



CANGAROO-III 望遠鏡による 銀河中心からの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 中野 晋太郎

2008年1月31日

概要

我々の銀河の中心領域 数百 pc は超大質量ブラックホール (SMBH) の存在、巨大質量星の生成や巨大質量星が作る星生成領域など、また巨大分子雲とそれら種々の天体との相互作用などの可能性から物理的・天文学的に非常に特異な領域であり、高エネルギー天文学において話題の多い領域である。現在までに電波から X 線、ガンマ線までの広い領域に渡り観測が行われてきており、それらから得られる様々な情報により、その構造の解明が進んでいる。TeV(10^{12} eV) ガンマ線の観測により、その領域に関して新たな情報を付け加えることは、構造を知る上で非常に重要である。

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日豪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、到来方向を一意に決定し、高いエネルギー分解能 (天頂方向 1 TeV で $\sim 20\%$) と角度分解能 (天頂方向で 0.18 度) 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。

銀河中心を CANGAROO-III 望遠鏡で 2005 年 5 月 31 日から 8 月 12 日まで約 56 時間観測した。しかし、この時期は、望遠鏡の鏡の汚れによる反射率の悪い時期に相当する。特に 3 台の望遠鏡の中で、建設時期の早かった 1 台の望遠鏡の反射率が、ミューオン事象を用いた解析では測定不可能なほどに低下していた。そのため、反射率の低下の度合いが小さく、性能面で正常であった 2 台の望遠鏡で解析を行う必要があった。私は 2 台の望遠鏡による信頼性の高い解析手法を確立するため、TeV ガンマ線での標準光源であるカニパルサー/星雲の解析を行い望遠鏡 3 台と 2 台の解析でフラックスが完全に一致することを確認した。また、銀河中心と同時期に観測された超新星残骸 RXJ1713.7-3946 の解析を 2 台の望遠鏡で行い H.E.S.S. グループの結果と一致することを確認した。

銀河中心からのガンマ線放射は、望遠鏡 1 台による観測で CANGAROO-II が発見しているが、CANGAROO-III が稼動してからのステレオ観測の結果はまだ報告されていない。私は、カニパルサー/星雲や RX J1713.7-3946 で確立された 2 台での解析手法を用い、銀河中心の解析を行った。その結果 287 事象、 5.4σ という有意なガンマ線放射を捕らえることに成功した。放射はガンマ線強度マップから、CANGAROO-III では点源 (この時の角度分解能 0.23 度) であることがわかった。またエネルギー閾値 650 GeV 以上で、積分フラックスはカニパルサー星雲のフラックスの 17% であり、微分フラックスとして

$$(4.8 \pm 1.6_{stat} \pm 0.9_{sys}) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.7 \pm 0.6_{stat} \pm 0.4_{sys}} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$$

を得た。この結果は、他グループにより報告された結果と誤差の範囲内で一致している。また、今まで CANGAROO-III において 5σ 以上でガンマ線検出が報告された天体の中では、最もフラックスが小さい天体である。

Contents

Chapter 1	ガンマ線天文学	2
1.1	非熱的宇宙	4
1.2	ガンマ線の放射機構	8
1.3	RX J1713.7-3946	13
1.4	銀河中心	16
1.4.1	TeV 以外の多波長での銀河中心の観測	18
1.4.2	銀河中心領域のチェレンコフ望遠鏡観測事例	20
1.4.3	銀河中心の TeV 観測史まとめ	24
1.4.4	放射起源について	25
Chapter 2	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	32
2.1	空気シャワー	32
2.2	チェレンコフ光	34
2.3	イメージング法	37
2.4	ステレオ観測	39
2.5	ミューオン事象	40
2.6	世界の解像型大気チェレンコフ望遠鏡	42
Chapter 3	CANGAROO-III 望遠鏡	45
3.1	望遠鏡	45
3.2	反射鏡	46
3.3	カメラ	47
3.4	エレクトロニクス	49
3.4.1	DAQ 概観	49
3.4.2	トリガー設定:ローカルトリガーシステム	51
3.4.3	ステレオトリガーシステム	52
3.4.4	キャリブレーション	55
Chapter 4	解析手法について (カニ星雲の観測を用いて)	58
4.1	カニパルサー/星雲の観測	58
4.2	ノイズ除去	60
4.2.1	天頂角カット	60
4.2.2	シャワー選別	61
4.2.3	レートカット	63
4.3	エッジカット	64
4.4	シャワー到来方向の再構成	69
4.5	ガンマ線モンテカルロシミュレーション	74
4.6	ガンマ線事象弁別法	75

4.7	微分フラックス	84
4.8	ガンマ線強度マップ	87
4.9	望遠鏡 2 台の解析	90
Chapter 5 望遠鏡基本的性能		94
5.1	ミュオンファクタ	94
5.2	シャワーレート	96
5.3	シミュレーションを用いた性能評価	97
5.3.1	角度分解能	98
5.3.2	エネルギー分解能	100
5.3.3	エネルギー閾値	101
5.3.4	アクセプタンス	102
5.3.5	検出有効面積	105
Chapter 6 RX J1713.7-3946 の解析		109
6.1	2005 年観測における望遠鏡 T2 の性能低下要因	109
6.2	RX J1713.7-3946 の観測	112
6.3	TDC 異常への対策	113
6.4	解析時のバックグラウンド	115
6.5	シェルの北西端からの放射の解析	118
6.6	シェル中心からの解析	122
6.7	結果と考察	126
Chapter 7 銀河中心の解析		127
7.1	銀河中心の観測	127
7.2	望遠鏡 2 台による解析	127
7.3	結果と考察	132
7.3.1	観測結果	132
7.3.2	考察	133
Chapter 8 まとめと今後		137
Appendix A フェルミ統計加速		138
A.1	フェルミのオリジナルな理論	138
A.2	拡散ショック加速	139
Appendix B イメージパラメータ		142
Appendix C カニパルサー/星雲の観測データ		144
Appendix D 望遠鏡基本性能-MC シミュレーション結果		145

Appendix E	RX J1713.7 -3946 の観測データ	148
Appendix F	観測における夜光量の見積もり	149
Appendix G	銀河中心の観測データ	150

本論文の構成

まず 1 章で TeV 天文学について述べる。

次に、2 章で、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の観測原理等について述べる。

その後の第 3 章では、我々の望遠鏡 CANGAROO-III の諸構成を紹介する。

4 章で行われているのは、2005 年 12 月に観測されたカニパルサー/星雲の解析である。カニパルサー/星雲は、TeV ガンマ線天文学では標準光源である。2 号機、3 号機、4 号機の 3 台の望遠鏡によるカニパルサー/星雲の解析を通して、CANGAROO-III の解析手法を示すとともに、他グループにより測定されたカニパルサー/星雲のフラックスと比較して、CANGAROO-III の解析の妥当性を示す。また、望遠鏡 2 台で解析を行い、3 台の解析とフラックスが一致することを示す。

5 章では CANGAROO-III 望遠鏡の基本的性能について記す。

6 章は、2005 年の 5、7 月に観測された超新星残骸 RX J1713.7-3946 の解析である。この時期は、3 台の望遠鏡の中で、建設時期の早かった 1 台の望遠鏡の反射率が測定不可能なほどに低下していた。そのため、反射率の低下の度合いが小さく、性能面で正常であった 3 号機、4 号機の 2 台の望遠鏡で解析を行った。その結果を記す。

7 章は、2005 年 6、7、8 月に観測された銀河中心の解析である。RX J1713.7-3946 の解析と同様、望遠鏡 2 台で解析した結果を示す。

最後に、8 章において、今回の解析結果についてまとめる。

ガンマ線天文学

天文学は有史以来存在する非常に古い学問であるが、現在も発展を続ける学問である。現在、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 線領域は主に衛星による観測が行われ、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、ガンマ線による天文学も、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 [3]。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る。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解像型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。

2007 年夏、メキシコのメリダで行われた国際宇宙線学会までに、発見された TeV ガンマ線天体

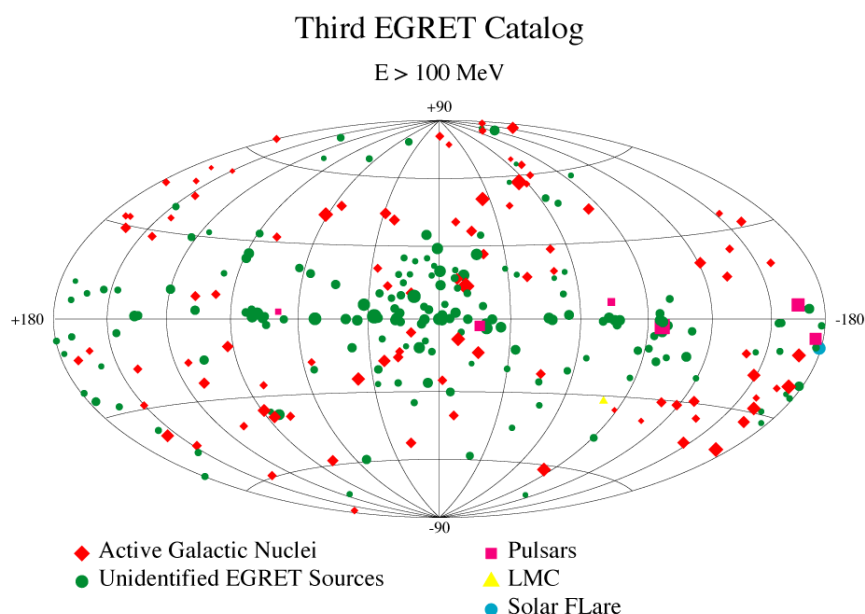


図 1.1: コンプトン衛星 EGRET によって検出されたガンマ線点源の銀河座標系でのプロット。未同定天体は全体の半数以上にのぼる [3]。

が 71 個 (図 1.2) となったことが確認された。”木舟プロット”(図 1.3) によれば、この発見天体数は、X 線天文学では Uhuru 衛星が打ちあがった 1970 年当時と同程度である。もし、Uhuru 衛星後の X 線天文学の発展と同じように発展していくならば、TeV ガンマ線天文学は非常に興味深い状況となるであろう。

世界的な解像型大気チェレンコフ望遠鏡の次期計画として、CTA(Cherenkov Telescope Array)という計画がヨーロッパを中心にして、また AGIS(The Advanced Gamma-ray Imaging System)という計画が、アメリカを中心として考えられている。それらにより、検出感度が 10 倍程度向上することによって、TeV ガンマ領域での発見天体数は”木舟プロット”通りに増加していくであろう。

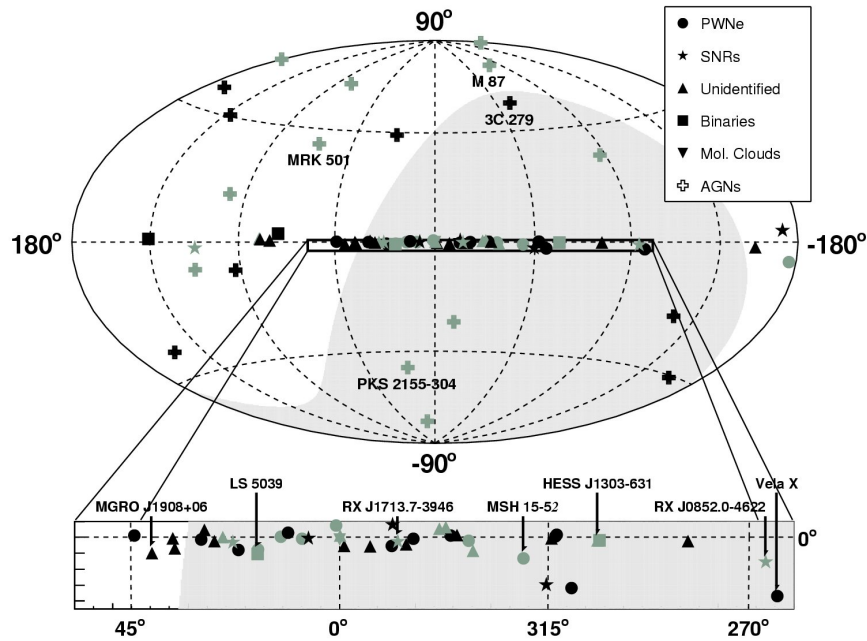


図 1.2: 世界の様々な解像型大気チェレンコフ望遠鏡によってえられた TeV ガンマ線点源の銀河座標系でのプロット。薄く塗りつぶされているところが南半球から観測できる領域である [4]。

実際 CTA では検出感度が現在の主なチェレンコフ望遠鏡の 10 倍程度向上することが見込めるため、発見天体数も 1000 程度となることが期待されている [5]。

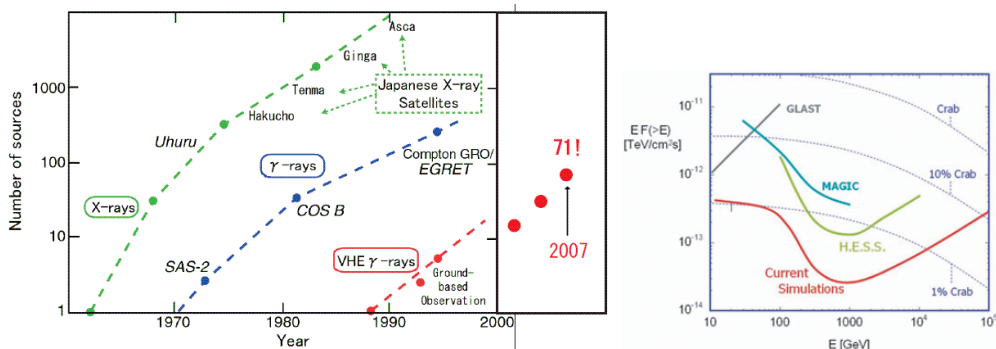


図 1.3: (右)”木舟プロット”。横軸に年、縦軸に X 線、MeV/GeV ガンマ線、TeV ガンマ線それぞれの波長で発見された天体数を示す。(左) 次世代チェレンコフ望遠鏡計画 CTA が目標とする検出感度のシミュレーション結果。50 時間観測で 5σ 以上の検出可能な領域を示す。正確な値は最終的な望遠鏡の配置、構成による [5](右)。

近年の発見天体数に比例して、多種多様な天体から超高エネルギーの非熱的な放射が行われていることがわかってきた。TeV ガンマ線源である様々な天体を通して非熱的、躍動的宇宙の姿を

捉えることができる。

以下では、ガンマ線の放射機構を 1.2 節、それに続いて、本論文で観測データ解析を行った超新星残骸 RX J1713.7-3946 と銀河中心について、それぞれ 1.3 節、1.4 節で紹介する。

Section 1.1

非熱的宇宙

宇宙の中では様々なエネルギーの粒子が伝播している地球に入射してくる。それらの大部分は星からの放射である。極限的な状況では、熱的な放射は keV 領域かそれ以上のエネルギー放射となる。しかし、宇宙線のエネルギースペクトル (図 1.4) は冪型で 10^{20} eV 付近まで延びており、それらは到底熱的な機構でエネルギーを得たとは考えられず、何か集団の中の少数の粒子にエネルギーが集中するような機構が必要である。

粒子を TeV やそれ以上のエネルギーにまで加速する加速機構を解明することは理論的に非常に興味深い主題である。しかし、実験的に加速源を同定し、加速機構を確かめることは非常に困難なことであり、現在までの様々な実験によっても確固とした理解は得られていない。宇宙線の加速源の同定は宇宙線の発見以来の謎であり、ヴィクター・ヘスが宇宙線を発見 (1912 年) してから、1 世紀を経ようとしている。現在までのところ、非熱的な宇宙は魅力的な未知の領域として残されており、将来の実験によって解明が待たれている。

一方では、非熱的な宇宙を解明することは、宇宙を知る上で、またその中に含まれる天体を知る上で重要である。それと同時に銀河系内の単位体積当りの宇宙線のエネルギー量 ($1\text{eV} / \text{cc}$) は、星の光により放射された電磁放射のエネルギー量や星間磁場のエネルギー量と同じ程度であることから銀河の進化を考える上で重要である。非線形な粒子加速機構によって、超新星爆発時の全運動エネルギーの 10 % という大きなエネルギーが、相対論的に粒子を加速するのに使われていると考えると銀河系内の宇宙線のエネルギーを賄うことができる。

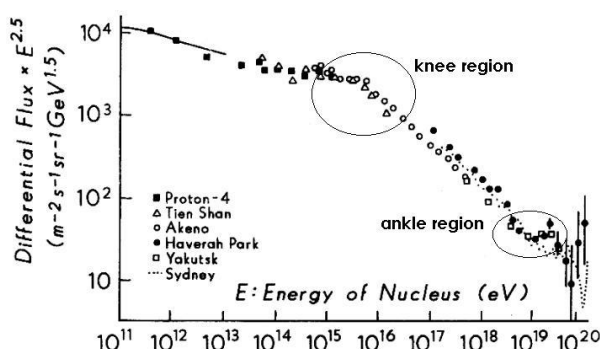


図 1.4: 宇宙線のフラックス。縦軸はエネルギーの 2.5 乗をかけて折れ曲がり強調してある。knee と ankle に折れ曲がりがある。

宇宙線加速源同定の為の TeV 観測

宇宙線加速源は第一に荷電粒子を電磁場との相互作用により加速すると考えられており、それら荷電粒子とは電子やイオンである。加速機構としては二つ考えることができる。一つ目はわずかの間に加速される機構で、その例は中性子星の回転により形成された強電場での加速などで

ある。二つ目は、長い間に徐々に加速されるもので、超新星爆発の衝撃波加速(フェルミ加速)であり、加速領域から抜け出すまでの $10^3 \sim 10^4$ 年かそれ以上の期間にわたって粒子が加速される機構である。

高エネルギーガンマ線はほぼ全てが加速された宇宙線による二次生成である。ガンマ線は後に述べるが、超新星の衝撃波で加速された陽子と星間物質の相互作用によって引き起こされた π^0 メソンがガンマ線 2 つに崩壊することによって生成される。もし、加速源が高エネルギー電子を作り出していれば、それらが星間物質との相互作用で制動放射を引き起こすであろうし、局所的な磁場との相互作用からシンクロトロン放射を、星間光子と相互作用して逆コンプトン散乱を引き起こすであろう。そのようにして、粒子のエネルギーの大部分が光子に渡されて高エネルギーガンマ線が生成されるのである。

加速源で加速された粒子に比べて、ガンマ線は電荷を持たないため星間空間を直線的に運動する。そのため、ガンマ線は方向を失わないので観測上大きな利点を持つ。この性質を利用することで、ガンマ線の観測により粒子加速源を同定することが可能である。荷電粒子は、エネルギーの低い ($10^{18} eV$ 以下) ほぼ全てのエネルギー領域で到来方向の情報を失ってしまうため、生成された場所を特定することができない。これはジャイロ半径を考えれば簡単にわかることである。今、電荷 e をもった荷電粒子が磁場 B の中に存在しているとすると、その回転半径 R として、

$$R = \frac{pc}{zeB} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 p は粒子の運動エネルギーである。相対論的極限においては $E \approx px$ となるため

$$R = \frac{E}{10 GeV} \cdot \frac{1}{z} \cdot \frac{10^{-6} G}{B} \cdot 3 \times 10^{13} cm \quad (1.2)$$

となる。チェレンコフ望遠鏡で観測される程度のエネルギー $1 TeV$ の荷電粒子では、星間磁場として数 μ Gauss を仮定すると、 $R \approx 10^{-3}$ pc 程度となり太陽から近傍の星までの星間空間でも 1000 回程度も回転してしまうことを示している。AUGER で観測されるような、超高エネルギーの領域でのみ到来方向の情報が生きてくるのである。

加速源でのガンマ線のフラックスは、親となる加速された粒子の密度に、ターゲットとなるものの密度を掛け合わせたもので表され、ターゲットとなるものの密度としては、陽子の場合には星間物質密度、電子の場合には磁場のエネルギー密度、逆コンプトン散乱のターゲットとなる低エネルギー光子(宇宙マイクロ波背景放射、赤外)のエネルギー密度が考えられる。ガンマ線のエネルギースペクトルは親となる粒子のエネルギースペクトルと関係している。

EGRAT の実験(図 1.1)により、高エネルギー宇宙線の分布とその加速源の分布についての情報がある程度得ることができる。しかし、ここで注意しなければならないのは、同じガンマ線領域の観測といっても、EGRET の観測のエネルギー帯域は数 100 MeV から数 GeV までと大気チェレンコフ望遠鏡のエネルギー帯域に比して 3 桁下のエネルギーに相当することである。そして、親となる粒子のエネルギーにも 3 桁程度の開きがあると考えられる。

宇宙における高エネルギー粒子加速源

現在、様々な天体が高エネルギー粒子加速源であると考えられている。それらの多くは宇宙におけるエネルギー密度の非常に大きな極限状態にある領域にあたる。加速源としては以下具体的に記述した。

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。この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、星間物質と衝突して衝撃波を作っ

て膨張を続ける。その衝撃波面では、効率よく粒子加速が行われると考えられている (Appendix A)。理論モデルでは開放された全エネルギーの 10 % かもしくはそれ以上のエネルギーが粒子加速に用いられると考えられている。エネルギー収支の観点からも、超新星爆発による粒子加速により銀河系内の 10^{15} eV までの宇宙線の加速エネルギーの由来を大部分説明することができる。

パルサーとパルサー星雲 超新星爆発後に超高速回転する中星子星であるパルサーが残されることがある。パルサーの周囲には非常に強い電磁場が形成され、それによって粒子が加速されると考えられている。パルサーはパルサー風という加速された粒子の外向きの流れを引き起こし、それらが星間物質と相互作用する領域を作り出す。それゆえ、このような天体ではパルサー近傍においては放射にパルス成分が見られるであろうし、それ以上の領域ではパルス成分の見られない広がった放射領域を形成するであろう。

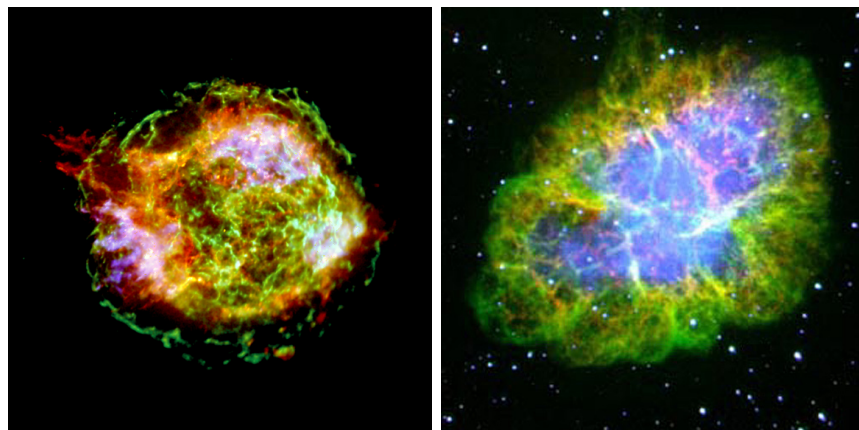


図 1.5: 超新星残骸 Cassiopea A の X 線画像 (左) およびパルサー星雲である超新星残骸カニ星雲の可視光画像 [?](右)。

連星系 連星系では通常、一方から他方に質量膠着が起こる。これは、銀河中心において超大質量ブラックホール (SMBH) に膠着円盤を通して質量膠着の起きる事と同様のことがスケールの小さくなった連星系という状況で起きていると考えることができる。連星系では、質量膠着を受ける星は中性子星か太陽質量の数倍のブラックホール (BH) であると考えられる。連星系ではスケールの点では大きく異なるが、SMBH と多くの点で同じ性質を有すると考えられており相対論的に加速された粒子が高エネルギーガンマ線を放出しているであろうと考えられるのである。それらは SMBH に比して低いルミノシティのガンマ線放射であったとしても、地球から比較的距離が近い場合には観測可能となる。

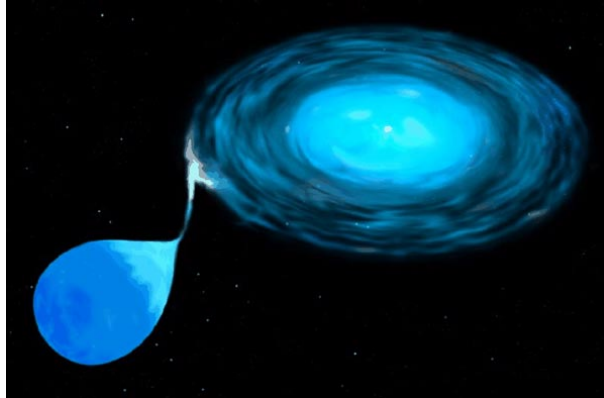


図 1.6: 連星系のイメージ。大質量星からコンパクト星に質量が膠着している様子を示している。

巨大分子雲 今までに言及されてきた活動的な天体に対して、分子雲は受動的であるという意味で、とても興味深いガンマ線源の一種である。外部から到来した宇宙線が周囲の物質密度より相対的に濃い分子雲と相互作用することで、局所的にガンマ線源を生成するのである。分子雲の磁場で宇宙線が捕捉されるような状況では、ガンマ線の強度はさらに増加することが考えられる。特に興味深いことは宇宙線加速源が異なった距離にある分子雲を照らし出すことで、宇宙線の伝播について考察することができることがあげられる。

ブラックホールと活動銀河中心核 活動銀河中心核 (AGN) は TeV ガンマ線天体としてその予想される天体数から非常に重要な種類であり、Marakarian501 や Marakarian421 に代表されるように、時間変動まで含めて現在までに様々に観測されてきた。粒子加速は中心にあると考えられている $10^8 M_{\odot}$ のブラックホールから放出される相対論的なジェットという僅かの領域で行われると考えられている。ガンマ線と非熱的な X 線との相関は電子が超高エネルギーまで加速されていることを示している。しかしながら、加速機構とその速い時間変動については未解明の部分が多く含まれている。

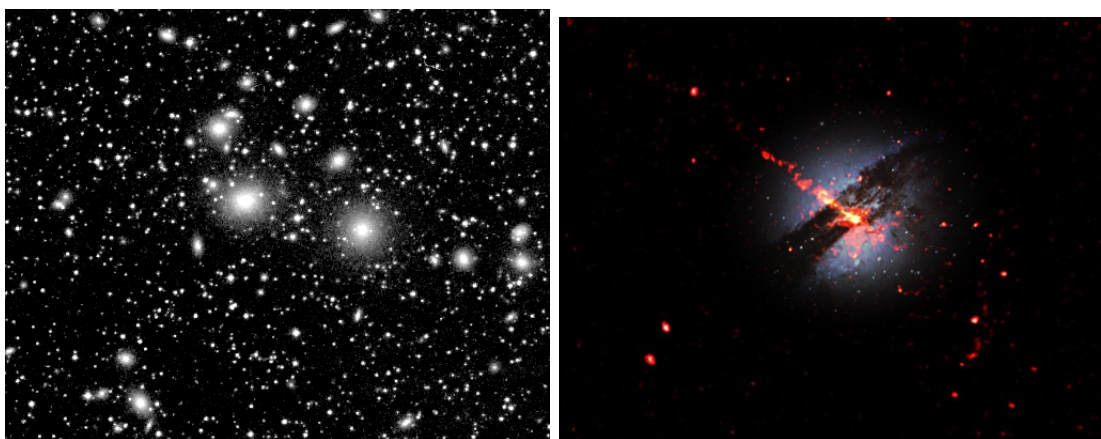


図 1.7: 分子雲 Barnard 68[?](右) と活動銀河中心 CenA [?](右)。

ビックバンでの残留物 今までのような天体起源と違い、ガンマ線はビックバンの残留物であるモノポールの崩壊や超対称性粒子の対消滅などによっても引き起こされると予想される。それらの機構は 2 次的に高エネルギーガンマ線を生成すると考えられている。これらからは、時間

変動をしない、定常的なガンマ線のフラックスが観測されるであろう。

チェレンコフ望遠鏡での観測目標はこれらの様々な天体からのガンマ線を発見し、それらを系統的に分類することで宇宙線の加速源を解明することにある。この目的のためには、良い空間分解能と広いエネルギー帯域を持った優れた検出感度を必要とするのは当然のことである。

それでは、以下ではガンマ線の放射過程について概観することとしよう。

Section 1.2

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 ($\beta \sim 1$) 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伝達されるパワー P_{IC} は、以下のように表わされる。

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.3)$$

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 1 回の散乱後の光子のエネルギー E は次のようになる。

$$E \sim \gamma^2 E_0 (\gamma E_0 \ll m_e c^2) \quad (1.4)$$

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。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。

$$\sigma = \frac{3}{8} \sigma_T x^{-1} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (1.5)$$

$$x = \frac{\gamma E_0}{m_e c^2} \gg 1 \quad (1.6)$$

およそ $\propto 1/\gamma E_0$ で減少する。散乱光子のエネルギーは次のように表される。

$$E \sim \gamma m_e c^2 (\gamma E_0 \gg m_e c^2) \quad (1.7)$$

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 (1.4) 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 ($\beta \sim 1$) 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。

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad (1.8)$$

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。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。

$$E_{syn} = 2 \left(\frac{B}{10\mu \text{ Gauss}} \right) \left(\frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right) \sin \theta [\text{keV}] \quad (1.9)$$

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。

SSC (Synchrotron Self-Compton)

逆コンプトン散乱は超新星残骸、パルサー星雲、活動銀河核などで VHE ガンマ線が生成する主要な過程であると考えられており、特に、SSC モデルというものは重要な位置を占める。SSC モデルでは、シンクロトロン放射された光子が加速された電子に逆コンプトン散乱されることによって、シンクロトロン放射とは別に高エネルギー側に付加的な逆コンプトン散乱の放射を引き起こす。シンクロトロン光子とガンマ線光子の成分は、同じ領域で加速された電子を起源に持つ。電子の SSC モデルは二つの際立った特徴を示す。まず第一に、要求される TeV エネルギーを持った電子は比較的良く理解されている衝撃波加速機構により加速されると思われる。そこで、この電子のスペクトルは冪型の分布になるであろう。また、第二に、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱での放射とは良い時間相関を示すであろう。

曲率放射 (curvature radiation)

ブラックホール近傍や中性子星近傍など非常に強い磁場を有する環境下では、磁場に束縛されて磁力線に沿った運動することになる。荷電粒子が受ける加速度は磁力線の曲率によって決定される。この時に起こる放射を、曲率放射という。荷電粒子の電荷を q 、質量を m で表すと、磁場 B Gauss から計算されるジャイロ半径 $R = \gamma mc^2/qB$ の代わりに、磁力線の曲率半径 ρ を用いて加速度を計算し、シンクロトロンの式を適用する。その結果、曲率放射による光子エネルギーは

$$K = \frac{hc}{4\pi\rho} \gamma^3 \quad (1.10)$$

で、曲率放射によるエネルギー損失は

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = \frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{q^2 c}{\rho^2} \gamma^4 \quad (1.11)$$

となる。これを時間 t で積分し、 γ に式 (1.10) の放射光子エネルギー K を代入し、始状態 $t=0$ 、終状態 $t=T$ での値をそれぞれ $K(0)$ 、 $K(T)$ とすると

$$\frac{1}{K(T)} - \frac{1}{K(0)} = \frac{8\pi^2}{hc} \frac{q^2}{mc^2} \frac{cT}{\pi\rho} \equiv \frac{1}{K_*} \frac{cT}{\pi\rho} \quad (1.12)$$

となる。ここで、 $K_* = (mc^2) \cdot hc / (8\pi^2 q^2)$ はエネルギーの単位を持つ定数である。電子の場合は約 5.5MeV、一方、陽子の場合は約 10GeV となる。上記の式を変形すると

$$K(T) = \frac{K_* K(0)}{K_* + K(0) \cdot \frac{cT}{\pi\rho}} \quad (1.13)$$

が得られる。磁場の形状を半径 ρ の円であるとする、この磁場に沿って半周するときの軌道の長さは $cT = \pi\rho$ である。 $cT/(\pi\rho) \leq 1$ の軌道部分だけを考えると、初期状態の粒子が十分高いエネルギーを持ち $K(0) \gg K_*$ であれば、半周後の $cT/(\pi\rho) = 1$ では $K(0)$ によらないほぼ一定のエネルギー $K(T) = K_*$ となる。そのため電子の場合この極限で、数 MeV から数十 MeV の放射を行い、陽子の場合は、数十 GeV から数百 GeV の放射を行うと予想される。このため陽子の場合は、解像型大気チェレンコフ望遠鏡での観測も十分に考えられる。陽子の到達する最高エネルギー ϵ_{max} は以下のようにあらわされる [46]。

$$\epsilon_{max} = \frac{3E_p^3}{2m^3 R} \simeq 0.2 \left[\frac{B}{10^4 \text{ Gauss}} \right]^{3/4} \text{ TeV} \quad (1.14)$$

この式から、陽子を解像型大気チェレンコフ望遠鏡で観測される 1 TeV 程度まで加速するには、 $B \simeq 10^5 \text{ Gauss}$ 程度と非常に強力な磁場が必要とされることが分かる。

制動放射 (Bremsstrahlung)

制動放射とは、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、 $\sim 70 \text{ MeV}$ 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 ([19][20])。

$$\frac{e \rightarrow \gamma}{\pi^0 \rightarrow \gamma} \approx 0.85 \times \left[\frac{\alpha}{2Z_{N \rightarrow \pi^0}} \left(\frac{1}{\alpha + 1} + \frac{1.35}{\alpha - 1} \frac{1.35}{\alpha} \right) \right] \left[\frac{\phi_e}{\phi_N} \right] \quad (1.15)$$

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 $0.83 \times 10^{-16} \text{ sec}$ (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、 $\log_e(E_\gamma)$ 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 70MeV 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_π^{min} は、

$$E_\pi^{min} = E_\gamma + m_\pi^2/4E_\gamma \sim E_\gamma(E_\gamma \gg m_\pi^2 \text{の時}) \quad (1.16)$$

となる。すなわち、上記の過程により 1TeV 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 1TeV 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 崩壊による超新星残骸からの TeV ガンマ線フラックスは、以下の式で表される。

$$F_{\pi^0}(\geq E) \simeq 9 \times 10^{-11} \theta \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-1.1} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51}\text{erg}}\right) \left(\frac{d}{1\text{kpc}}\right)^{-2} \left(\frac{n}{1\text{cm}^{-3}}\right) \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \quad (1.17)$$

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 は超新星残骸までの距離、そして n は超新星残骸における物質密度を表している。また、上式では超新星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。

電荷を持ったメソンである π^+ 、 π^- 等が崩壊することで高エネルギーのニュートリノが生成される。VHE ガンマ線と同時にニュートリノを観測することができれば、陽子加速起源の同定につながる。

光子-メソン効果 (photo-meson effect)

光子-メソン効果も、高エネルギーガンマ線を生成する過程の一つと考えられる。高エネルギーの陽子が光子と相互作用してメソンを生成する過程がある。この場合次のような過程により π 中間子が生成される。

$$p + \gamma_{LE} \longrightarrow p + \pi^0 \quad \text{or} \quad n + \pi^+ \quad (1.18)$$

そして、これに引き続く π^0 の崩壊によりガンマ線が生成される。陽子と光子との正面衝突の場合、陽子の運動エネルギーは π^0 生成のためには、次の値

$$E_p \simeq \frac{(2m_p m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2)c^4}{4E_{\gamma,LE}} \quad (E_p \gg m_p c^2) \quad (1.19)$$

を超えなければならない。ここで、 $E_{\gamma,LE}$ とは、陽子と衝突する光子のエネルギーを示している。例えば、陽子と X 線 ($E_{\gamma,X} \approx 1\text{keV}$) の相互作用により π^0 を生成するためには、陽子のエネルギーは 10^{14}eV 以上が必要である。

暗黒物質の対消滅

近年の宇宙の観測により、エネルギーを秤として宇宙の大部分の物質は暗黒物質で構成されているであろうと考えられている。最近、観測された WMAP のデータ [6] は 27% の物質が非相対論的な物質であり、この中で僅か 4% の物質がバリオンであることを示している (図 1.8)。

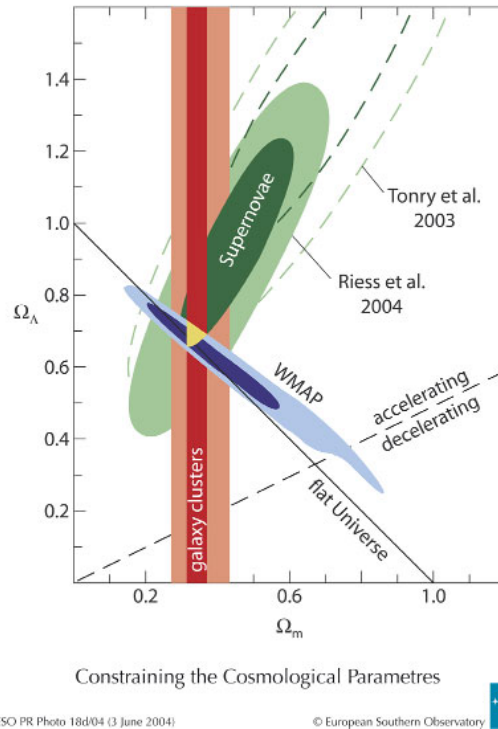


図 1.8: 観測による宇宙論パラメータへの制限 [6]

それゆえ、宇宙のほとんどの構成物質は光では観測不可能であるばかりではなく、非バリオンの基礎の元に考えなければならない。

理論で予想されるような、宇宙の誕生時に生成された重い残留粒子として、特に Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) が考えられている。これら WIMPs と通常呼ばれるものは、以下の点で暗黒物質の有力な候補である。

1. WIMPs は宇宙の構造形成を行えるほど、長寿命である。
2. 宇宙初期に形成された WIMPs の量を理論で計算した値によって、観測された暗黒物質の量を説明することができる。(理論のパラメータに依存する。)
3. WMAP の観測により暗黒物質の候補は非バリオンとなった。WIMPs はバリオンではなく、その要請に合致している。

これら、非バリオンの WIMPs の対消滅はガンマ線を生成すると考えられている。

いま、最小に標準模型を超対称な理論に拡張したモデル (Minimal Super-symmetric extension of the standard model(MSSM)) を考えた場合、最少の質量を持つ超対称性粒子 (Lightest Super-symmetric Particle(LSP)) はニュートラリーノ χ_1^0 となり、これはコールドダークマターとして、有力な候補である。LSP の安定性を保証する対称性は R-parity と呼ばれている。LSP は R パリティの保存により、単独では崩壊しないので、LSP であると考えられるニュートラリーノも単独では崩壊しない。しかし、対消滅によってならば、既存の物質のみを含む終状態に遷移することはできる。LSP の対消滅によるスペクトルは、二つの輝線と連続成分からなる [7][8]。明らかな崩壊パターンとしては

- $\chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow f + \bar{f}$
- $\chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

- $\chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow Z^0 + \gamma$

ここで、 f と \bar{f} はフェルミオンと反フェルミオンの対をあらわす。フェルミオン、反フェルミオン対の生成はクォーク、反クォーク対の生成を意味し、それから、ハドロンジェットの過程を経て、連続成分のガンマ線を生ずる (図 1.9)。

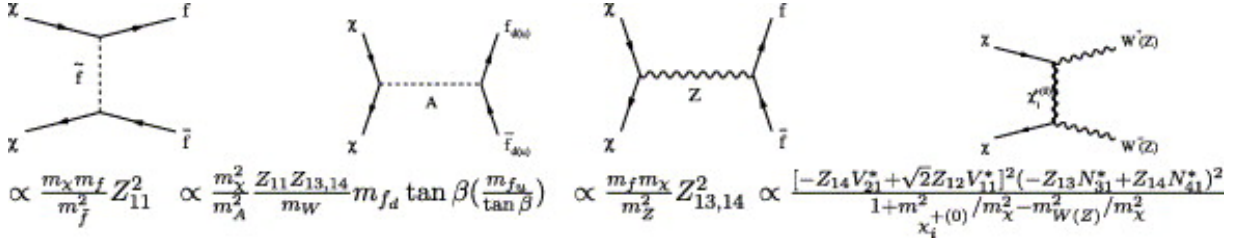


図 1.9: ニュートラリーノ対生成のダイアグラム。V と Z はチャージノとニュートラリーノの混合行列である [9]。

それに対して、LSP が、2 ガンマの生成や、 $Z^0 \gamma$ の終状態をとる場合、ガンマ線は輝線を示すこととなり、そのエネルギーとして

$$E_\gamma = m_{\chi_1^0} c^2 \quad (if \quad \chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow \gamma + \gamma) \quad (1.20)$$

$$E_\gamma = m_{\chi_1^0} c^2 \left(1 - \frac{m_{Z^0}^2}{4m_{\chi_1^0}^2}\right) \quad (if \quad \chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow Z^0 + \gamma) \quad (1.21)$$

と得られる。ここで、 $m_{\chi_1^0}$ はニュートラリーノの質量であり、 m_{Z^0} は Z^0 ボゾンの質量である。これは、 $m_{\chi_1^0}$ が十分に大きく TeV 程度であればこれらの輝線のガンマ線が TeV 領域で観測される可能性を示している。しかしながら、ガンマ線の直接生成はループ過程がかかわってくる二次以上の効果の為に、低い確率である。それゆえ、ニュートラリーノの対消滅のほとんどは、クォークと反クォークのジェットを引き起こしガンマ線の連続成分を生成する。

Section 1.3

RX J1713.7-3946

RX J1713.7-3946 は 1996 年 ROSAT の全天サーベイによって発見された天体であり (図 1.10(左))、ASCA によりシエルの北西端から非熱的放射が観測された [33]。このことで、より高エネルギーの放射が期待された。CANGAROO-I の観測によって、初めてシエルの北西端から有意に TeV ガンマ線を検出した [34]。その後、CANGAROO-II により 2000 年、2001 年に追観測され、それによって 10σ 、1000 事象を超えるガンマ線を検出した。この時、詳細な微分フラックスが得られ、他の波長の結果を参考にして、多波長でのスペクトラムフィッティングを行った結果、ガンマ線の起源は電子ではなく、陽子起源であることを示唆した (図 1.10(右))。それに続いて、電波観測の結果から分子雲が存在することがわかった (図 1.11(左) [36])。陽子のターゲットとなり π^0 の生成効率を決定する分子雲の存在で俄かに陽子起源の可能性が高まった。この分子雲までの距離は、約 1kpc 程度であり、X 線が放射されているであろう距離と同程度であると考えられる [33]。その他に、考えられる分子雲は、図 1.11(右) で示したように距離 6.3kpc に存在する。こちらの場合、図で黄色のコントアに示したとおり、3EG J1745-3857 との関係が示唆される。最近では、2003、2004、2005 年に、H.E.S.S. で長時間の観測が行われ、モルフォロジーやフラックスが詳細に調べられた。その結果、モルフォロジーはシエル型をしており、ガンマ線の放射は 100TeV にまで及ん

でいることがわかった [31]。このことは、ガンマ線を放射した親粒子は 100TeV 以上のエネルギーを持っていることを意味し、粒子が高エネルギーまで加速されていることを示唆する結果である。それとは別に、モルフォロジーは、X 線衛星 ASCA で観測された強度マップと良く一致することから、電子起源の可能性も捨てきれなくなった。また、H.E.S.S. のスペクトルは CANGAROO-II で得られていたものとフラックスの冪の点で若干異なり、その点でも電子起源を有意に排除することは難しい。GLAST の観測結果によって陽子起源か電子起源かはっきりすると考えられている (図 1.12 [38])。

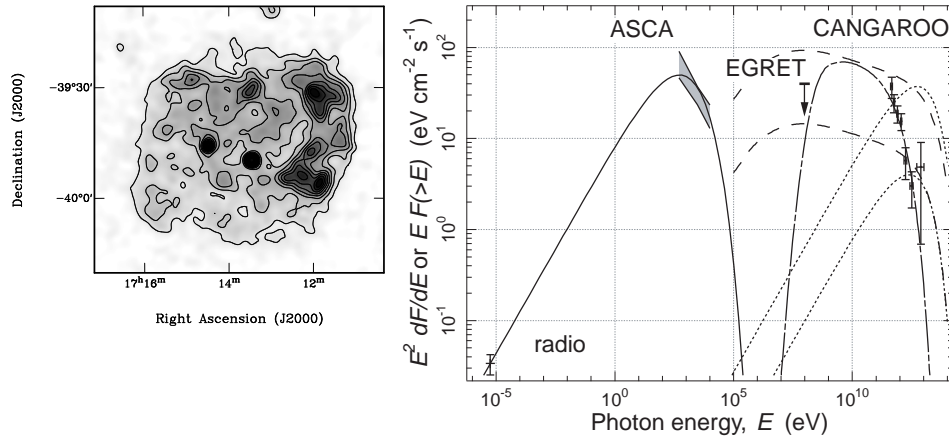


図 1.10: (左)ROSAT による RX J1713.7-3946 の発見 [32]。(右)RX J1713.7-3946 の多波長スペクトル。(実線: シンクロトロン放射モデル、点線: 逆コンプトンモデル、破線: 制動放射モデル、破点線: パイオン崩壊モデル) CANGAROO-II のデータは陽子起源のガンマ線を示唆している [35]。

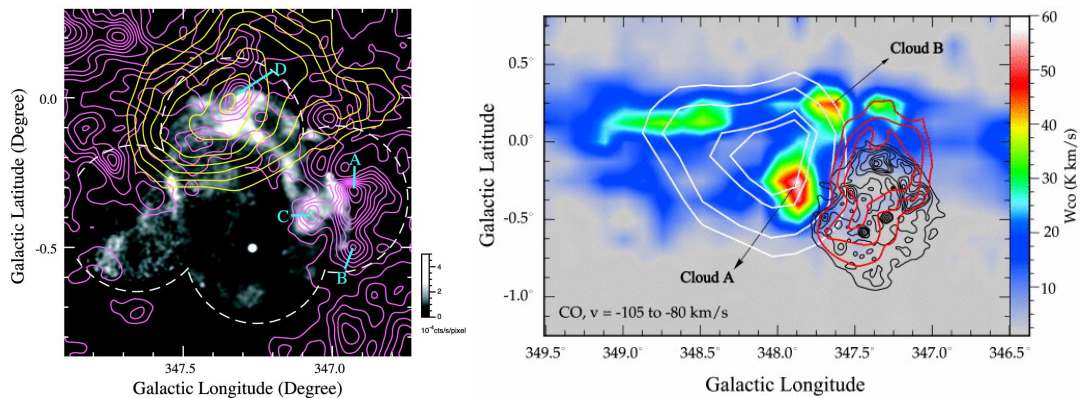


図 1.11: (左)CO(J= 1-0) の放射強度が紫色のコントアで示されている。白で示されているのは XMM-Newton のソフトバンドイメージである。CO の分布は CO のスペクトル中でドップラーシフトで計算して $-11\text{kms}^{-1} \sim -3\text{kms}^{-1}$ に対応する速度帯のものを取り出している。距離に換算すれば 1kpc 程度。黄色で示されたのは、CANGAROO-II の結果である [36]。(右) 同じく CO(J= 1-0) の放射の強度マップ。CO の分布は CO のスペクトル中でドップラーシフトで計算して $-105\text{kms}^{-1} \sim -80\text{kms}^{-1}$ に対応する速度帯のものを取り出している。距離に換算すれば 6.3kpc 程度。黒のコントアは ROSAT。赤のコントアは CANGAROO-II の結果。白のコントアが 3EG 1714-3857 を示している。 [37]

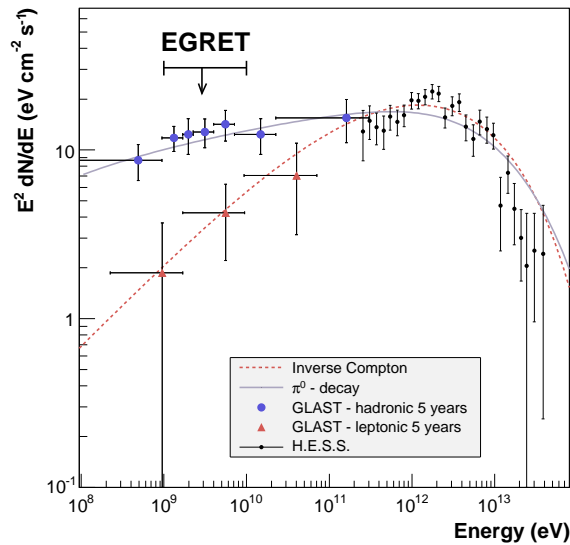


図 1.12: GLAST で予想される RX J1713.7-3946 からの電子起源と陽子起源の場合のフラックス。5 年間の観測の積分により、有意に電子起源と陽子起源を分離できることが分かる。[38]。

宇宙線加速源の同定の話の他に RX J1713.7-3946 はその放射領域が 30 分角と広がっており、その広がり解像型大気チェレンコフ望遠鏡の角度分解能より大きい。そのため、解像型大気チェレンコフ望遠鏡で初めて、そのモルフォロジーが H.E.S.S. グループにより詳細にエネルギー別、領域分割で解析され、TeV 放射領域がシェル型をしていることがわかった (図 1.13 [30])。この結果はその後に続いた、TeV ガンマ線観測を用いて、放射領域の詳細な議論が可能であるということを示す良い例証となった。また、この天体はカニパルサー/星雲の強度の 66% とフラックスが極めて強い。フラックスが時間変動しない天体でこれ以上の TeV ガンマ線強度を持つ天体は、カニパルサー/星雲と超新星残骸 RX J0852.0-4922 である。RX J0852.0-4622 は広がっている点を考慮すれば、表面輝度はこの天体の方が強くなる。この天体は TeV 天体の中でも非常に重要であり、歴史的にもこの天体の観測結果は解像型大気チェレンコフ望遠鏡の発展と同時に、TeV ガンマ線天文学の発展にも寄与した。

年齢などの物理パラメータについては、様々な観測結果から現在のところ主に 2 通りが考えられており、表のようになっている [36]。ここで、 $d = 6\text{kpc}$ の場合、年齢を 20000 年と仮定している。興味深いのは、中国の古文書に RX J1713.7-3946 と同一の場所に客星が出現し消えていったことを示す記録があることである。この記録は西暦 393 年のものであり、記録されている位置は RX J1713.7-3946 の位置と正確に一致する。[39]。

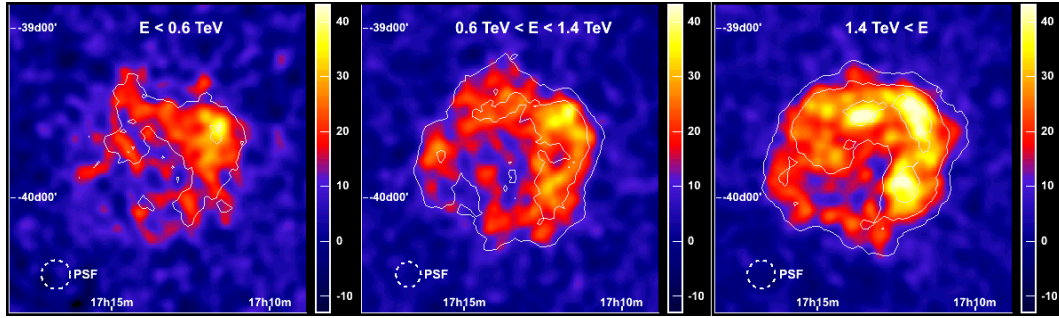


図 1.13: H.E.S.S. グループによる超新星残骸 RX J1713.7-3946 の TeV ガンマ線強度マップ。エネルギーごとに 3 つに分けられている。コントアはそれぞれ、 5σ 、 10σ 、 15σ に対応する信号領域を示す [30]。

距離	1kpc	6kpc
半径 [30 秒角](pc)	8.7	52
歴史的な記録	AD 393	No
超新星爆発からの経過年数	~ 1600	> 10000
進化段階	自由膨張期	Sedov 期
加速粒子の物質密度 (cm^{-3})	< 0.01	0.003
衝撃波速度 (km/s)	5500	3200
衝撃波で掃き集められた質量 (M_{\odot})	< 1	35
粒子加速に用いられたエネルギー (erg)	$\sim 10^{48}$	$\sim 10^{50}$
加速効率 (SNR の開放エネルギー 10^{51} を仮定)	0.1%	10%

表 1.1: 超新星残骸 RX J1713.7-3946 の観測から予想される物理パラメータ。

Section 1.4

銀河中心

銀河中心領域は、約 4 度に広がった超高密度かつ複雑に様々な天体が重なり合った領域であり、その中には高エネルギー過程で重要であるような、多くの天体が含まれている。銀河中心は、我々から視線方向に約 8kpc 離れており、100 個の OB 星を含むような非常に重い星団を多数含み、それらが非常に濃い分子雲の中に埋まっている。銀河中心は銀河中の星間物質の約 10% を含む。この領域内には、若い超新星残骸 Sgr A East があり、分子雲があり、非熱的な電波アークが存在する。銀河の運動学的中心は、コンパクト電波天体 Sgr A* と関係しており、予測では、 $10^6 M_{\odot}$ 程度の超大質量ブラックホール (super-massive black hole (SMBH)) であるとされている。図 1.14 は VLA の波長 90cm で得られた電波イメージであり、その中に示された天体の多様さは、この領域の複雑さを示している。

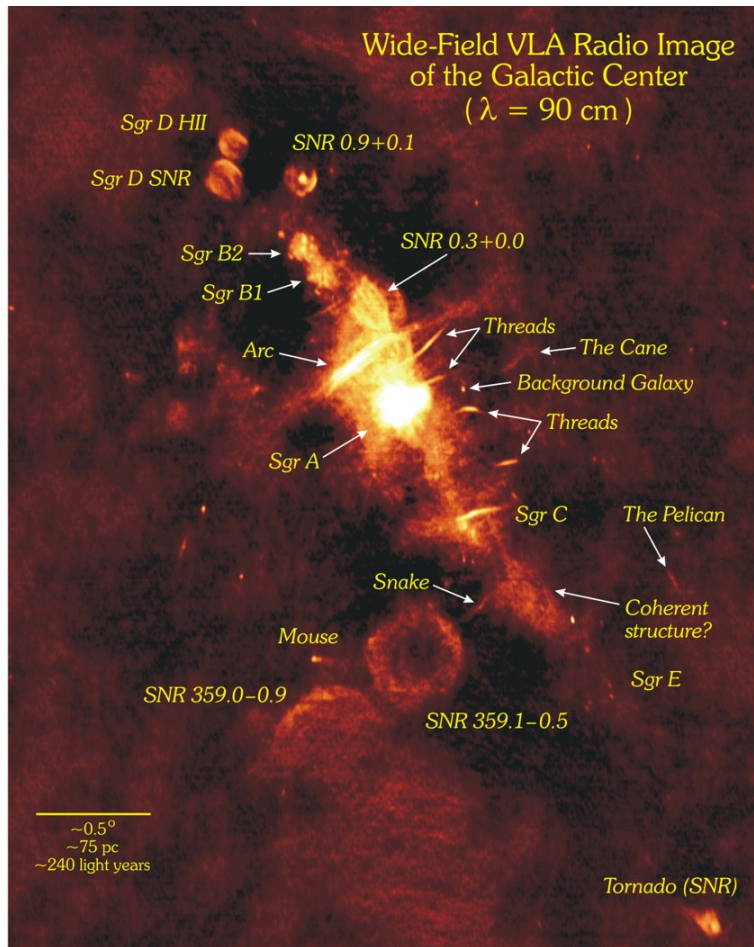


図 1.14: 銀河中心領域 : VLA 90cm

銀河中心領域の中心である約 ~ 0.2 度の領域は、Sgr A complex と呼ばれる領域である。この領域内にある天体は、VHE ガンマ線を生成すると考えられている [10]。この領域を観測することで、領域内の VHE ガンマ線放射を解明することが期待されている。

この領域の VHE ガンマ線の放射源としては

- 分子雲： この領域には二つの分子雲 (M -0.02 -0.07 と M -0.13 -0.06) が存在している。宇宙線がそれら分子雲に衝突することでガンマ線を生成すると考えられる。
- Sgr A East： Sgr A East は非熱的な電波源であり、広がった放射領域を形成している ($7pc \times 9pc$, $3' \times 4'$)。また、超大質量ブラックホールである Sgr A* からは $50''$ (2pc) 離れていると考えられている。シェル構造を示し、そのシェルは分子雲 M -0.02 -0.07 と衝突している。この超新星のシェルは、密度の濃い星間物質と相互作用して、VHE ガンマ線を生成するであろう。
- Sgr A West： Srg A West、IRS16、この領域は星形成領域であると考えられ、周囲にある多数の若く質量の重い星からの輻射でイオン化されている。これら、質量の大きな星からの星風が周囲の物質と相互作用することにより、また、物質が銀河中心の超大質量ブラックホールに落ち込むことで、ガンマ線を生成するであろう。この領域は、Sgr A* から $2''$ ほどしか離れていない。
- 中心の電波源 (超大質量ブラックホール)： Sgr A* は H II 領域に囲まれており、電波の観測から、超大質量ブラックホールであろうと考えられている。物質の運動学から、超大質量

ブラックホールの質量は $(3 - 4) \cdot 10^6 M_{\odot}$ であろうと考えられ、シュヴァルツシルト半径は $R_s \sim 0.06 \text{AU}$ と考えられている。

- 暗黒物質： 銀河中心は多くの物質の集まった重力ポテンシャルの深い領域であり、その重力ポテンシャルのため暗黒物質も集積しているであろうと考えられている。暗黒物質の密度の濃いところの方が、LSP のニュートラリーノ対消滅も起こりやすく、それに伴ってガンマ線が生成されると考えられる。

銀河中心は、高密度、高エネルギー密度であり、物理的に極限環境にあるということができ高エネルギー領域の宇宙物理学で重要である。銀河中心は可視光領域では、ダストの散乱により見ることができない。観測の可能な波長帯は、電波と赤外、そして高エネルギーの X 線やガンマ線である。多波長での観測の情報はこの領域を解明する上で重要である。

以下では、X 線とガンマ線の観測について紹介する。

— 1.4.1 TeV 以外の多波長での銀河中心の観測 —

X 線観測

SMBH は高密度領域に存在し、降着円盤により、X 線で光ると考えられる。しかし、観測された X 線は安定した放射では弱く、ルミノシティーは電波から X 線までを積分して $5 \cdot 10^{36} \text{erg/s}$ である。これらの観測から放射が効率的に行われていない降着円盤の安定解として、移流優勢モデル (Advection Dominated Accretion Flows (ADAF)) というものが考えられている [11]。

*Sgr A** のフレア 1999 年、X 線衛星 Chandra は 2-10keV のエネルギー帯でルミノシティーとスペクトルの冪を観測し、それが ADAF の理論予測と合致しないことを示した。2000 年、Chandra は今まで観測されていなかった、X 線でのフレアを観測することに成功した。そのフレアは 3 時間の間継続し、ルミノシティーは約 50 倍となった。2003 年から 2005 年の間に、X 線での *Sgr A** のフレアが X 線衛星 XMM-Newton でも確かめられ、もっとも顕著なフレアは 200 秒の間継続しルミノシティーは 200 倍に達した [12]。

X 線の観測からフレアは継続時間 200 秒から 30 分のフレアが 1 日に 1 回程度起こると考えられている。フレアの継続時間から、放射領域の大きさを推定することができ、それは約 $20R_s$ であろうと考えられている。

広がった X 線放射 硬 X 線が、*Sgr A** を中心に銀河面に沿う方向に広がっている (数百 pc)。Chandra はこの領域に約 2000 の点源を検出したが、この寄与を足しあげても観測されている広がった X 線放射の 10% を説明するに過ぎない。この放射を説明するためには、非熱的な起源が考えられており、それは宇宙線が *Sgr A** 領域の通常の星間空間よりも密度の濃い、星間物質や分子雲と相互作用することで放射されているのではないかというものである。

Sgr A East *Sgr A East* は非熱的な電波のシェルが中心にピークを持つ熱的な X 線放射を取り囲んでおり mixed morphology SNR と呼ばれるものに相当する。近年、Chandra は中心領域に超新星爆発時に残された中性子星を発見した。*Sgr A East* は普通の型か Ia 型の SNR であると考えられており、年齢は 1700 年程度であろうと考えられている [13]。

シェルは中心領域の非常に濃い物質中を広がっており、*Sgr A** には到達していると考えられており、その時、X 線領域での大規模なフレアがあったのではないかと考えられている (これは、

このフレア時に生成された X 線の反射で光っていると考えられている Sgr B2 からの放射により裏づけられている [14])。

硬 X 線観測

2003 年から 2004 年にかけて INTEGRAL は 20-600keV のエネルギー帯で銀河中心領域を観測した (図 1.15)。INTEGRAL は *Sgr A** から継続的で安定な高エネルギーの放射を確認した。しかしながら、INTEGRAL は FWHM が約 $\approx 13'$ の角度分解能を持つ為、SMBH からの放射なのか銀河中心領域に存在するその他の放射源からの放射なのか区別することができない。特に、中心の放射源 IGR17456-2901 は *Sgr A** からは約 $1.1'$ 離れており、Sag A East からは $0.9'$ 離れている。

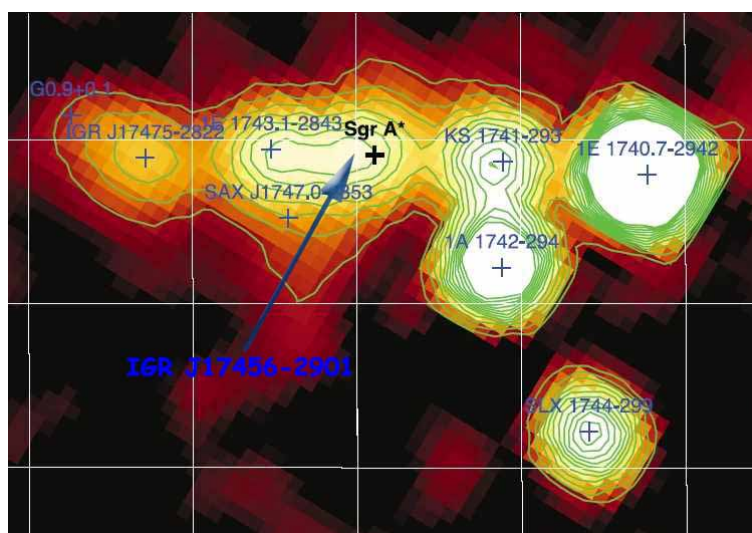


図 1.15: 銀河中心領域における 20-40 keV の INTEGRAL/IBIS の観測 [15]

多波長観測キャンペーンの一環として、XMM-Newton との同時観測が行われ sub MeV ガンマ線フレアと X 線のフレアの相関が調べられた。不運なことに、この時の観測では X 線のフレアの起こったちょうどそのときに、INTEGRAL は放射帯を通過しており観測できなかった。X 線のフレアが起きていない時で、INTEGRAL が観測可能であった他の時間について調べてみると、sub MeV ガンマ線帯ではフレアは見られなかった。

GeV ガンマ線観測

EGRET は銀河中心に非常に強いガンマ線源 3EG J1745-2852 を検出した。この天体のスペクトルは数 GeV で折れ曲がる冪 1.3 の冪型をしており、少なくとも 10GeV 付近まで伸びていることがわかる。銀河中心までの距離を約 8kpc と考えるとこのガンマ線源のルミノシティーはとても大きく、最高で $2.2 \cdot 10^{37} \text{ erg/s}$ と考えられる。これは、銀河中心の天体 3EG J1745-2852 をかに星雲と同じ距離に持ってきた場合、かに星雲の 10 倍のフラックスとなることを示している。EGRET のデータの独立解析 [16] では、バックグラウンドのとり方が悪いからであろうと思われるが、観測されたフラックスは上に挙げたものとかかなり異なり、また、放射は点源に見えていて位置は *Sgr A** と 99% の確率で一致していない。この結果自体は近年発表された別の論文でも支持され

ている [17]。しかしながら、これらの解析結果はどれも EGRET の観測チームが公式に行ったものではなく、信頼の置けるものではない。現在、EGRET が検出したガンマ線源は、INTEGRAL が検出したガンマ線源には対応していないのではないかと考えられている。

— 1.4.2 銀河中心領域のチェレンコフ望遠鏡観測事例 —

銀河中心領域は現在までに 4 つの大気チェレンコフ望遠鏡で観測されている。ここでは、それら観測の歴史を振り返りながら、TeV での放射の描像に迫ることとする。

CANGAROO-II による銀河中心からの TeV ガンマ線の発見 [44]

2004 年、CANGAROO-II 10m 望遠鏡によって、銀河中心からの sub-TeV ガンマ線放射が検出された。Whipple グループの結果はマージナルな結果であり、significance としても弱く、銀河中心からの TeV 放射を発見したとはいえない。一方、CANGAROO-II のこの時の観測では、2001 年と 2002 年の 2 年間に 66 時間の観測をし、250GeV 以上のエネルギーで significance として、 9.8σ という優位なガンマ線信号を検出した。これらのこの結果により、歴史的には銀河中心からの TeV ガンマ線の発見は CANGAROO-II のこの論文に帰せられる。銀河中心での TeV 放射の微分フラックスが求められ、そのスペクトルは冪型で、冪は 4.6 ± 0.5 と求められた。非常にソフトな冪をしている。この非常にソフトな冪を説明するために、論文では、 π^0 放射のカットオフの部分が見えている、という可能性が議論されている。冪は、別の論文 [45] で修正されており、 $4.6^{+5.0}_{-1.2}$ となっている。1TeV 以上の積分フラックスは、約 10% Crab となる。信号の中心は *SgrA** の位置と一致し、点源とおもわれる (図 1.16)。

Whipple による銀河中心の TeV ガンマ線観測結果 (マージナルな検出) [43]

2004 年、Whipple グループは 1995 年から 2003 年まで 26 時間に亘る銀河中心の観測によりマージナルに 3.7σ という優位度で信号を検出した。2.8 TeV 以上の積分フラックスとして 40% Crab 程度となる。95% の確度での信号領域は、検出器自体の確度分解能の悪さもあって、0.25 度に広がっている。この領域内に *SgrA** と *SgrAEast* 共に含まれる。放射は点源に見え、時間変動は見られない。

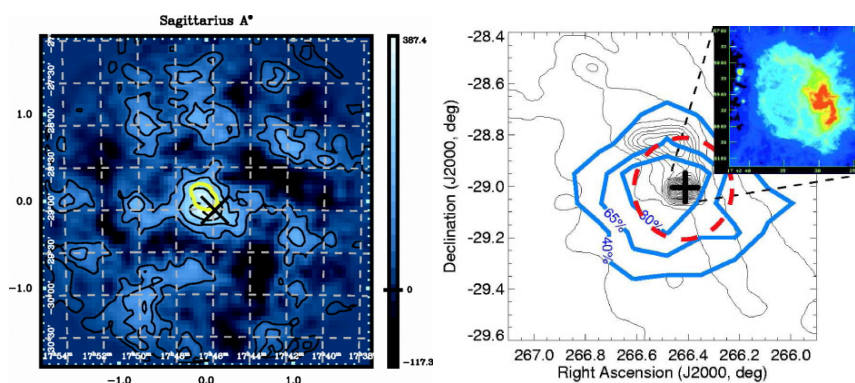


図 1.16: Whipple グループによるエクセスマップ [43](左) および CANGAROO-II 観測による significance マップ [44](右)。

H.E.S.S. の 2003、2004 年観測による結果 [46]

同じく、2004 年に H.E.S.S. が銀河中心の TeV 放射を検出し、その位置は *SgrA** から 1' 角以内であることを発表した。2003 年の観測は、H.E.S.S. 望遠鏡の建設時期にあたり、1 台の望遠鏡で 4.7h 観測され 6.2σ であり、2 台の望遠鏡で 11.8h 観測され 9.2σ となった。観測時の典型的なエネルギー閾値は 165GeV である。

観測されたガンマ線のスペクトルは冪型の分布をしており、冪 $2.2 \pm 0.09_{stat} \pm 0.15_{syst}$ となる (図 1.22)。165GeV 以上の積分フラックスは $(1.82 \pm 0.22) \cdot 10^{-7} m^{-2} s^{-1}$ となり、これは約 5% Crab に相当する。1TeV 以上の範囲で積分すれば、約 12% Crab である。

この観測結果は、CANGAROO-II の結果と冪の部分でかなり異なる。この放射源の位置は、*SgrA**、*SgrAEast* が在る領域と一致する。

H.E.S.S. による銀河中心 TeV ガンマ線天体の時間変動について [47]

H.E.S.S. で 2003 年、2004 年に観測されたデータを用いてフラックスの時間変動が調べられた。用いられたデータは以下に示すものである。

Data set	N_{tel}	Live time [hour]	Threshold [GeV]	Excess	Significance [σ]
2003	2	11.8	265	560	9.2
2004	4	50.0	125	2740	35.0

1TeV 以上積分フラックスの日による変動を (図 1.17) に示す。他に、2004 年の観測分に関しては、10 分ごと 28 分ごとの解析が行われた。全ての観測において、平均的なフラックスから 3σ 以上隔たっているものは存在せず、フラックスのばらつきは 15% のシステムティックなエラーを考慮すると平均のフラックスを中心としたガウシアン分布とほぼ一致する。このことから、10 分、28 分、1 日の時間間隔では、この期間の観測においてフラックスの変動は見られなかったということがわかった。

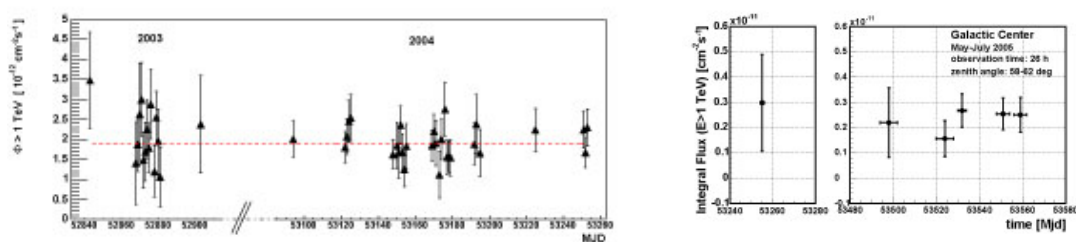


図 1.17: H.E.S.S. の観測による 1TeV 以上の積分フラックスの日変動 [47](左) MAGIC の観測による積分フラックス 1TeV 以上の変動 [55](右)。

MAGIC による銀河中心観測結果 [55]

2004 年までには、先にあげた Whipple、CANGAROO-II、H.E.S.S. の結果により銀河中心からの TeV 放射の存在は確立されたと考えてよい。この結果を受けて、MAGIC グループは建設時期にあたる 2004 年の 9 月から 10 月にかけて約 2 時間の観測を行った。ここで、データが僅かであったので、significance としては優位なものを得ることが難しく $\sigma \sim 3$ 程度であったが、1TeV 以上の積分フラックスで H.E.S.S. の得た結果と一致した。

2005 年春には約 20 時間に及ぶ観測が行われ、その結果として微分フラックス、 $(2.9 \pm 0.6) \cdot$

$10^{-12}(E/\text{TeV})^{-2.2 \pm 0.2} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ が得られた。また、微分フラックスに時間変動は見られなかった (図 1.17)。

この観測で得られた MAGIC グループの結果は H.E.S.S. グループの結果を支持している。また、TeV 放射は点源のように見え、その位置は *SgrA**、*SgrAEast* の位置と一致する。

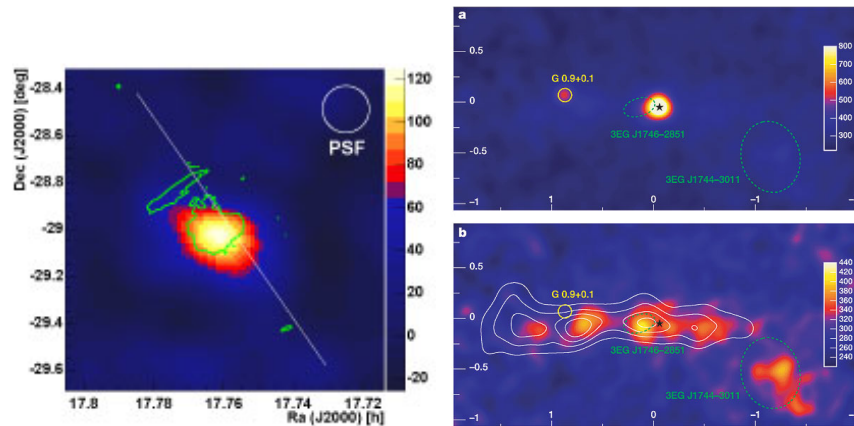


図 1.18: Magic グループの結果 [55](左) および H.E.S.S. の観測結果、(上) ガンマ線点源、(下) その点源の寄与を引いた場合の銀経方向に広がったガンマ線放射の分布を示す [18](右)。

H.E.S.S. による銀河中心領域の広がったガンマ線放射観測結果 [18]

4 台の望遠鏡の建設が完了し、2004 年当時よりも感度の良い状態で、銀経 ± 2 度、銀緯 ± 1 度程度に亘って、銀河中心領域を観測した。この結果、銀河中心領域に銀河中心とは別の点源が発見された (図 1.18)。この天体は、超新星残骸、ないしパルサー星雲である G0.9+0.1 に対応していると考えられている。55 時間に及ぶ長時間の観測結果を用いて、銀河中心に存在する 2 つのガンマ線の点源を取り除くことで銀河中心領域に存在する広がった TeV ガンマ線放射を調べた。これら、広がった放射の分布は非常に興味深い性質を示していることがわかった。広がった放射の成分の一部は、EGRET で発見された放射源である 3EG J1744+3011 と一致しており、銀河面方向に ± 2 度程度広がっていることを確認した。また、銀緯方向にも広がっていることが確認され、その広がり RMS で 0.28 度であることがわかった。

銀経 $l < |0.8^\circ|$ 銀緯 $b < |0.3^\circ|$ に相当する部分から、広がった放射のスペクトルを取ってくると、冪型を示しておりその冪は $\Gamma = 2.29 \pm 0.07_{stat} \pm 0.20_{sys}$ を示す。この冪は銀河中心に存在するガンマ線天体の冪とエラーの範囲内で一致する。また、銀経方向で 1 度程度はなれた *SgrB* 領域と *SgrA** 領域で冪はほぼ一致している (図 1.19(右))。ガンマ線の分布は、空間的な CO の分布、つまり分子雲の分布 [49] と一致していることから放射が陽子起源を示唆しており、銀経方向に銀河中心から ± 1 度程度広がっている (図 1.19(左))。

これらのことを総合して、この論文では銀河中心で過去 10000 年前に起こった何らかの粒子加速により加速されたハドロンが、銀河系内を伝播し星間分子雲との相互作用から π^0 崩壊を通して、ガンマ線で光っているのではないかと考えられており、冪の類似性と放射が銀河中心から広がっているように見えるため、その粒子加速源は銀河中心に存在する TeV ガンマ線源ではないかと考えられている。銀河中心には TeV 放射源として 2 天体ほど考えられ、*SgrA** は過去に活動が活発であったと考えられており、また *SgrAEast* の年齢は、大きく見積もった場合、約 10000 年程度を考えることも可能だ。

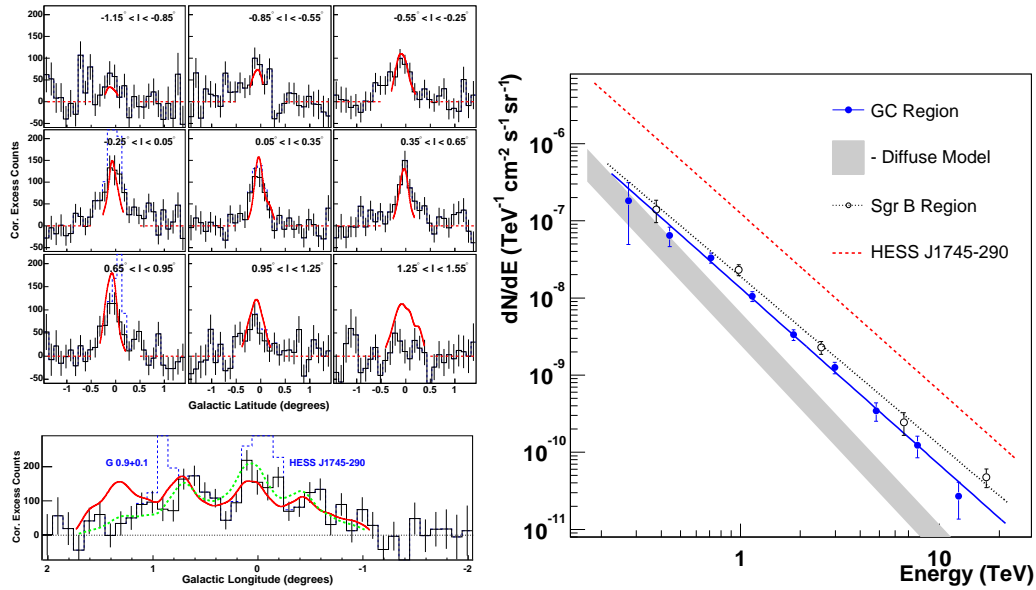


図 1.19: 両図とも [18] による。(左) 銀経方向の CO から得られた分子雲の密度に対するガンマ線の強度分布。積分範囲は銀緯 $b < |0.2^\circ|$ である。(右) 観測された場所ごとの微分フラックスを示す。Diffuse model とは地球近傍で直接観測された宇宙線のスペクトルと銀河中心の物質密度から予想されるガンマ線フラックスの値である。Diffuse model より、観測されたフラックスが大きいということは、1 TeV 以上のエネルギーを有する宇宙線の密度が地球近傍より 4~10 倍多いことを示す。

H.E.S.S. の結果から、ダークマター対消滅起源での銀河中心 TeV 放射の可能性について [50]

2004 年に観測された銀河中心の 49 時間のデータを全て用いて解析すると、ガンマ線イベント数 1863 となり、significance として 38σ という結果を得た。この詳細な観測から、従来点源と考えられてきたが、放射が銀経方向に僅かに広がっていることがわかった。また、スペクトルは冪型を示し、160 GeV から 30 TeV にかけて、その冪は $\Gamma = 2.25 \pm 0.04_{stat} \pm 0.10_{sys}$ である。

今までに無い精度で得られた、放射の広がりやスペクトルから、TeV 放射の起源を DM に当てはめて考えることが行われた。結果として、この領域での TeV フラックスの大部分は DM 起源ではないと考えられ、最大でも全フラックスの 10% 程度しか担っていないであろうことが示された。銀河内での DM の分布が NFW 分布 (Navarro, Frenk and White distribution[51]) にそっているとは仮定した場合は DM の $\langle \sigma v \rangle$ (velocity-weighted annihilation cross section) は、 $10^{-24} \sim 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 以下となることがわかった。これは、理論で予想されている値である $10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ よりは大きい、観測により DM の $\langle \sigma v \rangle$ に制限をつけることができた。また、銀河内の DM の分布が NFW 分布に沿って無い場合で、銀河の形成期に断熱的に圧縮されることで、銀河中心に DM がより集積しているであろう分布モデルである compressed NFW 分布をもちいると、 $\langle \sigma v \rangle$ によりきつい制限を与えることができ、その場合は $\langle \sigma v \rangle$ が 10^{-26} 以下になるであろうと考えられる。これらから、理論に制限を与えることができると期待される。

H.E.S.S. の詳細な観測結果による、銀河中心 TeV ガンマ線天体の位置決定について [52]

2005 年と 2006 年に観測された 73 時間のデータを用いて、解析が行われた。この時得られたフラックスは 2004 年度に観測されたものとエラーの範囲内で完全に一致する。平均的には角度分解能として 0.07 度という値が得られた。CCD 用いて星を測定し、そこから望遠鏡の位置の情

報が得て、解析時に望遠鏡の向きの補正を行えるようにした。それによって、望遠鏡の正確なポインティング情報を得ることが可能となり、望遠鏡のポインティングのエラーは $6''$ 角にすることができた。得られた強度マップを 2 次元ガウシアンでフィットした場合、銀河中心の TeV ガンマ線天体 HESS J1745-290 の位置として $l = 359^{\circ}56'41.1'' \pm 6.4(stat)$ 、 $b = -0^{\circ}2'39.2'' \pm 5.9(stat)$ という値が得られた (図 1.20)。これは、電波で得られた *SgrA** の位置から、 $7.7'' \pm 8.7''(stat.) \pm 8.5''(sys.)$ 離れている。銀河中心のこの領域には TeV 放射源となる G359.95-0.04 も存在し、*SgrA** とこの天体までの距離は $8.7''$ 角しか離れていない。そこで、現在までに考えられる TeV 放射源としては、2 つの候補が考えられ、*SgrA** と G359.95 - 0.04 である。この詳細な観測から、TeV ガンマ線の放射が、*SgrA*East* から放射されている可能性は高い確率で排除することができた。

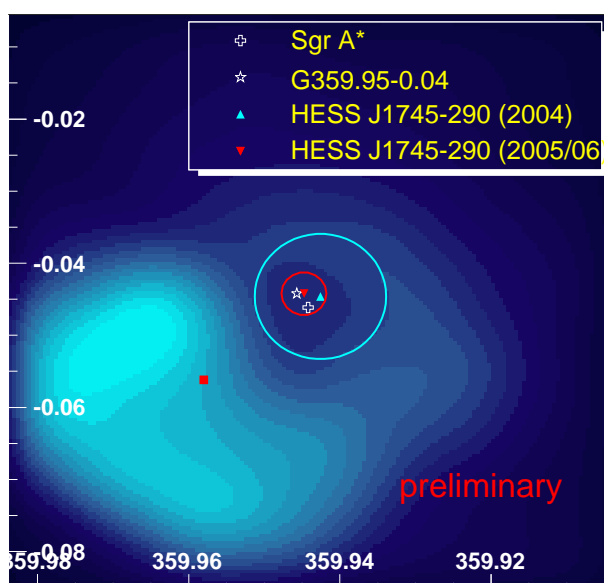


図 1.20: H.E.S.S. の観測結果。カラーは銀河中心から 10pc 以内の VLA 90cm の強度マップ。 [52]

H.E.S.S. と Chandra による X 線フレア同時観測結果 [53]

*SgrA** では速い時間変動をする非熱的な X 線の放射が存在し、それはブラックホールの近傍で粒子が加速されている有力な証拠となる。TeV ガンマ線源である HESS J1745-290 は *SgrA** と位置が一致し、X 線の放射と強く関係していると思われる。同時に X 線と TeV を観測することはこれら 2 つの波長での放射機構の相関、また放射機構それ自体を調べるのに非常に重要である。H.E.S.S. と Chandra で 2005 年の 7 月末から 8 月の頭にかけて同時観測が行われ、7 月 30 日の夜に X 線で強度が 10 倍も変動するフレアが観測された。幸運なことに、この時間、H.E.S.S. でも観測が行われており、X 線と TeV ガンマ線の相関が調べられた (図 1.21)。結果として、TeV のフラックスの変動は見られず、TeV 領域でフラックスが 2 倍変動した可能性は、99% の確率で排除された。この結果は現在観測されている TeV 放射は *SgrA** 近傍では起こっていないということをサポートする結果である。

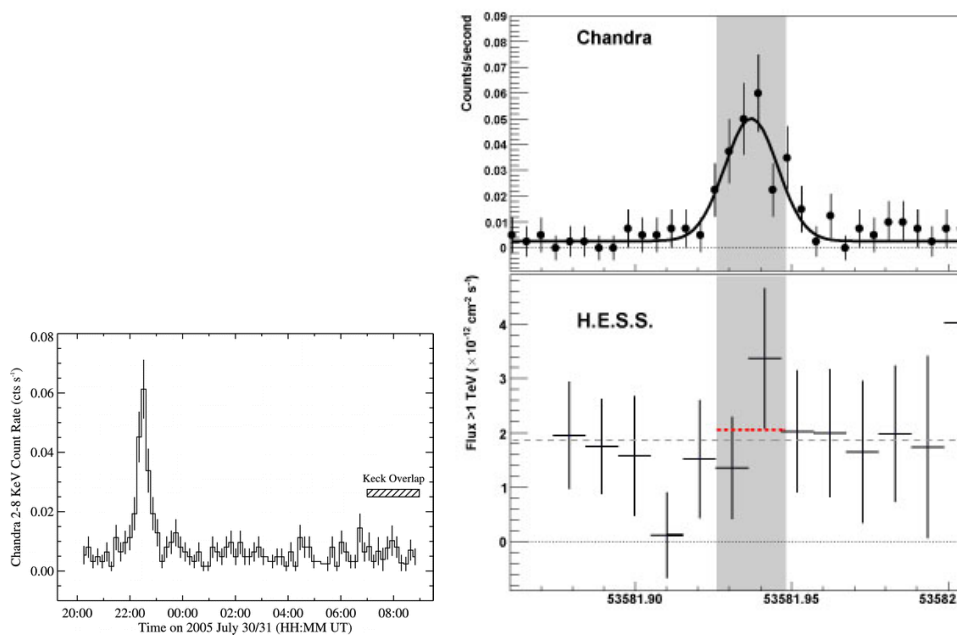


図 1.21: Chandra で得られたフレア 1-10keV [54](左) および H.E.S.S. で得られた X 線バースト時の時間変動 (上)Chandra の結果を 400 秒ずつにビンニングしなおしたもの (下)15 分ビンで TeV ガンマ線の時間変動を示した。灰色の点線は [53](右)。

— 1.4.3 銀河中心の TeV 観測史まとめ —

今までに得られた、銀河中心の解像型大気チェレンコフ望遠鏡の観測結果についてまとめる。

- 近年得られた結果として 1TeV 以上の積分フラックスはカニパルサー/星雲の強度の約 12% であり、冪は 2.2~2.3 である (図 1.22)。
- 空間的広がりや、冪の類似性から銀経 ± 1 度広がった放射は、銀河中心の TeV 天体と関連していると考えられる [18]。
- 詳細に放射源の座標を観測から決定することで、銀河中心の TeV ガンマ線源は Sgr A* もしくは G359.95-0.04 であると考えられ、Sgr A East から放射されている可能性は高い確率で排除された [52]。
- TeV ガンマ線の時間変動が見られないことから、TeV ガンマ線の放射領域は X 線が放射されている $20R_s$ 程度ではなく、それより大きな領域から放射されているであろう [53]。
- 銀河中心からの TeV ガンマ線放射におけるニュートラリーノ対消滅起源の成分は多くても全放射の 10% 以下であり、全放射に対するニュートラリーノ対消滅の寄与はあったとしても小さいであろう [50]。(ただし、この見積もりは、どのようなモデルを選ぶかに大きく依存する。)

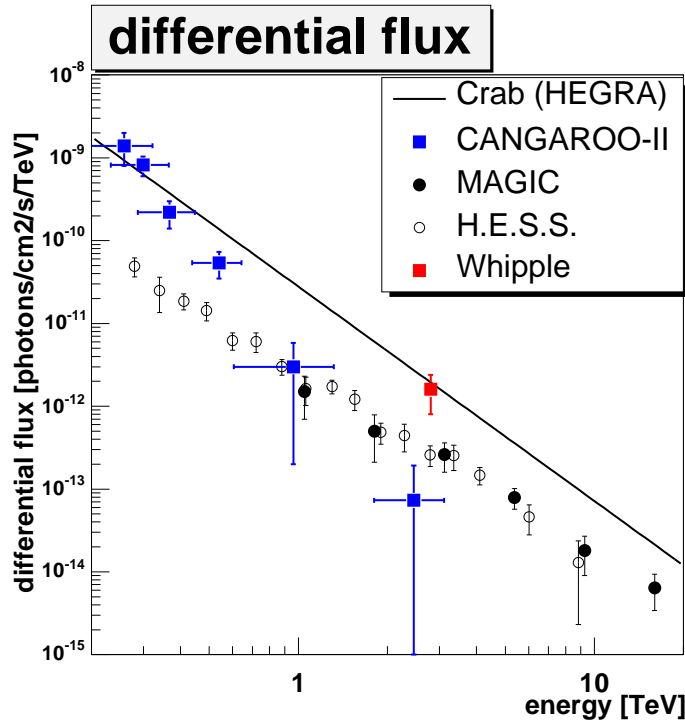


図 1.22: Whipple、CANGAROO-II、H.E.S.S.、MAGIC の TeV 観測の微分フラックスを示す。

— 1.4.4 放射起源について —

ここで、ガンマ線放射起源について考察する。図 1.23 はこの領域で得られた多波長スペクトラムである。

SMBH 近傍からの放射

SMBH 近傍で VHE ガンマ線が放射されているであろうことは、*SgrA** の可視光、赤外観測のポロメトリックなルミノシティが低いことから言われている。その理由として、銀河中心に存在する赤外放射は VHE ガンマ線と相互作用して、減少していることが考えられている。銀河中心での可視、赤外との相互作用は、ガンマ線のエネルギーが、数十 TeV 以上になると支配的になるだろうと考えられる。近赤外と X 線のフレアの時間スケールはそれぞれ、 $\mathcal{O}(10^4)sec$ と $\mathcal{O}(10^2 \sim 10^3)sec$ となっている。このことから、フレア時には近赤外や X 線の放射は SMBH のシュワルツシルト半径の数倍から数十倍の大きさの領域で起こっていると考えられている。VHE ガンマ線が SMBH 近傍で生成されていれば、VHE ガンマ線もこの程度の時間スケールで変動すると考えられる。

TeV よりも波長の短い観測結果と無矛盾で SMBH の近傍で TeV ガンマ線が放射されるモデルとして、陽子起源、電子起源それぞれについて議論する [58]。

[陽子起源] SMBH 近傍から陽子起源で VHE ガンマ線が生成されるモデルは、以下のように 3 通り考えることができる。

1. SMBH 近傍の強磁場による陽子のシンクロトロン放射と曲率放射 : SMBH 近傍には陽子が曲率放射をするのに十分な磁場 (約 $10^6 Gauss$) が存在すると考えられている。しかし、放

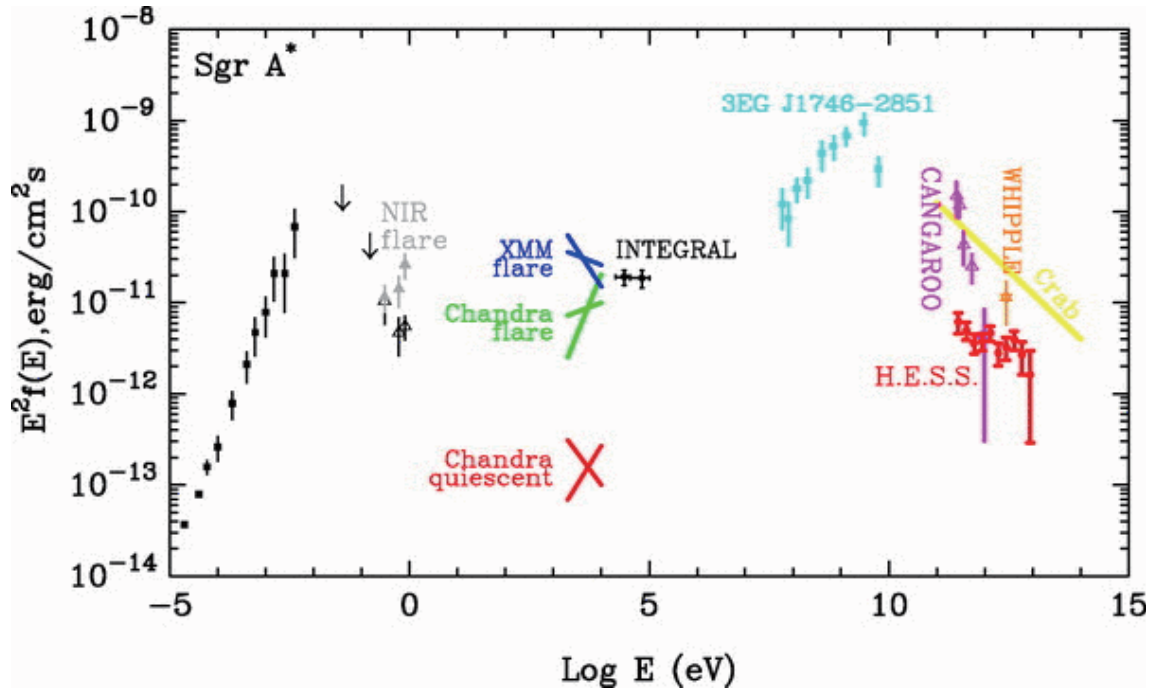


図 1.23: 銀河中心の多波長スペクトル。電波観測のデータは Zylka et al.(1995) による。赤外線観測の定常時のデータ、フレア時のデータは Genzel et al.(2003) による。Chandra で得られた X 線の定常時とフレア時のデータは Baganoff et al.(2001,2003) による。XMM-Newton で観測されたフレア時のデータは Porquet et al.(2003) からである。ハード X 線は INTEGRAL のものであるが、INTEGRAL の角度分解能はかなり悪いので、このハード X 線のフラックスは *Sgr A** からのものかどうか確立されていない (Belanger et al.2004)。そのことは、EGRET のデータ (Mayer-Hasselwander et al.1998) にも言えて、GeV 天体の位置決定精度は約 1 度である。超高エネルギーガンマ線の結果として、Whipple グループ (kosack et al.2004) と CANGAROO-II(Tsuchiya et al.2004) と H.E.S.S.(Aharonian et al.2004) の結果を載せる。CANGAROO-III の結果、MAGIC の結果は H.E.S.S. の結果とエラーの範囲内で一致する。[46]

射機構の性質上、シンクロトロンで生成されるガンマ線は数 TeV の上限値を持ち、同様に曲率放射で生成されるガンマ線は数十 TeV の上限値を持つ。そして、何より磁場が強い場所では、生成されたガンマ線が磁場との相互作用で吸収されてしまう。実際、 10^6 Gauss を仮定した場合は、1TeV のガンマ線の radiation length はガンマ線を放射する領域より小さくなると考えられる。そのため、観測される TeV ガンマ線の量を説明することはシンクロトロン放射や曲率放射では困難である

2. photo-meson effect : 陽子のエネルギーが 10^{18} eV 程度となると、赤外や mm 波との相互作用が支配的となる。この場合、陽子は星間の光子と相互作用し 2 次的にガンマ線を生成するが、本来持っているエネルギーが大きいため、相互作用をした後も相対的には自身の持っているエネルギーの僅かの部分しか失わない。光子と超高エネルギー陽子との相互作用の平均自由行程は、赤外で観測された銀河中心天体の大きさのおよそ 100 倍であり、従って超高エネルギー陽子のもつエネルギーの 1/100 程度しか 2 次粒子に与えられていない。それゆえ、観測されるような TeV ガンマ線を photo-meson effect のみで説明しようとすれば、膨大な数の超高エネルギー陽子が必要となる。
3. 陽子-陽子相互作用による π^0 崩壊 : もし、銀河中心の磁場が弱くおよそ $B \ll 10^4$ Gauss (few R_s 以内の領域において) であれば、シンクロトロン放射や曲率放射ではガンマ線の生成

をすることは不可能になり、また同様に photo-meson effect を起こすような超高エネルギーに陽子を加速することが難しくなるため、 π^0 崩壊によるガンマ線生成が有力となる。陽子は、SMBH の周辺に形成された降着円盤の質量降着に伴って生じるショックで加速されている可能性がある。VHE ガンマ線生成の生成効率は降着の時間スケールと陽子-陽子相互作用によるクーリングの時間スケールの比により決まる。降着の時間スケールは領域の大きさにもよるが $R/v_r \sim 10^3 - 10^4$ sec と考えられ、陽子-陽子のクーリングの時間は $t_{pp} \simeq 1.5 \times 10^7 (n/10^8 \text{ cm}^{-3})^{-1}$ sec と考えられる。観測された TeV ガンマ線を陽子-陽子相互作用で説明するためには、陽子の加速に用いられるエネルギーは、観測される全電磁放射のルミノシティ ($\mathcal{O}(10^{39})$ erg/s) よりも 1 桁多い $\mathcal{O}(10^{40})$ erg/s が必要である。陽子-陽子放射が支配的な場合、ハード X 線放射の flux は TeV ガンマ線の flux よりも数桁少ないことが考えられる。なぜなら、ハード X 線の起源は π 中間子の崩壊で 2 次的に生成された、電子、陽電子のシンクロトロン放射が起源であると考えられるからである。逆に、TeV と X 線で放射に相関が見られれば、陽子-陽子相互作用の結果としての TeV ガンマ線放射の可能性は大きく制限される。現在までのところ、TeV 領域でフラックスの時間変動は確認されていない。

[電子起源] SMBH 近傍から電子起源で VHE ガンマ線が生成されるモデルは、次のように考えることができる。

1. 電子の曲率放射と逆コンプトン散乱 (CRIC) : 電子が SMBH 近傍の強い磁場で高エネルギーまで加速されそれが、曲率放射、逆コンプトン散乱を引き起こし VHE ガンマ線が生成される。電子のエネルギー放射損失率は陽子よりも非常に大きい。トムソン散乱断面積を考えた場合、質量の 2 乗に反比例するため、陽子からの単位時間当たりの電磁放射は電子からの 100 万分の 1 以下となる。つまり、電子は陽子に比べ効率的に放射を引き起こす。VHE ガンマ線を放射するためには、電子は数 TeV まで加速されなければならない。曲率放射で生成されたガンマ線は $\varepsilon_{\nu\nu\nu} \simeq 2 \times 10^8 (E_e/10^{14} \text{ eV})^3 \text{ eV}$ にピークを持ちおよそ数 GeV となる。また、逆コンプトンされて生成されたガンマ線は $E_\gamma \sim E_e \sim 10^{14} \text{ eV}$ にピークを持つ。10 TeV 以上のガンマ線は赤外との相互作用から放射領域から外に出ることは困難である。

星間風により加速された陽子による放射

星間風により電子や陽子が加速されていると考えることができる。銀河中心から数パーセクの領域には、質量放出が $10^{-3} M_\odot/\text{yr}$ にも及ぶ大質量星が多数存在する。その質量損失は銀河中心に存在する巨大な重力源との相互作用により形成された星間風により引き起こされていると考えられている。星間風による衝撃波は高温プラズマを生成し、それは銀河中心領域に広がっている。それら星間風による衝撃波は効率的に陽子や電子を相対論的なエネルギーまで加速する [59]。加速された電子は逆コンプトン散乱を引き起こし、時間変動をしない GeV-TeV ガンマ線を生成する。

モデル [59] では、クーリングの折れ曲がり を 4 GeV としており、これは GLAST で十分に観測可能である。さらに、keV 放射は同じように星間風の衝撃波加速を受けた電子からのシンクロトロン放射であり、それがハード X 線にまで広がっていると考えられる。それらの放射の強度は銀河中心数パーセクの磁場の強さに依存している。モデルでは、磁場は $300 \mu\text{Gauss}$ 以下と考えられている。将来、シンクロトロン背景放射が観測されれば、磁場に厳密な制限を与えることができ、そこから星間風による加速起源の放射に制限を設けることができる。

星が SMBH に落ち込むことで加速された陽子による放射 [60]

銀河中心領域は星の密度が高いところであり、星が銀河中心に膠着するということはしばしば起こるのであろう。捉えられた星は、SMBH へと降着していく過程で、その潮汐力によりばらばらにされ、分解されてしまう。それら、分解され撒き散らされたものの一部が、相対論的なエネルギーを持った陽子となる。それらの高エネルギー陽子が星間物質と相互作用し、 π^0 崩壊を通してガンマ線を生成する。ガンマ線の flux は陽子が相互作用する平均の時間 (live time) で一定であると考えることができる。陽子の live time より長い時間では、ガンマ線の flux は exponential 型で減少することが考えられる。ここで、陽子の live time は星間物質密度に依存している。星を捕獲するモデルの特徴は、銀河中心付近に電子-陽電子対消滅による放射が観測されることである。陽電子は運動エネルギーが数 eV にクーリングされて始めて、対消滅を効率的に行うようになる。クーリング時間程度の間、陽電子は銀河中心から 100pc 程度伝播する。ここでは、陽電子のクーリングの時間を 10^6 年と仮定した。一方、高エネルギーガンマ線は陽子が星間物質中に注入されると、かなり僅かな時間で生成されるようになる。また、物質密度にも依存し、TeV ガンマ線放射は銀河中心で点源状にみえるであろう。このように考えると、観測されている TeV ガンマ線放射は、近年捕獲された星の降着によって生じていると考えことができ、陽子-陽電子対消滅による広がった放射はそれ以前の星の降着によって生じていると考えすることができる。銀河中心からの TeV ガンマ線放射を説明するには、銀河中心への星の捕獲の典型的な時間間隔は $\sim 10^5$ 年ということができる。現在は、一度星が捕獲されてから次の星が捕獲されるまでの間の期間なのかもしれない。そのように考えれば、電子-陽電子の対消滅による放射が TeV ガンマ線放射よりも 2 桁大きいことを自然に説明することができる。電子-陽電子の対消滅による放射は INTEGRAL 衛星によって得られている。

銀河中心の確率的な (stochastic) 加速を受けた粒子による放射 [61]

小さな降着トラスの中で電荷を持った粒子が stochastic(確率的に) 加速されるというモデルは、銀河中心からの mm 波やそれより短波長の放射の観測結果を説明するのに有力なモデルである。mm 波とそれより短波長の銀河中心でのスペクトルは、stochastic 加速された電子が小さな降着トラス中の挟れた磁場と相互作用することにより生じると考えられている。TeV ガンマ線のルミノシティは、stochastic 加速された陽子による π^0 崩壊の結果としても説明できるとされている。

モデルによると、陽子-陽子の散乱過程は加速領域では行われず、SMBH 近傍約 3 パーセクで生じている。加速領域における星間陽子密度は、その周りの領域に比べ比較的低いと考えられている。それは、加速された陽子を加速領域の外に伝播することを可能とし、星間物質と相互作用することを可能とする。モデルでは、TeV ガンマ線放射が 1 年またはそれ以下の時間で安定していることを説明することが可能である。安定している理由として、陽子-陽子散乱のクーリング時間が通常の星間物質密度 1 個/cc を仮定した場合、 $\mathcal{O}(10^{15})sec$ となり非常に長いためである。この時間スケールは、星間風により物質が銀河中心に流入する時間スケールよりも長い。これは、場所や時間による TeV 放射変動がもし存在すれば、それは放射源それ自体の時間変動ではなく星間物質密度の変動によって説明することができることを示唆する。陽子-陽子相互作用は、2 次生成物がカスケードを引き起こすことで、TeV ガンマ線だけではなく他のスペクトル成分も同時に生じる。数 100 MeV 以下のエネルギーでは、荷電 π 中間子の崩壊により生じたものからの放射が主となる。100 MeV から 100 GeV 領域の広帯域スペクトルを観測可能な GLAST の観測が待たれる。

超新星残骸、*SgrAEast* により加速された粒子による放射

超新星残骸 *SgrAEast* で高エネルギーから超高エネルギーのガンマ線を説明できる。この超新星残骸のシェルは非常に密度の高い星間物質と相互作用しており、TeV ガンマ線で得られた冪は、H.E.S.S. やその他の IACTs で得られた超新星残骸の冪と非常に類似している。超新星残骸 *RXJ0852.0 - 4622* は *SgrAEast* 程度の超新星残骸であり、加速された陽子が星間物質と相互作用することで π^0 崩壊によって TeV ガンマ線を放射していると考えられている [62]。同様に、銀河中心の TeV ガンマ線放射も *SgrAEast* の超新星爆発により加速された陽子の π^0 崩壊から放射されていると考えることができる。しかし、最近の H.E.S.S. の観測結果は放射は *SgrAEast* というよりは寧ろ、*SgrA** から放射されていることを示唆している [52]。

暗黒物質の対消滅による放射

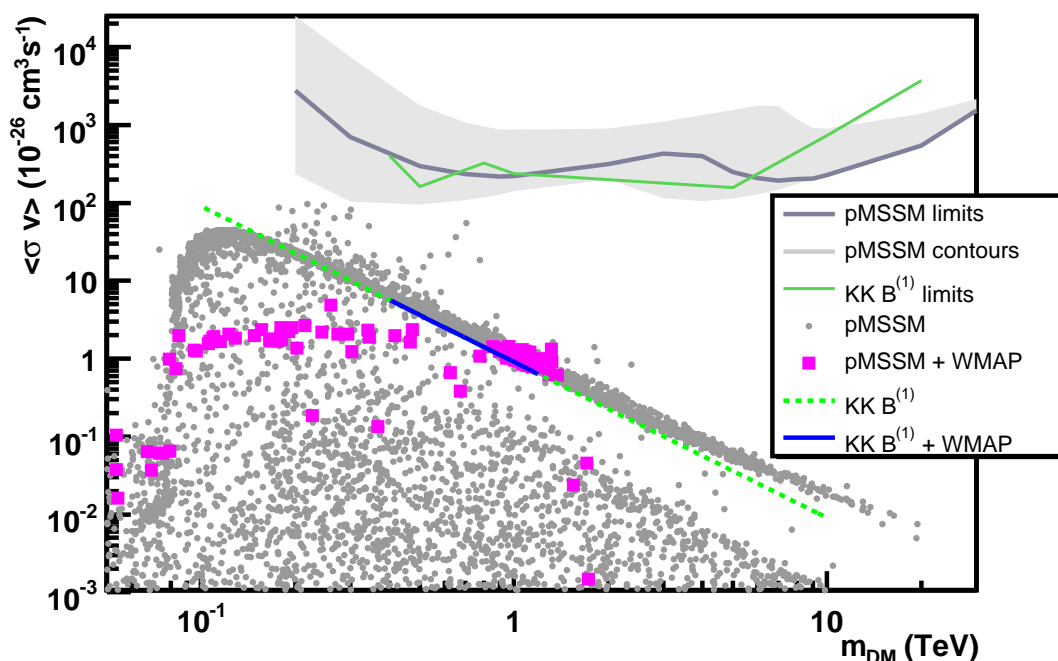


図 1.24: 銀河中心の H.E.S.S. の観測結果からダークマターのパラメータ空間に制限を加える。ダークマターの銀河系内における空間分布は NFW を用いた。超対称性理論として pMSSM モデルと KK モデルの場合の理論による可能性のあるパラメータ分布をそれぞれ示した。ピンク色のドットと青の線はそれぞれ、WMAP の結果も考慮した場合のパラメータ空間上の pMSSM モデルと KK モデルのパラメータ分布を示す [63]。

銀河中心は銀河の中でも重力場の強い場所であると考えられており、DM も重力相互作用をすることから、銀河中心領域に集積している可能性がある。理論の発展により、DM の候補として超対称性粒子が考えられている。ダークマターがニュートラリーノである場合には対消滅を引き起こし、2 次的にガンマ線が生成される。H.E.S.S. やその他 IACTs の観測により、ニュートラリーノの $\langle \sigma v \rangle$ と質量 m_{DM} に制限がつけられ、間接的に DM の性質に制限を加えることができた (図 1.24)。

一方で、もし銀河中心からの TeV ガンマ線がほとんど DM 起源ではない場合でも、いくらかは DM の寄与があるかもしれない。H.E.S.S. 実験では観測された TeV ガンマ線スペクトラムに対して、予想されるダークマターのスペクトルの冪と規格化因子をフリーパラメータでフィッティングした結果、DM の対消滅による寄与は、あっても少ないものであり、TeV ガンマ線放射全体の 10 % 以下であることがわかった (図 1.25) [50]。

次世代のさらに検出感度の良い IACTs により、もしかしたら銀河中心からのダークマター起源の TeV 放射が発見されるかもしれない。

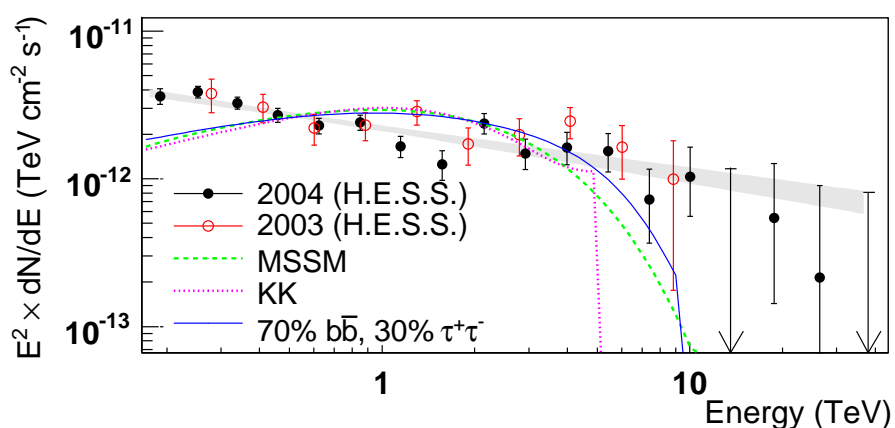


図 1.25: H.E.S.S. の観測から得られた銀河中心のエネルギースペクトルを示す。赤の丸は 2003 年観測結果であり、黒丸は 2004 年観測結果である。エラーは 2σ である。緑点線は、MSSM 理論の 14 TeV の質量を持つ DM 対消滅放射のフィッティング結果であり、ピンク点線は KK 理論の 5 TeV の質量を持つ DM 対消滅放射のフィッティング結果である。青線は、10 TeV の DM が対消滅し $\tau^+\tau^-$ 30% と $b\bar{b}$ 70% に崩壊する場合を示している [50]。

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。この章では、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の観測原理について述べる。

Section 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、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。

解像型大気チェレンコフ望遠鏡で捕らえられるような、100GeV 以上の陽子・ガンマ線の作り出す空気シャワーの最大発達高度は、高度約 10 km 程度である。

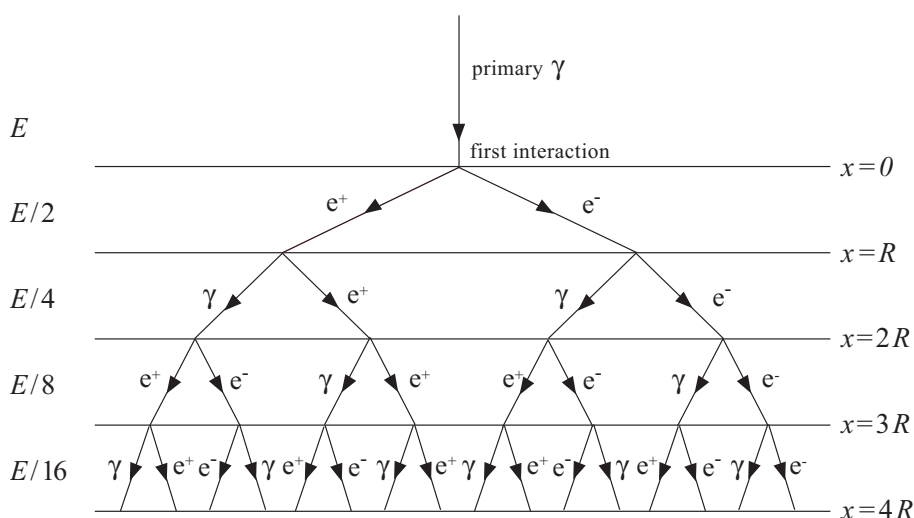


図 2.1: 電磁シャワーの発達の様子

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、核カスケ-

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し核子 1 つずつに分かれる。これらの核子は、大気中の原子核と陽子-陽子散乱を引き起こし核子 (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

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma \tag{2.1}$$

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) が相対論的效果で延び、崩壊前に原子核と衝突を起し、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、

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.2}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.3}$$

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。

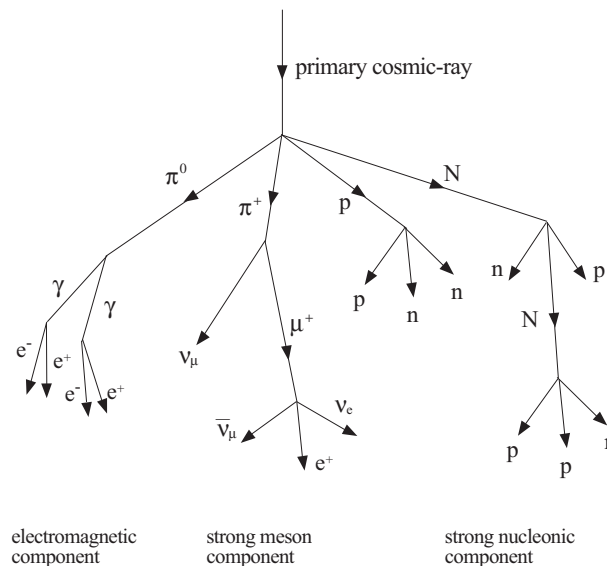


図 2.2: ハドロンシャワーの様式

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、ほぼ対称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 中間子で 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。

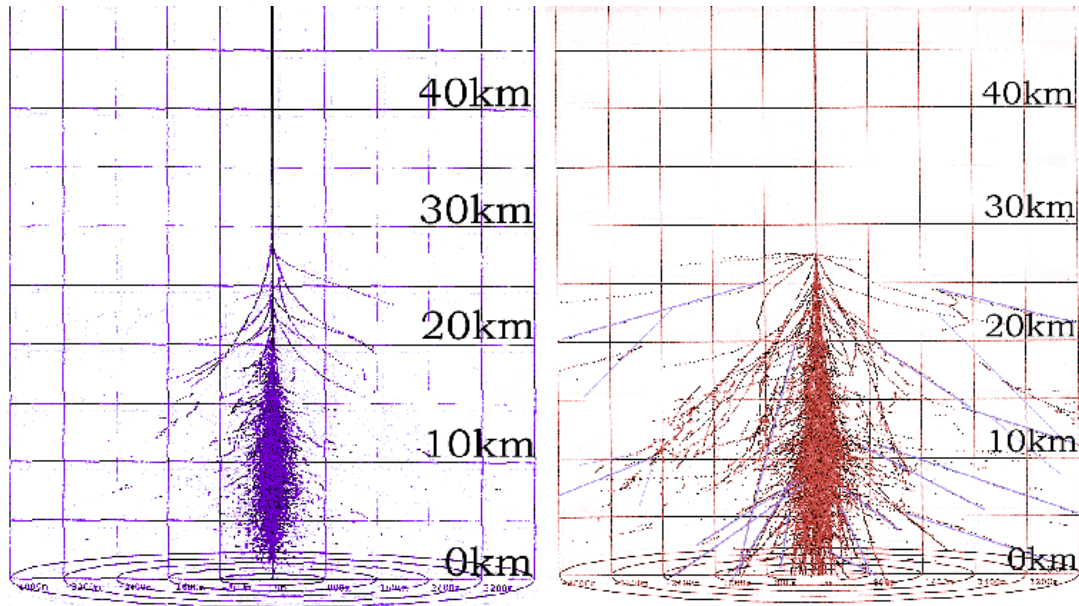


図 2.3: モンテカルロシミュレーションによる空気シャワーの発達の様子。(左)100GeV のガンマ線 (右)300GeV の陽子

Section 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。

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

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

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

ここで、1GeV を超えるようなガンマ線が大気に入射すると電子対生成から電磁シャワーを引き起こすが、このときにできる電子は主に可視から紫外の波長域のチェレンコフ光を出す。その閾

値は大気の屈折率 n で決まるが、 n は大気の温度を $T[\text{K}]$ として以下のように与えられる。

$$n = 1.0 + 0.000296 \cdot \left(\frac{x}{1030\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} \right) \cdot \left(\frac{T}{273.2\text{K}} \right)^{-1} \quad (2.6)$$

x は大気の深さで、 T は x の関数として $T = 204 + 0.0091x[\text{K}]$ と表され [22]、1atm で常温の下では屈折率は $n \sim 1.00027$ である。大気圧は高度とともに減少するので、チェレンコフ角は式 $\theta_c = \cos^{-1}(1/n)$ より 1.3 度以下となる。シャワー中の電子は、多重クーロン散乱されて多少の広がりがあり、実際のガンマ線シャワーによるチェレンコフ光の広がりには TeV 領域では θ_c は約 3 度となる。

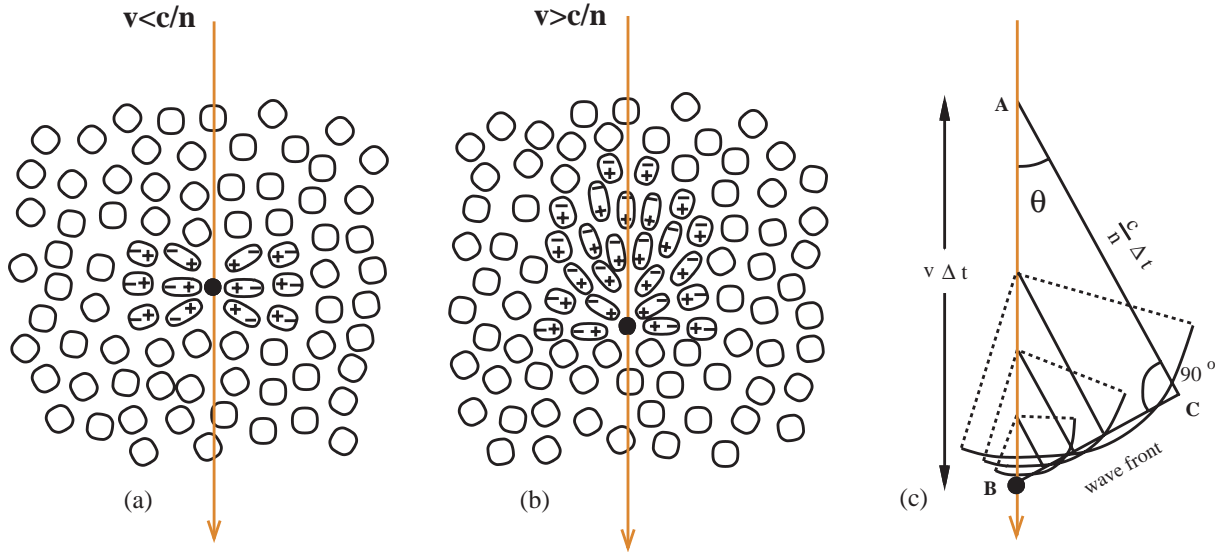


図 2.4: (a) 粒子の速度が遅い場合の分極。(b) 粒子の速度が十分に速い場合の分極。(c) チェレンコフ光の指向性。[21]

電荷 z からのチェレンコフ光による単位軌道長あたりのエネルギー放出量 $dE/dx[\text{ergs/cm}]$ は、チェレンコフ光の振動数を ν として、以下で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \nu d\nu. \quad (2.7)$$

これにより、荷電粒子が距離 l を走ったときに波長 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ に放出される光子数 N は以下のようになる。

$$N = \frac{1}{\hbar \omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^l \left(-\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (2.8)$$

$$= 2\pi \alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right). \quad (2.9)$$

ここで α は微細構造定数で $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$ である。例えば、荷電粒子が $l = 1 \text{ m}$ 走ったとき、光電子増倍管で感度のある可視光帯域の $350 \sim 550\text{nm}$ の波長域におよそ 27 個の光子が放出される。チェレンコフ光子の数は、同じ電荷をもつ粒子同士では、質量に関係なく粒子の速度 β にのみ依存する (式 2.9)。従って、空気シャワー中の粒子で光子を放出するのは、主として慣性質量が軽く、加速を受けやすい電子・陽電子である。このことから、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 倍の電子・陽電子を生成するため、約 3 倍のチェレンコフ光子を放出する。 $E_0 = 10^{12} \text{ eV}$ の陽子によって形成される電子・陽電子の総数は

10^3 程度である。このとき、チェレンコフ光子総数は 10^7 個程度となり、最大発達高度は 10km 程度である。この高さから 1° の広がりに対応する面積 $7 \times 10^4 m^2$ の中に一様にチェレンコフ光が放射されれば、光子の数密度は $100 \text{ 個 } m^{-2}$ 程度となる。

空気シャワーから放出されるチェレンコフ光の分布は、シャワーの発達仕方、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 2.5)。

$$r_c = (\text{シャワーの最大発達高度}) \times \theta_c \quad (2.10)$$

電磁シャワーの最大発達高度は、典型的に $\sim 10 \text{ km}$ なので $r_c \sim 300 \text{ m}$ である。チェレンコフ光は縦方向に一様に分布しているため、光子の到来時間の分布は $\sim 10 \text{ nsec}$ 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 $\sim 20 \text{ nsec}$ の範囲となる。このチェレンコフ光の到来範囲 $r_c^2 \sim 10^4 - 10^5 m^2$ 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FRINGEを作る。このFRINGEの大きさは、大気の散乱などの効果を考えない理想的な場合は、シャワー核を中心とした半径 110-145 m となる (図 2.6(b))。しかし、大気の散乱等の効果があるため、実際はそれよりも広がった分布を示す (図 2.6(c))。

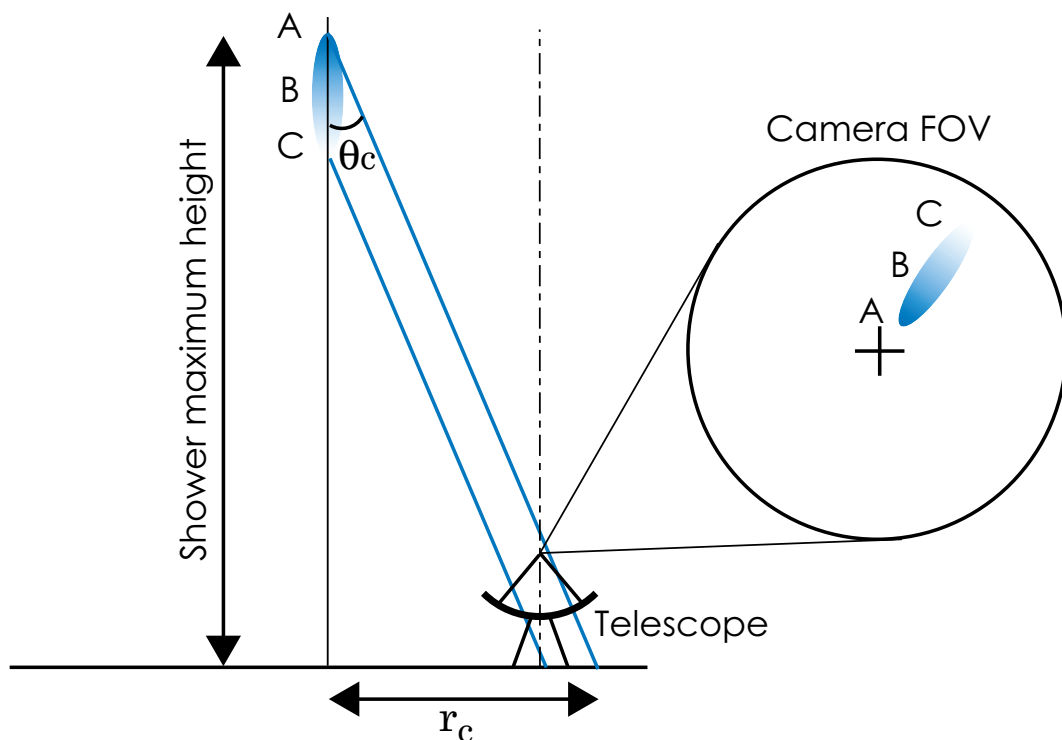


図 2.5: 空気シャワーと望遠鏡の位置関係。

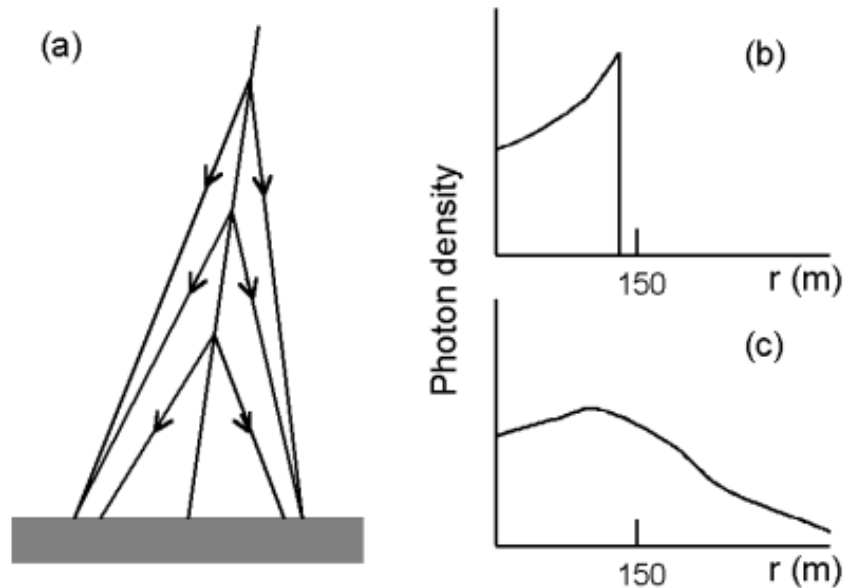


図 2.6: チェレンコフ光の縦方向の発達の様子。(a) 空気シャワーからのチェレンコフ光の放出方向の高さによる変化。空気の屈折率の変化により、低い高度になるとチェレンコフ角が大きくなる。(b) 電子の多重散乱を考慮しない場合の地上におけるチェレンコフ光子密度の分布を、シャワー落下点からの距離を横軸として模式的に表したものの。(c) 電子の多重散乱を考慮した場合。実際の分布はこれに近い形になる。

Section 2.3

イメージング法

単位面積当りのフラックスを比較すると、最も明るい恒常 TeV ガンマ線天体であるカニパルサー/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。実際の観測では、TeV ガンマ線天体はカニパルサー/星雲よりもガンマ線フラックスが小さいため、ハドロンから作られるシャワーの方が、ガンマ線から作られるシャワーに比べ圧倒的に多くなる。従って、地上での観測では得られたシャワー事象からハドロンシャワーを効果的に取り除く必要がある。このための手法が、解像型大気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、現在の解像型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)。

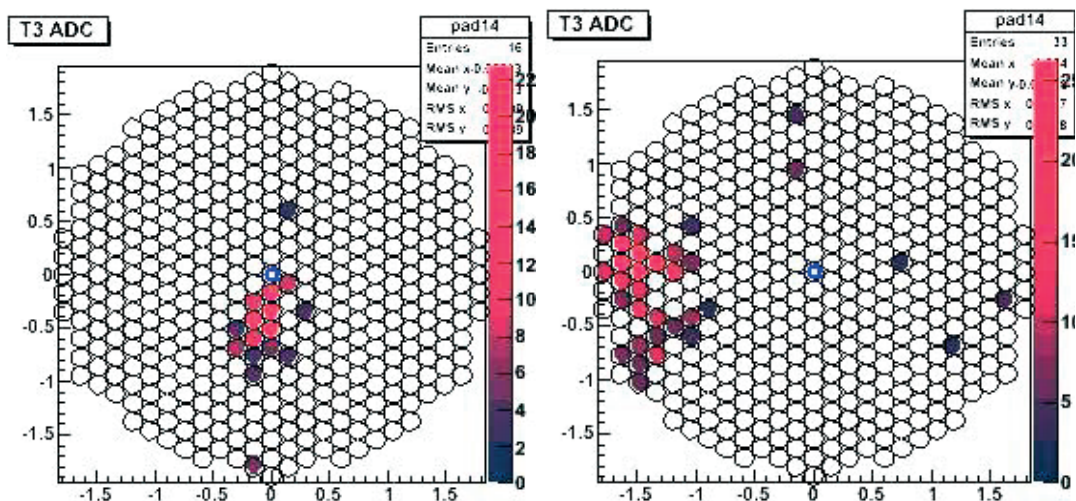


図 2.7: モンテカルロシミュレーションによって得られた、CANGAROO-III 望遠鏡カメラ上でのシャワーイメージの典型例。(左)1 TeV ガンマ線によるイメージ。(右)3 TeV 陽子によるイメージ。ガンマ線が細長い形に対して陽子は歪な形をしている。

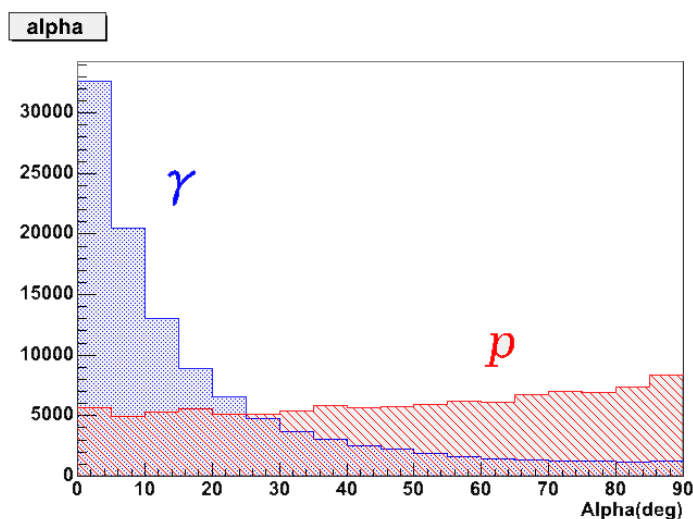


図 2.8: モンテカルロシミュレーションによるガンマ線と陽子のシャワー軸と天体方向のなす角である α 分布。ガンマ線によるシャワーが天体方向を向いているのに対し、陽子のものは決まった方向を持たない。

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 2.9)。(詳しくは (Appendix B) を見よ。)

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 $\text{Alpha}=0$ にピークを作る。

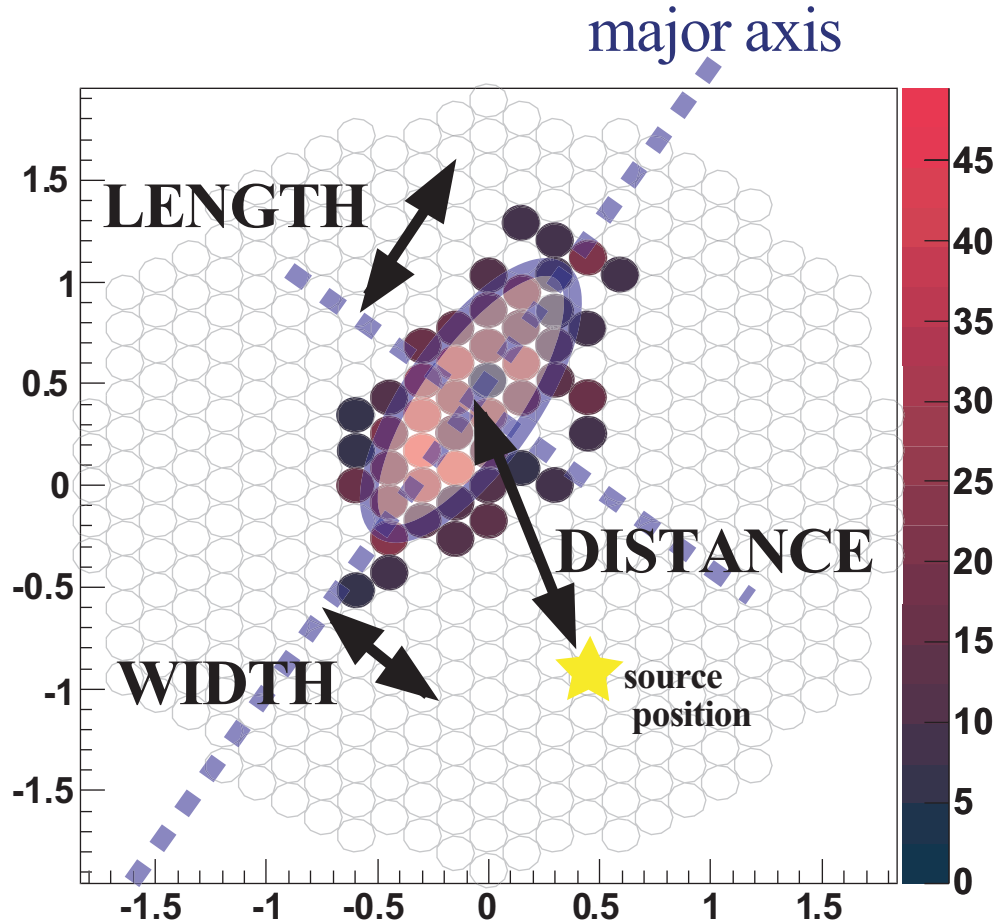


図 2.9: イメージパラメータの定義。小さな円は光電子増倍管を示し、カラーは ADC カウント。

Section 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、1つのシャワー事象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の区別を行えるため、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)。

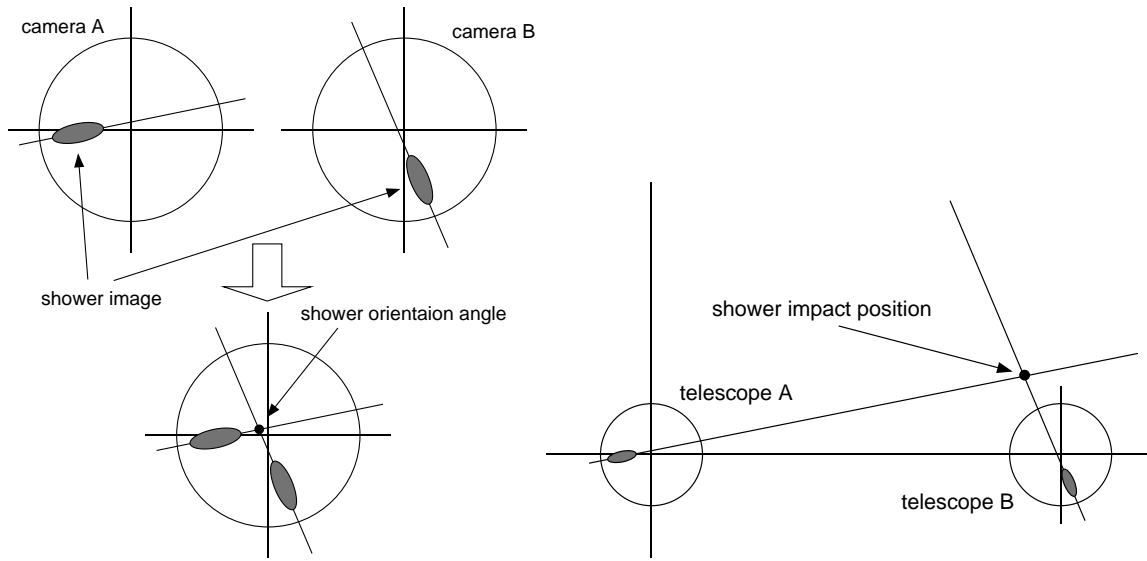


図 2.10: 2 台の望遠鏡による到来方向角 (左)、シャワー落下点 (右) の定義

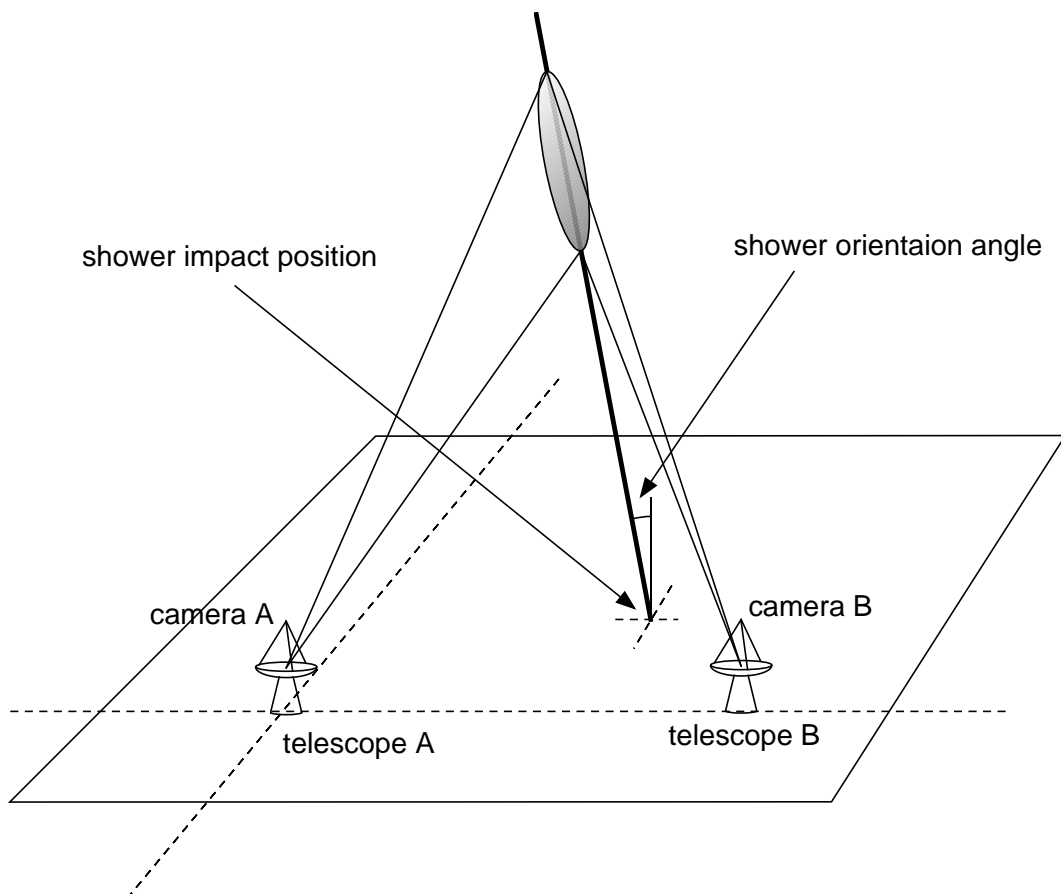


図 2.11: ステレオ観測では空気シャワーの像を 3 次的に再構成できる。

ミュオン事象

解像型大気チェレンコフ望遠鏡では、ハドロンとガンマ線によるシャワーを選別することが、バックグラウンド事象を減らし S/N 比を向上する上で、非常に大切である。ハドロンとガンマ線によるシャワーの場合、シャワーを形成し、チェレンコフ光を放射するのは、雪崩増幅された電子・陽電子である。一方、荷電 π 中間子の崩壊によって生成されたミュオン (式 2.2、2.3) もチェレンコフ光を放出する。ミュオンのチェレンコフ放射は、ガンマ線を観測する場合のバックグラウンドとなる。後述するが、現在、解像型大気チェレンコフ望遠鏡実験は、数台の望遠鏡を用いて同時観測するステレオ観測が一般的に行われており、『複数代の望遠鏡のトリガー条件を満たす』というグローバルトリガー条件を課すことで、ミュオンによるシャワー事象を除去することが可能となっている。ミュオンの作るチェレンコフ光の性質を知ることは、バックグラウンドを減らすために重要である。

ミュオンは以下のように、 $2.197 \times 10^{-6} \text{sec}$ で崩壊することが知られている。

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.11)$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.12)$$

チェレンコフ光を放射するような程度に加速されたミュオンは、高速の 99.97% まで加速されている必要があり、そのようなミュオンは、地上に到達するまで崩壊しない。電子は、大気中で制動放射を起こし、エネルギーを徐々に失っていく。最終的には、電離相互作用でエネルギーを失い、イオン等に捕獲される。ミュオンは、電子よりも 200 倍ほど質量が大きいので、1TeV 以上にならない限り、制動放射はまれにしか起こらず、主に電離相互作用を通して、エネルギーを失う。しかし、電離損失で失われるエネルギーは少なく、大部分は地上に到達できる。

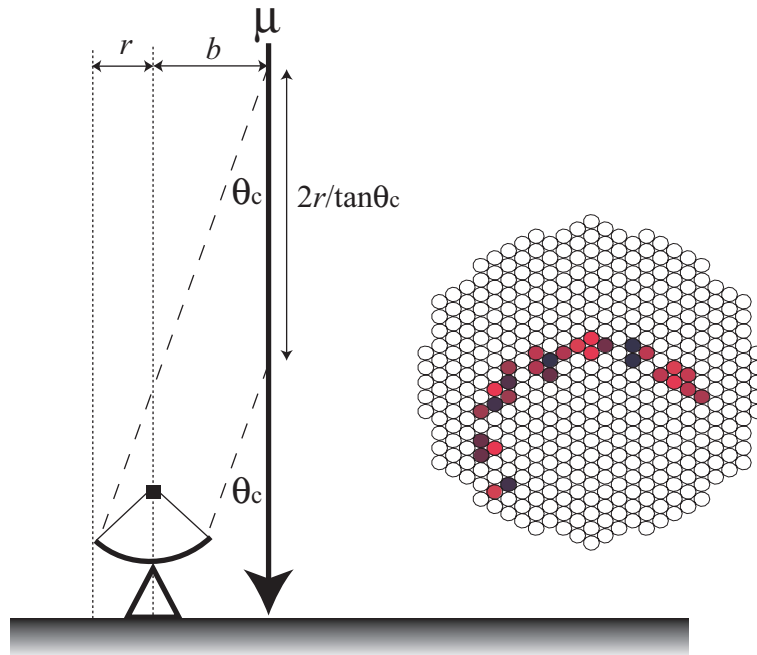


図 2.12: 得られるミュオン事象。

空气中を透過するミュオンは、図 2.12 のように、チェレンコフ光を放射してチェレンコフリングをつくる。望遠鏡で観察できるのは図 2.12 に示したように $2r/\tan\theta_c$ の間である。望遠鏡の

口径 $r=10\text{m}$ として、 $\theta_c \sim 1.3^\circ$ を用いると $2r/\tan\theta_c \sim 880\text{m}$ となる。以前の議論から、チェレンコフ光子数は質量に無関係に β のみに依存する。1m 進んだ場合約 27 個の光子が生成されることを考えると、ミュオンが生成する光子数は約 2×10^4 程度となる。ミュオンが、高度 h でチェレンコフ光を生成した場合、 $2r/\tan\theta_c$ に相当する地上での面積 S は、簡単な考察から次の式で与えられる。

$$S = (h \cdot \tan\theta_c)^2 \cdot \pi - \left(\left(h - \frac{2r}{\tan\theta_c} \right) \cdot \tan\theta_c \right)^2 \cdot \pi \quad (2.13)$$

ここで、 h としてハドロンによるシャワーの最大発達高度 10km を仮定すると、 $S = 2.7 \times 10^4 \text{m}^2$ となる。したがって、この場合単位面積あたりに得られる光子密度は ~ 1 個 m^{-2} となる。このことは、ハドロンシャワーで得られる光子密度 100 個 m^{-2} より 2 桁少なく、検出することは事実上不可能であることを示している。実際には、光子は大気中で散乱を受けるので、上で見積もられた光子数密度はよりも少なくなる。逆に高度 h として 1km 程度をとると、光子数密度はハドロンシャワー程度となり検出することが可能となる。そこで、典型的には 1km 以下の事象が観測される。そのような事象は、地上では 20 ~ 30m の半径のリングを形成する。CANGAROO-III の望遠鏡は各々 100m 程度の間隔をとって配置されており(図 3.3)、従ってミュオン 1 事象は複数台の望遠鏡のうち、ミュオンの落下地点に近い 1 台の望遠鏡のみに観測可能となる(図 2.13)。

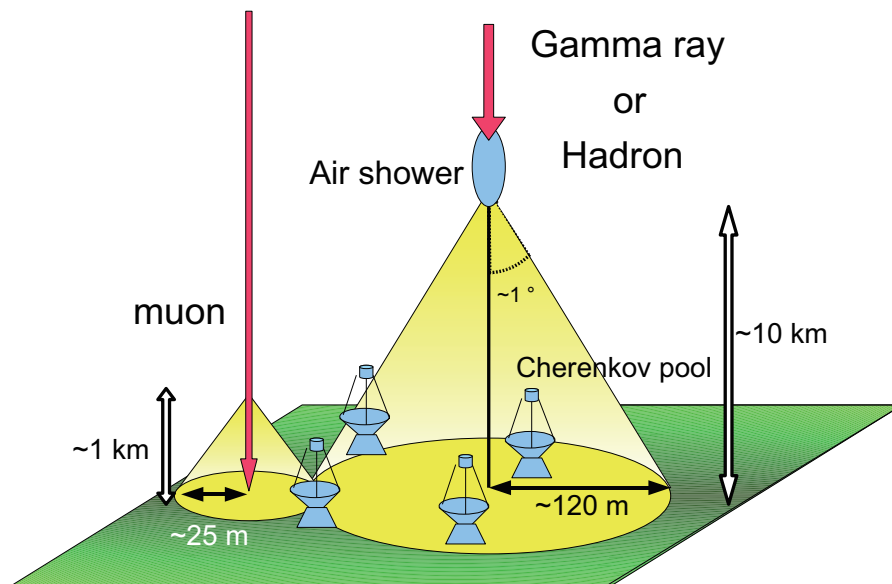


図 2.13: ハドロン、ガンマシャワーとミュオンシャワーの広がりの違い。

Section 2.6

世界の解像型大気チェレンコフ望遠鏡

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、High Energy Stereoscopic System)、MAGIC(欧、The Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov Telescope)、VERITAS(米、Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) 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	4
HESS	23.3S, 16.5E, 1800 m asl.	Davies-cotton	15 m	1.2	5°.0	4→5
MAGIC	28.8N, 17.8W, 2225 m asl.	Parabola	17 m	1.0	3°.6	single→2
CANGAROO	31.1S, 136.8E, 160 m asl.	Parabola	8 m	0.8	4°.0	4(3)

表 2.1: 世界の解像型大気チェレンコフ望遠鏡プロジェクト

解像型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は観測できないため、全天の観測、時間変動する天体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 2.14)。

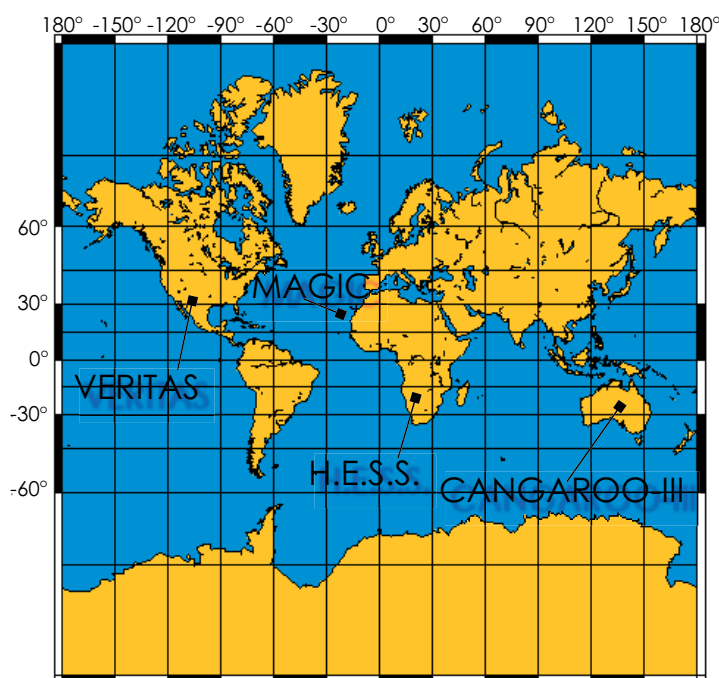


図 2.14: 解像型大気チェレンコフ望遠鏡と世界地図。

近い将来、MAGIC グループは口径 17m の 2 台目の望遠鏡を完成し、phase-II となる。これによって、ステレオになることから、角度分解能、エネルギー閾値ともに向上する。また、H.E.S.S. グループも、既存の 4 台の望遠鏡の中心に直径 24m に達する大型の望遠鏡を 1 台新たに建設し、H.E.S.S. Phase II という段階に入ろうとしている。現在は望遠鏡を建設中であり、これによりエネルギー閾値を下げ検出感度を向上させる。

将来計画についても若干触れておく。CTA という計画の存在については、すでに述べたとおり、ヨーロッパを中心に計画が進められている。図 2.15 にあるように多数の望遠鏡をアレイ状に配置

することで更なる性能向上が期待される。計画では北半球、南半球それぞれに 1 拠点ずつ設けることになっており、それら CTA の仕様にを表に示した。

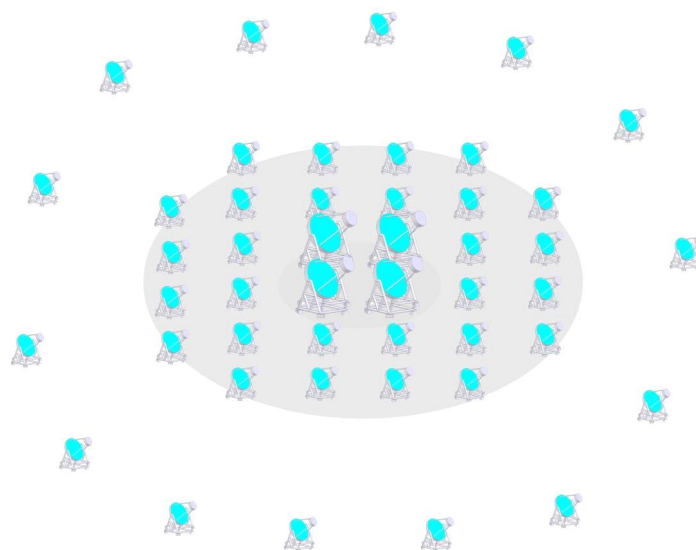


図 2.15: CTA 実験望遠鏡アレイの計画。中心に口径 23-28m、視野角 3-4 度の望遠鏡数台を配置し、その周りにより小型の口径 12-15m で視野角 6-8 度、エネルギー閾値 100 GeV 程度の望遠鏡を多数配置する。高エネルギー帯域までカバーするために一番外側に口径 5-10m の望遠鏡を配置する。

Location	Energy range	Angular resolution	Sensitivity
北半球	some 10GeV~100TeV	0.2° ~0.02°	few 10mCrab(E>30GeV) (10 時間 5σ) few 1mCrab(E>200GeV) (50 時間 5σ)
南半球	some 10GeV~1TeV	0.2° ~0.05°	few 10mCrab(E>30GeV) (10 時間 5σ) few 4mCrab(E>100GeV) (50 時間 5σ)

CANGAROO-III 望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Australia 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 (CANGAROO-I)。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 1 号機が完成した (CANGAROO-II)。反射鏡は、一年後に口径 10m 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 台の望遠鏡に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 2002 年 12 月、2003 年 7 月、2004 年 3 月に観測を開始した。現在、観測では 1 号機は用いられておらず、T2、T3、T4 の 3 台で観測が行われている。

この章では CANGAROO-III 望遠鏡の構成とハードウェア関係を説明する。



図 3.1: CANGAROO 観測サイトの位置。



図 3.2: (左)CANGAROO-I と (右)CANGAROO-II 望遠鏡。

Section 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。

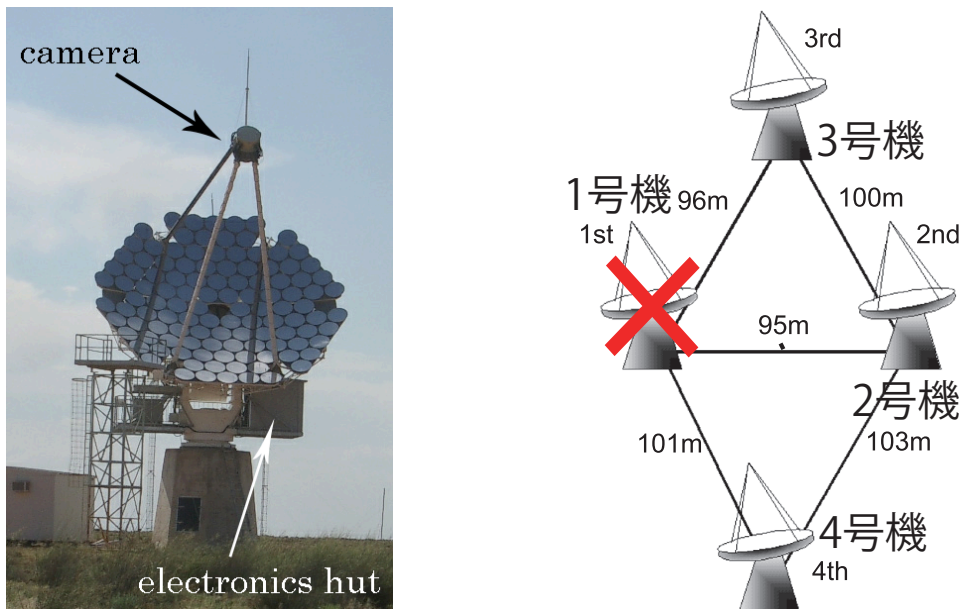


図 3.3: CANGAROO 望遠鏡とその配置。写真は 4 号機。

Section 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 3.4)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 度となつて

いる (図 3.5)。

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 [41]。

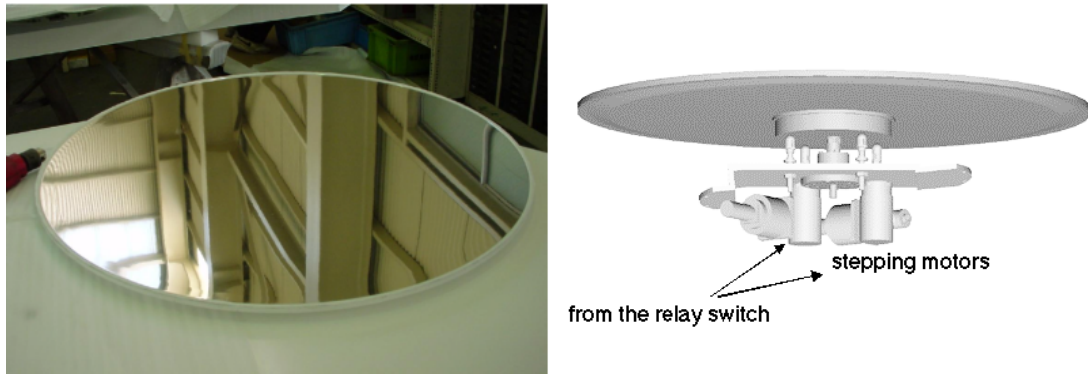


図 3.4: (左)GFRP 小型鏡 (三菱電機製)。直径 80cm で重量は約 5kg。(右) 鏡の調整システム。リモートスイッチを接続して、リモート制御で調整する。

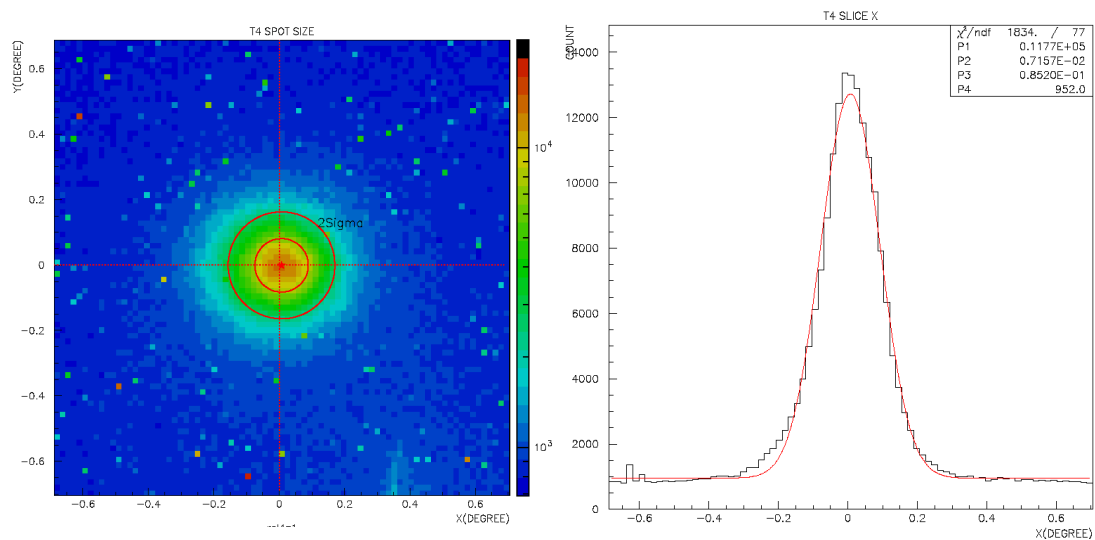


図 3.5: 小型鏡の結像性能。明るい恒星に望遠鏡を向けてスクリーンに集光し CCD で撮影した。4号機のもの。右は X 方向の radial プロファイル。曲線は Lorentzian でフィッティングしたもの。

Section 3.3

カメラ

解像型大気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、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 3.6、図 3.7)。視野は 4.0 度、ピクセルサイズは 0.168 度である。重量は全体で 120kg であり、サイズは 80cm ϕ \times 100cm である。この重量は、カメラを支えるステイが歪まない為の重量制限を越えないように設計されている。

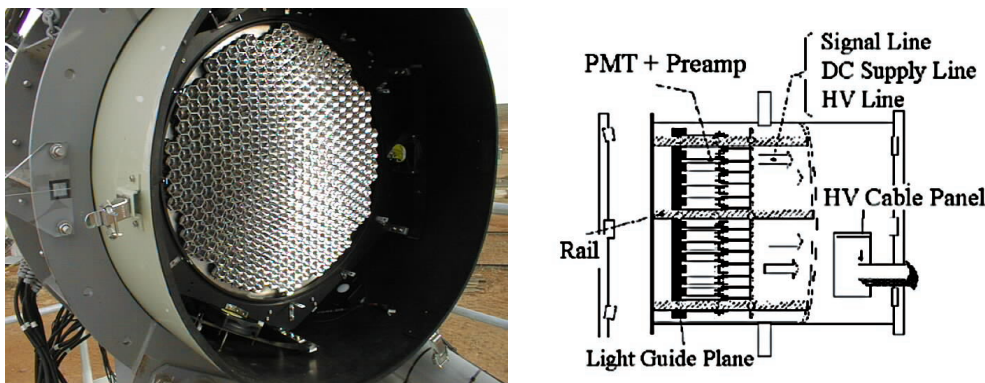


図 3.6: (左)CANGAROO-III のカメラの前面部。(右) 横から見たカメラの構造。

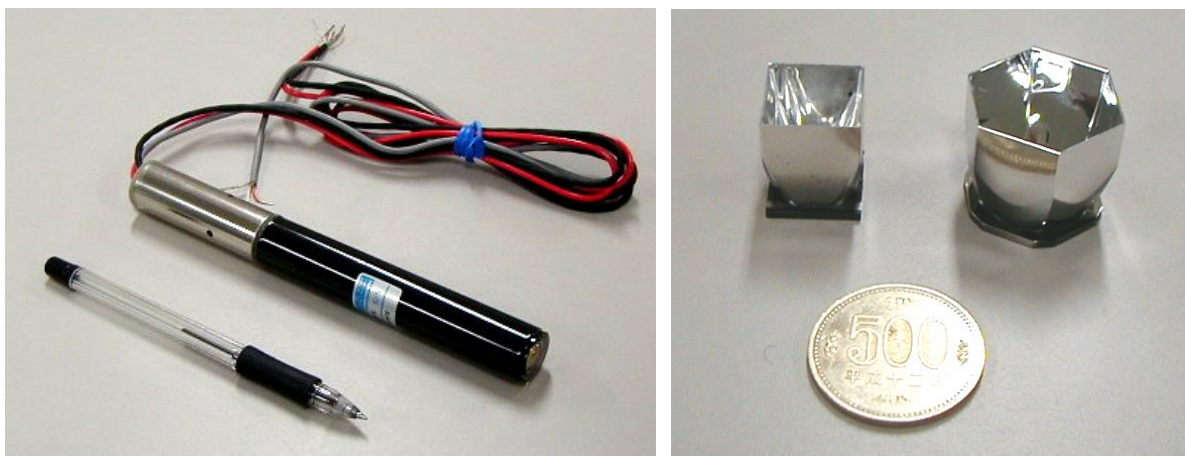


図 3.7: (左) 浜松ホトニクス R3479。(右) ライトガイド。左の四角形のものは T1 用。

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 3.8 にこの PMT の量子効率の測定結果を示した。PMT からの信号は、高速プリアンプ (Maxim MAX4107) によって増幅、整形された後に 28m 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較正される。視野内での増幅率の一様性を保つために、この較正結果を元に個々の PMT に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 p.e. までは保たれており、250p.e. でのずれはおよそ 10% である。時間分解能は 30 p.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。

管径	φ 19mm
受光面サイズ	φ 15mm
感度波長(short)	185nm
感度波長(logn)	650nm
感度波長(perk)	420nm
光電面	バイアルカリ
窓材料	UV ガラス
ダイノード	8段

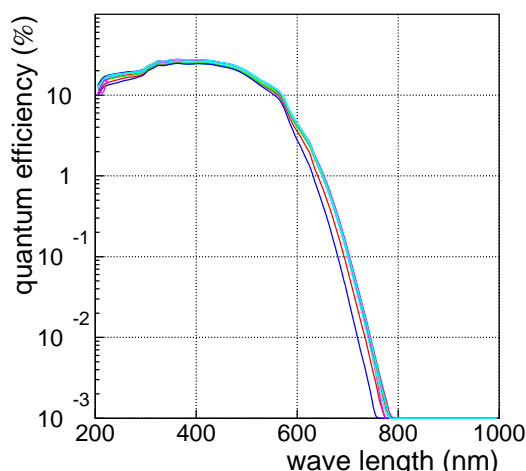


図 3.8: (左) 浜松ホトニクス製 R3479 の仕様 (右)R3479 の量子効率。

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ようになっている。

Section 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 3.9 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 Scalar Module(DSM) へと入力される(図 3.10)。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 2 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、1 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。

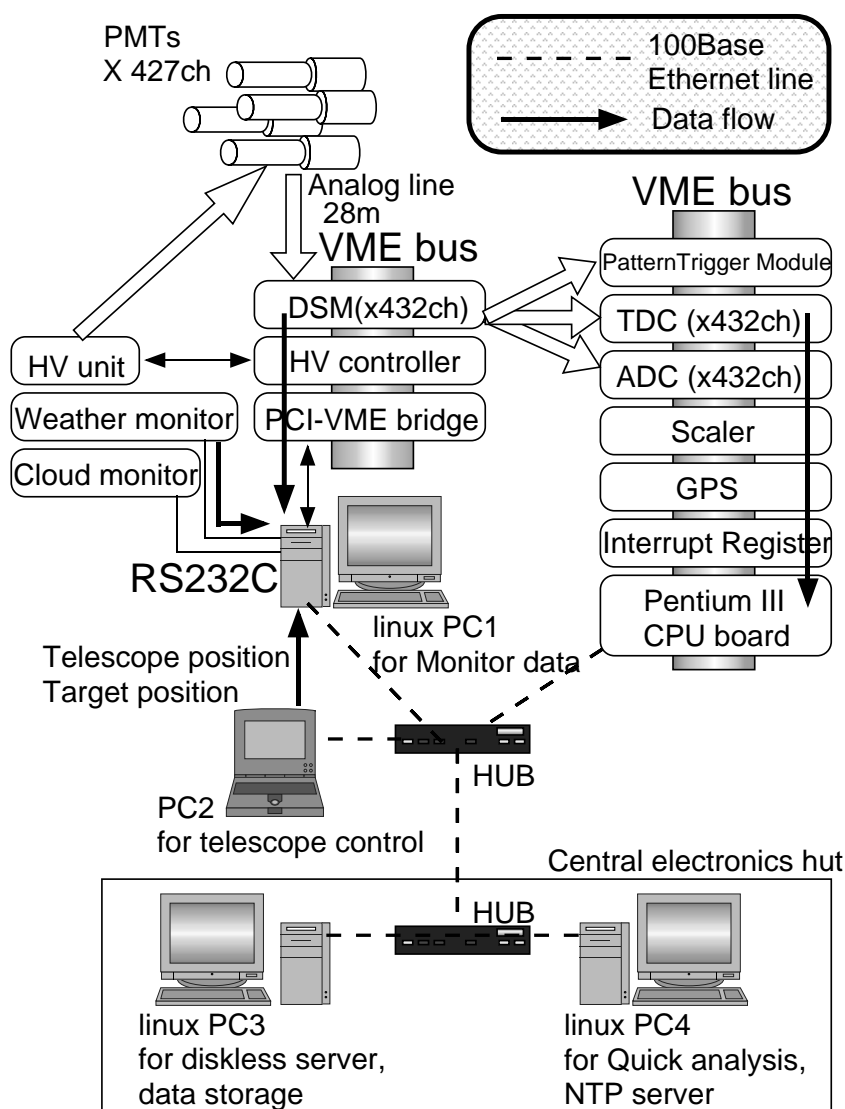


図 3.9: Data Acquisition System(DAQ) システムの概略図。

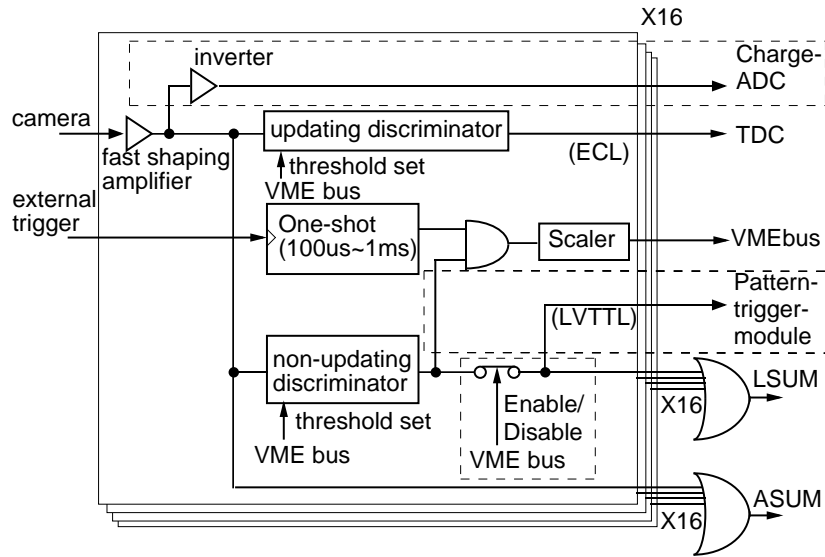


図 3.10: Discriminator Scaler Module(DSM) のブロックダイアグラム。

— 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 2-3p.e. 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 3.12 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。1 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 PMT 4 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。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 3.13 に示す。

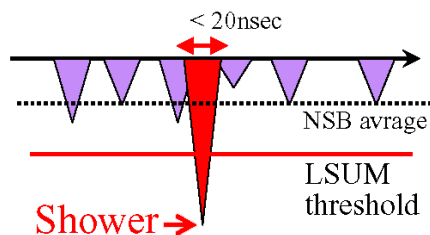


図 3.11: Lsum 閾値の決め方。夜光 (NSB) の影響が排除できるように決める。

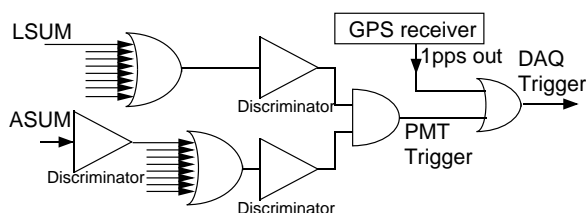


図 3.12: トリガーロジック。

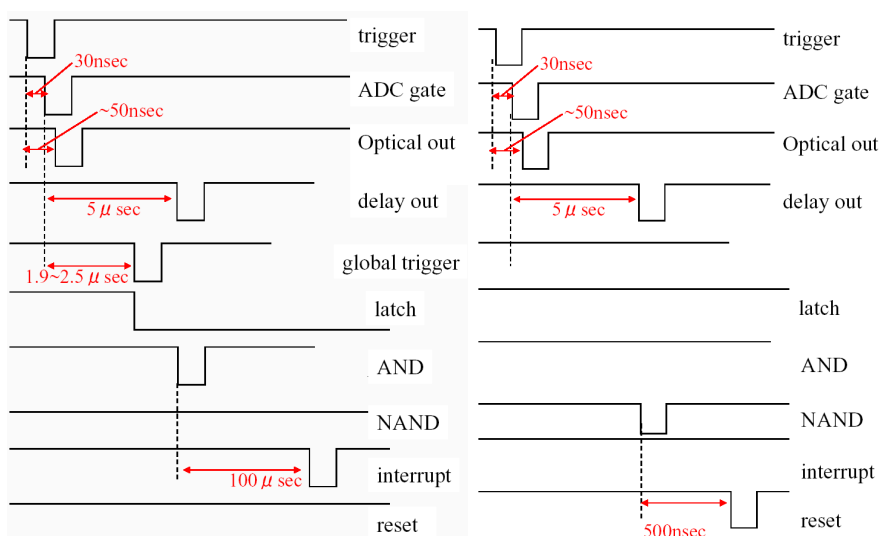


図 3.13: 各望遠鏡でのデータ収集のタイムチャート。左は複数望遠鏡の同時ヒットトリガーが成立し実際にデータの取得を行う場合。右はトリガーが成立せずデータをリセットする場合。

— 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ーオンからのチェレンコフ光の計数率も増加する (図 3.14)。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事象を除去する。ミュオン事象の節で述べたとおり、解像型大気チェレンコフ望遠鏡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1つの粒子のみからの放射である。そのため光量が小さく、ミュオンからのものは20~30m程度にしか広がらない(図2.13)。従って望遠鏡間が、約100m離れているCANGAROO-III望遠鏡では、ミュオン事象が複数の望遠鏡に掛かることはなく、複数の望遠鏡に同時ヒットの条件を課すことでミュオン事象は除去できる。

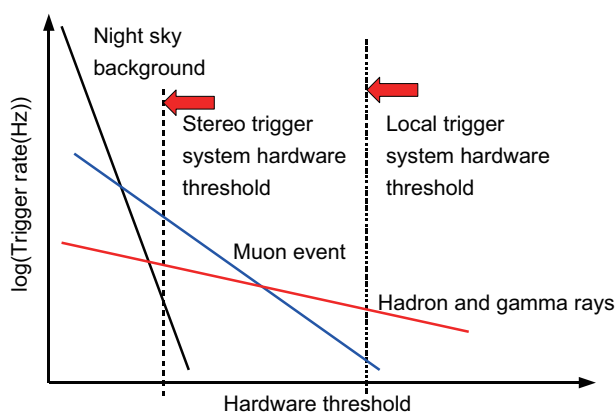


図 3.14: ハドロン・ガンマシャワー、ミュオンシャワー、夜光のトリガーレートと光量。ステレオトリガーシステムによりローカルトリガーシステムよりハードウェア閾値を下げられる。

このステレオトリガーシステムの導入によりミュオン事象はほぼ除去できた(図3.15)。これにより、それまで各光電子増倍管に6.0p.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(3.16)。

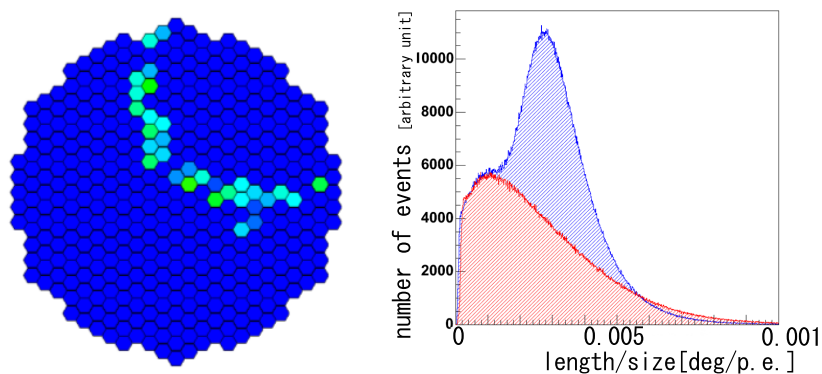


図 3.15: (左) ミュオンのイメージ。リング状に細長くなるため $\text{arlength}/\text{size}$ が大きくなる。(右) $\text{arlength}/\text{size}$ の分布。0.003deg/p.e. 付近のピークがミュオンによるもの。青がステレオトリガー導入前、赤が導入後。ミュオンによるピークが消えている。

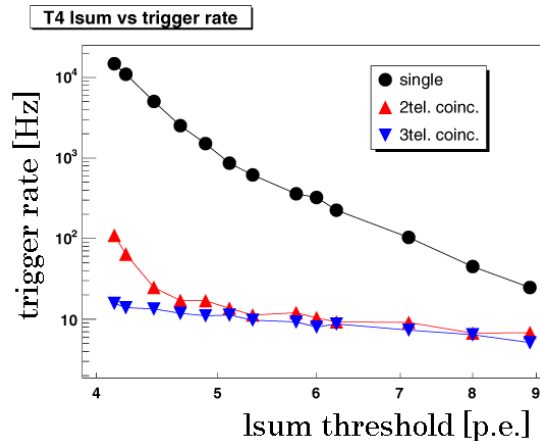


図 3.16: NHIT=3 に固定して、ピクセルの閾値を変えた時の 4 号機のトリガーレート (暗い領域)。赤は 2 台の望遠鏡でコインシデンスを要求した場合、青は 3 台の望遠鏡でコインシデンスを要求した場合。黒は従来のローカルトリガーモード。ステレオトリガーモードでは LSUM 閾値を下げてもトリガーレートは安定し、不感時間を増やさない。

ステレオトリガーシステムの構成を、図 3.18、図 3.19 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 により次の事象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 $\sim 5 \mu\text{sec}$ 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。これによりミューオン事象などは少ない不感時間で処理できる。

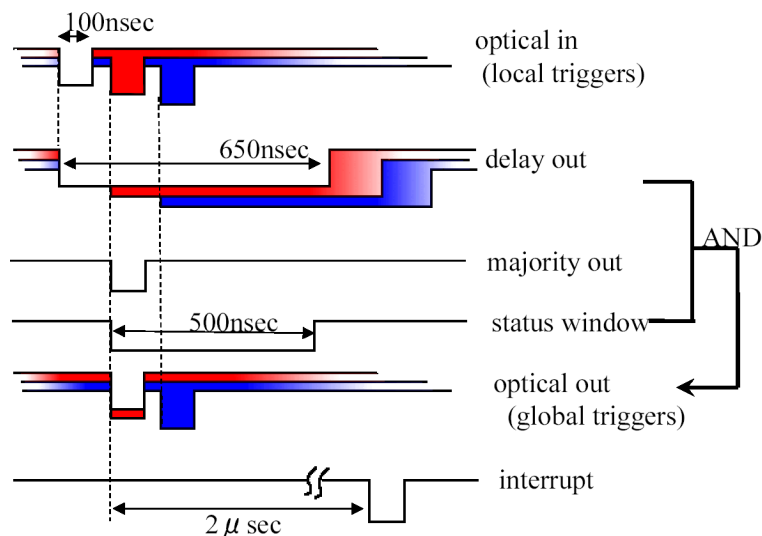


図 3.17: ステレオ判定のタイムチャート。

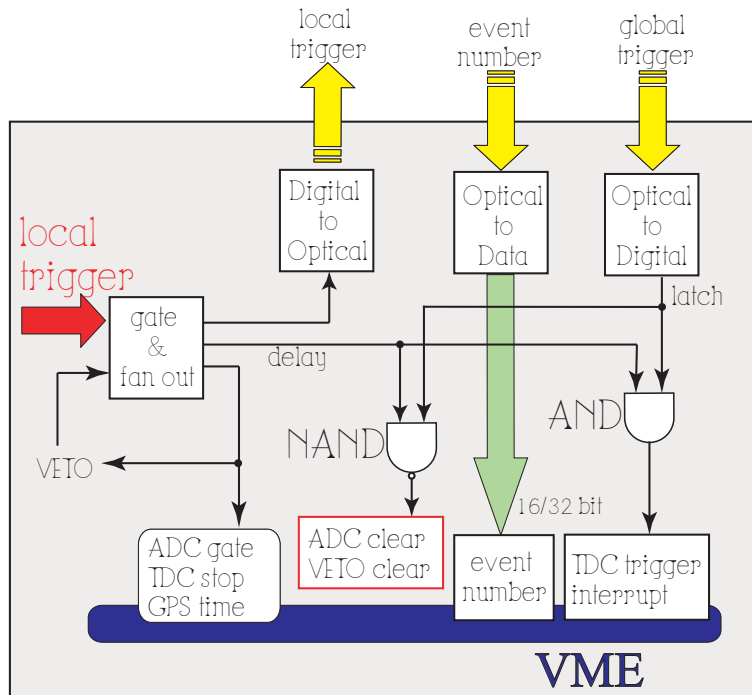


図 3.18: 各望遠鏡でのトリガーロジック

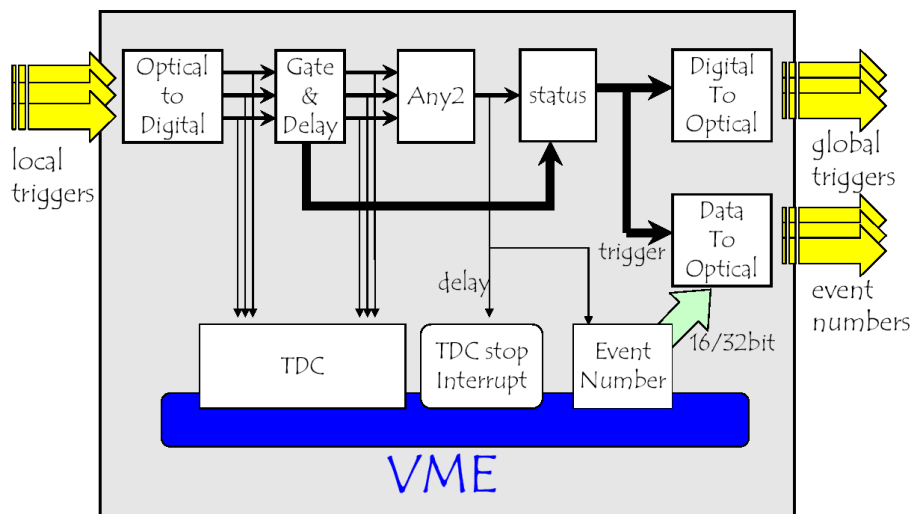


図 3.19: ステレオトリガーシステムの概略。

— 3.4.4 キャリブレーション —

CANGAROO-III で観測データとして得られるのは基本的には事象でのトリガー生成時の 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 3.20)。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 にトリガーをかけたデータを集める。その後、LED を光らせずに同様の測定を行い、ADC の pedestal 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、ゲインの一様性も確認する。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出来る。

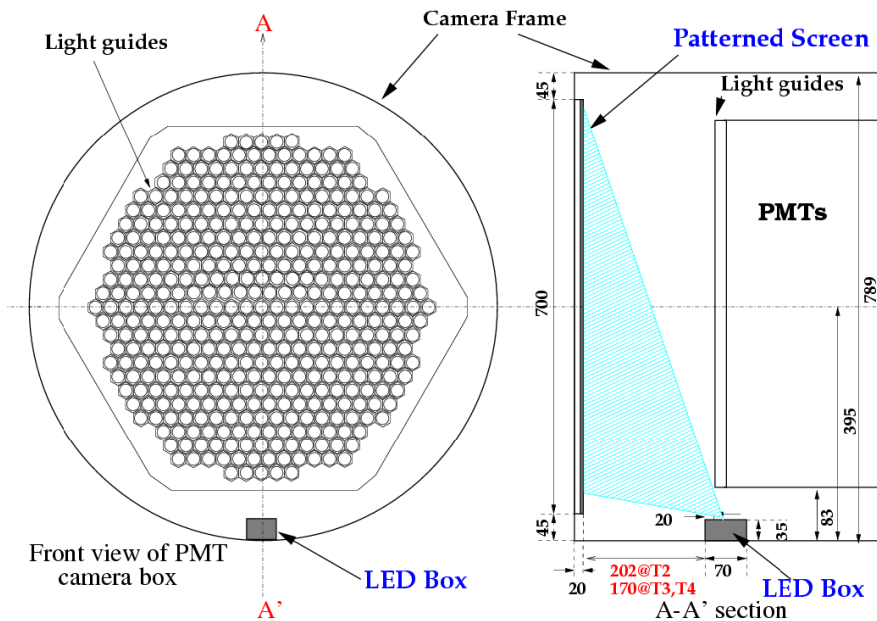


図 3.20: カメラ内の ADC 較正用 LED と反射板の配置 [42]。

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 3.21)。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 3.22(左) 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(右) に示す。

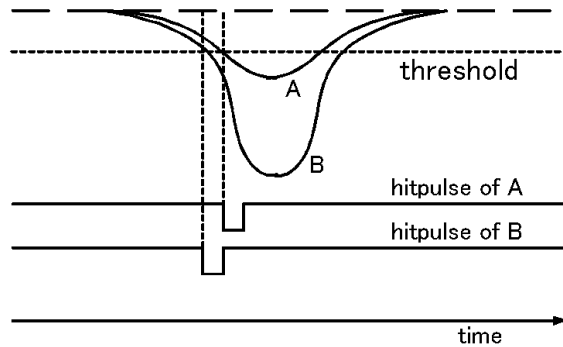


図 3.21: TDC のタイムウォーク。同じタイミングの信号でも波高によってヒット時刻が変わる。

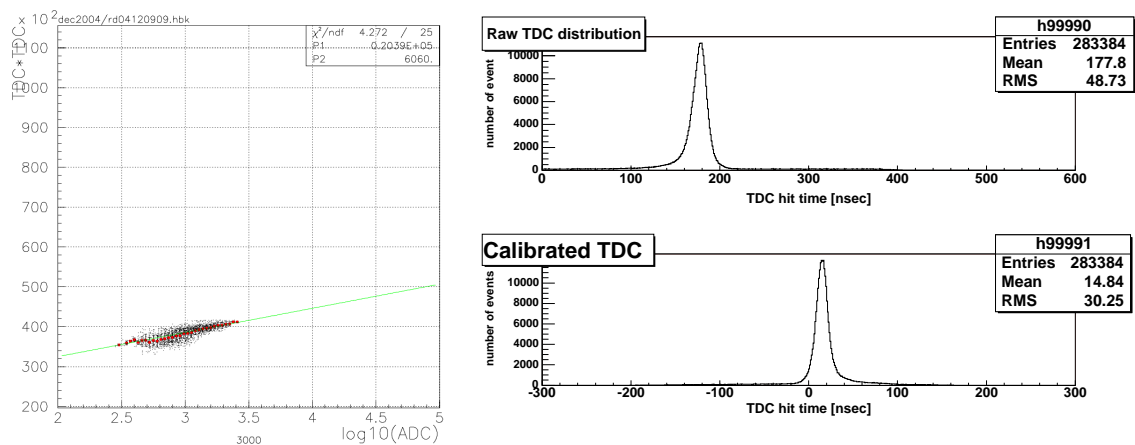


図 3.22: (左) タイムウォーク補正。横軸が ADC、縦軸が TDC の値の 2 乗 (右) タイムウォーク補正前と後のヒット時刻分布。全 PMT を重ねたもの。補正によってシャワー成分の広がりが 30nsec 程度にまでになる。

解析手法について(カニ星雲の観測を用いて)

カニパルサー/星雲は、時間変動をしないものとしては全天で最も明るいガンマ線源である。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。解像型大気チェレンコフ望遠鏡による観測も古くは Whipple グループにより行われ、最近の H.E.S.S. グループによる観測結果は 100σ 以上という TeV 観測では、今までにない有意度で検出され、詳細なスペクトルがわかっている天体である (図 4.1)。

ここでは、解析手法の説明と検証のために、カニパルサー/星雲の解析を行った。ここで使用したデータは、2005 年 12 月に行なった鏡の洗浄後の観測データである。11 月にもカニパルサー/星雲の観測は 20 時間ほど行われたが、この期間、T2 の ADC ゲート幅が誤って 2 倍の 200nsec となっており、ノイズ源となる夜光量も 2 倍含まれているため解析には用いなかった。

解像型大気チェレンコフ望遠鏡のデータ解析の過程は、一般的に 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シャワー選別の過程であり、もう一つは、残った空気シャワーの事象からハドロン起源のシャワーを除き、ガンマ線の事象数を求めるシャワー弁別の過程である。この際、CANGAROO-III グループは Fisher Discriminant 法という手法を用いており、これは他のグループとは違う点である。この解析手法は、従来の Likelihood などと比べて、線形にデータを分離するのではなく、データの分離が一番良くなるようにパラメータに重みをつけて行うものであり、他の望遠鏡グループに比して CANGAROO-III 解析手法の優れている点である。

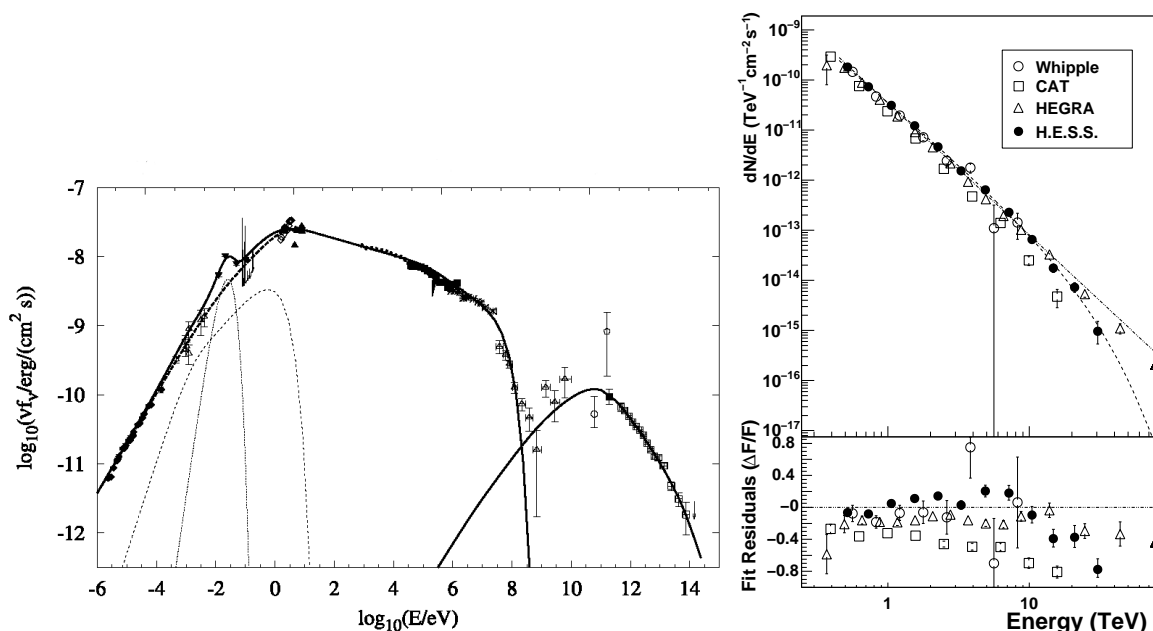


図 4.1: (左) カニパルサー/星雲の多波長スペクトル。GeV 領域以外では詳細なスペクトルが得られている。[23] (右) カニパルサー/星雲の TeV 観測の結果。[24]

Section 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 台である。T1 は他の望遠鏡に比して視野が狭く、ハードウェアの性能が悪い。また、鏡の反射率も低下したため現在は使用していない。カニパルサー/星雲は、チェレンコフ望遠鏡の空間分解能では点源なので、観測手法は Wobble 観測を用いた。解像型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信号と区別するために、観測目標を向けた ON 観測の他に、バックグラウンドの評価のための OFF 観測を行う必要がある。これまで、解像型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事象として抽出していた (Long ON/OFF 観測)。この方法は、カメラ面内の視野で ON と同じ領域から 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。また ON/OFF 観測では、ON と OFF で同時帯に観測できないため、ON と OFF で観測環境に若干の違いが生じることも懸念される。実際、我々 CANGAROO-III の観測地であるウーメラにおいて、観測開始の時と観測の終わりで、気温が 10C° 以上変化する日もある。ON/OFF 観測は観測時間を前後に分け、前半に ON、後半に OFF を取るなどが行われる。その場合、気温の変化により大気透過度は変化しているであろう。また、風の強弱や、雲の移動など数時間スケールで変動する環境要因は多い。そこで、点源に近いような天体では観測目標天体と同じ視野内で OFF データをとる Wobble 観測を用いている (図 4.3)。Wobble 観測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 観測の利点は、Long ON/OFF 観測に比べて統計量を 2 倍とれることと同時帯の OFF データを得られることである。

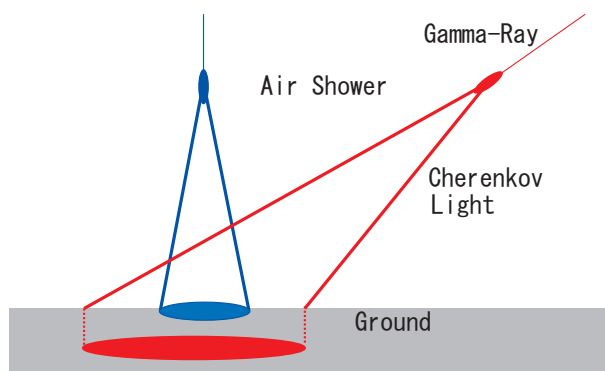


図 4.2: 大天頂角での観測。天頂からのガンマ線観測と比べて検出有効面積が大きくなる。一方で、チェレンコフ光の通る大気の厚さも大きくなるのでエネルギー閾値は上がる。

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 10 km 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 17 km 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には有利である。

カニパルサー/星雲の観測時間は、以下に示したとおりである。ここで、livetime とは後述するように、データ整形後に実際に解析に用いられた時間である。観測時間に対する livetime は 3fold コインシデンスのデータで 72.7% であり、望遠鏡 2 台の組 (T2-T3、T3-T4) それぞれでコインシデンスの取れたデータで 84.7%、83.4% である。

観測時間 (hours)	3fold livetime(hours)	T3-T4 livetime(hours)	T3-T4 livetime(hours)
40.7	29.6	34.5	34.1

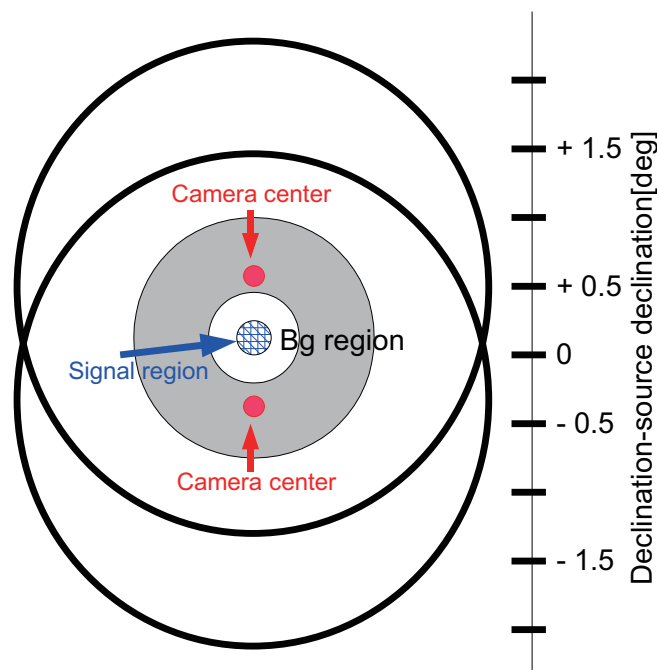


図 4.3: Wobble 観測。視野中心から 0.5 度目標天体をずらして交互に観測する。目標天体から離れた領域が、バックグラウンド領域として利用できる。

Section 4.2

ノイズ除去

得られたデータに対して様々なカットを施し、必要な大気シャワーの成分だけ取り出す。ここでは、そのカットの操作について述べる。

— 4.2.1 天頂角カット —

天頂角カットとは、設定した天頂角以外を望遠鏡が向いている時間をカットすることである。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事象でも、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。解析では天頂角 60 度以内という条件を課した。

— 4.2.2 シャワー選別 —

得られたデータには夜光や、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事象も存在し、これも除去しなければならない。そして、高エネルギー粒子により形成されたシャワーのみを選別する必要が有る。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。

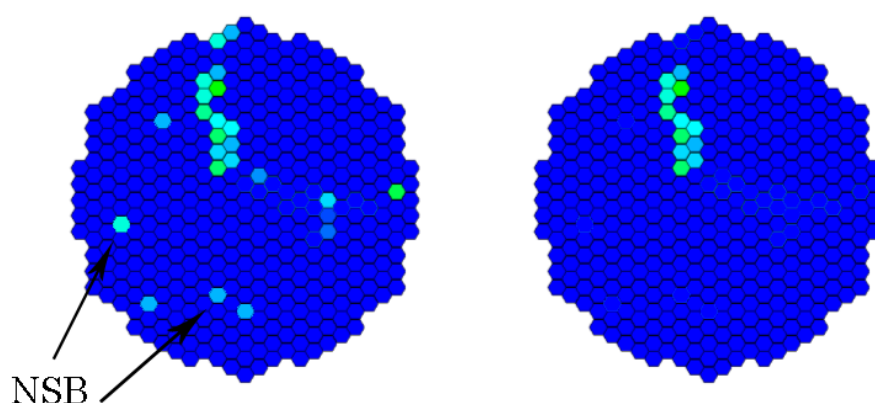


図 4.4: クラスタカット前(左)と後(右)。3 つ以上の隣り合うピクセルがヒットしていない箇所が落とされる。色の濃さは光量を表しているがここでは無関係。

クラスタカット まず、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 4.4)。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 (Threshold 5 adjacent : T5a) を課した。

スケーラカット 星などの影響で常に信号を出している PMT を排除することをスケーラカットと呼ぶ。カニパルサー/星雲では、視野内に 3 等星が入るため(図 4.5)、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ーラがフロントエンドモジュールに搭載されている。このスケー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)。従来、CANGAROO-III の解析では、上位 40 本のスケーラ値の高い PMT をカットし解析に用いないようにしていた。しかし、全体の約 10 % もの PMT を解析で用いないことでの結果への影響が考慮されるため、今回の解析では、スケーラカットは行わないことにした。スケーラカットとは別に、スケーラ値の高い PMT に関しては、下記 FEM カットでカットすることで、その影響をなくした。

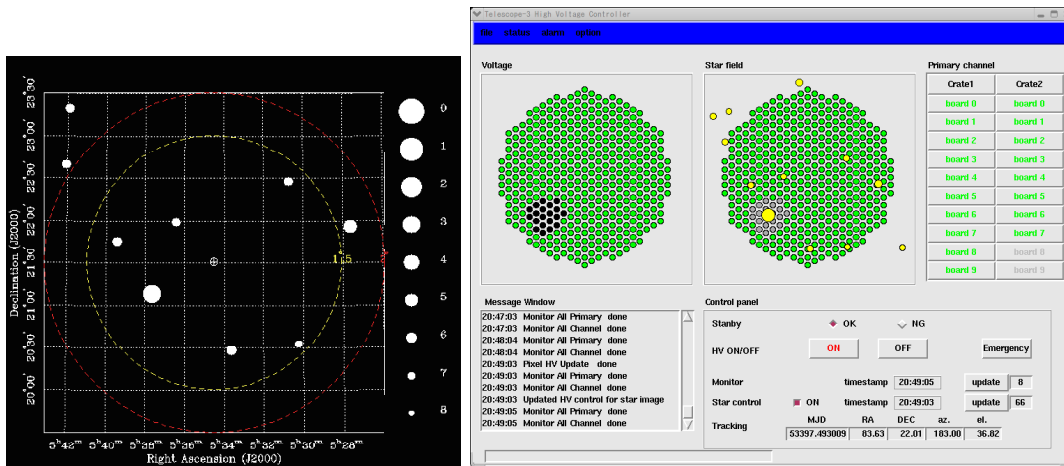


図 4.5: (左) カニパルサー/星雲の観測領域。3 等星が視界に入る。(右) カメラの HV コントロール画面。3 等星の周りの PMT の HV をカットする。

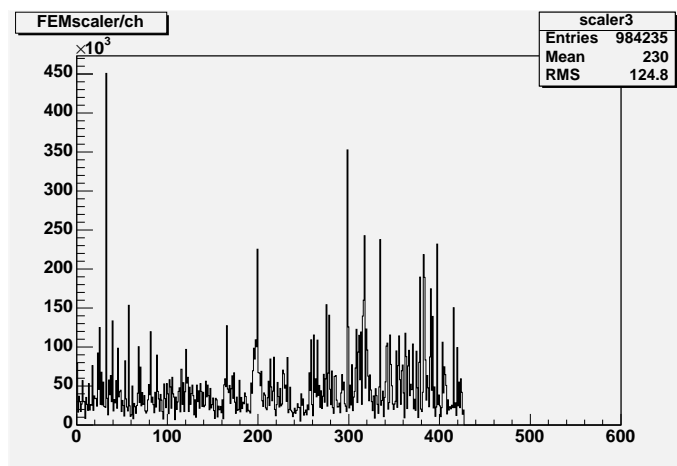


図 4.6: T3 望遠鏡のスケアラ分布。横軸は PMT 番号、縦軸がスケアラ値。値の高いものが夜光や星の影響を強く受けている PMT。

FEM カット FEM カットとは毎事象ごとに、PMT のスケアラ値を調べて、そのスケアラ値がある閾値を超えた PMT が存在すれば、その PMT を解析に用いないことにする操作である。このことによって、システムティックにスケアラ値の大きな PMT をカットすることが出来る。図 4.7 は望遠鏡 T3 のスケアラ分布を示している。横軸は、FEM のスケアラ値を示しており、毎事象ごとに各 PMT の FEM スケアラ値が記録されヒストグラムに詰められている。今回の解析では、このカットを用いた。閾値としては 250 という値を採用した。T3 を例に取ると、0 から数えて全事象のうち 95.5%(2σ) をしめる FEM のスケアラ値は 67 であり、全事象の 99.73%(3σ) をしめる FEM のスケアラ値は 312 である。観測に用いられた全ての望遠鏡に対して、T3 と同様に 0 から数えて 2σ 、 3σ までに入る FEM のスケアラ値を表に示す。

	T2	T3	T4
2σ の事象の入る FEM 値	122	62	77
3σ の事象の入る FEM 値	657	317	397

これによって、各望遠鏡に少しスケアラ分布に差があることがわかるが、閾値 250 を採用していれば、毎事象に対して、全 PMT の内スケアラ値の高い上位 2~3 % をカットすることができる。このようにして、毎事象ごとにスケアラ値の高い PMT を取り除く。

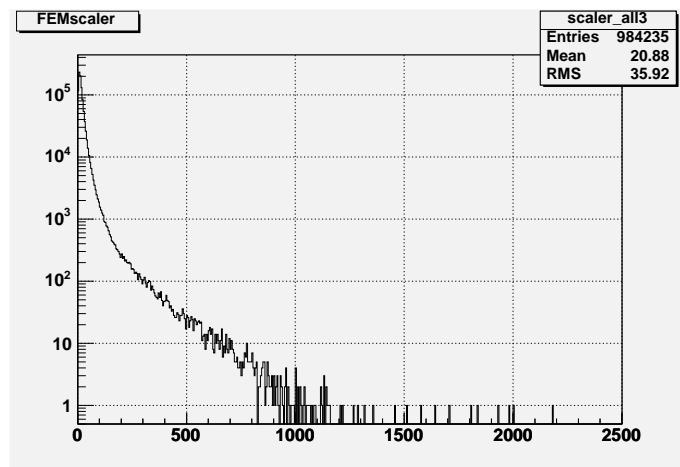


図 4.7: T3 望遠鏡のスケアラ分布。横軸は各事象ごとの PMT に入ったスケアラ値。

ADC カット 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。ADC カットによってアクシデンタルに入った夜光の影響を取り除くことができる。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。今回の解析では、5 p.e. 以上の条件を課した。

TDC カット 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囲内で発生し、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 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。

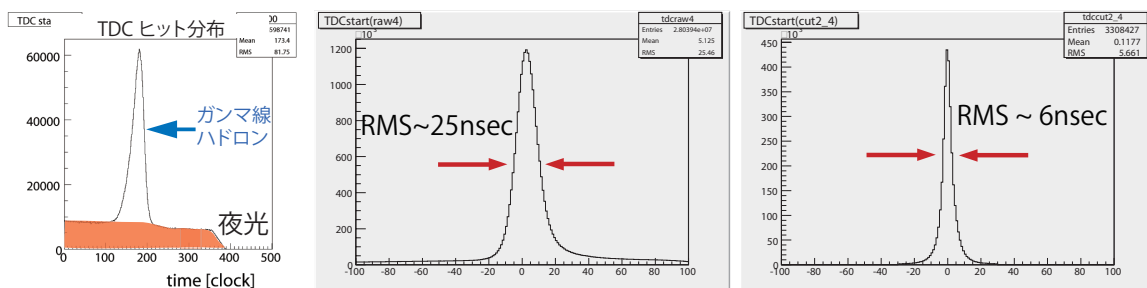


図 4.8: TDC 分布。(左)TDC 分布のイメージ図。夜光のランダムなヒット分布の上に空気シャワーのまとまったヒット分布が載る。(中)TDC カット前の TDC 分布。(右)TDC カット後の TDC 分布。空気シャワーのまとまった分布のみが残る。

以上のカットでばらばらになった事象や、イメージの小さくなりすぎた事象をカットするため T5a のクラスタカットをもう一度入れる。

— 4.2.3 レートカット —

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、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、レートカットと呼ばれるものである。レートカットでは、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行い、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。カットの値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。観測期間中の典型的な曇りと、晴れの日トリガーレートを図 4.9 に示した。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。

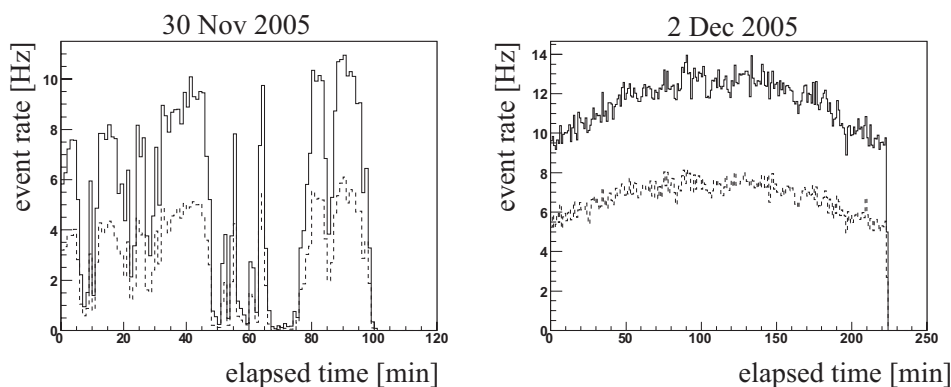


図 4.9: 晴れの日と曇りの日のトリガーレートを示す。実線は3台のコインシデンスデータの、破線はシャワー選別をした後のトリガーレートを示す。破線のデータを元にレートカットの値を決定する。

以上のノイズ除去を各望遠鏡の各事象でヒットした各 PMT に行ない、カット後に3台の望遠鏡全てで事象が残ったものを空気シャワーの事象とみなす。以下に、今回の解析で用いたシャワー選別のそれぞれのカット値を表示する。シャワー選別の行程は、表の上から下に向けて行われる。これらの操作によって、解析に用いられるデータが作られる。DAQの不感時間を加味した、ノイズカットを施して残った時間を livetime と言い、望遠鏡3台による今回の解析では、先ほど示した、29.6時間が相当する。

スケーラカット	No
天頂角	< 60 degree
クラスタカット	T5a(Threshold 5 adjacent)
FEM カット	< 250
ADC カット	5p.e.
TDC カット	-30nsec ~ 30nsec
クラスタカット	T5a
レートカット	> 5Hz

エッジカット

次に、ノイズカットを行なった事象に対し、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事象を排除するカットである。カメラのエッジにかかった事象は、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 4.10)。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。

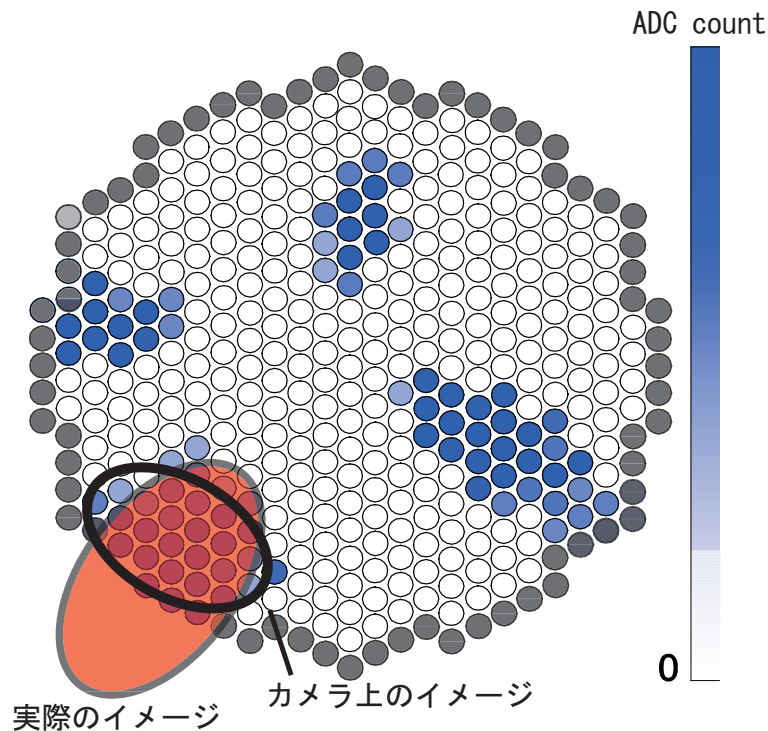


図 4.10: 1 layer エッジカットの概念図。丸は PMT。カメラの端 (灰色) にかかったイメージは、正しいイメージではないため、事象ごと全て排除する。この中では右上の一つのイメージ以外は全てカットされる。

1layer エッジカット

上記に挙げた理由から、カメラの最も外側の PMT にヒットのある事象のカットを行う。これは、最外周の PMT にかかった事象を取り除くことから 1 layer エッジカットと称し、後に出てくる bright PMT エッジカットと区別する。同様に 2 layer エッジカットなども行えるが、あまり制限をきつくしすぎるとシャワーの大きな高エネルギーの事象は、エッジにかかりやすくカットされやすくなり、高エネルギー側での検出効率が著しく悪化する(図 4.11)。bright PMT エッジカットを考案したのも、高エネルギーの事象を救うためであった。

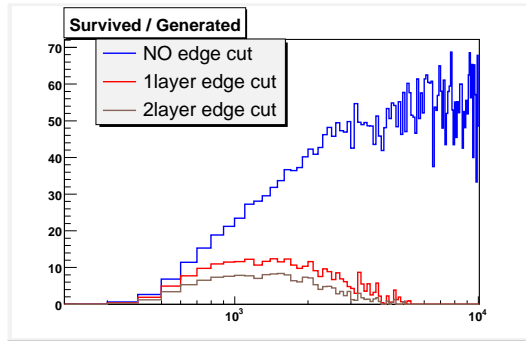


図 4.11: 横軸は GeV、縦軸は降らせた事象に対するアクセプタンス (%)。シミュレーションから求めたエッジカット前 (青) と 1layer エッジカット後 (赤)、2layer エッジカット後 (灰色) のエネルギーごとの降らせた事象に対するアクセプタンス。高エネルギー側では、エッジカットによってアクセプタンスが著しく落ちる。

1layer エッジカット導入で、高エネルギー側の検出効率が低下する代わりに、カメラの端にかかっていない形状の良いシャワーだけを選別できるので、エネルギー分解能と角度分解能は向上する。以下ではその事を示す。

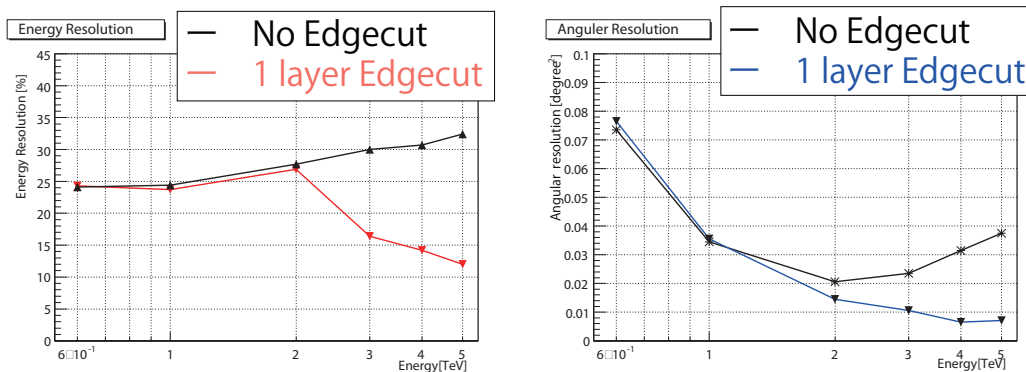


図 4.12: (左) モンテカルロシミュレーションから求めたガンマ線のエネルギー分解能。エッジカット無 (黒) はエッジカット有 (赤) に比べて高エネルギー側でエネルギー分解能が悪化する。(右) エネルギーごとの角度分解能。エッジカット無 (黒) は高エネルギーで到来方向の決定が正しくなくなる。

1layer 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 4.12 である。天頂からガンマ線が到来した場合のシミュレーションを用いた。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 4.13)。図 4.12(左) に示すように、エッジカットを行わない場合、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データから行なった。ここで角度分解能はシミュレーションガンマ線事象のうち 68% の事象の入る角度で定義している。図 4.12(右) 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が

悪化する。

このエッジカット後に残った事象を使い、ガンマ線の事象数の計算を行なう。

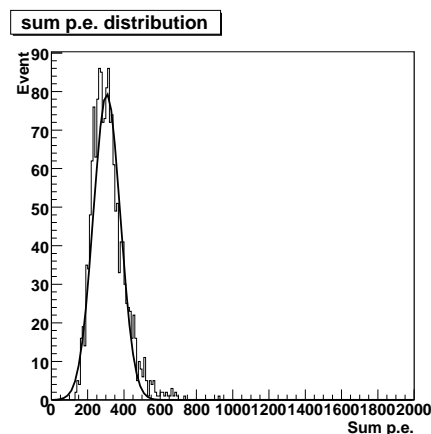


図 4.13: エネルギー分解能の定義。単一のエネルギー (この図は 600 GeV の場合) のガンマ線をシミュレートしたときに望遠鏡で捕らえられるシャワーの光量分布をガウシアンでフィットして求める。

bright PMT エッジカット

1 layer エッジカットでは、高エネルギーのガンマ線事象で検出効率が著しく落ちてしまう。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、1 layer エッジカットの改良により対処できる。

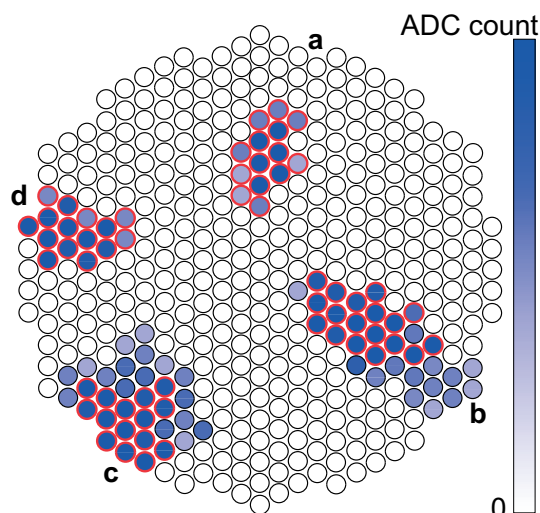


図 4.14: bright PMT エッジカットの判定方法 (15 本での判定の場合)。光量の大きなものから 15 本の PMT についてのみ、従来と同じ判定を用いる。イメージの切れた (c)、(d) のような事象は従来どおりカットされるが、シャワーの大部分がカメラ面内に入っている (b) のような事象はカットされない。

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事象をカットする方法に変更した(図 4.3)。このように、光量の大きいものからある本数選び出す操作をすることからこの手法を bright PMT エッジカットと呼ぶ。bright PMT エッジカットを用いてガンマ線シミュレーションの解析を行い、アクセプタンス、エネルギー分解能について評価した。

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 4.15 である。PMT のヒット本数が 15 本以上で、1 layer エッジカット前後で生き残る事象の比が急激に落ち込むことが分かった。そこで、PMT ヒット本数が 15 本以上の事象を救うために、bright PMT エッジカットの判定本数として 10、15、20 本を試し、それぞれのエッジ処理後のアクセプタンスの結果を比べた(図 4.16)。また、天頂角 0 度の場合について、それぞれのエッジ処理での角度分解能、エネルギー分解能についても評価した(図 4.17)。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、かつ角度分解能、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。

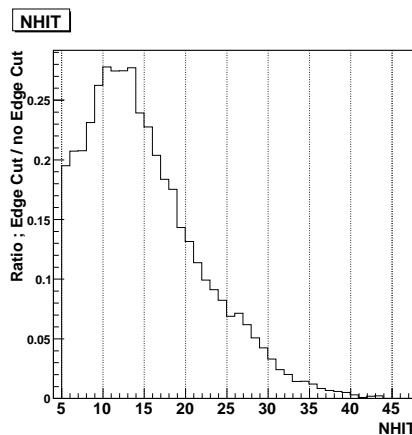


図 4.15: ヒット PMT 本数ごとのエッジカット前の事象とエッジカット後の事象の比。NHIT=15 以上で急激に落ち込む。

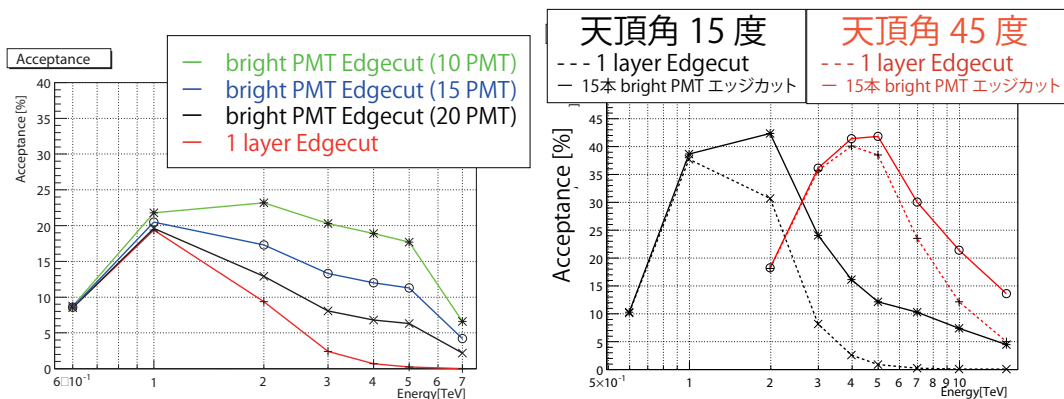


図 4.16: (左) 天頂角 0 度 のとき、10 本 (緑)、15 本 (青)、及び 20 本 (黒) で bright PMT エッジカットの判定を行なった場合のアクセプタンス。赤は 1layer エッジカット。15 本の場合 5 TeV のエネルギーでは約 27 倍の事象が残る。(右) 天頂角 16 度 (黒)、天頂角 45 度 (赤) での 1layer エッジカット (破線) と 15 本の判定 (実線) の場合のアクセプタンス。どちらも 1layer エッジカットと比べてアクセプタンスが向上し、高エネルギーまで感度を持つようになり、大天頂角の 45 度では 15 TeV でも十分な感度を持つ。

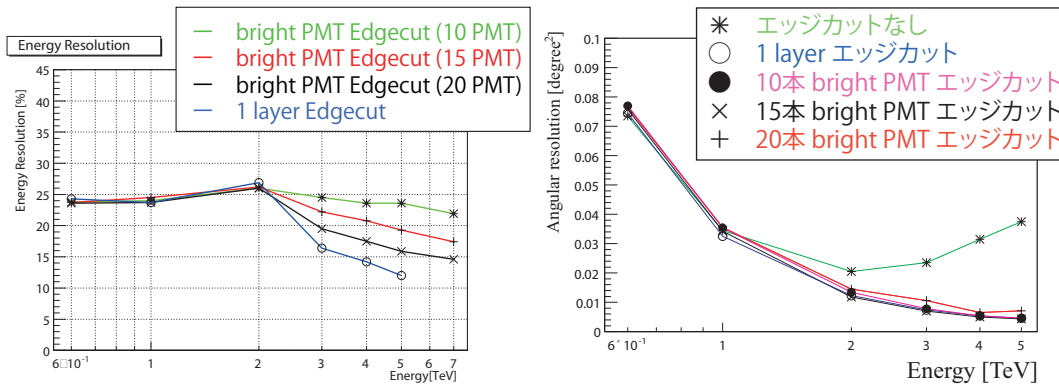


図 4.17: (左)bright PMT エッジカットのエネルギー分解能 (天頂角 0 度)。10 本 bright PMT エッジカット (緑)、15 本 bright PMT エッジカット (赤)、20 本 bright PMT エッジカット (黒) いずれも高エネルギー側での悪化は見られない。(右) エッジ処理ごとの角度分解能 (天頂角 0 度)。エッジカット無し (緑) 以外では、角度分解能の悪化は見られない。

bright PMT エッジカットは、スペクトルの霧がハードで高エネルギーの事象が多いような天体や、放射領域が広がっており必然的にシャワーイメージがカメラの端にかかりやすい天体、天頂角が大きく、シャワーがカメラに斜めから入射する場合などで威力を発揮する。一方、スペクトルの霧がソフトであり、点源状の天体はカメラの端にかかるイメージも少なく、角度分解能やエネルギー分解能が良い 1layer エッジカットで十分であると考えられる。

今回のカニパルサー/星雲の解析は、大天頂角の観測であるため 15 本の bright PMT エッジカットを採用し解析することとした。

Section 4.4

シャワー到来方向の再構成

一次粒子の到来方向は、シャワーの縦発達の方向であるので、楕円フィットした長軸方向が到来方向となる。望遠鏡が 2 台の場合、長軸の交わる点を到来方向とみなせるが、望遠鏡が 3 台以上のコインシデンス事象の場合、カメラ面上で長軸の交わる点は 3 点以上存在するため、それを用いてシャワーの到来方向を決定しなければならない。以下の方法は、望遠鏡 2 台でも適用可能である。ステレオ観測の場合、以下の 3 通りの方法で到来方向を求める。

角度の重みを用いた方法

”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 (図 4.18)。

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

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

により到来方向 (x_{IP}, y_{IP}) を一意的に求める。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 4.19)。

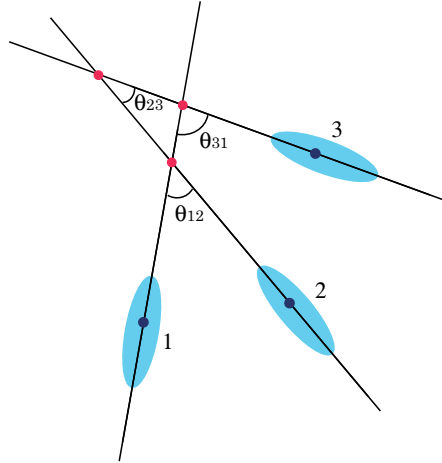


図 4.18: opening angle の定義。各望遠鏡のイメージの長軸の延長線のなす角の sine を、その交点の座標に重みとして掛けて全交点の重心を取る。

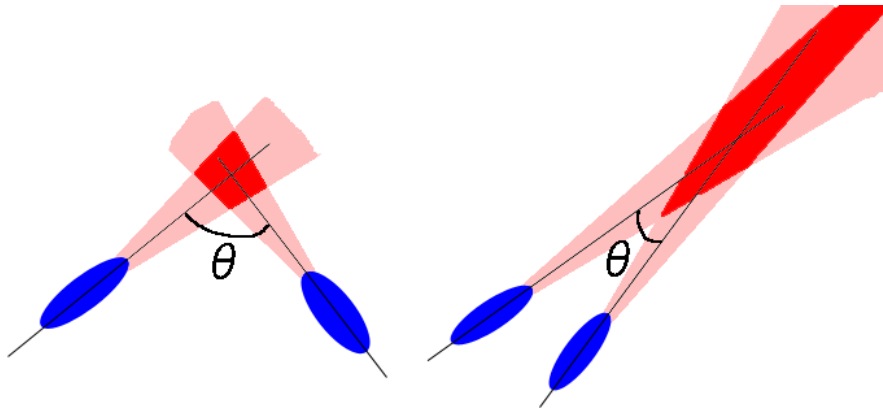


図 4.19: 長軸のなす角と交点の決定精度。角度が大きいほど精度が高くなる。

IP-Fit 法 (WIDTH のみ)

WIDTH のみを用いた IP-Fit とは交点のグリッドサーチを行い、以下の式で表される χ^2 を最小とする点を交点とする方法である。

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

であり、ここで χ_{Width}^2 とは

$$\chi_{Width}^2 = \sum_{tele=2,3,4} (\text{シャワーの全光量 (p.e.)}) * w_{tele}^2 \quad (4.5)$$

で決められる値である (図 4.20)。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。ここで、交点から見た WIDTH なので Hillas パラメータのシャワー WIDTH とは異なり、シャワーを交点方向垂直な線に射影した幅であると考えてよい。これによって、シャワーの到来方向を決定する。

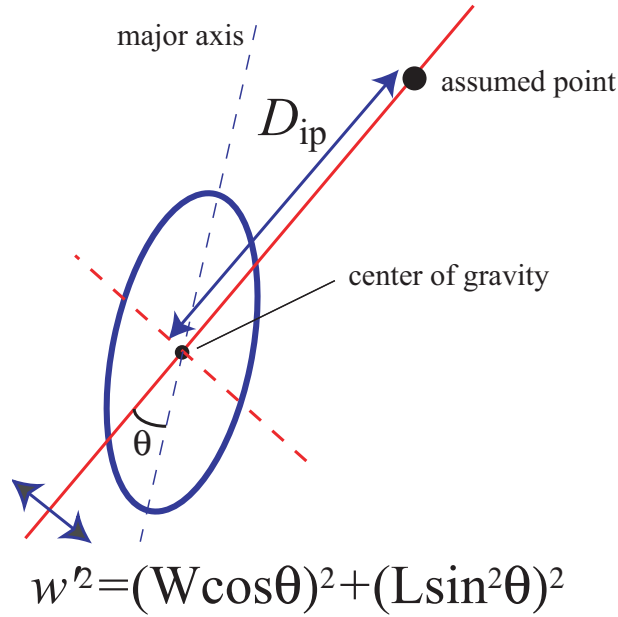


図 4.20: IP-Fit 法で用いられるパラメータ w'^2 の説明。解析に用いられる各望遠鏡に対して、この値が計算される。ここで、 D_{ip} とはシャワーの光量重心と χ^2 (式 (4.4)) を最小にするグリッドサーチの後決定された、シャワーの到来方向までの距離角。

IP-Fit 法 (WIDTH + DISTANCE)

WIDTH と DISTANCE を用いた 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方法である。

$$\chi^2 = \sum_{tele=2,3,4} (\chi_{Width}^2 + \chi_{Distance}^2) \quad (4.6)$$

1 つ目の項は、WIDTH のみを用いた IP-Fit 法で説明した。2 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、

$$\chi_{Distance}^2 = 10 \times WIDTH^2 \times \left(\frac{DISTANCE - f\left(\frac{LENGTH}{WIDTH}\right)}{\sigma_{Distance}} \right)^2 \quad (4.7)$$

で定義される。ここで、 $\sigma_{Distance}$ の値は、どの望遠鏡に対しても 0.24 という値が用いられている。

$$f\left(\frac{LENGTH}{WIDTH}\right) = \begin{cases} \sqrt{\frac{LENGTH}{WIDTH} - 1} \\ 0.95 \end{cases} \quad \sqrt{\frac{LENGTH}{WIDTH} - 1} \geq 0.95 \text{ のとき} \quad (4.8)$$

はモンテカルロから求めた DISTANCE と WIDTH と LENGTH の比の関係 (図 4.21) を表す関数で、交点を決定する際、ガンマ線事象はこの関係に近い関係をとるという制限を課す。WIDTH と DISTANCE は独立で、両方とも交点に関するパラメータである。そこで、WIDTH と DISTANCE 両方用いてパラメータの数を増やすことで、決定精度を高めようという考えである。

ここで、式 (4.7) における 10 という係数について説明する。この値をパラメータとして、各々の値での角度分解能をシミュレーションを用いて求めたものが、図 4.22 である。ここで、結果は T3-T4 望遠鏡 2 台での解析によるものである。3 台で行っても同様の結果となり、図 4.22 からおよそ 10 という値で角度分解能は最小値を示すことがわかる。そこで、角度分解能を最小にする最適の値として係数 10 という値が決定された。

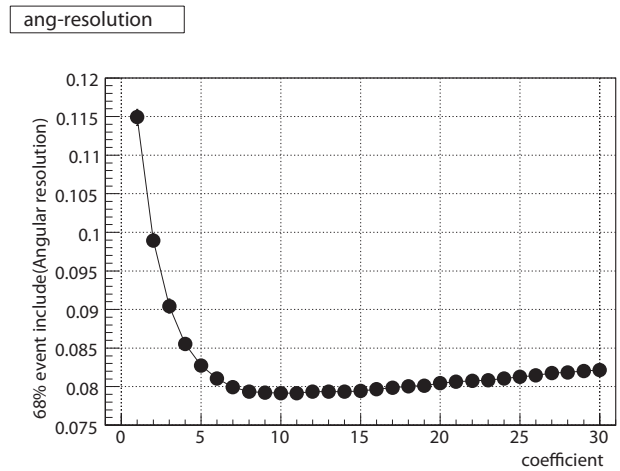
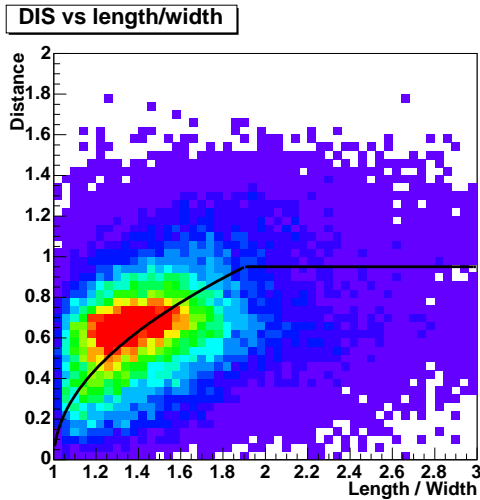


図 4.21: シミュレーションから求めた DISTANCE と LENGTH/WIDTH 比の関係。実線が関数 $f(l/w)$ 。

図 4.22: 係数を変化させた時の角度分解能の変化。係数が 10 付近でもっともよい値を示す。

角度分解能による評価

カニパルサー/星雲のガンマ線シミュレーションデータを用い、T3-T4 望遠鏡 2 台の解析で IP-Fit を用いた場合と角度の重みを用いた場合で、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 4.23 である。角度の重みを用いた場合、WIDTH の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。

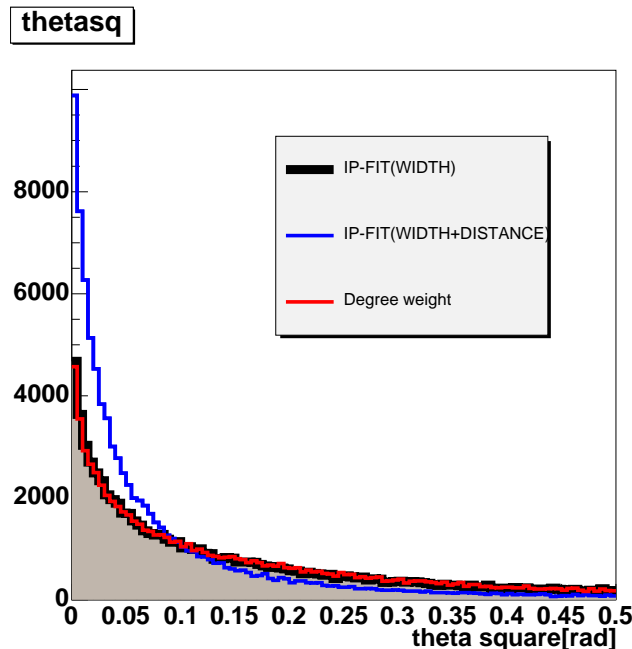


図 4.23: 赤が角度の重みで計算した交点の分布 (0.17 degree^2)。黒が WIDTH のみを用いた IP-Fit で求めた交点分布 (0.13 degree^2)。青が WIDTH と DISTANCE を用いた IP-Fit で求めた交点分布 (0.08 degree^2)。カッコ内は 68% の事象が含まれる領域で定義された角度分解能を示す。

天頂角の大きな場合の再現性からの評価 [25]

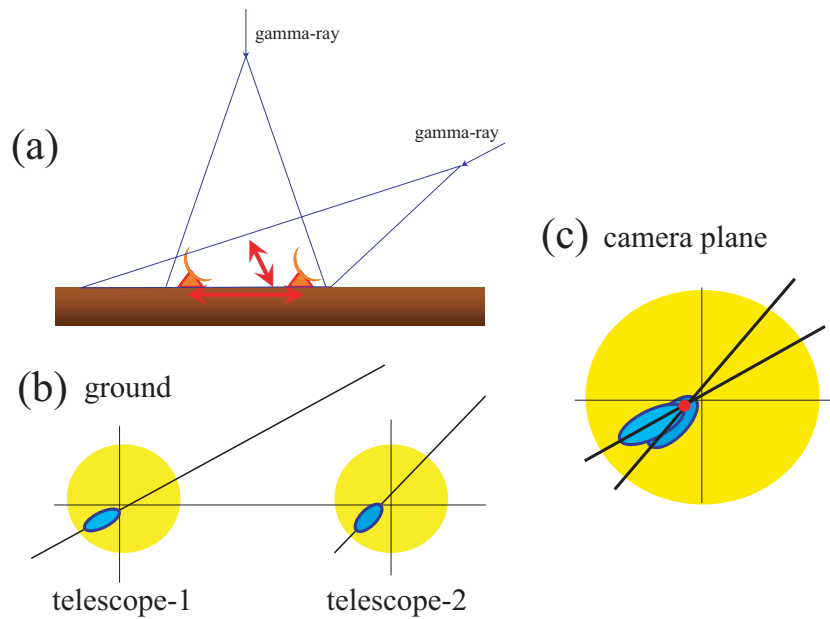


図 4.24: (a) 大天頂角の観測では、大気シャワーから望遠鏡を見込む角度が小さくなる。(b) 各望遠鏡で得られたシャワーイメージ。(c) 大天頂角の観測ではシャワーイメージが重なる事象が多くなる。そのような事象では、軸の向きが平行に揃い易くシャワーの到来方向決定精度が下がる。

天頂角の大きな観測の場合、大気シャワーから望遠鏡を見込む角度が小さくなるため図 4.24 に見られるように、シャワーイメージが重なった事象が多くなり、角度分解能が低下するとともに到来方向の決定精度が悪くなる(天頂角によりどの程度角度分解能が変化するかは、シミュレーションの章で詳察)。IP-Fit 法で求めた交点と、各シャワーの光量重心までのカメラ面上での距離角を IPdistance と呼び、ここでは D_{ip} と記すことにする。また、ガンマ線天体の位置からシャワーの光量重心までの距離角を Distance と呼ぶ。図 4.25 に見られるように理想的にはガンマ線事象では、これらは一致している。つまり、 $Distance = D_{ip}$ となるはずである。ここで、角度の重みを用いた交点決定法を用いて解析の結果得られた、Distance と D_{ip} との関係について示したものが図 4.26 であり、天頂の観測の場合と大天頂角での観測の場合 2 通りを想定して示している。大天頂角の場合、Distance と D_{ip} は期待される理想的な関係を満たしていないことが分かる。そこで、この天頂角の大きい場合に対して、IP-Fit 法 (WIDTH + DISTANCE) を用いて解析しなおし、Distance と D_{ip} の関係を示したものが、図 4.27 である。これによって、IP-Fit 法を用いることで天頂角の大きい場合においても図 4.26 に比して、理想的な関係が得られていることが分かる。

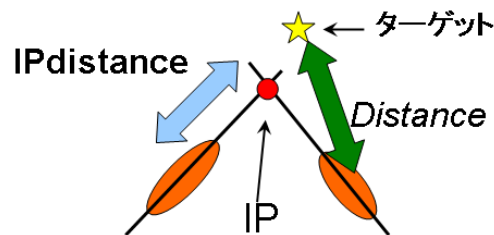


図 4.25: IPdistance 概念図。ガンマ線ならば IPdistance と Distance は等しくなるべきである。

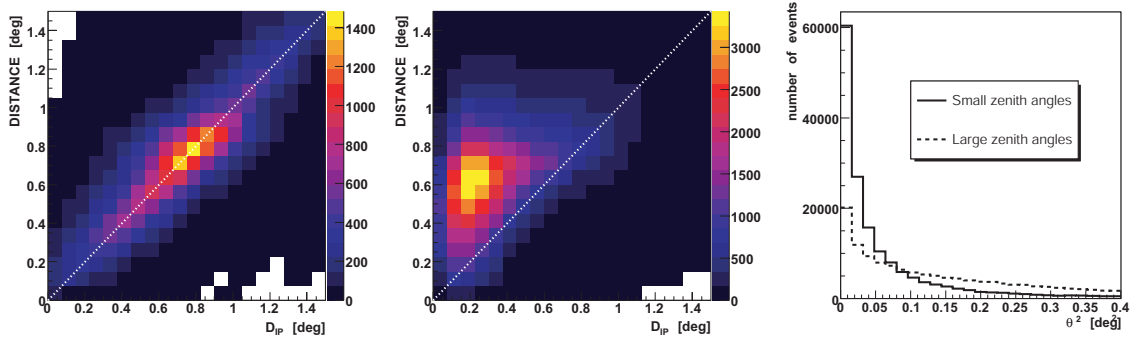


図 4.26: (左)(中) 天頂角の平均が 19.7 度の場合と 54.7 度の場合のシミュレーションによる、角度の重みを用いた交点の決定法から得られたシャワーの交点に対する D_{ip} と Distance の関係。天頂角が大きくなると、 D_{ip} と Distance の関係が理想的な関係でなくなるのが分かる。(右) それらによる θ^2 分布。天頂角の大きいほうが、交点決定精度が悪くなっていることが分かる。

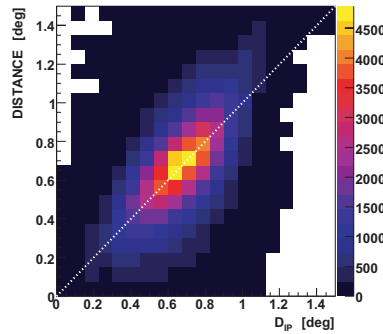


図 4.27: 天頂角の平均が 54.7 度の場合の IP-Fit 法 (WIDTH + DISTANCE) を用いた解析による交点の決定から得た D_{ip} と Distance の関係。天頂角の大きい場合においても理想的な場合に期待される $\text{Distance} = D_{ip}$ に従う線形関係になっており、図 4.26 の場合より改善していることがわかる。

以上のシミュレーションを用いた考察により、WIDTH と DISTANCE を用いた解析手法により、従来の方法に比べて大幅に角度分解能を向上させ、天頂角の大きな場合でも理想的な D_{ip} と Distance の関係を得ることができていることが分かった。以降の解析では、シャワーの到来方向の決定に WIDTH と DISTANCE を用いた IP-Fit 法を用いる。

Section 4.5

ガンマ線モンテカルロシミュレーション

ここで、ガンマ線シミュレーションについて述べる。解像型大気チェレンコフ望遠鏡では、ハドロンシャワーとガンマ線シャワーを分離するために、その形状パラメータ (Hillas パラメータ) を使用する。そのためガンマ線事象とハドロン事象のパラメータの違いをあらかじめ知っておく必要がある。ハドロンのシャワーは、ガンマ線が存在しない OFF 観測のデータや Wobble 観測のバックグラウンド領域から得られる。しかし、純粋なガンマ線のシャワーだけのデータは観測によって得られない。それは、ガンマ線天体を向けていたとしても、ハドロンのシャワーが圧倒的に多数を占めるためである。そこで、ガンマ線の形状パラメータを知るために、ガンマ線シミュ

レーションを行う。シミュレーションは Geant 3 を用い、大気中に入射したガンマ線が引き起こす電磁シャワーと放出されるチェレンコフ光子を大気を層状に分割して、段階的に計算する。また、陽子のシミュレーションを行い、望遠鏡の各パラメータを実際のデータと比較して最適化している。ガンマ線のモンテカルロシミュレーションでは、望遠鏡の天頂角分布は観測と合うように分布させているが、方位角は固定して行われている。また、Wobble 観測をシミュレーション上で再現するため、天頂角方向に ± 0.5 度ずつオフセットを持つようにして、半数ずつガンマ線事象のデータを作成し、それらを合わせたものを用いている。カニパルサー/星雲のシミュレーションの天頂角分布と実際観測されたデータの天頂角分布を図 4.28 に示す。

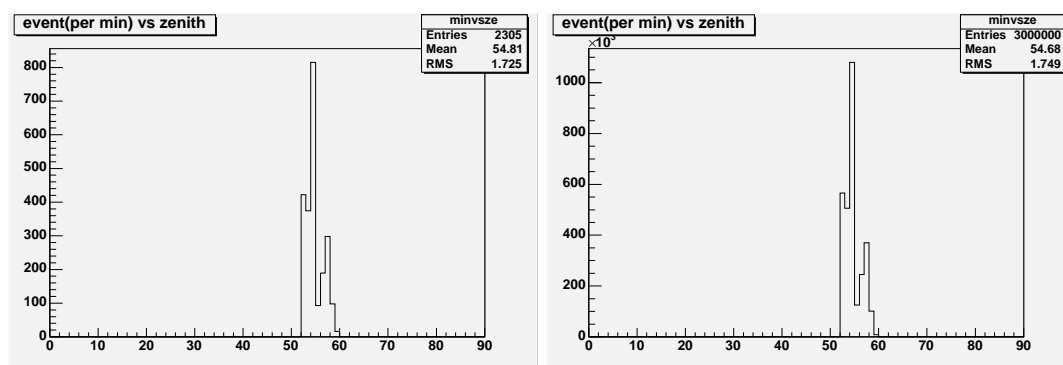


図 4.28: (左) 観測の天頂角分布 (右) シミュレーションの天頂角分布

今回行ったシミュレーションは、以下のパラメータで行われた。これらのパラメータの値は、観測毎に変化するものである。シミュレーションは点源を仮定して行われた。

エネルギー	600GeV~ 30TeV
冪	-2.59(HEGRA の観測結果)
方位角	0 度に固定
天頂角 offset	± 0.5

	T2	T3	T4
ミュオンファクタ	0.3788	0.7629	0.6857
スポットサイズ	0.14	0.12	0.12

ここで、ミュオンファクタについては、後のミュオンファクタの節で述べる。カニパルサー/星雲の観測データは 2 ヶ月に渡っているため、2 ヶ月分のミュオン観測のデータを合わせてミュオン解析を行いミュオンファクタを導出した。スポットサイズとは、望遠鏡で光を集光した時の像の広がりである。像の広がり、望遠鏡の収差、粒子の散乱、大気屈折率の高度による違い、鏡の曲率のずれ等によっている。

Section 4.6

ガンマ線事象弁別法

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 法と呼ばれる手法を用い

て、ガンマ、ハドロンの弁別を行う。そして、Fisher-fit 法という方法を用いることで、データ中に含まれるガンマ線の事象数を求める。

Fisher Discriminant 法

Fisher Discriminant 法はガンマ線らしさ、ハドロンのらしさをパラメータ化して識別する方法である。1 つのデータは、分離するパラメータの数を X 個とすると X 次元空間において 1 点となる。観測データはガンマ線、ハドロンを合わせた事象だけこれら X 次元空間に点のある 2 次元プロットとなる。 X 次元空間において、ハドロンの事象のグループと、ガンマ事象のグループを分離するには、座標軸をスケールすれば有効にグループ間を分離できる。つまり、伸縮可能な座標軸を持っているとすれば、座標軸を引き伸ばしたり縮めたりして、ハドロンの事象の集積している場所とガンマ事象の集積している場所をより分離度が高いように、全てのパラメータを用いて分離できる。具体的には、以下のような手法で行われる。

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

$$\vec{P} = (\text{すべての望遠鏡のイメージパラメータ}), \quad (4.9)$$

から、その線形結合 F を計算する。本解析では、

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \langle \text{T2Width} \rangle \\ \langle \text{T2Length} \rangle \\ \langle \text{T3Width} \rangle \\ \langle \text{T3Length} \rangle \\ \langle \text{T4Width} \rangle \\ \langle \text{T4Length} \rangle \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

をパラメータとして用いた。

$$F = \vec{\alpha} \cdot \vec{P} \quad (4.11)$$

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、信号について計算した 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、

$$\vec{\alpha} = \frac{\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}}}{E_{\text{signal}} + E_{\text{BG}}}. \quad (4.12)$$

添字 *signal* は信号、*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。信号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。ガンマ線の信号サンプルはシミュレーションで到来方向が天体の周り $\theta^2 < 0.1 \text{ 度}^2$ 以内の事象を、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 $0.2 < \theta^2 < 0.5 \text{ 度}^2$ の範囲の事象を用いる。この 2 つのサンプルから信号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、実際の観測データに対して 1 事象ごとに F 値を計算する。

このような、手法を Fisher Discriminant 法という [68]。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 [67]。

Width と Length の分布には、エネルギー依存性がある。実際の観測では、シャワーを発生させた粒子のエネルギーを直接知ることは不可能で、シャワー事象の全光量が粒子のエネルギーに

関係する量である。CANGAROO-III の解析では、Width、Length のエネルギー依存性を取り除くために、シミュレーションのガンマ線で得られた Width、Length に対する $\log(\text{シャワー光量})$ 値の分布に対して、 $\log(\text{シャワー光量})$ の関数として、二次関数でフィッティングを行い、得られた二次関数を用いることで、シャワー光量、つまりエネルギーに応じて Width、Length の補正を行っている (図 4.29)。得られた二次関数によって補正された Width、Length のハドロンとガンマ線の分布を図 4.30 に示す。

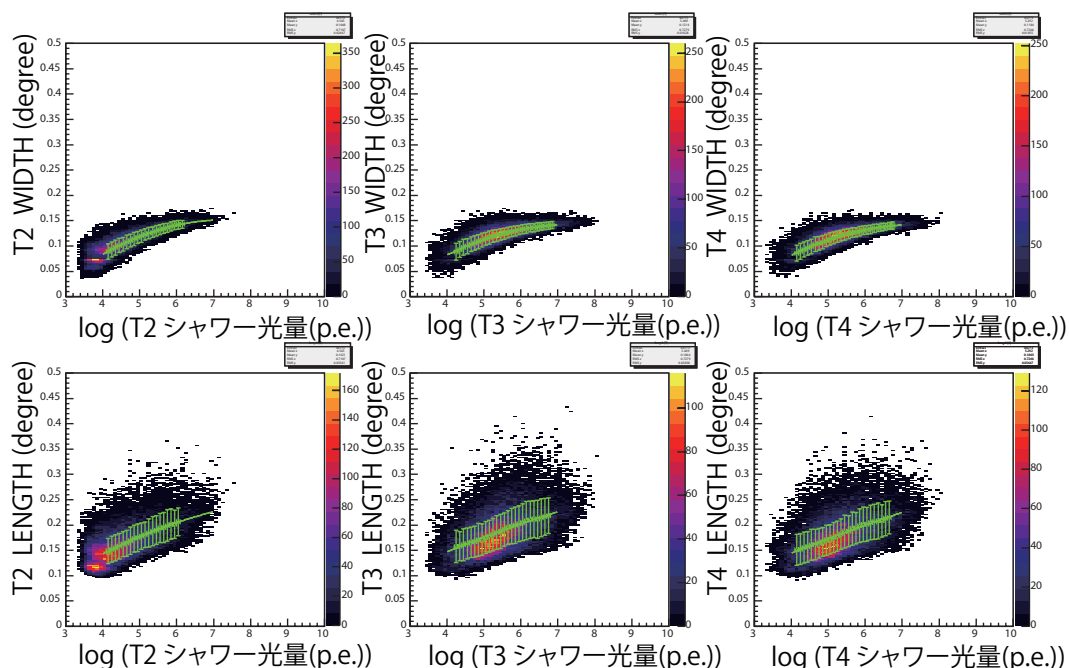


図 4.29: 各望遠鏡の Width、Length に対するシャワー光量の関係。

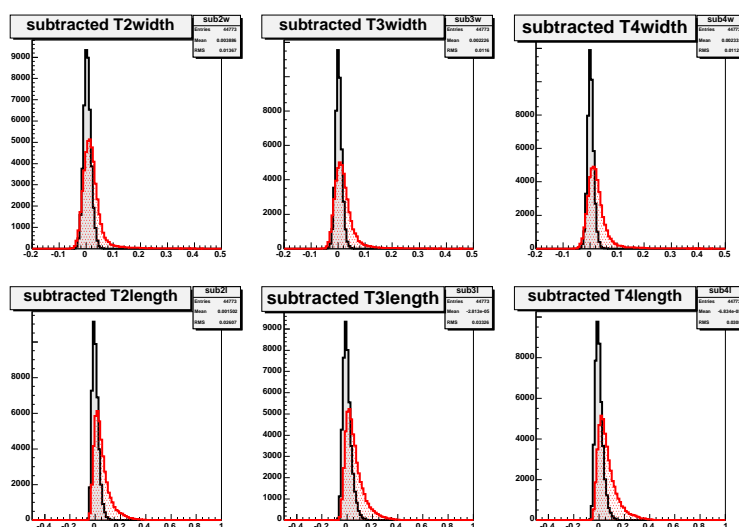


図 4.30: 二次関数によって補正された、各望遠鏡のエネルギーに依存しない Width、Length 分布を示す。黒線がガンマ線の分布を示し、赤がハドロンの分布を示す。

補正された、Width、Length の分布を用いて、今回の解析で得られた $\bar{\alpha}$ の値は、具体的に以下

のようになった。

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \langle T2Width \rangle \\ \langle T2Length \rangle \\ \langle T3Width \rangle \\ \langle T3Length \rangle \\ \langle T4Width \rangle \\ \langle T4Length \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.063 \\ -2.340 \\ -0.686 \\ -3.036 \\ -6.256 \\ -5.373 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

$\vec{\alpha}$ に各パラメータをかけたものの線形結合が F 値であった。そのため、パラメータ i の、ハドロンとガンマ線の平均値の差分である $(\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_i$ が小さい値であると $\vec{\alpha}_i$ の値が大きくても相殺され、 i というパラメータは、ハドロンとガンマ線の分離にあまり影響してこない。そのため、実際にハドロンとガンマ線を分離をする上での各パラメータの影響は、以下で与えられる量に見ることができる。

$$\vec{\alpha}_i \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_i = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_{T2Width} \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_{T2Width} \\ \vec{\alpha}_{T2Length} \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_{T2Length} \\ \vec{\alpha}_{T3Width} \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_{T3Width} \\ \vec{\alpha}_{T3Length} \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_{T3Length} \\ \vec{\alpha}_{T4Width} \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_{T4Width} \\ \vec{\alpha}_{T4Length} \cdot (\vec{\mu}_{\text{signal}} - \vec{\mu}_{\text{BG}})_{T4Length} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.017 \\ -0.121 \\ -0.012 \\ -0.171 \\ -0.143 \\ -0.350 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

これより、今回の解析では T4 の Length がハドロンとガンマ線を分離する上で最も影響していることがわかる。

この Fisher Discriminant 法で得られた F というパラメータを用いて、Fisher-fit という手法を行うことで解析的にガンマ線事象を計算できる。以下では、その Fisher-fit について説明する。

Fisher-fit

今までの CANGAROO-III 解析では、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、残った事象数をガンマ線の事象数としていた。しかし、この方法では必ず F 値のカットでガンマ線事象を減らす上、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事象の F 値分布は、真の信号の 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 の事象数を 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。このときフィッティング関数として、

$$f(x_i) = \alpha s_i + \beta b_i = \alpha s_i + (N - \alpha) b_i \quad (4.15)$$

を定義し、実際の分布 n_i をフィットする。ここで s_i 、 n_i は信号、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 4.31)、 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事象数である。ここで $\alpha + \beta = N$ の関係を用いた。フィットは

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{n_i - f(x_i)}{\sqrt{n_i}} \right)^2 \quad (4.16)$$

が最小となるような α を求めればよい。それには、

$$\frac{d\chi^2}{d\alpha} = 0 \quad (4.17)$$

を計算することで求められ、

$$\alpha = \frac{\sum_i (b_i - s_i) \left(1 - N \frac{b_i}{n_i}\right)}{\sum_i \frac{(b_i - s_i)^2}{n_i}} \quad (4.18)$$

と求まる。統計的な有意度は誤差の伝播から求められて、

$$\sigma_\alpha^2 = \sum_i (\sqrt{n_i})^2 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial n_i}\right)^2 = \frac{\sum_i \left(\frac{s_i - b_i}{n_i}\right)^2 \left(\frac{\alpha s_i + (N - \alpha) b_i}{\sqrt{n_i}}\right)^2}{\sum_i \left(\frac{(b_i - s_i)^2}{n_i}\right)^2} \quad (4.19)$$

このようにして、ガンマ線の事象数と有意度を計算できる。

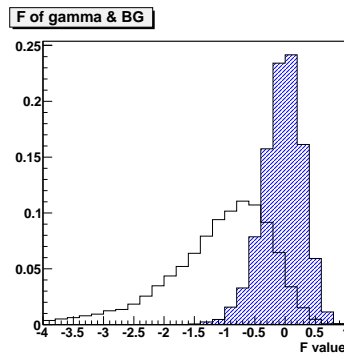


図 4.31: ガンマ線信号 (青)、バックグラウンド (黒) の F 値の確率密度分布。この 2 つを用いて ON の F 値の分布をフィットする。

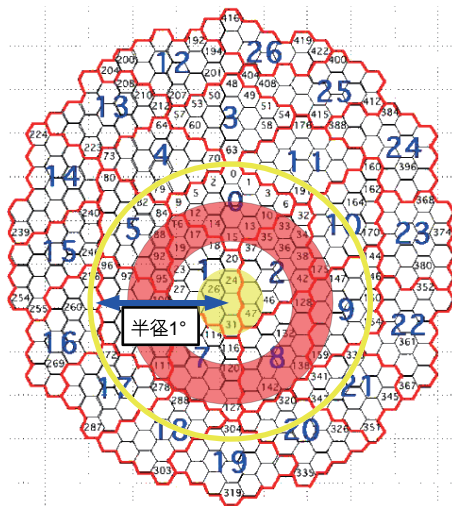


図 4.32: 望遠鏡カメラ面、Wobble 観測において、赤で示された範囲が $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² に相当し観測においてバックグラウンドの領域として用いられ、黄色で塗りつぶされている領域が ON として用いられる領域を示す。

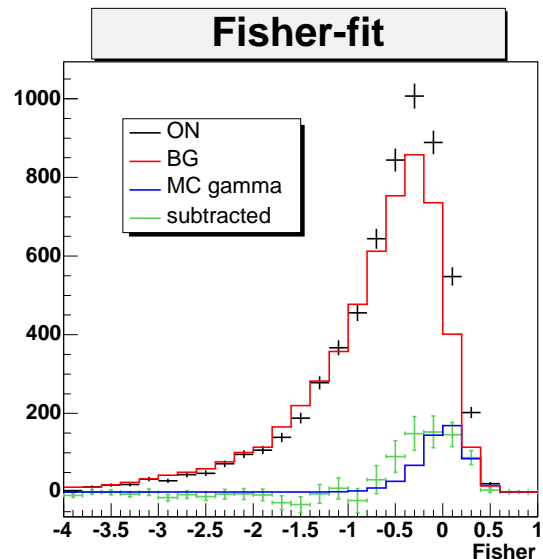


図 4.33: Fisher-fit の結果を示す。シミュレーションのガンマの分布 (青線) と ON 領域の分布 (黒点) からバックグラウンドの分布 (赤線) を差し引いた緑点が良く一致している。

CANGAROO-III の Wobble 観測においては、バックグラウンドとして用いる領域は図 4.32 に赤で示した天体から $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² の範囲に IP-Fit で交点を結んだ事象となっている。また、中心の黄色で塗りつぶした領域に IP-Fit で交点を結んだ事象を ON として用いている。この ON として用いられる範囲は、角度分解能の天頂角依存性や、天体の広がりなどの理由により観測に応じて取る範囲を変化させる。

図 4.33 は今回解析したカニパルサー/星雲の Fisher-fit を示す。ガンマ線シミュレーションから角度分解能として、 θ^2 で 0.043 度² という値を得た。これは、ガンマ線モンテカルロシミュレーションで $\theta^2 < 0.5$ 度² の事象の内、68% の事象が入るまでを角度分解能として、定義した場合に得られた値である。図 4.33 の黒点は、 $\theta^2 < 0.043$ 度² の領域から得られた F 値の分布を示している。図の赤線は Wobble 観測でのバックグラウンド領域である $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² の範囲から取り出してきたハドロンの F 値分布であり、青線はガンマ線シミュレーションで $\theta^2 < 0.1$ 度² に入るガンマ線の F 値分布を示している。青線と赤線で、黒点を最も良く説明するように Fisher-fit が施されている。緑色の点は、黒点から赤線のハドロン事象を差し引いた分布を示しており、実験で得られたガンマ線の分布を示している。得られた緑点のガンマ線の分布は、予想されるガンマ線の分布である青線と統計的な誤差の範囲内でよく一致し、Fisher-fit を用いてガンマ線事象がうまく取り出されていることが分かる。

このようにして緑点で得られた、 $\theta^2 < 0.043$ 度² の事象数をガンマ線事象数として計上した結果、ガンマ線事象は 526 ± 64 事象で、有意度は 8.2σ 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、 θ^2 分布というものを作成した。

θ^2 分布とは、天体からの距離角の 2 乗 (θ^2) を横軸とする radial プロファイルであり、天体からの距離に応じた、ガンマ線放射強度の推移を示したものである。この図により、天体からのガンマ線放射を視覚的に容易に捉えることが出来るため、解像型大気チェレンコフ望遠鏡の解析において良く使用される図である。天体からの距離角 A までの θ^2 分布を求めるときは、まず 0 から A^2 までの範囲を bin 分けし、 θ^2 のそれぞれの bin に入る事象数について上記で述べた Fit を行いガンマ線事象数を計算する。今回のカニパルサー/星雲の解析においては、 θ^2 で 0 から 0.5 までの範囲を 25 bin に分けて Fit を行った (図 4.34)。ここで、バックグラウンド領域として Wobble 観測の場合は、観測天体から $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² というリング状の領域が用いられている。カニパルサー/星雲のデータの θ^2 分布をプロットしたものが図 4.35 である。カニパルサー/星雲からのガンマ線放射は図の赤線で示された点源で行われたモンテカルロと統計的誤差の範囲内でよく一致し、今回の CANGAROO-III の観測では点源であることが分かる。

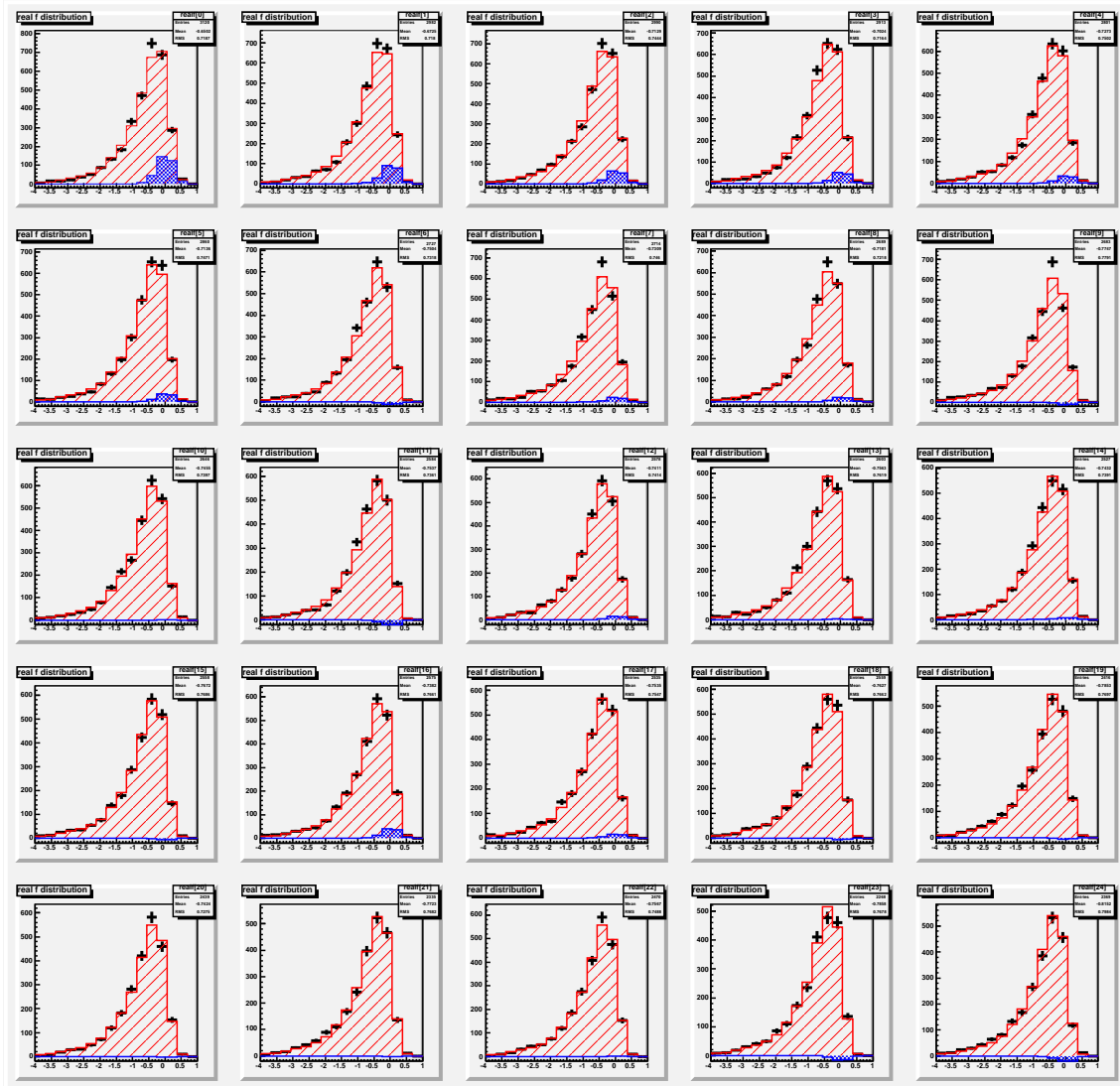


図 4.34: θ^2 の bin ごとの Fisher-fit の結果。 $\theta^2 < 0.5$ 度² の内側の領域を 25 bin にに分け、0.02 度² 刻みの範囲でその bin に含まれる事象の F 値をプロットしている (黒点)。それに対して、赤線はバックグラウンド領域から得られたハドロン の F 値分布を示し、青線はモンテカルロシミュレーションから得られたガンマ線の F 値分布を示す。1 段目の左から右に θ^2 の小さいところから大きいところへととなり、2 段目左から右という順に外側の領域のフィッティング結果をしめす。

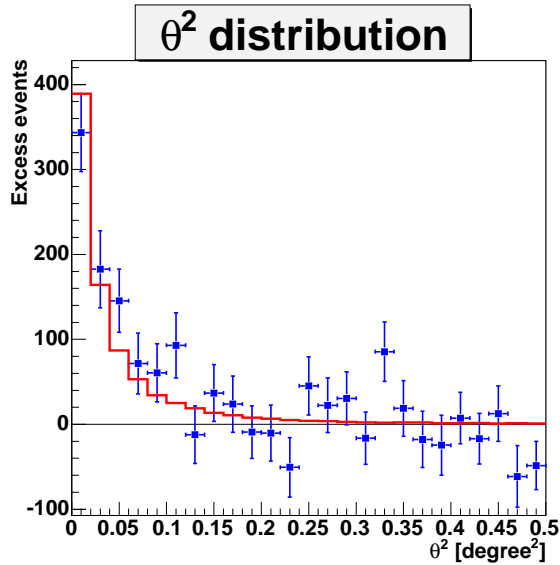


図 4.35: カニパルサー/星雲の θ^2 分布。赤の線は点源で行ったガンマ線シミュレーションから得られた分布を示している。カニパルサー/星雲からのガンマ線放射が点源状に見えていることがわかる。

バックグラウンドの統計的な誤差を考慮した場合の Fisher-fit

いままでは、バックグラウンドのハドロン事象に統計的誤差のない、理想的な場合を考えてきた。実際統計が十分であれば、この誤差について考慮する必要はない。しかし、統計が少ない場合の結果への影響がどのようなものであるか、考えなければならない。

この場合、式 (4.16) で示される χ^2 は次のように変更される。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[(n_i - Nb_i) - \alpha \cdot (s_i - b_i)]^2}{n_i + (N - \alpha)^2 \cdot \frac{b_i}{N_{BG}^2}} \quad (4.20)$$

この χ^2 を最小にするような α の値である α_{min} は、バックグラウンドの統計的誤差を考慮しない場合と違い、解析的に式を解くことによって得ることができない。そこで、 α の値をパラメータとしてグリッドサーチして χ^2 の最小値 χ_{min}^2 を求める。

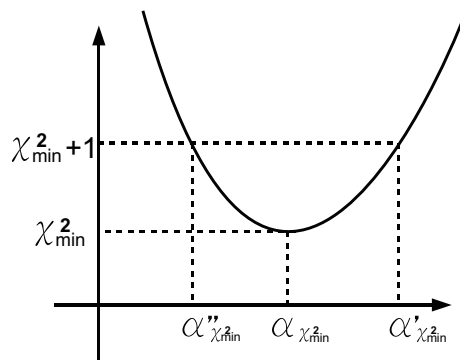


図 4.36: χ^2 関数。

図 4.36 のように χ_{min}^2 が得られた後、 $\chi_{min}^2 + 1$ の値に対しての α の値 $\alpha'_{\chi_{min}^2}$ と $\alpha''_{\chi_{min}^2}$ を求める。そして、 $\alpha'_{\chi_{min}^2} - \alpha_{\chi_{min}^2}$ と $\alpha_{\chi_{min}^2} - \alpha''_{\chi_{min}^2}$ の値を上下の誤差の範囲とする。このようにして得られた、 θ^2 の分布を誤差を考慮しない場合とともに載せた (図 4.37)。カニパルサー/星雲の観測データの解析に対しては事象数は両者で一致し、バックグラウンド事象の統計的な誤差を考慮するかしないかでは変化は無かった。このことから、カニパルサー/星雲のデータに関しては、ここで示したようなバックグラウンドの統計的な揺らぎを考慮する必要は無いことがわかる。私がこの修士論文で解析する全データは、このカニパルサー/星雲と同様 数十時間の livetime を有するデータである。ハドロンのシャワーの数は、時間に比例していることが考えられるから、今回の別の解析においてもバックグラウンドの統計的な揺らぎを考慮する必要は無いことがわかる。もし、1日分のデータで解析をする場合などは、考慮されるべきなのかもしれない。

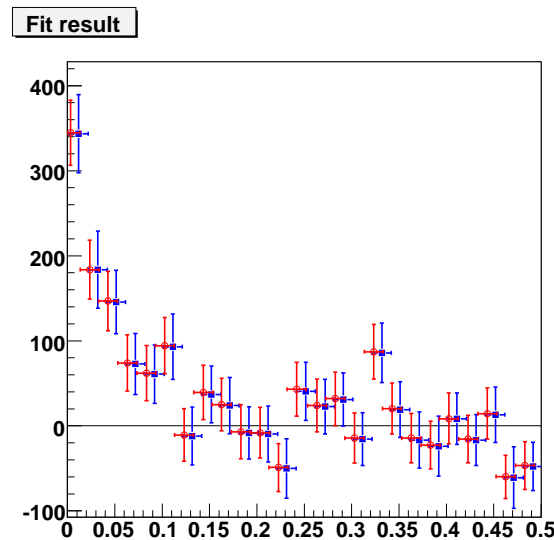


図 4.37: 青が従来のバックグラウンド事象に統計的な揺らぎを考慮しない場合。赤が考慮した場合である。横軸の bin 分けは同じであり、データ点は見やすいように若干横軸に平行に前後させている。

解析に用いたパラメータの分離について

最後に、解析に用いたパラメータは、どの程度ハドロンとガンマで異なることが期待されるのか。また、実際の観測において、モンテカルロガンマ線のシミュレーションは観測のパラメータ分布を良く再現しているかといったことは Fisher Discriminant 法でパラメータを用いて事象を分離する手法では重要である。

解析におけるバックグラウンド事象は、図 4.32 の赤で示された $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² 部分に IP-Fit で交点を結んだ事象である。ここから得られた事象は、全てハドロンシャワーの事象であると考えられる。また、 $\theta^2 < 0.043$ 度² の領域に交点を結ぶ事象は、図 4.32 で言えば黄色で塗りつぶされた領域に対応し、ハドロンシャワーと天体からのガンマ線シャワーである。望遠鏡の中心領域であるこれらの領域においてアクセプタンスは一定であると仮定すると、ハドロンの事象数は面積に比例する。そこで、この黄色領域から得られた WIDTH、LENGTH から、図の赤と黄色の面積比 $((0.5 \text{ 度}^2 \cdot \pi - 0.2 \text{ 度}^2 \cdot \pi) / (0.043 \text{ 度}^2 \cdot \pi))$ で規格化した赤領域の WIDTH、LENGTH を差し引くとガンマ線事象のパラメータ分布だけが残ると考えられる。理想的にはこの分布とシミュレーションで得られた、ガンマ線の分布が一致することが望ましい。図 4.38 に、ON 領域からバック

グラウンド領域を差し引いた各望遠鏡の WIDTH、LENGTH のパラメータの分布を、ガンマ線シミュレーションの分布と共に示している。これを見ると差し引いた結果は明らかに、赤で示したハドロンの分布よりも青で示したガンマ線シミュレーションの分布に近い分布をしている。ここでは、取る領域でアクセプタンスが一定であると仮定したが、本当は違っていることが考えられ、そのことを考慮すると、差分はガンマ線パラメータの分布により近い分布を示すと思われる。

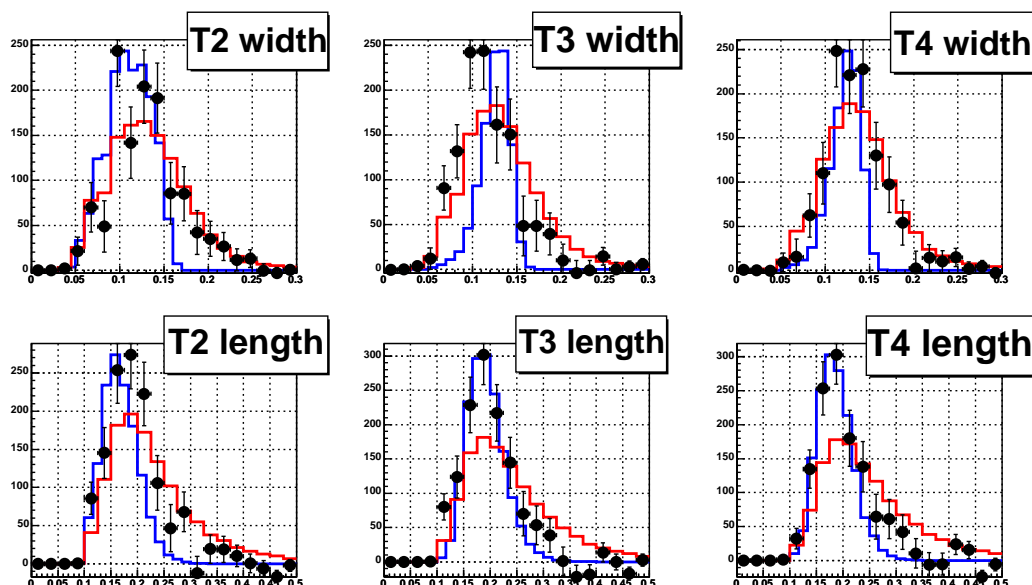


図 4.38: Hillas パラメータ各望遠鏡の WIDTH と LENGTH を示す。ここで、黒点が、信号領域からバックグラウンド領域のパラメータを領域の面積で規格化して差し引いたもので、実験で得られたガンマ線のパラメータ分布である。青はシミュレーションガンマの分布であり、一番事象数の多い bin を黒の一番事象数の多い bin で規格化してある。赤の線はバックグラウンドのパラメータ分布であり、黒点の事象数で規格化してある。

Section 4.7

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必要がある。

ADC 値 (x_l, x_u) の間のフラックスを求めるとき、ガンマ線の事象数はこの ADC 値の範囲にあるアクセス事象数を用い (図 4.40)、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 4.39)。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 $E_l \sim E_u$ での検出有効面積は

$$S(E_l, E_u) = S_0 A(E_l, E_u) \quad (4.21)$$

である。ここで S_0 は全エネルギーでの検出有効面積、 $A(E_l, E_u)$ 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 で降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

エネルギーを E_{max} とすると、

$$\frac{dF}{dE} = \frac{1}{E_{max}} \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^{-\alpha} \quad (4.22)$$

で表され、これよりモンテカルロシミュレーションの全事象数 N_{MC}^{tot} は、

$$N_{MC}^{tot} = S_0 T_{obs} \times \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dF}{dE} dE \quad (4.23)$$

$$= S_0 T_{obs} \times \frac{1}{1-\alpha} \left\{ 1 - \left(\frac{E_{min}}{E_{max}} \right)^{1-\alpha} \right\} \quad (4.24)$$

と求められる。ADC 値 ($x_l \sim x_u$) の間にある事象数 N_{MC} は、

$$N_{MC} = N_{MC}^{tot} \times A'(x_l, x_u) \quad (4.25)$$

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である。ここで、式 (4.25) に式 (4.24) を代入すると、式 (4.21) と類似の項 $S_0 A'(x_l, x_u)$ が得られる。

$$N_{MC} = T_{obs} \times \frac{1}{1-\alpha} \left\{ 1 - \left(\frac{E_{min}}{E_{max}} \right)^{1-\alpha} \right\} \times S_0 A'(x_l, x_u) \quad (4.26)$$

実際の観測においては、直接ガンマ線のエネルギーが得られるわけではなく、シャワーの光量からモンテカルロシミュレーションを用いてエネルギーを推測する。そこで、有効検出面積といった場合は、エネルギー $\bar{E}(x_l, x_u)$ に対しては $S_0 A'(x_l, x_u)$ というのが実際の解析に用いられる値となる。ADC 値 ($x_l \sim x_u$) での実際の事象数を N_{signal} 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以下のような式で与えられる。

$$\frac{dF}{dE}(x_l, x_u) = \frac{N_{signal}}{N_{MC}} \left\{ \frac{dF}{dE} \right\}_{\bar{E}(x_l, x_u)} \quad (4.27)$$

$$= \frac{N_{signal}}{S_0 \times A'(x_l, x_u) \times T_{obs}} \frac{1-\alpha}{(E_{max}^{1-\alpha} - E_{min}^{1-\alpha})} \bar{E}^{-\alpha}(x_l, x_u) \quad (4.28)$$

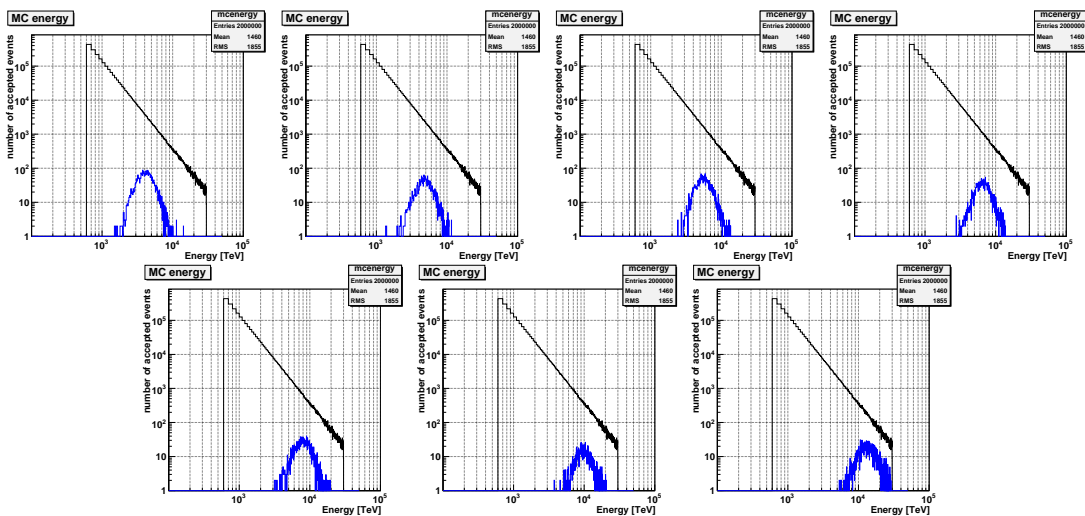


図 4.39: ADC 値でカットを掛けたときのモンテカルロシミュレーションガンマ線のエネルギー分布。この分布の平均値が ADC 値に対応するエネルギーになる。左上から右に向かって $100 < \text{ADC 値} < 135$ 、 $135 < \text{ADC 値} < 160$ 、 $160 < \text{ADC 値} < 200$ 、 $200 < \text{ADC 値} < 250$ 、下段右から $250 < \text{ADC 値} < 325$ 、 $325 < \text{ADC 値} < 400$ 、 $400 < \text{ADC 値} < 800$ である。

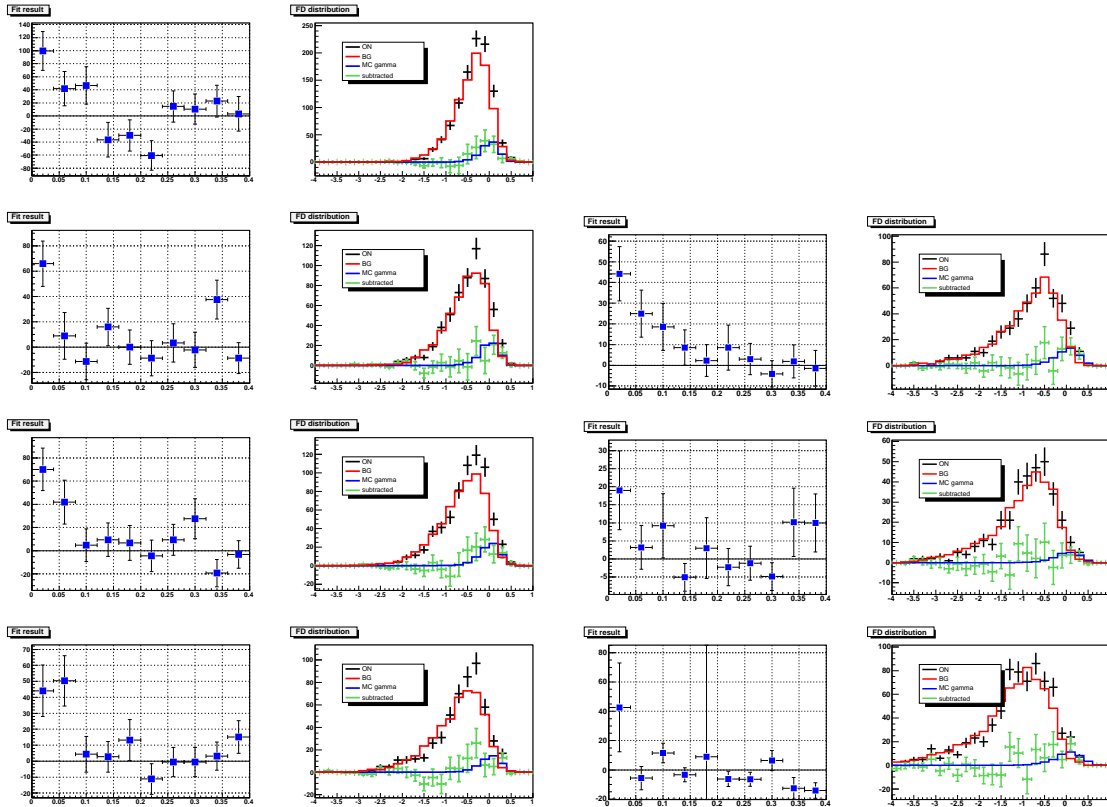


図 4.40: ADC 値でカットを掛けたときのそれぞれの bin での θ^2 分布。対応するエネルギーでのガンマ線事象数が求まる。左列、上から $100 < \text{ADC 値} < 135$ 、 $135 < \text{ADC 値} < 160$ 、 $160 < \text{ADC 値} < 200$ 、 $200 < \text{ADC 値} < 250$ 、右列、上から $250 < \text{ADC 値} < 325$ 、 $325 < \text{ADC 値} < 400$ 、 $400 < \text{ADC 値} < 800$ である。

ここで、ADC 値でカットをする時の最小の bin 幅 (今回、3 台の解析では 100) について説明する。ガンマ線のシミュレーションをした場合に、あるエネルギーにおいて、ガンマ線が望遠鏡に受かる数が最大となる (図 4.41(右))。ここで、ガンマ線は角度分解能 $\theta^2 < 0.043 \text{ 度}^2$ 以内に入る事象を用い、角度分解能のエネルギー依存性は考慮していない。このエネルギーを E_{median} ということにしよう。これよりもエネルギーが小さい場合、シャワーが小さく望遠鏡のアクセプタンスが悪くなる。そこで、これ以降の解析において、微分フラックスを出す場合、 E_{median} 以上のエネルギーのシャワーを用いることとする。ここで、シミュレーションに ADC 値のカットを 100 ずつ施し、その平均エネルギーをとることで、エネルギーと ADC 値の関係を出すことができる。これを 1 次関数でフィッティングしたものが、図 4.41(左) である。その結果、サイズとエネルギーの関係式として、 $E(\text{Size}) \approx 2.5 + 0.02 * \text{Size} \text{ (TeV)}$ という関係式を得た。これを用いて、 E_{median} が ADC 値でいくつに対応しているかが分かる。今回の解析において、 $E_{median} = 4.4 \text{ TeV}$ という値を得た。そこで、 E_{median} に対応する ADC の値として、 $ADC_{median} \approx 100$ ということになる。従って、サイズ 100 以上で bin 分けすることとした。この ADC_{median} は各天体によって天頂角分布などが異なるため違う値となる。

シミュレーションには、エネルギーというパラメータが各事象毎に入っている。そこで、 E_{median} の bin に入る事象を取り出して、その ADC 値分布の平均値を用いても同様に E_{median} から ADC の値を知ることが出来る。図 4.41(右) を見ても分かる通り、ADC 値とエネルギーの関係は 1 次関数で良くフィッティングできるのでどちらの方法を用いたとしてもほぼ同じ値となる。

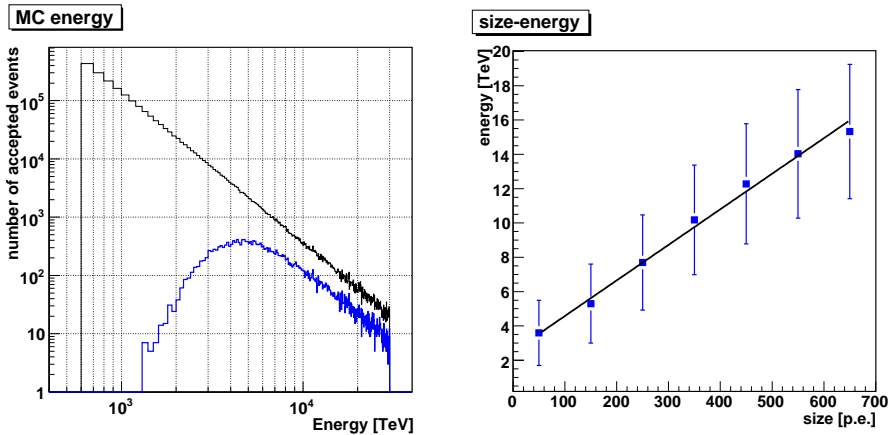


図 4.41: (左) 黒：カニパルサー/星雲のガンマ線フラックスを仮定して、望遠鏡に降らせたシミュレーションのエネルギー分布。青：シャワー選別された後に残った事象。約 4.4 TeV で最大のアクセプタンスになる。(右) エネルギーと ADC 値の関係。黒線は一次関数でフィッティングした結果を示す。

このようにして得られた、カニパルサー/星雲の微分フラックスを図 4.42 に示す。図には、HEGRA など他グループの結果も示しておく。図を見れば分かる通り、今回得られた結果は他グループの結果と統計的な誤差の範囲内で一致しており、解析手法が正しいことが確認できた。

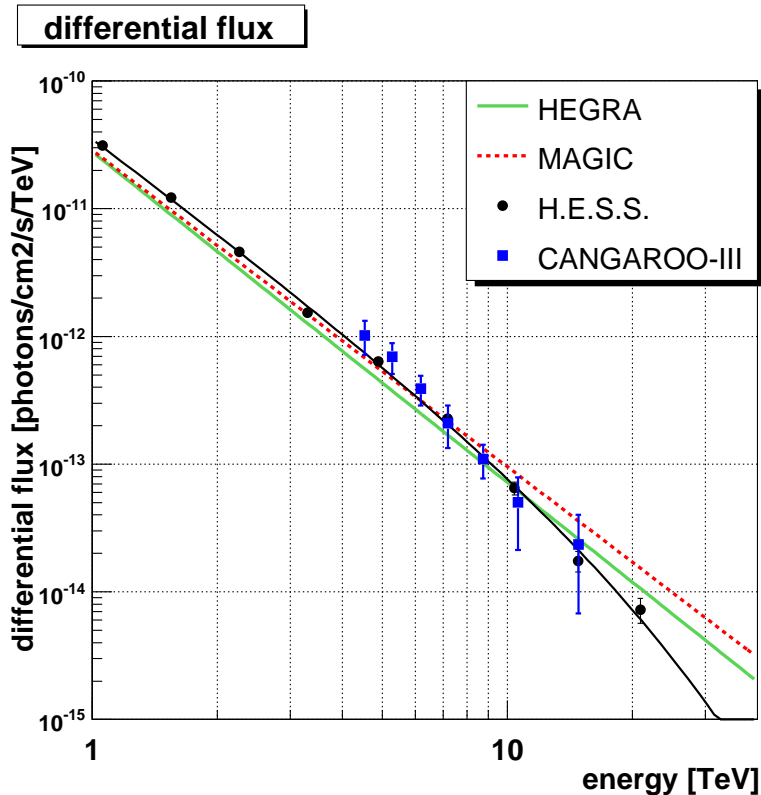


図 4.42: カニパルサー/星雲の微分フラックス。実線は HEGRA グループによって報告されているカニパルサー/星雲のフラックス。青点が CANGAROO-III でのフラックスで統計誤差のみ示されている。

ガンマ線強度マップ

ガンマ線が天球上のどの方向から来ているかを示す、ガンマ線強度マップを描く方法を示す。2.9 度の中を 0.1 度刻みに 29×29 の領域に分けて、それぞれの領域のガンマ線事象数を計算する。ここで、Wobble 観測の場合の OFF 領域の取り方として、以下で説明する 2 通りの取り方が考えられている。ON/OFF 観測では、望遠鏡の ON と同じ位置に存在する領域から OFF を取るので、以下のような領域の取り方の問題は生じない。

Method 1 OFF 領域の取り方で 2 つの領域に分ける。一つ目は観測目標から $\theta^2 < 0.5$ 度² の領域で、これは OFF 領域を観測目標から $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² 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事象数を計算する。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。事象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 4.43(左))、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 で事象数を計算する。

Method 2 OFF 領域の取り方で 2 つの領域に分け、一つ目は観測目標から $\theta^2 < 0.5$ 度² の領域で、これは OFF 領域を観測目標から $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² 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事象を計算する。ここまでは、Method1 と同じである。それ以外の領域についての評価方法が異なる。事象数を得る領域に対して、その領域を中心とした半径 $0.2 < \theta^2 < 0.4$ 度² 領域をとる。このとき、点源観測の場合は、観測目標から $\theta^2 < 0.2$ 度² の領域内には、ガンマ線が含まれていると考えられるのでこの領域は除かれている (図 4.43(右))。得られたバックグラウンドの F 値分布とシミュレーションの F 値分布を用い Fisher-fit で事象数を計算する。

ここで、観測する天体が点源の以外の場合は、 $\theta^2 < 0.2$ 度² の領域にもガンマ線が含まれていると考えられるから、除かれる領域の範囲は、その放射領域の大きさに応じて変更されなければならない。

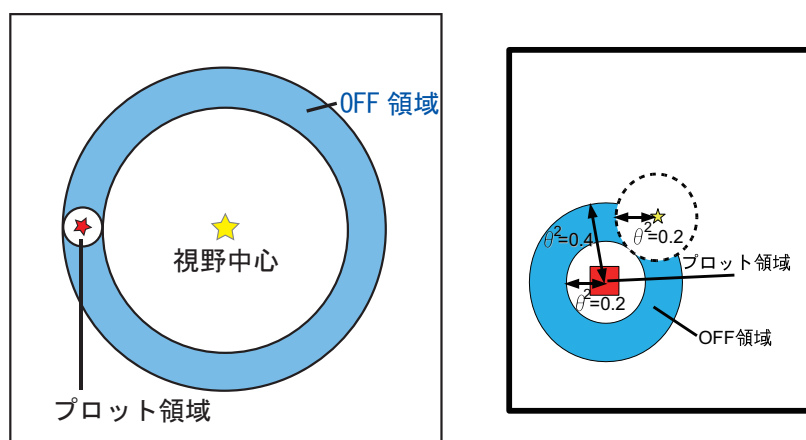


図 4.43: OFF 領域の取り方。(左)Method 1 (右)Method 2

これらの方法を持ちいて、各 $0.1 \times 0.1^\circ$ bin の中にそれぞれ、どれくらいの事象数が入っている

かを計算した結果、図 4.44(上) のようになった、これを、CANGAROO-III の角度分解能である 3 bin に渡ってスムージングを施すことで、図 4.44(下) のようになる。このようにして、カニパルサー/星雲でガンマ線マップを Method 1 描いたものが図 4.44(右) であり、Method 2 で描いたものが図 4.44(左) である。どちらの図からも、カニパルサー/星雲からのガンマ線を検出していることが見て取れる。

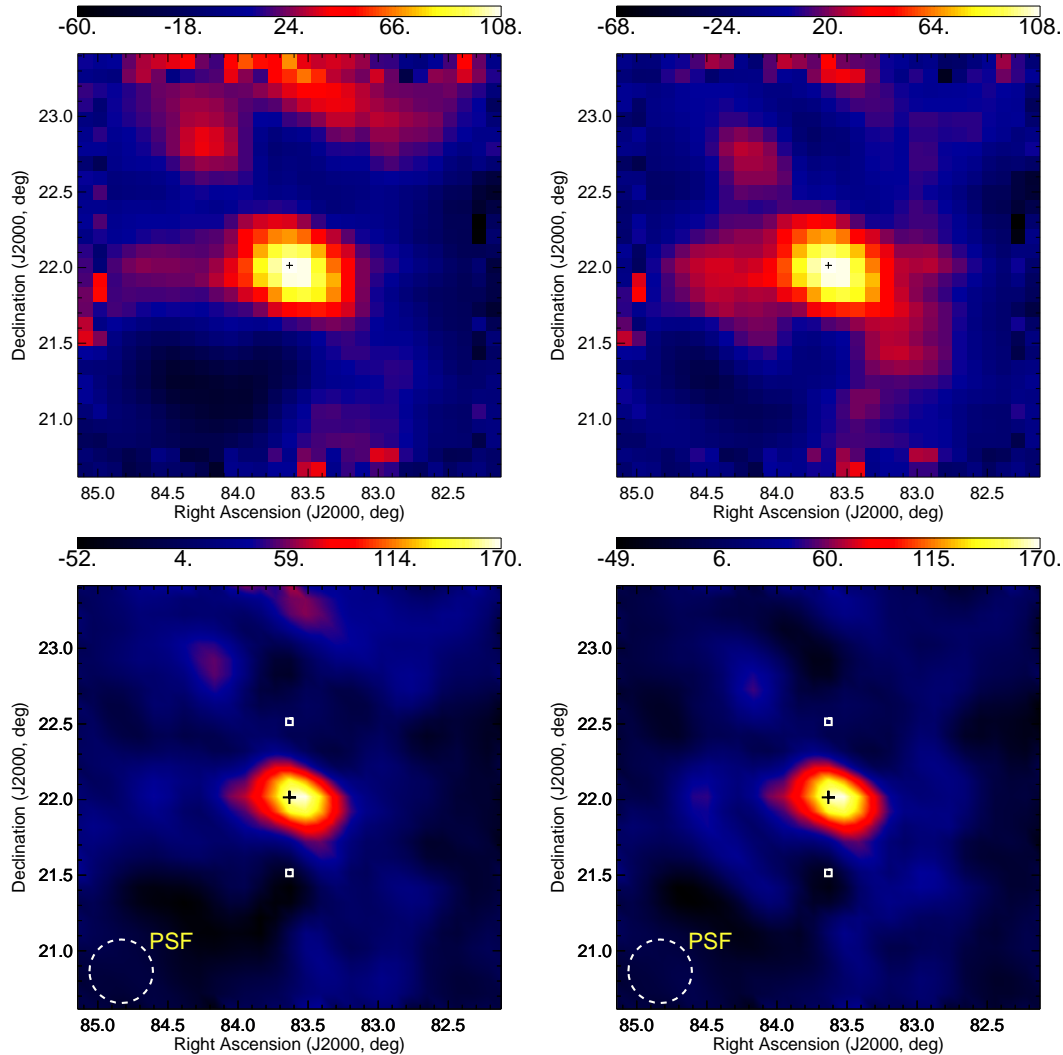


図 4.44: カニパルサー/星雲のガンマ線マップ。(左)Method 1 の方法を用いた場合 (右)Method 2 の方法を用いた場合の図であり、上はスムージングをかける前のカウントマップ。下はスムージングをかけた後。

Wobble 観測の場合、観測目標とカメラ視野中心が異なる。そのため、観測目標から事象数を得る領域までの距離を半径とした円は、トラッキングしている点からは場所ごとに距離が異なっている(図 4.45)。これは、OFF としてアクセプタンスの異なる領域を合わせたものを用いていることになる。OFF 領域と事象数を評価する領域でアクセプタンスが違うのは理想的ではない。Method 2 では OFF 領域を事象数をカウントする領域の近くから OFF 領域を取ってきているのでアクセプタンスの違いはそれほど気にはならないという利点がある。しかし、観測目標から $\theta^2 < 0.2$ 度のバックグラウンドの取り方はどちらの方法も同じであるため、観測目標付近でのガンマ線事象数が、Method 1 と Method 2 で違う事はない。今回、カニパルサー/星雲と銀河中心の点源解析においては、Method2 を用いてガンマ線強度マップを作成している。RX J1713.7-3946 について

は放射領域が広がっており、特殊なバックグラウンド領域を用いる必要があるため、ここで紹介した方法とは異なる手法を用いている。

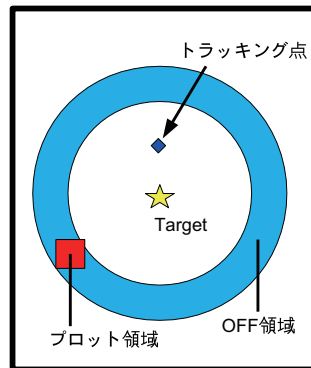


図 4.45: Method 1 では、場所によってトラッキング点から OFF 領域の距離が異なる。

Section 4.9

望遠鏡 2 台の解析

ステレオ観測においては、望遠鏡の台数が多くなるほど解析に用いることができるパラメータが多くなることから、S/N 比の向上や、角度分解能の向上が期待される。しかし、一方で 1 台の望遠鏡の性能低下はエネルギー閾値を引き上げる。また、望遠鏡の数の増加は、複数台の望遠鏡で同時にシャワーを観測できるような事象を要求し、検出有効面積を低下させる。我々、CANGAROO-III 望遠鏡は現在 3 台の望遠鏡で観測を行っているが、必ずしも全ての望遠鏡が全ての期間にわたって十分な性能を示しているわけではない。観測期間によっては DAQ トラブルや PMT の損傷など数々のトラブルに見舞われる。そこで、性能の低下している時や数々のトラブルで十分に機能していない時、3 台ではなく 2 台で解析した方が、良い性能をしめす場合が考えられる。実際、個々の望遠鏡別に見た場合、T2、T3、T4 で望遠鏡の仕様は同じであるが、建設時期の違いから望遠鏡 T2 よりは、T3、T4 のほうが良い性能を示している。

3 台の解析は望遠鏡 3 台でコインシデンスの取れたデータに対して行われた。同様に、望遠鏡 2 台の解析は、2 台でコインシデンスの取れたデータに対して行われる。ここでは、カニバルサー/星雲の観測を用いて、望遠鏡 T2-T3、T3-T4 2 台の解析を 3 台の解析と比較しその結果を述べる。望遠鏡 2 台の解析は、3 台の解析と全く同様の過程で行われる。

θ^2 分布

シミュレーションから、角度分解能は T2-T3 の組み合わせで 0.063 度^2 、T3-T4 の組み合わせで 0.080 度^2 となる。ここで、T2-T3 の方が角度分解能が良い理由は単純にエネルギー閾値が高いためである。実際、図 4.46 に見られるように E_{median} の値は 3 台、T2-T3、T3-T4 でそれぞれ 4.4、4.9、3.0 TeV となっている。また、アクセプタンスも T2-T3 の組み合わせと T3-T4 の組み合わせでかなり異なることが分かる。これは、T2 だけミュオンファクタが極端に低い 0.3788 という値が用いられているためである。また、3 台のアクセプタンスは T2-T3 2 台のアクセプタ

ンスとほぼ同じ値を示している。これは、性能の悪い T2 に引きずられて 3 台の場合も悪くなっていることを示している。角度分解能はエネルギーが高いほど良い値を示す (詳しくはシミュレーションの章で述べる)。

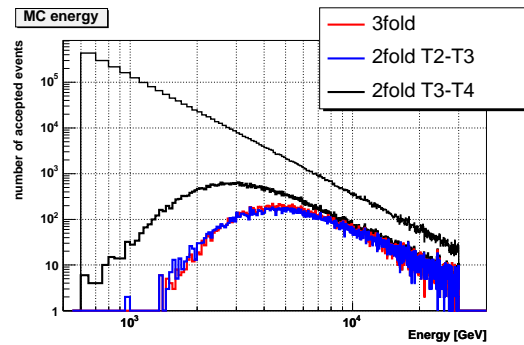


図 4.46: 同じシミュレーションを用いた場合の望遠鏡の組み合わせによるアクセプタンスの違い。

ガンマ線事象は T2-T3 の組み合わせで、 783 ± 92 事象で、有意度は 8.5σ であり、T3-T4 の組み合わせでは 1169 ± 112 事象で、有意度は 10.4σ である (図 4.47)。

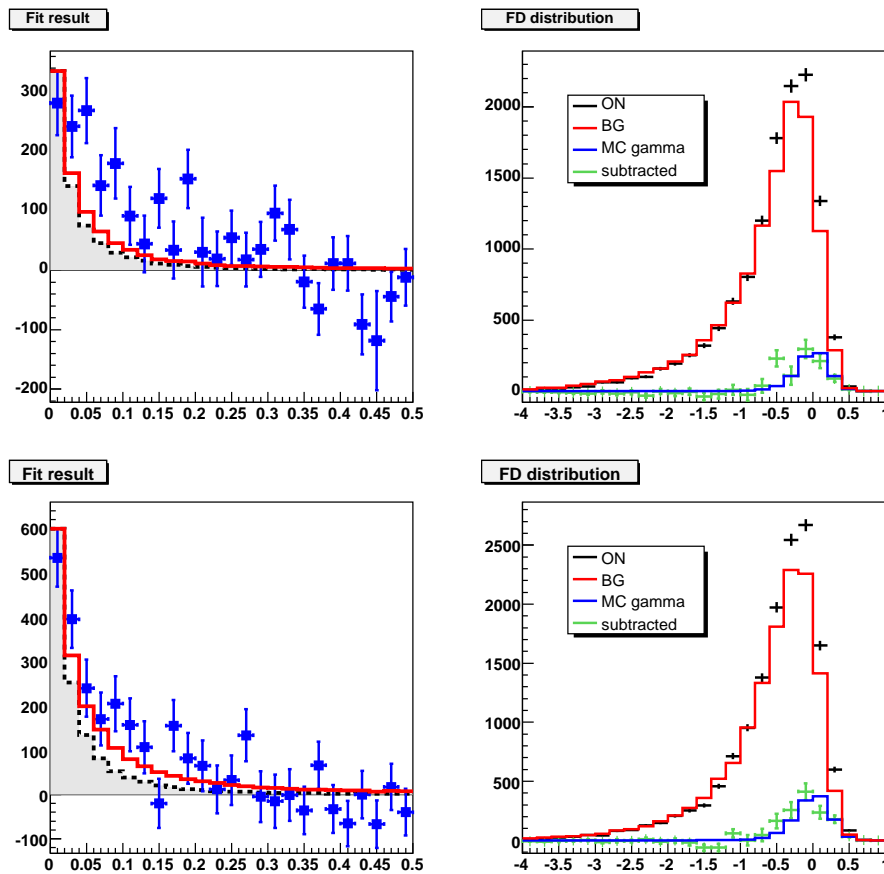


図 4.47: 青点が CANGAROO-III で 2 台の解析結果。(左) 赤線は 2 台の解析の点源で行ったモンテカルロの分布を示し、黒点線は 3 台の解析の点源モンテカルロの分布を示す。(上)T2-T3 の組み合わせによる解析結果。(下)T3-T4 の組み合わせによる解析結果。

図 4.47 により、3 台の方が 2 台でのものより点源で行ったモンテカルロの広がり小さく、3 台

の解析の方が、角度分解能が良いことを示している。ここで、3台と2台のカニパルサー/星雲の結果をまとめると以下ようになる。今回の解析では、T2の状態が他の望遠鏡に比べて悪かったと考えられるので、その影響により、有意度の点で3台の解析結果も悪くなってしまっていることが分かる。このように、望遠鏡1台の性能低下は、3台の解析結果に影響する。

	ガンマ線事象数	有意度	角度分解能 (度 ²)	E_{median} (TeV)
2fold T2-T3	783	8.5	0.063	4.9
2fold T3-T4	1069	10.4	0.080	3.0
3fold	526	8.2	0.043	4.4

表 4.1: カニパルサー/星雲、望遠鏡 3 台と 2 台による解析結果

微分フラックス

T2-T3、T3-T4 それぞれの場合について得られた微分フラックスは以下の通りである。望遠鏡 2 台で解析した場合でも、3 台の解析と同じ結果を示す。また、統計誤差の範囲内で、他グループの観測結果とも一致しており、2 台での解析の信頼性を確かめることができた。

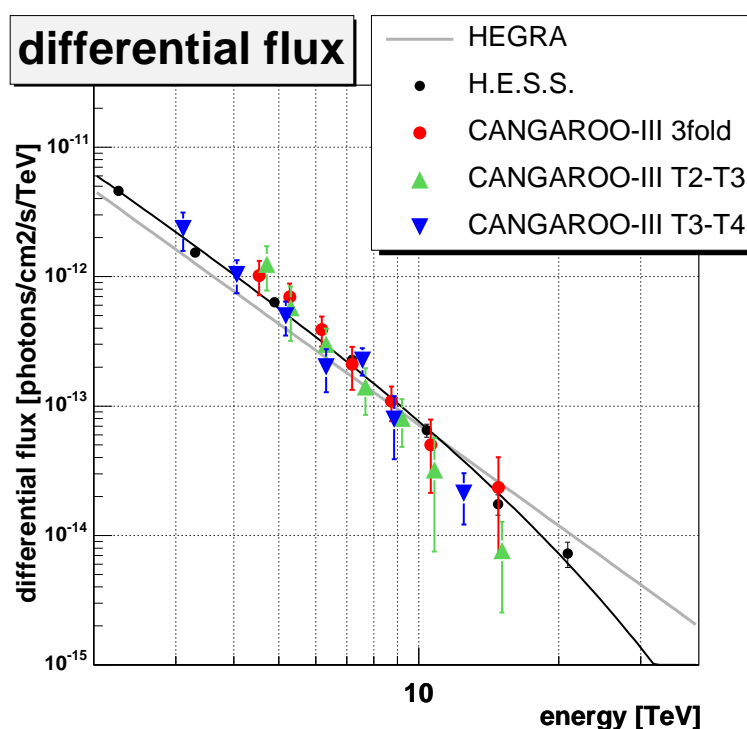


図 4.48: カニパルサー/星雲の微分フラックス。緑点が CANGAROO-III での T2-T3 の組み合わせによる解析結果。青点が T3-T4 の組み合わせによる解析結果。赤点が 3 台の解析の結果を示す。

ガンマ線放射マップ

ガンマ線強度マップを示す。2 台の場合、角度分解能が悪く、点源の広がりが 3 台の場合に比べて大きいために放射が広がって見える。

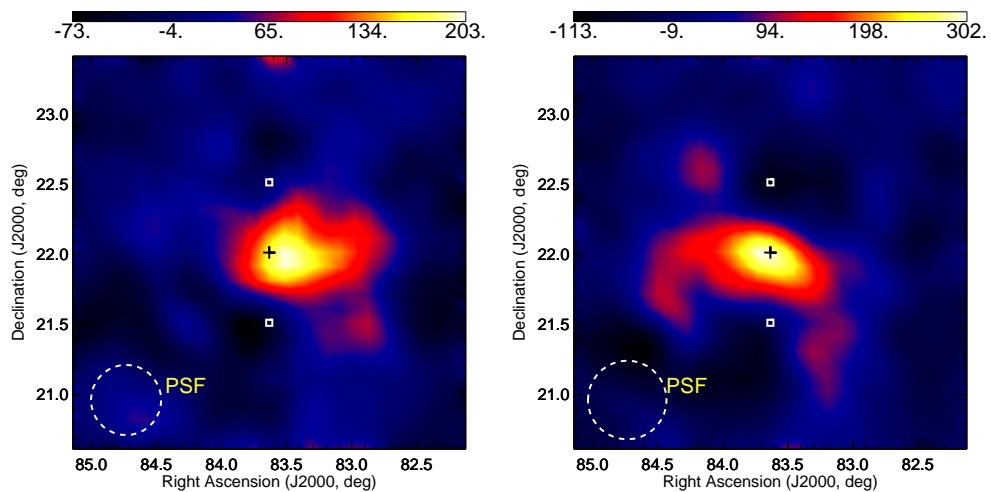


図 4.49: 2 台の解析によるカニパルサー/星雲のガンマ線マップ。(左) 望遠鏡 T2-T3 の組み合わせ (右) 望遠鏡 T3-T4 の組み合わせ

2 台と 3 台での望遠鏡の解析結果を比較し、望遠鏡 2 台だけでも信頼性のある解析ができることが示された。

望遠鏡基本的性能

望遠鏡には、様々な性能の指標が存在する。それらは望遠鏡の状態に依存して経年変化を示すものである。ここでは、望遠鏡の経年変化に係るパラメータとしてミュオンファクタ、シャワーレートを取り上げた。また、CANGAROO-III 望遠鏡の基本的な性能について、2006 年夏の観測時期の性能を想定してモンテカルロシミュレーションを行いその結果を示す。

Section 5.1

ミュオンファクタ

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、ミュオンファクタを測定している。ミュオンファクタとは、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。つまり、現在の望遠鏡系の鏡やライトガイドを含めた、反射率の相対的な指標といえることができる。CANGAROO-III 望遠鏡で観測されるミュオンの速度は、光速の 99.97 % 以上であり、チェレンコフ角は、全ての事象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 3.15) 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。光子密度 D を、

$$D = \frac{\text{Size[p.e.]}}{\text{arclength[deg]}} \quad (5.1)$$

で定義すると、 D は全てのミュオン事象で一定である。従ってこの D を観測することでミュオンファクタを決定できる。前述したとおり、ステレオトリガーモードでは、ミュオン事象を排除してしまうので、我々はこのミュオンファクタ測定用に毎月 8 時間程度、ローカルトリガーモードでの測定を行っている。ローカルトリガーモードでの観測は、主に観測期間中の天体を観測できない、曇りの日を選んで行われている。図 5.1(a) にミュオンファクタの時間変化を示した。

図 5.1(a) で見られるように、2005 年夏の時期において、望遠鏡 T2 のミュオンファクタが測定されていない。それは、この時期に得られたローカルトリガーモードの観測データを解析した結果、ミュオンライクな事象が残らないためであり、これはこの時期の望遠鏡の鏡表面が砂埃などの為に汚れていたことが原因であると考えられている。別の理由として、この時期、望遠鏡 T2 の ADC ゲート幅が誤って、通常の 2 倍の 200nsec に設定されていたことも原因と考えられている。ADC ゲート幅が 2 倍であったということは、単純に夜光の量が 2 倍になったと考えてよい。いずれにせよ、この時期望遠鏡 T2 は性能が著しく低下していた。2005 年の秋に、望遠鏡のメンテナンス期間が設けられ、望遠鏡の鏡を洗浄し、DAQ の点検も行われ ADC ゲート幅の誤りも訂正された。そのことによって、望遠鏡 T2 の反射率は持ち直し、再びミュオンファクタを測定可能な程度まで回復した。現在は 1 年に 1 回程度、鏡の洗浄を施しているため、2005 年の期間のように、ミュオンファクタが定義できないような自体は回避されている。

ここで、ミュオン解析の方法について触れておく (解析の詳細は [26][27] にある)。目的は上記に述べた D の値を得ることであるが、それには、得られた観測データからミュオンのつくる事象だけを抽出してくる必要がある。その過程で、様々なカットが施される。ミュオンの事象は、図 3.15 に見られるように、リング状になっていると考えられる。そこで、リングによるフィッティングを施し、中心を求める操作を行っている。実際には、この中心の値 (x_{center} 、 y_{center}) をスキャ

ンパラメータとして、事象毎に以下に示された χ^2 をグリッドサーチして χ^2 の最小値を求める。

$$\chi^2 = \sum_i 4 \times \frac{ADC_i[p.e.] \cdot ((x_i - x_{center})^2 + (y_i - y_{center})^2)}{Size[p.e.] \times PIXELSIZE^2} \quad (5.2)$$

ここで、 x_i 、 y_i 、 $ADC_i[p.e.]$ はそれぞれ、PMT アレイの i 番目のピクセルのカメラ面上での x 座標、 y 座標、ADC 値 (photo electron) を示しており、また $Size$ 、 $PIXELSIZE$ はそれぞれ事象毎のカメラ面内における全体の光量 (photo electron) とヒットピクセル数を示している。 χ^2 が小さいと、リングフィッティングがうまくいっていることを示しており、ミュオンライクな事象であるといえることができる。グリッドサーチの最小値として、中心の値 (x_{center} 、 y_{center}) を求めることができれば、事象毎にリングの半径も以下のように求めることができる。

$$r = \sum_i \frac{ADC_i[p.e.] \cdot ((x_i - x_{center})^2 + (y_i - y_{center})^2)}{ADC_i[p.e.]} \quad (5.3)$$

いま、望遠鏡 T2 に関して以下に示したようなカットを用いることで、ミュオンライクな事象を選択することが可能となる。

arclength[deg]	≥ 2.5
Size[p.e.]/arclength[deg]	≤ 100
$ 1/r - 0.75 $	≤ 0.15

ここで、 r の制限については望遠鏡毎に若干異なる。これらカットにより残った事象の χ^2 の値に対するヒストグラムを図 5.1(b) に示した。2004 May の時期は、望遠鏡の状態が良い時に相当する。ミュオンの事象は、 $\chi^2 \leq 1.5$ の事象であると考えてよい [27]。この図を見ればわかるとおり、2004 May のデータは、 $\chi^2 \approx 1$ に鋭いピークがたっており、ミュオン事象が解析の結果選別されて残っているのがわかる。しかし、2005 June のデータではピークは 4 程度に移動しており、 $\chi^2 \approx 1$ を持つようなミュオンライクな事象はほとんど観測されず、解析の結果残った事象の多くが、ハドロン起源のシャワーであることを示している。ミュオンファクタの決定はこのような解析の結果として得られたミュオン事象に対し、平均の D の値を求めることである。しかし、2005 年の年頭から秋までの時期は示したようにミュオンライクな事象が解析によって残らず、その結果としてミュオンファクタを決定することができていないのである。鏡の洗浄後、2006 May のデータに見られるように $\chi^2 \approx 1$ にピークを持つようなミュオン事象が見られるように回復した。それ以降、望遠鏡 T2 で解析の結果ミュオンライクな事象が残らないという事態は起こっていない。しかし、2007 April のデータに見られるように 2007 年に入って再びミュオンライクな事象が、解析の結果として少なくなってきた。これは、図 5.1(a) でも見て取れるように反射率の低下が原因である。

それぞれの望遠鏡に対して χ^2 の平均値の時間的な推移を示したのが、図 5.2 である。この図から望遠鏡 T2 に関しては 2005 年の年頭から秋までの期間明らかに χ^2 の値が大きくなっており、ミュオンライクな事象を選別することが難しくなっていたことがわかる。これは、この期間何らかの形で望遠鏡の性能が低下していたことを示す。このように、この図を用いれば、望遠鏡の性能低下の期間をはっきりした形で選別することができる。2007 年の期間を見ると、望遠鏡 T2 に関しては 2005 年と同程度の値に χ^2 の値が上昇してきている。つまり、ミュオン解析の結果としてミュオンが得られない状態となっており、経年とともに望遠鏡の性能低下が考えられる。望遠鏡 T3 と T4 に関しては、ほぼ一定の値を示し、安定しており著しい性能の低下は見られない。

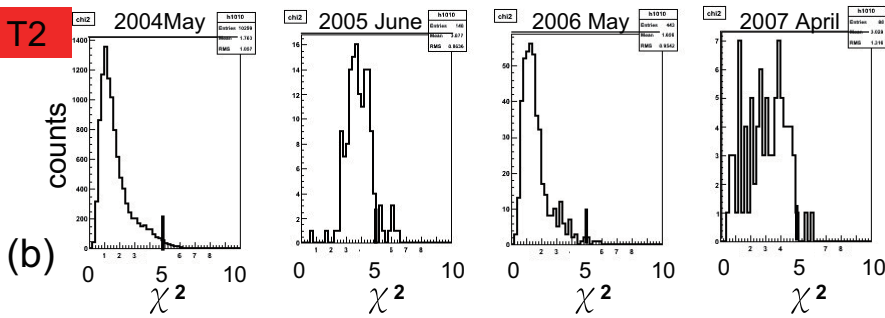
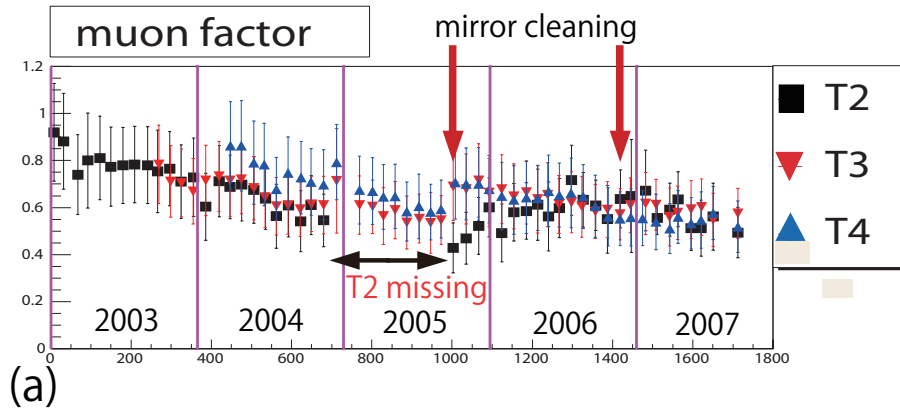


図 5.1: (a) ミューオンファクタの経年変化。塵などの影響で時間と共に下がる。2005 年の観測期間の内、年頭から秋までの期間望遠鏡 T2 の反射率が測定されていない。これは、この時期ミューオン事象を捕らえることができないほどに、T2 の鏡の反射率が悪化してことを示している。2005 年秋に行なった鏡の洗浄作業のためこの時期以降 T2 の反射率は回復している。洗浄作業は 2006 年 11 月にも行なった。(b) 望遠鏡 T2 の χ^2 分布の変化。代表的な時期のものを示す。

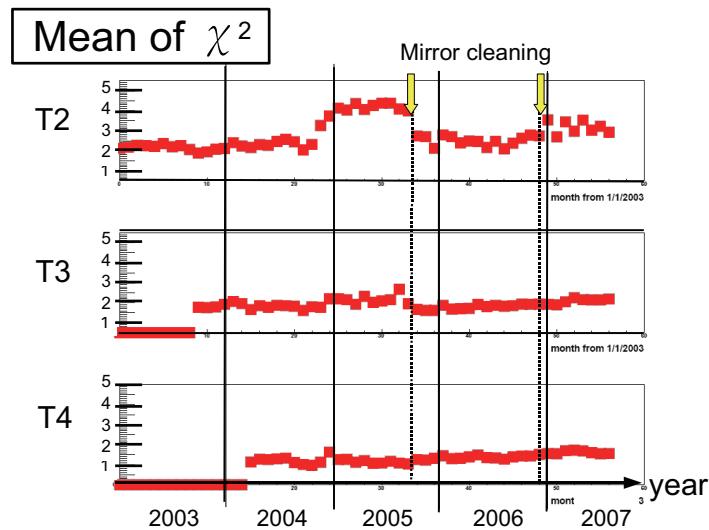


図 5.2: χ^2 の平均値の経年変化。

Section 5.2

シャワーレート

シャワーレートとは、観測でステレオトリガーのかかった事象に対して、シャワー選別をした後の事象のレートである。図 5.3 は望遠鏡 3 台コインシデンスのデータによる解析の結果得られたシャワーレートの経年変化を示している。シャワー選別は、カニパルサー/星雲で紹介した手法と同じもので、FEM カットだけ用いられていない。また、望遠鏡が明るい空を見ている場合や、天頂角などによって、シャワーレートは同じ時期の観測においても変化しうる。そこで、これらのデータは次の条件を満たすものが選別された。

天頂角	≥ 45 度
シャワーレートの変動率	$\leq 10\%$
観測の長さ	≥ 30 分

シャワーレートは、望遠鏡の反射率に関係している。つまり、反射率の向上がエネルギー閾値を引き下げるために、検出可能な事象が増える。そこで、反射率がよければシャワーレートも高く、逆もまた然りである。図 5.3 から 2005 年の観測期間中、シャワーレートが低かったことがわかる。これは、3 台の望遠鏡のコインシデンスという性質上、1 台の望遠鏡が性能が低化していた場合悪くなるからであり、ミュオンファクタの節で述べたとおり、この時期望遠鏡 T2 の性能が低下していたためである。

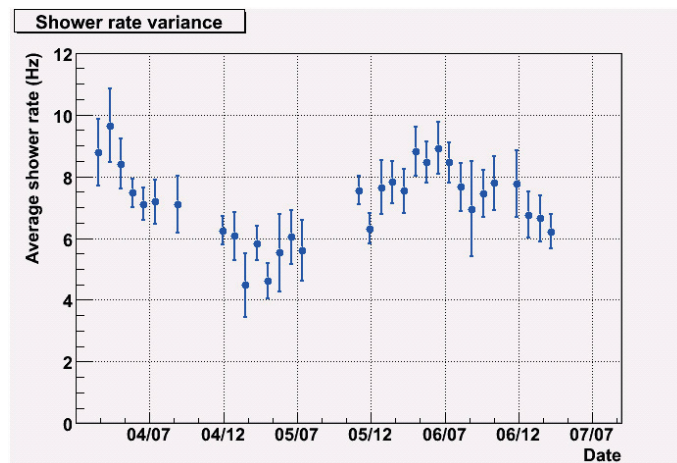


図 5.3: シャワーレートの経年変化。2004 年始めから、2007 年 3 月までを示す。[28]

Section 5.3

シミュレーションを用いた性能評価

ここでは、モンテカルロガンマ線シミュレーションを用いて、望遠鏡の基本的な性能を調べた結果を示す。望遠鏡のミュオンファクタ、スポットサイズ等は望遠鏡の鏡の反射率、PMT の量子効率などの変化により、経年変化を示す。これらの値として、どのようなものを用いるかは、望遠鏡の性能を決定する重要な要素である。ここでは、それらの値として、以下のものを用いた。

	T2	T3	T4
ミューオンファクタ	0.54	0.59	0.62
スポットサイズ	0.14	0.14	0.12

これらは、2006年夏の値である。2006年の夏は3台の望遠鏡とも正常に作動しており、HESS J1804-216 や MSH 15-52 などが観測されている。それらの観測では、有意にガンマ線信号を捉えることに成功している。このように、CANGAROO-III 望遠鏡として望遠鏡本来の性能が良く発揮されていた時点を想定したシミュレーションを作成し、CANGAROO-III 望遠鏡の一般的な性能について示した。降らせたモンテカルロシミュレーションのエネルギー範囲等は以下に示したものである。

エネルギー	300GeV~ 20TeV
方位角	0度に固定
天頂角 offset	± 0.5

冪、天頂角については、冪 2.1 では、天頂角 5、10、15、20、30、40、50 度に固定して降らせ、冪 2.4、2.9 ではそれぞれ、天頂角 5、20、40、50 度に固定して降った。また、単一のエネルギー 0.5、0.8、1.0、2.0、5.0 TeV に対しては天頂角をそれぞれ 5、20、40 度に固定して降った。また、冪 2.4 についてはアクセプタンスの評価のために天頂角を 15 度に固定して、望遠鏡のカメラにガンマ線が均一に全面照射されるようなシミュレーションを作成した。後の章で解析する超新星残骸 RX J1713.7-3946 や銀河中心などの冪は約 2.2 である。解析は、15本の bright PMT エッジカットを用いて行われた。その他のパラメータもカニパルサー/星雲の解析と同じ値を用いている。

— 5.3.1 角度分解能 —

まず、角度分解能とその天頂角依存性について示す。ここで、角度分解能の定義としては、 $\theta^2 \leq 0.5$ 度² 以内に入る事象に対して、その 68% の事象の入る範囲は θ^2 でいくらかであるかということで定義した。各冪について、3台の結果と、望遠鏡2台での結果を示す。2台の望遠鏡の組み合わせとして、建設時期を反映して、性能の悪い組み合わせである T2-T3、性能の良い組み合わせである T3-T4 を示した(図 5.4、図 5.6)。T2-T4 の性能は T2-T3 の性能と T3-T4 の性能の間にくると考えられる。

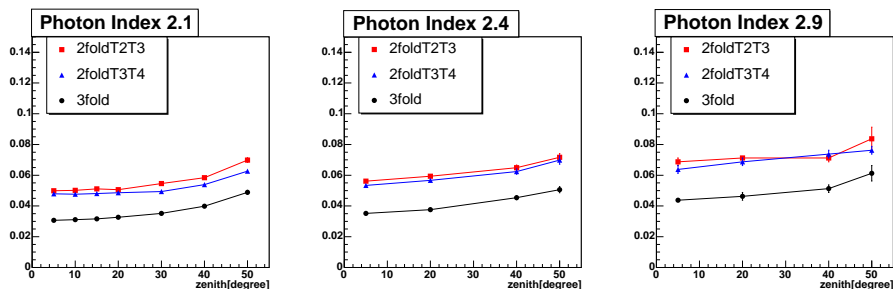


図 5.4: (左) 冪 2.1 (中) 冪 2.4 (右) 冪 2.9 の望遠鏡 3 台、T2-T3 の 2 台、T3-T4 の 2 台それぞれの場合で天頂角を変化させた場合の角度分解能の変化を示す。縦軸は θ^2 の単位

また、3 台の場合で、ガンマ線の冪によって、角度分解能がどの程度変化するかを図 5.5 に示した。これによって、同じ天頂角であったとしても、冪が異なれば角度分解能は違うことがわかる。冪の小さなものほど、高エネルギー側の事象が多いのでシャワーが大きく、シャワーを楕円でフィッティングした場合の軸の決定精度が良いため角度分解能も良い。

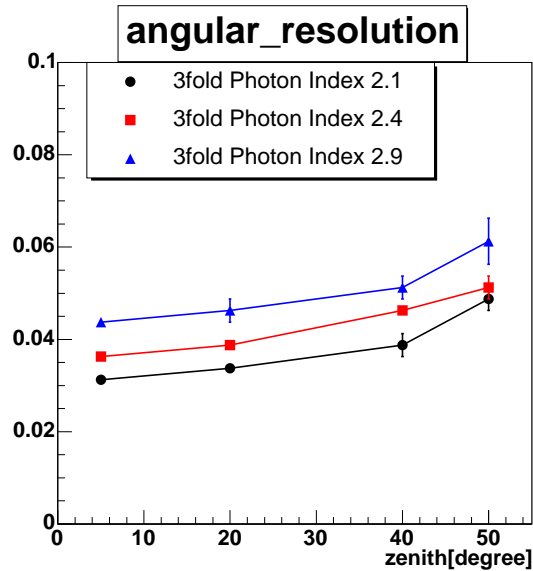


図 5.5: 望遠鏡 3 台の解析で冪 2.1、2.4、2.9 のそれぞれの場合での天頂角に対する角度分解能。縦軸は θ^2 の単位。

次に、単一のエネルギーのガンマ線シミュレーションを用いて、それぞれの冪に対して、エネルギーに対する角度分解能の変化を示す(図 5.6)。結果は、エネルギーが高いほど角度分解能も良いことを示している。また、天頂角が大きいほど、角度分解能は悪い(図 5.7)。これは、IP-Fit のところで述べたとおり、大天頂角の場合、シャワーから望遠鏡を見込む角が天頂の観測に比べて小さいため、軸の決定精度が悪いからである。

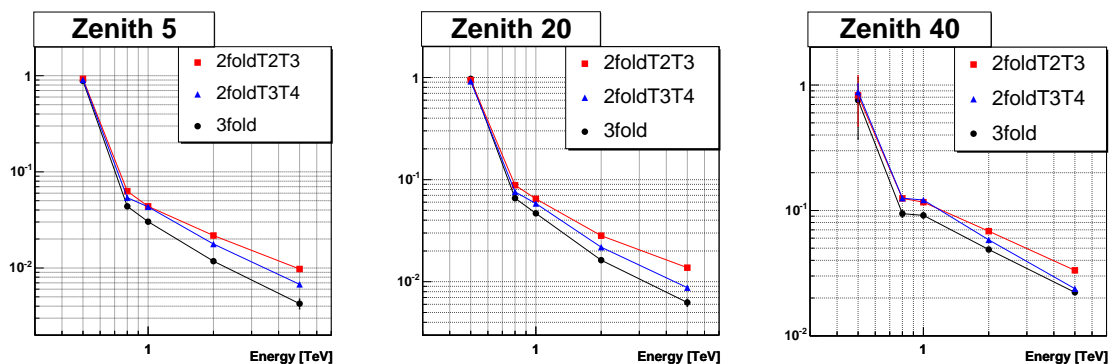


図 5.6: (左) 天頂角 5 (中) 天頂角 20 (右) 天頂角 40 の望遠鏡 3 台、T2-T3 の 2 台、T3-T4 の 2 台それぞれの場合で天頂角を変化させた場合の角度分解能の変化を示す。縦軸は θ^2 の単位。

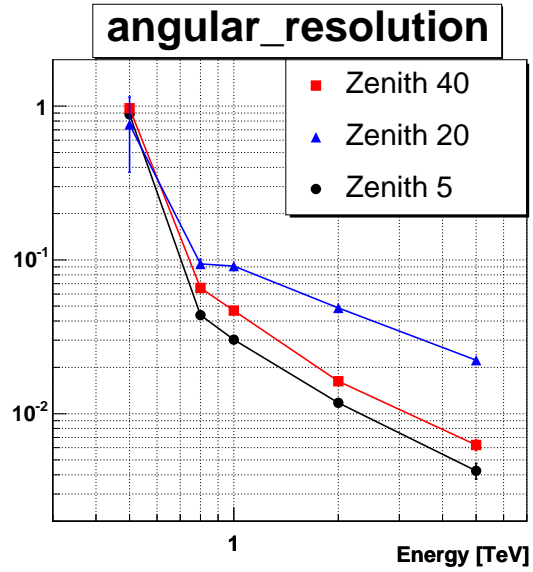


図 5.7: 望遠鏡 3 台の解析で天頂角 5、20、40 度にそれぞれ変化させた時のエネルギーに対する角度分解能。縦軸は θ^2 の単位。

— 5.3.2 エネルギー分解能 —

エネルギー分解能は、エッジカットのところに示した方法により決定することとする。ここで、ガンマ線シミュレーションから、ガンマ線を取り出すときに、各エネルギー、各天頂角でガンマ線のとり範囲を θ^2 で角度分解能の値に対応した領域の範囲内をとることとした。結果は、図 5.8 のようになっている。

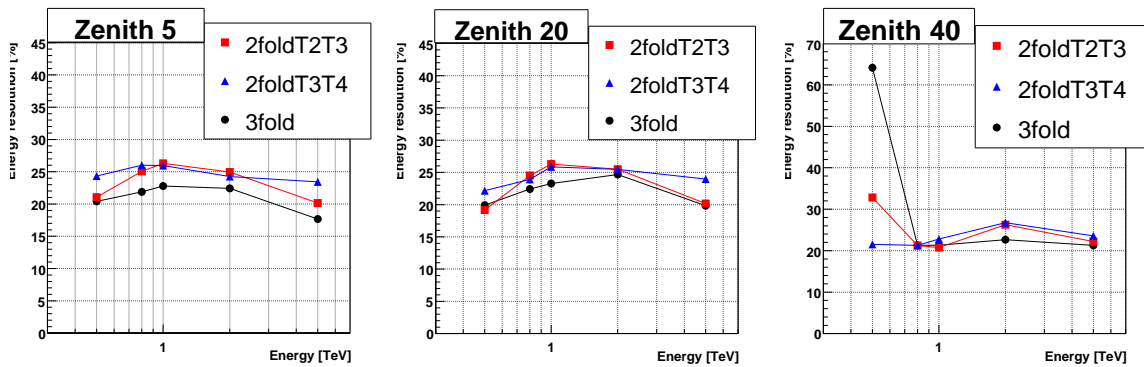


図 5.8: (左) 天頂角 5 度 (中) 天頂角 20 度 (右) 天頂角 40 度の望遠鏡 3 台、T2-T3 の 2 台、T3-T4 の 2 台それぞれの場合でエネルギー分解能の値を示す。

ここで、図 5.8 において天頂角 40 度の時、低エネルギー側でエネルギー分解能が悪くなっているのはエネルギー閾値以下であるためである。また、全般的に T3-T4 の組み合わせの方が、高エネルギーで T2-T3 の組み合わせよりもエネルギー分解能が悪い。シミュレーションに用いたパラメータを考えれば T2-T3 の組み合わせより T3-T4 の組み合わせの方が良い性能を示すはずであるが、高エネルギー側のエネルギー分解能では何故か、性能が逆転したような値を示すのであろう

か。このことは、次のように説明される。T3-T4の方が性能が良いため T2-T3 に比して光量の小さい事象でも観測可能であり、光量の小さい事象を T2-T3 に比して多く拾ってくることになる。高エネルギーの事象は一般にシャワーが大きく光量も多いと考えられる。しかし、シャワーが未発達のものなども存在し、このような事象では PMT のヒット本数は少なくシャワーが小さいため、エネルギー決定精度が落ちると考えられる。T3-T4 の組み合わせでは T2-T3 よりシャワーの未発達な光量の小さな事象を多く集めるために、全体としてエネルギー分解能が T2-T3 の組み合わせよりも悪いのである。このことは、図 5.9 から、T3、T4 では T2 に比べて PMT のヒット本数が少ないものを多く拾ってきていることに示されている。

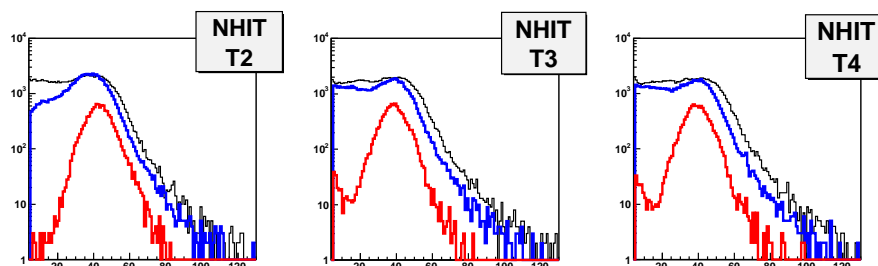


図 5.9: 天頂角 5 度で 5TeV のガンマ線を降らせた場合。黒線：シャワー選別をする前の PMT ヒット本数 分布。青線：シャワー選別した後、赤線：15 本の bright PMT エッジカットを施した後の分布を示す。

最後に、図 5.10 に 3 台の望遠鏡で解析した場合のエネルギー分解能をまとめる。天頂角、エネルギーにあまり依存することなく、エネルギー分解能として 20% の性能がでていることが分かる。前述したように天頂角 40 度、エネルギー 500GeV の点はすでにエネルギー閾値以下であり、残った事象数も少なく有効な値ではない。

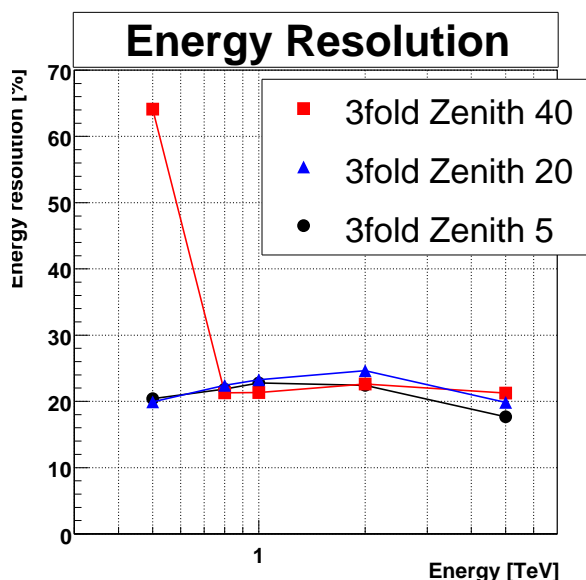


図 5.10: 望遠鏡 3 台の解析で天頂角 5、20、40 度にそれぞれ変化させた時のエネルギーに対するエネルギー分解能を示す。

— 5.3.3 エネルギー閾値 —

エネルギー閾値の定義については色々考えられるが、今回はカニパルサー/星雲の微分フラックスの節で述べたように、 E_{median} の値をエネルギー閾値として採用することとする。実際、今回の解析を通して E_{median} に対応する ADC_{median} 以下の bin を用いて微分フラックスを描かなかった。ガンマ線事象は、エネルギー分解能のときと同様に、冪や天頂角により角度分解能が異なるため、しらべる事象の冪や、天頂角に対応させて角度分解能の範囲内の事象だけを評価に用いることとした。結果は、図 5.11 のようになっている。全体として、T3-T4 の組み合わせが T2-T3 の組み合わせよりもエネルギー閾値は低い傾向を示し、T2-T3 の方が 3 台のエネルギー閾値より低い傾向を示す。これは、望遠鏡の性能の差を考えれば当然の帰結である。3 台の望遠鏡で冪が変化した場合のエネルギー閾値の変化を図 5.12 に示す。

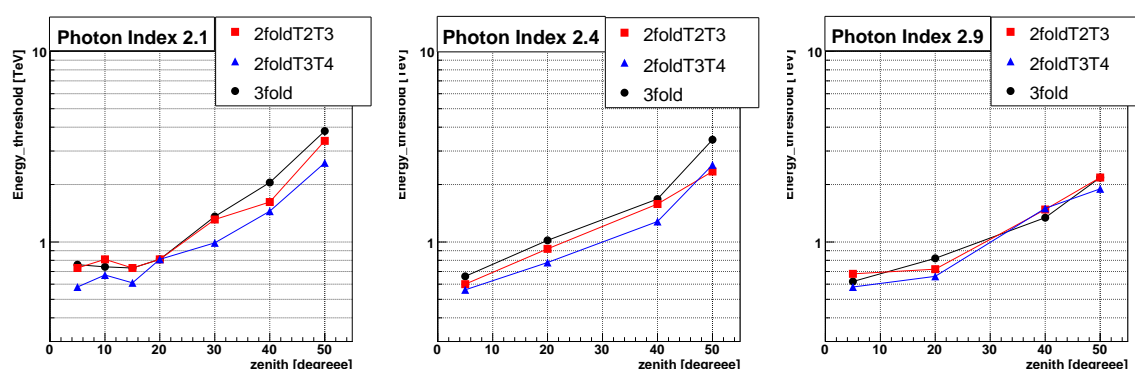


図 5.11: (左) 冪 2.1 (中) 冪 2.4 (右) 冪 2.9 の望遠鏡 3 台、T2-T3 の 2 台、T3-T4 の 2 台それぞれの場合でエネルギー閾値の値を示す。

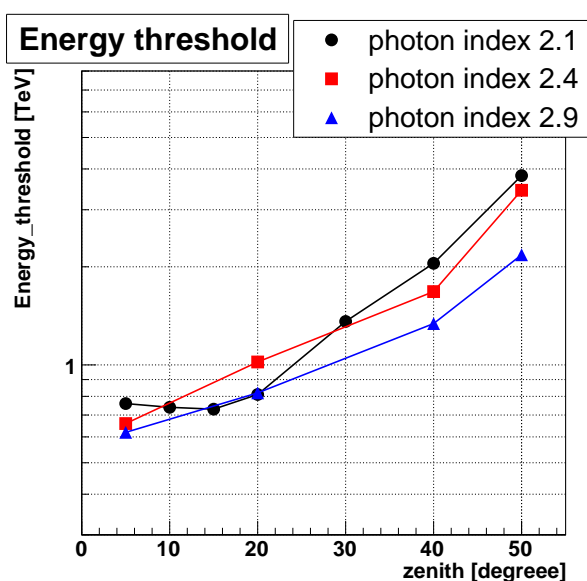


図 5.12: 望遠鏡 3 台の解析で冪を 2.1、2.4、2.9 にそれぞれ変化させた時のエネルギーに対するエネルギー閾値を示す。

— 5.3.4 アクセプタンス —

ここでは、カメラ視野内でどの程度アクセプタンスが異なっているか到来方向を広げて降ったモンテカルロシミュレーションを用いて示す。

Long ON/OFF 観測におけるアクセプタンス ここは、望遠鏡のアクセプタンスマップを示す。ガンマ線をカメラに均一に全面照射したシミュレーションを用いて解析する。図 5.13 は、3 台の解析におけるカメラ面内で受かる事象数の 2 次元分布を示している。左上の図は、スムージングする前、右上の図は自分自身と自身を囲む周囲 8 bin の平均をとるスムージングした後の図である。シミュレーションは、統計的に十分ではないので、その統計的な揺らぎを少なくするために、この自身を囲む周囲 8 bin に渡ってスムージングした、右上の図をアクセプタンスマップとして用いる。このようにしてスムージングされた図から、0 点を通る X 軸、Y 軸をスライスしたものが左下と右下の図である。これらの図から、カメラ面内ではアクセプタンスの一定な領域が比較的小さいこと、また X 軸スライスと Y 軸スライスでは若干形状が異なり、Y 軸スライスのほうが急劇に変化することが分かる。このような X 軸、Y 軸での違いは、右上の図のアクセプタンスマップが、楕円状をしていることから分かり、これは望遠鏡の空間的な配置によっている。図 5.14 は望遠鏡中心からのアクセプタンスマップから作成した θ^2 である。 $\theta^2 = 0$ で 1 となるように規格化してある。これによって、T3-T4 の場合はカメラの視野中心から 1 度はなれるとアクセプタンスは中心と比して約 60% となること分かる。T2-T3、3 台の場合は約 50% となる。

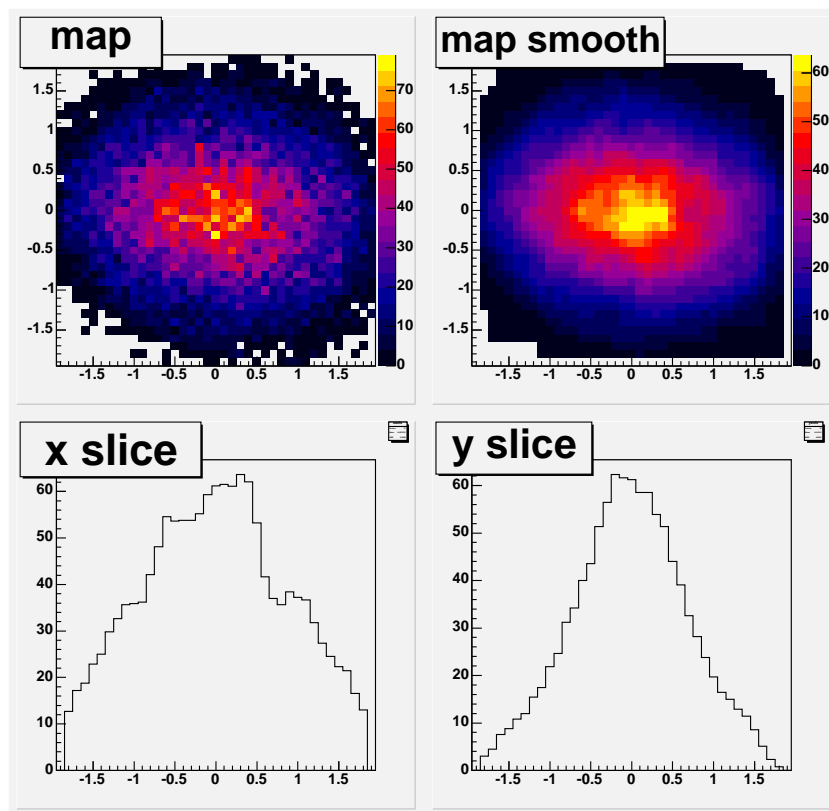


図 5.13: 3 台の解析による望遠鏡のアクセプタンスマップ。(左上) スムージングする前 (右上) スムージングを施した後。(左下) スムージングを施した後の図の $X=0$ を通る X 軸スライス。(右下) 同様に、 $Y=0$ を通る Y 軸スライス。

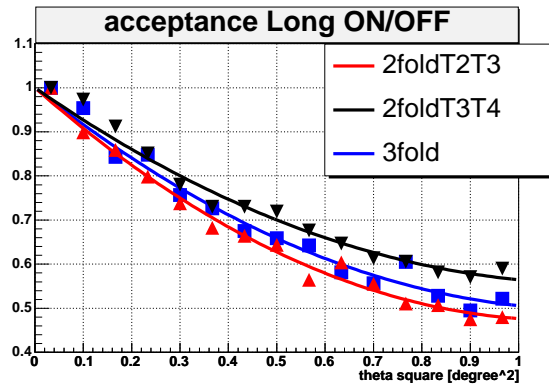


図 5.14: アクセプタンスマップの θ^2 。T2-T3、T3-T4 による望遠鏡 2 の解析と 3 台の解析結果を示す。ラインは、2 次関数でフィッティングした結果。

Wobble 観測におけるアクセプタンス Wobble 観測の場合、望遠鏡の視野中心が上下に移動する。そのため実際の天体を Wobble 観測する場合のアクセプタンスとは、図 5.15 のように望遠鏡が、 ± 0.5 度上下した場合のアクセプタンスマップの重ね合わせとなる。ここで、Wobble 観測では 20 分おきにオフセット ± 0.5 度を切り替えるため、長時間観測では、上と下を向いた場合の観測時間は半分ずつになるとして、上下の重みを等しくして重ね合わせてある。図 5.16 は上下を重ね合わせた場合の観測中心 (図 5.15(右) で $(x,y)=(0,0)$ に対応) から θ^2 分布を取ったものである。このように、上下を向いた場合を重ね合わせることで、望遠鏡 2 台の解析と 3 台の解析でそれほど差が見られなくなっている。また、アクセプタンスがカメラ視野中心から線形に変化している。これは、カメラの視野中心から離れるに従って 2 次関数的にアクセプタンスの変化する Long ON/OFF 観測の場合に比べて、アクセプタンスの変化が緩やかであることを示している。これは、図 5.17 に見られるように、Wobble 観測の場合 Y 軸に対してアクセプタンスがほぼ一定の領域が Long ON/OFF のように観測中にカメラを動かさない場合に比して広いことでもわかる。我々 CANGAROO-III の OFF を観測を取らない、点源 Wobble 解析においては $\theta = 0.7$ 度程度までアクセプタンスが平坦で有ることが必要とされ、Wobble 観測はそうになっていることがわかる。

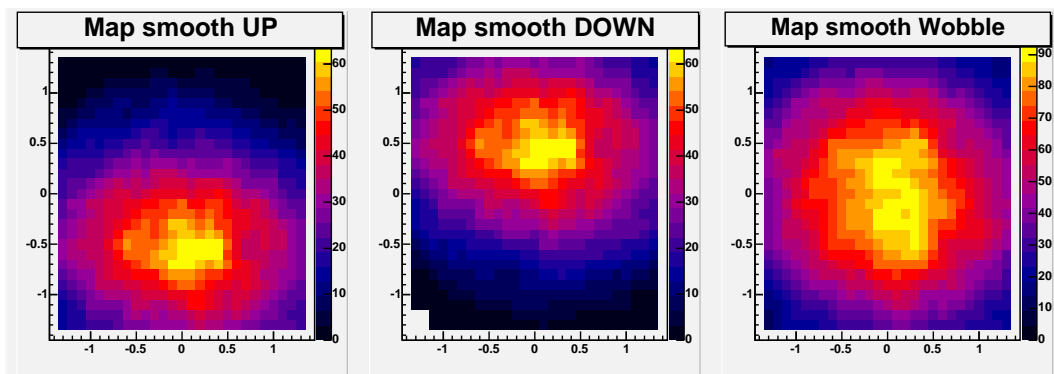


図 5.15: (左) 望遠鏡が Wobble で 0.5 度上を向いた場合のアクセプタンスマップ。(中) 望遠鏡が Wobble で 0.5 度下を向いた場合のアクセプタンスマップ。(右)Wobble 観測の場合のアクセプタンスマップ。望遠鏡が 0.5 度上下を向いた時のアクセプタンスマップの重ね合わせである。

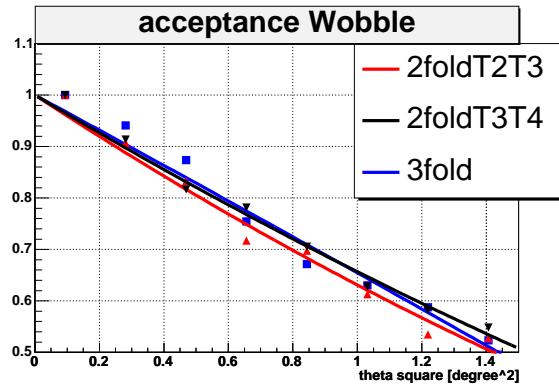


図 5.16: Wobble 観測で望遠鏡が ± 0.5 度上下を向くことを考慮したアクセプタンスマップからの θ^2 分布。線は二次関数でフィッティングした結果。

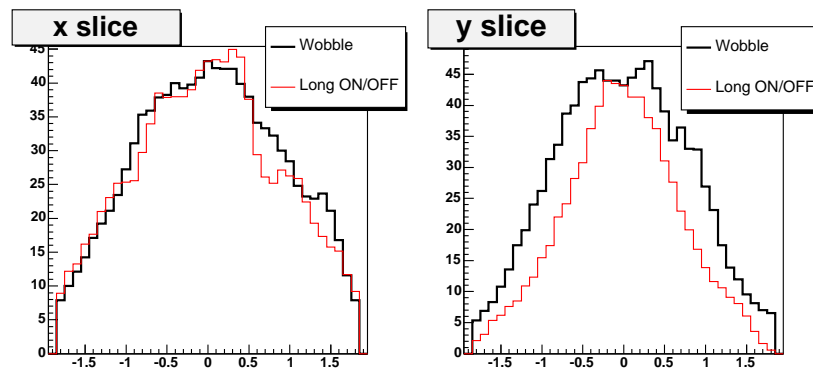


図 5.17: Wobble 観測時と、Long ON/OFF 観測時で X 軸 Y 軸のスライスについて比較したもの。中央の 0 の bin で両者を規格化してある。(左) スムージングを施した後の図の $X=0$ を通る X 軸スライス。(右) 同様に、 $Y=0$ を通る Y 軸スライス。

— 5.3.5 検出有効面積 —

図 5.18 に示すのは、CANGAROO-III の結果である、MSH15-52 の微分フラックスである [29]。図に見られるように、CANGAROO-III の結果は H.E.S.S. の結果に比して、高エネルギー側と低エネルギー側に点を打てていない。

我々の望遠鏡で、低エネルギー側の有効検出面積を稼ぐためには、エネルギー閾値が問題となり鏡の状態と密接に関係している。

高エネルギー側の検出有効面積をあげるためには、どのようにすれば良いだろう。H.E.S.S. と CANGAROO-III での違いとして考えられるのは、望遠鏡の視野の違いが上げられ、H.E.S.S. で 5 度であり、CANGAROO-III で 4 度である。ここで、視野の 1 度の違いが図 5.18 に見られるような、高エネルギー側に CANGAROO-III よりも 5 点も多く微分フラックスを打てる原因なのであるか。それらの原因を調べるため、ここでは、検出有効面積 (式 (4.26) の下線部) の違いをシミュレーションを用いて考察する。

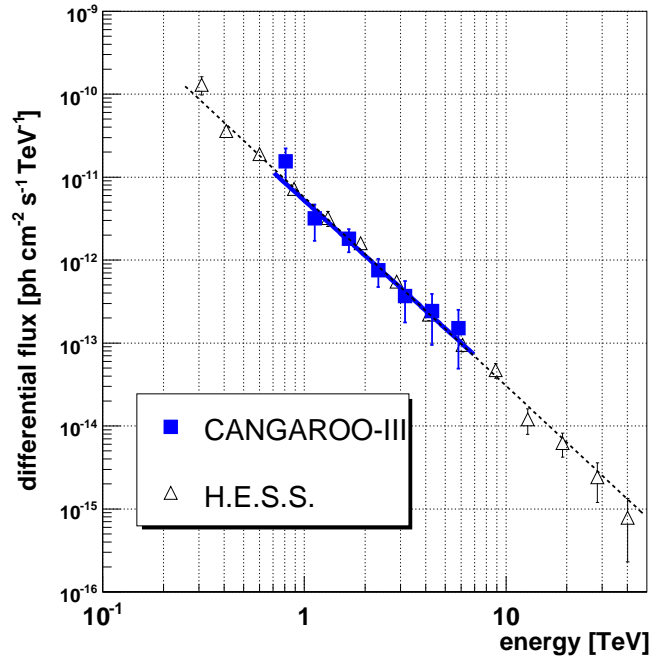


図 5.18: MSH15-52 CANGAROO-III の 2006 年観測による微分フラックス [29]。

低エネルギー側の検出有効面積を決める要因

低エネルギー側の検出有効面積を決める要因について調べるために、ミュオンファクタを全ての望遠鏡に対して 1.0 にしたシミュレーションを作成した。シミュレーションの冪は 2.4 であり、エネルギーは 300GeV ~ 20TeV である。スポットサイズは、この節の始めで紹介した値を用いている。また、天頂角は 5 度に固定し、天頂付近の観測の場合を想定している。ここで、エネルギー閾値は、前の節の定義に従えば、360 GeV となった。この節の始めのところで述べた 2006 年夏観測の時間が、660 GeV であるので、約 300GeV 低い閾値となっている。ここで、この作成したシミュレーションと、この節の始めで紹介した 2006 年夏のミュオンファクタ、スポットサイズを用いた同じ天頂角、冪のシミュレーションを用いて、1layer エッジカット解析を行い検出有効面積の違いを見た。

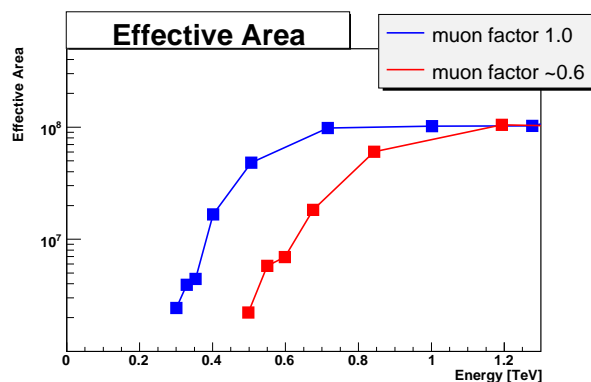


図 5.19: ミュオンファクタを 1.0 にした場合と、この節の始めで紹介したように ~0.6 にした場合とでの検出有効面積の違いを示す。

結果は図 5.19 のようになった、図よりミュオンファクタが 1.0 の場合は ~ 0.6 の場合に比べ、検出有効面積が低エネルギー側で数倍程度大きいことがわかる。このように解像型大気チェレンコフ望遠鏡では、エネルギーが小さく光子数の少ないシャワーを捕らえるためには、反射率は良い値であることが重要である。

高エネルギー側の検出有効面積を決める要因

高エネルギー側の検出有効面積を決める要因について調べるために、図 5.20 で見られるように視野を広げたシミュレーションを作成した。この視野を広げたシミュレーションに対して rmax カットというものをを用いて、仮想的に視野の広さを制限して検出有効面積を調べることにする。ここで、rmax カットとは、図 5.21 に見られるようにシャワーでヒットした PMT のうちで、視野中心から距離の一番離れたものの値に対して、ある閾値を超えないようなものを解析に用いるというカットである。ここで、この閾値として 1.75、2.0、2.25、2.5、3.0 度という値を用いた。1 layer エッジカットは最外周の PMT にかかったシャワーは解析に用いないというロジックであった。rmax カットもある閾値を用いて、それより外側の PMT にシャワーイメージのかかった事象は用いないという点は同じである。この rmax カットのカット値を変えることで、望遠鏡の視野を変化させて、1 layer エッジカットを行った場合と同様の効果が期待される。CANGAROO-III の視野が約 4 度に対応し、1 つの PMT の視野が約 0.17 度であるので、1 layer エッジカットは rmax カットでは約 1.75 度の閾値をもつものにほぼ対応する。そこで、この rmax カット 1.75 のデータを CANGAROO-III 解析での 1layer エッジカットと考えてよい(しかし、CANGAROO-III の視野が 6 角形で、最外周の PMT のカメラ中心からの距離が一定でないため、正確に一致するわけではない)。また、H.E.S.S. の視野は 5 度である。そこで、H.E.S.S. が 1 layer エッジカットを用いれば、rmax カット 2.25 に対応することになる。参考のためにエッジカットを全くしない場合の解析も行った。

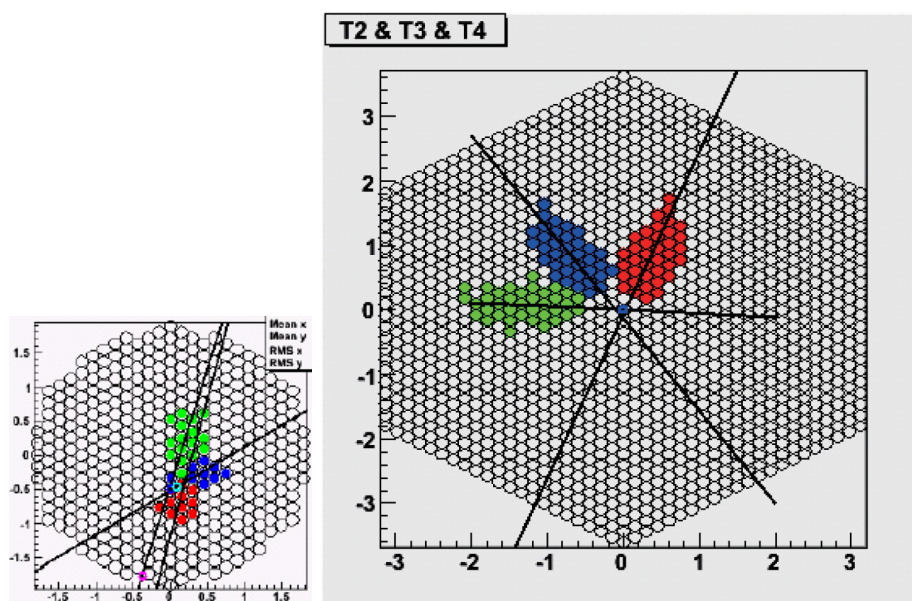


図 5.20: 従来の望遠鏡から視野を広げた場合。(左) 従来の望遠鏡のカメラ視野であり、PMT 427 本に対応する。CANGAROO-III 望遠鏡は視野の広さは、約 4 度に相当する。(右) 広げた視野のシミュレーション。PMT 1387 本に対応する。視野の広さは約 6×7 度に相当する。

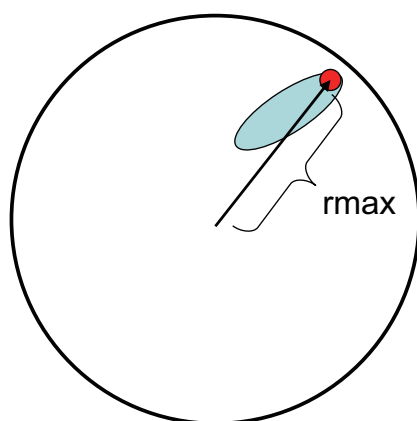


図 5.21: r_{\max} カットの説明図。シャワーイメージに対し、カメラ中心から最大の距離はなれた PMT の距離を R とするとそれが、定めた閾値を超えないような事象のみ解析に用いる。

ここで用いたシミュレーションの幕は 2.4 であり、エネルギーは 500GeV ~ 30TeV である。ミュオンファクタ、スポットサイズはこの節の始めで紹介した値を用いている。また、天頂角は 5 度に固定し、天頂付近の観測の場合を想定している。

結果は、図 5.22 のようになっている。図でわかるように、視野が 1 度程度大きくなることで、高エネルギー側で検出有効面積が桁で大きくなるのがわかる。このように、視野の広さは、高エネルギーのシャワーの検出有効面積を高めるために重要であることがわかった。

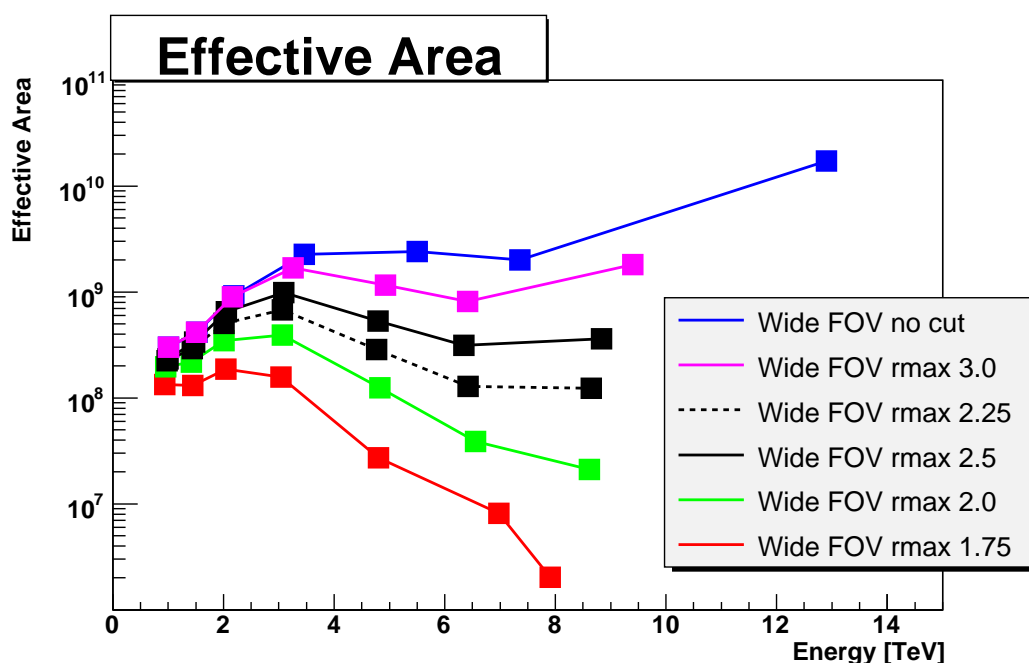


図 5.22: 視野を広げたシミュレーションに対して、 r_{\max} カットを用いて仮想的に望遠鏡の視野を変え、1 μ eyr エッジカットを用いて解析した場合と等しくなるようにした時の検出有効面積の違いを示す。CANGAROO-III の従来の望遠鏡視野は r_{\max} 1.75 にほぼ一致する。

RX J1713.7-3946 の解析

前章のミュオンファクタの節で述べたとおり、2005 年の年頭から秋までの期間、望遠鏡 T2 の性能が、他の望遠鏡に対して著しく低下しており、T2 のミュオンファクタが測定されていない。そのため、解析に用いるモンテカルロシミュレーションに、T2 のミュオンファクタを入れられない。よって、3 台の望遠鏡で解析することは不定性が大きい。そこで、T3 T4 の望遠鏡 2 台で解析することを考える。2005 年の秋までの観測期間は、様々な天体が観測されており (図 6.1)、この時期の観測を生かすために 2 台での解析手法を確立することは重要である。

本論文の最終的な目標は、2005 年に観測された銀河中心の解析にある。2 台の解析の信頼性は、4 章でのカニパルサー/星雲の解析によって、3 台と 2 台の解析の結果、フラックスが一致することで確かめられた。しかし、カニパルサー/星雲の観測データは、鏡の洗浄後、メンテナンス後のデータである。そのため、メンテナンス前の状況を正確に反映していない。2005 年の春から夏の観測の特殊性として、TDC が一部異常を引き起こすというトラブルが多発していた時期に相当する。そのため、この事に対処できるように、解析手法を改良しなければならない。幸いなことに、超新星残骸 RX J1713.7-3946 が銀河中心と同時期に観測されている (図 6.1)。超新星残骸 RX J1713.7-3946 は H.E.S.S. グループによって 100 時間を越えるディープ観測が行われており、詳細にフラックスが調べられている [30][31]。また、フラックス ($E \geq 1\text{TeV}$) もカニパルサー/星雲の強度の 66% と強く、解析手法を確認するには理想的である。そのため、私は TDC の一部が異常を引き起こすというトラブルに対処できるように改良した解析手法の確立、並びに 2 台での解析の信頼性を高めるため、2005 年に観測された RX J1713.7-3946 を T3-T4 による望遠鏡 2 台で解析を行った。

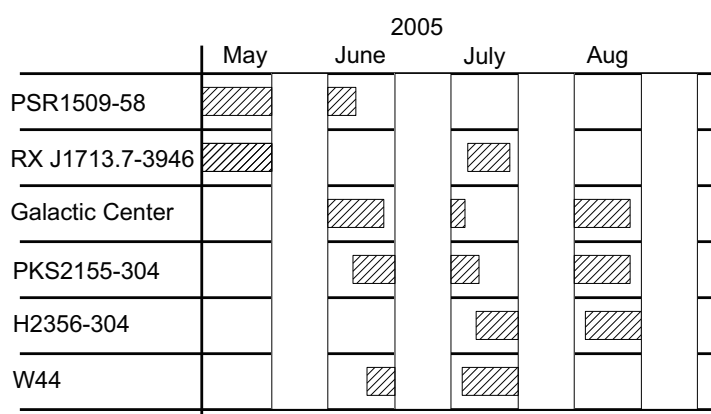


図 6.1: 2005 年の春から夏にかけて観測された、天体及びその観測時期。

Section 6.1

2005 年観測における望遠鏡 T2 の性能低下要因

2005 年に、ミュオンファクタが測定できないほど T2 の性能が低下していた期間が存在する。その原因として、以下の 2 つの要因が考えられる。

鏡の汚れによる性能低下 ミュオンファクタの節で述べたが、2005 年の観測期間に渡って T2 のミュオンファクタが測定されていない。図 6.2 は 2004 年からの T2 のミュオンファクタの変化のみを取り出したものである。ミュオンファクタは相対的な鏡の反射率を表す指標である。望遠鏡は経年変化し、反射率は徐々に低下する。望遠鏡 T2 は 2002 年 12 月に観測を開始した。2005 年の性能低下を示した期間まで、約 2 年間の間、鏡は洗浄をされずにいたため砂埃などが付着し、それが反射率の低下を招いていたのではないかと考えられる。線形にミュオンファクタが悪くなっていったと仮定した場合、図から 2005 年のミュオンファクタの観測されていない期間で最低値として ~ 0.4 となる。しかし、鏡の洗浄後すぐの 2005 年 10 月にはミュオンファクタは正常に測定可能であり、その値は ~ 0.4 となっていることを考えると 2005 年の測定不可能であった期間はミュオンファクタは 0.4 以下であったことが示唆される。現在では、毎年 1 回鏡の洗浄期間が設けられており、ミュオンファクタの測定が不可能となるような事態はこの期間以降起こっていない。

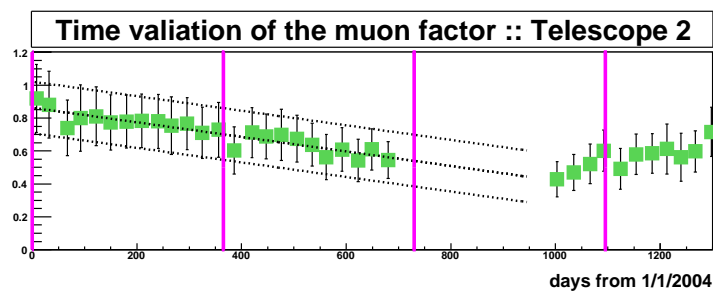


図 6.2: T2 のミュオンファクタの経年変化を示す。横軸は 2004 年からの日数を示し、ピンクの線で各年を区切っている。データ点の存在しない期間はミュオンファクタを測定できていない期間を示している。また図の点線は、1 次関数でフィッティングした場合を示している。

ADC ゲート幅が誤って設定されていたことによる性能低下 ミュオンファクタの測定されていない期間 DAQ トラブルがあった。その DAQ トラブルとは、望遠鏡 T2 の ADC ゲート幅が通常の 2 倍の 200nsec に設定されていたことである。夜光は、ゲート幅が 100nsec であれば、平均して典型的に 2-3 p.e. 程度の光量でヒットする。夜光を排除するために、ステレオトリガーシステムでは、4.7p.e. のトリガー閾値を設けていた。しかし、ADC ゲート幅が 2 倍だと夜光は、4~6p.e. となりトリガー条件を満たし、シャワーの他に夜光を多く拾ってしまふこととなる。そのため、ランダムコインシデンスな事象が、シャワーの形状を歪め望遠鏡の性能を低下させる。図 6.3 に、T3/T2、T4/T2 のシャワー光量比の経年変化を示す。望遠鏡の性能は、建設時期の違いから $T2 \leq T3 \leq T4$ と考えられる。そのことと望遠鏡の仕様がほぼ同じことを考え合わせると、シャワー光量比はほぼ 1 付近か 1 を少し下回る程度になるのが理想的で、ほとんどの観測期間でそのようになっている。しかし、2005 年の大部分の期間、シャワー光量比はそれ以外の期間よりも明らかに大きな値を示している。図 6.3 で矢印で示された期間は、T2 の ADC ゲート幅が従来の 2 倍に設定されていた期間に対応する。夜光は光量が少ないという特徴がある。望遠鏡 T2 はこの期間 ADC ゲート幅が大きいため、ランダムコインシデンスで夜光によりヒットした PMT

が増加した。その結果 T2 の光量分布は、光量の少ない夜光事象に引きずられ、正常な場合より低い光量分布を持つ。図 6.4 は、2005 年 7 月の観測期間の望遠鏡の状態を想定して、T2 のミュオンファクタを ~ 0.4 とした場合で、夜光量を変化させた時、ノイズカットを通過した後のシャワー光量分布が、どの程度違うかを示したものである。光量分布は明らかな違いを示しており、夜光量が 2 倍になった場合に、光量の小さい事象が増加している。このことが、2005 年の ADC ゲート幅が 2 倍になっていた期間、T2 の光量平均値が従来よりも低めになり、シャワー光量比の増大を招いた。

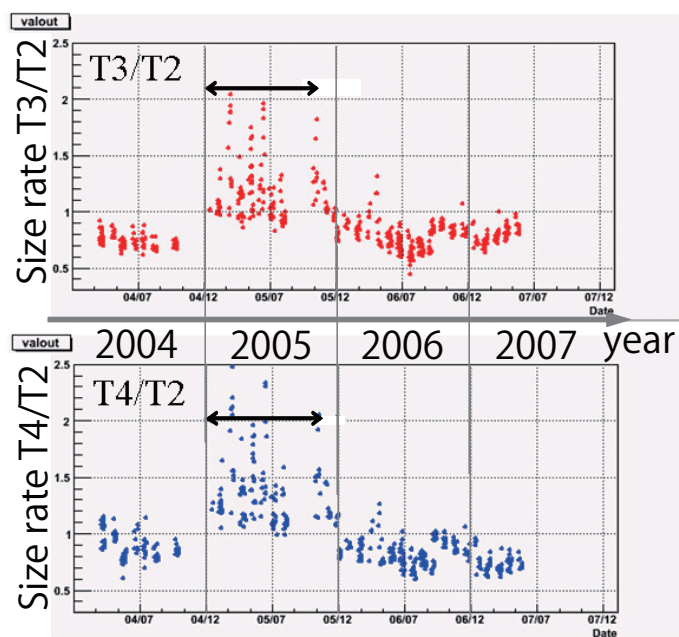


図 6.3: シャワー光量比の経年変化。矢印で示された期間、T2 の ADC ゲート幅が誤って従来の 2 倍である 200 nsec に設定されていた [28]。

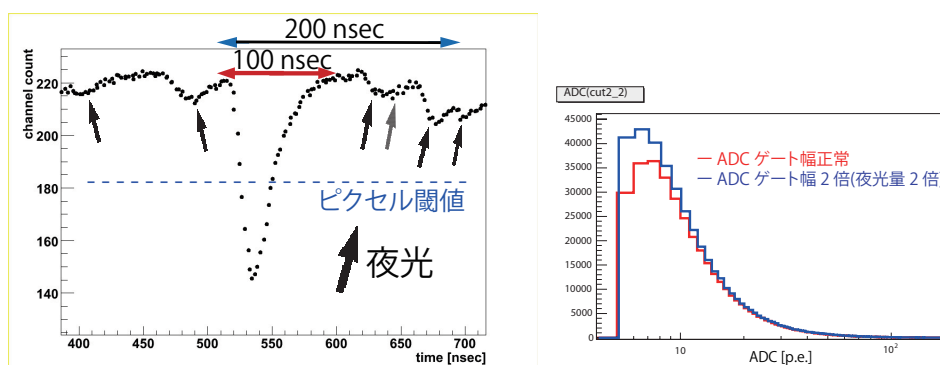


図 6.4: (左) 観測の際ノイズの原因となる PMT に入る夜光。(右) T2 のミュオンファクタを ~ 0.4 とした場合で夜光量を変化させた時、ノイズカットを通過した後のシャワー光量分布がどの程度違うかを示した。

T2 の性能低下の原因として分かっているのは、以上に述べた 2 つである。このどちらが性能低下を引き起こした主な原因であるのか、特定することは難しい。おそらく、どちらか一方のためではなく、この 2 つの要因が重なり合い相互に関係して、T2 の性能の低下を招いたのであろう。T3-T4 の建設時期は、T2 より遅い。鏡の汚れは T2 ほどではなく、ミュオンファクタも正常に

測定されていた。また、T2のような致命的なDAQトラブルもなかった。このことは、この時期の観測データに対してはT3-T4で解析することが望ましいことを示している。

Section 6.2

RX J1713.7-3946の観測

RX J1713.7-3946のCANGAROO-IIIでの観測は、T2、T3、T4の3台の望遠鏡で2005年の夏に行われた。T1を観測に用いなかった理由は、カニバルサー/星雲の時と同様の理由による。観測期間は5月1日から6月25日(2005年5月観測)と7月15日(2007年7月観測)に行われた(図6.1)。月別の観測時間は、以下に示したとおりである。

	5月	7月	total
観測時間 (hours)	44.7	5.1	48.9

観測方法は、X線で放射の一番強い、シェルの北西端を中心としたWobble観測である(図6.5(左))。総観測時間は、上記に示したとおり48.9時間となっている。前述したが、この時期は望遠鏡T2の性能が低下していた時期に相当し、ミュオンファクタが測定されていない。

	Right ascension(deg)	declination(deg)
CANGAROO-IIIの観測ポイント(X線強度ピーク)	257.983	-39.531
H.E.S.S.の観測ポイント(シェル中心)	258.39	-39.76

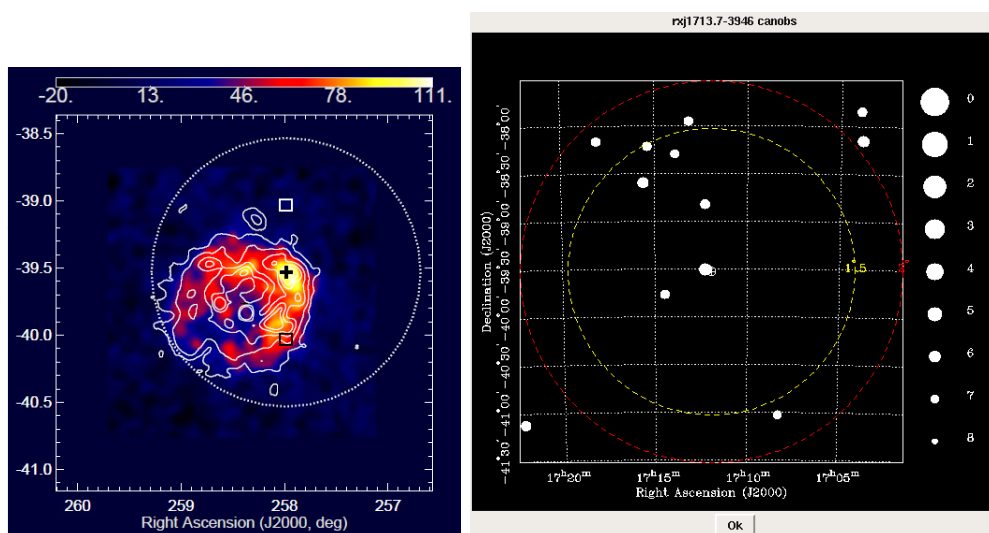


図 6.5: (左) RX J1713.7-3946のCANGAROO-III観測は、X線で放射の一番強い、十印で示したシェルの北西端を観測中心とし、赤緯方向に ± 0.5 度ずつWobbleさせている。ここで、円はCANGAROO-IIIの観測中心から半径1度を示している。また、コントアはROSATのX線の結果であり、カラーはH.E.S.S.によるガンマ線強度マップを示している。(右) CANGAROO-IIIの観測中心の周囲の星の分布。5等星以上の星は見られず、銀河面であるが比較的暗い領域に相当する。

また、この時の解析に用いたシミュレーションのパラメータなどを付記しておく。ここで、シ

シミュレーションは点源を仮定して行った。ここで、点源として作成することで、広がった放射とのアクセプタンスの違いを反映してフラックスが低めにでることが考えられるが、その点については今回は考慮しなかった。H.E.S.S. グループは、シミュレーションを点源を仮定して行っているため、H.E.S.S. と比較する際には、シミュレーションを広げて行っていない点は考慮しなくても良い。

エネルギー	300GeV~ 20TeV
冪	-2.1
方位角	0 度に固定
天頂角 offset	± 0.5

	T2	T3	T4
ミュオンファクタ	0.486	0.576	0.636
スポットサイズ	0.14	0.12	0.09

ここで、T2 のミュオンファクタ、スポットサイズなどについても付記したが、それらは T3、T4 望遠鏡 2 台の解析においては使わないパラメータである。また、実際の観測の天頂角分布とシミュレーションの天頂角分布を、図 6.6 にのせる。観測時の天頂角分布がうまく再現されていることが分かる。また、観測時の天頂角分布の平均値は ~ 16 度という値となっており、天頂付近で、望遠鏡の性能が十分に発揮される観測であった。

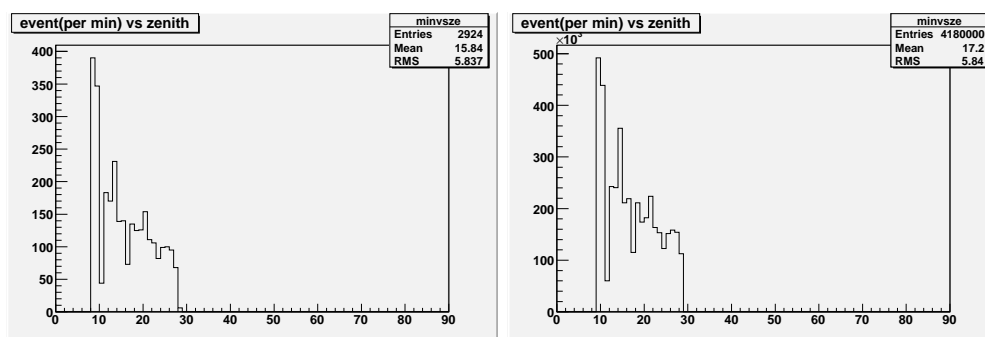


図 6.6: (左) 観測の天頂角分布 (右) シミュレーションの天頂角分布

Section 6.3

TDC 異常への対策

2005 年夏の観測期間の解析をするにあたって、この時期は TDC が PMT ボックス単位で抜け落ちるといった自体が多発していたため、解析にはこの点を考慮しなければならない。TDC は PMT と同様、図 6.7 のようにグループ分けされており、赤線で囲んだ 16 本を 1 グループ、1 ボックスとして 2 つのボックスが 32ch 対応の 1 つの TDC モジュールへ入る。この期間の観測中には、突然ある PMT ボックスの TDC が反応しない状態となることが度々報告されている。TDC には 32ch が同時に入るため TDC の不調であれば 2 つのボックスが同時に反応しなくなると思われるが、実際はそうならない。実際に反応しなくなるのは 1 つの TDC ボックス

だけの場合もあり、必ずしも 2 つが同時に反応しなくなるわけではない。また、TDC ボックス単位で完全に反応しなくなるわけではなく、1 ボックス内の 16 個ある TDC のうちいくつかは、散発的に反応することもある。この現象の原因については、良くわかっていない。そこで、私は TDC のボックスが 1 つでも反応していないような観測時間は、解析に用いないこととした。

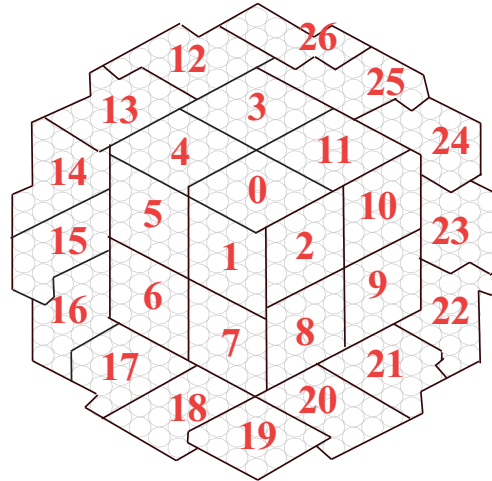


図 6.7: 望遠鏡 PMT アレイカメラの TDC モジュールに対応するグルーピング図。この図のように 16 本がグループになって、2 つのグループが 1 つの TDC モジュールに入る。

解析の改良は、レートカットと同様の原理である。ある時間毎に図 6.7 で示された 27 個ある TDC ボックスに対して、反応回数のレートテーブルを作成する。このレートテーブルの更新は、観測の 1 分間毎に行った。そして、1 つでも反応していない TDC のある時間は解析から除く。作成されたテーブルを図 6.8 で示した。用いたデータは 2005 年 5 月 16 日の RX J1713.7-3946 の観測データである (c05051605_d05051605.cdb.gz)。ここで、TDC ボックスの番号を #A とすると図の縦軸は以下に示した単位である。

$$(\text{ボックス \# A の 1 つの PMT は何 Hz で TDC ヒットするか}) = \frac{(\text{1 分間のボックス \# A の TDC ヒット数})}{(\text{ボックスの PMT 総数}) \cdot (60 \text{ 秒})} \quad (6.1)$$

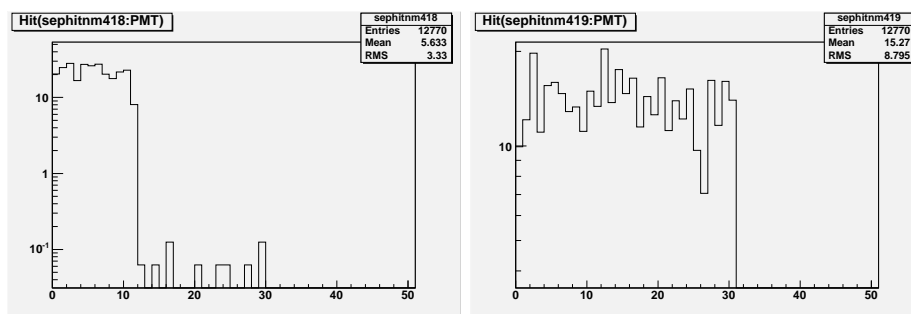


図 6.8: 同じ観測での T4 の 2 つの TDC のボックス。横軸は観測開始からの時間 (分) を示す。(左)TDC の反応しない時間のあった #19 ボックス (右)TDC が正常であった #18 のボックス。ボックス番号は図 6.7 の番号に対応する

図 6.8 を見れば明らかなように TDC が 1 部反応しなかった時間帯は、#19 では平均の PMT ヒットレートが極端に下がっていることが分かる。今回は、この図を参考にして、あるボックスに含まれる PMT の平均のヒットレートが 1 Hz を切るような時間が存在すれば、その時間を解

析に用いないこととした。1 Hz 程度の閾値で TDC ボックス無反応時間を除くことができる。このカット自体は、シャワー選別された後で、エッジカットの前に行うこととした。この TDC ボックスの無反応時間をカットする解析では、最終的な livetime は 36.1 時間であった。このカットを入れない解析では、38.1 時間である。従って、TDC 無反応時間を考慮したカットを用いることで、カットしない解析において用いていた、TDC の反応していない時間を除くことが可能となり、それは TDC 無反応時間をカットしない解析の livetime の 5% に相当する時間であった。以降では、ここで紹介した TDC 無反応時間のカットを用いて解析を行った。

Section 6.4

解析時のバックグラウンド

RX J1713.7-3946 は、放射領域が広がっている。H.E.S.S. では、シェル中心から半径 0.65 度を広がりとして、その領域から全フラックスを計算している。このように視野に対して、半径 1 度程度に広がった天体に対しては、通常 ON/OFF 観測が採用される。それは、カメラ視野内でアクセプタンスがかなり異なるからであり、アクセプタンスの同じような領域からバックグラウンドを取れるようにするためである。広がった天体では、その天体の広がりのために天体の有る領域と同じようなアクセプタンスを持つ領域を、Wobble 観測で取ることは難しいと考えられる。しかし、我々の観測は、放射の X 線放射ピークであるシェルの北西端から Wobble で行ったため、通常の点源解析で用いられるバックグラウンド領域である、観測天体から $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² の領域が H.E.S.S. で報告されている TeV の放射領域と重なってしまう (図 6.9)[30]。バックグラウンドの領域は、ガンマ線が含まれていない領域から取ってくる必要がある。そのため、H.E.S.S. で報告されている放射領域は除いて、バックグラウンドを取ってくるのが要請される。このことから、今回は解析時のハドロンバックグラウンド領域として、CANGAROO-III の通常の Wobble 観測で用いる領域とは異なる、以下 2 通りの方法を試した。

北西端の放射ピークからの解析に用いるバックグラウンド領域の取り方

図で点線の間の領域である $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² の領域で、H.E.S.S. の放射領域である白の線以内に入る領域をバックグラウンドとして用いることができない。この用いることのできない領域の大きさは、 $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² の領域を全て使用した場合の 51.2% となる。また、図で分かるとおり H.E.S.S. の放射領域を除いて残った領域は、望遠鏡の視野内で偏っており、上下左右でアクセプタンスの違いが存在すれば、このような偏った領域を使って信頼性のある解析を行うことができるのか疑問である。また、通常の点源解析では、観測中心から $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² の領域をバックグラウンドとして用いて、観測中心 (図では十で示されている点) からの放射の有無を調べている。そこで、このバックグラウンド領域を用いるならば、CANGAROO-III の観測中心である X 線の放射ピーク位置から解析し、 θ^2 や微分フラックスを出すことは可能である。しかし、H.E.S.S. の行ったような RX J1713.7-3946 全体からのガンマ線のフラックスについて、評価することはできない。ここで、4 章で紹介した、カニパルサー/星雲の観測データに対して、使うバックグラウンド領域の大きさを、以上で説明したような $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² を満たし、かつ観測中心から (Δ Right ascension, Δ declination)=(0.404, -0.229) のところを中心とした半径 $\theta = 0.65$ 度を除く領域を用いた場合の結果について示し、必ずしも CANGAROO-III で通常用いられるリング全領域ではなく、リング中の 50% 程度を用いることができれば解析は可能であることを示す。このような通常の解析では用いないようなバックグラウンド領域の呼び方を new BG として、従来のバックグラウンド領域である normal BG と区別する。ここで示す解析では、F 値で各パラメータを分離する $\bar{\alpha}$ の決定の時から、バックグラウンド領域として上記の領域を用いている。

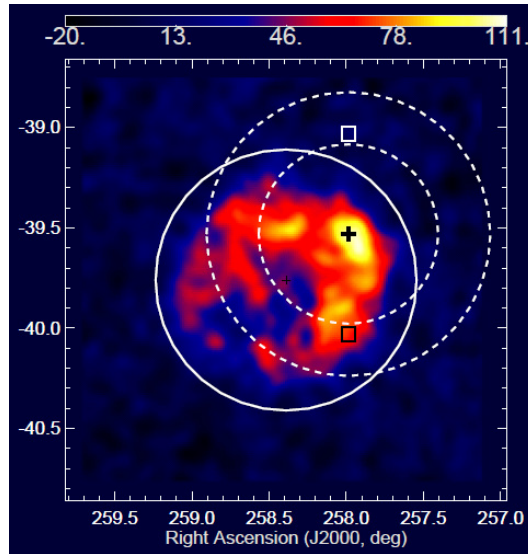


図 6.9: CANGAROO-III の点源解析時のバックグラウンド領域は、通常、点線で示された円の中の領域が用いられている。実線で示された示された円内部の領域は、H.E.S.S. の観測中心から半径 $\theta = 0.65$ 度の範囲であり、TeV 放射が存在する領域と考えられる。

new BG を適用したカニパルサー/星雲の解析で得られた θ^2 と微分フラックスを図 6.10、6.11 に示す。このバックグラウンド領域の取り方によって、 1193 ± 106 事象 11.3σ という結果が得られた。リング全体を用いた解析方法では 1169 ± 108 事象 10.4σ であるので、誤差の範囲内で結果は一致する。このようにリング全体の 48.8% しか用いない解析でも、カニパルサー/星雲においてはリング全体を使ったものと同様の解析が可能であることが分かった。また、微分フラックスも、統計的な誤差の範囲内で良く一致し、このバックグラウンドの取り方は信頼できるものであることが分かった。RX J1713.7-3946 の観測時間は、カニパルサー/星雲の観測時間とほぼ一致しており、統計的な面でもリングの 48.8% のみの領域を使う解析手法を用いても良いと思われる。

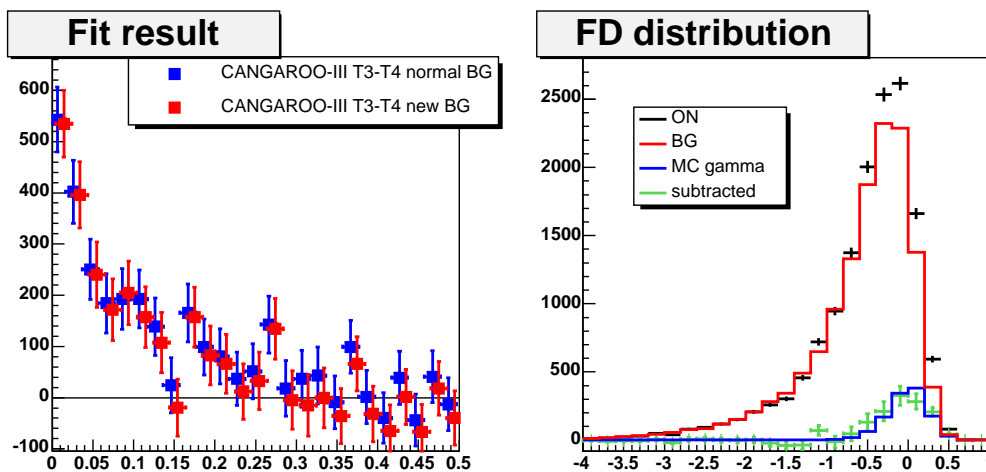


図 6.10: (左)normal BG と new BG とを用いた場合での T3-T4 望遠鏡 2 台の解析によるカニパルサー/星雲の θ^2 を示す。バックグラウンド領域の取り方が異なっても、ほぼ同様の結果を示している。ここで、データ点は見やすいように若干横軸に平行に前後させている。(右)new BG を用いた場合の Fisher-fit を示す。

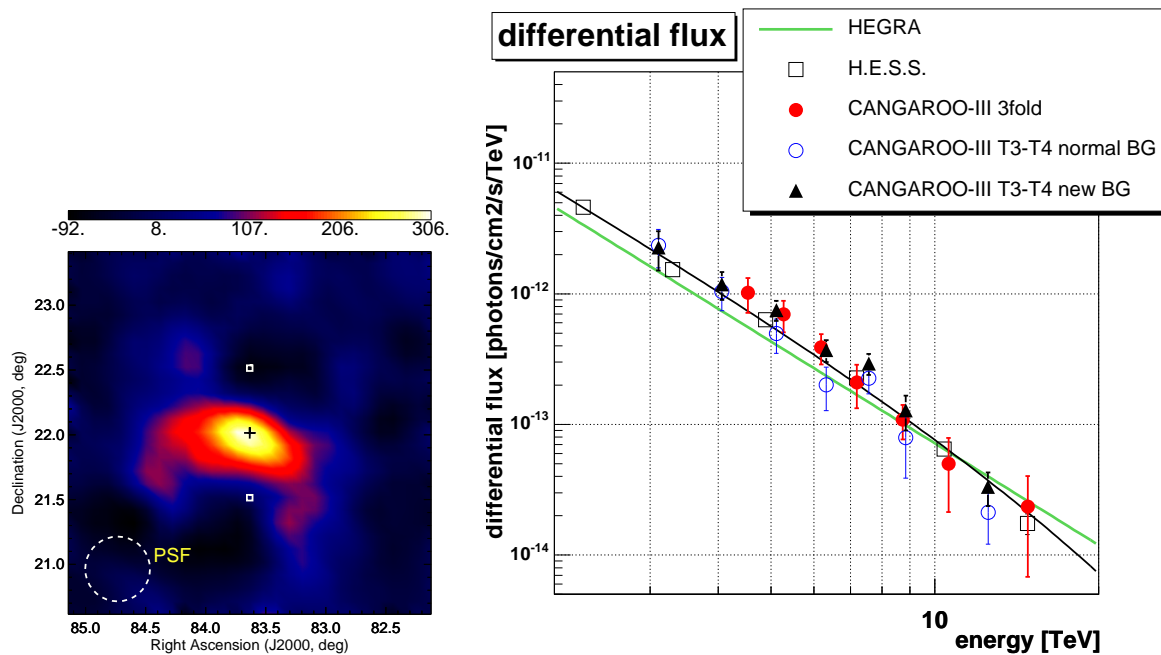


図 6.11: (左)new BG を用いた場合のガンマ線強度マップ。(右)normal BG、new BG を用いた場合 T3-T4 望遠鏡 2 台の解析によるカニパルサー/星雲の微分フラックスをしめす。new BG を用いた場合と通常の BG を用いた場合とで統計的な誤差の範囲内で結果は一致し、またその結果は他グループの結果と誤差の範囲内で一致する。

シェルを中心から解析するためのバックグラウンド領域の取り方

以上のように、通常の解析とバックグラウンドを同様の領域をとりつつ、H.E.S.S. の放射領域を除くという手法は、CANGAROO-III で実績の有るバックグラウンド領域の一部 (48.8%) を用いているので、有る程度信頼性の高い解析ができると期待される。一方で、私は、X 線で観測された超新星残骸 RX J1713.7-3946 のシェル全体からのガンマ線放射についても評価しようと考えた。図 6.12 で示された $0.5 < \theta^2 < 0.8$ 度² の領域をバックグラウンドとして取れば、H.E.S.S. で観測されたように、X 線で観測されたシェル全体からのガンマ線放射を捉えることができるかもしれない。この場合、放射マップをシェル全体に対して描けると期待される。ここで、下限の 0.5 という値は、H.E.S.S. が放射領域を半径 $\theta=0.65$ 度、 θ^2 で示せば $\theta^2=0.4225$ という値に取っていることから、CANGAROO-III の点源の広がり H.E.S.S. よりも広がっていることも仮定して、ガンマ線が存在しないであろう 0.5 度とした。また、上限の 0.8 は通常の点源解析で $0.2 < \theta^2 < 0.5$ 度² を使う時とバックグラウンドの面積が同じになるようにした。しかしながら図でも分かる通り、この場合のバックグラウンド領域の取り方が CANGAROO-III 望遠鏡視野内で観測中心に対して非対称に分布している。このように、観測中心からの距離が非対称な分布をしているため、アクセプタンスの違いが場所ごとに考えられる。このようなバックグラウンドの取り方によって、信頼性の高い解析結果を得ることが出来るか疑問である。今回は、この領域をバックグラウンド領域として用いて、シェル全体からのフラックスを評価した。

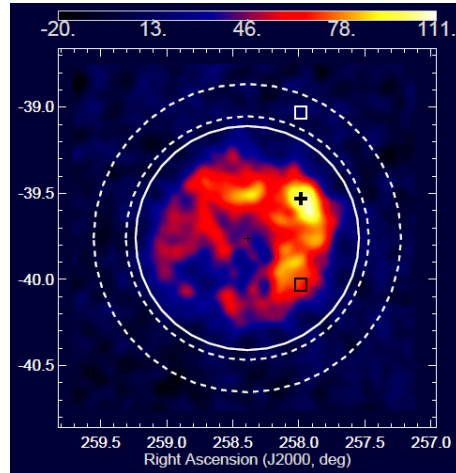


図 6.12: X 線で観測されたシェルの広がり、RX J1713.7-3946 全体からのフラックスを調べるため、同時に放射マップを調べるために、H.E.S.S. の観測中心から、 $0.5 < \theta^2 < 0.8$ 度² の領域を (図では点線の円の間の領域) をバックグラウンドとして採用する。

ここに示した 2 通りのバックグラウンド領域の取り方を用いて、それぞれ解析を行った。以下ではその結果について報告する。今回の解析に使ったノイズカットのパラメータ (ADC、TDC などのカット値) は、カニパルサー/星雲の解析のときと同じである。また、広がったガンマ線放射をしている可能性からエッジカットもカニパルサー/星雲解析時と同様 15 本の bright PMT エッジカットが用いられている。

Section 6.5

シェルの北西端からの放射の解析

まず始めに、シェルの北西端を中心とした解析の結果を示す。まず、得られた θ^2 分布を図 6.14 に示す。ここで、0.1、0.2、0.3 と記されているのは、点源を仮定せずガウシアンを広がりをもたせて、モンテカルロシミュレーションを降らせた場合に σ がそれぞれ 0.1、0.2、0.3 になるようシミュレーションを作っているものを示している。図 6.13 にはモンテカルロシミュレーションで、点源に降った場合 0.3 と 0.5 に広げて降った場合のカメラ視野内における観測目標からの IP-Fit の交点分布をそれぞれ示している。先に述べたが、今回の解析自体は、点源モンテカルロシミュレーションを用いて行われている。

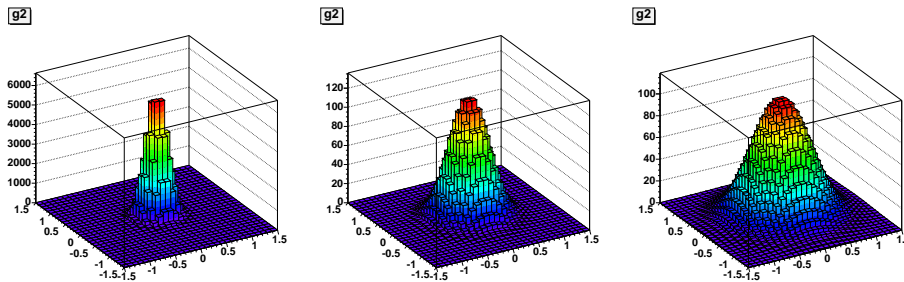


図 6.13: 左からそれぞれモンテカルロシミュレーションを点源で降った場合、ガウシアンで σ 0.3、0.5 となるように広げて降った場合でのカメラ面上の IP-Fit による交点分布を示している。

放射は、点源で降った場合に比べて、明らかに広がっていることが分かり、広がった放射を検出した。図から分かる通り、モンテカルロシミュレーションで 0.2 度に広げたときに近い放射となっている。 θ^2 分布では各 bin に対応する面積が同じであるから、 θ^2 の形状からは X 線の放射ピークである中心に行くほどに表面輝度が強い構造となっていることが分かる。これは、後述するがシェルを中心から解析した場合では違う様相を示す。 $\theta^2 < 0.2 \text{ 度}^2$ に入る事象について評価すると 1874 ± 160 事象 11.7σ であった。

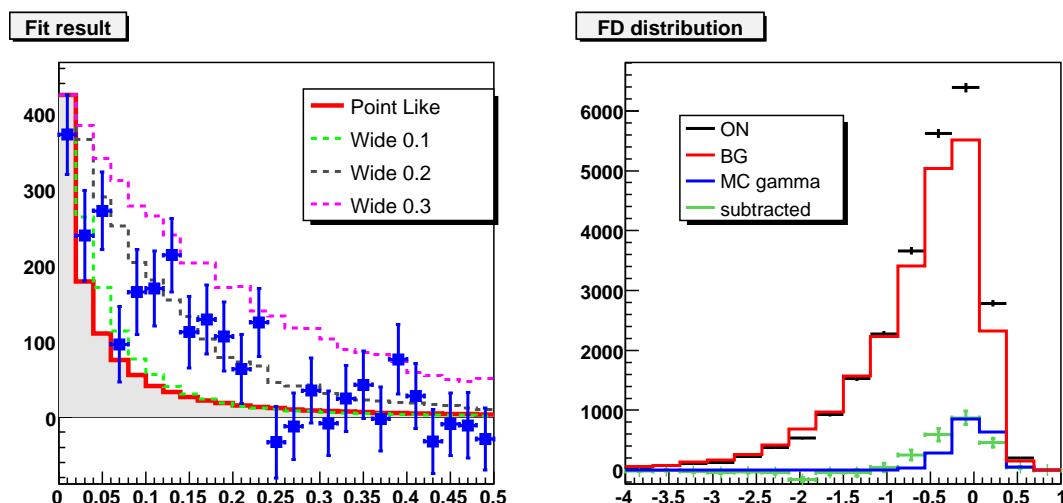


図 6.14: (左)new BG を用いた場合での T3-T4 望遠鏡 2 台の解析による RX J1713.7-3946 の θ^2 を示す。赤線の点源を仮定して降らせたモンテカルロシミュレーションよりも、明らかに広がった放射領域を示している。(右)new BG を用いた場合の Fisher-fit を示す。

ここで、H.E.S.S. による強度分布の fits ファイル [40] を用いて、われわれの強度分布を H.E.S.S. の結果と比較する。この場合注意しなければならないのは、H.E.S.S. の fits ファイルは、ガウシアンでスムージングされたものであって、正確な強度分布ではないということである。ここで、H.E.S.S. の観測中心であるシェルを中心から、半径 0.65 度以内に入る事象を 100% とした場合に、北西端から距離角 θ の範囲に全体の何 % の事象のガンマ線が入るかというのを fits ファイルから調べたところ図 6.15(左) のようになった。この図において、縦軸が 100% を超えているのは、H.E.S.S. では半径 $\theta < 0.65$ 度の範囲から全フラックスを計算していたが、それ以外の範囲においても、ガンマ線が存在することを示している。実際 RX J1713.7-3946 の観測された領域は銀河面に相当し、 π^0 崩壊からの広がったガンマ線放射の存在する領域である。これを用いて、CANGAROO-III で得られた θ^2 分布と H.E.S.S. の θ^2 分布をピークから描いたものが図 6.15(右) である。ここでは、 θ^2 分布の 1 bin 目で規格化してある。また、H.E.S.S. については、スムージング後の情報のため縦の誤差については bin に入る事象に対しての統計的なもののみを考慮している。今回の解析では、バックグラウンド領域を $0.2 < \theta^2 < 0.5 \text{ 度}^2$ に取っているため、この領域と重なる範囲では有効な事象数を見積もることは出来ない。そのため、実際に評価可能な領域は、 $\theta^2 < 0.2 \text{ 度}^2$ のみである。 $\theta^2 < 0.2 \text{ 度}^2$ の領域だけを見れば、誤差の範囲内で図 6.15(右) では CANGAROO-III と H.E.S.S. は一致する結果を得ている。

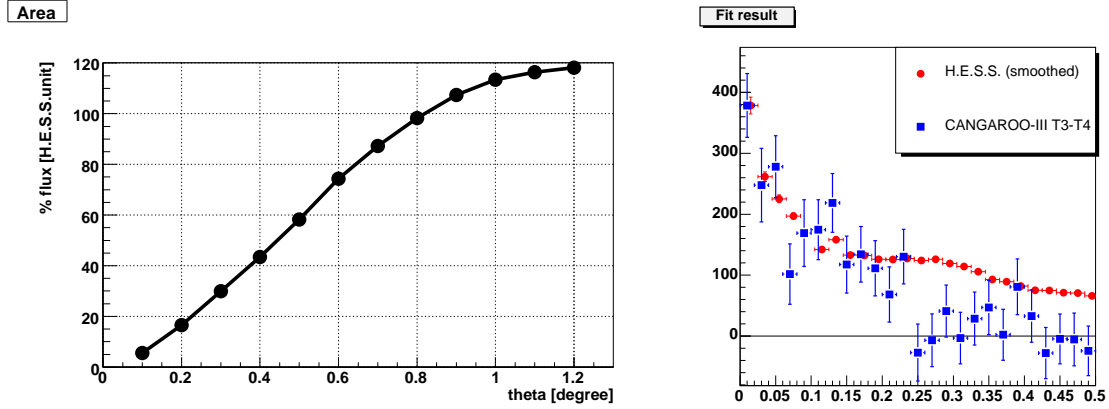


図 6.15: H.E.S.S. の観測中心から半径 0.65 度に入る領域を 100% とした場合の CANGAROO の観測点から半径 θ の領域に何 % のフラックスが存在するかを示す。(右)CANGAROO-III と H.E.S.S. の θ^2 を比較している。

また、H.E.S.S. の報告により、図 6.16 に見られるように大部分の放射領域でフラックスの冪は、誤差の範囲内で変化していないということが得られている。図 6.15 により、 $\theta^2 < 0.2$ 度² 以内に入るのは、H.E.S.S. が報告した事象数全体の 50% である。そこで、領域により冪が変化しないという情報から、H.E.S.S. がシェル全体から得たフラックスの 50% のフラックスが CANGAROO-III の観測ポイントである X 線強度のピークから $\theta^2 < 0.2$ 度² 以内に存在すると考えて、CANGAROO-III のフラックスを比べる。得られた RX J1713.7-3946 の CANGAROO-III 観測点から $\theta^2 < 0.2$ 度² の微分フラックスを、図 6.17 に示す。この結果を冪を仮定してフィットした結果、図では点線に対応し、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。

$$(1.45 \pm 0.29) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.26 \pm 0.37} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (6.2)$$

H.E.S.S. グループは RX J1713.7-3946 の精度の高い微分フラックスを報告しており、その値は、

$$(1.71 \pm 0.05) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.26 \pm 0.02} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (6.3)$$

である [30]。これは、一見 CANGAROO-III のフラックスが H.E.S.S. の 50% 程度ではなくかなり高めに出ているようであるが、CANGAROO-III の今回の観測エネルギー帯域である 600GeV~3TeV の範囲の H.E.S.S. のデータ点を、冪を仮定してフィッティングしてやると

$$(2.50 \pm 0.08) \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.89 \pm 0.06} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (6.4)$$

となり、CANGAROO-III の観測により得られた、シェルの北西端から $\theta^2 < 0.2$ 度² 以内に入るフラックスは統計的な誤差の範囲内で H.E.S.S. のフラックスの約半分であることが分かる。このようにして、CANGAROO-III の放射ピークからの観測により、H.E.S.S. の微分フラックスを支持する結果を得た。

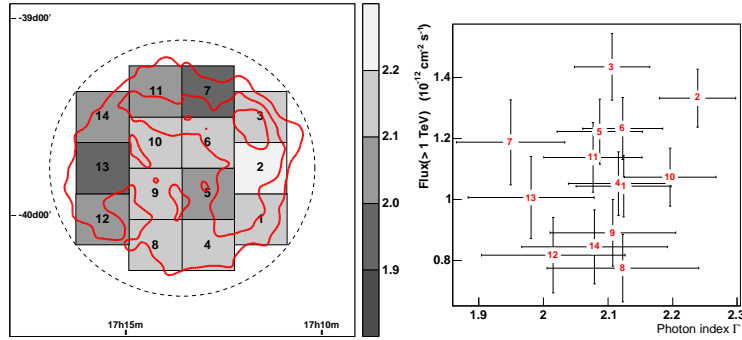


図 6.16: H.E.S.S. グループによる放射領域を分割した場合の各々の領域における 1 TeV 以上の積分フラックスとその冪 [30]

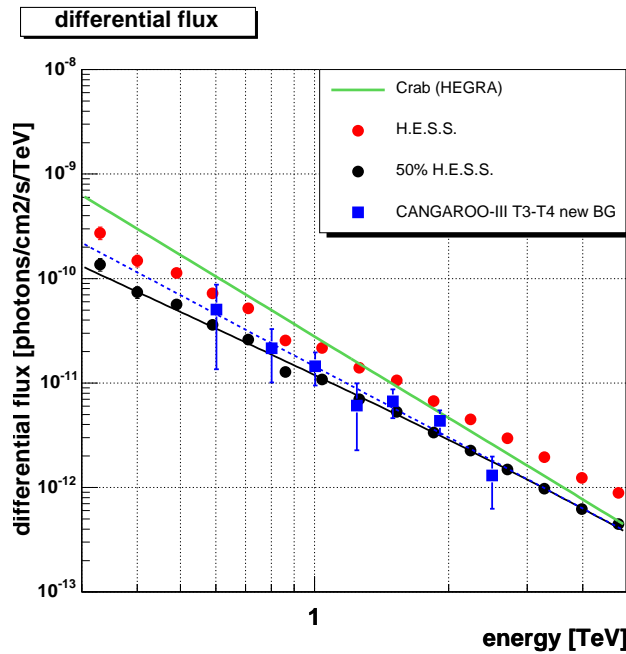


図 6.17: 得られた微分フラックス。統計的な誤差の範囲内で H.E.S.S. のフラックスを 50% にしたフラックスと一致している。

mean E(TeV)	$flux(photon/cm^2/s/TeV)$	統計誤差	有意度 (σ)	ADC 値 (p.e.)
0.60	$5.05 \cdot 10^{-11}$	$\pm 3.70 \cdot 10^{-11}$	1.4σ	45~90
0.80	$2.15 \cdot 10^{-11}$	$\pm 1.13 \cdot 10^{-11}$	1.9σ	90~120
1.00	$1.45 \cdot 10^{-11}$	$\pm 5.06 \cdot 10^{-12}$	2.9σ	120~160
1.24	$6.08 \cdot 10^{-12}$	$\pm 3.81 \cdot 10^{-12}$	1.6σ	160~200
1.50	$6.67 \cdot 10^{-12}$	$\pm 2.05 \cdot 10^{-12}$	3.6σ	200~250
1.91	$4.34 \cdot 10^{-12}$	$\pm 1.12 \cdot 10^{-12}$	3.9σ	250~370
2.41	$1.60 \cdot 10^{-13}$	$\pm 6.64 \cdot 10^{-13}$	1.9σ	370~500

表 6.1: CANGAROO-III 望遠鏡の観測による超新星残骸 RX J1713.7-3946 の X 線放射ピークから $\theta^2 < 0.2 \text{ 度}^2$ の微分フラックス。

以上のようにして CANGAROO-III の観測により、RX J1713.7-3946 からの広がった TeV 放射を観測し、H.E.S.S. のフラックスと一致するフラックスを得た。

北西端からの解析で強度マップを作成した。用いたバックグラウンド領域は、CANGAROO-III の観測中心から半径 $\theta < 0.5$ 度の領域については、new BG を用い、その他の領域は観測中心から $\theta > 0.5$ 度の領域のみを使って、その評価する領域を中心として $0.2 < \theta^2 < 0.4$ 度² をバックグラウンドとしてガンマ線強度マップを作成することとした。得られた結果が図 6.18 である。

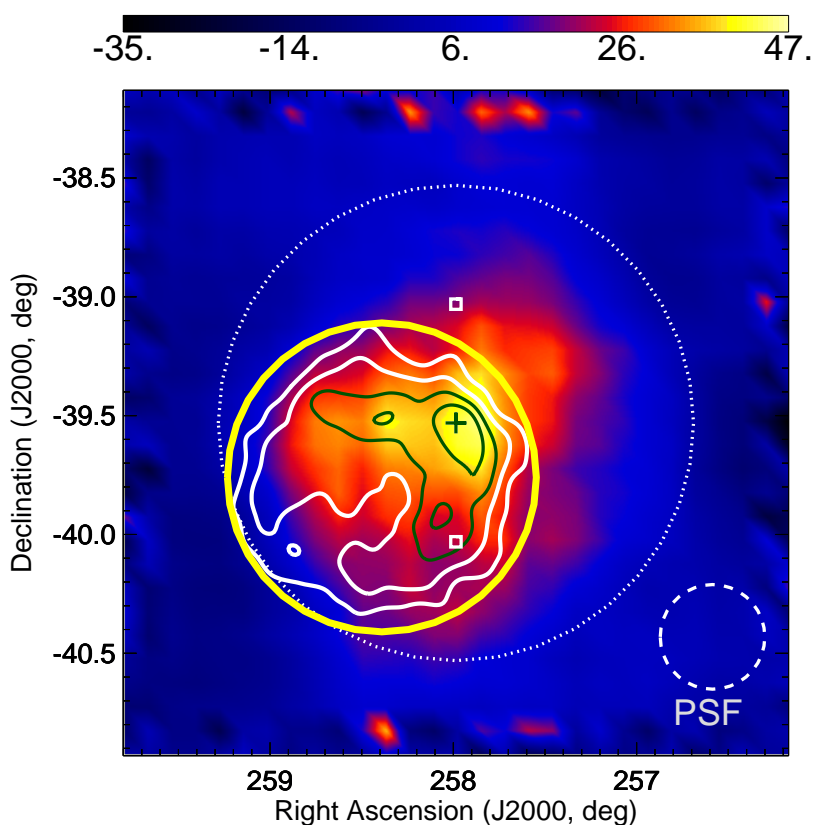


図 6.18: シェルの北西端を中心とする解析から得られた RX J1713.7-3946 の CANGAROO-III によるガンマ線強度マップ。黄色の線は H.E.S.S. がフラックスを評価したシェル中心から半径 0.65 度の領域に相当する。また、コントアは H.E.S.S. の結果を示す。

Section 6.6

シェル中心からの解析

次に、シェル中心からの解析結果を述べる。H.E.S.S. は中心から、半径 $\theta = 0.65$ 度を放射領域としている。今回、それと同等の範囲について評価する。得られたデータから、WIDTH、LENGTH の分離について示したものが図 6.19 である。今回は、ON 領域であるシェル中心から、半径 $\theta = 0.65$ 度の円と OFF 領域であるシェル中心から $0.5 < \theta^2 < 0.8$ 度² の領域では、単位面積当りの望遠鏡のアクセプタンスが異なるので、広げて降ったガンマ線モンテカルロシミュレーションを利用してその違いを補正した。

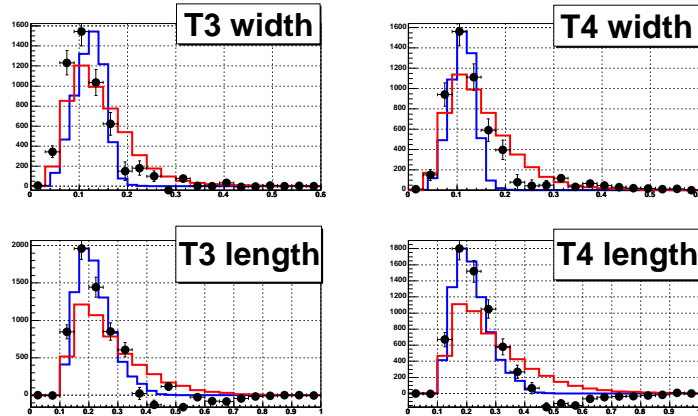


図 6.19: 各パラメータの分布を示している。ここで、黒点が、信号領域からバックグラウンド領域のパラメータを差し引いたもので、ガンマ線のパラメータ分布である。青はシミュレーションガンマの分布である。赤の線はバックグラウンドのパラメータ分布である。詳細については、図 4.38 にある。

解析の結果得られた θ^2 分布は図 6.20 のようになり、シェル中心から半径 $\theta = 0.65$ 度に対して 3080 ± 195 事象、 15.8σ という結果を得た。北西端を中心とした解析の場合 1874 ± 160 事象であり、そこに含まれる事象数が H.E.S.S. では全事象の 50% であったことを考えれば、統計的な誤差の範囲内で CANGAROO-III と H.E.S.S. 両者に矛盾のない結果となった。 θ^2 の図から、放射は明らかに広がっていることが分かる。また、radial プロファイルを H.E.S.S. の結果とともに図 6.21 に載せる。この図からシェルの内側で $\text{Events}/\text{arcmin}^2$ がほぼ均一な領域が存在し、シェルの中心に行くほど表面輝度が強くなっているといった単純な描像とは異なっているということが分かる。H.E.S.S. では、超新星残骸のシェル全体の領域、半径 0.5 度程度でカメラ視野内のアクセプタンスに違いはほとんど見られないが、CANGAROO-III の今回の観測では、観測中心がシェルの北西端であり、超新星残骸のあるカメラ視野内でアクセプタンスが均一でない。今回の解析では、アクセプタンス補正をかけずに radial プロファイルを行っており、本来は考慮されるべきである。そのため、H.E.S.S. と結果に違いが見られる。

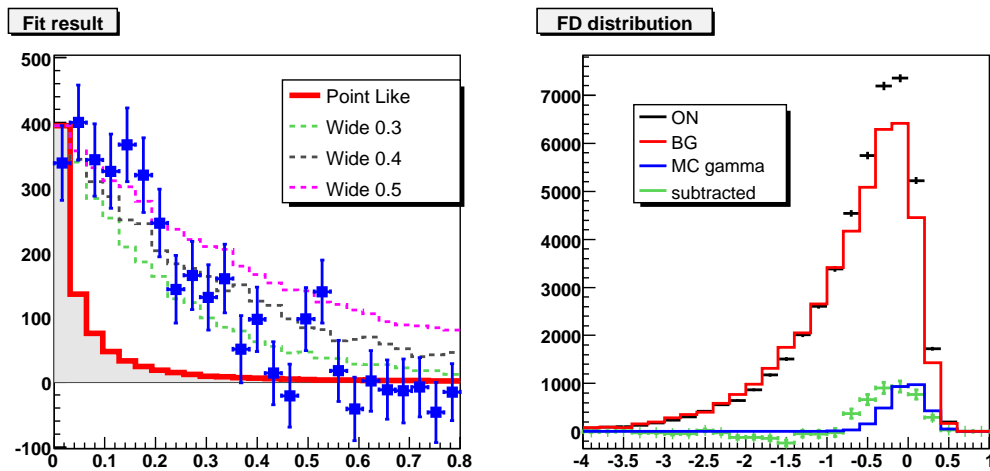


図 6.20: (左)T3-T4 望遠鏡 2 台の解析によるシェルの中心からの RX J1713.7-3946 の θ^2 を示す。点源モンテカルロよりも明らかに広がった放射領域を示している。(右) Fisher-fit を示す。

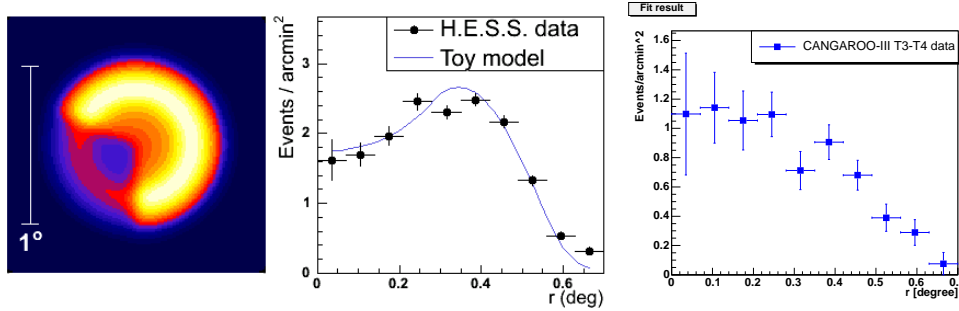


図 6.21: (左)H.E.S.S. グループによるリング状にガンマ線放射があり北西側に放射が強く、南東側で放射が弱いとする Toy model。RX J1713.7-3946 までの距離を 1kpc とすると、中心から内側の明るい円までは 5.5pc で外側の円までは 10pc に相当する。(中)H.E.S.S. グループによって得られた radial プロファイル。Toy model によりこの radial プロファイルをうまく説明できる。[30](右)CANGAROO-III の解析で得られた radial プロファイル。

また、得られた微分フラックスを図 6.22 に示す。統計的な誤差の範囲内で、H.E.S.S. と CANGAROO-III T3-T4 望遠鏡 2 台での解析結果は一致しており、H.E.S.S. の観測結果を支持する結果が得られた。また、得られたガンマ線の冪は $2.34 \pm 0.28_{stat}$ であり、H.E.S.S. グループの観測結果と一致する。

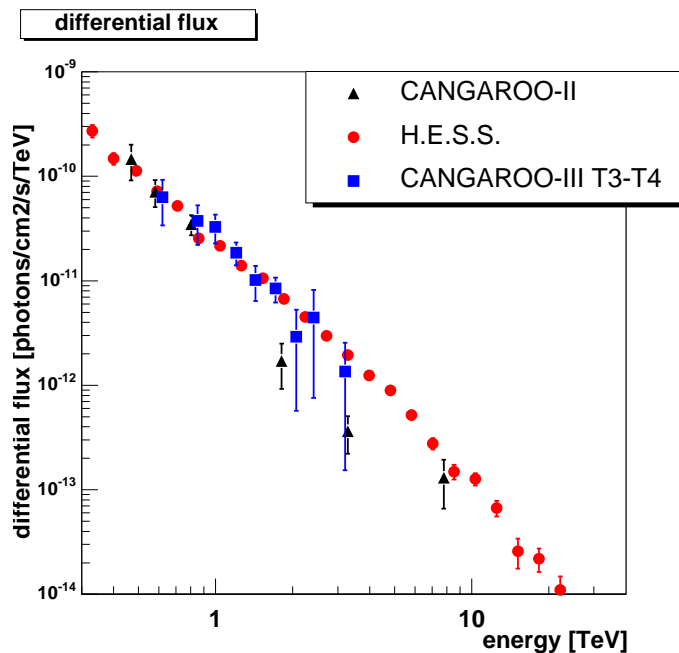


図 6.22: 得られた微分フラックス。赤点は H.E.S.S. の観測結果を示しており、青点は今回の T3-T4 望遠鏡 2 台による解析結果。統計的な誤差の範囲内で、H.E.S.S. と CANGAROO-III T3-T4 望遠鏡 2 台の解析結果は一致している。

次に、ガンマ線の強度マップを作成した。低エネルギーのシャワーは角度分解能が悪いため、望遠鏡 T3-T4 2 台のシャワーの光量平均値 120p.e. 以上の事象のみを用いることとした。今回の観測では、120p.e. は約 1TeV のガンマ線が引き起こすシャワーに相当する。シミュレーションにより、120p.e. 以上の事象の角度分解能として、 $\theta^2 = 0.032$ という結果を得た。そこで、ガンマ線点源の半径の広がり $\theta \sim 0.18$ 度となる。カット 120p.e. を施すことで得られる事象数は、1055

事象となり、ガンマ線事象数自体は約 1/3 となる。ここで、RX J1713.7-3946 の放射領域はかなり広がっているため、従来の方法からバックグラウンドを取る領域を変更する必要があった。

今回は、フラックスの計算にも用いたのと同じ、OFF 領域としてシェル中心から、 $0.5 < \theta^2 < 0.8$ 度² の領域を取り、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事象を計算する。得られたガンマ線マップは、図 6.23(左) のようになった。ここで、この時期のミュオンファクタなどを反映させたシミュレーションを用いて、アクセプタンスマップを作成した(図 6.23(中))。そして、アクセプタンスを補正することで、図 6.23(右) を得た。アクセプタンス補正前の結果と補正した結果を、図 6.24 に示す。カラーマップで CANGAROO-III の結果を示す。コントアは H.E.S.S. の観測データを CANGAROO の点源の広がりの大きさとスミージングをかけたものである。両者の TeV 放射ピークは一致し、北東が側が強いという点も一致した。ガンマ線強度マップにおいても、H.E.S.S. の観測結果を支持する結果が得られた。

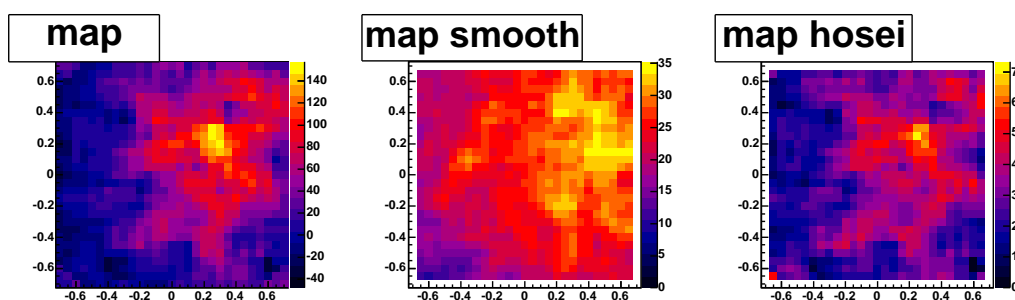


図 6.23: (左) 望遠鏡のガンマ線強度マップ。OFF 領域として、 $0.5 < \theta^2 < 0.8$ 度² を用いた。ここで、bin 分けは統計が多いことから、1 bin の大きさを従来の方法の半分である 0.05° とした。(中) 広げて降ったガンマ線 MC を用いて作成したアクセプタンスマップ。(右) アクセプタンス補正を施したガンマ線強度マップ。カラースケールはガンマ線強度の相対値を示す。

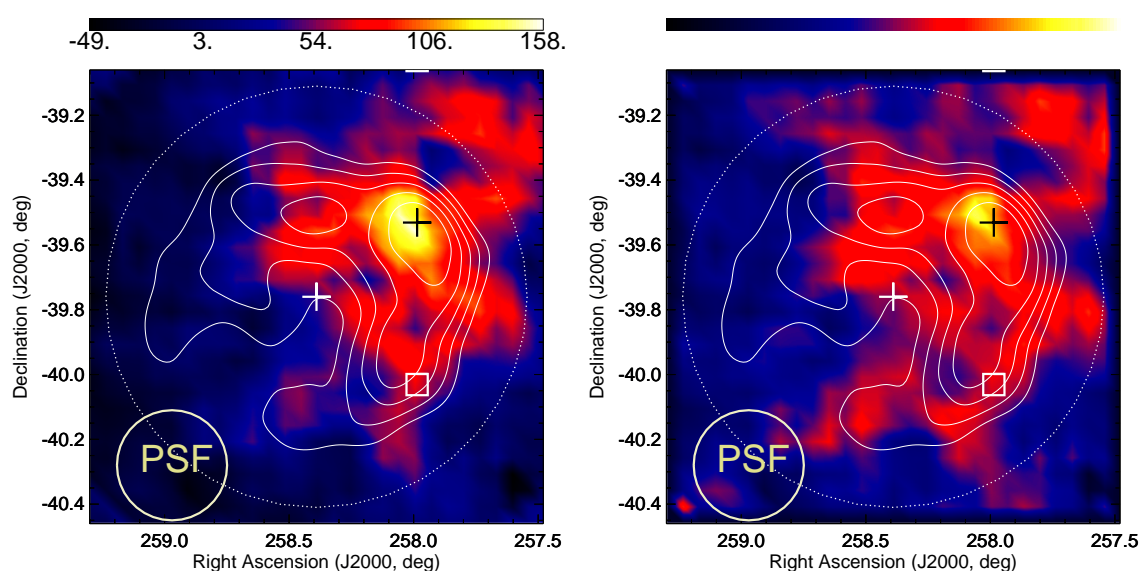


図 6.24: (左) ガンマ線事象マップ、領域に受かったガンマ線の事象数を示す。(右) アクセプタンス補正した後のガンマ線の相対的な強度マップ。CANGAROO-III の結果をカラーで示してある。H.E.S.S. の結果はコントアで示され、CANGAROO の今回の観測時の点源の広がりの大きさと同程度になるようにスミージングをかけた。

Section 6.7

結果と考察

超新星残骸 RX J1713.7-3946 の観測データに対して、シェルの北西端からの放射を、new BG という従来のバックグラウンド領域の 48.8% を用いる方法で評価した。このバックグラウンド領域のとり方の妥当性を、カニパルサー/星雲の解析で、従来のバックグラウンド領域を用いた解析と同等の結果が出ることによって示した。このバックグラウンド領域を用いて解析の結果、CANGAROO-III の点源の広がり以上に広がった放射を検出し、CANGAROO-III の観測点から $\theta^2 < 0.2 \text{ 度}^2$ に入る事象を評価したところ、 1874 ± 160 事象 11.7σ という結果を得た。また、得られたフラックスは統計的な誤差の範囲内で、H.E.S.S. グループの結果の 50% と一致する結果を得た。この結果は、私が評価した領域が CANGAROO-III のこの時の観測点から $\theta^2 < 0.2 \text{ 度}^2$ であり、この範囲が H.E.S.S. の強度の 50% であることを考えると H.E.S.S. グループの結果と矛盾しない結果である。

次にシェル中心から解析した。バックグラウンド領域としてシェルの中心から、 $0.5 < \theta^2 < 0.8 \text{ 度}^2$ という領域を用いて、シェル全体からの放射を調べることを試みた。その結果、 θ^2 分布で明らかに広がった放射を検出した。ここで、シェルの中心から半径 0.65 度の範囲に入る事象数を計算したところ、 3080 ± 195 事象 15.8σ という CANGAROO-III の観測において、今までにない有意度でガンマ線を捕えた。この結果は、北西端を中心とした解析の事象数の約 2 倍であり、H.E.S.S. と矛盾のない結果となっている。また、radial プロファイルによって、超新星残骸のシェル中心で、放射が均一な領域が存在することが分かった。シェルの中心から距離角 0.3 度の領域で均一であるとすれば、この天体までの距離が 1kpc であるとすると、ガンマ線放射の様に起こっている領域は半径で約 5pc に相当する。このように広がった放射で、中心から強度のあまり変化しない均一なガンマ線放射は、超新星爆発で引き起こされたシェル状の衝撃波面で粒子が加速されていることを示唆している。また、得られたシェル全体からのフラックスは、統計的な誤差の範囲内で H.E.S.S. グループの結果と一致する結果を得るとともに、ガンマ線強度マップでは H.E.S.S. グループと同様、シェルの北東側で強度の強い放射を検出した。

以上により、どちらのバックグラウンドを用いた解析においても、H.E.S.S. の観測結果と誤差の範囲内で一致する矛盾の無い結果を得た。RX J1713.7-3946 の解析自体は、CANGAROO-III で用いられる通常のバックグラウンド領域の取り方と異なり、解析自体が困難なものであった。しかし、T3-T4 望遠鏡 2 台での解析結果が H.E.S.S. グループの長時間観測の解析結果とフラックスの点で一致し、我々の結果の中でも、今までにない有意度でガンマ線を検出したことは、望遠鏡 2 台でも解析が可能であることを示す、カニパルサー/星雲以外の天体での良い例証となろう。この解析手法を用いて、点源であり従来の解析手法が適用可能な、銀河中心の解析を T3-T4 望遠鏡 2 台で行うこととする。

銀河中心の解析

この章では、2005年6月、7月、8月に観測された銀河中心の解析を行った。その結果について報告する。この観測時期は、超新星残骸 RX J1713.7-3946 の観測された時期と一致する (図 6.1)。

Section 7.1

銀河中心の観測

我々は銀河中心を、2005年の5月31日から8月8日まで観測した。チェレンコフ望遠鏡は、月が出ていると基本的には観測は不可能である。そのため、観測期間は新月をはさんで、2週間ずつ行われる。銀河中心の観測期間は3月に跨っており、それぞれの期間は5月31日から6月16日まで(2005年6月観測)、6月28日から7月16日まで(2005年7月観測)、7月29日から8月13日まで(2005年8月観測)である(図 6.1)。銀河中心は、この時期天頂付近を通る観測となり、観測全体での天頂角分布の平均値は ~ 13 度となっており、RX J1713.7-3946 の観測同様天頂付近の観測で、1 TeV 以下の低いエネルギー閾値で望遠鏡の性能を十分発揮できる観測であったことが分かる。

銀河中心の観測時期は、望遠鏡 T2 の性能が低下している時期に相当する。そのため、RX J1713.7-3946 の解析で述べた同様の理由によって、T3-T4 の2台で解析することとした。以下に示したものが、月ごとの観測時間、livetime である。

観測期間	6月	7月	8月	全データ
観測時間	23h 16min	13h 18min	18h 52min	55h 26min
Livetime	18h 34min	11h 10min	18h 58min	48h 42min

表 7.1: 望遠鏡 2 台による観測時間。

ここで、livetime とはレートカットを施し、TDC のボックス無反応時間をカットした、実際に解析に用いられた時間を示している。観測時間に対して livetime は約 88% に相当する。

Section 7.2

望遠鏡 2 台による解析

T3-T4 の望遠鏡に対してモンテカルロシミュレーションを行った時の、エネルギーや冪などのパラメータを表に示す。

	T2	T3	T4
ミューオンファクタ	0.4074	0.4424	0.5783
スポットサイズ	0.14	0.12	0.09

エネルギー	500GeV ~ 30TeV
冪	-2.2(Aharonian et al)
方位角	観測データの分布にあわせて振る
天頂角	観測データの分布にあわせて振る

ミューオンファクタの値は、3ヶ月の観測期間の真ん中にあたる7月のものを用いた。今回用いたモンテカルロシミュレーションの特徴として、実際の天頂角、方位角分布に合わせてシミュレーションも天頂角、方位角両方を変化させたということがあげられる。通常 CANGAROO-III の解析では、モンテカルロシミュレーションは、天頂角のみを変化させる。方位角は、観測データの分布から決定していた。例えば、今回の観測であれば、全観測時間の方位角分布は、図 7.2(左)のようになっているので、100 度と 260 度などに固定して降らせたモンテカルロを組み合わせて解析を行っていた。シミュレーション内で、実際の観測の状況を再現するためには、方位角方向にも変化させた方が理想的である。図 7.1 と図 7.2 はモンテカルロシミュレーションと実際の観測の天頂角と、方位角の分布を比べたものである。実際の観測の分布が良く再現されていることがわかる。シミュレーションは、点源を仮定して行われた。また、図 7.3 はカニパルサー/星雲の解析のとき(図 4.38)と同様にパラメータの分離を示している。信号領域からバックグラウンドを引いた黒点は、モンテカルロガンマと良い一致を示す。今回の解析に使ったノイズカットのパラメータ(ADC、TDC などのカット値)はカニパルサー/星雲の解析のときと同じである。

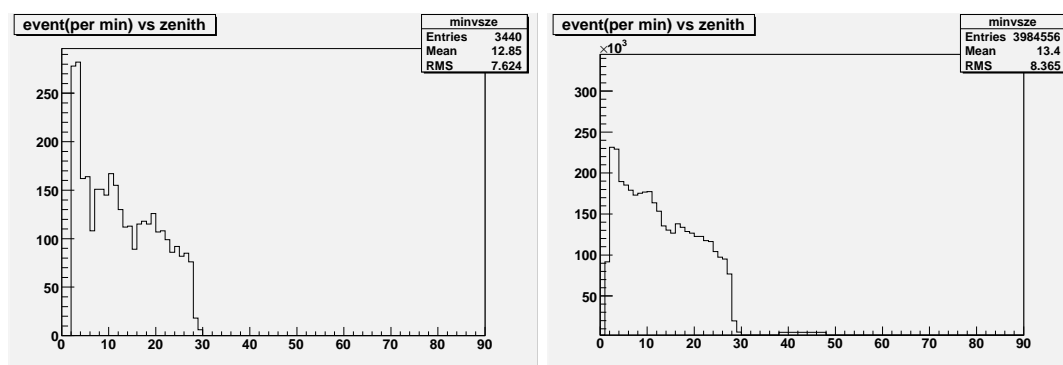


図 7.1: (左) 観測データの 1 分ごとの天頂角分布。(右) 生成したガンマ線の事象毎の天頂角分布。

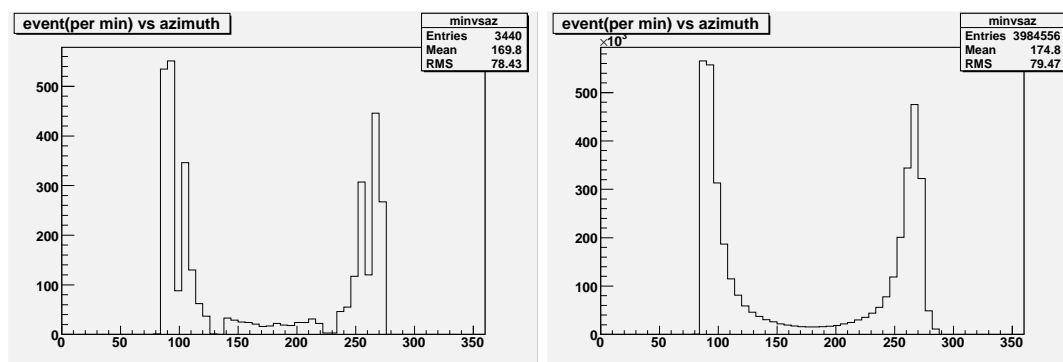


図 7.2: (左) 観測データの 1 分ごとの方位角分布。(右) 生成したガンマ線の事象毎の方位角分布。

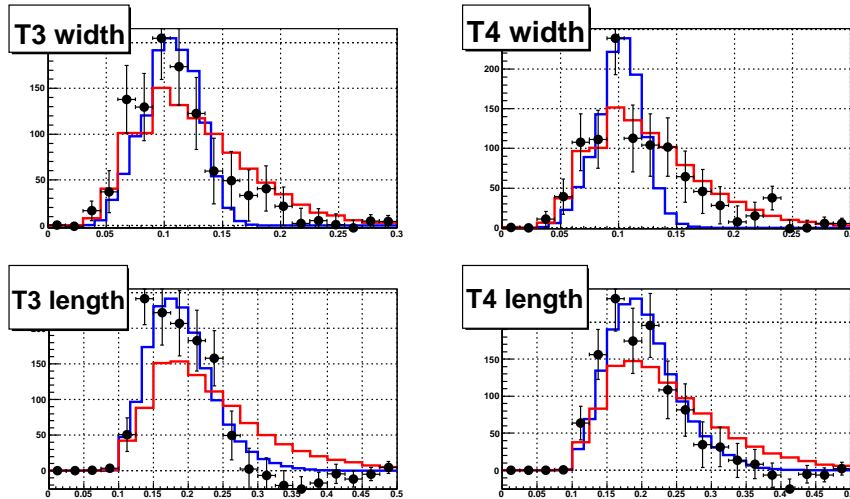


図 7.3: 各パラメータの分布を示している。ここで、黒点が、信号領域からバックグラウンド領域のパラメータを差し引いたもので、ガンマ線のパラメータ分布である。青はシミュレーションガンマの分布である。赤の線はバックグラウンドのパラメータ分布である。詳細については、図 4.38 にある。

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。図 7.4 のように視野内には 4 等星以上の明るい星は存在しない。ただ、少数の PMT のスケーラ値が高いので、カニパルサー/星雲の解析の時と同様、スケーラ値で 250 以上の PMT のカットは行っている。また、エッジカットは、点源であること、また天頂付近を通る観測で、シャワーを斜めから見ないこと、予想されるフラックスがカニパルサー/星雲に比べ少ないためにエネルギー分解能が良くないと微分フラックスを調べるのが困難なことを考慮して 1layer エッジカットを用いた。

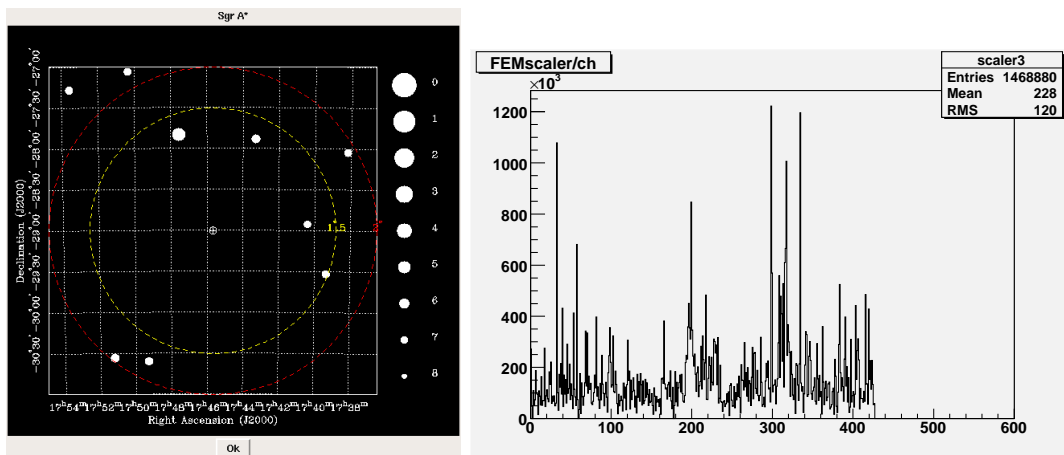


図 7.4: 銀河中心領域の星の分布と、スケーラ分布。カニパルサー/星雲と違い、視野内に 3 等星以上の明るい星が存在しない。

次に、 θ^2 分布を載せる。解析の結果、ガンマ線を 287 ± 53 事象 5.4σ と有意に検出した (図 7.5)。図 7.6 には F 値のモンテカルロガンマ線シミュレーションの分布、実験的に得られたガンマ線の分布を拡大したものを示す。ON-OFF の F 値分布はモンテカルロシミュレーションのガンマ線で予想される分布に良く一致しており、今回の解析によって有効にガンマ線事象の見積もり

が行われていることがわかる。

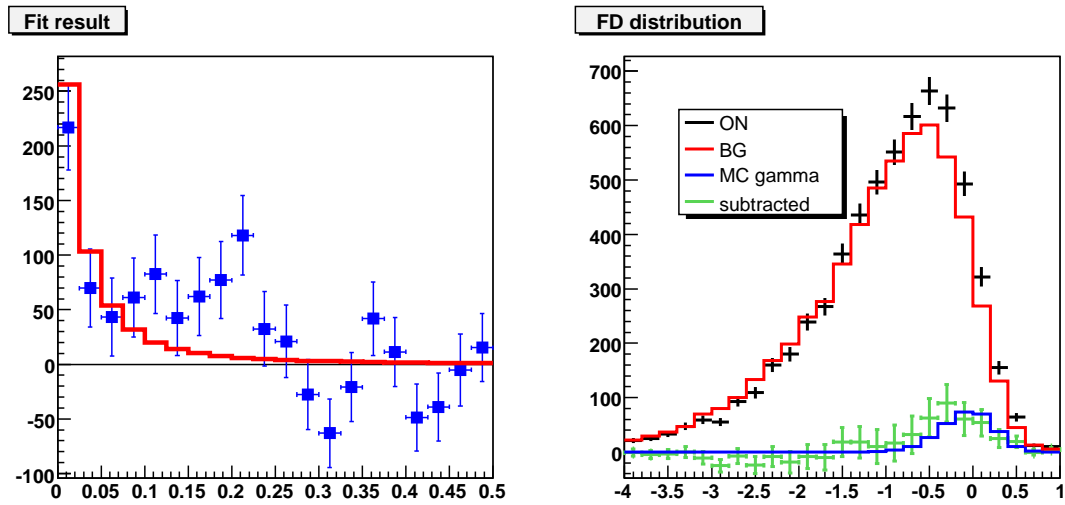


図 7.5: (左) 銀河中心からの θ^2 分布。赤線はガンマ線シミュレーション。(右)Fisher-fit の結果

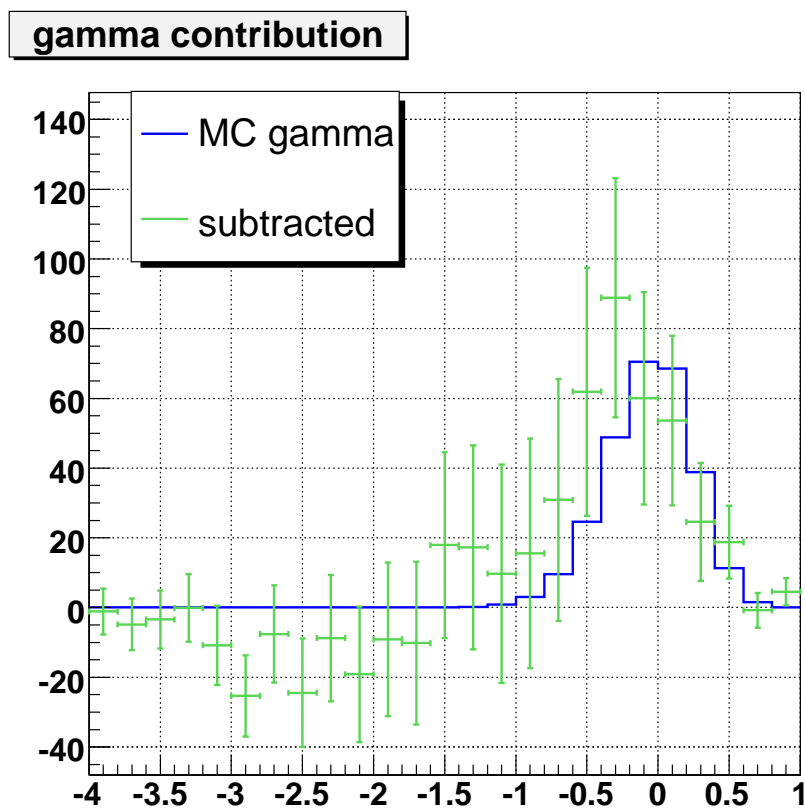


図 7.6: Fisher Discriminant の分布 : ON-OFF とガンマ線モンテカルロシミュレーションの分布。

次に、図 7.7 に Method 2 のバックグラウンドの取りかたを用いて得られた、銀河中心のガンマ線強度マップを示す。この時の角度分解能は、マップの図に示した半径 0.22 度の円である。 θ^2 分布とこのマップから、銀河中心からのガンマ線放射は点源であることがわかった。

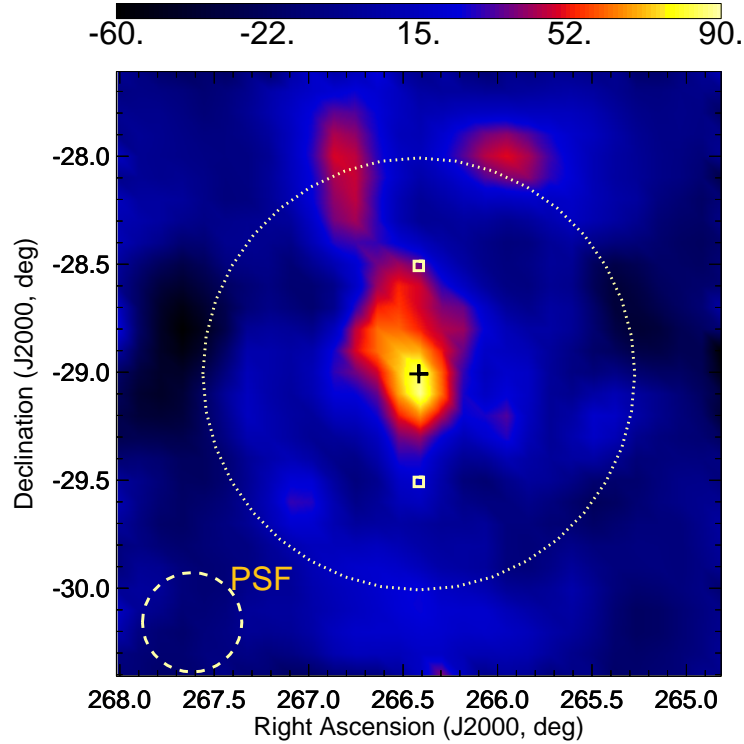


図 7.7: ガンマ線の強度マップ。白点線の円は中心から半径 1 度に相当する円である。白 + は Wobble の観測中心を示す。銀河中心からガンマ線が放射されていることがわかる。

今回の観測のエネルギー閾値は約 650 GeV である。最後に、図 7.8 で微分フラックスを示す。ここで、データ点に対して、システムティックな誤差を 30 % とした [74]。得られたフラックスは以下表に示されたものである。ここで、このフラックスを $\frac{dF}{dE} = F_0 E^{-\Gamma}$ で冪を仮定してフィッティングした結果は以下のようになる。図 7.8 では青の実線に相当する。

$$(4.8 \pm 1.6_{stat} \pm 0.9_{sys}) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.7 \pm 0.6_{stat} \pm 0.4_{sys}} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (7.1)$$

逆に、他のグループの実験結果 [1] [2] から冪 2.2 で固定してフィットすると次のようになる。図 7.8 では青の点線に相当する。

$$(3.8 \pm 0.9_{stat} \pm 0.7_{sys}) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.2} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (7.2)$$

得られたフラックスを他の実験グループのもの比べると、誤差の範囲内で一致している。

mean E(TeV)	$flux(\text{photon}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{TeV})$	統計誤差	有意度 (σ)	ADC 値 (p.e.)
0.82	$6.67 \cdot 10^{-12}$	$\pm 5.05 \cdot 10^{-12}$	1.4σ	50~110
1.15	$4.07 \cdot 10^{-12}$	$\pm 1.41 \cdot 10^{-12}$	2.9σ	110~170
1.55	$1.51 \cdot 10^{-12}$	$\pm 8.56 \cdot 10^{-13}$	1.8σ	170~230
2.25	$5.02 \cdot 10^{-13}$	$\pm 2.20 \cdot 10^{-13}$	2.3σ	230~450

表 7.2: CANGAROO-III 観測による銀河中心の微分フラックス。

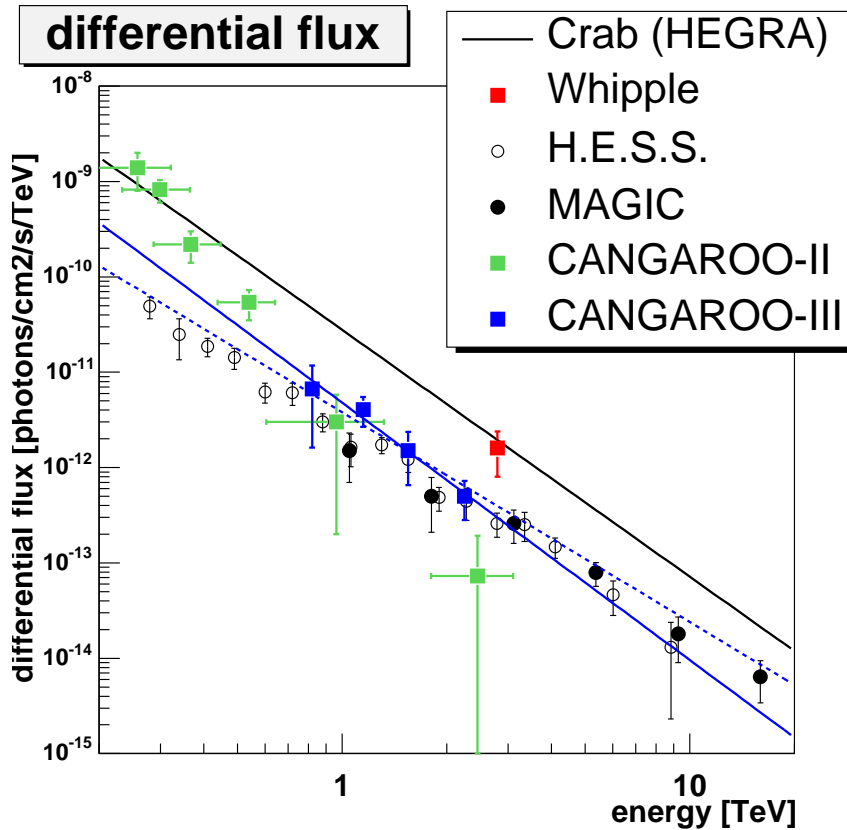


図 7.8: 銀河中心のフラックス。青が CANGAROO-III の今回の実験値を示しており、誤差として統計的な誤差のみかかっている。

Section 7.3

結果と考察

— 7.3.1 観測結果 —

今回の銀河中心の観測で、正常に作動していた望遠鏡 2 台の解析の結果、 5σ 以上の有意なガンマ線信号を捕らえることに成功し、650GeV 以上の微分フラックスとして式 (7.2) という値を得た。H.E.S.S. グループの結果は [50]

$$(1.87 \pm 0.10_{stat} \pm 0.30_{syst}) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.21 \pm 0.04_{stat} \pm 0.10_{syst}} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (7.3)$$

となっており、MAGIC グループの結果は [57]

$$(2.0 \pm 0.6_{stat} \pm 0.7_{syst}) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.0 \pm 0.2_{stat} \pm 0.2_{syst}} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (7.4)$$

となっている。CANGAROO-III の観測結果は他グループの結果と誤差の範囲内で一致している。MAGIC の観測は、銀河中心が大天頂角でしか観測できないために、1TeV 以上のフラックスに

関する結果となっている。CANGAROO-III の 650GeV 以上の観測により、1TeV 以下のエネルギー領域でも、H.E.S.S. の結果を支持する結果を得た。また、ガンマ線源の広がり今回の観測の角度分解能、半径 0.22 度では点源であった。

この結果によって、望遠鏡 2 台で解析を精度良く行うことが可能であることも示された。

— 7.3.2 考察 —

CANGAROO-III 観測で銀河中心は点源であった。観測時の角度分解能が半径 0.22 度であり、銀河中心までの距離を 8kpc と仮定すると、ガンマ線の放射されている領域の上限値は約 50pc の広がりに対応する。銀河中心は、H.E.S.S. グループの観測でも点源であり、H.E.S.S. の観測時の角度分解能は、半径 0.07 度であった。これは、約 20pc の広がりに対応する。これらの結果から、銀河中心の TeV 放射は、銀河中心から半径約 10pc 内で起こっていると考えられる。

TeV ガンマ線を放射するような親粒子は、TeV 以上のエネルギーをもつ粒子である。粒子加速機構として、超新星の場合はフェルミ加速が、パルサーの場合は、衝撃波加速が考えられている。一方、銀河中心の場合多波長観測から、様々な理論モデルが考えられているが、粒子加速機構は未だ多くの謎に包まれている。加速機構は分からないとしても、TeV を放射する親粒子は、高エネルギーの電子か陽子かの 2 通りであり、陽子の場合は π^0 崩壊、電子の場合は逆コンプトン散乱に帰着する。

電子は磁場によりエネルギーを失いやすく、クーリングの時間は次の式で表される。

$$t_{rad} \approx 120 \left(\frac{B}{100 \mu Gauss} \right)^{-2} \left(\frac{E_e}{10 TeV} \right)^{-1} years \quad (7.5)$$

銀河中心数百 pc の磁場強度は mG オーダーであると考えられている [75]。1TeV の電子を考え、磁場強度を 1mG と考えると $t_{rad} \approx 10$ 年となり、電子は短い時間でエネルギーを失ってしまう。また、1TeV のエネルギーを持った電子の拡散係数の典型的な値は $D \sim (1-10) \times 10^{28} cm^2 s^{-1}$ である。ここで、拡散しながら R の距離まで到達するには、 $t = \frac{R^2}{2D}$ という時間がかかるから、逆にクーリング時間内で電子の移動できる距離として、 $R_{rad} \sim 1pc$ という値を得る。このように、電子はエネルギーを失いやすく、銀河中心からの TeV 放射を電子起源で説明するためには、短い時間で粒子を加速可能な加速源が必要である。その候補として、超大質量ブラックホールが考えられており、ブラックホール近傍の磁場 $\sim 10 Gauss$ で次の式であらわされるように TeV エネルギーまで電子を加速することができる [46]。

$$E_e = \left(\frac{3m_e^4 R^2 B}{2e} \right)^{1/4} \simeq 10^{14} \left(\frac{B}{10 Gauss} \right)^{1/4} eV \quad (7.6)$$

加速された電子が逆コンプトン散乱を引き起こし、ガンマ線を放射していると考えられる。銀河中心の電子加速源としては超大質量ブラックホールの他、パルサー星雲 G359.95-0.04 も考えらる。

一方、陽子が π^0 によりエネルギーを失う時間は、物質密度に逆比例し次の式で表される。

$$t_{pp} \approx 4.8 \left(\frac{10^8 cm^{-3}}{n} \right) years \quad (7.7)$$

銀河中心の質量密度は、100~1000 個 cm^{-3} であると考えられるため、クーリングの時間は $\sim 10^6$ 年程度であると考えられる。TeV エネルギーを持った陽子の拡散係数は典型的な値として $D = \eta 10^{30} cm^2 s^{-1}$ ($\eta \leq 1$) である。このことは、TeV ガンマ線が観測されている半径 10pc を抜け出すのに要する時間は ~ 15 年程度であり、クーリングの時間に比べて非常に短い。このことは、陽子が π^0 崩壊でガンマ線を放出している場合、電子のように加速源の近傍で放射が見られ

るわけではなく、物質密度の濃い場所でガンマ線が生成されることを示している。放射されるフラックスは、ターゲットとなる物質密度に比例している。銀河中心の密度分布は、図 7.9 のような分布をしており、中心に向かうほど非常に濃くなる。このため、陽子を加速する機構さえ存在すれば、陽子起源の π^0 崩壊が起こりガンマ線を放出し、TeV では点源に見える。

私は本研究で、現在までに得られている多波長スペクトラムのデータ点を用いて、 π^0 崩壊によるガンマ線放射のスペクトラムフィッティングを行った。以下は、その方法と結果について示す。

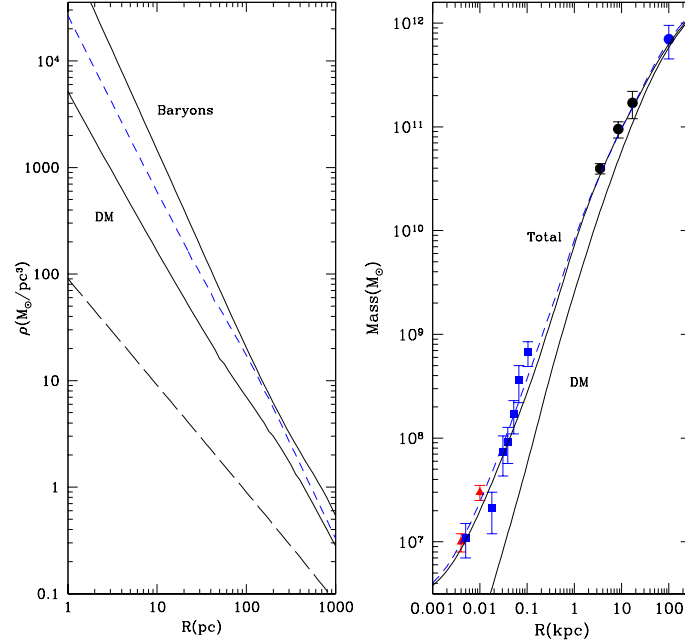


図 7.9: (左) 我々の銀河の銀河中心からの物質密度を示す。(右) 銀河中心からある距離に対する、その距離の内側に入る質量を示す [76]。

π^0 崩壊によるガンマ線の計算方法

ここでは、 π^0 ガンマ線の計算方法について説明する [77]。

π^0 崩壊によるガンマ線のフラックス $f^\gamma(\epsilon_\gamma)$ は次の式のように与えられる。

$$f^\gamma(\epsilon_\gamma) = \frac{4\pi VF^\gamma(\epsilon_\gamma)}{4\pi d^2} \quad [\text{photons}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{GeV}] \quad (7.8)$$

ここで、 V というのは放射領域の大きさであり、 d とは銀河中心から地球までの距離である。 $F^\gamma(\epsilon_\gamma)$ は π^0 崩壊によって生成されたガンマ線の放射源でのスペクトルを示す。ガンマ線は陽子-陽子の衝突反応によって引き起こされる。簡単のため、宇宙線と星間物質は全て陽子からできていると仮定しよう。 $F^\gamma(\epsilon_\gamma)$ は次の式で与えられる。

$$F^\gamma(\epsilon_\gamma) = 2 \int_{E_\pi^{min}(\epsilon_\gamma)}^{\infty} dE_\pi \frac{F^\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2}} \quad [\text{photons}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{GeV}] \quad (7.9)$$

E_π は GeV 単位の π 中間子のエネルギーであり、 m_π は GeV/c^2 の単位のエネルギーである。 $F^\pi(E_\pi)$ は π 中間子の放射源でのスペクトルを示し、 ϵ_γ は単位 GeV での生成されたガンマ線のエネルギーを示す。運動学の計算から、陽子-陽子衝突によって π 中間子の崩壊により ϵ_γ のエネルギーのガンマ線を生成することのできる π 中間子の最低エネルギーは時式で与えられる。

$$E_\pi^{min} = \epsilon_\gamma + \frac{m_\pi^2}{4\epsilon_\gamma} \quad (7.10)$$

陽子-陽子衝突によって生成される、 π^0 中間子のスペクトルは次式で与えられる。

$$F^\pi(E_\pi) = 4\pi n_p \int_{E_p^{min}(E_\pi)}^{E_p^{max}} dE_p j_p(E_p) \frac{d\sigma_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} \quad [photons/cm^2/s/GeV] \quad (7.11)$$

ここで、 E_p は宇宙線陽子のエネルギーを GeV 単位で示したものであり、 $E_p^{min}(E_\pi)$ は式 () で与えられる運動学的に決まる最低エネルギーである。 π 中間子を生成するための陽子のエネルギー閾値は $E_p = 1.2180 GeV$ である。宇宙線陽子のフラックスは $j_p(E_p)$ で示されており、 n_p は星間物質の個数密度である。 $\frac{d\sigma_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi}$ は、エネルギー E_p の陽子が星間物質と衝突して、エネルギー E_π の π^0 中間子を生成するための微分散乱断面積である。

ここで陽子のスペクトルとしてエネルギー E_p^{max} でカットオフを示す冪型の分布モデルを考える。宇宙線は放射源の体積 V 中に一様に存在すると仮定する。宇宙線陽子の全エネルギーを E_0 であらわすと、

$$j_p(E_p) = 4.30 \times 10^3 \frac{E^{-\alpha}}{S(\alpha, E_p^{max})} \left(\frac{E_0}{10^{50} erg} \right) \frac{(100 pc)^3}{V} \quad [photons/cm^2/s/GeV/sr] \quad (7.12)$$

ここで、 $S(\alpha, E_p^{max})$ は次の式で表される量である。

$$S(\alpha, E_p^{max}) = \begin{cases} \frac{1}{2-\alpha} \left[\frac{1}{(E_p^{max})^{\alpha-2}} - \frac{1}{(m_p)^{\alpha-2}} \right] & \text{for } \alpha > 2.0 \\ \log_e \left(\frac{E_p^{max}}{m_p} \right) & \text{for } \alpha = 2.0 \end{cases} \quad (7.13)$$

計算のためには、微分散乱断面積 $\frac{d\sigma_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi}$ の値を知る必要が有る。微分散乱断面積を次のように書き直す。

$$\frac{d\sigma_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} = \langle \xi \sigma_\pi(E_p) \rangle \frac{dN_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} \quad (7.14)$$

ここで、 ξ は比例係数であり、 $\langle \xi \sigma_\pi(E_p) \rangle$ は $p + p \rightarrow \pi^0 + X(\text{anything})$ 反応を考慮に入れた散乱断面積である。また、 $\frac{dN_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi}$ は規格化された分散関数である。 $\langle \xi \sigma_\pi(E_p) \rangle$ は実験的に決定されている。 $\frac{dN_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi}$ としては、isobaric モデルと scaling モデルを以下に示したそれぞれのエネルギーで用いる。

$$\frac{dN_\pi(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} = \begin{cases} \text{Isobaric model for } E_p \sim 1.232 GeV (\Delta \text{ isobar resonance}) \\ \text{Scaling model for } E_p > 1.232 GeV \end{cases} \quad (7.15)$$

π^0 崩壊モデルフィッティングの結果

このようにして、 π^0 崩壊のモデルを用いて、観測から得られたデータ点に対して、スペクトラムフィッティングを行った。用いたデータは、EGRET による結果 3EG J1746-2851 [78]。H.E.S.S. の 2003、2004 年観測。MAGIC による 2005 年観測。そして、今回得られた CANGAROO-III の観測結果である。フィッティングは、陽子の冪、 E_p^{max} 、規格化因子の 3 つをフリーパラメータとして行われた。また、銀河中心までの距離は 8kpc と仮定した。得られた E_0 は、TeV の放射領域に存在する全陽子のエネルギーを示す。

得られた結果を図 7.10 に示す。Fit 1 は H.E.S.S.、MAGIC、CANGAROO-III のデータを用いてフィッティングした結果を示している。n = 100 の場合と n = 1000 の場合を考え、それぞれフィッティングを行った。領域内で単位時間当たりに陽子が損失するエネルギーを \dot{W}_p erg/sec とすると、 $\dot{w}_{\pi^0} = \eta \dot{W}_p$ であり、 π^0 中間子に与えられるエネルギーは陽子の損失するエネルギー全体の約 $\sim 1/3$ であると考えられるから $\eta \sim 1/3$ である。そこで、陽子の損失するエネルギーは n = 100、n=1000 の場合で同じ値を示し、 $\dot{W}_p = 1.6 \times 10^{36}$ erg/sec である。放射領域の半径の上限値

を 10pc とすることで、単位体積当りの宇宙線のエネルギー密度の下限值を考えることができ、 $n = 100, 1000$ の場合でそれぞれ 680 eV/cc、68eV/cc となる。我々、地球近傍での値 1eV/cc よりも際立って大きい宇宙線のエネルギー密度を有している。全エネルギー供給源として、超新星爆発 1 個程度を仮定すれば良いため、観測を説明する無理のない結果である。

Fit 2 は Fit 1 のデータ点に加えて、EGRET で発見された 3EG J1746-2851 も用いて、フィッティングを行った結果である。 \dot{W}_p は、星間物質の個数密度に関係なく、 4.5×10^{37} erg/sec となる。宇宙線陽子のエネルギー密度はそれぞれ $n=100, n=1000$ の場合で 25000 eV/cc、2500 eV/cc となる。 $n = 100$ の場合は全エネルギーを賄うためには超新星爆発 10 個程度というかなり大きなエネルギー供給を考えねばならない。

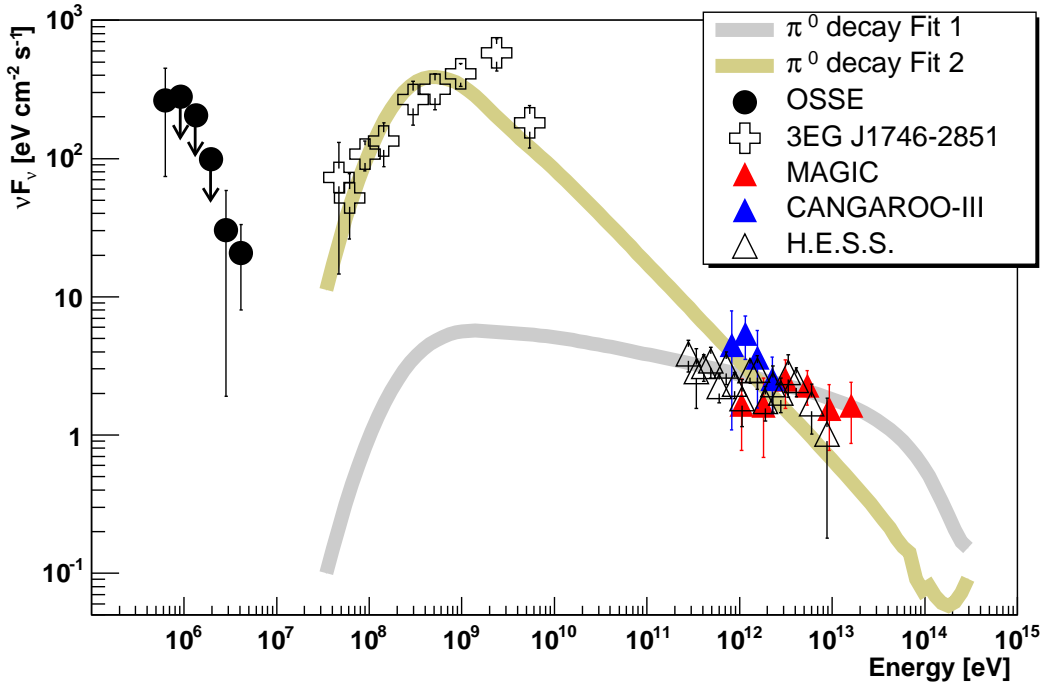


図 7.10: π^0 の崩壊を仮定してスペクトラムフィッティングを行った結果を示す。両者とも $n=1000$ の場合である。Fit 1 が H.E.S.S.、MAGIC、CANGAROO-III の結果を合わせてフィッティングを行った結果を示す。Fit 2 は Fit 1 でフィッティングを行ったデータ点に 3EG J1746-2851 のデータ点も合わせてフィッティングを行っている。

用いたデータ	$n \text{ cm}^{-3}$	$\dot{w}_{\pi^0} \text{ (erg/sec)}$	$E_0 (\times 10^{50} \text{ erg})$	α	$E_p^{max} \text{ (TeV)}$
CANGAROO-III	100	5.4×10^{35}	0.33	2.15	2.7×10^5
H.E.S.S. * MAGIC	1000	5.4×10^{35}	0.033	2.15	5.9×10^4
CANGAROO-III* H.E.S.S.	100	1.5×10^{37}	12	2.71	2.2×10^5
MAGIC * 3EG J1746-2851	1000	1.5×10^{37}	1.2	2.71	1.5×10^5

表 7.3: E_0 は TeV の放射領域に存在する、陽子の全エネルギーを示す。また、TeV 放射領域の陽子のスペクトルは $\propto E^{-\alpha} \exp(-E/E_p^{max})$ 仮定とされている。

まとめと今後

本研究では、望遠鏡 T2 の性能の悪い 2005 年の春から夏の観測時期のデータを有効に解析するために、望遠鏡 2 台による信頼性の高い解析手法の確立をカニパルサー/星雲のデータを用いて行った。結果は 3 台の解析でも 2 台の解析でも誤差の範囲内で一致するフラックスが得られ、その結果は他の解像型大気チェレンコフ望遠鏡のグループが提出した結果と誤差の範囲内で一致する。

そのことを踏まえて、2005 年の望遠鏡 T2 の性能の低下していた時期のデータである超新星残骸 RX J1713.7-3946 を望遠鏡 2 台で解析した。この時期は、他の観測期間と違い TDC の一部が異常を起こすというトラブルが観測期間中頻発していた。私は、この点に対応できるように解析を改良し、TDC 異常が起こった時間を使わないようにすることとした。超新星残骸 RX J1713.7-3946 の TeV 放射は半径 0.5 度程度に広がっていると H.E.S.S. グループにより報告されている。CANGAROO-III の 2005 年の観測は X 線の放射のピークである北西端からの Wobble 観測であった。そのため、従来の解析方法では、H.E.S.S. が報告している放射領域にバックグラウンド領域が重なる。H.E.S.S. の観測結果を信頼すればこの領域にはガンマ線が存在し、この領域からバックグラウンドを取ることはできない。そのため、私は北西端からと、シェル中心から解析を行えるようにバックグラウンド領域の取り方を CANGAROO-III の通常の解析とは違う方法で行った。それにより、誤差の範囲内で H.E.S.S. の結果を支持する結果を得た。また、シェル中心からの解析の結果、 3080 ± 195 事象、 15.8σ という CANGAROO-III の観測において今までにない事象数と有意度で天体からのガンマ線を捉えることに成功した。

次に、超新星残骸 RX J1713.7-3946 と同様、2005 年の夏に観測された銀河中心のデータを望遠鏡 2 台で解析を行った。従来 CANGAROO-III の解析に使用するモンテカルロシミュレーションは観測時の天頂角分布のみに対応していたが、私は今回の解析に、改良された天頂角と方位角に対応したシミュレーションを用いた。その結果、 287 ± 53 事象 5.4σ という有意なガンマ線事象を検出をすることができた。また得られたフラックスは、冪も含め統計的な誤差の範囲内で他グループ (H.E.S.S. と MAGIC) の結果と一致し、次の値を得た。

$$(4.8 \pm 1.6_{stat} \pm 0.9_{sys}) \times 10^{-12} \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.7 \pm 0.6_{stat} \pm 0.4_{sys}} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (8.1)$$

このフラックスは、エネルギー閾値 650 GeV 以上の積分フラックスでカニパルサー/星雲の 17% であり、今まで CANGAROO-III で検出された天体の中では、最もフラックスの小さいものである。

このように 2005 年の観測結果を用いて、望遠鏡 2 台でも十分に解析を行えることを示すことができた。今回、2 台で十分に解析を行えるように示したことは、1 つの望遠鏡の性能が低下した場合に対処することも可能であることを示す良い例証となった。今後、2005 年の夏に観測された他のデータについても、同様の解析手法を適用しガンマ線の有無を調べることは重要である。また、その他の観測期間においてもカニパルサー/星雲の解析の時に見られたように、1 台の望遠鏡の性能が悪い場合は、それを除いたほうが、天体からの有意度の点で良い性能を示す場合があると考える。そのような場合のことも考えて、従来の望遠鏡 3 台による解析にこだわることなく、柔軟に対応することが重要である。

フェルミ統計加速

銀河系内起源であるはずの 10^{15} eV までの宇宙線の加速機構としてフェルミ加速というものが考えられている。この加速機構は、衝撃波面において粒子を効率的に加速することができること、またこの加速後に得られる粒子のエネルギースペクトルの冪が 2.0 程度となり、直接観測される宇宙線の冪 2.2 と近いことなどから有力視されている。以下では、その加速機構について概観する。

Section A.1

フェルミのオリジナルな理論

フェルミは宇宙線の加速理論を 1949 年に唱えた [72]。星間空間中の分子雲は銀河の回転に沿った運動のほかに $\sim 15\text{km/s}$ のランダムな速度を持っている。宇宙線はこれら分子雲中で、イオン化された物質と結びついた磁場の中で不規則に散乱されてエネルギーを得て抜け出してくる。

分子雲の座標ではエネルギー的に変化があるわけではない。なぜなら散乱は巨大分子雲と粒子の衝突と考えられ、質量の相違から弾性散乱であると考えられるからである。宇宙線は分子雲中で散乱されて、入射して来た方向を失いランダムな方向に外部に放射される。

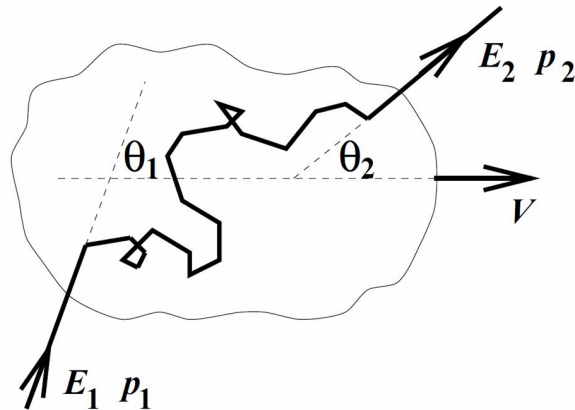


図 A.1: エネルギー E_1 を持った宇宙線と速度 V を持った星間分子雲との相互作用

今、相対論的な宇宙線がエネルギー E_1 運動量 $p \approx E_1/c$ で分子雲の運動方向に対して θ_1 の方向に入射したとしよう。分子雲内でいろいろに散乱された後、粒子はエネルギー E_2 運動量 $p \approx E_2/c$ で分子雲の運動方向に対して θ_2 の方向に放出される (図 A.1)。粒子が分子雲中に入射するので、運動を記述するため分子雲での系にローレンツ変換すると、実験室系をプライムなしで、分子雲でのフレームをプライム付きであらわすと

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \tag{A.1}$$

ここで、 $\beta = V/c$ and $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ となる。

同様に、分子雲を抜け出すときは実験室系でのエネルギーを知るためには、

$$E_2 = \gamma E'_2(1 + \beta \cos\theta_1) \quad (\text{A.2})$$

と変換しなければならない。

散乱は衝突を含まず、磁場により引き起こされると考える。磁場は分子雲中に広がっており、分子雲自体は非常に重いと考える。それゆえ、分子雲の静止系ではエネルギー $E'_1 = E'_2$ と考えることができエネルギーに変化は見られないよう感じられる。一方で実験室系でのエネルギーの変化 $(E_1 - E_2)/E_1$ を考えることができそれは、

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos\theta_1 + \beta \cos\theta'_2 - \beta^2 \cos\theta_1 \cos\theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (\text{A.3})$$

で得られる。

今、この式の中で得られていないのは $\cos\theta_1$ と、 $\cos\theta'_2$ であり、それらの平均値を得ることができれば入射前後での粒子の平均的なエネルギーの変化を追う事が可能である。分子雲中では、宇宙線は磁場により様々な方向に散乱されその方向はランダムかされる ($\langle \cos\theta'_2 \rangle = 0$)。 $\cos\theta_1$ の平均的な値は宇宙線が分子雲とどの方向から衝突するかによっている。衝突を受ける割合は粒子と分子雲のお互いの速度に深く関係しており、単位立体角あたり、角度 θ_1 で粒子の散乱される確率は $(v - \beta \cos\theta_1)$ に比例している。ゆえに、相対論的な粒子 ($v=c$) では

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto \gamma E'_2(1 + \beta \cos\theta_1) \quad (\text{A.4})$$

であり、これより

$$\langle \cos\theta_1 \rangle = \int \cos\theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 / \int \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 = -\frac{\beta}{3} \quad (\text{A.5})$$

を得ることができる。これらから

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \quad (\text{A.6})$$

となる。 $\langle \Delta E \rangle / E \propto \beta^2$ は正であることがわかる。しかし、 β の2次効果であるために $\beta \ll 1$ の場合は平均で増加するエネルギーはとても小さいものとなる。

Section A.2

拡散ショック加速

宇宙線をフェルミの加速機構で効率的に加速することはできない。それゆえ、この理論は1970年代に超新星の衝撃波においてより効率的に加速されるようなモデルに変更された [?][73]。その後この加速機構は超新星残骸以外の天体でも、強い衝撃波を引き起こす系では応用されるようになってきている。

それでは、宇宙線が加速される機構について、最も有力である衝撃波中でのフェルミの一次加速について述べる。

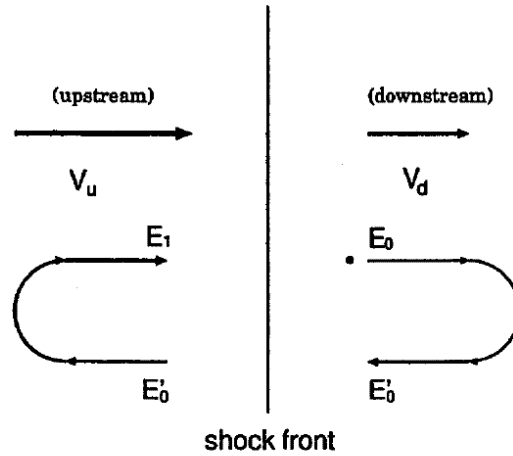


図 A.2: フェルミ加速の模式図。真中の直線で示してある衝撃波前面を境に、左側が上流、右側が下流を表している。ここで、 v_u, v_d はそれぞれ上流、下流における流れの速度を表している。

非相対論的な衝撃波の上流および下流での速度を v_u, v_d とし、エネルギー E_0 の相対論的な粒子が上流から下流へ通過すると考える (図 A.2)。下流側へ弾性的に散乱された粒子のエネルギーは、

$$E'_0 \simeq \gamma_d^2 (1 - \beta_d)^2 E_0 \quad (\text{A.7})$$

と変化する (ここで $\beta_d = v_d/c, \gamma_d = \sqrt{1 - \beta_d^2}$)。粒子が続いて上流側に散乱されるとエネルギーは、

$$E_1 \simeq \gamma_u^2 (1 + \beta_u)^2 E'_0 \simeq (1 + 2\beta_u)(1 - 2\beta_d) E_0 \quad (\text{A.8})$$

となる ($\beta_u = v_u/c, \gamma_u = \sqrt{1 - \beta_u^2}$)。ただし、非相対論的な粒子を仮定して、 $\gamma_u \simeq 1, \gamma_d \simeq 1, \beta_u \ll 1, \beta_d \ll 1$ としてある。衝撃波では $\beta_u > \beta_d$ であるから、粒子は総撃破の前後の領域を往復することにより、エネルギーを得ることが可能である。三次元での場合、散乱された粒子の速度は様々な方向を向くため、平均的なエネルギー増幅の効率は低くなる。n 回の往復後に得られる平均のエネルギーは

$$E_n = E_0 \cdot \exp\left(\frac{4}{3}n(\beta_u - \beta_d)\right) \quad (\text{A.9})$$

と計算される [?]。ここで、衝撃波中での散乱過程によって粒子の分布は等方になるよう緩和されると仮定する。下流では粒子の脱出確率 η が以下のように計算されている [?]

$$\eta = 4 \frac{v_d}{v_p} \quad (\text{A.10})$$

ここで v_p は粒子の速度である。この時、粒子が n 回以上の往復を繰り返す確率は、相対論的な場合で、

$$P_n = (1 - 4\beta_d)^n \quad (\text{A.11})$$

となる。式 A.10, A.11 を用いて、加速された粒子のエネルギースペクトルを以下のように得ることが出来る。

$$N(E) \propto \frac{dP_n}{dE_n} \propto E^{-\frac{\beta_u + 2\beta_d}{\beta_u - \beta_d}} \quad (\text{A.12})$$

単原子分子理想気体での強い衝撃波では、 $\beta_u/\beta_d = 4$ であるので、加速された粒子のエネルギースペクトルは

$$N(E) \propto E^{-2} \quad (\text{A.13})$$

となる。このように、フェルミ加速は冪関数でのエネルギー分布を持つように粒子を加速することが可能である。これは前述した宇宙線のスペクトルが冪で観測されていることをよく説明する。さらにフェルミ加速においてはその機構上、電子とイオンの間に区別がないので宇宙線の起源として超新星残骸を考える際に重要な役割を果たしている。

Appendix B

イメージパラメータ

イメージパラメータは Hillas ら Whipple グループによって提唱されて、イメージング解析に広く使われるようになった。本論文で用いている定義は以下の通りである。

i 番目の PMT のカメラ面での座標を (x_i, y_i) としたとき (単位は度)、 i 番目の PMT が捉えた光量を s_i とすると、

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i}{\sum_i s_i} \quad (\text{B.1})$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle x^2 y \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2 y_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle xy^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i^2}{\sum_i s_i} \quad (\text{B.2})$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2}{\sum_i s_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^2}{\sum_i s_i}, \quad \langle x^3 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^3}{\sum_i s_i}, \quad \langle y^3 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^3}{\sum_i s_i} \quad (\text{B.3})$$

とそれぞれの平均値が計算できる。 $(\langle x \rangle, \langle y \rangle)$ はイメージの重心座標である。これらの値を用いてそれぞれの分散を求める。

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma_{x^3} = \langle x^3 \rangle - 3\langle x^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^3 \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma_{y^3} = \langle y^3 \rangle - 3\langle y^2 \rangle \langle y \rangle + \langle y \rangle^3 \quad (\text{B.6})$$

$$\sigma_{x^2 y} = \langle x^2 y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle - \langle x^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle$$

$$\sigma_{xy^2} = \langle xy^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle - \langle y^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle y \rangle^2 \langle x \rangle \quad (\text{B.7})$$

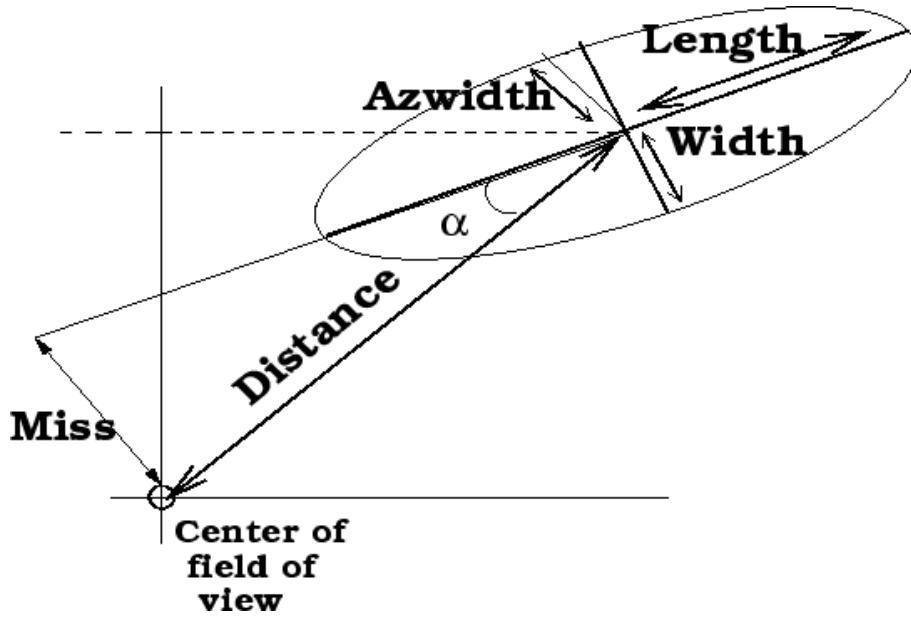


図 B.1: Hillas パラメータ

そしてこれを用いて

$$d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, \quad z = \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2} \quad (\text{B.8})$$

を定義すると、WIDTH と LENGTH は

$$\text{WIDTH} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2}} \quad (\text{B.9})$$

$$\text{LENGTH} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2}} \quad (\text{B.10})$$

のように書ける。

また DISTANCE は (x_s, y_s) にあるソースからの距離を表すので、DISTANCE ベクトル $\vec{D} = (D_x, D_y)$ は

$$\vec{D} = (x_s - \langle x \rangle, y_s - \langle y \rangle) \quad (\text{B.11})$$

であるから、

$$\text{DISTANCE} = \sqrt{(x_s - \langle x \rangle)^2 + (y_s - \langle y \rangle)^2} \quad (\text{B.12})$$

となる。

楕円近似した際の長軸方向の単位ベクトル $\vec{u} = (u_x, u_y)$ は以下のように書ける。

$$\vec{u} = \left(\sqrt{\frac{x - d}{2z}}, \quad \text{sign}(\sigma_{xy}) \sqrt{\frac{x + d}{2z}} \right) \quad (\text{B.13})$$

したがって ALPHA は以下のように求められる。

$$\text{ALPHA} = \cos^{-1} \left(\frac{u_x D_x + u_y D_y}{\text{DISTANCE}} \right) \quad (\text{B.14})$$

Appendix C

カニパルサー/星雲の観測データ

用いた観測データは、2ヶ月の観測期間に亘っており、それら用いたデータを示しておく。2台解析用のデータは、このデータと同じ観測時間帯のものを用いている。ただ、2台の解析用のデータは2 fold コインシデンスを取っている。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID
2005年11月26日	2時間9分	54.6°	b05112616_c05112607_d05112608.cdb.gz
2005年11月27日	2時間45分	54.48°	b05112707_c05112706_d05112709.cdb.gz
2005年11月27日	0時間7分	54.7°	b05112708_c05112707_d05112710.cdb.gz
2005年11月28日	2時間27分	54.22°	b05112813_c05112808_d05112814.cdb.gz
2005年11月29日	0時間29分	#	b05112910_c05112906_d05112906.cdb.gz
2005年11月30日	1時間41分	55.23°	b05113009_c05113007_d05113009.cdb.gz
2005年12月2日	3時間44分	55.25°	b05120206_c05120206_d05120210.cdb.gz
2005年12月3日	2時間43分	54.49°	b05120306_c05120307_d05120306.cdb.gz
2005年12月4日	3時間43分	55.23°	b05120407_c05120406_d05120406.cdb.gz
2005年12月6日	2時間58分	54.66°	b05120603_c05120603_d05120603.cdb.gz
2005年12月7日	2時間20分	54.69°	b05120705_c05120703_d05120703.cdb.gz
2005年12月8日	1時間39分	55.14°	b05120803_c05120803_d05120803.cdb.gz

表 C.1: 12 月前半観測。11 月 29 日は曇りであり、レートカットを施すとデータが残らなかった。そこで、mean zenith が定義できない。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID
2005年12月24日	2時間6分	53.96°	b05122409_c05122411_d05122412.cdb.gz
2005年12月25日	3時間7分	54.19°	b05122506_c05122506_d05122506.cdb.gz
2005年12月26日	1時間38分	55.43°	b05122611_c05122613_d05122610.cdb.gz
2005年12月28日	2時間59分	54.7°	b05122804_c05122813_d05122806.cdb.gz
2005年12月29日	4時間5分	55.38°	b05122903_c05122903_d05122903.cdb.gz

表 C.2: 12 月後半観測。

Appendix D

望遠鏡基本性能-MCシミュレーション結果

ここでは、5章で与えられた、望遠鏡の基本的な性能の結果の具体的な数値を示す。

角度分解能

天頂角 (degree)	5	10	15	20	30	40	50
角度分解能 3 fold (degree ²)	0.031	0.031	0.032	0.033	0.035	0.040	0.049
角度分解能 2 fold T2-T3(degree ²)	0.050	0.050	0.051	0.051	0.055	0.058	0.070
角度分解能 2 fold T3-T4(degree ²)	0.048	0.048	0.048	0.049	0.049	0.054	0.063

表 D.1: 冪 2.1 のシミュレーションによる角度分解能の天頂角依存性

天頂角 (degree)	5	20	40	50
角度分解能 3 fold (degree ²)	0.035	0.038	0.045	0.051
角度分解能 2 fold T2-T3(degree ²)	0.056	0.059	0.065	0.072
角度分解能 2 fold T3-T4(degree ²)	0.053	0.057	0.062	0.070

表 D.2: 冪 2.4 のシミュレーションによる角度分解能の天頂角依存性

天頂角 (degree)	5	20	40	50
角度分解能 3 fold (degree ²)	0.044	0.046	0.051	0.061
角度分解能 2 fold T2-T3(degree ²)	0.069	0.071	0.071	0.084
角度分解能 2 fold T3-T4(degree ²)	0.064	0.069	0.074	0.076

表 D.3: 冪 2.9 のシミュレーションによる角度分解能の天頂角依存性

エネルギー	500GeV	800GeV	1TeV	2TeV	5TeV
角度分解能 3 fold (degree ²)	0.88	0.044	0.030	0.012	0.004
角度分解能 2 fold T2-T3(degree ²)	0.93	0.063	0.044	0.022	0.010
角度分解能 2 fold T3-T4(degree ²)	0.91	0.054	0.043	0.018	0.007

表 D.4: 天頂角 5 度に固定した場合のシミュレーションによる角度分解能のエネルギー依存性

エネルギー	500GeV	800GeV	1TeV	2TeV	5TeV
角度分解能 3 fold (degree ²)	0.97	0.066	0.047	0.016	0.006
角度分解能 2 fold T2-T3(degree ²)	0.94	0.088	0.065	0.028	0.014
角度分解能 2 fold T3-T4(degree ²)	0.92	0.076	0.058	0.022	0.009

表 D.5: 天頂角 20 度に固定した場合のシミュレーションによる角度分解能のエネルギー依存性

エネルギー	500GeV	800GeV	1TeV	2TeV	5TeV
角度分解能 3 fold (degree ²)	0.76	0.094	0.09	0.049	0.022
角度分解能 2 fold T2-T3(degree ²)	0.83	0.12	0.12	0.068	0.033
角度分解能 2 fold T3-T4(degree ²)	0.88	0.13	0.12	0.058	0.024

表 D.6: 天頂角 40 度に固定した場合のシミュレーションによる角度分解能のエネルギー依存性

エネルギー分解能

エネルギー	500GeV	800GeV	1TeV	2TeV	5TeV
エネルギー分解能 3 fold (%)	20.4	21.7	22.8	22.4	17.7
エネルギー分解能 2 fold T2-T3(%)	21.1	25.1	26.3	25.0	20.1
エネルギー分解能 2 fold T3-T4(%)	24.3	26.0	26.0	24.2	24.4

表 D.7: 天頂角 5 度に固定し、エネルギーを固定したシミュレーションによるエネルギー分解能結果のエネルギー依存性

エネルギー	500GeV	800GeV	1TeV	2TeV	5TeV
エネルギー分解能 3 fold (%)	19.9	22.4	23.3	24.7	19.8
エネルギー分解能 2 fold T2-T3(%)	19.1	24.5	26.3	25.5	20.2
エネルギー分解能 2 fold T3-T4(%)	22.2	23.9	25.9	25.5	24.0

表 D.8: 天頂角 20 度に固定し、エネルギーを固定したシミュレーションによるエネルギー分解能結果のエネルギー依存性

エネルギー	500GeV	800GeV	1TeV	2TeV	5TeV
エネルギー分解能 3 fold (%)	64.1	21.3	21.3	22.6	21.3
エネルギー分解能 2 fold T2-T3(%)	32.8	21.3	20.8	26.3	22.2
エネルギー分解能 2 fold T3-T4(%)	21.5	21.3	22.8	26.7	23.6

表 D.9: 天頂角 40 度に固定し、エネルギーを固定したシミュレーションによるエネルギー分解能結果のエネルギー依存性

エネルギー閾値

天頂角 (degree)	5	10	15	20	30	40	50
エネルギー閾値 3 fold (Energy(TeV))	0.76	0.74	0.73	0.81	1.36	2.05	3.82
エネルギー閾値 2 fold T2-T3(Energy(TeV))	0.73	0.81	0.73	0.81	1.31	1.61	3.39
エネルギー閾値 2 fold T3-T4(Energy(TeV))	0.58	0.67	0.61	0.81	0.99	1.45	2.60

表 D.10: 幕 2.1 のシミュレーションによるエネルギー閾値の天頂角依存性

天頂角 (degree)	5	20	40	50
エネルギー閾値 3 fold (Energy(TeV))	0.66	1.02	1.68	3.44
エネルギー閾値 2 fold T2-T3(Energy(TeV))	0.60	0.92	1.58	2.34
エネルギー閾値 2 fold T3-T4(Energy(TeV))	0.56	0.78	1.28	2.54

表 D.11: 幕 2.4 のシミュレーションによるエネルギー閾値の天頂角依存性

天頂角 (degree)	5	20	40	50
エネルギー閾値 3 fold (Energy(TeV))	0.62	0.82	1.34	2.18
エネルギー閾値 2 fold T2-T3(Energy(TeV))	0.68	0.72	1.48	2.18
エネルギー閾値 2 fold T3-T4(Energy(TeV))	0.58	0.66	1.50	1.90

表 D.12: 冪 2.9 のシミュレーションによるエネルギー閾値の天頂角依存性

Appendix E

RX J1713.7 -3946 の観測データ

用いた観測データは、2ヶ月に亘っており、それら用いたデータを示しておく。観測期間中生じた、エラーなども示す。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID	観測時のエラー
2005年5月5日	3時間43分	15.03°	c05050507_d05050512.cdb.gz	
2005年5月6日	1時間22分	11.68°	c05050608_d05050608.cdb.gz	T3 TDC#17 fail
2005年5月7日	1時間18分	13.48°	c05050710_d05050709.cdb.gz	T2 too high rate
2005年5月7日	1時間32分	12.06°	c05050715_d05050714.cdb.gz	T2 too low live time
2005年5月8日	3時間27分	16.92°	c05050808_d05050815.cdb.gz	T4 TDC error
2005年5月8日	0時間49分	13.48°	c05050809_d05050816.cdb.gz	
2005年5月9日	4時間18分	13.48°	c05050908_d05050908.cdb.gz	
2005年5月10日	4時間19分	13.48°	c05051009_d05051008.cdb.gz	
2005年5月11日	1時間52分	13.48°	c05051107_d05051107.cdb.gz	T4 TDC error
2005年5月11日	2時間24分	13.48°	c05051108_d05051108.cdb.gz	
2005年5月12日	4時間20分	13.48°	c05051208_d05051208.cdb.gz	
2005年5月13日	1時間53分	13.48°	c05051306_d05051306.cdb.gz	T4 HV showed under voltage
2005年5月13日	0時間26分	13.48°	c05051307_d05051307.cdb.gz	T3 TDC error
2005年5月13日	1時間50分	19.32°	c05051308_d05051308.cdb.gz	
2005年5月14日	2時間49分	12.14°	c05051405_d05051405.cdb.gz	
2005年5月15日	4時間24分	7.254°	c05051505_d05051505.cdb.gz	
2005年5月16日	1時間31分	14.58°	c05051605_d05051605.cdb.gz	T4 TDC error
2005年5月16日	1時間30分	11.99°	c05051607_d05051607.cdb.gz	

表 E.1: 5月観測。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID	観測時のエラー
2005年6月28日	1時間59分	10.51°	c05070514_d05070514.cdb.gz	
2005年7月4日	1時間34分	6.214°	c05070609_d05070610.cdb.gz	
2005年7月4日	1時間34分	16.53°	c05071003_d05071003.cdb.gz	T3 TDC error

表 E.2: 7月観測。

Appendix F

観測における夜光量の見積もり

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、

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

で与えられる。これに CANGAROO の以下の表 F.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 F.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、

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

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

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。

Appendix G

銀河中心の観測データ

用いた観測データは、3ヶ月に亘っており、それら用いたデータを示しておく。観測期間中生じた、エラーなども示す。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID	観測時のエラー
2005年5月31日	1時間59分	15.03°	c05053107_d05053107.cdb.gz	T4 PMT #15 and #318 undervoltage
2005年6月1日	2時間55分	11.68°	c05060110_d05060109.cdb.gz	T4 HV crate #1 dropped
2005年6月2日	4時間2分	13.48°	c05060207_d05060209.cdb.gz	
2005年6月3日	2時間49分	12.06°	c05060307_d05060307.cdb.gz	
2005年6月4日	1時間11分	16.92°	c05060407_d05060407.cdb.gz	
2005年6月6日	1時間25分	19.32°	c05060608_d05060608.cdb.gz	
2005年6月6日	2時間53分	12.14°	c05060609_d05060609.cdb.gz	
2005年6月8日	0時間54分	7.254°	c05060803_d05060803.cdb.gz	
2005年6月8日	2時間3分	14.58°	c05060804_d05060804.cdb.gz	
2005年6月10日	3時間5分	11.99°	c05061006_d05061006.cdb.gz	

表 G.1: 6月観測。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID	観測時のエラー
2005年6月28日	2時間19分	10.51°	c05062809_d05062806.cdb.gz	
2005年7月2日	0時間50分	22.86°	c05070106_d05070105.cdb.gz	
2005年7月2日	0時間47分	20.17°	c05070209_d05070208.cdb.gz	wrong T3 lsum and asum
2005年7月2日	1時間45分	6.313°	c05070210_d05070209.cdb.gz	
2005年7月2日	0時間57分	21.85°	c05070213_d05070212.cdb.gz	T4 PMT #102 undervoltage
2005年7月3日	0時間44分	13.11°	c05070314_d05070313.cdb.gz	
2005年7月3日	2時間52分	13.32°	c05070315_d05070314.cdb.gz	
2005年7月4日	1時間20分	6.214°	c05070410_d05070411.cdb.gz	
2005年7月4日	1時間44分	16.53°	c05070411_d05070412.cdb.gz	

表 G.2: 7月観測。

日付	観測時間	mean zenith	データ ID	観測時のエラー
2005年7月29日	0時間10分	28.14°	c05072908_d05072910.cdb.gz	
2005年7月30日	2時間53分	11.59°	c05073003_d05073003.cdb.gz	T3 DAQ trouble
2005年7月31日	0時間1分	5.265°	c05073108_d05073109.cdb.gz	T3 HV trouble
2005年7月31日	0時間1分	15.00°	c05073109_d05073110.cdb.gz	T3 DAQ trouble
2005年8月1日	2時間26分	13.06°	c05080115_d05080108.cdb.gz	
2005年8月2日	0時間47分	6.925°	c05080208_d05080206.cdb.gz	T3 TDC error
2005年8月2日	0時間20分	11.20°	c05080209_d05080207.cdb.gz	T3 HV crate 1 down
2005年8月2日	1時間2分	21.27°	c05080210_d05080208.cdb.gz	
2005年8月4日	0時間39分	8.756°	c05080403_d05080403.cdb.gz	T3 TDC error stop(board 24)
2005年8月4日	0時間42分	3.461°	c05080404_d05080404.cdb.gz	wrong T3 daq/discrim ratio
2005年8月4日	0時間46分	13.18°	c05080405_d05080405.cdb.gz	finding bright light
2005年8月5日	0時間28分	18.94°	c05080503_d05080503.cdb.gz	T4 HV trouble
2005年8月5日	1時間5分	8.231°	c05080504_d05080504.cdb.gz	wrong T3 daq/discrim
2005年8月5日	2時間3分	14.99°	c05080505_d05080505.cdb.gz	
2005年8月6日	1時間14分	11.65°	c05080604_d05080603.cdb.gz	T3 HV trouble
2005年8月6日	2時間20分	13.29°	c05080605_d05080604.cdb.gz	
2005年8月8日	1時間3分	8.294°	c05080804_d05080803.cdb.gz	T4 X window trouble
2005年8月8日	0時間54分	22.00°	c05080805_d05080804.cdb.gz	

表 G.3: 8月観測。

謝辞

まずは研究の場を与えていただきました、谷森達教授に感謝いたします。誰に対しても分け隔てのない暖かく、温厚なお人柄は研究室の雰囲気が大変に楽しいものであったのにも大きく影響していると思います。

その重厚で膨大な知識にたいして、窪秀利助教には深く敬意を表するとともに、その清廉潔白な武士のようなお人柄と、深慮遠謀な研究の進め方に研究者としての真摯な姿勢を見ることができました。

京大の CANGAROO の先輩である渡部 (身内) 先輩、中森先輩、東先輩、水上先輩には非常にお世話になり、その御恩は感謝の言葉では埋めきれないほどです。

その他、研究室の面々には大変なご迷惑をおかけいたしました。とても感謝しております。
謝謝

Bibliography

- [1] H.E.S.S. collaboration, F. Aharonian et al. *Astron. Astrophys.* 425 (2004) L13-L17
- [2] J. Albert et al., *ApJ Letters* 638, L101 (2006)
- [3] Hartman, R.C. et al., *Astrophys.J.S.*, 123:79-202(1999)
- [4] Jim Hinton .,ICRC 2007 melida,Mexico arXiv:0712.3352v1 [astro-ph]
- [5] G.Hermann. et al.,ICRC 2007 merida,astro-ph;arXiv:0709.2048v1
- [6] The Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) web site
- [7] L.Bergström et al., *Astropart.Phys.*9 (1998) 137-162
- [8] J.Ellis et al.,*Eur.Phys.J.C* 24,311-322 (2002)
- [9] Y.Manbrini *Astroparticle Physics* ,Volume 24, Issue 3, October 2005, Pages 208-230
- [10] A.Goldwurm ,*Astro-ph/0511221* (2005)
- [11] F.Melia and H.Falcke,*Astron. Astrophys.* 39 (2001) 309,astro-ph/0106162
- [12] G.Belanger et al.,*Astrophys. J.* 635(2005) 1095,astro-ph/0508412
- [13] C.L.Fryer et al., *Astrophys. J.* 638(2006) 786,astro-ph/0506242
- [14] K.Koyama et al., *Astron. Soc. Jap.* 48 (1996) 249
- [15] G.Belanger *Astrophys. J. Lett.*(2003) astro-ph/0311147
- [16] D.Hooper and B.Dingus., *Astrophys. J.*(2002) astro-ph/0212509
- [17] M.Pohl., *Astrophys. J.*(2004) astro-ph/0412603
- [18] F.Aharonian.,*Nature* 439, 695-698(9 February 2006)
- [19] Gaisser,t.k., et al *Cambridge University Press*(1990)
- [20] Gaisser,t.k., et al *Astrophys.J.*,492,219(1998)
- [21] Jelly, J.V., *Cherenkov radiation and its application* (1958)
- [22] Hillas,A.M., *J.Phys. G* 8, 1475-1792 (1982)
- [23] F.Aharonian et al., *ApJ*, Volume 614, Issue 2, pp. 897-913, astro-ph/0407118
- [24] F.Aharonian et al., *Astron. Astrophys.* 457 (2006) 899-915,astro-ph/0607333
- [25] T.Nakamori ., *Doctor Thesis*, Kyoto Univ. (2008)
- [26] Y.Adachi.,*Master Thesis*, Tokyo Univ. (2005)

- [27] Enomoto, R. et al., *Astrophys. J.* 638, 397-408 (2006)
- [28] M. Ohishi, CANGAROO analysis meeting and annual meeting (2007)
- [29] T. Nakamori., astro-ph arXiv:0801.0031 submitted (2008)
- [30] F. Aharonian., *Astron. Astrophys.* 449 (2006) 223-242 astro-ph/0511678
- [31] F. Aharonian., *Astron. Astrophys.* 464 (2007) 235-243 astro-ph/0611813
- [32] P. Slane., Gaensler, B.M., Dame, T.M., et al 1999, *ApJ*, 525, 357
- [33] K. Koyama., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., et al. 1997, *PASJ*, 49, L7
- [34] H. Muraishi., T. Tanimori., S. Yanagita., et al. 2000, *A&A*, 354, L54
- [35] R. Enomoto., Tanimori, Naito, T., et al. 2002, *Nature*, 416, 823
- [36] Y. Fukui., Moriguchi., K. Tamura., et al. 2003, *PASJ*, 55, L61
- [37] Y.M. Butt. et al., *ApJ Lett*, 562: L 167-L171 (2001)
- [38] S. Funk., et al., Astro-ph arXiv:0710.1584
- [39] Z.R. Wang., Qu, Q.-Y., & Chen, Y. 1997, *A&A*, 318, L59
- [40] http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/public/publications/hess_rxj1713_fig7.fits
- [41] Ohishi, M., Master Thesis, Tokyo Univ. (2002)
- [42] Yamaoka, T., Master Thesis, Konan Univ. (2004)
- [43] K. Kosack et al. *Astrophys. J.* 608(2004) L97, astro-ph/0403422
- [44] K. Tsuchiya et al. *Astrophys. J.* 606(2004) L115, astro-ph/0403592
- [45] H. Katagiri et al., *Astrophys. J. Lett.*, 619, L163-L165 (2005)
- [46] F. Aharonian et al., *Astron. Astrophys.* 425(2004) L13, astro-ph/0408145
- [47] L. Rolland and J. Hinton., ICRC '05 Pune
- [48] J. Albert et al., *Astrophys. J.* 638 (2006) L101, astro-ph/0512469
- [49] M. Tsuboi et al., *Astron. & Astrophys. J. Supp.* 120, 1-39 (1999)
- [50] F. Aharonian et al., *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006) 221102
- [51] J.F. Navarro, C.S. Frenk, and S.D.M. White, *ApJ*, 490(1997) 493, astro-ph 9611107
- [52] C. Van Eldik et al., ICRC '07 Merida Mexico
- [53] Jim Hinton et al., ICRC '07 Merida Mexico
- [54] S.D. Hornstein et al., *Astrophys. J.* v667n2. (2007)
- [55] J. Albert et al., *Astroparticle Physics*, astro-ph/0702475

intro

- [56] F.Aharonian & A.Nerokov., *Astrophys. J.*astro-ph/0408303 (2004)
- [57] J.F.Molina., *Ovservations of γ -rays from the Galactic Center whith MAGIC Telescope* ,D Thesis
- [58] F.Aharonian & A.Nerokov., astro-ph/0503354 (2004)
- [59] E.Quataert and A.Loeb, *Astrophys.J.*635 (2005) astro-ph/0509265
- [60] K.S.Cheng,(2006) astro-ph/0603659
- [61] S.M. Liu et al., (2006) astro-ph/0603137
- [62] F.Aharonian et al.,(2005) astro-ph/0505308
- [63] E.Moulin .,(2007) astro-ph/0710.2493
- [64] Watanabe, S., *Doctor Thesis, Kyoto Univ.* (2007)
- [65] Longair, M.S., *High energy astrophysics* (1992)
- [66] Aharonian, F.A., *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation* (2004)
- [67] Abe, K. et al., *Phys. Rev. Lett.* 87,101801. (2001)
- [68] Fisher, R.A., *Annal. of Eugenic* 7,179–188. (1936)
- [69] Mizukami, T., *Master Thesis, Kyoto Univ.* (2007)
- [70] Higashi, Y., *Master Thesis, Kyoto Univ.* (2006)
- [71] Nakamori, T., *Master Thesis, Kyoto Univ.* (2005)
- [72] Fermi,E., *Phys,Rev.*,75,1169 (1949)
- [73] Axford et al.(The 15th ICRR, Vol.11, 132, 1977)
- [74] Kabuki, S., *Doctor Thesis, Tokyo Univ.* (2005)
- [75] Morris,M & Serabyn,E.The Galactic Center Enviroment. *Ann. ReV.Astron.and Astrophys.*34,645-701 (1996)
- [76] P.Francisco et al ., *astrophysics* , arXiv:astro-ph/0401512
- [77] T.Naito , F.Takahara ,. *J.Phys.Nucl.Part .Phys* .20 (1994) 477-486.
- [78] Mayer-Hasselwander et al., *Astron. Astrophys.* 335 ,161-172 (1998)