超新星残骸ＳＮ１００６からのＴｅＶγ線の発見
－宇宙線の超新星起源の証拠－

東京工業大学 大学院 理工学研究科 物理学専攻 渡辺･谷森研究室
学籍番号 96M01092
亀井 新

1998 年 2 月

Abstract

Supernova remnants (SNRs) are currently believed to be the major source of garactic cosmic rays. Recent observations with the ASCA satellite of the non-themal synchrotron X-rays from the two bright rims of SN1006 (shell-like, type Ia SNR) show, for the first time, direct evidence for the existence of electrons with energies up to $\sim 100\ TeV$[18]. These electrons were thought to be accelerated whithin the blast shock wave in the remnant by the Fermi's 1st-order mechanism, and the production of TeV gamma-rays by inverse Compton scattering on the microwave radiation as the $2.7°K$ cosmic background was expected.

Therefore we have observed SN1006 with CANGAROO 3.8 m atomosphric Čerenkov imaging telescope in April/June 1996 and March/April 1997, and this thesis repors the first discovery of TeV gamma-ray emission from a SNR as the result of the observation. TeV gamma-ray signals are ditected at the direction coincident with the north-east (NE) rim of SN1006 at the 5.8 σ (1996) and 7.1 σ (1997) statistical significance level. The integral gamma-ray flux is estimated to be $(2.4 \pm 0.4(statistical) \pm 0.5(systematic) \times 10^{-12} photons\ cm^{-2}\ sec^{-1}$ above $3.0 \pm 0.9(systematic)\ TeV$ and $(5.5 \pm 0.8 \pm 1.0) \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2}\ sec^{-1}$ above $1.5 \pm 0.5\ TeV$ from the 1996 and 1997 data. We also estimate the differential gamma-ray flux to be $(1.1 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-11}(\frac{E}{1\ TeV})^{-2.3 \pm 0.3 \pm 0.1} photons\ TeV^{-1} cm^{-2} sec^{-1}$ in the 1997 data.

No significant signal are detected at the direction of the south-west (SW) rim which is another brite rim of SN1006, and we estimate 95% confidence flux upper limit to the emission from the SW rim to be $3.3 \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2}\ sec^{-1}$ above $1.5 \pm 0.5\ TeV$ in the 1997 data.

Timing analysis (the analysis using the imformation of arrival timings of Čerenkov photons) in addition to usual imaging technique has applied to the data, and the observed signals appear to show the gamma-ray-like tendency inferred from the Monte Carlo simulations, domonstrating that the signals are very likely to be due to gamma rays.

The observed spectrum of TeV gamma-rays is consistent with inverse Compton model which is expected from SN1006 spectrum of both radio and non-thermal X-rays. The magnetic field strength of $7 \pm 2\ \mu G$ is inferred from synchrotron X-rays and inverse Compton TeV gamma rays, which entirly suports the mechanism that electorons of energis up to $\sim 100\ TeV$ are produced via the shock acceleraion in SN1006. Thus our result is further evidence for the SNR origin of garactic cosmic rays.

目 次

1 序論 7

2 超新星残骸 SN1006 8

2.1 超新星残骸と粒子加速 8

2.1.1 超新星残骸：概観 8

2.1.2 シェル型超新星残骸での粒子加速 9

2.1.3 宇宙線の起源 10

2.2 超新星残骸 SN1006 12

2.3 ASCA による SN1006 の観測 14

2.4 SN1006 からの TeV γ 線放射 17

3 TeV γ 線観測技術 20

3.1 拡大空気シャワー 20

3.2 チェレンコフ光放射 21

3.3 チェンコフ光望遠鏡とイメージング法 22

3.4 タイミング解析 29

4 CANGAROO 3.8m 望遠鏡 30

4.1 CANGAROO 実験 30

4.2 3.8m 望遠鏡 30

4.2.1 反射鏡およびカメラ 30

4.2.2 電子回路およびトリガーシステム 34

5 データ解析及び結果 37

5.1 観測データ 37

5.2 ADC、TDC データの較正 40

5.3 ノイズイベントの除去 41

5.4 イメージ解析 43

5.4.1 不完全な像の除去 (エッジカット) 43

5.4.2 γ 線イベント選択条件の決定 46

5.4.3 統計的有意性 46

5.4.4 イメージ解析の結果 51
5.5 タイミング解析 52
5.5.1 タイミングデータの較正 52
5.5.2 タイミング相関関数 (ρ パラメータ) 56
5.5.3 シャワー到来方向の再構成 59
5.6 γ 線到来方向の再構成 67
5.6.1 一般的な手法 67
5.6.2 ソース確率密度関数 (SPDF) による再構成 67
5.6.3 広がった γ 線ソースの探索 72

6 フラックスの評価 80
6.1 積分フラックス 80
6.2 微分フラックス 83

7 結論及び考察 89

A モンテカルロシミュレーション 95

B イメージパラメータの定義 99

表 目 次

2.1 GIS と SIS の性能一覧 15

3.1 イメージングチェレンコフ光望遠鏡による実験のグループ 28

5.1 観測時間及び観測されたイベント数 38
5.2 各天体と視野中心方向の座標 39
5.3 イメージパラメータによる選択条件 47
5.4 各イベント選択によるイベント数の推移 52
5.5 Distance 及び Alpha カットによるイベント数の推移 (SW リム) 54
5.6 Distance 及び Alpha カットによるイベント数の推移 (SW リム) 54
5.7 θ_s によるイベント選択の結果 (NE リム) 64

6.1 エネルギーしきい値と平均検出有効面積 83
6.2 γ 線イベント数と観測時間。 84
6.3 光量 (sumADC) による観測データの分割 86
6.4 NE リム方向からの γ 線微分フラックス 86

図 目 次

2.1 一次宇宙線の積分フラックス 11
2.2 電波 (843MHZ) でみた SN1006 12
2.3 Tycho の X 線スペクトル 13
2.4 Tenma によって得られた SN1006 の X 線スペクトル 14
2.5 ASCA/GIS によって得られた SN1006 の X 線イメージ 15
2.6 ASCA/GIS によって得られたそれぞれの領域の X 線スペクトル 16
2.7 ASCA/SIS によって得られた SN1006 の X 線イメージ 17
2.8 ASCA/SIS によって得られた X 線スペクトル 18
2.9 理論から期待される SN1006 の γ 線フラックス 19

3.1 空気シャワー発達の様子 21
3.2 $1TeV\,\gamma$ 線による空気シャワーからのチェレンコフ光の密度分布 23
3.3 $3TeV$ 陽子による空気シャワーからのチェレンコフ光の密度分布 23
3.4 イメージングチェンコフ光望遠鏡の測定原理 24
3.5 望遠鏡の焦点面上でのチェレンコフ光の分布 25
3.6 イメージパラメータの定義 26
3.7 シミュレーションによるイメージパラメータの分布 27
3.8 Whipple グループによる Crab、Marakarian421 の観測結果 (Alpha 分布) 28
3.9 CANGAROO グループによる PSR1706-44 の観測結果 (Alpha 分布) 28

4.1 CANGAROO $3.8m$ 望遠鏡 31
4.2 イメージングカメラ 32
4.3 光電子像倍管の分光感度曲線 33
4.4 PMT 箱の概略図 33
4.5 CCM ブロックダイヤグラム 34
4.6 トリガー論理の概念図 35

5.1 ASCA/GIS による $\geq 2keV$ X 線強度等高図 38
5.2 各天体と視野中心方向の位置関係 39
5.3 各天体の視野上での動き 40
5.4 ADC 値の分布 42
5.5 TDC 値の分布 42

5.6 星光の影響の除去 43
5.7 1996 年のデータでの像重心の分布 44
5.8 エッジカットによる Alpha 分布の変化 44
5.9 各観測期間でのエッジカットの条件 45
5.10 シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (1) 48
5.11 シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (2) 49
5.12 シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (3) 50
5.13 Alpha 分布 (NE リム) 53
5.14 Alpha 分布 (SW リム) 55
5.15 タイムウォーク 56
5.16 LED テスト RUN での ADC vs. TDC 分布 57
5.17 γ 線シャワー像でのタイミング分布についての概略図 58
5.18 ρ を求める際の座標の定義 58
5.19 シミュレーションによる ρ パラメータの分布 59
5.20 ρ 分布 60
5.21 ρ の正負による Alpha 分布の比較 (NE リム) 61
5.22 シャワー平面 62
5.23 θ_s の原点の定義 62
5.24 シミュレーションによる θ_s の分布 63
5.25 シャワー高度の仮定を変えた時の θ_s の分布 64
5.26 θ_s 分布 65
5.27 θ_s カット後の Alpha 分布 (NE リム) 66
5.28 一連のイベント選択による Alpha 分布の推移 (NE リム/1996 年) 68
5.29 一連のイベント選択による Alpha 分布の推移 (NE リム/1997 年) 69
5.30 ソース再構成の PSF(一般的な手法) 70
5.31 SPDF の説明図 71
5.32 再構成されたシャワー到来方向に対する正しいソース位置の分布 72
5.33 SPDF の分布の例 73
5.34 ソース再構成の PSF(SPDF 法による) 73
5.35 一般的手法によるソース再構成の結果 (1) 75
5.36 一般的手法によるソース再構成の結果 (2) 76
5.37 SPDF 法によるソース再構成の結果 1(1996 年) 77
5.38 SPDF 法によるソース再構成の結果 1(1997 年) 78
5.39 SPDF 法によるソース再構成の結果 2 79

6.1 各観測期間での検出有効面積 81
6.2 エネルギーしきい値の定義 82
6.3 γ 線エネルギーとチェレンンコフ光量との関係。 85
6.4 光量 (sumADC) で分割したときの Alpha 分布 87

6.5 NEリム方向からのγ線微分フラックス 88

7.1 γ線積分スペクトルの理論値との比較 91
7.2 γ線微分スペクトルの理論値との比較 92

A.1 パラメータの分布の比較 96
A.2 チェレンコフ光量とADC値の比較 98

第1章

序論

高エネルギー宇宙線の起源については、その長い研究の歴史にも関わらず不明な部分が多い。超新星残骸は、エネルギー的な観点[6]と元素組成の観点[51]から銀河内宇宙線の起源であると信じられてたが、その直接的な証拠は最近まで得られていなかった。その中でIa型超新星残骸であるSN1006のリム部分からの非熱的なX線放射が衛星ASCA[18]、並びにROSAT[50]によって検出された。この非熱的なX線は、電波領域と同様にシンクロトロン機構の寄与によるものと理解され、$\sim 100\ TeV$ 以上の高エネルギー電子の存在を提示する初めての直接的な証拠となった。SN1006は、中央部に中性子星やブラックホールといった高エネルギーの粒子を生成する駆動力を持たない典型的なシェル型の超新星残骸であり、それゆえ高エネルギー粒子の存在は衝撃波による加速理論[6][13]を支持するものである。

もし粒子の衝撃波加速が起こっているならば、高エネルギー電子がマイクロ波領域の光子(主に宇宙背景放射の光子)と逆コンプトン散乱をすることによって$TeV\ \gamma$線が生成されると予測される。超新星残骸の放射領域での磁場強度を仮定し、電波及び非熱的X線で観測されているスペクトルから、$TeV\ \gamma$線で期待されるスペクトルが幾つか計算されている[27][22][23][52]。SN1006からの$TeV\ \gamma$線の観測は、X線の結果が示唆する高エネルギー電子の存在の更なる直接的な証拠となるだけでなく、超新星残骸での磁場強度等現在まではっきりと判明していなかった重要な物理量を直接的に決定することができ、ひいては宇宙線の超新星起源の確実な証拠となる。

このような意義に基づき、CANGAROOグループでは96年の4月と6月、96年の3月と4月の4回に渡ってイメージング大気チェレンコフ光望遠鏡によるSN1006の観測を行った。本論文はこの観測及び解析の結果を報告するものである。

第 2 章

超新星残骸 SN1006

2.1 超新星残骸と粒子加速

2.1.1 超新星残骸：概観

超新星爆発

超新星とは恒星進化の最終段階で、恒星が自身の大部分を吹き飛ばしてしまうような爆発現象をいう。観測的には、水素輝線が見られるＩ型と、見られないII型に大きく分類される。

Ｉ型の多くはシリコンの蛍光輝線を出すもので、Ia 型と呼ばれ超新星の中でも数多くが属する区分である。銀河系内で起こった例としては、SN1006、SN1572(Tycho)、SN1604(Kepler) 等が挙げられる。Ia 型超新星は、その絶対光度及び光度の爆発後の時間的変動が多数の観測例においてほぼ同様である。現在のモデルでは、白色矮星と通常恒星の近接連星系において、白色矮星への物質降着による炭素の爆発的核融合が超新星爆発を起こしていると説明されている。

他方 II 型超新星は渦巻銀河の中でのみ観測されており、その中の特に腕の領域に集中して起こっている。この領域は星形成が盛んであり、ゆえに大質量星の多く存在する領域でもある。II 型超新星のモデルでは、進化した大質量星の重力崩壊により爆発が起こると説明される。また爆発後の中心部には中性子性 (またはブラックホール) が生成されると考えられている。

シェル型超新星残骸と Crab 型超新星残骸

超新星爆発によって解放された莫大なエネルギーは、長い期間にわたって星間空間にその跡を残す。これが超新星残骸である。超新星残骸は多くが電波観測によって発見されており、その形状に関して二つの種類 — シェル型とプレリオン — に分類される。前者の例が Cassiopea A (Cas A)、Cygnas Loop そして SN1006 であり、後者の典型が Crab nebula である (それゆえ Crab 型超新星残骸とも呼ばれる)。

シェル型超新星残骸のエネルギー源は、星間物質及び超新星からの射出物質中を伝搬する衝撃波である。衝撃波のエネルギーはこれらの物質の熱運動に変換され、高温のプラズマが形成される。この高温のプラズマからの熱制動放射が元素輝線と共に X 線領域で観測されている。また衝撃波の前面ではプラズマとその内部の磁場が圧縮され、この領域に捉えられた粒子は非熱的なフェルミの一次加速 (次項参照) によって高エネルギーまで加速されると考えられている。電波領域で

観測されている非熱的なスペクトルは、この機構で加速された電子からのシンクロトロン放射で説明される。

シェル型に比較し、Crab 型超新星残骸のエネルギー源は中心部にある中性子星である。中性子星は高速で回転しつつも周囲のネビュラにエネルギーを供給しながら徐々にその回転速度を落している。Crab 型超新星残骸からの放射は、電波から X 線領域まで単一の冪関数で表され、放射機構はシンクロトロン放射であるとされている。しかし粒子加速の機構の詳細は今だ不明な点が多い。

2.1.2 シェル型超新星残骸での粒子加速

シェル型超新星残骸の電波領域でのスペクトルは、通常エネルギー冪指数$\simeq -0.5$ の冪関数で表される。このスペクトル形状はすなわち、冪関数に従ったエネルギー分布を持つ電子の存在を示唆している。シェル型超新星残骸においてこのように電子を加速する機構として、衝撃波中でのフェルミの一次加速がある[8]。ここではその加速原理を概説する。

非相対論的な衝撃の上流及び下流での速度を 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。下流側へ弾性的に散乱された粒子のエネルギーは

$$E_0' \simeq \gamma_d^2(1-\beta_d^2)E_0 \tag{2.1}$$

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、非相対論的な衝撃波であるから、

$$E_1 \simeq \gamma_u^2(1+\beta_u^2)E_1' \simeq (1+2\beta_u)(1-2\beta_d)E_0 \tag{2.2}$$

である ($\beta_u = v_u/c$、$\gamma_u = sqrt(1-\beta_u^2)$)。衝撃波では $\beta_u > \beta_d$ であるから、粒子は衝撃の前後の領域を往復することによって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為、平均的なエネルギー増幅のの効率は低くなる。n 回の往復後に得られる平均のエネルギーは

$$E_n = E_0 exp\left\{\frac{4}{3}n(\beta_u - \beta_d)\right\} \tag{2.3}$$

と計算される[5]。

ここで、衝撃波中での散乱過程によって、粒子の向きは等方になるよう緩和されると仮定する。すると平均的な粒子の速度は衝撃波の流速に等しくなり、上流に向かった粒子は衝撃波面に引き戻される。下流では、粒子の脱出確率 eta が以下のように計算されている[5]。

$$\eta = 4\frac{v_d}{v_p} \tag{2.4}$$

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

$$P_n = (1-4\beta_d)^n \tag{2.5}$$

となる。

(2.3) 及び (2.5) 式を用いて、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できる。

$$N(E) \propto \frac{dP_N}{dE_n} \propto E^{-\frac{\beta_u+2\beta_d}{\beta_u-\beta_d}} \tag{2.6}$$

単原子分子理想気体での強い衝撃波、$\beta_d = 1/4\beta_u$ では

$$N(E) \propto E^{-2} \tag{2.7}$$

を得る。

このようにフェルミの一次加速は、冪関数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り、電波での観測結果を良く説明する。それに加えこの加速は、機構上電子とイオンの間に区別がない為、宇宙線の起源として超新星を考える際に重要な役割を果たしている。

2.1.3 宇宙線の起源

宇宙線は、宇宙空間のあらゆる方向から飛来する相対論的な粒子である。その構成の殆んどは陽子であり、他の原子核成分や電子も少量存在している。観測されている宇宙線陽子のエネルギーは 10^9 eV 以下から 10^{20} eV に及んでいる (下限値があるのは太陽風の影響の為)。積分フラックスは knee 領域と呼ばれる $10^{15}eV$ 付近まで指数 -1.7 の冪関数で延びており、そこから指数 -2.1 に折れ曲がっている (図 2.1)。

星間磁場によるローレンツ力の為、宇宙線は星間空間を直進することはできない。それゆえ宇宙線のソースをその到来方向から知ることは不可能である。銀河面での磁場の値として一般的な ~ 1 μG を用いた場合、10^{15} eV までの陽子は我々の銀河に閉じ込められてしまが、それ以上のエネルギーでは陽子のラーモア半径が銀河円盤の厚み以上になってくる為、宇宙線陽子は銀河から洩れだすようになる。観測される宇宙線のフラックスが knee 領域で折れ曲がっているのはこの為であると考えられており、また knee 領域以下のエネルギーの宇宙線の起源は銀河内に存在するはずである。

観測から評価されている宇宙線の銀河内でのエネルギー密度、及び銀河円盤の体積から、銀河内の宇宙線の総エネルギー量は 10^{66} eV $\sim 10^{54}$ erg と推定される。宇宙線の銀河内での寿命は、その放射性同位体のフラックスからおよそ 2 億年 ($\sim 10^{14}$ sec) と評価されており、これからエネルギーの供給率は$\sim 10^{40}$ erg/sec と求まる。

銀河内でこのように莫大なエネルギーを供給することができる天体としては超新星が最も有力である。渦巻銀河において超新星爆発の起こる頻度は 30 年に一度 (10^{-9} sec^{-1}) 程度といわれており、一つの超新星が解放するエネルギーは $\sim 10^{51}$ erg であるから、その平均エネルギー生成率は $\sim 10^{42} erg/sec$ である。このうち 1 % のエネルギーを粒子加速に与えることで、宇宙線の供給を賄うことが可能である。

このようなエネルギー的な考察に加え、超新星残骸での衝撃波によるフェルミの一次加速は宇宙線フラックスの冪関数型を良く説明することができる。また、超新星残骸からのシンクロトロ

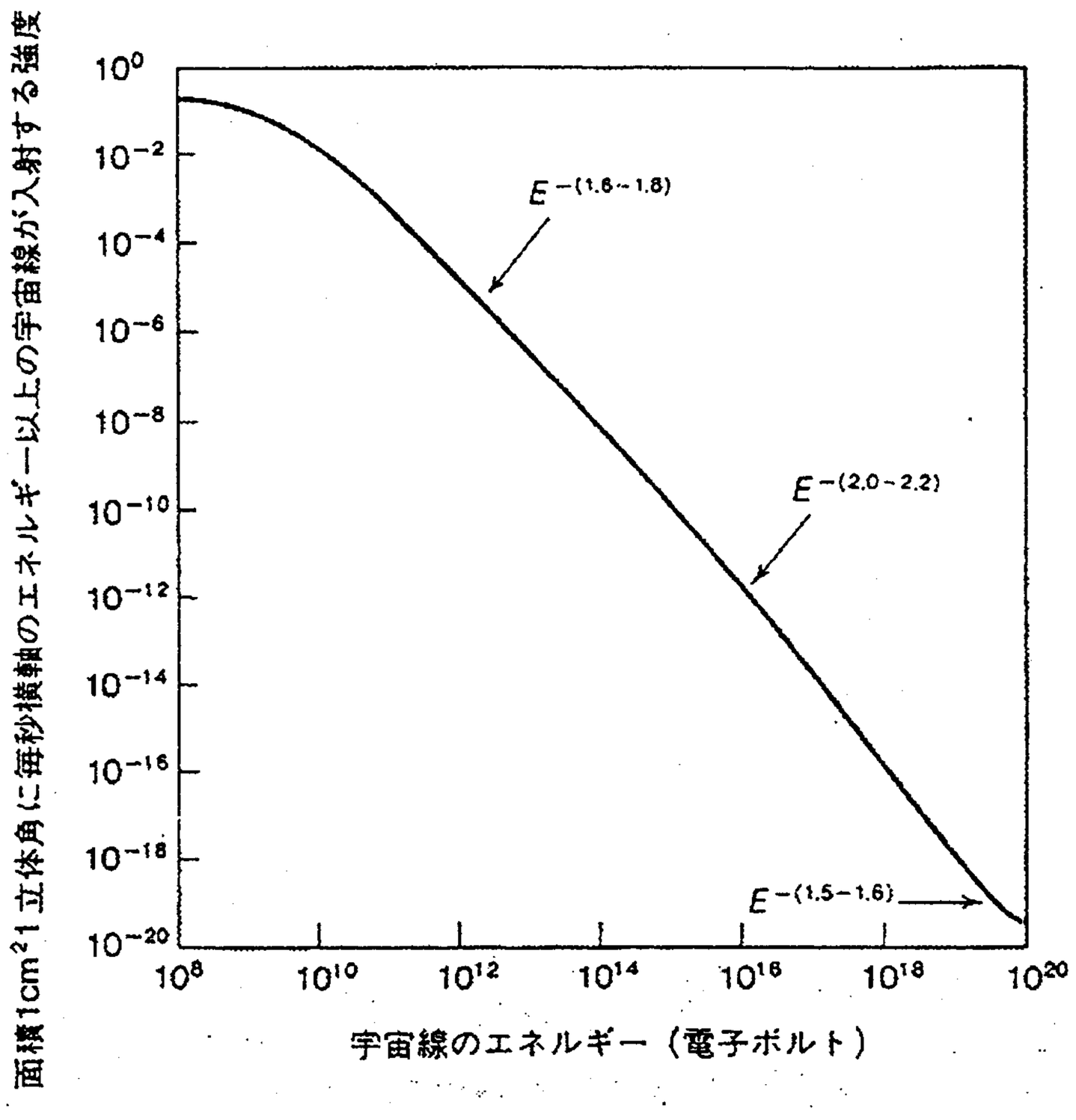


図 2.1: 一次宇宙線の積分フラックス[57]。冪関数で良く近似され、knee 領域 ($\sim 10^{15}$ eV) で折れ曲がっている。

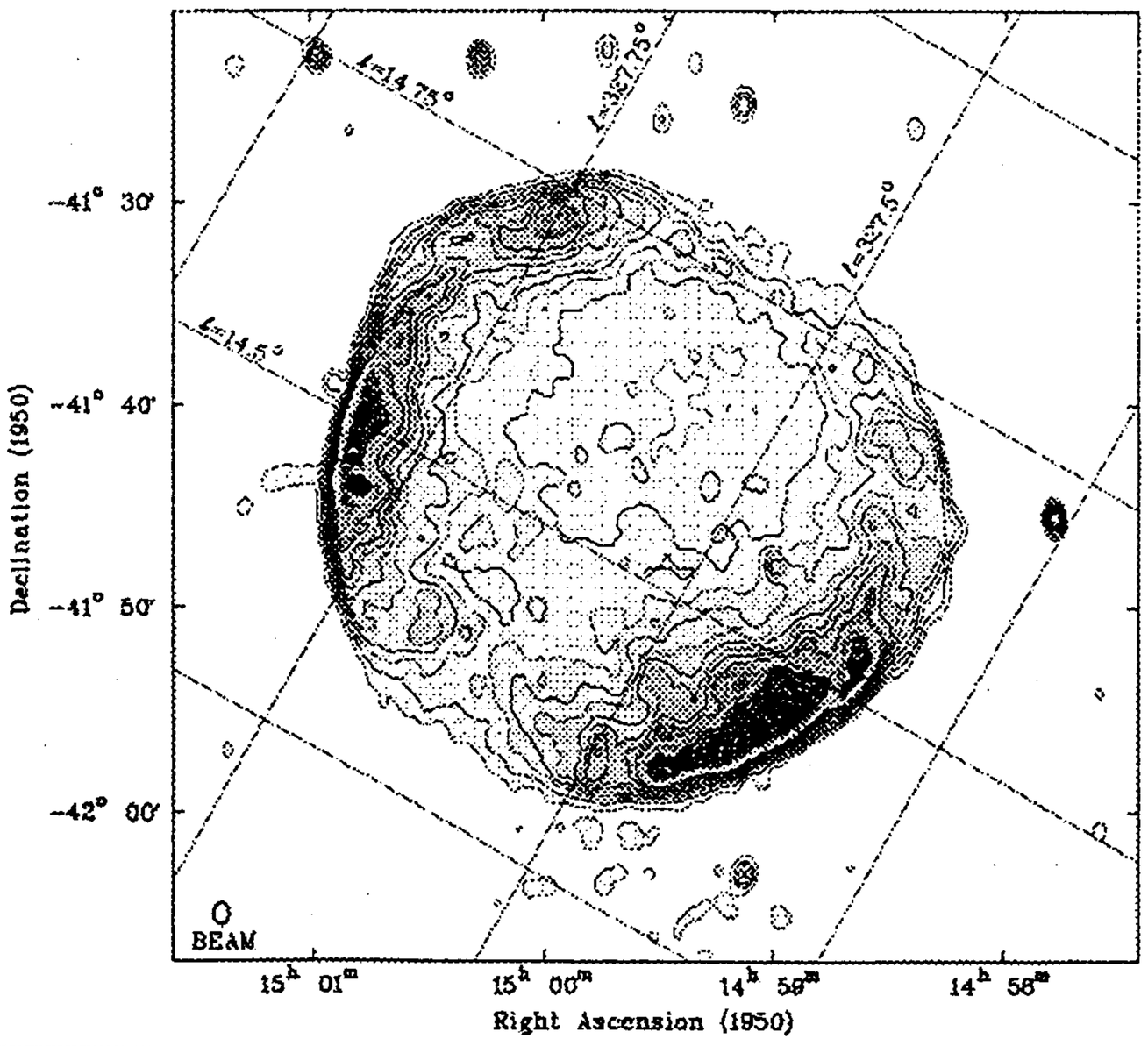


図 2.2: 電波 (843MHZ) でみた SN1006[37]。Molongo Observatory Synthesis Telescope (MOST) による撮像。向かい合った北東 (NE) リムと南西 (SW) リムが他の領域より非常に明るいのが判る。

ン電波放射は、$\sim 1\ \mu G$ の磁場で $10^8 - 10^9\ eV$ まで加速された電子の存在を示唆する観測事実である。

以上のようなことから、宇宙線の起源としては超新星残骸が有力視されてきた。しかし、$10^8 - 10^9\ eV$ 以上のエネルギーまでの粒子加速を裏付けるような観測的証拠は、最近まで見つかっていなかった。

2.2 超新星残骸 SN1006

超新星残骸 SN1006(G327.6+14.6) は、西暦 1006 年に爆発した歴史上最も明るい超新星の残骸である。その爆発の様子はは世界中の広い地域で記録され、爆発後の光度変化の記録から Ia 型の超新星であったと考えられている[24]。SN1006 までの距離は H_α 輝線幅の観測により 1.4 ~ 2.1 kpc、現在の膨張スピードは $3700 \pm 1300\ km/ses$ と推定されている[21][38]。SN1006 の形状に関しては電波による高解像度の観測がなされており、図 2.2のように視直径およそ 30 $arcmin$ で向かい合った二ヶ所のリム (縁) が明るい構造が見られている為、シェル型の超新星残骸に分類されている。また他のシェル型の超新星残骸である Tycho、Kepler、Cas A 等と同様に、エネルギー冪指数約 −0.6 のスペクトルが観測されている[32]。これらの光学及び電波の観測での特徴においては、他のシェル型の超新星残骸と大きな差異は見られない。

しかし X 線による SN1006 の観測がなされるようになると、次第にその特異性が明らかになってきた。前節で述べたように、超新星残骸の X 線スペクトルは、Tycho、Kepler、Cas A 等に見

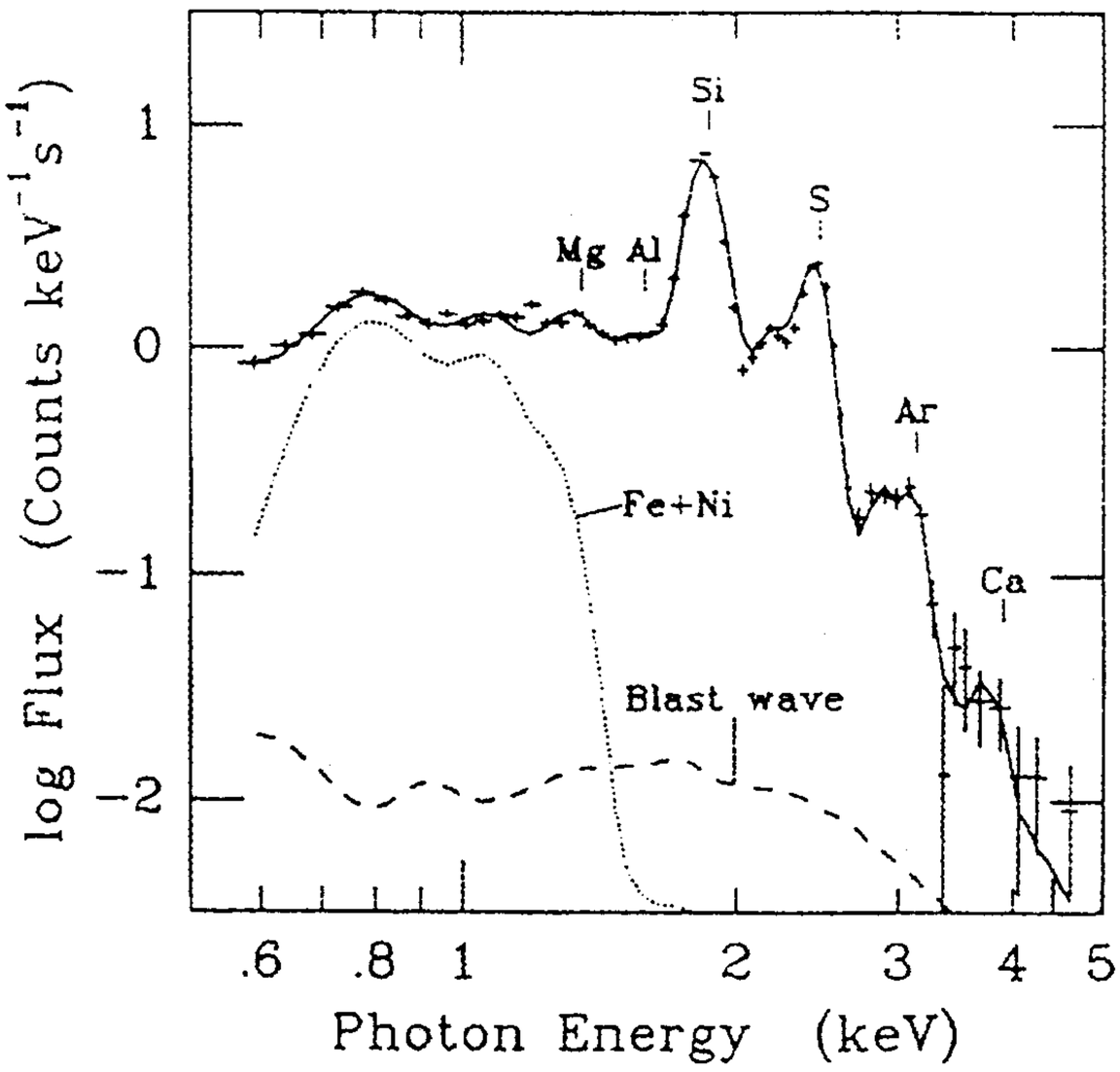


図 2.3: Tycho の X 線スペクトル[9]。いくつかの元素輝線が見られるシェル型超新星残骸の典型的な例である。

られるように高温プラズマに起因した強い元素輝線を伴った熱制動放射と、Crab に代表されるようなパルサー駆動型で見られる冪関数のものとの二つに分類できると考えられており、前者は超新星爆発の衝撃波が星間物質を熱化して生じる超高温プラズマからの放射が、後者は中心部に存在するパルサーの回転によって超高エネルギーに加速された電子のシンクロトロン放射が見えていると考えられている。一般に電波でシェル型に見える超新星残骸からは前者の、Crab 型からは後者の X 線スペクトルが観測されており、超新星残骸の形状とその X 線スペクトルは密接な関係を持つと考えられてきた。しかしながら SN1006 にはこの例が当てはまらなかったのである。

SN1006 の特異性が着目されたのは、Einstein 衛星及び OSO-8 衛星による観測がなされてからであった。Einstein 衛星によって得られたリム部分のスペクトルには通常ならば明白に見られるはずの Si 輝線が全く見られなかった。また OSO-8 衛星のデータも合わせた 20 keV までのスペクトルはエネルギー指数−1.2 の冪関数で良く再現された[4]。これは Crab のようなパルサー駆動型の超新星残骸に典型的なスペクトルである。

その後の軟 X 線観測で、O_{VII}、O_{VIII}の輝線が発見され[47]、SN1006 が普通のシェル型の超新星残骸の特徴も兼ね備えていることが判明した。またこれに続く Tenma による観測では、SN1006 に重なるさらに広がった領域 (Lupus Loop) が X 線を放射していることがわかり、そこからの寄与を差し引いた硬 X 線スペクトルがエネルギー指数−2.2 の冪関数で再現され[17](図 2.4)、通常のパルサー駆動型の超新星残骸に比べて急な傾斜であることが示された。しかし、この観測では元素輝線は発見されず、Tenma より高い感度を持つ次の X 線衛星 Ginga による観測でも同様に元素輝線は発見されなかった[25]。

このように SN1006 はその形状とスペクトルに明らかな矛盾が見受けられていたわけである。

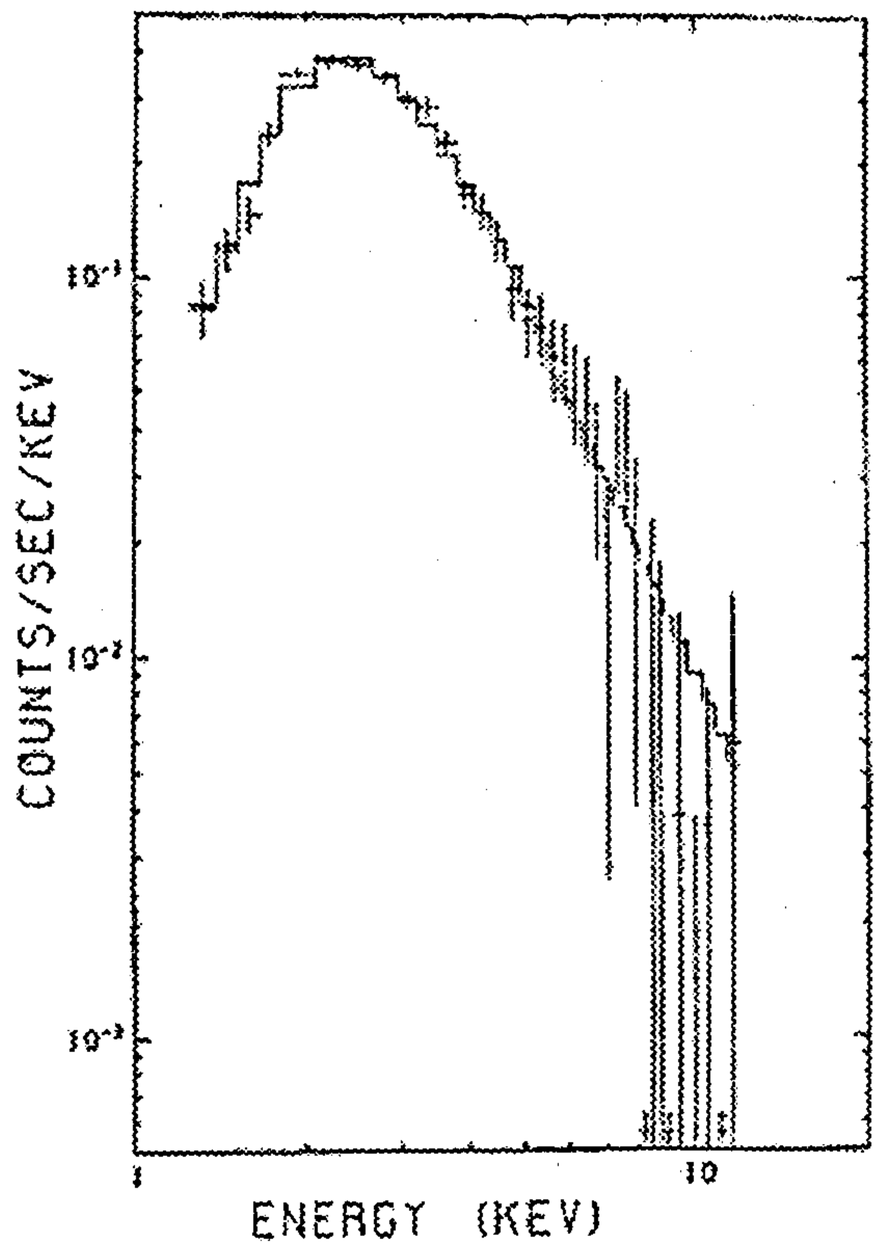


図 2.4: Tenma によって得られた SN1006 の X 線スペクトル[17]。指数−2.2 の冪関数で再現された。

この冪型スペクトルと見えない元素輝線に対する放射機構の説明としては、複数の温度のプラズマの混合と重元素の弱い電離から説明するモデルと、衝撃波でのフェルミの一次加速によって生成された電子からのシンクロトロン放射で説明するモデルとが提案されていたが、続く X 線衛星 ASCA による観測によってこの問題に解答が与えられると共に、宇宙線の起源に関する重要な結果が示された。

2.3 ASCA による SN1006 の観測

X 線衛星 ASCA は二種類の検出器によって観測を行なっている。一つは優れたエネルギー/位置分解能を有する X 線 CCD カメラ (the Solid state Imaging Spectrometer:SIS) で、もう一つは広い視野と高エネルギー側での高い感度を有するガス蛍光比例計数管 (Gas Imaging Spectrometer:GIS) である。参考にこれら SIS と GIS の性能を表 2.1に示す。

以下 GIS と SIS それぞれによる観測結果[18][26]について紹介する。まず GIS で得られた SN1006 のイメージを図 2.5に示した。電波による観測と同様、北東 (NE) リムと南東 (SW) リムの二ヶ所が非常に明るいシェル型の構造が見られる。

GIS データに対して SN1006 の領域を図 2.5にあるように六つに分割し、それぞれの区画で集積したスペクトルが解析された (図 2.6)。得られたスペクトルでは、明るい二つのリム部分では輝線が殆んど見られず、一方リムの暗い部分も含むそれ以外の部分では強い元素輝線が見られた。

	GIS	SIS
エネルギー分解能 (FWHM at 5.9 keV)	460 eV	120 eV
位置分解能	0.5 mm (= 30 $arcsec$) (FWHM at 5.9 keV)	$\sim$ 27 μm (= 1.59 $arcsec$) (1 画素)
時間分解能	最高 61μsec	最高 16 $msec$
エネルギー範囲	0.7 – 20 keV	0.5 – 12 keV
有効面積	直径 50 mm	11.3 × 11.3 mm^2

表 2.1: GIS と SIS の性能一覧[55][26]

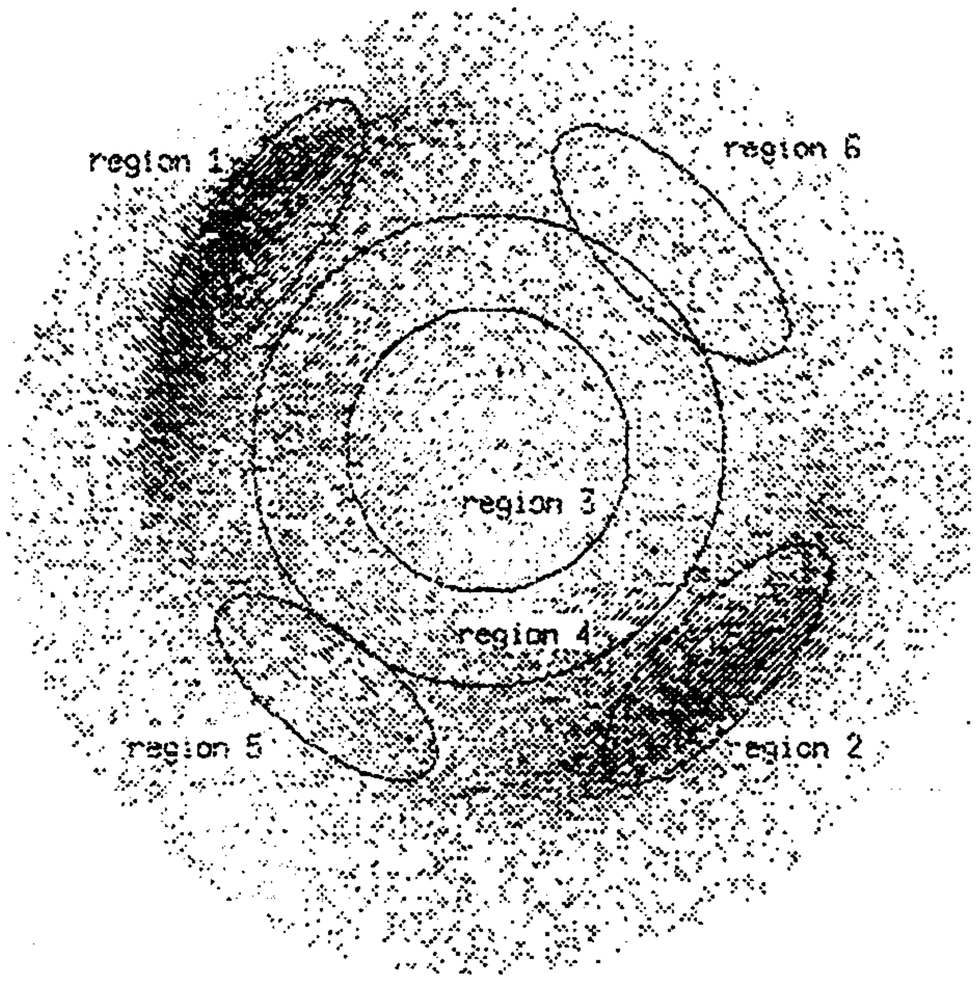


図 2.5: ASCA/GIS によって得られた SN1006 の X 線イメージとスペクトル集積領域[26]。電波による観測と同様に、NE リム/SW リムの二ヶ所が非常に明るいシェル型の構造が見られる。スペクトルの解析の際に分割した六つの領域が示されている。

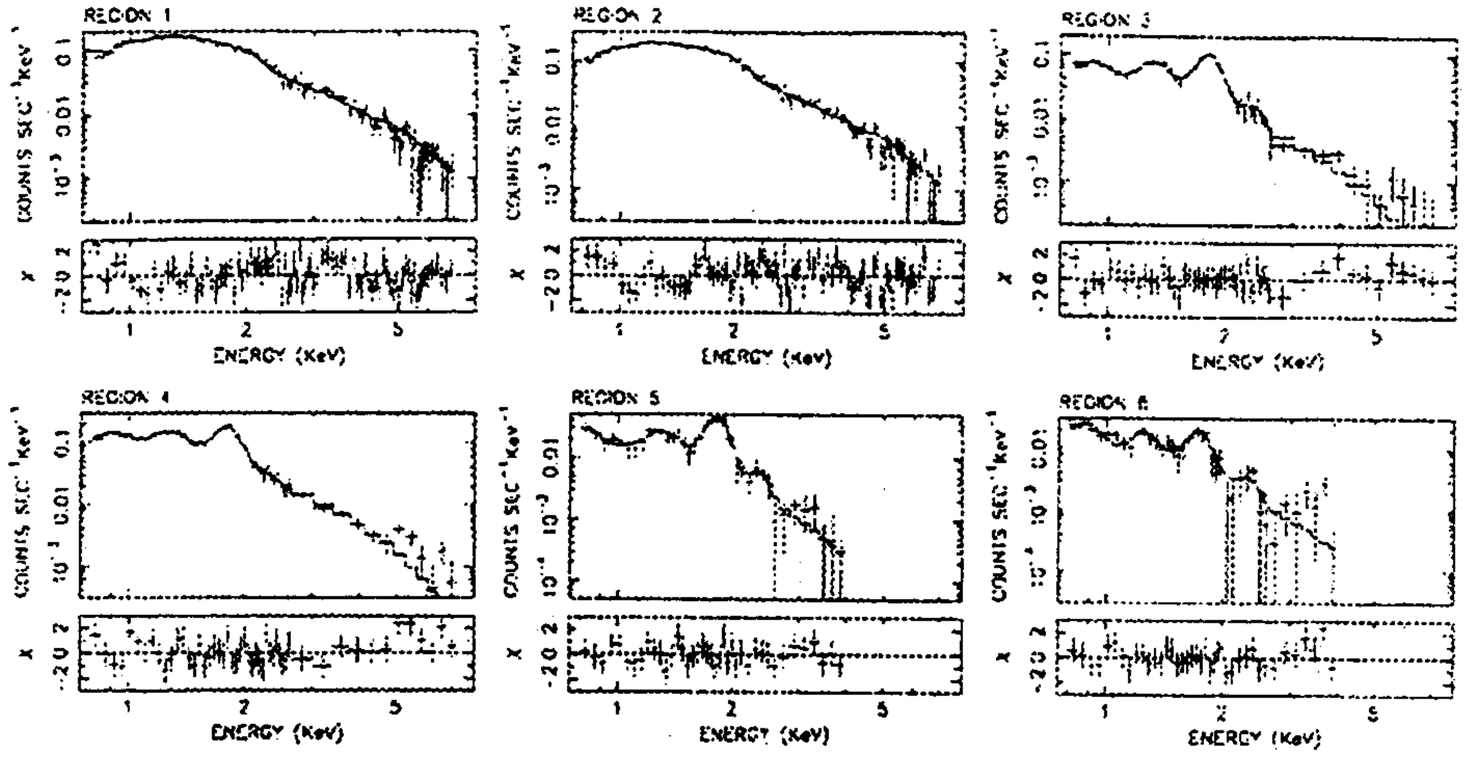


図 2.6: GIS によって得られたそれぞれの領域の X 線スペクトル[26]。それぞれが図 2.5に示す領域に対応する。リムに相当する region1、2 では輝線が見られないが、それ以外の領域 — 中心部のみならず、リムの暗い部分 (region5、6) も — では元素輝線が見られる。実線はモデルによるフィッティングの結果で、region1、2 では冪関数、他では熱制動放射と四つのガウス関数を用いている。

このことから SN1006 も他のシェル型超新星残骸と同様高温プラズマが存在することが明らかになった。

GIS の結果を受けた SIS のデータ解析では、図 2.7にあるように明るい NE リムの一部分と暗い中心領域の二ヶ所のデータを抽出したスペクトル解析がなされた。結果は図 2.8に示すように、中心領域では強い輝線が見えるが、NE リムにおいては殆んど輝線のない連続成分というスペクトルであり、GIS の結果と一致するものであった。

中心領域はスペクトルは一般的に期待される非平衡イオン (nonequilibrium ionization:NEI) プラズマモデルによるフィッティングによって良く再現され、得られた元素組成に関しても通常のシェル型超新星残骸と同程度のものであった。他方リム部分のスペクトルは、エネルギー冪指数 -1.95 ± 0.20 の冪関数に O_{VII}、O_{VIII} の輝線を加えたもので良く再現され、冪関数の代わりに熱制動放射モデルを用いたフィッティングは否定された。また、酸素の輝線の表面輝度は中心領域と NE リムで同程度であった。

この結果から、他のシェル型超新星残骸と同様な熱的な X 線放射は SN1006 全体でなされているが、明るいリムの部分ではそれに加えて冪関数で表されるような非熱的な成分が存在しているということが判った。そして、この明るいリムの部分は電波で明るい領域と非常に良く一致していることから、X 線の起源も電波と同様、すなわち超新星の衝撃波でフェルミ加速された超高エネルギー電子によるシンクロトロン放射であるという見解が得られた。

リムからの放射がシンクロトロン起源であるとすれば、磁場を与えることでソースの電子のエネルギーを求めることができる。磁場に関しては理論的な推定値 $B = 6 - 10\ \mu G$[35] を用いて、電子のエネルギーは $\geq 200\ TeV$ と評価された。2.1.3節で述べたようにフェルミの一次加速は電子とイオンの区別をしない為、超高エネルギー電子の存在はすなわち、同エネルギーのイオン (宇

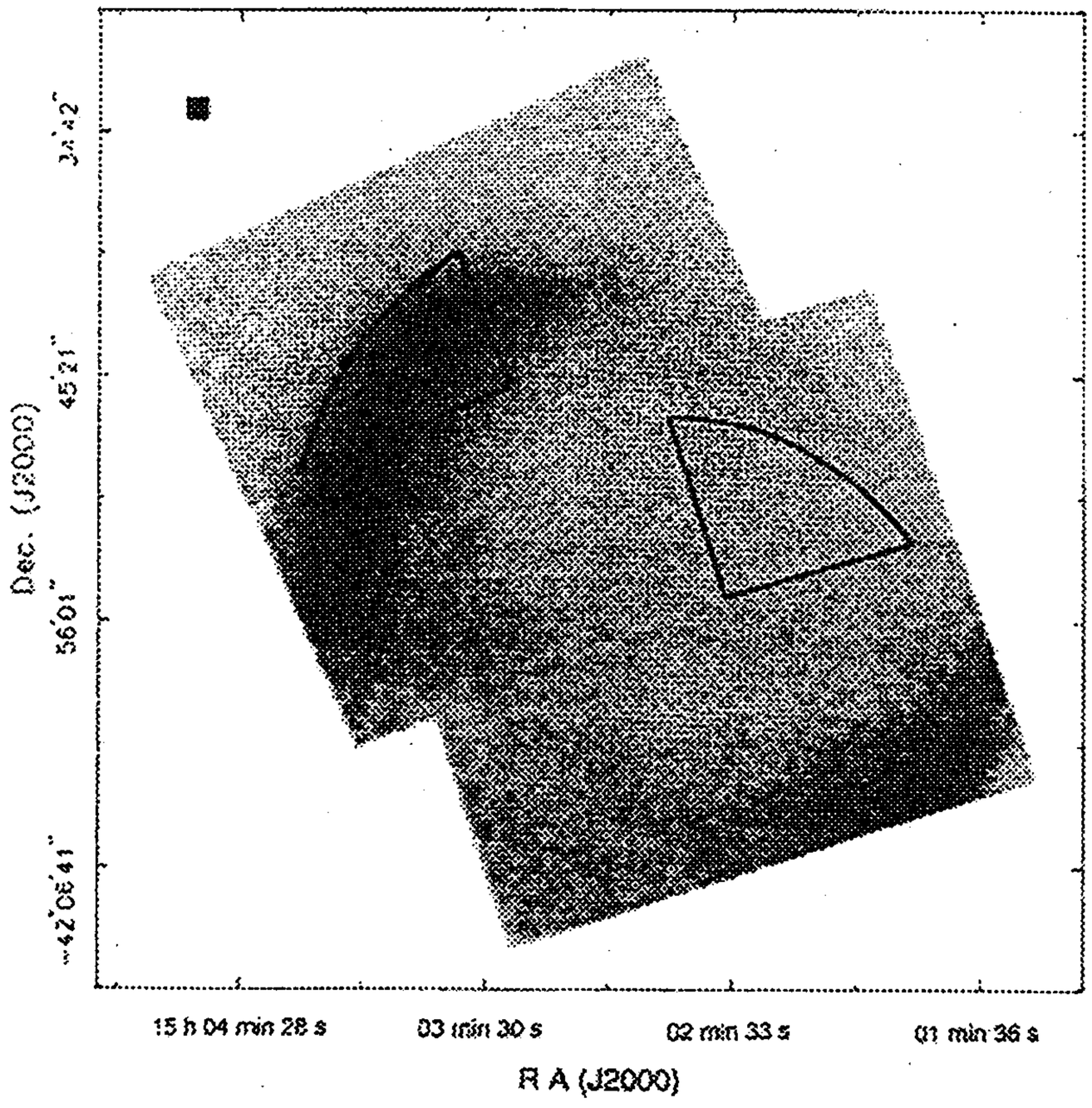


図 2.7: SIS によって得られた SN1006 の X 線イメージとスペクトル集積領域。[18] GIS と同様に、NE リム/SW リムの二ヶ所が非常に明るいシェル型の構造が見られる。図中に示した明るい NE リムの一部分と暗い中心領域の二ヶ所のデータを抽出してスペクトル解析が行なわれた。

宙線) の存在を意味するものである。200 TeV というエネルギーは宇宙線の knee 領域に近い値であり、ASCA の結果は、knee 領域以下の宇宙線の超新星起源を裏付ける初めての直接的な証拠となった。

2.4 SN1006 からの TeV γ 線放射

高エネルギーの電子が低エネルギーの光子と散乱を起こすと、自身のエネルギーの大部分を失って高エネルギーの光子を作り出す。これが逆コンプトン散乱である。光子のエネルギーが低い場合 ($h\nu \ll m_e c^2$)、散乱によって光子のエネルギーは

$$h\nu' \sim \gamma^2 h\nu \tag{2.8}$$

となる。マイクロ波領域の光子 ($h\nu \sim 10^{-4}\ eV$) の場合、$10^2\ TeV$ の電子 ($\gamma \sim 10^8$) によって $\sim 10^{12}\ eV = 1\ TeV$ のエネルギーを得ることができる。ASCA の観測結果が示唆するように、SN1006 のリム部分で加速された 200 TeV 以上の超高エネルギー電子は、2.7K 宇宙背景放射との逆コンプトン散乱過程によって $TeV\,\gamma$ 線光子を生成することが可能である。この SN1006 からの $TeV\,\gamma$ 線放射については詳しく計算がなされている[22][23][52][27]。ここでは図 2.9で示したよう

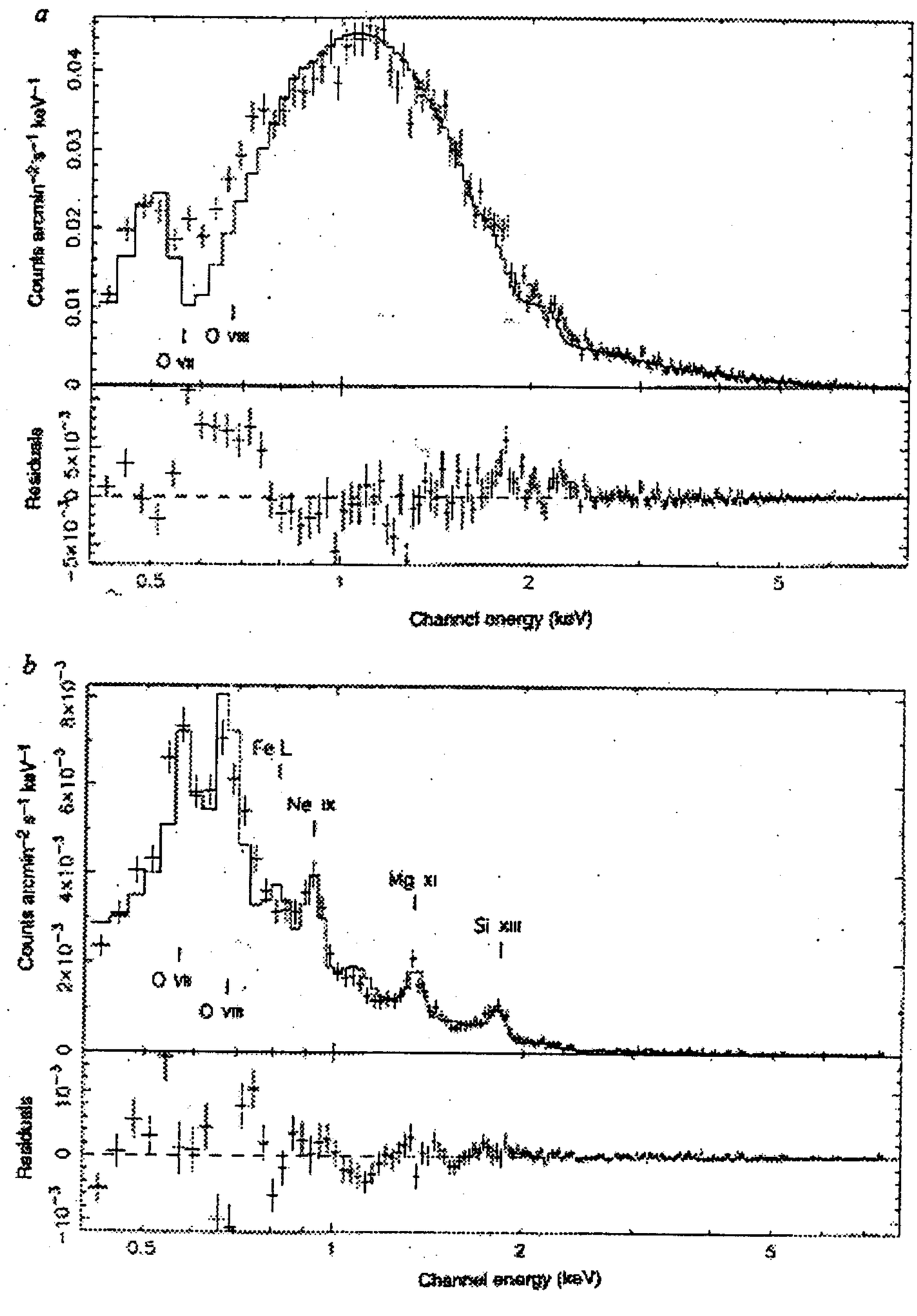


図 2.8: SIS によって得られた X 線スペクトル[18] 上：SIS によって NE リム部分から得られたの X 線スペクトル。指数-1.95 ± 0.20 の冪関数と、$0.574\ keV$、$0.653\ keV$ の二つの酸素輝線によって良く再現される。実線は冪関数モデルのみを示している。下：同じく中心領域から得られたの X 線スペクトル。複数の強い元素輝線が見られ、NEI モデル (実線) で良く再現される。

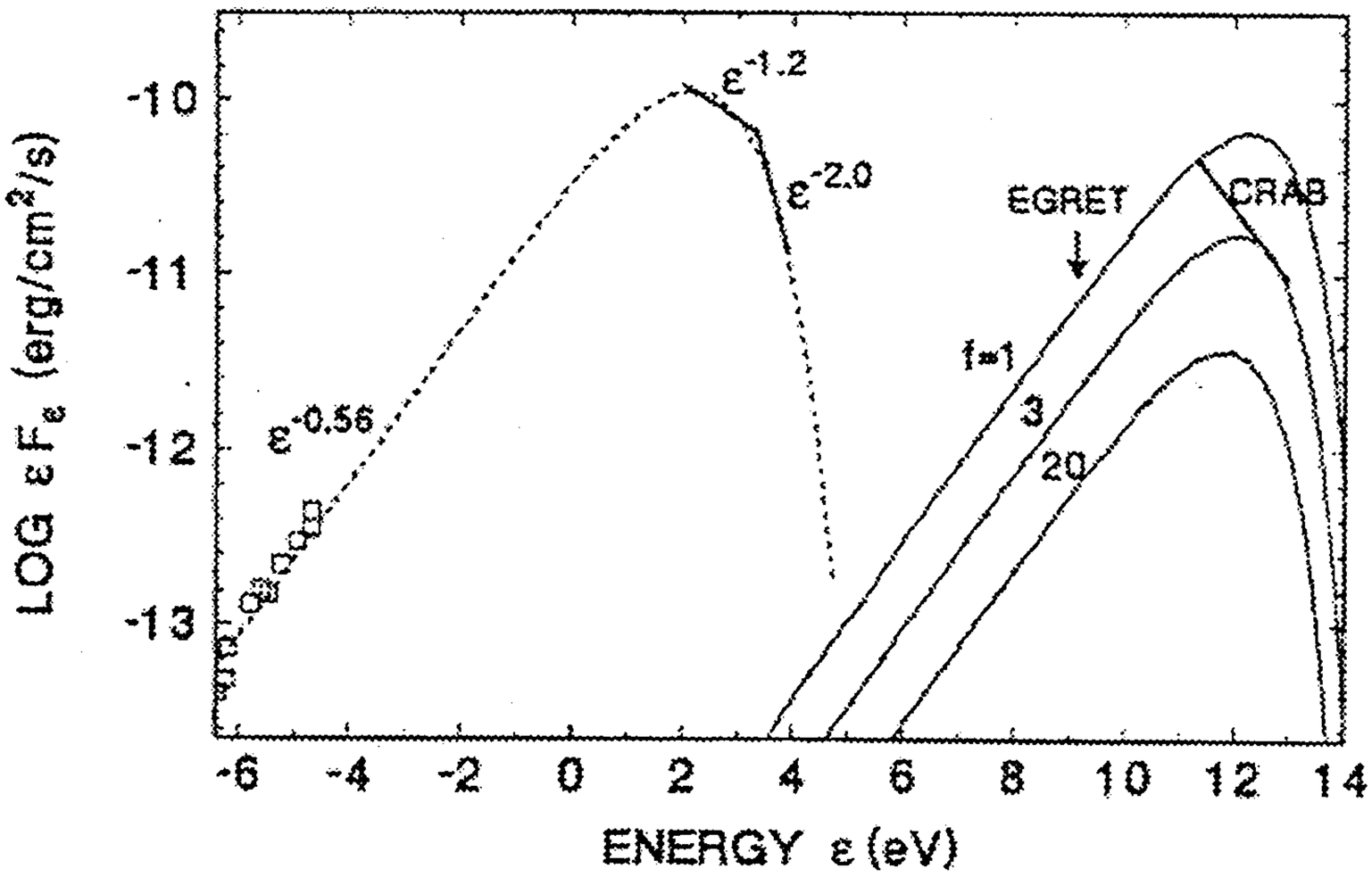


図 2.9: 理論から期待される SN1006 の γ 線フラックス[23]。電波と X 線での観測値とそれに最もフィッティングしたシンクロトロンスペクトル (破線)、そして f=1,3,20 の場合の逆コンプトン過程による γ 線のフラックスが示されている。f=3 以下の場合 1 TeV 以上で Crab より強いソースになり得るのが判る。

に SN1006 の電波と X 線での観測値にフィットするようにフェルミの一次加速及びシンクロトロン損失を考え、それに従って逆コンプトン過程で期待される TeV γ 線のフラックスが計算されている。その結果、1 TeV 以上の γ 線積分フラックスが次のように与えられた。

$$F(E > 1TeV) = 4.1 \times 10^{-11} f^{-1.35} (cm^{-2} s^{-1}) \tag{2.9}$$

ここで f はジャイロファクターと呼ばれ、粒子の平均自由行程とジャイロ半径の比であり、磁場の値 B と次のような関係にある。

$$B = 3.5 f^{2/3} \mu G \tag{2.10}$$

CGRO 衛星搭載の EGRET で観測された上限値 ($1.3 \times 10^{-7} cm^{-2} sec^{-1}$ [40]) から f は ~ 20 以下に制限される。f を仮定した時のスペクトルは図 2.9に示されている。もし $f < 3$ (これはレムナントの磁場が~ $7\mu G$ 以下であることを意味する) であるならば SN1006 は、1 TeV 以上においては Crab より強いソースになり得ることがわかる。またこの TeV γ 線のおよそ 75%は、シンクロトロンで明るい NE と SW リムに集中することが期待されるということが導かれている。

現在我々の CANGAROO 3.8 m 望遠鏡 (後述 4.2参照) の検出限界は ~ 1 TeV で $10^{-12} cm^{-2} s{-}1$ であるから、γ 線フラックスが理論から期待される通りであれば SN1006 のリム部分からの TeV γ 線を捉えることは十分可能である。

第3章

TeV γ線観測技術

3.1 拡大空気シャワー

大気中に高エネルギーの宇宙線が入射すると大気中の原子核との相互作用によって多くの二次粒子が発生する。このような現象を拡大空気シャワー (Extensive Air Shower)、または略して空気シャワーと呼ぶ。

入射粒子がγ線 (光子) の場合、~10 GeV を超えるのエネルギーのものは、電子·陽電子対生成とその電子·陽電子による制動放射を繰り返す電磁カスケードを起こす。電磁カスケードの発達に伴って多くの電子·陽電子が広い範囲にわたり生成する。入射γ線のエネルギーは各粒子に分配され、やがてはイオン化によるエネルギー損失が支配的になってカスケードは減衰する。

一方入射粒子が原子核の場合、大気中の原子核との衝突によって複数の二次粒子が生成し、さらにこの二次粒子が衝突を繰り返して増加する核カスケードが発達する。二次粒子の主成分は π^0、$\pi^{\pm}$である。このうち π^0は寿命が短く $(0.83\times10^{-16}sec)$、$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ と崩壊するため、このγ線によって上記のような電磁カスケードも引き起こされる。また $\pi^{\pm}$のなかで高エネルギー $(\gg10GeV)$ のものは寿命 $(2.6\times10^{-8}sec)$ が相対論効果で延びるため、ほとんどは崩壊前にさらに原子核と衝突し、核カスケードの発達に寄与する。比較的低エネルギーになった $\pi^{\pm}$は $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$、$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ と崩壊する。核カスケードの発達初期にこの過程によって生成された高エネルギーのμ粒子は、崩壊することなく地上に到達する。

このように空気シャワーは、γ線起源と原子核起源の場合で発達の機構が異なる。両者の重要な差異をまとめておく。

形状 核カスケードでは、二次粒子の得る横方向の運動量の広がりが電磁カスケードのそれに比して大きい。そのため、原子核起源の空気シャワーはシャワー軸の周囲に広がった不規則な形状になる。他方γ線起源のものはシャワー軸に対して比較的対称で、狭い範囲にまとまった分布をする (図 3.1)。

発達高度 原子核起源のシャワーは発達速度がより遅い、すなわち大気のより下部で発達する。これは原子核がγ線に比べ大気中でより長い衝突長を持つためである。

エネルギー 同様の規模 (粒子数) の空気シャワーを比較したとき、入射粒子のエネルギーは、原子核がγ線のおよそ 3 倍である。これは、原子核起源のシャワーにおいては核カスケード

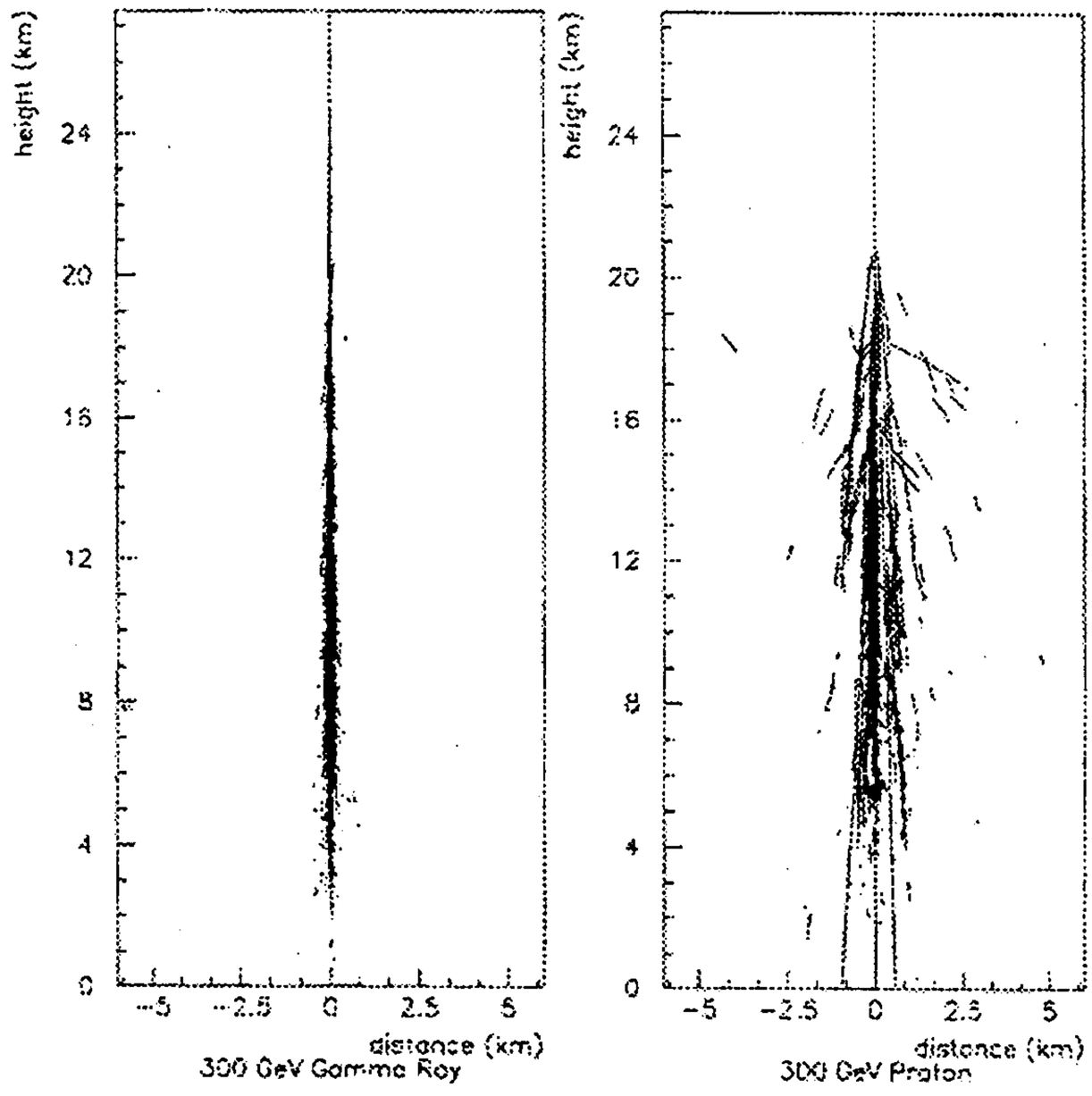


図 3.1: 拡大空気シャワーの発達の様子[53]。左が 100GeV γ 線入射によるもので、右が 300GeV 陽子入射によるもの。陽子の方が横方向の広がりが大きい。

を構成する π^0、$\pi^{\pm}$の数がほぼ等しいため、つまり、入射原子核のエネルギーのうち電磁カスケードの発達に持ち出される割合が約 1/3 であることによる。

3.2 チェレンコフ光放射

屈折率 n の媒質をその媒質中での光速 c/n (c は真空中の光速度) 以上の速度 v で通過する荷電粒子は、チェレンコフ光とよばれる電磁波を放射する。チェレンコフ光の放射される方向は荷電粒子の速度に依存し、粒子の進行方向と光の放射方向のなす角 (チェレンコフ角) θ は

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad , \quad \beta = v/c \tag{3.1}$$

と表される。荷電数 zの粒子のチェレンコフ光放射によるエネルギー損失は軌道単位長当たり

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n \geq 1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \nu d\nu \tag{3.2}$$

ここで ν はチェレンコフ光の振動数である[11]。よって、粒子が距離 l 走ったときに波長 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ で放出される光子数 N は

$$N = 2\pi\alpha z^2 l (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2})(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{3.3}$$

となる。ここで α は微細構造定数 ($\alpha = e^2/\hbar c \sim 1/137$)。

これを空気シャワーの場合に適用する。シャワー中の粒子は約 90% が電子·陽電子で、これらはほぼ真空中の光速で運動しており、空気の屈折率は地上 (1 気圧) においては ~1.00027 であるので (3.1) より $\theta \sim 1°.3$ でチェレンコフ光が放射される。ただし大気上空では屈折率はより小さく、したがってチェレンコフ角も小さい。また実際にはシャワー中の電子·陽電子は大気によって多重クーロン散乱を受けて軌道が曲げられてしまうので、結果チェレンコフ光はシャワー軸に対して数度の広がりを持つことになる。また各電子 (陽電子) から放射されるチェレンコフ光の光子数は、(3.3) より波長 $350nm$ ~$550nm$ で 25 個/m であり、結局空気シャワー全体から放射されるチェレンコフ光子数は、シャワー中の電子·陽電子数にほぼ比例し、したがって 3.1 節で述べたことから、同程度のチェレンコフ光量を放射する空気シャワーを比較した場合、入射粒子のエネルギーは原子核が γ 線の約 3 倍になる。

空気シャワーの軸から広がって放射される結果、地上に到達するチェレンコフ光は広い範囲に分布する。γ 線が鉛直に入射した場合、入射軸の周り半径 ~$150m$ の範囲内にチェレンコフ光がほぼ一様の密度で分布する (図 3.2)。一方原子核起源の空気シャワーの場合は、前節で述べたようなシャワー発達の状態を反映してチェレンコフ光の地上での密度分布は不規則になる (図 3.3)。

以上のような現象を利用し、入射 γ 線が引き起こす空気シャワーから生ずるチェレンコフ光を地上で検出することによって、天体起源の $TeV\ \gamma$ 線を間接的に観測することができる。鉛直入射の γ 線の場合、入射軸から半径 ~$150m$ の範囲に検出器を設置すればチェレンコフ光を検出できることになり、その検出面積は $\sim 10^4 m^2$ と衛星観測にのそれ ($\sim 1m^2$) に比して格段に大きくなる。しかもその半径内ではチェレンコフ光の密度は一様であるから、検出した光量から入射 γ 線のエネルギーを推定することができる。

地上に到達するチェレンコフ光は非常に微弱なため、反射鏡を用いて集光を行なうことが不可欠である。さらに観測地点は都市などからの光の影響の少ない場所に限られる。また観測は月のない晴天の夜にしか行なえないため、連続して観測を行なうことはできない。実際の観測においては、新月の前後の二週間を一つの観測期間として観測を行なうことになる。

3.3 チェンコフ光望遠鏡とイメージング法

天体起源の γ 線のフラックスは、例えば Crab のような強い線源で~ $10^{-11} cm^{-2} sec^{-1}$ $(>1TeV)$ であり、他方バックグラウンドとなる宇宙線原子核のフラックスは ~ $10^{-5} cm^{-2} sec^{-1} str^{-1}$ $(>1TeV)$ である。望遠鏡の有効視野を $10^{-3} str$ (半径 ~ 1°) と仮定すれば、信号/ノイズ比は ~ 10^{-3} と非常に小さく、γ 線の検出のためには効率的なバックグラウンドの排除が重要になってくる。この点で、望遠鏡でとらえたチェレンコフ光像の形状によってバックグラウンドを排除する、イメージング法とよばれる技術が近年進歩し、信号/ノイズ比を 100 倍以上改善することに成功している[31]。

図 3.4はイメージング法を用いたチェンコフ光望遠鏡による観測について摸式的に表したものである。望遠鏡の焦点面に結ばれるチェレンコフ光の像は空気シャワーの発達を 2 次元の焦点面に投影したものと考えられる。

原子核起源の空気シャワーは 3.1 節で述べたように粒子の横方向の運動量が大きく、発達高度も比較的低いことを反映して、像は大きく広がり、不規則な形状になる (図 3.5)。また宇宙線原

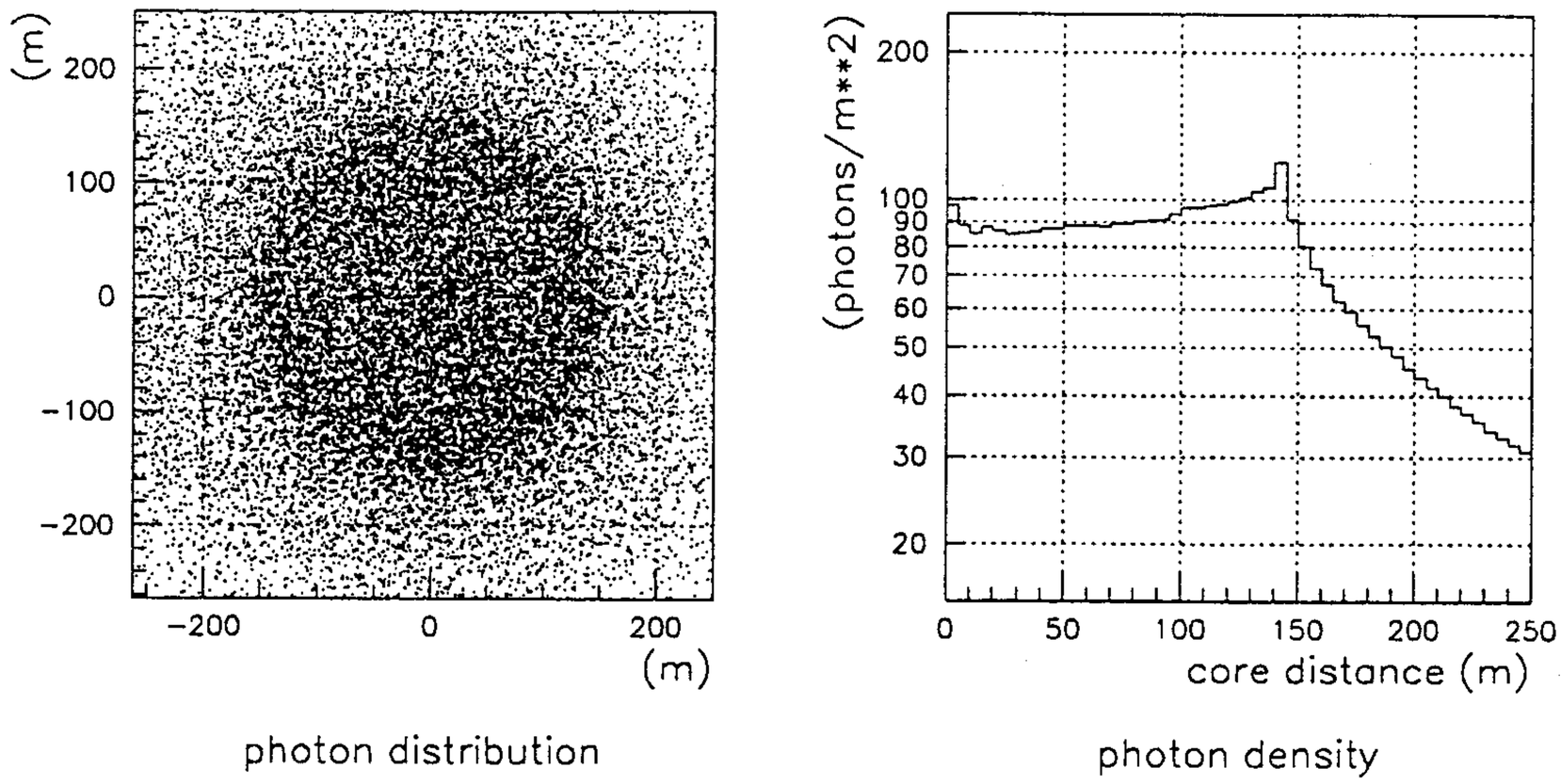


図 3.2: $1TeV\,\gamma$ 線による空気シャワーからのチェレンコフ光の分布の様子。右はシャワー軸からの距離による光子の平均密度の分布。シャワー軸からの $150m$ 以内で密度はほぼ一様である。[62]

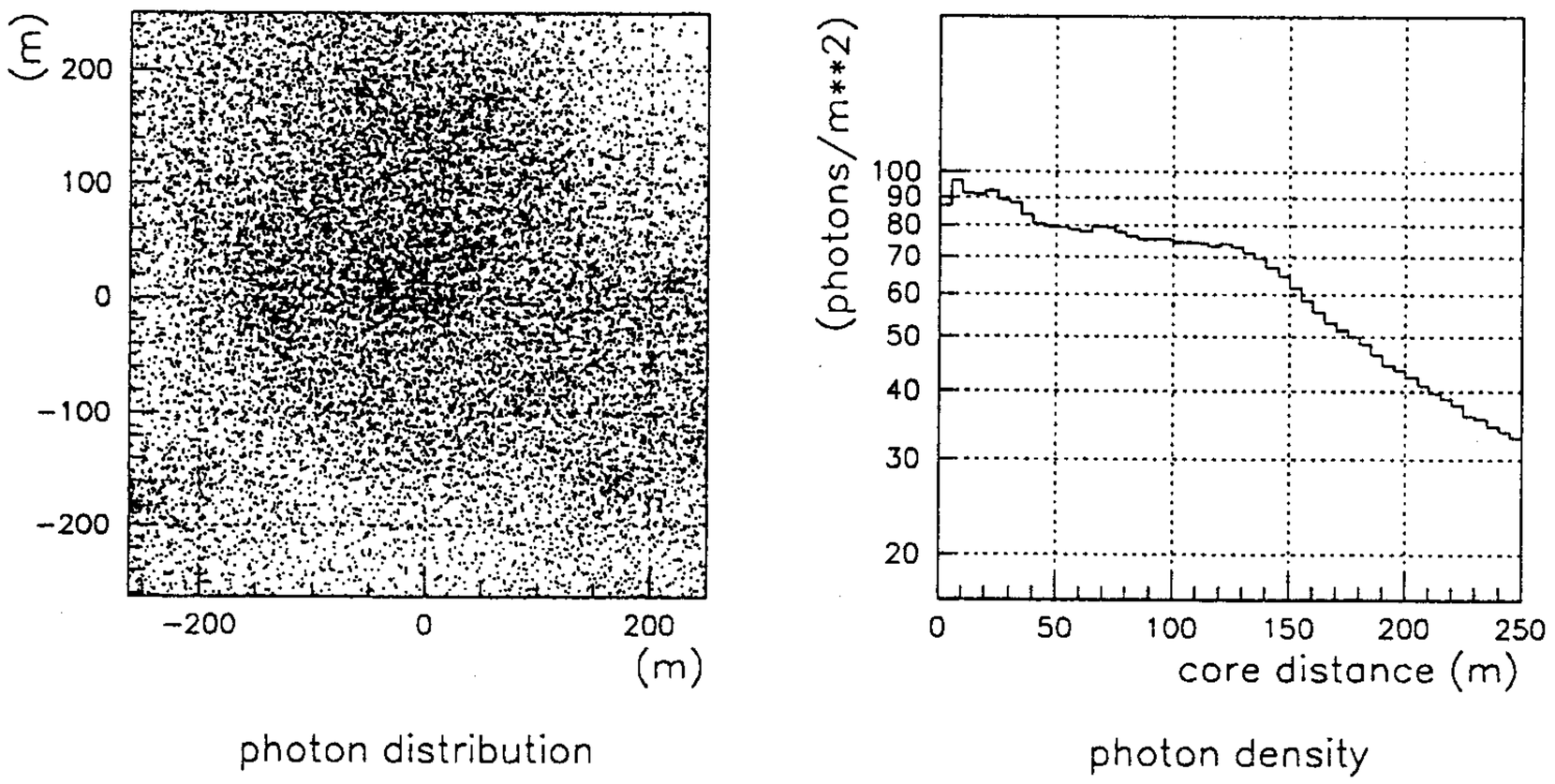


図 3.3: $3TeV$ 陽子による空気シャワーからのチェレンコフ光の分布の様子。右はシャワー軸からの距離による光子の平均密度の分布。シャワー軸から離れたところでも μ 粒子が放射するチェレンコフ光の不規則な集中が見られる。[62]

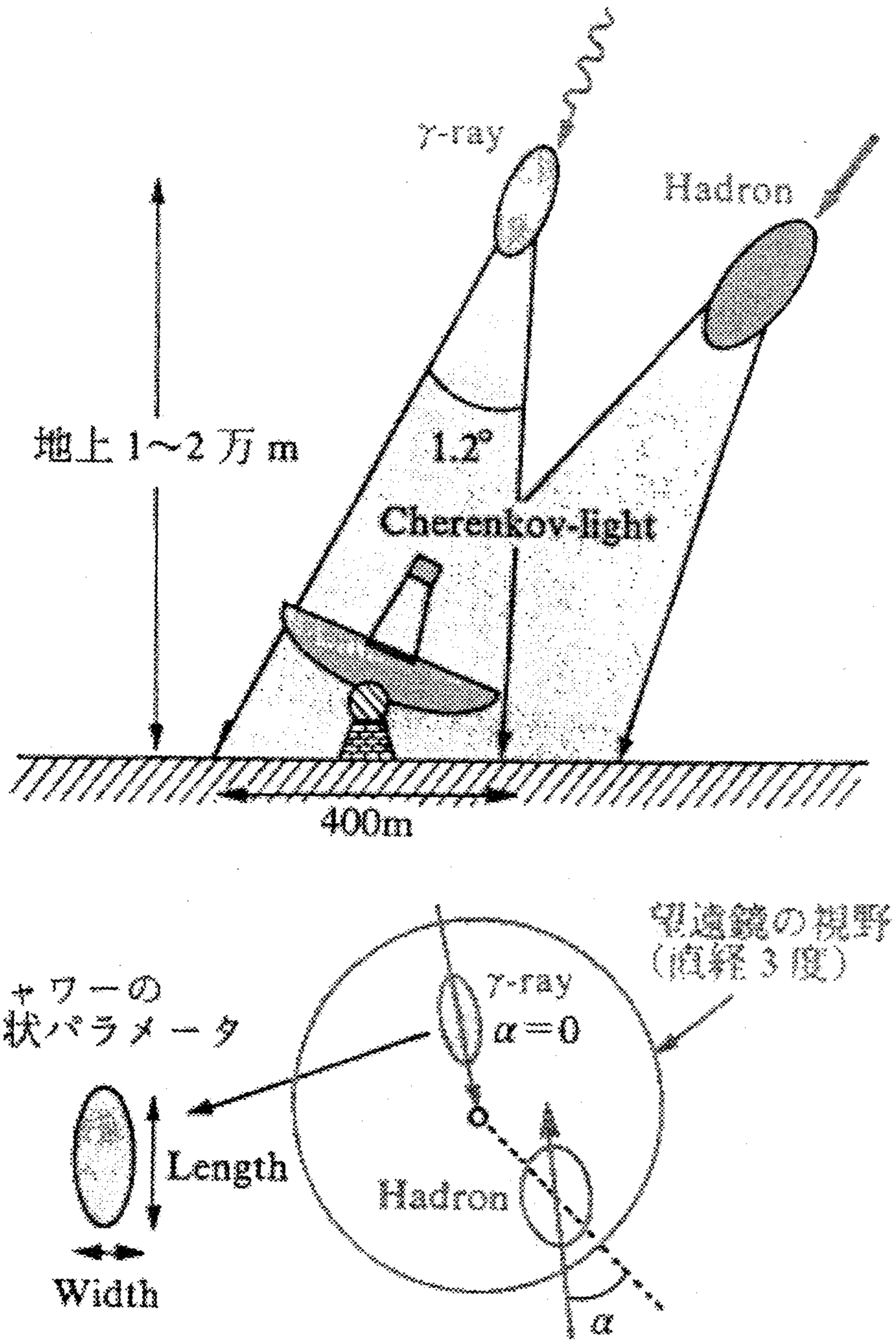


図 3.4: イメージングチェンコフ光望遠鏡の測定原理[56]。下の円は望遠鏡の視野内を表し、その中の楕円がチェレンコフ光の広がりを表している。楕円で近似される像の形状の長軸の延長上にシャワーの到来方向が存在する。視野内で、ソース位置と像の重心を結ぶ直線とがなす角 α は、ソース方向から到来した γ 線シャワーに対して 0 となる。像の形状は図のように長さ (Length) および幅 (Width) によって特徴づけられ、γ 線シャワーと宇宙線陽子によるハドロンシャワーの識別に用いられる。

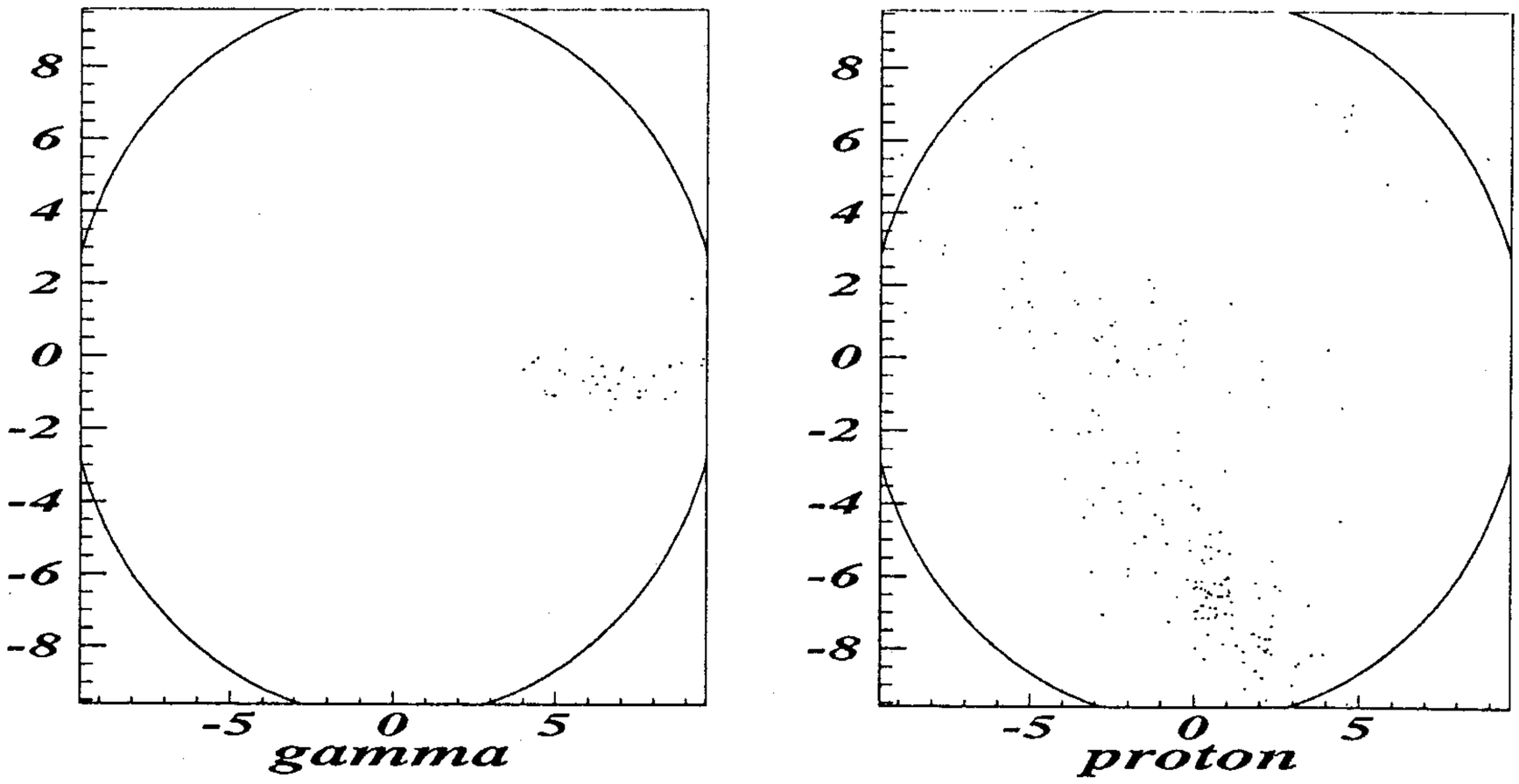


図 3.5: シミュレーションによる望遠鏡の焦点面上でのチェレンコフ光の分布。左がγ線、右が陽子によるもの。円の半径は 1°.5。

子核は電荷を持っているので、地球までの伝搬の間に磁場によって曲げられてしまっている。そのため発生源についての情報を持たないから、到来方向は視野の中で等方的であり、焦点面では一様な分布を示す。

γ線起源の空気シャワーの場合、粒子の横方向の運動量は小さくシャワーの発達が入射軸に対してほぼ対称なので、像の形状は小さくまとまった楕円形となる (図 3.5)。またγ線の到来方向はそのままそのソース天体の方向を反映し、像は視野内のソース天体の位置の周囲に放射状に分布する。

イメージング法では、光電子増倍管を多数配列したイメージングカメラを焦点面に設置してチェレンコフ光像を検出する。像の形状を楕円で近似し、その楕円を特徴づけるパラメータ (イメージパラメータ) を定義することによってバックグラウンドの選別を行なう (付録 B 参照)。一般的に図 3.6 に表される以下のような 5 種類のパラメータが用いられる。

Width 楕円の短軸方向の像の広がり (標準偏差)

Length 楕円の短軸方向の像の広がり (標準偏差)

Concentration(Conc) もっとも光量の多い二本の光電子増倍管の光量の全体の光量に対する割合

Distance 像の重心と目標天体位置との距離

Alpha 像の重心と目標天体位置を結ぶ直線と楕円の長軸のなす角

これらイメージパラメータの、入射粒子がγ線と陽子の場合による分布の差異についてシミュレートした結果を図 3.7に示す。このモンテカルロシミュレーションでは陽子は一様な到来方向、γ線

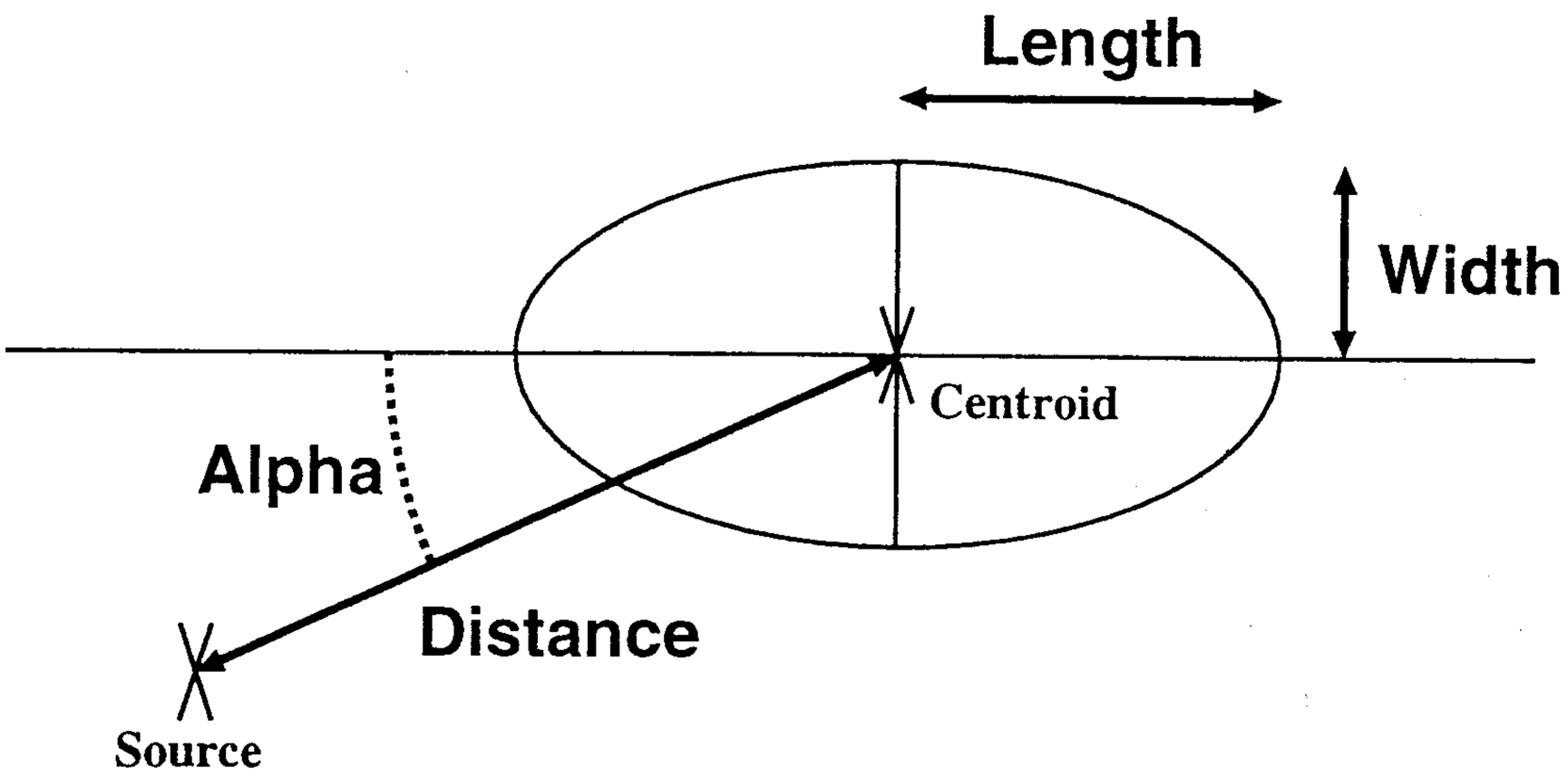


図 3.6: イメージパラメータの定義

は点源を仮定した。シャワーの発達を反映してγ線の場合の像は小さくまとまった形になるため、パラメータ Width、Length の値は小さくなり、Conc は大きな値をとる。この三つのパラメータは、目標天体の位置によらず像の形状のみで決まるので“形状パラメータ”と呼ばれる。Distance および Alpha は目標天体の位置に依存するパラメータである。γ線による像の Distance は、シャワー軸と望遠鏡の間の衝突径数と良い相関があるため、その上限値がチェレンコフ光の分布する半径 (図 3.2参照) によって制限される。また Alpha 分布では、γ線の像が線源位置より放射状に分布するため、$\sim 0°$ にピークを形成するのに対し、陽子では一様である。

これらのパラメータの中で目標天体方向からのγ線信号の有無を確認するためにもっとも一般的に用いられているのが Alpha である。γ線が到来していれば、前述のように Alpha 分布の$\sim 0°$にピークが見られる。ただしそのままでは圧倒的な量のバックグラウンドに信号が埋もれてしまっているので、形状パラメータ及び Distance パラメータの情報を用いてバックグラウンドを除去してゆくことで、γ線信号を検出することが可能となる。

現在、イメージング型チェレンコフ光望遠鏡を使用して観測を行なっているグループを表 3.1にまとめた。この技術の先駆が Whipple グループである。Whipple は現在までに 3 つの $TeV(subTeV)$ γ線ソースを発見している (Crab [46][49] 及び AGN である Markarian421[28]、Markarian501[29])。図 3.8はこのうち Crab、Markarian421 の結果を Alpha 分布で示したものである。我々CANGAROO グループは、パルサーである PSR 1706-44[16] ならびに Vela [54] を $TeV\ \gamma$ 線ソースとして同定した他、Crab からの大天頂角での $TeV\ \gamma$ 線検出に成功している[42][43]。図 3.9に CANGAROO による PSR 1706-44 の結果を Alpha 分布で示した。

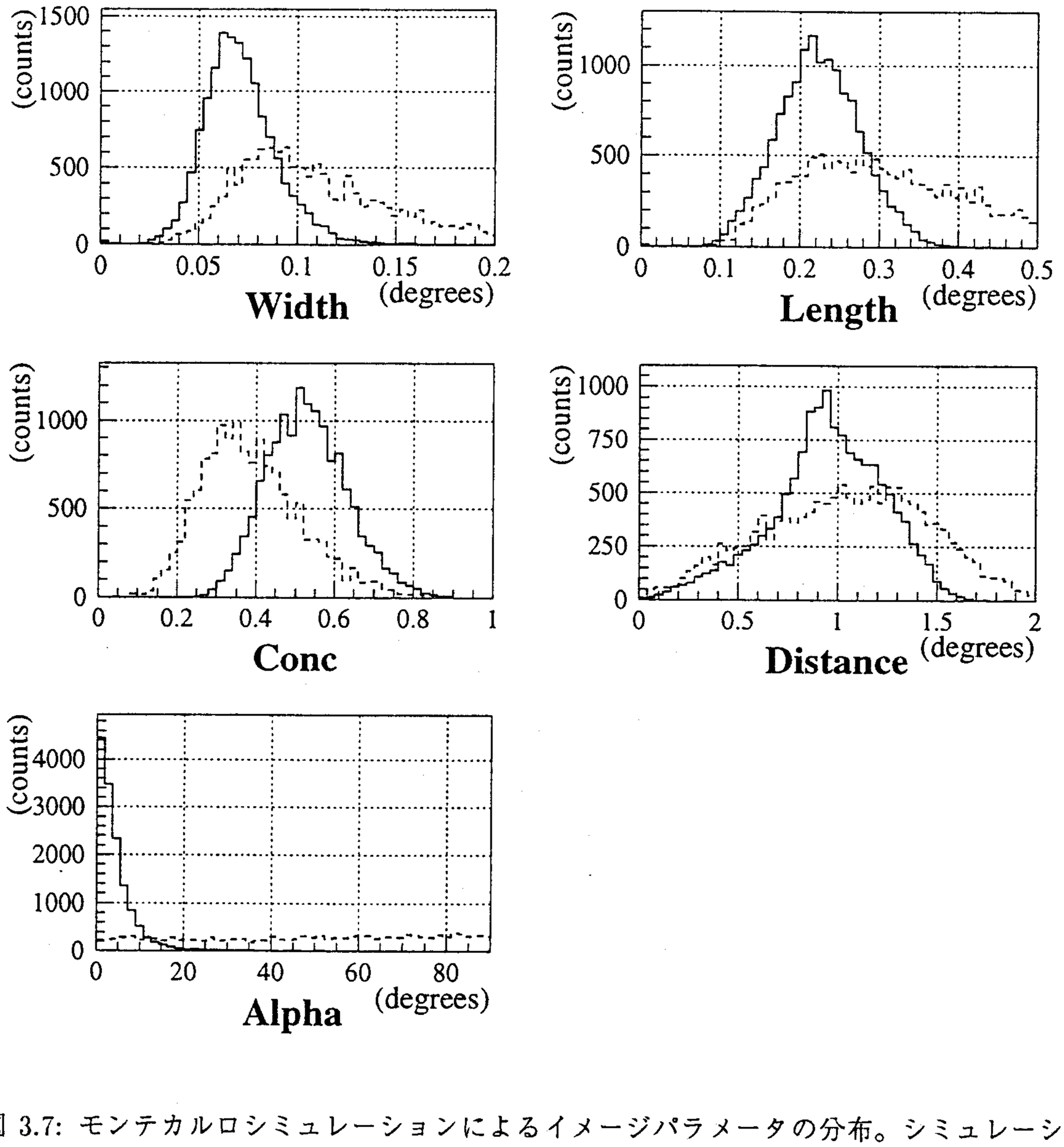


図 3.7: モンテカルロシミュレーションによるイメージパラメータの分布。シミュレーションは CANGAROO3.8 m 望遠鏡の反射鏡とカメラを考慮している。実線が γ 線、破線が陽子によるものである。両者のイベント数はそろえてある。

グループ	観測地	反射鏡 (m^2)	カメラ (ピクセル数)
CANGAROO	ウーメラ/オーストラリア (137°E、31°S)	11.2 & 12.6	256 & 37
CAT	ピレネー/フランス (2°E、32°N)	(口径 5 m)	588
Durham	ナラブリ/オーストラリア (150°E、30°S)	42	109
HEGRA	ラ パルマ/カナリア諸島 (18°W、29°N)	5 & 8.5 ×2	127 & 61 & 271
Whipple	ホプキンス山/合衆国 (111°W、32°N)	(口径 10 m)	109 ×2

表 3.1: 現在、イメージングチェレンコフ光望遠鏡によって観測を行なっている主な実験グループ

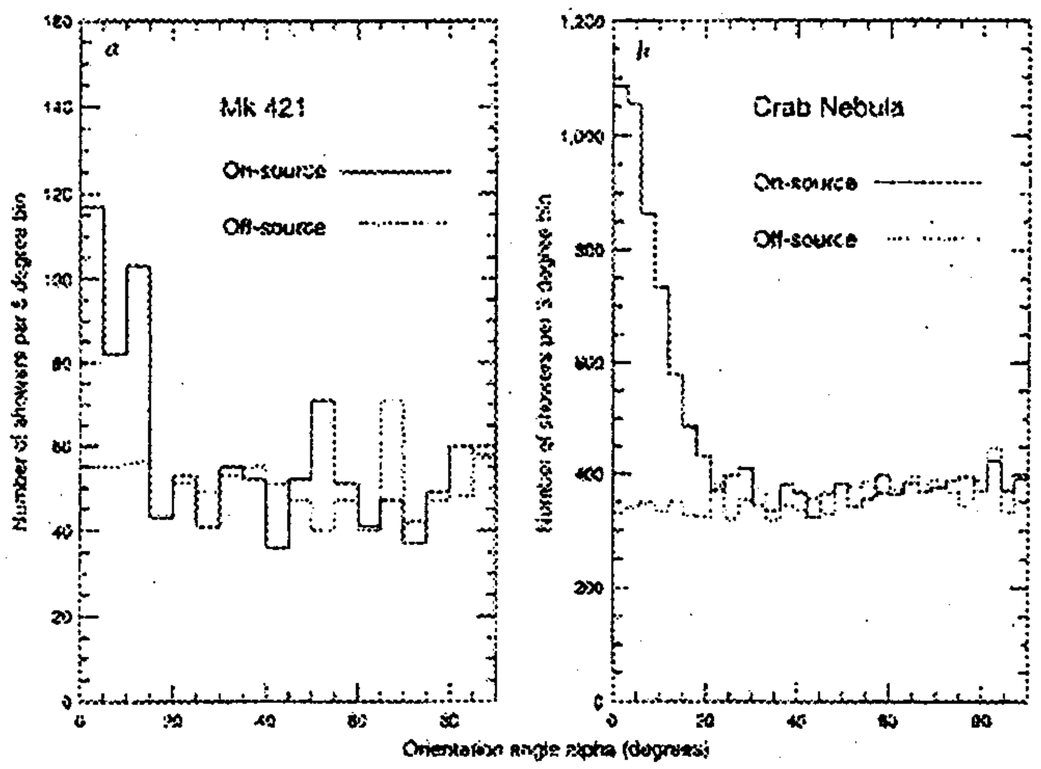


図 3.8: Whipple グループによる Crab、Marakarian421 の観測結果 (Alpha 分布)。横軸 Alpha の ~ 0° に見られるピークが γ 線によるイベントである。

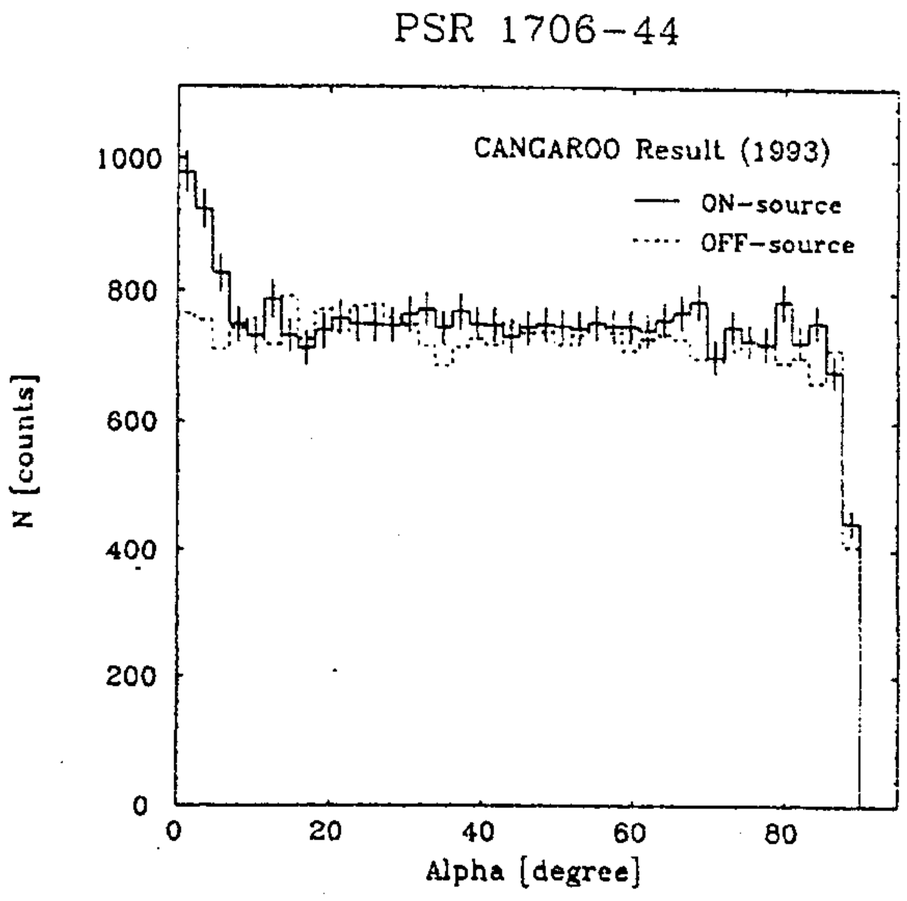


図 3.9: CANGAROO グループによる PSR1706-44 の観測結果 (Alpha 分布)。

3.4 タイミング解析

チェレンコフ光の到来するタイミングは空気シャワーの発達の様子を反映している。そのため、チェレンコフ光望遠鏡で捉えた光の到達時刻分布の測定が、γ 線によるイベントと宇宙線バックグラウンドの選別に有効であるといわれている[45]。

しかし現在までのところ、光の到達時刻を用いた解析を行なった実験はほとんど行なわれていない。その主な理由二つある。一つは、チェレンコフ光望遠鏡による観測を行なっているグループのほとんどが皆 Davis-Cotton 型の反射鏡を採用しているためである。このタイプの反射鏡は球面鏡を基本にしたデザインであるために、鏡面での入射位置による光路差があり、チェレンコフ光の到来するタイミングを測定するには誤差が大きすぎるのである。二つ目の理由には、TDC のような精密なタイミング測定の装置がカメラを構成する一部の光電子像倍管にしか接続されておらず、全ての光の到来タイミングを知ることができない為である。

その一方で、CANGAROO3.8m 望遠鏡 (4.2節参照) は放物鏡面を採用しているため、チェレンコフ光の到来するタイミングが焦点面においてほぼ正確に再現される。また、全ての光電子像倍管が TDC に接続されており、到来した全ての光の時間情報を 0.25 $nsec$ の精度で測定することが可能なシステムを備えている。そのため現在のところタイミング解析を行なうことが可能な唯一のイメージングチェレンコフ光望遠鏡となっている。

第4章

CANGAROO 3.8m 望遠鏡

4.1 CANGAROO 実験

CANGAROO (the Collaboration of Australia and Nippon for a GAmma-Ray Observatory in the Outback) 実験は日本の東京大学宇宙線研究所、東京工業大学、名古屋大学、神戸大学、京都大学、東京大学、茨城大学、山形大学、山梨学院大学、神奈川大学、国立天文台、宇宙科学研究所、理化学研究所とオーストラリアのアデレード大学との間での国際共同実験であり、南オーストラリア州ウーメラ (東経 136°47′、南緯 31°6′、海抜 160m) に 2 台のイメージングチェレンコフ光望遠鏡を設置し、南天の天体からのγ線観測を行なうものである。一台はアデレード大の BIGRAT (the Bi-centennial Gamma-Ray Telescope) で、もう一台が日本の 3.8m 望遠鏡である[10] (本論文の解析では 3.8m 望遠鏡で得られたデータのみを使用する)。

4.2 3.8m 望遠鏡

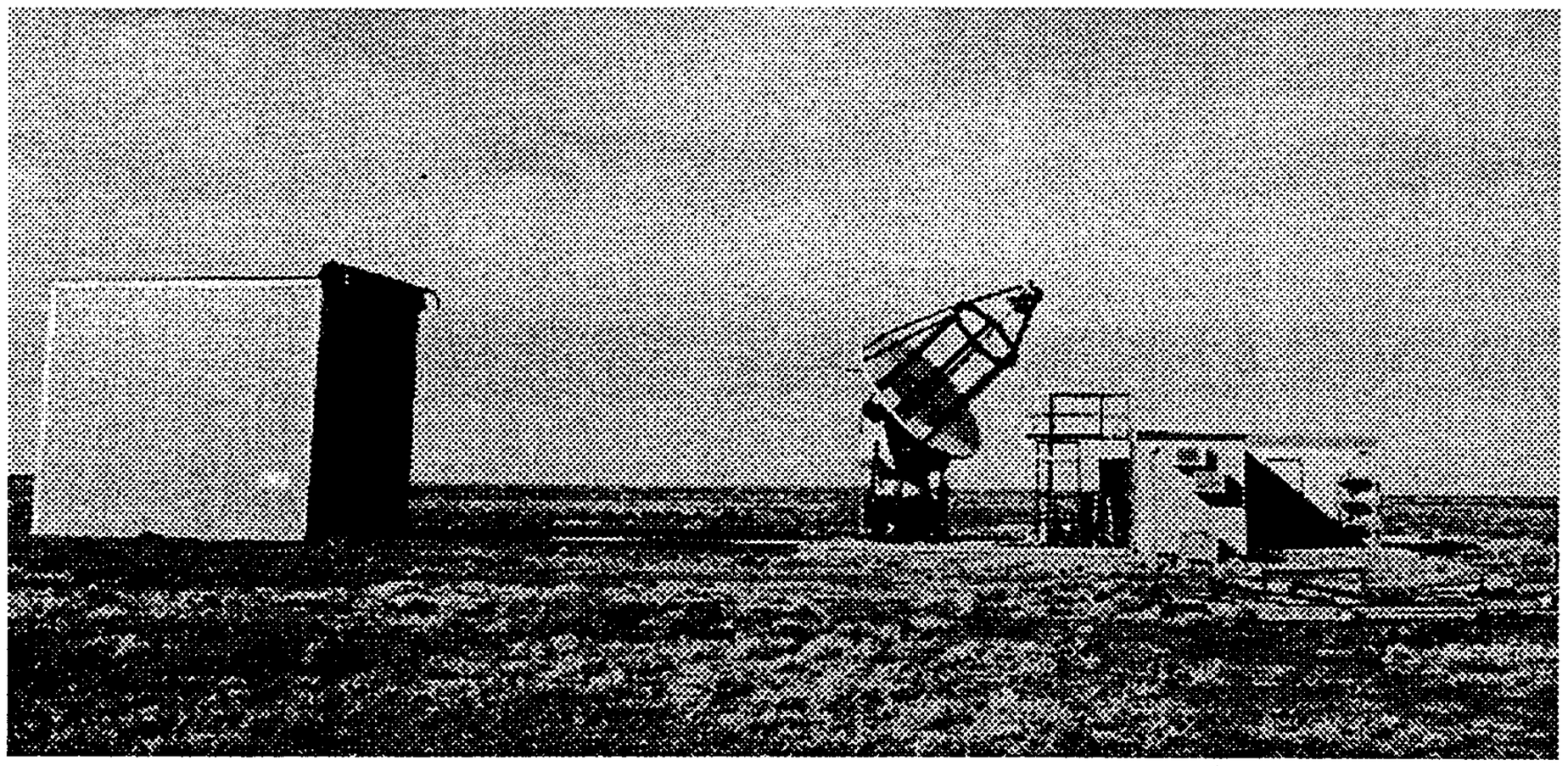
4.2.1 反射鏡およびカメラ

CANGAROO 3.8m 望遠鏡 (図 4.1) は、もともと 20 年程前に国立天文台堂平観測所で月のレーザー観測の受光望遠鏡として使用されていたものを再利用している。

反射鏡は直径 3.8m、焦点距離 3.8m (口径比 1) の回転放物面で、ジュラルミン製の中央鏡 (直径 1.7m) とアルミニウム鋳物製の外周鏡から構成されている。それぞれの鏡面にはカニゼンメッキが施され、さらに中央鏡にはアルミニウムメッキがなされている。焦点面での像の広がりは数秒角で、後述のカメラの分解能に比して十分小さい。1996 年中期の時点での反射率はおよそ 45% であったが、同 10 月に外周鏡のみアルミニウムメッキコーティングを行ない、反射率は 80%以上にまで改善された。

望遠鏡は経緯台式の駆動架台上に設置されており、パーソナルコンピューターとロータリーエンコーダによって、仰角と方位角方向の駆動を同時に制御し、天体の追尾を行なう。追尾精度は天頂付近を除く天頂角 10∼ 70°で約 0.01°である。

望遠鏡の焦点面には、光電子増倍管 (PMT : 浜松ホトニクス社製 R2248) 256 本から構成されるイメージングカメラが設置されている (図 4.2)。各 PMT の大きさは $10mm\ (3/8inch) \times 10mm$ の角型で $12mm$ 間隔で配列され、角度分解能は 0.18°、カメラ全体の視野は 3.2°を有する。PMT



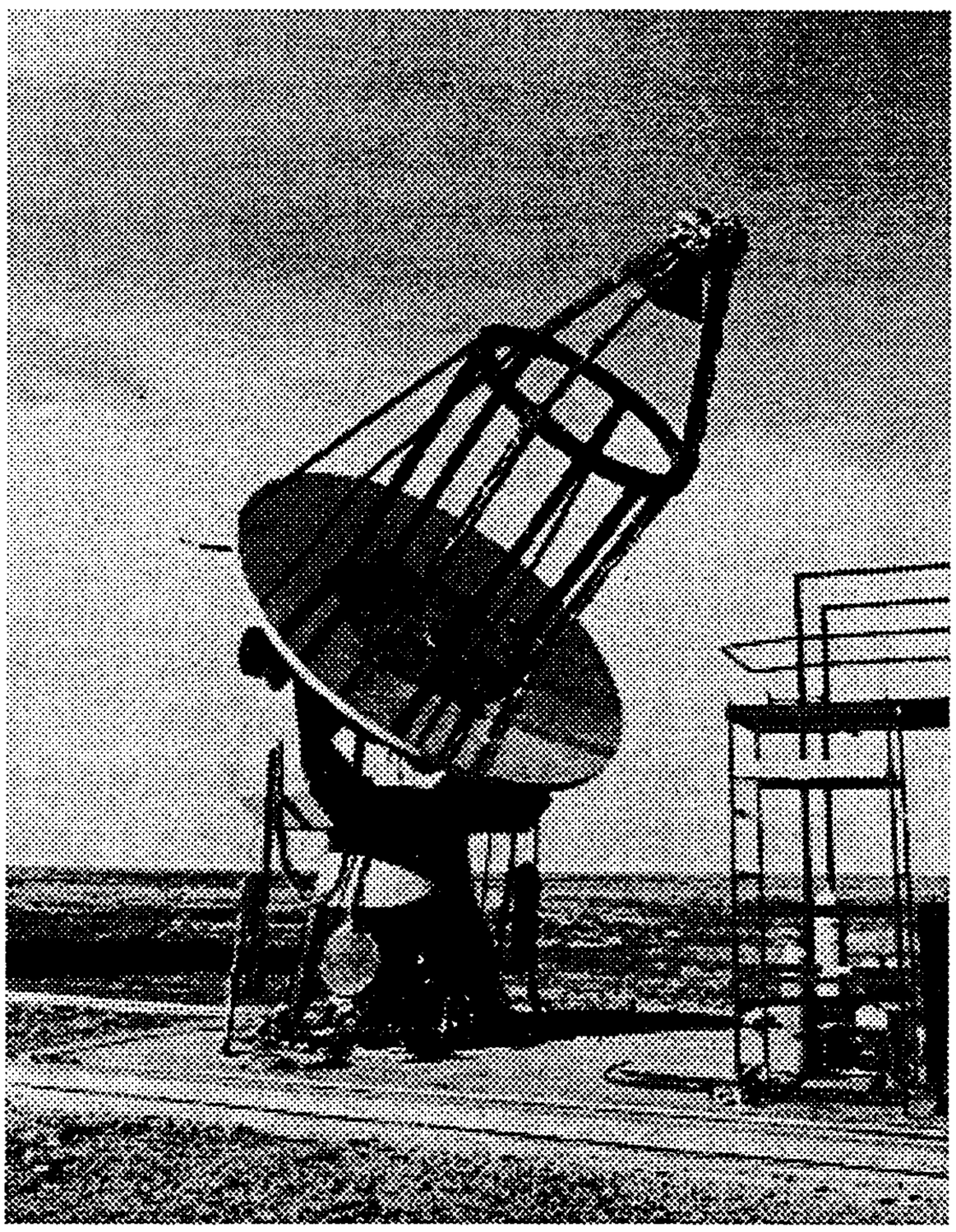
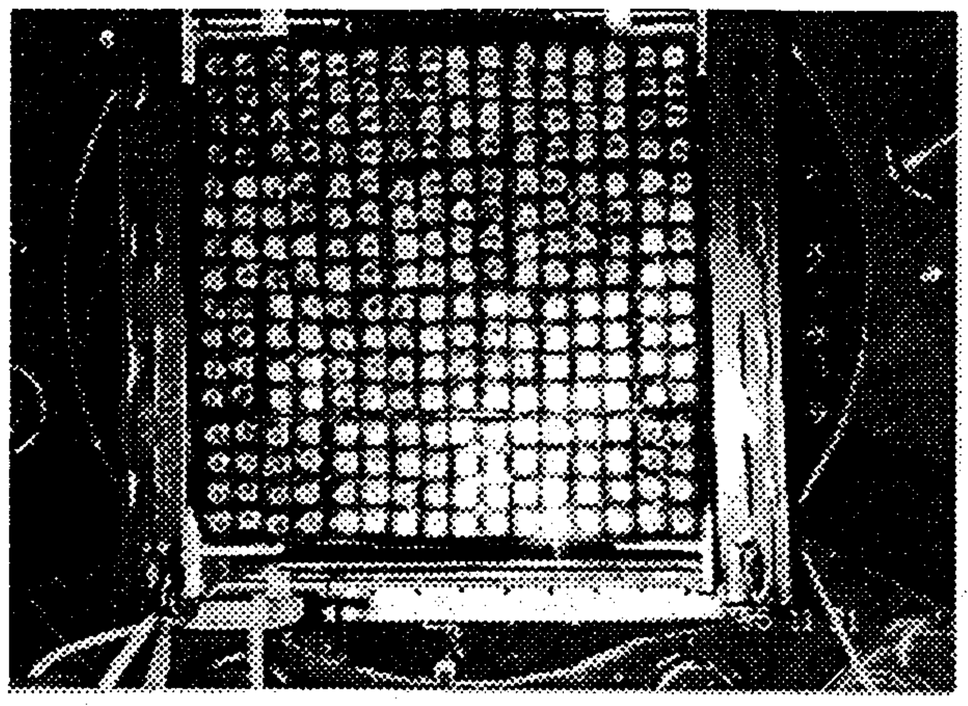


図 4.1: CANGAROO 3.8m 望遠鏡



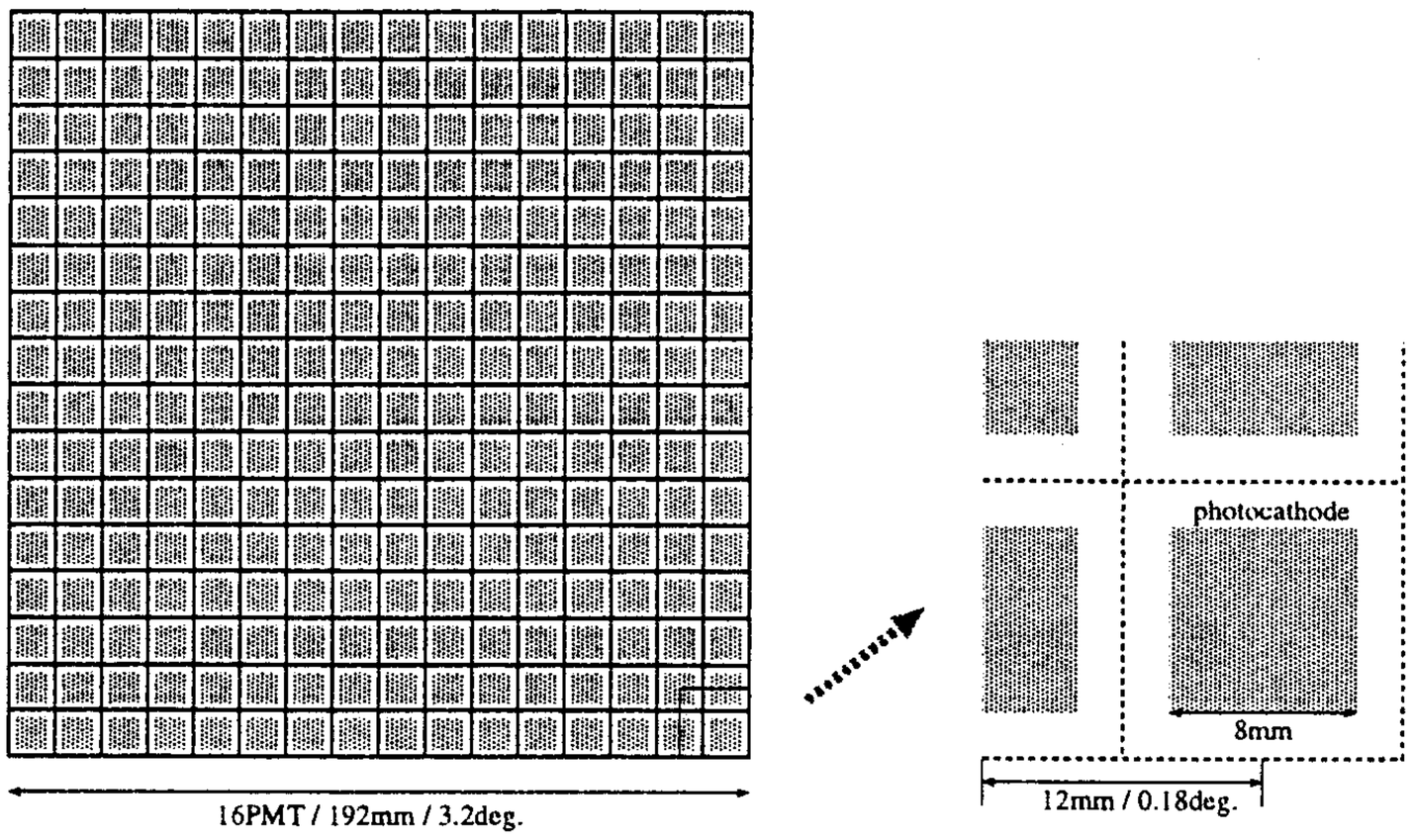


図 4.2: イメージングカメラの外観及び光電子増倍管 256 本の配置。カメラの視野は 3.2° × 3.2°。

の光電面は $8mm \times 8mm$ で視野 0.12° × 0.12° に相当し、全体では視野の約 40% を占めている。光電面の材質はバイアルカリで、その分光感度曲線は図 4.3 のようになっており、量子効率は波長域 $350nm$ ~$550nm$ で約 20% である。また、1995 年 11 月~ 1996 年 11 月の期間にはカメラの前面に金属製のライトコレクタを設置して観測を行なっていた。

PMT は 8 本ごとに共通の PMT 箱 (図 4.4) に取り付けられている。この箱には高圧ジェネレータ (DC-DC 変換器)、ブリーダ、バッファアンプが収められており、あらかじめ設定した高圧を 8 本の PMT に共通にかけることができる。バッファアンプは高速応答かつ高増幅率なものを用い、その代わりに PMT は比較的低増幅率 (約 10^5) で動作させ、夜光や星光の影響による増幅率の変動を抑えている。

反射鏡の中央部分には青色の発光ダイオード (LED : 波長中央値 450 nm) を設置しており (カメラとの距離は $3.8m$)、$20ns$ 程度の短いパルスで発光させて各 PMT の増幅率の較正を行なっている。

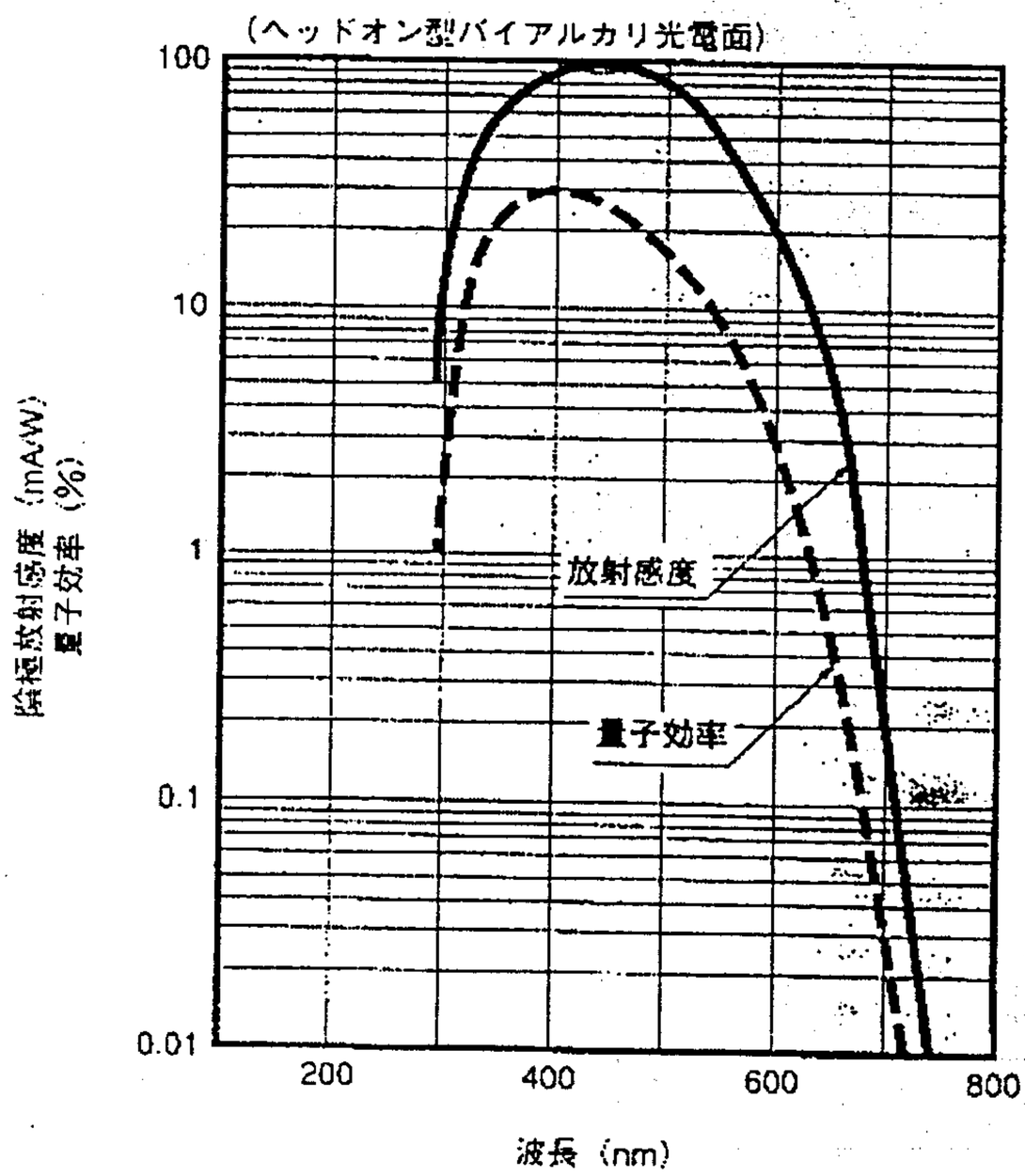


図 4.3: 光電子像倍管 (浜松 R2248) の分光感度曲線。

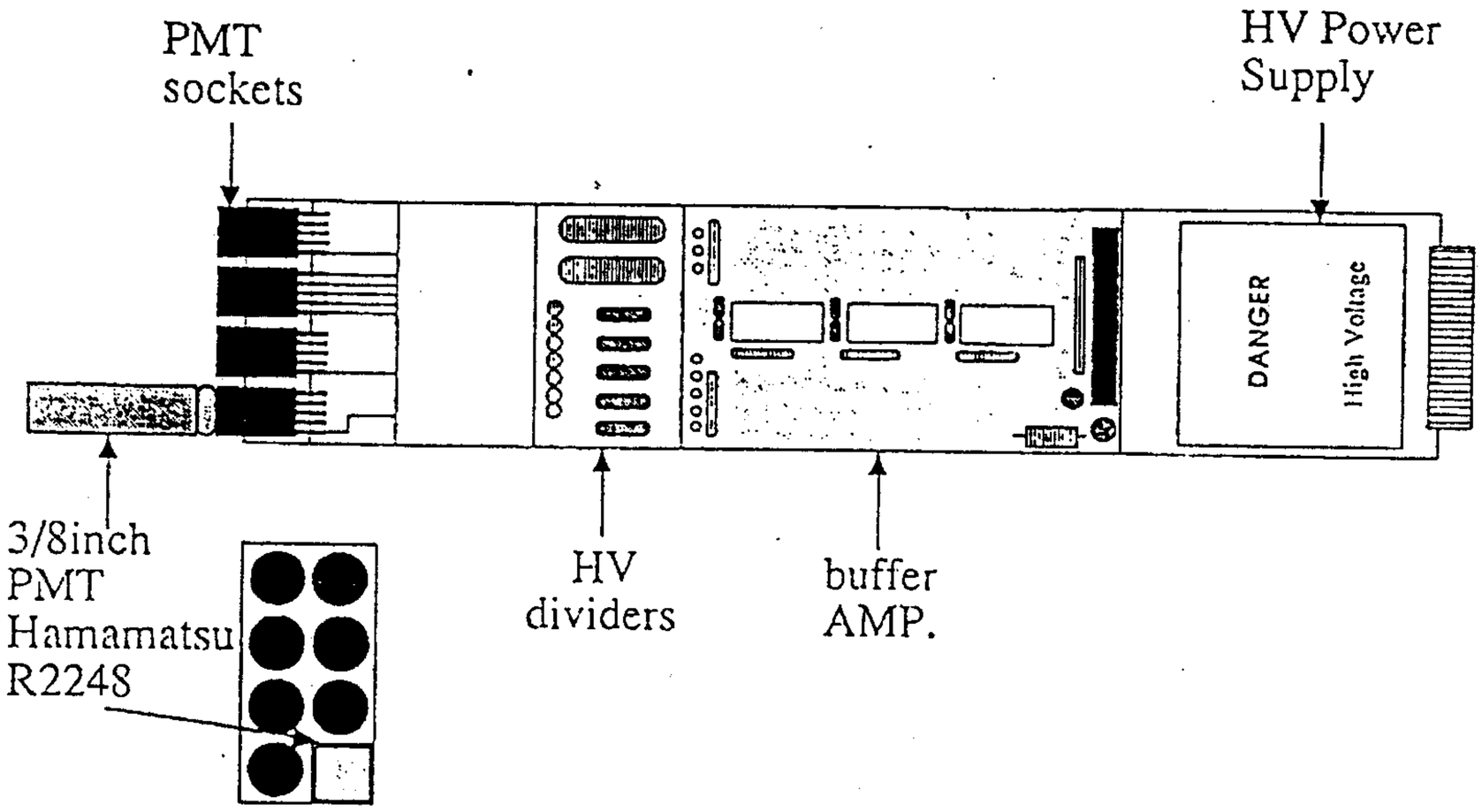


図 4.4: PMT 箱の概略図[41]

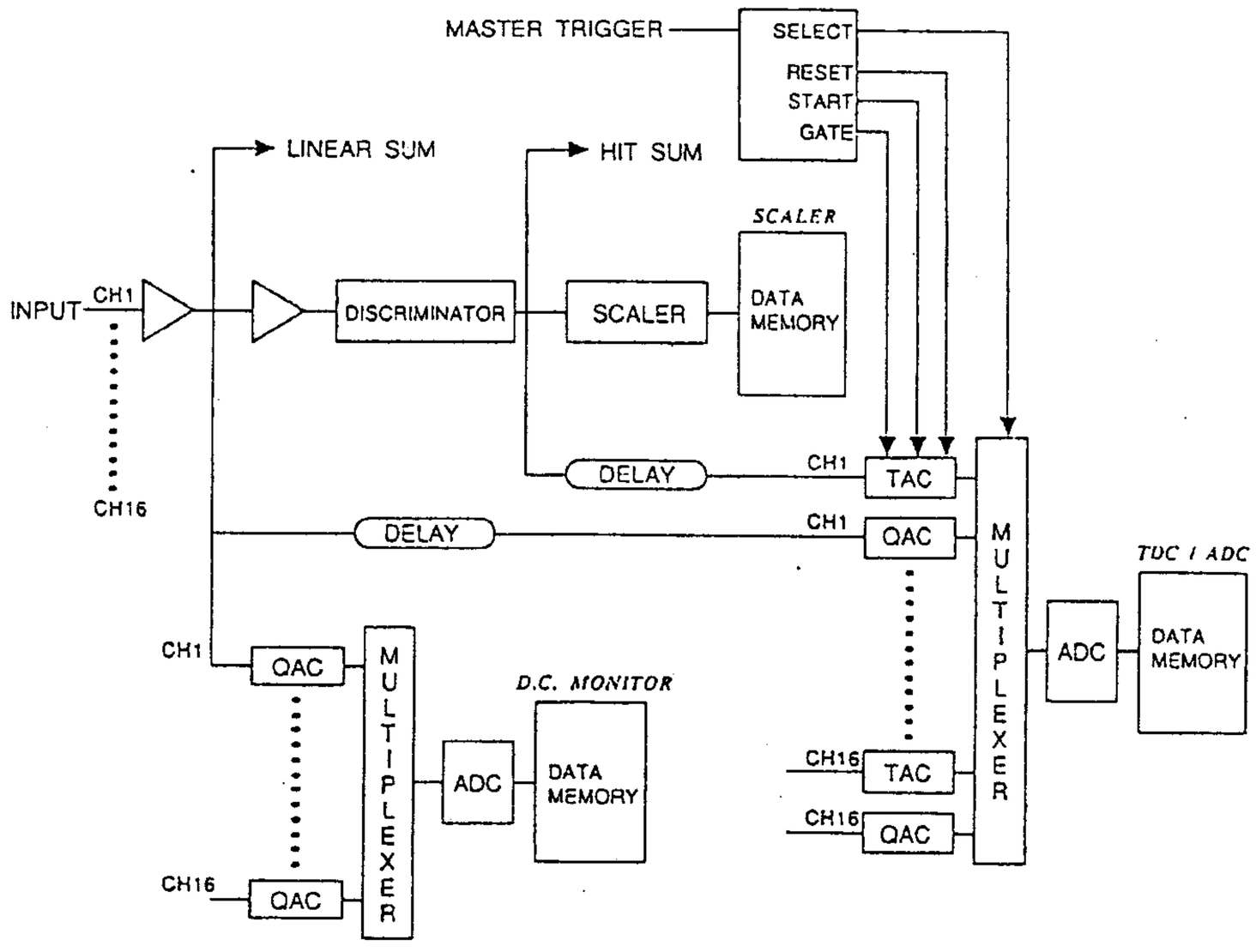


図 4.5: CCM ブロックダイヤグラム[10]

4.2.2 電子回路およびトリガーシステム

PMT からの信号はバッファアンプで増幅された後、約 30m のケーブルを介して電子回路室 (図 4.1上図の右側に見えている建物) に送られる。信号の処理には TKO(Tristan-KEK-Online system) 規格の CCM(Cherenkov Cirkit Module) と呼ばれる、この実験専用に開発された回路を用いている。CCM は電圧増幅器、電流増幅器、ディスクリミネータ、ADC(Analog to Digital Converter)、TDC(Time to Digital Converter)、シングルスケーラ、加算回路から構成されており (図 4.5)、1 つのモジュールで 16 チャンネルの PMT 信号を処理する。

ディスクリミネータは入力信号の波高があらかじめ設定されている閾値を越えた場合、ヒットパルスを生成する。

ADC は設定された時間幅 (ゲート幅) 内に入力した信号の総電荷量を測定し、PMT に入射した光子数の情報を与える。分解能は 0.025 pC、最大計数は 4096 チャンネル (12 bit) である。ADC のゲート幅はチェレンコフ光のパルス幅に比して十分長い、60 $nsec$ に設定されている。

TDC は信号が到来した相対時刻を測定する。具体的には、イベントトリガーによりリセットされてから、ディスクリミネータのヒットパルスが最初に入力されるまでの時間を測定し、ヒットのない場合は最大計数値を出力する。分解能は 0.25 $nsec$、最大計数は 4096 チャンネル (12 bit) である。

シングルスケーラはイベントトリガーによりリセットされてから 1$msec$ 間に入力したディスクリミネータのヒットパルスの個数 (シングルカウント) を計測する。この値は PMT の視野の明るさを反映するため、視野内にある星や、夜光等の背景光の様子を知るために有用である。

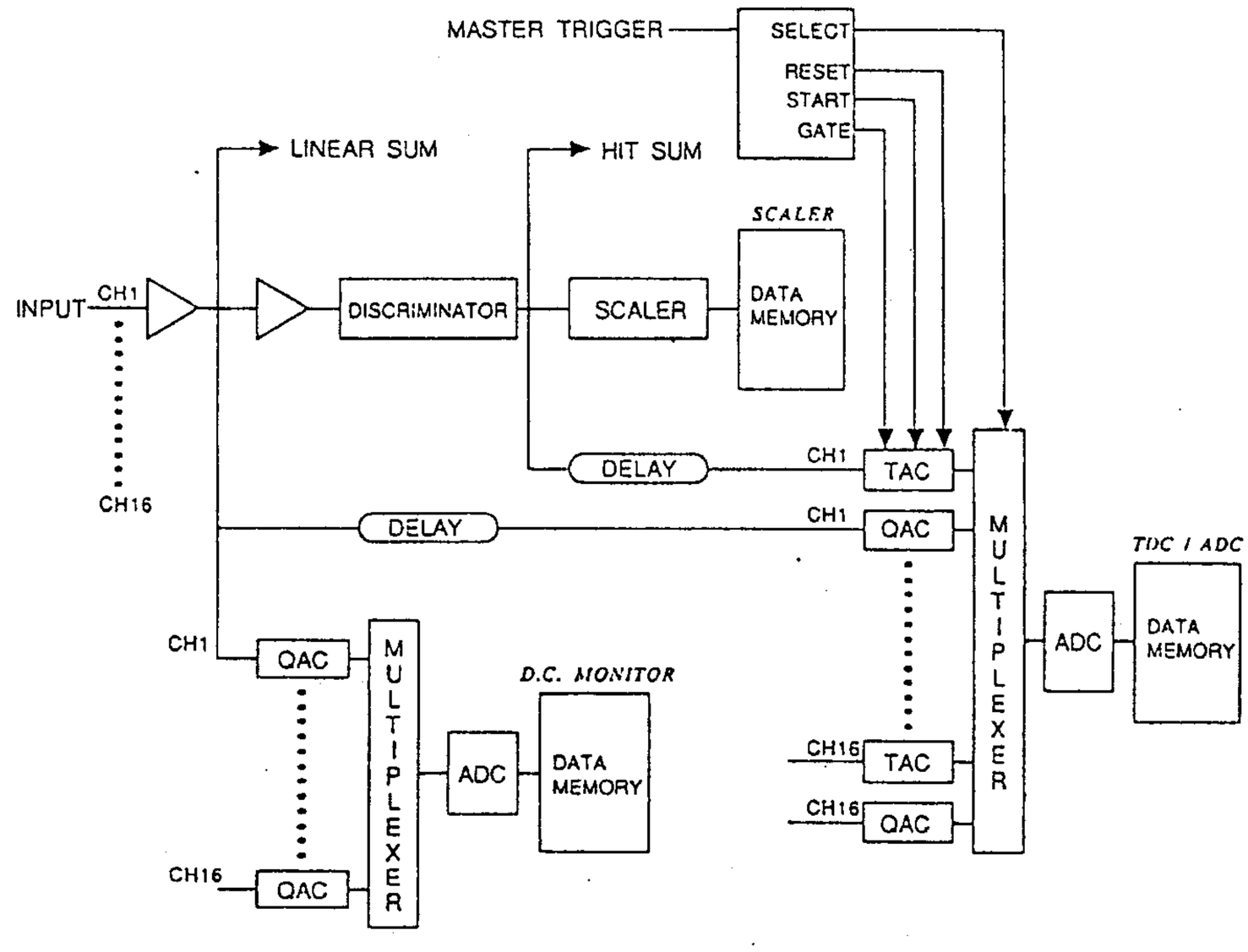


図 4.6: トリガー論理の概念図[10]

CCM に入力した各 PMT 信号は増幅されたのち、3 系統に分配され、それぞれ ADC、ディスクリミネータ、加算回路に送られる。加算回路に入力した信号は他の 15 信号と加算され、”アナログ和”として出力される。一方ディスクリミネータで生成されたヒットパルスは分配され、TDC、スケーラ、加算回路に送られる。ここで加算された 16 のヒットパルスの和は “ヒット和” として出力される。

各 CCM から出力された “アナログ和” および “ヒット” はそれぞれさらに足し合わされて、両者が共にあらかじめ設定された閾値を越えた時にイベントトリガーが生成される。CCM およびトリガー論理の概略を図 4.6に示す。

このシステムでは上記のようにイベントトリガー生成のために 2 種類の閾値を設定している。この値はモンテカルロシミュレーションおよび典型的な夜光の光量と到来頻度から較正がなされていて、現状の閾値は各 CCM 内で約 3 光電子、ヒット和に対しては平均 5 PMT のヒットにに対応している。

イベントトリガーが生成されると、CCM で処理された情報は CAMAC システムおよび SFVME バスを介してワークステーション (SUN/SS5) に送られ、ハードディスクに記録される。記録される情報の内容は、

- RUN 番号
- イベント番号
- 時刻 (日本標準時)

- 各 PMT チャンネルの ADC、TDC、シングルスケーラ出力値
- イベントフラッグ (RUN の内容を示す)

であり、1 イベントの情報量は 2400 *byte* である。なお時刻に関しては、水晶時計の出力を GPS (Grobal Positioning System) の情報を用いて補正して 0.5 μscc 以下の高精度を保持している。

第5章

データ解析及び結果

5.1　観測データ

CANGAROO 望遠鏡による SN1006 の観測は 1996 年 4 月及び 6 月、1997 年 3 月及び 4 月の 4 期間にわたって行なわれた。観測は、目標天体を視野内に導入して追尾する ON ソース RUN を天体の南中前後の時刻に行ない、その前後で目標天体を視野から外した OFF ソース RUN を行なう。OFF ソース RUN は、ON ソース RUN と天球上のなるべく同じ経路を同じ時間観測するように位置を選んで行なっている。各期間の観測時間については表 5.1にまとめた。

この間、1996 年 10 月には反射鏡の再コーティングを行なっている為、1996 年と 1997 年では観測エネルギーしきい値が異なっている (後述 6章参照)。

観測は ASCA による X 線観測で非熱的成分 ($> 2KeV$) が得られたリムの部分、その特に明るく見えている NE リム側を主目標に行なった。図 5.1 は ASCA/GIS で得られた SN1006 の $> 2KeV$ X 線強度分布である。二つの向かいあったリム (NE、SW) の構造を見ることができる。図に示した X_{NE} 点、X_{SW} 点は各リムにおけるもっとも X 線強度の高い位置であり (本論文では以後、この呼称を用いる。)、X_{NE} 点 の強度は X_{SW} 点の ~3 倍である。

本来の ON ソース RUN では、目標天体を視野の中心に据えて観測を行なう。これは、到来する γ 線の検出有効面積が視野の中心方向で最大になるからである。ただし NE リムの近傍には可視バンドで 2.68 等級と 3.13 等級の二つの明るい星が存在し、NE リムを視野の中心に導入した場合、カメラの視野内にこれらの星が入ってしまう。星光が入射すると、チェンコフ光像を歪ませたり PMT の増倍率の変動させるなどの影響がある。およそ 3 等級より暗い星については解析の過程でその影響を除去することが可能だが (後述 5.3参照)、それより明るいの星については視野から外す必要がある。そこで今回は、NE リムが視野中心からある程度ずれるよう望遠鏡を向けた。1996 年の 4 月では X_{NE} 点が中心から 0°.6 、他の期間では 0°.3 離れている (各方向の天空上での位置関係を図 5.2、表 5.2にまとめた)。これによって、2.68 等星を視野から完全に外すことができる (図 5.3)。

		観測時間 ($hours$)	イベント数
1996 年 4 月	ON ソース	16.8	39128
	OFF ソース	9.8	37721
1996 年 6 月	ON ソース	11.3	56712
	OFF ソース	6.5	57386
1996 年計	ON ソース	28.1	95840
	OFF ソース	18.1	95107
1997 年 3 月	ON ソース	6.6	66398
	OFF ソース	6.5	55551
1997 年 4 月	ON ソース	27.7	278841
	OFF ソース	22.6	189930
1997 年計	ON ソース	34.3	345239
	OFF ソース	29.1	245481

表 5.1: 観測時間及び観測されたイベント数のまとめ。ここで示したのは実際に解析に用いたデータについてのもので、天候など条件が悪いものは省いてある。

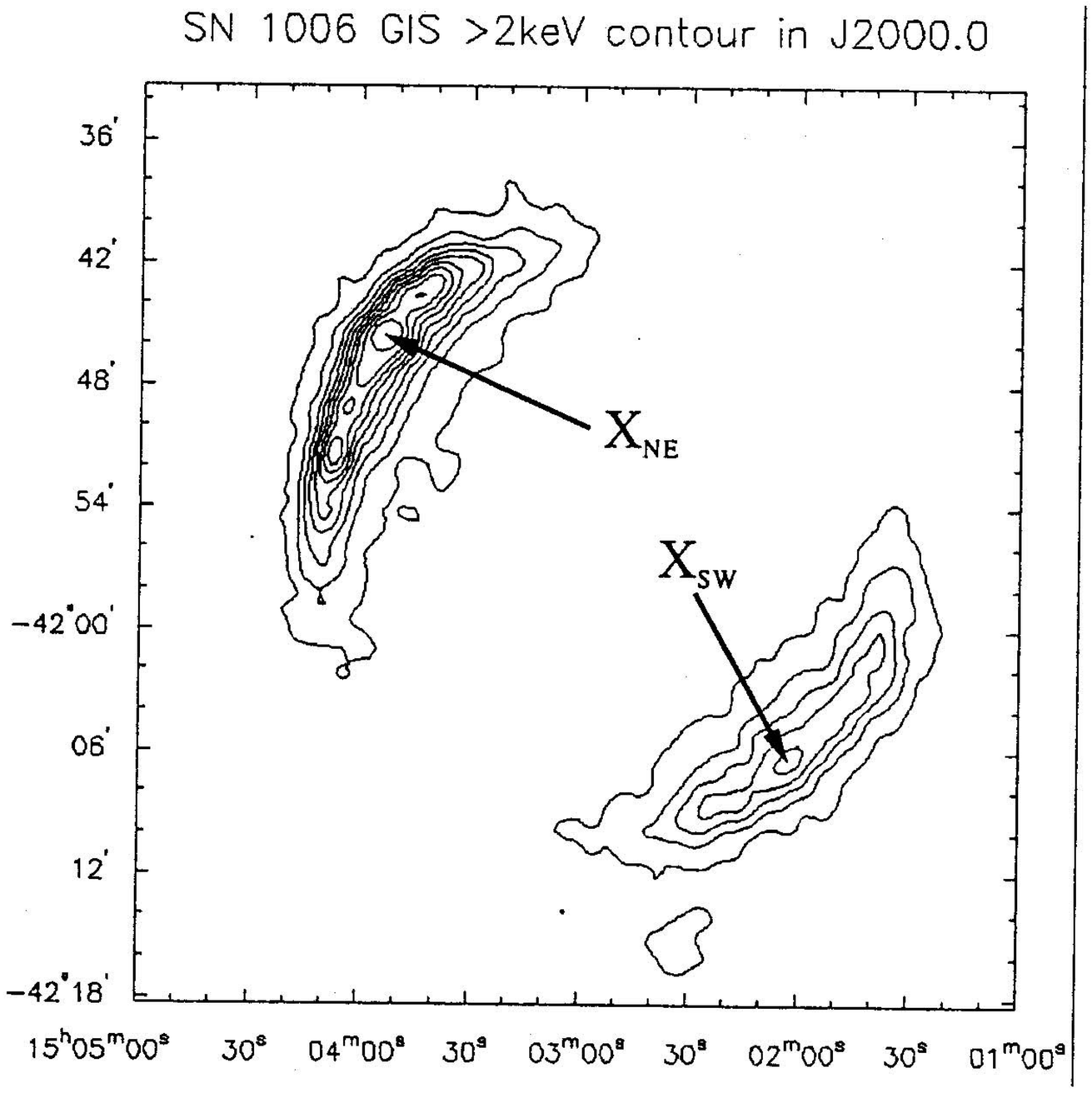


図 5.1: ASCA/GIS による $\geq 2keV$ X 線強度等高図[26]。NE リムは SW リムに比較して ~ 3 倍の強度がある。それぞれのリムで最も強い位置を X_{NE}、X_{SW} とした。

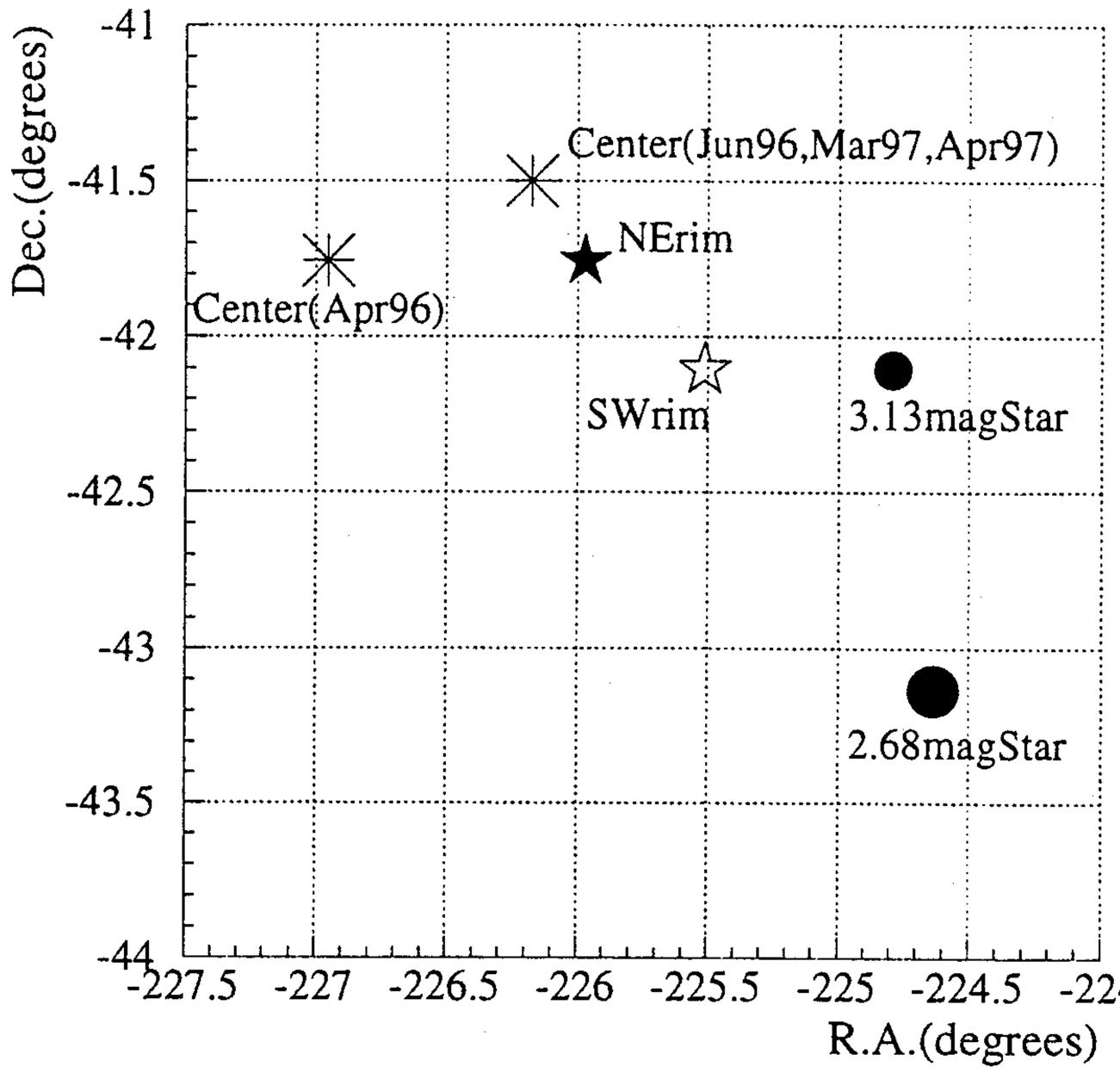
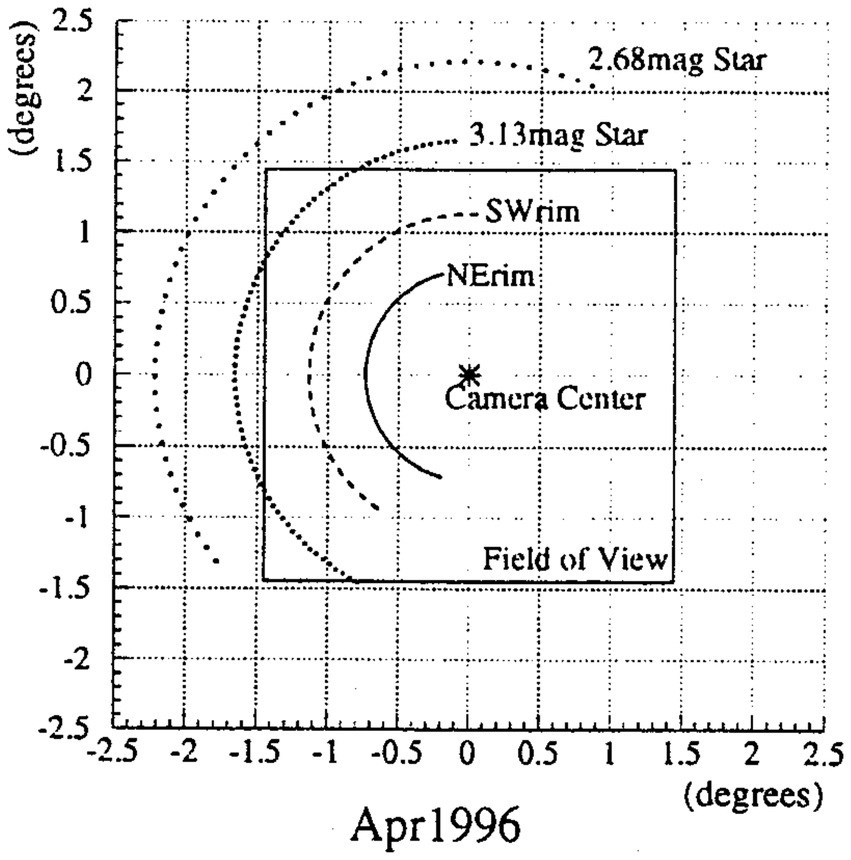


図 5.2: 各天体と視野中心方向の位置関係。横軸の赤経は都合上負の値だが、実際は正の値。NE/SW リムの中心部、二つの明るい星、各観測期間での視野中心方向 (望遠鏡を向けた方向) の座標を表示した。

		赤経	赤緯
SN1006 リム中心	X_{NE} 点	$15^h03^m53^s$ (225°.971)	−41°.758
	X_{SW} 点	$15^h02^m03^s$ (225°.513)	−42°.106
星	2.68 等星	$14^h58^m32^s$ (224°.633)	−43°.134
	3.13 等星	$14^h59^m10^s$ (224°.790)	−42°.104
視野中心方向	1996 年 4 月	$15^h07^m49^s$ (226°.954)	−41°.756
	1996 年 6 月 & 1997 年	$15^h04^m42^s$ (226°.176)	−41°.500

表 5.2: 各天体と視野中心方向の座標。NE/SW リムの中心部、二つの明るい星、各観測期間での視野中心方向 (望遠鏡を向けた方向) の座標をまとめた。



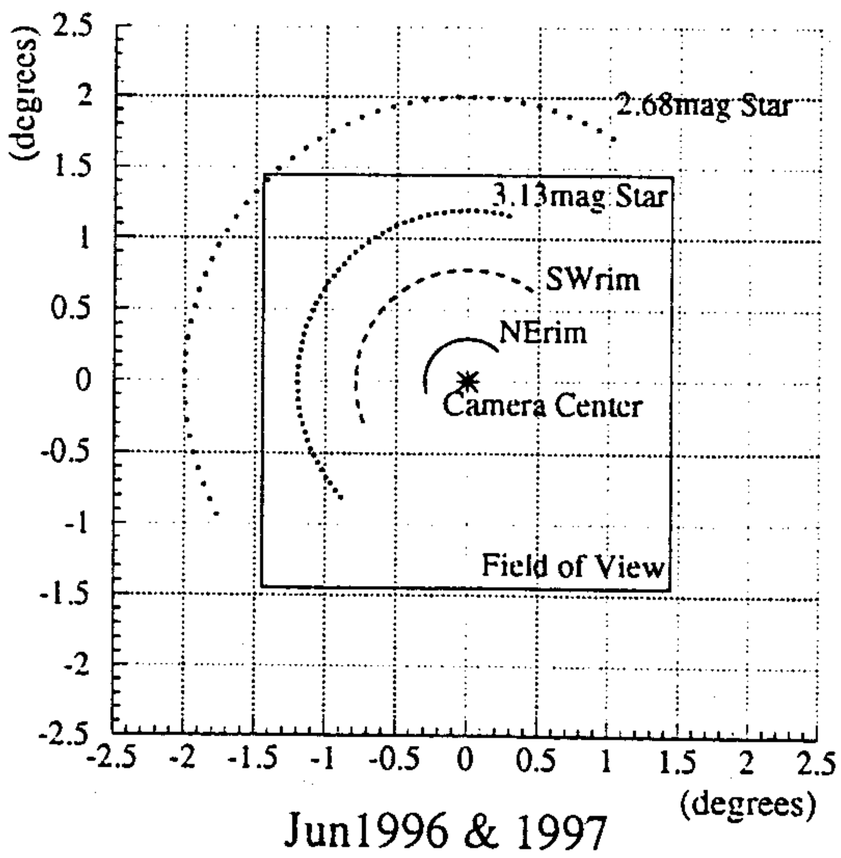


図 5.3: 各天体の視野上での動き。左は 1996 年 4 月、右は 1996 年 6 月及び 1997 年の観測。我々の望遠鏡は架台が経緯台式である為、天体の追尾に伴って視野内の天空は回転する。南中前後各 2 時間、計 4 時間の観測を行なった時の、NE/SW リム、2.68/3.13 等星の視野でのそれぞれの動きを表示した。原点が視野の中心 (望遠鏡が追尾している方向) で、実線枠はカメラ視野に対応する。各観測で 2.68 等星を視野から外すことができているのが判る。

5.2 ADC、TDC データの較正

4.2節で述べたように、イベントトリガーの生成に伴い、各 PMT の ADC、TDC 値及びシングルカウントが記録される。データ解析においてはまず各 PMT 間での ADC、TDC 値の較正を行なう。

ADC 値の較正

まず第一に、ADC 値よりそのペデスタル値を差し引き、ADC の零点を補正する。ただしペデスタル値は夜光の影響を受けてしまっているので、ここでの零点は “チェレンコフ光が入射していない” という定義である。各 PMT の ADC ペデスタル値は、ON/OFF ソース RUN でのイベントのうち、チェレンコフ光によるヒットが無い (TDC ヒットが無い) もののみを抽出し、各 RUN で平均をとったものとしている。

次に零点を補正した ADC 値を PMT 間の相対的な増倍率で規格化する。この相対的な増倍率を求めるために、全ての ON/OFF ソース RUN の前後に LED RUN と呼ばれるテスト RUN を行なっている。LED RUN は反射鏡の中央部分に設置した青色の LED を $20ns$ 程度の短いパルスで発光させると共に、パルスに同期した外部トリガーによってデータを収集するものである。解析では各 ON/OFF ソース RUN 毎に、対応する LED RUN のデータでの (零点を補正した) 各 ADC 値の平均を計算し、その分布を相対的な増倍率としている。なお、規格化の際の補正倍率はその平均が 1 になるよう設定している。

TDC 値の較正

TDC 値もまた零点を補正する必要がある。LED RUN のデータでの TDC 値は同時刻に到来した光に対する値であり、この平均を計算し各 TDC のペデスタル値としている。

5.3 ノイズイベントの除去

ここでいうノイズイベントとは、宇宙線原子核によるバックグラウンドイベントのことではなく、夜光や星光による影響または電気的ノイズなどによって偶然にトリガーが生成されてしまったイベントを指す。

夜光によるノイズの除去

一つのイベントにおいて視野全体の PMT が捉える夜光量は、ADC のゲート幅 ($\sim 60nsec$) 等から、鏡面リコーティングの前後 1996 年で～ 60 光電子、1997 年で ～ 100 光電子と推定され[61]、大きなノイズ源である。この除去のために、以下の三つの処理を行なう。

第一にヒットした各 PMT のうち ADC 値 (以後、ADC 値とは零点を補正し、増倍率の規格化を行なった後の値を指す) が小さいものは、夜光による偶発的なヒットの可能性が高いので取り除く。今解析では、ADC 値が 15 以下のものを除去する (図 5.4)。

第二に、夜光が時刻に関して一様に到来するのに対し、チェレンコフ光の継続時間は $\leq 10nsec$ と短いことを利用し、各イベントにおいてある限られた時間内にヒットした PMT の情報のみを用いる。ただし、TDC のスタート信号とチェレンコフ光の到来時刻の間隔はノイズの影響や空気シャワーの発達によってばらつきがある[62]。そのため、イベント毎に TDC 値 (これについても以後、零点を補正した後の値を指すこととする) の平均値を求め、そこから $\pm 25nsec$ 以上隔たってヒットした PMT の信号は夜光によるものとして除去する (図 5.5)。

第三にカメラ上で周りの PMT がヒットしておらず、一つだけ孤立してヒットしている PMT についても、夜光による影響として除去する。

星光によるノイズの除去

5.1節にあるように、SN1006 の ON ソース観測での視野中には 3.13 等級の明るい星が存在している。焦点面での星像は放物面鏡のコマ収差によりある程度の広がりを持ち、1~2 本の PMT を常にヒットさせ、チェレンコフ光像を歪める原因となる。PMT 上を星像が通過する様子はそのシングルカウントの変化によって確認できる (図 5.6)。

そこで期待される星像の位置を中心に $\leq 0^\circ.3$ に含まれる PMT について、そのシングルカウントが平均値から 8σ 以上大きかった時には星光による影響として除去する。

電気的ノイズの除去

1996 年の観測データに限り、PMT の放電現象と思われるノイズイベントが多数見受けられる。これらのイベントはカメラの下部に集中して発生しており、1995 年 11 月より 1996 年 11 月の期間にカメラに設置されていた金属製のライトコレクタと PMT の近接部が湿気の為に放電したのが原因と考えられている。

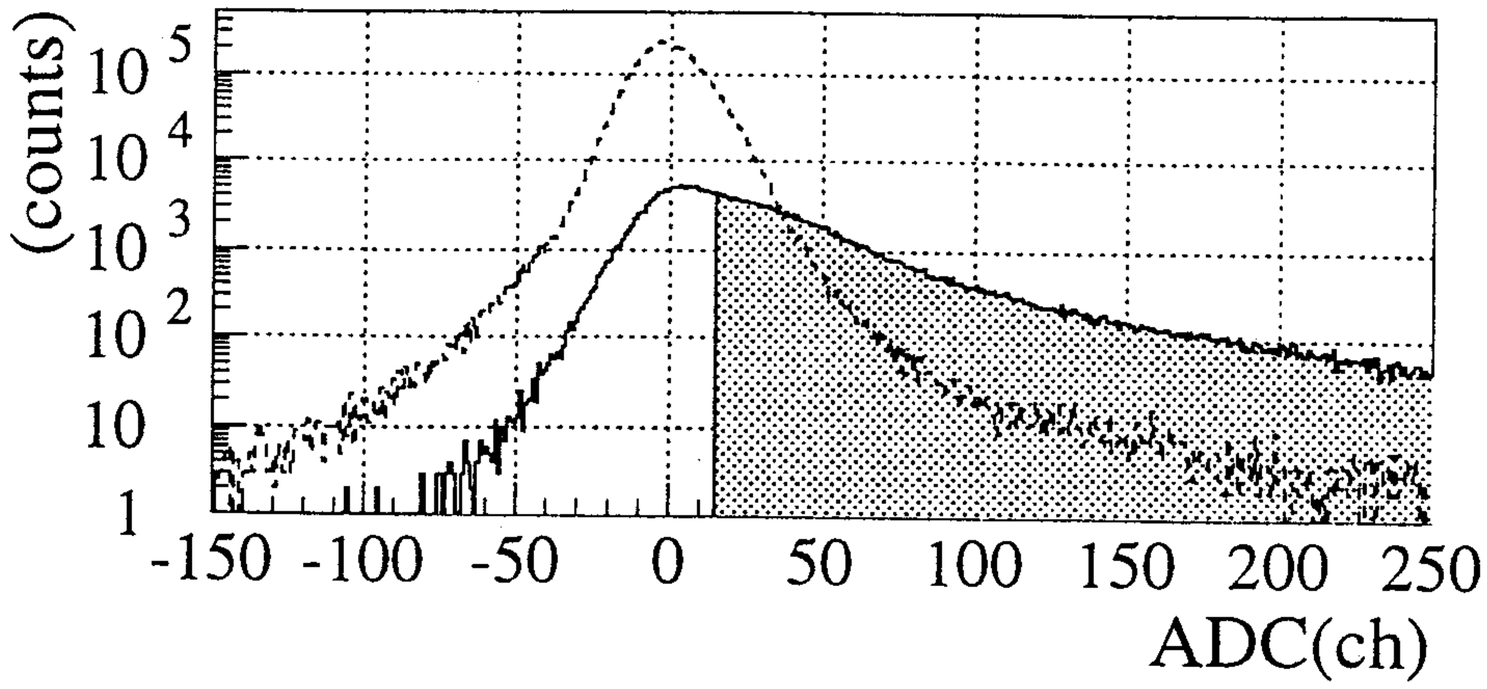


図 5.4: ADC 値の分布 (RUN664)。ADC 値はペデスタル及び相対増倍率の補正後の値。破線はヒットが無いもの、実線はヒットしたものの分布。有色の部分のみを解析に使用する。

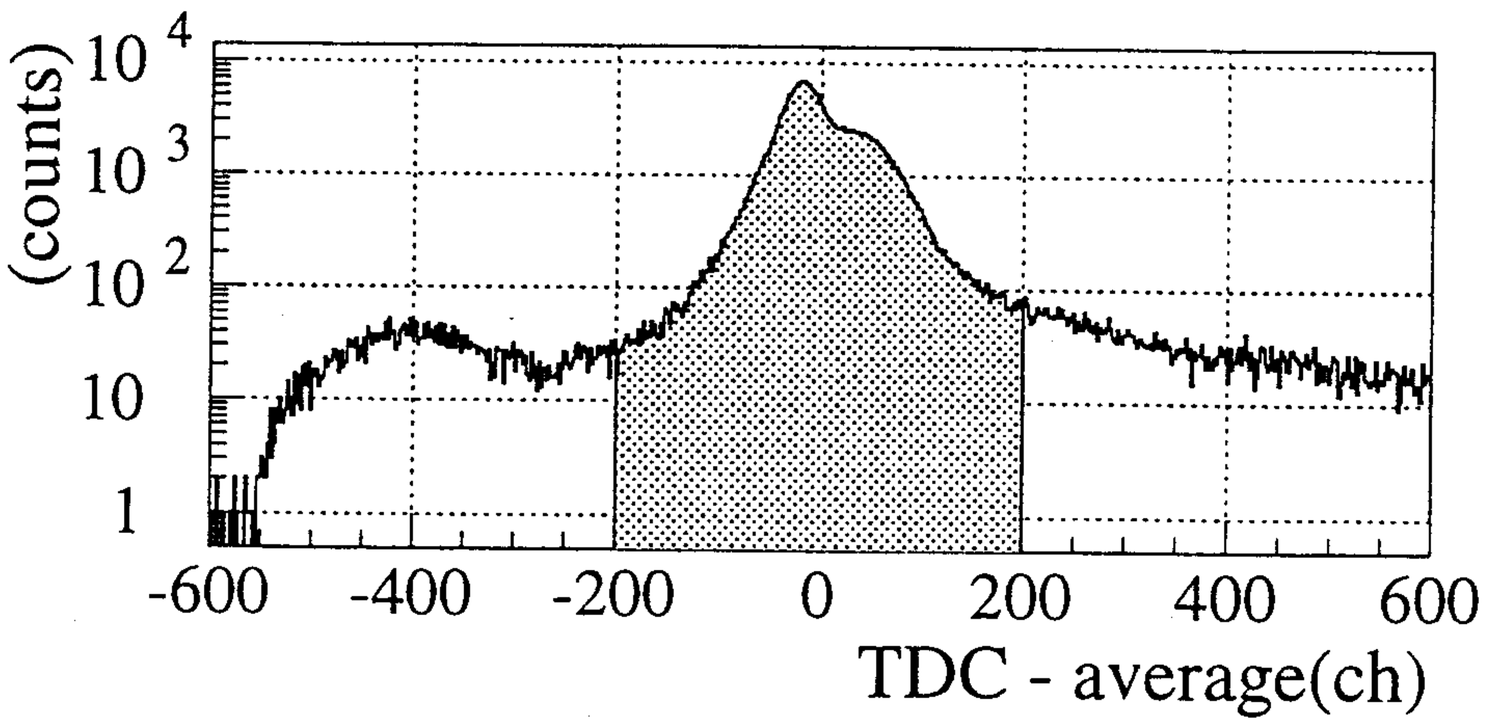


図 5.5: TDC 値の分布 (RUN664)。各イベントでの平均値を差し引いてある。有色の部分のみを解析に使用する。

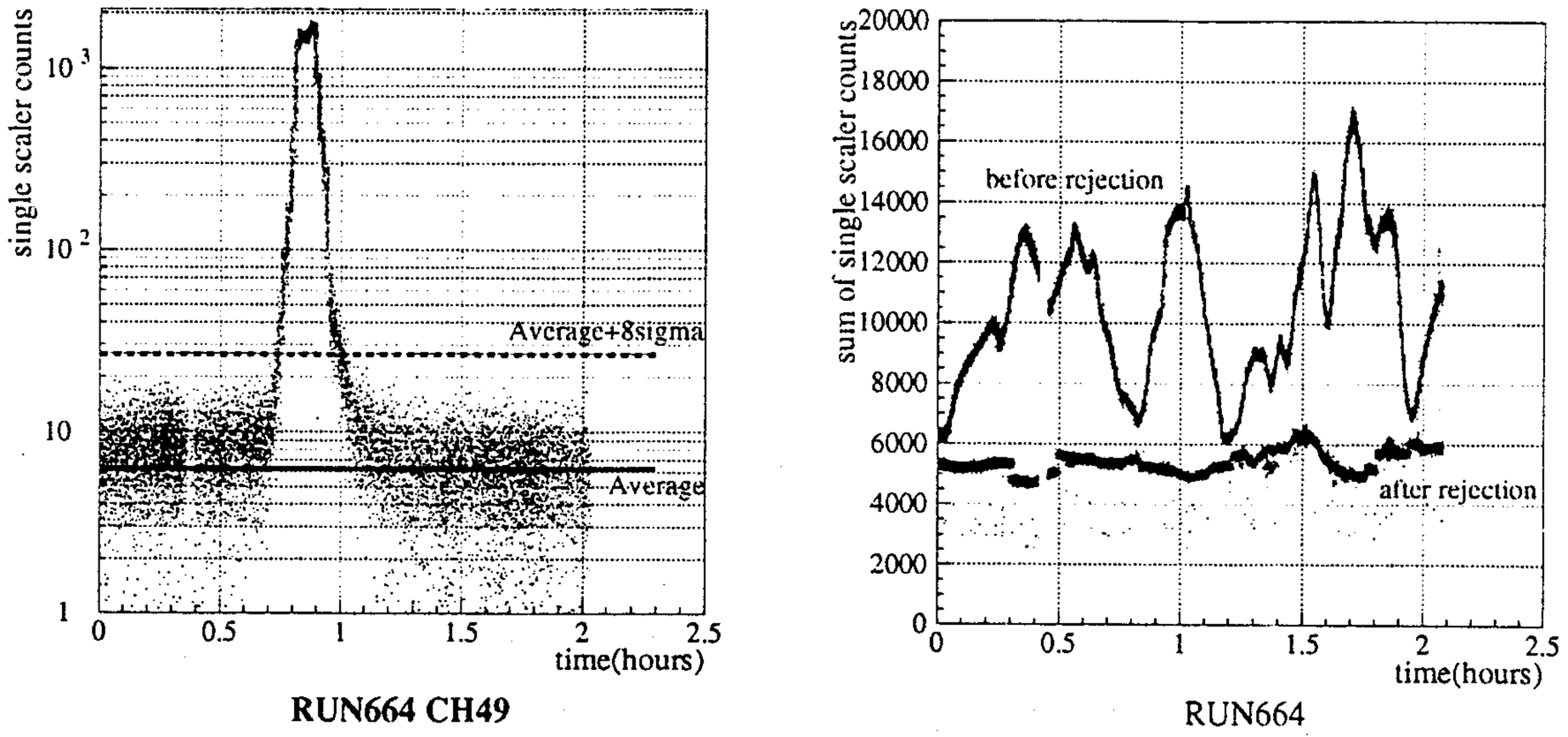


図 5.6: 左図：星光の入射によるシングルカウントの時間変化。1997 年 4 月のデータ (RUN664) において、横軸に時刻 (観測開始を 0 とした) をとり、ある PMT のシングルカウントの変動の様子を表示した。3.13 等星の通過により時刻 1 付近でカウントの大幅な増大が見られる。シングルカウントが平均値よりその標準偏差の 8 倍以上の域まで増加した場合、星による影響と判断して取り除く。右図：星光ノイズ除去の前後でのシングルカウントの全 PMT 総計の時間変化 (RUN664)。星光による影響が取り除かれ、変動が安定した様子が判る。

そこで 1996 年のデータでは、像の重心が図 5.7で示したように視野の下部約 PMT4 本分の領域にあるイベントを取り除く。

その他

上記の処理に加え、イベントが偶発的に生成された可能性を極力除くために、ADC 値の合計 (sumADC) 及びヒットした PMT の数 (Nhit) が小さいイベントを取り除く。これは、sumADC、Nhit が小さいイベントはより多くのノイズを含んでいる可能性が高く、チェレンコフ光像の再構成が困難である為である。

今解析では sumADC<200 及び Nhit≤4 なるイベントを除去する。

5.4 イメージ解析

5.4.1 不完全な像の除去 (エッジカット)

ノイズ除去処理よって選択されたイベントは、シャワー像の楕円形近似により 3.3節に定義するイメージパラメータ (Width、Length、Conc、Distance、Alpha) が求められる。

このうち視野の端部に近い像については、像の一部が視野外に出てしまっていて不完全である可能性が高いので取り除く (エッジカット)。今解析では図 5.9に示すように視野の端部より PMT 約 1 本分 (1996 年 4 月は約 2 本分) の領域に像の重心があるイベントを除去する。このエッジカットを施すことによって、バックグラウンド (OFF ソース) の Alpha 分布は平坦になる (図 5.8)。

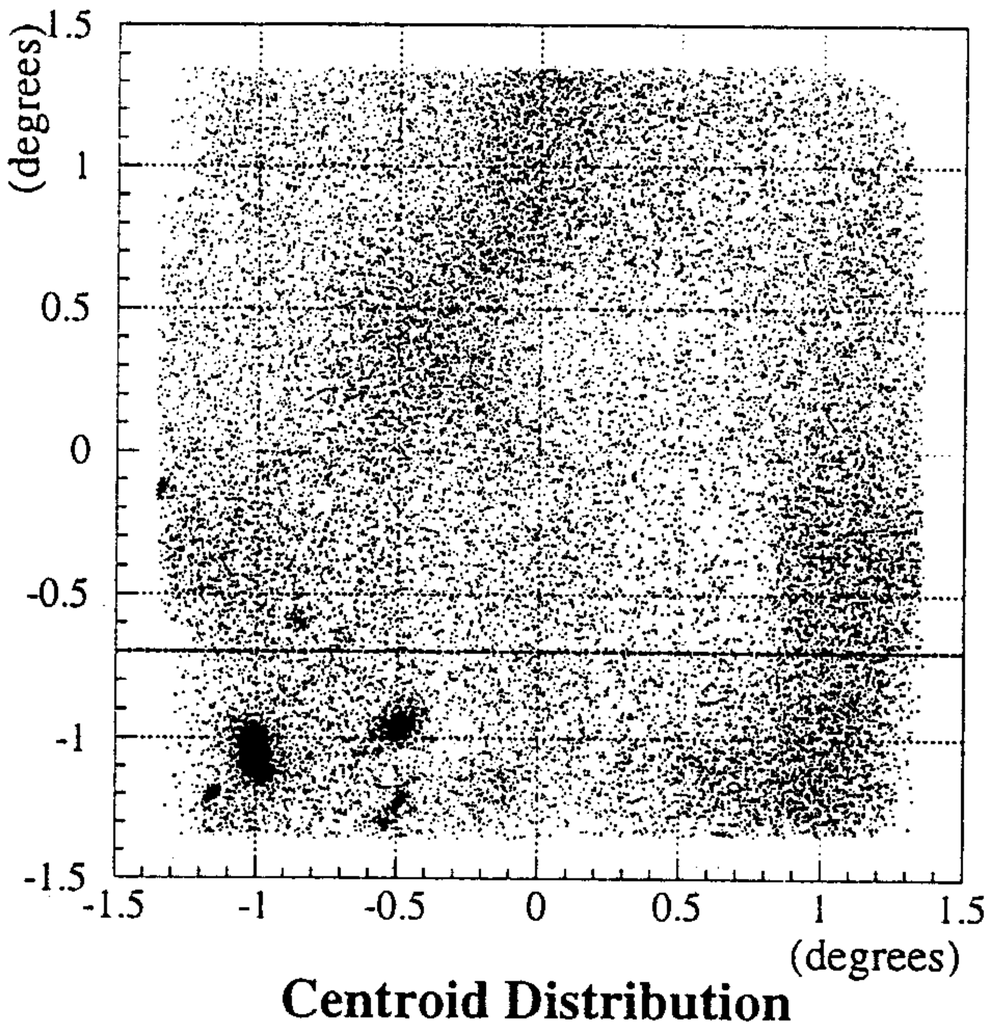


図 5.7: 1996 年のデータでの像重心の分布。夜光/星光ノイズの除去を行なったものについて、視野中心を原点に表示してある。視野下部に電気的ノイズと思われる集中が見られる。1996 年のデータでは、破線より下の領域のイベントは使用しない。

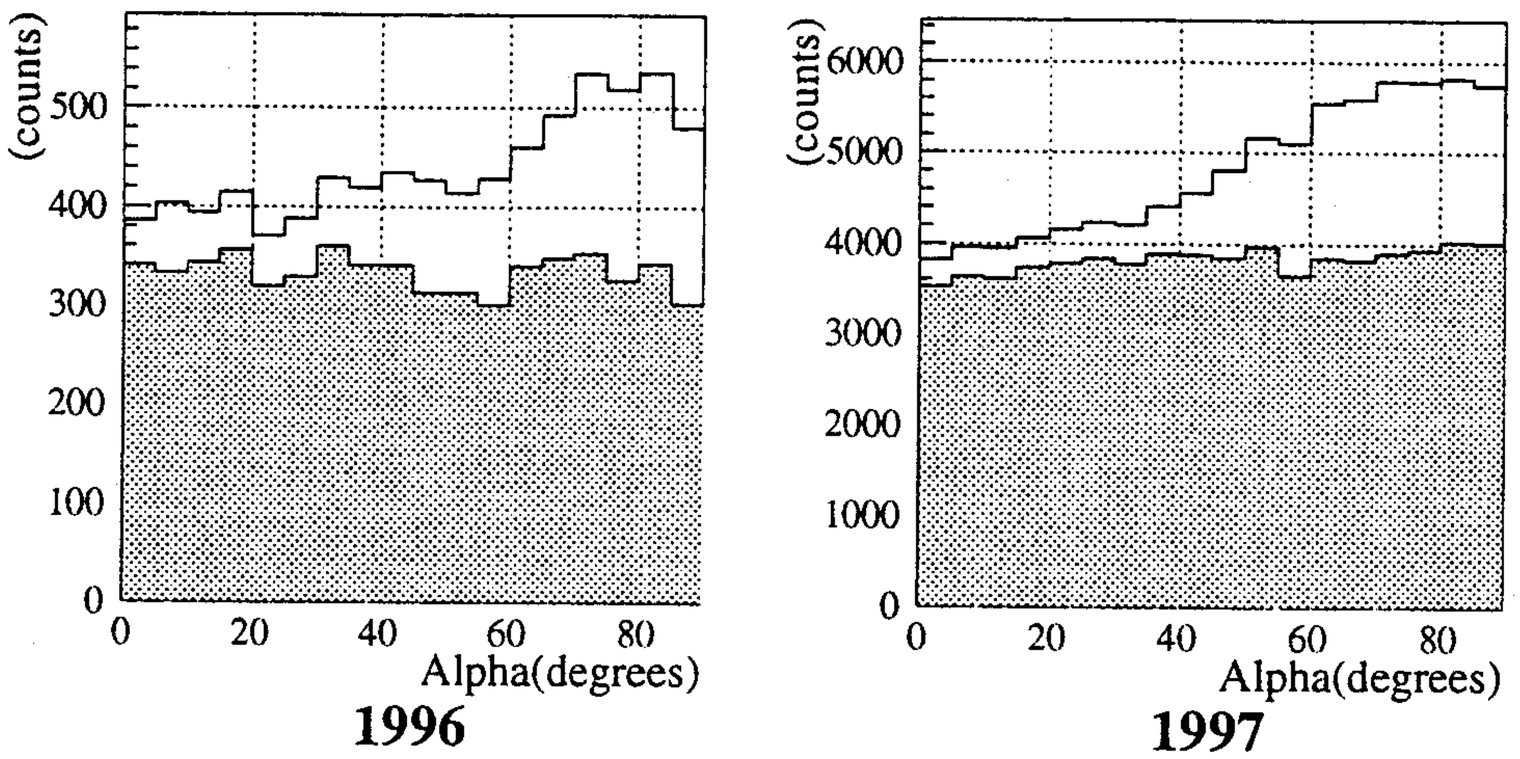
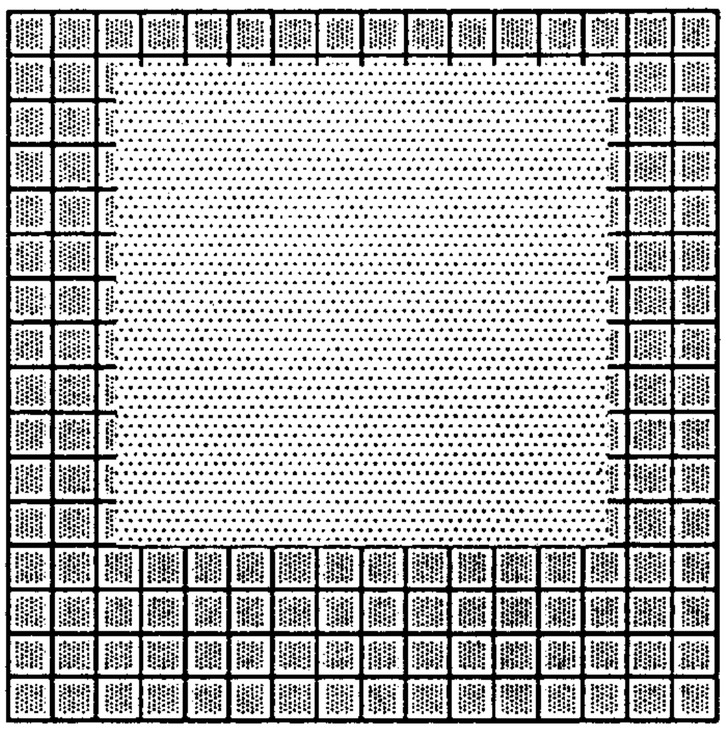
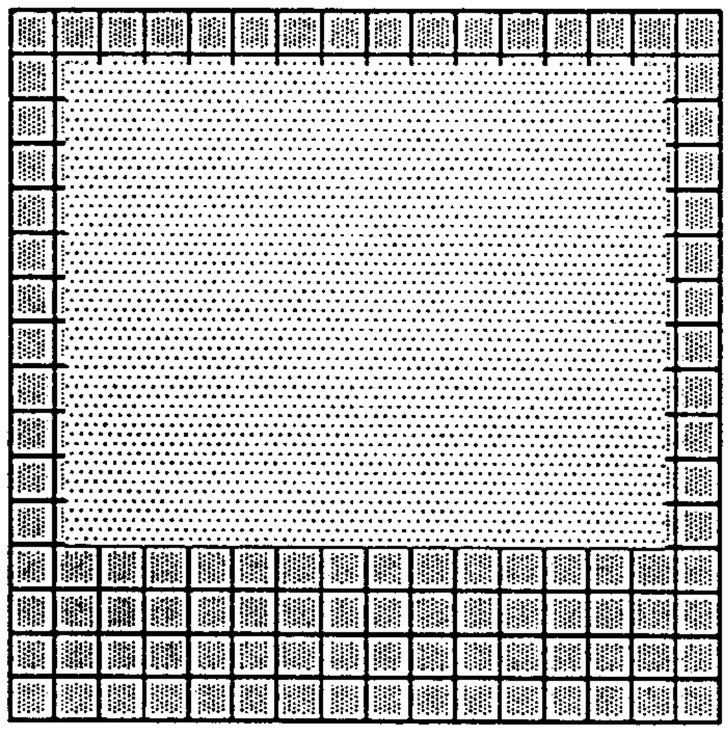


図 5.8: OFF ソースデータのエッジカットによる Alpha 分布の変化。ソースは NE リム中心方向を仮定している。左は 1996 年、右は 1997 年のデータ。有色の部分がエッジカットを行なった後のもの。不完全な像が除去され、各年とも平坦な分布になっている。





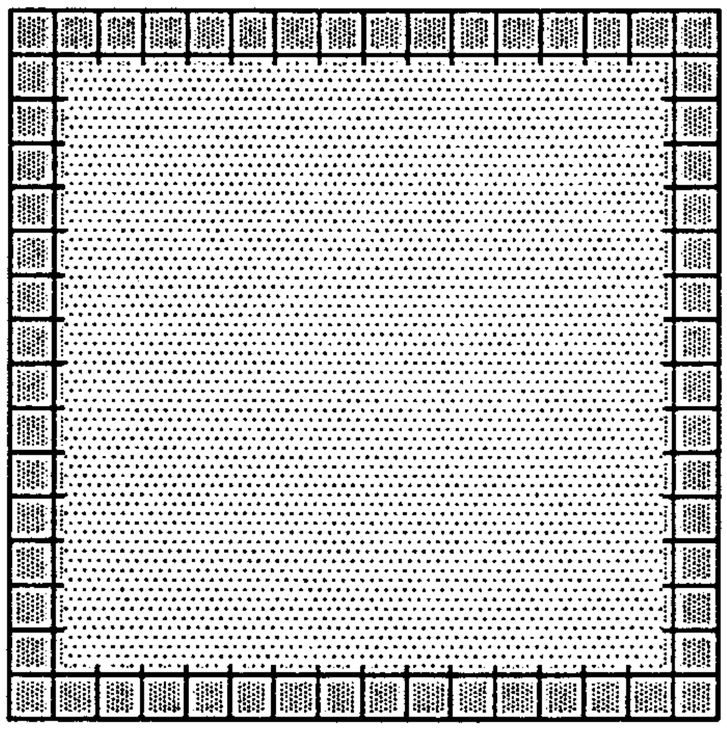


図 5.9: 各観測期間でのエッジカットの条件。外枠がカメラの視野、配列は PMT の光電面を表す。1996 年 4 月 (左上)、1996 年 6 月 (右上)、1997(左下) それぞれの観測期間で像の重心が視野の端部にあるものは取り除き、中央部 (無地の部分) を採用する。1996 年での視野下部はノイズの除去 (5.3 節参照) ですでに取り除かれている領域。

5.4.2 γ線イベント選択条件の決定

γ線起源らしきシャワー像を選択するための、イメージパラメーター[1] のカット条件は、γ線及び陽子による空気シャワーを再現したモンテカルロシミュレーションに基づき決定する。

5.1節にあるように、今回のSN1006の観測に関しては各観測期間 (1996年4月、1996年6月、1997年) で観測条件 (視野内での目標天体の位置、鏡の反射率、ライトコレクタの有無) が異なっている為、それぞれの期間に対応した条件でのシミュレーションを行ない、イメージパラメーターのカット条件についても各期間毎にγ線による信号を最も強調するように選択した。決定したイメージパラメーターのカット条件は表5.3ようになった。

モンテカルロシミュレーションによる各イメージパラメータの分布と上記のカット条件を図 5.10 ~ 図 5.12に示した。

5.4.3 統計的有意性

3章で述べたように、チェレンコフ光望遠鏡による観測では非常に多量の宇宙線原子核のバックグラウンドを捉えてしまう為、上記のような解析によるイベント選択を行なったとしてもその全てを取り除くことは不可能である。その為、γ線と思われる信号をバックグラウンドの統計的な揺らぎ量と比較し、信号の統計的有意性を求める必要がある。

ON/OFF ソース観測によって、目標天体方向及びバックグラウンドの領域でえられたイベント数をそれぞれ N_{ON}、N_{OFF}とすると、目標天体にから到来し検出されたγ線の信号数は、

$$N_S = N_{ON} - \langle N_B \rangle = N_{ON} - \alpha N_{OFF} \tag{5.1}$$

と推定される。ここで $\langle N_B \rangle$ は N_{ON} に含まれるバックグラウンドイベントの数を見積もったもので、α はONソースとOFFソースの露出時間の比である。ONソースとOFFソースの観測は独立に行なわれたものであるから、信号数 N_S の標準偏差は以下のように見積もられる。

$$\langle \sigma_S \rangle = (\langle \sigma_{ON} \rangle^2 + \alpha^2 \langle \sigma_{OFF} \rangle^2)^{\frac{1}{2}} = (N_{ON} + \alpha^2 N_{OFF})^{\frac{1}{2}} \tag{5.2}$$

ここで $\langle \sigma_{ON} \rangle$、$\langle \sigma_{OFF} \rangle$ はONソースとOFFソースで観測されたイベント数から期待されるその標準偏差であり、α の誤差は無視している。統計的有意性 S の定義は信号数とその標準偏差の比である:

$$S = \frac{N_s}{\langle \sigma_S \rangle} = \frac{N_{ON} - \alpha N_{OFF}}{(N_{ON} + \alpha^2 N_{OFF})^{\frac{1}{2}}} \tag{5.3}$$

以上が広義な統計的有意性の定義であるが、特にイメージング法でAlphaパラメータによるイベント選択を行なう場合には、以下のような定義が有効である。

バックグラウンドである宇宙線原子核は視野内ではほぼ等方的に到来する為、バックグラウンドイベントのAlpha分布は原理的には平坦な分布となる。γ線によるイベントのAlpha分布は

[1] 今解析ではパラメータ Conc について 3.3 節に述べたような一般的な場合とことなる定義を用いている。今解析での定義は “光量の多い半数の PMT の光量の全体の光量に対する割合” である。この定義を用いるとパラメータ Conc と sumADC すなわち全体の光量の相関が良くなる為、シャワーの光量に応じた細かいカット条件を設定することが可能である。

形状パラメータ:

1996 年 4 月

$$0.04 \leq \text{Width} \leq 0.17$$
$$0.10 \leq \text{Length} \leq 0.48$$
$$0.64 \leq \text{Conc} \leq 1.0$$

1996 年 6 月

$$0.04 \leq \text{Width} \leq 0.17$$
$$0.10 \leq \text{Length} \leq 0.38$$

1997 年

$$0.04 \leq \text{Width} \leq 0.13$$

if sumADC ≤ 2000

$$-0.23 + 0.130\log_{10}(\text{sumADC}) \leq \text{Length} \leq 0.07 + 0.084\log_{10}(\text{sumADC})$$
$$0.23\log_{10}(\text{sumADC}) \leq \text{Conc} \leq 0.42 + 0.140\log_{10}(\text{sumADC})$$

if sumADC > 2000

$$0.20 \leq \text{Length} \leq 0.07 + 0.084\log_{10}(\text{sumADC})$$
$$0.72 \leq \text{Conc} \leq 0.42 + 0.140\log_{10}(\text{sumADC})$$

Distance パラメータ:

1996 年 4 月

$$0.1 \leq \text{Distance}$$
$$\text{Length} \leq \text{Distance}$$

1996 年 6 月

$$0.4 \leq \text{Distance} \leq 1.2$$
$$3.3\text{Length} - 1.0 \leq \text{Distance}$$

1997 年

$$0.5 \leq \text{Distance} \leq 1.1$$
$$\text{Length} \leq \text{Distance}$$

Alpha パラメータ:

$$0 \leq \text{Alpha} \leq 15$$

表 5.3: イメージパラメータによる選択条件のまとめ。各期間での観測条件を考慮したシミュレーションの結果から決定した。

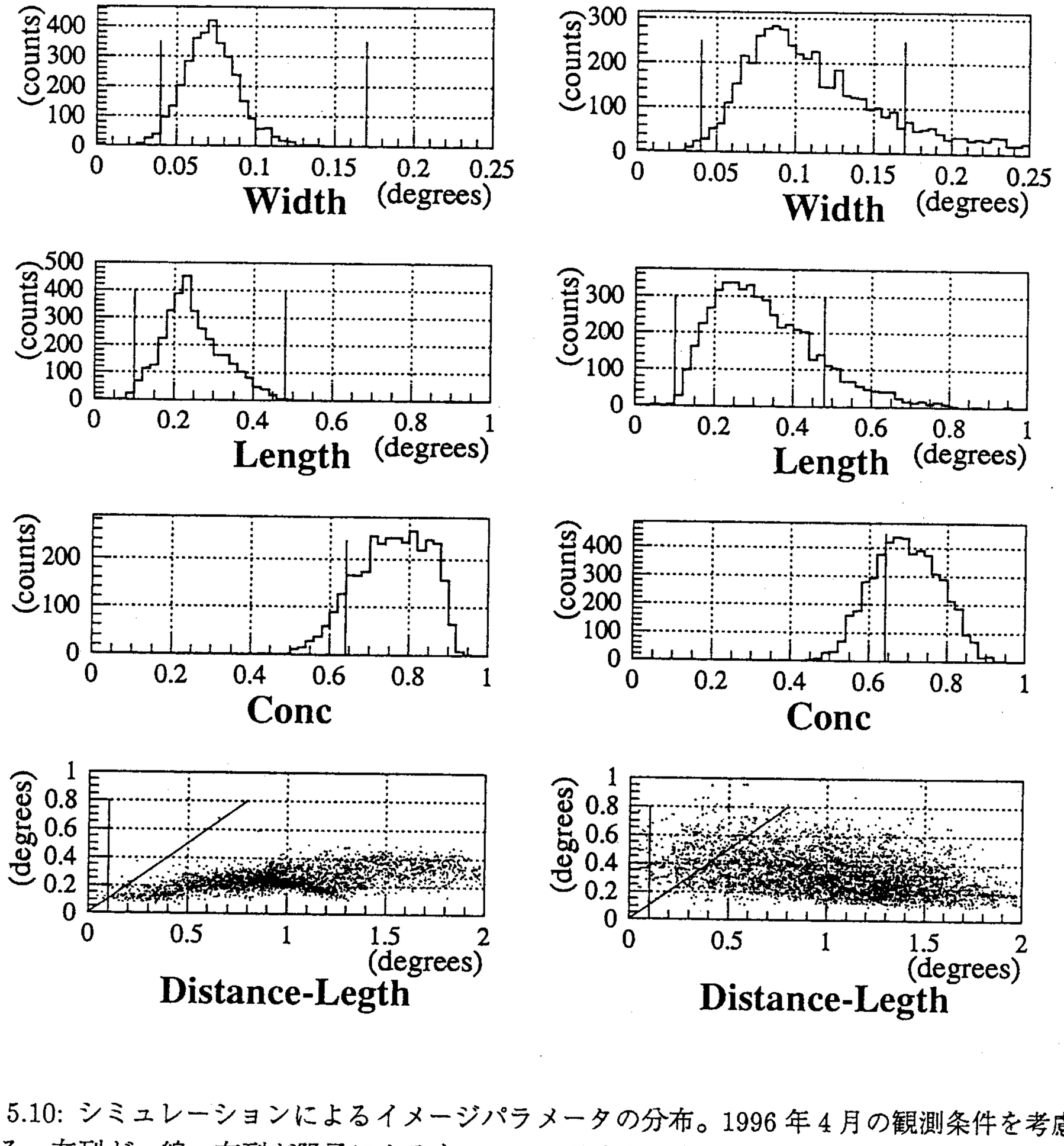


図 5.10: シミュレーションによるイメージパラメータの分布。1996 年 4 月の観測条件を考慮している。左列がγ線、右列が陽子によるもの。この分布から各パラメータのカット条件を図中の線のように決定した。

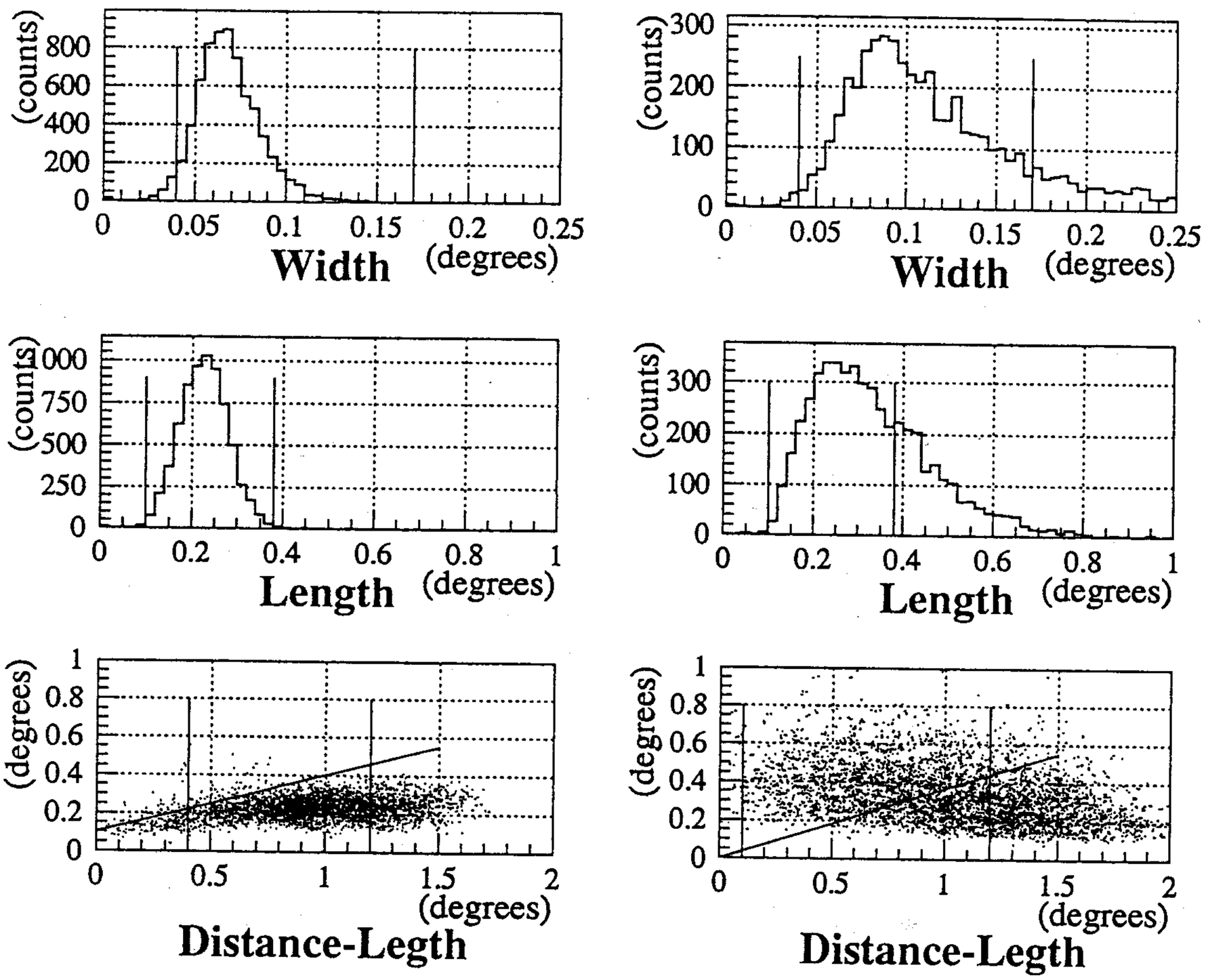


図 5.11: シミュレーションによるイメージパラメータの分布。1996 年 6 月の観測条件を考慮している。左列がγ線、右列が陽子によるもの。この分布から各パラメータのカット条件を図中の線のように決定した。

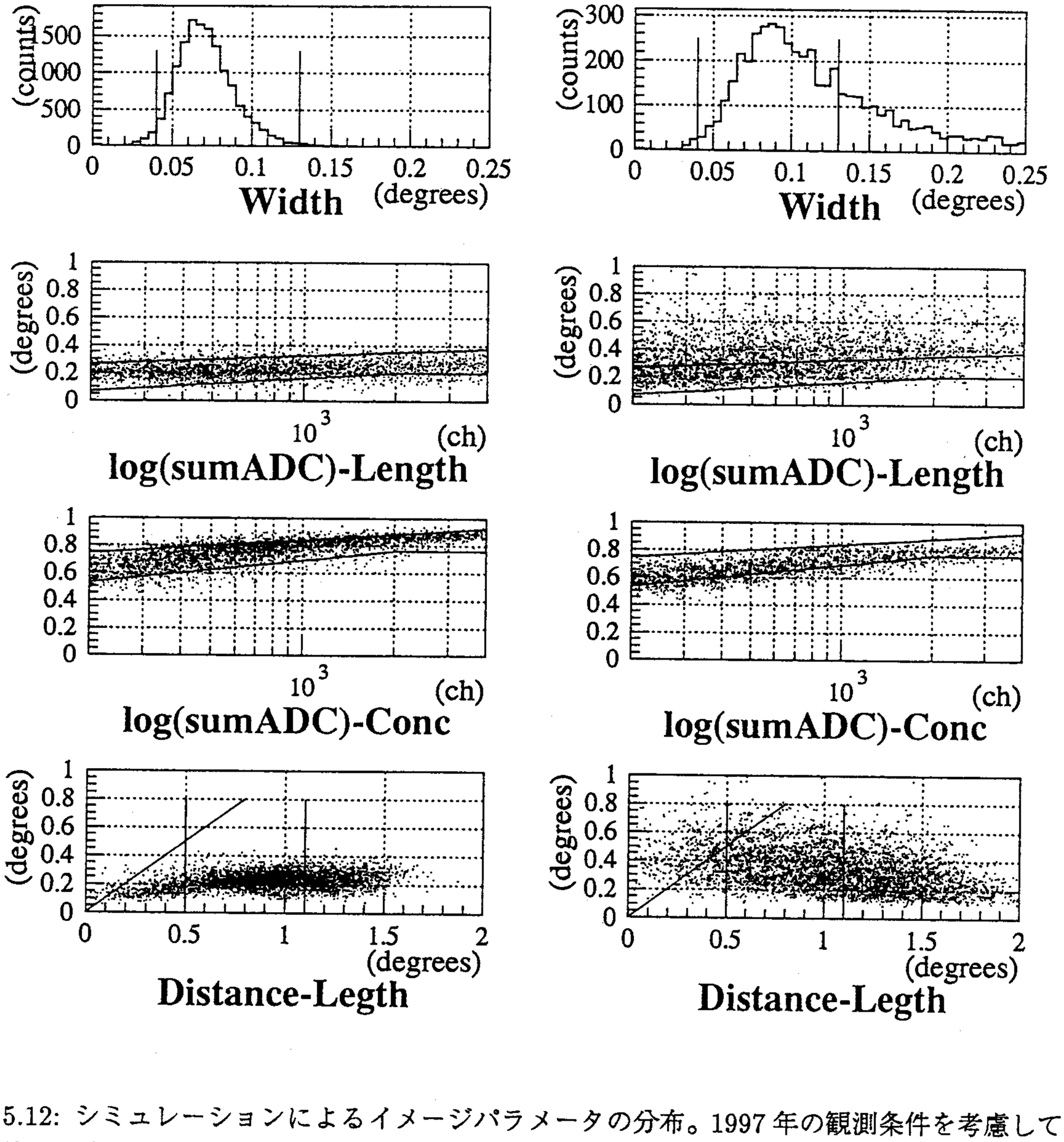


図 5.12: シミュレーションによるイメージパラメータの分布。1997 年の観測条件を考慮している。左列が γ 線、右列が陽子によるもの。この分布から各パラメータのカット条件を図中の線のように決定した。

図 3.7にあるようにAlpha = 0° 付近に集中しするので、ONソースイベントのAlpha分布においてもある角度以上の範囲は純粋なバックグラウンドイベントの分布になる。したがってAlphaによるγ線イベントの選択条件をAlpha $\leq \phi_S$ とし、Alpha $\geq \phi_B$ がバックグラウンドイベントの範囲であるとすれば、γ線の信号数は、

$$N_S = N_{ON}(\text{Alpha} \leq \phi_S) - \langle N_B \rangle = N_{ON}(\text{Alpha} \leq \phi_S) - \alpha N_{ON}(\text{Alpha} \geq \phi_B) \tag{5.4}$$

と評価できる。ここでαは前記と同様露出時間の比であるが、同じONソースの観測を比較しているので単純に、

$$\alpha = \frac{\phi_S - 0°}{90° - \phi_B} \tag{5.5}$$

である。信号数 N_S の標準偏差は (5.2) と同様にして,

$$\langle \sigma_S \rangle = (N_{ON}(\text{Alpha} \leq \phi_S) + \alpha^2 N_{ON}(\text{Alpha} \geq \phi_B))^{\frac{1}{2}} \tag{5.6}$$

となり、統計的有意性は以下のように評価される。

$$S = \frac{N_s}{\langle \sigma_S \rangle} = \frac{N_{ON}(\text{Alpha} \leq \phi_S) - \alpha N_{ON}(\text{Alpha} \geq \phi_B)}{(N_{ON}(\text{Alpha} \leq \phi_S) + \alpha^2 N_{ON}(\text{Alpha} \geq \phi_B))^{\frac{1}{2}}} \tag{5.7}$$

この定義は、広義の定義に比べバックグラウンドイベント数の評価に際してより大きな統計量を母体とすることができる利点を持っている。ただし評価を行なうに際しては、OFFソースイベントのAlpha分布においてその平坦性を確認することが必要である。

今解析における統計処理では主として後者の定義を採用することとし、参考として前者の定義による結果を合わせて併記することとする。また、バックグラウンドイベントの範囲としてはシュミレーションでのγ線イベントのAlpha分布 (図 3.7) から $\phi_B = 30°$ と判断する。γ線イベントの選択条件は5.4.2節で決定したようにAlpha $\leq 15°$ ($\phi_S = 15°$) であるから、露出時間比は $\alpha = 0.25$ である。

5.4.4 イメージ解析の結果

エッジカット及び像形状によるイベント選択

SN1006の観測データに対し、5.3節で述べたような一連のノイズ除去処理を行なった後、視野の端部にあるイベントの除去と形状パラメータ (Widht、Length、Conc) によるイベント選択を行なった。各形状パラメータによる選択条件は5.4.2節に示した通りである。この結果を表5.4に示した。これらチェレンコフ光像の形状によってのみ選択されたイベントを使用し、以下に続くγ線ソース探索を行なった。

NEリム中心部でのγ線ソース探索

まずASCA/GISによる硬X線観測で最も明るく見えたNEリムの X_{NE} 点方向からのγ線信号の探索を行なった。視野内の X_{NE} 点をソース位置としたDistance及びAlphaパラメータを求め、5.4.2節に示したようなDistanceによる選択を行なった。これによって得られたイベントの各

		ノイズ (events)	エッジ (events)	形状パラメータ (events)
1996 年	ON ソース	12517	9184	4910
	OFF ソース	7931	6000	3243
1997 年	ON ソース	96677	79431	29262
	OFF ソース	86680	68653	26452

表 5.4: ノイズ除去、エッジカット及び形状パラメータカットによる選択でのイベント数の推移。

観測年毎の Alpha 分布を図 5.13に示した。もし X_{NE} 点がγ 線ソースであれば、 3.3 節で述べたようにγ 線信号が ON ソースの Alpha$\sim$ 0°にイベント数のピークとして見られるはずである。果たして、明らかなピークを 1996 年、1997 年の両分布で見ることができる。一方 OFF ソースの分布は平坦であり有意なピークは見られないことから、ON ソースのピークがγ 線以外の系統的な要因によるものである可能性は非常に低いといえる。ON ソースで得られた信号の Alpha $\leq 15°$ での統計的有意性は 5.8 σ(4.5 σ) (1996 年)、7.1 σ(5.8 σ) (1997 年) である。Distance 及び Alpha による選択でのイベント数の推移を表 5.5にまとめた。

SW リム中心部でのγ 線ソース探索

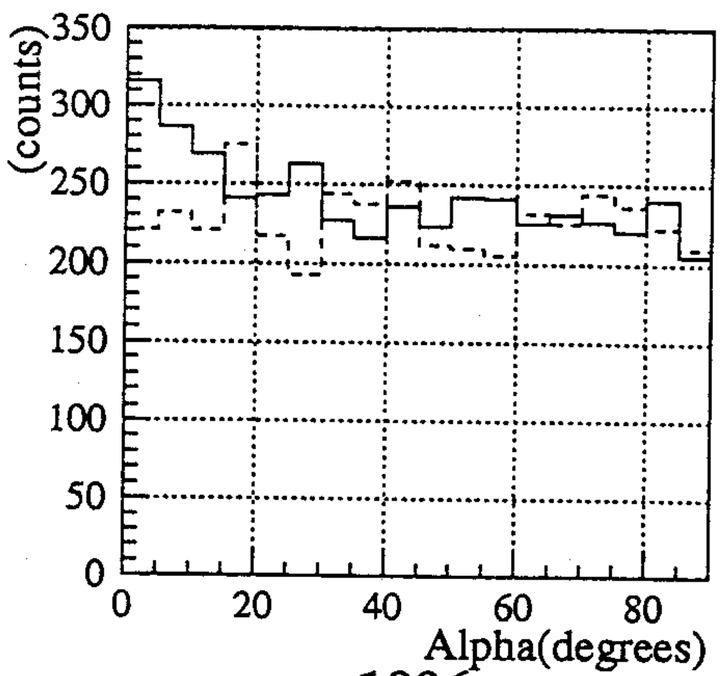
NE リムに続き、同じく ASCA/GIS による X 線観測で SW リムにおいて最も明るく見えた X_{SW} 点方向に関するγ 線信号の探索を行なった。X_{NE} 点での場合と同様の Distance によるイベント選択を行なった結果の Alpha 分布を図 5.14に示した。NE リムの時と同じイベント選択条件をとったが、OFF ソースにおいて平坦な Alpha 分布が得られなかった。よって OFF ソースのデータからバックグラウンドイベント数を評価したところ、1996 年、1997 年の両年ともに統計的に有意な信号は見られなかった。Distance 及び Alpha による選択でのイベント数の推移を表 5.6にまとめた。

5.5 タイミング解析

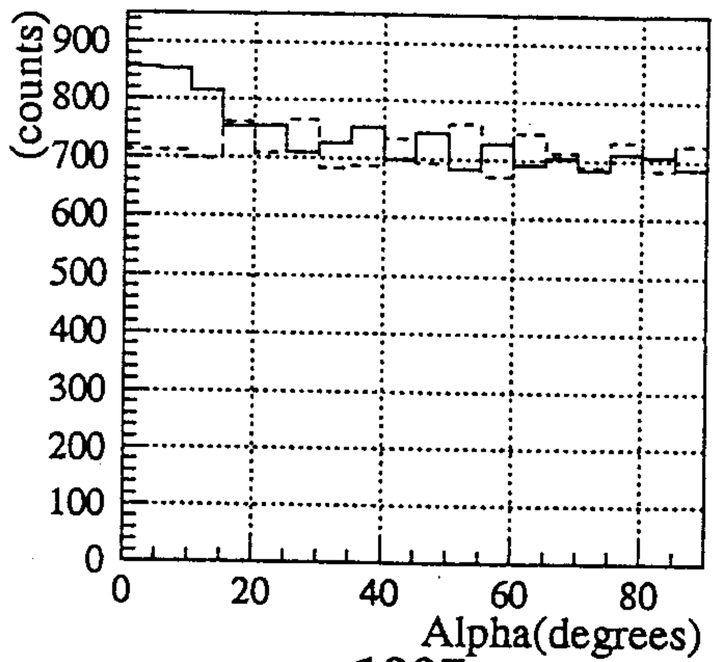
空気シャワーの三次元的構造は、その焦点面での像からだけでは知ることができない。しかしこれにタイミングの情報を組み合わせることによってその一部を推測することができる。ここでは、チェレンコフ光の到来方向と時刻からγ 線イベントを選択する解析方法について説明し、実際に観測データでタイミング解析を行なった結果を述べる。解析の基本的な枠組は現理研の薄田氏の発案 (Susukita,R.(1997)[39]) によるものである。

5.5.1 タイミングデータの較正

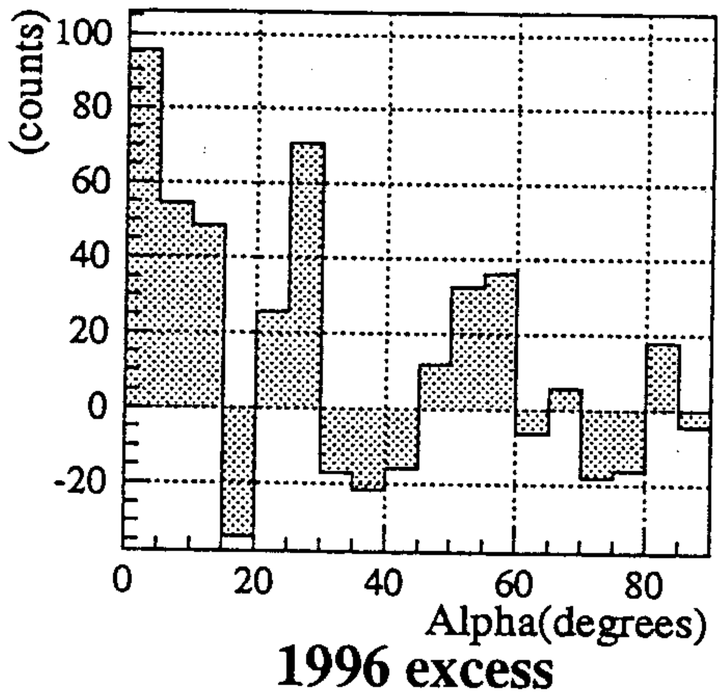
一つの空気シャワーからのチェレンコフ光の継続時間は $\leq 10nsec$ と非常に短いものであるから、その到達タイミングの解析を行なうためには少なくとも $1nsec$ 程度の測定精度が必要である。しかしながらディスクリミネータによって生じるヒットパルスのタイムウォーク (図 5.15) は



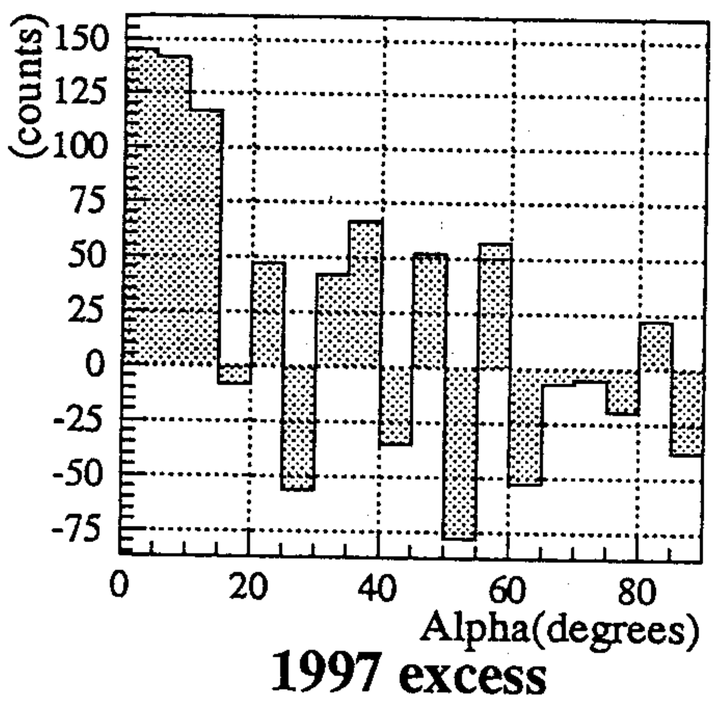
1996



1997



1996 excess



1997 excess

図 5.13: 形状及び Distance パラメータによるイベント選択を行なった後の Alpha 分布。NE リム X_{NE} 点での結果。上図実線は ON ソース、破線は露出時間を規格化した OFF ソースのデータ。下図は ON ソースの OFF ソースからの超過イベント数を各観測年毎にプロットした。1996/1997 両年の ON ソースデータで、Alpha $\leq 15^\circ$ の部分に明らかなピークが見られる。

		Distance (events)	Alpha $\leq 15°$ (events)	Alpha $\geq 30°$ (events)
1996 年	ON ソース	4345	869	2729
	OFF ソース	2611	429	1744
1997 年	ON ソース	13527	2524	8516
	OFF ソース	11851	1953	7840

	信号イベント数 (events)	バックグラウンドイベント数 (events)	信号/ノイズ比	統計的有意性
1996 年	187 (198)	682 (671)	0.27 (0.30)	5.8 σ (4.5 σ)
1997 年	395 (403)	2129 (2121)	0.19 (0.19)	7.1 σ (5.8 σ)

表 5.5: 上 : NE リムをソースとした Distance 及び Alpha カットによるイベント数の推移。下 : NE リム方向から得られた信号イベント数とその統計的有意性。バックグラウンドイベント数を ON ソースの Alpha $\geq 30°$ のイベント数から評価した結果と、括弧内に OFF ソースのイベント数から評価した結果を示した。

		Distance (events)	Alpha $\leq 15°$ (events)	Alpha $\geq 30°$ (events)
1996 年	ON ソース	3649	671	2339
	OFF ソース	2258	392	1496
1997 年	ON ソース	11026	1713	7538
	OFF ソース	10236	1445	7070

	信号イベント数 (events)	バックグラウンドイベント数 (events)	信号/ノイズ比	統計的有意性
1996 年	58	613	0.09	1.4 σ
1997 年	143	1570	0.09	2.4 σ

表 5.6: 上 : SW リムをソースとした Distance 及び Alpha カットによるイベント数の推移。下 : SW リム方向から得られた信号イベント数とその統計的有意性。NE リムの時と同じイベント選択条件をとったが OFF ソースにおいて平坦な Alpha 分布が得られなかった為、OFF ソースのデータからバックグラウンドイベント数を評価した。

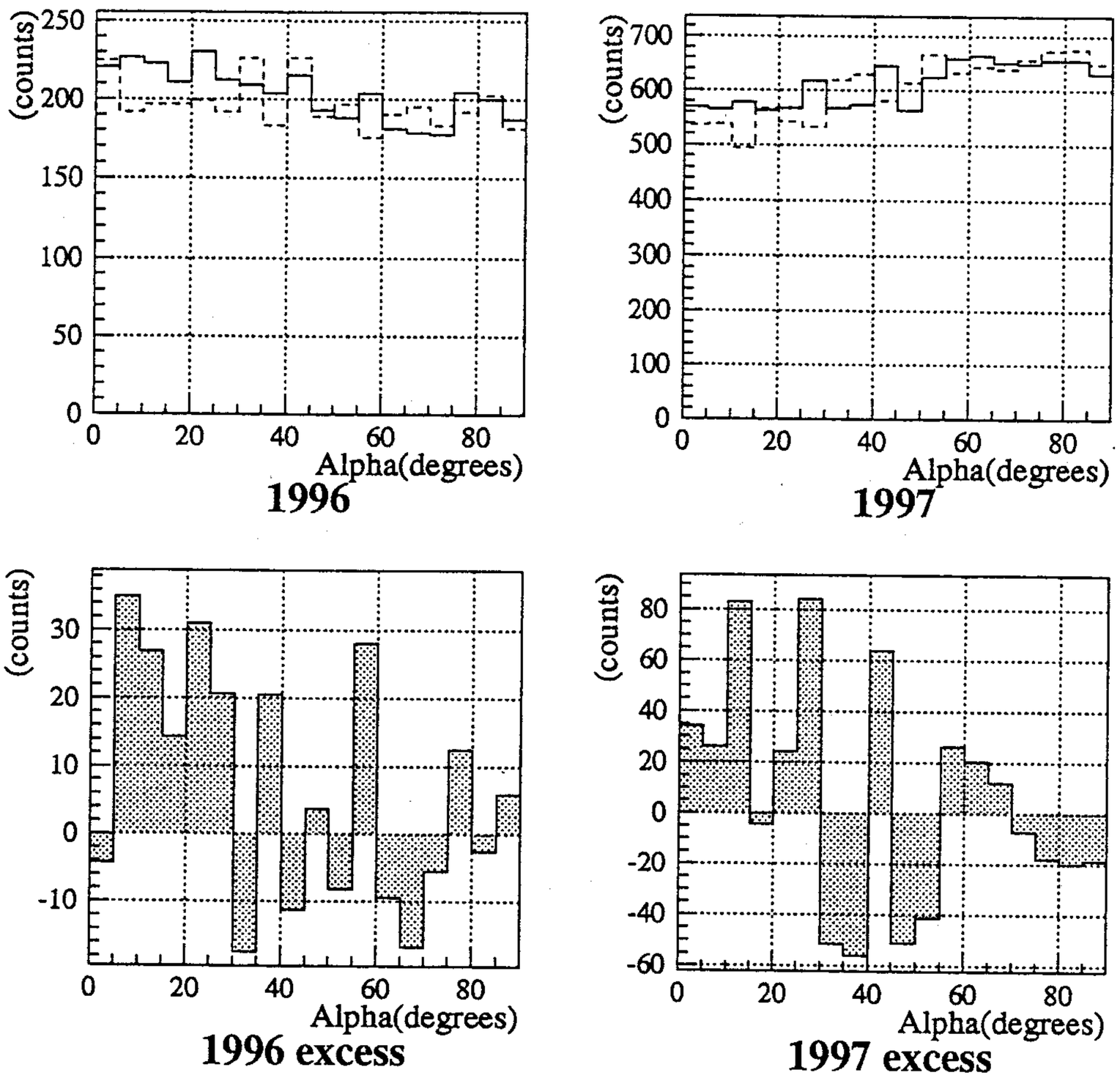


図 5.14: 形状及び Distance パラメータによるイベント選択を行なった後の Alpha 分布。SW リム X_{SW} 点での結果。上図実線は ON ソース、破線は露出時間で規格化した OFF ソースのデータ。下図は ON ソースの OFF ソースからの超過イベント数を各観測年毎にプロットした。1996/1997 両年とも有意な信号は見られない。

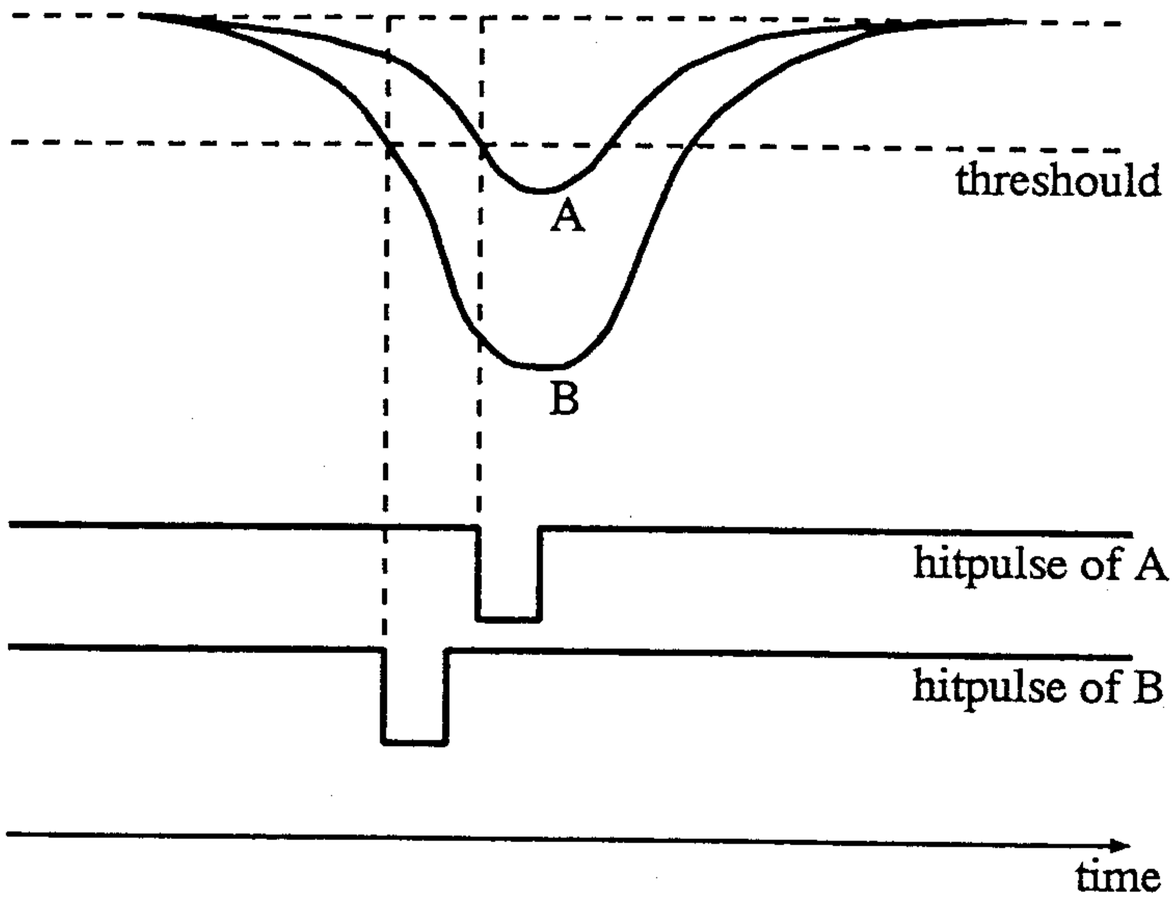


図 5.15: タイムウォークが生じる理由。ディスクリミネータは入力が設定されたしきい値を越えた時点でヒットパルスを生成するので、同じタイミングの入力であっても、A、B のように波高の異なる PMT 信号は出力のタイミングに差が生じる。

CANGAROO 3.8m 望遠鏡のシステムでは最大数 $nsec$ になる為その較正が必要である。

この較正は、特別な LED RUN のデータセットを用いて行なう。この RUN は、LED に印加する電圧を変えながら、すなわち光量を変えながら数点でデータ収集を行なう一連のテスト RUN で、各観測期間毎に数度実施している。LED が発光する絶対的なタイミングは外部トリガーによってわかるので、得られたデータから PMT 出力とタイミングのずれの関係を決めることができる。各 PMT での TDC 値対 (ADC-ペデスタル値)$^{-1/2}$ の二次元分布をとり、

$$TDC = a\frac{1}{\sqrt{ADC - pedestal}} + b \qquad (a, b : constant)$$

をフィッティングする (図 5.16)。この結果からタイムウォークは、

$$TDC_{cor.} = TDC - a\frac{1}{\sqrt{ADC - pedestal}}$$

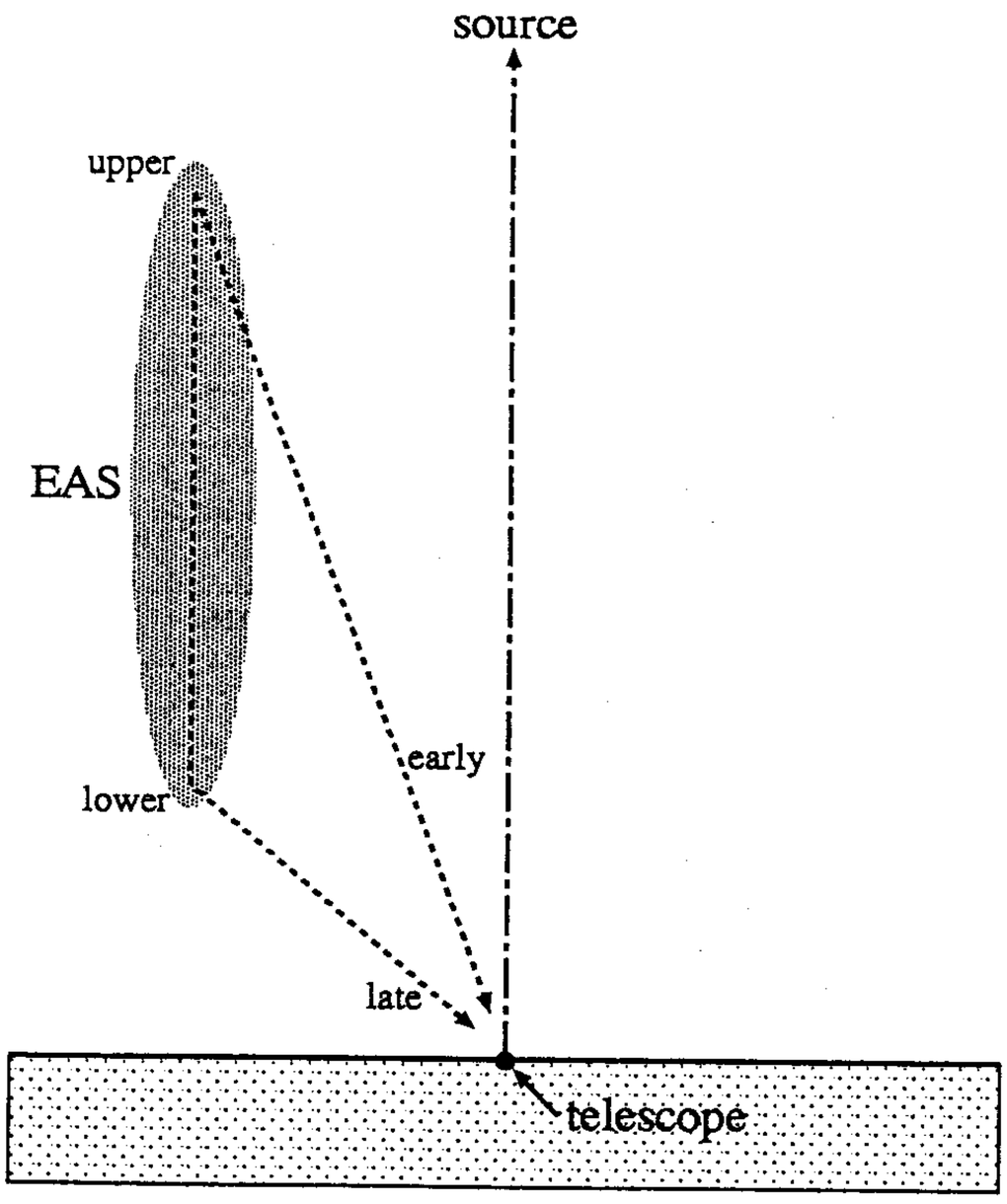
と較正される。

以下のタイミング解析では、この較正された TDC 情報を使用する。

5.5.2 タイミング相関関数 (ρ パラメータ)

解析方法

γ 線によるシャワーからのチェレンコフ光は、目標ソースに近い方向から到来するもの程早く到来する傾向にある。γ 線はソース方向から到来するので、図 5.17に示すようにシャワーの上部から放射される早いタイミングのチェレンコフ光程、焦点面ではソース位置の近くに結像するからである。



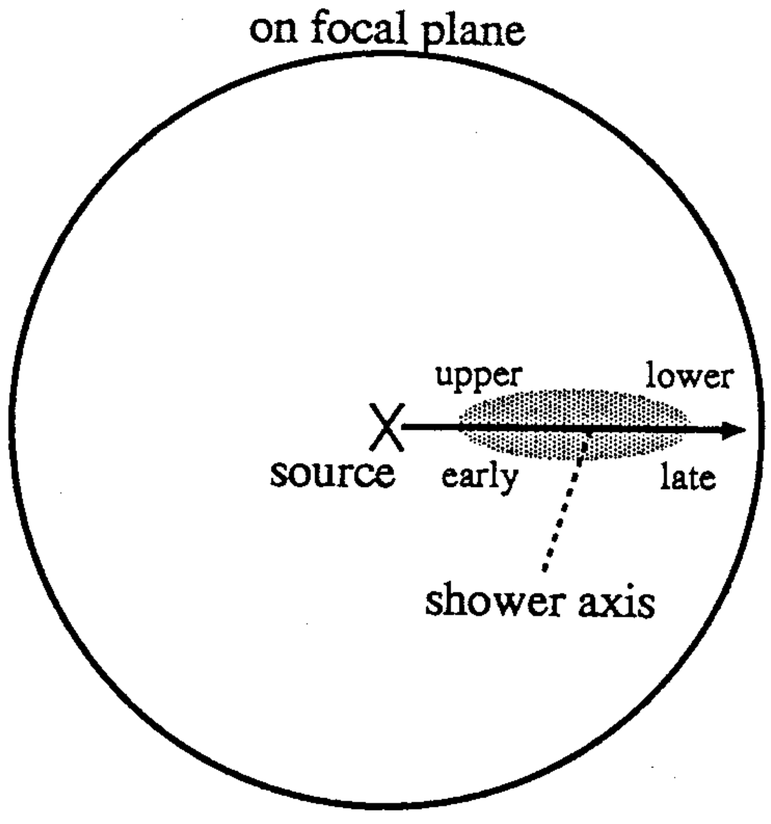


図 5.17: γ 線シャワー像でのタイミング分布についての概略図。γ 線はソース方向から到来するので (左)、焦点面ではソースに近い部分がシャワー上部に対応し、タイミングが早くなる (右)。

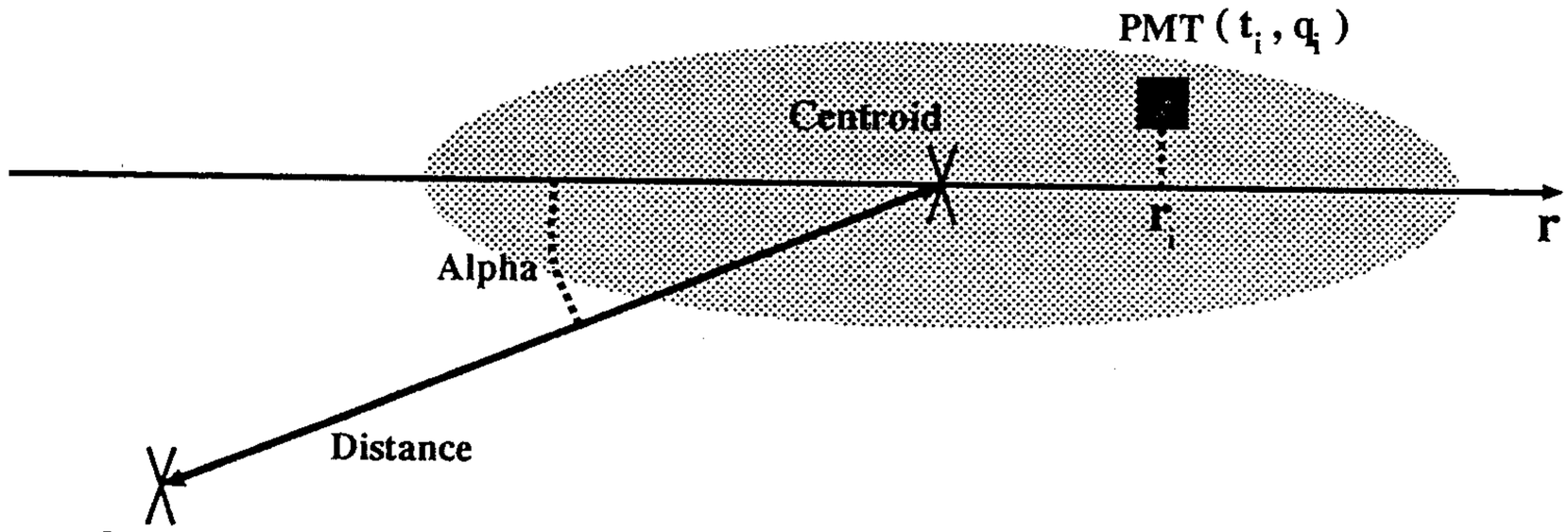
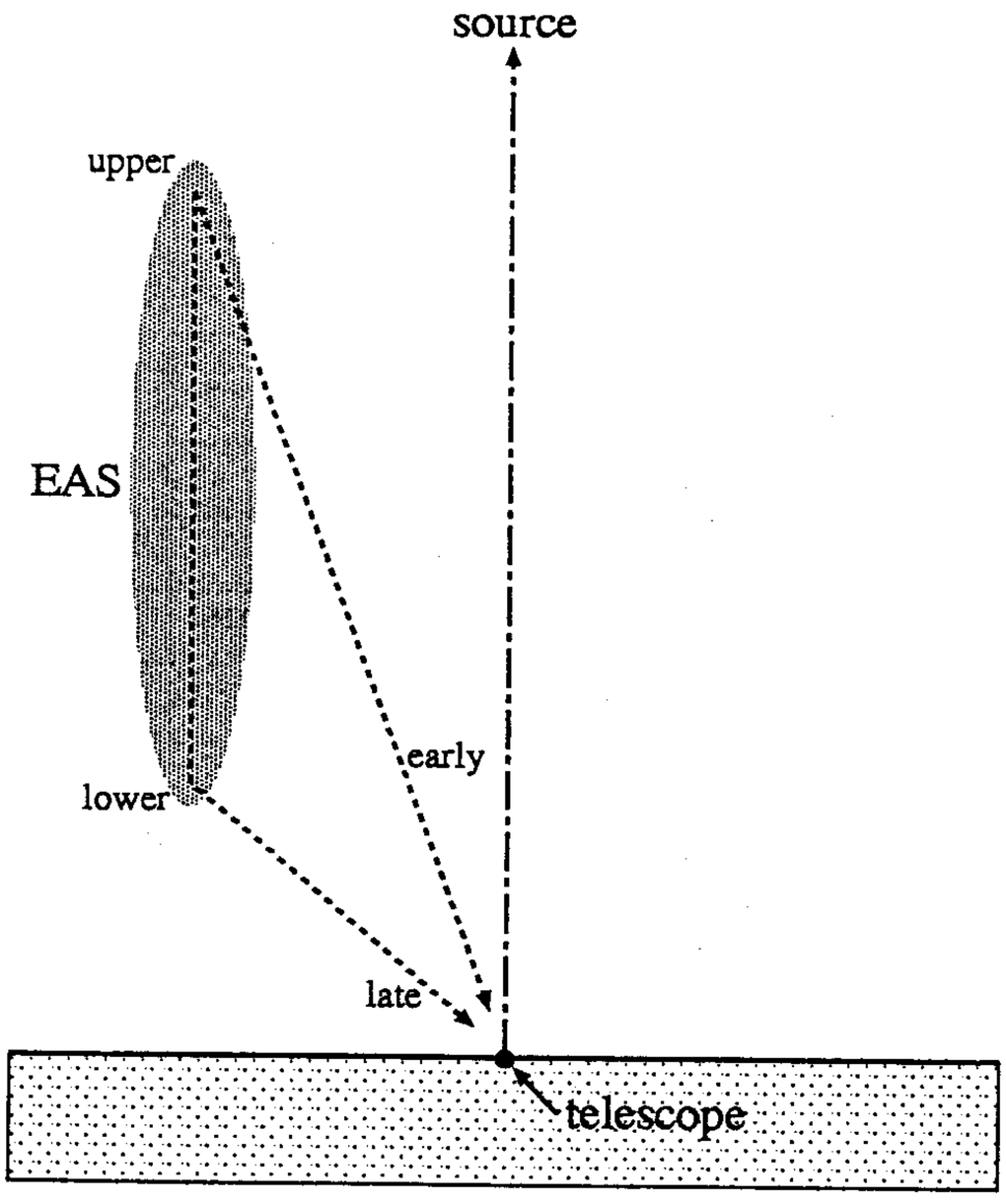


図 5.18: ρ を求める際の座標の定義。シャワー像の長軸上にソースから離れる向きが正であるよう座標をとる。各 PMT の位置は座標軸に投影した値で表される。



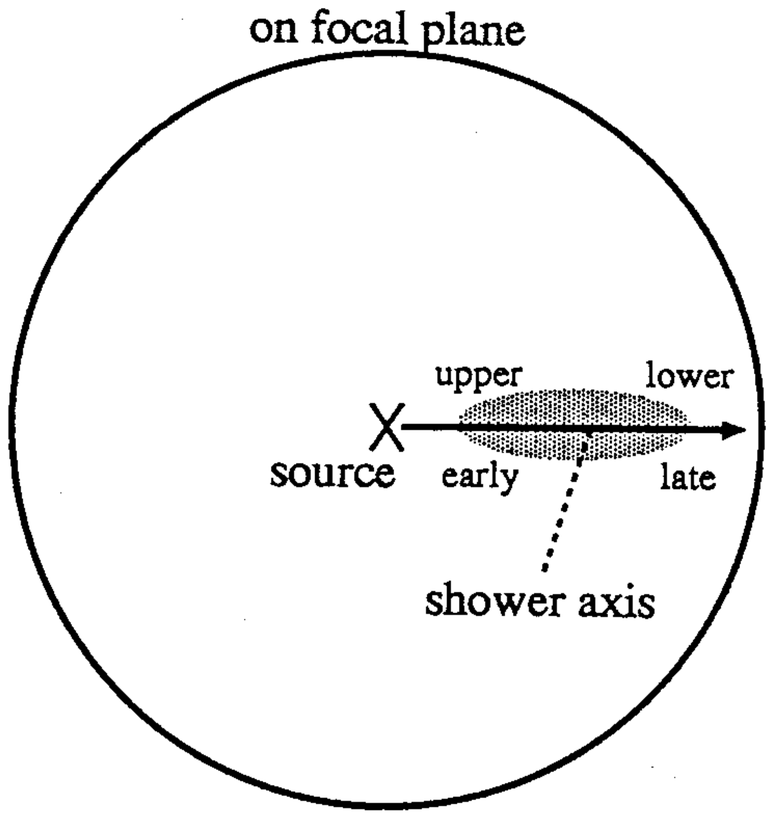


図 5.17: γ 線シャワー像でのタイミング分布についての概略図。γ 線はソース方向から到来するので (左)、焦点面ではソースに近い部分がシャワー上部に対応し、タイミングが早くなる (右)。

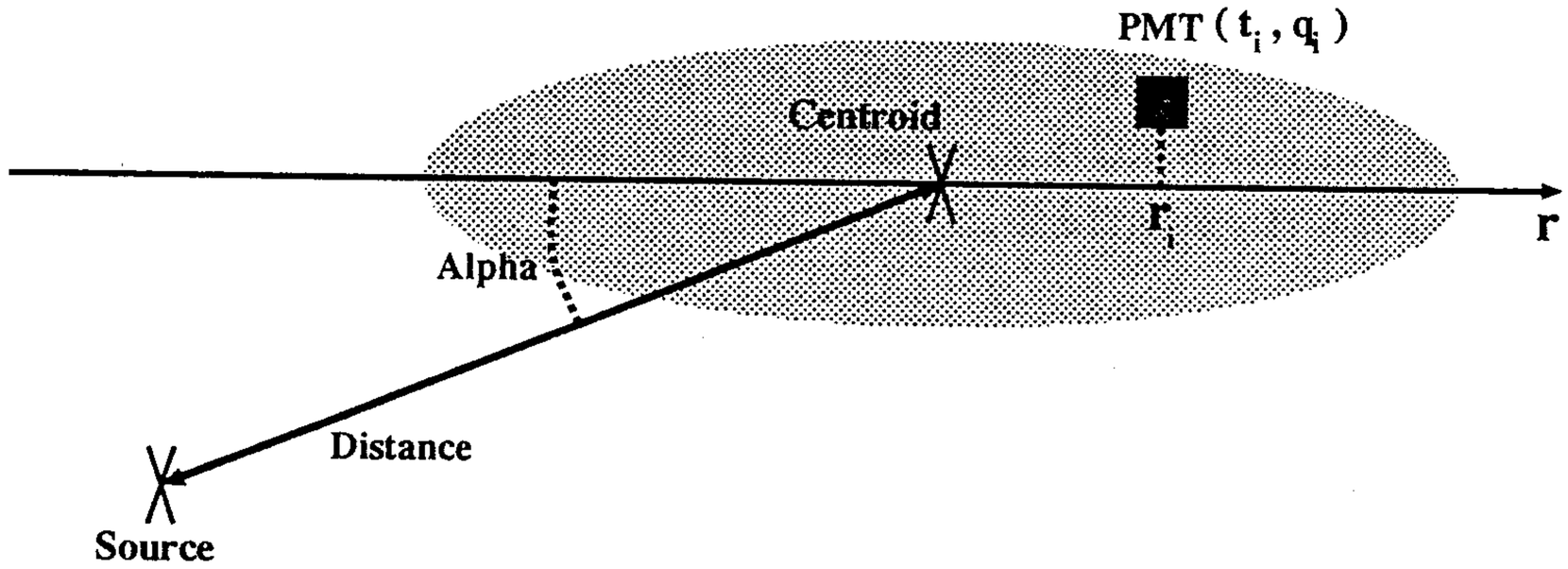


図 5.18: ρ を求める際の座標の定義。シャワー像の長軸上にソースから離れる向きが正であるよう座標をとる。各 PMT の位置は座標軸に投影した値で表される。

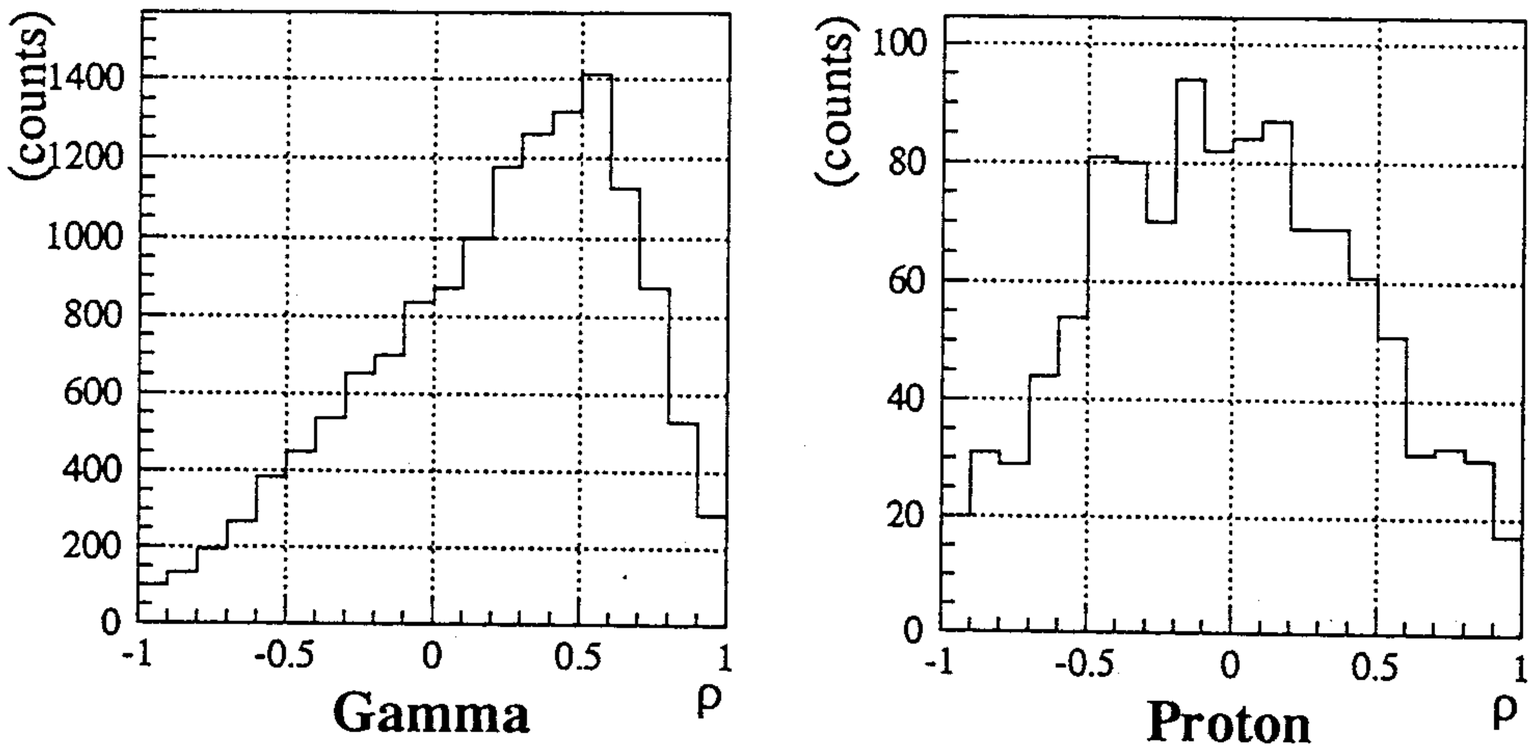


図 5.19: シミュレーションによる ρ パラメータの分布。左が γ 線、右が陽子によるもの。γ 線イベントは正の側に偏った分布をする。

解析結果

観測データに対して、NE リム中心方向をソースとしたタイミング相関係数 ρ による解析を行なった。イメージ解析において Alpha を含む全てのイベント選択によって選ばれたイベントの ρ 分布を図 5.20に示した。ON ソースのヒストグラムは依然として多くのバックグラウンドイベントを含んでいるため、ρ は図 5.19の陽子のシミュレーションでの場合のようにほぼ対称な分布である。しかし、OFF ソースに対する ON ソースの超過イベント数をとってやると、γ 線のシミュレーションでの結果と同様に正の側に偏った分布が明らかである。また、超過イベント分布での正側と負側の数の比も γ 線のシミュレーションでの値とほぼ等しくなっている。ρ パラメータの正負による ON ソースデータの Alpha 分布の比較を図 5.21に示した。ρ が正であるイベントの分布では Alpha $\sim 0^\circ$ に明らかなピークが見えているのに対し、負の分布はほぼ平坦で有意なピークは見られない。この結果はイメージ解析で NE リム中心方向から得られた信号が、γ 線によるものであることの強い証拠である。

5.5.3 シャワー到来方向の再構成

解析方法

イメージ解析においてはシャワー像を楕円に近似し、楕円の長軸は実際の空気シャワーの軸を焦点面に投影したものと考える。逆に楕円の長軸は空中でのある平面 (以降シャワー平面と呼ぶ) に対応し、シャワー軸はこのシャワー平面に含まれると考えることができる。図 5.22はシャワー平面を摸式的に表したものである。空間上でのシャワー軸はその到来方向 (θ_s) と中心の高度 (h) という二つの量が決まると一意的に決定する。ただしここでシャワーの中心とは、その像の重心

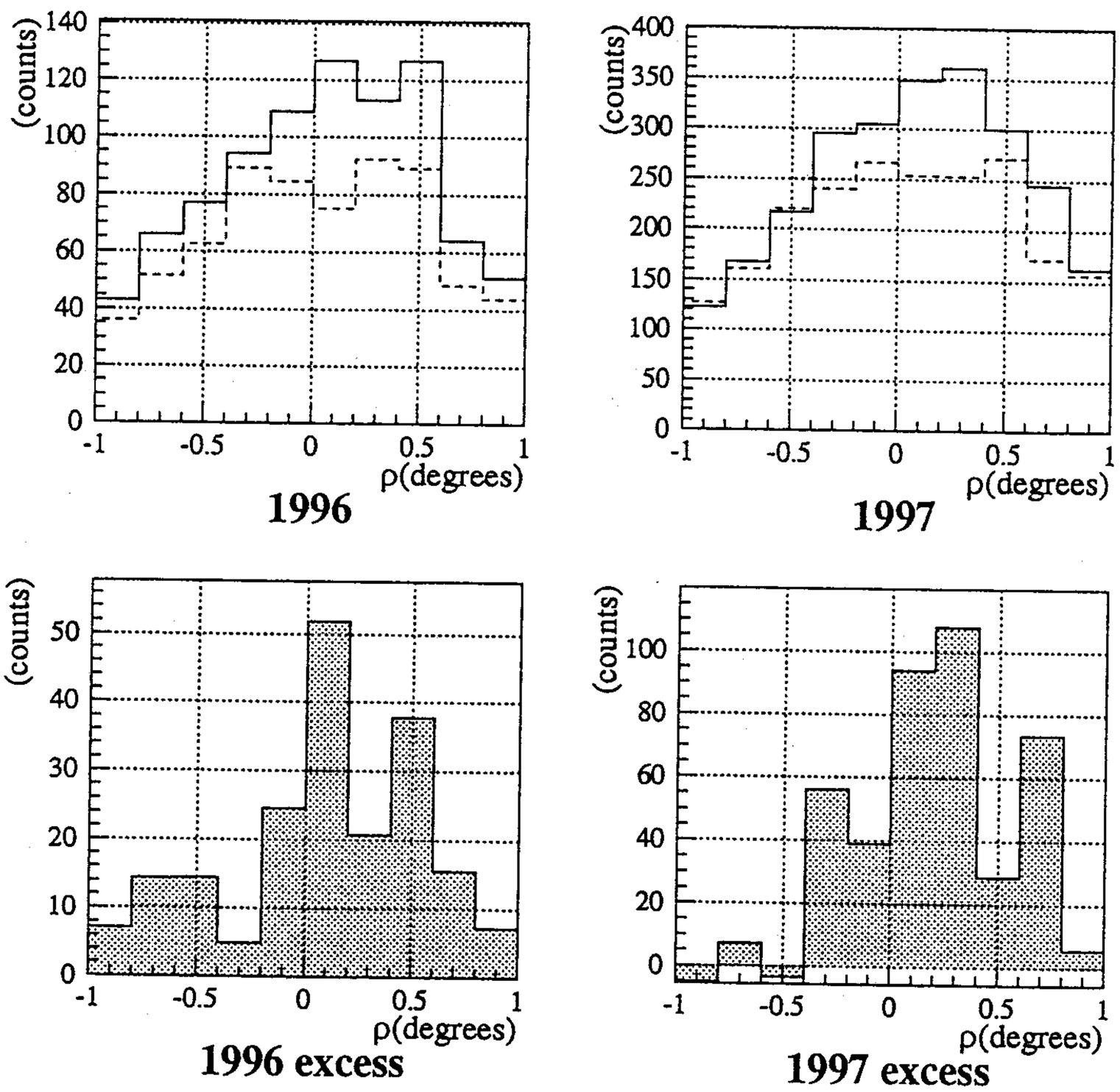


図 5.20: NE リム方向でのイメージ解析により選択されたデータの ρ 分布。上図実線は ON ソース、破線は露出時間で規格化した OFF ソースのデータ。下図は ON ソースの OFF ソースに対する超過イベント数を各観測年毎にプロットした。1996/1997 年両年のデータで、イベントの超過が ρ の正側に偏って分布しているのが見られる。

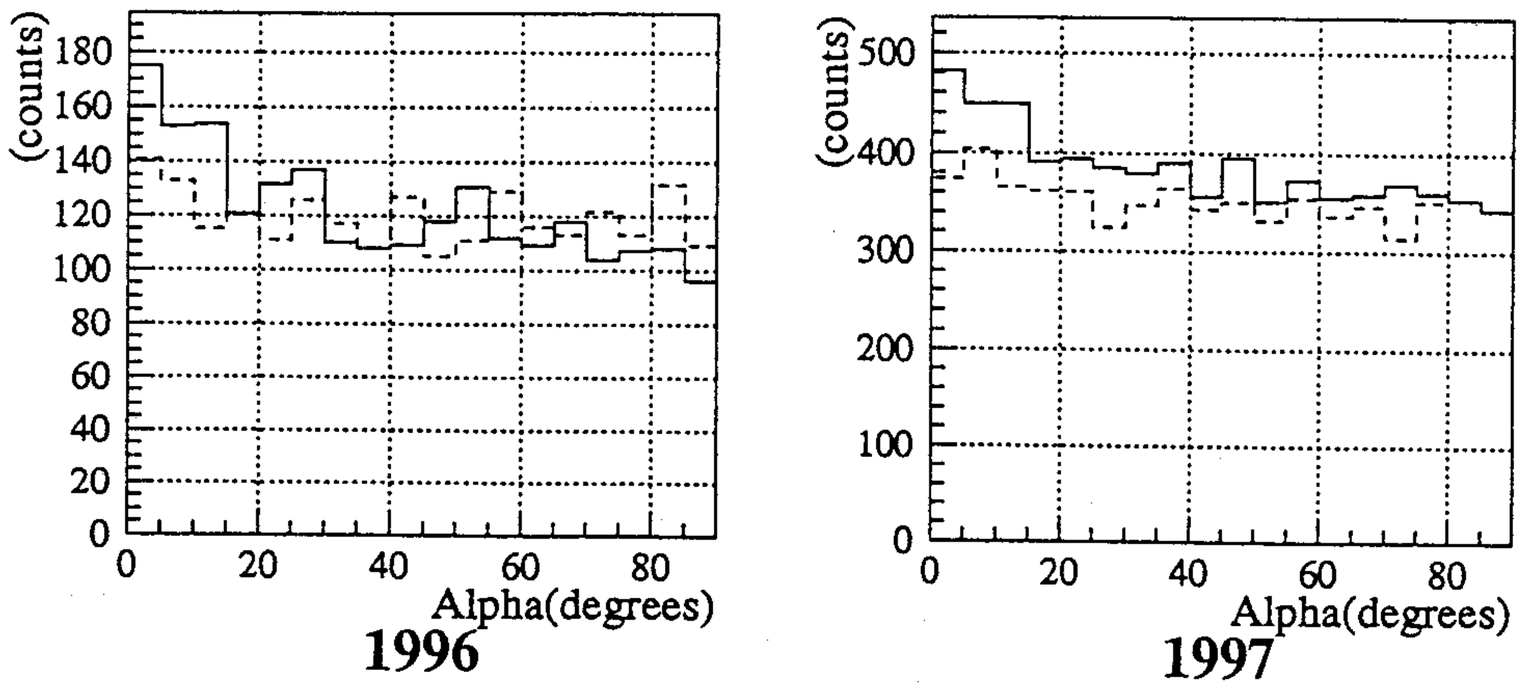


図 5.21: パラメータ ρ の正負による ON ソースデータの Alpha 分布の比較 (NE リムでの結果)。実線は $\rho \geq 0$、破線は $\rho < 0$ のイベントの分布。

に対応する点を指す。

ここでは簡単のために次に挙げる三つの事項を仮定する。第一に、空気シャワーの進行速度は真空中での光速に等しい。第二に、チェレンコフ光は放射されてから望遠鏡に届くまでに反射、屈折をせず直進する。第三に、全てのチェレンコフ光はシャワー軸より放射される。以上の場合、シャワー軸 (すなわち θ_s 、h) の関数としてチェレンコフ光の到来方向と時刻の関係を求めることができ、逆に観測データの光の到来方向と時刻をフィッティングすることで、θ_s 、h を再構成することができる。

上記の二つのパラメータを共に自由にして同時にフィッティングすることも可能ではある。しかし、空気シャワーは入射粒子に関わらず高度 $h \sim 10\ km$ に形成されることが γ 線及び陽子のシミュレーションの結果から判っているので、今解析ではあらかじめシャワー高度を $10\ km$ に設定し、到来方向のみをフィッティングすることとする。フィッティングは、観測データの時刻と期待されるチェレンコフ光の到来時刻の差の平方に光量 (ADC 値) の重みを掛けて和をとった値を最小にするように行なう。

シャワー到来方向 (θ_s) はその像の長軸延長上のどこかに再構成されるので、θ_s の原点は図 5.23 のようにシャワー像の重心から Distance の角度だけソース側とし、ソースから離れる向きを正とする。これにより、到来方向がソース方向にフィッティングされたイベントでは$\theta_s = 0°$ となる。

γ 線及び陽子のシミュレーションデータを使用してシャワー到来方向 (θ_s) の再構成を行なった結果を図 5.24に示す。点源から到来する γ 線イベントでは $\theta_s = 0°$ 付近に分布が集中するが、陽子イベントではそのような集中は見られない。この結果から θ_s による γ 線イベントの選択条件を

$$|\theta_s| \leq 1°$$

と決定した。

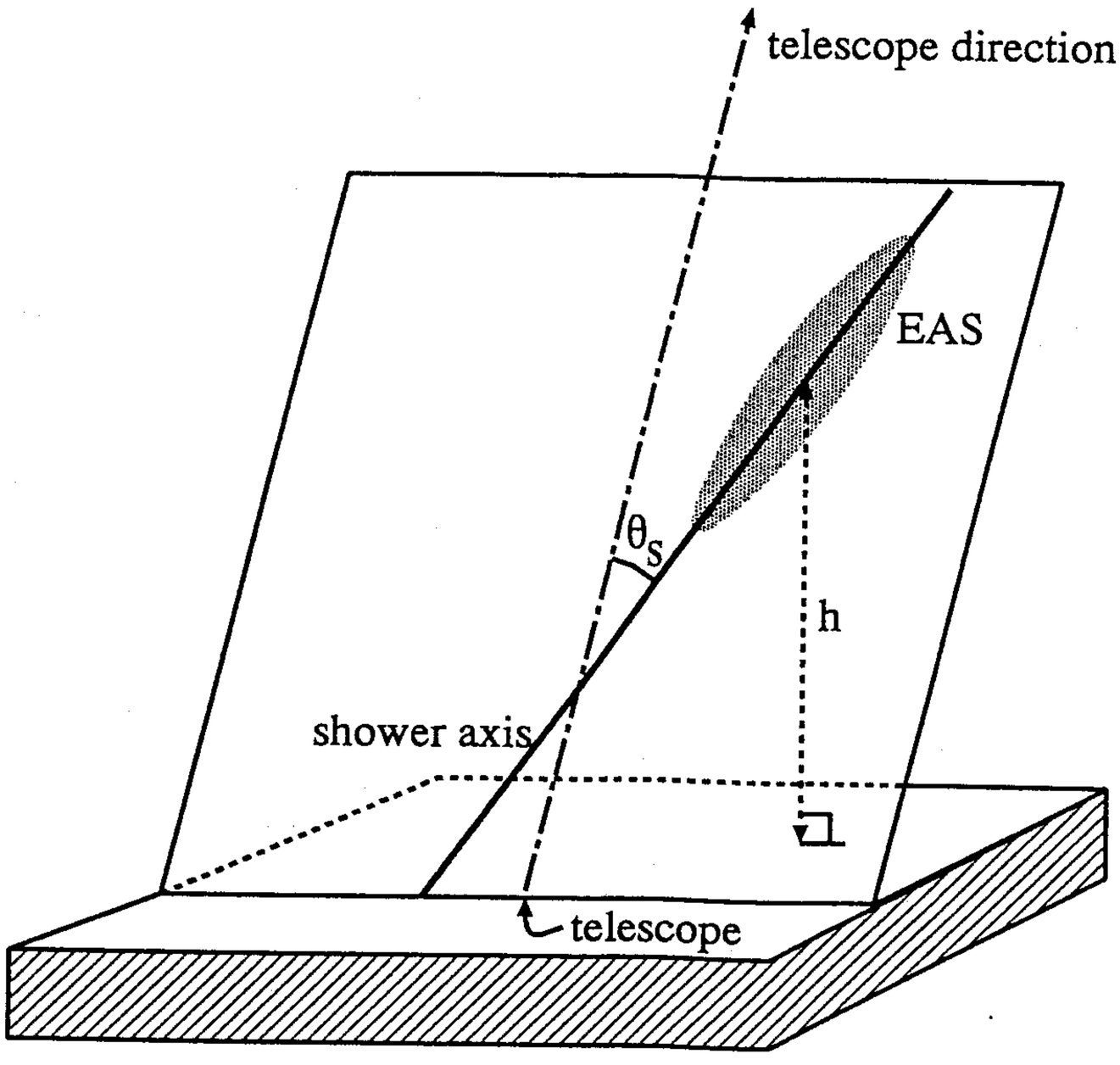


図 5.22: Alpha = 0° の場合での、シャワー像の長軸に対応する平面 (シャワー平面)。実際のシャワー軸はこのシャワー平面に含まれると考える。シャワーの到来方向 θ_s と中心の高度 h はチェレンコフ光の到来方向と時刻の関係をフィッティングすることで再構成される。

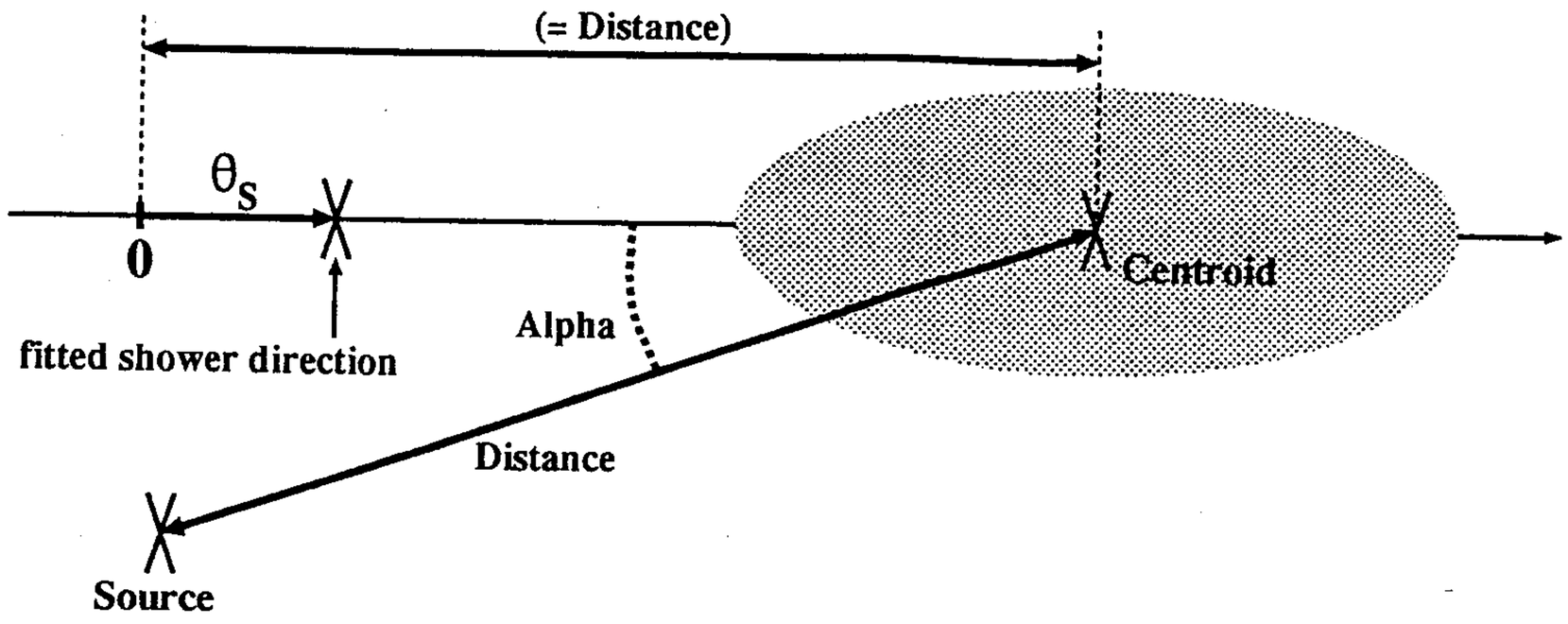


図 5.23: θ_s の原点の定義。シャワー像の長軸上で像の重心から Distance の分だけソース側を原点とし、ソースからシャワーに向かう方向を θ_s の正とする。

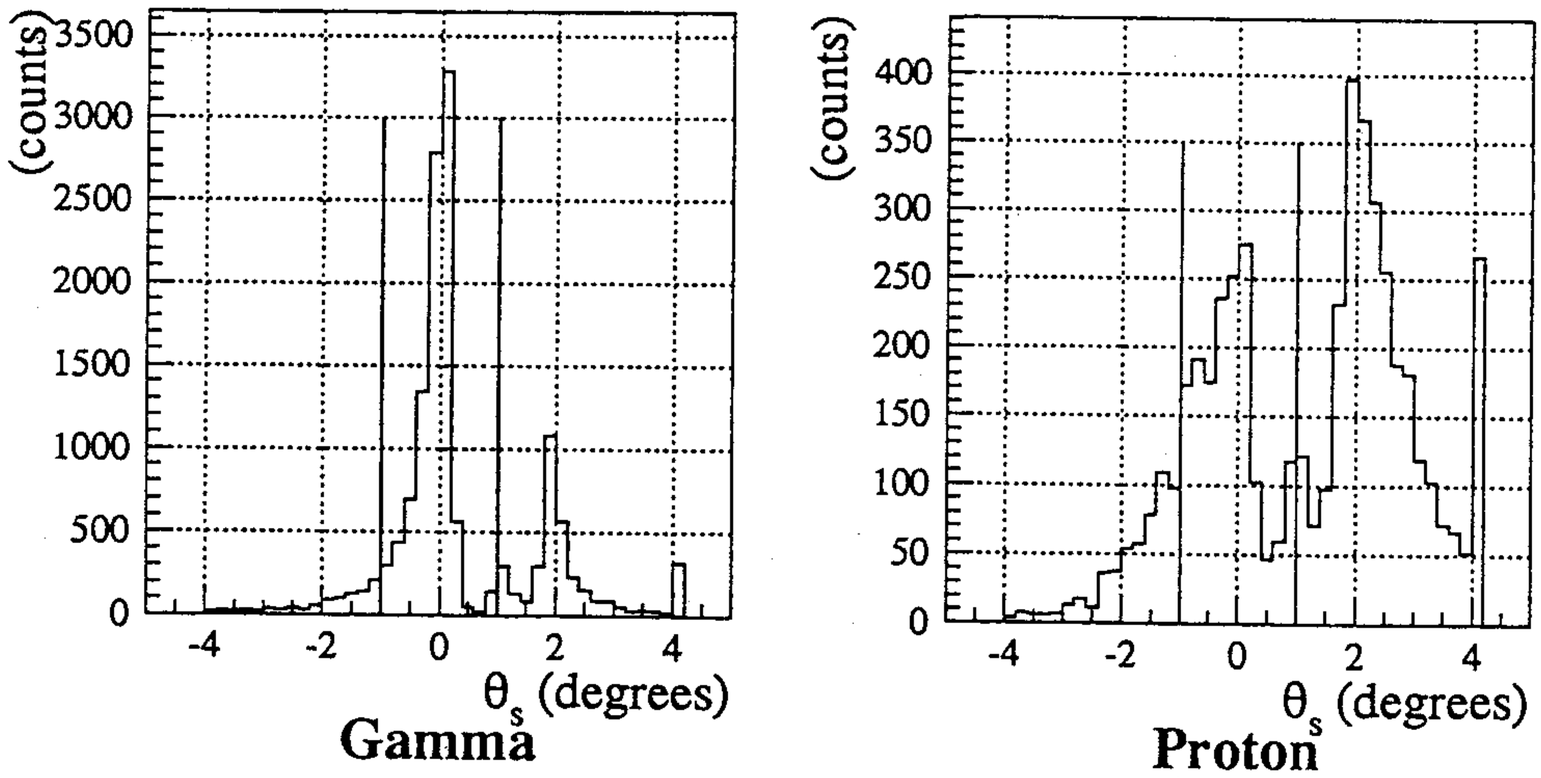


図 5.24: シミュレーションデータで再構成したシャワー到来方向 θ_s の分布。左がγ 線、右が陽子によるもの。$-4° \leq \theta_s \leq 4°$ でフィッティングを行なっている。γ 線イベントはソースの方向 $\theta_s = 0°$ 付近に分布が集中するが、陽子イベントではそのような集中はない。この分布からパラメータのカット条件を図中の線のように決定した。

ここで一つ確認しなければならないのは、再構成の際に全てのシャワーの高度を等しく 10 km に固定したことで、系統的な誤差は生じていないということである。観測で得られるタイミング情報は相対的なもの、すなわちチェレンコフ光の到来順序であり、絶対的な光の到来時刻を測定することはできない。その為、シャワー高度の変化は殆んどタイミング情報には寄与しないのである。図 5.25は、再構成の際のシャワー高度の仮定を変えたときのγ 線シミュレーションでの θ_s の分布の比較である。この時分布に殆んど差異はなく、どの場合でもソースは正しく再構成されている。

解析結果

観測データに対してシャワー到来方向の再構成を行なった。NE リム中心方向をソースとしたイメージ解析によって選択されたイベントの、再構成されたシャワー到来方向 θ_s の分布を図 5.26 に示した。OFF ソースに対する ON ソースのイベント超過が、NE リムの方向である$\theta_s = 0°$ 付近に集中しているのが見られ、γ 線のシミュレーションで期待された結果と一致する。ρ 分布の結果に加えこの結果によって、イメージ解析で得られた信号がγ 線による信号であることは確実なものとなった。

またシュミレーションから決定した選択条件 $|\theta_s| \leq 1°$ によって選択されたイベントの Alpha 分布を図 5.27に示した。このイベント選択の結果γ 線信号の統計的有意性は 5.4 σ(4.7 σ) (1996 年)、8.2 σ(6.2 σ) (1996 年) になり、イメージ解析単独での結果と比べて両年共に信号/ノイズ比の改善が見られた。θ_s によって選択されたイベント数については表 5.7にまとめた。

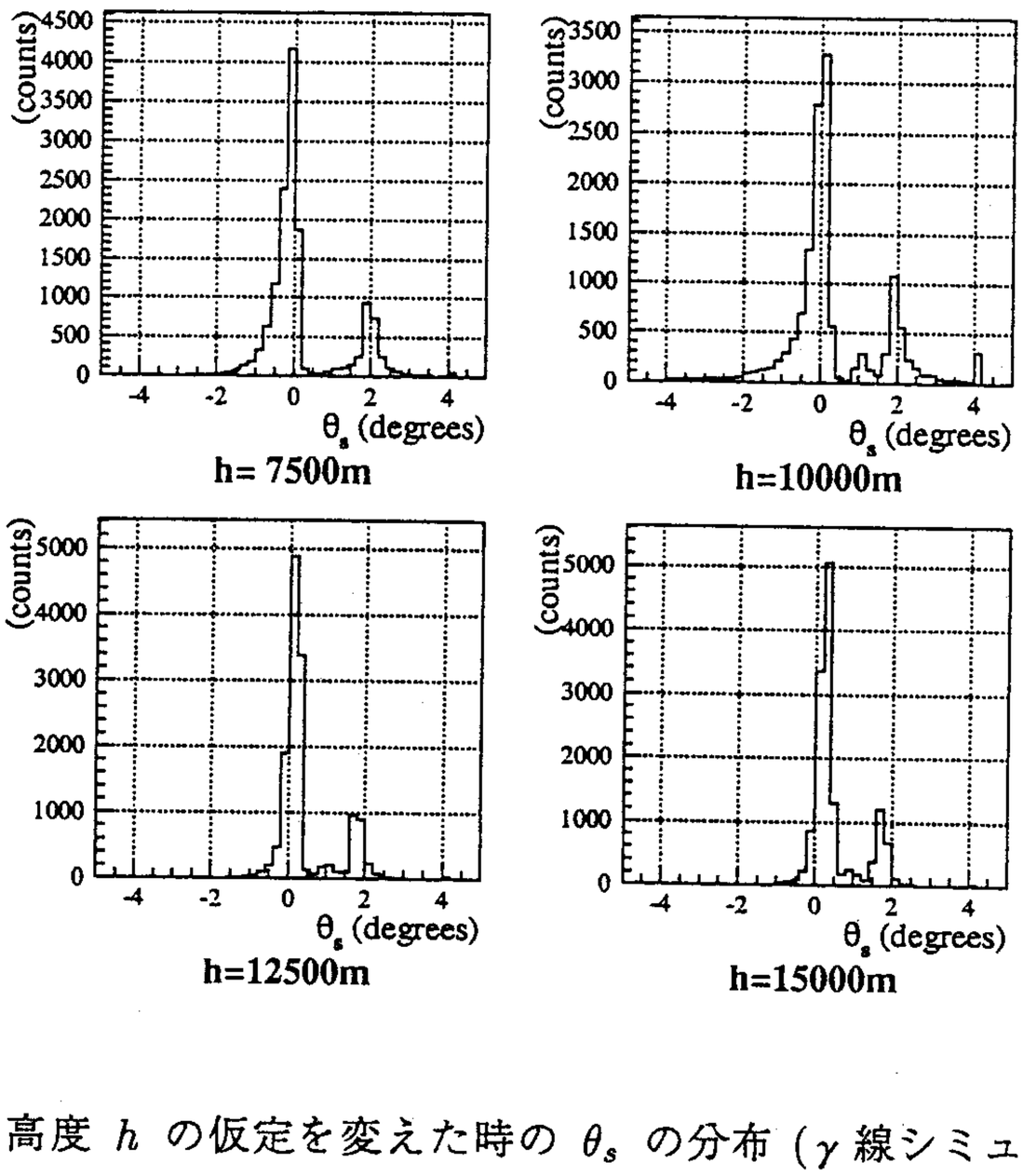


図 5.25: シャワー高度 h の仮定を変えた時の θ_s の分布 (γ 線シミュレーションでの結果)。$h = 7500\ m$、$h = 10000\ m$、$h = 12500\ m$、$h = 15000\ m$ の場合を比較している。相対的なタイミング情報を用いている為シャワー高度は殆んど結果に寄与しない。

	信号イベント数 (events)	バックグラウンドイベント数 (events)	信号/ノイズ比	統計的有意性
1996 年	135 (156)	393 (372)	0.34 (0.42)	5.4 σ (4.7 σ)
1997 年	290 (272)	767 (785)	0.38 (0.35)	8.2 σ (6.2 σ)

表 5.7: NE リム方向でのイメージ解析に再構成されたシャワーの到来方向 θ_s によるイベント選択を合わせた結果 (信号数とその統計的有意性)。

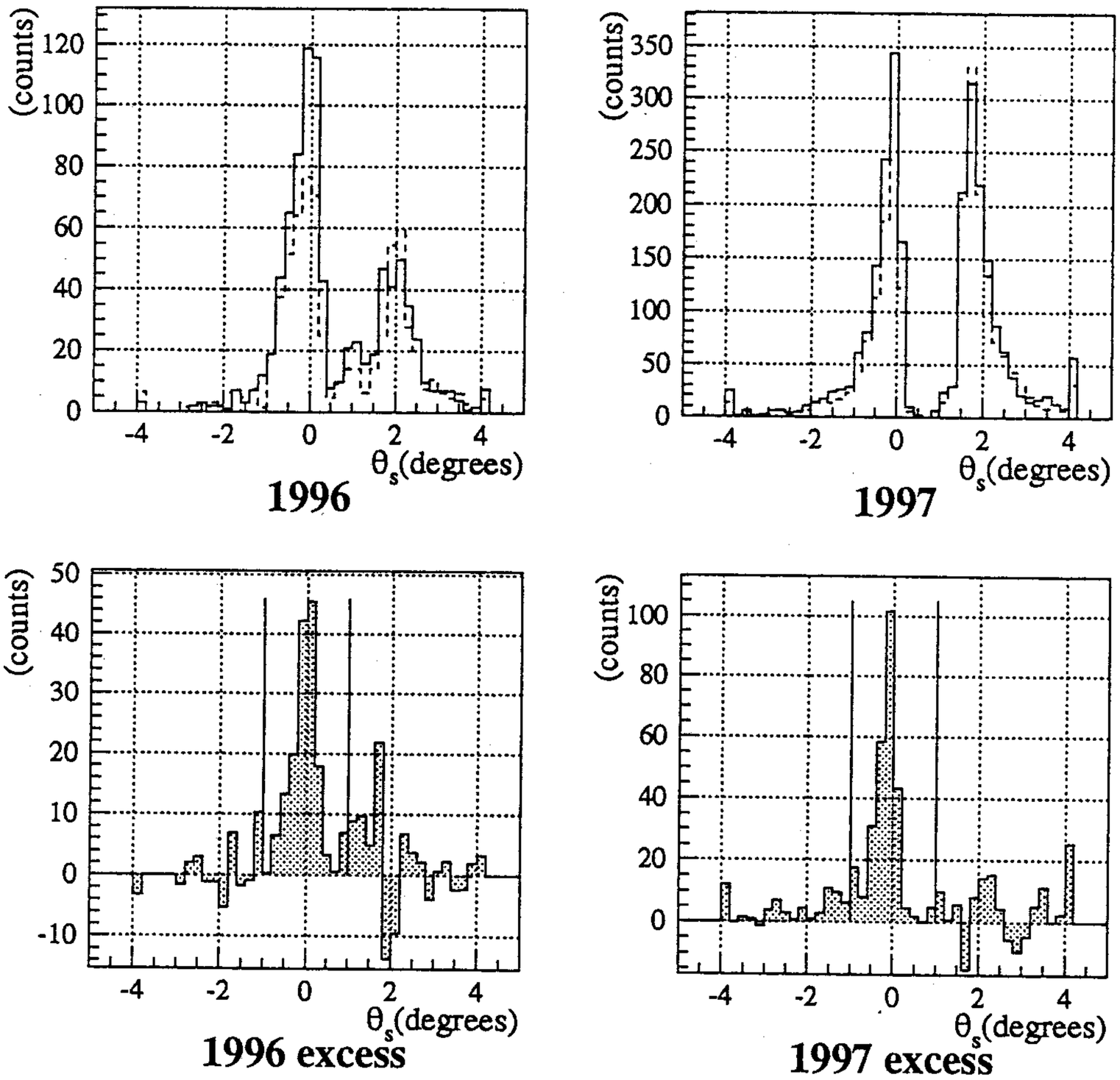


図 5.26: NE リム方向でのイメージ解析により選択されたデータの θ_s 分布。上図実線は ON ソース、破線は露出時間で規格化した OFF ソースのデータ。下図は ON ソースの OFF ソースに対する超過イベント数を各観測年毎にプロットした。1996/1997 年両年のデータで、イベントの超過が $\theta_s = 0°$ 付近に集中して分布しているのが見られる。$|\theta_s| \leq 1°$ の γ 線イベント選択条件を図中の線で示した。

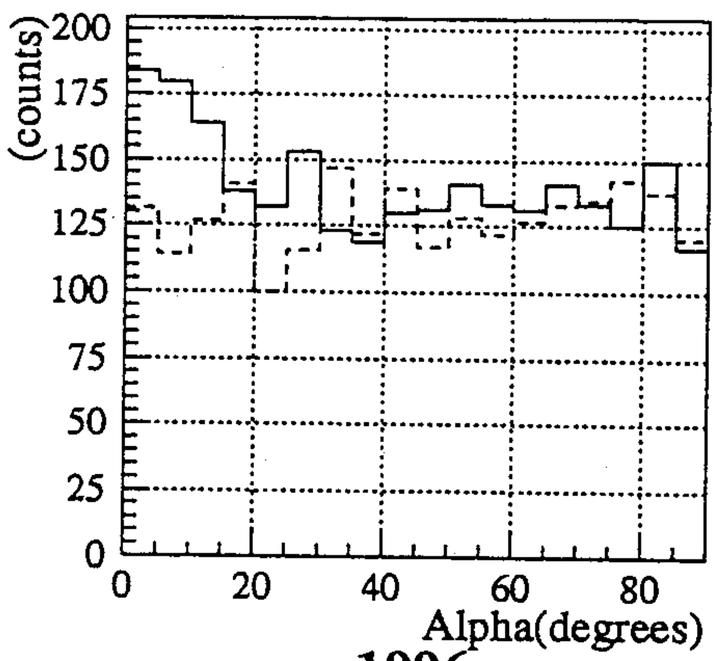


図 5.27: シャワー到来方向 θ_s によって選択されたイベントの Alpha 分布 (NE リムでの結果)。上図実線は ON ソース、破線は露出時間で規格化した OFF ソースのデータ。下図は ON ソースの OFF ソースからの超過イベント数を各観測年毎にプロットした。図 5.13に比べ、バックグラウンドイベントが大幅に排除され、ON ソースのピークが一層明白なものになっている。

NEリム方向に関するここまでのイメージ解析およびタイミング解析のまとめとして、一連のイベント選択の各段階における Alpha 分布を図 5.28、 5.29に示した。イベント選択は図の (1)~(7) の順序に加えていったもので、ON ソースイベントでの Alpha ~ 0° のピークが次第に強調されてゆく様子を見ることができる。

5.6 γ線到来方向の再構成

3.3節で述べたように、イメージング法では、ある方向にγ線ソースを仮定して一連の解析を行なう。しかしながら、γ線の到来方向はそのシャワー像の軸 (近似した楕円の長軸) の延長線上のいずれかに存在するので、視野内にその位置を再構成することも逆に可能である。この再構成は、視野内で位置の判らないγ線ソースの探索や、γ線ソースの広がりを調べる上で非常に有効な手段である。一方図 5.1にあるように、ASCA が捉えた非熱的な X 線は NE リムに沿って南北におよそ 0°.3 程の広がりを持っている。この構造を反映して、TeV γ線の信号も同様に広がっている可能性は十分にある。この節では一般的に用いられている再構成の手法[1]及びその応用法について概説し、SN1006 の観測データでの解析の結果を述べる。

5.6.1 一般的な手法

この解析では、まず視野内を等間隔で格子状に分割する。各区画の中心点をソースと仮定してイメージパラメータの計算とγ線イベントの選択を行なう。この処理を全てのイベントに対して行なうと、各区画での Alpha 分布を得ることができるので、それぞれに対して ~ 0° のピークの統計的有意性を求める。すなわち、ソースを仮定した方向 (赤経/赤緯) に対する、信号の有意性の二次元ヒストグラム (天空図) を作るわけである。

もしγ線天体が仮定するソース方向からずれていた場合、Alpha 分布の ~ 0° のピークは減少する。よって天空図上では正しいγ線ソースの位置に最も有意な信号が再構成されるはずである。γ線のシュミレーションデータを用いてこの再構成を行なった結果を図 5.30に示す。γ線ソースは点源を仮定しているが、再構成されたイベントはソース方向 (原点) を中心にある程度の広がりをもって分布する。観測データの解析と同じイベント選択条件を課した場合、点源に対する広がり関数 (Point Spraed Function : PSF) は $\sigma = 0°.217$ のガウス関数でほぼ近似される。

5.6.2 ソース確率密度関数 (SPDF) による再構成

ここでは前項で述べた一般的な手法から発展させた、ソース確率密度による再構成の手法を紹介する。この解析の基本的な枠組は、現東大宇宙線研の吉越氏の発案 (Yoshikoshi,T.(1996)[53]) によるものである。

イメージパラメータのうちで、仮定したソース位置に値が依存するのは Distance と Alpha のみである。この二つのパラメータによるイベント選択の代わりに、それを反映するようなソース位置の存在確率を表す関数 (Source Probability Density Function : SPDF) を導入する。モンテカルロシミュレーションによるγ線のシャワー像は、もしソースが視野の中央方向にあれば図 5.31

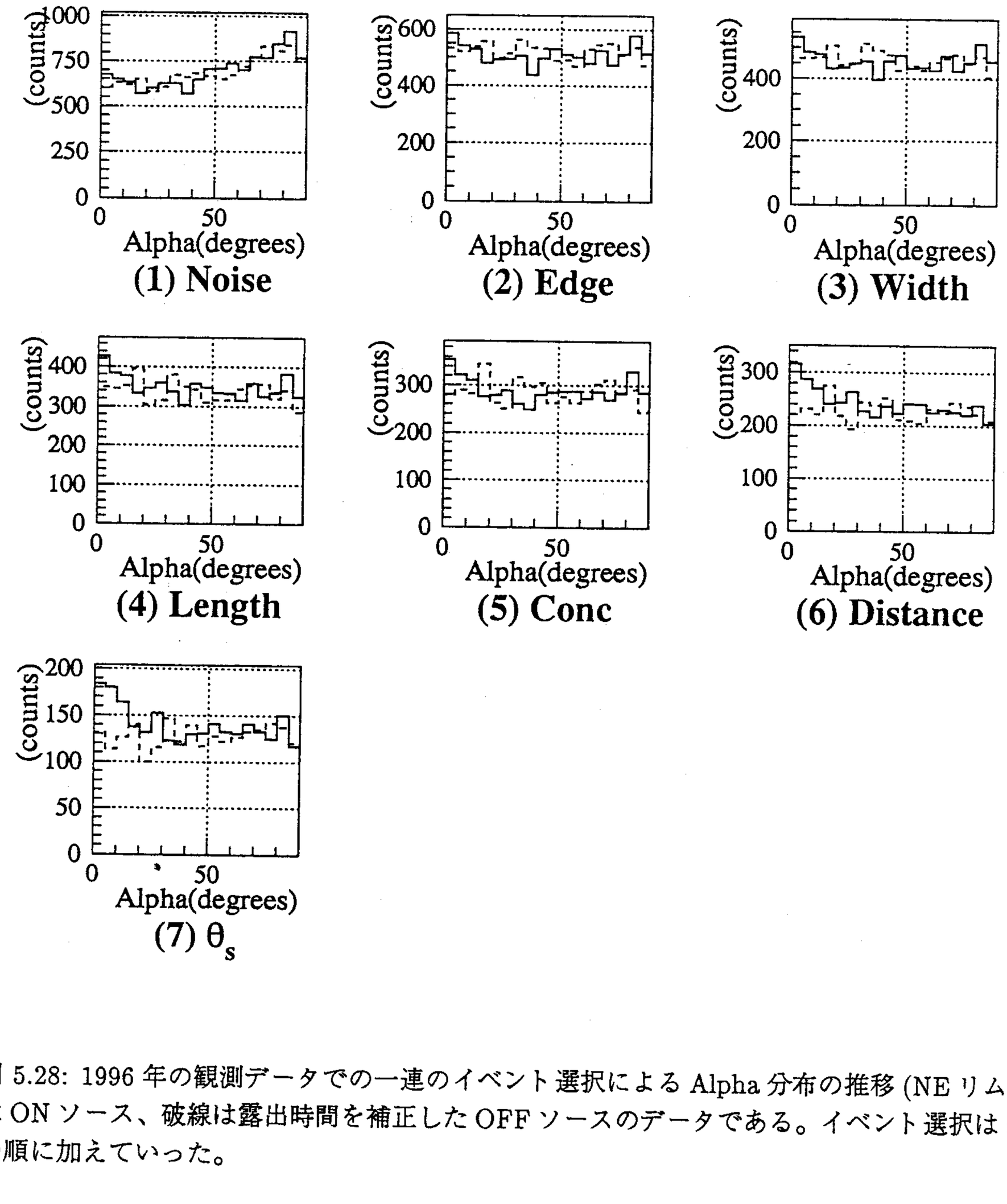


図 5.28: 1996 年の観測データでの一連のイベント選択による Alpha 分布の推移 (NE リム)。実線は ON ソース、破線は露出時間を補正した OFF ソースのデータである。イベント選択は (1)~(7) の順に加えていった。

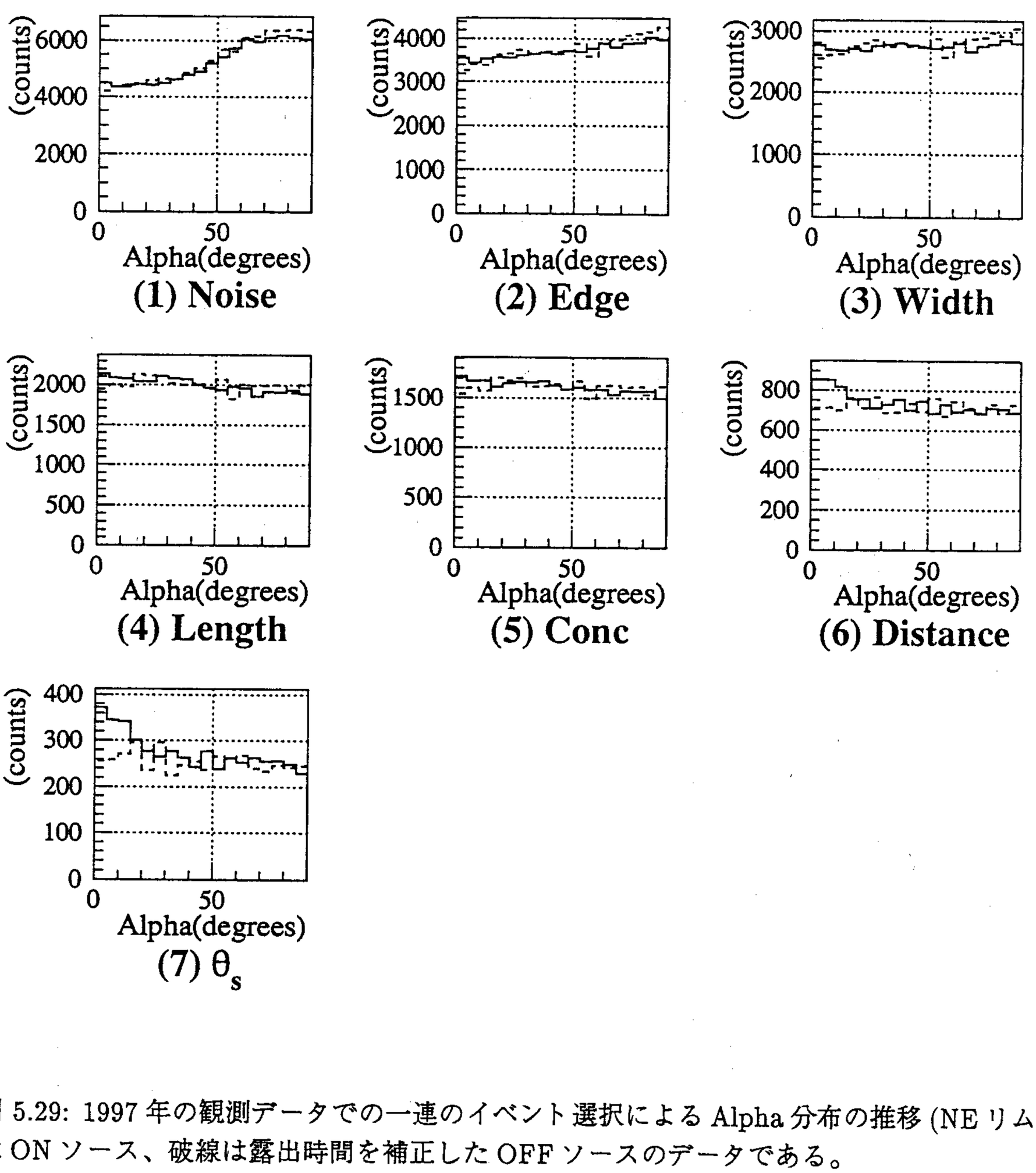


図 5.29: 1997 年の観測データでの一連のイベント選択による Alpha 分布の推移 (NE リム)。実線は ON ソース、破線は露出時間を補正した OFF ソースのデータである。

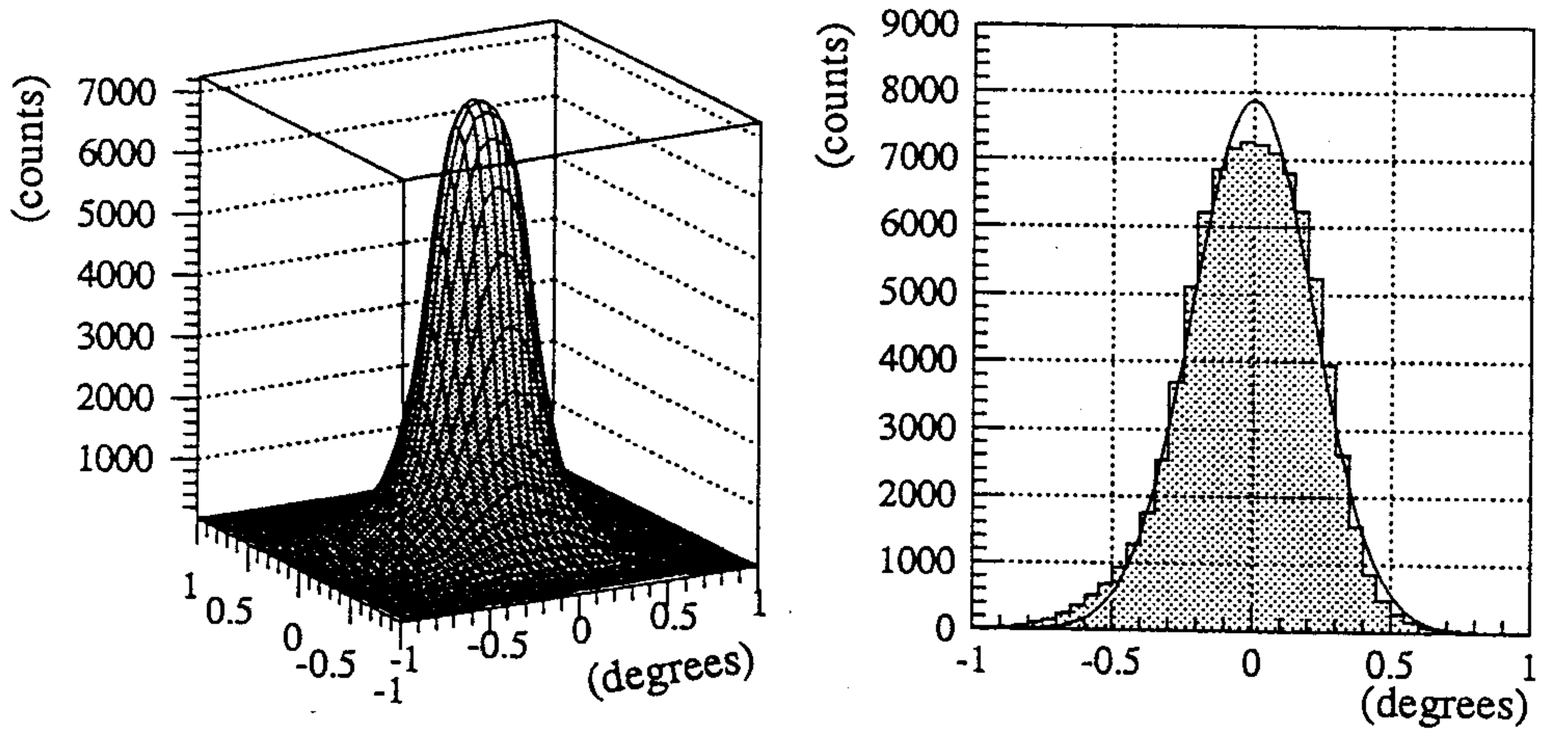


図 5.30: γ 線のシミュレーションデータを用いた一般的な手法によるソース再構成の結果 (左)。γ 線ソースは中心 (0,0) 方向に点源を仮定している。点源に対する広がり関数 (PSF) は $\sigma = 0°.217$ のガウス関数でほぼ近似される。右に結果の断面図とそれを近似するガウス関数を示した。

左のように分布する。各像の光量重心と長軸を求めた上で像とソース位置を重心と長軸を共に揃えるように座標変換してやると、図 5.31右のように像に対するソース位置の分布を得ることができる。このソース位置の分布を二次元ガウス関数で近似すれば、それは γ 線のシャワー像に対するソース位置の確率密度関数を与えている。像重心を原点とし長軸方向を x 軸ととれば、SPDF は以下の式で表される。

$$P_1(x,y) = \frac{1}{4\pi\sigma_x\sigma_y}\exp\left[-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x-d}{\sigma_x}\right)^2+\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right\}\right] + \frac{1}{4\pi\sigma_x\sigma_y}\exp\left[-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x+d}{\sigma_x}\right)^2+\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right\}\right] \quad (5.9)$$

ここに σ_x、σ_y、d はシミュレーションデータの分布から決まる量で、今解析では観測条件の差異により以下のようになった。

$$\sigma_x = 0°.378\ ,\ \sigma_y = 0°.087\ ,\ d = 0°.975 \quad (1996\text{ 年 }4\text{ 月}) \quad (5.10)$$

$$\sigma_x = 0°.268\ ,\ \sigma_y = 0°.068\ ,\ d = 0°.942 \quad (1996\text{ 年 }6\text{ 月}) \quad (5.11)$$

$$\sigma_x = 0°.209\ ,\ \sigma_y = 0°.073\ ,\ d = 0°.887 \quad (1997\text{ 年}) \quad (5.12)$$

ソース位置には依存しない形状パラメータによるイベント選択をおこなった後、各シャワー像の SPDF を積み重ねてゆく。SPDF は全平面で積分すると 1 になる関数であるから、これによって二次元のイベント密度分布を得ることができる。

一方 5.5.3項で述べたように、タイミング解析によってイメージ解析とは全く独立にシャワーの到来方向を再構成することができる。γ 線のシミュレーションにおける、再構成された到来方向に対する正しいソース位置の分布は図 5.32のようになるから、これより (5.9) とは独立の SPDF

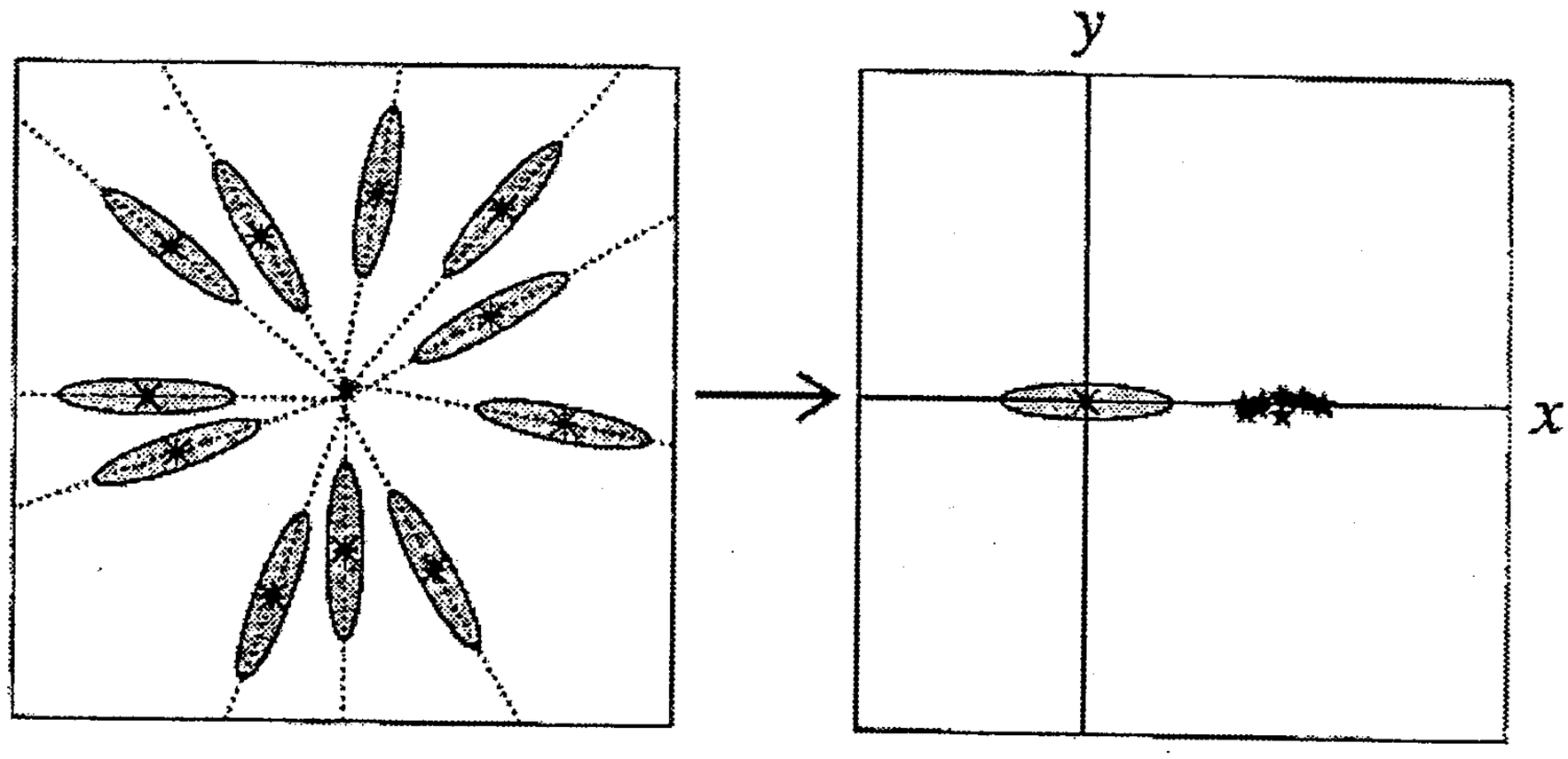


図 5.31: SPDF を説明する摸式図[53]。シミュレーションによるγ線のシャワー像は左図のようにソース位置 (⋆) を中心に分布する。重心と長軸が一致するように像を座標変換して重ね合わせると (右図)、SPDF は変換されたソース位置の分布から得られる。

を得ることができる。到来方向の再構成はシャワー像の長軸上で行なうので、この SPDF は一次元のガウス関数で以下のように表される。

$$P_2(x) = \frac{f}{\sqrt{2\pi}\sigma_{x1}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-s}{\sigma_{x1}}\right)^2\right] + \frac{1-f}{\sqrt{2\pi}\sigma_{x2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x+(d'-s)}{\sigma_{x2}}\right)^2\right] \tag{5.13}$$

ここで x 座標の原点はやはり像重心で、s は再構成されたシャワーの到来方向であり、$s \geq 0$ となるよう x 座標の正方向を設定している。f、σ_{x2}、σ_{x3}、d' は同様にシミュレーションデータの分布から以下のように決まった。

$$f = 0.819 \tag{5.14}$$

$$\sigma_{x2} = 0°.179\ ,\ \sigma_{x2} = 0°.231\ ,\ d' = 0°.197 \tag{5.15}$$

二つの SPDF は独立であるから、P_1 と P_2 を掛け合わせることでイメージとタイミングの情報を含む SPDF が次のように得られる。

$$\begin{aligned} P(x,y) \;=\; & f N_1 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-s}{\sigma_{x1}}\right)^2\right] \\ & \times\left(\exp\left[-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x-d}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right\}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x+d}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right\}\right]\right) \\ & + (1-f) N_2 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x+(d'-s)}{\sigma_{x2}}\right)^2\right] \\ & \times\left(\exp\left[-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x-d}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right\}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x+d}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right\}\right]\right) \end{aligned} \tag{5.16}$$

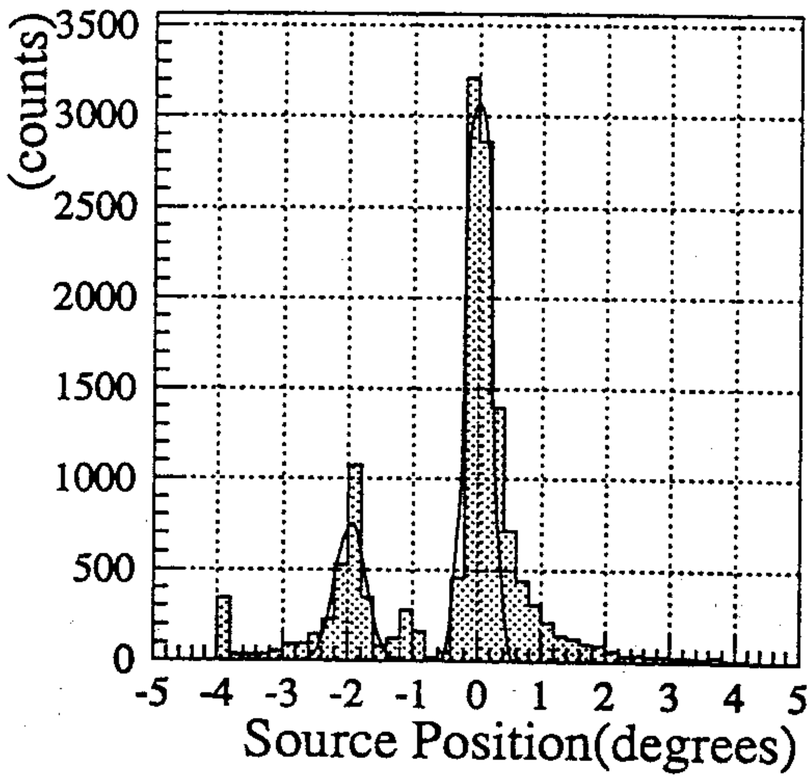


図 5.32: タイミング解析によって再構成された到来方向に対する、正しいソース位置の分布 (γ 線シミュレーション)。再構成された到来方向を 0 とし、シャワー像の重心位置が常に負になるような座標をとっている。ガウス関数での近似を同時に実線で示してある。

ただし

$$N_1 = \frac{\sqrt{{\sigma_x}^2 + {\sigma_x 1}^2}}{4\pi\sigma_x\sigma_{x1}\sigma_y} \times \left\{\exp\left(-\frac{(d-s)^2}{2({\sigma_x}^2+{\sigma_x 1}^2)}\right) + \exp\left(-\frac{(-d-s)^2}{2({\sigma_x}^2+{\sigma_x 1}^2)}\right)\right\}^{-1}$$

$$N_2 = \frac{\sqrt{{\sigma_x}^2 + {\sigma_x 2}^2}}{4\pi\sigma_x\sigma_{x2}\sigma_y} \times \left\{\exp\left(-\frac{(d-(s-d'))^2}{2({\sigma_x}^2+{\sigma_x 2}^2)}\right) + \exp\left(-\frac{(-d-(s-d'))^2}{2({\sigma_x}^2+{\sigma_2 1}^2)}\right)\right\}^{-1}$$

s は同様にシャワー像重心を基準にした再構成されたシャワーの到来方向である。$s = 1.0$、$s = 2.0$ の時の SPDF の分布の例を図 5.33に示した。

イメージとタイミングの情報を含む SPDF によって、γ 線のシュミレーションデータを用いてソース再構成を行なった結果の二次元イベント密度分布を図 5.30に示す。この時の PSF は $\sigma = 0°.144$ のガウス関数でほぼ近似され、一般的な手法に対して角度分解能が向上しているのが判る。

5.6.3 広がった γ 線ソースの探索

SN1006 の観測データに対して γ 線到来方向の再構成を行なった。まず 5.6.1項で述べた手法により得られた信号の統計的有意性の天空図を図 5.35に示す。ここでは (1996 年 6 月及び 1997 年の観測時の) カメラ視野の中心を原点として、天空上赤経・赤緯 $2° \times 2°$ の範囲を 20×20 の 400 区画に分割し、各区画の中心点で信号の有意性を計算した。一区画は $0°.1 \times 0°.1$ で、モンテカルロシミュレーションから期待される PSF の半値半幅の約 1/2 の大きさである。この結果 1996 年、1997 年のデータともに、NE リム (特に X_{NE} 点) と一致した領域のみに有意なピークが見られており、検出された信号が SN1006 の NE リムから到来した γ 線の信号であることを裏付けている。この図中のリム近傍の領域 $1°.2 \times 1°.2$ (20×20 区画) の範囲を抽出し、ACCA/GIS で得

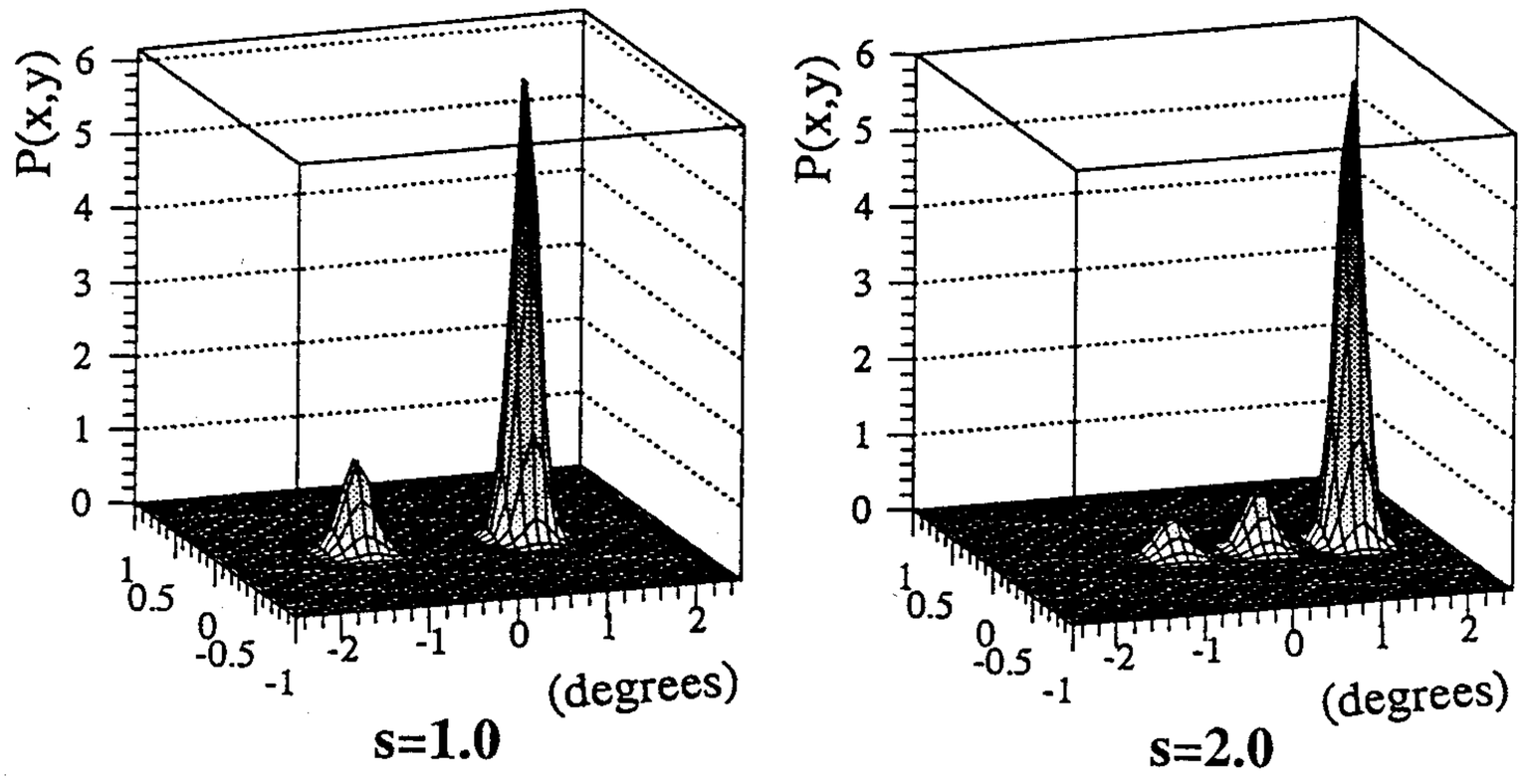


図 5.33: $s = 1.0$、$s = 2.0$ の時の SPDF の分布の例。横軸が x 軸である。

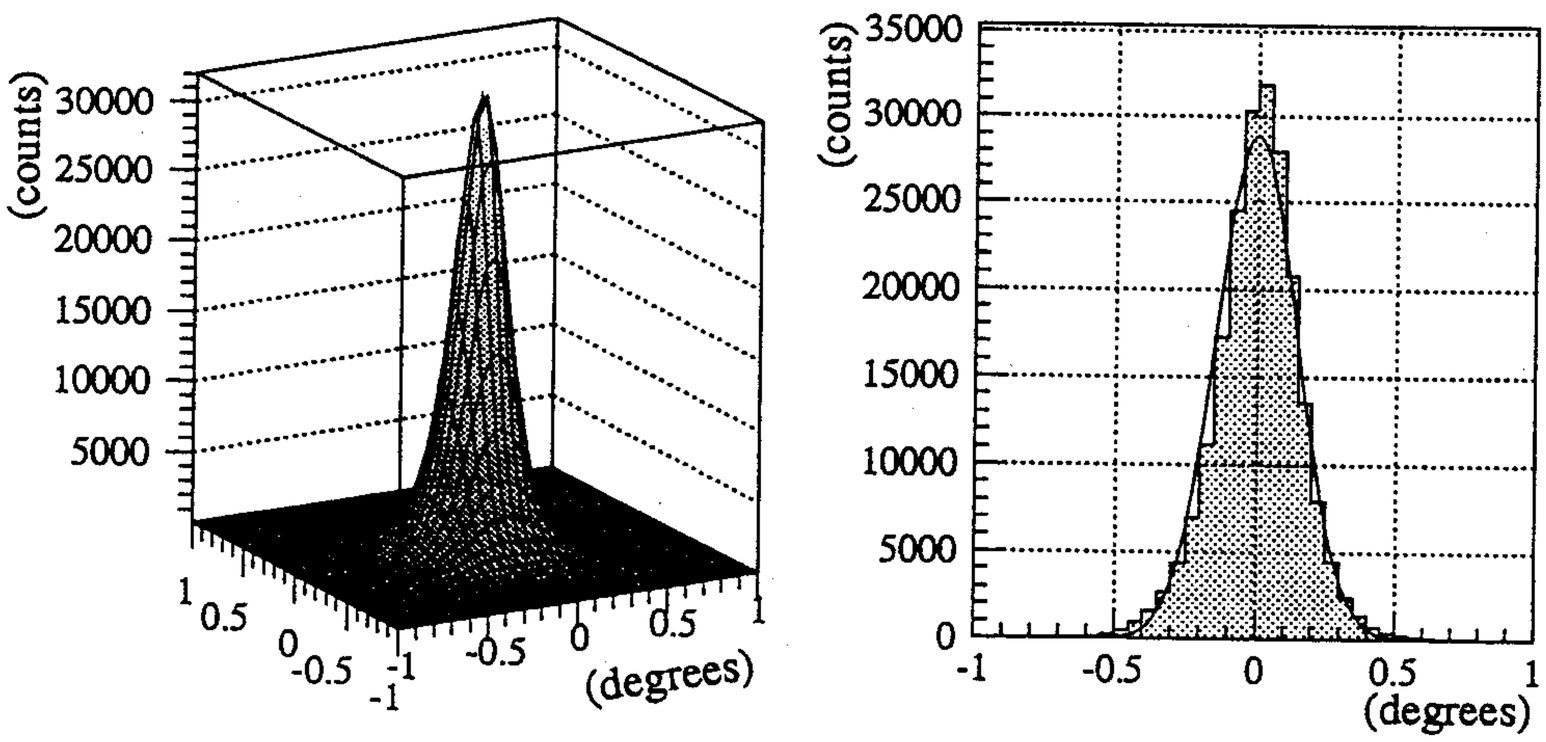


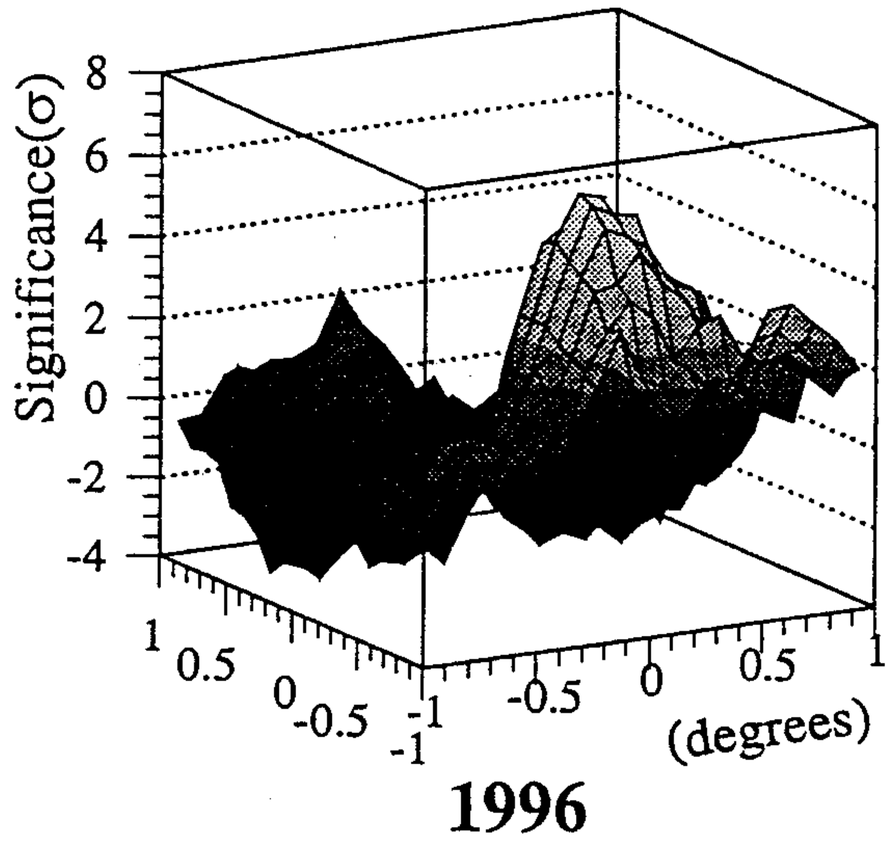
図 5.34: γ 線のシミュレーションデータを用いた SPDF によるソース再構成の結果 (左)。γ 線ソースは中心 (0,0) 方向に点源を仮定している。点源に対する広がり関数 (PSF) は $\sigma = 0°.144$ のガウス関数でほぼ近似され、一般的な手法を用いた場合に対して角度分解能は向上する。右に結果の断面図とそれを近似するガウス関数を示した。

られた $\geq 2.5\ keV$ X 線のデータと照合したのが図 5.36である。この図からも、確かに NE リムと一致した領域から有意な信号が得られているのが判るが、NE リムの構造を反映するような信号の広がりは見受けられない。信号のピークに対して、期待される PSF ($\sigma = 0°.217$ のガウス関数) でフィッティングを行なった結果、最適近似での換算 χ^2 は 0.98 (1996 年)、0.99 (1997 年) であった。このことからソースが PSF を越えて広がっているとはいい難く、点源として十分説明できることが判る。

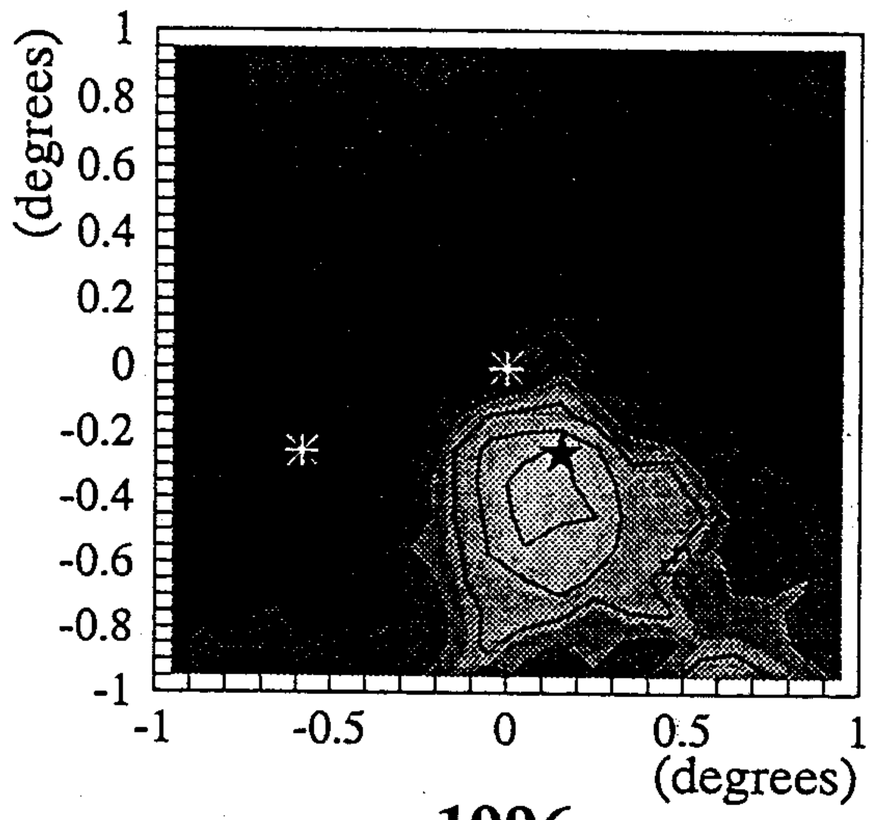
続いて、5.6.2項で述べたような SPDF を用いたソース再構成を行なった。図 5.37と 5.38はそれぞれ 1996 年、1997 年の観測データで、SPDF の重ね合わせから得たイベント密度の天空図 (ON ソース、OFF ソース及びその差分) である。分割は分解能の向上を考慮し、$2° \times 2°$ の範囲を 40×40 の 1600 区画にしている。よって一区画は $0°.05 \times 0°.05$ で、期待される PSF の半値半幅の約 1/3 の大きさである。これらに対して同様にのリム近傍の領域 $1°.2 \times 1°.2$ の範囲を ACCA/GIS の X 線のデータと比較したのが図 5.39である。

両年の結果とも角度分解能が向上し、NE リムの領域で見られている信号が非常に明白なものとなっている。ソースの広がりに関しては、1996 年のデータではリムに沿って南北に伸びたようなソースの構造が見られるのに対し、1997 年のデータでは若干東西に広がった様子があり、これはリムの広がりとは一致しない。また 1996 年のデータでは γ 線信号の最も有意な位置が X_{NE} 点からやや南側にずれているが、この年のデータは統計が少なくバックグラウンドの揺らぎが大きい為、有意な差異ではない。比較的統計が豊富な 1997 年のピーク位置は X_{NE} 点と一致している。

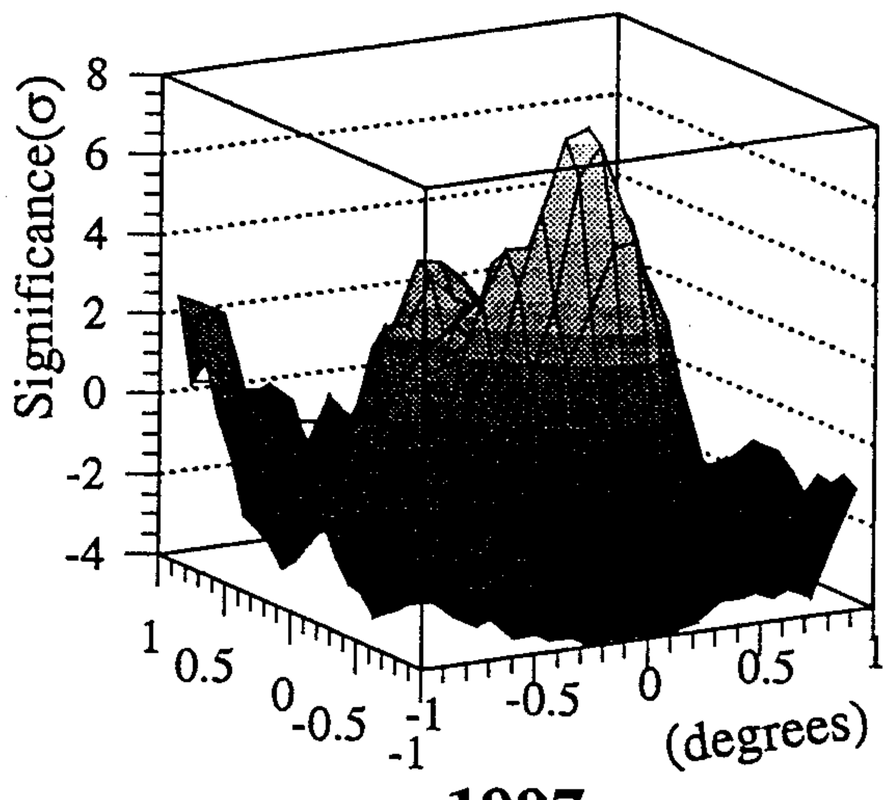
これらのデータの信号ピークに対して、期待される PSF ($\sigma = 0°.144$ のガウス関数) でフィッティングを行なったところ、最適近似での換算 χ^2 は $1.07/NDF = 576$ (1996 年)、$1.29/NDF = 576$ (1997 年) であり、ピークの PSF からの差異の有意さは 1.1 σ (1996 年)、4.9 σ (1997 年) と計算される。この結果、1996 年のデータに関しては揺らぎの範囲内で点源として説明できるが、1997 年のデータではソースの広がりは PSF を越えて有意である。しかしながらこの有意さは東西方向の広がりに起因しており、およそ南北方向に広がりがある NE リムの構造を説明してはいない。



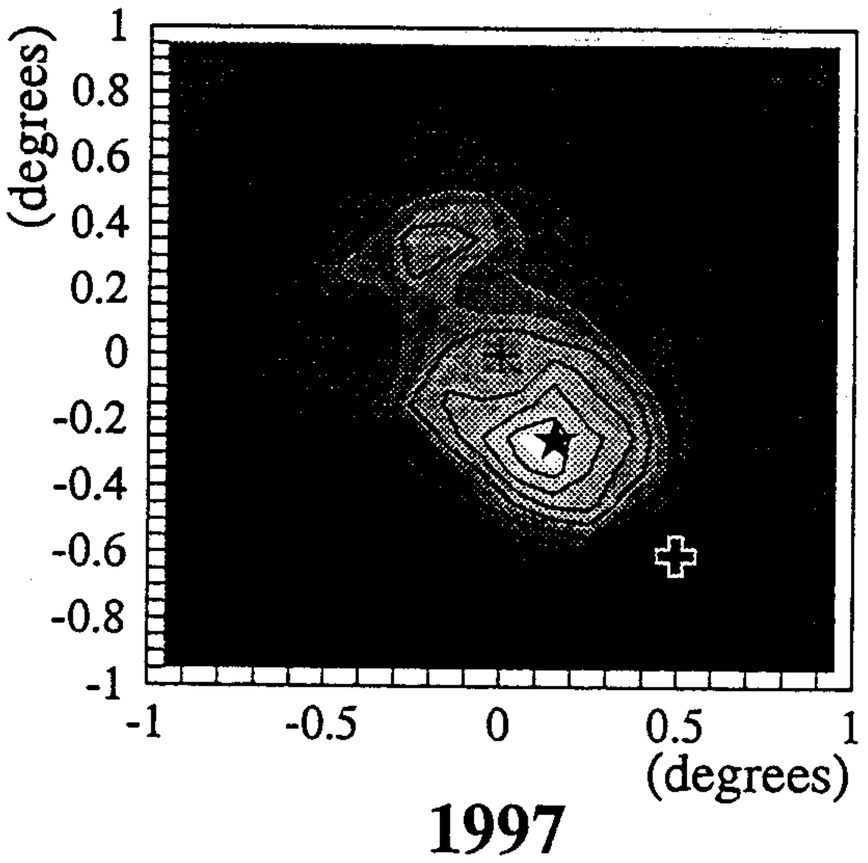
1996



1996



1997



1997

図 5.35: 一般的な手法によるソース再構成の結果。(1996 年 6 月及び 1997 年の観測時の) カメラ中心を原点として、天空上赤経・赤緯 2° × 2° の範囲を 20 × 20 の 400 区画に分割し、各区画の中心点で信号の有意性を計算した。上図が 1996 年、下図が 1997 年の結果。x 軸が赤経 (東西) 方向、y 軸が赤緯 (南北) 方向に相当し、y 軸正側が北である。カメラ視野の中心を $*$印 (1996 年の視野中心は観測月で異なり、6 月が (0,0)、4 月は 0°.5 程南西側にある) 、X_{NE} 点を星印、X_{SW} 点を十字印で示してある。

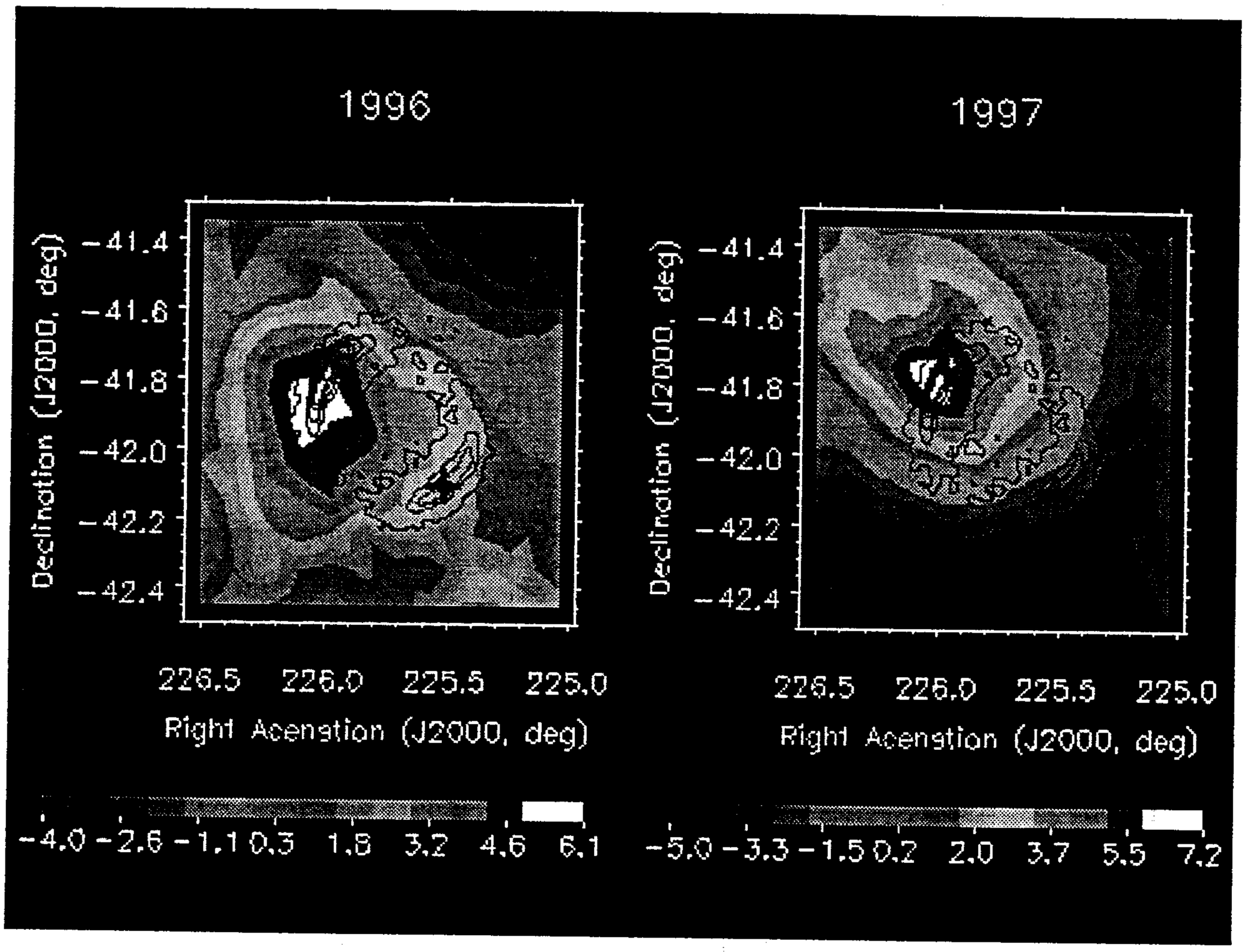


図 5.36: γ 線信号の統計的有意性と ASCA での硬 X 線観測結果との比較。図 5.35中のリム近傍の領域 1°.2 × 1°.2 の範囲と ACCA/GIS で得られた $\geq 2.5\ keV$ X 線のデータとを同時にプロットした。横軸に赤経、縦軸に赤緯をとり、X_{NE} 点と X_{SW} 点を十字印で示してある。NE リムと一致した領域に有意な信号が見えているのが判る。

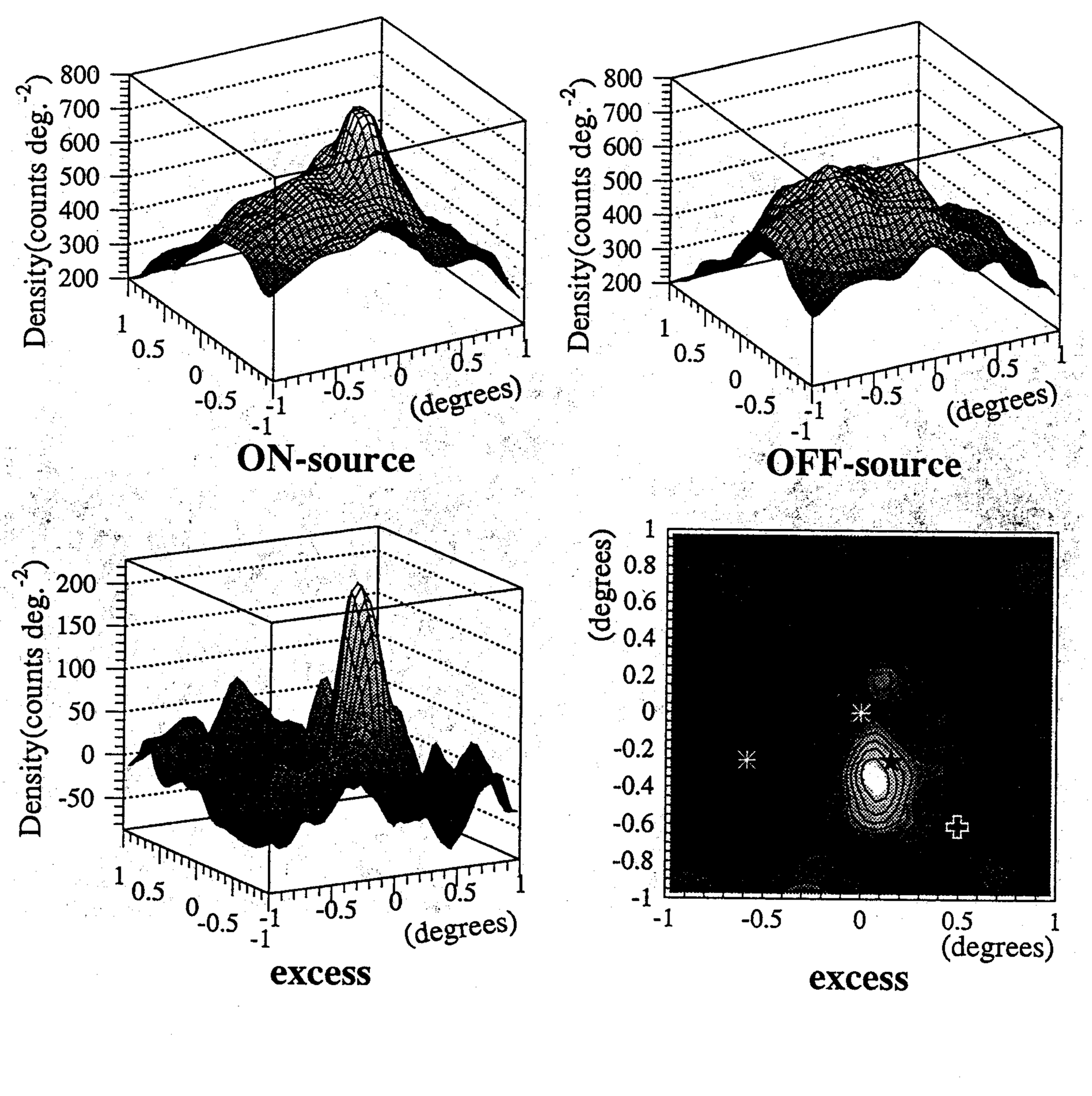


図 5.37: SPDF 法によるソース再構成の結果 (1996 年)。天空上赤経 · 赤緯 2° ×2° の範囲を 40×40 の 200 区画に分割し、SPDF の重ね合わせにより得られる各区画の中心点でのイベント密度をプロットした天空図。上図は ON/OFF ソースそれぞれでのプロットで、下図はその差分である。6 月観測時のカメラ中心を原点として、東西南北及び図中の記号は図 5.35に準ずる。

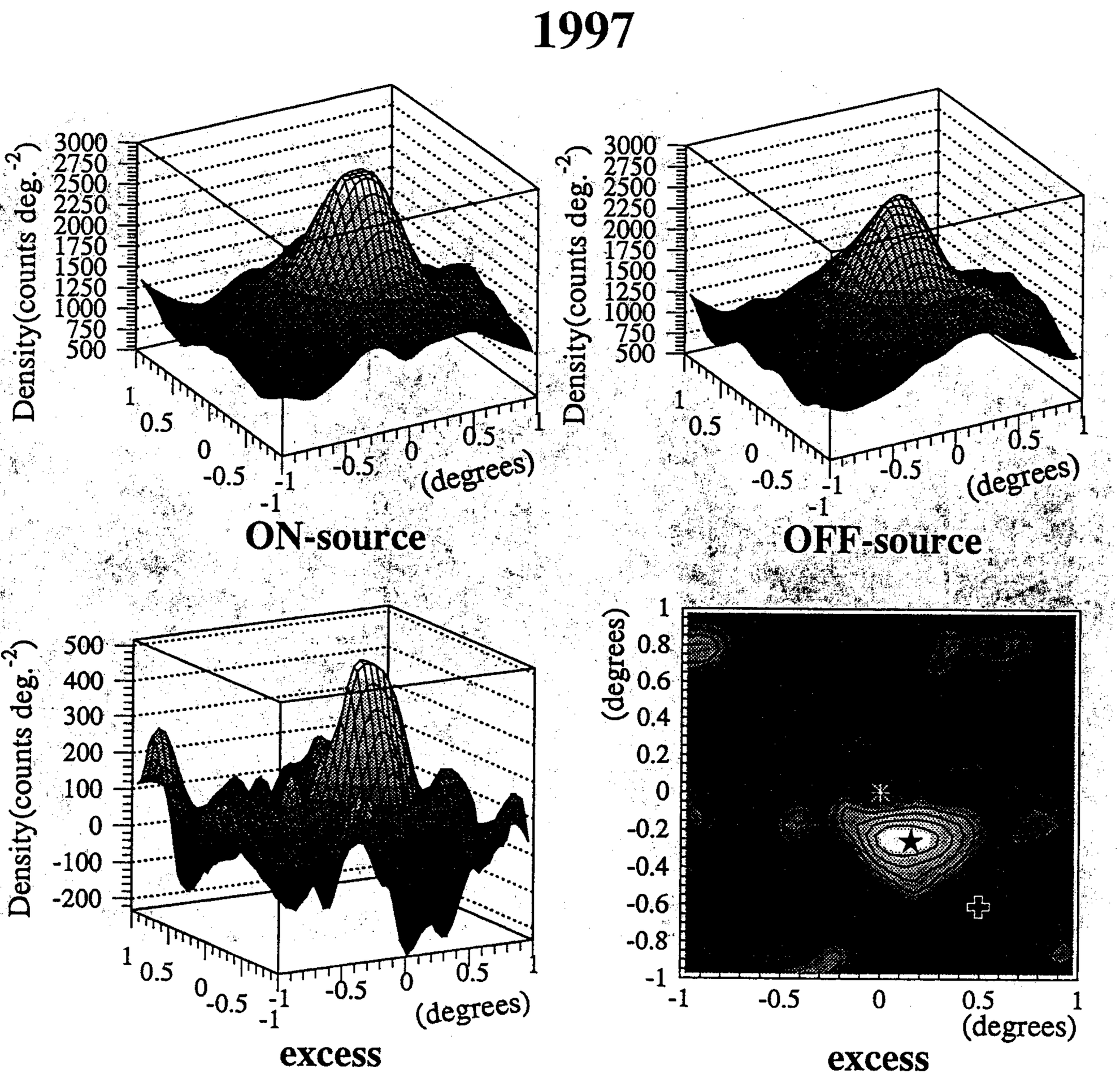


図 5.38: SPDF 法によるソース再構成の結果 (1997 年)。

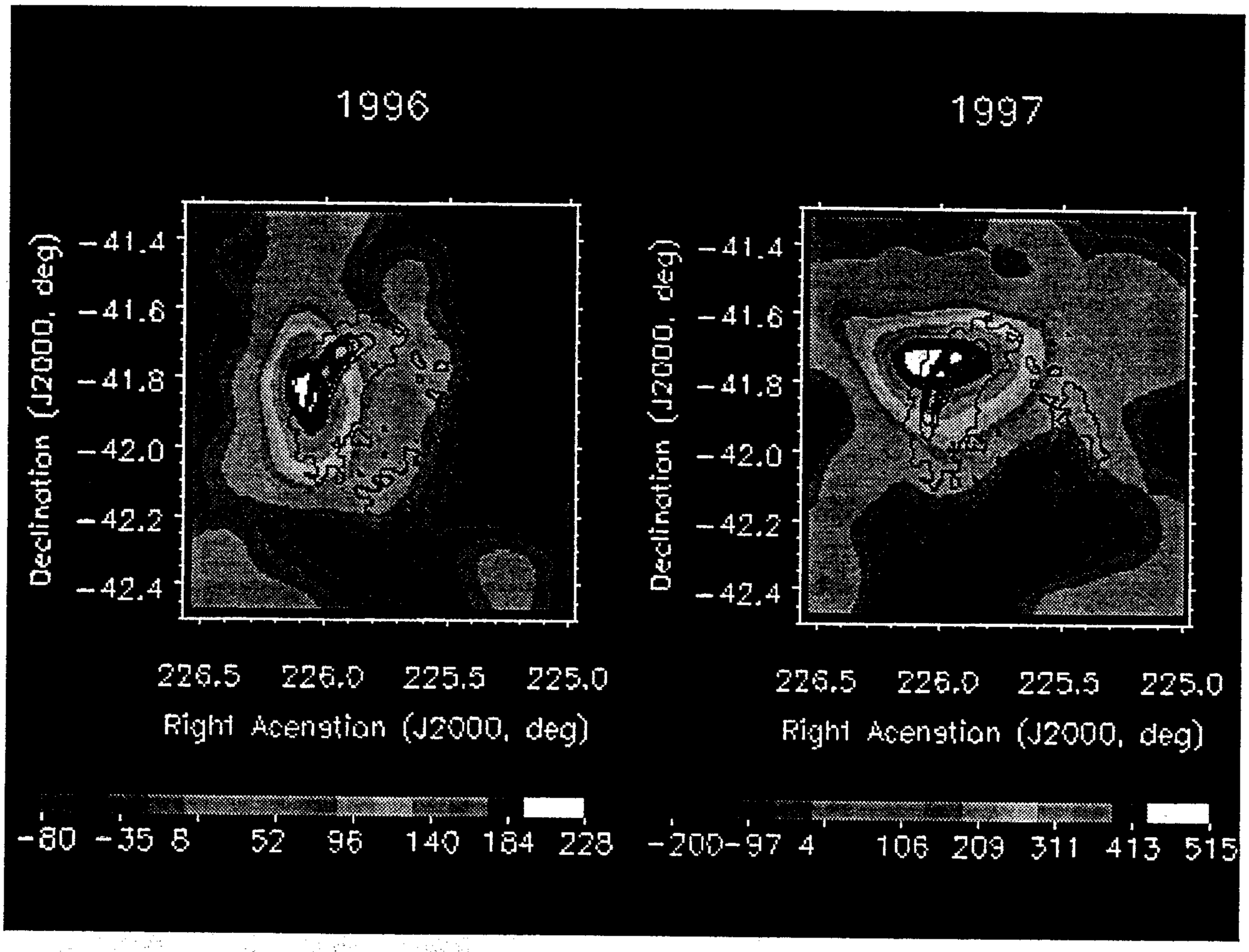


図 5.39: SPDF 法のよるイベント密度と ASCA での硬 X 線観測結果との比較。図 5.35中のリム近傍の領域 1°.2 × 1°.2 の範囲と ACCA/GIS で得られた $\geq 2.5\ keV$ X 線のデータとを同時にプロットした。横軸に赤経、縦軸に赤緯をとり、X_{NE} 点と X_{SW} 点を十字印で示してある。NE リムと一致した領域に有意な信号が見えているのが判る。

第 6 章

フラックスの評価

6.1 積分フラックス

ここではNEリム中心方向より検出したγ線信号の積分フラックス、及びSWリムでの積分フラックス上限値を評価する。ここでの評価ではイメージ解析までの結果だけを利用し、タイミング解析は考慮しない。またγ線源は点源を仮定することとする。

CANGAROO 望遠鏡によるγ線検出の検出有効面積はモンテカルロシミュレーション (詳細は付録 A) によって決定する。図 3.2のようにγ線シャワーから到来するチェレンコフ光はシャワー軸から限られた半径内に分布する。シミュレーションではこの半径に対して十分大きな距離 r_γ を設定し、望遠鏡を中心としその距離を半径とする円内に一様に到来するようにγ線を発生させる。このシミュレーションによってγ線に対する検出有効面積 S_{eff} は、

$$S_{eff} = \frac{(\text{検出された}\gamma\text{線数})}{(\text{全}\gamma\text{線数})} \times \pi {r_\gamma}^2 \tag{6.1}$$

と決定される。図 6.1は、各エネルギーのγ線をシミュレートし、観測期間それぞれでの観測条件とイベント選択条件を考慮した場合の検出有効面積をγ線のエネルギーの関数 $S_{eff}(E)$ として表したものである。

1996 年と 1997 年の結果を比較すると、検出されたγ線信号数は後者が前者の約 2 倍である。再コーティング前後の鏡の反射率よりエネルギーしきい値はおよそ 1/2 になっているから、γ線微分スペクトルの冪指数は ~ -2 と推定される。γ線信号に起因した Alpha 分布でのイベントピークは、しきい値の十倍以上の光量のイベント統計でも良く現れており、スペクトルの遮断の効果は観測のエネルギー領域では無視できると考えられる。よってここでは単純に、γ線スペクトル冪指数を -2.0 と仮定する。

図 6.2に示されるように、検出で期待されるフラックスが最大に達するエネルギーを検出しきい値 E_t と定義する。これによって、しきい値以上での平均検出有効面積は、

$$\overline{S_{eff}} = \frac{\int_{E_t}^{\infty} S_{eff}(E) E^{-2.0} dE}{\int_{E_t}^{\infty} E^{-2.0} dE} \tag{6.2}$$

と求めることができる。得られたエネルギーしきい値及び平均検出有効面積の結果を表 6.1にまとめた。

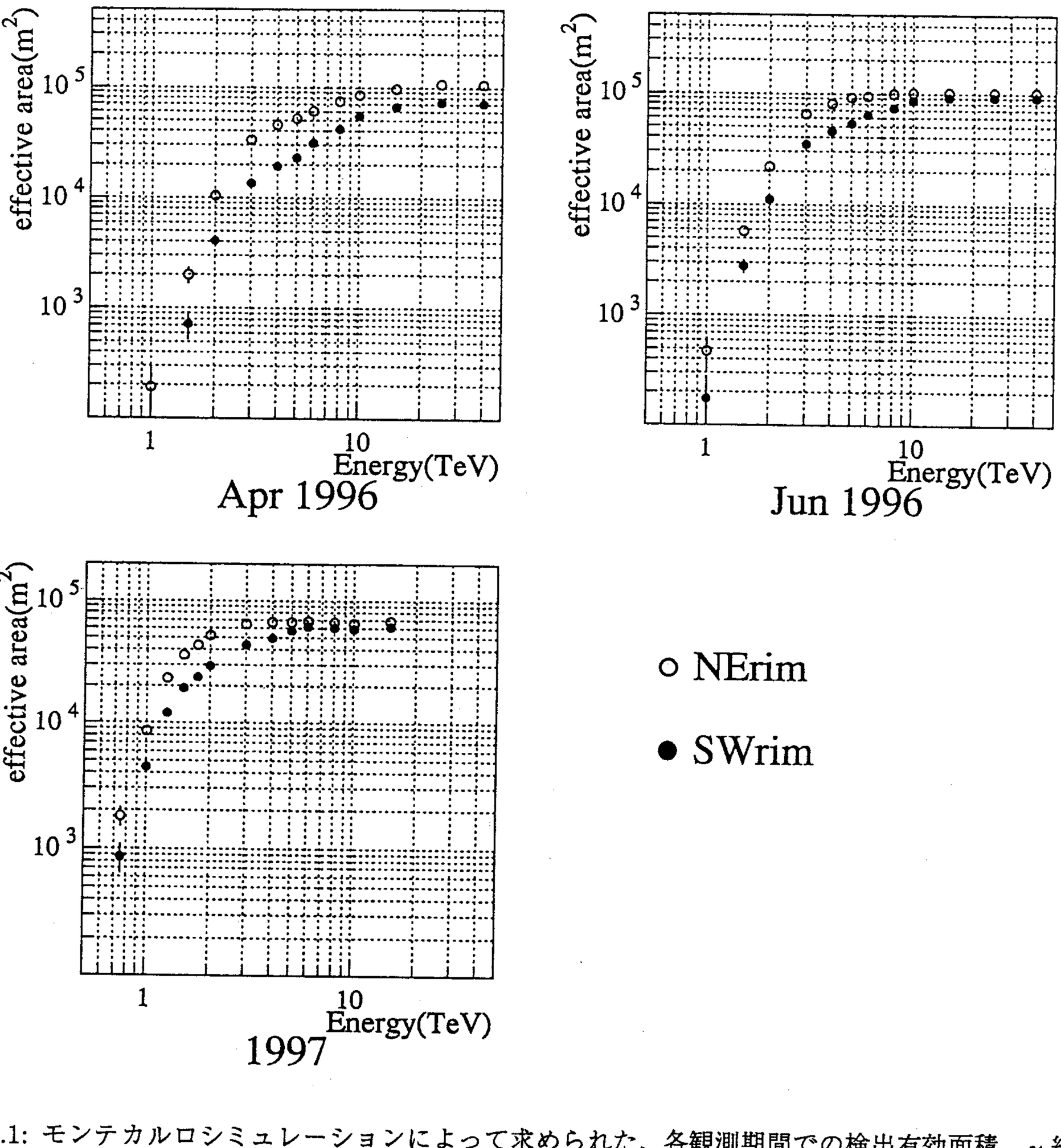


図 6.1: モンテカルロシミュレーションによって求められた、各観測期間での検出有効面積。γ 線のエネルギーの関数で表示した。白抜き点と黒点はそれぞれソースが NE リムと SW リムの場合を指す。

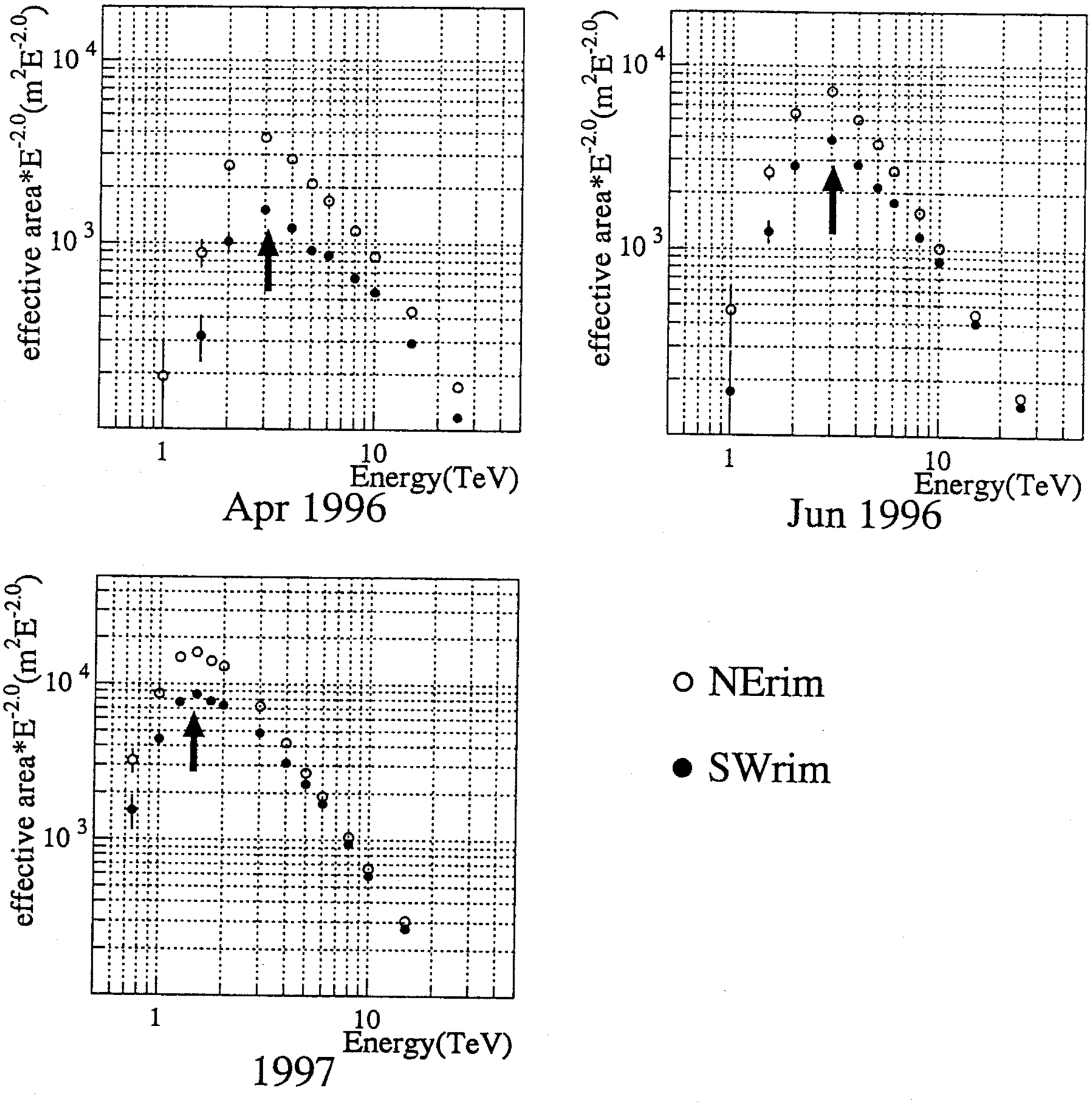


図 6.2: エネルギーしきい値の定義。γ 線ソースのエネルギースペクトルの冪を−2.0 と仮定している。しきい値は検出されるべき微分フラックスが最大になるエネルギーで定義され、NE/SW の観測に関わらず、約 3.0 TeV (1996 年)、約 1.5 TeV (1997 年) と見積もられた (図中の矢印)。

		エネルギーしきい値 (TeV)	平均検出有効面積 (m^2)
NE リム	1996 年 4 月	3.0 ± 0.90	$(6.69 \pm 0.07 \pm 1.3) \times 10^4$
	1996 年 6 月	3.0 ± 0.90	$(9.03 \pm 0.09 \pm 1.8) \times 10^4$
	1997 年	1.5 ± 0.45	$(5.87 \pm 0.07 \pm 1.2) \times 10^4$
SW リム	1996 年 4 月	3.0 ± 0.90	$(3.80 \pm 0.06 \pm 0.8) \times 10^4$
	1996 年 6 月	3.0 ± 0.90	$(6.46 \pm 0.07 \pm 1.3) \times 10^4$
	1997 年	1.5 ± 0.45	$(4.27 \pm 0.06 \pm 0.9) \times 10^4$

表 6.1: エネルギーしきい値と平均検出有効面積のまとめ。表記した誤差はエネルギーしきい値に関しては系統誤差、検出有効面積では順に統計誤差、系統誤差。

ここで系統誤差は 、仮定したエネルギースペクトルの冪、イベントトリガー条件及び鏡の反射率の不確実さを $-1.5 \sim -2.5$ 、± 0.5 *photoelectron* $\times \pm 0.5$ PMT ヒット及び ± 5 % と評価して得られたものである。

観測によって検出されたγ線イベントのイベント数を N、観測時間を Tとすると、積分フラックスは以下の式で与えられる。

$$N(> E_t) = \frac{N}{TS_{eff}} \tag{6.3}$$

観測から得られた量 N、T を表 6.2にまとめた。ただし、有意な信号が得られなかったSW リムに関しては、1σ レベルの統計誤差量を示した。

以上より、SN1006 の NE リム方向からのγ線積分フラックスは、

$$F(> 3.0 \pm 0.9\ TeV) = (2.4 \pm 0.4 \pm 0.5) \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2}\ sec^{-1} \quad (1996\text{ 年}) \tag{6.4}$$

$$F(> 1.5 \pm 0.5\ TeV) = (5.5 \pm 0.8 \pm 1.1) \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2}\ sec^{-1} \quad (1997\text{ 年}) \tag{6.5}$$

と求まった。ここでエネルギーしきい値に関しては系統誤差、フラックス値に関しては順に統計誤差、系統誤差を表記している。またSW リム方向からのγ線積分フラックス上限値 (95% 統計的信頼度) は、

$$F(> 3.0 \pm 0.9\ TeV) = 1.6 \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2}\ sec^{-1} \quad (1996\text{ 年}) \tag{6.6}$$

$$F(> 1.5 \pm 0.5\ TeV) = 3.3 \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2}\ sec^{-1} \quad (1997\text{ 年}) \tag{6.7}$$

となった。

6.2 微分フラックス

ここでは統計量の豊富な 1997 年のデータから、NE リム中心方向より検出したγ線信号の微分フラックスを導出する。積分フラックスを求めた時と同様に、ここでの評価ではイメージ解析の結果だけを利用しγ線源は点源を仮定することとする。

		γ 線イベント数 (N) ($events$)
NE リム	1996 年	187 ± 32.2
	1997 年	395 ± 55.6
SW リム	1996 年	(41.4)
	1997 年	(59.6)

	観測時間 (T) (sec)
1996 年 4 月	60480
1996 年 6 月	40680
1997 年	123084

表 6.2: γ 線イベント数と観測時間のまとめ。イベント数の誤差は 1σ レベルの統計誤差で、有意な信号が得られなかった SW リムに関しては誤差量のみを示してある。

いま、到来する γ 線のエネルギースペクトルの冪が $-\alpha$ であると仮定する。この時エネルギーが $E_1 \sim E_2$ の領域の γ 線に対する平均検出有効面積は、

$$\overline{S_{eff}} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} S_{eff}(E) E^{-\alpha} dE}{\int_{E_1}^{E_2} E^{-\alpha} dE} \tag{6.8}$$

で求まる。またこれらの γ 線の平均エネルギーは、

$$\overline{E} = \frac{\int_{E_t}^{E_2} E \cdot E^{-\alpha} dE}{\int_{E_t}^{E_2} E^{-\alpha} dE} \tag{6.9}$$

となる。検出された中で、この $E_1 \sim E_2$ の領域の γ 線イベント数を N とし、観測時間を T とすると、エネルギー $\overline{E}$ での微分フラックスは以下の式で与えられる。

$$F(\overline{E}) = \frac{N}{T\overline{S_{eff}}(E_2 - E_1)} \tag{6.10}$$

ただしここで求められた結果は、最初に仮定したエネルギースペクトルの冪 $-\alpha$ の不定性を含んでいる。そこで、得られたデータからは以下のような手順で微分フラックスを導出する。

1. 観測される光量と入射 γ 線のエネルギーの対応関係をシミュレーションから決定する。
2. 観測データをそのチェレンコフ光量 (sumADC) によって幾つかに区分する。
3. エネルギースペクトルの冪 $-\alpha$ を仮定し、各区間での γ 線イベント数から対応するエネルギーでの微分フラックスを求める。

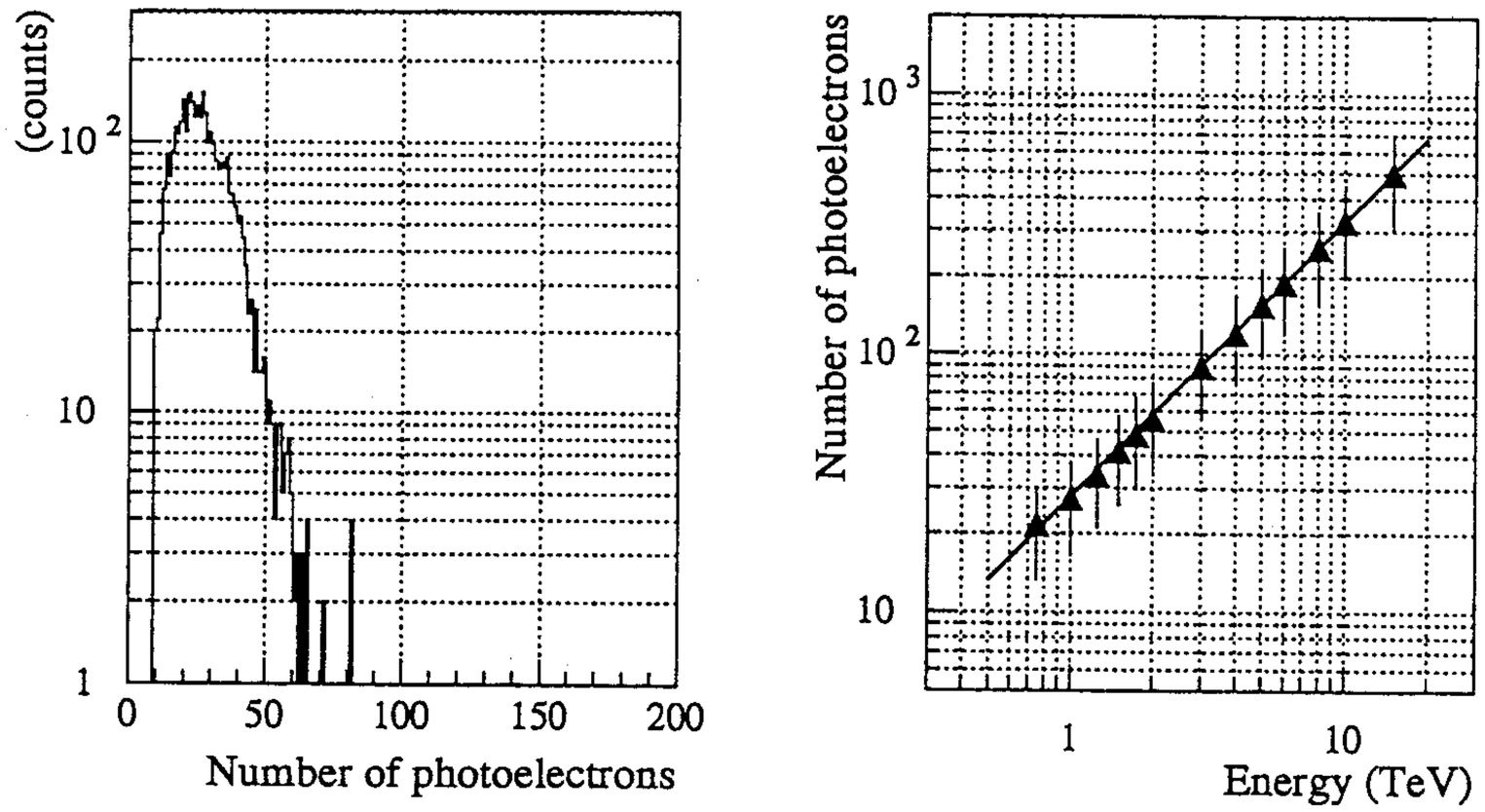


図 6.3: 1997 年の観測条件でのシミュレーションによる、γ 線エネルギーとチェレンンコフ光量との関係。左図は $1TeV$ の γ 線イベントで検出される光電子数の分布。その他のエネルギーでも同様な分布をとり、γ 線エネルギーと平均の光電子数の関係をプロットしたのが右図である (誤差は各光電子数分布の標準偏差をとっている)。光電子数はエネルギー $E_\gamma(TeV)$ の冪関数として、$27.7 \times {E_\gamma}^{1.07}$ でフィッティングされた。

4. 得られた微分フラックスの結果をエネルギーの冪関数でフィッティングする。

5. フィッティングされた冪を $-\alpha$ に代入し、3 ～ 4 を繰り返し行なう。フィッティングの結果が仮定した $-\alpha$ と誤差の範囲で一致した時点で終了する。

まず図 6.3はシュミレーションによって求めた入射 γ 線エネルギーとカメラ全体で検出される光電子数の関係を示す。フィッティングの結果、光電子数はエネルギー $E_\gamma(TeV)$ の冪関数 $27.7 \times {E_\gamma}^{1.07}$ で良く表されることが判った。1 光電子数は ADC 値にして 6 ch に相当する (付録 A) から、ADC 値の和 sumADC は γ 線エネルギーと、

$$\mathrm{sumADC} = 166 \times {E_\gamma}^{1.07} \tag{6.11}$$

という対応関係になる。

次に sumADC によって観測イベントを六つに分割した。各 sumADC 区間とそれに対応する光電子数、γ 線エネルギー及びその区間の γ 線イベント数を表 6.3にまとめた。またそれぞれの区間のデータによる Alpha 分布を図 6.4に示した。

以上のように分割したそれぞれの区間において微分フラックスを算出し、エネルギースペクトルの冪のフィッティングを行なった結果、最終的に図 6.5のような微分フラックスが得られた。ただし、冪のフィッティングはエネルギーの低い方の 5 点で行ない、エネルギーの最も高い 1 点はフィッティングされた冪の値を用いて積分フラックスを求めた後、微分フラックスに換算した。ま

sumADC	光電子数	γ 線エネルギー (TeV)	γ 線イベント数 $(events)$
200 — 340	$10^{1.50}$ — $10^{1.75}$	1.2 — 2.0	135
340 — 600	$10^{1.75}$ — $10^{2.00}$	2.0 — 3.3	130
600 — 1070	$10^{2.00}$ — $10^{2.25}$	3.3 — 5.7	85
1070 — 1900	$10^{2.25}$ — $10^{2.50}$	5.7 — 9.8	32
1900 — 3300	$10^{2.50}$ — $10^{2.75}$	9.8 — 17	16
3300 —	$10^{2.75}$ —	17 —	4

表 6.3: 光量 (sumADC) による観測データの分割。各 sumADC 区間とそれに対応する光電子数、γ 線エネルギー及びその区間の γ 線イベント数をまとめた。

エネルギー (TeV)	微分フラックス $(photons\ TeV^{-1}\ cm^{-2}\ sec^{-1})$
$1.5\ (+0.5-0.3)$	$(3.92 \pm 1.2 \pm 0.5) \times 10^{-12}$
$2.5\ (+0.8-0.5)$	$(1.39 \pm 0.42 \pm 0.2) \times 10^{-12}$
$4.3\ (+1.4-1.0)$	$(4.29 \pm 1.6 \pm 0.6) \times 10^{-13}$
$7.4\ (+2.4-1.7)$	$(9.41 \pm 6.3 \pm 1.2) \times 10^{-14}$
$13\ (+4-3)$	$(2.68 \pm 1.9 \pm 0.4) \times 10^{-14}$
$16\ (+5-5)$	$(1.59 \pm 2.2 \pm 0.3) \times 10^{-14}$

表 6.4: 1997 年の観測での SN1006/NE リム方向からの γ 線微分フラックス。各データ点の値をまとめた。表記した誤差はエネルギーに関しては系統誤差、フラックスでは順に統計誤差、系統誤差。

た系統誤差はエネルギーについては分割した各区間の幅とし、フラックスに関してはイベントトリガー条件及び鏡の反射率に関して積分フラックス導出時と同様の不確実性を見込んで評価した。データ 5 点でのフィッティングの結果、1997 年の観測での SN1006/NE リム方向からの γ 線微分フラックスは、

$$F(E) = (1.1 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-11} \left(\frac{E}{1\ TeV} \right)^{-2.3 \pm 0.3 \pm 0.1} \ photons\ TeV^{-1}\ cm^{-2}\ sec^{-1} \quad (6.12)$$

と求まった (誤差は順に統計誤差、系統誤差)。尚、各データ点でのエネルギー及びフラックスの値は表 6.4 に示した。

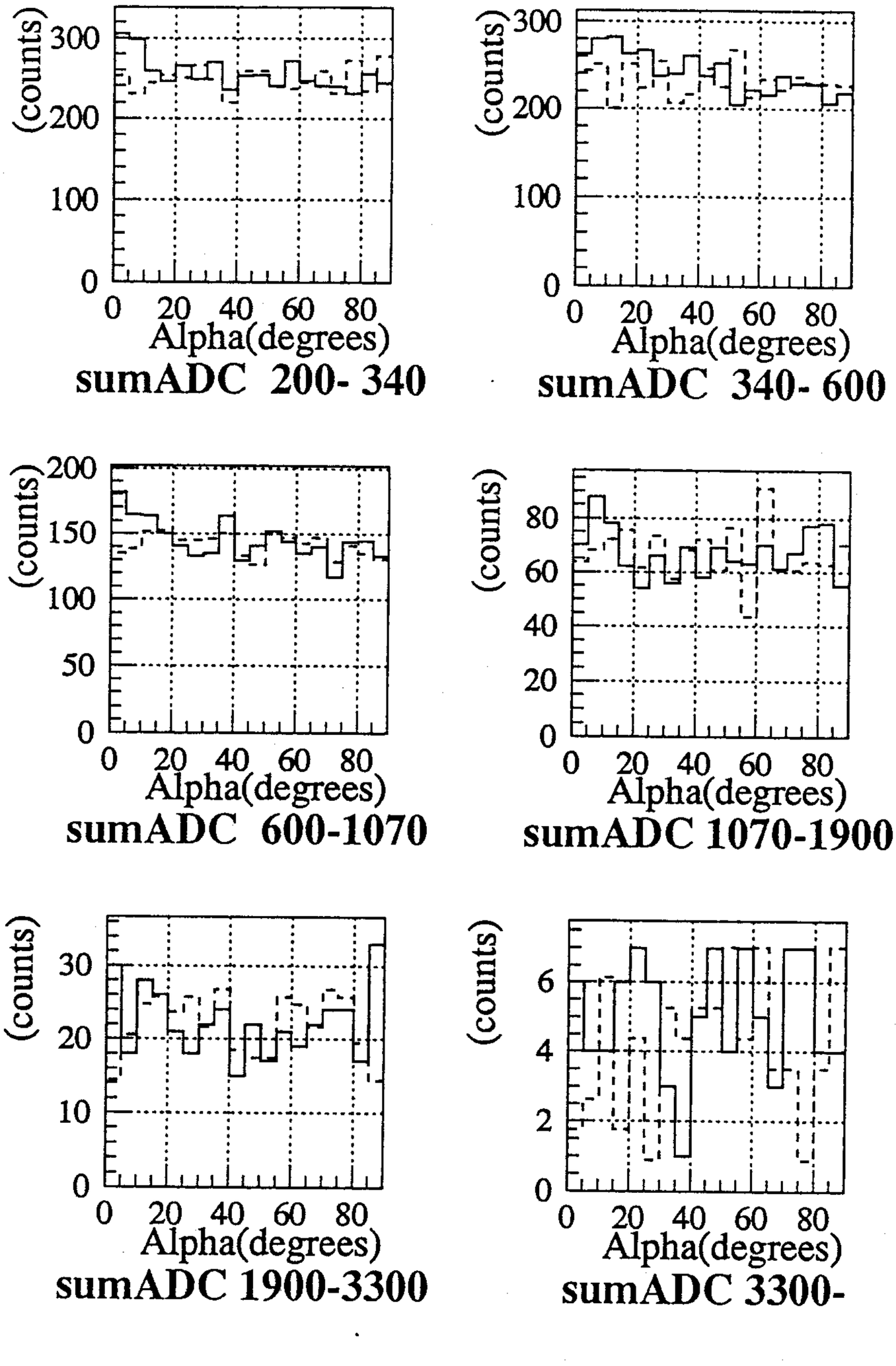


図 6.4: 光量 (sumADC) で分割したときの Alpha 分布。実線は ON ソース、破線は露出時間で規格化した OFF ソースのデータ。

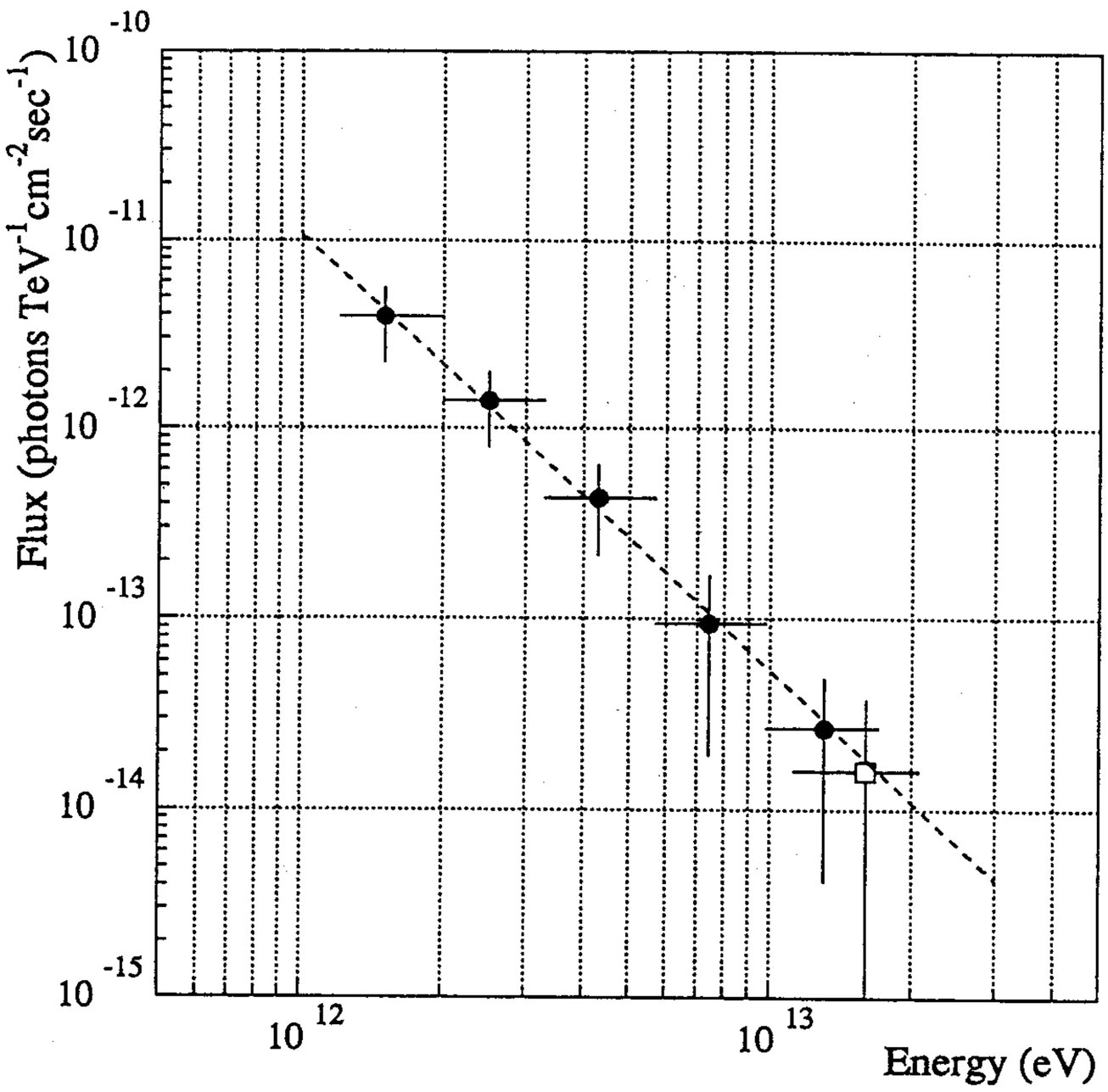


図 6.5: 1997 年の観測での SN1006/NE リム方向からの γ 線微分フラックス。黒丸で示された 5 点が微分フラックスのデータ。冪関数によって、$F(E) = (1.1 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-11} \left(\frac{E}{1\ TeV} \right)^{-2.3 \pm 0.3 \pm 0.1}$ とフィッティングされた。最も高エネルギーの 1 点 (白抜き角) はこの冪を用いて積分フラックスから換算した値。表示した誤差はエネルギーに関しては系統誤差 (括弧内の値)、フラックスに関しては統計誤差と系統誤差の和である。

第7章

結論及び考察

CANGAROOグループでは、3.8 m 望遠鏡によるシェル型超新星残骸SN1006 (Ia型) 方向の観測を1996年、1997年の二年間の計110時間に渡って行なった。その結果、超新星残骸からの $TeV\,\gamma$ 線放射を世界で初めて検出した[43]。

$TeV\,\gamma$ 線信号は、天空上でSN1006の北東 (NE) リムに一致する方向から5.8 σ (1996年)、7.1 σ (1997年) レベルの統計的有意性で検出された。この方向はASCAによるX線観測[?]よって検出された非熱的X線が最も強かった領域と一致するものである。得られた信号から $TeV\,\gamma$ 線の積分フラックスは、

$$F(> 3.0 \pm 0.9\ TeV) = (2.4 \pm 0.4 \pm 0.5) \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2} sec^{-1} \quad (1996\text{年}) \qquad (7.1)$$

$$F(> 1.5 \pm 0.5\ TeV) = (5.5 \pm 0.8 \pm 1.0) \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2} sec^{-1} \quad (1997\text{年}) \qquad (7.2)$$

と求められた。また1997年の観測結果から、微分フラックスが

$$F(E) = (1.1 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-11} \left(\frac{E}{1\ TeV}\right)^{-2.3 \pm 0.3 \pm 0.1}\ photons\ TeV^{-1} cm^{-2} sec^{-1} \qquad (7.3)$$

と求められた。

一方ASCAで同様に非熱的X線が観測された南東 (SW) リムの方向からは、有意な $TeV\,\gamma$ 線信号を検出することはできなかった。ASCAの観測によれば、硬X線 ($\geq 2\ keV$) の積分フラックスにおいてNEリム領域の占める割合は全体の $\sim 60\%$ に及んでおり[26]、またAlpha分布を用いた我々の解析方法では、NE/SWリムのように0°.5まで近接した二つの放射領域を分解するのは困難であることから、弱い放射がNEリムの強い放射によって隠されてしまっていると推測される。SWリムに対しては積分フラックスの上限値 (95%統計的信頼度) を計算し、

$$F(> 3.0 \pm 0.9\ TeV) < 1.6 \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2} sec^{-1} \quad (1996\text{年}) \qquad (7.4)$$

$$F(> 1.5 \pm 0.5\ TeV) < 3.3 \times 10^{-12}\ photons\ cm^{-2} sec^{-1} \quad (1997\text{年}) \qquad (7.5)$$

と得られた。

有意な信号が得られたNEリムの方向に関して、チェレンコフ光の到来タイミングによる解析を行なった。新たに設定したタイミング相関パラメータ ρ は一次粒子がソース方向から到来している傾向を定量的に表すと期待されたが、検出された信号の ρ 分布には明白にこの傾向が現れた。

さらに一次粒子の到来方向をタイミング情報から再構成することを試みた。その結果、検出された信号の到来方向はソースの付近に集中して分布した。タイミング解析によるこの二つの結果から、イメージ解析で得られた信号がγ線によるものであることは確実なものとなった。また再構成されたシャワー到来方向の情報を用いることで、信号/ノイズ比の改善が可能であることを確認した。これによりタイミング解析は、イメージ解析での検出限界に近い弱い信号に対してその真偽の判断に有効であると期待される。

イメージ解析とタイミング解析を複合し、ソース方向の再構成を行なった。その結果、NEリムと一致した領域からγ線信号が到来しており、視野内の他の位置には有意な信号は見られなかった。また1997年での結果では信号ソースが点源から有意に広がったいることが統計的に確認されたが、広がりの様相が硬X線で得られているリムの構造とは一致しておらず、$TeV\,\gamma$線ソースが広がっているという確証には至らなかった。

ASCAによる非熱的X線の観測から、検出された$TeV\,\gamma$線は、SN1006のリム部分で衝撃波により加速された相対論的な電子が$2.7°K$の宇宙背景放射の光子と逆コンプトン散乱することにより生成されたと考えるのが最も妥当である。この仮定により理論的に幾つか計算されている$TeV\,\gamma$線のフラックスは、超新星残骸の放射領域での磁場の強さを$\sim 10\ \mu G$としたとき観測結果と良く一致する。一つのモデルとしては、SN1006の電波及びX線領域でのシンクロトロン放射の観測スペクトルから電子のエネルギー分布を冪関数と指数関数の遮断で再現し、磁場の関数として$TeV\,\gamma$線のフラックスを計算した例がある[52]。このモデル計算の結果と観測されたγ線積分フラックス(1996年:$\geq 3\ TeV$、1997年:$\geq 1.5\ TeV$)を比較したのが図7.1である。両年の観測結果から共に磁場強度が$B \sim 7\ \mu G$であることが示された。これは従来から理論的に予想されていた値$B = 6 - 10\ \mu G$と良く一致した値である。更に同様のモデルと、1997年の観測データから得られたγ線微分フラックスを比較したものが図7.2である。その結果、微分フラックスの冪指数に関してこのモデルと観測データには非常に良い一致があり、観測された$TeV\,\gamma$線がやはり逆コンプトン散乱起源であることが強く示唆された。またこの比較から磁場については$B = 7 \pm 2\ \mu G$と評価した。これは超新星残骸での磁場の強さを初めて直接的に決定したものである。

以上まとめると、我々は超新星残骸SN1006において、非熱的な高エネルギー電子が逆コンプトン散乱過程によって生成する$TeV\,\gamma$線を検出した。これはASCAによるX線観測の結果[18]を支持するものであり、シェル型超新星残骸での衝撃波による高エネルギー電子加速の確実な証拠である。また、得られた$TeV\,\gamma$線フラックスからSN1006での磁場の値を直接的に導いた。

加速される非熱的電子の最高エネルギーは、シンクロトロン放射の遮断と磁場の強さから評価できる。現在までの観測ではSN1006のシンクロトロン遮断エネルギーを正確に決定できてはいないが、X線のシンクロトロンスペクトルでは$\geq 10\ keV$まで遮断が無いことが確認されている[4][25]。この結果と今回得られた磁場の強さ$B = 7\ \mu G$から、電子は$\geq 200\ TeV$まで加速されていることが結論された。

衝撃波での加速理論であるフェルミの一次加速過程では、2.1.2項で述べたように、相対論的な

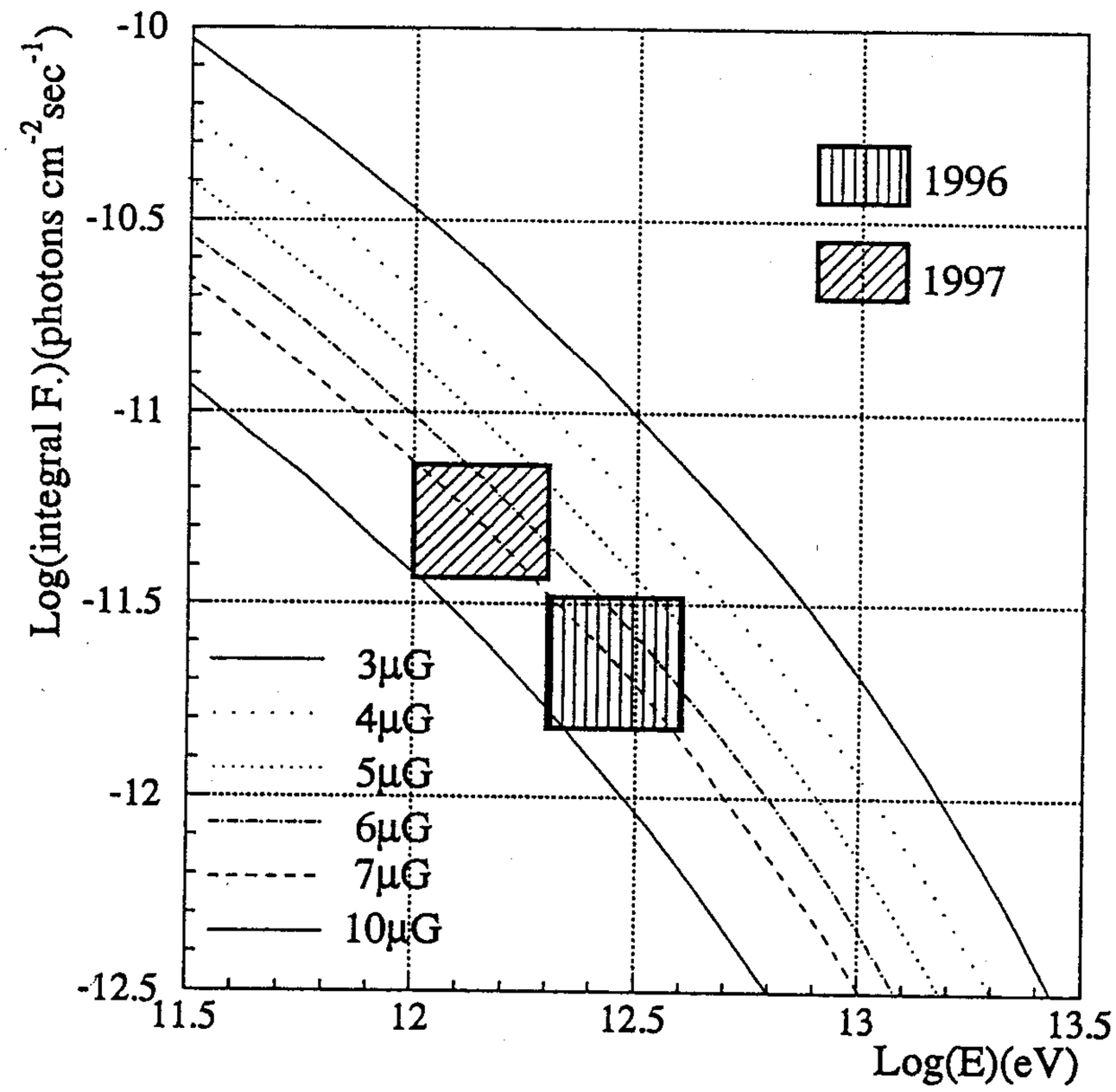


図 7.1: 逆コンプトン散乱過程から期待される SN1006 の $TeV\,\gamma$ 線積分スペクトル (幾つかの磁場強度を仮定している) [52] と、観測された $TeV\,\gamma$ 線積分スペクトルの比較。1996 年、1997 年の観測データの、統計及び系統誤差の和の範囲を長方形でプロットした。

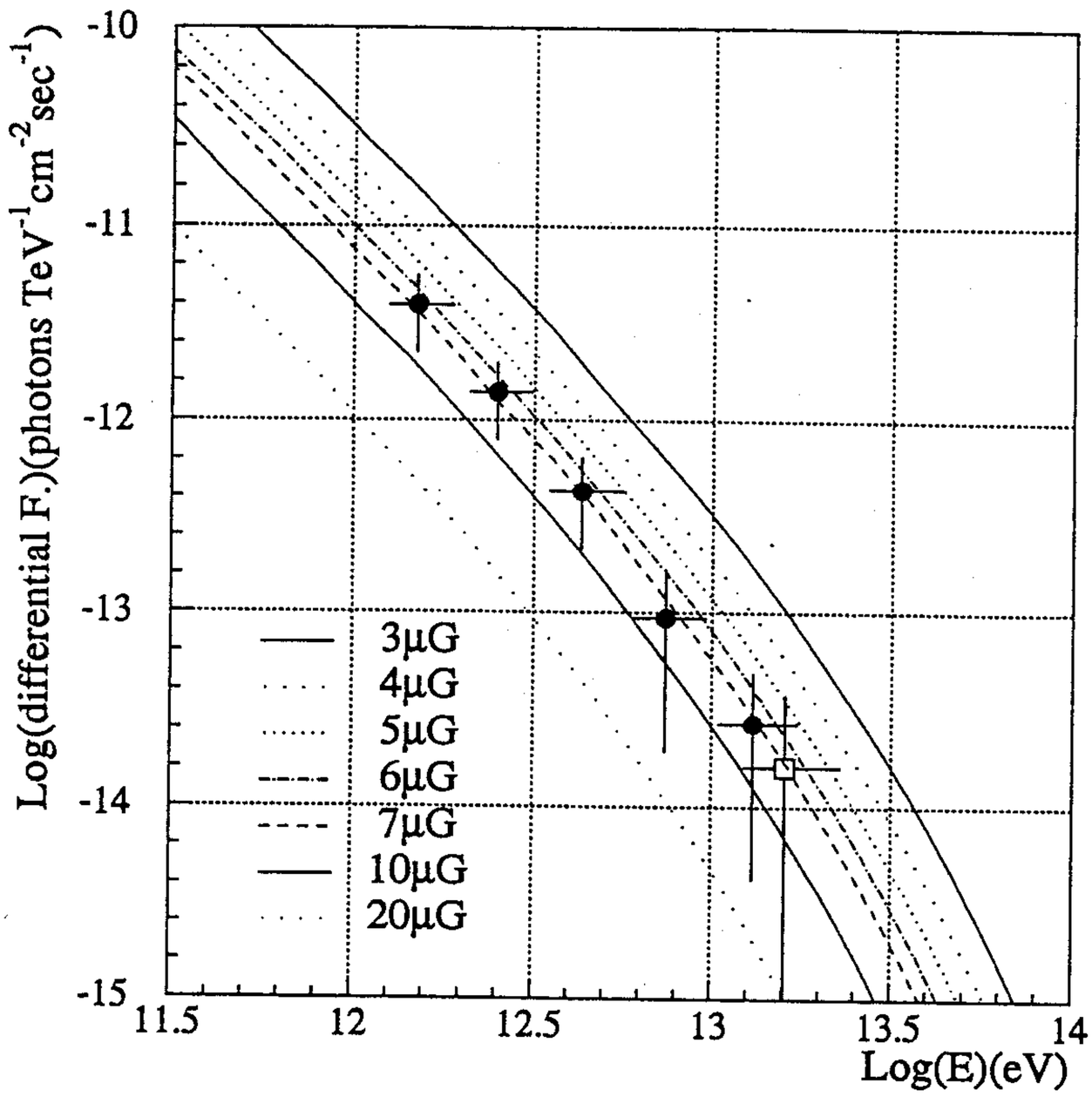


図 7.2: 図 7.1のモデル計算値と、1997 年の観測から得られた $TeV\,\gamma$ 線微分スペクトルとの比較。黒丸で示された 5 点が微分フラックスのデータで、最も高エネルギーの 1 点 (白抜き角) は積分フラックスから換算した値。誤差は統計誤差と系統誤差の和である。この図から磁場強度は $B = 7 \pm 2\ \mu G$ と評価される。

電子と陽子に電荷の符号以外の区別がない為、電子だけでなく陽子も同様なエネルギーにまで加速されているはずである。従って今回の $TeV\,\gamma$ 線の検出は、超新星残骸における $\geq 200\ TeV$ までの宇宙線 (陽子) 加速を示唆するものである。$200\ TeV = 2 \times 10^{14}\ eV$ というエネルギーは、宇宙線のスペクトルにおける knee 領域 ($\sim 10^{15}\ eV$) にほぼ近い値であり、我々の結果は銀河内宇宙線の超新星起源を直接的に支持するものである。

我々の観測と時期を同じくし、Whippleグループのイメージングチェレンコフ光望遠鏡によって北半球に属する六つの超新星残骸での $TeV\,\gamma$ 線探索が行なわれたが、結果は全て否定的なものであった[7]。しかしながらこれらの超新星残骸は、SN1006 のように X 線観測のデータから 100 TeV に達するような電子加速が示唆されている天体ではない。最近になり、非熱的な硬 X 線放射をしている超新星残骸が幾つか発見されており[19][14][3]、ここでは数 10 TeV 以上のエネルギーの電子の存在が予想されている。現在、より詳細な衝撃波加速の機構と宇宙線起源の解明の為に、さらなる超新星残骸からの $TeV\,\gamma$ 線の検出が重要な課題となっている。

謝辞

本研究を御指導頂きました谷森達助教授に深く感謝いたします。また、常に解析その他のことで御指導頂きました東京大学宇宙線研究所木舟正教授に深く感謝いたします。オーストラリアでの観測でお世話になりました名古屋大学松原豊助教授、並びに東京大学宇宙線研究所の河内明子博士に深く感謝いたします。SN1006 の観測を実際に行って頂いた名古屋大学のさこ隆志氏、茨城大学の村石浩氏、並びに本研究室の鈴木理絵子氏に深く感謝いたします。そして今回の解析を円滑に行なうことができたのも常に適切なアドバイスをして頂いた東京大学宇宙線研究所の吉越貴紀博士、理化学研究所の薄田竜太郎博士、並びに本研究室の櫻澤幸司氏によるものであり、ここに深く感謝いたします。その他様々な助言・御協力を頂ました CANGAROO Collaboration の皆様に深く感謝いたします。

研究室の中で全般的なことに関して御指導頂いた渡邊靖志教授、金行健治博士にお礼申し上げます。またお世話になりました渡邊・谷森研究室の方々 — D3 の大嶋康伸氏、越智敦彦氏、早戸良成氏、D1 の市沢俊介氏、数井賢治氏、西勇二氏、守谷昌代氏、M2 の青木俊介氏、金谷有歩氏、M1 の太田琢氏、原敏氏、二神貴弘氏、B4 の大西呂尚氏、谷川俊一郎氏、戸谷大介氏、行方敦氏 — にお礼申し上げます。

付録 A

モンテカルロシミュレーション

シミュレーションの概要

本論文で使用しているモンテカルロシミュレーションについて簡単に紹介・説明する。シミュレーションプログラムは入射粒子からの拡大空気シャワーの発生、シャワーからのチェレンコフ光の発生、地上の望遠鏡でのトリガー判別及びシャワー像の生成から構成されている。

空気シャワーを発生させる部分にはGEANTを用いている。このプログラムは、高エネルギー粒子の挙動及び検出器の設定をシミュレートする為に開発され加速器実験の分野で標準的に使用されている。GEANTでは連続的な密度変化は扱えないので、大気は高度 $0-50\ km$ を g/cm^2 単位で160等分割し、各層を密度一定の直方体として扱う。また磁場については地球磁場を双極子磁場と仮定し、東経137°、南緯32°の偏角、伏角、水平分力を求めて、大気中では一様な磁場としている。

GEANTでは粒子が相互作用してから次の相互作用をするまでを一区間とし、各区間の終わりで粒子の情報を取り出している。この部分で二次粒子のエネルギーが十分であれば、区間の長さの中で一様な密度でチェレンコフ光を発生させる。チェレンコフ光子の数量は (3.3) 式から波長 $350-550\ nm$ でのPMTの量子効率を一定 (20 %) として計算し、その放射角は (3.1) 式から計算する。チェレンコフ光が地上にたどり着くまでの大気の吸収としてはRayliegh散乱のみを考慮にしている。

望遠鏡は口径 $3.8\ m$、焦点距離 $3.8\ m$ の回転放物面鏡で鏡の反射率は1996年が45 %、1997年が85 %(外周鏡) 45 %(中央鏡) と設定した。集光されたチェレンコフ光は4.2に述べたように実際の観測と同様のトリガーの判断 ($\geq 3\ photoelectrons$ のPMTが5本) がなされ、トリガーされた全てのイベントに対して像が形成される。この際チェレンコフ光と同時に、予想される夜光の量を望遠鏡に対して無作為に入射させている。そうして得られた各像は、観測データの解析に使用しているものと同様のプログラムによってイメージパラメータ及びタイミングパラメータが計算される。

バックグラウンド粒子としては陽子のみを考えている。γ 線は仮定する点源の方向 (基本的には望遠鏡の光軸方向だが、SN1006の場合は実際の観測に合わせて0.3°(0.6°) 傾けた方向) から入射させ、陽子の場合は光軸に対して2.5° の範囲 (視野の約2倍の領域) で等方的に入射させた。

空気シャワーはシミュレーションに膨大な時間がかかる為、一つの入射粒子に対して一つだけ

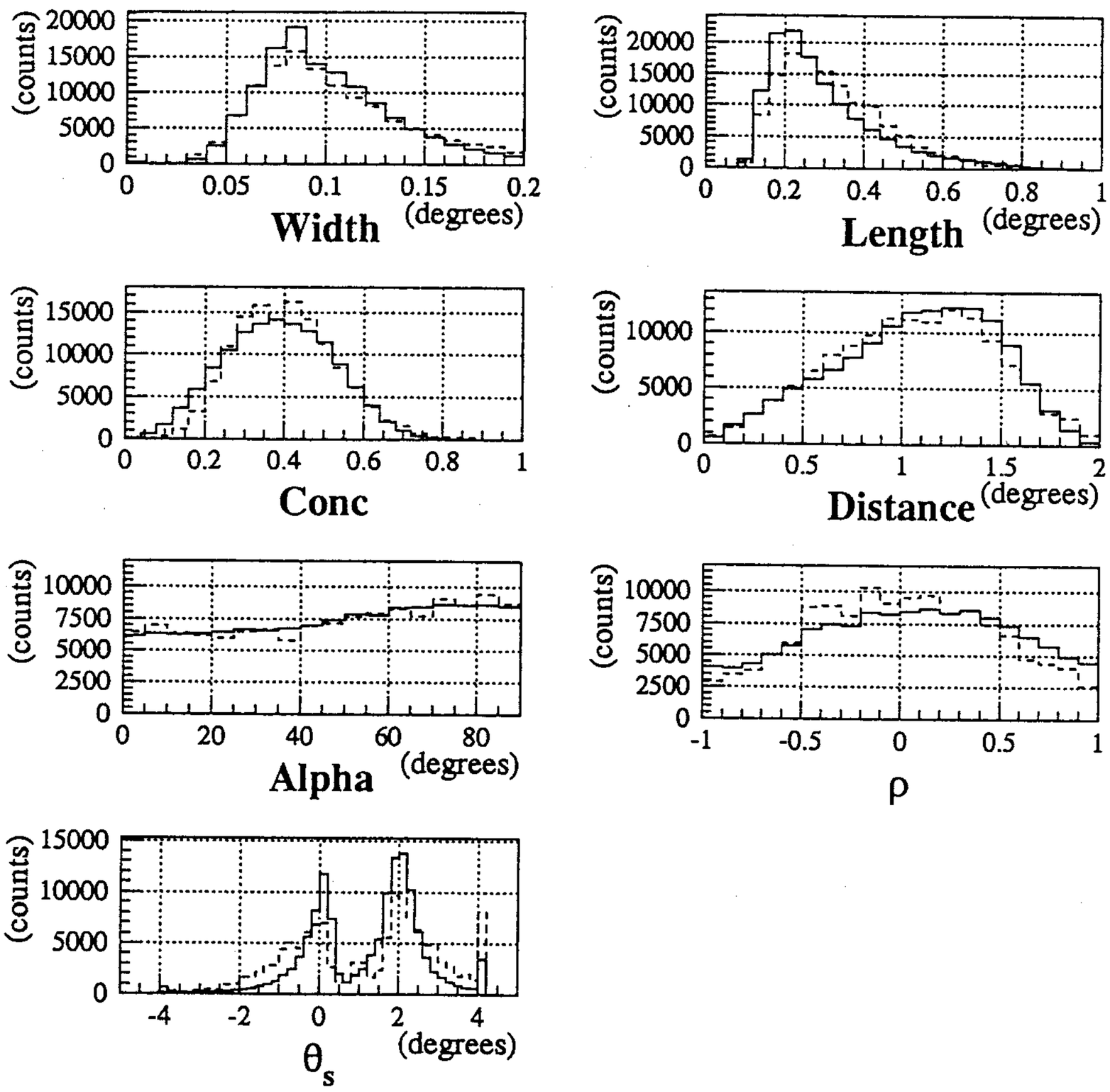


図 A.1: 1997 年の OFF ソースの観測データ (実線) と陽子シミュレーション (破線) でのイメージパラメータ及びタイミングパラメータの分布の比較陽子は $4-40\ TeV$ のエネルギーで指数− 2.7 の冪関数に従うような微分フラックスを設定している。ヒストグラムは全イベント数で規格化してある。

の望遠鏡を置いていたのでは大変効率が悪い。そこでシャワーの数を増やす代わりに一つの入射粒子に対してシャワー軸から半径 250m の範囲に 25 台の鏡を無作為に配置した。250m の半径は γ 線の検出半径 $\sim$ 150 m に比較して十分大きく、また複数の望遠鏡を置くことによる各々の個性は無視できるとことが判っている。

陽子入射のシミュレーションと OFF ソースの観測データ (1997 年) での、イメージパラメータ及びタイミングパラメータの分布を図 A.1で比較してある。パラメータによっては分布に多少の差異が見られるが、全体的には観測データはシミュレーションによって良く再現されている。

ADC 値の較正

γ 線フラックスの推定の為、チェレンコフ光子数と観測データの ADC 値の対応を評価しておく必要がある。今回その較正として、光量と良い相関のあるヒット PMT 数 (Nhit) 値を陽子シミュレーションと OFF ソース観測のデータで比較した。同じ Nhit 値のイベントに対して、観測データの ADC 値和 (sumADC) の平均値とシミュレーションデータの光量和 (sumNP) の平均値を求め、その比を示したのが図 A.2である。その結果光量と ADC 値の対応は

$$1\ photoelectron = 6\ \mathrm{ADC}ch \tag{A.1}$$

と評価された。

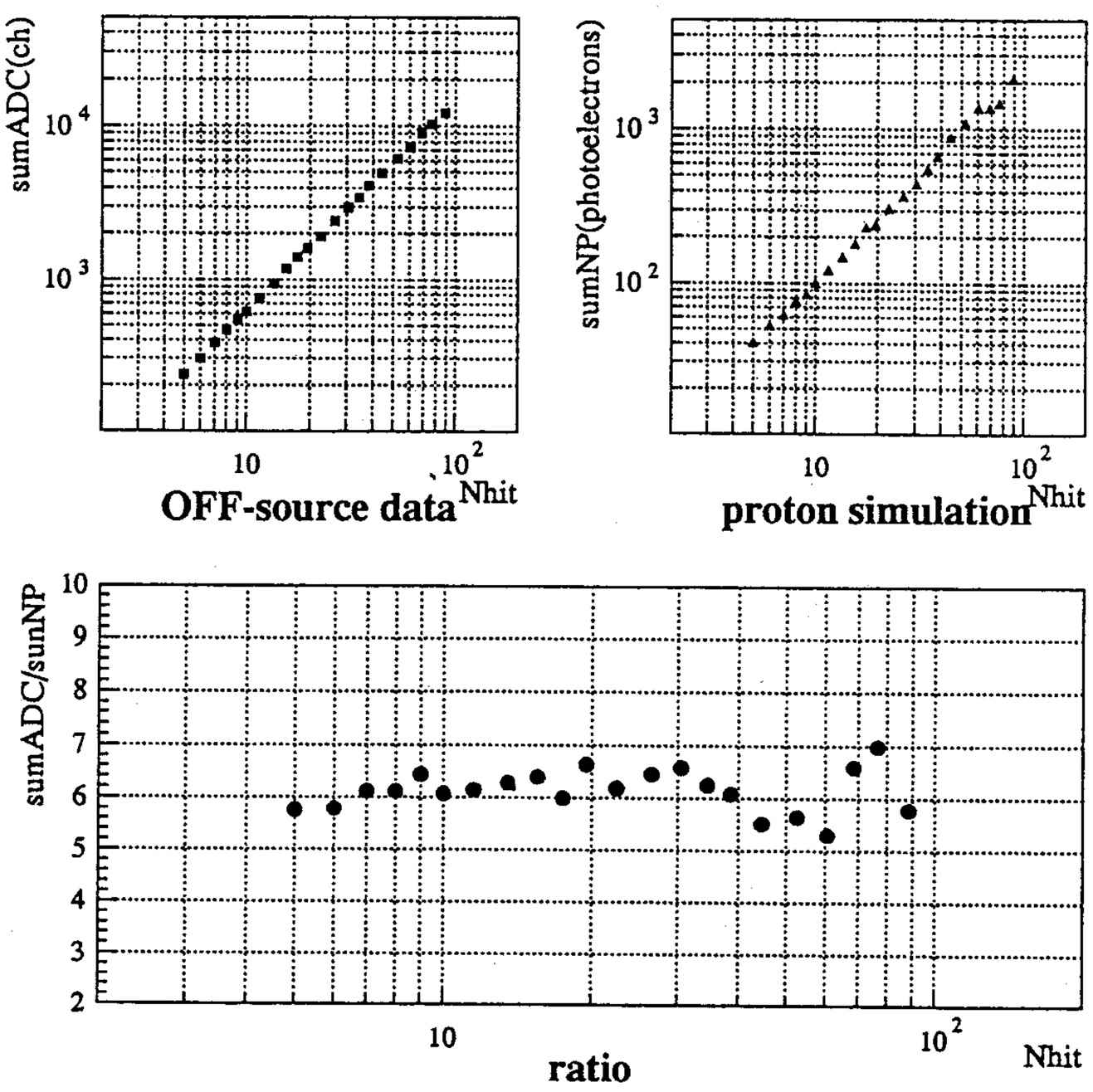


図 A.2: 上左：Nhit 値に対する、1997 年の OFF ソース観測データの ADC 値和 (sumADC) の平均値のプロット。上右：同じく Nhit 値に対する、陽子シミュレーションデータの光量和 (sumNP) の平均値のプロット。下：両者の比 (snmADC/sumNP) を Nhit に対してプロットした図。Nhit と光量の間には良い相関が見られ、sumADC/sumNP は Nhit に依存せず一定で ～6 である。

付録 B

イメージパラメータの定義

今解析で用いているイメージパラメータの定義はWhippleグループが用いているものと同様である[31]。焦点面上で i 番目のPMTの位置を角度単位の座標 (x_i, y_i) で表し、その信号を s_i とする。最初に以下のような設定をする。

$$\langle x \rangle = \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i} \quad , \quad \langle y \rangle = \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i} \tag{B.1}$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum s_i {x_i}^2}{\sum s_i} \quad , \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i}{\sum s_i} \quad , \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum s_i {y_i}^2}{\sum s_i} \tag{B.2}$$

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad , \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad , \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \tag{B.3}$$

ここで $d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}$、$z = \{d^2 + 4{\sigma_{xy}}^2\}^{1/2}$ とした時 Width、Length は

$$\text{Width} = \left(\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2} \right)^{1/2} \quad , \quad \text{Length} = \left(\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2} \right)^{1/2} \tag{B.4}$$

と定義される。視野内のソースの位置を $(x_s \ , \ y_s)$ と仮定し、ベクトル $\vec{D} = (x_D \ , \ y_D)$ を

$$\vec{D} = (x_s - \langle x \rangle \ , \ y_s - \langle y \rangle) \tag{B.5}$$

とおく時 Distance は

$$\text{Distance} = ({x_D}^2 + {y_D}^2)^{1/2} \tag{B.6}$$

と定義される。像の長軸方向の単位ベクトル $\vec{u} = (x_u \ , \ y_u)$ は

$$\vec{u} = \left(\left(\frac{z-d}{2z} \right)^{1/2} , \ sign(\sigma_{xy}) \left(\frac{z+d}{2z} \right)^{1/2} \right) \tag{B.7}$$

であるので Alpha は

$$\text{Alpha} = \cos^{-1} \left(\frac{x_u x_D + y_u y_D}{\text{Distance}} \right) \tag{B.8}$$

と定義される。Conc は最も大きな二つのPMT信号を S_1、S_2 とした時

$$\text{Conc} = \frac{S_1 + S_2}{\sum s_i} \tag{B.9}$$

と定義される。

参考文献

[1] Akerlof,C.W. et al. *ApJL.* **377**, L97, (1991).

[2] Allen,C.W. *Astrophysical Quantities.* Athlone Press, 3rd edition, (1973).

[3] Allen,G.E. et al. *ApJL*, **487**, L97, (1997).

[4] Becker,R.H.,et al. *ApJL*, **240**, 713, (1980).

[5] Bell,A.R. *MNRAS*, **182**, 147, (1978).

[6] Blandford,R.D.,Eichler.D. *Phys. Rep.*, **154**, 1, (1987).

[7] Buckley,J.H.,et al. *A&A*, **329**, 639, (1998).

[8] Fermi,E. *Phys. Rev.*, **75**, 1169, (1949).

[9] Hamilton,A.J.S.,et al. *ApJ*, **300**, 713, (1986).

[10] Hara,T.,et al. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, **332**, 300, (1995).

[11] Jelly,J.V. *Čerenkov Radiation and its Applications.* Pagamon Press, (1958).

[12] Jokipii,J.R. *ApJ*, **313**, 842, (1987).

[13] Jones,L.R.,Pye,L.P. *MNRAS*, **238**, 567, (1989).

[14] Keohane,J.W.,et al. *ApJ*, **484**, 350, (1997).

[15] kifune,T. and Tanimori,T. *Proc. of "Toward a Major Atomosphetic Čerenkov Detector II"*, (1993).

[16] Kifune,T.,et al. *ApJL*, **438**, L91, (1995).

[17] Koyama,K.,et al. *PASJ*, **39**, 437, (1987).

[18] Koyama,K.,et al. *Nature*, **378**, 255, (1995).

[19] Koyama,K.,et al. *PASJ*, **49**, L7, (1997).

[20] Lagage,P.O.,Cesarsky,C.J. *A&A*, **125**, 249, (1983).

[21] Long,K.S.,Blair,W.Pl. *ApJ*, **333**, 749, (1988).

[22] Mastichiadis,A. *A&A*, **305**, L53, (1996).

[23] Mastichiadis,A.,de Jager,O.C. *A&A*, **311**, L5, (1996).

[24] Minkoski,R. *AJ*, **71**, 371, (1966).

[25] Ozaki,M.,et al. *PASJ*, **46**, 367, (1994).

[26] Ozaki,M. Ph.D. thsis, University of Kyoto, (1998).

[27] Pohl,M. *A&A*, **307**, 57, (1996).

[28] Punch,M.,et al. *Nature*, **358**, 477, (1992).

[29] Quinn,J.,et al. *ApJL*, **456**, L83, (1996).

[30] RCA Corporation. *RCA Photomultiplier Handbook*, (1980).

[31] Reynolds,P.T.,et al. *ApJ*, **404**, 206, (1993).

[32] Reynolds,S.P.,Ellison,D.C. *ApJL*, **399**, L75, (1992).

[33] Reynolds,S.P.,Gilmore,D.M. *AJ*, **92**, 1138, (1986).

[34] Reynolds,S.P.,Gilmore,D.M. *AJ*, **106**, 272, (1993).

[35] Reynolds,S.P.,Ellison,D.C. *Proc. 22th Int. Cosmic Ray Conf. (Dublin)*,**2**, 404, (1991).

[36] Reynolds,S.P. *ApJL*, **459**, L13, (1996).

[37] Roger,R.S.,et al. *ApJ*, **332**, 940, (1988).

[38] Smith,R.C. *ApJ*, **375**, 652, (1991).

[39] Susukita,R. Ph.D. thsis, University of Kyoto, (1997).

[40] Thompson,D.J.,et al. *ApJS*, **101**, 259, (1995).

[41] Tanimori,T.,et al. ICRR-Report, 256-91-25, (1992).

[42] Tanimori,T.,et al. *ApJL*, **429**, L61, (1994).

[43] Tanimori,T.,et al. *ApJL*, **492**, L33, (1998).

[44] Tanimori,T.,et al. *ApJL*, in press

[45] Tumer,O.T. et al. *Proc. of 19th Internat. Cosmic Ray Conf.(Adelaide)*, **2**, 155, (1990).

[46] Vacanti,G.,et al. *ApJ*, **377**, 467, (1991).

[47] Vartanian.M.H..et al. *ApJL*, **288**, L5, (1985).

[48] Walker.G. *Astronomical Observations*. Cambridge University Press, (1987).

[49] Weeks.T.C.,et al. *ApJ*, **342**, 379, (1989).

[50] Willingale.R.,et al. *MNRAS*, **278**, 749, (1996).

[51] Yanagita.S.,Nomoto.K.,Hayakawa.S. *Proc. of 21st Internat. Cosimic Ray Conf.*.**4**, 44, (1990).

[52] Yoshida,T.,Yanagita,S. *Proc. of 2nd INTEGRAL Workshop 'Transparent Universe'*,**ESA SP-382**, 85, (1997).

[53] Yoshikoshi,T. Ph.D. thsis, Tokyo Institute of Technolory, (1996).

[54] Yoshikoshi,T.,et al. *ApJL*, **487**, L65, (1998).

[55] 井上一. 日本物理学会誌, **48(11)**, 898, (1993).

[56] 木舟正, 谷森達. 日本物理学会誌, **50(10)**, 777, (1995).

[57] 西村純. パリティ, **7(5)**, 20, (1992).

[58] 小田稔ほか（編）. 宇宙線物理学. 朝倉書店, (1983).

[59] Knoll,G.F. 放射線計測ハンドブック. 日刊工業新聞社, 第 2 版, (1991).

[60] 三浦功他. 放射線計測学. 裳華房, (1960).

[61] 吉越貴紀. 東京工業大学修士論文, (1993).

[62] 塚越努. 東京工業大学修士論文, (1994).

[63] 大崎孝史. 東京工業大学修士論文, (1996).

[64] 速水祥和. 東京工業大学修士論文, (1997).

[65] 古西孝成. 神戸大学修士論文, (1997).