表 5.5 を得た。また、550GeV での積分フラックスを求めたものが図 5.9 である。

図 5.9 のように 3-fold と 2-fold の解析結果は非常によい一致を示し、2 台の解析についても 3 台の解析と一致することが確認できた。そこで次に 2 台だけの観測の行なわれた時間帯について解析を行なった。

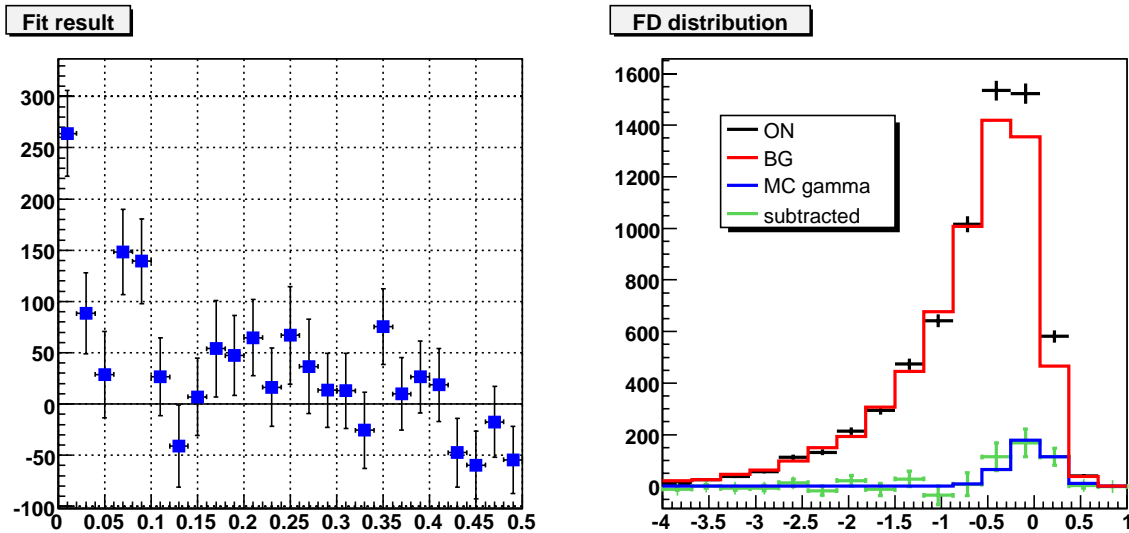


図 5.8: 望遠鏡 3 台による観測時間帯についての 2-fold による解析結果。

観測日	7/28	7/29	7/30	7/31	8/2
イベント数	98	5	221	11	53
有意度 [σ]	2.8	0.6	5.8	0.3	1.5

表 5.5: 観測日ごとのイベント数と有意度。

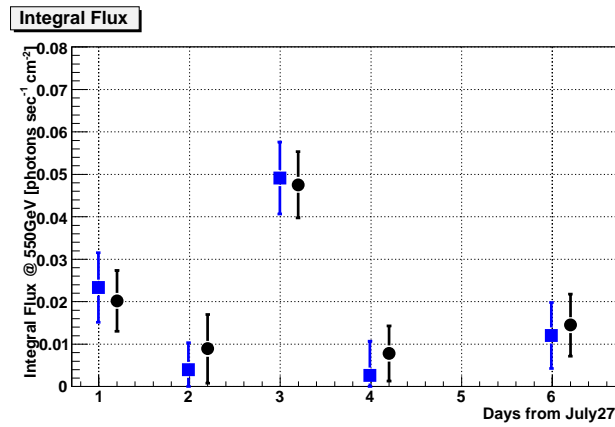


図 5.9: 観測日ごとの積分フラックス (青:2-fold)。3-fold の結果 (黒) とよく一致している。

2-fold のみの時間帯は天頂角分布、アジマス分布が 3-fold の時間と異なるため、新たにガンマ線のシミュレーションを作成した。図 5.10 に観測データとシミュレーションデータの天頂角分布を示した。

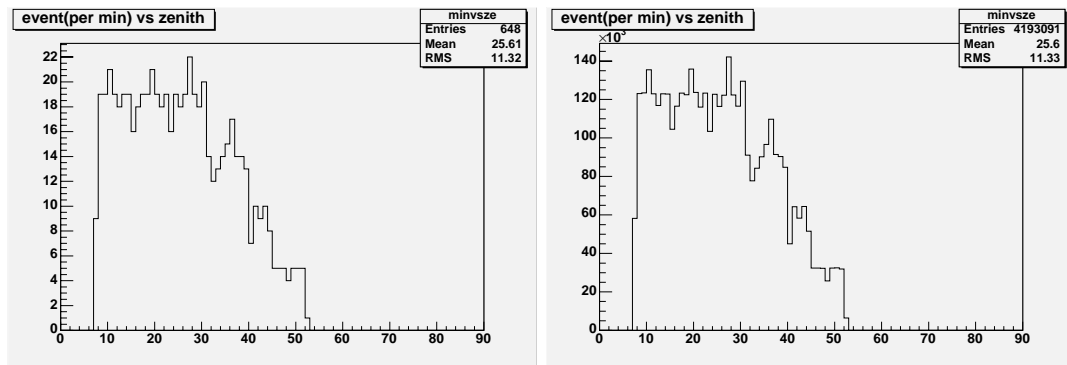
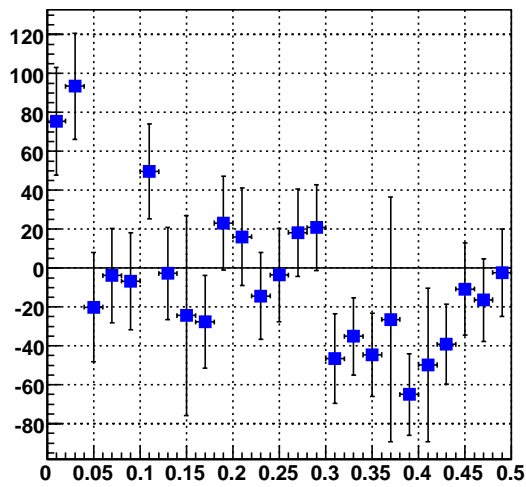


図 5.10: 天頂角分布

このシミュレーションデータを用い、これまでと同様の解析を行なった。得られた θ^2 分布が図 5.11 である。ガンマ線は 149 イベントで有意度は 3.1σ となり有意な放射は得られなかった。

これまでと同様に観測日ごとの時間変動を求めた。表 5.6 は観測日ごとのイベント数及び有意度である。7月28日の観測からは有意な放射が得られた。それ以外の観測日からは有意な放射は得られなかった。7月28日の観測のみについて θ^2 分布をプロットしたものが図 5.12 である。この結果を元に先程の時間帯と合わせてプロットしたものが図 5.13 である。二つの観測時間帯の間には約4時間のずれがあるのでそれを考慮してプロットしている。この結果から4時間程度の時間でもガンマ線の放射強度が激しく変動していることが分かる。この期間のフレアについて H.E.S.S. も暫定的であるが報告している。H.E.S.S. は 200 GeV 以上の積分フラックスの1日変化を報告しており、 $\times 3.3$ を仮定して CANGAROO の結果をプロットしたものが図 5.14 である。時差8時間をずらしてプロットしている。H.E.S.S. の報告した放射強度も CANGAROO と同様に激しく時間変動を行なっていることがわかる。

Fit result



FD distribution

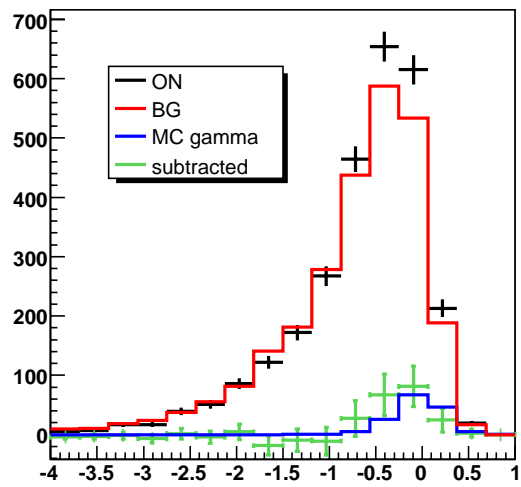
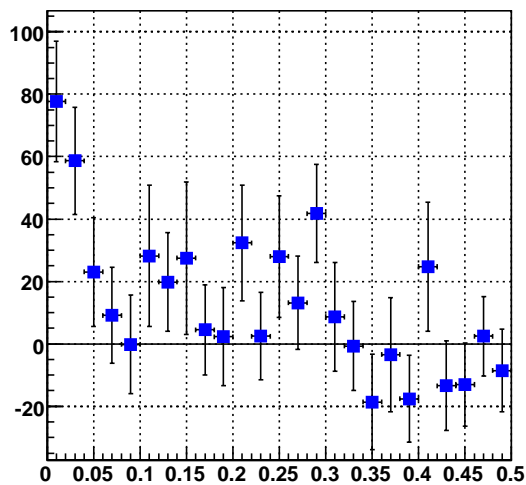


図 5.11: 望遠鏡 2 台のみの観測時間帯について 2-fold の解析で得られた θ^2 分布。

観測日	7/28	7/29	7/30	7/31
イベント数	159	3	11	4
有意度 [σ]	5.1	0.2	0.4	0.3

表 5.6: 観測日ごとのイベント数と有意度。

Fit result



FD distribution

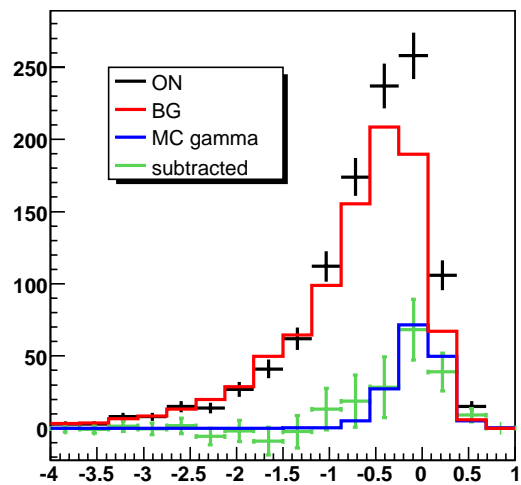


図 5.12: 7月 28 日の観測についての θ^2 分布。

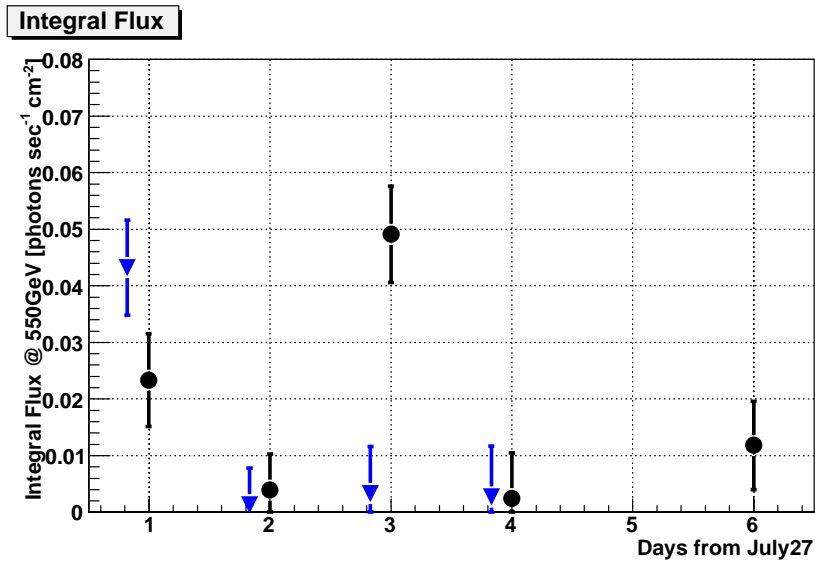


図 5.13: TeV ガンマ線放射の時間変動。

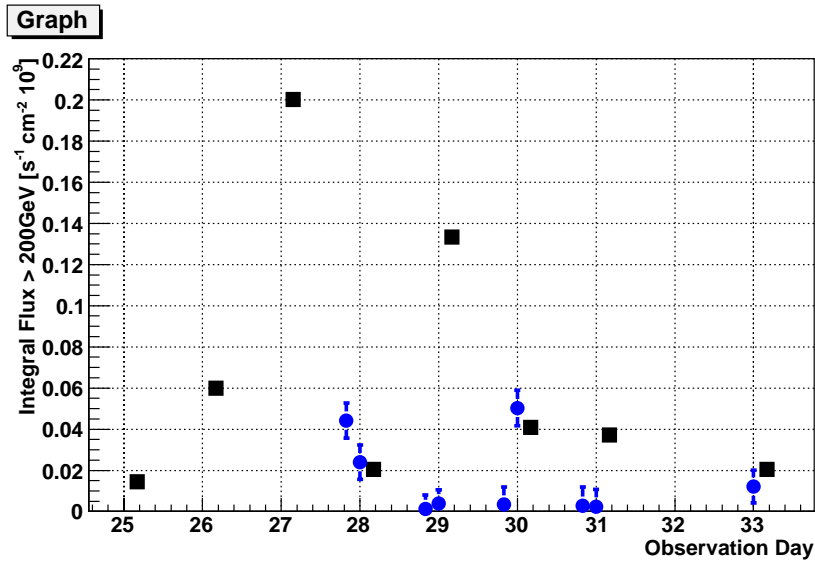


図 5.14: H.E.S.S. のフラックス (黒) と CANGAROO-III のフラックス (青) の日変動。

5.5 考察

3 台の観測の 3-fold による解析で得た微分フラックス

$$(1.50 \pm 0.34) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.47 \pm 0.83} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (5.2)$$

は、2003 年に H.E.S.S. が観測したときの値、

$$(2.73 \pm 0.17) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.37 \pm 0.07 \pm 0.10} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (5.3)$$

の約5倍の放射強度であり、この期間 PKS2155-304 は非常に激しい活動をしていることが分かった。フラックスの冪はエラーの範囲内で H.E.S.S. が2003年の観測で得た値と一致しており、冪の変化については有意な変動は見られなかった。また2-foldの解析から3台による観測時間、2台による観測時間双方で TeV ガンマ線放射の4時間ごとの時間変動を得ることに成功し、放射が最も強いときで1Crabを超える強度の TeV ガンマ線放射を検出した。現在、放射機構として有力な SSC(Synchrotron Self-Compton) を仮定すると、冪が変化せずに TeV ガンマ線の放射強度のみが上昇したことから、ガンマ線の放射の元となる高エネルギー電子のスペクトルの形は変化せず、エネルギー全体に渡って量が増加したと考えられる。しかし今回のフレアは TeV ガンマ線で最初に報告され、X線などでは大きなフレアは観測されていない。高エネルギー電子が一様に増加したならばシンクロトロン放射の強度も上がるはずであり、今回の結果はその点を説明することは出来ない。逆コンプトン散乱のターゲットとなる光子が、シンクロトロン放射ではなく、降着円盤から供給されその量が多くなったのならば逆コンプトン散乱の成分のみが増加する可能性もある、いずれにしても PKS2155-304 の放射機構を詳細に考察するためには、シンクロトロン放射側、すなわち電波、可視、X線などの情報が必要である。今回の TeV ガンマ線フレアでは X線衛星の RXTE が観測を行っており、暫定的に X線でのフレアは無かったと報告しているが、それ以降詳細な報告はしていない。従って今後は RXTE の詳細な報告出るのを待ち、データが公開になるまで報告が無ければ、データの解析を行ない放射機構の考察を行なう予定である。

第6章 まとめと今後

本研究では CANGAROO 望遠鏡のステレオ観測の解析手法をカニパルサー/星雲の 2005 年 12 月の観測データを用いて確立した。Fisher-fit という新たな解析手法により有意度 7.6σ でガンマ線信号を捕らえることに成功した。また得られたカニパルサー/星雲の微分フラックス、

$$(2.97 \pm 2.07) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.76 \pm 0.42} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (6.1)$$

は HEGRA グループが報告したフラックスと一致した。ガンマ線放射強度マップも描き、ガンマ線到来方向がカニパルサー/星雲の位置に点源状に存在することを確認した。確立した解析手法はカニパルサー/星雲に限らず、wobble モードでステレオ観測されたデータに関しては一般的に用いることのできる手法であり、これまで、あるいはこれから観測されたデータに関しては比較的速やかに解析結果が出せるようになった。

またこれまで高エネルギー側のアクセプタンスを落とし、エネルギーのダイナミックレンジを狭くする原因となっていたエッジカットを改良し、実際にカニパルサー/星雲、RX J0852.0-4677 の解析に導入しエネルギーのダイナミックレンジを高エネルギー側で広くすることに成功した。

これらの解析手法を用い 2006 年 7 月の活動銀河核 PKS2155-304 の観測データの解析を行ない、この期間に TeV ガンマ線フレアが起こったことを明らかにした。微分フラックスは

$$(1.50 \pm 0.34) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.47 \pm 0.83} \text{ photons cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (6.2)$$

であった。またこの天体の解析では 4 時間でファクター 5 の TeV ガンマ線の放射の有意な時間変動を捕らえることに成功した。H.E.S.S. もこの期間の PKS2155-304 のフラックスを暫定的ではあるが報告しており 1 日ごとの放射強度に激しい時間変動があることを明らかにしている。今回の CANGAROO の結果も激しい時間変動を捕らえており H.E.S.S. と一致した結果を得た。これは CANGAROO 望遠鏡で初めて捕らえた有意な時間変動でもある。H.E.S.S. グループや MAGIC グループは既に時間変動を行なう TeV ガンマ線放射天体を観測しており、CANGAROO で時間変動を捕らえたことは世界的な TeV ガンマ線時間変動観測のネットワークが成立したことを意味する。

今後、PKS2155-304 のガンマ線放射機構の詳細な議論をするためには、TeV ガンマ線の観測のほかに低エネルギー側のシンクロトロン放射による放射の観測データが必要である。今回の TeV ガンマ線フレアの期間 X 線衛星 RXTE は観測を行なっているが報告はまだなされていない。今後は多波長の結果をもとに放射機構の解明を進めていく予定である。

付録 A AMC の性能評価

現在の CANGAROO 望遠鏡では PMT からの信号の読み出しに電荷積分型 ADC を用いている。この電荷積分型 ADC を波形情報の記録できるものへの変更を目指して、AMC(Analogue Memory Cell) の性能評価試験を行なった。

大気チェレンコフ望遠鏡のバックグラウンドの一つが夜光である。夜光は夜空の全領域に渡って光る DC 的な成分であり、データの中に入る量は信号の記録時間にほぼ比例する。夜光量は経験的に Jelly の式 [42] と呼ばれる式で求められ、単位波長当たり、

$$\frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} = 2.125 \times 10^{-6} [\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} \text{nm}^{-1}] \quad (\text{A.1})$$

で与えられる。これに CANGAROO の以下の表 A.1 のパラメータを用いることで各 PMT に入る夜光量を求められる。

有効波長域 ($\lambda_1 - \lambda_2$)	350 nm – 650 nm
主鏡面積 S_m	$5.74 \times 10^5 \text{cm}^2$
PMT1 本の視野 Ω_θ	$0.168 \times 0.168 \text{ degree}^2$
量子効率 ϵ_q	0.25
鏡の反射率 ϵ_r	0.8
ライトガイドの効率 ϵ_l	0.51

表 A.1: 夜光量の見積もりに用いたパラメータ

現在 CANGAROO で使用している電荷積分型 ADC の積分時間は 100 nsec である。この 100 nsec に入る夜光量は以上から、

$$\frac{dN}{dt} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} \left(\frac{hc}{\lambda}\right)^{-1} d\lambda \cdot S_m \Omega_\theta \epsilon_q \epsilon_r \epsilon_l \quad (\text{A.2})$$

$$= 1.94 [\text{p.e. pixel}^{-1}] \quad (\text{A.3})$$

と求められる。従って 1 本の PMT に夜光がポアソン分布の揺らぎをもって 1.94 ± 1.39 p.e. 入ることになる。これは暗い領域についての評価であり、銀河面などの明るい領域ではより多くの光量が入る。

CANGAROO で用いている積分時間幅 100 nsec は、電荷積分のためのゲート信号内に信号を収めるための信号の遅延回路素子による波形の歪みを考慮してチェレンコフ光の到来時間 ~ 10 nsec に比べて広く取った結果である。従って電荷積分幅は ~ 10 nsec 程度にまで理想的には短くすることができ、短く出来れば夜光を大幅に除去できる。

A.1 望遠鏡の性能向上評価

波形記録の目的は夜光除去による望遠鏡の性能向上である。2005年の8、9月にCANGAROO望遠鏡で波形記録の出来るFADC(Flash ADC)を用いた試験を行なった。詳細は昨年度の東修士論文[16]を参照されたい。夜光量は電荷の積分時間にほぼ比例し、電荷積分型ADCから単純に波形記録可能な回路に変更するだけで夜光を現状の半分以下に減らせることが分かった。この夜光量の改善に伴いどの程度現在の望遠鏡の性能が向上するのかを、角度分解能、S/N比の2点で評価を行なった。

超新星残骸など多くのガンマ線候補天体のある銀河面は非常に明るく、夜光量は典型的に ~ 10 p.e.である。FADC試験の結果より波形記録により最低でも現在の半分以下に夜光を減らせることが分かっている。また回路を小型化しカメラ直後に配置すれば現在使用している28mの信号伝送ケーブルが不要となり、減衰防止に信号の時定数を長くする必要がなくなり電荷の積分時間はさらに短く出来る。またキャリブレーション用のLEDをレーザー光を使った短い(\sim 数nsec)パルスに変更すればピーク情報のみで解析が行え夜光をほぼ全て除去できる。そこでこの節では現在の夜光の値として10 p.e.を、最低限改良が見込まれる夜光量として半分の5 p.e.、さらに最終的な目標として1 p.e.という3つの夜光量についてシミュレーションを行なった。また天頂角はCANGAROOで観測される天頂角分布の平均的な値である16度、ガンマ線のエネルギーは200 GeVから10 TeVまでを ~ 2.5 で、陽子のエネルギーはを用いた。解析手法はカニパルサー/星雲やPKS2155-304の解析で用いたものと同じである。それぞれの夜光量でのガンマ線シミュレーションの到来方向の再現性を図A.1に示す。68%のイベントが入る角度を角度分解能と定義すると、夜光10 p.e.、5 p.e.、1 p.e.の場合の角度分解能はそれぞれ0.52度、0.30度、0.22度である。従って夜光を除去した場合5 p.e.で約1.7倍、1 p.e.で約2.4倍、角度分解能が向上する。次に陽子とガンマ線の分離について調べた。角度分解能の角度内に入るガンマ線と陽子の S/\sqrt{N} 比が最大となるF値(-0.10)でカットを掛けて残った $N_{\text{gamma}}/\sqrt{N_{\text{proton}}}$ を求めた。夜光10 p.e.、5 p.e.、1 p.e.の場合でそれぞれ770、1280、1620であった。これから夜光が5 p.e.の場合は約1.7倍、1 p.e.の場合は約2.1倍 S/\sqrt{N} 比が向上するという結果を得た。

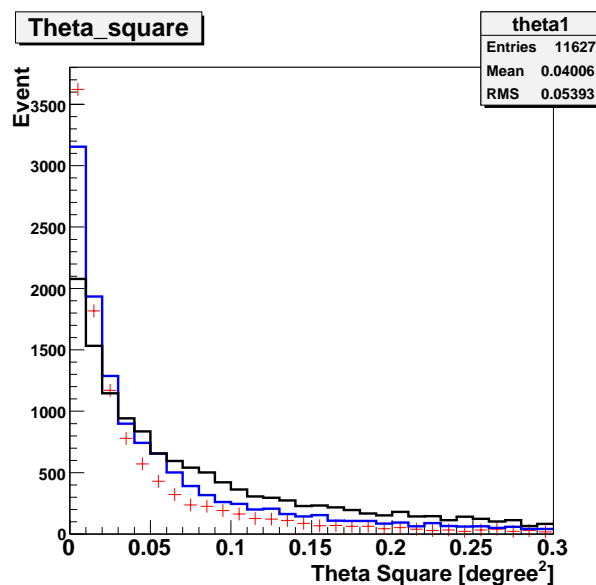


図 A.1: 夜光を変えたときのシミュレーションガンマ線の θ^2 分布。黒:10 p.e.、青:5 p.e.、赤:1 p.e.の場合。

A.2 Analogue Memory Cell

波形記録回路によって望遠鏡の性能が向上することが前節で分かった。そこで実際に導入を目指し、AMC(Analogue Memory Cell)の性能評価試験を行なっている。AMCはKEKが開発している波形読み出し回路であり、ASIC(Application Specific Integrated Circuit)を用い、多数のキャパシターとバイポーラトランジスタを用いたスイッチからなる集積回路である。このキャパシターを高速でスイッチングすることで波形情報を各キャパシターの電荷情報へと変換し、その後読み出しを行なう(図A.2)。一つのキャパシターからなる構成要素を”cell”と呼ぶ。図A.3にAMCからの出力信号の例を示す。キャパシターからの出力は外部から与えたクロック信号に同期して、cellごとに出力される。

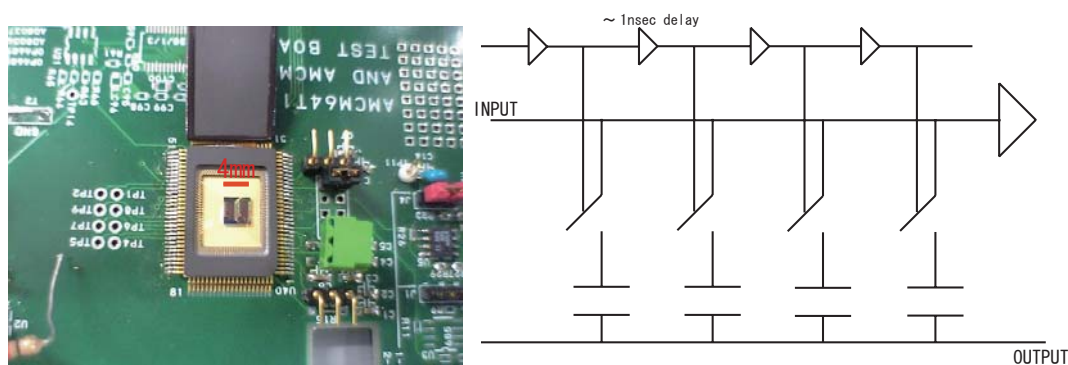


図 A.2: (左)AMC チップ。(右)AMC の概念図。はじめ全てのスイッチは閉じている。スイッチ回路に信号が入力されるとスイッチが切れ、この時点での回路への入力信号電圧が電荷情報としてキャパシターに保存される。スイッチ信号を cell 間にある 1 nsec delay 素子により cell ごとに 1 nsec 遅らせることで、1 nsec 刻みの入力電圧情報をキャパシターに保存できる。

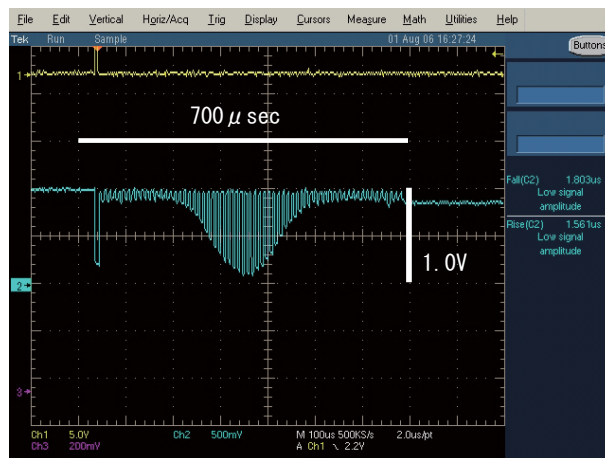


図 A.3: AMC からの出力信号の例。cell ごとからの出力信号が分かれて出力される。

まず入力電圧に対する AMC からの出力電圧の線形性を測定した。読み出し回路部分の異なる 2 種類の AMC を作成し、評価を行なった。キャパシターの数 (cell の数) は 64 個であり、約 64 nsec の時間の波形を記録できる。図 A.4 に読み出し回路部分の概略図を示す。offset 電圧を AMC に入力し、出力信号を cell ごとにオシロスコープを用いて 64 サンプルについて平均したものを測定した。図 A.5 は Type1 の AMC で mode2 で一定の Offset 電圧を与えたときの AMC からの出力信号

である。図 A.6 に TypeI、図 A.7 に結果を示した。TypeI では線形性の保たれている範囲は約 3.2 V であった。TypeII では約 3.4 V であった。また TypeI と TypeII で比較した場合、線形性のばらつきは TypeII のほうがよかった。

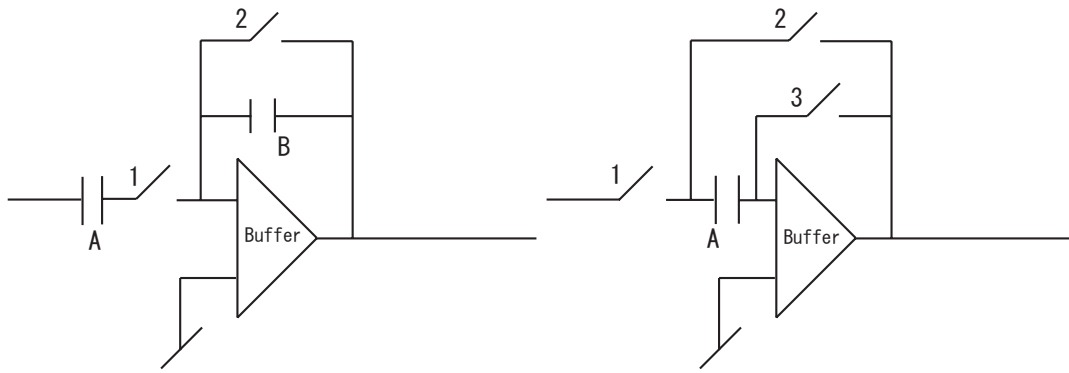


図 A.4: TypeI(右) と TypeII(左)。A はキャパシターアレイ中のキャパシター。TypeI ではスイッチ 1 を閉じて電荷をキャパシター B に移してから信号を読み出し、スイッチ 2 を入れて電荷をリセットする。TypeII ではスイッチ 2 を入れることで TypeI のキャパシター B に電荷を移したときと同じ状態になる。信号を読み出した後スイッチ 3 を入れて電荷をリセットする。スイッチを複数用いるので回路は TypeII のほうが複雑になるが、電荷読み出しという点ではキャパシターに電荷を一回移す手順が要らず単純である。また電荷転送による電荷の損失が無く、出力の揺らぎが小さい。

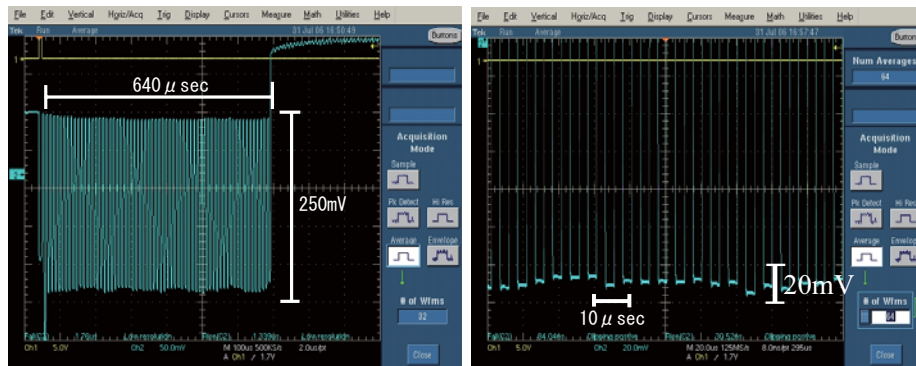


図 A.5: 一定の入力電圧を与えたときの出力電圧。右は部分を拡大したもの。cell ごとの出力は分かれて出る。

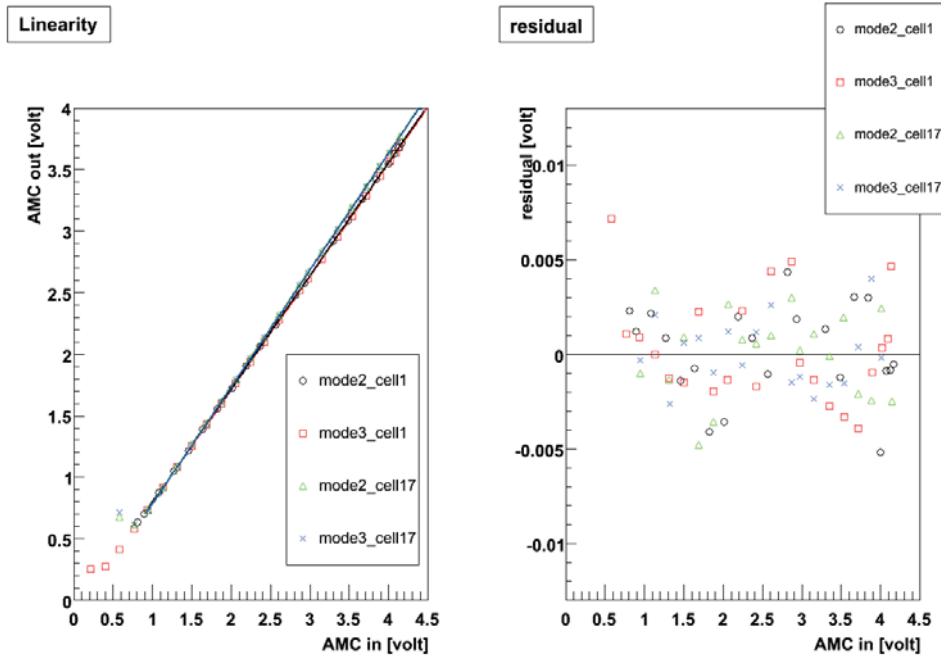


図 A.6: TypeI AMC の線形性。右は直線 fit からの各点のずれ。

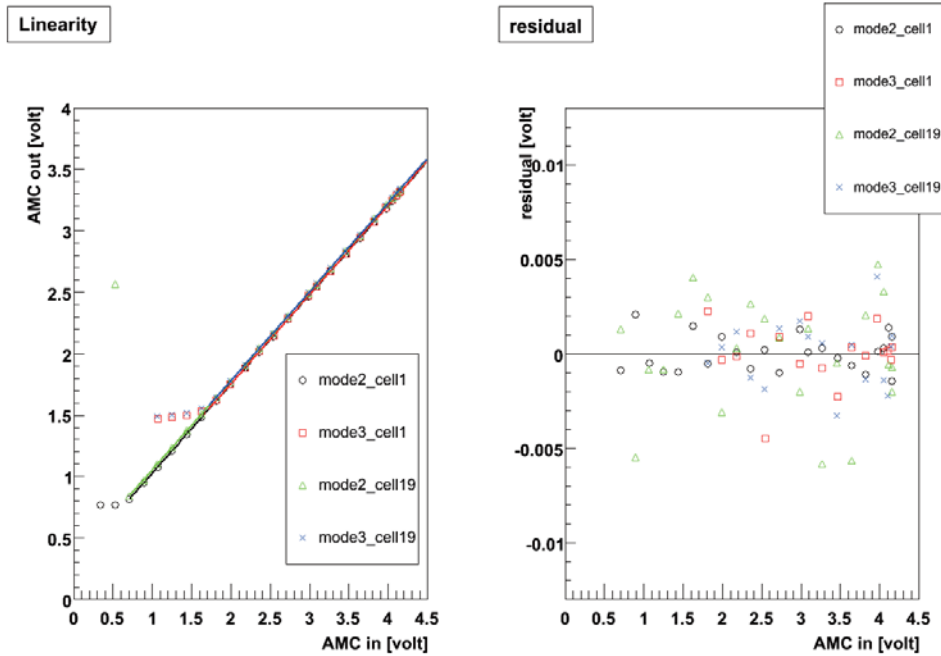


図 A.7: TypeII AMC の線形性。

64 cell の AMC ではチェレンコフ光の到達時間のばらつきを考慮すると 64 nsec の記録時間では十分とは言えない。そこで 512 cell の AMC を製作した。このチップの性能を 64 cell のものと同様に評価した。512 cell の AMC は TypeI のみが完成しており、TypeII のものは完成しておら

ず間に合わなかった。将来的には TypeII を使用する予定である。512cell の AMC では全ての cell についてオシロスコープで測定することは困難であり、cell は 5 番目、17 番目、25 番目のものを測定した。図 A.8 に測定結果を示した。ダイナミックレンジは約 2.0 V でばらつきはおよそ 5 mV の範囲に収まっている。このダイナミックレンジは図 A.8 から分かるように AMC への入力電圧を上げ切れていない測定で得られたもので、実際の AMC のダイナミックレンジはもう少し大きいことが予想される。この入力電圧の制限は AMC への入力前に設けているオペアンプの特性で、次にこれを交換してダイナミックレンジの測定を再び行った。

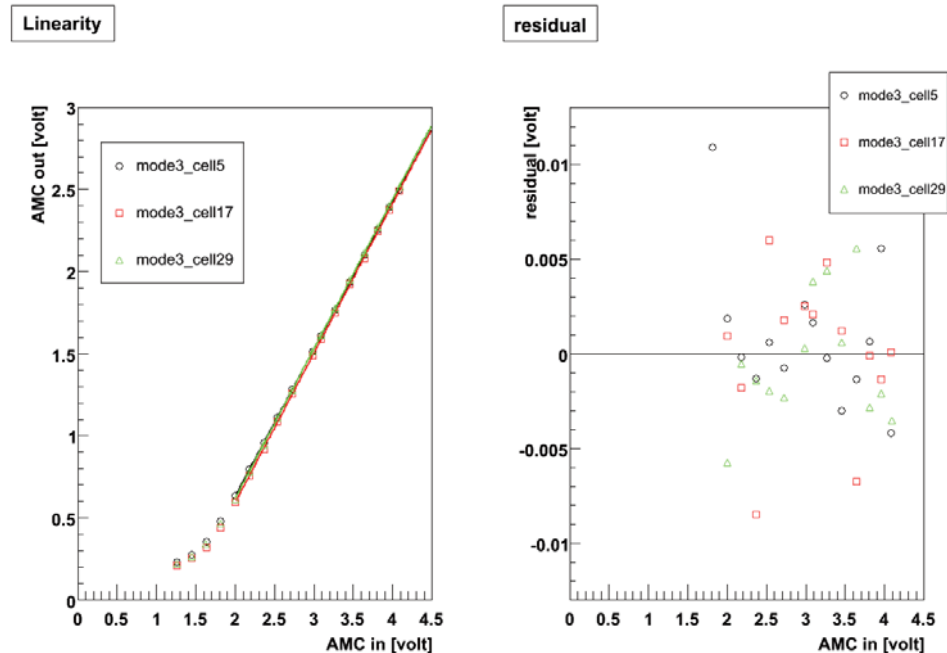


図 A.8: 512cell AMC の線形性。

また読み出し速度の評価も行なった。この試験では読み出し速度を与えるクロック信号の周波数を変化させて線形性が崩れない最大速度をテストした。用いたのは 64 cell TypeII と 512 cell TypeI の AMC である。512 cell では 100 kHz、250 kHz、500 kHz の読み出し周波数で試験を行なった。得られた結果を図 A.2 に示す。500 kHz まで周波数をあげると線形性に変化が見られた。これは 1 つの cell から電荷を読み出しきる前に次の cell へと読み出しが移るので、入力電圧に対して正しい出力電圧を出さないためである。従って 512 cell の読み出し速度の限界は約 250 kHz 程度であり、全ての cell からの電荷を読み出すためには約 2 msec かかる。これはランダムに数十 Hz のトリガーのかかる我々の望遠鏡では Dead Time が非常に大きくなるため用いることが出来ない。次に 64 cell、TypeII の結果を図 A.10 に示した。テストしたクロック周波数は 500 kHz、1.5 MHz、2 MHz、3 MHz である。これから TypeII のチップでは線形性が変化するのは 3 MHz からで、用いることの出来る読み出し速度は約 2 MHz である。将来的に 512 cell の TypeII のチップを用いるとして、2 MHz で全ての電荷を読み出すのにかかる時間は 500 μ sec であり望遠鏡への導入が実現可能である。またキャパシタの電荷容量を小さくすることで読み出しの時定数を小さくするなど、より高速な読み出し方法も検討中である。

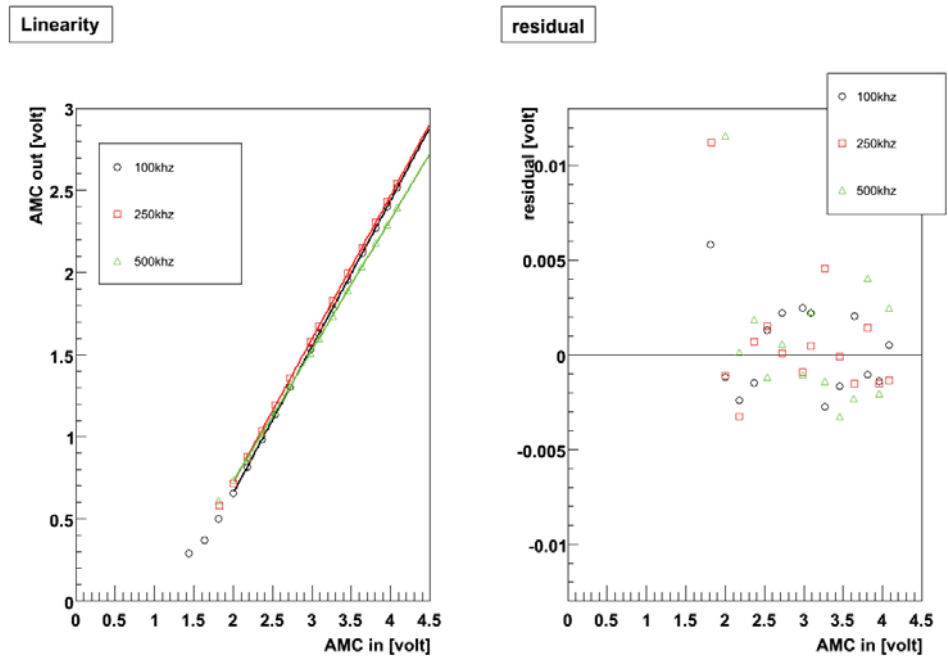


図 A.9: 読み出し速度を変えたときの、入力電圧に対する出力電圧の線形性。512 cell TypeI の AMC。

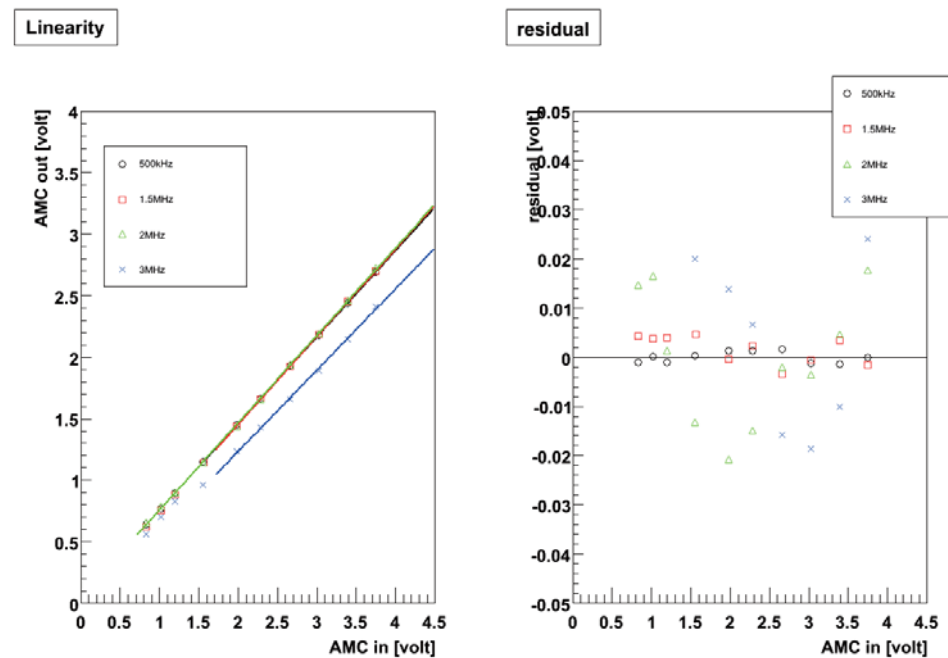


図 A.10: 読み出し速度を変えたときの、入力電圧に対する出力電圧の線形性。64 cell TypeII の AMC。

512 cell の AMC では全セルについて性能の評価をオシロスコープで行なうのは困難である。そこで図 A.11 のようなデータ収集システムを使用した。また入力前のオペアンプで入力電圧の範囲

が狭くなっていたのをオペアンプの交換により広くした。図 A.11 中の CAEN 社製 VME モジュール V550 は ADC であり入力された電圧値を外部から入力したクロック信号のタイミングで読み取り FIFO に詰める。分解能は 10 bit である。また同じく CAEN 社製の VME モジュール V551B は V550 用の sequencer で、外部からのトリガーに対して様々なタイミング、周波数でクロック信号を出力できる。ここでは外部トリガーのタイミングで AMC に読み出し用のクロック信号を出力し、AMC からの cell ごとの出力と V550 の読み出しのタイミングが合うように調整したクロックを V550 に出力する。これにより V550 は cell ごとの出力の電圧値を記録できる。このシステムで得られたデータをプロットした例が図 A.15 である。一つの点は AMC の一つの cell からの出力電圧に対応する。

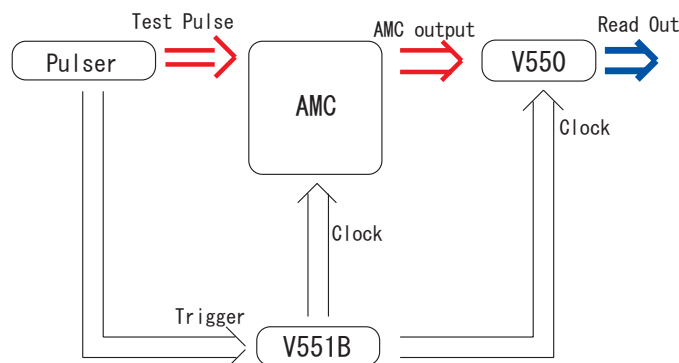


図 A.11: 512 cell AMC 読み出し用システムの概略図。

入力電圧を変化させ全 cell の入力電圧に対する線形性を測定した。一つの cell についてプロットしたものが図 A.13 である。ダイナミックレンジは約 3.4 V であり、入力段のオペアンプの交換により大幅に改善した。また全 cell について入力電圧と出力電圧の関係をプロットしたものが図 A.14 である。この測定により全 cell の出力信号に対する入力電圧の関係が分かったので、出力電圧を入力電圧に焼きなおすことが出来る。入力の Offset 信号に対し出力信号から入力信号を求めたものが図 A.12 である。これを使い光電子増倍管からの波形を取得したものが図 A.16 である。

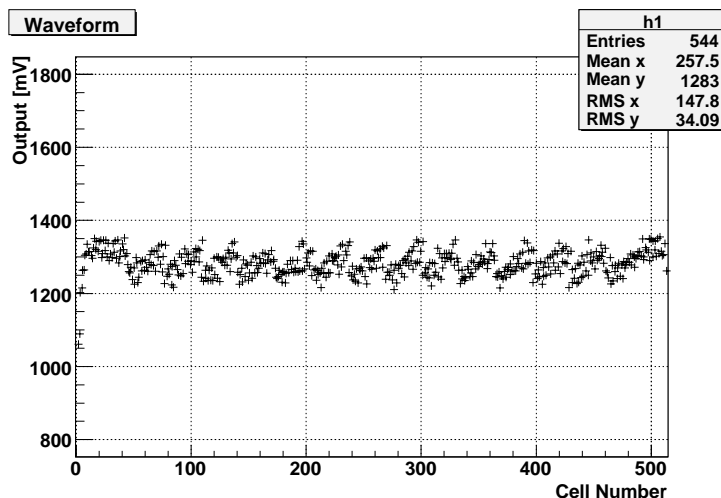
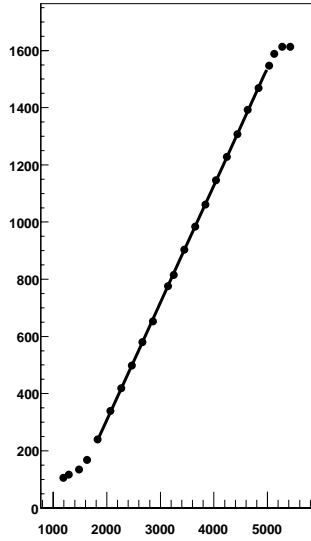


図 A.12: あらたな読み出しシステムで得られた AMC からの出力。一つの点の一つの cell からの出力に対応する。

Graph



Graph

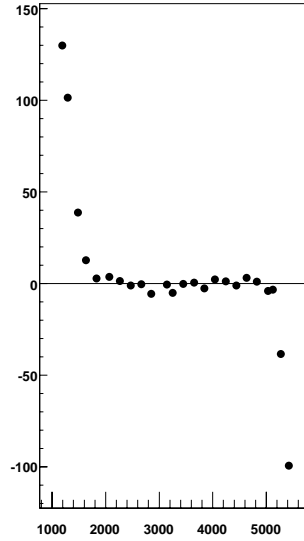


図 A.13: 444 番目の cell の入力電圧と出力電圧の関係。オシロスコープでの測定と異なり、一回の測定で全 cell の出力電圧を測定できる。

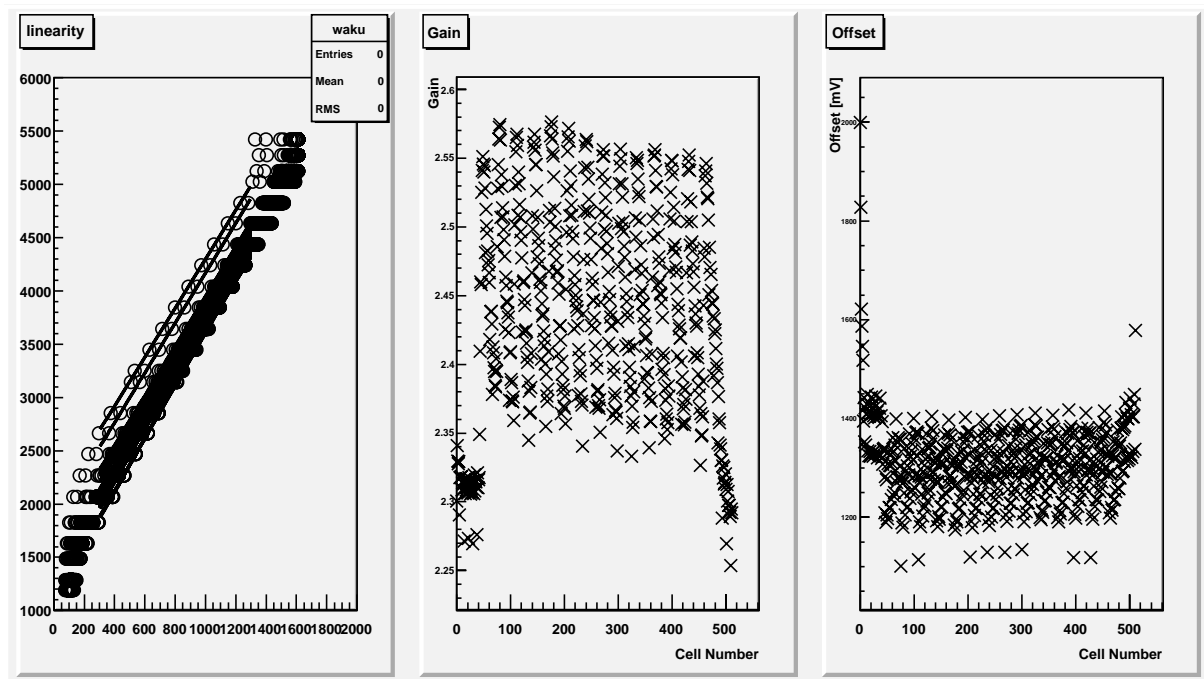


図 A.14: 全セルの入力電圧に対する出力電圧の関係 (左)。直線フィットしたときの傾き (中)、切片 (右)。

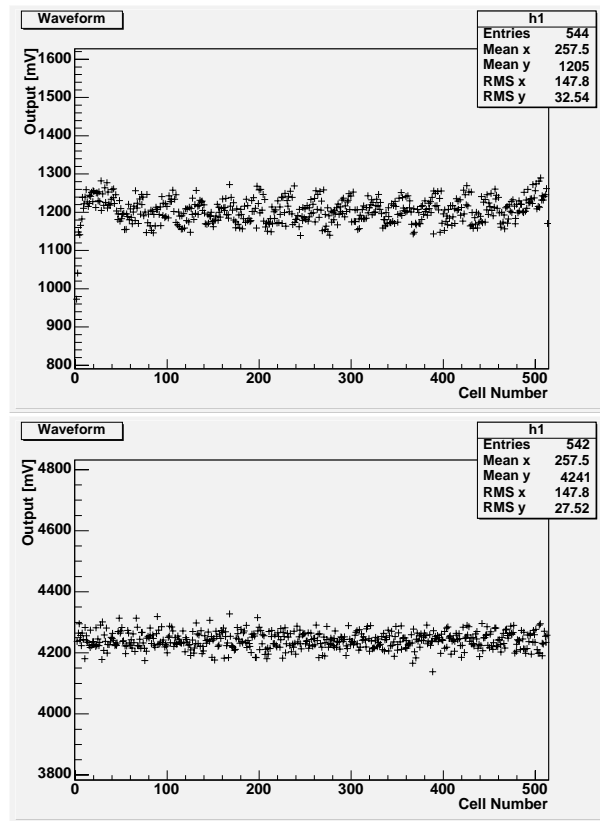


図 A.15: 補正前の出力信号 (上) と、補正後の信号 (下)。補正前に見えていた構造が無くなり、ばらつきも小さくなる。

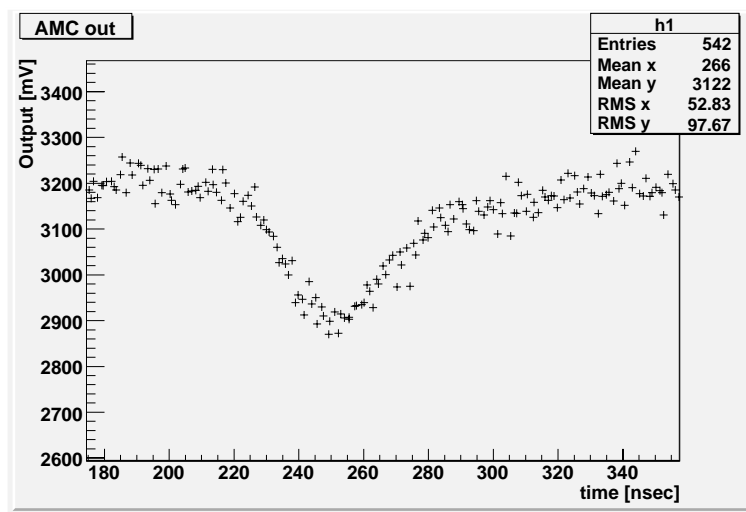


図 A.16: 光電子増倍管からの波形。

また一定の入力電圧に対して複数回出力電圧の測定を行い、出力電圧の揺らぎを測定した (図 A.17)。揺らぎは典型的に 27 mV 程度あり線形性の確保されているのが 3.5 V の範囲であるのでダイナミックレンジは約 7 bit であった。

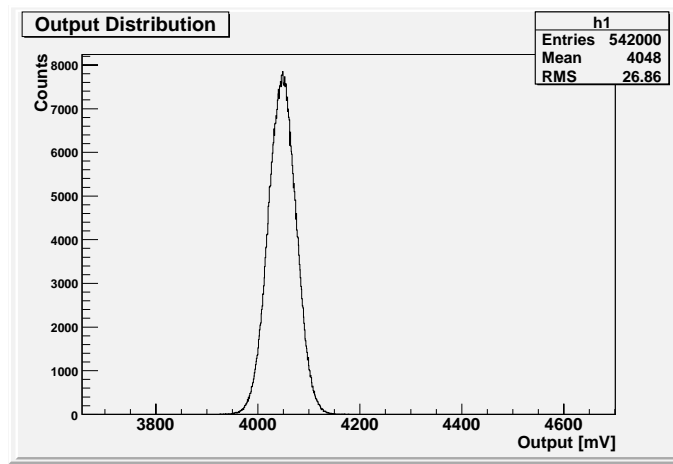


図 A.17: 一定の入力電圧に対する AMC からの出力電圧の揺らぎ。

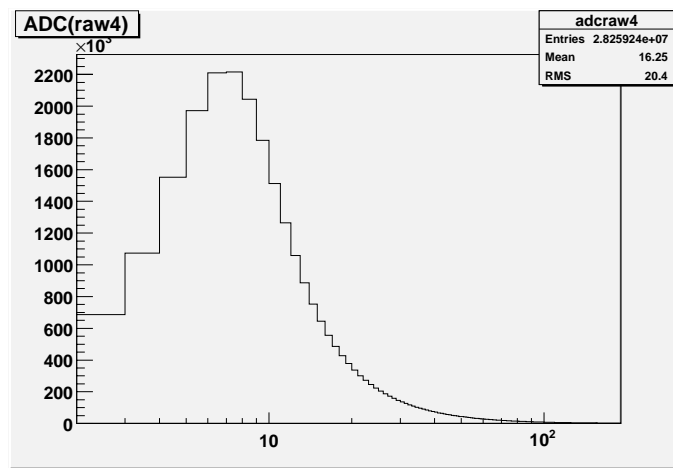


図 A.18: 実際の観測データの 1PMT に入る光量分布 (T4)。

A.3 まとめと今後の課題

AMC を用いてデジタルで波形を取得することが出来た。さらに PMT の信号をデジタルで記録するところまでは達成できたので実際の望遠鏡に試験的に AMC を導入することは現時点で可能になった。しかし現在のシステムでは 1 チャンネルの信号を処理するために VME モジュール 3 台、NIM モジュール 6 台と大掛かりになっており、望遠鏡全チャンネルへの導入は不可能である。この解決として FADC もボード上に実装し、読み出しはデジタルデータのための回路を製作予定である。

また現在使用しているシステムはトリガーの後に信号を AMC に入力する必要性があり現在波形をゆがませている原因の一つである遅延回路が依然必要である。この読み出しをトリガーからさかのぼって波形を読み出すコモンストップ方式に ASIC のレイアウトを変更して対応する予定である。

図 A.18 に実際の PKS2155-304 の観測データの 1PMT に入る光量の分布を示した。1-200 p.e. 程度の範囲で分布していることが分かる。従って 1 p.e. を分解でき、かつ 200 p.e. 以上まで観測できるダイナミックレンジは約 8-9 bit である。現在の望遠鏡ではエネルギーの決定精度上 1 p.e.

の分解能は必要なく 2 p.e. 程度が分解できれば十分である。この時必要なダイナミックレンジは 7-8 bit 程度となり、512 cell タイプのものでダイナミックレンジが 7 bit とチェレンコフ望遠鏡で使用するには性能が若干足りない程度で、これを現在製作中の TypeII に変更することで十分なダイナミックレンジが確保できる。また AMC は小型で多チャンネル化が容易なので PMT からの信号を高ゲインと低ゲインの二つの AMC 回路に分けて入力することで必要なダイナミックレンジを確保することが可能である。

謝辞

まずは研究の場を与えていただき、多岐にわたるご指導をいただきました谷森達教授に感謝いたします。また窪秀利助手には研究上のあらゆる場面で丁寧にご指導をいただき本当にお世話になりました。ありがとうございます。東海大学の西嶋恭司教授、宇宙線研究所の榎本良治助教授には解析を進める上で多くのご助言をいただきましたことを感謝いたします。

京大 CANGAROO の西田大輔さんには DAQ の基礎や解析プログラムの基礎について、丁寧な指導をいただけたことを感謝いたします。渡部至緒さんには解析上の細かい疑問にまで答えていただき感謝いたします。中森健史さんには厳しい中にも人情味あふれる指導をしていただきました。本当にありがとうございます。西日本の学生リーダーとして頼りにしていました。来年はこちらがサポートします。文章・解析以外で、東悠介さんには質問に行くといつも真剣なアドバイスをいただきました。いつもお世話になりっぱなしでした。心から感謝いたします。中野晋太郎君、癒しをありがとう。土屋兼一さん、株木重人さんのお二人には CANGAROO の重鎮として貴重な意見や、お話を聞かせていただけたことを感謝いたします。宇宙線 MeV ガンマ線組の皆さんにはハチャメチャな仕事ぶりを見せ付けられて刺激を受けていました。来年も引越しに負けずに引き続きよろしくお願いします。同期の上野一樹君、内山秀樹君、小澤碧さんには学部のお互い励ましつつ、刺激しあいつつお世話になりました。3人のはじける個性に隠れがちな私ですが博士課程の3年間もよろしくお願いします。また小山勝二教授、鶴剛助教授、松本浩典助手をはじめとする宇宙線 X 線グループの皆様には TeV ガンマ線の解析ばかりでは忘れがちな、解析の背景となる物理の重要性を常に意識させてもらいましたことを感謝いたします。田澤雄二助手には宇宙線実験や宇宙線研究室にまつわる秘話などを聞かせていただき、楽しませていただきました。ありがとうございます。223 号室住人の身内さん、株木さん、服部さん、中森さん、上野君、内山君、瀧川君、兵藤さんの皆様にはしょっちゅう息抜きに部屋にお邪魔していたことをお詫びします。東海大学の坂本由起子さんには同じ天体を解析する上で様々な有益なご指摘をいただきました。非常に感謝いたします。また宇宙線研究所の森正樹教授、吉越貴紀助教授、大石理子助手をはじめとする皆様にはウーメラでの作業から普段の解析にまでたくさんの助言をいただきましたことを感謝いたします。また普段の大学院生活をサポートしてくれる皆様に感謝いたします。最後に、この研究生生活を理解してくれ、いつも私を支えてくれる両親に深く感謝します。

関連図書

- [1] Hartman, R.C. et al., *Astrophys.J.S.*, 123:79-202(1999)
- [2] Koyama,K.,et al *Nature* ,378,255 (1995)
- [3] Gaisser,t.k., et al Cambridge University Press(1990)
- [4] Gaisser,t.k., et al *Astrophys.J.*,492,219(1998)
- [5] <http://skinakas.physics.uoc.gr/>
- [6] Chandra web site
- [7] Koyama, K. et al., *Nature*. (1995)
- [8] Longair,M.S., *High energy astrophysics*. (1992)
- [9] Harding, A.K., astro-ph/00112268 (2000)
- [10] Thompson, D.J., astro-ph/0101039 (2001)
- [11] Ohishi, M., Doctor Thesis, Tokyo Univ. (2005)
- [12] Ohishi, M., Master Thesis, Tokyo Univ. (2002)
- [13] Yamaoka, T., Master Thesis, Konan Univ. (2004)
- [14] Aharonian, F.A. et al., *Astron. Astrophys.* 442:895-907 (2005)
- [15] Watanabe, S., Doctor Thesis, Kyoto Univ. (2007)
- [16] Higashi, Y., Master Thesis, Kyoto Univ. (2006)
- [17] Nakamori, T., Master Thesis, Kyoto Univ. (2005)
- [18] Nishida, D., Master Thesis, Kyoto Univ. (2003)
- [19] Longair, M.S., *High energy astrophysics* (1992)
- [20] Aharonian, F.A., *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation* (2004)
- [21] Abe, K. et al., *Phys. Rev. Lett.* 87,101801. (2001)
- [22] Fisher, R.A., *Annal. of Eugenics* 7,179–188. (1936)
- [23] Takahashi, T., et al., *Astrophys.J.*, 470:L89-L92. (1996)
- [24] Kataoka, J., et al., *Astrophys.J.*, 528:243-253. (2000)
- [25] Aharonian, F.A. et al., *Astron. Astrophys.* 430:865-875 (2005)

- [26] Chadwick, P. M., et al., *Astropart. Phys.* 11:145-148 (1999)
- [27] Chadwick, P. M., et al., *Proc. of the 26th ICRC* (1999)
- [28] Roberts, M. D., et al., *Astron. Astrophys.* 343, 691 (1999)
- [29] Nishijima, K., et al., *Proc. of the 28th ICRC* 2626 (2001)
- [30] Kubo, H., et al., *New Astron. Rev.* 48, 331 (2004)
- [31] Asahara, A., Master Thesis, Tokyo Institute of Technology (2001)
- [32] Enomoto, R., et al., *Astrophys.J.*, 652, 1268-1276 (2006)
- [33] Enomoto, R., et al., *Astrophys.J.*, 638, 397-408 (2006)
- [34] Kabuki, S., Doctor Thesis, Tokyo Univ. (2005)
- [35] Aharonian, F. A., *Astron. Astrophys.* 614,897 (2004)
- [36] Hillas, A. M., 19th ICRC., vollume3 (1985)
- [37] 小田稔, 宇宙線 (裳華房) (1972)
- [38] 高原文郎, 天体高エネルギー現象 (岩波書店) (2002)
- [39] Watabe, A., Master Thesis, Yamagata Univ. (2002)
- [40] Asahara, A., Ph,D Thesis, Kyoto Univ. (2004)
- [41] Katagiri, H., Master Thesis, Tokyo Univ. (2004)
- [42] Jelly, J.V., *Cherenkov radiation and its application* (1958)