3.8 m 解像型チェレンコフ望遠鏡による TeV γ 線観測と望遠鏡の特性

1993 年 2 月 16 日

指導教官　垣本 史雄
　　荻尾 彰一

学籍番号　91M01337
氏　　名　吉越 貴紀

Abstract

A 3.8 m imaging Čerenkov telescope of CANGAROO (Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a Gamma-Ray Observatory in the Outback) was started to operate in Woomera, South Australia in February 1992. The aim of the CANGAROO project is to observe TeV gamma-rays from point sources on the Southern Hemisphere. The telescope having 3.8 m diameter and high resolution imaging camera detects atmospheric Čerenkov light caused by air showers of gamma-rays and cosmic ray nuclei with imaging technique. If a gamma-ray source is identified, it is important to know the energy spectrum of the gamma-rays to understand a particle acceleration mechanism of the source. Then, the aim of this study is to estimate some properties of our experimental apparatus.

We observed some candidates for TeV gamma-ray sources and improved the experimental apparatus from July to September 1992. After the improvements, the field of view of the imaging camera increased by about 17 % and the noise level of the electronics circuits was decreased successfully. The experimental apparatus was calibrated using observed data and simulated data: (a) standard intensity of night sky backgound light was compared with single count rates, which are frequencies in which outputs of each photomultiplier tube are more than a discrimination level (hit threshold level) in CCMs (Čerenkov Circuit Module), then it was estimated that the discrimination level is about 3 photoelectrons, (b) positions of the photomultiplier tubes in which single count rates increased due to bright stars was compared with expected positions of the bright stars, then it was concluded that the center of the imaging camera agrees well with the center of the field of view. (c) ADC values was compared with the hit threshold level, then it was estimated that about 20 ADC counts is equivalent to one photoelectron, (d) a distribution of sum ADC on observed images was compared with that of number of photoelectrons on simulated images, then it was concluded that threshold energy for gamma-ray showers in our experimental apparatus is expected to be about 0.5 TeV. The data on a supernova remnant, W28, was analized preliminarily. A possible TeV gamma-ray signal was found in the analysis, though it is not significant statistically.

目次

1 序章 6
1.1 TeV γ 線天文学の概況 6
1.2 本論文の目的と概要 7

2 TeV γ 線天文学 8
2.1 TeV γ 線点源の候補天体 8
2.1.1 パルサー 8
2.1.2 超新星残骸 10
2.1.3 連星 10
2.1.4 活動銀河核 12
2.2 TeV γ 線の観測方法 13
2.2.1 空気シャワー現象 14
2.2.2 空気 Čerenkov 光 14
2.2.3 Imaging 法 15

3 CANGAROO 実験 18
3.1 CANGAROO の概要 18
3.2 CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の概要 18
3.3 電子回路とトリガーシステム 20

4 1992 年 7 ～ 9 月の観測と改良作業 27
4.1 観測が行われた天体と観測記録 27
4.2 改良作業 30
4.2.1 Imaging カメラの視野拡大作業 30
4.2.2 ノイズ除去作業 31

5 夜光及び星光による装置の性能評価 32
5.1 夜光を利用した hit threshold level の calibration 32
5.1.1 夜光の分類と光量 32
5.1.2 hit threshold level の評価方法とその結果 34
5.2 星光を利用した Imaging カメラの中心位置の calibration 38
5.2.1 コマ収差による像の広がりの影響 40
5.2.2 Imaging カメラの中心位置 calibration の方法とその結果 42
5.3 ADC value の calibration 46

5.3.1 観測された ADC value 分布 46
5.3.2 ADC calibration の方法 46
5.3.3 ADC value と photoelectron 数との対応関係 49
5.4 γ 線 threshold energy の評価 51
5.4.1 空気 Čerenkov 光のモンテカルロシミュレーション 51
5.4.2 総 photoelectron 数に関するシミュレーションと観測結果の比較 52

6 Image 解析 55
6.1 ノイズの除去 55
6.1.1 望遠鏡駆動用モータのノイズ 55
6.1.2 夜光と星光の影響 57
6.2 Image パラメータ 58
6.2.1 シミュレーションによる最適パラメータの決定 58
6.2.2 解析に使用する Image パラメータ 61
6.2.3 シミュレーションと観測データのパラメータ分布の比較 61
6.3 解析方法と結果 64
6.3.1 解析の方針 64
6.3.2 解析結果 64

7 結論と今後の展望 68

8 謝辞 70

表目次

4.1 1992 年 7 月 ～ 9 月 の観測のまとめ (1)。 28
4.2 1992 年 7 月 ～ 9 月 の観測のまとめ (2)。 29
4.3 1992 年 7 月 ～ 9 月 の観測標的についてのまとめ。 29

5.1 夜光の文献値のまとめ。 34
5.2 シミュレーションで生成されたシャワーに関するまとめ。 52

図目次

2.1 パルサーの モデルの概略図。 9
2.2 連星のモデルの概略図。 12
2.3 活動銀河核のモデルの概略図。 13
2.4 焦点面における Čerenkov 光の像。 16
2.5 Whipple Observatory の Imaging カメラの概略図。 16
2.6 Whipple の Image パラメータ。 17

3.1 CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の概略図。 19
3.2 CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の Imaging カメラの概略図。 21
3.3 光電子増倍管 (R2248) の分光感度曲線。 22
3.4 Imaging カメラの high voltage box の概略図。 23
3.5 3.8 m 望遠鏡の周囲の様子。 23
3.6 CCM のブロック図。 24
3.7 トリガーロジックの概念図。 25

4.1 Imaging カメラの視野拡大作業前後の PMT の配列。 30

5.1 典型的な夜光のスペクトル。 33
5.2 夜光による single count rate ($msec^{-1}$) の期待値。 36
5.3 観測データから得られた各 PMT の single count rate の平均値。 37
5.4 星光の影響が現れた PMT の single count rate。 39
5.5 コマ収差により星の像が広がる様子。 40
5.6 星光の像に対する PMT の集光率の contour map。 41
5.7 視野の中心と星の位置とを結ぶ線上における PMT の集光率。 43
5.8 Image 全体の single count rate の総和の時間変化。 44
5.9 PSR 1706-44 の周囲の 8 等級より明るい恒星。 45
5.10 PMT の中心と星の像の中心との差の分布。 47
5.11 RUN 139 の ADC value 分布。 48
5.12 hit threshold 分布 (RUN 139)。 50
5.13 総 photoelectron 数に関するシミュレーション結果。 53

6.1 望遠鏡駆動用モータのノイズ event の一例。 56
6.2 望遠鏡駆動用モータのノイズ除去前後の Image の重心分布。 57
6.3 1 TeV γ 線 simulated Image の Whipple パラメータ分布。 59
6.4 3 TeV proton simulated Image の Whipple パラメータ分布。 60

6.5 解析に使用したパラメータのシミュレーションによる分布。 62
6.6 シミュレーション結果 (3 TeV proton) と観測データ (off-source) のパラメータ分布。 63
6.7 W28 と off-source の selection に残った event に関する Alpha 分布。 65
6.8 視野中の γ 線点源の位置を求める方法の概念図。 66
6.9 Whipple Observatory の Crab Nebula の観測データから得られた Image 軸の交点の分布。 66
6.10 W28 に関する Image 軸の交点の分布。 67

Chapter 1

序章

1.1 TeV γ 線天文学の概況

宇宙には活動の活発な天体が多数存在し、それらは宇宙空間に様々な粒子を放出している。中でもγ線や宇宙線等の高エネルギー粒子は宇宙における最もエネルギーの高い現象と直接関係しており、その物理を理解する上で興味深い観測対象である。宇宙線の多くは陽子や原子核等の荷電粒子であり、これらは宇宙空間に存在する磁場によってその方向を乱されてしまうため、発生源の情報を失ってしまう。従って観測において主役となるのは中性粒子、特にγ線である場合が多い。

γ線の観測方法はそのエネルギーによって様々である。10 GeV 以下のγ線は衛星による直接観測が可能で、1970 年代に相次いで打ち上げられたγ線観測衛星 SAS-2 (NASA)、COS-B (ESA) によって詳しく調べられた。特に COS-B の観測においては 25 個のγ線点源が発見され (2CG catalogue)、それらの多くは銀河面付近に集中していることが判明した [32]。25 個のγ線点源のうちの多くは現在でも他領域 (可視光、電波、X線等) で観測された天体と同定されておらず、その発生源は謎に包まれている。現在、次世代のγ線観測衛星として、GRO (Gamma Ray Observatory) の衛星が観測を開始し、既に幾つかのγ線点源の観測を報告している [3, 33]。今後の動向が注目されるところである。

γ線の flux はそのエネルギーの増大とともに急激に減少するため、より高エネルギーのγ線を検出するには大面積の検出器と長時間の観測が必要となる。これら両面において、衛星によるγ線観測のエネルギー限界は数十 GeV 程度であり、これ以上では地上での観測が行なわれている。地球大気中に入射したγ線は大気原子核と相互作用し、空気シャワーを生成する。これを地上で観測することにより広い有効検出面積を実現できる反面、background となる宇宙線原子核 (核子を含む) による空気シャワーとの分別が必要となる。このような理由から、γ線天源候補に関する地上観測では、統計的に有意な結果はごくわずかしか得られていない。

γ線シャワーを宇宙線シャワーと分別する方法の一つに、空気シャワー中の Čerenkov 光成分を測定する方法がある。これは両シャワーの大気中における発達の様相の相違から、地上に達する Čerenkov 光の image に違いが現れることを利用するものである (Imaging 法)。この方法を用いた Smithsonian 研究所 の Whipple Observatory (Arizona, U.S.A.) における観測では、Crab Nebula から 20 σ level の TeV γ線 signal の検出が報告されている [34]。また最近、同じ Whipple Observatory における観測で、銀河系外天体である BL Lac object、Mrk 421 からの excess (6 σ) が報告された [27]。このような観測から、TeV γ線点源の存在が確かなものとなりつつある。

TeV γ 線の発生機構については様々なモデルが提案されている。いずれも他の波長領域 (可視光、電波、X 線等) の観測事実から推測される天体の構造を基に、到達し得る γ 線の最高エネルギーや加速効率を予測している。一例として、パルサー加速の outer gap model に対し制約を与える観測結果の報告があるが [23]、このような TeV γ 線の観測結果はまだ不足しており、モデルの予言は可能性の域を出ていない。観測技術の進歩が待ち望まれている。

南天における TeV γ 線源の調査を目的として、オーストラリアと日本の共同研究、CANGAROO (Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma-Ray Observatory in the Outback) の 3.8 m 解像型 (imaging) Čerenkov 望遠鏡が 1992 年 2 月 よりオーストラリアの Woomera において稼働している。上記の Whipple Observatory の望遠鏡と比較すると、我々の望遠鏡はより高分解能を有し、高精度の観測データが得られる。我々の当面の目標は TeV γ 線点源の存在を確固たるものにすることであり、観測技術の開発と共に、まず TeV γ 線の検出が可能であることを証明することが急務である。それには TeV γ 線点源を少なくとも一つ見つければ良いのだが、Čerenkov 光の観測時間は非常に限られる上、期待される γ 線の flux は非常に少ないので、統計的に有意な結果を得るには長時間の観測が必要である。前述の GRO の動向にも気を配りながら、有効な観測が可能な天体を精選することが必要であろう。

1.2 本論文の目的と概要

TeV γ 線点源が同定でき、その加速機構を解明するためには、エネルギースペクトルを精度良く決定する必要がある。そこで本論文の目的は、background である宇宙線原子核の空気シャワーからの Čerenkov 光を観測し、その結果とシミュレーション計算との比較を行い、観測装置の特性を決定することにある。

Chapter 2 では、TeV γ 線点源の候補となり得る天体について、その概要を説明する。また、TeV γ 線観測の方法について基礎的な事項の説明をする。

Chapter 3 では、CANGAROO 計画の現状と観測装置 (CANGAROO 3.8 m 望遠鏡及び電子回路) について、その概要を説明する。

Chapter 4 では、1992 年 7 ~ 9 月に行なわれた観測について報告する。また、観測の合間に行われた改良作業について報告する。

Chapter 5 では、上記の観測で得られたデータとモンテカルロシミュレーションの結果をもとに得られた望遠鏡の特性について述べる

Chapter 6 では、上記の観測データを用いて行った γ 線点源候補天体に関する解析の方法、結果について述べる。

Chapter 2

TeV γ 線天文学

2.1 TeV γ 線点源の候補天体

光子を電磁場で直接高エネルギーに加速することは不可能である。従って高エネルギー γ 線は、加速された荷電粒子から以下のような放射過程で二次的に放射されるものと考えられる。

1. π^0 崩壊

   高エネルギー陽子、原子核が物質と衝突すると、核反応により多数のπ 中間子が生成される。また、高エネルギー陽子、原子核と光子との相互作用からも π 中間子が作られる。このうち π^0 は直ちに (寿命 $\sim 10^{-16}$ sec) $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ のように崩壊する。

2. 逆コンプトン効果

   高エネルギー電子と周囲の光子との散乱により光子がエネルギーを獲得する。光子密度の高い領域において有効である。

3. シンクロトロン放射

   高エネルギー荷電粒子が磁場中で加速を受けると、荷電粒子の周囲の電磁場が振り落され、γ 線として放射される。強磁場中で有効である。

4. 制動放射

   高エネルギー荷電粒子が物質原子核のクーロン場により加速を受け、γ 線が放射される。物質層またはプラズマの存在が必要である。

上のような過程で TeV γ 線を生成するには、少なくとも数 TeV 以上の高エネルギー荷電粒子が必要であり [28]、そのような加速が可能な天体が存在しなければならない。本節では、TeV γ 線源であると考えられている天体のうち、点源と称される、望遠鏡の分解能と比して点状に観測される天体について、期待される構造と粒子の加速機構モデルを説明する。ただし以下に挙げる加速モデルのうち単独であらゆる観測事実を説明し得るものはなく [20]、いずれも可能性の域を超えるものではないということを強調しておきたい。

2.1.1 パルサー

主に電波や可視光で規則的なパルス放射をしている天体をパルサーという。パルス放射が天体の回転に起因するなら、その非常に短い周期 (1.5 msec $\sim$ 4 sec) からパルサーの正体は中性子星

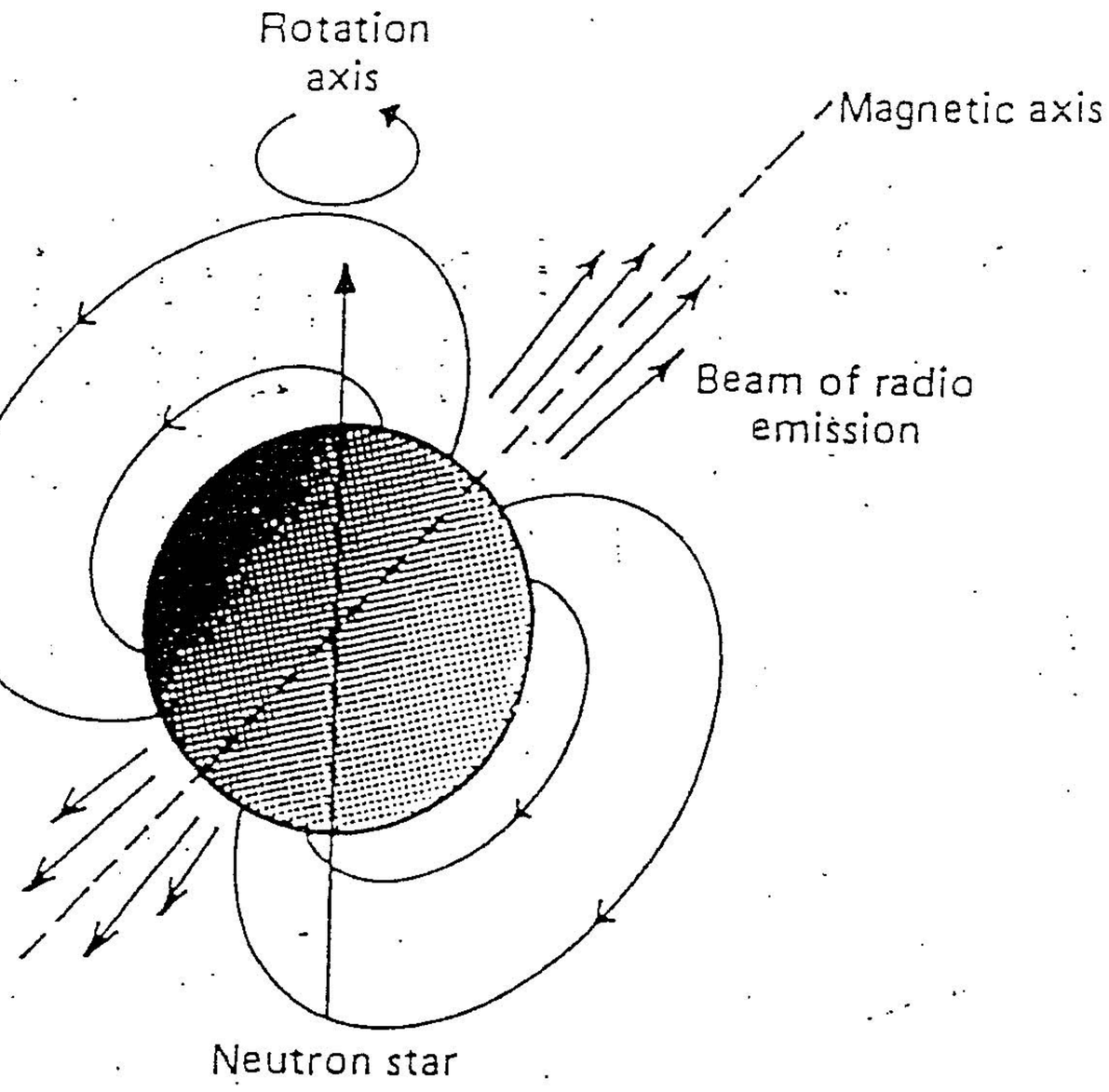


Figure 2.1: パルサーのモデルの概略図 [14]。

であると考えられる [20]。多くのパルサーの周期は小さいながら増加傾向にあり、これは回転エネルギーが宇宙空間に放出されていることを示唆している (周期が $\sim$ 1 msec のパルサーについて $\sim 10^{38}\mathrm{erg\,sec^{-1}}$ [37])。また電波領域において非常に明るいことから、パルサーの周囲には強磁場の存在が必要で、それは双極磁場 (パルサーの表面で $\sim 10^{12}$G) であると考えられている [20]。以上の仮説を基にしたパルサーの概略図を Figure 2.1 に示す。

回転する磁気双極子 (中性子星) からは電磁波が放射される。回転角速度を $\vec{\Omega}$、磁気モーメントを $\vec{\mu}$ とし、これらのなす角を θ とすれば、放射率は、

$$\mathrm{L_d} = \frac{2}{3}\sin^2\theta\frac{\mu^2\Omega^4}{\mathrm{c}^3} \sim 4\times10^{43}(\frac{\mathrm{B}}{10^{12}\mathrm{G}})^2(\frac{\mathrm{P}}{1\mathrm{msec}})^{-4}\mathrm{erg\,sec^{-1}} \qquad (2.1)$$

となる [22]。ただし B は中性子星の表面磁場、P はその周期を表す。磁場の回転から生じる電場により、中性子星の周囲にはプラズマが誘起されていると考えられ、上記の電磁波は相対論的プラズマ流 (パルサー風) を外部へ放出することが可能である [26]。到達し得る粒子の最大エネルギーは、粒子の質量、電荷をそれぞれ A、Z、中性子星の半径を R として、

$$\mathrm{E_{max}} = 3.6\times10^{13}\mathrm{A}^{1/3}\mathrm{Z}^{2/3}(\frac{\mathrm{B}}{10^{12}\mathrm{G}})^{2/3}(\frac{\Omega}{10^2\mathrm{rad\,sec^{-1}}})^{4/3}(\frac{\mathrm{R}}{10^6\mathrm{cm}})^2\mathrm{eV} \qquad (2.2)$$

となる [29]。中性子星は超新星爆発後にその残留物として生成されると考えられており、また、伴星を伴って連星系を形成している場合もある。周囲に超新星残骸や伴星が存在すると、パルサー風によりショックが作られ、これにより粒子が加速される可能性がある (後述)。また、磁場の回転により中性子星の周囲には電場が誘起されるので、この電場による加速モデルも提案されている [5, 30]。

2.1.2 超新星残骸

超新星爆発の際に形成されるショックによって、荷電粒子の加速が可能であると考えられている。荷電粒子は宇宙空間の磁場の乱れによって散乱され加速や減速を受けるが、この散乱は荷電粒子と磁気雲との弾性散乱であるとみなすことができる。速さ v、エネルギー E の粒子が速さ V の磁気雲と正面衝突するとき、粒子の獲得するエネルギーは、

$$\Delta E = 2\gamma_V^2 E \frac{V}{c}\left(\frac{V}{c} + \frac{v}{c}\right) \tag{2.3}$$

である [18]。ただし γ_V は、

$$\gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2} \tag{2.4}$$

である。同様に追突では、

$$\Delta E = -2\gamma_V^2 E \frac{V}{c}\left(\frac{v}{c} - \frac{V}{c}\right) \tag{2.5}$$

であり、この場合はエネルギーを失うことになる。簡単のため一次元の場合を考えると、磁気雲がランダムに動いている領域で、正面衝突及び追突の確率は、

$$\mathrm{P(head\text{-}on)} = \frac{1}{2}\left(\frac{v+V}{v}\right) \tag{2.6}$$

$$\mathrm{P(following)} = \frac{1}{2}\left(\frac{v-V}{v}\right) \tag{2.7}$$

であり、正面衝突の確率がやや大きい。結果として粒子が衝突当たりに獲得する平均的なエネルギーは、

$$\Delta E = \frac{1}{2}\left(\frac{v+V}{v}\right)2\gamma_V^2 E \frac{V}{c}\left(\frac{V}{c} + \frac{v}{c}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{v-V}{v}\right)2\gamma_V^2 E \frac{V}{c}\left(\frac{v}{c} - \frac{V}{c}\right) \tag{2.8}$$

$$= 4\gamma_V^2 E \left(\frac{V}{c}\right)^2 \tag{2.9}$$

であり、粒子は徐々に加速されていく。このような加速機構を Fermi の統計加速という。上記の加速機構は、その効率が V/c の二次に比例することから、特に二次の Fermi 加速と呼ばれている。

このような加速領域にショックが形成されている場合、その上流と下流では平均的な磁気雲の速度が異なるため、ショックの前面をはさんで散乱を繰り返し両者を行き来する荷電粒子は、主に (2.3) により効率良くエネルギーの獲得を繰り返す。(2.3) は近似的に $\Delta E/E \sim 2V/c\,(V \ll v \sim c)$ で、これが V/c の一次であることから、このような加速機構は一次の Fermi 加速と呼ばれている。上記の二次の Fermi 加速と比べると、$V \ll c$ であることから、こちらがはるかに効率的な加速であることがわかる。

超新星爆発の残留物として中性子星が生成されるであろうということは前に述べたが、中性子星からのパルサー風は超新星残骸の存在する所でショックを作ると考えられている [7]。この場合も上記と同様のメカニズムで荷電粒子の加速が可能であると考えられる。

2.1.3 連星

ここで対象とする連星は、一方が中性子星やブラックホール等の compact な天体から成るものである。このような連星はその重心を中心に公転運動をしており、周期的な変化が観測されている。以下では、compact な天体は中性子星であるものと仮定する。

連星による粒子加速の形態は、降着円盤による加速モデルと中性子星の回転に起因する加速モデルの 2 つのタイプに分けられる。両者を区別する場合に重要なパラメータは Alfvén radius と light cylinder radius である。降着の圧力と双極磁場の圧力が等しくなる半径を Alfvén radius と呼び、M を中性子星の質量、$\dot{M}$ を質量降着率とすると、

$$r_A = \mu^{4/7}(2\dot{M})^{-2/7}(2GM)^{-1/7} \sim 1.5 \times 10^8 (\frac{B}{10^{12}G})^{4/7}(\frac{\dot{M}}{10^{18}g\,sec^{-1}})^{-2/7} cm \qquad (2.10)$$

である [7, 22]。これは降着円盤の内半径に相当する。また、パルサー周囲のプラズマがパルサーと共に回転する場合、その速度が光速に等しくなる距離が存在し、その距離、

$$r_{LC} = c/\Omega \sim 5 \times 10^6 (\frac{P}{1msec})\,cm \qquad (2.11)$$

を light cylinder radius と呼ぶ。この半径の外側の領域の物質はパルサーと共に回転することが許されない。light cylinder の外側の領域では、パルサー風の圧力が降着の圧力より大きくなるため、降着円盤が安定に存在できない [7]。従って、回転による加速が優位となるのは、

$$P < 31msec\,(\frac{B}{10^{12}G})^{4/7}(\frac{\dot{M}}{10^{18}g\,sec^{-1}})^{-2/7} \qquad (2.12)$$

の場合であり [7]、周期の短いパルサーがこれに該当する。

(2.12) に従って、中性子星の周期が十分に短い場合は周囲に降着円盤は形成されない。この場合、中性子星からはパルサー風が放出されるものと考えられる。伴星から“伴星風”が放出されている場合、これがパルサー風と衝突する所にショックが形成され、粒子加速が行われるというモデルがある [7]。“伴星風”がない場合は、パルサー風が伴星大気または伴星磁場と相互作用をしてγ線が放出される可能性がある。

逆に中性子星の周期が長い場合は、伴星の物質が中性子星に落ち込んで、降着円盤が形成される (Figure 2.2)。この場合、周囲の物質が円盤に沿って落ち込む際にその重力エネルギーが解放され、X 線等が放射される。そのエネルギー放射率は Eddington luminosity により上限が与えられる。これは、降着による放射圧が降着電子に与える力 f_p が、プラズマに対する重力 f_g を超えられないという制約から得られる。すなわち半径 r のところで、

$$f_p = \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c} \qquad (2.13)$$

$$f_g = \frac{GM}{r^2}(m_p + m_e) \sim \frac{GMm_p}{r^2} \qquad (2.14)$$

であり、$f_p \leq f_g$ より、

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \sim 1.3 \times 10^{38}(\frac{M}{M_\odot})\,erg\,sec^{-1} \qquad (2.15)$$

となる [15]。ここで M は中性子星の質量、$m_p(m_e)$ は陽子 (電子) の質量、σ_T は Thomson 散乱断面積である。磁気双極子放射の放射率と比べるとかなり小さいが、(2.15) は降着円盤が軸対称の場合に成立する関係であり、伴星の存在等によりそれが成り立たない場合にはこの上限を超える可能性もある。降着円盤による粒子加速のモデルには、例えば、中性子星と降着円盤の回転角速度が異なる場合に誘起されると考えられる電場での加速 [19] や、周囲のプラズマ乱流による加速 [12] 等が提案されている。

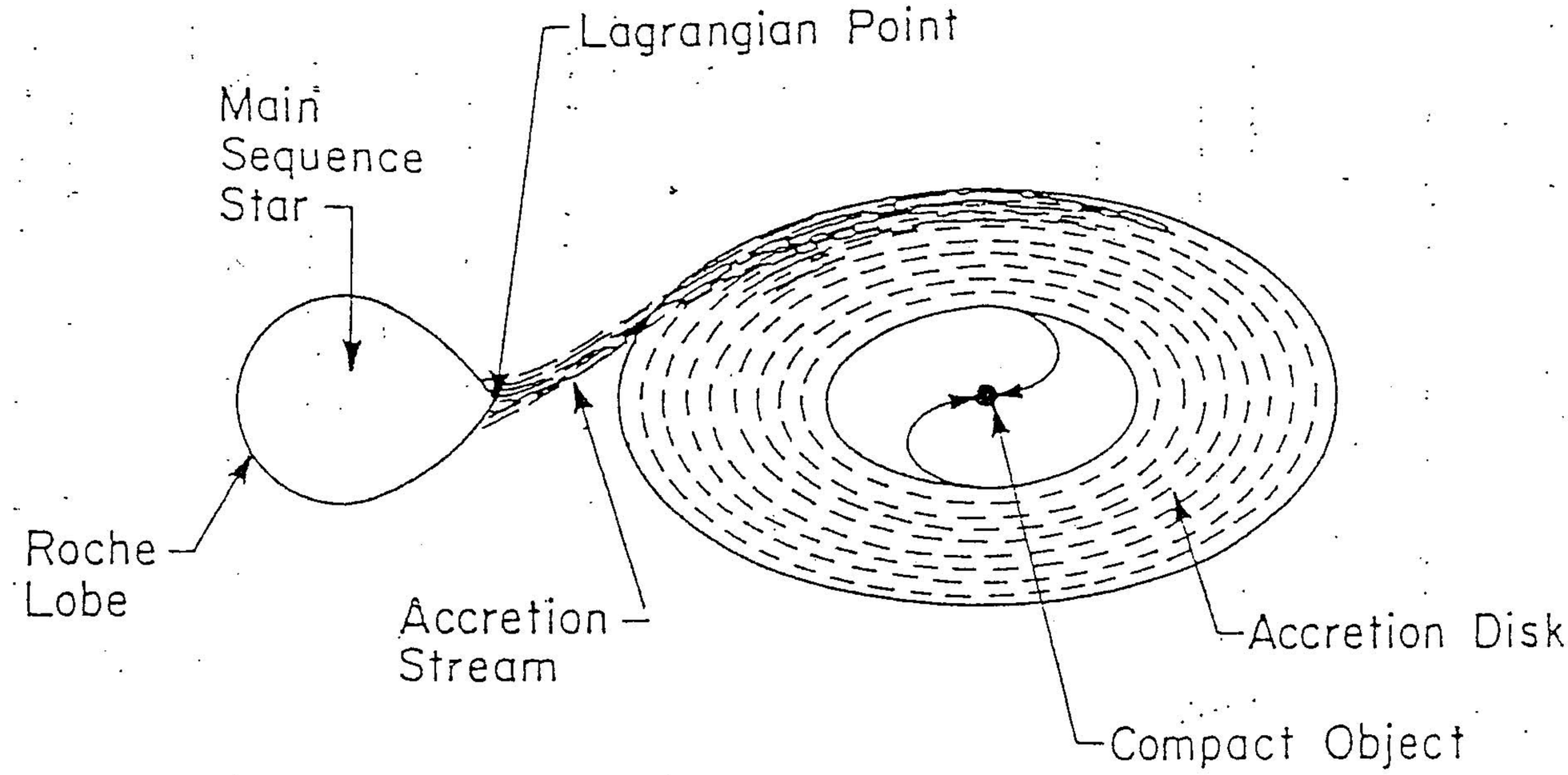


Figure 2.2: 連星のモデルの概略図 [22]。

2.1.4 活動銀河核

これまで扱ってきた天体が主に銀河系内の天体であるのに対して、活動銀河核は銀河系外の天体であり、その距離は非常に遠い (特に遠いものは赤方偏移 $z \sim 4$)。活動銀河核は主に電波、可視光、X 線領域において観測されており、その活動は非常に活発で、莫大なエネルギーを宇宙空間に放出している。近年、宇宙空間の赤外光子による TeV γ 線吸収の可能性が指摘されており [31]、距離の遠い天体からの TeV γ 線検出は難しいという印象があるが、BL Lac object、Mrk 421 ($z = 0.031$) からの γ 線検出の報告もあり [27]、この種の天体の観測はなかなか興味深い。

活動銀河は大きく分けて 4 種類ある。以下に主な性質を示すが、これらの境界はあまりはっきりしていない。

1. N 型銀河

   可視光領域において、明るく輝く星のような中心核を持つ銀河。多くの電波銀河はこのタイプに属する。

2. Seyfert 銀河

   可視光領域で特異なスペクトルを示す銀河。その輝線は幅が広く、それらを生ずるようなガスのフィラメントが激しく動いていることを示唆している。

3. quasar

   写真乾板上では星のように見えるが、赤方偏移が大きい等の特徴から、星ではないとされている天体。活動銀河核と類似の現象が多く見い出されている。既知の最も遠方の天体である。

4. BL Lac object

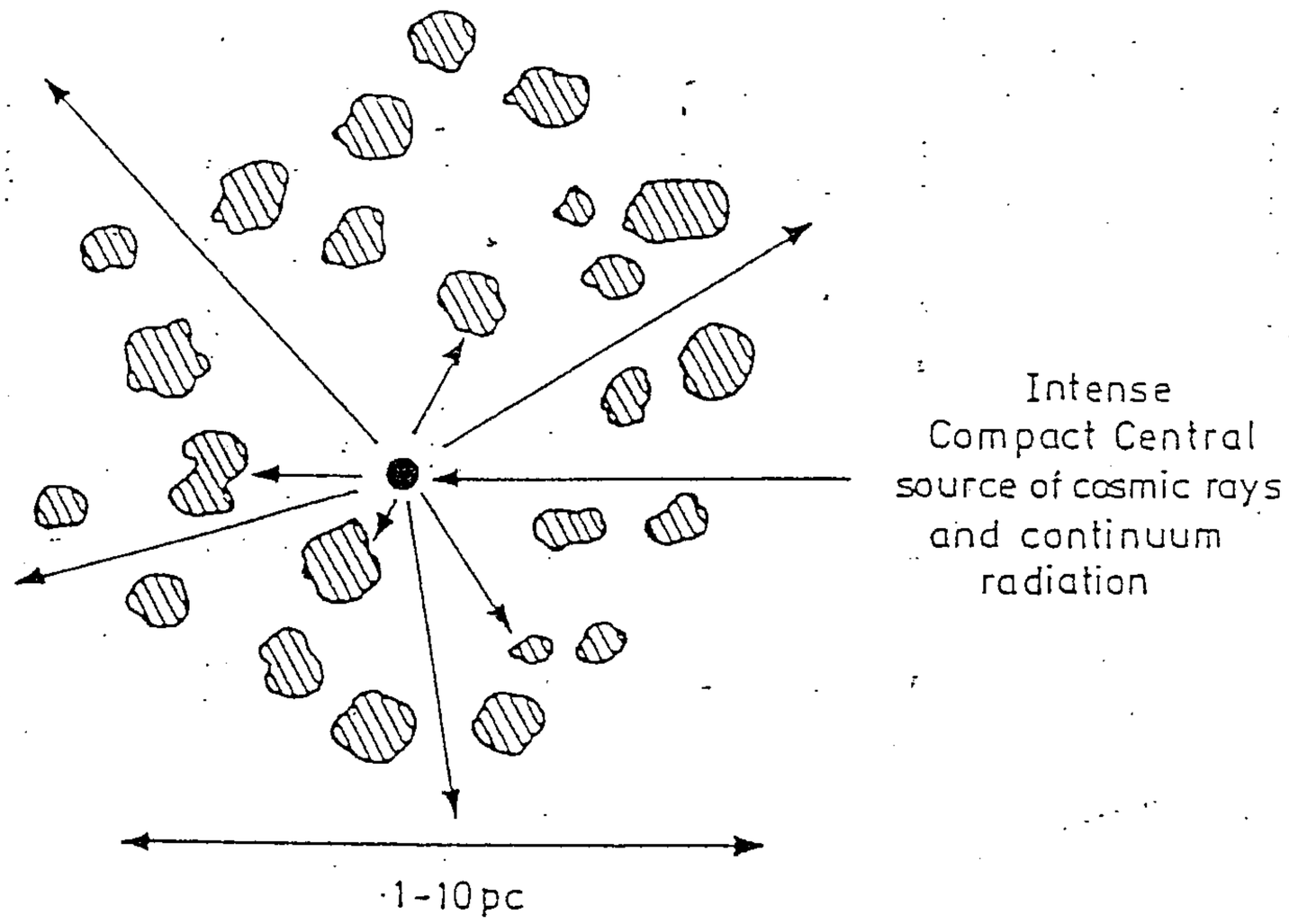


Figure 2.3: 活動銀河核のモデルの概略図 [16]。

quasar とよく似ているが、輝線スペクトルを持たない。

活動銀河核のモデルは Figure 2.3 のようなものであり、中心の非常に compact な天体の周囲にガス雲が分布しているものと考えられている。中心に compact な天体が必要な理由は、可視光、電波、X 線領域の観測事実から要請される。活動銀河核の放射強度は、これらの観測において数週間 ~ 数カ月の時間スケールで変化を示している。この時間スケールを τ とすると、放射領域の大きさ r は $r \leq c\tau$ である必要があり、従って $r \ll 1pc$ である [16]。この compact な天体が何であるかはいまだ明らかでないが、compact でかつ明るいことから大質量のブラックホールであるという仮説が提出されている [17]。

2.2 TeV γ 線の観測方法

Chapter 1 で述べたように、$\geq$ TeV の γ 線の衛星による直接観測は現状では不可能であり、このエネルギー領域のγ 線観測は地上における空気シャワー観測により行われている。伝統的な観測方法は、空気シャワー中の荷電粒子を多数のシンチレーションカウンター等で検出して、一次宇宙線の到来方向、エネルギーを決めるというものであり、$\geq$ PeV では現在でもこの方法が主流である。しかし TeV γ 線による空気シャワー中の荷電粒子の多くは地上に到達する前に減衰してしまうため、この方法による観測も難しい。そこで TeV γ 線の観測は、空気シャワー中の荷電粒子が発するČerenkov 光を測定するという形態をとる。地上で観測される一次 γ 線の Čerenkov 光像は、その background である宇宙線原子核の像と異なった性質を有し、従って Čerenkov 光による γ 線観測は background を効率良く除去出来るという利点がある。以下で観測の原理、方法を説明する。

2.2.1 空気シャワー現象

大気中に γ 線や宇宙線原子核が入射すると、空気シャワーを生成する。一次粒子が原子核の場合、それは空気中の原子核と相互作用をして核カスケードを発達させる。核カスケードにおいて多数の π 中間子が生成されるが、このうち $\sim 1/3$ は π^0 である。π^0 は寿命が非常に短く (0.83×10^{-16}sec)、直ちに、

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \tag{2.16}$$

と崩壊する。この γ が電子対生成で電子、陽電子を生成し、これが更に制動放射により γ を生成し、結局電子、陽電子、γ 線からなる電磁カスケードを作る。$\pi^{\pm}$ の寿命は 2.603×10^{-8}sec であるが、寿命は Lorentz 因子倍されるため、エネルギーの高い $\pi^{\pm}$ は崩壊前に次の衝突をする確率が高く、核カスケードの発達に寄与する。核カスケードの $\pi^{\pm}$ の一部とエネルギーの低くなった $\pi^{\pm}$ の大部分は、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.17}$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.18}$$

のように崩壊し、μ、ν_μ が作られる。一方一次粒子が γ 線の場合は、ほぼ純粋な電磁カスケードが発達する。

空気シャワー中の荷電粒子の大部分は電子、陽電子であり、これらのほとんどは電磁カスケードで作られる。上で述べたように、一次粒子が原子核の空気シャワー (以後原子核シャワー) と γ 線の空気シャワー (以後 γ 線シャワー) では発達の仕方が異なり、同じエネルギーの原子核シャワーと γ 線シャワーを比較すると、純粋な電磁カスケードが形成される γ 線シャワーの方が荷電粒子の数が多いと予想される。また、核カスケードにおいて各粒子に与えられるシャワー軸に対する横向き運動量は電磁カスケードのそれより大きく ($\sim$ 270 倍)、従って原子核シャワーの方が横に広がったものになるであろう。

2.2.2 空気 Čerenkov 光

大気中 (屈折率 n) における光の速度 c′ は、真空中のそれを c として、$c' = c/n$ である。大気中を速さ $v > c'$ である荷電粒子が運動すると、その粒子からは Čerenkov 光が放射される。Čerenkov 光の放出される方向 (粒子の進行方向とのなす角 θ) は屈折率に依存し、

$$\cos\theta = \frac{c'}{v} = \frac{1}{n\beta} \quad (\beta = \frac{v}{c}) \tag{2.19}$$

である。空気シャワー中の荷電粒子はほぼ $v \sim c$ で運動していると考えられ、地表付近での空気の屈折率は $n \sim 1.00028$ であるから、この場合 $\theta \sim 1.4°$ である。大気上層に行くにつれて n は減少傾向にあるから、それとともに θ も減少していく。従って、空気シャワーに伴う Čerenkov 光の大部分はシャワーの軸に対して数度の範囲内に放出される。

荷電粒子の Čerenkov 放射エネルギーは、その軌道単位長あたり、

$$\frac{dW}{dl} = \frac{z^2e^2}{c^2}\int_{\beta n>1}(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2})\omega d\omega \tag{2.20}$$

である。ただし、ω は Čerenkov 光の周波数、z は粒子の電荷である。これを波長域 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ に放出される photon 数に直すと、

$$N = 2\pi\alpha z^2 l(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2})(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}) \tag{2.21}$$

となる。ここで、α は微細構造定数 ($\alpha = e^2/\hbar c$) である。上式より、v ～ c の電子から大気中 (地表付近) で 350 nm ～ 550 nm の波長域に放出される photon の数は～ 27 個/m である。空気シャワー中の荷電粒子の大部分は電子、陽電子で、そのほとんどについて$\beta \sim 1$ であるから、(2.21) より、空気シャワーに伴うČerenkov 光の総量は空気シャワー中の荷電粒子数にほぼ比例する。前述のように、γ 線シャワー中の荷電粒子数はエネルギーの等しい原子核シャワーのそれより多いと予想され、従って γ 線シャワーからの Čerenkov 光の光量は原子核シャワーのものより多く、～ 3 倍であると予想されている [37]。

地上に到達する空気 Čerenkov 光は非常に微弱なものであり、観測は月のない、空の clear な夜にのみ行うことが可能で、観測時間は非常に制限される。TeV γ 線は flux が非常に少ないため観測時間を増やすことは重要であり、従って観測地点は晴天率の高い場所が選ばれる。また、屋外照明のような人工的な光源の影響を受けるため、都市部周囲における観測は不可能である。

2.2.3 Imaging 法

天体からの到来が期待される γ 線の flux は、天球上でほぼ一様な宇宙線原子核 background の flux に比べて非常に少なく (Whipple Observatory の Crab Nebula の観測では ～ 0.5 % [13])、従って background を如何に効率良く除去できるかが肝要である。

空気シャワーに伴う Čerenkov 光を放物面鏡で測定すると、その焦点面に Čerenkov 光の像が得られる。前述のように、γ 線シャワーと原子核シャワーではその発達の仕方が異なるため、焦点面での像に違いが現れる。この違いを利用して原子核 background を除去しようというのが Imaging 法である。Figure 2.4 に、1 TeV γ と 3 TeV proton をそれぞれ一次粒子として、シミュレーションから得られた焦点面上でのČerenkov 光の像を示す。γ 線シャワーはほぼ純粋な電磁カスケードであると考えられるため、像の形はいずれも類似した細長いものになる。この像を楕円として捉えると、その長軸の延長上に γ 線源が存在するため、像の方向は一点に集中する。これに対して、原子核シャワーからの Čerenkov 光の像は広範囲に分布し、γ 線の像のような一定の性質を示さない。その理由は、

1. 原子核シャワーの発達初期の核カスケードにおいてπ 中間子が獲得する横向き運動量は電磁カスケードにおいて電子、陽電子が獲得する横向き運動量より大きく、結果としてČerenkov 光の放出される方向の範囲が広がる。

2. TeV 領域において、原子核衝突の断面積は γ 線の電子対生成のそれよりも小さく、従って原子核シャワーは γ 線シャワーよりも大気の深い所まで達する。これにより原子核シャワーに対する焦点面でのČerenkov 光の像は、γ 線シャワーのそれより長くなると考えられる。

3. 仮に原子核シャワーによる Čerenkov 光の像が細長くなったとしても、γ 線が点源から到来するのに対して、宇宙線原子核の到来方向は視野の中で等方的であるから、Čerenkov 光の像の方向は一点に集中せず、指向性を持たない。

等である。つまり像の形とその方向により、γ 線と宇宙線原子核の識別が可能となる。Imaging 法を用いる場合、Čerenkov 光の像を記録するカメラは焦点面に並べられた多数の光電子増倍管で構成される。一例として、Whipple Observatory が Crab Nebula の観測に使用したカメラの概略図を Figure 2.5 に示す [34]。このようなカメラで記録されたデータから γ 線と background の相違を区別するパラメータを決める必要があり、彼らは Figure 2.6 に示されている 5 種類のパラメータと像の集中度を表す Concentration というパラメータの、合わせて 6 種類のパラメータ

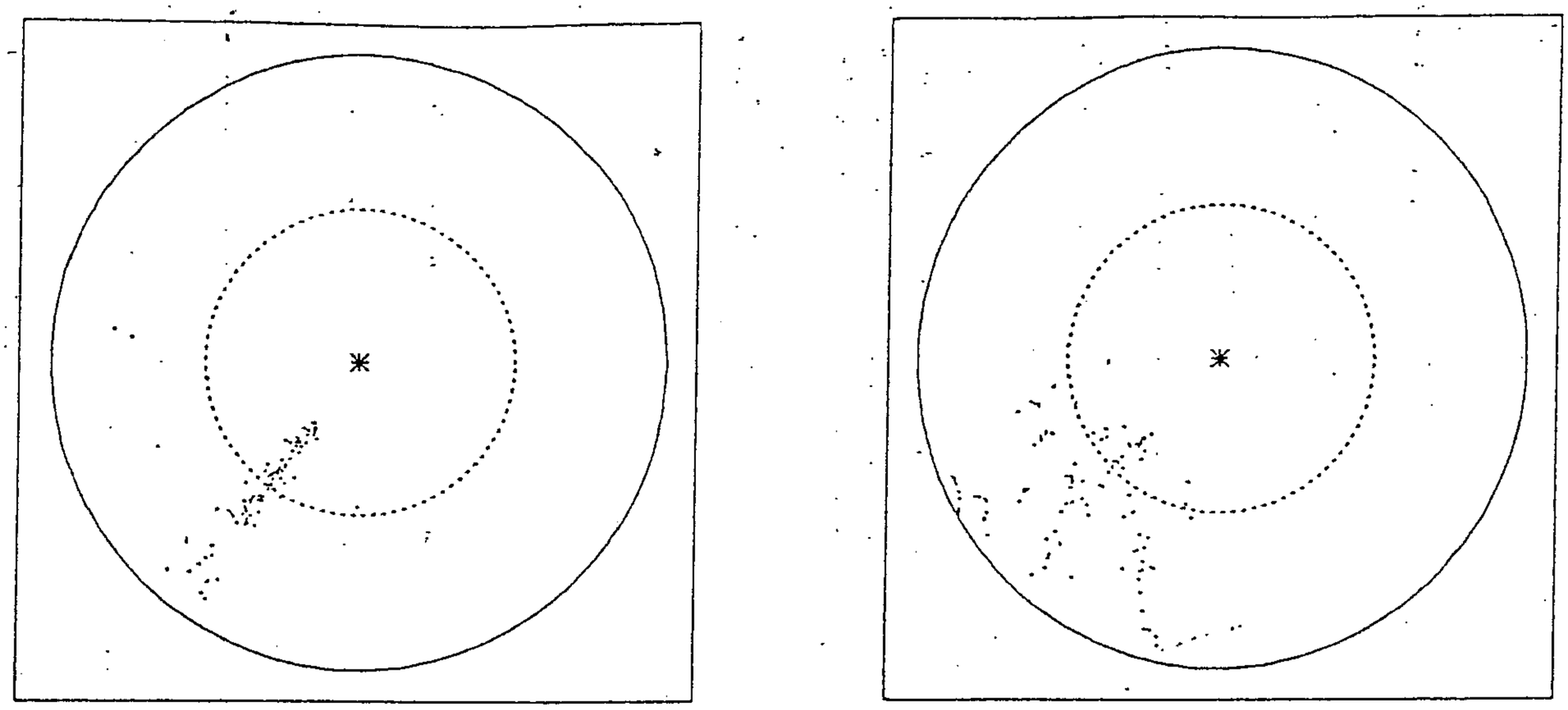


Figure 2.4: 焦点面における Čerenkov 光の像。左が γ 線 による像、右が宇宙線原子核による像である。内側及び外側の円は、それぞれ視野の中心から 1°、2° の範囲を示す。

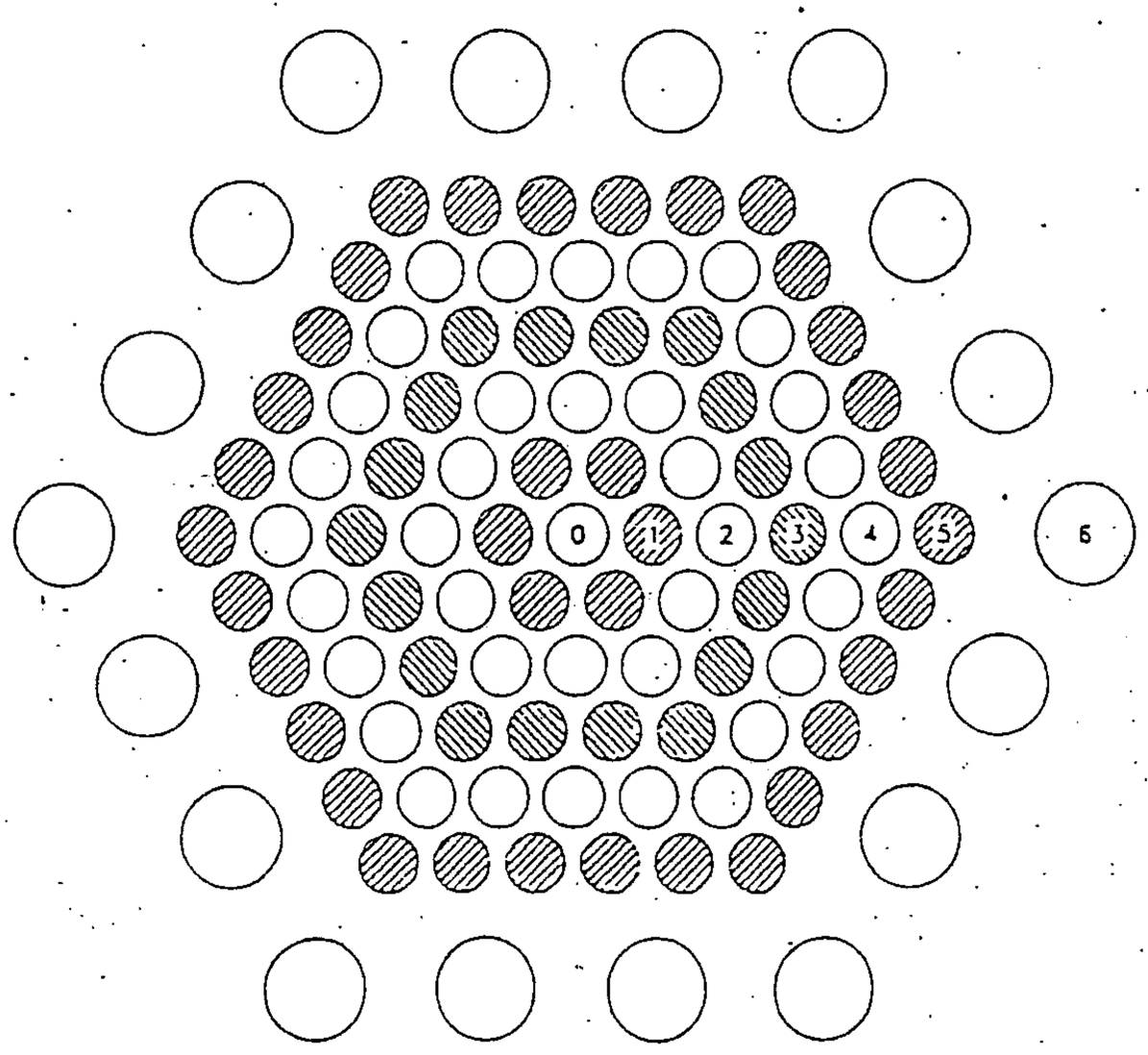


Figure 2.5: Whipple Observatory の Imaging カメラの概略図 [34]。内側の PMT は直径 0.25° の視野を有す。

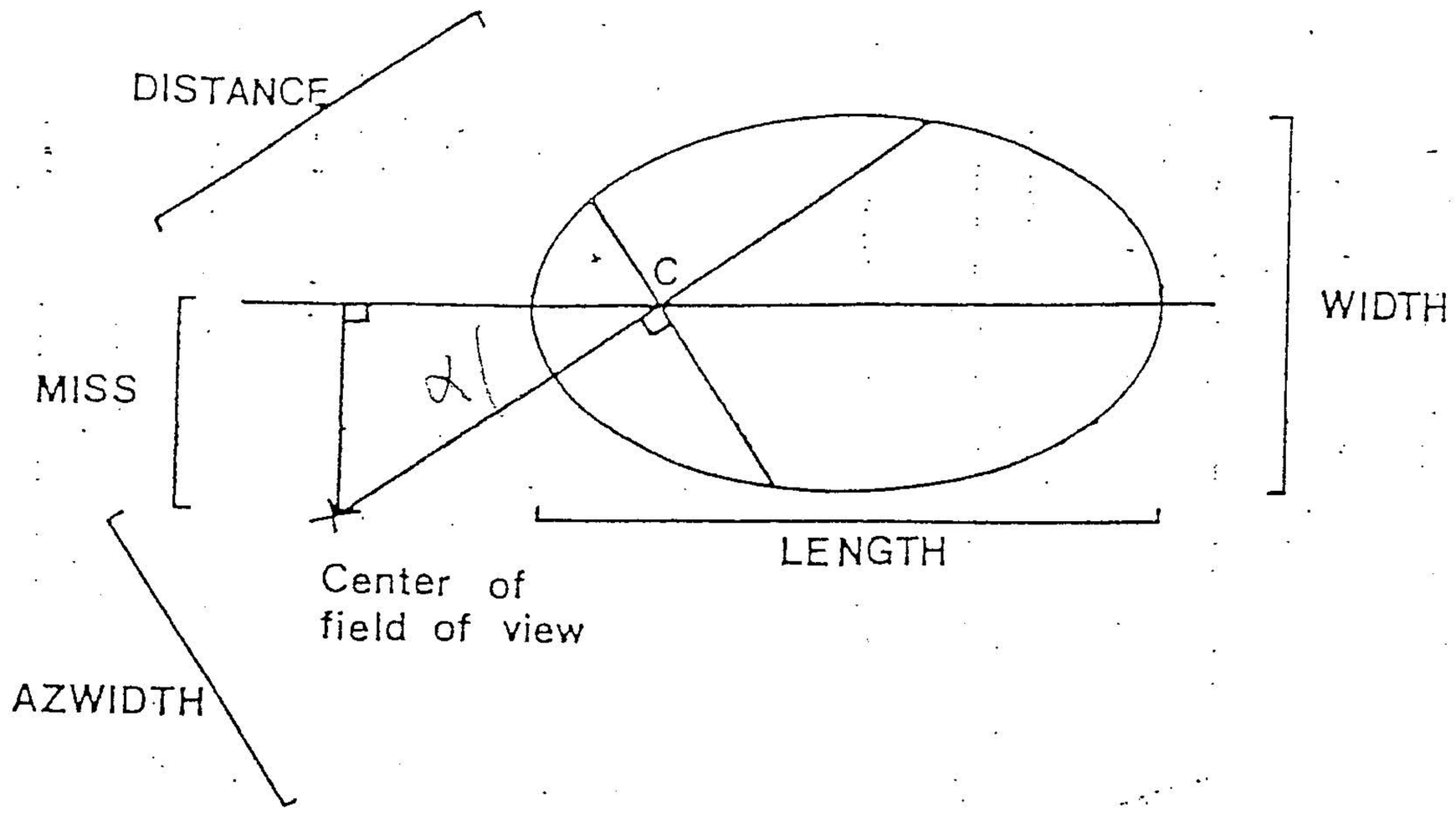


Figure 2.6: Whipple の Image パラメータ。Čerenkov 光の像を楕円に見立てており、その幅を Width、長さを Length、像の重心から焦点までの距離を Distance、長軸から焦点までの距離を Miss、焦点から見込んだ幅を Azwidth としている [36]。

を提案した [36]。この中の Azwidth というパラメータによる分別で、彼らは Crab Nebula から 20 σ の excess を得た。このパラメータは焦点から見た像の幅を表しており、像の形及び方向の両方の情報を含んだものである。

Chapter 3

CANGAROO 実験

本章では、CANGAROO project について装置の概要と現状を説明する。装置の詳細は [24, 25] にあるので、ここでは簡単に説明する。

3.1 CANGAROO の概要

CANGAROO project はオーストラリアのアデレード大学と日本の幾つかの研究機関との TeV γ 線に関する共同研究 project であり、南天の天体からの TeV γ 線の検出を目的としている。観測地点は South Australia の Woomera (東経 136°47′、南緯 31°6′、海抜 160 m) で、そこに 2 台の TeV γ 線望遠鏡を設置している。1 台はアデレード大学の BIGRAT (Bicentennial Gamma-Ray Telescope) で、もう 1 台が日本の 3.8 m 望遠鏡である。2 台の望遠鏡は東西に約 100 m 離れて設置されており、現在試験段階ながら 2 台でステレオ観測が行われている。Woomera の晴天率は ~ 80 % と高く、周囲に特に明るい都市もないため、空気 Čerenkov 光の観測には適している。

3.2 CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の概要

CANGAROO 3.8 m 望遠鏡は直径及び焦点距離が共に 3.8 m の放物面鏡である (Figure 3.1)。もとは東京天文台堂平観測所で月レーザ測距装置の受光望遠鏡として使用されていたものを、Čerenkov 光観測用に改良したものである。また、この望遠鏡は経緯台式の駆動望遠鏡であり、目的とする天体を追尾しながら観測することが可能である。

望遠鏡の鏡面は直径 1.7 m の中央鏡とその周囲の外周鏡とで構成されている。中央鏡は超々ジュラルミン製、外周鏡はアルミ合金鋳物であり、いずれも表面にカニゼンメッキ (触媒ニッケルメッキ) が施されている [24]。中央鏡は更に光学研磨の後、アルミニウムを厚さ~ 100 nm 蒸着し、SiO 保護膜を蒸着してある。鏡面の理想放物面からのずれは小さく、焦点面における像のずれは $< 0.01°$ である。これは後述の光電子増倍管のサイズを考えれば十分な精度である。また、製造時の鏡面反射率は ~ 80 % (650 nm) であった [24]。

駆動系は経緯台式である。Azimuth 方向、Elevation 方向の回転はそれぞれ別系統の駆動系 (パルスモータ、エンコーダ) に従い、両者を 1 台のコンピュータ (NEC、PC-9801) で同時に制御している。天体の追尾の精度は、天頂の極近傍を除いて ~ 0.01° であり、これも十分な精度を達成している。

焦点面に取り付けられた Imaging カメラは、3/8 inch × 3/8 inch (10 mm × 10 mm) の光電子

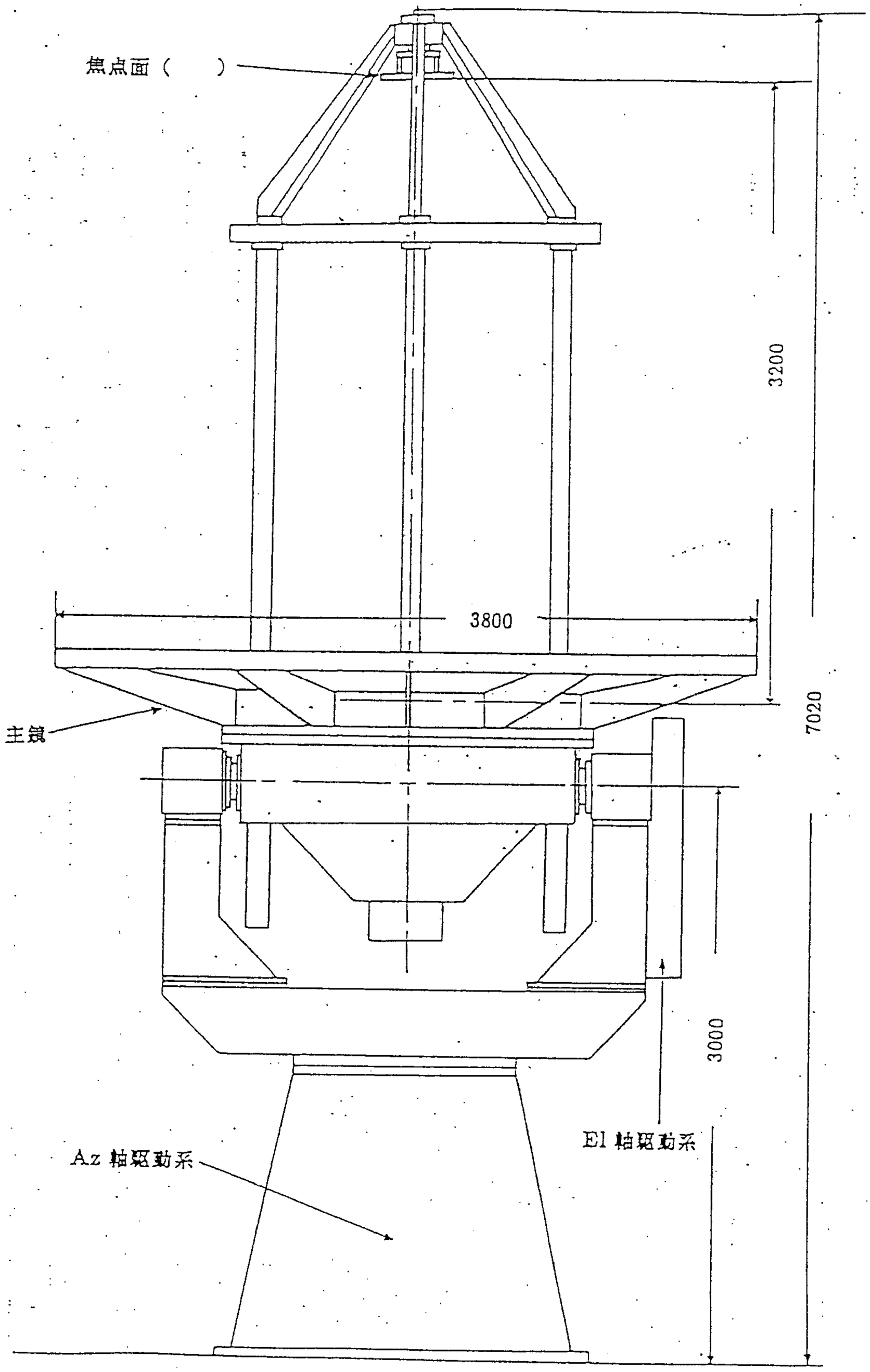


Figure 3.1: CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の概略図。

増倍管 (浜松ホトニクス (株)、R2248) 220 本からなる (Figure 3.2)。光電子増倍管 (以下 PMT) の光電面のサイズは 8 mm × 8 mm であり、焦点面では 10 mm が 0.15° に対応するので、PMT 1 本当たりの視野は 0.12° × 0.12° である。カメラ全体の視野は直径 ~ 3° に相当する。PMT の光電面の種類はバイアルカリで、その分光感度曲線を Figure 3.3 に示す。これより PMT の量子効率を粗く見積もると、350 nm ~ 550 nm で ~ 20 % である。PMT は 8 本毎に共通の high voltage box (Figure 3.4) に取り付けられており、8 本には共通の電圧がかけられる。PMT 出力は high voltage box 内で増幅され、電子回路に送られる。また、カメラの前方約 50 cm のところには LED が備え付けてあり、PMT の gain calibration に使う。

3.3 電子回路とトリガーシステム

Imaging カメラで捕らえられた Čerenkov 光 (及び background) の信号は、地下のケーブルを通じて望遠鏡横の Electronics Hut に送られる (Figure 3.5)。信号の処理には CCM (Čerenkov Circuit Module) と呼ばれる特殊な Module を使用している。CCM 1 Module は 16 の入力チャンネルを持ち、それぞれに PMT の出力信号が入力される。CCM は電圧増幅器、ディスクリミネータ、ADC (analogue to digital converter)、TDC (time to digital converter)、シングルスケーラ、D.C. モニター、加算回路から構成されている (Figure 3.6)。PMT の出力信号は CCM 内部で増幅され、その波高が予め設定された discrimination level (hit threshold level) を超えると hit pulse が生成される。現在の hit threshold level は ~ 380 mV である。各 PMT の hit pulse と pulse height はそれぞれ加算回路で足し上げられ、“Hit Sum” 及び “Linear Sum” として出力される。

各 CCM から出力された “Hit Sum” と “Linear Sum” はそれぞれ linear fan in/out において加算され、ディスクリミネータを通過した後に同期がとられる。両者が同期した場合は trigger pulse が作られ、CCM に送られる。現在の “Hit Sum” の discrimination level は~ 4 hits、“Linear Sum” のそれは ~ 30 mV である。トリガーロジックの概念図を Figure 3.7 に示す。

トリガーにかかった event に関するデータは CCM から CAMAC Module を通じて OS-9 により読み出され、その後 EXB (日本システムハウス (株)) により 8 mm ビデオテープに記録される。記録されるデータの内容は以下の通りである。

- run number
- event number
- event の発生時刻
- flag (LED flag、BIGRAT からの trigger flag)
- 各 PMT の ADC value (PMT に入射した光量)
- hit した PMT の TDC value (PMT の入射光の相対的 timing)
- 各 PMT の hit single count rate (1 msec 当たりの hit の回数)
- 各 PMT の D.C. current

ADC、TDC、single count、D.C. current は 0 ~ 4095 (12 bits) の離散的な値をとる。TDC については、この範囲が 1 μsec に対応するように調整してある。

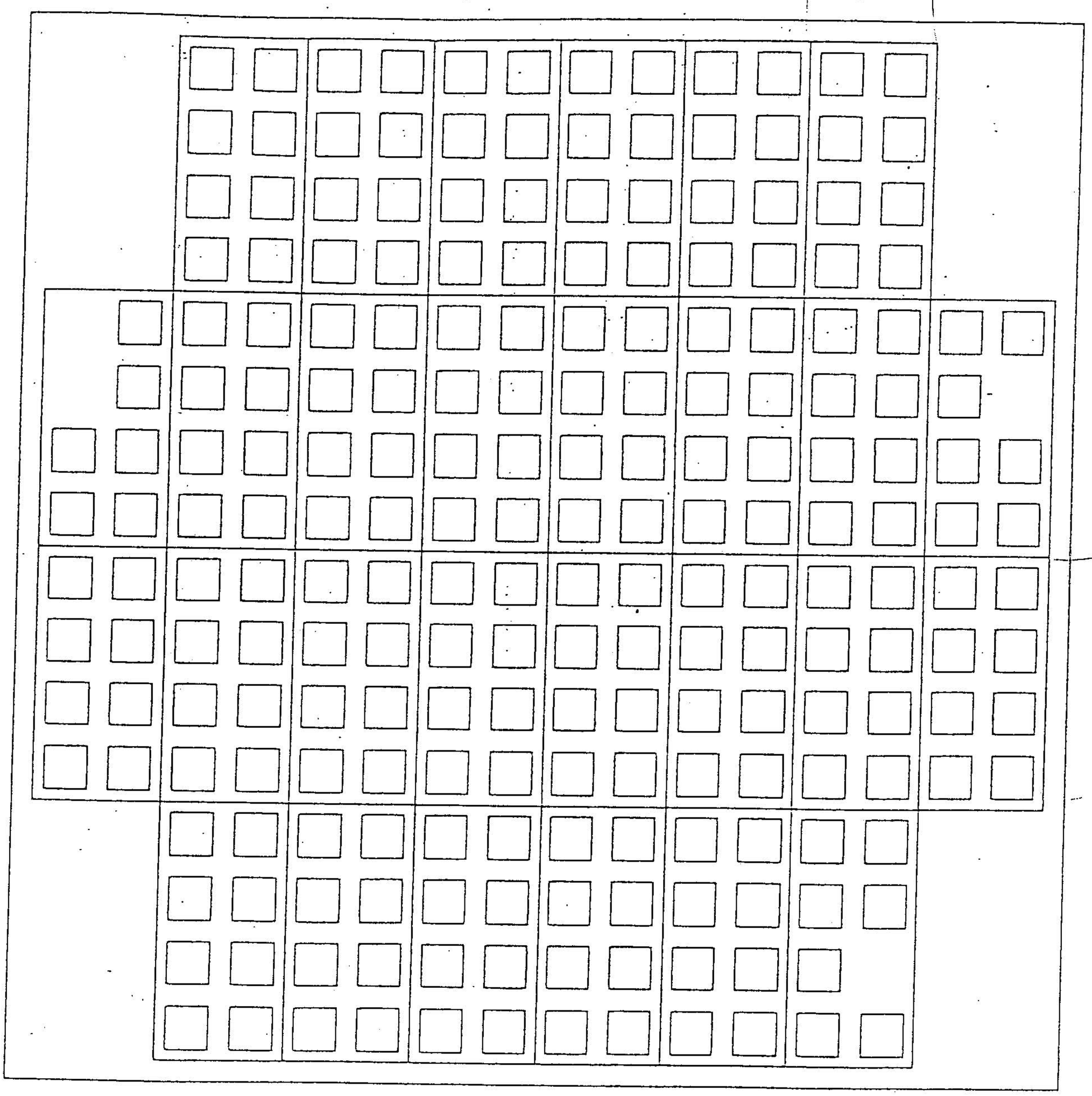
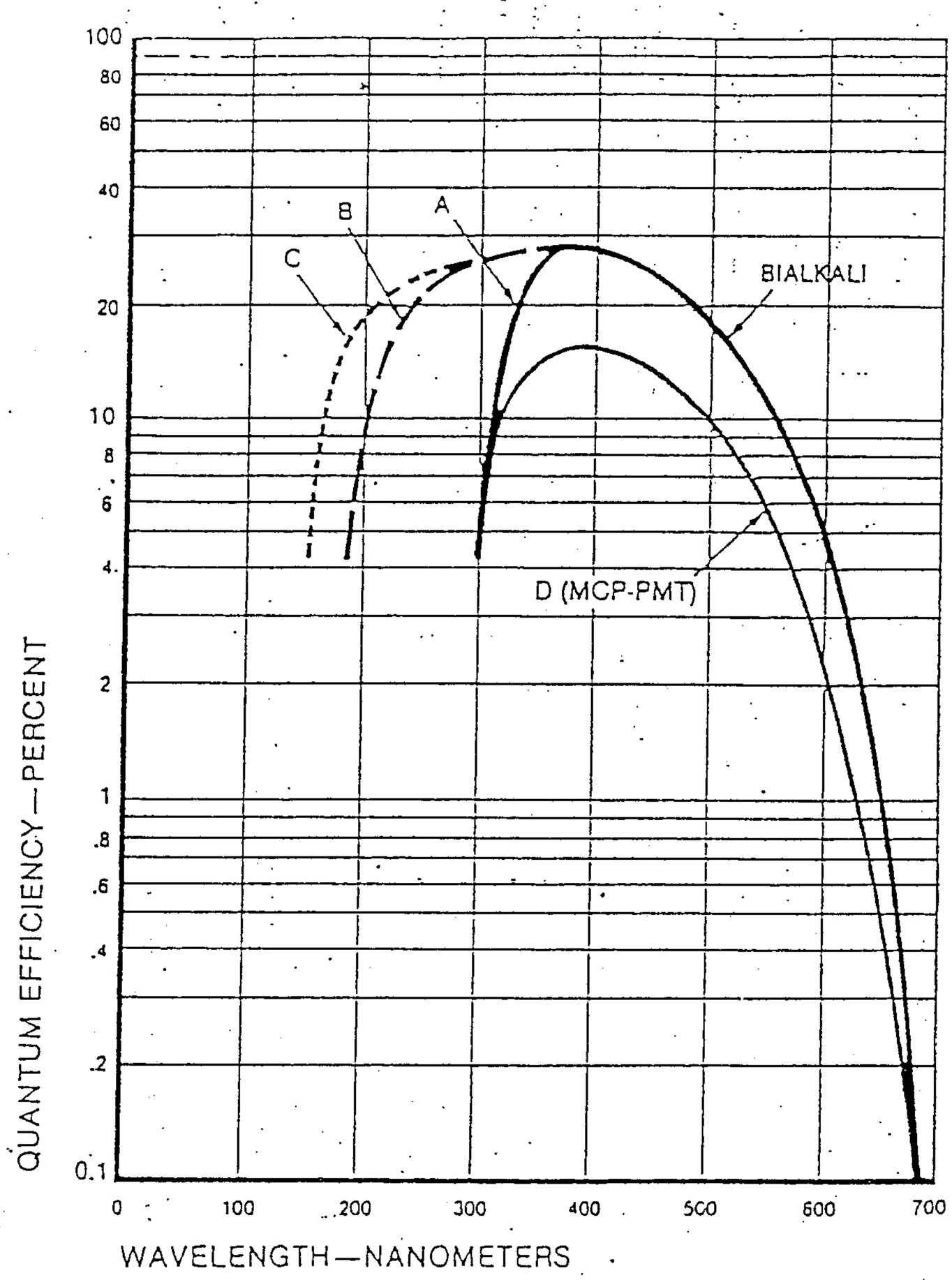


Figure 3.2: CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の Imaging カメラの概略図。28 の high voltage box に、それぞれ 8 本の PMT (視野 $0.12° \times 0.12°$) が取り付けられている。



The curves in the above graph show typical quantum efficiencies. The actual values may be different from tube to tube.

Window materials used are:
A,D : Borosilicate glass
B : UV-transmitting glass
C : Fused silica

Figure 3.3: 光電子増倍管 (R2248) の分光感度曲線。R2248 の分光感度曲線は A に対応する。

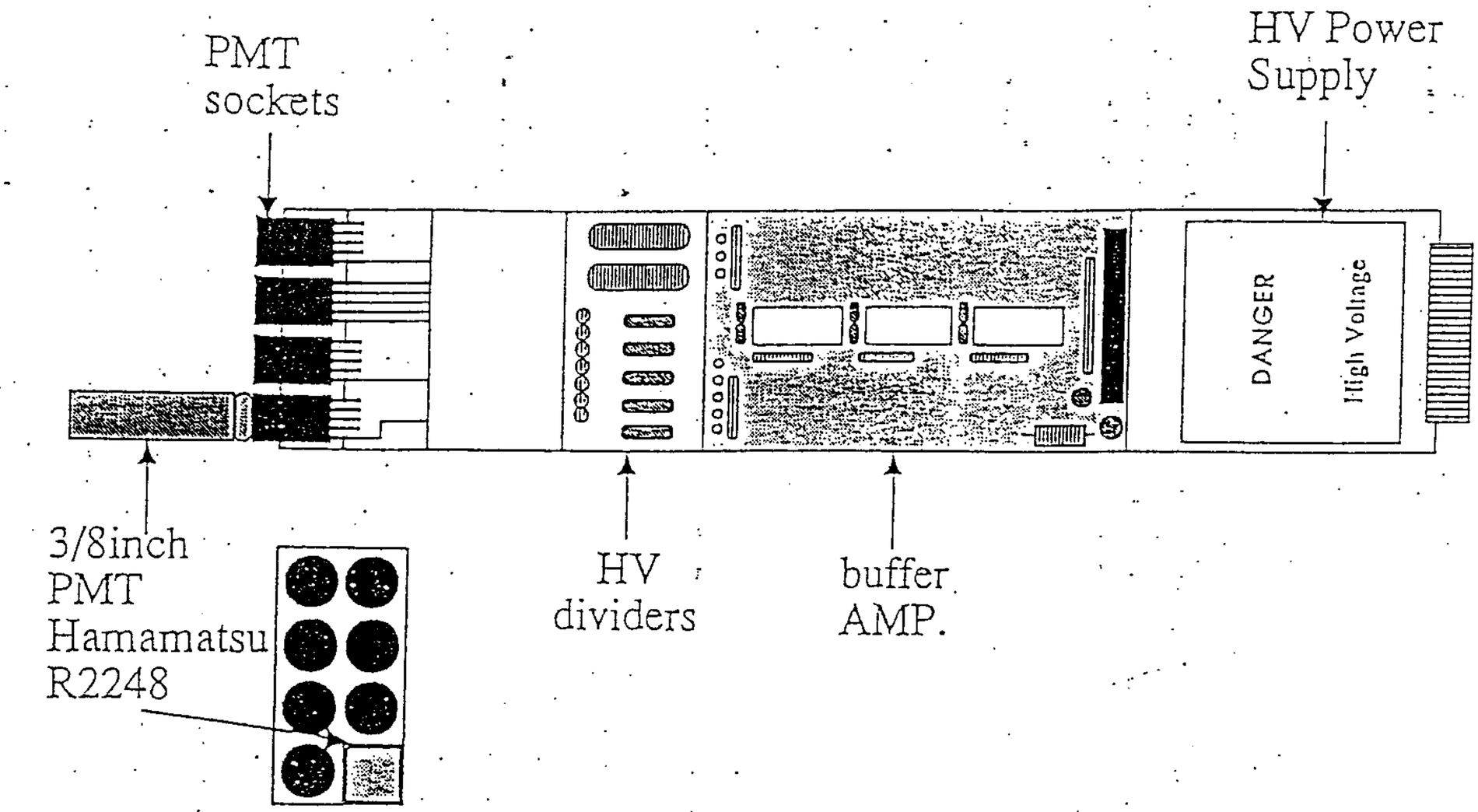


Figure 3.4: Imaging カメラの high voltage box の概略図。

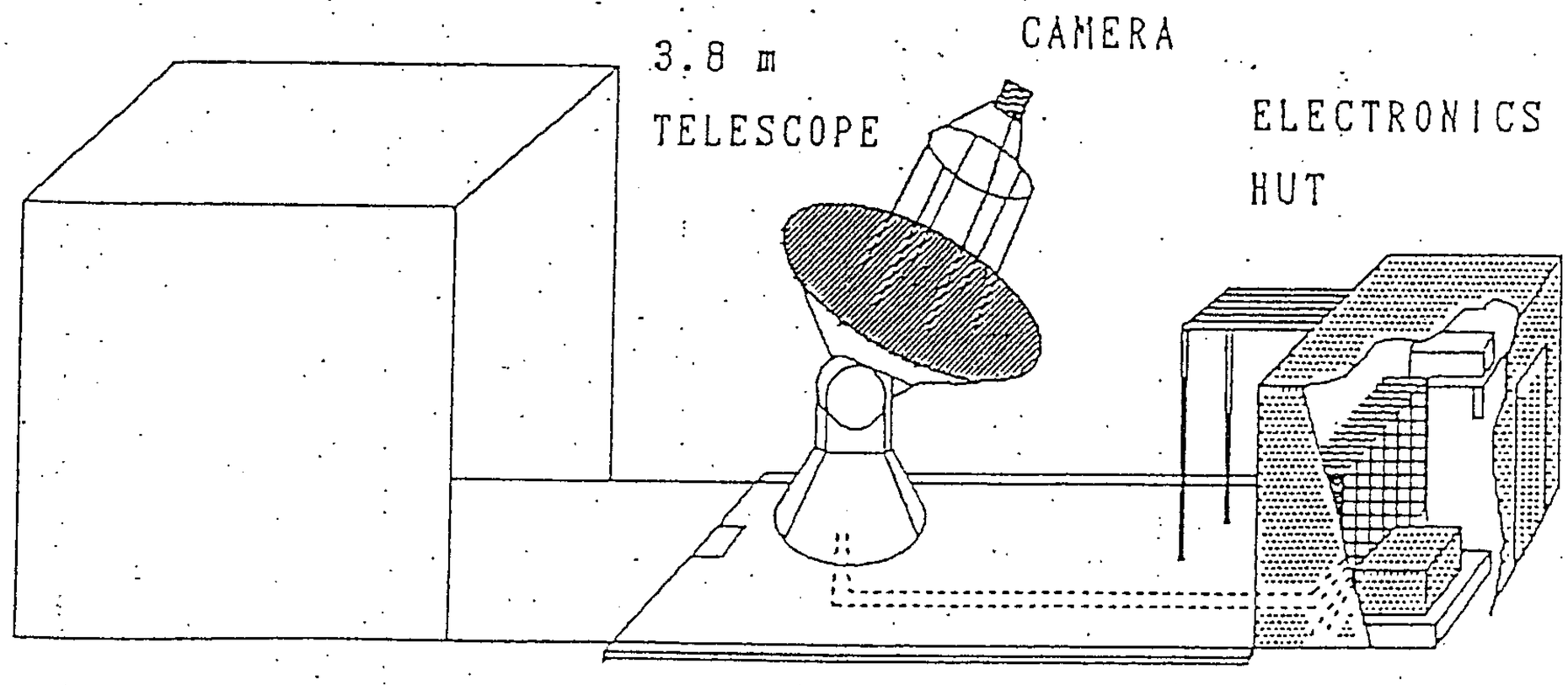


Figure 3.5: 3.8 m 望遠鏡の周囲の様子。

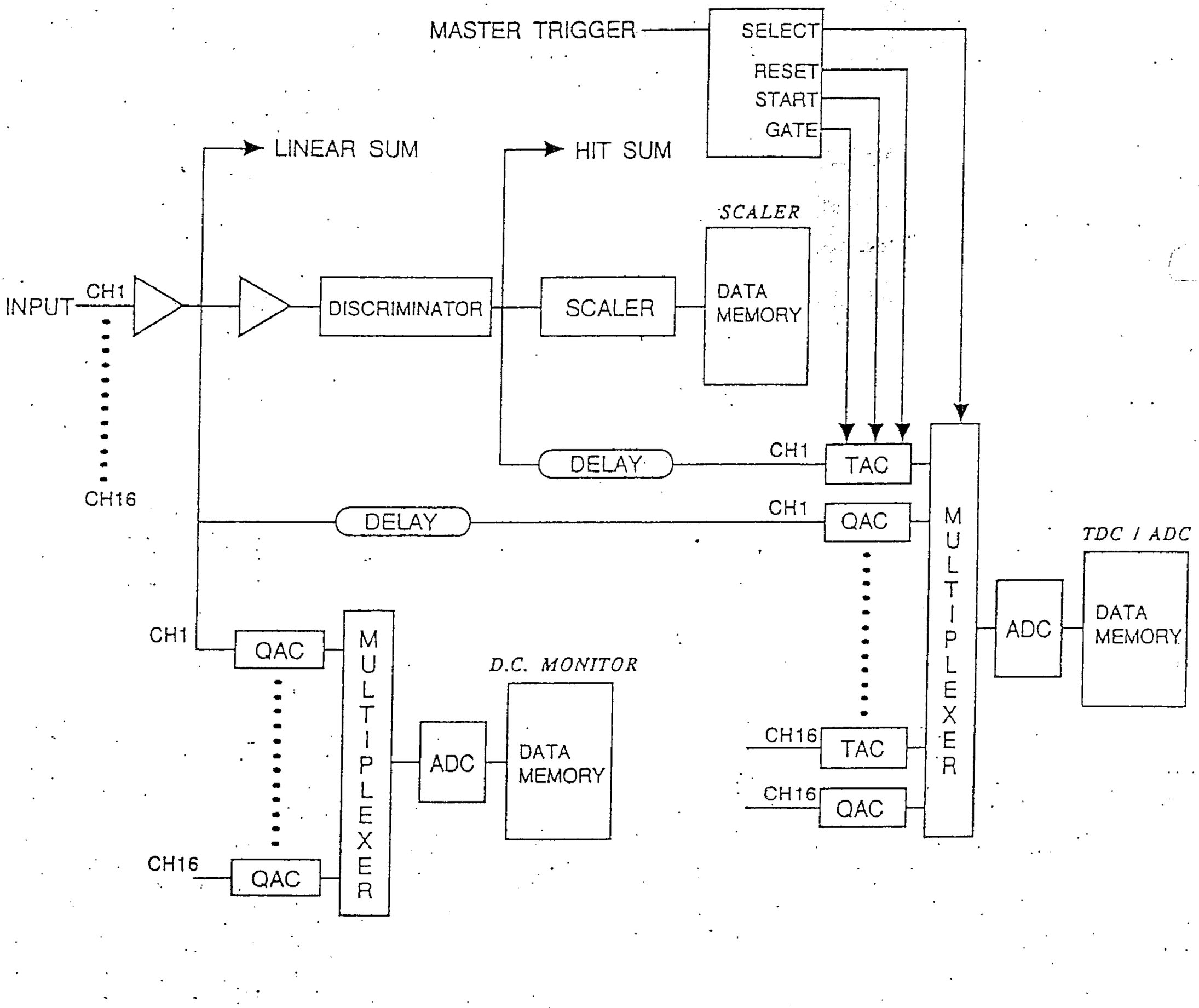


Figure 3.6: CCM のブロック図。

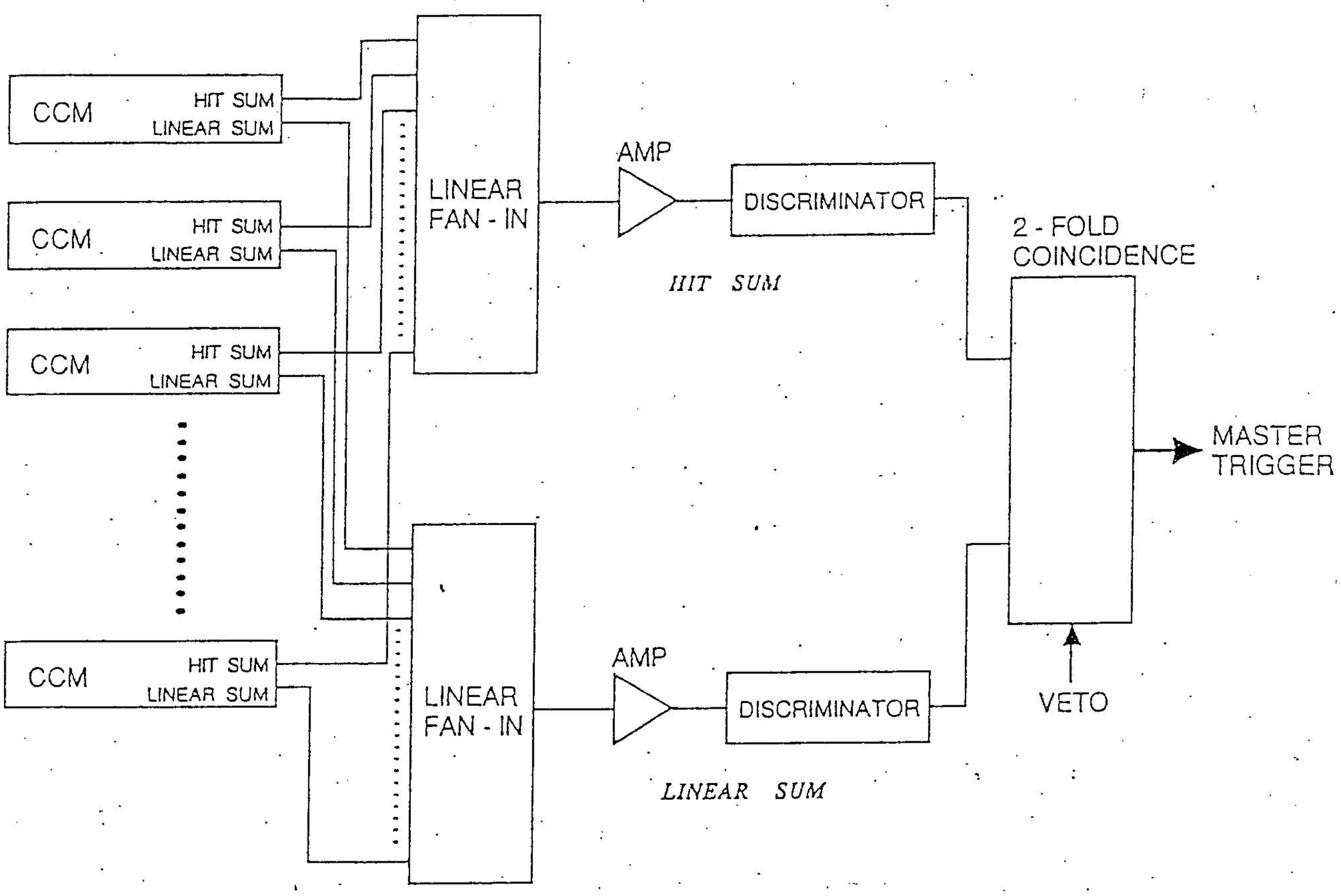


Figure 3.7: トリガーロジックの概念図。

空気シャワーに伴う Čerenkov 光の background は、夜光と星光である。これらの影響は以下のような手法で off-line program によって除去することが可能である。空気シャワーに伴う Čerenkov 光の信号の時間幅は ～ 10 nsec であるのに対し、夜光の background はランダムに PMT に入射する。従って TDC の timing の一致しない PMT の信号を除去することにより、夜光の影響を軽減できる。また、明るい星 (3 ～ 5 等星) が Imaging カメラの視野の中に入ると、星の位置に対応する PMT の single count rate が一時的に増大する。そこで single count rate の高い PMT の信号を除去することにより、星光の影響も軽減できる。

Chapter 4

1992 年 7 ～ 9 月の観測と改良作業

本章では 1992 年 7 ～ 9 月に行われた空気 Čerenkov 光観測と、その合間に行われた装置の改良作業について報告する。Chapter 2 で触れたように、Čerenkov 光の観測は月の出ていない夜に行われる。1992 年 7 ～ 9 月には新月前後の観測可能な期間が 3 回あった。次節ではまず観測の報告と観測が行われた天体について解説する。また後半では、満月前後の期間に行われた Imaging カメラの視野拡大作業と、ノイズの除去作業について報告する。

4.1 観測が行われた天体と観測記録

1992 年 7 月 3 日 ～ 9 月 3 日 に行われた 3 新月期間の観測のまとめを Table 4.1、Table 4.2 に示す。また、観測が行われた各天体についてのまとめを Table 4.3 に示す。目標とした天体は、TeV γ 線源候補と考えられる天体のうち、7 月 ～ 9 月の期間に観測可能なものが選ばれた。Table 4.3 の各天体について、以下で簡単に説明する。

PSR 1706-44 周期 102.4 msec、距離 ～ 1.5 kpc の γ 線パルサーである。他領域の観測で同定されている数少ない γ 線点源のうちの一つである (他には Vela Pulsar、Crab Pulsar、Geminga 等)。COS-B よって 2CG 342-02 として観測されていたが、位置の精度が不十分であったため、電波源と同定されたのは GRO の EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) の近年の観測によってである [33]。それによると、PSR 1706-44 の light curve は幅の広い single peak を示しており (Vela Pulsar、Crab Pulsar、Geminga では幅の狭い double peak が見られる)、エネルギースペクトルの冪は −1.72 と緩やかである (Crab Pulsar の冪は ≤ -2.0)。

W28 距離 2.4 kpc の超新星残骸で、COS-B の 2CG 006-00 の位置と誤差の範囲内 (～ 1°) で一致する。電波及び X 線領域で観測されており、特に X 線における結果は compact な点源の存在を示している [2]。このような構造は Vela や Crab と似ている。

NGC 7582 narrow emission line galaxy (NELG) と呼ばれる活動銀河で、X 線を放出している [21]。X 線の放射強度は数日の時間スケールで変化している。

NGC 7314 活動銀河核である。X 線領域で観測されており、その距離は ～ 20 Mpc である。compact な活動銀河核であり、TeV γ 線を放出している可能性がある。

date	RUN#	target	total time (min)	total events	weather
7/3	111	PSR 1706-44	84	59437	fine
	112	off-source of PSR 1706-44 (+3h)	81	86466	fine/cloudy
7/4	113	PSR 1706-44	321	3733	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+3h)	134	1107	fine/cloudy
7/5	114	PSR 1706-44	207	5869	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+4h)	138	2025	fine
7/7	115	PSR 1706-44	107	23867	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+4h)	136	4017	fine
7/8	116	NGC 7314	48	737	cloudy
7/9	117	NGC 7582	150	3536	fine
7/19	118	PSR 1706-44	146	4721	fine
7/20	119	PSR 1706-44	194	9095	fine
7/21	120	PSR 1706-44	253	3494	cloudy
7/22	121	PSR 1706-44	311	11452	fine
7/23	122	PSR 1706-44	339	14779	fine
7/24	123	PSR 1706-44	245	9341	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+4h)	60	1937	fine
7/25	125	PSR 1706-44	332	7862	cloudy/fine
		off-source of PSR 1706-44 (+4h)	90	2040	fine/cloudy
7/26	126	PSR 1706-44	373	11335	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+5h)	129	4516	fine
7/27	127	PSR 1706-44	313	9905	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+5h)	88	3281	fine
7/28	128	PSR 1706-44	353	13350	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+5h)	198	8727	fine
7/29	129	PSR 1706-44	318	10938	fine
		off-source of PSR 1706-44 (+5h)	84	2170	fine/cloudy
7/30	130	PSR 1706-44	317	6429	cloudy
7/31	131	PSR 1706-44	309	13063	fine
	132	off-source of PSR 1706-44 (+5h)	253	9521	fine
8/1	133	PSR 1706-44	256	13996	fine
	134	off-source of PSR 1706-44 (+5h)	218	10987	fine
8/2	135	PSR 1706-44	170	8656	fine
	136	off-source of PSR 1706-44 (+5h)	224	9477	fine/cloudy
8/5	137	NGC 7582	52	1750	cloudy
8/6	138	NGC 7582	131	3411	cloudy

Table 4.1: 1992 年 7 月 ～ 9 月 の観測のまとめ (1)。PSR 1706-44 の off-source において、+3h は赤経を +3 hour ずらしたことを意味する。

date	RUN#	target	total time (min)	total events	weather
8/18	139	PSR 1706-44	167	12822	fine
8/19	140	PSR 1706-44	216	13043	cloudy/fine
8/20	141	PSR 1706-44	279	27878	fine
8/21	142	W28	250	27760	fine
8/22	143	W28	241	15367	fine
8/23	144	W28	273	22835	fine
8/24	146	W28	246	12303	fine/cloudy
	147	NGC 7582	162	5918	cloudy
8/27	148	W28	229	15685	fine
	149	NGC 7582	306	16512	fine
9/1	150	PKS 2155-304	180	7165	fine
	151	PKS 0208-512	70	9062	fine
9/2	152	PKS 2155-304	166	6722	fine
	153	PKS 0208-512	90	3813	fine
9/3	154	PKS 2155-304	148	6181	fine

Table 4.2: 1992 年 7 月 ～ 9 月 の観測のまとめ (2)。

PKS 2155-304 BL Lac object である。電波、可視光、X 線領域で観測されており、Whipple Observatory において観測された BL Lac object、Mrk 421 と性質がよく似ているが [6]、z = 0.117 であると推定されており [4]、Mrk 421 (z = 0.031) よりかなり遠い。X 線領域では 6 時間 ～ 1 日の時間スケールで放射強度の変化が観測されている。また、可視光の観測からは光の偏光が観測されており、これは非熱的放射の可能性を示唆している [6]。

PKS 0208-512 z = 1.03 の活動銀河核である。GRO でも γ 線源候補として観測が行われている。

この期間の観測で第一に重点を置いたのは PSR 1706-44 であり、観測時間が最も長い。off-source は TeV γ 線源候補の天体が存在しない方向に対する観測で、on-source との比較に使用される。この時点ではまだ観測が始まって半年程で試験期間も兼ねているため、PSR 1706-44 以外の天体に

target	total time (min)	total events
PSR 1706-44	5610	295065
off-source of PSR 1706-44 (+3h)	215	87573
off-source of PSR 1706-44 (+4h)	424	10019
off-source of PSR 1706-44 (+5h)	1194	48679
W28	1239	93950
NGC 7582	801	31127
NGC 7314	48	737
PKS 2155-304	494	20068
PKS 0208-512	160	12875

Table 4.3: 1992 年 7 月 ～ 9 月 の観測標的についてのまとめ。

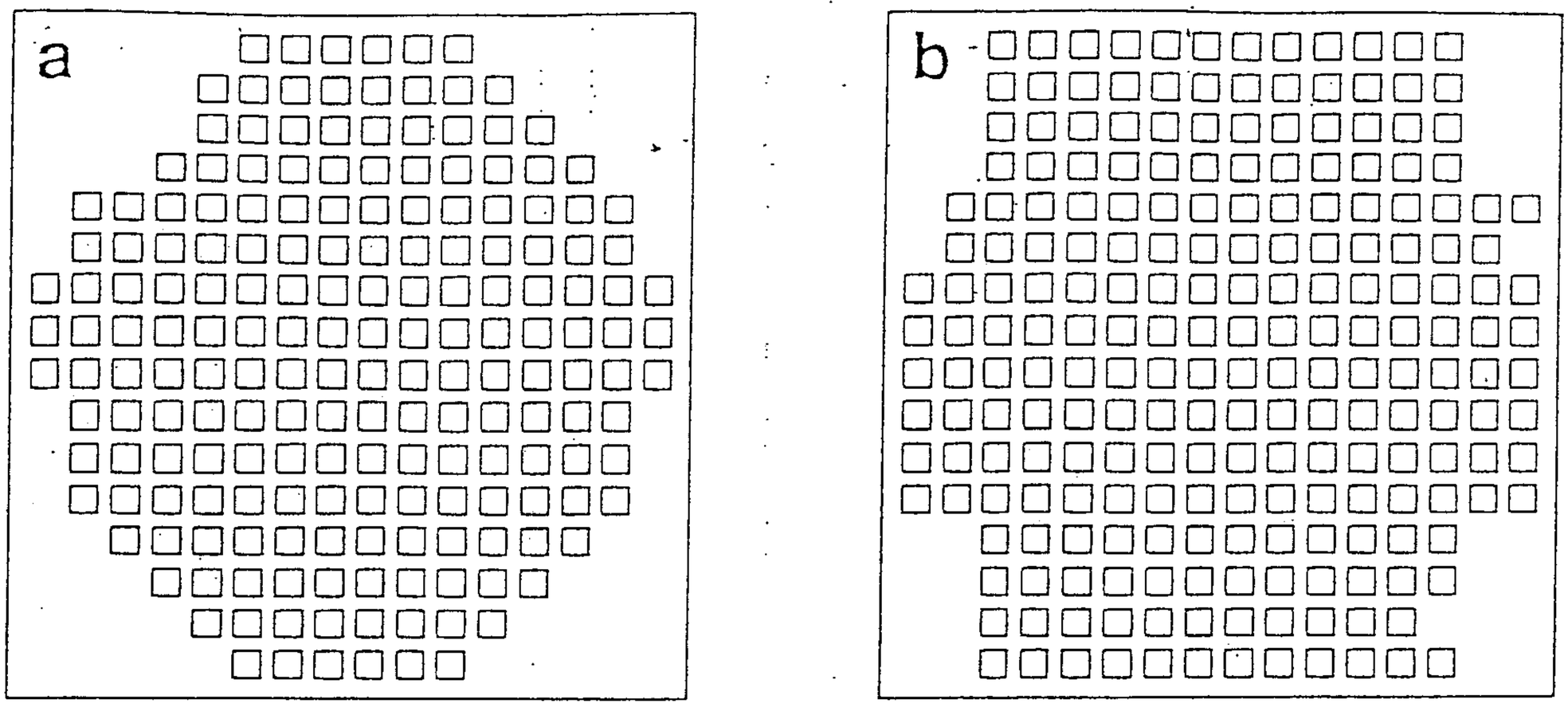


Figure 4.1: Imaging カメラの視野拡大作業前後の PMT の配列。それぞれ (a) 改良前、(b) 改良後の配列を示す。

ついては可能な限り多くのものを観測して、今後の見通しを立てられるようにした。しかし NGC 7314 と PKS 0208-512 については天候が悪く、観測が不十分であった。

4.2 改良作業

1992 年 7 ~ 8 月に行われた改良作業の目的は 2 つあり、それは Imaging カメラの視野拡大とノイズの除去である。Imaging 法を用いる場合、その長所は Čerenkov 光の像の形で γ 線の識別が可能であるという点であり、従って像の全体を捕らえられることが重要である。γ 線シャワーに伴う Čerenkov 光の像全体を測定するのに最適なカメラの視野は直径 $\sim 4^{\circ}$ 程であり [8, 9]、現在の視野でもまだ十分ではない。他方、天体からの γ 線 flux はエネルギーの増加と共に急激に減少するものと予想されるため、装置の threshold energy を下げることが γ 線検出能力の向上につながると言える。そのためにはノイズの軽減が必要不可欠である。空気 Čerenkov 光観測の可能な時間は限られているため、下記の改良作業は観測データの統計を稼ぐ上で非常に重要である。

4.2.1 Imaging カメラの視野拡大作業

Chapter 3 で Imaging カメラの PMT の配列について述べたが、PMT の本数が 220 本となったのは 1992 年 7 月の改良作業後である。それ以前は PMT 188 本で観測を行っていた。改良作業前後の PMT の配列を Figure 4.1 に示す。具体的な作業の内容は、不良な PMT ソケットの交換及び PMT の充填である。この作業によって、カメラの視野は ~ 17 % 増加した。さらに視野を拡大する計画が現在進行中である。

4.2.2 ノイズ除去作業

現在のデータ収集システムは、夜光 (及び人工光) によるノイズと望遠鏡を駆動するモータに起因するノイズの影響を受けている。これらを改善するための改良作業を 7 月 ～ 8 月に行った。具体的には、

- 各 high voltage box の ground 線の強化。
- 各 high voltage box の静電シールド。
- 望遠鏡周囲からの反射光軽減措置。

等である。これらの作業によりノイズはかなり軽減され、改良前 hit threshold level を 450 mV としていたのが 380 mV まで下げられるようになった。結果として、トリガー頻度も ～ 0.3 Hz から ～ 1 Hz に向上し、以前より天頂角の大きいところまで、データの安定した状態で天体を追尾出来るようになった。しかし、望遠鏡駆動用モータのノイズは完全に除去出来ず、現在もなお原因の究明中である。

Chapter 5

夜光及び星光による装置の性能評価

夜光及び星光が空気 Čerenkov 光観測の background であることは Chapter 3 で述べた。しかしこれらは光量が既知であることから、観測装置の calibration に利用できる。本章の目的はそのような calibration から、装置の動作特性を評価することにある。まず夜光を利用した hit threshold level の calibration と星光を利用した視野の中心位置の calibration について、その方法と結果を述べる。これらの結果から PMT に入射する photon 数と ADC value との対応を得、Čerenkov 光のシミュレーション結果との比較から装置の threshold energy の評価を行う。

5.1 夜光を利用した hit threshold level の calibration

Chapter 3 のトリガーシステムのところで述べたように、PMT 出力パルスの波高が hit threshold level を超えると hit pulse が作られる。更に hit pulse の和 ("Hit Sum") によって trigger pulse が作られるので、hit threshold level と入射 photon 数の関係を知ることは、どのような event を測定しているかを把握する上で重要である。以下でその方法、結果を述べる。

5.1.1 夜光の分類と光量

夜空を明るくしている背景放射を総称して夜天光と呼び、これは主として次の 3 種類の光である。

1. 大気光：

   地球大気上層部の化学反応によって大気自体が発する光。そのスペクトルは連続スペクトル、輝線スペクトル及び帯スペクトルからなる。連続スペクトルは昼間の太陽の散乱光と類似しているが、紫外部でやや強い。輝線スペクトルと帯スペクトルは、主として太陽紫外線による光化学反応によって励起された地球上層大気の原子、分子の発光が原因である。

2. 黄道光：

   太陽系の軌道面 (黄道) に沿った放射光を黄道光と呼ぶ。これは太陽系の黄道面に分布する塵粒子が太陽光を散乱したものだと考えられている。黄道光は黄道面に沿って太陽から 90° かそれ以上の角距離まで広がって見え、その強度は夜毎にさらには一夜の間にも大きく変動する。

3. 星野光：

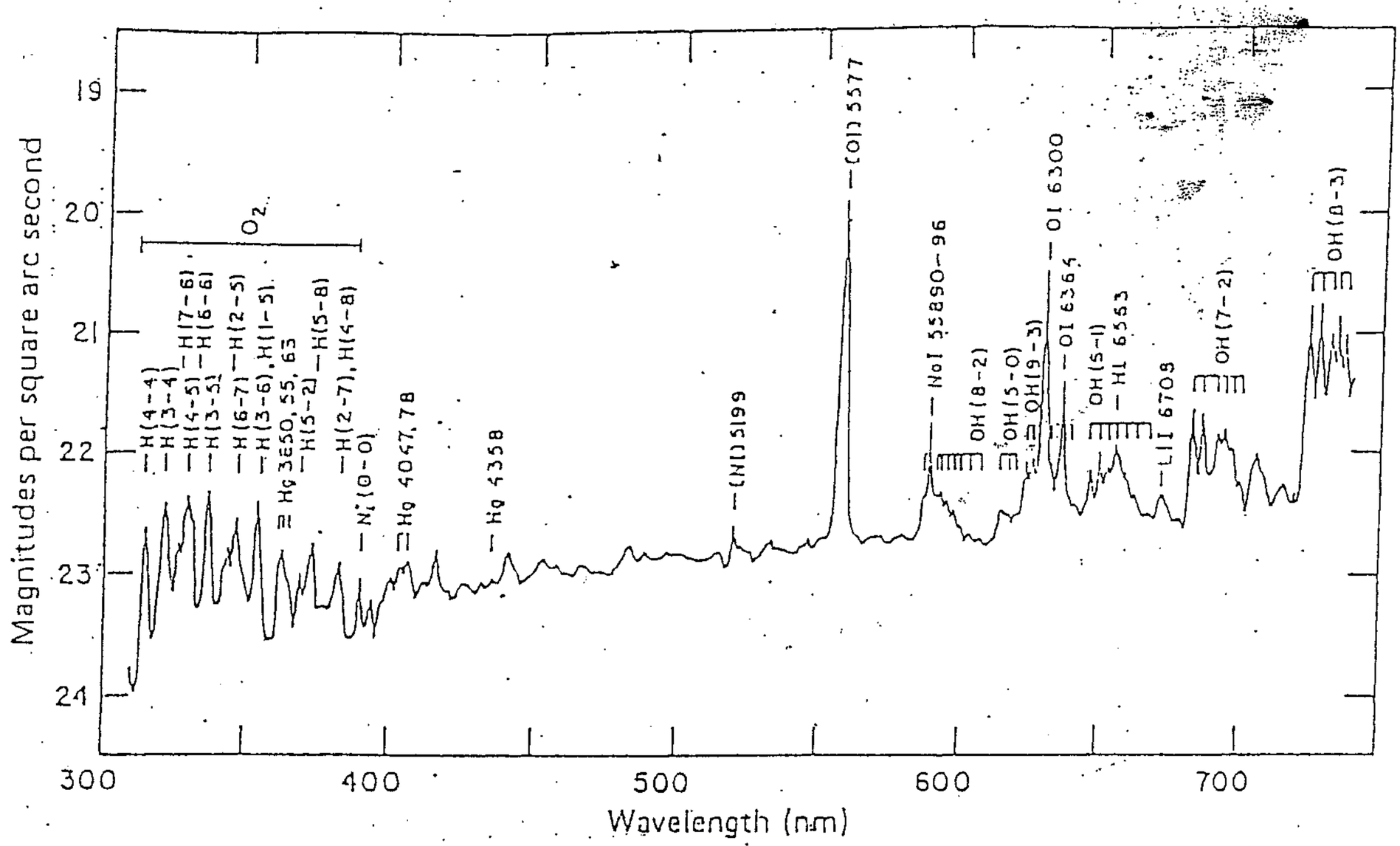


Figure 5.1: 典型的な夜光のスペクトル [35]。

星や星雲、銀河からの直接光及び空気分子によるその散乱光。

ある天体を対象に観測する場合、background となるのは上記の光の重ね合わせであり、本論文で夜光とはこの重ね合わせを指すものとする。しかし黄道光と星野光は天球において局所的な光であり、background として主な寄与をするのは大気光である。

Figure 5.1 に波長 330 nm ~ 1000 nm における典型的な夜光のスペクトルを示す [35]。連続スペクトルの上に O (原子)、Na (原子)、N_2 (分子)、O_2 (分子) 等の輝線スペクトル、帯スペクトルが見られる。CANGAROO 3.8 m 望遠鏡で使用している PMT の分光感度から、本実験で有効な波長域はおよそ 350 nm ~ 550 nm であり、この領域に明るい輝線スペクトルは存在しない (O 原子 5577 Å の輝線が明るいが、本実験においてはその影響は無視できる)。また、この領域における連続スペクトルは factor 程度の違いがあるものの、後述の計算では波長に対しほぼ一定であるとみなす。

以下の計算において、標準的な夜光の光量は Jelley (1958) がまとめた値を使うことにする。その値は 2.55×10^{-4}erg cm^{-2}sec^{-1}str^{-1} (4300 ~ 5500 Å) である [10]。夜光の波長スペクトルが一定であるという仮定のもとに、波長当たりの値に直すと、

$$\frac{d^4W}{dSdtd\Omega d\lambda} = 2.125 \times 10^{-7}\mathrm{erg\,cm^{-2}sec^{-1}str^{-1}\AA^{-1}} \quad (5.1)$$

である。Jelley が使用した夜光の文献値とその他の文献値について、単位を erg cm^{-2}sec^{-1}str^{-1}Å^{-1} に統一した結果を Table 5.1 示す。この表から得られる夜光量の範囲は 0.66 ~ 4.0 erg cm^{-2} sec^{-1}str^{-1}Å^{-1} であり、観測場所、時刻、天体の位置によって、(5.1) の値は factor 2 程度変化すると考えられる。

Chuveyev (1952)	continuous spectrum :	1.5×10^7
	starlight and zodiacal light :	1.4×10^7
	total :	2.9×10^7
Babcock and Johnson (1941)	4000 ~ 4250 Å:	1.3×10^7
	4250 ~ 5500 Å:	2.0×10^7
Rodionov (1957)	3200 ~ 3600 Å:	$0.8 \sim 4.0 \times 10^7$
	5400 ~ 5750 Å:	$1 \sim 4 \times 10^7$
理科年表 (1990)	大気光：	0.66×10^7
	黄道光：	1.62×10^7
	星野光：	1.56×10^7

Table 5.1: 夜光の文献値のまとめ。単位は全て erg $cm^{-2}sec^{-1}str^{-1}Å^{-1}$。

nm → 10^{-7}cm

(5.1) より、波長域$\lambda_1 = 350\text{nm} \sim \lambda_2 = 550\text{nm}$ における夜光の photon 数 $cm^{-2}sec^{-1}str^{-1}$ は、

$$\frac{d^3N}{dSdtd\Omega} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^3W}{dSdtd\Omega d\lambda}\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^{-1}d\lambda \tag{5.2}$$

$$= \frac{1}{2hc}(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)\frac{d^3W}{dSdtd\Omega d\lambda} \tag{5.3}$$

$$= 9.628 \times 10^7 \text{photons}\, cm^{-2}sec^{-1}str^{-1} \tag{5.4}$$

となる。

5.1.2 hit threshold level の評価方法とその結果

夜光の光量から hit threshold level を以下のように評価する。まず前出の夜光量から、PMT 1 本当たりに期待される photoelectron 数が得られる。この期待値に対して揺らぎを考慮して、PMT の信号をシミュレートする。さらにこの揺らぎに対して hit threshold level を仮定し、時間当たりの hit の回数、すなわち single count rate の期待値を求めることができる。hit threshold level を変えて single count rate の期待値を求め、観測結果と比較し、実際の hit threshold level を決定する。現在の望遠鏡は特別な calibration システムを備えていないため、このような方法を採らざるを得ない。

夜光から期待される PMT 1 本当たりの photoelectron 数

(5.4) の photon flux が望遠鏡鏡面で反射し PMT の光電面に入射すると、光電面から photoelectron が放出される。PMT 1 本当たりに期待される単位時間当たりの photoelectron 数を求めるために必要なパラメータは以下のものである。

- S_m : mirror の面積 $= 1.12 \times 10^5 cm^2$
- θ : PMT の視野 $= 0.12° \times 0.12°$
- ϵ_q : PMT の量子効率 ~ 0.2
- ϵ_r : mirror の反射率 ~ 0.5

この中で、鏡面の現在の反射率は測定されていないので、～ 0.5 であると仮定した。以上より、PMT 1 本当たりの photoelectron 数の期待値は、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d^3N}{dSdtd\Omega} \times S_m \times \theta^2 \times \epsilon_q \times \epsilon_r \tag{5.5}$$

$$\sim 4.7 \times 10^{-3} \left(\frac{S_m}{1.12 \times 10^5 cm^2}\right)\left(\frac{\theta}{0.12^\circ}\right)^2\left(\frac{\epsilon_q}{0.2}\right)\left(\frac{\epsilon_r}{0.5}\right) \text{photoelectron nsec}^{-1}\text{PMT}^{-1} \tag{5.6}$$

となる。

夜光による single count rate の期待値

PMT 出力パルスの幅は ～ 10 nsec であり、この間に期待される photoelectron 数は (5.6) より、

$$N \sim 4.7 \times 10^{-2} \left(\frac{S_m}{1.12 \times 10^5 cm^2}\right)\left(\frac{\theta}{0.12^\circ}\right)^2\left(\frac{\epsilon_q}{0.2}\right)\left(\frac{\epsilon_r}{0.5}\right) \text{photoelectron PMT}^{-1} \tag{5.7}$$

である。Poissonian fluctuation を仮定して、PMT 出力信号をシミュレートする。hit threshold level を m photoelectrons とすると、fluctuation によってこの level を超える確率 p は、

$$p \sim \sum_{n=m}^{\infty} \frac{N^n}{n!}\exp(-N) = 1 - \sum_{n=0}^{m-1} \frac{N^n}{n!}\exp(-N) \tag{5.8}$$

である。観測データに記録される single count rete は 1 msec 当たりの hit 数であり、上記の確率 p は 10 nsec 当たりの hit 数に対応するから、single count rate (msec^{-1}) の測定結果と比較するには上記 p に ~~1000/10 = 100~~ 10^5 を乗ずればよい。

hit threshold level が 1 ～ 5 photoelectrons とした場合に対する、single count rate の期待値を Figure 5.2 に示す。前述のように、夜光量には factor 2 程度の任意性があると考えられるから、Figure 5.2 ではその範囲を斜線で示した。

夜光による single count rate の観測値

Figure 5.3 は実際に観測したデータ (RUN 139) から得た各 PMT の single count rate の平均値である。RUN 139 は鏡面研磨を行った直後の観測であり、データの状態も良い (ノイズが少ない、天候が良い等)。RUN 139 における観測目標は PSR 1706-44 であり、視野の中には 8 等級より明るい星が 4 個あるが、それらの影響は除いてある (その方法については後述)。それにもかかわらず PMT の channel によって、single count rate の平均値は統計的揺らぎ以上に広く分布している。その理由は、まず第一に各 PMT の gain がよく一致していないにも関わらず、全 PMT に同じ hit threshold level を設定しているためである。この影響は特に PMT の channel number が 150 の前後に現れている。この gain の不一致はトリガーに対して深刻な影響を与えかねないので、今後早急に改善する必要がある。その他の理由としては、PSR 1706-44 が銀河中心に近い天体であるため、その視野の中に恒星以外の星雲が存在している可能性がある。また、single count rate が極端に低い channel があるが、これらはおそらく光電面または接触不良で出力が不安定であったためである。現在このような channel は 220 channel 中 ～ 13 channel 程ある。これらについても、今後原因究明、改修が必要である。

このように、観測された single count rate には、channel によって統計的揺らぎ以上の不一致があるものの、夜光による平均的な single count rate の観測値は、

$$1 \sim 5 \text{ hits msec}^{-1} \tag{5.9}$$

である。

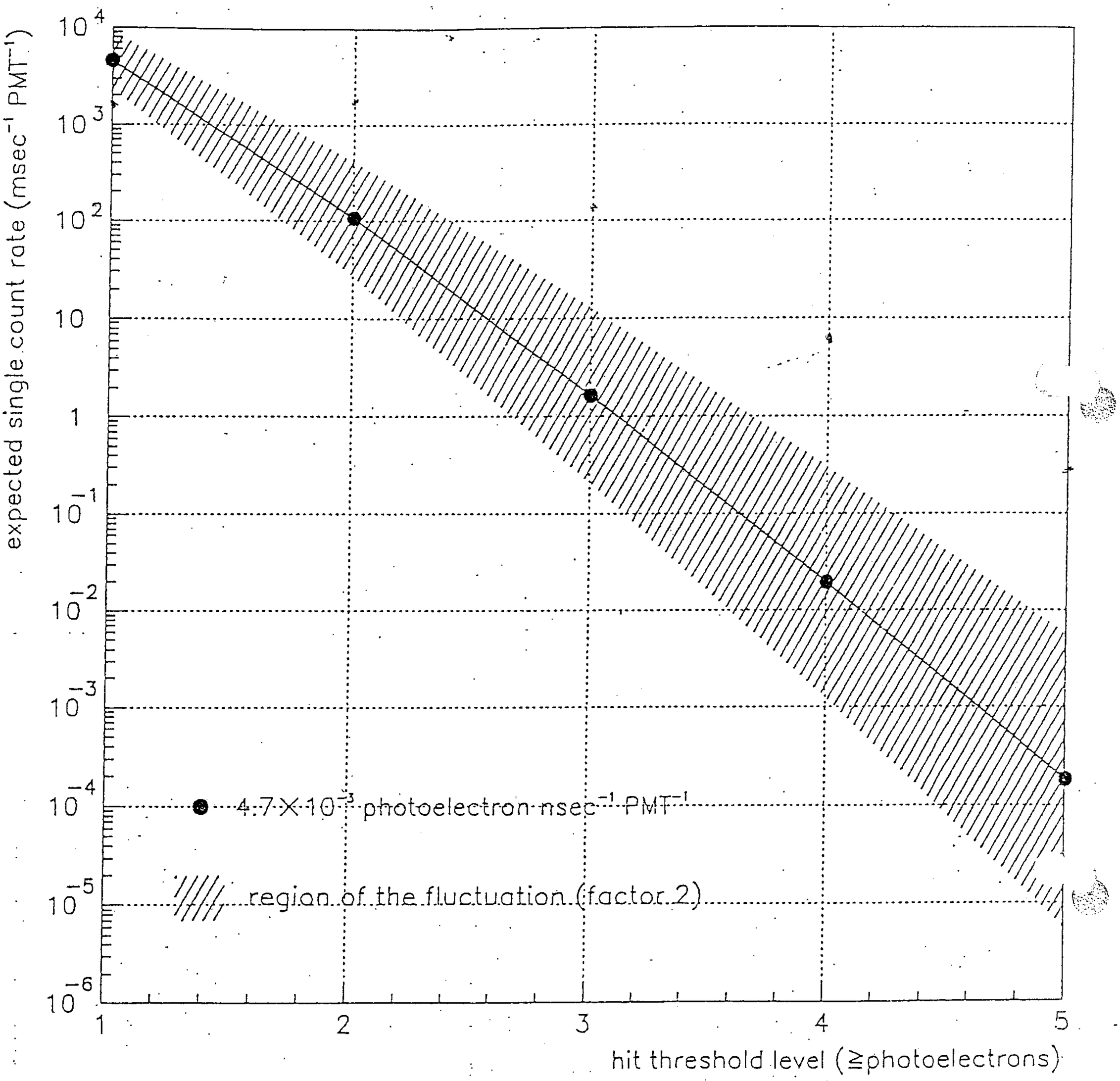


Figure 5.2: 夜光による single count rate (msec^{-1}) の期待値。

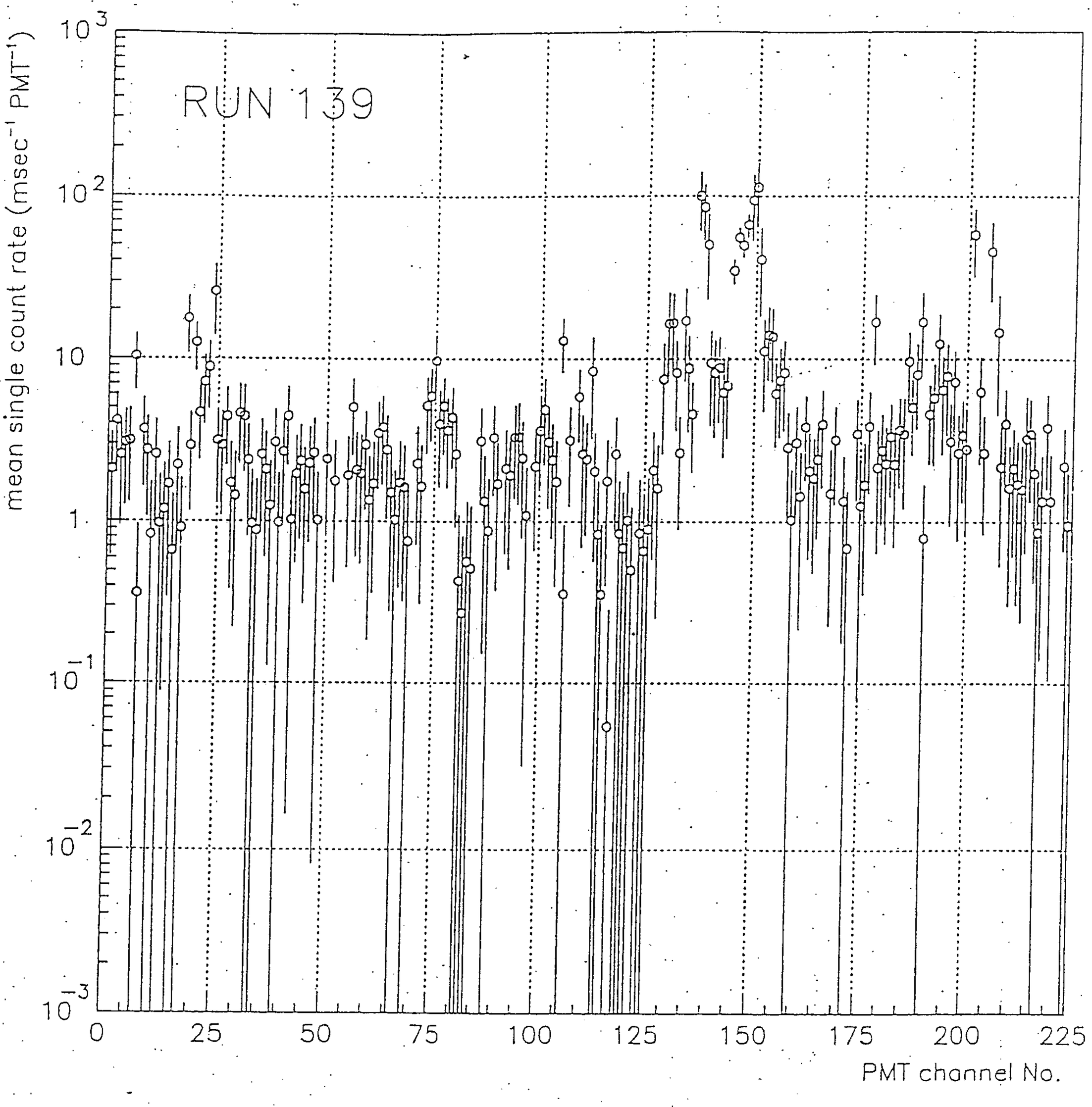


Figure 5.3: 観測データ (RUN 139) から得られた各 PMT の single count rate の平均値。

期待値と観測値の比較

Figure 5.2 と Figure 5.3 を比較すると、観測から得られた single count rate (5.9) に対応する hit threshold level は、

$$\text{hit threshold level} \sim 3 \text{ photoelectrons} \tag{5.10}$$

であると結論できる。夜光の光量は天候、時刻、視位置によって変化し、人工光の影響や鏡面の反射率等の未知の情報が存在するため、この値は精度の高いものではない。従って、上式で 3 photoelectrons としてはいるものの、±1 photoelectron 程度の誤差があると考えられる。更に精度の良い calibration をするためには、現地で実際に夜光の振舞いを調べ、また鏡面の反射率を測定する必要がある。

5.2 星光を利用した Imaging カメラの中心位置の calibration

観測中、視野の中に 3 ～ 6 等級の恒星が存在すると、その星の位置に対応する PMT に星光が入射し、single count rate が周囲の PMT よりも高くなる。CANGAROO 3.8 m 望遠鏡は経緯台式であるから、目標とする天体を追尾する間に恒星は視野の中を回転する (Figure 5.4)。従って、各 PMT の single count rate の増大の様子を調べることにより、カメラの中心が正しく目的の天体の方向と一致しているかを確認することができる。Section 2.2 で説明したように、Imaging 法における Čerenkov 光入射方向決定精度は、γ 線と background との識別において重要な役割を果たす。従って、天体がカメラのどこに位置するかを確認するのは重要なことである。

具体的な議論に入る前に、幾つかの事項について整理しておきたい。本節では、望遠鏡の光軸に平行な光線が焦点面上に結ぶ像の位置を “視野の中心” と呼ぶことにする。視野の中で、星はこの “視野の中心” を中心として回転する。現在の観測は、目的の天体の位置を視野の中心に一致させて行われているが、これらは完全に一致しているものと仮定する。Imaging カメラの中心 (PMT の配列の中心) は、これが視野の中心に来るように調整してあるが、この作業は手作業で行われた。本節で目標とするカメラの中心位置の calibration は、カメラの中心が視野の中心からどれだけずれているかを見積もるということである。

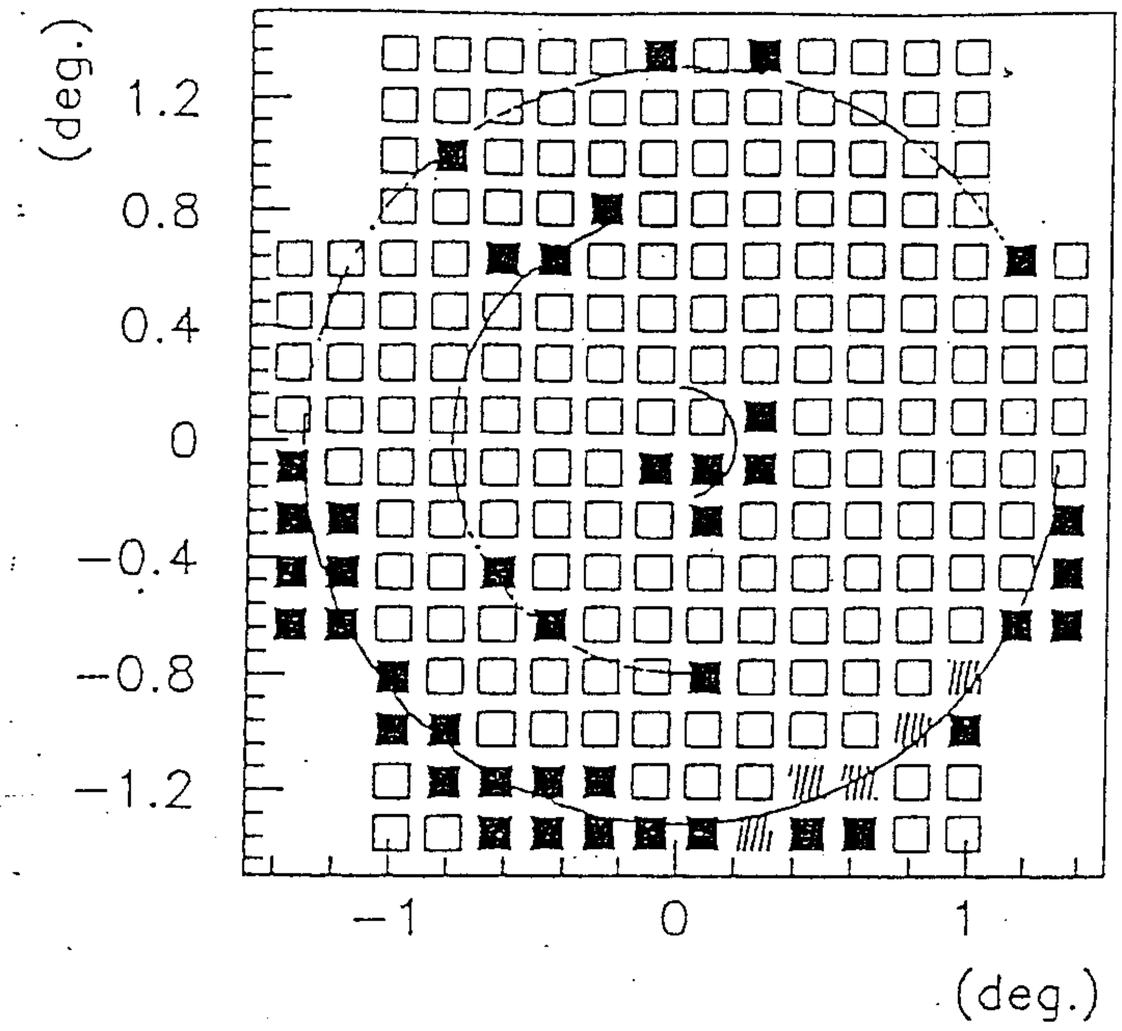
星の像でカメラの中心位置の calibration をするに場合、以下の 3 事項が calibration を困難にしている。

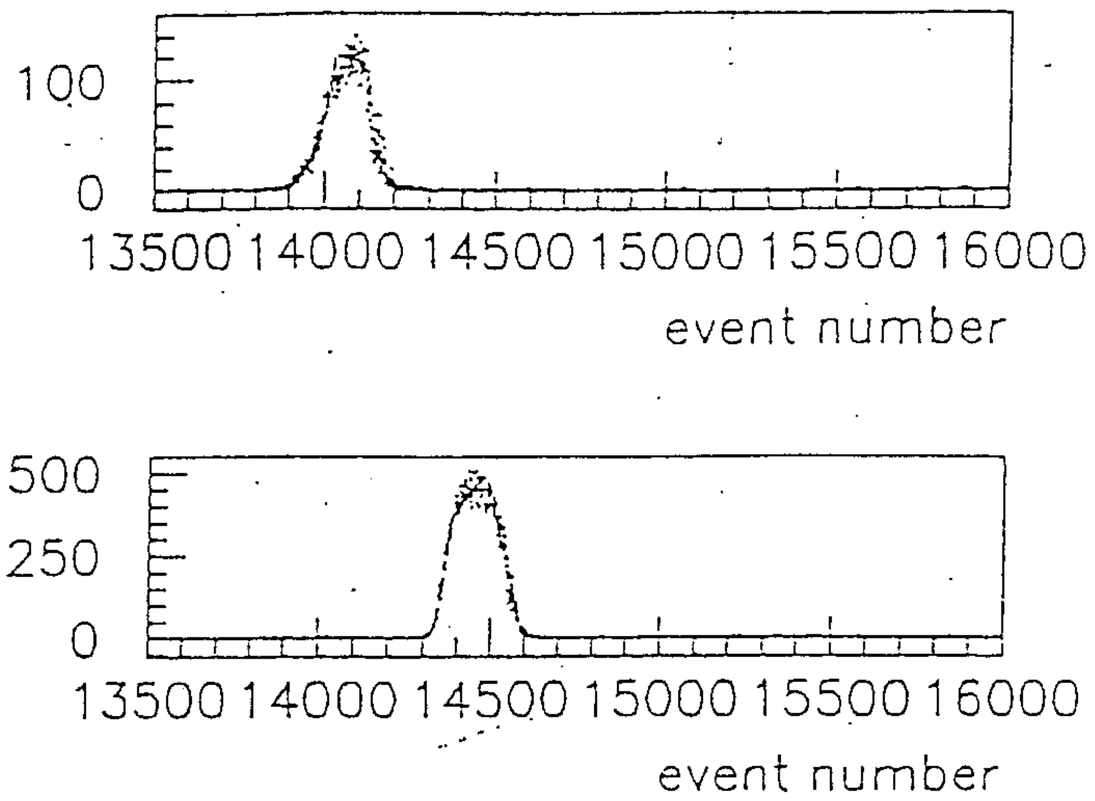
1. PMT が大きさを持つため、その範囲内で星の位置を判断するのが難しい。

2. 放物面鏡で観測される星の像は、視野の中心から離れるに従ってコマ収差により広がってしまう (Figure 5.5)。

3. 各 PMT の gain が一致していないので (Figure 5.3)、光量の情報を使うことが難しい。

上記 3 は装置の改善により除けるものの、その他は現在の装置を使用する限り完全に解決することは不可能である。上記 2 はコマ収差の広がりの程度を詳しく調べればそれほど深刻な問題ではないかもしれない。しかし、星の像から得られる中心位置の精度を PMT 1 本分の幅 (0.12°) よりも小さくするのは困難であろう。Imaging 法で TeV γ 線点源を用いてカメラの中心の位置を決定する方法は、Whipple Observatory によって提案されているが、その精度は 0.13° ～ 0.21° である [1]。CANGAROO 3.8 m 望遠鏡で使用している PMT のサイズは彼らのものより小さいので、同様の解析を行えば精度はより良くなる可能性がある。いずれにしろ、1 台の Imaging 望遠





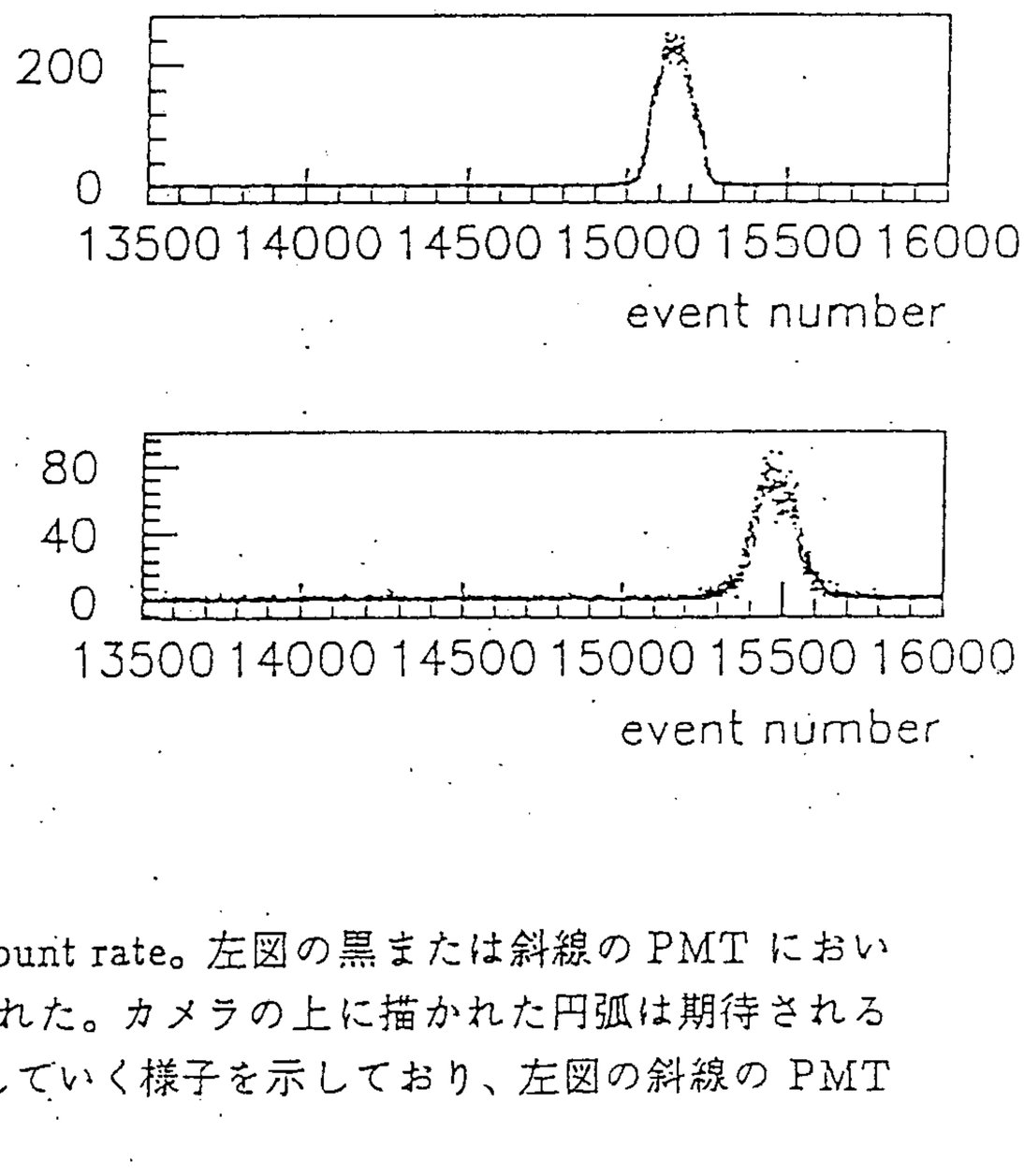


Figure 5.4: 星光の影響が現れた PMT の single count rate。左図の黒または斜線の PMT において、星光による single count rate の増大が観測された。カメラの上に描かれた円弧は期待される星の軌跡を示す。右図は星の像が PMT 間を推移していく様子を示しており、左図の斜線の PMT 上を時計回りに移動しているのがわかる。

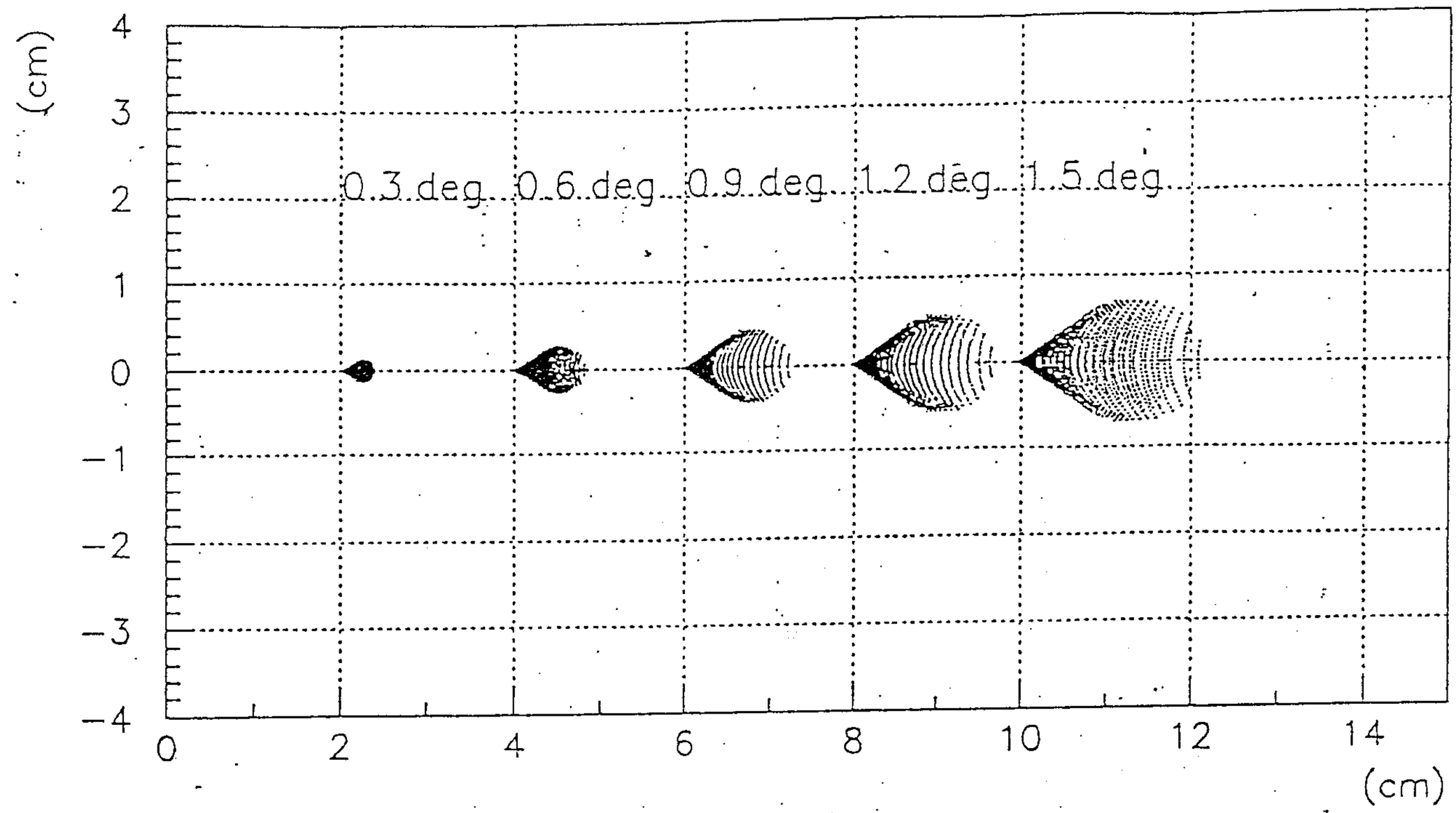


Figure 5.5: コマ収差により星の像が広がる様子。像の上の数字は、望遠鏡の光軸に対する星光の入射角を示す。縦、横軸は、焦点面上で視野の中心を原点とした座標を表す。

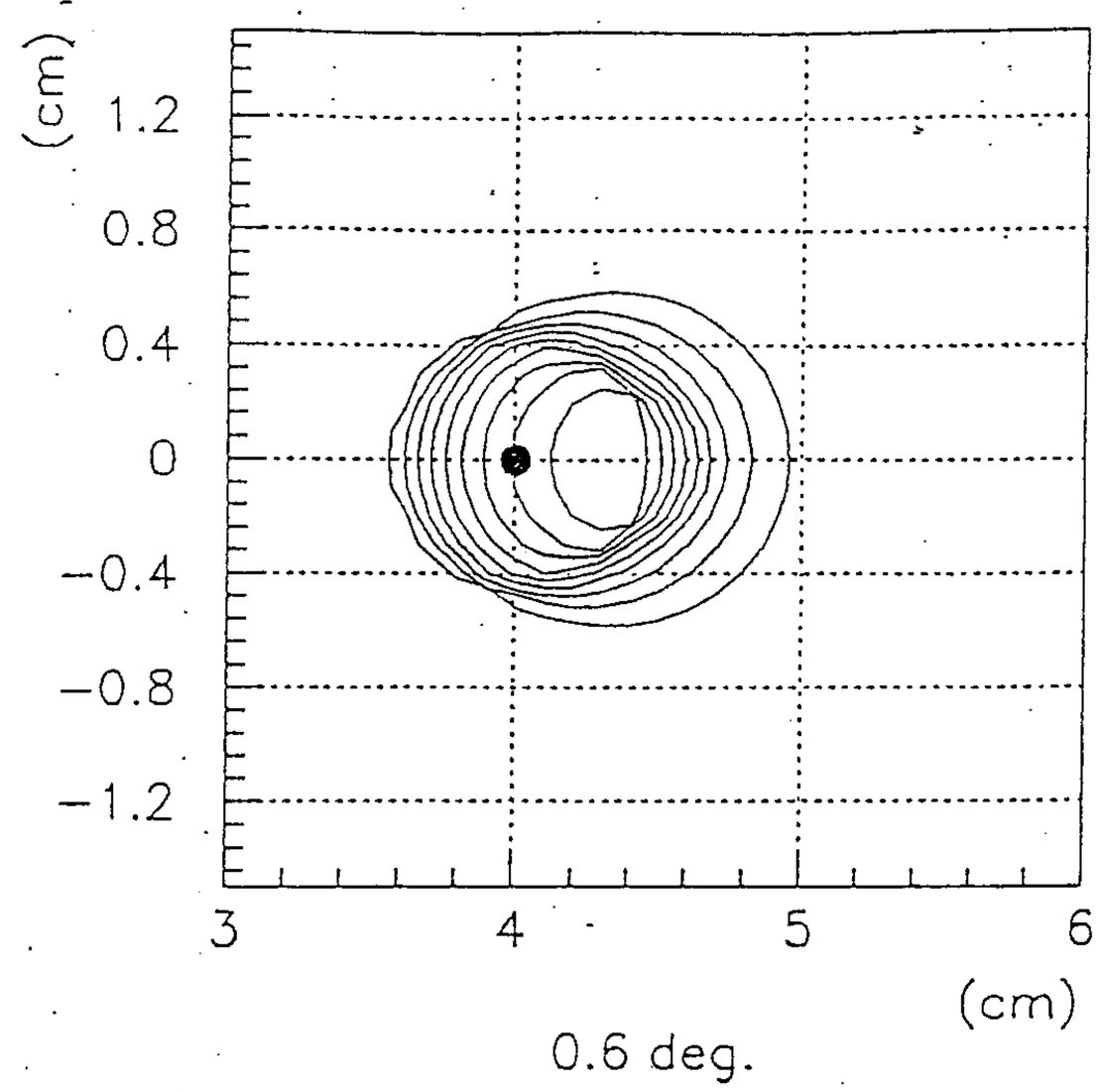
鏡を使った天体位置の精度は上記の level が限界であり、さらに良い精度を達成するには複数の望遠鏡が必要である [1]。

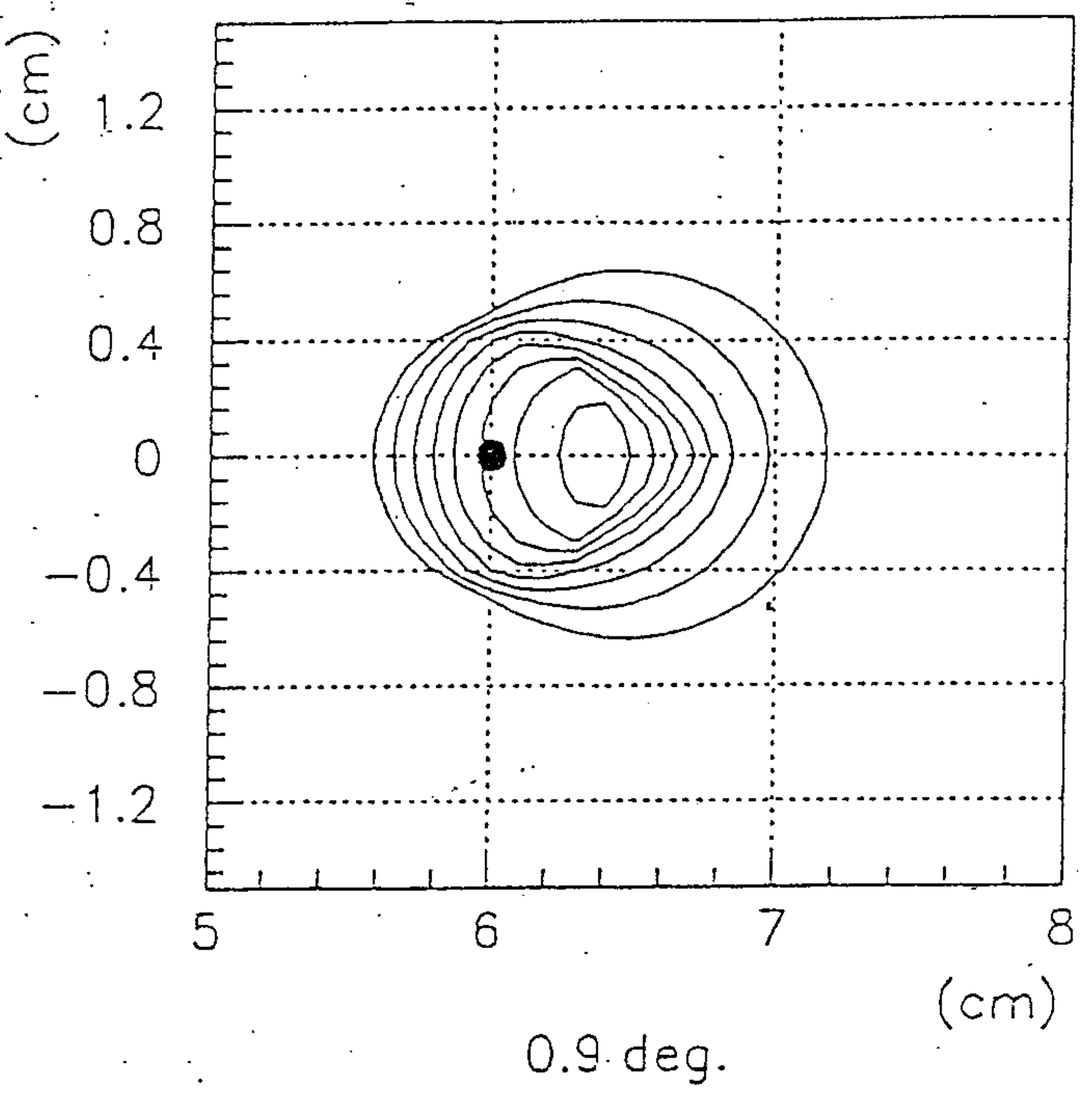
5.2.1 コマ収差による像の広がりの影響

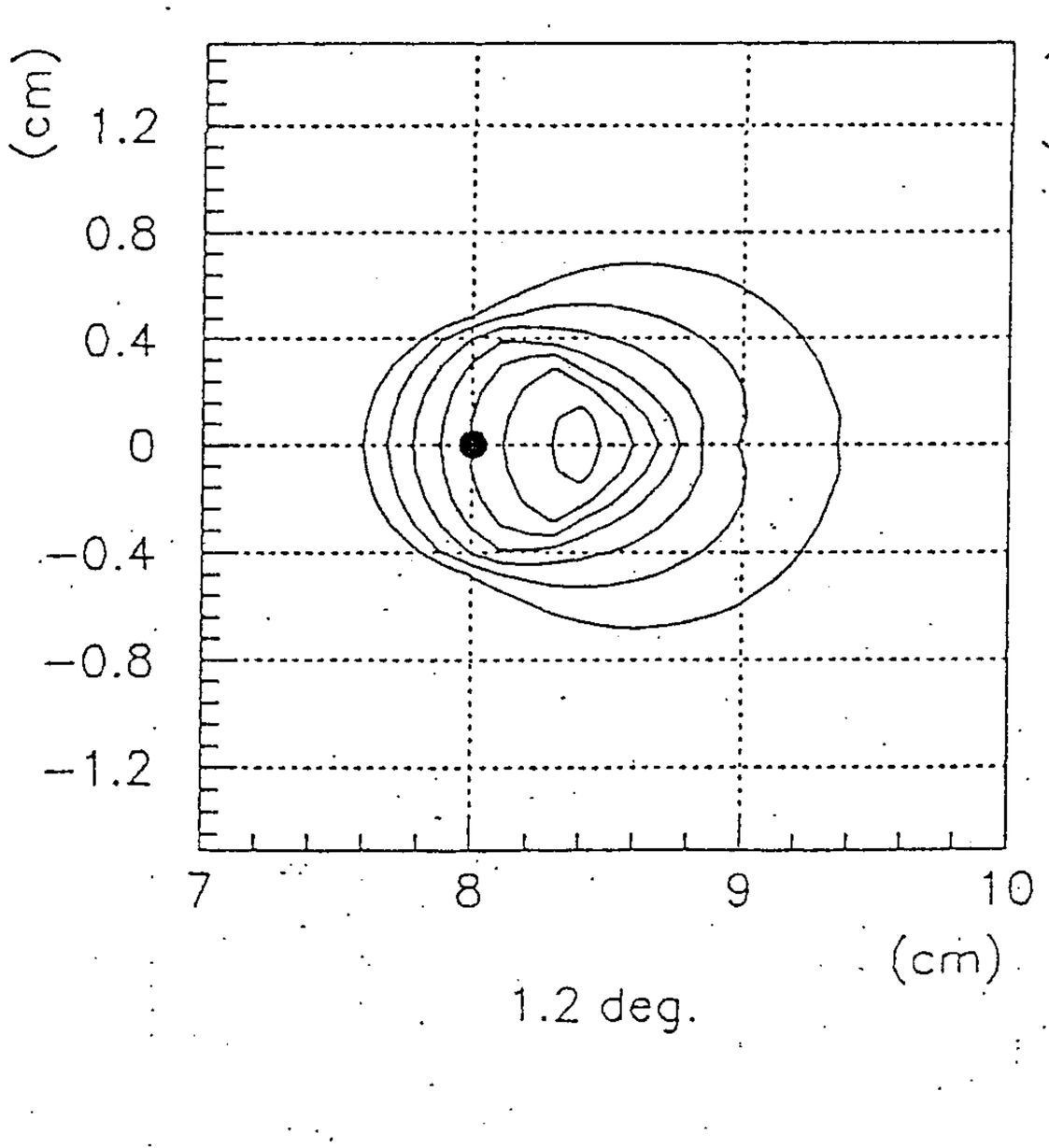
放物面鏡の軸に対して非平行に入射した平行光線は焦点面において広がりのある像を結ぶ (Figure 5.5)。その形は、最も光量の多い一点から視野の外側の方向に尾を引く。像の広がりは視野の中心から遠ざかるに従って大きくなる。

このような星光の像を、有限の広がりを持つ PMT で測定する場合の集光率について調べることにする。Figure 5.5 のような星の像の付近に PMT を置いた時に、PMT によって測定される光子の、焦点面に入射した光子全体に対する割合として集光率を定義する。集光率を見積もる場合、PMT が方形であることが計算を複雑にするので、ここでは面積が等しい円形光電面をもつ PMT に置き変えて近似する。計算により得られた、PMT の集光率の contour map を Figure 5.6 に示す。図は、黒丸の位置から右に広がった星光の像の付近に PMT を置き、その時に得られる集光率を PMT の中心座標に対して表してある。Figure 5.6 を見ればわかるように、集光率が最も大きい場所は、黒丸の位置よりも視野の外側に存在する。最も光が集中していることと、星の方向と視野中の位置との対応が容易であることから黒丸の位置を今後“星の位置”と呼ぶことにし、これに対し集光率の最大点は“星の像の中心”として区別する。PMT で取られた観測データとの比較をする場合には、集光率の最も大きいところを平均的な星の位置として扱うべきであり、“星の像の中心”が“星の位置”からどれだけ外側にずれるかを調べておく必要がある。

視野の中心と星の位置とを結ぶ線上における集光率を星の近傍について計算した結果を Figure 5.7 に示す。斜線の領域は集光率が 1 となる部分で、星の像が視野の中心から 0.6° 以内ならば、星の







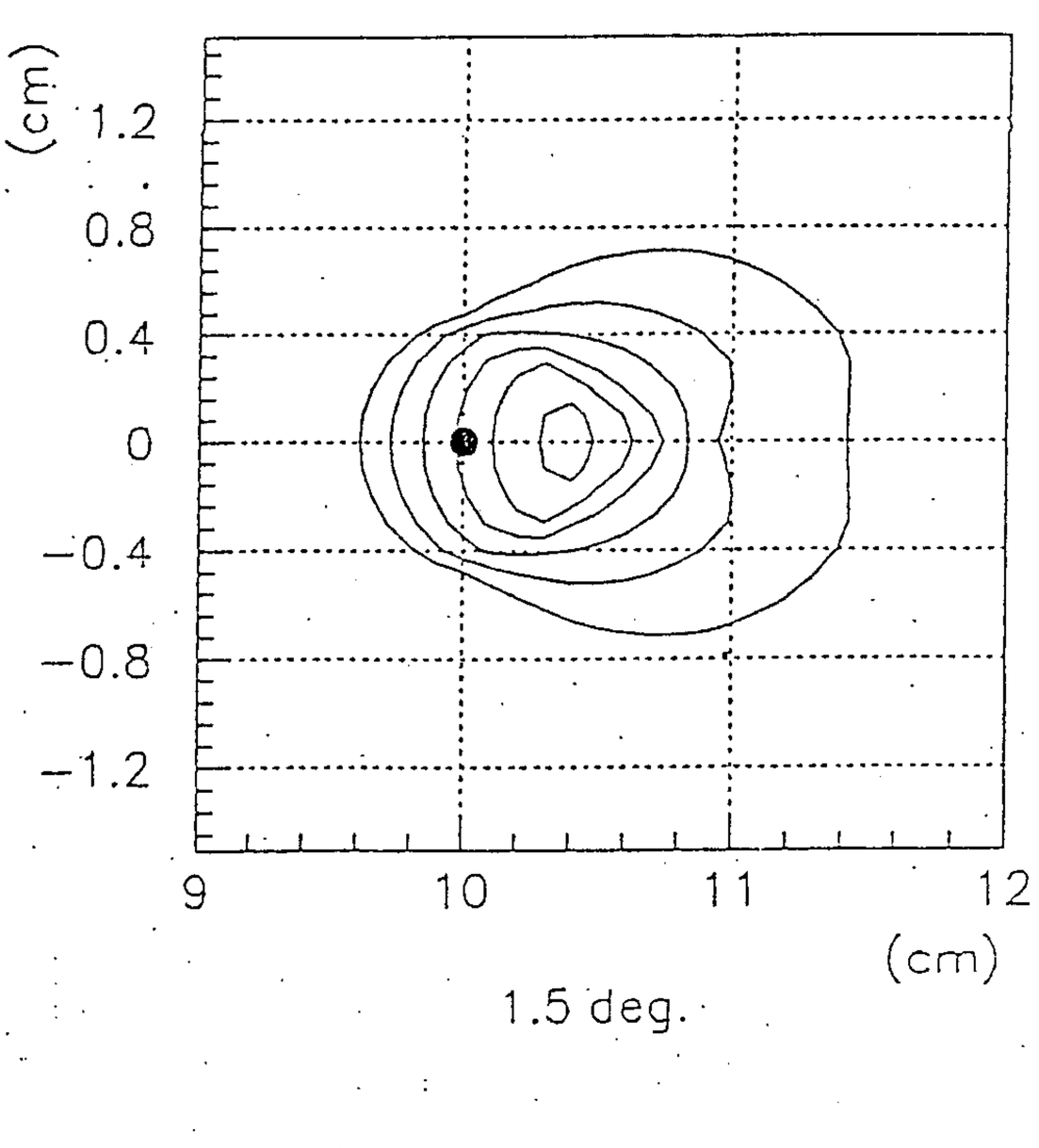


Figure 5.6: 星光の像に対する PMT の集光率の contour map。望遠鏡の光軸に対する星光の入射角が 0.6°、0.9°、1.2°、1.5° の像を示してある。縦、横軸は焦点面上で視野の中心を原点とし、contour level は 0.1 間隔である。黒丸は星の光が最も集中する点で、像はこの点から右に広がっている。視野中で 1 cm ~ 0.15° である。

像全体の広がりは PMT 1 本程度となることがわかる。図の破線は集光率が最大になる位置を示しており、星が視野の中心から ～ 0.6° 以上遠い場合は星の位置から～ 0.06° 外側にずれることを示している。後述のカメラの中心位置の calibration で予想される星の像の中心を計算から求める際、この破線の関数を考慮する。

5.2.2 Imaging カメラの中心位置 calibration の方法とその結果

今回行った calibration の手順の概略を以下に示す。

1. PMT に星光が入射していると判断する single count rate に対する条件を決める。

2. 上の条件を満たした PMT について、入射光を受光した時刻の平均値を求める。

3. この時刻に予想される星の像の中心 (前述) と PMT の中心位置との間の距離を求める。

4. 各 PMT について決めた距離の平均を求める。

上記 1 の条件は、星の像の中心から PMT の中心までの距離が≤ 0.2° の場合で、且つこの範囲外の PMT の single count rate の揺らぎ σ に対して 5 σ 以上の single count rate を与えるものとした。Figure 5.8 に RUN 126 で得られた各 event について、single count scaler の値の Image 全体の総計と星の像の中心から ≤ 0.2° の PMT の信号を除いた総計の時間変化を示す。calibration に使用するデータとして RUN 126 を選んだのは、観測時間が 7 月 ～ 9 月の観測の中で最も長く、星が最も多くの PMT を通過したため、使用できる情報が最も多いということによる。0.2° という数字は PMT のサイズと星の像の広がる大きさから選んだものだが、図の (a) で星光の影響による突出があるのに対して (b) ではその影響が除去されているのがわかる。これは逆に、星光の影響が≤ 0.2° の範囲に十分に含まれていることを意味している。また、星光の影響を除いても event number ～ 18000 の付近に single count rate が特に大きい event が見られるが、これは一時的に原因不明の光がカメラ全体に入射したためであると考えられ、Image 全体の single count rate が増大している。このような event は明らかに異常であるから削除する。時間変化の形が全体的に下に凸になっているのは夜光の天頂角依存性が現れているためであると考えられる [35]。この RUN において観測目標とした天体 (PSR 1706-44) が南中したのは event number ～ 15000 の付近に対応する時刻であり、この付近で最も single count rate が低くなっていることから、全体的に下に凸であることがが夜光に起因すると考えるのは妥当であろう。また、各 PMT の single count rate の threshold を 星の影響のない時間帯の single count rate の揺らぎを基に決めたのは、PMT の gain が一致していないということによる悪影響を除くためである。5 σ という数字にはあまり根拠はない。

RUN 126 について、上の条件を満たす PMT が、前出の Figure 5.4 の黒塗りの PMT である。この RUN 126 の観測目標は PSR 1706-44 で、前述のように、その周囲 ≤ 1.5° には 8 等星よりも明るい星が 4 個存在する (Figure 5.9)。このうち HR number = 6380 の 07 SCO が 3.33 等級と非常に明るく、またこの星は視野の下側を回転するので、その通過位置に該当する PMT の single count rate は顕著な増大を示している。それに比べると他の星は 5 ～ 6 等級と暗いため、その経路では single count rate の増大が目立たない PMT もある。

以下、上記の手順に従って各 PMT の single count rate 増大時刻の平均をとり、その時刻において、カメラの中心が視野の中心に一致する場合に期待される星の像の中心位置から対象とする PMT の中心に至るベクトルの成分を計算する。上記 RUN 126 について得られたベクトルの

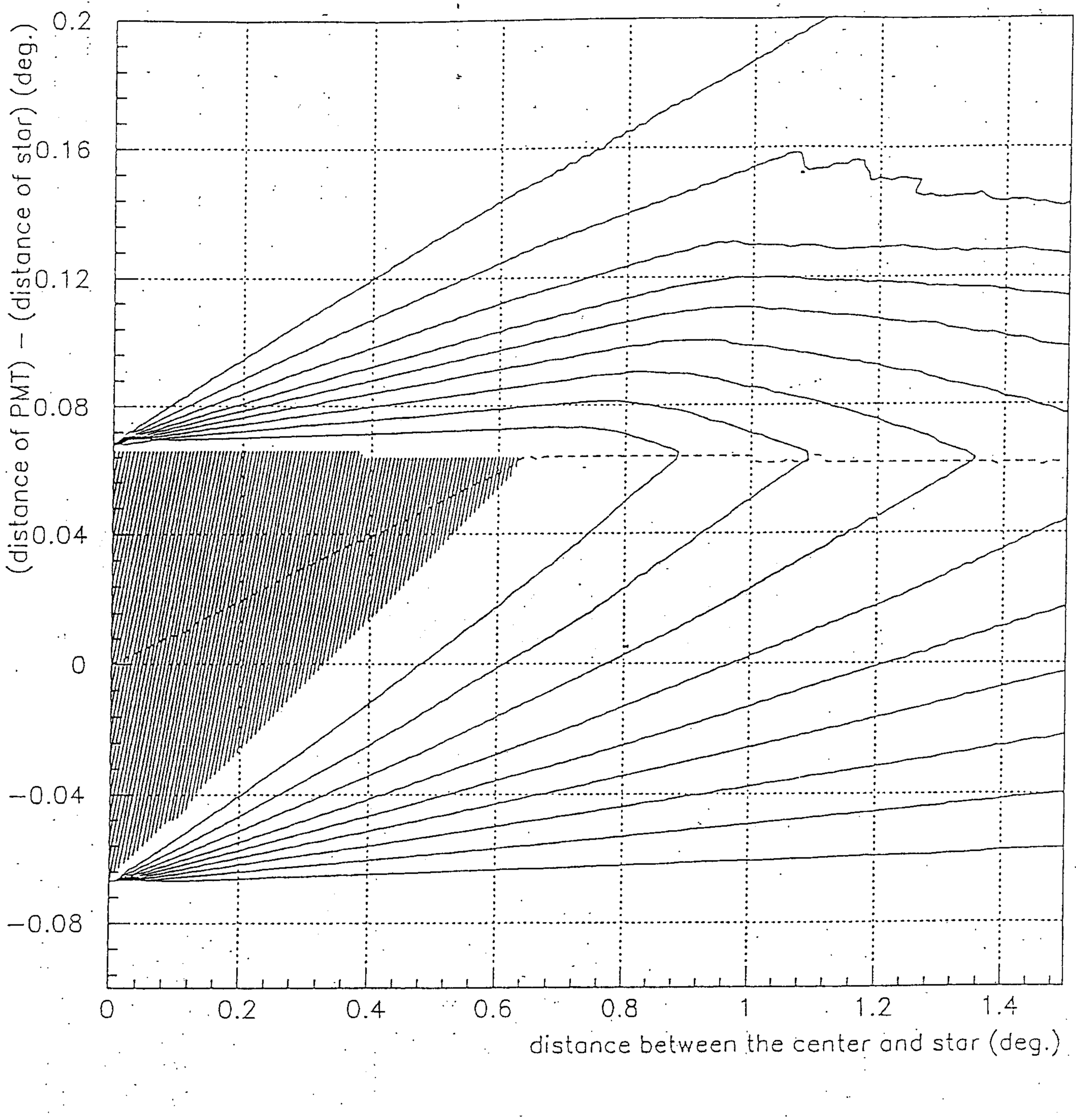


Figure 5.7: 視野の中心と星の位置とを結ぶ線上における PMT の集光率。横軸は視野の中心から星までの距離、縦軸は (視野の中心から PMT の中心までの距離) − (視野の中心から星の位置までの距離) を表す。contour level は 0.1 間隔で、斜線部分は集光率 = 1 の範囲である。破線は集光率の最高点を示し、斜線領域内の破線は集光率 = 1 の範囲の中心を表す。

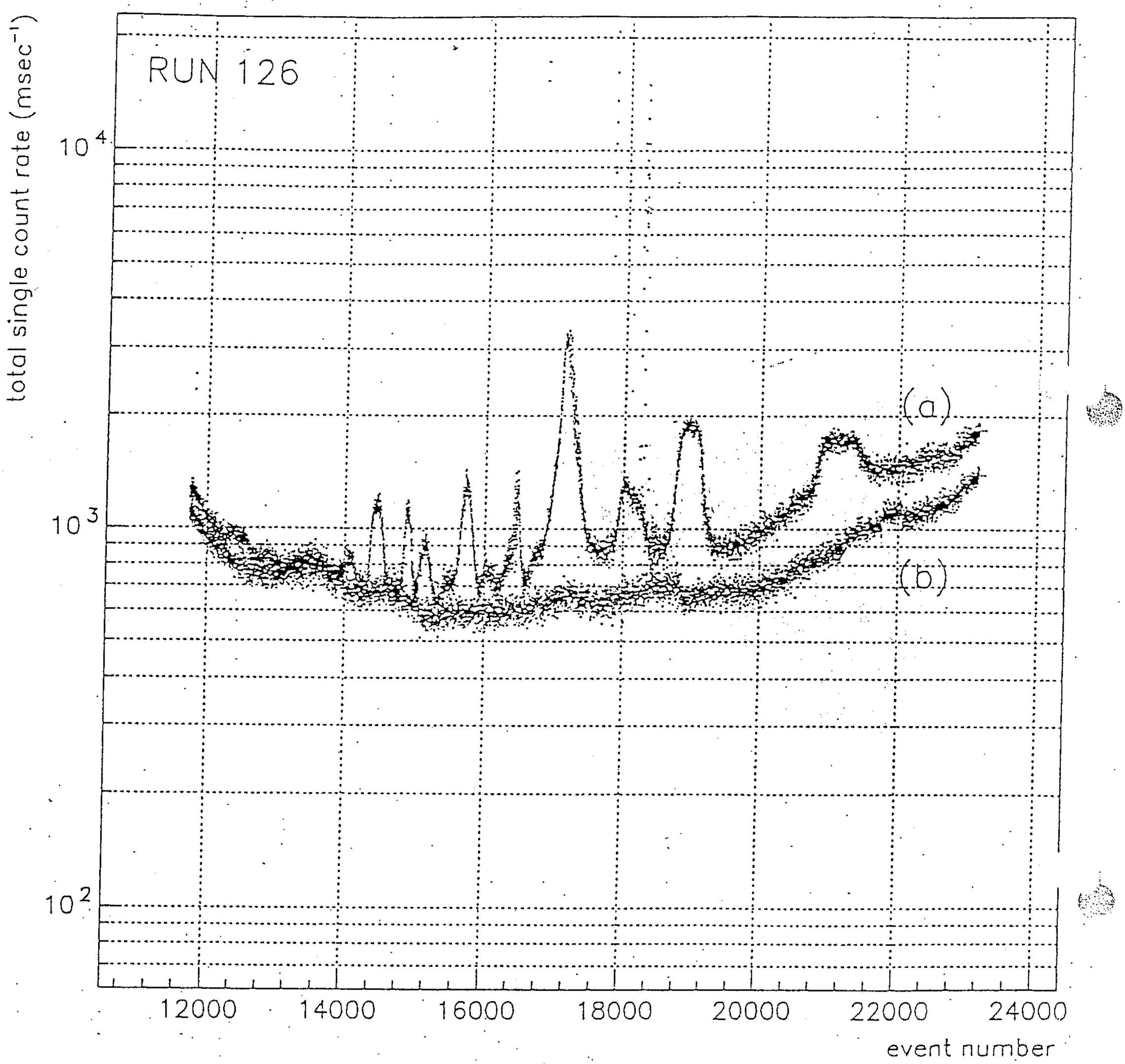


Figure 5.8: Image 全体の single count rate の総和の時間変化。(a) は星光の影響を除去前、(b) は星の像の中心から $\leq 0.2°$ の PMT を除去したもの。横軸は event number であるが、時間の推移とほぼ同じである。

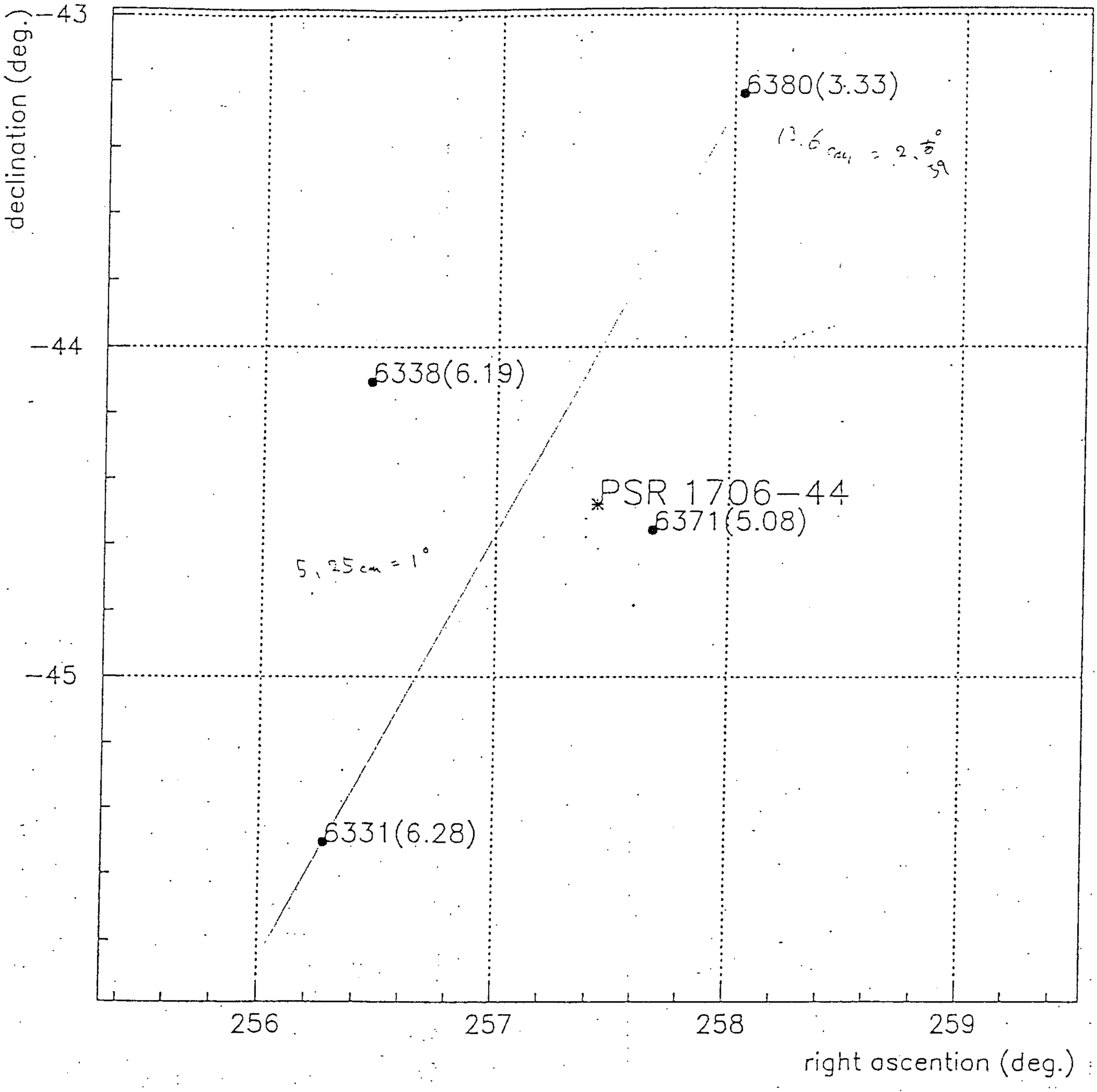


Figure 5.9: PSR 1706-44 の周囲の 8 等級より明るい恒星。各恒星に付いている番号は HR number で、括弧内は等級を示す。

成分の分布を Figure 5.10 に示す。この分布の平均が、カメラの中心の、視野の中心からのずれを表している。各 PMT から決めた中心位置の差の精度は、本節の冒頭で述べたように PMT 1本分の幅程度である。そこで、PMT のサイズ (0.12°) が 2 σ に相当する確率分布 (Gauss 分布) を仮定し、図の各点を中心とする分布の和をとる。得られた結果の contour map を図に示した。Figure 5.10 の分布から予想されるカメラの中心位置の視野の中心からのずれは最終的に、

$$(0.011° \pm 0.058°, 0.032° \pm 0.065°) \tag{5.11}$$

となった。やや上方にずれているという結果であるが、前述の決定精度を考慮するとカメラの中心は視野の中心に良く一致していると考えられる。

5.3 ADC value の calibration

観測データに記録される ADC value は PMT 出力 pulse の積分量であり、PMT に入射した光量を表す量である。しかし、現時点では PMT に入射した photon 数と ADC value との対応関係が得られておらず、シミュレーションとの比較ができない。何らかの方法でこの対応関係を得る必要がある。

ADC value が pulse の面積を表すのに対し、hit pulse はその pulse height に依存する。pulse の面積と pulse height との間には相関関係があると考えられるから、hit pulse を発生した時の ADC value の分布と発生しなかった ADC value の分布との間には違いが現れるはずである。ここでは、この違いを利用して ADC value の calibration を試みる。

5.3.1 観測された ADC value 分布

前出の RUN 139 について、hit した channel の ADC value 分布 (hit ADC 分布) と hit しなかった channel の ADC value 分布 (not-hit ADC 分布) を求めた結果を Figure 5.11 に示す。ADC value は 12 bits (0 ~ 4095) の自然数値で記録されるが、pedestal level に多少の不一致があるため、Figure 5.11 の ADC value は pedestal run (カメラに入射する光を遮断して、外部トリガーによりデータを記録する) のデータを用いて補正してある。hit した信号の方が ADC value が大きい傾向にあることがこの図から判る。

5.3.2 ADC calibration の方法

hit ADC 分布と not-hit ADC 分布の間の相違は、Section 5.1 で求めた hit threshold level と関係している。この分布の違いを利用して ADC value と hit threshold level との対応を得、Section 5.1 の結果を用いれば、ADC value と photoelectron 数との平均的な対応関係が得られる。以下でまず ADC value と hit threshold level との対応関係を求める。

Figure 5.11 を見ると、hit ADC 分布と not-hit ADC 分布とはかなりの部分が重複している。これは pulse height と ADC value との相関に揺らぎがあることを示している。この揺らぎの主な原因は、現在の ADC の gate が 60 nsec と広く (シャワーパルスの時間スケールは 3 ~ 5 nsec)、夜光を含めたノイズの影響を多分に受けてしまうからである。ADC value と hit threshold level との相関を見る場合、実際に揺らいでいるのは ADC value の方であると考えられるが、ここでは上記の ADC 分布に対して hit threshold level が確率的に揺らいでいるものと仮定する (相対的には同じこと)。こう考えると、両分布の境界辺りに hit threshold level の揺らぎの分布 (hit

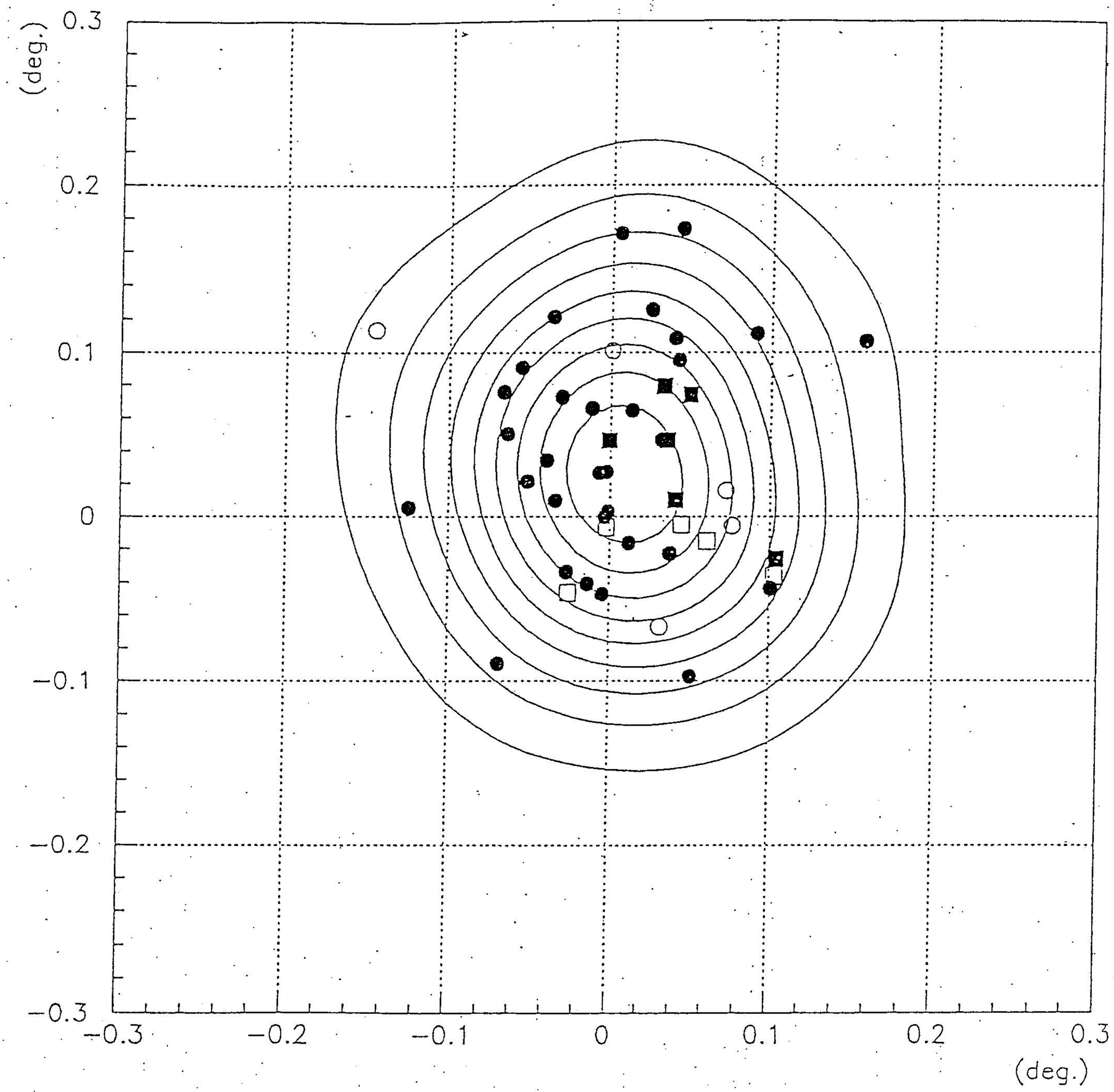


Figure 5.10: PMT の中心と星の像の中心との差の分布。点の種類の違いは星の違いを意味し、それぞれの HR number は黒丸: 6380 (3.33 等)、白丸: 6371 (5.08 等)、黒四角: 6338 (6.19 等)、白四角: 6331 (6.28 等) である。contour map は各点を中心とする Gauss 分布の和の分布である。

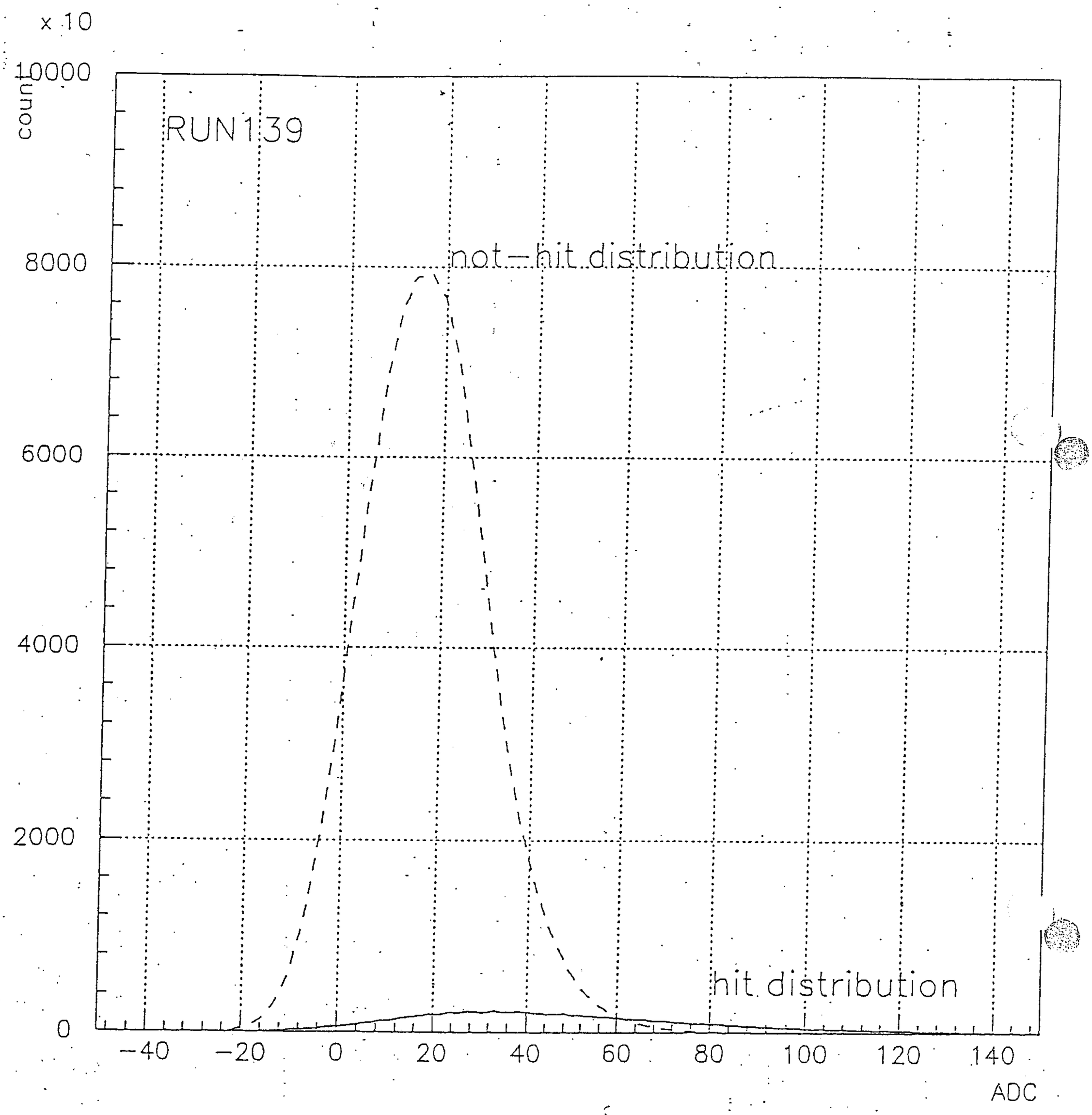


Figure 5.11: RUN 139 の ADC value 分布。

threshold 分布) を仮定することができる。ADC value を x として、各分布関数を以下のように定義する。

- hit threshold 分布 : f(x)
- hit 分布 : h(x)
- not-hit 分布 : n(x)

ただし、f(x) の積分は 1 であるとする。ADC value = x の信号が hit threshold level を超える確率は f(x) を用いて、

$$\int_{min}^{x} f(x)dx \equiv F(x) \tag{5.12}$$

である。F(x) と h(x)、n(x) との関係は、

$$\frac{F(x)}{1-F(x)} = \frac{h(x)}{n(x)} \tag{5.13}$$

であるから f(x) は、

$$f(x) = \frac{d}{dx}F(x) \tag{5.14}$$

$$= \frac{d}{dx}\left(\frac{h(x)}{h(x)+n(x)}\right) \tag{5.15}$$

$$= \frac{h'(x)n(x)-h(x)n'(x)}{(h(x)+n(x))^2} \tag{5.16}$$

となる。得られた分布の平均値と hit threshold level に相当する photoelectron 数とを等しく置くことにより、ADC value と photoelectron 数との平均的な対応関係が得られることになる。

5.3.3 ADC value と photoelectron 数との対応関係

RUN 139 について f(x) を求めた結果を Figure 5.12 に示す。f(x) をデータから求めるに場合、(5.16) の中の微分は分布の形の line fitting により計算した。揺らぎが大きいせいか、f(x) は hit ADC 分布、not-hit 分布と同程度の、幅の広い分布となった。この分布を Gauss 分布と仮定して平均値、標準偏差を求めると、

$$\text{平均値} = 60.7\,\text{ADC counts} \tag{5.17}$$

$$\text{標準偏差} = 15.3\,\text{ADC counts} \tag{5.18}$$

である。この平均値が hit threshold level の平均的な値に対応するはずで、Section 5.1 から hit threshold level $\sim$ 3 photoelectrons であるから、ADC value と photoelectron 数との平均的な対応関係は、

$$1\,\text{photoelectron} \sim 20\,\text{ADC counts} \tag{5.19}$$

となる。

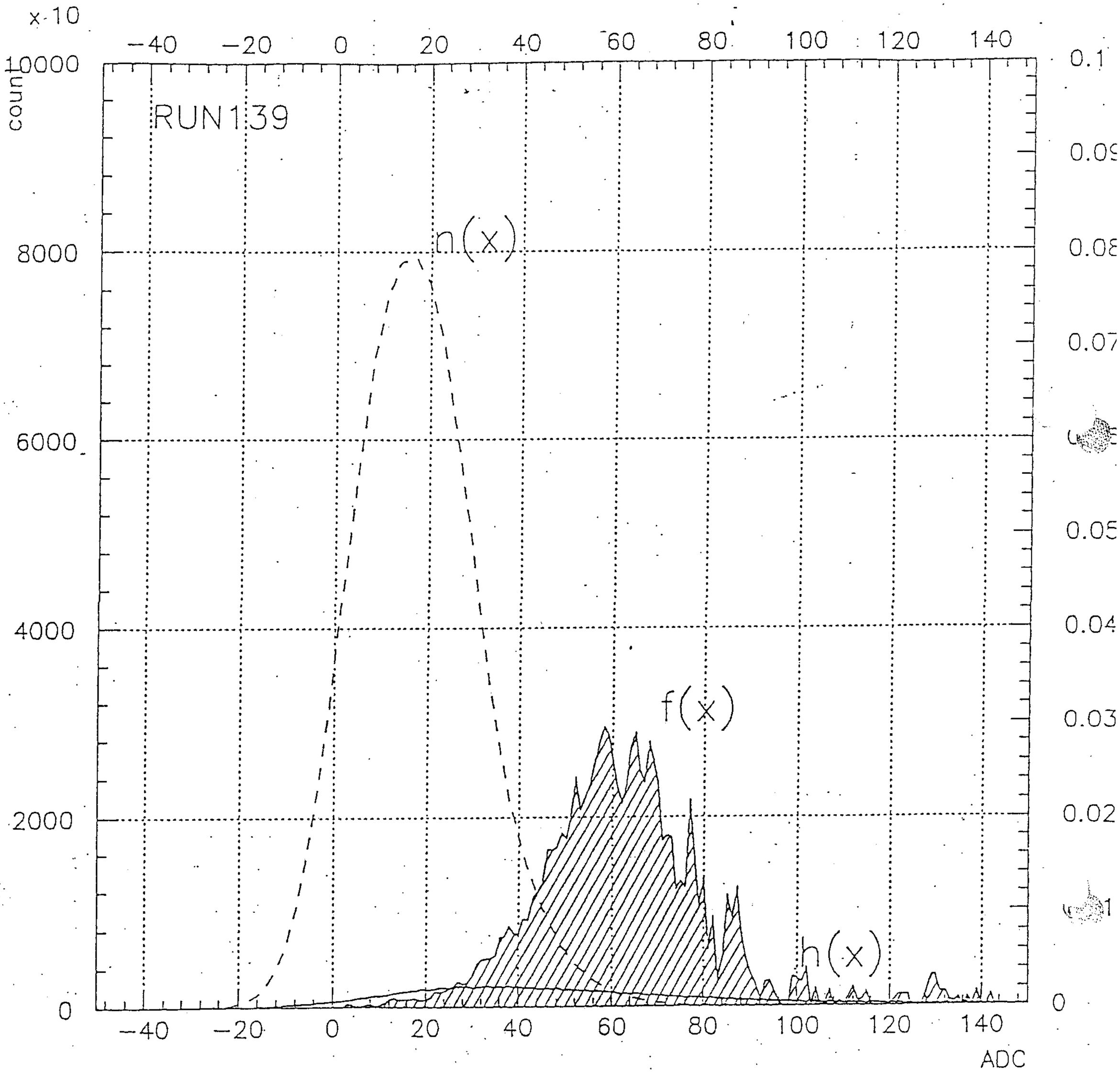


Figure 5.12: hit threshold 分布 (RUN 139)。左の縦軸は n(x)、h(x) に対する count 数、右の縦軸は f(x) に対する確率密度を表す。

5.4 γ 線 threshold energy の評価

仮に天体からの γ 線放射が観測された場合、そのエネルギースペクトルは天体における γ 線放出機構を解明する上で重要である。Čerenkov 光による γ 線観測は、一次 γ 線のエネルギーを測定するという目的には適している。何故なら γ 線のエネルギーと放出される総 Čerenkov photon 数とはほぼ比例関係にあるからである [24]。また Imaging 法を用いる場合、γ 線シャワーによる Čerenkov 光の像の重心の位置と core distance との間には相関があり [34]、望遠鏡で検出した総 photon 数から γ 線エネルギーの推測が可能である。

Chapter 3 で述べたように、宇宙線原子核による Čerenkov 光の像は γ 線の像のような一定の性質を示さないため、上記のような像の重心と core distance との相関はない。しかし望遠鏡で検出された総 photon 数の平均的な描像を調べることにより、個々の宇宙線のエネルギーは評価できないものの、平均的にどの程度のエネルギーの一次宇宙線を観測しているのか、どの程度のエネルギーの一次γ 線を検出可能であるのかを評価することは可能であると考えられる。3.8 m 望遠鏡で検出された Image の総 photoelectron 数についてシミュレーションと比較することにより、その評価を試みる。

5.4.1 空気 Čerenkov 光のモンテカルロシミュレーション

観測データとの比較のために行った空気 Čerenkov 光のモンテカルロシミュレーションについて、その概要を説明する。まず空気シャワーの生成には、神奈川大学の笠原による空気シャワーシミュレーションプログラム、"COSMOS" を使用した [11]。"COSMOS" から出力される空気シャワー中の荷電粒子のデータから Čerenkov 光を発生させる部分には、東京工業大学の荻尾によるプログラムを改良して用いた [24]。原理等の詳細に関しては reference を参照されたい。

COSMOS の出力は、空気シャワー中の荷電粒子の軌跡の集合体として構成されている。具体的には各粒子の種類、エネルギー、軌道長、始点と終点の座標からなる。これらの荷電粒子の軌跡から Čerenkov 光を発生させるにあたり、以下の 2 つの仮定を採用した。

- Čerenkov 光は全て荷電粒子の軌跡の始点から発生する。
- 空気中での Čerenkov 光の散乱、吸収は Rayleigh 散乱のみである。

モンテカルロシミュレーションは長時間を要するため、能率を上げるためにはアルゴリズムをある程度簡略化せざるを得ない。しかし、前者の仮定はそれほど非現実的なものではないだろう。後者については他に Mie 散乱 (主に水蒸気による)、大気中の塵による散乱等が考えられるが、これらは大気の状態によってかなり変化するため影響の予測が困難であり、Rayleigh 散乱に比べるとその影響は弱いものであるから、第一近似としては無視しても良かろう。

シミュレーションの際に用いた条件を以下に列挙する。

1. primary particle は proton である。
2. 到来方向は天頂から半径 3° の範囲で一様である。
3. 空気シャワーの core が地上に落ちた位置から半径 300 m の範囲で望遠鏡を 1 シャワーにつき 40 台ランダムに配置した。
4. 望遠鏡に関する条件 (鏡面積、反射率、量子効率) は Section 5.1 の値を用いた。

primary particle	number of showers	number of triggered events
proton 0.5 TeV	400	4
proton 1 TeV	170	10
proton 2 TeV	72	30
proton 3 TeV	55	93
proton 5 TeV	29	97
proton 10 TeV	7	59

Table 5.2: シミュレーションで生成されたシャワーに関するまとめ。

5. 夜光を考慮した。

6. トリガー条件は "Hit Sum" のみを考慮することにし、hit threshold level = 3 photoelectorons、"Hit Sum" discrimination level = 4 hits とした。

上記 1 は TeV 領域の宇宙線の組成が主に proton であるという事実による。望遠鏡は天頂方向を向いているとし、Čerenkov 光の放出角はシャワー軸から数度の範囲に限られるから (Section 2.2)、望遠鏡の視野 (半径 ~ 1.5°) を考慮して宇宙線の到来方向は上記 2 のように設定した。生成した proton シャワーの primary energy は 0.5 TeV、1 TeV、2 TeV、3 TeV、5 TeV、10 TeV であり、Table 5.2 にそれぞれのシャワー数、トリガー条件を満たした event 数を示す。上記 6 でトリガー条件を 3 photoelectrons × 4 hits としているので、この条件を満たすには少なくとも image 全体で ~ 10 photoelectrons に相当する出力が必要である。これを地上に到達する Čerenkov 光密度に直すと、望遠鏡の軸から $\leq 1.5°$ の方向から到来する Čerenkov 光について ~ 10 photons m^{-2} である。最もエネルギーの高い 10 TeV proton シャワーについて、地上における平均的な Čerenkov 光 lateral distribution (天頂角 $\leq 1.5°$) を求めると、上記の level に相当するのは core distance が ~ 300 m のところであり、これが上記 3 前半部分の根拠である。前述のように、Čerenkov 光を生成、処理するプログラムの実行には長時間を要するため、1 シャワーにつき 40 台の望遠鏡を置いて CPU 時間を短縮した。40 台という数字はシャワーの総数と比べるとかなり多いため、シミュレーションの結果にシャワーの個性が現れてしまう心配があるが、実際にトリガー条件を満たす Image は 1 シャワーあたり ~ 10 個以下であるから、許容できる範囲である。トリガー条件 (上記 6) については "Hit Sum" のみを考慮しているが、観測においては "Linear Sum" との同期により trigger pulse が作られる。しかし、7 ~ 9 月の観測期間中に "Linear Sum" のみでトリガー頻度を測定する実験をしたところ、観測において設定されている "Linear Sum" の discrimination level ではトリガー頻度が ~ 20 Hz 程になり、通常の観測におけるトリガー頻度である ~ 1 Hz を大きく上回った。これは "Linear Sum" に対する条件が trigger pulse の生成にあまり効いていないことを意味しており、トリガー条件を "Hit Sum" のみで置き換えても差し支えない。

5.4.2 総 photoelectron 数に関するシミュレーションと観測結果の比較

前述のシミュレーションにより得られた総 photoelectron 数の分布について、分布の 30 %、50 %、70 % の位置を示した図が Figure 5.13 である。"総 photoelectron 数" の定義は、出力が hit threshold level を超えた PMT についての photoelectron 数の和であるとする。図中の低エネルギーの部分は振舞いがおかしいが、これらはシミュレーションにおいてトリガー条件を満たした event 数が少なく、統計精度が悪いためである。図には、観測 (RUN 144) から得られた総

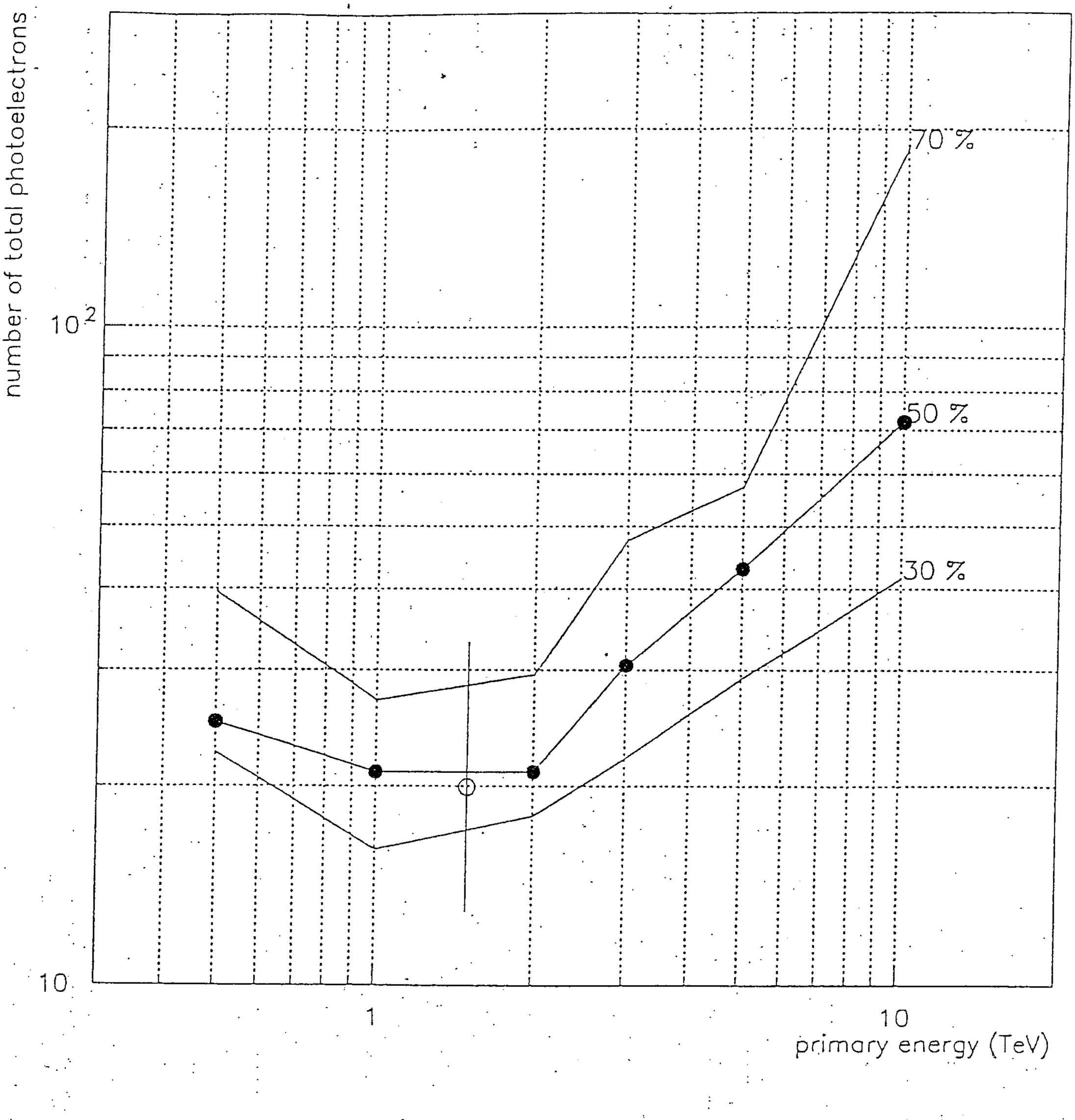


Figure 5.13: 総 photoelectron 数に関するシミュレーション結果。primary proton のエネルギーが 0.5 TeV、1 TeV、2 TeV、3 TeV、5 TeV、10 TeV の Image の総 photoelectron 数分布について、30 %、50 %、70 % level を示した。図の白丸は、観測で得られた Sum ADC 分布を総 photoelectron 数分布に変換したもので、同様に 30 %、50 %、70 % level を示している。

photoelectron 数の分布について、やはり分布の 30 %、50 %、70 % の位置を示してある。観測結果とシミュレーション結果とは、単純に比較できない理由が何点かある。それは、

- シミュレーションでは天頂方向からのシャワーを使っているが、観測がおこなわれたのは入射天頂角が 5° ～ 60° の範囲であり、入射天頂角が異なる。
- シミュレーションは入射粒子の primary energy をそれぞれ単一のものとして行っているが、実際に観測される入射粒子の primary energy は宇宙線のエネルギースペクトルに従っている。

である。無論、更に現実の観測に近い状態のシミュレーションを行えば上の問題は解決するが、シミュレーションに時間がかかることもあり、現時点ではそうするに至っていない。本論文では、上の効果を考慮した上で現状のシミュレーションと観測結果を比較する。

上記後者については当然予想されるように、観測された分布の方が primary energy が単一であるシミュレーション結果の分布よりも幅が広くなる。しかし、threshold energy を調べるという目的においては、median (50 % level) の位置でシミュレーション結果と観測データとを比較しても差し支えないであろう。また前者については、完全に同じ状態では比較できないものの、観測データから入射天頂角の小さい event のみを取り出すことによって比較は可能となる。最も天頂角の小さい event が記録されていたのは W28 の観測データであり、その最小値は ～ 8° であった。W28 の観測データの中から RUN 144 を選び、このデータの中から観測目標 (W28) の天頂角が $\leq 10°$ である 4063 events を取り出し、各 event の "Sum ADC" (出力が hit threshold level を超えた PMT の ADC value の和) の分布をとる。得られた分布に対して上記と同様の 30 %、50 %、70 % level を求め、前出の ADC value と photoelectron 数の関係 (5.19) を用いて総 photoelectron 数に変換した範囲が Figure 5.13 中の観測データの範囲である。シミュレーションの精度が不十分であるため明確な判断は難しいが、シミュレーション結果と観測データの比較から median のほぼ一致するところを threshold energy であると判断するなら、

$$\text{threshold energy (proton)} = 1 \sim 2\ \text{TeV} \tag{5.20}$$

と結論できる。

上の結果は宇宙線原子核 (特に proton) を用いた評価であるが、本来興味の対象であるのは γ 線である。Chapter 2 でも触れたが、多くのシミュレーションの予測によると、Čerenkov 光の光量が同程度の一次 γ 線と一次 proton のエネルギーの関係は、それぞれのエネルギーを E_γ、E_p として、

$$E_p \sim 3E_\gamma \tag{5.21}$$

である。従って (5.20) から、現在の我々の装置における γ 線に対する threshold energy は、

$$\text{threshold energy } (\gamma) \sim 0.5\ \text{TeV} \tag{5.22}$$

であると期待される。

Chapter 6

Image 解析

Chapter 4 で報告した観測おいて得られたデータを用いて、本章では点源候補天体に関する解析を行う。現時点ではまだ CANGAROO 3.8 m 望遠鏡での観測が始まって一年程であり、装置の状態、性質に関して十分な理解がなされておらず、その影響がデータに取り込まれている。具体的には以下のような要因がデータの質を悪化させている。

- 望遠鏡駆動用モータのノイズによる event がデータに混入している。
- 各 PMT の gain が一致していない。

これらの影響を可能な限り除きながら γ 線 event を同定するには、データを慎重に取り扱う必要がある。しかし今回は時間的な制約もあり、あまり精度の良い解析が出来なかった。従って、以下に示す解析結果はあくまでも preliminary な結果である。

6.1 ノイズの除去

データに混入しているノイズは、大別すると以下の二つである。

- 望遠鏡駆動用モータのノイズ。
- 夜光や星光の影響。

前者は原因が判明すればデータからほぼ完全に除去することが可能である。しかし現時点では off-line program で落す方法を考えねばならない。後者は、空気シャワーに伴う Čerenkov 光に対する背景雑音であり、完全に除去することは不可能である。off-line program において、その影響を可能な限り軽減する工夫が必要となる。以下で具体的な方法を述べる。

6.1.1 望遠鏡駆動用モータのノイズ

Chapter 4 で述べたように、モータのノイズをどこでどのように拾ってしまうのかはまだ不明である。明らかなのは、それが時間変動をしており、その Image は特定の high voltage box の全ての PMT 出力が hit threshold level を超えて TDC 出力を返しているということである (Figure 6.1)。そこで、最も多くの PMT が hit している box の hit 数とそれ以外の hit 数との比をパラメータとし、この比の大きい event を除去すれば、データから効率良くモータノイズの影響を除去することが出来るであろう。Figure 6.2 にモータノイズ除去前後の Image の重心分布 (RUN 132) を

RUN 132 EVENT 2019 DATE 1992.8.1 TIME 0:47:20.2837

< ADC map >

```
                1f  1f  16  19  51  31  14  13  25  2e  21  18
                1c  17  17  19  3b  29  16  17  1f  24  29  17
                16  21  1a  10  33  23  19  10  28  17  22  18
                4b  1e  3b  22  2e  21  15  19  31  26  12  28
 0  26  27  22  14  11   6   b  5e  63   0   2  2a   0   5  25
 0  40  23  23  34  1a   c   2  64  83   0   2  1f  16  12   0
 0   0  2a  1c  2c   0   e   4   0  41   f   a  1a  26  11  1b
2e  1a  29  29  23  15   c   6  46  46   3   6  22  2e  18  16
13  1e  41  49  1b   e   a  11   8   7  17  15  19  12   b   0
1e  10   0  3e  1c  15  13  11  10   d  22  11   f  10   d  39
35  19  71  3b  1c  11  16  12  12   b  1b  1c   f  14   0  18
28  1c  47  46  15  1f   d  14   b  10  24  1a   0  14  2c  29
            1b   8  2a  21  30  27   3   0  3c  3f   0   0
            2d   f  26  1d  37  3b   8   0  4c  3e   0   0
            23  13  27  46  2d  3c  12   0  28  46   0   0
            1f  12  40  23  34  3e  12   0  52  65   0   0
```

< TDC map >

```
                fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
                fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
                fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff 68a fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff 49c 4a1 fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff 48f 49d fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff fff 4c6 fff fff
fff fff fff fff fff fff fff fff 470 45a fff fff
```

Figure 6.1: 望遠鏡駆動用モータのノイズ event の一例。値は全て 16 進数で表してある。TDC map で、TDC 出力のない channel は TDC value が “fff” となっている。

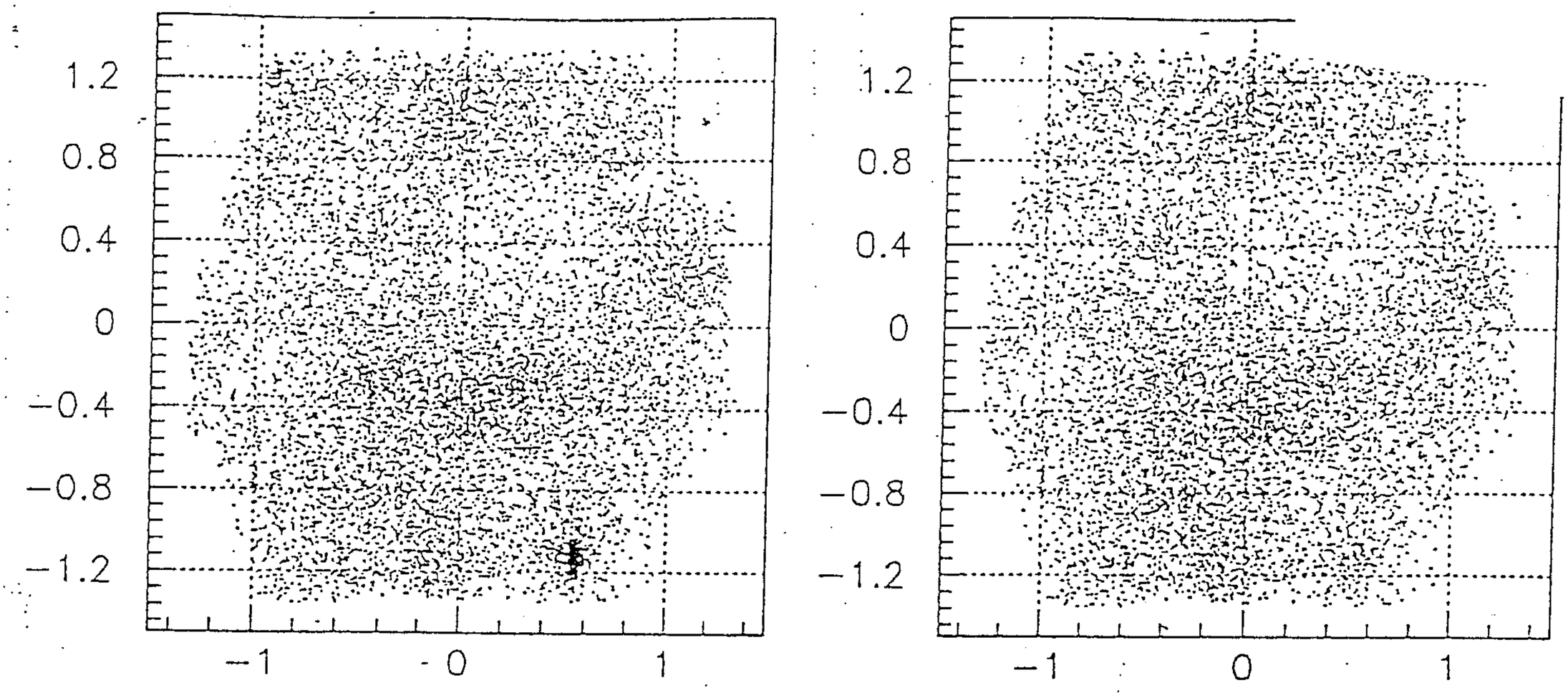


Figure 6.2: 望遠鏡駆動用モータのノイズ除去前後の Image の重心分布。左が除去前、右が除去後の分布である。

示す。左の除去前の分布では右下の box にノイズが集中しているが、右の除去後の分布では周囲と変わらない程度まで除かれている。このようにモータノイズ event を除去することは容易だが、これは微弱な γ 線 event をも除去しかねない。やはりこのような event をデータに取り込まないように、モータノイズの原因を解明する必要がある。

6.1.2 夜光と星光の影響

夜光

標準的な夜光量は (5.6) で与えられる。現在の ADC の gate 幅は $\sim$ 60 nsec なので、Image 中の ADC 全体に対する夜光量は、

$$4.7 \times 10^{-3}\mathrm{photoelectron\,nsec^{-1}PMT^{-1}} \times 60\mathrm{nsec} \times 220\mathrm{PMTs} \sim 60\mathrm{photoelectrons} \quad (6.1)$$

であり、多量の夜光量が雑音となる。しかし、空気シャワーに伴う Čerenkov 光パルスの時間スケールは 3 $\sim$ 5 nsec であり [37]、従って TDC の timing の一致した部分のデータのみを使用することにより、一様に入射する夜光の寄与をかなり軽減できる。

星光

星光の影響は single count rate の増大という形で現れるため、single count rate がある level を超えた場合に、その PMT からの信号を無視することにすれば、影響を容易に除くことができる。

6.2 Image パラメータ

Chapter 2で、γ 線シャワーと原子核シャワーのČerenkov 光 Image の違いについて述べた。解析の重点は、この違いを利用して、可能な限り原子核 background を除去することにある。Image の相違点をもう一度整理すると、

1. Image の形

   γ 線 Image は細長い形であるのに対し、原子核 Image は不規則に広がる。従って、同程度のエネルギーのシャワーで比較すると、γ 線 Image の方が photon の密度が高い。

2. Image の方向

   γ 線 Image は視野の中心の方向を向くのに対し、原子核 Image の方向は視野中で一様である。

となる。これらの相違をうまく反映するパラメータを選ぶことが重要である。

6.2.1 シミュレーションによる最適パラメータの決定

Chapter 5 で用いたシミュレーションのうち 3 TeV proton の simulated Image と、それと光量のほぼ等しい 1 TeV γ 線の simulated Image とを使って、パラメータの分布の相違を比較する。シミュレーションは現在の PMT の配列で行い、前述のトリガー条件を満たした Image のみを用いる。また、パラメータの計算に用いるのは $\geq$ hit threshold level ($\sim$ 3 photoelectrons) の信号のみとする。これらは観測データの解析方法と一致させるためである。

まず、Whipple Observatory で event の選択に用いられているパラメータについての分布を、Figure 6.3、Figure 6.4 に示す。彼らは Image が楕円であるとしてパラメータ化をしており、各パラメータの意味は以下の通りである。

Width 楕円の短軸方向の Image の広がり (標準偏差)。

Length 楕円の長軸方向の Image の広がり (標準偏差)。

Distance Image の重心から観測目標 (視野の中心) までの距離。

Concentration 最も光量の多い 2 本の PMT の信号の、全体の光量に対する割合。

Azwidth Image の重心から観測目標を見込む方向の Image の広がり (標準偏差)。

Miss 楕円の長軸の延長線と観測目標との距離。

Alpha Image の重心と観測目標を結ぶ直線と楕円の長軸とのなす角。

Width、Length、Concentration が Image の形に関するパラメータであるのに対し、Miss、Alpha は Image の方向を表している。また、Azwidth は Image の形と方向の両方の情報を含んでいる。上記の Image の相違を考慮すると、γ 線に対する分布では Width、Azwidth、Miss、Alpha が小さく、Concentration が大きくなる傾向があるはずである。シミュレーションによる γ 線と proton のパラメータ分布を比較すると、確かにそのような傾向があり、中でも Miss、Alpha の分布の相違が顕著である。Width の分布については peak の位置にあまり差はないが、これは $\geq$ hit threshold level の信号のみを扱うことにより Image を狭くしてしまっているためであると考えら

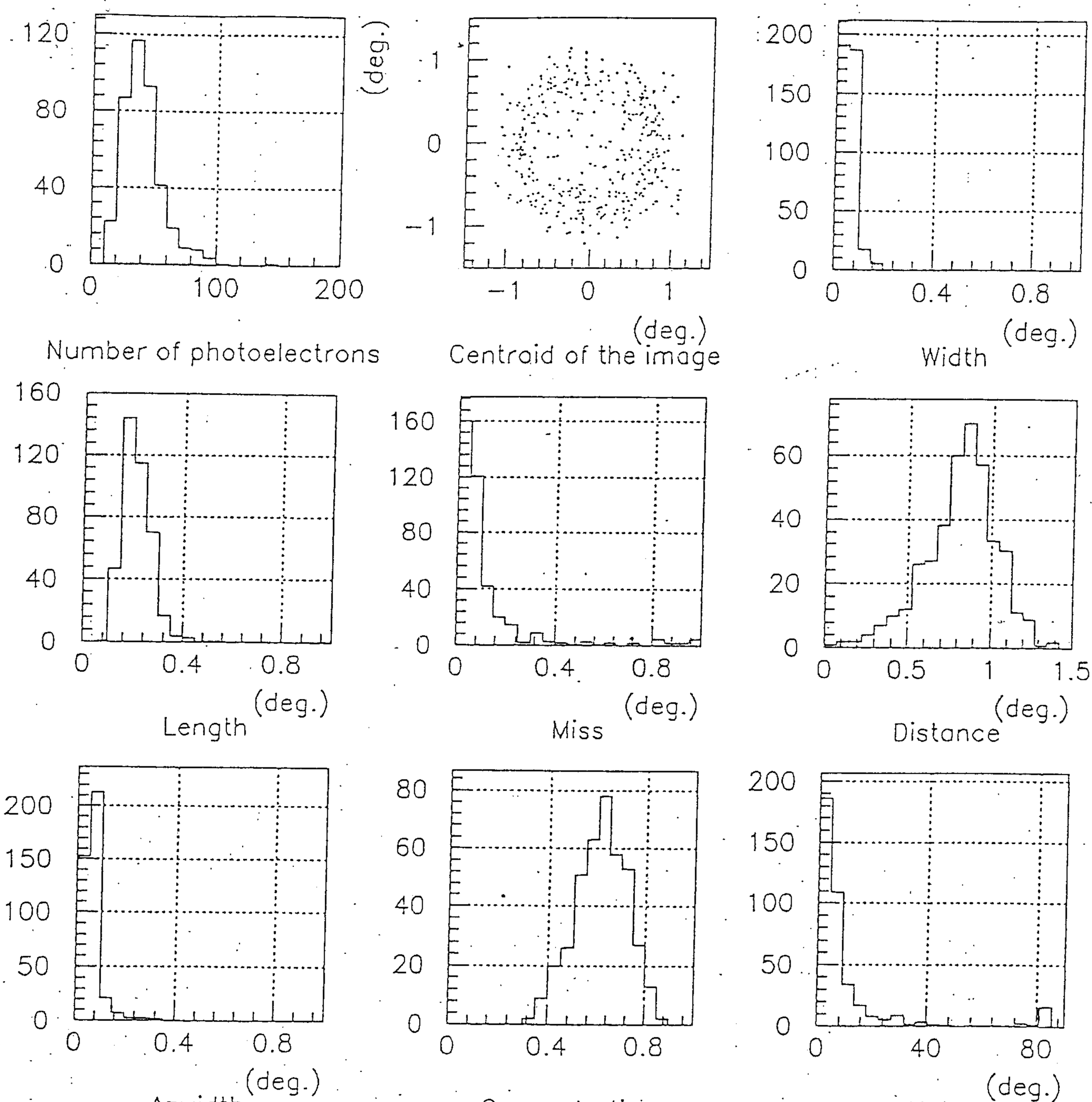


Figure 6.3: 1 TeV γ 線 simulated Image の Whipple パラメータ分布。

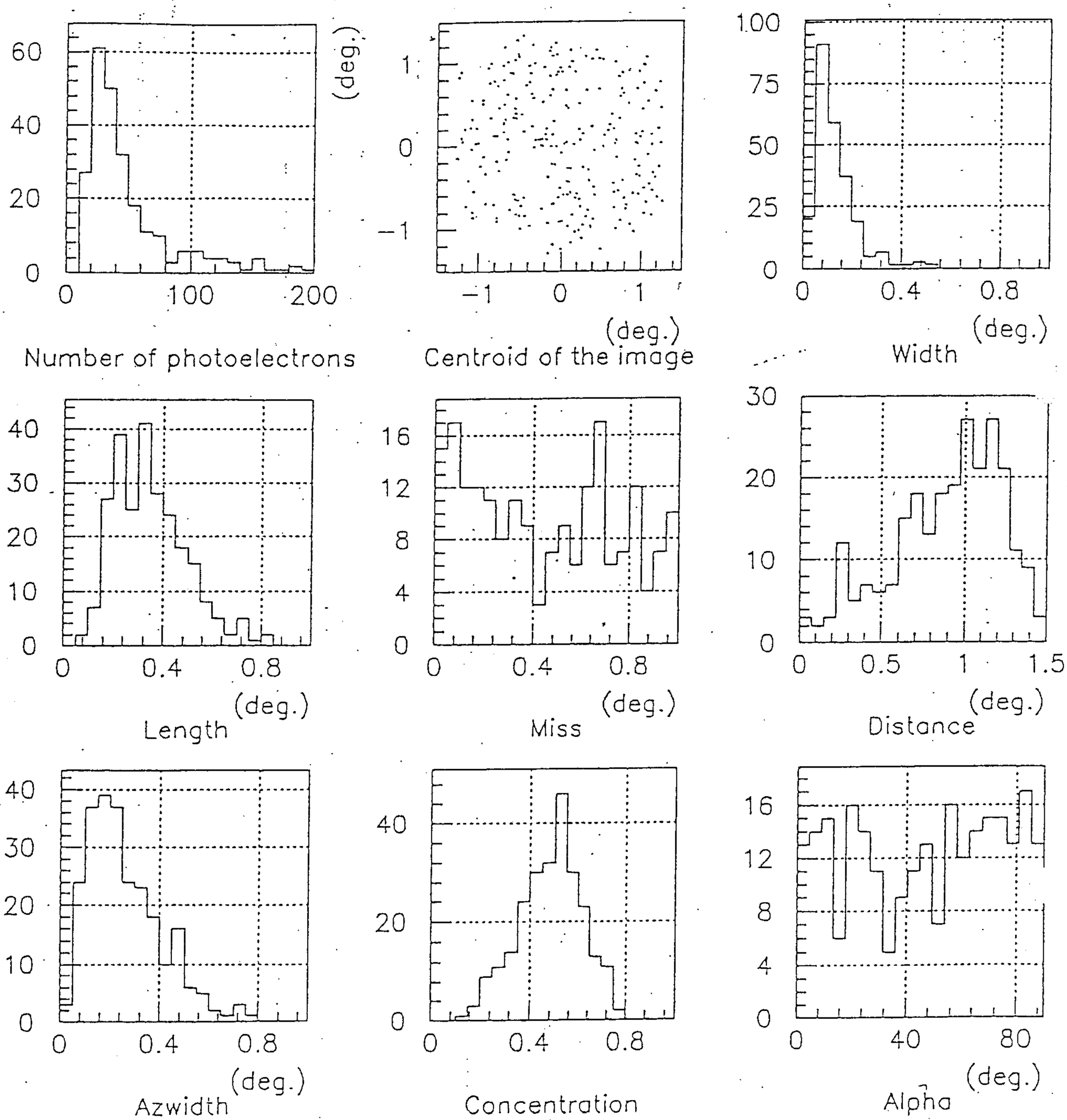


Figure 6.4: 3 TeV proton simulated Image の Whipple パラメータ分布。

れる。それでも proton の分布の方が Width の大きい方に尾を引いており、background の除去には有効であろう。Concentration は光量の多い 2 本の PMT を選択するものだが、CANGAROO 3.8 m 望遠鏡で使用している PMT は Whipple Observatory のものより小さく、これが識別の良いパラメータになるかどうか疑問である。

6.2.2 解析に使用する Image パラメータ

上で指摘した γ 線と background の Image の相違、シミュレーションの予測を踏まえて、今回の解析で background の除去に使用するパラメータを決める。

1. Image の形に関するパラメータ

   γ 線の Image の形は background のそれに比べて幅が狭く、信号が集中するという 2 つの特徴を持つ。これら 2 つの情報を反映するパラメータとして、まず Image の幅については前述の Width を使う。集中度を表すものとしては、"Density" というパラメータを以下のように定義して用いる。

   $$\text{Density} \equiv \frac{\text{Sum ADC}}{\text{Width} \times \text{Length}} \tag{6.2}$$

   前述の 1 TeV γ 線と 3 TeV proton のシミュレーションから得られた Width と Density の分布を Figure 6.5 に示す。いずれも前述の通りの、期待される傾向が現れていることがわかる。これらにより background を効率良く落すことが出来るであろう。

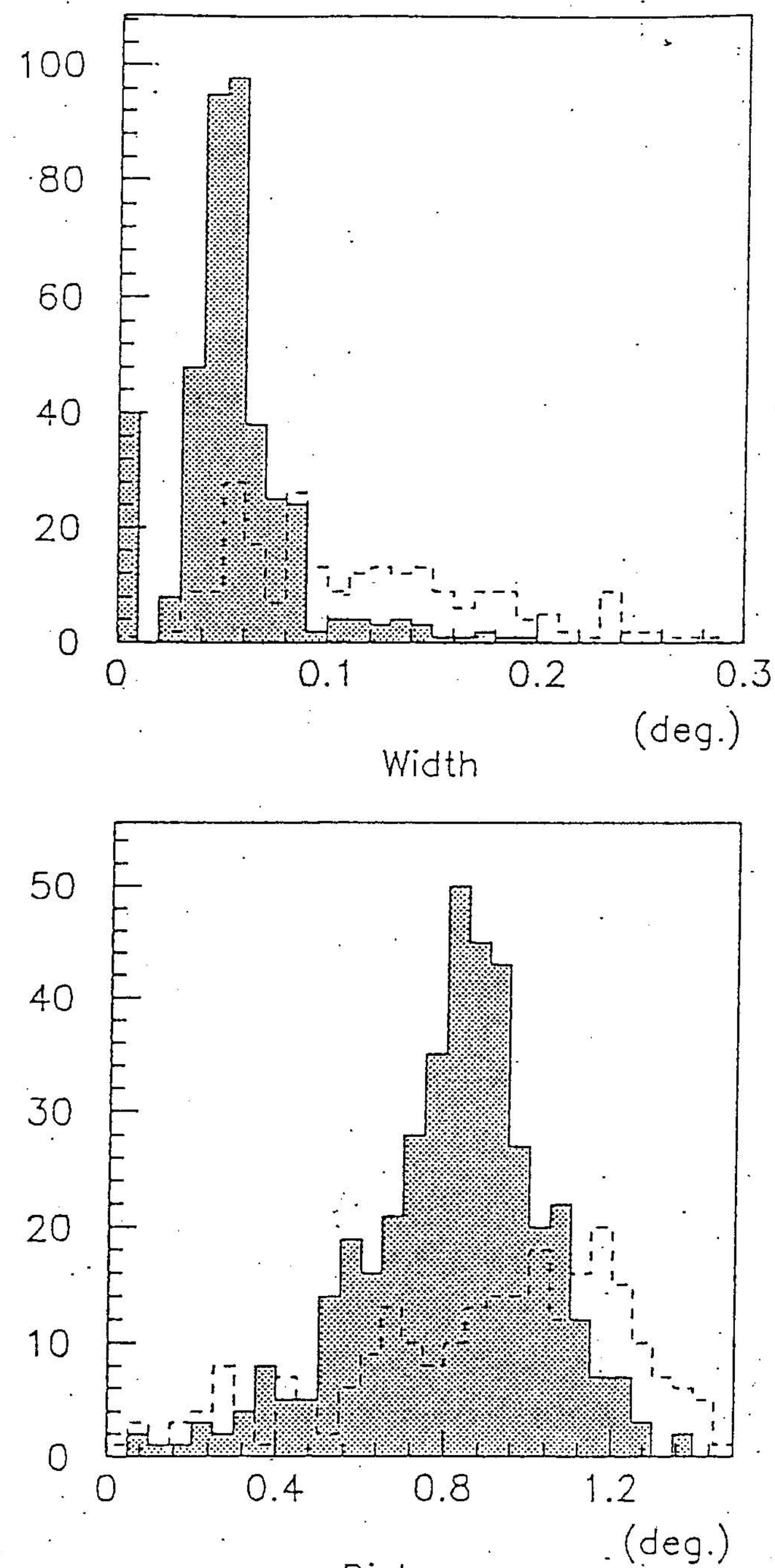
2. Image の方向に関するパラメータ

   Image の方向に関しては、前述の Alpha を用いる。Miss も方向を表すパラメータではあるが、これは定義からわかるように Distance の情報をある程度含んだものである。前述のように、現状では PMT の gain が一致していないため、Image の重心の位置は視野の中で完全に一様にはなっておらず、その影響が Distance に現れている (後述)。同様の影響は Miss にも現れるから、このパラメータは現状では使うべきでない。Width、Density と同様のシミュレーションから得られた分布を Figure 6.5 に示す。

上記 3 つのパラメータの他に、解析では Distance 及び Sum ADC も考慮する。Distance を用いるのは Imaging カメラの周辺部分で記録された event を除去するためで、それらの Image は全体像がつかめておらず、情報が歪められている。Figure 6.5 には Distance に関するシミュレーション結果も示してある。また Image 全体の光量が小さい event にはノイズが含まれている可能性が高く、Sum ADC を用いるのはこのような event を除去するためである。

6.2.3 シミュレーションと観測データのパラメータ分布の比較

event の選択に使用する 5 つのパラメータのうち Sum ADC を除く 4 つの分布について、シミュレーション結果 (3 TeV proton) と観測データ (off-source データ) を比較したのが Figure 6.6 である。PMT の gain が一致していないためか、観測データの Image の重心分布にはややむらがあり、Distance 分布の中程にその影響が現れている。シミュレーションの統計が足りないため厳密な比較はできないが、その他の分布の形はおおむね良く一致していると言えよう。



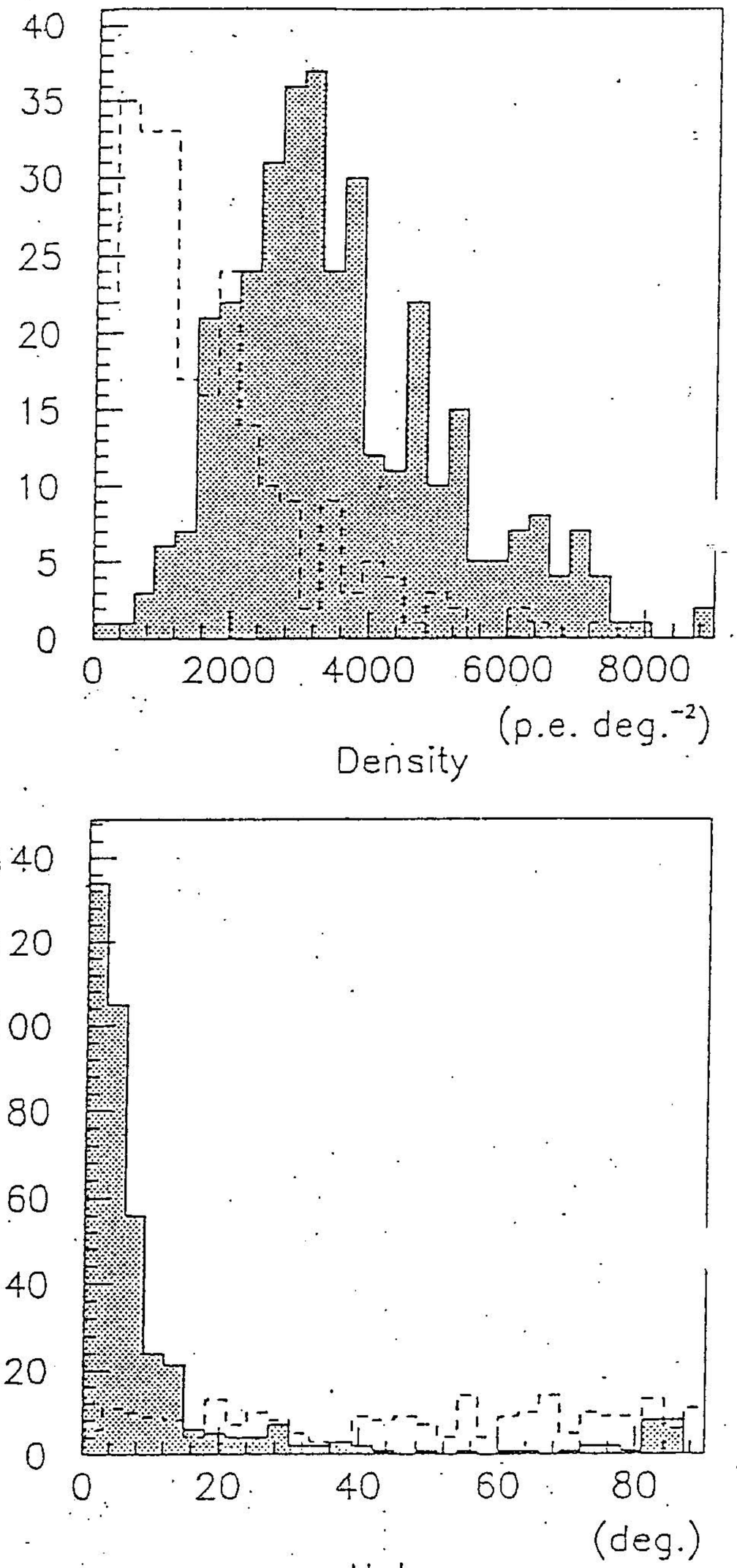


Figure 6.5: 解析に使用したパラメータのシミュレーションによる分布。実線が 1 TeV γ の分布、点線が 3 TeV proton の分布を表す。

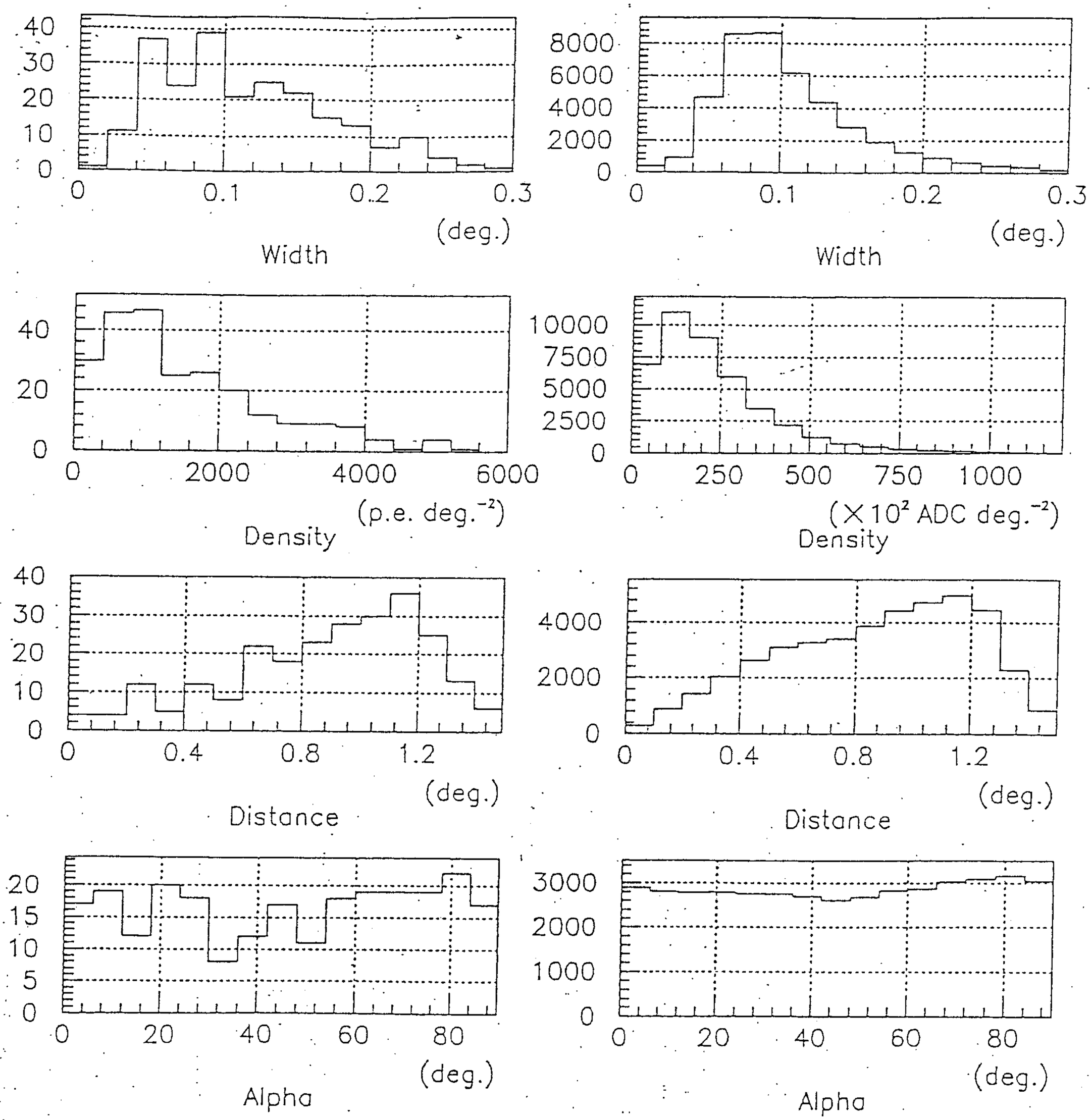


Figure 6.6: シミュレーション結果 (3 TeV proton、左) と観測データ (off-source、右) のパラメータ分布。

6.3 解析方法と結果

点源解析は、時間的な制約から W28 に関してのみ行った。W28 についての off-source データは特に観測されていないが、on-source との比較には PSR 1706-44 の off-source データを代用した。また off-source データのうち、7 月前半に採られたデータはノイズの影響を非常に強く受けているため、解析には PMT の本数が 220 本となった後のデータのみを使用した。最終的に解析に使用した event 数は、W28 と off-source のそれぞれについて、前述のノイズを除去した後の 70004 events 及び 41256 events である。

6.3.1 解析の方針

解析に使用するパラメータは、前述の Width、Density、Alpha、Distance、Sum ADC である。これらを使った解析手順の概略を以下に示す。

1. Imaging カメラの周辺部分で記録された端落ちの event を除くため、Distance の大きい event を除去する。また、ノイズの混入率が比較的高い、Sum ADC の小さい event を除去する。

2. Width、Density の分布 (Image の形) で、background が主であると思われる部分の event を除去する。

3. 残った event について、Image の方向に異方性が現れるか調べる。

上記 1、2 の event の選択において、event が残される領域は前述のシミュレーションの結果 (Figure 6.5) から、

$$\text{Distance} < 1.2^\circ \tag{6.3}$$

$$\text{Sum ADC} > 300 \text{ ADC counts} \tag{6.4}$$

$$\text{Width} < 0.08^\circ \tag{6.5}$$

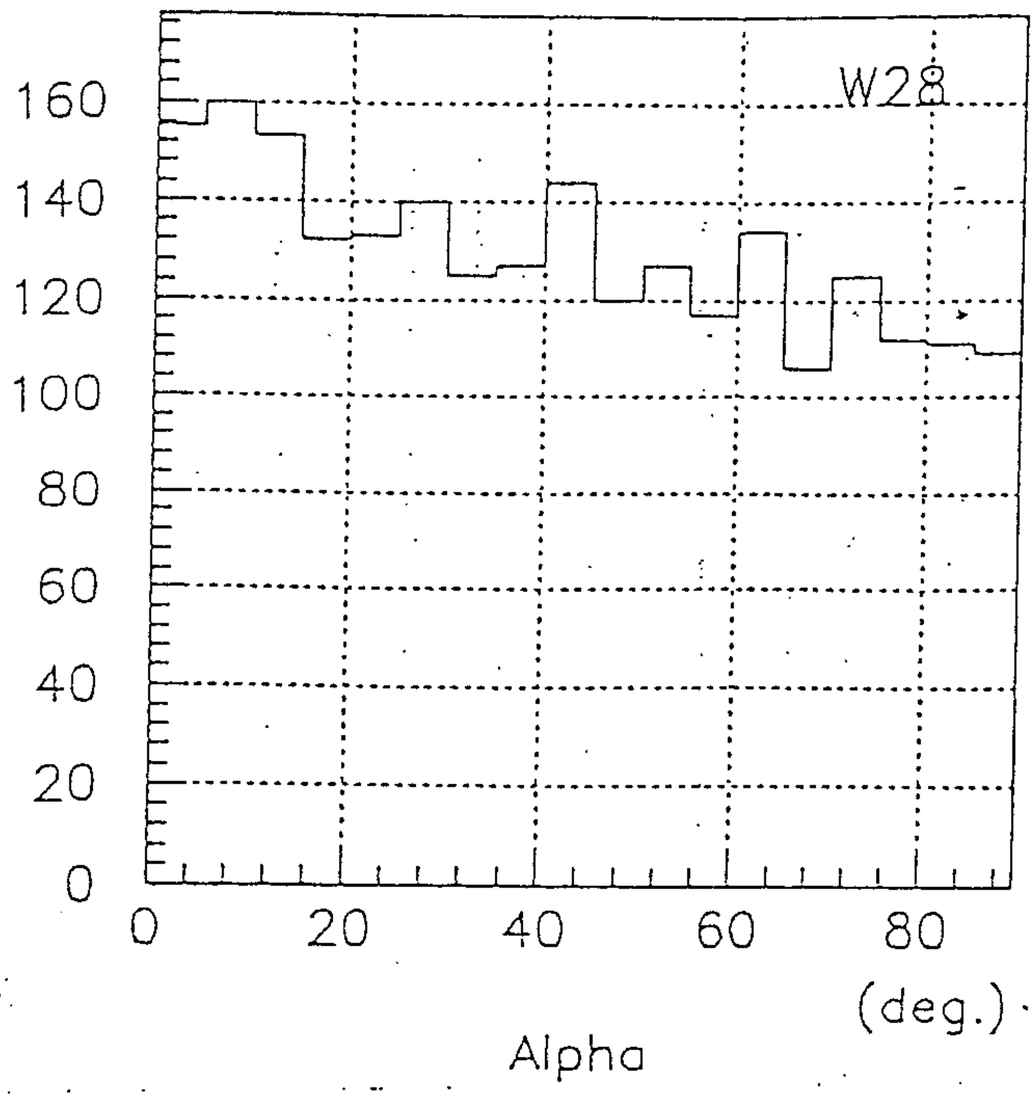
$$\text{Density} > 30000 \text{ ADC counts degree}^{-2} \tag{6.6}$$

であるとした。Sum ADC の discrimination level である 300 ADC counts は、Chapter 5 で求めた ADC value と photoelectron 数の対応関係 (5.19) を使えば $\sim$ 15 photoelectrons に相当する。同様に Density の discrimination level は $\sim$ 1500 photoelectrons degree^{-2} である。

6.3.2 解析結果

W28 と off-source のデータについて、上記の選択条件を満足した event の Alpha 分布をとったのが Figure 6.7 である。両者を比較すると、W28 の分布の $\leq 15^\circ$ の部分が突出しているように思われる。興味深い傾向ではあるが、統計がまだ足りない上、off-source は他の観測目標のものを転用しているため、この結果は有意なものではない。

W28 の分布の突出している部分をみると、シミュレーションによるγ 線 event の Alpha 分布 (Figure 6.3) のように上がり方が急ではなく、なだらかなものになっている。W28 の Alpha 分布の突出部分が TeV γ 線点源に起因するものであるなら、これはその視野中での位置が Imaging カメラの中心からわずかにずれている可能性を示している。そこで、以下のような方法で視野中における event の到来方向分布を求める。観測された Image を楕円としてとらえる考え方は先



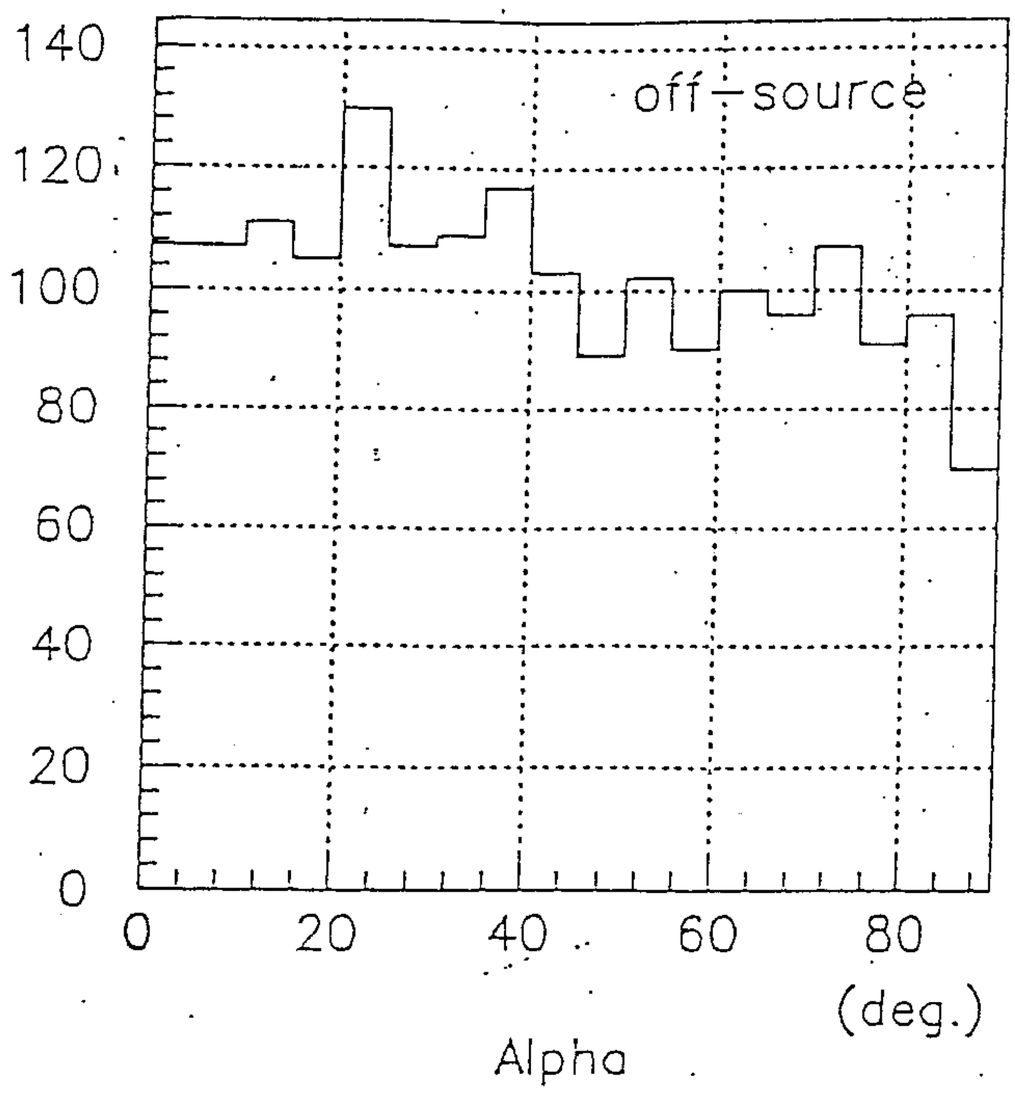


Figure 6.7: W28 と off-source の selection に残った event に関する Alpha 分布。

に述べたが、その Image が γ 線シャワーに起因するものなら、その発生源は楕円の長軸の延長線上に存在する可能性が高い。そこで、選択条件を満たした event について可能な限りの event pair を作り、両者の長軸の延長線上の交点を求めれば、それは γ 線源の方向に集中するものと期待できる (Figure 6.8)。Whipple Observatory で観測された Crab Nebula のデータについてこの方法を適用した結果の分布を Figure 6.9 示す [1]。彼らの報告によると、Crab Nebula の方向を視野の中心から意識的に外して観測しても、Crab Nebula の位置にこのような peak が出来るらしい。

上記とほぼ同様の方法で、W28 の選択条件を満たしたデータ (W28 2330 events、off-source 1658 events) の交点の分布を求めたのが Figure 6.10 である。図は W28 の分布から、event 数が等しくなるような重みを乗じた off-source の分布を減じてある。また、交点は軸上のあらゆる点で可能なわけではなく、Image の重心からある距離の範囲に限られるはずである。シミュレートされた γ 線の Distance 分布 (Figure 6.5) から、この距離 r の範囲は $0.5 < r < 1.2$ であるとした。更に、交点の分布をとる際 pair の軸のなす角 θ が小さくなる程交点の位置の誤差が大きくなるため、各交点には $\sin^2\theta$ の重みを乗じた。結果の図には peak が現れたが、その位置は contour map でやや右上方にある。contour map は天体の南中時のカメラの視野に一致しているため、W28 の場合図の上が北、右が西を示している。やはり統計が不足しているため、この peak の位置も有意なものであるとは言えないが、大変興味深い結果である。天体の位置に関する詳しい考察はこれから行う予定である。

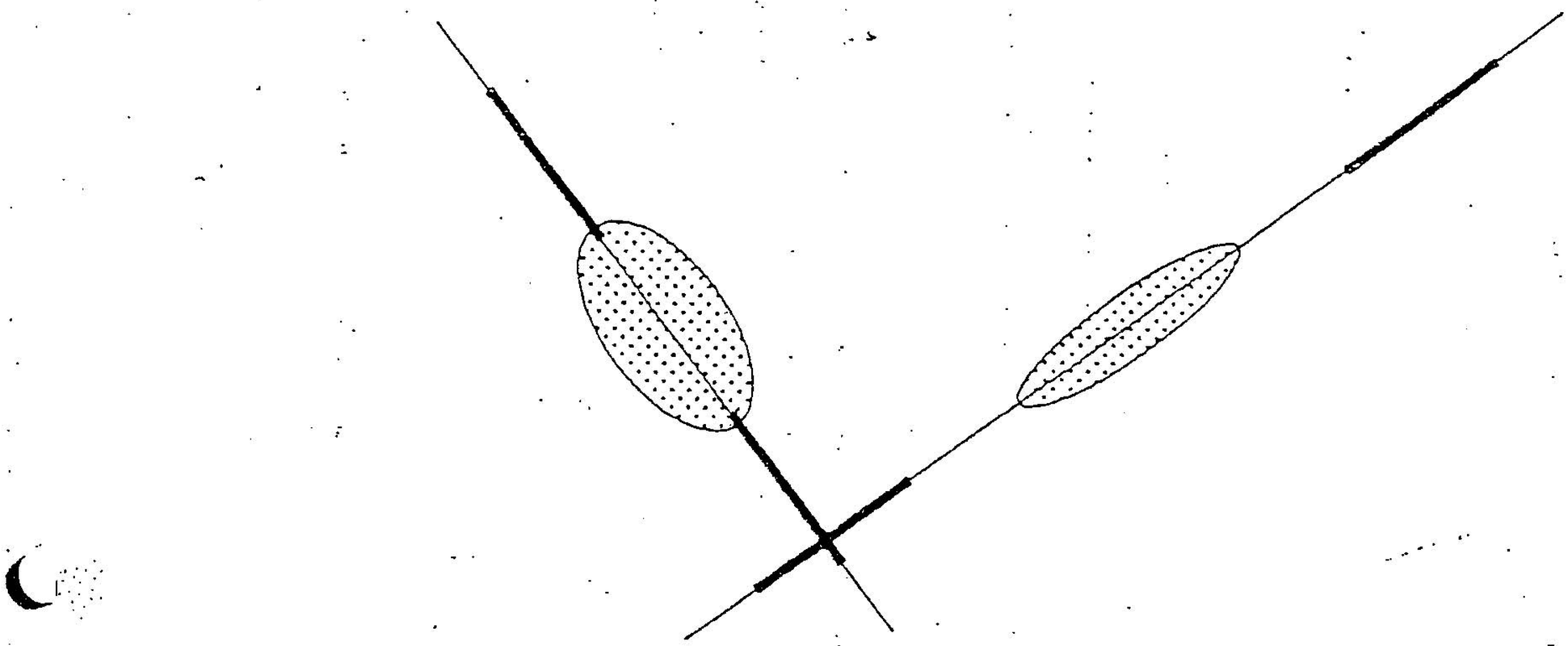


Figure 6.8: 視野中の γ 線点源の位置を求める方法の概念図 [1]。

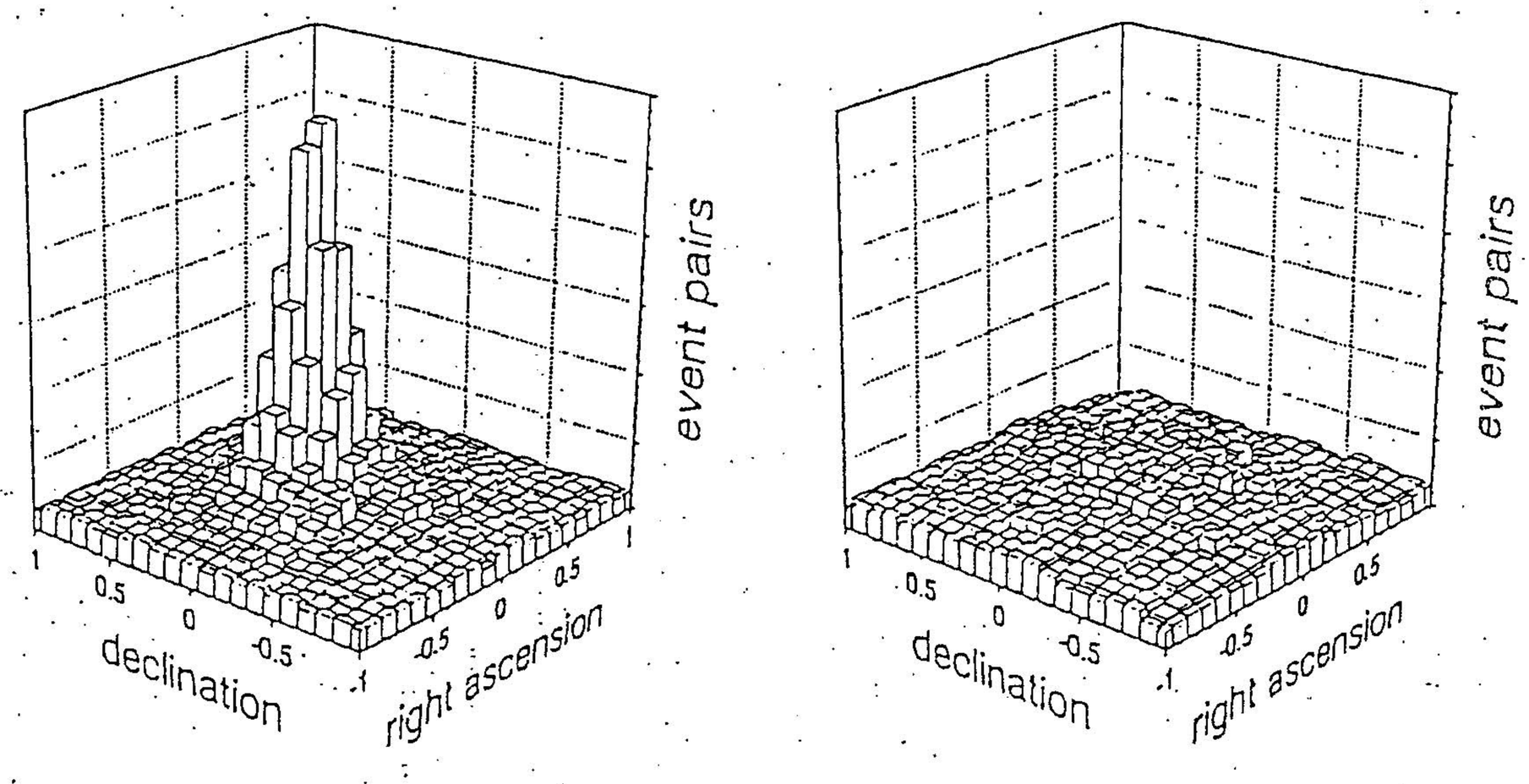


Figure 6.9: Whipple Observatory の Crab Nebula の観測データから得られた Image 軸の交点の分布 [1]。

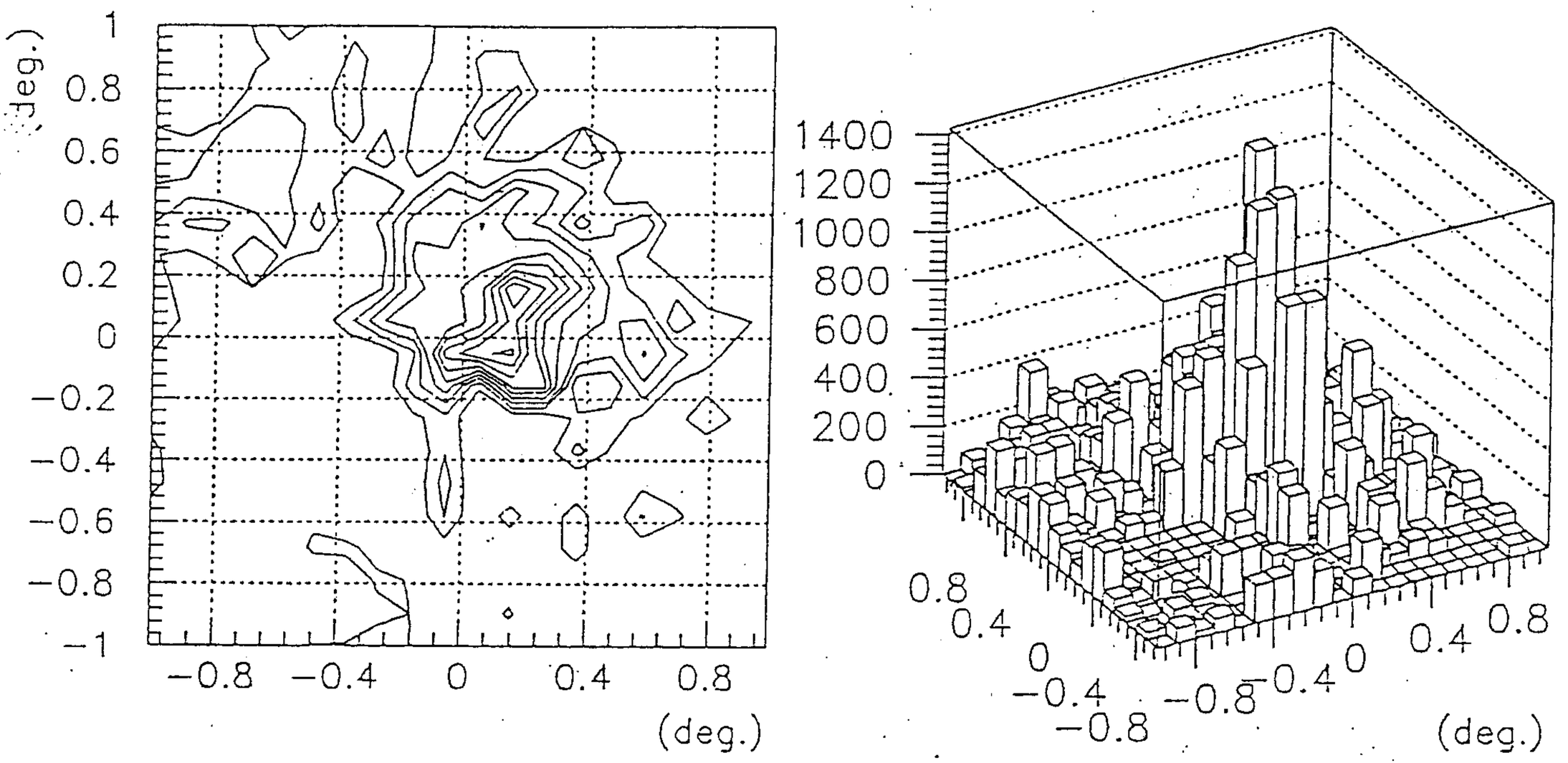


Figure 6.10: W28 に関する Image 軸の交点の分布。

Chapter 7

結論と今後の展望

本論文の内容をまとめると以下のようになる。

- 1992 年 7 ～ 8 月に、CANGAROO 3.8 m 望遠鏡を使って TeV γ 線観測を行った。また、観測の合間に Imaging カメラの PMT 増設作業とノイズの除去作業を行った。Imaging カメラの増設作業では、カメラの視野が ～ 17 % 増加した。ノイズ除去作業後にはノイズは軽減し、結果としてトリガーの threshold level を以前より下げられるようになった。

- 夜光量と観測データの single count rate を比較して、CCM の hit threshold level の calibration を行った。その結果は、hit threshold level ～ 3 photoelectrons であった。

- 星光による single count rate の増大した PMT の位置と視野中で期待される恒星の位置とを比較して、Imaging カメラの中心位置の calibration を行った。その結果、カメラの中心は視野の中心と $< 0.1^\circ$ でよく一致していた。

- ADC value と hit threshold level とを比較して、ADC value の calibration を行った。その結果、hit threshold level ～ 60 ADC counts が得られ、前の結果と合わせて、20 ADC counts ～ 1 photoelectron であると評価した。

- 空気シャワーからの Čerenkov 光のシミュレーションで得られた総 photoelectron 数分布と観測データの Sum ADC 分布とを、ADC value の calibration 結果を用いて比較した。その結果、観測の threshold energy は一次 proton に対して 1 ～ 2 TeV、一次 γ 線に対して ～ 0.5 TeV であると結論した。

- 7 ～ 8 月に観測したデータのうち、W28 のデータを用いて Image 解析を行った。その結果、統計的に有意ではないものの、視野の中心から少し外れた位置に TeV γ 線らしき興味深い信号が得られた。

本研究により、CANGAROO 3.8 m 望遠鏡の動作特性に対する理解がかなり深まったものと自負している。それとともに、新たな問題点も幾つか見えてきた。それらを列挙すると、

- 各 PMT channel に対する gain を一致させるか hit threshold level を調整して、等しい光量に対する hit の動作を全 channel で一致させる必要がある。Image 解析では TDC 出力のあった信号のみを使用するため、この不一致は Image の形を歪めてしまう。

- 望遠鏡駆動用モータのノイズは完全に除去出来ておらず、装置の threshold energy に対して下限を与えている。またこのノイズに起因する event が観測データに混入しており、微弱なシャワー event との識別を困難にしている。原因究明、改善が必要である。
- background の除去効率を向上させるため、Image の選択条件等に関し、更に精度の良いシミュレーションを行う必要がある。
- 観測状態に関して曖昧な部分、つまり現地での夜光量や鏡面の反射率等を精度良く評価すべきである。
- Imaging カメラの視野は更に広くあるべきである。シミュレーションの予測によると、現在の視野でも一部の γ 線については像全体を記録できない。しかし、さらなる視野拡張の計画は現在進行中である。
- off-source データの扱いが曖昧になっている。off-source との比較によって結果を出す以上、データの統計精度を上げるためには on-source データに匹敵する量の off-source データが欲しい。しかし、観測時間が限られているため、時間の使い方に関する判断は難しいかもしれない。

である。観測の開始からまだ 1 年程であるため問題点は山積みであるが、今回解析した W28 のように興味深い結果も見えつつある。今後の展望としては、

- γ 線源をまず一つ同定したい。そうすれば γ 線の観測データを用いて Image の選択条件、観測装置の特性をより良く考察することができる。
- 複数台の望遠鏡で γ 線を観測すると、到来方向の決定精度、エネルギーの決定精度、background の除去効率が向上することが、シミュレーションにより予測される [24]。BIGRAT と 2 台の望遠鏡でのステレオ観測、更にはもう一台の望遠鏡を建設して 3 台でのステレオ観測が実現すれば、更に精度の良い観測データが得られるであろう。

である。近い将来、TeV γ 線源として統計的に有意な結果が得られることを期待する。

Chapter 8

謝辞

本研究にあたり御指導頂いた垣本史雄助教授、荻尾彰一助手に深く感謝致します。

観測及び改良作業において直接の御指導を頂いた、東京大学宇宙線研究所 木舟正助教授、弓削商船高等専門学校 原忠生教授に感謝致します。

適切な御指導、助言を頂いた東京工業大学 谷森達助教授、名古屋大学 松原豊助教授を初めとする CANGAROO Collaboration の方々に感謝致します。

空気シャワーシミュレーションプログラム、COSMOS の使用にあたり便宜を計って頂いた、神奈川大学 笠原克昌助教授に感謝致します。

適宜、適切な助言を頂いた垣本研究室の方々、D2 の吉田滋氏、M2 の門多顕司氏、M1 の白崎裕治氏、鈴木祐二郎氏、Nelson Gironda 氏、B4 の竹田成宏氏、松本光平氏に心から感謝致します。

Bibliography

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

[2] Andrews, M. D., et al., *Astrophys. J.* 266 (1983) 684.

[3] Bertsch, D. L., et al., *Nature* 357 (1992) 306.

[4] Bowyer, S., et al., *Astrophys. J. Lett.* 278 (1984) L103.

[5] Cheng, K. S., Ho, C., & Ruderman, M. A., *Astrophys. J.* 300 (1986) 500.

[6] Griffiths, R. E., et al., *Astrophys. J.* 234 (1979) 810.

[7] Harding, A. K., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 14A (1990) 3.

[8] Hillas, A. M., & Patterson, J. R., in *Proc. NATO Advanced Reserch Workshop on Very High Energy Gamma Ray Astronomy* (Durham, 1986) 243.

[9] Hillas, A. M., & Patterson, J. R., in *Proc. NATO Advanced Reserch Workshop on Very High Energy Gamma Ray Astronomy* (Durham, 1986) 249.

[10] Jelley, J. V., *Čerenkov Radiation and its Applications*, Pergamon Press (1958) p. 219.

[11] Kasahara, K., Torii, S., & Yuda, T., in *Proc. 16th Internat. Cosmic Ray Conf.* (Kyoto, 1979) 13 70.

[12] Katz, J. I., & Smith, I. A., *Astrophys. J.* 326 (1988) 733.

[13] Lang, M. J., et al., in *Proc. 22nd Internat. Cosmic Ray Conf.* (Dublin, 1991) 1 204.

[14] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981) p. 222.

[15] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981) p. 225.

[16] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981) p. 341.

[17] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981) p. 355.

[18] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (1981) p. 378.

[19] Lovelace, R. V. E., *Nature* 262 (1976) 649.

[20] Michel, F. C., *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982) 1.

[21] Mushotzky, R. F., *Astrophys. J.* 256 (1982) 92.

[22] Nagle, D. E., Gaisser, T. K., & Protheroe, R. J., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 38 (1988) 609.

[23] Nel, H. I., et al., *Astrophys. J.* 398 (1992) 602.

[24] Ogio, S., Master's thesis, Tokyo Institute of Technology, Japan (1990).

[25] Ogio, S., Ph.D. thesis, Tokyo Institute of Technology, Japan (1993).

[26] Ostriker, J. P., & Gunn, J. E., *Astrophys. J.* 157 (1969) 1395.

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

[28] Ramana Murthy, P. V., & Wolfendale, A. W., *Gamma-ray astronomy*, Cambridge University Press (1986) p. 20.

[29] Ramana Murthy, P. V., & Wolfendale, A. W., *Gamma-ray astronomy*, Cambridge University Press (1986) p. 220.

[30] Ruderman, M. A., & Sutherland, P. G., *Astrophys. J.* 196 (1975) 51.

[31] Stecker, F. W., de Jager, O. C., & Salamon, M. H., *Astrophys. J. Lett.* 390 (1992) L49.

[32] Swanenburg, B. N., et al., *Astrophys. J. Lett.* 243 (1981) L69.

[33] Thompson, D. J., et al., *Nature* 359 (1992) 615.

[34] Vacanti, G., et al., *Astrophys. J.* 377 (1991) 467.

[35] Walker, G., *Astronomical Observations*, Cambridge University Press (1987) p. 52.

[36] Weekes, T. C., et al., *Astrophys. J.* 342 (1989) 379.

[37] Weekes, T. C., *Phys. Rep.* 160 (1988) 1.