CANGAROO II 望遠鏡を用いた
南天における活動銀河核からのγ線の探索

東海大学大学院 理学研究科 物理学専攻 西嶋研究室

中瀬 友和

9jspm015

平成 13 年 3 月 31 日

概 要

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGN) は、宇宙に存在する天体の中でも最も活動が激しい天体である。1992 年に打ち上げられた *Compton Gamma-Ray Observatory*(*CGRO*) 衛星に搭載された高エネルギー γ 線望遠鏡 *EGRET* により約 100 個の高エネルギー γ 線を放出している AGN が同定されている。AGN の γ 線放射機構を説明するモデルとしては、Synchrotron Self-Compton(SSC) モデルがこれまでのところ最も成功を納めている。しかし、これ以外にも様々なモデルが提唱され、研究者間でも統一的な見解が得られておらず、観測による強い制限が求められている。

南天に存在する AGN PKS 2005-489($z = 0.071$, $RA = 20^h09^m25.4^s$, $Dec = -48^d49^m54^s$, $J2000$), PKS 2155-304($z = 0.116$, $RA = 21^h58^m52.0^s$, $Dec = -30^d13^m32^s$, $J2000$) は、SSC モデルにより γ 線を放出していることが期待されており、地上における超高エネルギー γ 線領域の観測による検出が期待されている。

本論文では、豪州ウーメラに設置してある解像型空気チェレンコフ望遠鏡 CANGAROO-II(口径 10 m) を用いて、2000 年 8-10 月の期間 PKS 2005-489, PKS 2155-304 を観測し、超高エネルギー γ 線の検出を試みた。解析の結果、有意な事象超過は見えなかった。得られたフラックス上限値 (2 σ *level* U. L.) は、$F(> 450GeV) < 6.4 \times 10^{-12}\ cm^{-2}sec^{-1}$(PKS 2005-489),$F(> 400GeV) < 7.6 \times 10^{-12}\ cm^{-2}sec^{-1}$(PKS 2155-304) であった。

SSC モデルから期待される TeV γ 線のフラックスは、*RXTE-ASM* から得られている $2-10\ keV$ 領域の X 線フラックスから推定した。銀河間赤外線密度を上限値に取ると PKS 2005-489, PKS 2155-304 からのフラックスは、$F(> 350GeV) \simeq 4.4 \times 10^{-11}\ cm^{-2}sec^{-1}$, $F(> 350GeV) \simeq 3.8 \times 10^{-11}\ cm^{-2}sec^{-1}$ となる。下限値に取った場合は、$F(> 350GeV) \simeq 6.8 \times 10^{-11}\ cm^{-2}sec^{-1}$, $F(> 350GeV) \simeq 5.2 \times 10^{-11}\ cm^{-2}sec^{-1}$ となった。

SSC モデルによる計算は、Mkn 421 の観測から得られているパラメータを用いて計算し、さらに銀河間赤外線密度分布を仮定しているため、大きな不確定性を含んでいるが、解析で得られたフラックス上限値は、これらの予想値よりも下回っている。

目 次

第 1 章　序章 **1**

1.1　歴史的背景 1

1.2　超高エネルギー γ 線天文学 1

1.2.1　飛翔体による観測 1

1.2.2　地上からの観測 3

1.3　活動銀河 4

1.3.1　活動銀河核 4

1.3.2　放出エネルギー分布 7

1.3.3　銀河間赤外線による吸収 8

1.3.4　PKS 2005-489 9

1.3.5　PKS 2155-304 10

1.4　理論モデル 11

1.4.1　Synchrotron Self-Compton モデル 11

1.4.2　その他のモデル 12

1.5　多波長観測 13

第 2 章　γ 線検出技術 **16**

2.1　空気シャワー 16

2.1.1　電磁カスケードシャワー 16

2.1.2　核子カスケードシャワー 16

2.2　チェレンコフ光 17

2.3 解像型空気チェレンコフ望遠鏡 20
2.3.1 イメージ解析 21
2.3.2 モンテカルロシミュレーション 24

第 3 章 CANGAROO II 望遠鏡 29

3.1 主鏡 29
3.2 台座 31
3.3 検出器 31
3.4 データ収集系 32

第 4 章 データ解析 35

4.1 使用データセット 35
4.2 データ較正 35
4.2.1 データ較正系 35
4.2.2 *LEDrun* 36
4.2.3 TDC *Timewalk* 較正 36
4.2.4 ADC 相対利得較正 39
4.2.5 TDC multi-hit 信号処理 39
4.3 データ選別 40
4.3.1 シャワー候補選別 42
4.3.2 シャワーレート 47
4.4 イメージ解析 47
4.5 望遠鏡の性能見積り 50

第 5 章 結果 55

5.1 観測によるフラックス上限値の見積もり 55
5.2 SSC モデルによるフラックス予想値 58

第 6 章　結論 **62**

第 7 章　謝辞 **64**

図 目 次

1.1 *the Compton Gamma Ray Observatory* 2

1.2 the 3rd EGRET Catalog 3

1.3 ジェットを放出している活動銀河核 (概念図) 5

1.4 電波領域および可視光領域で観測されたジェット 5

1.5 Mkn 501 の放出エネルギー分布 6

1.6 光学的深さのエネルギー依存性 8

1.7 SSC モデルから計算した SED の例 15

2.1 空気シャワー発達の様相 (投影図) 17

2.2 電磁カスケードシャワー (1 TeV γ 線) によるチェレンコフ光の分布 19

2.3 核子カスケードシャワー (3 TeV 陽子) によるチェレンコフ光の分布 19

2.4 焦点面で捉えた空気シャワーの像 21

2.5 イメージパラメータの定義 22

2.6 シミュレーションによるイメージパラメータ分布 25

2.7 陽子シミュレーションと *OFF source run* のイメージパラメータ分布 27

2.8 陽子シミュレーションと *OFF source run* のイメージパラメータ分布 28

3.1 CANGAROO-II 望遠鏡 30

3.2 イメージングカメラ 32

3.3 TKO モジュール概念図 33

3.4 データ収集系のブロックダイアグラム (概念図) 33

3.5 *TDCwidth* の定義 34

4.1 *Timewalk* 効果 38

4.2 較正前後の *TDCstart* 分布 38

4.3 ADC 相対利得 40

4.4 multi-hit 信号分布 41

4.5 NSB を含んだイメージ 41

4.6 *TDCstart* 分布 43

4.7 ADC スペクトル 44

4.8 NSB を除去されたイメージ 44

4.9 *Adjacent* 数分布 45

4.10 *nT3a* 分布 46

4.11 シャワーレートの推移 48

4.12 γ 線によるイメージパラメータ分布 49

4.13 イメージパラメータのエネルギー依存性 49

4.14 有効検出面積のエネルギー依存性 51

4.15 検出エネルギースペクトル 52

4.16 *SumNP* の入射エネルギー依存性 52

4.17 *SumNP* によるエネルギースペクトル 53

4.18 検出閾値付近におけるエネルギーの揺らぎ 54

5.1 *Alpha* パラメータ分布 57

5.2 PKS 2005-489 の光度曲線 $(2-10\ keV)$ 60

5.3 PKS 2005-489 のフラックス上限値 60

5.4 PKS 2155-304 の光度曲線 $(2-10\ keV)$ 61

5.5 PKS 2155-304 のフラックス上限値 61

表 目 次

1.1 Polynomial coefficients : a_{ij} 9

3.1 CANGAROO II 望遠鏡の主鏡パラメータ 30

4.1 各目標天体の観測時間 36

4.2 γ 線イメージパラメータ範囲 50

4.3 γ 線シミュレーション生成事象数 50

5.1 残留シャワー数の推移 56

5.2 超過事象の統計的有意度 56

5.3 フラックス上限値 58

5.4 モデルパラメータ 59

5.5 積分フラックス予想値 59

第1章　序章

1.1　歴史的背景

宇宙から地球に降り注いで来る宇宙線の起源は、未だに謎のままである。これまでに、気球などの飛翔体や地上に設置したシャワーアレイ等を利用して宇宙線を観測することにより、エネルギースペクトルや化学組成などといった性質が調べられている ($c.f.$[1])。しかし、星間空間及び銀河間空間には磁場が存在しており、発生源から地球に飛来する間に運動方向が乱されているため、発生源の方向を知ることは出来ない。このため、観測されているようなエネルギー領域にまで荷電粒子を加速する機構は良く分かっておらず、衝撃波による加速を利用したモデル等、様々な可能性が議論されている。

宇宙において γ 線が放出されていることは、実際に γ 線が検出される 1960 年代以前から Feenberg and Primakoff(1948), Hayakawa and Hutchinson(1952), Morrison(1958) らにより議論されていた。彼らは、宇宙では様々な素過程により γ 線が発生しており、宇宙線と星間物質の相互作用や超新星爆発、星間磁場と宇宙線電子の相互作用などから γ 線が発生していることを予言していた。

1.2　超高エネルギー γ 線天文学

1.2.1　飛翔体による観測

γ 線衛星 *Explorer-XI* が 1961 年に打ち上げられ、宇宙から飛来する γ 線を始めて検出した。この人工衛星により検出された γ 線は 100 事象にも満たないものであった。1967 年には、*OSO-3* によって、我々の銀河から発生している γ 線が 621 事象検出されている。この頃から、γ 線による背景放射の存在が考えられていた。

1970 年代に入ると、*SAS 2*[2], *COS B*[3] が打ち上げられ、$\sim 100\ MeV$ 領域の γ 線の観測が行われた。最終的に、*SAS 2* は γ 線が銀河面に集中して分布しておりエネルギースペクトルは方向に

図 1.1: *the Compton Gamma Ray Observatory*

依らず一定であることを、$COS\ B$ は 25 個の γ 線源が銀河面に集中していることをそれぞれ発見した。しかし、$COS\ B$ に搭載された検出器の角度分解能は $\sim 2^{\circ}$ 程度しかなかったため、同定された γ 線点源は、Vela パルサー、Crab パルサー, 3C 273, ρ Oph 複合分子雲の 4 個だけであった。

やがて 1991 年には、$CGRO$[4](図 1.1) が打ち上げられ、大気層再突入 (2000 年 6 月) までの観測の間にいくつもの歴史的発見を残した。$CGRO$ に搭載された 4 つの検出器のうち $EGRET$ は、高エネルギー領域 (High Energy:HE, 30 $MeV - 30\ GeV$) の γ 線を観測して、271 個の γ 線点源カタログを作成した [5] (図 1.2)。これに掲載された天体のうち $> 100\ MeV$ 以上の γ 線を放出している点源から 100 個近い活動銀河核を同定した。さらに、これらは全てブレーザーに分類され、このうちのいくつかは BL Lacertae(BL Lac) 型天体に所属することを発見している [6][7]。

飛翔体による観測の特徴は、宇宙線を直接に観測できることである。しかし、検出器の総重量が限られているところへ実験に必要な機材を全て搭載しなければならないため、有効検出面積は小さいものとなってしまう。また、飛来した γ 線のエネルギーを測定するために、一般的には γ 線を電子陽電子対に変換してカロリメータを使用するが、高いエネルギー領域の γ 線を観測するためには巨大なものが必要となる。$CGRO$ がこれまでに打ち上げられた最大の γ 線観測衛星になり、総重量が約 17 t にも達するが、これに搭載された $EGRET$ でも有効検出面積は $\sim 1,500\ cm^2$ 程度である。大きな有効検出面積が得られないため、宇宙の遠方に存在する天体、ルミノシティが小さい天体な

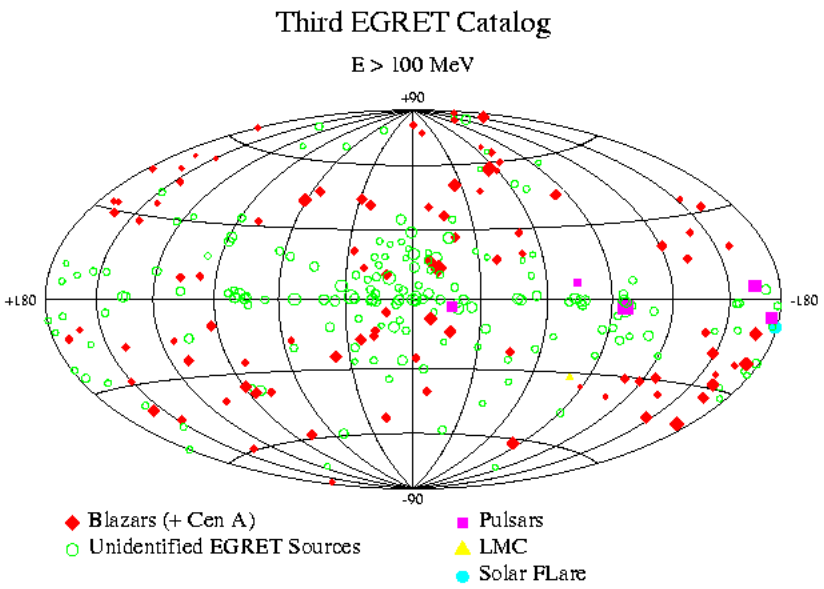

図 1.2: the 3rd EGRET Catalog

どの観測で十分な統計を得るためには、長時間の観測が必要となる。

1.2.2 地上からの観測

地上においても、1960 年代には既に γ 線が地球の大気層に入射することにより発達する空気シャワーからのチェレンコフ光を利用した観測が行われていた。当時の望遠鏡は放物面を持つ反射鏡の焦点に簡単な検出器を取り付けただけの構造を持っていた。この望遠鏡により銀河系外の様々な天体が観測されたが、いずれも有意な結果を得るには至らなかった。これは、大量のバックグラウンドとなっている宇宙線核子により発達する空気シャワーを効率良く除去できなかったことが主な原因であった。

1980 年代に入ると解像型空気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Air Cherenkov Telescope:IACT) を用いた超高エネルギー γ 線 (Very High Energy:VHE γ 線) の観測が始まった。地上からの観測は、飛翔体による観測では実現不可能な規模の有効検出面積 ($\sim 10^8 cm^2$) を達成でき、γ 線のエネルギーを測定するためのカロリメータとして地球の大気層を利用するため、よりエネルギーの高い領域の γ 線を観測することが可能となっている。

IACT は、 *Whipple* グループにより開発されたイメージング法を用いている [8]。この観測方法

は、地球の大気層上層で γ 線と 1 次宇宙線のそれぞれから発達する空気シャワーの発達過程の違いを利用することにより宇宙線核子を効率よく除去でき、90% 以上の γ 線を検出できる性能がある [9]。また、角度分解能は飛翔体による観測よりも高精度 ($\sim 0.1^\circ$) で、エネルギー分解能も十分にある ($\sim 20\%$)。しかし、視野が $\sim 3^\circ - 5^\circ$ 程度しかなく、月の出ていない期間のみの観測となるため、全天探査のような観測には向かない。

この望遠鏡の登場により、地上から観測を行う超高エネルギー γ 線天文学が一挙に発展した。BL Lac 型天体に分類される活動銀河核に関して例を列挙すると、米国アリゾナ州で観測をしている *Whipple* グループは、Mkn 421[10], Mkn501[11], 1ES 2344+514[12] からの VHE γ 線の検出に成功している。また、豪州の *Durham* グループも IACT を使用して、PKS 2155-304 から > 300 GeV の VHE γ 線を検出している [13]。

1.3 活動銀河

1.3.1 活動銀河核

活動銀河は、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGN) と呼ばれる銀河中心部分に大質量のブラックホール (Massive Black Hole:MBH) が存在し、その周囲に降着円盤を持っていると考えられている。これらのうち、10% 程度の AGN は相対論的粒子と磁場から構成されるジェットをブラックホール近傍から放出している (図 1.3)。この描像は、電波領域や可視光領域における M87 の観測ではっきりと確認されている (図 1.4)。電波銀河やクエーサー、ブレーザー等といった AGN のサブクラスがジェットを持っており、電波から γ 線に至る非常に幅広い波長領域の電磁スペクトルを持っている。このスペクトルは、単位波長当たりに放出されるエネルギー (νF_ν, νL_ν) によって表され、放出エネルギー分布 (Spectral Energy Distribution:SED) と呼ばれる。例として、図 1.5 に北天で非常に良く観測されている活動銀河核 Mkn 501 から得られている SED を示す。また、ブレーザーに分類される AGN の特徴を次にまとめる。

1. 大部分の放射はジェット本体から発生

2. 電波領域及び可視光領域で大きく偏光

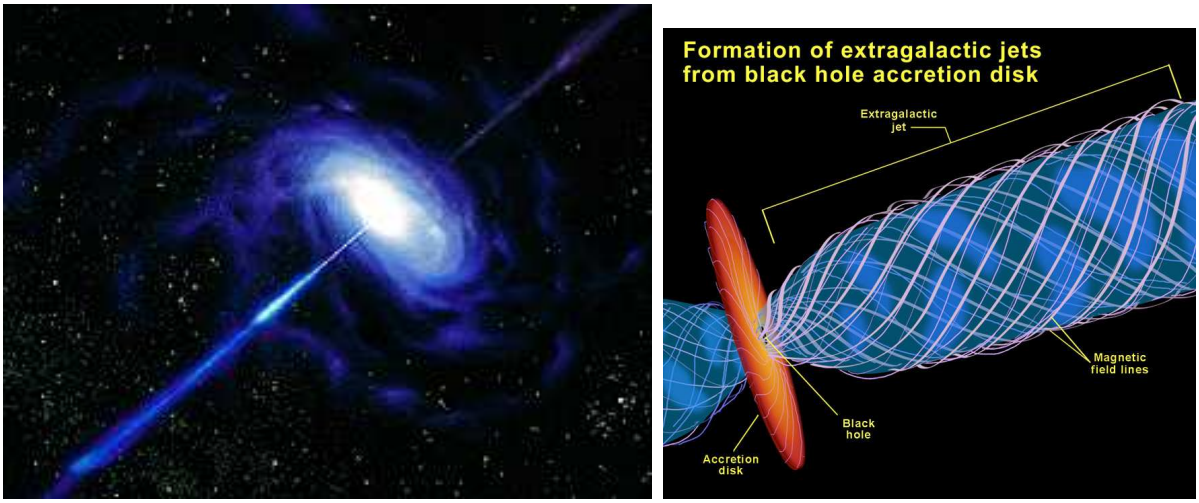

図 1.3: ジェットを放出している活動銀河核 (概念図)

左図:活動銀河全体の概念図、右図:中心部分の概念図。右の概念図は、M87 の観測結果から考えられているもの。

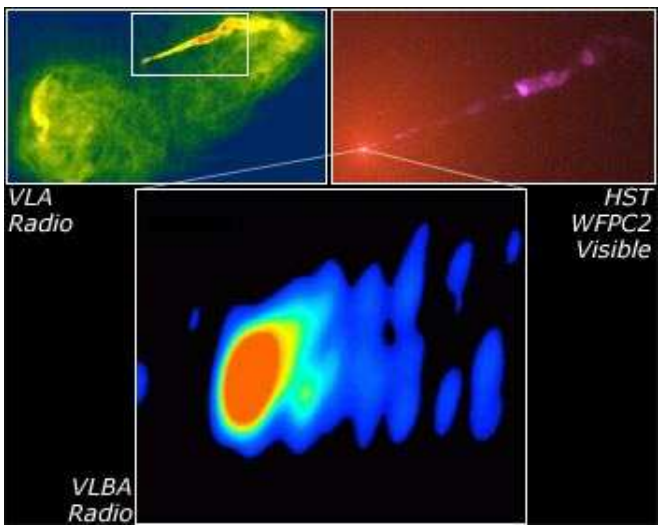

図 1.4: 電波領域および可視光領域で観測されたジェット

VLA(左上、電波領域)、 VLBA(下、電波領域)、 HST(右上、可視光領域) により観測された M87 の中心部分。中心部分から光速に近い速度のジェットが数千光年のスケールで吹き出しているのが見えている。

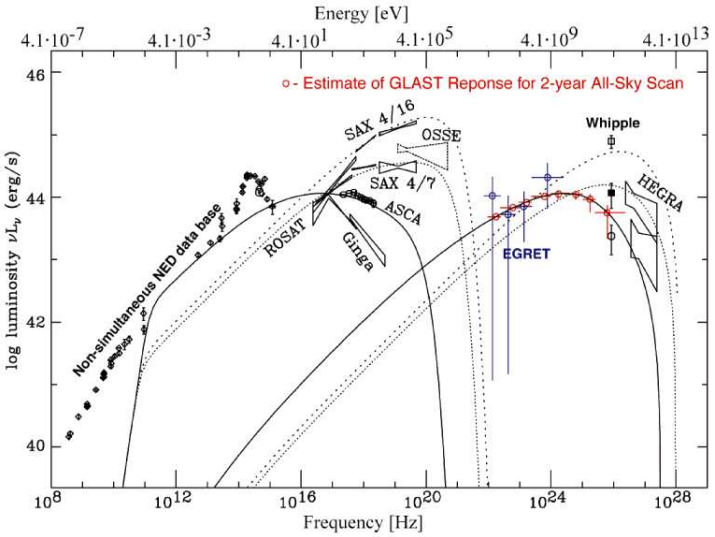

図 1.5: Mkn 501 の放出エネルギー分布

平常状態及びフレアを起こしているときの SED。*ASCA* 等が観測している X 線領域のフラックスと *Whipple* 等が観測している TeV γ 線領域のフラックス変動の相関が見えている。図中の実線及び破線は、SSC モデル (第 1.4.1 節) から期待される各状態での SED を表す。

3. 全ての波長領域で激しく時間的に変動 (数日以下のタイムスケール)

4. 非熱的成分がスペクトルの大半を占める ($> 100\ MeV$ にまで達するものもある)

Superluminal motion が確認されている (e.g. [14]) ことや、放射の変動タイムスケールから推定される放射領域の大きさが非常に小さいことから、ブレーザーは、相対論的ジェットがほぼ地球の方向を向いていて、相対論的効果により見掛けの放射強度が増幅されていると考えられている。ローレンツ因子 Γ で運動している放射領域の静止系における時間間隔 t_{jet} 及び光子の周波数 ν_{jet} を、視線方向の観測者はそれぞれ $t_{obs} = t_{jet}/\delta$, $\nu_{obs} = \delta\nu_{jet}$ として観測する。ここで、δ はビーミング因子と呼ばれる物理量 ($\delta = 1/\Gamma(1 - \beta\cos\theta)$) であり、$\theta$ はジェットの中心軸と観測者の視線方向とが成す角である。ブレーザーでは $\theta \simeq \Gamma^{-1}$ と考えられるので、$\delta \simeq \Gamma$ となる。さらに、放射領域の静止系では等方的に光子が放出されていると仮定すると、観測者の系では $\Omega \propto \delta^{-2}$ の領域に集中して放出されるように観測される。ブレーザーの相対論的ジェットからの放射強度 $L \propto \nu t^{-1}\Omega^{-1}$ は、δ^4 倍に増幅されて観測される。実際の観測から $\delta \sim 10$ 程度であることが分かっているので、ブレーザーからの放射強度は $\sim 10^4$ 倍に増幅されている。

1.3.2 放出エネルギー分布

図 1.5 から分かるように、ブレーザー等に分類される AGN の SED は、主に低エネルギー成分、高エネルギー成分の 2 つから構成されている (図 1.5)。低エネルギー成分は、電波領域からスムーズに立上り、赤外線領域でフラットになり X 線領域に達する。ここから上の領域は急激にカットオフされる。その結果、減衰してピークを形成するが、その位置は天体の種類や活動状態によって異なる。天体の種類に関していえば、低エネルギー成分がピークを形成する位置によって 2 つに分類され、電波領域でピークを迎える RBL(Radio selected BL Lac) 天体と、X 線領域でピークを迎える XBL(X-ray selected BL Lac) 天体が知られている [15][16]。これらはまた、LBL(Low frequency BL Lac) 天体、HBL(High frequency BL Lac) 天体とも呼ばれている。この分類は、時間的変動が比較的穏やかな期間に得られた SED の低エネルギー成分のピーク位置により決定され、全てのブレーザーはいずれかに分類されると考えられている。しかし、最近の研究では中間的な領域にピークを持つブレーザーも存在していることが知られており、統一モデルへの足掛かりとして期待されている。現在、HBL, LBL 両方の性質を説明するために提唱されている統一モデルとして有名なものは、観測者に対するジェットの向きにより両者の違いが現れているとするものや [17]、天体が元々持っている放射機構の違いなどを起源として低エネルギー成分のカットオフの位置が変わった結果、ピーク位置が異なっている様に見えているとするもの等がある [18]。

高エネルギー成分は、低エネルギー成分のカットオフが起こった後、硬 X 線領域からはっきり見え始め、$1\ MeV - 1\ TeV$ の γ 線領域でピークを形成する (e.g. [6])。低エネルギー成分と同様に、ピークを形成した後は急激に減衰するが、全く別の理由によりカットオフされている。高エネルギー成分のカットオフは、後で述べるように、モデルによっては単に低エネルギー成分のスペクトルを反映した結果、Klein-Nishina 効果等により高エネルギー成分がカットオフされているが、スペクトルの最高エネルギーが TeV 領域に到達した場合には、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background:CMB) や銀河間赤外線 (Intergalaxy Infra-Red Field:IIRF) 等の低エネルギー光子と、TeV 領域の γ 線とが相互作用をして電子陽電子対生成を起こすことによるカットオフも存在すると考えられている [19]。このカットオフは、主に γ 線発生源までの距離に依存しているため、距離

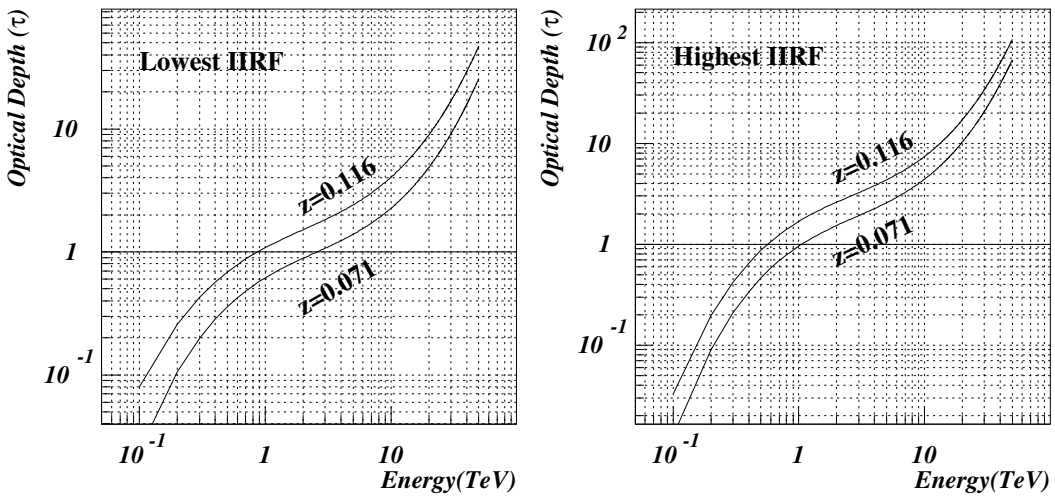

図 1.6: 光学的深さのエネルギー依存性

式 1.1, 1.2 からそれぞれ $z = 0.071, 0.116$ の場合について計算。左図：赤外線エネルギー密度を下限値に取った場合。右図：赤外線エネルギー密度を上限値に取った場合。いずれの場合も 1 TeV 付近で $\tau \sim 1$ になっているのが分かる。

が遠い天体ほど顕著に現れる。図 1.6 に天体までの距離に対する光学的深さの変化の例を示す。

1.3.3 銀河間赤外線による吸収

現在、VHE γ 線に対する光学的深さは *IRAS, COBE* 等による宇宙背景放射の直接観測から推定されており、式 1.1,1.2 の様な関係式が得られている。これらの式から、天体の赤方偏移 z 及び表 1.1 で与えられる係数 a_{ij} から任意のエネルギー E_{TeV} に対する光学的深さ $\tau(E_{TeV}, z)$ を見積もることが出来る。CMB の強度や分布は、既知の天体や銀河等による寄与を取り除いた後の残留放射としてしか得ることが出来ず、また、銀河の発達形成モデルの仮定を含んでいるため正確に IIRF 密度を求めるのは困難である [20]。

IIRF による γ 線の吸収は、1992 年に行われた *EGRET* による 3C 279 の観測スペクトルを用いて議論されたのが最初である。当時の結果によれば、*EGRET* の観測スペクトルには吸収の影響が現れていなかったため、VHE γ 線領域で急激なカットオフが現れると予言されていた [21]。1997 年には、*Whipple, HEGRA* 等が行った Mkn 501 の多波長観測キャンペーン中に発生した巨大なフレアの観測結果より、IIRF によるカットオフの兆候が見えている [22][23]。

表 1.1: Polynomial coefficients : a_{ij}

j	a_{0j}	a_{1j}	a_{2j}	a_{3j}
0	1.11(1.46)	−0.26(0.10)	1.17(0.42)	−0.24(0.07)
1	1.15(1.46)	−1.24(−1.03)	2.28(1.66)	−0.88(0.56)
2	0.00(0.15)	−0.41(−0.35)	0.78(0.58)	−0.31(−0.20)

式 1.2 の係数 a_{ij}。表内の値は、銀河間空間の赤外線エネルギー密度を下限値に取った場合。括弧内の値は、赤外線エネルギー密度を上限値に取った場合。[19] より抜粋。

$$\log_{10}[\tau(E_{TeV}, z)] \simeq \sum_{i=0}^{3} a_i(z)(\log_{10} E_{TeV})^i \quad (\text{for } 1.0 < E_{TeV} < 50) \tag{1.1}$$

$$a_i(z) = \sum_{j=0}^{2} a_{ij}(\log_{10} z)^j \tag{1.2}$$

VHE γ 線は、式 1.3 で与えられる波長の IIRF と電子陽電子対生成の散乱断面積が最大になり、1 TeV の γ 線は K-band($\sim 2.2\ \mu m$) の赤外線と相互作用をして吸収される。ここで、$\lambda_e = h/(m_e c)$ は電子のコンプトン波長である。

$$\lambda(E_\gamma) \simeq \lambda_e \frac{E_\gamma}{2m_e c^2} = 2.4 E_{\gamma,TeV}\ \mu m \tag{1.3}$$

この吸収によるに高エネルギー成分のカットオフの大きさから IIRF のエネルギー密度に対する制限を与えることが出来るため、TeV 領域での AGN の観測はこの点からも重要となっている [24]。

1.3.4 PKS 2005-489

PKS 2005-489 は、Parkes 2.7 GHz Survey(PKS catalog) で発見された天体で、南天 ($RA = 20^h09^m25.4^s, Dec = -48^d49^m54^s, J2000$) に位置し、BL Lac 天体に分類されている AGN である。これまでに、電波から HE γ 線に至る領域で観測されている。X 線領域でのエネルギースペクトルの傾き及びルミノシティとの相関関係や SED の形状が Mkn 421 とよく似ている。また、SSC モデル (第 1.4.1 章) から得られる物理パラメータの値も Mkn 421 とよく似ていることが分かっている。1998 年には、$RXTE$ により通常の 30 倍にも及ぶフレアが観測されている [25]。HE γ 線も検出さ

れており、1st $EGRET$ catalog に掲載されていたが、2nd $EGRET$ catalog 以降には掲載されていない。

比較的近く ($z = 0.071$[26]) に存在しているので、IIRF による吸収の影響が少ないことが予想され、VHE γ 線の検出が期待されている天体である [27]。1993, 1994, 1997 年に CANGAROO 望遠鏡 (口径 3.8 m) で VHE γ 線領域の観測が行われたが、検出閾値が高かった ($\sim 2\ TeV$) ため、SSC モデルによるフラックス予想値を検証できる程の、統計的に有意な結果は得られていない [28][29]。

1.3.5 PKS 2155-304

PKS 2155-304 も、PKS catalog に掲載されており南天 ($RA = 21^h58^m52.0^s, Dec = -30^d13^m32^s, J2000$) に位置する天体である。この天体は、典型的な XBL であると考えられている。赤方偏移が $z = 0.116$[33] なので、やや遠い天体ではあるが、紫外線から X 線領域で非常に明るいため、Mkn 421, Mkn 501 に次いで多波長観測 (第 1.5 章) が頻繁に行われている ($e.g.$[34][35][36])。

$z > 0.1$ に存在する天体から放出される TeV 領域の VHE γ 線は、IIRF により吸収され大きく減衰してしまうため、このような天体から VHE γ 線を検出するのは一般的に困難であるといわれている。しかし、SSC モデルによれば IIRF による減衰を考慮しても、PKS 2155-304 からは VHE γ 線が検出できると期待されている [27]。

南天における地上観測では、1996, 1997 年に Durham *Mark 6* 望遠鏡が $> 300\ GeV$ 領域の VHE γ 線を観測を行っている。1997 年の観測中には、X 線領域で放射強度が増加していることが確認されており、6.8 σ の統計的有意度で VHE γ 線が検出されている [13]。また、CANGAROO 望遠鏡は 1997 年 9-10 月に $RXTE$ と、同年 11 月には $EGRET$ と同時観測を行なっている。$EGRET$ と同時観測を行っている期間にフレアが起こっていたが、天候が悪かったため CANGAROO 望遠鏡は観測できていない。9-10 月、11 月いずれの観測も統計的に有意な結果は得られていない [29]。1998 年 8-10 月には再び Durham *Mark 6* 望遠鏡により観測が行われているが、VHE γ 線は検出されず上限値を与えただけであった。これは、VHE γ 線フラックスの時間的変動によるものとされている [30]。

1.4 理論モデル

1.4.1 Synchrotron Self-Compton モデル

低エネルギー成分は電波領域から可視光領域に渡って偏光が認められることから、ジェット内部で加速された相対論的電子がシンクロトロン放射をすることにより発生していると考えられている。高エネルギー成分の放射機構については、現在でも統一的な見解は得られていないが、一般的には Synchrotoron Self-Compton(SSC) モデルにより説明されている [37]。このモデルによれば、シンクロトロン放射により発生した低エネルギー光子が、ジェット内部の (低エネルギー光子を放出した) 相対論的電子との逆コンプトン (Inverse Compton:IC) 過程によりエネルギーを与えられて高エネルギー成分を発生していると考えられている。

この SSC モデルを用いて地球で観測される VHE γ 線のフラックスを見積もるために、以下の簡単な計算を行う [27]。まず、いずれの天体も Mkn 421 と同様にシンクロトロン成分と IC 成分の SED は同じスペクトルを持っており、IC 成分は $\zeta_{SSC} \sim 10^9$ だけ高エネルギー側にずれていると仮定すると、式 1.4 のスケーリング則が得られる。

$$\frac{\nu_X F_X}{L_{Syn}} \sim \frac{\nu_{TeV} F_{TeV}}{L_{IC}} \tag{1.4}$$

さらに、Mkn 421 等のブレーザーはシンクロトロン成分と IC 成分の強度がほぼ同じ ($L_{Syn} \sim L_{IC}$) であるため、式 1.5 が成立する。図 1.5(Mkn 501 の SED) においても、この関係式がほぼ成立していることが直観的に理解できる。

$$\nu_X F_X \sim \nu_{TeV} F_{TeV} \tag{1.5}$$

X 線領域と VHE γ 線領域におけるフラックスの時間的変動には相関があるので [31]、*RXTE-All Sky Monitor* (*RXTE-ASM*, 観測エネルギー領域:$2-10\ keV$[32]) の平均カウント数 N_{ASM} より VHE γ 線領域の微分フラックス ($dF_{TeV}(E)/dE \propto E^{\alpha}$) を計算することができる。まず、$2-10\ keV$ 領域における微分エネルギースペクトルの冪が Crab と同様の値 (index $\simeq -2.0$) を持っていると仮定すると、*RXTE-ASM* で観測される微分エネルギースペクトルは式 1.6 の様になる。

$$\frac{dF_X(E)}{dE} \;=\; N_{ASM}\left\{S_{ASM}\int_{2keV}^{10keV} E^{-2.0}dE\right\}^{-1} E^{-2.0}\,. \tag{1.6}$$

ここで S_{ASM} は、*RXTE-ASM* が使用している検出器 *Scanning Shadow Camera* の有効検出面積で、5 keV の X 線に対して $\sim 30\ cm^2$ である[32]。式 1.5 より $F_{TeV} \sim (\nu_X/\nu_{TeV})F_X = \zeta_{SSC}^{-1}F_X$ となるので、式 1.6 より式 1.7 で表される VHE γ 線のエネルギースペクトルが計算される。

$$\frac{dF_{TeV}(E)}{dE} \;=\; \zeta_{SSC}^{-1}\frac{dF_X(E)}{dE} \tag{1.7}$$

このエネルギースペクトル (式 1.7) は、第 1.3.3 節で述べた IIRF による吸収の影響を受けるため、式 1.8 のように修正される。

$$\frac{dF_{TeV}(E)}{dE} \;=\; \zeta_{SSC}^{-1}\frac{dF_X(E)}{dE}\exp\{-\tau(E_{TeV},z)\} \tag{1.8}$$

以上で与えられたパラメータを式 1.8 に代入して計算すると、式 1.9 の変換式が得られ、計算に必要なパラメータは、微分エネルギースペクトルの冪 α と *RXTE-ASM* の平均カウント数 N_{ASM}、及び、発生源の赤方偏移 z だけとなることが分かる。

$$\frac{dF_{TeV}(E)}{dE} \;=\; 8.33\times10^{-11}\ N_{ASM}E^{\alpha}\exp\{-\tau(E_{TeV},z)\} \tag{1.9}$$

1.4.2 その他のモデル

先述した SSC モデルは、低エネルギー光子の発生源をジェット内部に求めているが、この描像の根拠は明確になっていない。この SSC モデルの亜種として、低エネルギー高子の発生源をジェット外部に求める External Radiation Compton(ERC) モデルが幾つか提唱されている。ERC モデルのうち代表的なものとしては、大質量ブラックホール (Massive Black Hole:MBH) の周囲に形成されている降着円盤から発生する紫外線が直接ジェットに入射するといったもの [38]、または、この紫外線が AGN 近傍に存在する Broad Line Region(BLR) 等といった分子雲により再過程をうけてジェットに入射するといったモデルが有名である [39]。いずれのモデルもジェットに入射した後は、相対

論的電子との IC 効果にエネルギーを得て高エネルギー成分を形成する。また、BL Lac 天体以外の AGN の SED は、SSC 過程と ERC 過程それぞれの寄与を受けていると考えているモデルも提唱されている [40]。

以上のモデルは、レプトンを用いることにより AGN の放射機構を説明しているので、レプトニックジェットモデルとも呼ばれるが、これに対してハドロンを用いているハドロニックジェットモデルと呼ばれるものも存在している [41][42]。このモデルは、主にジェット内部で加速された陽子がカスケードを発生して γ 線を生成して高エネルギー成分を形成するとしている。ハドロンを直接加速しているので、宇宙線の加速機構の候補として期待されている。また、レプトニックジェットモデルとの大きく異なっている点は、ジェット内部で発生する陽子起源のカスケードによるニュートリノの発生である。

1.5 多波長観測

以上で述べた AGN における放射機構を説明するレプトニックジェットモデルは、ジェット内部で加速された相対論的電子が、ジェット内部の磁場と相互作用することに等より、電波から γ 線に渡る波長領域の SED が形成されると説明している。これらのモデルに与えられたパラメータは、ジェット内部へ放出される電子の最大エネルギー、最小エネルギー、エネルギースペクトルの傾き、磁場強度、放射領域のサイズ、ドップラー因子等がある。ハドロニックジェットモデルについても、同様なパラメータが与えられている。

最終的に計算される SED はこれらのパラメータに依存して変化するが、どのように変化するかはモデルによって異なる。例として、SSC モデルにおいてパラメータを独立に変化させた場合の、SED の変化の様相を図 1.7 に示しておく。従って、SED 全領域に渡る観測を行うことにより各モデル間の検証及び比較を行うことが可能となる。また、AGN は時間的変動が激しく、変動が全波長領域に及ぶため、ジェット内部の物理現象を正確にとらえるためには、全波長領域で同時に観測を行うことが必要となる。しかし、多波長領域での同時観測キャンペーンが行われるようになったのはこの数年以内であり、広範囲に渡る波長領域で同時に観測されている天体は少ない。このため、

時間的に隔たりのある過去の観測結果を含めた SED を利用して、各モデル間の検証を行っているのが現状である。それ故に、現時点では複数のモデルが 1 つの観測結果について説明を加えることが出来ており、いずれかのモデルを明らかに棄却できるまでには至っていない。各モデル間の検証を行うためには、長期間に渡る同時多波長観測が求められている。

SSC 等のレプトニックジェットモデルは、低エネルギー成分、高エネルギー成分それぞれがピークを迎える周波数から、ジェット内部の磁場強度や相対論的電子のエネルギースペクトルを推定している。低エネルギー成分のピークについては、*ASCA* や *RXTE* を始めとする X 線衛星が観測している $2-10\ keV$ 領域で比較的きれいに捉えられている。しかし、硬 X 線領域から γ 線領域に現れる高エネルギー成分を観測できる望遠鏡の数は世界でも数えるほどしかなく、最近では、$HE\ \gamma$ 線 ($30\ MeV - 30\ GeV$) 領域の *EGRET*、$VHE\ \gamma$ 線 ($\geq 300\ GeV$) 領域の IACT(*Whipple, HEGRA, CANGAROO-II*) が、同時観測キャンペーンに参加しているが、HE γ 線領域と VHE γ 線領域の間に存在するギャップに存在することが期待されている高エネルギー成分のピークを確認するため、*GLAST*(HE γ 線), *VERITAS*, *HESS*, *CANGAROO-III*(以上、VHE γ 線) 等といった次世代の望遠鏡の登場が期待されている。

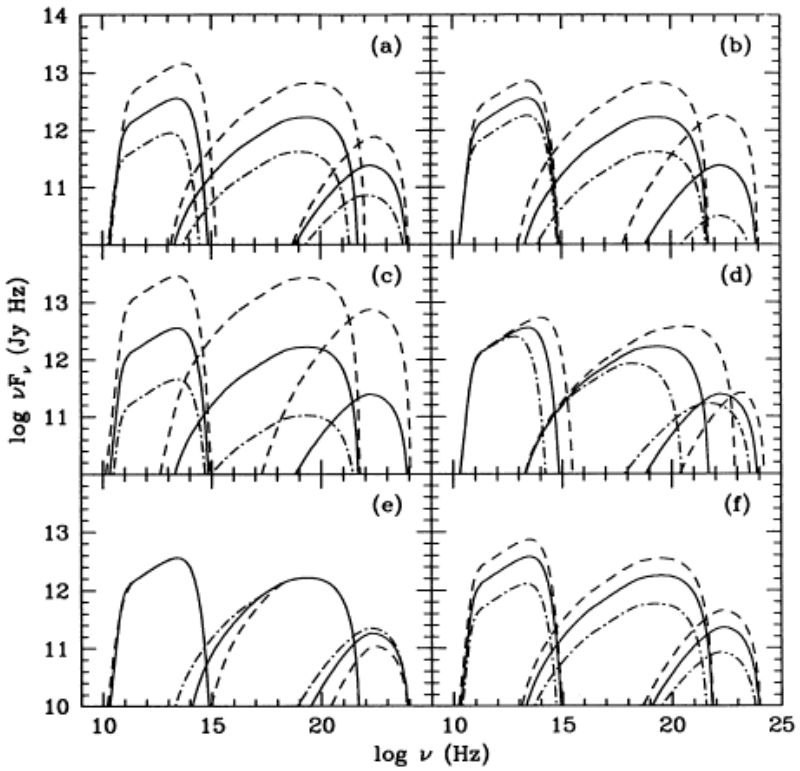

図 1.7: SSC モデルから計算した SED の例

SSC モデルで与えられたパラメータを独立に変化させた結果。放射領域の形状は一様かつ球形で、非熱的成分のみを計算。各パラメータの値は一点破線、実線、破線の順に変化。(a) 磁場 $B = 0.3, 0.6, 1.2\ G$, (b) 相対論的電子のエネルギースペクトル規格化定数 $N_0 = 2.2 \times 10^{-6}, 4.4 \times 10^{-6}, 8.8 \times 10^{-6} cm^{-3} ergs^{1.5}$, (c) 放射領域の半径 $R = 6.5 \times 10^{17}, 1.3 \times 10^{18}, 2.6 \times 10^{18} cm$, (d) 相対論的電子エネルギースペクトルの最大値 (ローレンツ因子) $\gamma_2 = 2000, 4000, 8000$, (e) 相対論的電子エネルギースペクトルの最小値 (ローレンツ因子) $\gamma_1 = 10, 30, 100$, (f)R の値を (c) と同様に変化させ、$N_0 R$ の値が定数となるように N_0 の値を変化。(a)-(f) の図で変化させたパラメータ以外は、前述の中間の値に固定。ピークは、エネルギーの低い方から順に、シンクロトロン成分、1 次 IC 成分、2 次 IC 成分。実際の観測では、2 次 IC 成分の寄与は殆んど無い。[37] より引用。

第2章　γ線検出技術

2.1　空気シャワー

2.1.1　電磁カスケードシャワー

VHE γ線が地球の大気層上層に入射すると、大気層を構成する原子核や分子と相互作用し、電子陽電子対生成を起こす (式 2.1)。発生した荷電粒子は、制動放射などによりγ線を発生し、これらが再び電子陽電子対生成を起こす。このようにして、大気層に入射したVHE γ線は雪崩式に粒子数を増やして電磁カスケードシャワーを発達させる。図 2.1 の左にシミュレーションから得られた電磁カスケードシャワーの投影図を示す。電磁カスケードシャワーを構成する粒子は、発達初期には荷電粒子の制動放射により粒子数を増加させるが、発達後期には各粒子に分配されるエネルギーが小さくなり、電離損失の断面積が支配的になるため、シャワーは減衰して最後は消滅する。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \tag{2.1}$$

2.1.2　核子カスケードシャワー

地球の大気層上層に大量に降り注ぐ1次宇宙線陽子によっても電磁カスケードシャワーと同様の空気シャワーが発達する。大気層に入射した陽子もやはり、大気層を構成する原子や分子と相互作用し、大量のハドロンや$\pi^0, \pi^\pm, K^0, K^\pm$などといったメソンを放出する。これを、核子カスケードシャワーと呼ぶ。核子カスケードシャワーを構成する粒子のうち、π^0は寿命が短く、発生直後に2つのγ線に崩壊し (式 2.2)、電磁カスケードシャワーと同じ構造を持ったサブシャワーを発達させる。また、$\pi^\pm$は、π^0よりも比較的寿命は長いが、短時間で崩壊しミューオンを発生する (式 2.3, 2.4)。$\pi^0, \pi^\pm$は動径方向の運動量を多く持ち出すため、核子カスケードシャワーは電磁カスケードシャワーよりも動径方向に広く荷電粒子を分布させながら発達する。シミュレーションにより得ら

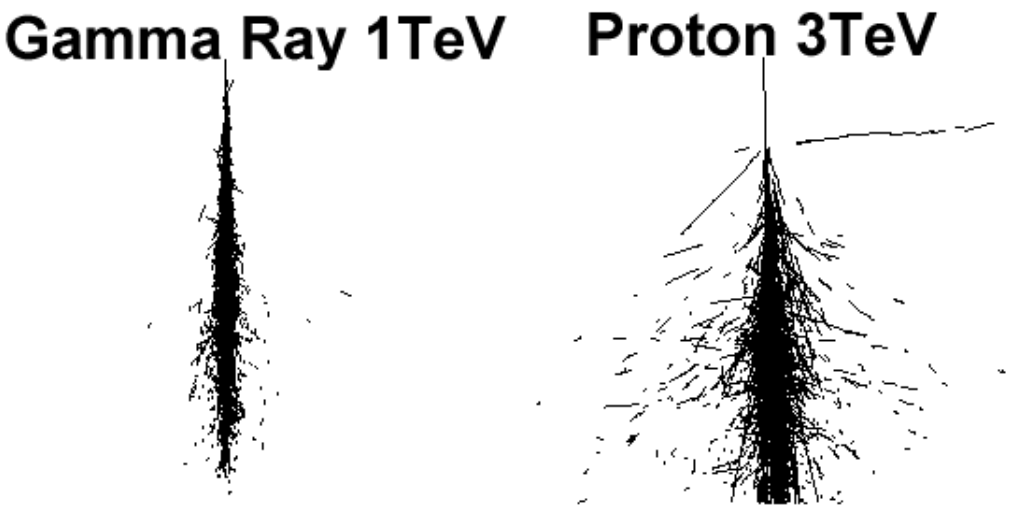

図 2.1: 空気シャワー発達の様相 (投影図)

左図:1 TeV の γ 線から発達した電磁カスケードシャワーの投影図、右図:3 TeV の 1 次宇宙線陽子から発達した核子カスケードシャワーの投影図。電磁カスケードシャワーの形状は、比較的小さな領域にまとまっているのに対し、核子カスケードシャワーの形状は $\pi^0, \pi^{\pm}$ 等が横方向の運動量を持ち出すために、広がった分布をしているのが分かる。

れた、核子カスケードシャワーの投影図を 2.1 の右側に示す。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{2.2}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.3}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu} \tag{2.4}$$

2.2 チェレンコフ光

電磁カスケードシャワーおよび核子カスケードシャワーに含まれる荷電粒子が、大気層中 (屈折率 $n \simeq 1.0002$) の光速を越える速度で運動すると、チェレンコフ光と呼ばれる光を放出する。この光は偏光しており、荷電粒子の運動方向に対して式 2.5 で表される角度 θ で放出される。

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{1}{n\beta}\right) \tag{2.5}$$

ここで、$\beta = v/c$, c は真空中での光速度、v は荷電粒子の速度、n は大気層の屈折率で、これは波長が $400\ nm$ の光に対して式 2.6 で表される。

$$n - 1 = 0.000296\left(\frac{x}{1030\ [g\ cm^{-2}]}\right)\left(\frac{T}{273.2\ [K]}\right)^{-1} \tag{2.6}$$

$x\ [g\ cm^{-2}]$ は大気層の深さ、$T\ [K]$ は大気層の温度を表し、$T = 204 + 0.091x$ で計算される。

気温が $20\ ^{\circ}C\ (= 296.2\ K)$ の場合、地表 $(x = 1030\ [g\ cm^{-2}])$ における大気の屈折率は、$n \simeq 1.00028$ となるので、相対論的荷電粒子 $(\beta \sim 1)$ から放出されるチェレンコフ光の放出角は、$\theta \simeq 1.3^{\circ}$ となる。

大気層に垂直に入射した電磁カスケードシャワーは、動径方向には大きく発達せず荷電粒子はほぼ鉛直に運動しているように近似でき、$\sim 10\ km$ の高度で粒子数を最大に発達させるので、地表においては半径 $\sim 200\ m$ の円内で一様にチェレンコフ光が分布する[1]。モンテカルロシミュレーションから計算した、地表におけるチェレンコフ光密度の分布を図 2.2 に示す。これに対して、核子カスケードシャワーは、仮に大気層に垂直に入射したとしても、π^0 が動径方向の運動量を多く持ち出すので、電磁カスケードシャワーと同じ構造を持ったサブシャワーが不規則な方向で発達する。このため、地表においてもチェレンコフ光は非一様に分布し、光子密度分布は乱雑になる。図 2.3 に核子カスケードシャワーによるチェレンコフ光密度分布の例を示す。

チェレンコフ光放射による単位長さ dl 当たりの荷電粒子のエネルギー損失率は、式 2.7 から計算できる。

$$\frac{dE}{dl} = \left(\frac{Ze}{c}\right)^2 \int_{\beta n > 1} \left\{1 - \left(\frac{1}{\beta n}\right)^2\right\} \nu\ d\nu \tag{2.7}$$

ここで、ν は放出されたチェレンコフ光の周波数、Ze は粒子の電荷。従って、$\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ の波長領域で放出されるチェレンコフ光の光子数は式 2.8 で表わすことができる。α は微細構造定数で

[1] $\sim 10\ km$ 上空では大気層の屈折率が地表付近よりも小さくなるため、実際の分布半径はこれよりもさらに小さくなる。

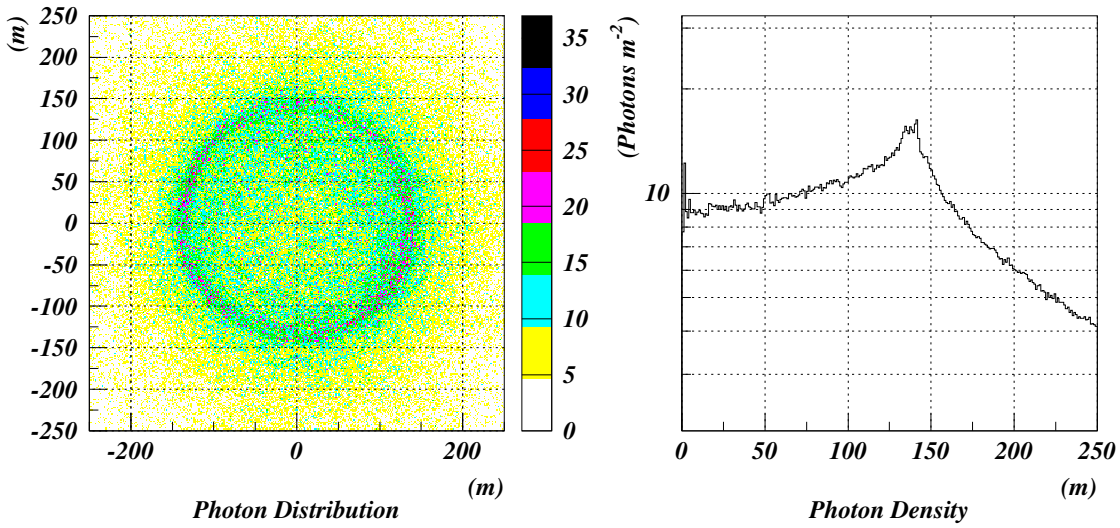

図 2.2: 電磁カスケードシャワー ($1\ TeV\ \gamma$ 線) によるチェレンコフ光の分布

左図:電磁カスケードシャワーから発生したチェレンコフ光の地表における密度分布、右図:チェレンコフ光密度のラテラル分布。

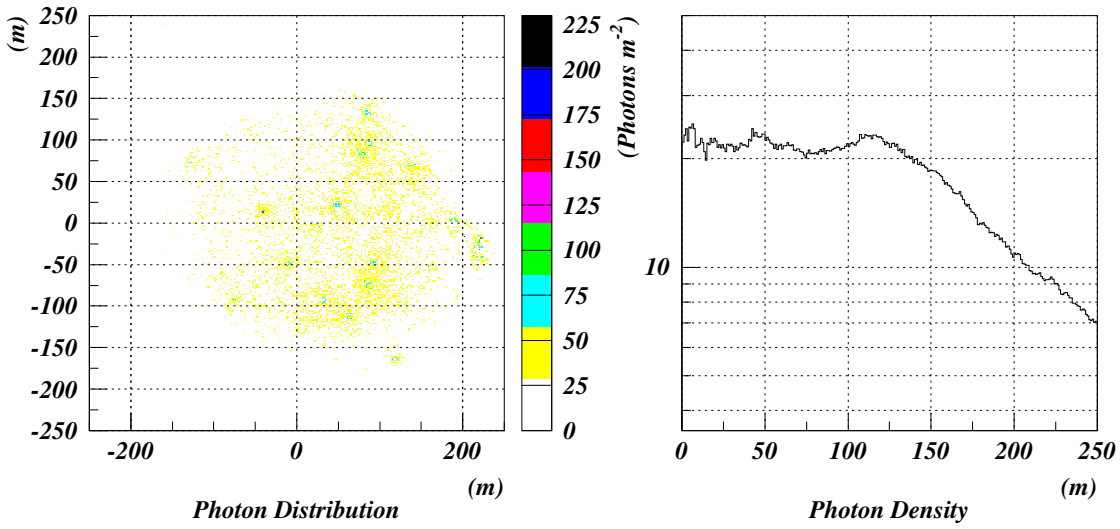

図 2.3: 核子カスケードシャワー ($3\ TeV$ 陽子) によるチェレンコフ光の分布

左図:核子カスケードシャワーから発生したチェレンコフ光の地表における密度分布、右図:チェレンコフ光密度のラテラル分布。

ある。

$$N = 2\pi\alpha Z^2 l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\left\{1 - \left(\frac{1}{\beta n}\right)^2\right\} \tag{2.8}$$

式 2.8 から分かるように、空気シャワーから放出されるチェレンコフ光の光子数は、空気シャワーを構成している荷電粒子の数に比例している。また、空気シャワー中の荷電粒子数は、入射粒子のエネルギーに比例して増加するので、最終的には地表におけるチェレンコフ光の分布密度が入射エネルギーに比例することになる[2]。

地表付近 ($n \simeq 1.00028$) を、相対論的電子 ($\beta \sim 1$) が 1 m 走った場合、$280 - 450$ nm の波長領域内に放出されるチェレンコフ光子は、僅か ~ 40 $photons$ しか発生しない。このように、電磁カスケードシャワーは非常に微弱な光しか発生しない。従って、電磁カスケードシャワーからのチェレンコフ光は検出するためには、人工光が無い場所で、月の出ていない時間帯に観測を行うのが理想的である。また、天候が悪いと空気シャワーから発生したチェレンコフ光は、雲によって遮られてしまうので、晴天率の高い場所に望遠鏡が設置されるのが普通である。

2.3 解像型空気チェレンコフ望遠鏡

一般的な解像型空気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Air Cherenkov Telescope:IACT) は、電磁カスケードシャワーから発生したチェレンコフ光を大口径の反射鏡で集めて、主焦点面に設置した数百本程度の光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube:PMT) を組み合わせたイメージングカメラでイメージ (シャワーの像) を捕らえる。これと同時に、1 次宇宙線陽子等から発達した核子カスケードシャワーも γ 線によるものと似たイメージを作るので、大量のバックグラウンドとなる。シミュレーションで得られる典型的な γ 線及び 1 次宇宙線陽子のイメージを図 2.4 に示す。この 1 次宇宙線陽子により発生するバックグラウンドを効率よく除去するため、捕らえたイメージそれぞれについてイメージング法を利用して解析を行う。

[2]空気シャワーは確率過程を経て発達するので、チェレンコフ光の分布密度と入射エネルギーとの相関関係にも相応の揺らぎが含まれる。

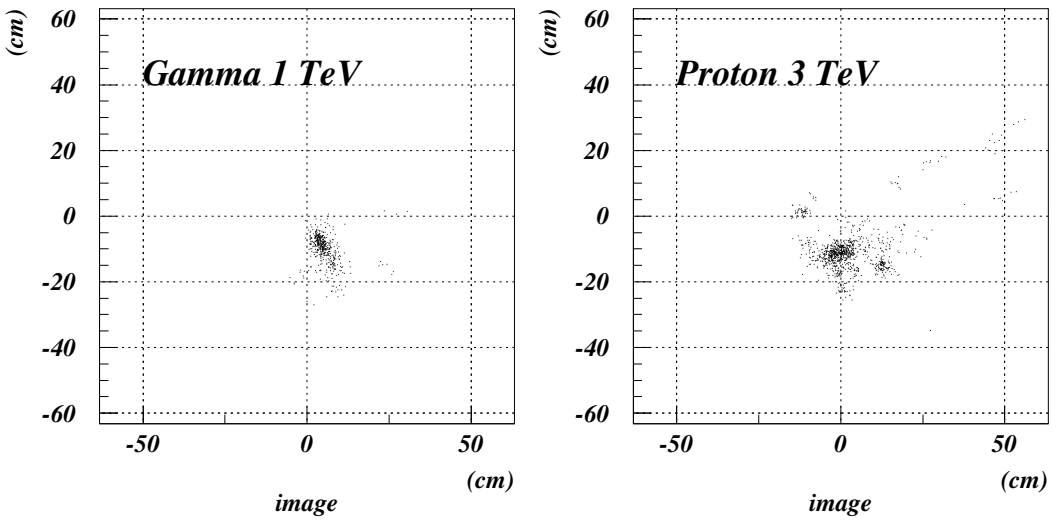

図 2.4: 焦点面で捉えた空気シャワーの像

左図:1 TeV γ 線により発生した電磁カスケードシャワーを捉えたイメージの例、右図:1 次宇宙線陽子により発生した核子カスケードシャワーを捉えたイメージの例。いずれのイメージも、シミュレーションで計算したもの。

2.3.1 イメージ解析

電磁カスケードシャワー及び核子カスケードシャワーそれぞれの発達過程は大きく異なっており、イメージングカメラで捕らえたイメージはこれらの違いを反映している。これらの相違点を定量化するために、図 2.5 に示すように焦点面上で捕らえたイメージを楕円で近似してイメージパラメータを定義する

イメージングカメラの中心を原点として、i 番目の PMT の座標を (x_i, y_i)、捕らえた光量 (信号強度) を s_i とすると、イメージパラメータは以下のように計算される。

まず、次式を定義する。

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i}{\sum_i s_i} \tag{2.9}$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle x^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2}{\sum_i s_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^2}{\sum_i s_i} \tag{2.10}$$

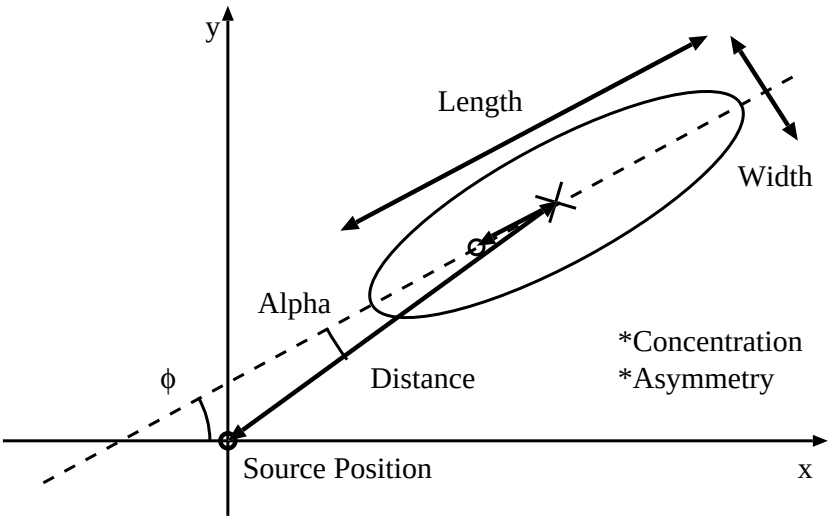

図 2.5: イメージパラメータの定義

シャワーの像を楕円で近似し、長軸を $Length$, 短軸方向を $Width$ と呼ぶ。長軸方向の破線がシャワー軸に相当している。また、イメージ中心からカメラ中心までの距離を $Distance$ と呼ぶ。$Alpha$ は、γ 線源からのシャワー軸のぶれの角度を表す。詳細は本文参照。

$$\langle x^3\rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^3}{\sum_i s_i}, \quad \langle x^2 y\rangle = \frac{\sum_i s_i x_i^2 y_i}{\sum_i s_i}, \quad \langle xy^2\rangle = \frac{\sum_i s_i x_i y_i^2}{\sum_i s_i}, \quad \langle y^3\rangle = \frac{\sum_i s_i y_i^3}{\sum_i s_i} \tag{2.11}$$

上式を踏まえて、さらに次式を定義する。

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy\rangle - \langle x\rangle\langle y\rangle, \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2\rangle - \langle y\rangle^2 \tag{2.12}$$

$$\sigma_{x^3} = \langle x^3\rangle - 3\langle x^2\rangle\langle x\rangle + 2\langle x\rangle^3, \quad \sigma_{y^3} = \langle y^3\rangle - 3\langle y^2\rangle\langle y\rangle + 2\langle y\rangle^3 \tag{2.13}$$

$$\sigma_{x^2y} = \langle x^2 y\rangle - 2\langle xy\rangle\langle x\rangle - \langle x^2\rangle\langle y\rangle + 2\langle x\rangle^2\langle y\rangle, \quad \sigma_{xy^2} = \langle xy^2\rangle - 2\langle xy\rangle\langle y\rangle - \langle x\rangle\langle y^2\rangle + 2\langle x\rangle\langle y\rangle^2 \tag{2.14}$$

ここで、$d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}$, $z = \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}}$ と置くと、

$$Width = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2}}, \quad Length = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2}}. \tag{2.15}$$

イメージングカメラ上において目標天体の位置を (x_s, y_s) とすると、$Distance$ ベクトル: $\vec{\mathcal{D}} = (x_{\mathcal{D}}, y_{\mathcal{D}})$ は、

$$\vec{\mathcal{D}} = (x_s - \langle x \rangle,\ y_s - \langle y \rangle) \tag{2.16}$$

となるので、

$$Distance = \sqrt{x_{\mathcal{D}}^2 + y_{\mathcal{D}}^2}\ . \tag{2.17}$$

楕円の長軸方向を示す単位ベクトル $\vec{u} = (x_u, y_u)$ は次式で表される。

$$\vec{u} = \left(\sqrt{\frac{z-d}{2z}},\ \frac{\sigma_{xy}}{|\sigma_{xy}|} \sqrt{\frac{z+d}{2z}} \right). \tag{2.18}$$

従って、

$$Alpha = \cos^{-1}\left(\frac{x_u x_{\mathcal{D}} + y_u y_{\mathcal{D}}}{Distance} \right). \tag{2.19}$$

そして、$Asymmetry$ ベクトル: $\vec{\mathcal{A}}$ は、

$$\tan\phi = \frac{d+z}{2\sigma_{xy}}, \tag{2.20}$$

$$\sigma_{\mathcal{A}}^3 = \sigma_{x^3} \cos^3\phi + 3\sigma_{x^2y} \cos^2\phi \sin\phi + 3\sigma_{xy^2} \cos\phi \sin^2\phi \sigma_{y^3} \sin^3\phi \tag{2.21}$$

より、

$$\vec{\mathcal{A}} = -\sigma_{\mathcal{A}} \vec{u}\ . \tag{2.22}$$

故に、

$$Asymmetry = \frac{\vec{\mathcal{A}} \cdot \vec{\mathcal{D}}}{(Distance)(Length)\ \cos(Alpha)}\ . \tag{2.23}$$

イメージ内で最大の信号が S_1, S_2 であったとすると、

$$Concentration = \frac{S_1 + S_2}{\sum_i s_i} \ . \tag{2.24}$$

以上で定義したイメージパラメータから得られる電磁カスケードシャワーと核子カスケードシャワーとの相違点を挙げると、

1. 電磁カスケードシャワーは、核子カスケードシャワーよりも光子の分布が細長くコンパクトになるため、$Width$, $Lenghth$ が小さくなる傾向が強い。

2. $Concentration$ は電磁カスケードシャワー起源のイメージの方が核子カスケードシャワー起源のものよりも大きくなる傾向がある。

3. 電磁カスケードシャワー起源のイメージは、$Asymmetry$ ベクトル $(\vec{A})$ が目標天体の方向を向く傾向が強い。

4. γ 線源が焦点面の中心にある場合、電磁カスケードシャワー起源のイメージは $Alpha \sim 0^\circ$ 付近に集中するのに対して、核子カスケードシャワー起源のものは、一様に分布する。

以上の傾向は、図 2.6 に示すように第 2.3.2 節で説明するモンテカルロシミュレーションから計算したイメージパラメータ分布から確認できる。

2.3.2 モンテカルロシミュレーション

VHE γ 線及び 1 次宇宙線陽子起源の空気シャワーのシミュレーションコードには、$CERN$ library の検出器シミュレーションライブラリである $GEANT$ を使用している。このライブラリを使用して、地球の大気層を 80 層の巨大なカロリメータとみなして計算している。各カロリメータ層の厚さは、米国標準大気モデル (US standard atmospheric structure) を使用して任意の高度における大気の密度を求め、各層の深さが $13.9\ g\ cm^{-2}$ になるように 80 等分している。これは、$\sim 0.5\ radiation\ length$ 以下の厚さに相当する。地球磁場は、一様な双極子磁場で近似し、CANGAROO-II 望遠鏡の設置

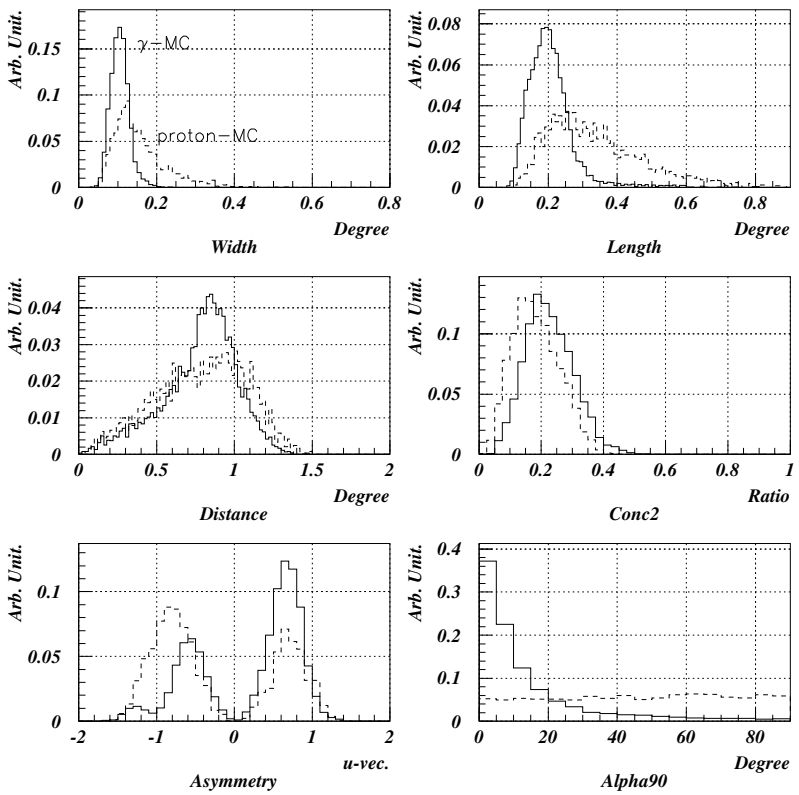

図 2.6: シミュレーションによるイメージパラメータ分布

実線:γ 線シミュレーション、破線:陽子シミュレーション。γ 線、陽子の微分エネルギースペクトルの冪は、それぞれ-2.5, -2.7 の単一の冪を仮定し、エネルギーは γ 線に対して $100\ GeV - 10\ TeV$、陽子に対して $300\ GeV - 30\ TeV$ の領域で計算を行ってある。いずれの場合も、天頂方向に目標天体がある場合を仮定している。

場所 (東経 $136°47'$, 南緯 $31°06'$) における偏角、伏角、水平分力を計算している。この大気層モデルに任意のエネルギーで γ 線及び陽子を入射させ、空気シャワーを発生させる。空気シャワーから放出される、チェレンコフ光の発生量及び放射方向は $GEANT$ が実装しているコードを用いずに、第 2.2 節で説明した方法で独自に計算している。また、大気によるチェレンコフ光の散乱は $Rayleigh$ 散乱のみを考慮している。

望遠鏡のコードで用いている主鏡パラメータは表 3.1、イメージングカメラのパラメータは第 3.3 節で示した値を使用している。小型球面鏡の反射率は $\lambda = 400\ nm$ の光に対して 85%, PMT の量子効率は 24% になっている。

シミュレーションの精度を確認するために、主に 1 次宇宙線陽子から発生するバックグラウンドを観測した $OFF\ source\ run$ から得られたイメージパラメータ分布と、陽子を用いたシミュレーションにより計算したイメージパラメータを比較した。その結果を図 2.7, 図 2.8 に示す。シミュレーションでは望遠鏡高度は各天体の平均高度を使用している。PKS2005-489 では $el = 70°$, PKS2155-304 では $el = 80°$ としている。陽子の微分エネルギースペクトルの冪は $\alpha = -2.7$ の単一の冪 ($dF(E)/dE \propto E^{\alpha}$) として、$300\ GeV - 30\ TeV$ の領域で計算している [1]。図 2.7, 図 2.8 から分かるように、$Width$, $Length$ は観測とよく一致しているが、$Distance$, $Concentration$ はあまり良い一致をしていない。これは、シミュレーションで考慮している夜光量などの観測条件の調整が不十分なためであると考えられる。

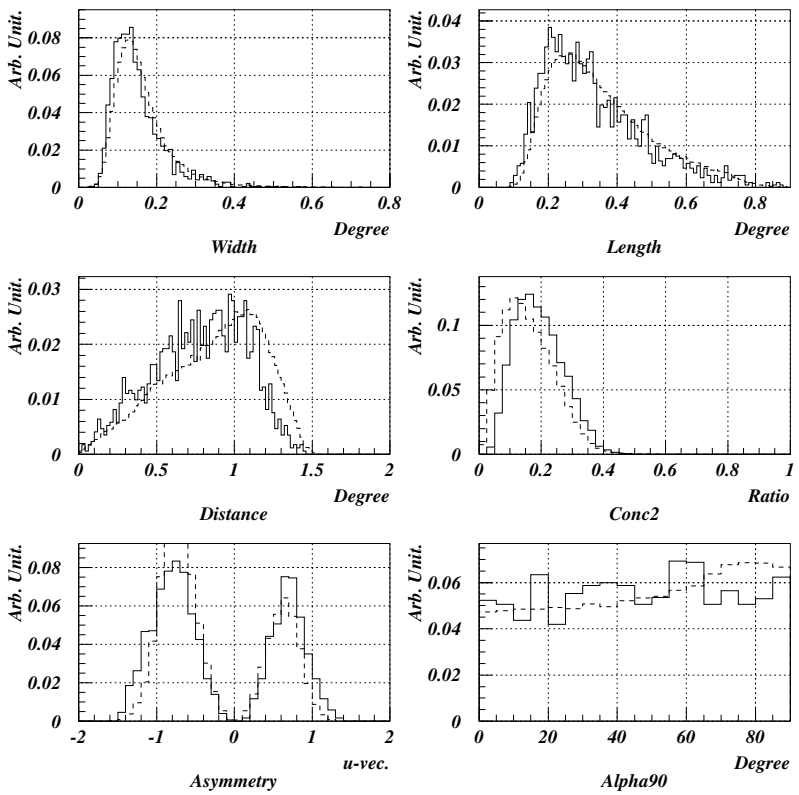

図 2.7: 陽子シミュレーションと *OFF source run* のイメージパラメータ分布

実線:陽子シミュレーション、破線:*OFF source run.* 観測高度は、$el = 70°$, 陽子シミュレーションのエネルギー領域は、300 $GeV - 30$ TeV としている。図中の *Conc2* は、*Concentration* を示している。*Width*, *Length* については良い一致をしている。*Distance*, *Concentration* は夜光量等の観測条件の考慮が不十分であるために一致していないと考えられる。

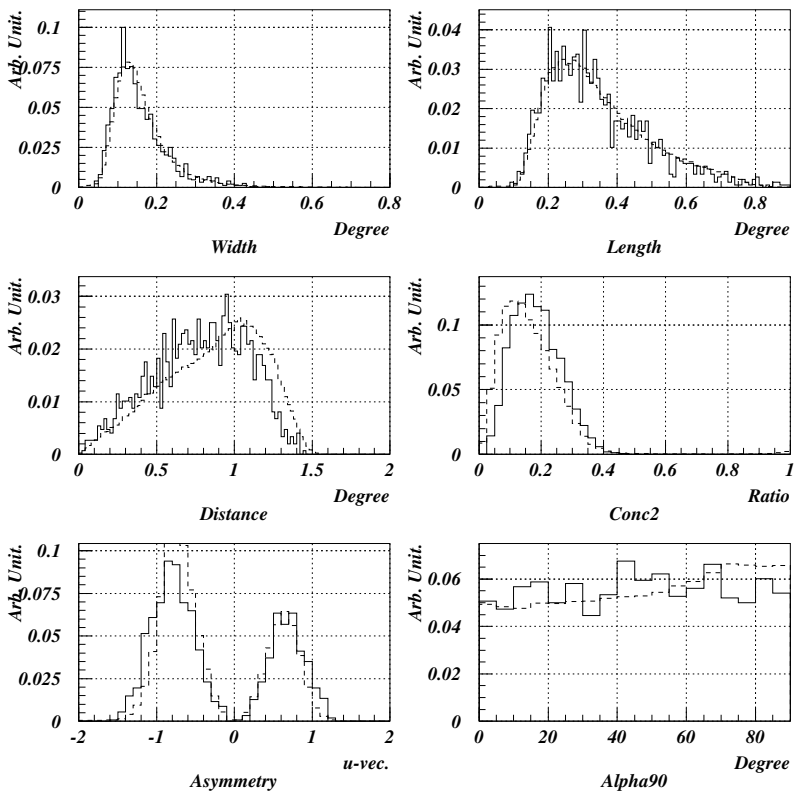

図 2.8: 陽子シミュレーションと *OFF source run* のイメージパラメータ分布

実線:陽子シミュレーション、破線:*OFF source run.* 観測高度は、$el = 80°$, 陽子シミュレーションのエネルギー領域は、$300\ GeV - 30\ TeV$ としている。図中の *Conc2* は、*Concentration* を示している。*Width*, *Length* については良い一致をしている。*Distance*, *Concentration* は夜光量等の観測条件の考慮が不十分であるために一致していないと考えられる。

第3章　CANGAROO II 望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma-Ray Observatory in the Outback) チームは、日本と豪州の様々な研究機関が参加する国際プロジェクトとして、豪州ウーメラにおいて 1991 年から VHE γ 線の観測を行っている。当時は、CANGAROO 望遠鏡 (口径 3.8 m) と呼ばれる IACT を使用していた。1999 年 3 月には、口径 7 m の望遠鏡が新たに建設され、2000 年 3 月に主鏡の口径が 10 m に拡張されて CANGAROO-II 望遠鏡となり現在に至っている (図 3.1)。

3.1　主鏡

主鏡は、炭素繊維強化プラスチック (Carbon Fiber Reinforced Plastic:CFRP) 製の小型球面鏡 (直径 80 cm, $f = 16.4\ m$) を 114 枚組み合わせて構成される複合鏡である。小型球面鏡を取り付けるサポートフレームは焦点距離 8 m の回転放物面を持っており、主焦点面で並行光の経路長が等しくなっている。このため、チェレンコフ光子の到来時間情報を正確に捕らえることが可能となっている。主鏡の中心部分は、観測中にイメージングカメラの影となるので、小型球面鏡は取り付けられておらず、代わりにデータ較正用の青色 LED が取り付けてある。主焦点面における点源の像は、CCD カメラによる測定で $\sim 0.1^{\circ}$(FWHM) になることが調べられている。CANGAROO-II 望遠鏡の主鏡パラメータを表 3.1 にまとめる。

従来のガラス製反射鏡を用いると、自重による変形が主鏡の光学特性に影響するため、サポートフレームの構造が複雑になり、アクチュエータ等による補正も必要となる。CANGAROO-II 望遠鏡は CFRP 製反射鏡を採用することにより、大幅な軽量化 (1 枚 $\sim 5.5\ kg$) に成功し、自重変形の問題を克服している。

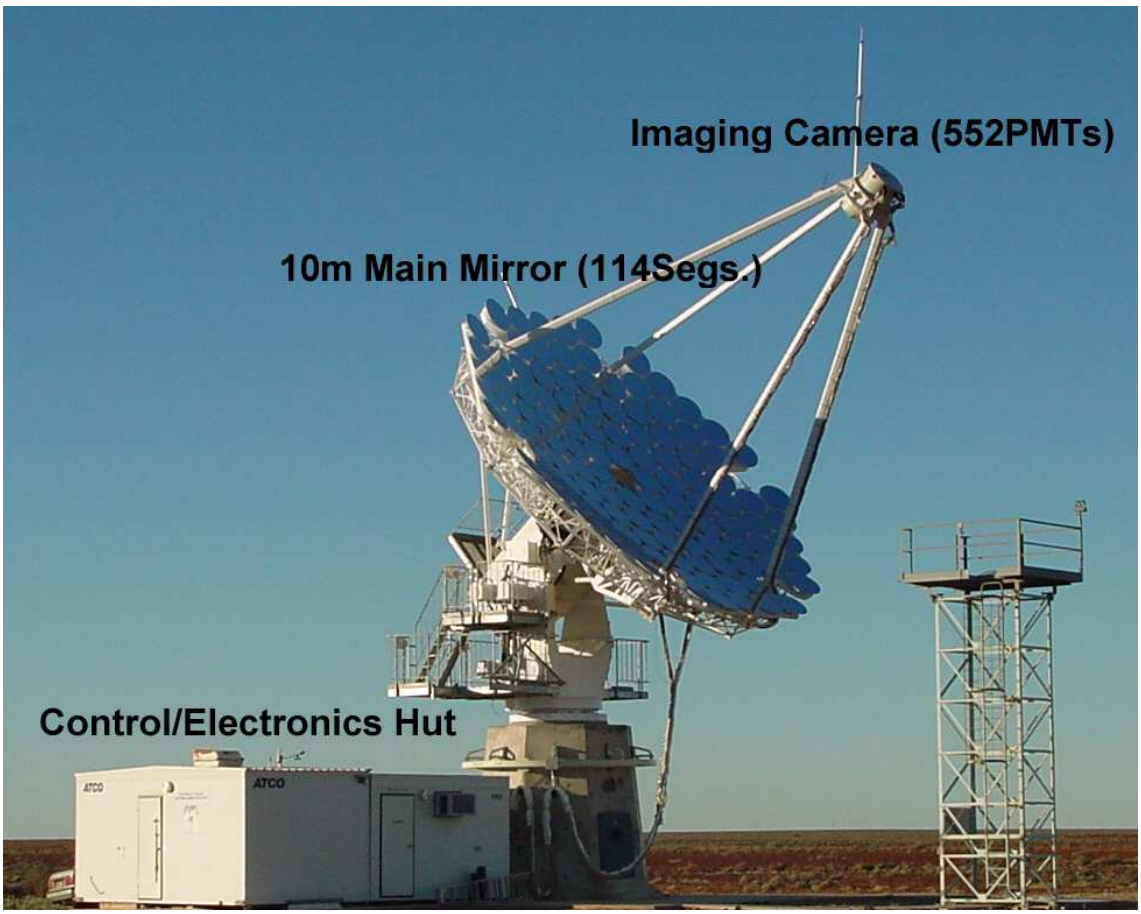

図 3.1: CANGAROO-II 望遠鏡

表 3.1: CANGAROO II 望遠鏡の主鏡パラメータ

Mirror material	CFRP
Mirror shape	Parabola
Diameter	10 m
Focal length	8 m
Number of segment	114
Segment diameter	80 cm
Mirror surface	5.7×10^5 cm^2
PSF	0.1°(FWHM)

3.2 台座

小型球面鏡を取り付けたサポートフレームは、経緯台式の台座に載せられており、観測小屋内に設置された制御架により制御されている。この制御架は、68k 系プロセッサを搭載した CPU ボードを内蔵しており、台座に取り付けられた 4 台の制御用モーター (Azimuth 方向 $\times 2$ 台、Elevation 方向 $\times 2$ 台) を制御して、目的の座標へ望遠鏡本体を向けている。

目標天体の座標は天体追尾用コンピュータで計算され、100 $msec$ 毎にシリアル回線を介して制御架に送られている。この際、制御用モーターのエンコーダ値を制御架から読み込み、望遠鏡の天体追尾情報をデータ収集系へ送っている。天体追尾用コンピュータの OS は Linux を使用しているが、Linux カーネルはシステム管理プロセスを定期的に実行するため、100 $msec$ 周期の高頻度で発生するようなユーザプロセスを正確に実行することが出来ない。このため、カーネルにリアルタイム動作に適応させるためのパッケージ (KURT) を適用してこの問題を克服している。また、天体追尾用コンピュータは GPS 受信器 (Furuno TS-800) から GPS 信号を受取って、システムクロックを UTC に同期させることにより、天体追尾の精度を 1 $arcmin$ 以下に保っている。

3.3 検出器

焦点面に設置されたイメージングカメラは、格子状に並べた 552 本の PMT から構成されている (図 3.2)。各 PMT は浜松ホトニクス社の R4124UV(外径 13.5 ϕ、光電面の直径 10 ϕ) を使用しており、これが 1 画素にあたる。円形の光電面を持った PMT を格子状に並べているので、各画素間のすき間を埋めるために正方形の集光器 (1.6 $mm \times 1.6$ mm) が取り付けてある。これにより 1 画素当たり、$0.115^\circ \times 0.115^\circ$ の視野を持つ。イメージングカメラ全体の視野は、$\sim 3^\circ$ になっている。

また、信号増幅用の高圧電源 (High Voltage:HV) は、観測小屋から 1 BOX 単位 (4×4 $PMTs$) で供給されている。イメージングカメラ全体で 32 $BOXies$ 使用しており、6 $BOXies \times 6$ $BOXies$ の方形に配置されている。中心部分の 4 $BOXies \times 4$ $BOXies$ ($= 16$ $PMTs \times 16$ $PMTs$) は、DAQ トリガー判別に使用され、トリガー領域と呼ばれる。トリガー領域の視野は $\sim 1.8^\circ$ である。

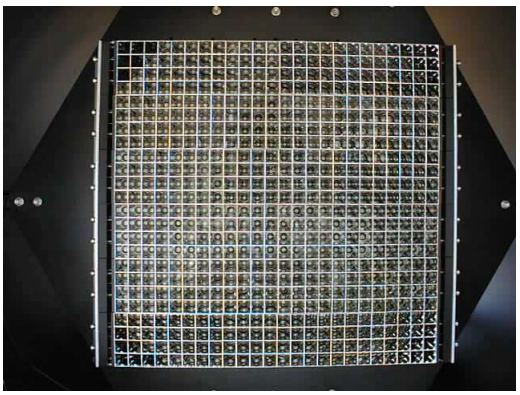

図 3.2: イメージングカメラ

イメージングカメラを正面から見たもの。格子状に配置された PMT の前面に正方形の集光器が取り付けてあるのが分かる。

3.4 データ収集系

PMT から出力された信号は、全長 36 m のツイストペアケーブルを用いて観測小屋に引き込まれる。小屋に引き込まれた信号はシグナルディバイダーにより 2 分割され、一方はそのまま電荷量積分型 VME-ADC(VME specific Analog to Digital Converter) へ、もう一方は *TKO*(Tristan KEK Online specific) モジュールへ入力される。*TKO* モジュールの概念図を図 3.3 に示す。*TKO* モジュール内部では、入力された信号をシェーピングアンプで整形して様々な処理を施した後、*Analog Sum* 信号, *Logical Sum* 信号を出力する。*Analog Sum* 信号、*Logical Sum* 信号は、それぞれ *BOX* に入射した光量、*BOX* 内でヒットした (閾値 *lsum_discri* を越える信号を出力した)PMT の数に対応する大きさの信号になっている。また、*TKO* モジュールは TDC(Time to Digital Converter) に入力する信号も供給している。

データ取得 (Data AcQuisition:DAQ) 用トリガーは、イメージングカメラのトリガー領域から出力された信号を *TKO* モジュールで処理して、その結果を元に決定される。具体的には、トリガー領域内でヒットした PMT の数 (*Nhit*)[1]が 5 *PMTs* 以上あり、なおかつ、既定の値 (*CAMAC discri*) を越える *Analog Sum* を出力した *BOX* の数 (*Nbox*) が 1 *BOX* 以上存在した場合にトリガーが掛かり、DAQ が開始される。

[1] *Nhit* はトリガー領域から得られた 16 *BOXies* 分の *Logical Sum* 信号を全て足し合わせて得られる。

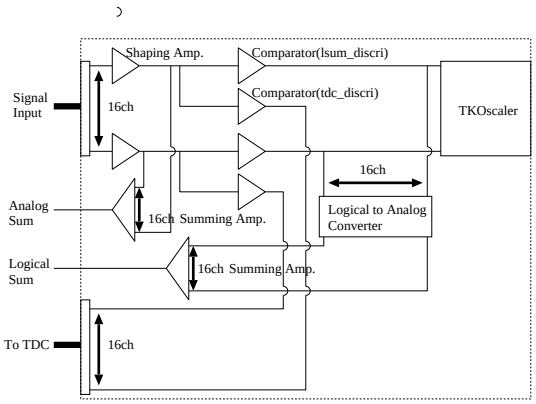

図 3.3: TKO モジュール概念図

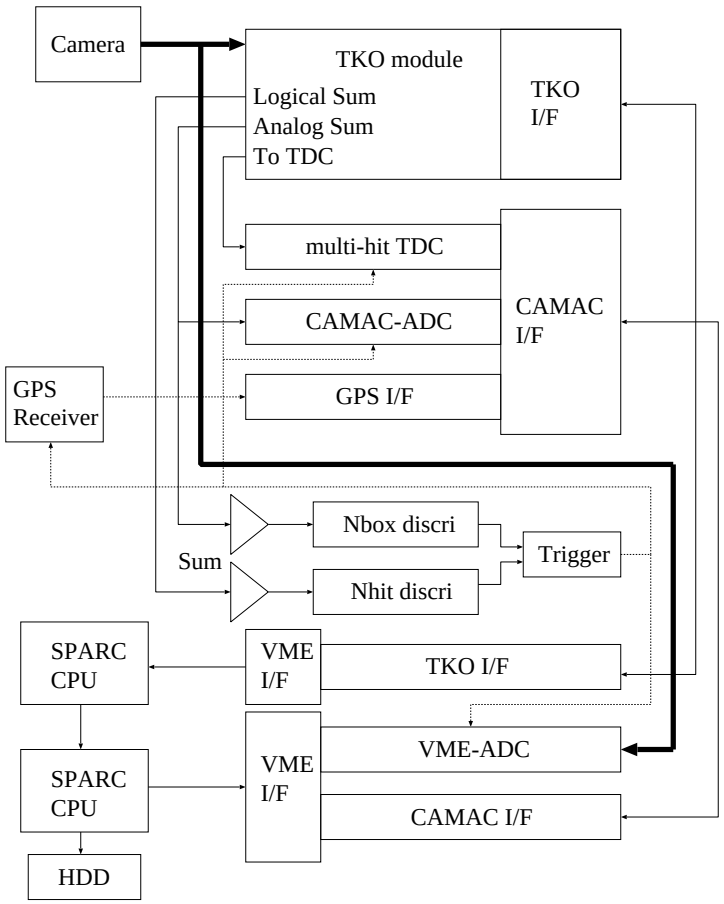

図 3.4: データ収集系のブロックダイアグラム (概念図)

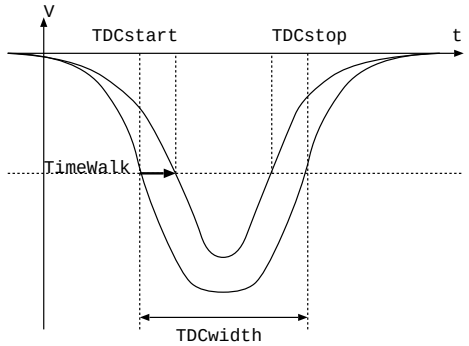

図 3.5: $TDCwidth$ の定義

横軸は時間、縦軸は PMT からの信号強度を表す。$Timewalk$ 効果 (4.2.3) の説明のために、2 種類の信号強度による波形を重ねて描いてある。

VME-ADC のゲート幅は 100 $nsec$ に固定されており、DAQ トリガーが掛かってから計測を開始する。これに対し、TDC は multi-hit TDC と呼ばれるタイプのもので、入力された信号の時間情報を DAQ トリガーの有無に関係なく計測し続けている[2]。計測されるのは、入力信号が閾値を越えた瞬間の時間情報 ($TDCstart$) と閾値を下回った瞬間の時間情報 ($TDCstop$) である。後の解析では、入力信号の大きさを知るために、$TDCstart$, $TDCstop$ から $TDCwidth$ が計算される ($TDCwidth = |TDCstop - TDCstart|$, 図 3.5 参照)。TDC の情報は、DAQ トリガーが掛かった場合にのみ記録される。

[2] 1 $TDCcount = 0.5$ $nsec$

第4章　データ解析

4.1　使用データセット

2000 年 8-10 月に PKS 2005-489, PKS 2155-304 の観測を行ったデータを使用した。観測は、目標天体をイメージングカメラの視野中心に置く *ON source run* と、目標天体を視野から外した *OFF source run* を行っている。総観測時間は、それぞれ *ON source run* が 28.7 時間、32.9 時間、*OFF source run* が 25.8 時間、30.3 時間となっている。観測時間を表 4.1 にまとめる。*OFF source run* は、バックグラウンドの見積もりに使用するため、目標天体の方向から Right Asension 方向を *ON source run* を行った時間に応じた大きさでずらすことにより、*ON source run* で望遠鏡を向けた方向と同じ軌跡を観測している。この際、明るい星が望遠鏡の視野に入ってしまうと、イメージングカメラに映る星の像が γ 線によるものと似てしまう事が原因となり、*DAQ* トリガーレートが非常に高くなってしまう。このような条件で観測を行ってしまうとデータ収集系が追随できなくなることがあるため、明るい星が望遠鏡の視野に入らない領域で *OFF source run* が行えるように予め観測計画を立てている。

4.2　データ較正

4.2.1　データ較正系

ON/OFF source run の前後には、主鏡中心部に取り付けた青色 LED(日亜 NSPB510S) を使用して、較正用データを取得している。LED は外部パルサーにより駆動され、10 *nsec* のゲート幅で発光する。外部パルサーからデータ収集系にも信号が送られ、LED の発光に同期して *DAQ* トリガーが掛かるようになっている。イメージングカメラ全体を一様に照らすために、青色 LED の前面には拡散器が取り付けてある。8 月の観測までは拡散器本体にゴム製の半透明板を使用していたが、9 月以降はすりガラス製に変更されている。

表 4.1: 各目標天体の観測時間

Observation Term		PKS 2005-489 Raw	PKS 2005-489 Selected	PKS 2155-304 Raw	PKS 2155-304 Selected
2000 Aug	ON source	$18h15m$	$9h25m$	—	—
	OFF source	$17h10m$	$10h45m$	—	—
2000 Sep	ON source	$10h25h$	$7h30m$	$10h10m$	$7h55m$
	OFF source	$8h35m$	$4h40m$	$8h15m$	$5h00m$
2000 Oct	ON source	—	—	$22h45m$	$9h45m$
	OFF source	—	—	$22h00m$	$10h10m$
Total	ON source	$28h40m$	$16h55m$	$32h55m$	$17h45m$
	OFF source	$25h45m$	$15h25m$	$30h15m$	$15h10m$

4.2.2 *LEDrun*

LEDrun では、同じ光量の信号が各 PMT に同時に入射するので、各 PMT から出力される光量や光子の到来時間情報の質のばらつきを知ることが出来る。従って、*LEDrun* から得られるデータを用いることにより、各 PMT 間の個体差を揃えることが可能となる。*ON/OFF source run* の前後で行っている *LEDrun* では、外部パルサーから供給する印加電圧を変化させて 2 種類の平均光量を使用している。拡散器にゴム板を使用していた時期 (8 月) の印加電圧は、$-3.4\ V(0\ \mathrm{dB}), -3.2\ V(1\ \mathrm{dB})$ であったが、すりガラス製に変更したことにより LED のゲインが下がったので、9 月以降の観測では印加電圧を $-4.0\ V(0\ \mathrm{dB}), -3.6\ V(1\ \mathrm{dB})$ に変更している。

4.2.3 TDC *Timewalk* 較正

TDC は、入力信号の大きさ (光量) によって TDC が計測を開始する時間が異なる性質がある。これは、*Timewalk* と呼ばれる効果である。ある PMT において発生している *Timewalk* 効果を図 4.1 に示す。一般的には、図 3.5 に示すように光量だけに依存して現れる効果を指すが、実際に出力される信号では PMT やシェーピングアンプの波形の個体差も含まれている。本論文ではこれら全てを含んだものを *Timewalk* 効果と呼び、まとめて較正する。

LEDrun では、*DAQ* トリガーがデータ較正用青色 LED の発光と同期しており、拡散器によりイメージングカメラ全体を照射しているため、各 PMT では同時に到来した光子が計測される。この光子がそれぞれの PMT で増幅された後に信号が出力される。前述したように、各 PMT に光子が

入射してから信号が出力されるまでに掛かる時間には個体差があり $Timewalk$ 効果も現れるため、各 PMT から得られる時間情報は実際のそれとは異なってしまっている。後で述べるように、シャワーイメージに含まれるノイズを除去するためにチェレンコフ光子の到来時刻情報が利用されるため、TDC $Timewalk$ 較正が必要となる。

この補正には、以下の手続きが取られる。まず、図 4.1 で示したような、LED からの入射光量 ($TDCwidth$) と $TDCstart$ との相関を各 PMT について式 4.1 の 2 次関数で近似することにより調べる。

$$f(TDCwidth) = a + b(TDCwidth) + c(TDCwidth)^2 \tag{4.1}$$

ここで、a は任意定数, b, c は任意係数である。そして、観測時に得られた光量から $Timewalk$ 効果の大きさを見積もり、この効果により遅れている到来時間情報を補正する。このようにして $Timewalk$ の較正を行った結果、$TDCstart$ 分布の FWHM は 31 $nsec$ から 27 $nsec$ に改善した。図 4.2 に較正前後における $TDCstart$ 分布の変化を示す。$TDCstart$ 分布は DAQ トリガーが掛かってからイメージングカメラで捕らえた全光量の時間的推移を表している。夜光 (第 4.3 節) による信号は観測中も常にイメージングカメラ全面へ一様に入射し続けるため、$TDCstart$ 分布では平らな分布を示す。これに対して、空気シャワーからの信号は空気シャワーに含まれる粒子数の増加及び減少に比例して変化するため、$\sim$ 数 $nsec$ 間に集中してイメージングカメラに入射し、$TDCwidth$ 分布にピークを形成する。空気シャワーからの信号の入射によりチェレンコフ光量がピークに達した位置をシャワーピークと呼び、このピークの位置がシャワーの到来時刻に相当する。空気シャワーからの信号が入射している間も、夜光による信号はイメージングカメラに入射し続けているため、実際の $TDCstart$ 分布では夜光による土台状の分布の上に空気シャワーによるシャワーピークが形成されている。

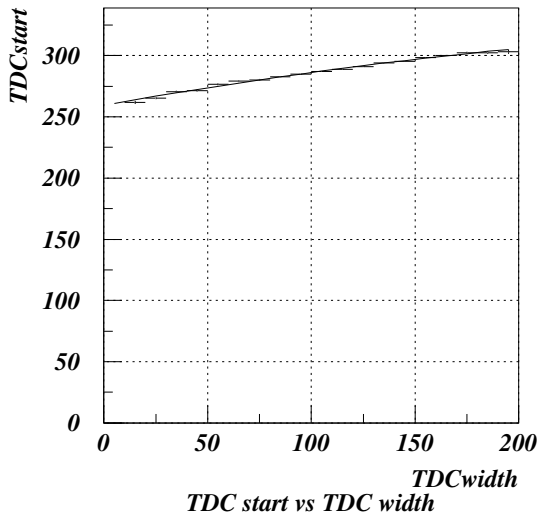

図 4.1: *Timewalk* 効果

TDCwidth, *TDCstart* ともに *LEDrun*0dB/1dB の Raw データを使用。$TDCwidth < 200$ *counts* 付近から *TDCstart* が遅れているのが分かる。この図の *Timewalk* 効果には、入射光量による効果の他に PMT 自体の個体差も含まれている。

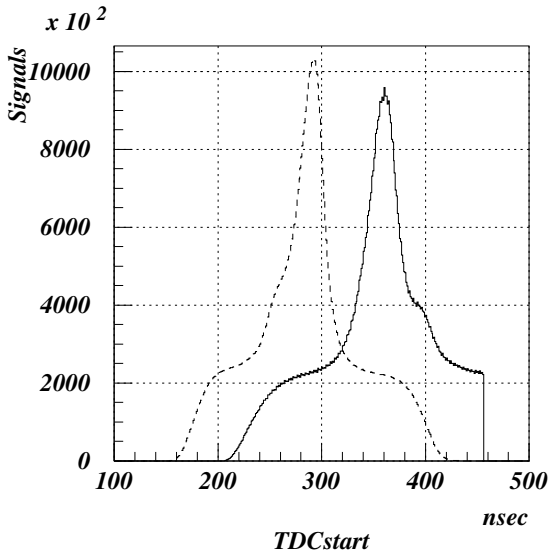

図 4.2: 較正前後の *TDCstart* 分布

10 月の観測データを使用。実線は Raw データ、破線は較正後の *TDCstart* 分布。データ収集系の仕様により、Raw データは時間軸が負の方向を向いている。空気シャワーから発生したチェレンコフ光によるシャワーピークが夜光による土台状の信号分布の上に形成されているのが分かる。(ピークを見やすくするために、Raw データの分布を意図的にずらしてある。)

4.2.4 ADC 相対利得較正

前に述べたように、各 PMT の出力には個体差があり、HV は 1 $BOX(16\ PMTs)$ 単位で供給されている。このため、各 PMT 間で利得が異なっており、全く同じ光量に対して出力される信号の大きさが異なってしまっている。これを補正するために、各 *ON/OFF source run* の直前に行った *LEDrun* で得られた較正データを利用して各 PMT 間の相対利得を求める。これは次のようにして求められる。

まず、*LEDrun* で各 PMT から得られた ADC 値[1]から 0 dB, 1 dB それぞれの場合の平均を求める。さらに、各 PMT の平均 ADC 値からイメージングカメラ全体での平均 ADC 値も求める。次に、今求めた全体の平均 ADC 値と各 PMT での平均 ADC 値との相関を式 4.2 の 1 次関数で近似することにより求める。

$$f(ADC_{ave}) = a(ADC_{ave}) \tag{4.2}$$

ここで、a は任意係数である。この 1 次関数の傾き a から相対利得を知ることが出来る。以上の計算から得られた各 PMT の相対利得を図 4.3 に示す。この相対利得を用いて、各 PMT 間の利得を補正した。解析では、ノイズを発生している PMT や、これまでに説明したデータ較正を行った後でも比較的利得が高い PMT(*Hot-PMT*) 等、補正仕切れなかったものについては解析から完全に除外している。

4.2.5 TDC multi-hit 信号処理

ADC のゲート幅が 100 $nsec$ で固定されているのに対し、TDC は multi-hit TDC であるので、1 つの ADC 値に対し複数の *TDCstart* の情報が得られてしまうことがある。この様な信号を multi-hit 信号と呼ぶ。この場合、いずれの *TDCstart* の情報が正しいか判別できない。このため、本論文の解析では *TDCstart* の情報を複数持っている ADC 値を解析の対象から外している。図 4.4 から分かるようにこれを除去すると信号が $\sim 10\%$ 減少した。シャワーピーク付近で multi-hit 信号が多く

[1]ペデスタル値は、*Random trigger run* から得ている。

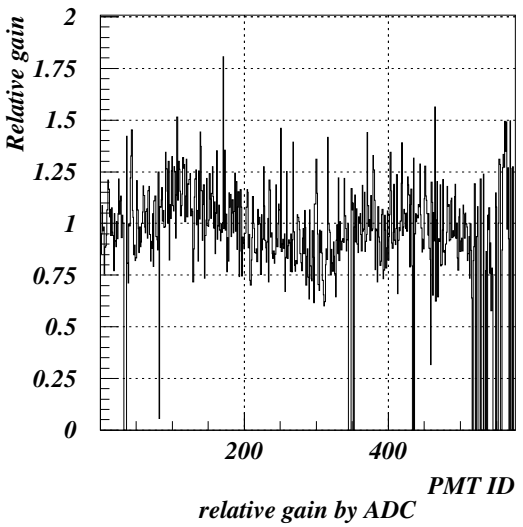

図 4.3: ADC 相対利得

各 PMT 毎に得られた ADC の相対利得。イメージングカメラ全体での平均 ADC 値が、図中 y 軸の 1.0 にあたる。

発生しているが、この時間帯は夜光による信号に加えて空気シャワーからの信号が入射しているため、空気シャワーの信号が入射していないときよりも単一の ADC ゲート幅 (100 $nsec$) 以内に複数の信号を捉えてしまう確率が高くなることが原因と考えられる。

4.3 データ選別

第 4.2 節で述べたデータ較正を行った後、焦点面上で捕らえたシャワーの像をイメージとして再構成する。図 4.5 右に示すようにイメージには夜光 (Night Sky Background:NSB) と呼ばれるノイズが混入しているので、これによる偶然トリガー事象などの影響を除去する。NSB は、主に以下の 3 つの起源を持っている。

- 大気光 (Atmospheric light)
- 星野光 (Star field light)
- 黄道光 (Zodiacal light)

大気光は、太陽からの紫外線が大気層上層部に入射することにより、大気層自体が化学反応を起こして発せられるものが主である。星野光は、恒星や銀河といったものや点源として分解されない

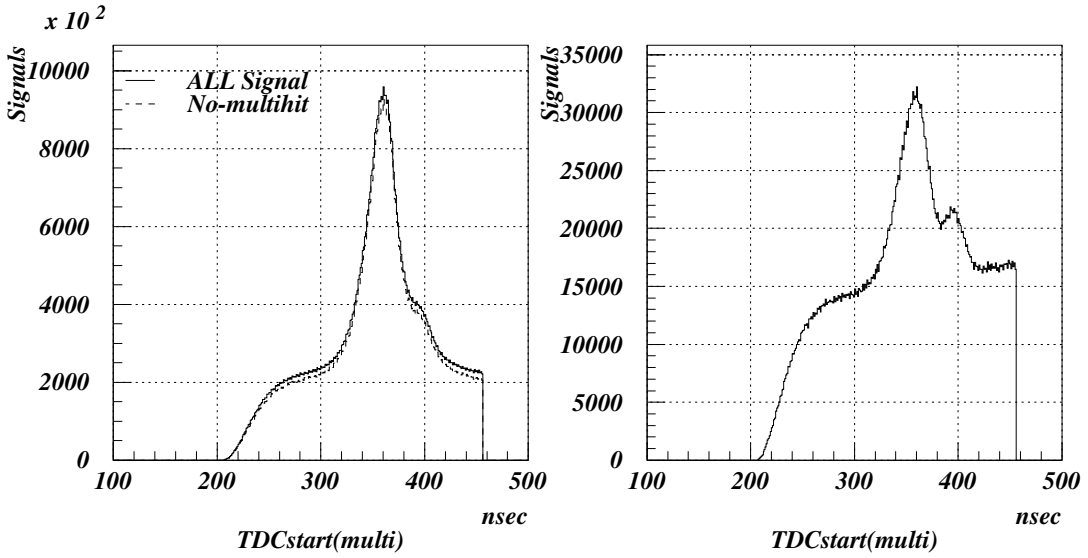

図 4.4: multi-hit 信号分布

左図:multi-hit 信号処理前後の *TDCstart* 分布の変化。図中の実線は multi-hit 信号を含む全信号による分布、破線は multi-hit 信号を除去した後の分布をそれぞれ示す。右図:multi-hit 信号処理前の分布から処理後の分布を差し引いた残りの分布。Multi-hit 信号の発生量を表しており、シャワーピーク付近で multi-hit 信号の発生量が高くなっていることが分かる。詳しくは本文参照。

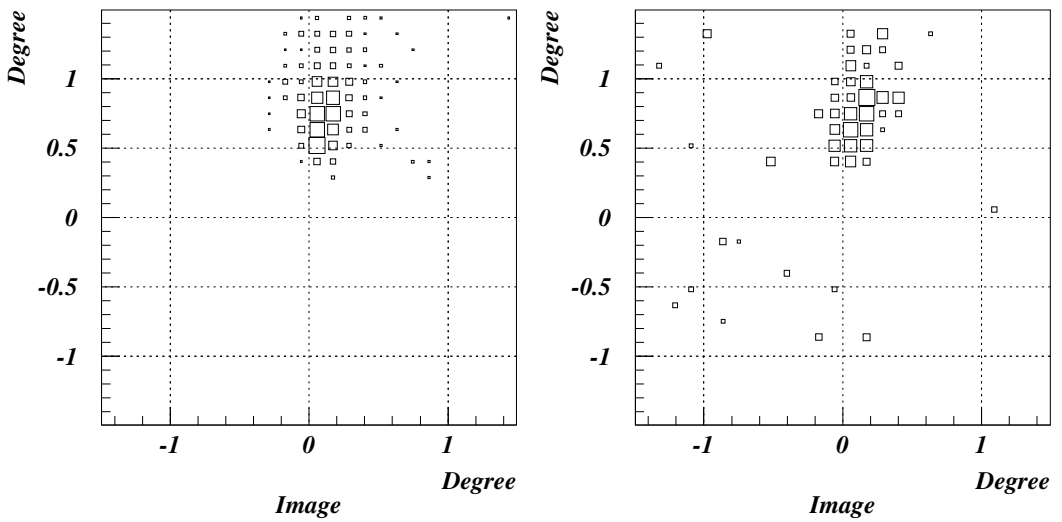

図 4.5: NSB を含んだイメージ

左図:シミュレーションより計算した 1 TeV γ 線によるイメージ。夜光 (NSB) 及びデータ収集系によるノイズを考慮していないもの。右図:左図のイメージに対して NSB 及びデータ収集系のノイズを考慮した後のイメージ。イメージングカメラ全面に、飛沫のようなパターンで NSB によるノイズが分布しているのが分かる。NSB のノイズがよく見えるように *Flat Cut*(第 4.3.1 節) を > 0 *p.e.* で適用してある。

ような星から放出された光 (可視光) が、直接あるいは大気層で散乱されたものである。黄道光は、太陽系の黄道面に分布する塵が太陽からの光を散乱したものであり、日没直後や日の出直前には肉眼で確認できるほど明るくなることがある。

この NSB は、観測中も常にイメージングカメラ全面に入射して来るため、空気シャワーのイメージを捕らえたときに一緒に捉えられてしまう。これ以外にも、NSB による信号だけで偶然 DAQ トリガーが掛かってしまうことがあり、このときのイメージは、シャワーの像を捕らえていない。まずは、このようなイメージを除去してシャワー候補を選び出す。

この手続きの過程で、各イメージ毎のシャワーピークの位置を知る必要があるため、シャワー本体のイメージを構成する信号のみの $TDCstart$ 分布が必要になる。この分布を求めるために、第 1 段階として $Flat\ Cut$ から $T3a\ pattern\ search$ までを適用し、シャワー本体のイメージを取り出して各イメージのシャワーピーク位置を調べた後、$Timing\ Cut$ を適用してイメージを再構成する。こうして再構成されたイメージは $Timing\ Cut$ により NSB による影響が軽減されているので、第 2 段階として再び $Flat\ Cut$ から $T3a\ pattern\ search$ を適用して正確にシャワー本体のイメージを取り出せることを確認して、最終的に $nT3a\ Cut$ を通過したものをシャワー候補とする。以上の詳細は次節を参照されたい。

解析の効率化のため、シャワー候補として選び出されたイメージのデータを別途保存しておく。次に、シャワー候補のイメージから NSB を除去した後、イメージ解析 (第 4.4 節) を行う。

4.3.1 シャワー候補選別

Flat Cut

まずは、NSB による信号とチェレンコフ光による信号の違いを利用して、NSB を除去する。図 4.7 にあるように、ADC 値の分布 (ADC スペクトル) は $\sim 2\ p.e.$ 付近 (高光量成分)[2]と $\sim 0\ p.e.$ 付近 (低光量成分) にピークを持つ 2 成分から構成されており、高光量成分はチェレンコフ光、低光量成分は NSB によるものである。この ADC スペクトルの形から、低光量成分の大半が除去される領域を $< 2.5\ p.e.$ とし、この領域の信号は NSB によるものとして除去する。この除去方法を $Flat$

[2] $1\ p.e. = 100\ ADCcounts$

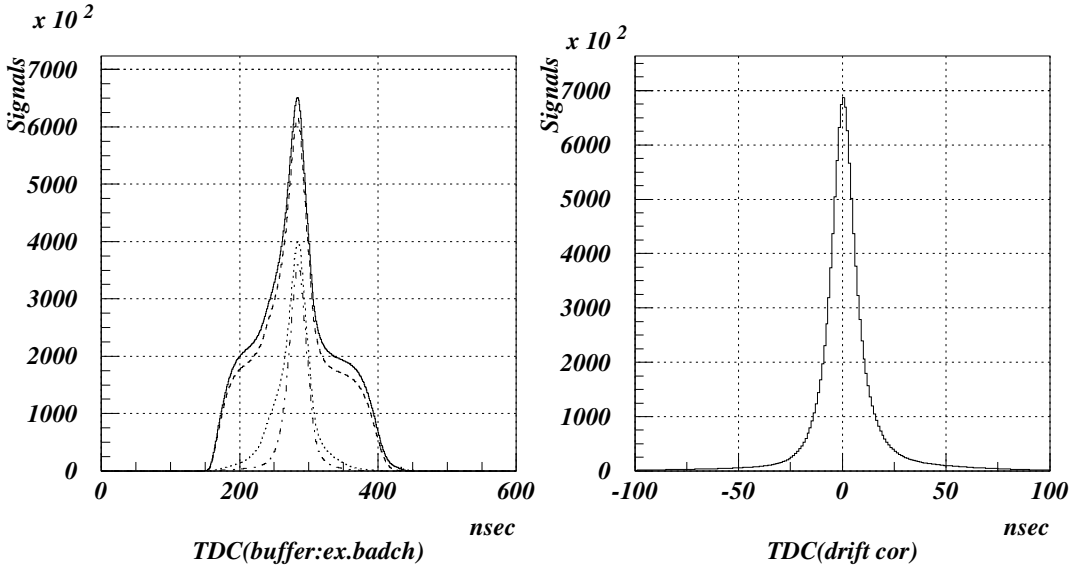

図 4.6: *TDCstart* 分布

左図:ノイズ除去の各段階における *TDCstart* 分布の変化。実線は全信号、破線は multi-hit 信号の除去、点線は *Flat Cut*、一点鎖線は *T3a pattern search* をそれぞれ行った後の *TDCstart* 分布。右図:シャワーピークを揃えた (*Timing Drift* 補正を行った) 後の *TDCstart* 分布。この補正はシャワーピークの位置 t_{ave} を 0 *nsec* に合わせることにより行われる。詳細は第 4.3.1 節参照。

Cut と呼ぶ。図 4.6 左から分かるように、この除去方法を適用することにより大部分の NSB が除去されているのが分かる。

Isolation Cut

次に、空気シャワーから到来したチェレンコフ光の平均到来時刻を求めるために、再構成したイメージから空気シャワーの像を構成する信号を選び出す。これは、空気シャワーの像が一箇所に集中しているのに対し、NSB の信号はイメージングカメラ全体に分布しており、他の信号とは独立して存在している。この違いを利用して、NSB によるノイズを除去する方法を *Isolation Cut* と呼ぶ。この除去を適用する前後のイメージを図 4.8 に示す。

T3a pattern search

前述の *Isolation Cut* では十分に NSB のによる信号を除去仕切れない場合がある。このままであると NSB の信号だけで偶然に捕らえられてしまったイメージに以上のカットを適用しても、これと

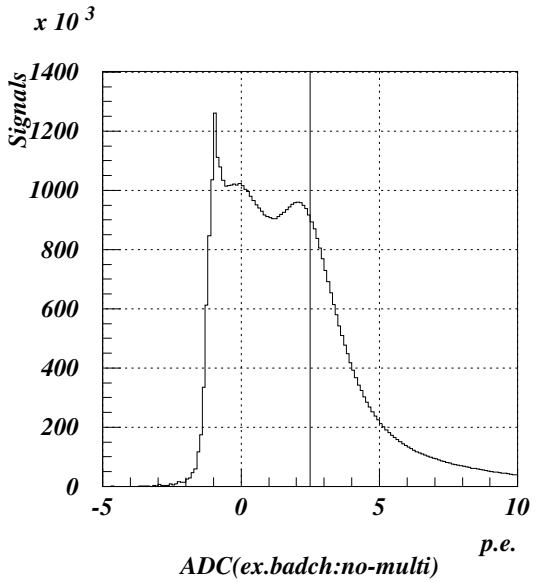

図 4.7: ADC スペクトル

10 月のデータを使用。~ 0 *p.e.* 付近の値を持つ信号は、NSB によるもの、~ 2.5 *p.e.* 付近の値のものはチェレンコフ光による信号である。図中の縦線は、*Flat Cut* で適用する閾値を示している。

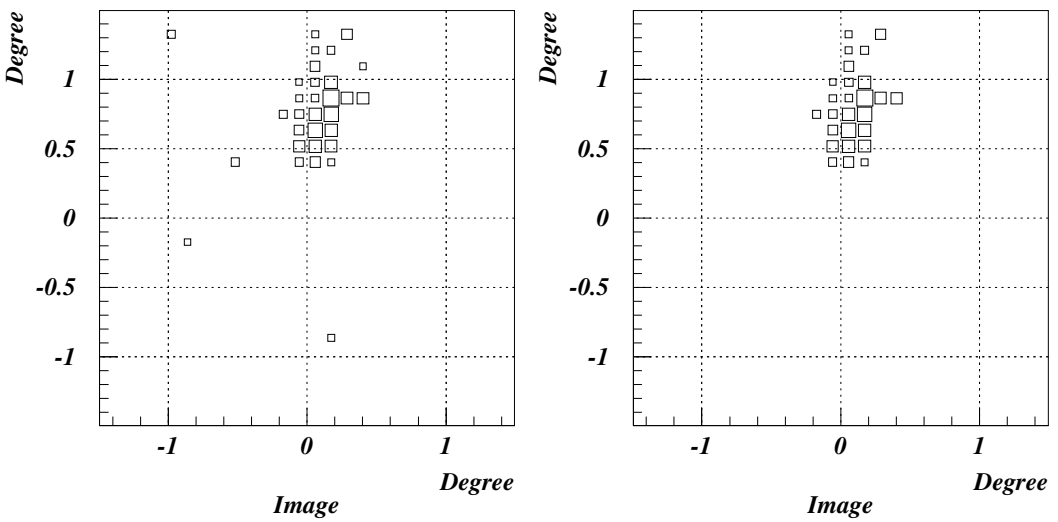

図 4.8: NSB を除去されたイメージ

左図:*Flat Cut* を適用したイメージ。図 4.5 に示したイメージに対して *Flat Cut* を適用したもの。右図:左図のイメージに対して *Isolation Cut* を適用した結果。この除去方法を適用した後で *T3a pattern search* を行うことにより、ここで示した右図の例のようにシャワーのイメージを捉えているイメージのみを残す。

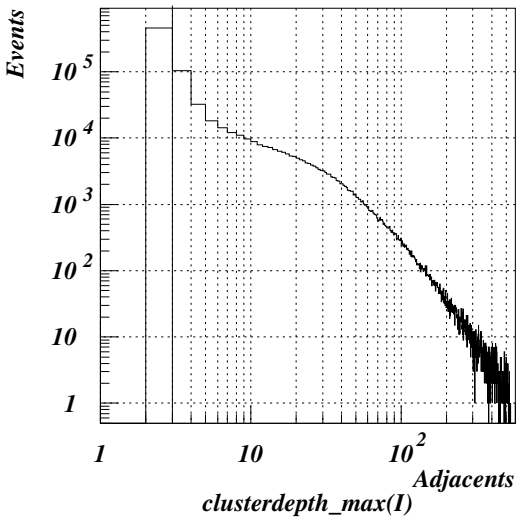

図 4.9: *Adjacent* 数分布

観測データより得られた *adjacent* 数分布。図中の実線は、*T3a pattern search* により除去されるイメージの閾値を示している。この閾値より小さい *adjacent* 数を持つイメージが除去される。

同様のイメージが残る可能性がある。これらを除去するために *T3a pattern search* を行う。*T3a* とは各 PMT の閾値 ($lsum_discri$) を越えた信号が 3 $PMTs$ 並んで (Adjacent) 存在するパターンのことである。また、閾値を越えた信号が隣り合っている数を *Adjacent* 数と呼び、n *adjacents* という風に表す[3]。この *T3a* 以上のパターンを 1 つ以上持ったイメージのみを選ぶことにより、空気シャワーの像を捕らえていないイメージを除去する。図 4.9 に観測データから得られた *adjacent* 数分布及び *T3a pattern search* により除去される領域を示す。

Timing Cut

以上のカットを適用すると、図 4.8 右の様にシャワー本体を捕らえているイメージだけが残る。各イメージ毎に得られる *TDCstart* 分布からシャワーピークの位置 t_{ave} を求め、この位置を基準としてイメージを構成する各信号の到来時刻 t_{sig} の相対的な到来時間 $\Delta t(= |t_{sig} - t_{ave}|)$ を計算し、全シャワーの t_{ave} を任意の位置に合わせることにより各シャワー毎のシャワーピークの位置を一致させる。本論文では、0 $nsec$ にシャワーピークの位置を合わせた。これを *Timing Drift* 補正と呼ぶ。この補正を行うと、*TDCstart* 分布はさらに鋭くなり、FWHM$\sim$ 13 $nsec$ となった。図 4.6 右

[3] *T3a* の場合は 3 *adjacents* となる。

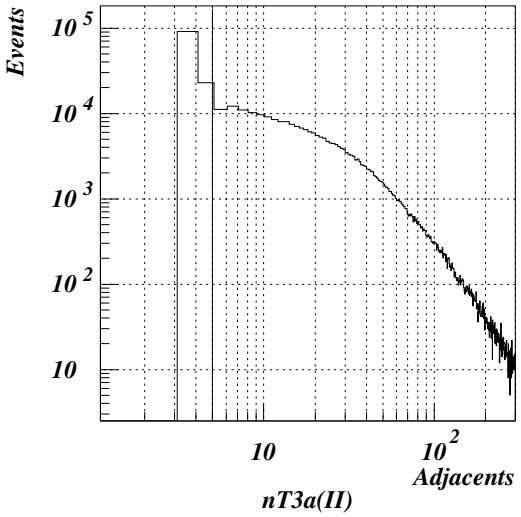

図 4.10: $nT3a$ 分布

観測データより得られた $nT3a$ 分布。図中の実線は、$nT3a\ Cut$ により除去されるイメージの閾値を示している。この閾値より小さい $nT3a$ の値を持つイメージが除去される。

に $Timing\ Drift$ 補正適用後の $TDCstart$ 分布を示す。この図から分かるように、シャワーピークの両肩に NSB による裾が残っているが、これを $Timing\ Cut$ により除去する。$Timing\ Cut$ は t_{ave} $(= 0\ nsec)$ を基準とした各信号の相対時間 Δt が既定値以上になっている信号を除去するものである。この既定値は、$50\ nsec$ に設定した。

この段階で、シャワー本体の信号だけによる $TDCstart$ 分布が得られるので、$Timing\ Cut$ を適用して NSB の影響が軽減されたイメージを構成し $Flat\ Cut$ から再解析を行う。

nT3a Cut

これまでのノイズ除去により核子カスケードシャワーの像が、電磁カスケードシャワーの像に似てしまうことがある。このようなイメージは、後のイメージ解析で除去することが難しいため、予め $nT3a\ Cut$ を適用して除去しておく。

$nT3a\ Cut$ は以下のようにして行われる。イメージ内で $T3a$ 以上を形成するパターンの $Adjacent$ 数の総和を計算する。この総和を $nT3a$ と呼び、1 つのイメージ内で $nT3a < 5\ adjacents$ のものを除去する。図 4.10 に、観測データから得られた $nT3a$ 分布及び $nT3a\ Cut$ により除去される領域を示す。

***T2a pattern* 除去**

以上のノイズ除去を通過したイメージの中には、依然としてシャワー本体のイメージの他に $T2a\ pattern$ のノイズが混入しているものがある。このノイズは、$Width$, $Length$ を実際よりも大きい値にしてしまい、場合によっては $Alpha$ の値を歪めてしまう作用があるため、イメージから除去する。

4.3.2 シャワーレート

第 4.3.1 節で説明したノイズ除去を全て適用すると、空気シャワーの本体を捉えたイメージのみを得ることが出来る。ここで、観測開始からのシャワーレートの時間的推移を調べることにより、天候や大気層の状態が悪い時間帯を知ることが出来る。観測中のシャワーレートの時間的推移の例を図 4.11 に示す。望遠鏡の視野に雲が掛かる様なことがあると、空気シャワーから発せられたチェレンコフ光が遮られ、シャワーレートが低下する。反対に、PMT が放電を起こしたり流星や飛行機が視野を横切るとシャワーレートは急増する。また、観測中の湿度が高くなると主鏡が結露して反射率が一時的に低下することがあった。このような時間帯は、空気シャワーの像を正確に捕らえていないため、解析の対象外とした。

4.4 イメージ解析

第 4.3 節で前章のシャワー候補選別により選び出されたイメージに対して再びほぼ同様の手続きを行いノイズ除去を行うが、シャワーの像をより正確に取り出すために、$Flat\ Cut$ 及び $Timing\ Cut$ の基準値をそれぞれ $3.0\ p.e.$, $30\ nsec$ に変更して適用している。こうして取り出されたシャワー像から全光量 ($SumNP$) を計算し、これが $40\ p.e.$ 以下になるイメージは望遠鏡の検出閾値以下になり DAQ トリガーのバイアス等の影響を受けているものとなるため、解析から除外している (第 4.5 節参照)。

ノイズが除去された各イメージに対し、イメージパラメータを計算し、1 次宇宙線が起源である核子カスケードシャワーの像を除去する。γ 線を起源に持つ電磁カスケードシャワーの像から計算されるイメージパラメータの分布は、観測データから得ることが出来ないため、シミュレーション

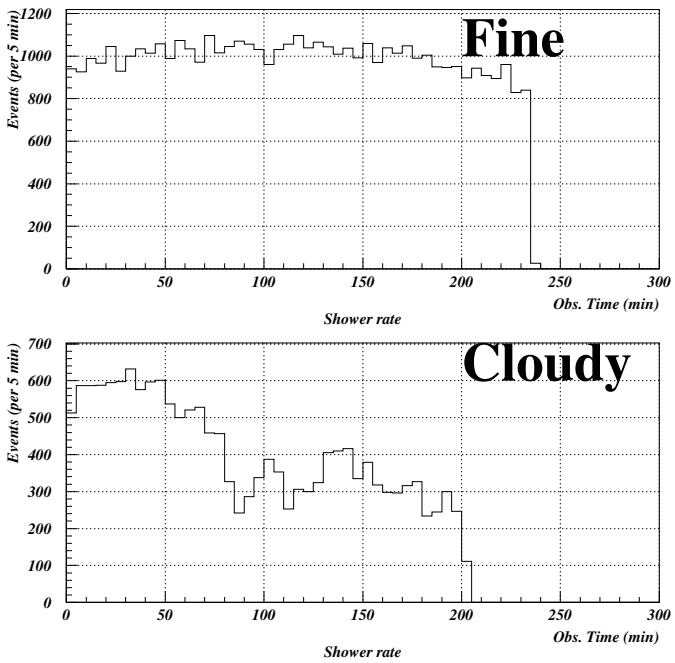

図 4.11: シャワーレートの推移

ある run のシャワーレートの推移。上図:大気層及び天候が安定している場合。下図:観測開始後、急激に天候が悪化した場合。雲が望遠鏡の視野に掛かるにつれてシャワーレートが低下しているのが分かる。

から推定した分布を利用する。図 4.12 に、望遠鏡を天頂方向に向けた場合のシミュレーションから得た γ 線のイメージパラメータ分布及び $OFF\ source\ run$ から得られた 1 次宇宙線陽子による分布を比較したものを示す。

この分布を元に、γ 線起源の空気シャワーが取り得るイメージパラメータの範囲を調べ、この範囲外のイメージパラメータ値を持つイメージを核子カスケードシャワーによるバックグラウンドとして除去することになる。図 4.13 から分かるように、イメージパラメータはエネルギー依存性を持っているのが分かる。γ 線のイメージパラメータ範囲を狭めて検出効率を上げるために、本論文では $SumNP$ の値で $< 100\ p.e., 100 - 200\ p.e., 200 - 300\ p.e., 300 - 400\ p.e., \geq 400\ p.e.$ の 5 つの領域に分け、それぞれの領域で γ 線と見做すイメージパラメータの領域を決定した。このイメージパラメータの範囲を表 4.2 にまとめる。

$Concentration$ については、図 4.12 から分かるようにバックグラウンドを除去する効率が高くなく、$SumNP$ の領域毎に分割してもあまり除去効率が高くならなかったため使用していない。また、$Asymmetry$ はバックグラウンドを除去する効率が高いが、これと同時に γ 線による空気シャワー

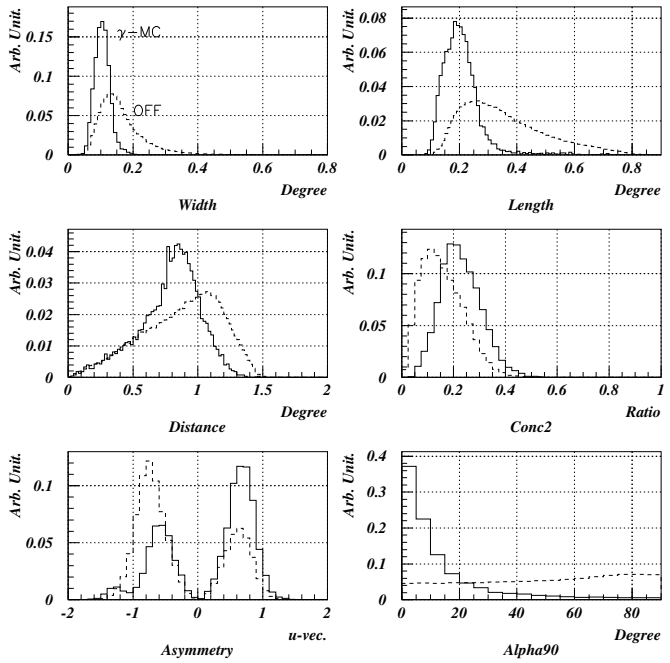

図 4.12: γ 線によるイメージパラメータ分布

実線:γ 線シミュレーション ($dF/dE \propto E^{-2.5}, 100\ GeV - 10\ TeV$)、破線:$OFF\ source\ run.$ 望遠鏡は、天頂方向を向いていると仮定。図中の $Conc2$ は、$Concentration$ を意味する。

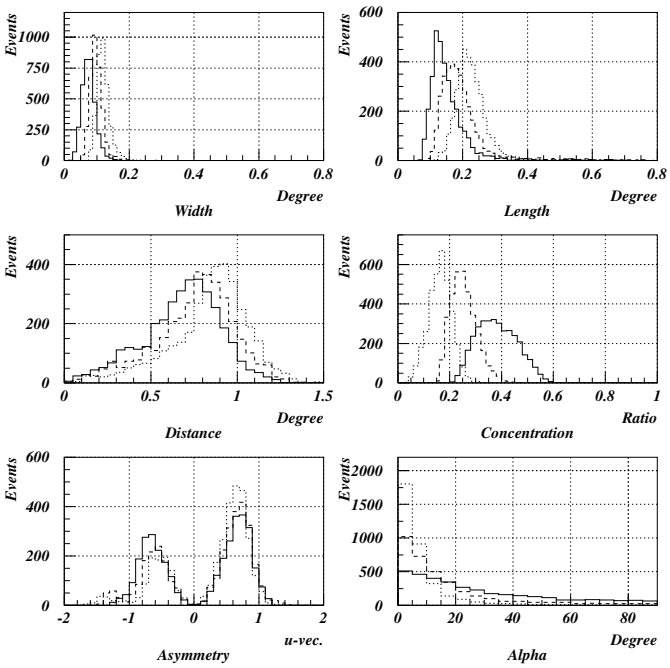

図 4.13: イメージパラメータのエネルギー依存性

望遠鏡が天頂方向を向いていると仮定した γ 線シミュレーションより計算 ($dF/dE \propto E^{-2.5}, 100\ GeV - 10\ TeV$)。全ての図は、$SumNP<50$ の条件で得られた事象数で規格化してある。実線:$SumNP \leq 50$, 破線:$50 < SumNP \leq 100$, 点線:$100 < SumNP$

表 4.2: γ 線イメージパラメータ範囲

$SumNP[p.e.]$	< 100	$100 - 200$	$100 - 200$	$200 - 300$	≥ 400
$Width[Degree]$	$0.05 - 0.125$	$0.075 - 0.15$	$0.1 - 0.15$	$0.1 - 0.15$	$0.1 - 0.175$
$Length[Degree]$	$0.1 - 0.25$	$0.1 - 0.275$	$0.15 - 0.275$	$0.15 - 0.3$	$0.15 - 0.325$
$Distance[Degree]$	$0.5 - 1.0$	$0.6 - 1.1$	$0.6 - 1.1$	$0.7 - 1.1$	$0.7 - 1.1$
$Alpha[Degree]$	< 20	< 15	< 10	< 10	< 10

表 4.3: γ 線シミュレーション生成事象数

Energy(GeV)	Generated Events	Energy(GeV)	Generated Events
100	10000	750	10000
120	10000	1000	10000
150	10000	1200	10000
200	10000	1400	10000
260	10000	1600	10000
350	10000	1800	10000
500	10000	2000	10000
600	10000	5000	10000

も 40%程度除去されてしまうため使用していない (図 4.12)。

4.5 望遠鏡の性能見積り

望遠鏡の有効検出面積及び検出閾値は、シミュレーションから推定される。シミュレーションでは、γ 線源が各天体の平均観測高度にあるとして計算を行っている。PKS2005-489 については $el = 70°$, PKS2155-304 については $el = 80°$ にあると仮定した。また、γ 線の入射エネルギーは、一定の値に固定して計算している。表 4.3 に生成したエネルギーとそれぞれの γ 線事象数をまとめておく。これらの入射エネルギーにそれぞれついて、式 4.3 で定義される γ 線に対する有効検出面積 S_{eff} を計算した[4]

$$S_{eff} = \frac{N_{det}}{N_{all}} \times \pi r_{\gamma}^2 \tag{4.3}$$

ここで、N_{all} はシミュレーションにおいて大気層に入射した γ 線の数、N_{deg} はイメージ解析で検出された γ 線の数である。また、r_{γ} は望遠鏡の周囲に γ 線を入射させた範囲の半径である。この式

[4]式 4.3 から分かるように、有効検出面積の定義には検出効率が含まれている。

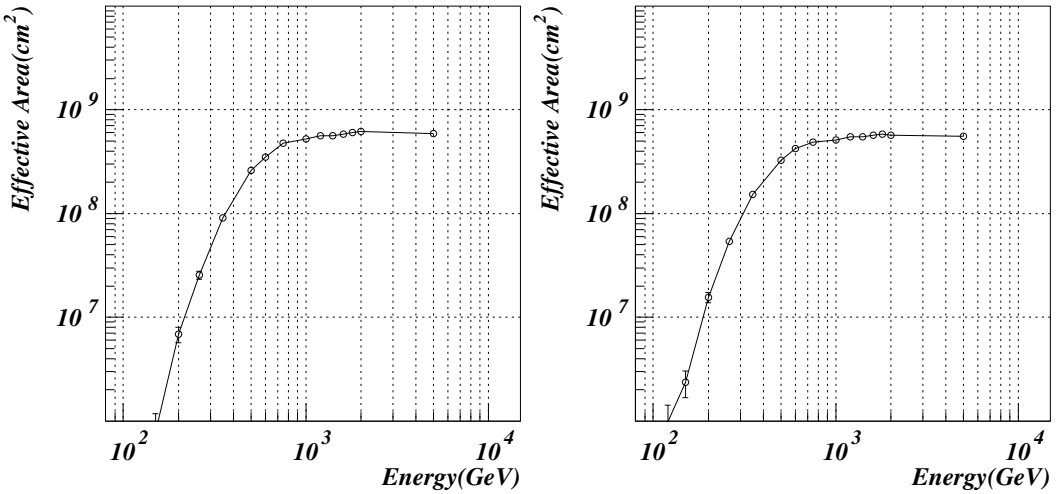

図 4.14: 有効検出面積のエネルギー依存性

左図:PKS2005-489 の平均観測高度 $el = 70^\circ$ を仮定した場合の有効検出面積のエネルギー依存性。右図:PKS2155-304 の平均観測高度 $el = 80^\circ$ を仮定した場合の有効検出面積のエネルギー依存性。γ 線の入射エネルギーを固定して行ったシミュレーションから計算。有効検出面積は、式 4.3 で定義される。$500 - 700\ GeV$ 付近で有効検出面積が一定になるのが分かる。

4.3 を用いて推定した各エネルギー毎の有効検出面積は図 4.14 の様になった。$\sim 1\ TeV$ において有効検出面積が急激に増加しているが、これはイメージ解析を $SumNP$ の領域毎に行った影響が現れていると考えられる。

γ 線のエネルギースペクトルが単一の冪 $(dF(E)/dE \propto E^{-\alpha})$ で表され、その冪が $\alpha = 2.5$ であると仮定して、各エネルギー毎の有効検出面積に乗ずると、望遠鏡で検出されるエネルギースペクトルを求めることが出来る。望遠鏡の検出閾値は、検出エネルギースペクトルがピークを形成する位置のエネルギーで定義されるので、図 4.15 より PKS2005-489, PKS2155-304 の解析の検出閾値はそれぞれ、$E_{th} \simeq 450\ GeV$, $E_{th} \simeq 400\ GeV$ であることが分かる。

また、γ 線による空気シャワーの光量 $(SumNP)$ の平均値を求め、入射エネルギーとの相関を調べると、比例関係にあることが分かり、低エネルギー領域では望遠鏡の DAQ トリガーによる影響が現れる。DAQ トリガーによる検出閾値以下の領域では $SumNP$ が一定に近付く。この図 4.16 から望遠鏡に搭載されている DAQ トリガーの検出閾値を推定すると $E_{th} \simeq 260\ GeV$ となり、図 4.15 のエネルギースペクトルのピーク位置すなわち解析の検出閾値よりも低い値となる。また、$450\ GeV$ 及び $400\ GeV$ に対応する $SumNP$ の値は、$\sim 40\ p.e.$ となることも図 4.15 から分かる。

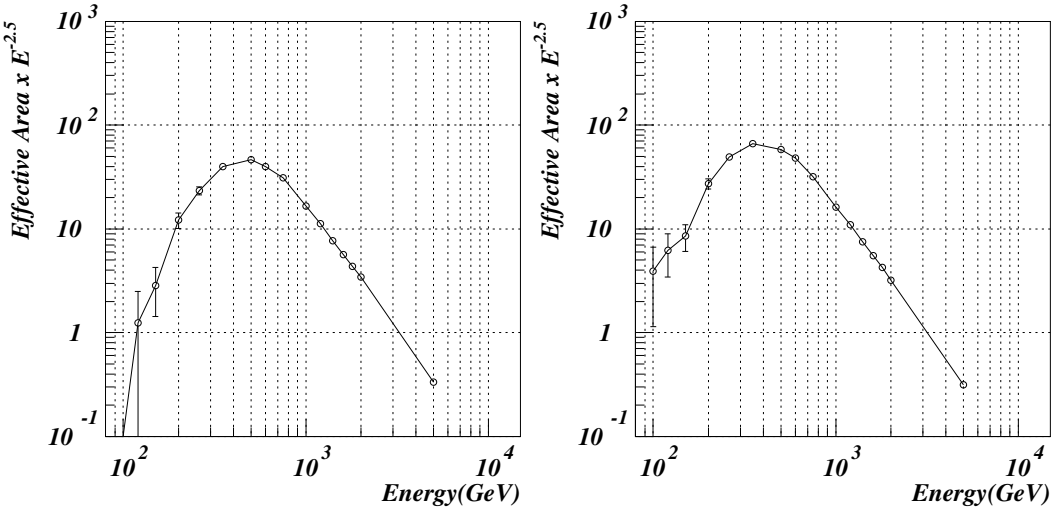

図 4.15: 検出エネルギースペクトル

左図:PKS2005-489 の平均観測高度 $el = 70^\circ$ を仮定した場合の検出エネルギースペクトル。右図:PKS2155-304 の平均観測高度 $el = 80^\circ$ を仮定した場合の検出エネルギースペクトル。γ 線源の微分エネルギースペクトルは、単一の冪を持ち、その値は $index = -2.5$ であると仮定して求めた。このスペクトルのピーク位置から解析の検出閾値が定義される。PKS2005-489(左図) では $\sim 450\ GeV$ 程度, PKS2155-304(右図) では $\sim 400\ GeV$ 程度にピークが形成されている。

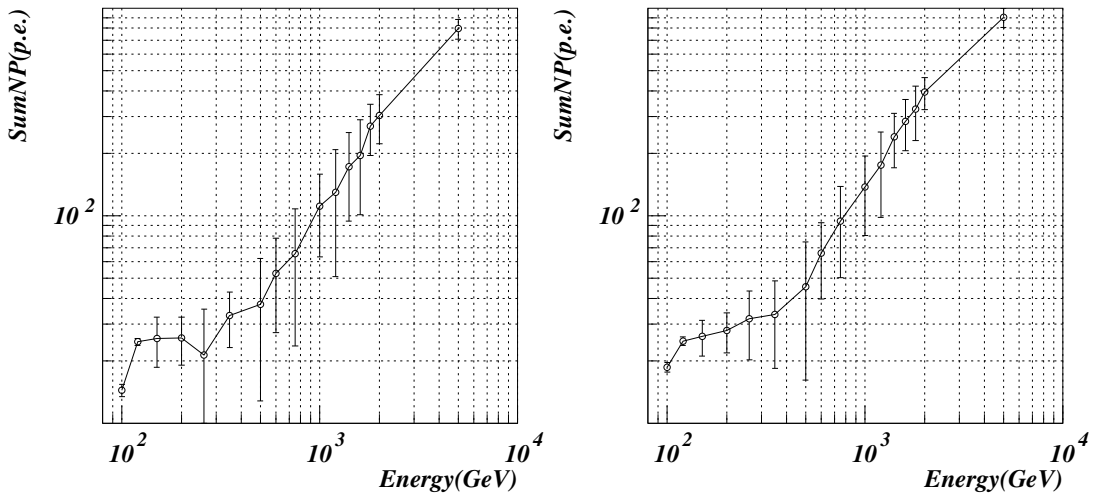

図 4.16: $SumNP$ の入射エネルギー依存性

左図:PKS2005-489 の平均観測高度 $el = 70^\circ$ を仮定した場合の $SumNP$ の入射エネルギー依存性。右図:PKS2155-304 の平均観測高度 $el = 80^\circ$ を仮定した場合の $SumNP$ の入射エネルギー依存性。各エネルギー毎に $SumNP$ の分布を Gaussian で近似して、平均値を求めた。誤差棒は、分布の範囲 $(1\ \sigma)$ を示す。入射エネルギーに比例して $SumNP$ が増加しており、$\sim 2\ TeV$ 付近からアンプの飽和による影響と思われる効果が現れている。

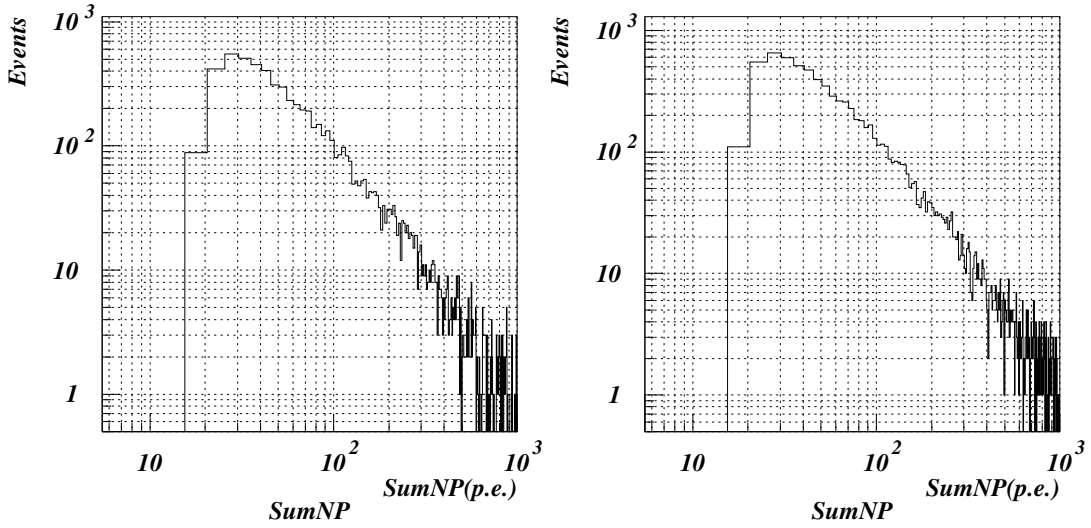

図 4.17: $SumNP$ によるエネルギースペクトル

左図:PKS2005-489 の平均観測高度 $el = 70^\circ$ を仮定した場合の $SumNP$ によるエネルギースペクトル。右図:PKS2155-304 の平均観測高度 $el = 80^\circ$ を仮定した場合の $SumNP$ によるスペクトル。γ 線源の微分エネルギースペクトルは、単一の冪を持ち、その値は $index = -2.5$ であると仮定して求めた。入射エネルギー領域は 100 $GeV - 10$ TeV としている。このスペクトルのピーク位置から解析の DAQ トリガーによる検出閾値が推定できる。いずれの天体においても、$SumNP\sim 30$ $p.e.$ 程度にピークが形成されている。

さらに、$SumNP$ の分布は γ 線エネルギースペクトルを反映しているので、この分布のピークから検出閾値を推定した。γ 線源の微分エネルギースペクトルは単一の冪をもっておりその大きさは $index = -2.5$ であると仮定して、100 $GeV - 10$ TeV 領域で計算した結果が図 4.17 である。この図よりいずれの天体の観測条件においても、$\simeq 30$ $p.e.$ 程度の位置にピークがあることが分かる。これは、図 4.16 の相関を利用して入射エネルギーを推定すると、およそ DAQ トリガーによる検出閾値の $\simeq 260$ GeV に対応している。

式 4.3 から得られる入射エネルギー毎の有効検出面積から、式 4.4 で求められる入射エネルギーによる加重平均を計算すると平均有効検出面積 $\overline{S_{eff}}$ が得られる。

$$\overline{S_{eff}} = \frac{\int_{E_{th}}^{\infty} S_{eff}(E) E^{-\alpha} dE}{\int_{E_{th}}^{\infty} E^{-\alpha} dE} \tag{4.4}$$

ここで、E_{th} は望遠鏡の検出閾値である。上式の積分を実行することにより得られる平均有効検出面積 $\overline{S_{eff}}$ は、それぞれ 4.4×10^8 cm^2(PKS2005-489) 及び 3.6×10^8 cm^2(PKS2155-304) となった。

また、検出閾値でのエネルギー分解能は、$SumNP$ が 40 ± 10 $p.e.$ になったシャワーのエネルギー

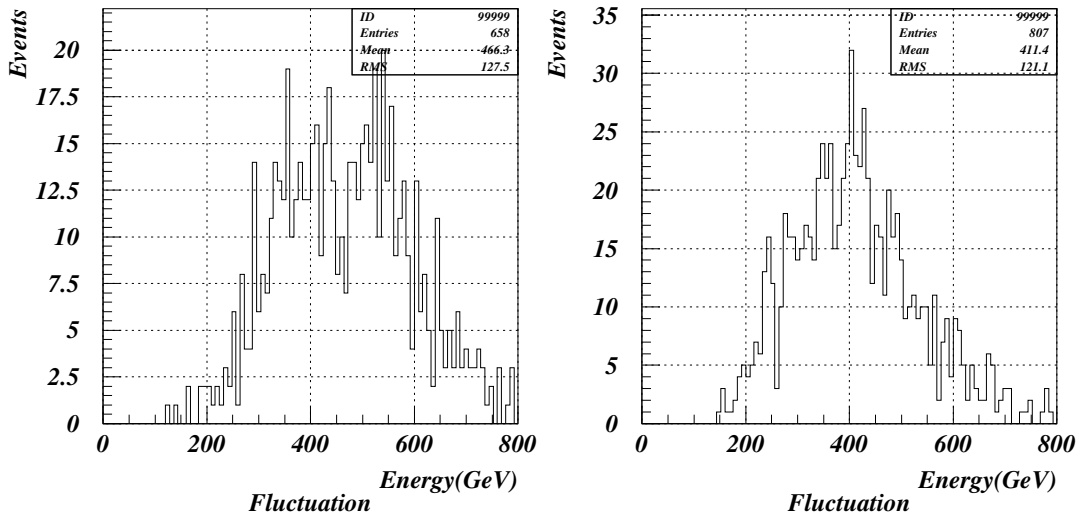

図 4.18: 検出閾値付近におけるエネルギーの揺らぎ

左図:PKS2005-489 の平均観測高度 $el = 70^\circ$ を仮定した場合の検出閾値付近におけるエネルギーの揺らぎ。右図:PKS2155-304 の平均観測高度 $el = 80^\circ$ を仮定した場合の検出エネルギー付近におけるエネルギーの揺らぎ。γ 線源の微分エネルギースペクトルは、単一の冪を持ち、その値は $index = -2.5$ であると仮定して求めた。入射エネルギー領域は、$100\ GeV - 10\ TeV$ とした。いずれの条件においても、エネルギー分解能は、$\sim 30\%$ となっていることが分かる。

の分布から平均 (r.m.s.) を求めて推定した。その結果、検出閾値付近の領域におけるエネルギー分解能は、およそ 30% となった。図 4.18 に両天体の観測条件における検出閾値付近の γ 線の入射エネルギーの揺らぎの分布を示す。

第5章　結果

5.1　観測によるフラックス上限値の見積もり

イメージ解析によるバックグラウンド除去の内、*Width*, *Length*, *Distance* による除去 (*Shape Cut*) を適用した後の *Alpha* パラメータ分布を図 5.1 に示す。さらに *Alpha* パラメータによる除去 (*Alpha Cut*) を適用すると最終的なバックグラウンド除去を通過した事象数 (シャワー数) が得られる。*ON source run*, *OFF source run* それぞれについてバックグラウンド除去を通過した事象数をそれぞれ N_{on},N_{off} とすると、PKS 2005-489 については (N_{on}, N_{off})=(3357, 3071)、PKS 2155-304 の観測データセットからは (N_{on}, N_{off})=(3467, 2883) となった。解析の各段階における残留シャワー数の変化を表 5.1 にまとめる。

超過事象数の統計的有意度は、式 5.1 で求められる [43]。

$$\mathcal{S} = \frac{N_s}{\hat{\sigma}(N_s)} = \frac{N_{on} - \beta N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \beta^2 N_{off}}} \tag{5.1}$$

ここで、β は N_{on} と N_{off} を得た観測時間の比であり、$\beta = t_{on}/t_{off}$ で計算される[1]。これらの計算から得られる超過事象数の統計的有意度は、それぞれ $-0.32\ \sigma$(PKS 2005-489), $1.07\ \sigma$(PKS 2155-304) であった。従って、いずれの天体からも有意な超過は認められなかった。両天体の統計的有意度の計算に用いたパラメータを表 5.2 にまとめる。

積分フラックスは、式 5.4 で計算される。ここから計算される両天体のフラックス上限値 ($2\ \sigma$ 上限値) は、それぞれ

$$F(> 450GeV) < 6.4 \times 10^{-12}\ cm^{-2} sec^{-1}, \quad \text{(PKS 2005-489)}, \tag{5.2}$$

$$F(> 400GeV) < 7.6 \times 10^{-12} cm^{-2} sec^{-1}, \quad \text{(PKS 2155-304)}, \tag{5.3}$$

[1] β が 1 から大きく外れるような場合、式 5.1 で計算した統計的有意度 $\mathcal{S}$ が実際の値から外れる傾向があるが、本論文で解析した観測の観測時間はいずれの天体も $\beta \sim 1$ なので問題はない。

表 5.1: 残留シャワー数の推移

	PKS2005-489		PKS2155-304	
	ON source run	*OFF source run*	*ON source run*	*OFF source run*
Raw	1866970	1718891	1739825	2184371
Iso-Cut & T3aPS	436115	397991	433266	471809
Add Time-Cut	423620	384993	424282	454435
nT3a Cut	297903	270787	310955	244184
Cloud Cut	208399	187921	215079	175304
Hot PMT & Iso-Cut & T3aPS	198248	178805	204183	166519
Add Time-Cut	197435	177988	203420	165521
nT3a Cut & T2a Del	176019	159100	181827	147671
SumNP Cut	141017	127886	146030	118385
I.P. status check	140974	127862	146007	118358
Shape Cut	15930	14013	16223	13200
Alpha Cut	3357	3071	3467	2883

表 5.2: 超過事象の統計的有意度

Target	β	N_s	$\hat{\sigma}(N_s)$	Excess
PKS 2005-489	1.10	-26.9	84.2	$-0.32\ \sigma$
PKS 2155-304	1.17	91.8	86.1	$1.07\ \sigma$

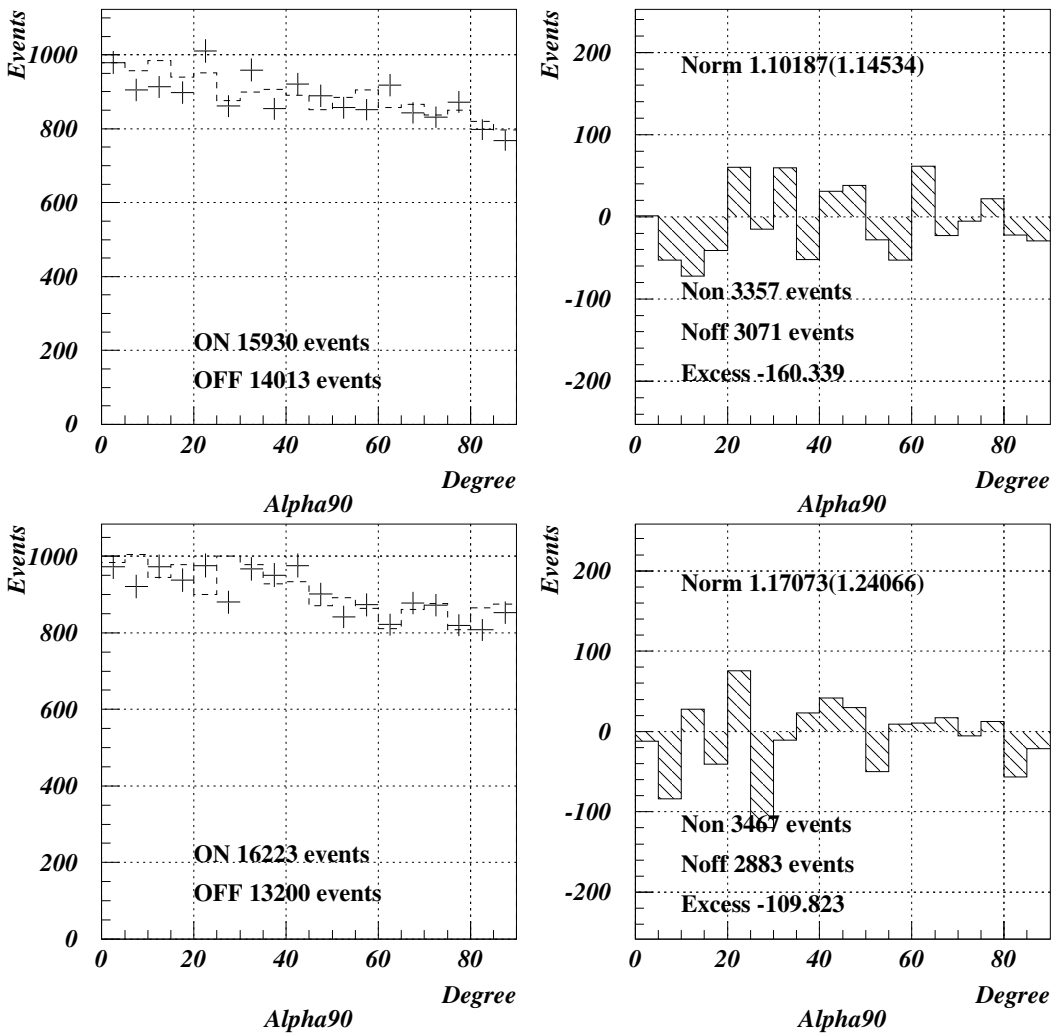

図 5.1: *Alpha* パラメータ分布

上左図:PKS 2005-489 の *Alpha* 分布 (誤差棒付のヒストグラム:*ON source run*, 破線のヒストグラム: *OFF source run*)、上右図: PKS 2005-489 の *Alpha* 分布の超過事象数下左図:PKS 2155-304 の *Alpha* 分布 (誤差棒付のヒストグラム:*ON source run*, 破線のヒストグラム: *OFF source run*)、下右図: PKS 2155-304 の *Alpha* 分布の超過事象数

表 5.3: フラックス上限値

Target	Flux Upper Limit (2 σ level U.L.)
PKS 2005-489	$F(>450GeV) < 7.2 \times 10^{-12} cm^{-2} sec^{-1}$
PKS 2155-304	$F(>400GeV) < 6.6 \times 10^{-12} cm^{-2} sec^{-1}$

となった。この結果を表 5.3 にまとめる。

$$F(> E_{th}) = \frac{N_s}{t_{obs}\overline{S_{eff}}} \tag{5.4}$$

5.2 SSC モデルによるフラックス予想値

CANGAROO-II 望遠鏡により PKS 2005-489, PKS 2155-304 を観測した 2000 年 7-10 月の期間 (表 4.1 参照) に取得された $RXTE\text{-}ASM$ の 1 日平均カウント数の時間的推移をそれぞれ図 5.2, 図 5.4 に示す。これらの図から、両天体の平均カウント数 N_{ASM} は、$\sim 0.52\ counts\ SSC^{-1} sec^{-1}$(PKS 2005-489), $\sim 0.58\ counts\ SSC^{-1} sec^{-1}$(PKS 2155-304) であることが分かる。さらに、目標天体の赤方偏移及び微分エネルギースペクトルの冪 α を与えると、式 1.1 から IIRF による光学的深さを見積もることが出来る。しかし、IIRF の密度分布を見積もるのためには、銀河の発達モデル等の仮定が必要なため、現時点では IIRF 密度の上限値及び下限値のみが与えられている [19]。

IIRF による吸収の影響が無い場合の α を -2.2 と仮定すると、検出閾値 $E_{th} \simeq 350\ GeV$ での積分フラックスは式 1.9 から計算される。表 5.4 へ、この計算に使用したパラメータをまとめる。SSC モデルにより $TeV\ \gamma$ 線領域で期待される積分フラックスは、IIRF 密度を上限値に取った場合、

$$F(>450GeV) \sim 4.4 \times 10^{-11}\ cm^{-2} sec^{-1}, \quad \text{(PKS 2005-489)} \tag{5.5}$$

$$F(>400GeV) \sim 3.8 \times 10^{-11}\ cm^{-2} sec^{-1}, \quad \text{(PKS 2155-304)}. \tag{5.6}$$

IIRF 密度を下限値に取った場合は、それぞれ

$$F(>450GeV) \sim 6.8 \times 10^{-11}\ cm^{-2} sec^{-1}, \quad \text{(PKS 2005-489)} \tag{5.7}$$

$$F(>400GeV) \sim 5.2 \times 10^{-11}\ cm^{-2} sec^{-1}, \quad \text{(PKS 2155-304)}. \tag{5.8}$$

表 5.4: モデルパラメータ

Target	N_{ASM}	α	z
PKS 2005-489	~ 0.52	-2.2	0.071
PKS 2155-304	~ 0.58	-2.2	0.116

表 5.5: 積分フラックス予想値

Target	highest IIRF	lowest IIRF
PKS 2005-489	$\sim 4.4 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$	$\sim 6.8 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$
PKS 2155-304	$\sim 3.8 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$	$\sim 5.2 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$

となった。結果を表 5.5 にまとめる。

図 5.3, 図 5.5 に本研究及び過去の観測結果と以上で計算した積分フラックス予想値をプロットしたものを示す。本論文において両天体から得られた積分フラックス上限値は、過去に行われた観測よりも検出閾値を引き下げることが出来ており、より厳しい上限値になっていることが分かる。また、SSC モデルから期待されるフラックスよりもおよそ 1 オーダー程度低い値を得ることが出来ている。

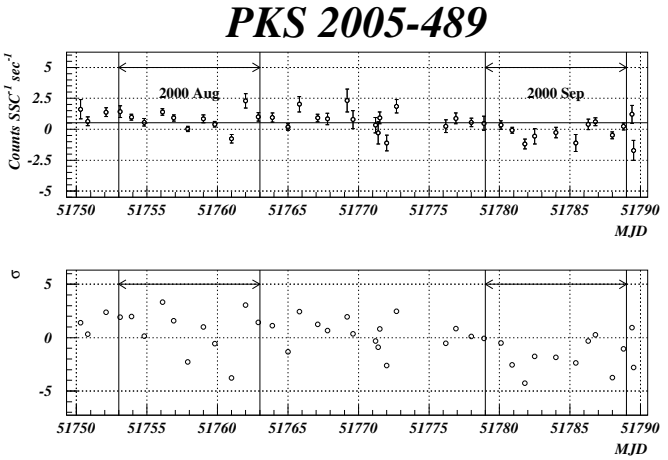

図 5.2: PKS 2005-489 の光度曲線 $(2-10\ keV)$

上図： *RXTE-ASM* から得られた 1 日平均カウント数による光度曲線、平均カウント数は $N_{ASM} \simeq 0.52\ counts\ SSC^{-1} sec^{-1}$。下図：平均カウント数 N_{ASM} からの揺らぎの統計的有意度。CANGAROO-II 望遠鏡による観測期間中、統計的に有意なフラックスの増加は現れていない。(Results provided by ASM/RXTE teams at MIT and at the RXTE SOF and GOF at NASA's GSFC.)

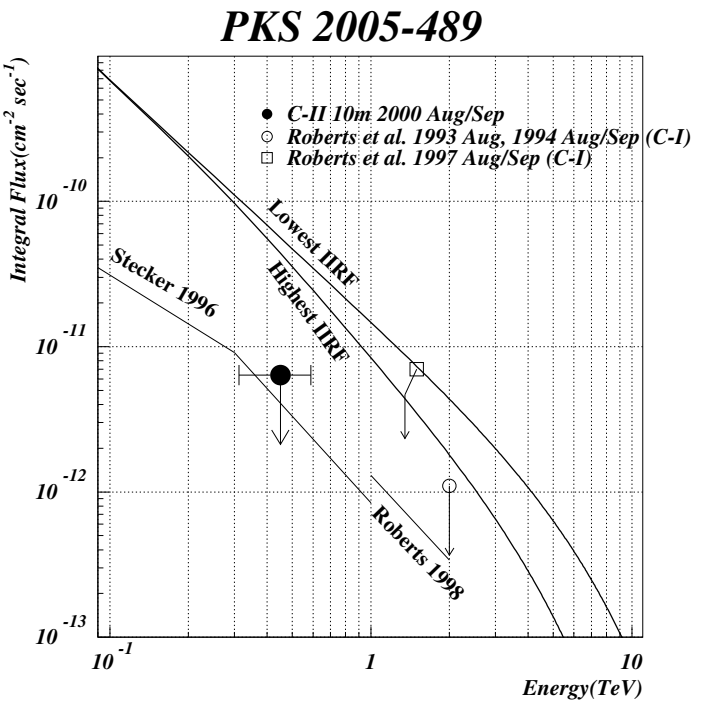

図 5.3: PKS 2005-489 のフラックス上限値

図中の実線は、SSC モデルを用いて *RXTE-ASM*$(2-10\ keV)$ の X 線フラックスより推定したフラックス。Stecker 1996:[27] より引用。[27] では、0.1 GeV, 0.3 TeV, 1 TeV それぞれにおける積分フラックスのみが与えられている。図では、各エネルギーでの積分フラックスの点を結んである。このフラックス予想値は、IIRF を多く見積もり過ぎていることが指摘されている [19]。Roberts 1998:[28] より引用。

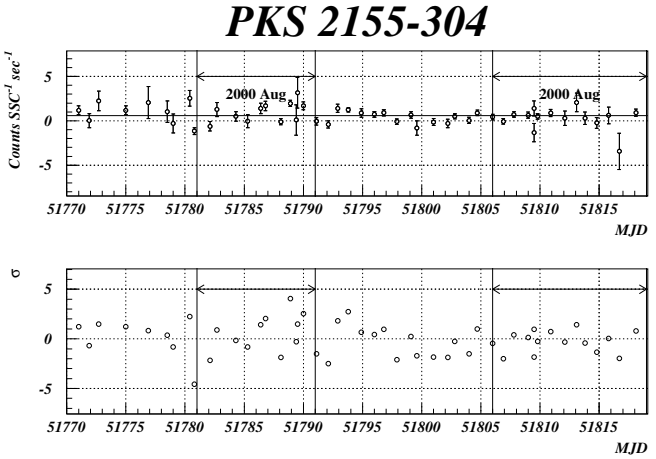

図 5.4: PKS 2155-304 の光度曲線 $(2-10\ keV)$

上図： $RXTE\text{-}ASM$ から得られた 1 日平均カウント数による光度曲線、平均カウント数は $N_{ASM} \simeq 0.58\ counts\ SSC^{-1} sec^{-1}$。下図：平均カウント数 N_{ASM} からの揺らぎの統計的有意度。CANGAROO-II 望遠鏡による観測中、統計的に有意なフラックスの増加は現れていない。(Results provided by ASM/RXTE teams at MIT and at the RXTE SOF and GOF at NASA's GSFC.)

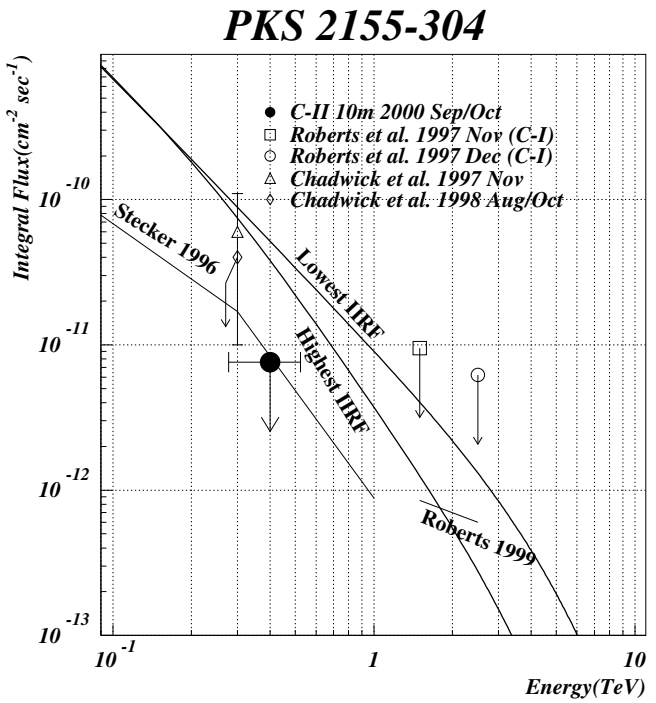

図 5.5: PKS 2155-304 のフラックス上限値

図中の実線は、SSC モデルを用いて $RXTE\text{-}ASM(2-10\ keV)$ の X 線フラックスより推定したフラックス。Stecker 1996:[27] より引用。[27] では、0.1 GeV, 0.3 TeV, 1 TeV それぞれにおける積分フラックスのみが与えられている。図では、各エネルギーでの積分フラックスの点を結んである。このフラックス予想値は、IIRF を多く見積もり過ぎていることが指摘されている [19]。Roberts 1999:[29] より引用。Chadwick *et al.* 1998 の上限値は 3 σ 上限値であることに注意。

第6章　結論

CANGAROO-II 解像型空気チェレンコフ望遠鏡を用いて、南天において超高エネルギー γ 線 (Very High Energy:VHE γ 線) が検出できる事が Synchrotron Self-Compton(SSC) モデルにより予想されているブレーザー、PKS 2005-489 及び PKS 2155-304 の観測を行った。観測時期はそれぞれ、2000 年 8-9 月及び 2000 年 9-10 月で、*ON source run* の総観測時間は 28.7 時間、32.9 時間であった。天候が良好な時間帯のみを選び出した結果、解析に使用できた *ON source run* の総観測時間は、16.7 時間及び 17.5 時間となった。

観測データをイメージング法により解析した結果、PKS 2005-489, PKS 2155-304 それぞれの超過事象数の統計的有意度は、$-0.32\ \sigma$, $1.07\ \sigma$ となり、両天体とも有意な超過事象は見えなかった。モンテカルロシミュレーションにより推定される望遠鏡の有効検出面積は、それぞれ $\overline{S_{eff}} \simeq 4.4 \times 10^8\ cm^2$(PKS2005-489), $\overline{S_{eff}} \simeq 3.6 \times 10^8\ cm^2$(PKS2155-304). 検出閾値は $E_{th} \simeq 450\ GeV$, $E_{th} \simeq 400\ GeV$ である。

以上の解析によって得られたフラックス上限値 ($2\ \sigma$ level U.L.) は、$F(> 450GeV) < 6.4 \times 10^{-12} cm^{-2} sec^{-1}$(PKS 2005-489), $F(> 400GeV) < 7.6 \times 10^{-12} cm^{-2} sec^{-1}$(PKS 2155-304) であった。

CANGAROO-II 望遠鏡による観測期間中に *RXTE-All Sky Monitor*$(2 - 10\ keV)$ から得られた平均カウント数は、$\sim 0.52\ counts\ SSC^{-1} sec^{-1}$(PKS 2005-489), $\sim 0.58\ counts\ SSC^{-1} sec^{-1}$(PKS 2155-304) であった。これらの X 線領域のフラックスから、SSC モデル及び銀河間赤外線 (Intergalaxy Infra-Red Field:IIRF) による吸収の見積もりによって予想される VHE γ 線の積分フラックスは次の通りである。直接観測から推定される IIRF 密度を上限値に取った場合には、$F(> 450GeV) \simeq 4.4 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$(PKS 2005-489), $F(> 400GeV) \simeq 3.8 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$(PKS 2155-304).

下限値に取った場合は、$F(>450GeV) \simeq 6.8 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$(PKS 2005-489), $F(>400GeV) \simeq 5.2 \times 10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$(PKS 2155-304) となる。

本研究によって得られた結果は、これまでに PKS 2005-489 及び PKS 2155-304 それぞれについて得られている観測結果よりも検出閾値が引き下げられており、フラックス上限値についてもより厳しい値になっている。また、SSC モデルから期待される TeV γ 線のフラックスよりも、1 オーダー近く低い値になっている。しかし、SSC モデルによる TeV γ 線フラックスの見積もりでは、Mkn 421 から得られたモデルパラメータを用いており、さらに、IIRF 密度分布を仮定して TeV γ 線の吸収量を推定している。このため、本研究で見積もったフラックス予想値には、大きな不確定性が含まれている。両天体から決定されるモデルパラメータを得るために、電波から TeV γ 線領域に渡る多波長観測を行っているので、これらのデータを使用して SSC モデルやその他のモデルの検証を行ってゆく必要がある。

第7章　謝辞

まず何よりも、本研究の機会を与えて下さり常に熱意を持って指導に当たって下さった、西嶋恭司先生に感謝致します。また、木舟正先生を始めとするCANGAROOグループの皆さんにも感謝致します。特に、榎本良治先生、櫻澤幸司さん、原敏さん、櫛田淳子さんには、解析の全体に渡り数多くの御指導、助言を頂きました。さらに、現地での観測でお世話になった、John Patterson先生、内藤統也さん、David Swabyさん一家にも感謝いたします。

参考文献

[1] Particle Data Group, 1998, Eur. Phys. J. C, Vol. 3, Num. 1-4, pp. 132-136

[2] Fichel, C. E., *et al.*, 1973, ApJ, **186**, L99

[3] Swanenburg, B. N., *et al.*, 1981, ApJ, **243**, L69

[4] Fichel, C. E., *et al.*, 1994, ApJS, **94**, 551

[5] Hartman, R. C., *et al.*, 1999, ApJS, **123**, 79

[6] von Montigny, C., *et al.*, 1995, ApJ, **440**, 525

[7] Mattox, J. R., *et al.*, 1997, ApJ, **481**, 95

[8] Weekes, T. C., 1989, ApJ, **342**, 379

[9] Ong, R. A., 1998, Phys. Rep., **305**, 93

[10] Punch, M., *et al.*, 1992, Nature, **358**, 477

[11] Quinn, J., *et al.*, 1996, ApJ, **456**, L83

[12] Catanese, M., *et al.*, 1998, ApJ, **501**, 616

[13] Chadwick, P. M., *et al.*, 1999, ApJ, **513**, 163

[14] Vermeulen, R. C., and Cohen, M. H., 1994, ApJ, **430**, 467

[15] Lin, Y. C., *et al.*, 1997, ApJ, **476**, L11

[16] Ciliegi, P., Bassani, L., and Caroli, E., 1995, ApJ, **439**, 80

[17] Ghisellini, G., Padovani, P., Celotti, A., Maraschi, L., 1993, ApJ, **407**, 65

[18] Giommi, P., and Padovani, P., 1994, MNRAS, **268**, L51

[19] Stecker, F. W., and de Jager, O. C., 1998, A&A, **334**, L85

[20] Malkan, M. A., and Stecker, F. W., 1998, ApJ, **496**, 13

[21] Stecker, F. W., de Jager, O. C., and Salamon, M. H., 1992, ApJ, **390**, L49

[22] Konopelko, A., 1999, in TeV Astrophysics of Extragalactic Sources, ed. M. Catanese & T. C. Weekes, APh.,**11**, 135 (astro-ph/9901093)

[23] Krennrich, F., *et al.*, 1999, ApJ, **511**, 149

[24] Stecker, F. W., and de Jager, O. C., 1993, ApJ, **415**, L71

[25] Perlman, E. S., Madejski, G., Stoke, J. T., and Rector, T. A., 1999, ApJ, **523**, L11

[26] Falomo, R., Maraschi, L., Tanzi, E. G., and Treves, A., 1987, ApJ, **318**, L39

[27] Stecker, F. W., de Jager, O. C., and Salamon, M. H., 1996, ApJ, **473**, L75

[28] Roberts, M. D., *et al.*, 1998, A&A, **337**, 25

[29] Roberts, M. D., *et al.*, 1999, A&A, **343**, 691

[30] Chadwick, P. M., 1999, in 26th ICRC(Snowbird) Online Conf. Proc., ed. D. Kieda, M. Salamon, & B. Dingus, `http://www.icrc1999.utah.edu/~icrc1999/root/icrc.html`

[31] Takahashi, T., Kataoka, J., Madejski, G., Mattox, J., Urry, C. M., Wagner, S., *et al.*, 2000, ApJ, **452**, L105

[32] Levine, A. M., *et al.*, 1996, ApJ, **469**, L33

[33] Falomo, R., *et al.*, 1993, ApJ, **411**, L63

[34] Pesce, J. E., *et al.*, 1997, ApJ, **486**, 770

[35] Pian, E., *et al.*, 1997, ApJ, **486**, 784

[36] Urry, C. M., *et al.*, 1997, ApJ, **486**, 799

[37] Bloom, S. D., and Marscher, A. P., 1996, ApJ, **461**, 657

[38] Dermer, C. D., Schilickeiser, R., and Mastichiadis, A., 1992, A&A, **256**, L27

[39] Sikora, M., Begelman, M. C., and Rees, M. J., 1994, ApJ, **421**, 153

[40] Ghisellini, G., *et al.*, 1998, A&A, **301**, 451

[41] Mannheim, K., 1993, A&A, **269**, 67

[42] Protheroe, R. J., and Mücke, A., astro-ph/0011154

[43] Li, T. P., and Ma, Y. Q., 1983, ApJ, **272**, 317