

平成 13 年度 修士論文  
CANGAROO-III 望遠鏡における  
フロントエンドモジュールの開発

山形大学大学院 理工学研究科 物理学専攻  
渡部 晃

平成 14 年 3 月 26 日

## 概要

高エネルギー天体で生じている粒子加速等の高エネルギー現象を解明するために、我々はオーストラリアの Woomera で、大気チェレンコフ望遠鏡 (CANGAROO- II) により高エネルギーガンマ線の観測を行っている。現在、我々は口径 10m の望遠鏡を 1 台有しているが、来年初頭から、1 年ごとに望遠鏡を増やし、合計 4 台の望遠鏡を設置する予定である (CANGAROO-III)。この 4 台の望遠鏡のステレオ観測から観測面積が増加し、取得データのエネルギー範囲が広がる。また 4 台で観測することでシャワー軸の同定が可能になり、より詳細なガンマ線のエネルギー情報が得られる。そのため高エネルギー天体の性質の解明が飛躍的に進むことが期待される。しかしながら、望遠鏡の増設に伴い、データ量が著しく増えることが予想されるため、信号を高速に処理する回路システムが必要不可欠となる。そのためすべての回路では VME の規格が採用されており、高速化が図られている。

回路システムは、1 台あたりカメラ部分から来る 16 チャンネルの信号を高速に処理するフロントエンドモジュール、エネルギー情報を取得するための ADC、時間情報を取得するための TDC、ヒットした PMT のパターンによって、信号とノイズを分離できるインテリジェントなトリガーマジュール、で構成されている。そのなかで我々は、広いダイナミックレンジと高い S/N 比を有したフロントエンドモジュールの開発を行った。このフロントエンドモジュールでは、星の光によるトリガーレートの暴走を抑えるために、星の光によるバックグラウンドをチャンネル単位でトリガーに寄与させないようにマスクする工夫をはじめとていくつかの機能が施されている。

フロントエンドモジュールにはいくつかの性能が要求される。2006 年打ち上げ予定である GLAST 衛星は 50MeV から 300GeV までをカバーしているが、この GLAST プロジェクトのすぐ上のエネルギー領域から、つまり 300GeV 程度から数 10TeV ぐらいまでのガンマ線をカバーするために、100 倍程度の広いダイナミックレンジが要求される。コンピュータシミュレーションで、300GeV のガンマ線によるチェレンコフ光子が地上に到達する様子を調べたところ、シャワー中心から半径 300m 以内で、観測に十分な光子数を取得することができた。また、ガンマ線によるチェレンコフ光の場合バックグラウンドである夜光に比べて短い継続時間で集中して光子が入射してくる。コンピュータシミュレーションでは、地上においてシャワー中心から半径 300m 以内では、20ns 以内に 1 発のガンマ線によるチェレンコフ光が集中すると予測される。そこで、短い時間に集中して PMT が反応した事象のみを信号としてとらえればバックグラウンドを有効に落とすことができる。そのためフロントエンドモジュールでは、回路の時間的なばらつきを数 ns におさえなければならない。

そこでフロントエンドモジュールの性能評価を行った。パルスハイト 10mV から 1350mV までの入力信号に対して出力信号のパルスハイトは増加し、1350mV 以上の入力信号に対しては出力信号のパルスハイトは一定になることから、135 倍のダイナミックレンジが得られ、要求された 100 倍という値をクリアすることができた。そのためフロントエンドモジュールでは 300GeV から 40TeV までのエネルギー領域をカバーすることができる。また、フロントエンドモジュールにはテスト端子というものがああり、テスト端子から信号を入力することで 16 チャンネル (0ch~15ch) 全てに同時に信号を入力することができる。回路の時間的なばらつきを調べるために、このテスト端子から同時に信号を入力し、時間情報を含んだ TDC およびトリガーマジュールへの出力信号の 0ch に対する他チャンネルの相対的なばらつきを調べた。その結果 TDC、トリガーマジュールへの出力信号の時間的なばらつきはともに  $\pm 0.8\text{ns}$  となり、時間的なばらつきを数 ns におさえるとい要求もクリ

アーすることができた。これによりガンマ線によるエアシャワーのコインシデンスを逃さないようにすることができる。

# 目次

|              |                                 |           |
|--------------|---------------------------------|-----------|
| <b>第 1 章</b> | <b>宇宙物理学の現状</b>                 | <b>6</b>  |
| 1.1          | 電波 . . . . .                    | 7         |
| 1.2          | マイクロ波 . . . . .                 | 9         |
| 1.3          | 赤外線 . . . . .                   | 11        |
| 1.4          | 可視光 . . . . .                   | 12        |
| 1.5          | 紫外線 . . . . .                   | 13        |
| 1.6          | X 線 . . . . .                   | 14        |
| 1.7          | ガンマ線 . . . . .                  | 17        |
| <b>第 2 章</b> | <b>高エネルギーガンマ線観測の意義</b>          | <b>21</b> |
| 2.1          | 高エネルギーガンマ線の輻射メカニズム . . . . .    | 21        |
| 2.1.1        | 電子による放射 . . . . .               | 21        |
| 2.1.2        | $\pi^0$ 中間子の崩壊 . . . . .        | 22        |
| 2.2          | 粒子加速 . . . . .                  | 23        |
| 2.2.1        | 超新星残骸 . . . . .                 | 23        |
| 2.2.2        | 活動銀河核のジェットでの加速 . . . . .        | 26        |
| 2.2.3        | ガンマ線バーストでの加速 . . . . .          | 28        |
| 2.3          | 今までに観測された天体に関して . . . . .       | 30        |
| 2.3.1        | かに星雲/パルサー . . . . .             | 30        |
| 2.3.2        | 超新星残骸 1006 . . . . .            | 31        |
| 2.3.3        | 超新星残骸 RXJ1713.7-3946 . . . . .  | 31        |
| 2.3.4        | 活動銀河核 Mrk501 . . . . .          | 32        |
| 2.3.5        | 活動銀河核 Mrk421 . . . . .          | 32        |
| 2.4          | 物理的意義のまとめ . . . . .             | 32        |
| <b>第 3 章</b> | <b>チェレンコフ望遠鏡</b>                | <b>35</b> |
| 3.1          | チェレンコフ望遠鏡の原理 . . . . .          | 35        |
| 3.1.1        | エアシャワー . . . . .                | 35        |
| 3.1.2        | 大気中におけるチェレンコフ光放射 . . . . .      | 35        |
| 3.1.3        | ガンマ線によるエアシャワーのつくるイメージ . . . . . | 36        |
| 3.1.4        | イメージング法 . . . . .               | 37        |
| 3.2          | ステレオ観測の意義 . . . . .             | 37        |
| 3.3          | 海外の検出器の開発状況 . . . . .           | 38        |

|       |                             |    |
|-------|-----------------------------|----|
| 第 4 章 | カンガルー III 計画の概要             | 47 |
| 4.1   | 望遠鏡とカメラシステムの概要              | 47 |
| 4.2   | 回路システムの概要                   | 48 |
| 4.3   | データ収集とオンラインモニターの概要          | 50 |
| 第 5 章 | フロントエンドモジュール                | 52 |
| 5.1   | フロントエンドモジュールの概要             | 52 |
| 5.2   | フロントエンドモジュールのアナログ部の詳細       | 53 |
| 5.2.1 | フロントエンドモジュールの外観             | 53 |
| 5.2.2 | ディバイダー部、ADC 部               | 53 |
| 5.2.3 | ASUM 部                      | 57 |
| 5.2.4 | TDC 部                       | 58 |
| 5.2.5 | LSUM 部、パターントリガーへの出力部、カウンター部 | 58 |
| 5.2.6 | テスト端子                       | 59 |
| 第 6 章 | フロントエンドモジュールの性能             | 64 |
| 6.1   | ダイナミックレンジ                   | 64 |
| 6.2   | 時間特性                        | 65 |
| 第 7 章 | 結論                          | 68 |
| 付 録 A | プロトンの衝突を起源とするガンマ線のエネルギー     | 69 |
| 付 録 B | ブレーザーの放射領域のスケール             | 70 |

# 目次

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | 電磁波に対する大気の透明度の波長分布   | 6  |
| 1.2  | 様々な波長でみたときの我々の銀河の銀河面 (上から順に電波、マイクロ波、赤外線、可視光、X線、ガンマ線)                                 | 7  |
| 1.3  | VLBI についての概略図  | 8  |
| 1.4  | 全天でのマイクロ波の様子   | 9  |
| 1.5  | 様々な波長の宇宙背景放射   | 10 |
| 1.6  | IRAS が捕らえた全天の様子  | 11 |
| 1.7  | 視差に使った、天体までの距離の測定  | 13 |
| 1.8  | EGRET の観測した 100MeV 以上のガンマ線の分布  | 17 |
| 2.1  | 左図がプロトンの衝突を実験室系で観測した場合。右図が $\pi^0$ の静止系で観測した場合                                       | 22 |
| 2.2  | 左図はファラデーの発明した発電機の原理。回路が閉じると電流が流れる。右図は起電力発生メカニズムをパルサーに適応した図。                          | 25 |
| 2.3  | アウターギャップモデルの図。ここで $\Omega$ は角速度、 $B$ は磁場、 $j$ は電流、 $r$ は半径、 $c$ は光速、 $LC$ はライトシリンダー。 | 26 |
| 2.4  | 継続時間に光速度をかけ算して放射領域のサイズを求めるという考え方。 $c$ は光速、 $\gamma$ はローレンツ因子                         | 29 |
| 3.1  | エアシャワーの発達の様子。左が 1TeV のガンマ線によるもの、右が 3TeV の陽子によるもの。                                    | 39 |
| 3.2  | 左が 1TeV のガンマ線によるチェレンコフ光の地上での分布。右が 3TeV のプロトンによるチェレンコフ光の地上での分布。                       | 39 |
| 3.3  | ガンマ線のエネルギーに対して発生するチェレンコフ光子数  | 40 |
| 3.4  | 全ての光子が平行に入射してきた場合。イメージは 1 点に集中する。  | 41 |
| 3.5  | 光子が平行からわずかにばらついて入射してきた場合。イメージは広がった円形になる。   | 41 |
| 3.6  | 光子が平行から $x$ 方向にばらついて入射してきた場合。イメージは $x$ 方向に広がった楕円形になる。                                | 41 |
| 3.7  | ガンマ線からのチェレンコフ光によるイメージ。   | 42 |
| 3.8  | チェレンコフ光の発生高度に対する発生するチェレンコフ光子数。   | 43 |
| 3.9  | チェレンコフ光の発生高度とイメージの関係。  | 43 |
| 3.10 | シャワー軸から 50m、100m、150m 離れた場所に望遠鏡を配置した。  | 44 |
| 3.11 | ガンマ線からのチェレンコフ光によるイメージ。左から、望遠鏡がシャワー軸から 50m、100m、150m 離れていた場合のイメージである。                 | 44 |
| 3.12 | 左が 1TeV のガンマ線によるイメージ、右がそのときのチェレンコフ光子の分布  | 45 |
| 3.13 | 左が 1TeV の陽子によるイメージ、右がそのときのチェレンコフ光子の分布  | 45 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.14 | 左が視野におけるイメージ、右がイメージを拡大し各パラメータをしめしたものの。   | 46 |
| 3.15 | 左はステレオ観測の様子。右はそれぞれの望遠鏡で得られるイメージを重ねたもの。イメージを楕円で近似したときの長軸の方向にシャワー軸があることから、長軸の交点からガンマ線の到来方向がわかる。  | 46 |
| 4.1  | CANGAROO-III 望遠鏡の様子。114 枚の分割鏡で望遠鏡が構成されている。鏡で反射された光は、16m 程度離れたカメラの部分に集光される  | 47 |
| 4.2  | CANGAROO-III で用いられる PMT。内部にはディバイダー回路とアンプが内蔵されている。アンプの電源は、後述するフロントエンド回路からサポートされる。   | 48 |
| 4.3  | CANGAROO-III 望遠鏡のカメラ部分における PMT の配置。線で仕切られたようにグループ分けされている。このグループを一つの単位として、回路に信号が送られる。   | 49 |
| 4.4  | CANGAROO-III 望遠鏡における回路システムの概略図。システムはカメラからの信号を受け取るフロントエンドモジュールを通して、ADC、TDC、トリガーマジュール等に分配される。  | 50 |
| 4.5  | 観測データのモニター画面。この画面は 1 台目の 10m 望遠鏡のものであるが、2 台目の 10m 望遠鏡の画面では、さらに機能を拡張した同様のものが使われる予定。画面には、それぞれのチャンネルの ADC、TDC、スケーラーの情報がそれぞれ表示されている。また望遠鏡の向きや現在視野にある星の位置、風速や温度等も一括して表示されている。 | 51 |
| 5.1  | フロントエンドモジュールの概略図   | 52 |
| 5.2  | フロントエンドモジュール (左図) とその外観 (右図)   | 54 |
| 5.3  | フロントエンドの入力からディバイダーまでの回路図   | 55 |
| 5.4  | パルサーからの入力信号  | 56 |
| 5.5  | 抵抗をつけかえる前の ADC への出力 (左図) と抵抗をつけかえた後の ADC への出力 (右図)   | 56 |
| 5.6  | ASUM 部付近の回路図   | 60 |
| 5.7  | TDC 部付近の回路図  | 61 |
| 5.8  | TDC への信号の 1 チャンネル分の出力  | 61 |
| 5.9  | LSUM 部付近の回路図   | 62 |
| 5.10 | フリップフロップからの出力信号のつくられる様子  | 62 |
| 5.11 | テスト端子付近の回路図  | 63 |
| 6.1  | フロントエンドモジュールのダイナミックレンジ   | 65 |
| 6.2  | ガンマ線によるエアシャワーからのチェレンコフ光と夜光 (バックグラウンド) の時間的な分布  | 66 |
| 6.3  | エネルギーごとのエアシャワー 1 イベントに対するチェレンコフ光の継続時間  | 66 |
| 6.4  | フロントエンドモジュールのテスト端子の概略図   | 67 |
| 6.5  | TDC およびトリガーマジュールへの出力信号のばらつき (横軸が時間 [ns]、縦軸がカウント数)  | 67 |
| B.1  | ジェットのア地点から B 地点まで移動を観測したときの概略図   | 70 |

# 表 目 次

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | EUVE のよって検出された紫外線源の一覧   | 14 |
| 1.2 | ASCA によつて検出された X 線源の一覧  | 15 |
| 2.1 | CANGAROO グループの観測した天体の種類と観測した望遠鏡 (CanI は CANGAROO-I 望遠鏡、CanII(7m) は口径 7m の CANGAROO-II 望遠鏡、CanII(10m) は口径 10m の CANGAROO-II 望遠鏡) | 34 |
| 3.1 | 世界で稼働中のチェレンコフ望遠鏡  | 38 |
| 3.2 | TeV ガンマ線天体カタログ。(*Durham、Utah7TA は現在は活動を終了している。)   | 38 |
| 5.1 | CLC400 のおもなスペック   | 55 |
| 5.2 | 抵抗のつけかえ前後の最初のオペアンプと ADC への信号を出力するオペアンプのオフセット  | 56 |
| 5.3 | 抵抗をつけかえる前後の最初のオペアンプのオフセット (全チャンネル)  | 57 |
| 5.4 | 抵抗をつけかえる前後の ADC へ信号を出力するオペアンプのオフセット (全チャンネル)  | 58 |
| 5.5 | 1k $\Omega$ の抵抗をはずしたときの ADC への出力のオフセット (全チャンネル)   | 59 |
| 6.1 | 300GeV のガンマ線において、1 本の PMT に入射してくるフォトエレクトロン数。  | 64 |

# 第1章 宇宙物理学の現状

航海術や地図作成術などに広く応用されてきたことから分かるように、可視光による天体観測は非常に古くから行われてきた。この様に最初は単に実用的な意味で天文学が利用されてきたが、現代では物理学的な意味合いが強く、天体観測の目的は時代を経るにつれて徐々に変貌を遂げてきている。例えば、20世紀初頭には第一次世界大戦におけるレーダー技術の進歩から、電波による天体観測がスタートし、多くの天体や宇宙そのものに関する研究が進歩を遂げた。さらに20世紀後半になって、気球・ロケット・人工衛星の技術的な進歩が、天文学に大きな進展をもたらした。図1.1は、地球の大気により、電磁波がどの程度吸収されるかを示した図であるが、この図を見ても分かるように、可視光と電波は地上からの観測が可能であるため、比較的簡単に観測が行える。しかしながら、他の波長領域の電磁波の場合、地上に入射する前に大気で吸収されてしまうため、検出器を大気圏外に打ち上げなくては観測が行えない。そのため、飛翔体の進歩は他の波長領域での観測を大きく飛躍させた。現在では様々な波長の電磁波を通して、多くの天体を定量的に観測し、天体間に内在する共通の物理現象を観測することで、地上では実現できないような高エネルギー現象の物理的解明が行われている。そして天体ばかりではなく、宇宙全体をその観測対象として捕らえ、宇宙の構造や宇宙の時間的進化についての研究が現在進められている。また宇宙線、ニュートリノ、重力波といった電磁波以外のものによっても宇宙を観測することができるようになってきたのが現在の天文学である。

この様に様々な波長の電磁波や粒子等を使って、宇宙を研究することは宇宙の全体像を把握するのに非常に役立つ。図1.2は我々の銀河を様々な波長で観測した図である。例えば光の波長では、銀河の中心は暗くなっているが、他の波長領域では明るく見えるのが、この図から分かるであろう。この様に、違った波長での観測は、それに基づいた天体の物理現象を我々に提示する。そのため、もし銀河の全体像を物理的に把握したいのであれば、様々な波長を通して観測することが必要不可欠なのである。そこでそれぞれの波長での観測がどのような物理を明らかにするのか、またこれら

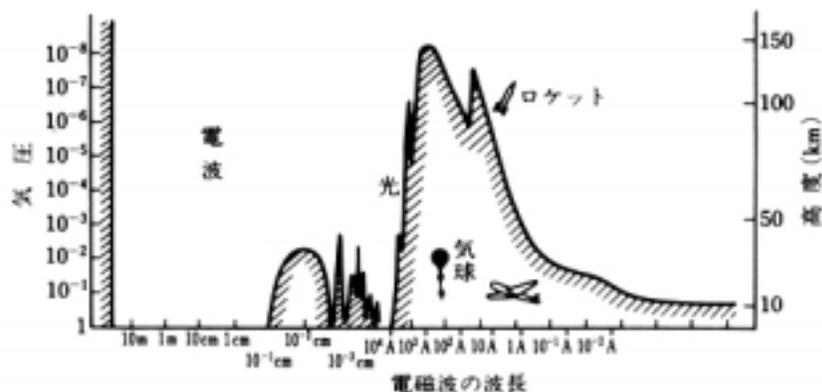


図 1.1: 電磁波に対する大気の透明度の波長分布

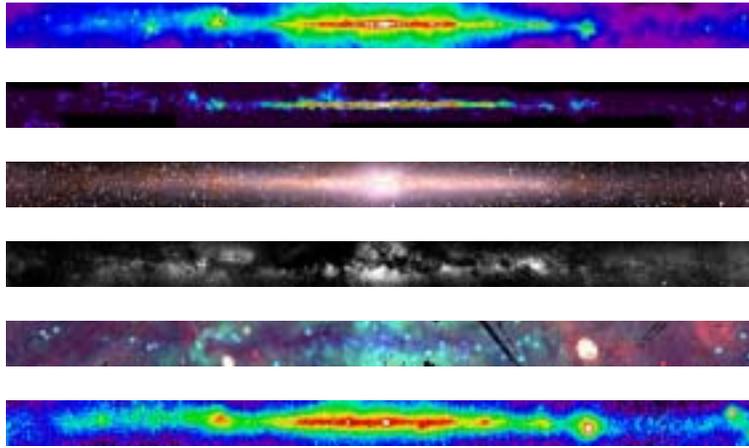


図 1.2: 様々な波長で見たときの我々の銀河の銀河面 (上から順に電波、マイクロ波、赤外線、可視光、X 線、ガンマ線)

の物理を明らかにするための観測機器がどの様に進歩を遂げているのかを、波長毎に簡単に整理する事から始める。

## 1.1 電波

電波における天体観測には、2つの大きなメリットがある。一つはフォトン数の多さに起因した統計精度の良い観測であり、もう一つは天体の微細構造の観測である。天体が電磁波を放出するプロセスは、大きく分けると熱的な放射と非熱的な放射に分類される。非熱的な放射の代表的な例としては、シンクロトロン放射等があげられる。シンクロトロン放射の場合、そのエネルギースペクトルは一般的にはベキ関数型になっている。従ってエネルギーの低い電磁波を非常に沢山放出することになる。そのため、非熱的な放射を行っている天体を電波で観測すれば、非常に多くの電波を受け取ることができるため、統計精度の良い観測が可能である。例えばパルサーとして知られる天体が電波で初めて発見されたのは、パルサーから来る電波領域でのフォトン数が多かったためであり、複雑なデータ解析を行わなくても発見が可能だったからである。現在では非常に沢山のパルサーが様々なエネルギー領域で観測されているが、その周期の時間変化率等を調べる場合には、フォトン統計が良い電波での観測が圧倒的に有利である。もう一つの利点は、電波での観測では、他の波長領域に比べて圧倒的に高い角度分解能が得られるということである。これは天体から来る電波の位相が揃っている事(コヒーレントである事)に由来している。もし天体から来る電波の位相が揃っている場合には、以下の図 1.3 の様な観測が可能になる。例えば2台の電波望遠鏡を図の様に  $D$  だけ離して配置しておくとする。そして2台の望遠鏡に内蔵されている時計を正確に合わせておくことにする。この2つの望遠鏡で観測された波がピッタリ重なる(干渉する, 相関する)ときの時間差を測定してやることによって、その天体がどちらの方向にあるかを知ることができる。この電波の信号が重なる時刻を測定する装置を『相関器』という(遠く離れたアンテナで受信した信号をそれぞれ高精度の時刻をつけてテープに記録し、その記録テープを持ち寄って再生し相関器で処理する。)。この時間差は、 $\theta$  傾いた方向にある天体から電波が来ていたとすると  $\Delta T = D \sin \theta / c$  でもとめられる。つまり望遠鏡の距離  $D$  が大きければ時間差が大きくなるため、2つの隣り合うような天体からの情報を区別しやすい。つまり、2つのアンテナの間隔が大きいくほど、分解能を上げることができる。

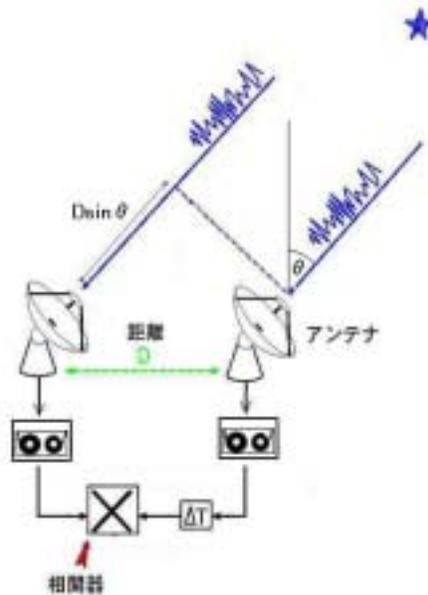


図 1.3: VLBI についての概略図

分解能は望遠鏡の距離  $D$ 、入射波の波長を  $\lambda$  とすると、分解能  $\theta$  は  $\theta = 1.22\lambda/D$  となる [2]。現在空間分解能として  $0.001\text{arcsec}$  という、他の波長領域の追従を許さないような空間分解能が得られている。 [3]。このような観測方法は超長基線電波干渉計、VLBI (Very Long Baseline Interferometer) と呼ばれる。

以上に述べた 2 つの長所に加え、電波領域で特定の波長の電磁波を放出するものがあれば、天体の空間的な構造ばかりでなく、その物体の運動に関してドップラー効果を利用して詳細に調べる事ができる。実際この様な光学における線スペクトルに相当するものが、電波領域にも存在する。その一つが水素原子が放出する波長  $21\text{cm}$  の電波 (周波数約  $1420\text{MHz}$ ) である。水素原子は、1 個の陽子とその周囲を軌道運動している 1 個の電子から成る。陽子、電子それぞれのスピンによってできる磁気の向きが、平行の場合と反平行の場合とでは、水素原子のもつエネルギーの大きさが、ごく僅かだけ異なる。自然にあっては反平行のときのほうが、このエネルギーが小さくなるので、宇宙空間では、この反平行の状態に水素原子は落ち着こうとする。そのため、もし磁気のできる向きが平行になっている陽子と電子とがあったとしたら、反平行になろうとする。このとき、波長  $21\text{cm}$  の電波が放射される。実際に、この電波での観測が 1951 年に我々の銀河系に対して行われ、我々の銀河系が、アーム構造 (水素原子が存在する場所が、銀河中心から細長く幾重にも伸びている様な構造) を持っており、さらに銀河系全体が銀河中心の周りを数億年かけて回転していることが分かった。波長約  $21\text{cm}$  の電波の他にも、水素原子の電子軌道における二つの状態間の遷移によっても電波が放出される。水素原子における電子がある軌道から、より内側の軌道に遷移するときに決まったエネルギーの放射、スペクトル線の放射が起きる。このエネルギーは小さいため、この放射は電波領域での放射となる。波長  $21\text{cm}$  の電波にしても、いま述べた電子軌道の遷移による電波にしても、水素が放出する電磁波であり、水素は宇宙で最も多い元素であるため、観測対象が豊富に存在している。

またこれら 2 つの電波が我々の銀河から放出されているという事自体が、我々の銀河に対して大きな情報をもたらしてくれる。どちらの放射においても、エネルギーの高い状態の側にある電子が

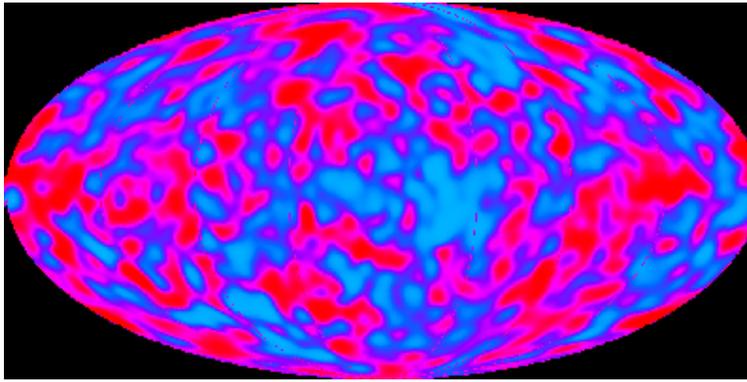


図 1.4: 全天でのマイクロ波の様子

存在しなければ、放射されることはない。実際に、このような電波の放射が我々の銀河の空間で観測されていることは、エネルギーの高い状態の大量の水素が、そこに存在していることを意味している。このような水素の存在は、原子中の電子が、この空間中で陽子や電子との衝突や、電磁波の吸収により、エネルギーの高い状態に引き上げられていることを示唆している [1]。

以上で説明した現象を様々な天体に関して観測していくためには、高い集光能力と優れた空間分解能を備えた電波望遠鏡が必要となる。高い集光能力を得るためには、望遠鏡の有効面積を大きくする必要があり、実際、プエルトリコのアレシボ天文台では直径 305m の世界最大の電波望遠鏡が存在している [4]。また高い空間分解能を得るには、前述したようにできるだけ離れた位置に望遠鏡を設置し、観測を行う必要がある。この 2 つの事と大口径の望遠鏡の製作には限界があることを考慮すると、非常に離れた場所に複数台の望遠鏡を設置し、有効面積を拡大しつつ、空間分解能を向上させた望遠鏡が理想的である。そこで 1997 年には、片方の望遠鏡として人工衛星「はるか」を打ち上げ、30000km という距離を隔てて地上の望遠鏡と連動させて電波観測が開始された [5]。現在、国立天文台は VERA (VLBI Exploration of RadioAstrometry) 計画を推進し、銀河系の精密立体地図作りを目指している。VERA では、口径 20m の電波望遠鏡を日本列島の 4ヶ所に設置し観測を行う予定である。VERA の特徴は、相対 VLBI というシステムで、隣接する 2 つの天体を同時に観測することで大気揺らぎを打ち消し、位置の精密測定を可能にする [6]。一方韓国では VLBI ネットワーク、KVN (Korean VLBI Network) を建設中で、今後日韓の協力が進めば、VERA と KVN を重ね合わせたより大規模なネットワークによって、より高精度の地図、より高精度の天体画像を得られることが期待される [7]。

## 1.2 マイクロ波

マイクロ波を観測することにより宇宙開びやく直後の電波である背景輻射の様子を得ることができる。この背景輻射は最近の数億年の間にわれわれ自身の銀河系に類似した銀河から放たれた光ではない。宇宙からのマイクロ波を観測するとこのマイクロ波は  $3^{\circ}\text{K}$  の黒体輻射分布を示していることがわかる。この事実と宇宙膨張などを考慮すると初期の宇宙が莫大なエネルギー密度を持った輻射であると考えられる [8]。 $3^{\circ}\text{K}$  の黒体輻射分布によるマイクロ波は図 1.5 をみるとわかるように、偶然にも星などの天体からはほとんど放射されていない [10]。そのため、マイクロ波は宇宙全体を観測するのに適しているのである。その全天でのマイクロ波の様子を図 1.4 に示す [9]。図 1.4 は人工衛星 COBE によって描かれた。COBE は NASA によって打ち上げられた人工衛星で、

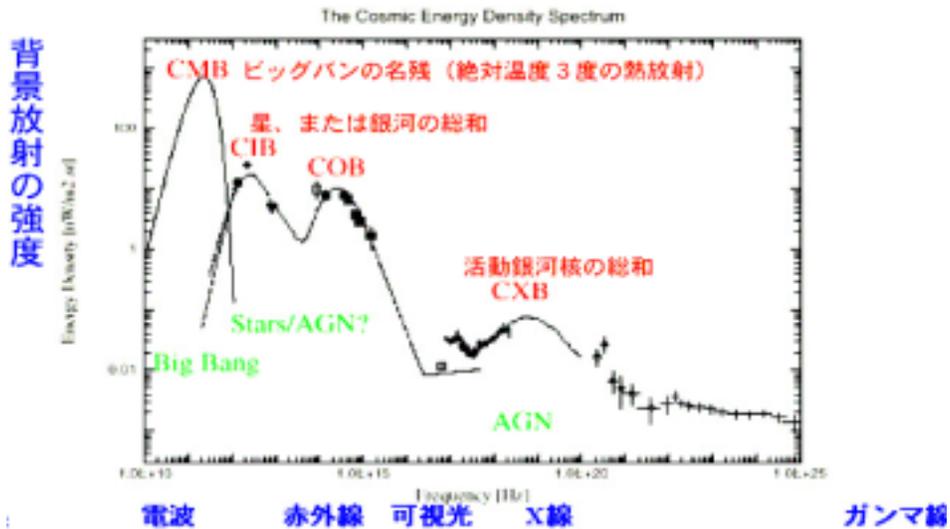


図 1.5: 様々な波長の宇宙背景放射

背景放射の正確な温度調査を行い、約 2.726°K と測定した。また背景放射の温度にゆらぎがあることを確認した [11][12]。

COBE による観測が行われる以前には、銀河団の形成モデルとしてパンケーキモデル (銀河団が先にでき、この銀河団が分裂して銀河ができたというモデル) が正しいのか、それともクラスタリングモデル (銀河が先にできて、この銀河が集まったことで銀河団が形成されたというモデル) が正しいのか、という問題があった。この答えは COBE による観測の結果、クラスタリングモデルが正しいというここが分かった。なぜならパンケーキモデルでは、宇宙開びやく直後の密度ゆらぎがおよそ 0.004 程度は存在しなくて困るが COBE による観測では、このゆらぎが  $10^{-5}$  程度しか存在しなかったからである。 [13]。

こうした COBE の観測により、宇宙開びやく直後の状態の物質の密度ゆらぎがある程度分かった。そこで、この密度ゆらぎから現在のゆらぎをコンピュータシミュレーションにより再現するという試みがおこなわれた。このとき、もし非常にスタンダードな仮定から出発すれば、無理が生じてしまう。しかし、非バリオンのダークマターというものがあつたとすると COBE による観測結果を説明できる。 [14]。

では、どのようなものがダークマターの候補であり、またそれが宇宙にどれだけ存在するのか。それらについてはまだよく分かっていない。そこでさらに背景放射のゆらぎを広範囲に渡り、精密に調べることができればダークマターの候補やその量に制限をつけることができる。

2001 年に NASA によって打ち上げられた MAP、2007 年 ESA により打ち上げ予定の Planck は COBE の先駆の結果を基礎に置き、この宇宙背景放射のゆらぎを観測することを目的としている。MAP は 20 分角以上の角度分解能を持ち、Planck は COBE のものより 10 倍精度の良い 10 分角以上の角度分解能を持つ。どちらも、銀河団や超銀河団など生成に関する重要な情報を提供してくれるはずである [15][16]。

### 1.3 赤外線

我々の銀河系全体にわたる星の分布は、星間塵の強い吸収のため光では見ることはできなかったが、気球を用いた日本の近赤外線観測により、その全貌が明らかにされた。

水素分子や塵からなる高密度・低温の星間分子雲は、やがては新たな星の材料となる。次々に新たな星が誕生しつつある領域については、よく観測され、理解が進んでいる。しかし、星の形成が始まる前の冷たい星間分子雲についてはほとんどなにもわかっていなかった。その理由は、星間分子雲はほとんど放射をしないため、直接観測することができないからである。星間分子雲は背後の星から光を吸収するため、我々からは星々の中にぽっかりと穴があいたように見える。このことから暗黒星雲とも呼ばれる。ところが、赤外線で観測することにより、この星間分子雲の構造を調べることができる。星間分子雲は可視光はほぼ完全に吸収してしまうが、吸収を受けにくい赤外線であればある程度透過できる。そして、透過してきた光に見られる吸収を分析することにより、星雲の構造を知ることができる。このようなアイデアは昔から考えられていたものだが、近年の観測装置の進化により、可能になった。ただし、この方法で現在分析できるのは、小さな星雲だけで、大きな星雲の場合は吸収が大きすぎるため、現在でも分析はできていない。[17]

世界初の赤外線観測衛星 IRAS (Infraredes Astronomical Satellite) は、銀河系全体に広がる星間塵の姿を捕らえた。図 1.6 に IRAS による全天の様子を示す。

銀河は  $z=3 \sim 10$  程度の時代に形成されたと考えられている。つまり、銀河形成についての研究を行うには遠方の銀河の観測が必要である。しかし遠方の銀河が可視光を放っているとすると、その波長は 4 倍から 11 倍程度に伸びる。従って実質的には、遠方の銀河の観測は赤外線での観測を行う以外ない。このような赤外線観測と可視光の観測を総合的に行うことで、銀河の進化の様子を明らかにすることができる。[13]。

2003 年度打ち上げ予定のアストロ F が上がると IRAS よりもさらに広い領域をサーベイできる。アストロ F とは宇宙科学研究所 ( I S A S ) による我が国初の本格的な赤外線天文衛星である。IRAS よりも広い波長域を優れた空間分解能と検出能力で観測しようとするもので、観測波長は、近赤外線から遠赤外線までをカバーする [18][19]。

太陽の質量の 8% 以下の星は、熱核融合反応を起こすことができず、高温で光り続けることができない。しかし赤外線は出し続けるため、アストロ F の高感度の赤外線カメラを使えば、探査が可能である。このような、可視光では見ることはできない小さな星 (褐色矮星) がどのくらい存在しているのかは重要な問題で、ダークマターの候補としても注目されている。[20]。

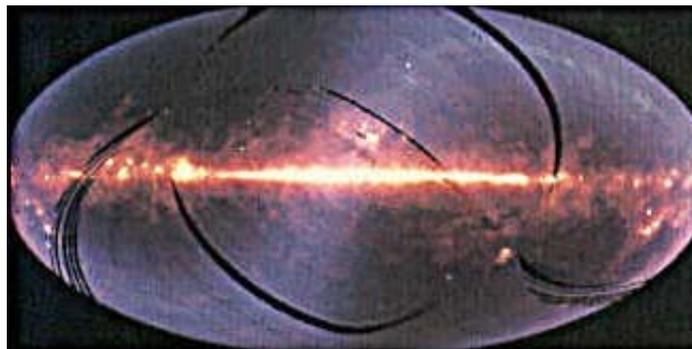


図 1.6: IRAS が捕らえた全天の様子

## 1.4 可視光

図 1.1 で示したように可視光は、あまり吸収されず大気を通過するため、可視光領域の観測は全ての波長領域のなかでもっとも長い間行われ、天文学において重要な位置を占めている。今でも可視光以外の波長での特異な天体の発見などがあると、必ず可視光での天体の同定作業が行なわれる。可視光での観測は、その観測対象となる天体数が多く、非常に統計的に良い観測が行えることから、宇宙の構造や年齢といった宇宙論的な事象を調べるのに向いている。特にハッブル常数の精密測定は、ハッブル望遠鏡 (Hubble Space Telescope) を打ち上げた理由でもある。

ハッブルは、遠ければ遠い星ほど、可視光のスペクトルが本来あるべき位置から波長の大きいほうに、つまり可視光の赤い光のほうへ平行移動していることを見出した。いわゆる赤方偏移である (赤方変異を表すパラメーターとして  $z = \lambda/\lambda_0 - 1$  というパラメーターが良く使用される)。この現象は光のドップラー効果によって起こる。従って、遠く離れた天体ほど、地球から速いスピードで遠ざかっている。これは、全ての天体は互いに遠ざかっているということの意味しており、宇宙全体は時間とともに膨張しているという事を意味する。これがハッブルの法則と呼ばれるものである。もし宇宙が一様に膨張しているとすると、赤方偏移から得られる天体の後退速度  $v$  は、地球からの距離  $d$  に比例し、 $v = H_0 d$  という関係式が成り立つ。この  $H_0$  という値がハッブル常数とよばれるものである (ハッブル常数は時間と共に変化する、 $H_0$  とは現在のハッブル常数の値を意味する)。現在求められているハッブル定数  $H$  の値は、 $75 [km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}]$  である (ただし、この値の誤差は 30% くらいであるので、実際には  $50 \sim 100 [km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}]$  の間に入るとおもわれる。)。現在この様に宇宙が膨張しているとすると、過去には宇宙はもっと小さいことになる。つまり極言すれば、宇宙は最初 1 点から膨張したことになる。また現在の宇宙を構成する物質をこの様な狭い領域に閉じこめれば、温度が非常に高くなるはずである。この様に宇宙は非常に小さな熱い火の玉の様な状態から始まったとする理論を「ビッグバン宇宙論」という。またハッブルの法則を変形すれば、 $d/v = 1/H_0$  という関係式が得られる。もし現在の膨張速度が過去も一定であったと仮定すれば、左辺は宇宙が始まってからの時間を意味することになる。つまり現在のハッブル常数の逆数は宇宙の年齢をおおざっぱに表している事になる。現在の観測からは宇宙の年齢は、100 億年前後であるという結果が出ているが [21]、精密に宇宙の年齢を決める場合には、少なくともハッブル常数の他に密度パラメーターという量を測定する必要がある [13]。

ハッブル常数を実験的に決定するには、沢山の天体に対して、地球からの距離とその後退速度を精密に求める必要がある。後退速度は、線スペクトルのドップラー効果から精密に決めることができるが、天体までの距離を測定することは非常に困難である。近い天体の場合には、天体特有の固有運動が後退速度に比べて大きいため、本来の後退速度を求めるのには向いていない。従ってできるだけ遠い天体の観測を行わなければ精度の良い観測はできないため、その様な困難が生じる。現在天体までの距離を測定する最も確かな方法は視差による方法である。例えば図 1.7 に示されているように、人工衛星で同じ天体を違った時期に観測すれば、その天体が見える方向が変化する。その角度の変化を  $\theta$  とし、図に示されている観測場所の距離を  $d$  とすると、天体までの距離  $D$  は、以下の式で知ることができる。

$$D = \frac{d/2}{\tan \frac{\theta}{2}} \quad (1.1)$$

しかしながら、この様な方法で正確に天体の距離が決められるのは、50 光年程度であり、より遠い天体までの距離を測定する必要がある。さらに遠くの天体までの距離を求める方法として、セファイド等の変光星を使用する方法がある。セファイドという星は、周期的に光度が変化するが、その光

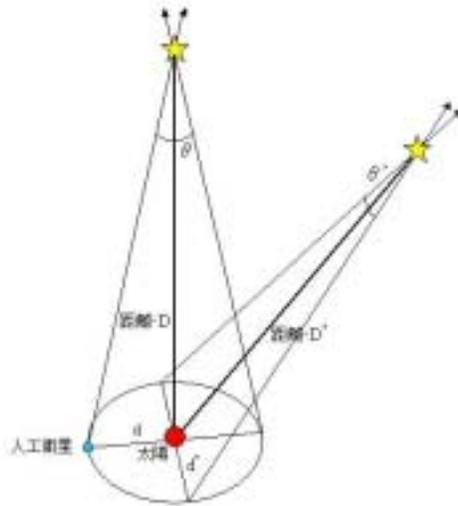


図 1.7: 視差に使った、天体までの距離の測定

度と星の絶対等級には、比例関係がある事が観測から分かっている [22](この観測の基礎には、先ほどの視差が関連している)。従って、距離が知りたい天体の側にセファイドがあったとすると、そのセファイドの光度周期と見かけの明るさを測定すればよい。なぜなら周期が分かれば、絶対光度が分かり、絶対光度と見かけの明るさからセファイドまでの距離を知ることができるからである。この様にして決められる天体までの距離は  $10^7$  光年程度に達する。さらに遠方の天体までの距離を知りたい場合には、セファイド等の観測から分かっている事を使って、セファイドの周期と光度の関係と同様な関係を近傍の天体に対して導き、それを新たな距離の測定原理とすれば良い。このような方法で順番に遠い天体までの距離を測定する方法を Cosmic Ladder と言う。現在この Cosmic Ladder の方法を応用して、Type Ia の超新星を使って  $z = 0.5$  程度までの天体の距離を知る方法が検討されている。

最近この超新星を使った方法で、 $z > 0.5$  以上の天体に対する観測結果が出ている。このデータはまだプレリミナリーなものであるが、2つのグループで独立に、地球からの距離が離れば離れるほど、天体の後退速度が速くなるという結果が出ている [23]。これは宇宙の膨張が加速されるという事を意味するが、この様な事が生じるには以前アインシュタインが提唱した宇宙項(真空のエネルギー密度) というものを導入する必要がある。本当にこの様なものが存在するかは、より多くの天体を観測しなければ分からないが、素粒子論にも関連した物理的な発見が期待できるかもしれない。

## 1.5 紫外線

紫外線での天体の観測は、比較的歴史が新しい。本格的な観測は、アメリカとヨーロッパが1978年に共同で打ち上げた IUE(International Ultraviolet Explorer) で初めて行われた。そして NASA によって1992年に打ち上げられた EUVE(Extreme UltraViolet Explorer) がそれに続き、紫外線と X 線の間波長である極紫外線(波長  $7\text{nm} \sim 70\text{nm}$ ) が観測された。EUVE の全天をサーベイの結果、737 個の紫外線源が検出された [24]。以下の表 1.1 は、検出された天体を分類したものである。この表を見ていくと、紫外線天文学がどのような物理を明らかにするのが理解できる。

まず、O,B,A 型の星や白色巨星は、非常に温度が高い星であるため、黒体放射のピーク波長が紫

| 天体の種類                 | 検出した数 |
|-----------------------|-------|
| Early Star (O,B,A)    | 24    |
| White Dwarf           | 105   |
| Later Star ( F,G,K,M) | 275   |
| Cataclysmic Variable  | 14    |
| Low Mass X-ray Binary | 2     |
| Extragalactic         | 37    |
| Other                 | 35    |
| No Identified         | 245   |

表 1.1: EUVE のよって検出された紫外線源の一覧

外線に達しているために、多く観測されている。またこれらの星は非常に温度が高いため、星に存在する水素やヘリウムを電離する。そのためこの様な天体からは、ライマン系列の輝線等が見つかっている。この事は非常に温度の高い天体の元素の電離状態等を観測するのに、紫外線が適している事を示している。

次に F,G,K,M 型の天体 (太陽は G 型の天体である) であるが、これらは本来温度がそれほど高くなく、黒体放射のピーク波長は、紫外線の領域とはずれている。しかしながら、太陽がフレアを起こすときに、短い時間スケールで紫外線を発するのと同様な現象が、これらの星でも起きている事が予想される。従って、この様な観測から通常の天体が起こす突発的な現象の解明に役立つことが期待される。

また銀河外の紫外線源も 37 個見つかっている。極紫外線は、星間物質等で吸収を比較的受けやすいはずだが、実際は恒星間空間が極紫外線を極端には吸収しないという事が明らかになった。この事は、紫外線の領域に入る種々の元素の吸収による線スペクトルを観測することにより、星間ガス中の原子や分子の存在量や物理的な状態を明らかにすることができる事を示している。星の爆発などにより外部の空間へ放出されてしまったガス雲は、長い時間をかけて温度が下がる。その結果、幾つかの原子や分子は固体状に凝縮して、小さな塵や塵の塊 (グレイン) になるが、グレインになるなりやすさは元素毎に異なっている。またグレインは、原子状態である場合よりも紫外線を吸収しにくくなる。したがって、特に凝縮しやすい原子は、星間ガスの中を通ってくる光を吸収することが少ない。紫外線領域の吸収線スペクトルの観測をすることで星間ガスの特性、星間空間に存在する塵や塵の塊を組成する元素、元素分布などを知ることができる [1]。

また表の一番下をみるとまだ 245 個の未同定天体が存在する事がわかる。これは現在 HST (Hubble Space Telescope) 等を用いて、EUVE で観測された天体のカウンターパートを捜しているが、それでもまだ 245 個の天体は同定できていないという事を意味している。つまり、可視光では暗いが、極紫外線では明るい天体が数多く存在しているという事である。これは紫外線による天文学が、新しい物理を切り開く可能性を暗示している。

## 1.6 X 線

宇宙の高エネルギー現象をとらえる鍵となる X 線は、可視光や電波と違って地球大気で吸収されてしまうため、X 線観測が行われるのはロケットによる X 線観測衛星の打ち上げが可能になってからである。日本では、Hakucho、Tenma、Ginga、ASCA という 4 台の X 線衛星が過去に打ち上げ

られ、アメリカやヨーロッパでも、最近 Chandra や ROSAT、XMM という X 線天文衛星が打ち上げられた。これらの様々な研究により、X 線天文学は今や可視光天文学や電波天文学と並んで、宇宙の謎を解き明かす重要な柱となっており、現在では、近距離の恒星から、およそ 100 億光年かなたのクエーサーまで、宇宙のあらゆる天体が X 線観測の対象となっている。以下の表 1.2 は ASCA で検出された X 線天体を分類した表である。ASCA は計 2110 個の天体からの X 線を検出している。またさらにエネルギーレンジが低い ROSAT(0.1~2.4keV) では 12 万 5 千個程度の X 線天体が検出されている。リストに上げられている天体の中には、電波や光での観測よりも X 線での観測の方が、

| 天体の種類              | 検出した数 |
|--------------------|-------|
| 星や星生成領域            | 260   |
| X 線連星 (白色矮星連星系も含む) | 240   |
| 超新星残骸              | 330   |
| 銀河                 | 180   |
| 活動銀河               | 500   |
| 銀河団                | 480   |
| その他                | 120   |

表 1.2: ASCA によって検出された X 線源の一覧

物理的情報を引き出しやすいものが多々存在している。以下では X 線で特筆すべき観測天体や物理現象を個別に説明する。

**ブラックホール** 太陽質量の 6~8 倍程度以上の星は進化の最終段階で大爆発を起こす。これを Type II 型の超新星爆発と呼ぶ。Type II 型の超新星爆発が起こると、中心に非常に高密度の天体が残る (Type I 型の超新星爆発は、白色矮星と大質量星の連星系で、白色矮星に大質量星から質量降着が生じることにより起こる、この場合には中心に天体は残らない)。この天体は、もとの天体の質量にも依存するが、天体の質量が重い場合にはブラックホールという天体が形成されることが考えられている。ブラックホールの大きさは数 10km 程度であるにも関わらず、その質量が太陽質量の 3 倍以上あるため、強い重力場を有しており、光さえもそこから抜け出すことができなくなる (光が脱出できるぎりぎりの半径をシュワルツシルツ半径と呼ぶ)。そのため、ブラックホールの観測は光学的な観測が非常に難しい。

しかしながらブラックホールの存在は、X 線によって知ることができる。もしブラックホールの側に大質量の星が存在し、ブラックホールと連星系をなしていると、大質量星からガスがブラックホールの重力に引かれ、吸い込まれていく。このとき、この大質量星の外層のガスは円盤状に回転しながらブラックホールに落ち込んでいく。このガスの重力エネルギーは、落ち込んでいく際に摩擦のエネルギーつまり熱的エネルギーに変換される。そのためガスは高温に加熱されるため、X 線を放出する。大質量星とブラックホールの連星軌道周期や、大質量星の光度から中心天体のブラックホールの質量が同定される。さらに X 線の時間変動の観測からブラックホールの半径を見積もることができる。この様にしてブラックホールの密度を知ることができ、この事から理論的にこの星がブラックホールであるのかどうかを推定できるのである [25]。特に X 線での観測は、シュバルツシルツ半径の 3 倍程度の領域を観測していると考えられるため、よりブラックホールの中心に近い場所での情報を得ることができる [26]。

**銀河団** 銀河団は、銀河が数百から数千個も集まった大集団で、その強い重力のために、周囲に漂う

ガスを引き寄せて、数万度から数億度にも達する高温プラズマをまとっている。この高温プラズマは熱制動放射により X 線を放出するが、光ではほとんど光を放っていない。こうした X 線により銀河の運動や高温プラズマの分布を詳しく調べると、銀河や高温プラズマを銀河団に引き付けておくための物質、即ち、銀河や高温プラズマをあわせた質量の 5~10 倍の見えない物質が存在しなくてはならない。この物質の事をダークマターと呼ぶ。現在の ASCA の観測では、銀河団は、銀河、高温の銀河間ガス、ダークマターの 3 種類で構成されていると考えられており、その質量比はおよそ 1:5:30 である事も分かってきた [27]。銀河や高温プラズマなどの見える物質から導かれる宇宙の平均質量は、宇宙の臨界質量のほんの一部であることが示唆されているので、ダークマターがどのくらい存在するか見極めることは、宇宙がこのまま膨張を続けていくのか、あるいはいずれ収縮に転ずるのかという宇宙の運命を決定づける鍵を握っているといえる [28]。

また銀河団の観測は、以上に述べたダークマターの間接的な観測以外にも宇宙論的な意義を持っている。特に以下で説明するスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (SZ 効果) は、ハッブル常数を決定する良い方法であると考えられている。銀河団の高温プラズマ中の電子が宇宙背景放射 (3K の輻射) を逆コンプトン散乱すると、背景放射のスペクトルはエネルギーの高い方にシフトする。この効果を SZ 効果を言う。このシフトの割合は、銀河団の大きさを  $R$ 、電子密度を  $n_e$ 、プラズマの温度を  $T$  とすると、 $n_e RT$  という量に依存する。また X 線でのスペクトルの形からはプラズマの温度が分かる。そして X 線の光度からは  $n_e^2 R^3$  の値を知ることができる。そこで、X 線での観測と背景放射のシフトの観測を行えば、3 つのパラメーター全てを知ることができる。ここで重要なのは、銀河団の実際の大きさを決められたという事である。実際に X 線の観測から銀河団の見かけの大きさを知れば、銀河団までの距離を知ることができる。銀河団は非常に遠方にあるため、この方法が確立されれば、非常に遠い天体の距離を知ることができ、これはハッブル常数を決定するのに非常に役立つ [27]。実際に ASCA での 10 個の銀河団の観測と背景放射の観測からハッブル常数を求めると、少し小さめの 50km/sec/Mpc という値を得るが、今後 X 線の観測と背景放射の観測技術の精度が上げれば、より正確な値を決定できると思われる。

X 線背景放射 宇宙全体が X 線で一樣に明るい事は X 線天文学が始まってまもない頃から知られていた。これを X 線背景放射と呼ぶ。2keV 以下の領域では、ROSAT が全天サーベイを行い、非常に暗い点源を検出することに成功した。そして、見つかった点源の明るさを合計すると、0.5~2keV の領域では、これらによって X 線背景放射の 60~80% を説明できるという結果を得た。また ROSAT の見つけた天体を光学的に同定した結果、それらの天体が広い輝線を持つことが観測された。そのためそれらはタイプ I 型の活動銀河核であることが結論づけられた。この様に 2keV 以下では、X 線背景放射の理解は格段に進んだが、2keV 以上では今まで大きな問題が存在していた。一つは、GINGA で 2keV から 10keV の領域で活動銀河核を観測した結果、その合計の明るさが、背景放射の 3% にしかなかった事である。もう一つは X 線背景放射のスペクトルはベキが 1.4 の形をしているのにも関わらず、その候補である活動銀河核のスペクトルが平均すると 1.7 程度のベキであり、一致していないという事である。そこで、この問題を調べるため ASCA で X 線背景放射の観測が行われた。まず一つの成果は、7 度角の領域において、非常に暗い活動銀河核を 107 個も見つけた事である。そしてこれらの明るさを足すと、背景放射の 23% は説明できるという結果を得たことである。また 2keV~10keV の領域では II 型の活動銀河核の寄与が大きく、II 型の活動銀河核はベキが小さい事が分かった。また暗い活動銀河核ほど、ベキが小さいという結果を得たことから、比較的近傍の暗い

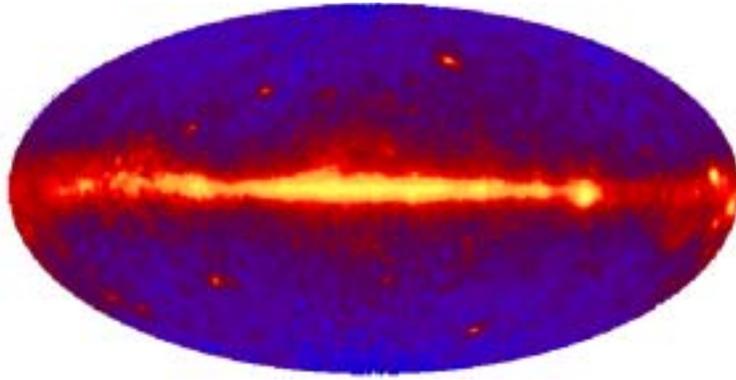


図 1.8: EGRET の観測した 100MeV 以上のガンマ線の分布

II 型の活動銀河核が背景放射に大きく寄与しているのではないかと結果を得た。以上の様に完全に 2keV 以上での X 線背景放射の起源が理解された訳ではないが、ASCA の観測により大きな進歩が得られた。今後 Chandra や XMM 等での詳しい観測が進めば、X 線背景放射の起源を完全に理解できる可能性がある。

## 1.7 ガンマ線

以上で述べたように電波から X 線の領域では、数多くの天体が検出されているが、ガンマ線に関しては現在発展途上の部分が多い。例えば 1975 年に打ち上げられたガンマ線衛星の COS-B では、100MeV から数 GeV のエネルギー領域では 25 個のガンマ線天体しか発見できなかった [29]。しかしながら、1991 年に打ち上げられた CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) によって [30]、ガンマ線領域においても多くの事が分かってきた。この CGRO には 4 つの検出器 (EGRET、BATSE、COMPTEL、OSSE) が搭載されていたが、数 10MeV から数 10GeV に感度のある EGRET では、以下に述べるように 300 個程度のガンマ線天体が発見されている。つまり 15 年間の間に天体の数が 10 倍程度にも増えた計算になり、まさにこのエネルギー領域でも新しい天文学が確立されようとしている。以下にこの CGRO で得られた物理的な成果を簡単にまとめる。

**EGRET** EGRET は前述したように約 20MeV ~ 30GeV に感度のある検出器である。図 1.8 に EGRET による 100MeV 以上のガンマ線の分布を示す [36]。EGRET は予想以上にガンマ線源が多く存在することを発見し、ガンマ線観測の重要性を認識させた。EGRET の検出した天体の数は 300 近くにもなり、全天に分布し系外天体も含まれている。驚くことに、そのうちの半数近い天体は他の波長で同定されていない。ガンマ線天体の位置決定精度が悪いこともあるが、中にはそれを考慮しても対応天体がないものもあり、現在、これらの領域を観測するための準備が世界規模で進んでいる。以下に EGRET での物理的な成果を箇条書きでまとめる [31]。

- EGRET の観測により、パルサーが時間を経るにしたがってガンマ線を放出しやすくなるという発見がなされている。例えば、Geminga パルサーと呼ばれる年を経たパルサーの観測においては観測されるそのほとんどがガンマ線である。
- ガンマ線バーストの中で、GeV までエネルギーが伸びているものが幾つか発見された。また 10GeV までエネルギーが伸びているものが 2 個発見されている。

- プレーザーと呼ばれる活動銀河核の中には、ガンマ線を放出しているものが存在する事が分かった。
- マイクロ秒スケールでのバーストが、他の検出器では観測されたものの EGRET では観測されなかった。これは後述する様に、量子重力理論との関連性が高い。

**BATSE** BATSE のおもな目的はガンマ線バーストのような時間変動する天体観測の測定である。2000 年 5 月までに 2704 個のガンマ線バーストが BATSE により検出されており、およそ 1 日に 1 回の頻度で観測されたことになる [32]。また、BATSE が捕らえたガンマ線バーストの天空上の方向分布から、ガンマ線バーストが全く等方的に起こっている事が分かった。このことから、ガンマ線バーストは銀河面に存在する天体が起こしているものではないことが確認された。そして、ガンマ線バーストは銀河のハロー領域で起こっているか若しくは宇宙論的な規模で起こっているという 2 つの可能性が示唆された。その後、BATSE と連動して Beppo-Sax という X 線衛星がガンマ線バーストのアフターグローを発見したことで、ガンマ線バーストの対応天体が確認され、ガンマ線バーストは遠方の銀河の中で起こっている事が分かった。この事により、ガンマ線バーストのエネルギー発生メカニズムに大きな制限が付いた [33]。

また BATSE でのガンマ線バーストの観測は、光学観測にも大きな影響を与えている。例えば 1999 年 1 月 23 日、BATSE をはじめとした人工衛星は「うしかい座」の一角で起こったガンマ線バーストを捕らえた。バーストの発生が天文衛星でとらえられると、その情報は即座に地上に伝えられ、他の波長で観測するために位置が求められる。CGRO 衛星の BATSE の場合、様々な処理を行い、総計、最短でバースト開始から 5 秒ちょっとで各天文台に、位置情報が伝わり、観測準備を始めることができる。このときのガンマ線バーストの発生も同様にして伝えられ即座に可視光や電波での観測が開始された。世界中で最も対応が速かったのは、アメリカのニューメキシコ州に置かれた ROTSE-I と名付けられたカメラである。この ROTSE-I は 22 秒後に動作を開始した。観測開始の 5 秒後にはその明るさは最大で 9 等級にまで達した。これは双眼鏡でもみえる明るさであった。その明るさはその後衰え、極大から 8 分後には、14 等級にまで落ちた。このガンマ線バーストは、それ以前に観測されたものより 1 万倍も明るい。可視光でこれだけ明るくみえるガンマ線バーストが観測されたのは初めてのことであった。

**OSSE** OSSE では、銀河中心付近から電子陽電子対消滅による 511keV のガンマ線が観測された。超新星爆発のときに作られるような不安定な原子核がより安定な原子核に崩壊するときに、陽電子が放出される場合があるが、陽電子が電子と出会って消滅するまでの時間は周りの環境によって異なる。元々の陽電子のエネルギーが数 MeV のような場合には、厚い降着円盤の中では一瞬であるが、低密度の星間物質の中では、消滅するまでに 10 万年以上かかる。星生成領域では原始星 (星間分子雲が自らの重力収縮で星になる直前の微塵を含んだ星間ガス塊) のまわりに降着円盤が生じていることから、銀河中心付近の電子陽電子消滅線の集中は、はるか昔に起こった爆発的な星形成の証拠であると期待されている [34][37][38]。

超新星 1987A の中心部では  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  の崩壊をしめす証拠が検出された。超新星 1987A ガンマ線観測により  $^{56}\text{Co}$  の崩壊を示す光度曲線が観測されたのである。超新星 1987A ではこの  $^{56}\text{Co}$  (半減期約 80 日) の他に  $^{57}\text{Co}$  も存在するという予測がなされていた。 $^{57}\text{Co}$  の半減期は 270 日と  $^{56}\text{Co}$  よりも長いので  $^{56}\text{Co}$  よりも遅れて観測されると考えられていた。OSSE は二度に渡る二週間の観測のなかで、この  $^{57}\text{Co}$  からの 122keV のラインガンマ線を捕らえ推測が正しかったことを裏付ける発見をした [34]。

**COMPTEL** 超新星爆発では、たくさんの元素が分散されるが、ガンマ線からこれらの元素の線ス

ベクトルを観測し、その元素分布を調べるができれば、過去の超新星爆発についての情報を得ることができる。検出に適した元素は半減期が長い $^{44}\text{Ti}$ (半減期 48 年)、 $^{26}\text{Al}$ (70 万年)である。この $^{44}\text{Ti}$ 、 $^{26}\text{Al}$ が検出されるガンマ線のエネルギーは1~10MeVのものが一番多い。そのため、COMPTELは0.8~30MeVのエネルギーレンジをカバーしている。実際に、COMPTELはこの $^{44}\text{Ti}$ 、 $^{26}\text{Al}$ を検出することで超新星残骸 GRO/RX J0852 を発見することに成功した [35]。

また、COMPTELは、白色矮星 REJ0317-853 から 2.2MeV のガンマ線フレアを観測した。このエネルギー 2.2MeV のガンマ線は、陽子と中性子が再結合し重水素(三重水素)の核が作られるときに放出される。このプロセスは「中性子捕獲」として知られているが、このガンマ線フレアの証拠がCOMPTELによって初めて太陽の以外の天体から発見された。太陽は地球に非常に近いため太陽からのフレアについての研究は進んでいる。そのため、この太陽フレアの知識をもとに、太陽のような星の進化の最終形と考えられている白色矮星の理解を深めることができるかもしれない。 [35]。

以上の様にCGROはガンマ線領域で多くの発見をしたが、さらにそれに引き続き、2つの大きな計画が現在進行している。その一つはESA(ヨーロッパ宇宙連合)を主体に計画されているIntegralと呼ばれる人工衛星である。インテグラルは15keV~10MeVのエネルギーレンジをカバーしており、OSSEに引続き511keVのラインガンマ線の観測、また、COMPTELに引続き $^{44}\text{Ti}$ 、 $^{26}\text{Al}$ 等の観測を行う。このインテグラルによりOSSE、COMPTELの観測結果から生じた予測の裏付け、また新たな事実の発見が期待される。

50MeV から 300GeV 程度までのハイエネルギーのガンマ線は、2006年に打ち上げられる予定のGLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope) によって観測される予定である。GLASTはアメリカ、日本、フランスを中心に国際協力で製作されるガンマ線観測衛星である。数分角の空間分解能を誇り、常時全天の約20%を視野に入れているためガンマ線バーストのような、短時間の現象を発生直前から観測できる。このガンマ線バーストと関連して、GLASTでは量子重力理論の実験的研究を行うことができる。量子重力理論では、真空のゆらぎにより光速が、光子のエネルギーをプランクスケール( $\sim 10^{19}\text{GeV}$ )で割った程度ゆらぐ可能性が指摘されている。即ち、ガンマ線バーストが1Gpcの距離で起き、10GeVと100GeVの光子が同時に発せられるとすれば、100GeVの光子は30ms遅れて到着すると予想される [39][40]。それゆえ、GLASTでガンマ線バーストの観測を広いエネルギー範囲で行えば、エネルギー毎のフォトン到着時間の差から、光速の揺らぎを検証することができる。この様なアイデアは実はEGRETの得た観測結果と大きく関連している。前述したように、他の検出器ではマイクロ秒バーストがとらえられているがEGRETでは検出されていない。この一つの解釈として、ガンマ線の発生地点ではエネルギーに関わらず同時にガンマ線が出ているにも関わらず、光速の揺らぎから、ガンマ線を検出する地点では、エネルギー毎に違ったタイミングでガンマ線が検出されてしまうというものである。残念ながらRGRETでは、捕まえた光子数が少なく、到来時間のエネルギー依存性を調べることができていない。GLASTでは、光子数が50~100倍に増え、到来時間を正確に記録できる。量子重力が予想する程度の、時間に比例する遅れを検出することは、問題なくできるはずである [39]。

以上に示した様に300GeV程度までのガンマ線の観測はここ数年で大きく飛躍する事が期待できる。しかし、TeV領域まで達するようなより高いエネルギーでの天体の観測は非常に大きな意味を持っているにもかかわらず、まだ確立されていない。実際にそのような高エネルギー天体自体はまだ10個程度しか観測されていないのである。そこで次のセクションでは、まず300GeVを越える高エネルギーガンマ線がどのようなメカニズムで放射されるのか、そしてその観測がどのような物理

を明らかにするのかを示す。

## 第2章 高エネルギーガンマ線観測の意義

### 2.1 高エネルギーガンマ線の輻射メカニズム

加速された超高エネルギー粒子がガンマ線を放射する非熱的な過程としては、高エネルギー電子が原子核のクーロン場と相互作用してだす制動放射、高エネルギー電子が磁場中で発するシンクロトロン放射、高エネルギー電子と光子の相互作用による逆コンプトン散乱、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を混ぜたモデルである Synchrotron+Inverse Compton モデルや SSC(Synchrotron Self Compton) モデル、宇宙線陽子(重イオン)と核子の相互作用によって発生する  $\pi^0$  中間子の崩壊に伴うガンマ線放射などが挙げられる [39]。

これらのなかで重要となるのは、Synchrotron+Inverse Compton モデルや SSC モデル、それに  $\pi^0$  中間子の崩壊である。以上のように SSC モデルや  $\pi^0$  中間子の崩壊で高エネルギーガンマ線が生成されるが、その様な現象が起こるには、高エネルギーの電子や陽子が存在しなくてはならない。そこでまず SSC モデルや Synchrotron+Inverse Compton モデル、そして  $\pi^0$  中間子の崩壊に関して説明し、その後、高エネルギーの電子や陽子がどの様な加速機構で生成されるかを説明する。

#### 2.1.1 電子による放射

シンクロトロン放射 電波領域からガンマ線領域までの光子を発生する過程としてシンクロトロン放射がある。シンクロトロン放射は磁場の中を電子が通過するとローレンツ力による加速度を受けて電磁波を放出する。このシンクロトロン放射における電子のエネルギーと放出される電磁波の周波数の関係をあらわした式を式 2.1 に示す [41]。

$$\nu_m = 1.22 \left( \frac{E}{mc_2} \right)^2 H_{\perp} \text{ MHz} \quad (2.1)$$

銀河中には平均  $3 \times 10^{-6}$  gauss 程度の磁場があるのでこの値を以上の式に適用すると 100GeV のガンマ線(周波数およそ  $2.4 \times 10^{19}$  MHz)を放出するにはおよそ  $1.3 \times 10^{18}$  eV の電子が必要となる。言い替えれば  $1.3 \times 10^{18}$  eV ものエネルギーをもつ電子でようやく 100GeV のガンマ線が出せるということになる。従ってシンクロトロン放射のみでは、高エネルギーのガンマ線を生成するのは困難であることが分かる。

逆コンプトン散乱 コンプトン散乱は静止している電子に X 線やガンマ線が散乱される現象である。逆に高速で運動している電子に光があたった際に生じるコンプトン散乱を逆コンプトン散乱という。この場合、電子が相対論的エネルギーをもっていると、散乱光子は平均として入射光子より高いエネルギーをもつことになる。この逆コンプトン散乱における電子のエネルギーと散乱光子のエネルギーの関係をあらわした式を 2.2 に示す [41]。

$$E_{ph}' = E_{ph} \left( \frac{E_e}{mc_2} \right)^2 \quad (2.2)$$

この式から、逆コンプトン散乱により  $10^{-3}\text{eV}$  のマイクロ波から  $100\text{GeV}$  のガンマ線を作るにはおよそ  $5 \times 10^{12}\text{eV}$  の電子があればよい事が分かる。つまり、 $5 \times 10^{12}\text{eV}$  の電子があれば  $100\text{GeV}$  のガンマ線を放出できる。

以上のことから、シンクロトロン放射よりも逆コンプトン散乱のほうが効率良くガンマ線を放出できることがわかる。つまり、 $\text{TeV}$  ガンマ線などの高エネルギーの電磁波の放射機構としては、シンクロトロン放射だけでなく効率のよい逆コンプトン散乱もあわせて考える必要がある。

SSC モデルとは、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を混ぜたモデルである。磁場中を高速で運動する電子は、シンクロトロン放射で低エネルギーのフォトンを大量に生成するが、このフォトンが高速で運動する電子が逆コンプトン散乱するモデルが SSC モデルである。一方シンクロトロン+逆コンプトンモデルとは、シンクロトロン放射を起こすような高エネルギー電子と背景放射光子や赤外線光子との逆コンプトン散乱の事を言う。いずれのモデルも逆コンプトン散乱が働いている。

高エネルギーの電磁波をつくれるようなエネルギーの高い電子は、シンクロトロン放射により、より早くエネルギーを失って、低エネルギーになってしまうため、非常に高いエネルギーの電磁波をつくることは難しい。しかし、逆コンプトン散乱の場合には、高いエネルギーの電磁波を容易に作ることができるので、SSC モデルもシンクロトロン+逆コンプトンでも、 $\text{TeV}$  程度のガンマ線を作ることができる。そのため、このモデルによって生じたと考えられるガンマ線を検出すれば、電子加速の直接的な証拠が得られるはずである。

### 2.1.2 $\pi^0$ 中間子の崩壊

高エネルギーの宇宙線陽子と星間物質 (中性水素中のプロトン) が衝突すると、 $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$  という反応により、 $\pi^0$  中間子がつくられる。この  $\pi^0$  中間子は不安定な素粒子で、2 本のガンマ線に  $8 \times 10^{-17}$  秒程度で崩壊する。 $\pi^0$  中間子の質量は  $134\text{MeV}$  程度なので、 $\pi^0$  の静止系では生成されるガンマ線のエネルギーはともに  $67\text{MeV}$  である。この様なメカニズムで、 $100\text{GeV}$  (実験室系で観測したエネルギー) のガンマ線が発生するには、どの程度エネルギーのプロトンがあれば良いのかを簡単に見積もってみる。まず図 2.1 の左図のように、高エネルギーのプロトン (エネルギーを  $E$  とする) が静止している中性水素に衝突した場合を想定する。図 2.1 の右図のようにこの様子を  $\pi^0$  の静止系で観測した場合、2 つのプロトンと  $\pi^0$  が静止していたと仮定する。つまり、実験室系で見れば、

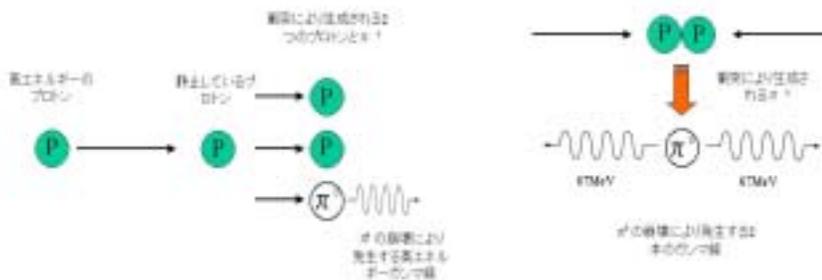


図 2.1: 左図がプロトンの衝突を実験室系で観測した場合。右図が  $\pi^0$  の静止系で観測した場合

$\pi^0$  の崩壊により発生するガンマ線のうちの1本が高エネルギーのプロトンがやってきた方向と同じ方向に放出された事になる。この放出されたガンマ線のエネルギーを入射エネルギーのプロトンのエネルギー  $E$  で表すと、ローレンツ変換の簡単な計算から、以下のようになる (付録 A 参照)。

$$E_\gamma(\text{MeV}) = 67 \times 2 \times \sqrt{\frac{E^2 - (mc^2)^2}{2Emc^2}} \quad (2.3)$$

上の式で  $mc^2$  とは、プロトンの静止エネルギーである。この式を使って 100GeV のガンマ線を作るのに必要とされるプロトンのエネルギーは  $10^{15}\text{eV}$  程度になる。ただし、いまは発生するガンマ線が高エネルギーのプロトンに向かって放出されたとしているので、 $10^{15}\text{eV}$  のプロトンが作ることができる最大のガンマ線のエネルギーが 100GeV なので、平均的にはもう少し高いエネルギーのプロトンが必要である。確かに逆コンプトンの過程よりも必要とされるエネルギーは大きくなるが、シンクロトロン放射よりは効率が良いのが分かる。また現在の宇宙線のスペクトルを観測すると、 $10^{15}\text{eV}$  程度のプロトンが受かる様に、この程度のエネルギーにプロトンを加速するメカニズムは存在するはずである。

この加速の源として、超新星残骸が考えられる。超新星残骸は超新星により生成されるが、超新星爆発による爆風が周囲の物質を圧縮して衝撃波をつくり、この衝撃波による加速が起きていると思われる。宇宙線が加速されているのなら、ガンマ線が放出されているはずなので、古くから超新星残骸は超高エネルギーガンマ線源候補と考えられている。

## 2.2 粒子加速

### 2.2.1 超新星残骸

恒星、その中でも質量が太陽の数倍以上あるような大質量星は、その進化の果てに星のコアが重力崩壊し大爆発を引き起こす。この重力崩壊によって解放されたエネルギーは星の大半を吹き飛ばし、星の進化の間に作られた元素を星間空間全体にばらまく。この解放エネルギーはすさまじい量で、この銀河系全ての星の明るさを越えてしまうほどである。このような現象を II 型の超新星爆発と言う。II 型は爆発によって中心部には中性子星もしくはブラックホールが形成される。最初の星の質量が太陽質量の 8 倍から 30 倍の場合には、中心に中性子星が残り、それ以上の質量をもった星の場合にはブラックホールが形成されると考えられている [42]。それに対して、最初の星の質量が太陽質量の 3 倍から 8 倍の場合には、星の進化の最後に白色矮星ができる。その白色矮星に物質が降り積もり、核燃焼が爆発的に起こると最後に大爆発を起こす。この現象を I 型の超新星爆発 (炭素爆燃型超新星) と呼ぶ。この爆発ではすべてが飛び散り、中性子星はできないと考えられている。いずれの超新星爆発でも、その痕跡が何万年にも渡って残り、様々な形で観測される。これを超新星残骸という。超新星残骸は、シェル型、プレリオン型、コンポジット型の 3 種類に分類できる。その中でもシェル型超新星残骸とプレリオン型の超新星残骸は重要なので、その 2 つに対して説明を行う。

シェル型超新星でのショック加速 シェル型超新星残骸は大きく広がった高温プラズマの塊として観測され、多くの場合中空の球殻状の形を成している。つまり爆発によって星は完全に吹き飛ばれてしまっていると考えられる。超新星によって飛び散った星の残骸 (ejecta) が、音速よりも速い速度で飛び散るために衝撃波が発生 (forward shock) し、この衝撃波によって高温に加熱された星間物質や ejecta がシェルとして見えている。衝撃波は飲み込んだ物質を圧縮、加熱す

るため、かき集められた星間物質は非常に高温に加熱される。この時の衝撃波の速度は数百から数千 km/s である。また、衝撃波は膨張速度が弱まり高密度になっているガスの殻に跳ね返され内側に向かって逆向きの衝撃波 (reverse shock) となる [43][44]。衝撃波が発生している場所では、フェルミ加速と呼ばれる粒子加速が起こる可能性がある。この加速機構は、粒子がなにものかによって (例えば磁場の擾乱) 何度も反射されるうちに次第に高エネルギーになるというゆっくりとした加速機構である。この機構では加速されるものもあれば減速されるものもあり、多数の粒子の統計をとれば加速される粒子の方が多いため、統計的な加速機構とも呼ばれている。このフェルミ加速は宇宙線のエネルギーのエネルギースペクトルをうまく説明できることから、宇宙線加速の有力候補として支持されている。この機構により超新星残骸の衝撃波面の前後で流速が4倍ほど異なり、そこを何回も横切るうちに、荷電粒子は少しずつエネルギーを上げていくと考えられている。超新星残骸の衝撃波面は数1000年程度持続するので、数100TeV程度まで粒子を加速することができると考えられている [39]。そのためもしこの様な加速が起こっていれば、SSCモデル、宇宙背景放射などの逆コンプトン散乱、 $\pi^0$ 中間子の崩壊によるガンマ線が検出されるはずである。後に後述するSN1006と呼ばれる超新星残骸では、電子加速が行われている事が明らかになったが、この粒子加速がシェル型超新星残骸で普遍的に行われていることを明らかにするためには、より感度の高い検出器によって衛星と地上の両面からの観測が必要となる。

パルサー磁気圏での粒子加速 プレリオン型超新星残骸と呼ばれるタイプの超新星残骸は、全てのオブジェクトについてではないが、その中心に高速で回転する中性子星、つまりパルサーの存在が確認されている。この中性子星は、爆発時に太陽質量の8倍以上の質量の星が持っていた角運動量を保ったまま収縮したため、高速で回転している。さらに爆発前の星の磁場をも圧縮している。その強い磁場を持って、高速回転すると磁気双極子放射を発生する。そのため、このタイプの超新星残骸はパルサーからエネルギーを供給されて輝いていると考えられている。その典型的な例としてはかに星雲が挙げられる。観測データよりかに星雲の周りにシェルは観測されていない。パルサーは周りを超新星残骸、あるいは星間空間のガスに取り囲われている。パルサーから吹き出したプラズマ、つまりパルサー風は周りのガスとぶつかって衝撃波を形成する。パルサー風は reverse shock を過ぎると急激に圧縮され、高温のガスとなって膨張する。また、forward shock は星間物質や超新星爆発で吹き飛んだ ejecta などの周辺ガスを取り込みながら進んでいく。2つの衝撃波 (reverse shock と forward shock) の間に挟まれた高圧の部分が膨張してゆく。この衝撃波面において星雲中のパルサー風による粒子のショック加速が起こり、ガンマ線が放出されると考えられている [43][44]。

以上でパルサー風に関して簡単な説明を行ったが、より内側からも、高エネルギーガンマ線が放射されている可能性がある。実際 EGRET ではかにパルサーからの周期的なガンマ線を検出しており [45]、これは明らかにネビュラから放射されたものではない。ここでは、まずパルサー磁気圏での粒子加速のモデル (ポラーキャップモデルとアウターギャップモデル) に関して簡単に説明を行った後に、TeV ガンマ線の観測意義に関して述べる。

パルサーは非常に強い磁場 (かにパルサーの場合  $10^{12}$  ガウス) を有している天体で、内部は電気伝導度を持っている。図 2.2 の左図 [46] は、パルサーにおける起電力発生メカニズムを表した概念図である。図の様に強い磁場中を電気伝導度を持った物体が回転すれば、プラスの電荷を持ったものとマイナスの電荷を持ったものは、それぞれローレンツ力により力を受けて、それぞれ中心方向と外側の方向に移動する事になる。そのため、中心と外側には起電力が発生することになる。図 2.2 の右図 [47] は、以上の事をパルサーに適用した図である。パルサー

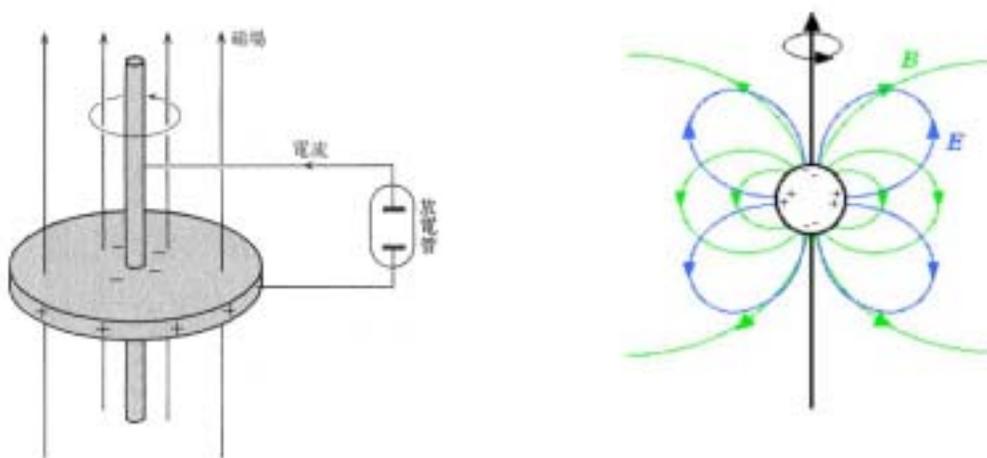


図 2.2: 左図はファラデーの発明した発電機の原理。回路が閉じると電流が流れる。右図は起電力発生メカニズムをパルサーに適用した図。

の周りに存在するプラズマは、電場により加速を受けて、それぞれ赤道側と極側に引かれていく。しかし、その際にプラズマはパルサーの磁場からローレンツ力を受けるため、磁場に水平な方向にしか運動ができない。例えば、図 2.2 の右図の様に中性子星赤道面に対して極が高電位になっていれば、電子は極の方向に磁場に沿って運動する事になる。パルサーに付随する磁場は曲がっているのも、それに沿って電子が極の方に引かれていけば、曲率放射 (カーチャーラディエーション) を起こす事になる。この曲率放射によって生成されたガンマ線は、パルサー付近の強い磁場中を通る際に、磁場中でペアクリエーションを起こし、電子と陽電子が生まれる。するとこの生成された電子がまた極の方向に運動して、曲率放射を起こす。このような事が繰り返されることによって、パルサー周辺には、多くの電子陽電子が生成されることになる。

この様にしてできた電子陽電子がどの様にガンマ線を出すかには 2 つのモデルが存在する。一つはポーラーキャップモデルと呼ばれるものであり、パルサーの磁極付近からガンマ線が出るというモデルである [48]。もう一つは、ライトシリンダー (パルサーの回転の角速度で光速度を割った値) の当たりからガンマ線が放出されるというモデルであり、アウターギャップモデルと呼ばれている [49]。ポーラーキャップモデルでは、曲率放射によって放出されたガンマ線が、磁場によりペアクリエーションを起こし、電子と陽電子が生成されるが、この電子と陽電子の放出方向が磁場に対して垂直なため、シンクロトロン放射を起こすというものである。そして、このシンクロトロン放射によって生成されたガンマ線の一部は、磁場によってペアクリエーションを起こさずに外部に漏れだすというモデルである。しかしかにパルサーを初めとするパルサーに典型的なパラメーター (磁場は  $10^{12}$  ガウス、最初にペアクリエーションによって生成された電子のエネルギーは  $10^{12\sim 13}$  程度) を使って計算すると、GeV 程度でエネルギースペクトルのブレイクが起こり、10GeV 以上のガンマ線はほとんど、放射されないという結論になる。EGRET のかにパルサーの観測では 100MeV 以上でパルス成分が検出されたが、CELESTE の 30GeV 以上の観測では [50]、パルス成分が観測されなかったという観測結果をこのモデルは良く説明していると思われる。一方アウターギャップモデルでは、

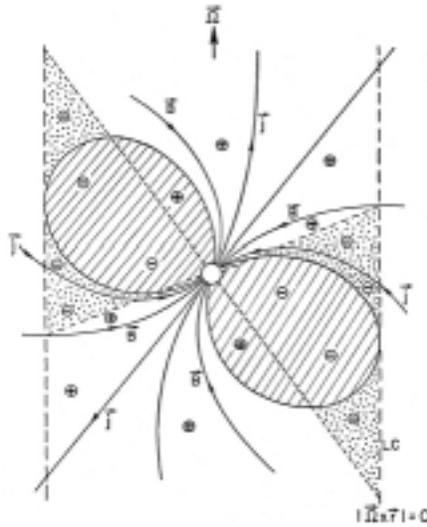


図 2.3: アウターギャップモデルの図。ここで  $\Omega$  は角速度、 $B$  は磁場、 $j$  は電流、 $r$  は半径、 $c$  は光速、LC はライトシリンダー。

図 2.3 [49] で示されるように、ライトシリンダーの付近から放射される。アウターギャップモデルでは、パルサー近傍で生じた電子と陽電子はパルサーに生じている電場により外側に向かって加速される。このような加速が起こるためには、パルサーの磁場と電場が同方向である必要があるが、その様な領域はアウターギャップと呼ばれる。この領域を電子は加速されながら外側に進んでいく。その際に電子は、曲率放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱を通して、高エネルギーのガンマ線を生成する。アウターギャップ付近では、磁場の強度はそれほど強くないため、放出されたガンマ線が、対生成を起こす確率は減る。そのため、高エネルギーのガンマ線が、出てくる可能性がある。以上の説明のように、ポーラーキャップモデルでは、精々 GeV 程度のガンマ線までしか作ることにはできないが、アウターギャップモデルでは、もう少し高いエネルギーのガンマ線を作ることができる。そのため、数 10GeV から 100GeV 程度で非常に高い感度を持った検出器を用意すれば、どちらのモデルでガンマ線が放出されているのかを調べることができる。

## 2.2.2 活動銀河核のジェットでの加速

活動銀河核は電波放射が強いかわいによって Radio Loud AGN と Radio Quiet AGN に大きく 2 種類に分けられる。活動銀河核の一種であるブレイザー (Blazar) は Radio Loud AGN のなかでも特に激しい活動性を示す天体であり、ジェットを正面近くから見ているものと考えられている。相対論的なジェットを正面から見ているため、相対論的ビーミングの効果が強く観測されている天体である。またブレイザーは他の波長領域からさらに細かく分類される。まず光学的な観測から輝線が見えるものと見えないものに分類される。前者はクエーサー型ブレイザーと呼ばれている。また後者は X 線の観測から、さらに 2 つに分類される。一つは X 線の領域までシンクロトロン放射でエネルギースペクトルが伸びているもので、片方はシンクロトロン放射のスペクトルが X 線の領域まで伸びていないものである [52]。前者を高振動数 BL Lac 天体 (X selected BL Lac と呼ばれる) と言い、後者を低振動数 BL Lac 天体と言う。現在 TeV の領域でガンマ線が観測されているブレイザーは高振動数 BL Lac 天体である。高振動数 BL Lac 天体の場合、シンクロトロン放射で X 線を

出せるほどの高エネルギーの電子が存在しているので、シンクロトロン+ 逆コンプトンや SSC モデルで TeV 程度のガンマ線を放出することができる。

レーザーからの放射の大部分は VLBI でも分解されていないコアから放出されており [54]、エネルギーの高い光子はレーザーのビームの根本から出ていると考えられる。しかし、高振動数 BL Lac 天体のコアからどの程度の半径の領域で TeV ガンマ線が放出されているかは、現在詳しいことは分かっていない。しかし、Mkr421 という高振動数 BL Lac 天体が TeV 領域でフレアを起こした際に、30 分程度の時間変動が観測されている [53]。単純に考えれば、光速度に時間変動をかけ算した値が放射領域のスケールに相当する。しかし、レーザーの場合強くビーミングしている事を考えると、さらにビーミング因子をかけ算した値が、実際の放射領域のスケールに相当する事になる (付録 B 参照)。仮にビーミング因子を 10 程度と仮定すると (これは 3C273 という天体から観測された超光速運動から求められた値である) [54]、放射領域のサイズは  $10^{14}$  cm 程度となる。AGN に存在するブラックホールの典型的な質量は太陽質量の  $10^8$  倍程度で、この値を使ってシュワルツシルツ半径 ( $2GM/c^2$ ) を計算すると  $10^{13}$  cm 程度になる。従って TeV ガンマ線の観測を行うという事は、ブラックホールの半径の 10 倍程度離れた領域での物理現象を観測している事になる。そのため TeV ガンマ線での AGN の観測は、物理的に非常に興味深い。

次にこの様な領域で、どの様に粒子加速が起こり、TeV ガンマ線がどのようなメカニズムで放出されるのかを考えてみる。まず最初に AGN からジェットが吹き出す仕組みであるが、これに関してはまだよく分かっていない。降着円盤の輻射場で加速されるという説 (降着円盤からやってくる光子が粒子に運動量を与えて、加速しようとするメカニズム) や磁場のエネルギーによって粒子が加速されるメカニズムなどが提案されたが、様々な問題が存在している。例えば輻射場の加速の場合、電子は 2~3 のローレンツ因子までに加速される事は可能である。しかしながら、それ以上に加速された電子にとっては、光子が正面衝突してくる確率が増えてしまい、これ以上の加速は不可能になる。加速粒子が陽子の場合には、陽子の慣性は大きいため輻射場ではほとんど加速されない。また磁場のエネルギーで加速されるという説では、かなり広い領域で揃った磁場が存在しなくてはならない。また磁場で電子を加速する場合には、磁場のエネルギーの方が電子のエネルギーよりもはるかに大きい事が必要になるが、ガンマ線の観測から磁場のエネルギーよりも電子のエネルギーの方が大きいことが知られている [52]。そこでジェットができる仕組みは取りあえず不問にして、10 程度のローレンツ因子をもった粒子が存在しているという 3C273 の観測事実からスタートする事にする。しかしローレンツ因子が 10 程度という事は、電子で言えばエネルギーが 5MeV 程度という事であり、TeV 領域のガンマ線の生成は、逆コンプトン効果を使ってもできない。そこでジェットの内部で何かしらの加速機構が必要となる。この加速機構として最も有力なのは、衝撃波によるフェルミ加速である。衝撃波が生じるモデルは幾つかあるが、例えばジェットが外部にあるガス雲に衝突して生じる事が考えられる。またジェットのローレンツ因子が変動している場合には、速く運動しているジェットが遅く運動しているジェットに追衝突して衝撃波を生成する事がある。このような衝撃波のモデルを電子に適用する場合には、放射冷却 (電子はショック加速で加速される一方、磁場等が存在すれば、電磁波を放出してエネルギーを失う、このようなエネルギーを失う機構を放射冷却という) の効果を考慮する必要がある。電子のエネルギーが小さいときには放射冷却の効果は無視できるが、逆に電子のエネルギーが十分大きいときには、加速過程で放射冷却が効いて、高エネルギー側のスペクトルが急になる。これは加速につぎこまれたエネルギーのかなりの部分が放射へと転換されることを意味している。ただし、実際に衝撃波で統計的な電子加速が起こるかどうかは理論的には未解決の点が多いためより多くの観測が待たれる [52]。またこの様な衝撃波によって陽子が加速されることも指摘されている [55]。陽子の場合には、電子に比べて質量が重いので、放射冷却は起こりにくくなる。その意味では、陽子が加速されて、 $\pi^0$  生成によるガンマ線が生成される可

能性は十分ある。しかしながら、後述する Mkr421 の観測結果からは、陽子加速は否定的な結果が得られている。

### 2.2.3 ガンマ線バーストでの加速

ガンマ線バーストのエネルギーフラックスは、 $10^{-3} \sim 10^{-7} \text{erg/cm}^2/\text{sec}$  と他の天体現象に比べて極端に大きいため、早くから注目されていた。そのエネルギーフラックスの大きさから、最初は我々の銀河系近傍で起こる現象と考えられていたが、前述したように宇宙論的スケールで生じている現象である事が後に分かった。ガンマ線バースト源の距離が宇宙論的(数十億光年)だとすると、ガンマ線バーストのエネルギーは全体で  $10^{51} \text{erg}$  以上にも達する。

ガンマ線バーストのエネルギー発生メカニズムを説明するモデルは、最低限以下の観測結果を説明できる必要がある。

1. X線の残光が時間と共にベキ関数型で変化している。
2. ガンマ線、X線、可視光、電波の順番に残光が観測されること。
3. 地球から観測した場合、数ミリ秒のタイムスケールでガンマ線の変動が観測されること。またガンマ線バーストの全継続時間は数10秒から数100秒程度であること。
4.  $10^{51} \text{erg}$  以上のエネルギーを出せること。
5. X線の観測から鉄の輝線が見つかったこと。

これらの事を全て説明するには、まずガンマ線バーストを起こす天体は何であるのか、そしてどのようなエネルギー発生メカニズムでガンマ線バーストを起こすのか、という2つの事に答える必要がある。後者に関しては、現在ファイヤーボールモデルと呼ばれるものが、観測結果を非常に良く説明するが、前者に関しては未だ分かっていない。そこでまずファイヤーボールモデルに関して説明し、その後ファイヤーボールモデルを基にした TeV ガンマ線の放射メカニズムに関して紹介する。そして、最後にガンマ線バーストの対応天体の候補を紹介する。

ファイヤーボールモデルでは、 $10^{51} \text{erg}$  以上のエネルギーが半径10km程度の領域に出現した事をまず仮定する。このファイヤーボールは地球の質量程度のバリオンを含んでおり、ファイヤーボールの温度は、2300億度である。このバリオンは断熱膨張を行うが、その際のバリオンのスピードはローレンツ因子で1000程度に達すると考えられる。この時点でファイヤーボールのエネルギーはバリオンの運動エネルギーに転換される事になる。そのため、このフェーズではまだフォトンを出すことはできない。このバリオンは星間空間に存在する物質(これが単なる星間物質であるのか、ガンマ線バーストを起こす天体のプロジェクターがまき散らしたガスなのかは良く分かっていない)に衝突する。すると、そこで超相対論的な衝撃波が発生する。このショック面(中心から  $10^{16} \text{cm}$  程度)では物質はランダムな熱運動を起こすため、バリオンが持っていた運動エネルギーは熱エネルギーに再び変換される。衝撃波面に磁場が存在すれば、バリオンや電子がシンクロトロン放射を起こすことになるので、X線が発生する。しかし観測者に対して非常に速いスピード(ローレンツ因子が1000程度)で運動している照射領域から放射されたX線は、ドップラー効果により数MeV程度のガンマ線として観測されることになる。最後にこの衝撃波面は空間を広がるに連れて、密度が薄くなり、エネルギーを失っていくことになる [56][57][58]。以上に説明したファイヤーボールモデルでは、上に示したモデルの条件の1,2,3を良く説明する。まずX線残光が時間と共にベキ型で減光するという観測事実であるが、衝撃波からの放射の減衰は一般的にベキ乗になる。ファイヤーボ

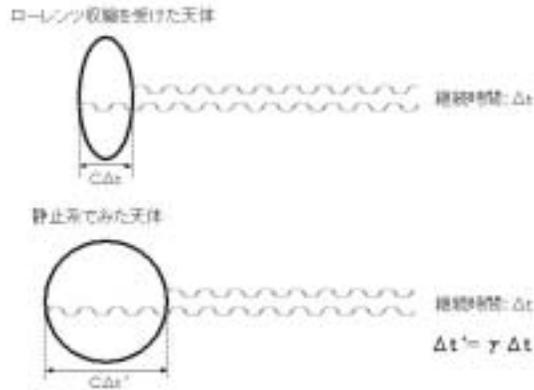


図 2.4: 継続時間に光速度をかけ算して放射領域のサイズを求めるという考え方。cは光速、 $\gamma$ はローレンツ因子

ルモデルでは衝撃波がフォトンの輻射に大きな影響を与えているので、観測事実を説明することができる。また残光が高いエネルギーのフォトンから順番に観測されていくという観測事実は、衝撃波が空間を広がって密度が薄くなっていくというモデルと一致している。つまり、最初は衝撃波面での物質密度が高いため、エネルギーの高いフォトンしか、その物質を通り抜けることができないが、密度が薄くなるに従って、エネルギーの低いフォトンも透過できるようになるためである。最後のガンマ線バーストの数 msec の時間変動や継続時間に関しては、以下のように順番に考えれば良い。まず相対論的効果を見れば、単純に時間変動に光速度をかけ算した値が、放射領域の大きさになる。つまりミリ秒で時間変動がある物体の放射領域は、 $3 \times 10^{10} \text{cm/sec} \times 10^{-3} \text{sec} \approx 10^7 \text{cm}$  という計算になる。またガンマ線バーストの全継続時間で考えてみても、精々  $10^{11 \sim 12} \text{cm}$  でしかない。この値はファイヤーボールの大きさ ( $10^{16} \text{cm}$ ) に比べて小さすぎる。しかし、以上の計算は相対論的効果を考慮していない。もともと継続時間に光速度をかけ算して放射領域のサイズを求めるという考えは、以下の図 2.4 に示されている様な考え方に基づいている。図 2.4 のように放射領域が高速で運動している場合には、相対論的に考えて、物体は運動方向に対してローレンツ収縮を受けることになる。従って、単に継続時間に光速度をかけ算した値は、実験室系からみた場合の放射領域の大きさにしか過ぎない。放射領域に対する静止系でものを観測した場合には、ローレンツ因子をかけ算する必要がある (図 2.4)。ファイヤーボールモデルではローレンツ因子が 1000 程度を仮定しているため、実際の放射領域の大きさは (放射領域の静止系でみた場合の放射領域の大きさ) は、全継続時間で考えれば、 $3 \times 10^{10} \text{cm/sec} \times 10 \sim 100 \text{sec} \times 1000 \approx 10^{13 \sim 14} \text{cm}$  になり、ファイヤーボールモデルの値とそれほど矛盾した値にはならない。

次に以上のファイヤーボールモデルを基にして、戸谷によって提唱された TeV ガンマ線の放射メカニズムに関して紹介する [59]。まず上で示したように、ファイヤーボールモデルでは、シンクロトロン放射によってガンマ線が放射されていると説明される。そして、主流の考えとしては、シンクロトロン放射を起こすのは、電子であると考えられている。しかしながら、ファイヤーボールモデルでは、中心のからエネルギーを持ち去るのはバリオン (プロトン) である。それは質量の重い粒子の方がエネルギーを持ち去るのに有利であるためである。従って電子によってシンクロトロン放射が起こるのであれば、プロトンの運動エネルギーが電子に分け与えられなくてはならないことになる。しかし戸谷の計算によれば、高エネルギーのプロトンが、電子にクーロン相互作用を通

して十分なエネルギーを与えるための時間は、ガンマ線バーストの膨張時間に比べてかなり長くなる。つまり電子に十分なエネルギーを与える時間が足りないことになる。しかしプロトンの場合には、最初から十分なエネルギーを持っている。このプロトンが衝撃波面でショック加速を起こして、 $10^{20\sim 21}$ eV までエネルギーが高くなれば、シンクロトロン放射により、TeV ガンマ線を放出することが可能である。観測的には EGRET によって、36MeV $\sim$ 18GeV のエネルギー領域で 5000 秒にも及ぶバーストが、GRB940217 から観測されている [60]。このような現象は、以上の戸谷によって提唱されたモデルによってよく説明される。またプレリミナリーではあるが、Milagrato というグランドベースの水チェレンコフ検出器で [61]、GRB970417a というガンマ線バーストを検出したという報告もある [62]。この事例も戸谷モデルにより説明が可能である。以上のように、ガンマ線バーストによって、プロトンの粒子加速が起こり、プロトンによるシンクロトロン放射が観測される可能性がある。

最後にガンマ線バーストを起こす対応天体に関して、簡単にその候補を示す。まず観測的な条件からは、 $10^{51}$ erg 以上のエネルギー放出することが可能であり、さらに X 線で鉄の輝線が観測される事を説明する必要がある。現在上の条件を満たす候補天体としてハイパーノバと呼ばれるものがある [63]。この言葉は Paczynski によって提唱された言葉であり、GRB970508 のアフターグローの光学観測に由来している。このガンマ線バーストの光学的な明るさは、最も明るいスパーノバの 100 倍程度の明るさを持っていたためである。このようなハイパーノバは、太陽質量の 10 倍程度の重さのブラックホールを生成するような超新星爆発と考えられている。このような超新星は  $10^{51}$ erg のエネルギーを放出できると考えられる。このようなハイパーノバの周りには、大量のガスが存在するわけではないが、星が進化する過程で、ガスが周辺に存在している事が考えられる。もしハイパーノバがガンマ線バーストの対応天体であると考えれば、鉄の輝線が X 線の観測から見つかった事が、よく説明できる。実際 Piro 達は、Beppo SAX での GRB970508 の観測において、鉄の輝線を見つけているが、その鉄の輝線から周りの物質の量を見積もったところ、0.5 太陽質量以上のガスが必要であると結論付けている [64]。

## 2.3 今までに観測された天体に関して

前にも述べたように、TeV ガンマ線天体は 10 個程度しかみつかっておらず、このような高エネルギー天体についての物理はまだ確立していない。そのためさらに多くの天体についての観測が急がれている。エネルギー領域が TeV に達するようなガンマ線は、地上でチェレンコフ望遠鏡によって観測が行われている。代表的なものとしては、イメージング法を開発した Whipple、直径 10m をもつ CANGAROO-II、ステレオ観測を行っている HEGRA-CT などが挙げられる。

CANGAROO グループが今まで観測した天体を表 2.1 に示す。

ここでは、今まで観測された天体のうちのいくつかについて、現在の状況を示す。

### 2.3.1 かに星雲/パルサー

かに星雲からの超高エネルギーガンマ線は星雲中のパルサー風による電子のショック加速が起源であると考えられている。CANGAROO グループは 50TeV までのガンマ線の観測を行い、このパルサー風によって加速される電子以外の高エネルギー粒子が存在する可能性を示した。

かに星雲からの X 線領域の放射はシンクロトロン放射であると考えられており、磁場のなかで高エネルギーの電子が運動している。この電子が周囲の光子を逆コンプトン散乱することで TeV 領域

のガンマ線が発生する。このときの主な標的光子は Atoyan & Aharonian(以下 AA96) によって宇宙背景放射 ( $3^{\circ}\text{k}$ ) 光子と星雲中の塵から放出された赤外線光子であると考えられた [65]。この宇宙背景放射光子と赤外線光子による逆コンプトン散乱と SSC モデルの効果を含む combined spectrum の理論値は、10 TeV までは、観測されたスペクトルとよくあう。しかし、さらにエネルギーが高い領域では高エネルギー電子による宇宙背景放射、赤外線光子との逆コンプトン散乱への寄与のみを考慮したモデルでは観測されたスペクトルが理論値からずれてしまう。これは磁場中でのシンクロトロン放射により高エネルギーの粒子がすぐエネルギーを失い粒子数が減ってしまうためだともわれる。このような 10TeV 以上のエネルギーのガンマ線には陽子の衝突により生じた  $\pi^0$  の崩壊による寄与が考えられる。なぜなら、50 TeV 以上のガンマ線の hard spectrum がこの陽子の衝突により生じた  $\pi^0$  の崩壊からのガンマ線によるものと考え、CANGAROO による観測結果と非常によく合うからである [51]。

### 2.3.2 超新星残骸 1006

カンガルーグループは 1006 年に爆発したこの超新星のシェル型の残骸から超高エネルギーガンマ線を初めて発見した。これはパルサーが内部に発見されていない新しいタイプの超高エネルギーガンマ線源である。

この SN1006 の形はきれいなシェル型をしているが、「あすか」の観測により、シェル状に広がっているのは熱的な成分ではなく、非熱的な輻射であることがわかった。この原因は衝撃波がおこすフェルミ加速によって加速された荷電粒子が磁場と相互作用して非熱的な放射をしていたことにある。この SN1006 から X 線やガンマ線が観測されたことから、残骸の内部に生じている衝撃波によって電子が数百 TeV という非常に高いエネルギーにまで加速されていることが指摘されている。電子がこの様なエネルギーに達する事ができるならば、陽子やその他の重イオンも超新星残骸の内部で高エネルギーに加速される可能性もある。

ここでの TeV ガンマ線の起源が、X 線領域でシンクロトロン放射している高エネルギー電子による背景放射光子の逆コンプトン散乱 (Synchrotron+Inverse Compton モデル) であると解釈すれば、超新星残骸の磁場の値が数  $\mu\text{G}$  と定まる。この様に高エネルギーガンマ線の観測から磁場の強度を推定するという手法は、今後様々な超新星残骸に対して適応されるであろう。 [66][67]。

### 2.3.3 超新星残骸 RXJ1713.7-3946

非熱的放射を示すシェル型超新星残骸として X 線衛星で見つかり、超新星残骸 1006 と似た性質を示すことから TeV 領域での検出が予想されていたが、実際 CANGAROO グループの観測により、TeV ガンマ線が観測された。以前からこの RXJ1713.7-3946 の northwest 部分からは強い X 線が観測されており、この超新星残骸中で 100TeV までのエネルギーを持つ電子が存在すると考えられていた。CANGAROO グループはこの northwest リムから放射されるおよそ 1.8TeV の TeV ガンマ線を捕らえた。放射領域は点状より広がった分布をもつようであり、この広がり「あすか」による硬 X 線による観測と矛盾しない。

観測結果から超新星残骸の磁場の値はおよそ 10 数  $\mu\text{G}$  と推定される。しかしより精度を高めるためにはより多くの観測が必要とされる。磁場はガンマ線の発生に深く関係していることから、観測が進めば、RXJ1713.7-3946 や SN1006 のようなずっと遠方にある天体での磁場がより精度よくともまり、超新星からの TeV ガンマ線についての理解も進むともわれる [68]。

### 2.3.4 活動銀河核 Mrk501

1997年のフレアにより複数の望遠鏡で統計の高い観測がおこなわれ、詳細な検討が進んでいる。特にガンマ線に12.7日の周期性が発見されたことや、そのエネルギースペクトルが数TeVまで伸びているという観測結果は、巨大ブラックホールをその中心に持つ活動銀河の構造や高エネルギーガンマ線の生成機構に大きな手がかりを与えるものと思われる[69]。また、遠方の活動銀河核からのTeVガンマ線は銀河間の赤外線背景放射によって吸収をうける。銀河系外の数10GeVを越えるガンマ線は星間塵の放出する赤外線と衝突して電子陽電子対生成を起こして失われると考えられており、スペクトルの急激な折れ曲がり(カットオフ)が予想されていた。しかし、観測結果から得られたスペクトルは10TeV付近で急になっているようだがこの折れ曲がりには期待された傾きより緩やかなものであった。なぜこのような結果が得られたのか。予想されているものよりも本当のスペクトルがフラットなのか、ガンマ線を吸収する赤外線量の推測に問題があるのか、あるいは高エネルギーでは相対論が成り立たないのか、等が議論となっている[70]。

### 2.3.5 活動銀河核 Mrk421

Mrk421は2000年から2001年にかけてMrk501以来の強烈なフレアをおこした。一時はCrabの7~8倍のフラックスに達したとの報告もあり、多くの実験グループで観測がおこなわれた。Whipple、HEGRA、CATの実験グループがそろって数100GeV~10TeVでのスペクトルにカットオフが見られることを報告し、赤外線による吸収の可能性を強く示唆した。

またRossiX線衛星(RXTE)との同時観測の結果も報告された。ちょうど運よくフレアを捉えることができたようで、X線とTeVガンマ線のフラックス変動が完全に相関している様子を見ることが出来た。これはSSCモデルを強く支持するものである。

CANGAROOグループもこのフレアの観測をおこなった。CANGAROO望遠鏡のあるウーメラから北半球の天体であるMrk421は天頂角70°での観測であり、このような大天頂角観測は初の試みではあったが、強いフレア中であることも幸いして、10TeV以上のエネルギー領域においてガンマ線信号の検出に成功した。

## 2.4 物理的意義のまとめ

以上で述べた超新星残骸と活動銀河核、またガンマ線バーストについて、それらを観測することによりどのようなことがわかるかを以下に箇条書でまとめる。また、超新星残骸、活動銀河核、ガンマ線バーストに共通していえることは加速機構として衝撃波面におけるショック加速(フェルミ加速)が予想されていることである。このフェルミ加速は宇宙線のエネルギーのエネルギースペクトルをうまく説明できることから、宇宙線加速の有力候補として支持されているが、まだ決定的な証拠はない。そのため高いエネルギー領域でのより多くの観測が求められている。

**超新星残骸** 超新星残骸はシェル型、プレリオン型ともにショック加速により、荷電粒子は少しづつエネルギーを上げていくと考えられている。しかし、超新星残骸において電子および陽子や重イオンが加速されている普遍的な証拠はまだない。

シェル型のSN1006では電子加速が行われていることが明らかになったが、この粒子加速がシェル型超新星残骸で普遍的に行われていることを明らかにするには感度を上げた衛星と地上の観測が必要となる。

パルサー パルサーからの周期的なガンマ線の発生機構としてはポーラーキャップモデルとアウターギャップモデルの2つのモデルが考えられている。ポーラーキャップモデルでは、GeV程度のガンマ線づくり、アウターギャップモデルでは、もう少し高いエネルギーのガンマ線を作ることから、数10GeVから100GeV程度で非常に高い感度を持つ検出器を用意すれば、どちらのモデルでガンマ線が放出されているのかを調べることができる。

活動銀河核 ガンマ線のうち、数10GeVをこえるものは宇宙論的な距離を伝わる間に、星形成で大量に作られる赤外線により減衰される。そのためスペクトルにカットオフがみられるようになる。そこでいろいろな距離にあるブレーザーからガンマ線のスペクトルのカットオフエネルギーを測ることで星形成史の赤方偏移依存性を知ることが出来る [39]。

また、活動銀河核の中心領域に存在するエネルギー源(中心エンジン)は巨大なブラックホールであると推測されている。X線ではジェットの本根の部分はよく見えないが、ガンマ線ならば見ることができる。フラックスの時間変動はTeV領域が一番速く、中心エンジンに最も近づくことができるためTeVガンマ線観測により中心エンジンのメカニズムの解明が期待される [72]。

ガンマ線バースト ガンマ線バーストのモデルは、他のガンマ線天体に比べて特に多くの謎に包まれている。そのため、多波長での発生直前からの観測が必須である。

ただ、最近の研究でガンマ線バーストが宇宙論的な距離で起きているということは明らかになっている。

また、GLASTでは量子重力理論の実験的研究が行えるはずである。GLASTでガンマ線バーストの観測を広いエネルギー範囲で行えば、エネルギー毎のフォトンの到着時間の差から、光速度の揺らぎを検証することができる。GLASTは、EGRETに比べ光子数が50~100倍に増え、到来時間を正確に記録できるため、量子重力が予言する程度の時間に比例する遅れを検出することは問題なくできるはずである

CANGAROOグループではGLASTより高い300GeV以上のエネルギー領域でガンマ線バーストの観測を行うことにより、観測されるガンマ線が戸谷モデルに準じたものであるかどうかを調べることができる。つまり、ガンマ線バーストから観測されるガンマ線が加速されたプロトンの起こすシンクロトロン放射によるものかどうかを調べることができる。

| 観測天体            | 種類  | 観測した望遠鏡                   | 観測天体         | 種類              | 観測した望遠鏡         |
|-----------------|-----|---------------------------|--------------|-----------------|-----------------|
| W28             | SNR | CanI                      | EXO 0422     | AGN             | CanI            |
| Crab            | SNR | CanI CanII(7m) CanII(10m) | 1ES2343-151  | AGN             | CanII(7m)       |
| Vela            | SNR | CanI                      | PKS2316-423  | AGN             | CanII(7m)       |
| RCW103          | SNR | CanI                      | NGC253       | AGN             | CanII(10m)      |
| SN1006          | SNR | CanI CanII(10m)           | Mrk421       | AGN             | CanII(10m)      |
| RXJ1713.7-3946  | SNR | CanI CanII(10m)           | GRB970402    | GRB             | CanI            |
| RXJ1713-39      | SNR | CanII(7m)                 | GRB980326    | GRB             | CanI            |
| SN1987A         | SNR | CanII(10m)                | GRB990704    | GRB             | CanII(7m)       |
| RCW 86 SW shell | SNR | CanII(10m)                | GRB990705    | GRB             | CanII(7m)       |
| RX J0852.0-4622 | SNR | CanII(10m)                | GRB990706    | GRB             | CanII(7m)       |
| PSR1706-44      | PSR | CanI CanII(7m) CanII(10m) | GRB990803    | GRB             | CanII(7m)       |
| PSR 1259-64     | PSR | CanI CanII(10m)           | GRB991014    | GRB             | CanII(7m)       |
| PSR1055         | PSR | CanI                      | GRB001120    | GRB             | CanII(10m)      |
| PSR1509-58      | PSR | CanI                      | GRB001219    | GRB             | CanII(10m)      |
| PSR1853         | PSR | CanI                      | GRB010326b   | GRB             | CanII(10m)      |
| PSR1046-58      | PSR | CanI                      | Vela X-1     | X-ray binary    | CanI            |
| SGR 1900+14     | PSR | CanI                      | Cen X-3      | X-ray binary    | CanI            |
| PSRJ0437-4715   | PSR | CanII(7m)                 | SMC X-1      | X-ray binary    | CanI            |
| Vela pulsar     | PSR | CanII(7m) CanII(10m)      | SS 433 w1    | X-ray binary    | CanII(10m)      |
| PSR1259-63      | PSR | CanII(10m)                | 2EGJ1746     | EGRET unID      | CanI            |
| PKS2155-304     | AGN | CanI CanII(7m) CanII(10m) | 2EGJ1811     | EGRET unID      | CanI            |
| PKS0521         | AGN | CanI                      | Fornax A     | galaxy          | CanI            |
| PKS 2005-489    | AGN | CanI CanII(7m) CanII(10m) | SMC (center) | galaxy          | CanI            |
| PKS0338         | AGN | CanI                      | Cen A        | Radio galaxy    | CanI            |
| PKS0548-322     | AGN | CanI CanII(7m) CanII(10m) | Sgr A        | Galactic center | CanI CanII(10m) |
| PKS2316         | AGN | CanI                      |              |                 |                 |

表 2.1: CANGAROO グループの観測した天体の種類と観測した望遠鏡 (CanI は CANGAROO-I 望遠鏡、CanII(7m) は口径 7m の CANGAROO-II 望遠鏡、CanII(10m) は口径 10m の CANGAROO-II 望遠鏡)

## 第3章 チェレンコフ望遠鏡

### 3.1 チェレンコフ望遠鏡の原理

#### 3.1.1 エアシャワー

高エネルギーガンマ線が地球大気に入射すると、電子陽電子対生成を起こす。ここで生じた電子、陽電子は制動放射を起こすことでガンマ線を生成する。この電子陽電子対生成と制動放射を交互に繰り返すことにより、ガンマ線、電子、陽電子の数が増大していく。この現象をエアシャワーもしくは電磁カスケードシャワーと呼ぶ。その様子を図 3.1 の左図に示す。ガンマ線によるシャワーでは粒子は横方向への広がりが小さく、シャワー軸のまわりの狭い範囲に軸対称に発達する。

一方、大気中に入射してきた宇宙線も核カスケードを引き起こす。核相互作用においては、多くの 2 次核子と中間子 ( $e, \mu, \pi, K, p, n$  等) を作り出す。 $\pi^0$  が崩壊してできるガンマ線 ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ) が局所的な電磁シャワーとなる。陽子などによるシャワーの場合、シャワー軸にたいする 2 次粒子の横方向の運動量はガンマ線によるシャワーと比べて大きく、図 3.1 の右図のようにシャワー軸からはなれた広い範囲に不規則に分布する。

これらのシャワーの発達は 2 次粒子のもつエネルギーが臨海エネルギー (電子陽電子対生成および制動放射などによるエネルギー損失が、電離によるエネルギー損失と等しくなるエネルギー。空気の場合 81MeV) 以下になると減衰する [73]。

#### 3.1.2 大気中におけるチェレンコフ光放射

エアシャワーによって上空で生成された 2 次粒子のうち、媒質中 (大気中) での光速を越えるような荷電粒子はチェレンコフ光を発生する。ここでの媒質の屈折率を  $n$ 、荷電粒子の速度を  $\beta = v/c$  とすると、荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光が放射される方向のなす角  $\theta$  は次のように表される。

$$\theta = \cos^{-1} \left( \frac{1}{n\beta} \right) \quad (3.1)$$

チェレンコフ光において、地上での屈折率は  $n \sim 1.00029$  であり  $\beta = 1$  では  $\theta \sim 1.4^\circ$  となる。チェレンコフ光を発生するエネルギー閾値は電子で 21MeV、ミューオンで 4.3GeV となる。大気の屈折率  $n$  は、大気の密度  $\rho$  と  $n = 1 + \eta$  ( $\eta \ll 1$ )、 $\eta \propto \rho$  という関係にある。大気の密度は上空に向かうほど指数関数的に減少するので、大気の屈折率  $n$  は上層に行くほど減少する傾向にある。つまり、上空に行くほど  $\theta$  も減少していくことになる。

また、チェレンコフ光放射による荷電粒子のエネルギー損失は次のように表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n \geq 1} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega \quad (3.2)$$

ここで、 $Ze$  は粒子の電荷、 $\omega$  はチェレンコフ光の周波数である。このとき粒子が距離  $l$  走った場合

波長  $\lambda_1 \sim \lambda_2$  の間で発生する光子数  $N$  は、

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

ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \simeq 1/137$  は微細構造定数である。地上で  $\beta = 1$  の粒子が  $l = 1m$  走った場合に  $300 \sim 550nm$  の波長領域では約 40 個の光子が放出されることになる。

地上におけるチェレンコフ光の分布はエアシャワーの発達の様子を反映する。入射粒子がガンマ線の場合、チェレンコフ光は地上で図 3.2 左図のように分布する。チェレンコフ望遠鏡はこのチェレンコフ光の密度を測定することによって入射したガンマ線のエネルギーを見積もることができる。ちなみに、図 3.3 をみるとガンマ線のエネルギーと発生する光子数の関係はほぼ比例関係にある。

一方陽子などの原子核によるシャワーの場合、チェレンコフ光は局所的に生成される  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  によって生じる電磁シャワーから発生されるものがほとんどである。 $\pi^0$  が持つエネルギーや発生する高度にはばらつきがあるため、図 3.2 右図のように発生するチェレンコフ光の量は幅広い分布を持つ。その上、中性粒子や、質量が大きくてチェレンコフ光を発生しにくいミュオンなどによって持ち出されるエネルギーがあるため同じエネルギーのガンマ線よりも全発光量は少なくなる。また、複数の  $\pi^0$  がシャワー軸に対して横方向の大きな運動量を持ち得るので、チェレンコフ光の密度分布は不規則なものになる [73]。

### 3.1.3 ガンマ線によるエアシャワーのつくるイメージ

エアシャワーに伴うチェレンコフ光を反射望遠鏡で集めると、焦点面にチェレンコフ光の像(イメージ)ができる。この原理を利用してチェレンコフ望遠鏡では、焦点面に PMT を配置しチェレンコフ光を捕らえた PMT からイメージを得ることができる。このイメージはチェレンコフ光が鏡に入射する角度を反映する。例えば、鏡に入射するチェレンコフ光の光子が全て同じ角度であった場合、イメージは図 3.4 のようにただ 1 点のみとなる。鏡に入射する光子の入射角度に多少のばらつきがあった場合は、図 3.5 のようにイメージは広がったものになる。また、このばらつきがある方向性をもっていた場合は、図 3.6 のようにイメージはその方向(図では  $x$  方向)に広がる。

図 3.7 に実際のガンマ線のイメージの典型的のものを示す。典型的なガンマ線のイメージはこのようにある方向に広がり、楕円のような形になる。この楕円の長軸方向のどちら側かにガンマ線のシャワー軸が存在する。図 3.7 を楕円で近似した場合、フォトンが集中している(密度の濃い)場所は楕円の重心ではなく重心から視野中心のほうへ多少ずれたところにある。シャワー軸はこの密度の濃い側に存在する。図 3.8 はチェレンコフ光の高さに対する発生頻度をあらわしたものであるが、この図をみるとほとんどの光子は上空  $3km \sim 15km$  の間で発生していることがわかる。つまり、ガンマ線によるエアシャワーは図 3.9 のように上空  $3km \sim 15km$  の間の丸で囲んだ領域で発達するため、そこで発生するチェレンコフ光のイメージを反射鏡を用いて平面に投影すると、シャワー軸の外側のほうに尾を引くような形状として写るため逆の密度の濃い側にシャワー軸が存在することがわかる。つまり、ガンマ線によって発生するチェレンコフ光はシャワー軸を中心に放射状に発生している。さらにシミュレーションにより直径  $10m$ 、視野  $\pm 2^\circ$  の望遠鏡を真上に向けた状態で、 $x$  方向に  $50m, 100m, 150m$  の位置にシャワー軸があった場合、図 3.10 における  $\theta_1, \theta_2$  は、 $50m$  のとき  $\theta_1 \sim 0.19^\circ, \theta_2 \sim 0.96^\circ$  となり、視野の  $x$  方向  $0.19^\circ \sim 0.96^\circ$  の間にイメージの主要な部分つまり楕円で近似される部分がつくられる(図 3.11 左図)。同様に  $100m$  では  $\theta_1 \sim 0.38^\circ, \theta_2 \sim 1.91^\circ$  となり、視野の  $x$  方向  $0.38^\circ \sim 1.91^\circ$  の間にイメージの主要な部分がつくられる(図 3.11 中央図)。  $150m$  の場合は  $\theta_1 \sim 0.57^\circ, \theta_2 \sim 2.87^\circ$  となり、視野の  $x$  方向  $0.57^\circ \sim 2.87^\circ$  の間にイメージの主要な部分が

つくられるはずであるが視野が $\pm 2^\circ$ であるため外側の部分は視野に入りきらず全てのイメージをあわせてはいない(図 3.11 右図)。

このようにチェレンコフ光のイメージは望遠鏡が観測天体の方向を向いているとき、シャワー軸が望遠鏡の中心になれば(シャワー軸が望遠鏡の中心にあった場合は点状のイメージとなる。)シャワー軸の方向に伸びたイメージをつくり、シャワー軸の外側の方向に尾を引く。

### 3.1.4 イメージング法

チェレンコフ光を観測することでガンマ線の持つ情報を得ようとする際、問題となるのはバックグラウンドであるハドロンである。ガンマ線とハドロンではそのフラックスはおよそ 1000 倍ほど違うので、そのままではガンマ線はハドロンの信号に埋もれてしまう。しかし、上で述べたようなチェレンコフ光によるイメージを用いたイメージング法によって、ハドロンによるバックグラウンドを落すことができる。シミュレーションによるガンマ線と陽子のイメージは図 3.12 の左図、図 3.13 の左図のようになっており、明らかにイメージに違いがみられる。イメージング法は、この違いを利用してハドロンによるバックグラウンドを落としている。イメージング法では図 3.14 のようにイメージを楕円で近似し、楕円の長軸と短軸の長さ、視野中心と重心を結んだ線の長さ、その線と長軸のなす角などをパラメータ化する。これらのパラメータを以下に示す。

- Width:楕円の短軸方向におけるイメージの広がり
- Length:楕円の長軸方向におけるイメージの広がり
- Distance:楕円の重心と視野中心とを結んだ線の長さ
- $\alpha$ :Distance と楕円の長軸のなす角
- Concentration:全体の光量に対する、最も光量の多い 2 本または 3 本の PMT の受けた光量の割合

図 3.12 左図、図 3.13 左図をみると陽子よりもガンマ線のほうが小さくまとまったイメージになるので、Width、Length は陽子より小さな値をとり、図 3.12 右図、図 3.13 右図に示すように陽子よりもガンマ線の方が光子の集中度が高いので Concentration は大きな値になる。また、陽子のほうがシャワー軸から大きく発達しており、横方向の運動量が大きいので、Distance は陽子のほうが大きくなる傾向がある。一般的に実際の観測においてはその視野中心にガンマ線天体を置くが、そのためガンマ線からのチェレンコフ光による  $\alpha$  は  $\alpha \sim 0^\circ$  となる。プロトンからのチェレンコフ光は不規則に入射してくるので  $\alpha$  は一様になる。主にこの  $\alpha$  分布で望遠鏡を向けている方向から有為なガンマ線が来ているのかを判断しているので  $\alpha$  は最も重要なパラメータである。

$\alpha$  パラメータの他にガンマ線イベントか否かを判断するパラメータに Asymmetry パラメータがある。このパラメータは光量が最も大きい場所と楕円の重心とのずれの度合をあらわしたものである。楕円の長軸方向において重心から視野中心に向かう向きを正方向、逆向きを負方向とすると、ガンマ線の場合、光量の最も大きい場所は、そのほとんどが正方向にある [73]。

## 3.2 ステレオ観測の意義

複数の望遠鏡によってチェレンコフ光のイメージをステレオ観測することは大きな意義をもつ。複数の望遠鏡は独立に運転して複数のガンマ線天体を同時に観測して観測時間を稼ぐことができる

だけでなく、複数組のステレオで同一天体に向け、精密観測を可能とする。すなわち、図 3.15 左図のようにチェレンコフ光を離れた場所にある 3 台以上の望遠鏡で同時に観測したときそれぞれのイメージを重ねると、図 3.15 右図のように像を楕円で近似したときの長軸の交点からガンマ線の到来方向とシャワー軸が定まる。また、視野中心との角度距離からシャワーの発生した高さがある程度推定できるため、ガンマ線によるエアシャワーの広範囲に渡るエネルギーの決定精度が向上する。

### 3.3 海外の検出器の開発状況

世界で稼働中の解像型チェレンコフ望遠鏡の主なものを表 3.1 に示す。一部ではステレオ観測装置も稼働している。[74]

| グループ名              | 観測地       | 望遠鏡の直径   | カメラ [pixels] | 閾値 [TeV] |
|--------------------|-----------|----------|--------------|----------|
| <i>Wipple</i>      | Alizona   | 10m      | 490          | 0.25     |
| <i>Crimea</i>      | Crimea    | 2.4m×6 台 | 37×6         | 1.0      |
| <i>SHALON</i>      | Tien Shen | 4m       | 244          | 1.0      |
| <i>CANGAROO-II</i> | Woomera   | 10m      | 552          | 0.5      |
| <i>HEGRA-CT</i>    | La Palma  | 3m×5 台   | 271×5        | 0.5      |
| <i>CAT</i>         | Pyrenees  | 4.5m     | 600          | 0.25     |
| <i>TACTIC</i>      | Mt.Abu    | 10m      | 349          | 0.3      |

表 3.1: 世界で稼働中のチェレンコフ望遠鏡

また、上で紹介した望遠鏡等によって得られた TeV ガンマ線天体のカタログを表 3.2 に示す。この表は  $5\sigma$  以上の統計精度で検出されたものを示している。このうち Crab、PSR1706-44、Mrk421、Mrk501 は複数のグループにより確認されている。[74]

| 天体名                   | 観測グループ名         | 分類          |
|-----------------------|-----------------|-------------|
| <i>Crab</i>           | 多数              | Plerion     |
| <i>PSR1706-44</i>     | CANGAROO,Durham | Plerion     |
| <i>Mrk421</i>         | 多数              | AGN(BL Lac) |
| <i>Mrk501</i>         | 多数              | AGN(BL Lac) |
| <i>SN1006</i>         | CANGAROO        | SNR         |
| <i>Vela</i>           | CANGAROO        | Plerion     |
| <i>RXJ1713.7-3946</i> | CANGAROO        | SNR         |
| <i>PKS2155-304</i>    | Durham          | AGN(BL Lac) |
| <i>1ES1959+650</i>    | Utah7TA         | AGN(BL Lac) |
| <i>BL Lac</i>         | Crimea          | AGN(BL Lac) |

表 3.2: TeV ガンマ線天体カタログ。( \*Durham、Utah7TA は現在は活動を終了している。 )

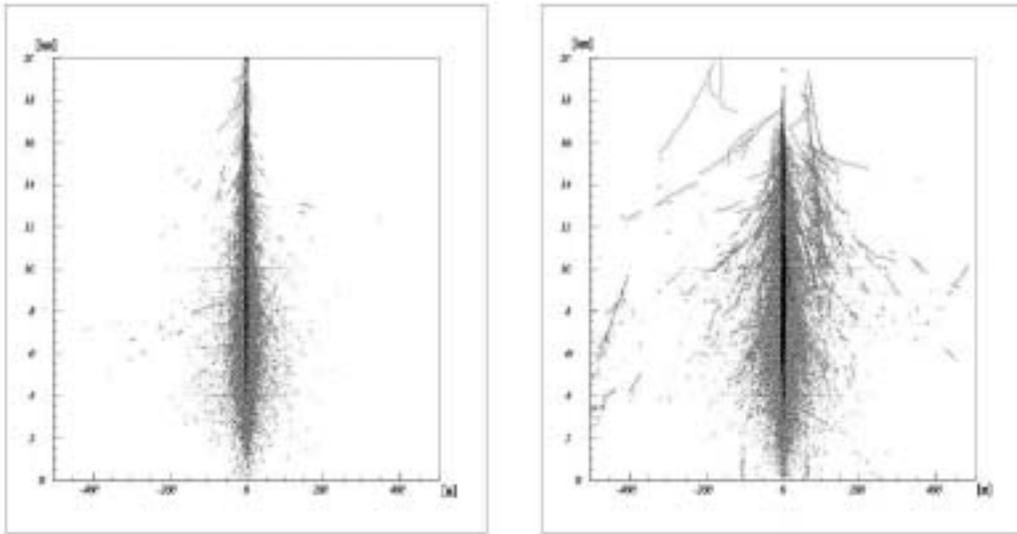


図 3.1: エアシャワーの発達の様子。左が 1TeV のガンマ線によるもの、右が 3TeV の陽子によるもの。

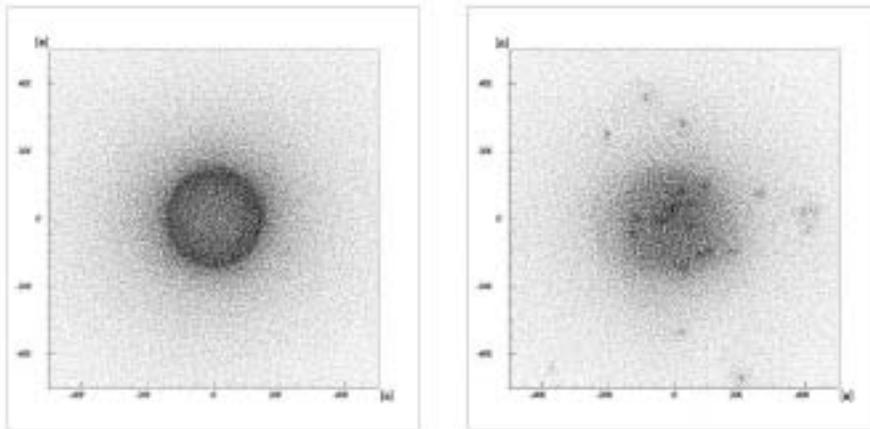


図 3.2: 左が 1TeV のガンマ線によるチェレンコフ光の地上での分布。右が 3TeV のプロトンによるチェレンコフ光の地上での分布。

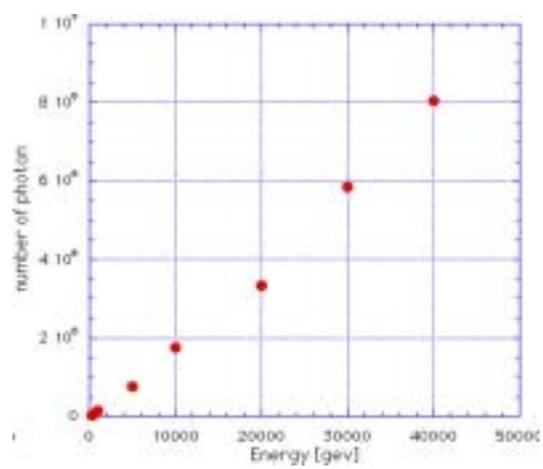


図 3.3: ガンマ線のエネルギーに対して発生するチェレンコフ光子数

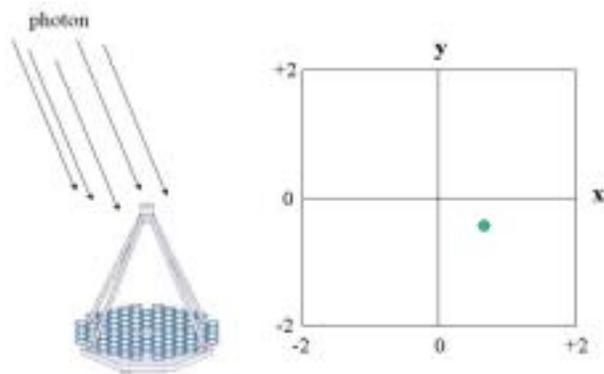


図 3.4: 全ての光子が平行に入射してきた場合。イメージは1点に集中する。

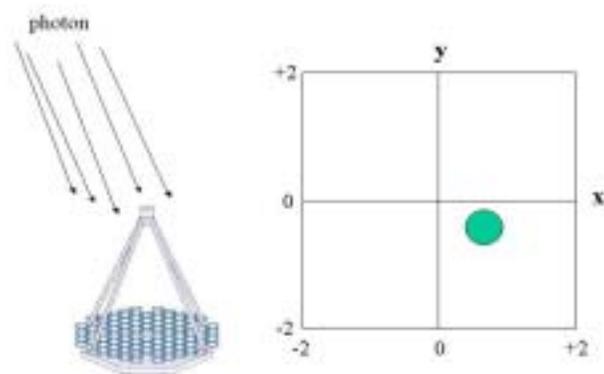


図 3.5: 光子が平行からわずかにばらついて入射してきた場合。イメージは広がった円形になる。

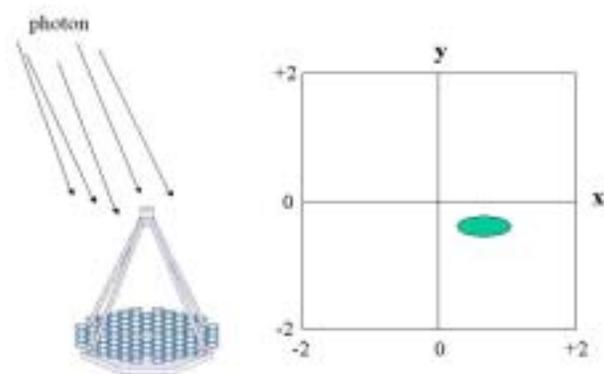


図 3.6: 光子が平行から  $x$  方向にばらついて入射してきた場合。イメージは  $x$  方向に広がった楕円形になる。

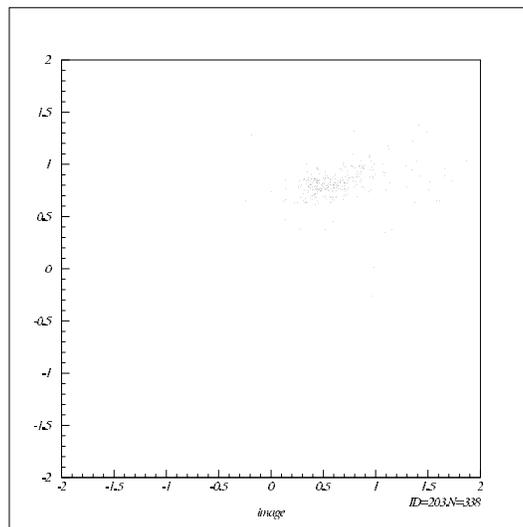


図 3.7: ガンマ線からのチェレンコフ光によるイメージ。

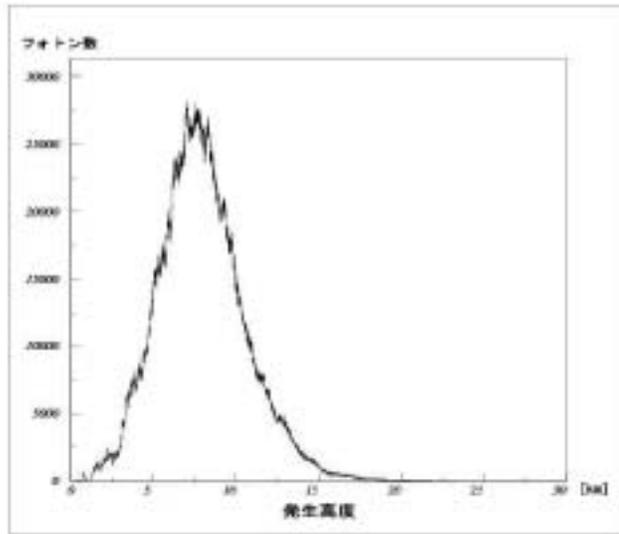


図 3.8: チェレンコフ光の発生高度に対する発生するチェレンコフ光子数。

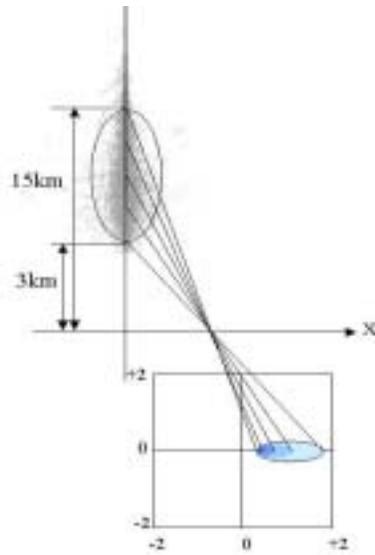


図 3.9: チェレンコフ光の発生高度とイメージの関係。

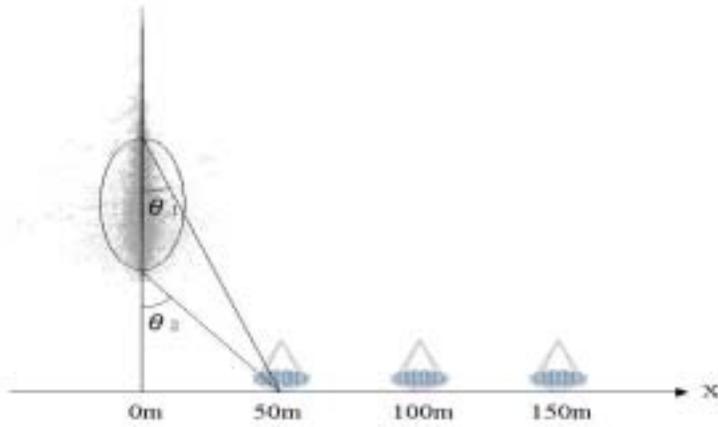


図 3.10: シャワー軸から 50m、100m、150m 離れた場所に望遠鏡を配置した。

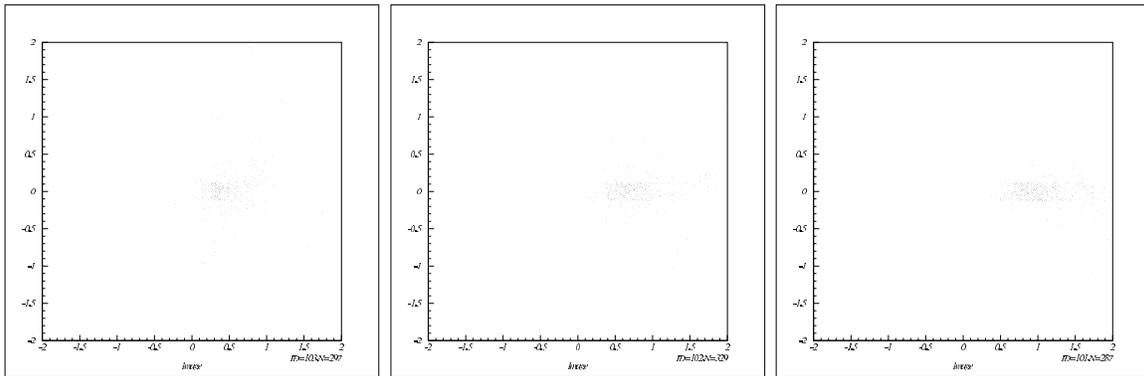


図 3.11: ガンマ線からのチェレンコフ光によるイメージ。左から、望遠鏡がシャワー軸から 50m、100m、150m 離れていた場合のイメージである。

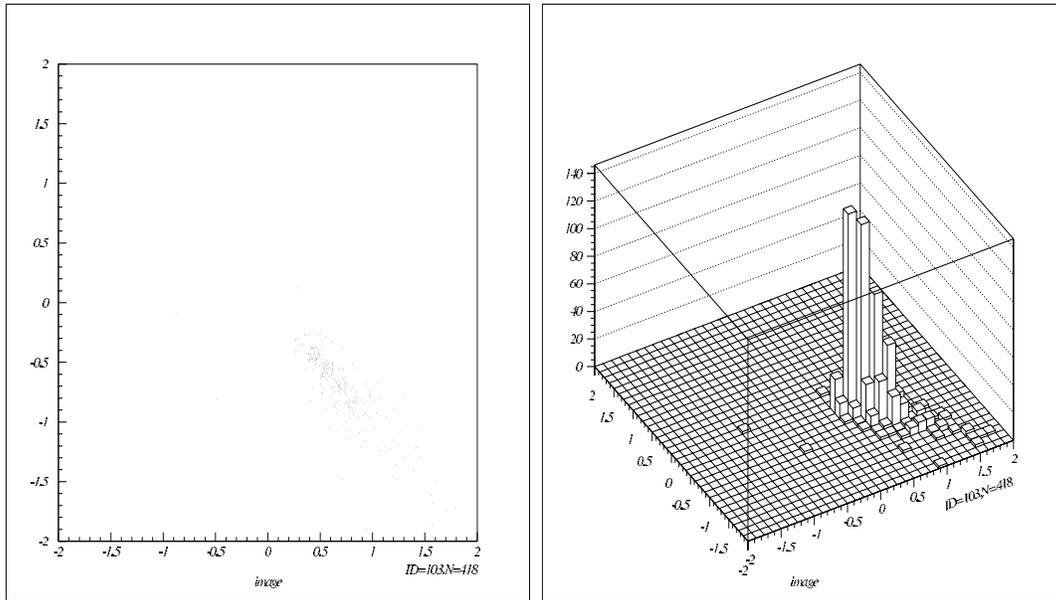


図 3.12: 左が 1TeV のガンマ線によるイメージ、右がそのときのチェレンコフ光子の分布

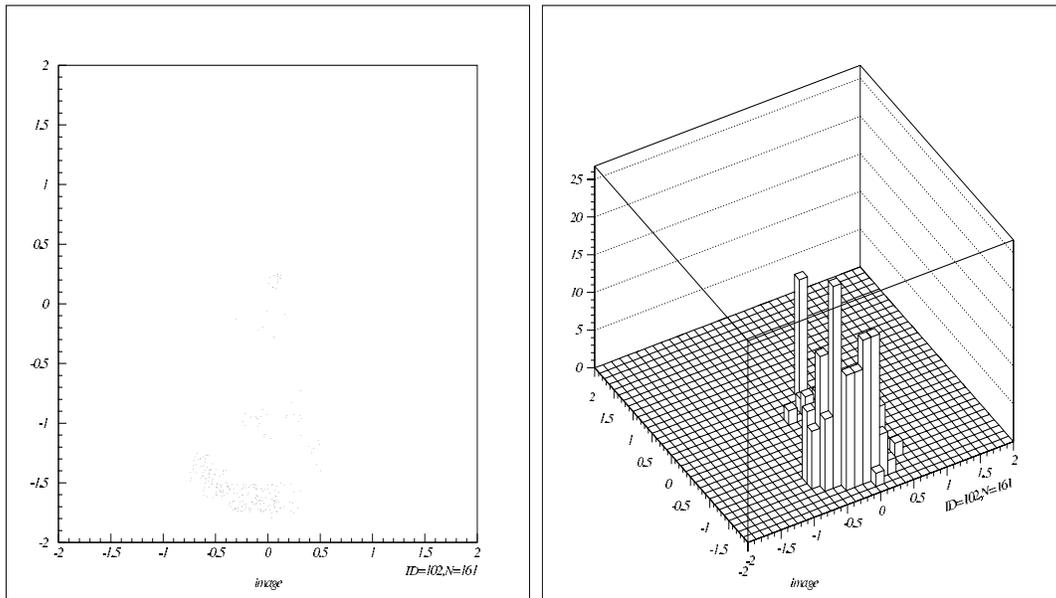


図 3.13: 左が 1TeV の陽子によるイメージ、右がそのときのチェレンコフ光子の分布

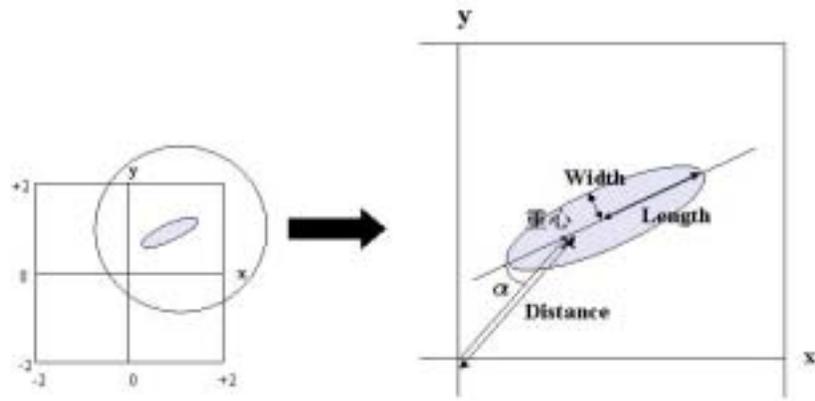


図 3.14: 左が視野におけるイメージ、右がイメージを拡大し各パラメータをしめたもの。

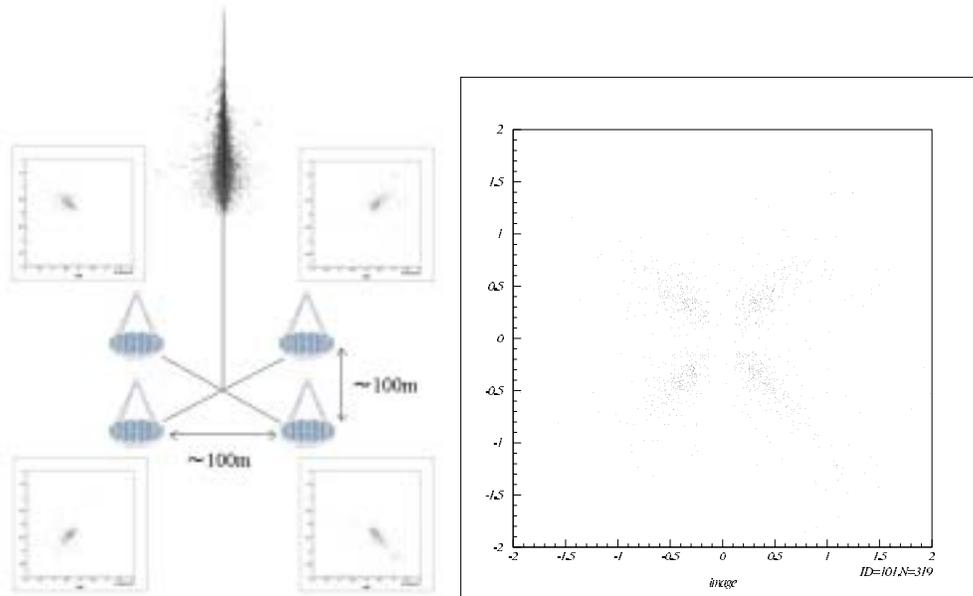


図 3.15: 左はステレオ観測の様子。右はそれぞれの望遠鏡で得られるイメージを重ねたもの。イメージを楕円で近似したときの長軸の方向にシャワー軸があることから、長軸の交点からガンマ線の到来方向がわかる。

## 第4章 カンガルー III 計画の概要

CANGAROO(the Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback)とは天体からの超高エネルギーガンマ線を通して、高エネルギー天体の解明を目指した日本・オーストラリアの共同研究プロジェクトである。観測は南オーストラリア州の Woomera(東経 136°47'、南緯 31°6'、海拔 160m)で行われている。Woomera は、その晴天率が ~ 80% と非常に高く、また人工光のもととなる周辺の町からも離れているため微弱な光を検出することを目的とした我々の実験にとって大変好都合な場所である。我々はすでに口径 10m の解像型チェレンコフ望遠鏡を 1 台所有しているが、より詳細な情報を得るため、さらに 3 台を増設し、合計 4 台の望遠鏡でステレオ観測することを計画している (カンガルー III 計画)。前章でも述べた通り、ガンマ線によるエアシャワーの放出するチェレンコフ光のイメージを複数の望遠鏡でステレオ観測すると、イメージの軸の交点として、シャワーの到来方向が精度よく定まる。この方法を用いればプロトン等によるバックグラウンドと信号の識別が容易になるだけでなく、ガンマ線天体の空間構造も角度にして 1 分以下で調べることが可能になる。また、シャワーの発生高度やシャワー軸がわかることにより個々のガンマ線のエネルギー決定精度も向上する。2 台目の望遠鏡は 2002 年 5 月に完成予定で、その後 1 年ごとに 3 台目、4 台目が建設される予定である。

### 4.1 望遠鏡とカメラシステムの概要

望遠鏡は図 4.1 に示されている様に分割鏡であり、114 枚の GFRP(Glass Fiber Reinforced Plastic)で製作されている。このミラーで反射された光は、16m 程度離れた焦点面に集光される。反射鏡の

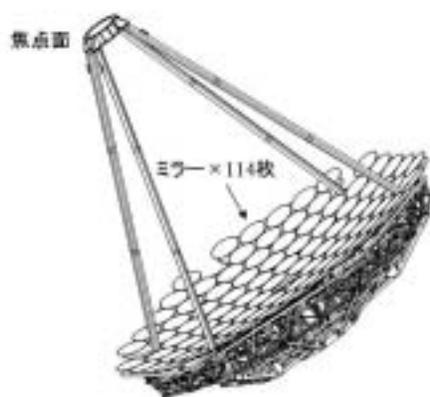


図 4.1: CANGAROO-III 望遠鏡の様子。114 枚の分割鏡で望遠鏡が構成されている。鏡で反射された光は、16m 程度離れたカメラの部分に集光される

焦点面であるカメラ部分には、ライトガイドが付いた PMT つまり光電子増倍管 (浜松ホトニクス

(株)社製、R3479)が配置されている(図4.2参照)。PMTおよびPMTの配置等は1台目の10m望遠鏡とは異なり、視野 $0.172^\circ$ のPMT427本が図4.3の様に依積みに配置されている。カメラ全体での視野は直径 $\sim 4^\circ$ になる。これらのPMTからの信号は16本単位で後述するフロントエンド回路に送られ、処理されることになる。カメラに取り付けられたライトガイドは、六角形状のウィン



図 4.2: CANGAROO-III で用いられる PMT。内部にはディバイダー回路とアンプが内蔵されている。アンプの電源は、後述するフロントエンド回路からサポートされる。

ストーンコーンが採用されており、ミラーで反射された光の集光率を向上させるのに使われている。ライトガイドを付けることで、PMTの光電面以外の場所に入ってきた光も、光電面に集めることができる。またPMTにかかる電圧は、1本単位でコンピューターで制御できるように設計されており、4等星以上の星がPMTに入った場合には、自動的に電圧を落とすような仕組みが採用される。また望遠鏡の中央にはPMTのゲインキャリブレーションを行うためのLEDが取り付けられており、観測中に数度キャリブレーションを行い、各PMTのゲインのデータが取得されるようになっている。以上の望遠鏡の方向制御は、モーターを通してコンピューターで制御される。目標天体の赤径赤緯をコンピューターに打ち込むと、観測日における日の入りと日の出の時間を計算し、望遠鏡は目標天体とバックグラウンド領域を同時間追尾して、観測が自動的に行われる。またCANGAROO III計画からは、複数台の望遠鏡が存在するため、それぞれの望遠鏡でばらばらに違った天体を観測したり、同一の天体を観測したりする色々な場合が想定される。そのため、望遠鏡の追尾システムもその様な観測に対応できるように設計される予定である。

## 4.2 回路システムの概要

最終的には望遠鏡を4台に増設することから、データ量も増加する。そのため高速でインテリジェントかつ安定な回路システムの開発が必要となった。我々が手掛けた2台目の口径10m望遠鏡の回路システムの概略図は図4.4のようになっている。高速化をはかるため2台目の望遠鏡では回路システムがすべてVME規格で統一されている。また回路システムは、それぞれの望遠鏡のすぐ脇に設置されており、観測中には簡単にアクセスできないため、非常に安定して動作することが要求される。

カメラ部分のPMTは図4.3の様に16本ずつグループ分け(27グループ)されている。グループ分けされた16本のPMTからの信号を、山形大学が開発したフロントエンドモジュール1台が担当

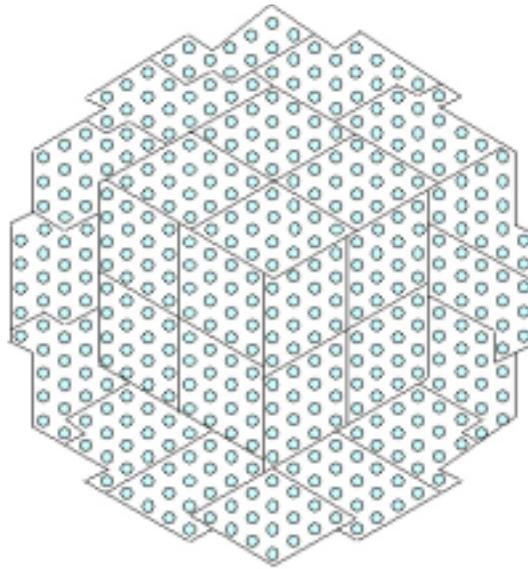


図 4.3: CANGAROO-III 望遠鏡のカメラ部分における PMT の配置。線で仕切られたようにグループ分けされている。このグループを一つの単位として、回路に信号が送られる。

し、合計 27 台のフロントエンドモジュールで処理される。フロントエンドモジュールで処理された信号は、個々の PMT で受けた光の量を測定するための ADC、各々の PMT で受けたチェレンコフ光の到来時間を記録するための TDC、プロトン等のバックグラウンドからガンマ線による信号だけを選別するためのパターントリガモジュールへと出力される。またフロントエンドモジュールには、カウンターが内蔵されており、個々の PMT のヒット数が VME バスを通じてコンピューターに送られる。

1 台目の望遠鏡にはないフロントエンドモジュールの新たな機能として、それぞれのチャンネル毎にインヒビットをかけられる機能が追加された。これは VME バスラインからの computer control 信号により、指定したチャンネルがトリガーに寄与しないようにする機能である。427 チャンネルにも及ぶチャンネル全てを、観測中に安定して動作させるのは非常に困難である。万一不良チャンネルが出た場合に、そのチャンネルを即座に殺すように設計することで、その影響を最小限に抑えることができるようになっている。

パターントリガモジュールは CANGAROO III で新たに採用されたトリガー方式である。望遠鏡が 4 台に増設されると、ガンマ線によるイベントが増加すると同時にバックグラウンド事象も増加する事が予想される。バックグラウンドを抑えつつ、信号だけを効率よく取り出し、データ収集系に負荷を与えないために設計されたものがパターントリガモジュールである。夜光による光では、アトランダムにしか PMT は反応しないが、エアシャワーによるチェレンコフ光では隣り合った数本の PMT が集中して光を受けやすい。そこで、パターントリガモジュールはカメラ上の隣り合う 3 本の PMT が同時にヒットした事象を判別し、その条件に適合した場合だけ、データ取得を開始する様な信号を作る。こうしてガンマ線の情報のみをオンラインで選別することができる。この様なパターントリガは、非常に S/N 比を上げるのに有効であるが、どの様なトリガパターンが有効であるかは、実際の観測を行いながら調整をする必要がある。そのため、従来我々が CANGAROO II 計画で用いていた ASUM と LSUM によるトリガ方式も適宜使用する様にする予定である。ASUM と LSUM に関しては、次のフロントエンドモジュールの章で詳しく説明を行う。

ADC は 16 ビットのチャージ ADC が使用されており、1 台で 32 チャンネルの信号をサポートで

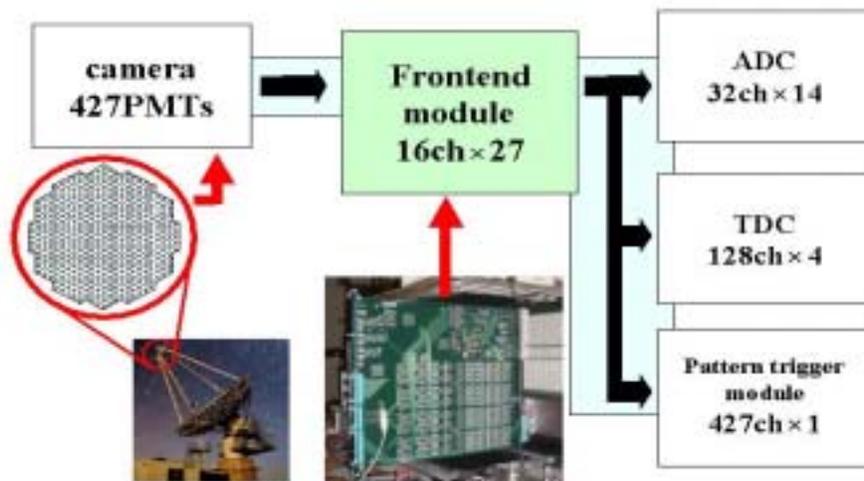


図 4.4: CANGAROO-III 望遠鏡における回路システムの概略図。システムはカメラからの信号を受け取るフロントエンドモジュールを通して、ADC、TDC、トリガーモジュール等に分配される。

きるようになっている。またトリガー信号とタイミングを合わせるために、ADCの前段にはディレイが組み込まれている。またTDCは1モジュールで128チャンネルを扱うことのできるモジュールを使用している。

以上で説明した回路システムが、それぞれの望遠鏡に配置されており(1台目の望遠鏡は現時点では古い回路システムを使用する予定である)、それぞれからの信号は光ファイバーケーブルを通して、セントラルエレクトロニクスシステムに送られる。そして、4台が同一天体を観測している場合には、4台の望遠鏡からのトリガー信号のコインシデンスを取ることで、最終的なトリガー信号が作られ、データ収集が開始される。またそれぞれの望遠鏡が、別々な天体を観測している場合には、それぞれのトリガー信号のORによって、データが収集されることになる。

### 4.3 データ収集とオンラインモニターの概要

1台目の望遠鏡では、回路システムとしてTKO、CAMAC、VMEの3つのデータバスが存在していたため、データ収集は非常に複雑になっていた。それに対して2台目の望遠鏡からは回路システムがすべてVME規格で統一されており、またシステムをコントロールするPCはPentiumIII 700MHz、OSとしてLinuxを使用することで、データ処理の高速化がはかられている。そのため、1台目の望遠鏡では、80%のlive timeを得るためのevent rateは $\sim 50Hz$ であったが、2台目の望遠鏡では $\sim 400Hz$ に向上する。

またCANGAROO IIにおけるオンラインモニターをさらに向上させたオンラインモニターが現在開発されている。このオンラインモニターでは望遠鏡の方向に関するデータ、気温や風速のデータ、クラウドモニターのデータ(視野方向に雲がどの程度存在しているかをモニターする機械)、ADC、TDC、カウンターの情報等が、図 4.5 で示されている様に一括してコンピューターの画面に表示される。また、これらのイベントディスプレイに表示されているデータを、Pawを使うことでOnlineによ

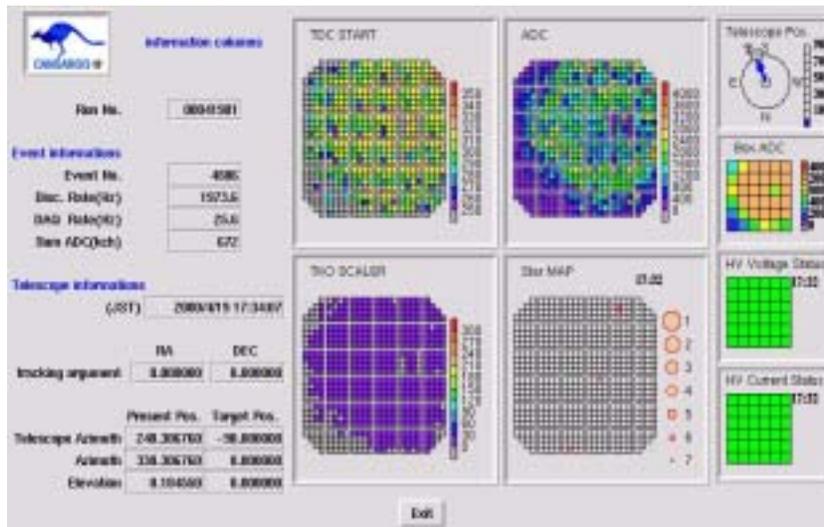


図 4.5: 観測データのモニター画面。この画面は 1 台目の 10m 望遠鏡のものであるが、2 台目の 10m 望遠鏡の画面では、さらに機能を拡張した同様のものが使われる予定。画面には、それぞれのチャンネルの ADC、TDC、スケーラーの情報がそれぞれ表示されている。また望遠鏡の向きや現在視野にある星の位置、風速や温度等も一括して表示されている。

り簡単に解析することも可能である。

# 第5章 フロントエンドモジュール

## 5.1 フロントエンドモジュールの概要

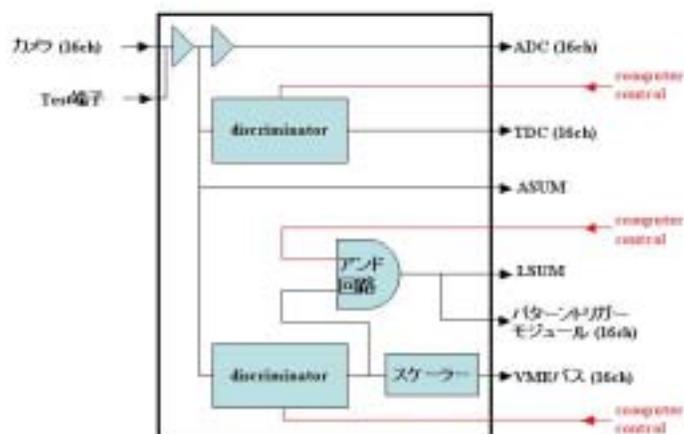


図 5.1: フロントエンドモジュールの概略図

山形大学が開発したフロントエンドモジュールは、1台目の口径10m望遠鏡で用いられているTKOモジュールの機能を拡張したもので、高速かつ高性能なIC(CLC400など)が採用されている。フロントエンドモジュールの概略図を図5.1に示す。図5.1の左上部に示すようにフロントエンドモジュール1台にはカメラ部分の427本のPMTのうち16本のPMTから16チャンネルの信号が入力される。またテスト端子から信号を入力すると、この16チャンネル全てに同時に信号を入力することができる。カメラからの信号はアンプを通して適当な大きさに増幅されたあと、分岐し様々な処理され出力される。その出力の様子を以下に示す。

- ADC:光子がどれだけ入射してきたかを記録するためのADCへは、増幅された信号がチャンネルごとに出力される。
- TDC:時間に関する情報を処理するためのTDCへはディスクリミネータをとおして、スレッシュホールドをかけられた信号がチャンネルごとに出力される。
- ASUM:PMTからの16チャンネル分の信号を足し合わせたASUM信号が出力される。
- LSUM:ディスクリミネータ、アンプ回路を通して、16本中何本のPMTがスレッシュホールドを越えたかをしめすLSUM信号が出力される。

以上にしめした出力は、フロントエンドモジュールが、1台目の望遠鏡のTKOモジュールから引き継いだ機能である。以下には、TKOモジュールにはない新しい機能をしめす。

- computer control: アンド回路に入力される computer control 信号により、チャンネル単位で信号に対してマスクをかけることでトリガーに寄与させないようにすることができる。
- パターントリガーモジュール: アンプを通して増幅されたPMTからの信号はディスクリミネータ、アンド回路を経てパターントリガーモジュールへと出力される。
- VMEバス: スケーラーを通過しVMEバスを経由した信号により各チャンネルのカウントレートをモニターすることができる。

これらの新しい機能により、フロントエンドモジュールのより高速でインテリジェントかつ安定したパフォーマンスが期待される。

以上に示した機能に関して、順番に詳しく説明していく。

## 5.2 フロントエンドモジュールのアナログ部の詳細

### 5.2.1 フロントエンドモジュールの外観

フロントエンドモジュールの外観を図5.2に示す。フロントエンドモジュールは36.67cm×40cmのVME9U規格に従っている。まず入力信号はモジュールの背面の一番下から入り、40ピンのコネクタで受け取ることになる。また背面にはVMEのコネクタが2つ付いており、2つのうちの上のコネクタでバスとデータをやりとりしたり、命令を受け付けたりするようになっている。これにより、16ビットアクセス(16ビットのデータを一度に転送すること)が可能である。下のVMEコネクタはモジュールを安定させるためについており実際には使用しない。また、背面にはV430規格のコネクタも付いているがこれは-5Vの電源を供給するためのコネクタである。VME規格では+5Vと+12Vしかサポートされていない。しかし、フロントエンドモジュールには、CLC400というオペアンプが使われており、このオペアンプは-5Vを必要としている。そのため、-5Vの電源をとれる端子が必要となった。

前面には、一番下にADCへ信号を出力するためのコネクタがついており、40ピンコネクタである。その上にはパターントリガーモジュールへ出力するための36ピン、ハーフピッチコネクタが付いている。またそのすぐ上には、TDCに信号を送るためのコネクタが付いている。このコネクタは34ピンのコネクタである。その上にはLEMOコネクタが7つ付いている。それぞれ、下からTEST端子、2つのLSUM、2つのASUM、カウンターへのトリガーを受け付ける2つのコネクタである。また一番上にはLEDが付いている。これはモジュールがトリガーされたときに点滅する。

次から、以上の出力信号をつくる回路部分の1チャンネル分の回路の流れについて示していく。

### 5.2.2 ディバイダー部、ADC部

図5.3に入力信号からディバイダー部までの回路図を示す。ディバイダーの役目は入力信号をADCへいく信号とモジュール内部へいく信号に分けることである。ただし、フロントエンドへの入力とADCへの出力の際に、ケーブルとのインピーダンス整合を取らなければならない。



図 5.2: フロントエンドモジュール (左図) とその外観 (右図)

図 5.3 をみると、回路図は大きく 3 つの部分に分かれている。まず、最初のオペアンプはジャンパーピンが 2 つ付いていて、JP1 のみにジャンパーピンを付けた場合は非反転増幅器になり、JP2 のみにジャンパーピンを付けた場合は差動増幅器になる。ここで R1 という抵抗が 4 つ入っているが、この部分で入力インピーダンスの整合を取っている。差動増幅器および非反転増幅器のゲインは R2 と R3 の抵抗値の比で決まる。差動増幅器のゲインは  $R3/R2$ 、非反転増幅器のゲインは  $(R2+R3)/R2$  である。 $R2 = 120\Omega$ 、 $R3 = 240\Omega$  であるから、差動増幅器であるときのゲインは 2 倍、非反転増幅器のときは 3 倍となる。通常は差動増幅器として使用されるはずである。

最初のオペアンプの出力は図 5.3 のようにコンデンサ C2 を介して、2 つに分けられることになる。このコンデンサ C2 はオペアンプの DC 成分をカットするためのものである。2 つに分けられた信号のうちの上のオペアンプの回路が ADC に信号を出力する回路である。下のオペアンプの回路がフロントエンドの内部に信号を導くための回路である。ADC へ信号を出力する回路では出力部の抵抗 R6 を  $75\Omega$  にすることでケーブルとのインピーダンス整合を取っている。ADC、内部へ信号を出力するオペアンプは共に非反転増幅器である。ADC へ信号を出力するためのオペアンプのゲインは  $(R4+R5)/R4$  であらわせる。 $R4 = 470\Omega$ 、 $R5 = 240\Omega$  なのでゲインは約 1.5 倍になる。内部へ信号を出力するためのオペアンプのゲインも同様の式  $(R9+R10)/R9$  であらわせる。 $R9 = 120\Omega$ 、 $R10 = 360\Omega$  なのでゲインは 4 倍となる。つまり、最初のオペアンプが差動増幅器であったときのゲイン (2 倍) も含めると、入力信号は ADC への出力信号では  $2 \times 1.5 = 3$  倍となり、内部への出力信号は  $2 \times 4 = 8$  倍となる。

以上で述べたオペアンプは全て CLC400 という高性能なオペアンプである。CLC400 はハイスピード、広帯域、低利得アプリケーション用に設計されたオペアンプである。スルーレートは  $430 V/\mu s$  である。スルーレートとはオペアンプなどの最大応答速度を表す指標で、入力に立ち上がりの速い理想的なパルスを加えたときの、出力電圧の立ち上がり時間をオシロスコープで観測し、出力電圧の変化を  $V/\mu s$  などで表す。一般に、高スルーレートのオペアンプとは数  $100V/\mu s$  という値を持つものを示す。これによりオペアンプの出力が高周波でいかに振幅電圧を大きくとれるかの目安を与える。また、CLC400 は  $200MHz$  の広帯域と位相の直線性が優れた信号忠実性を示す。さらに、+1 倍のゲインでも外部位相保証回路なしで、その高性能を安定に実現することができる。

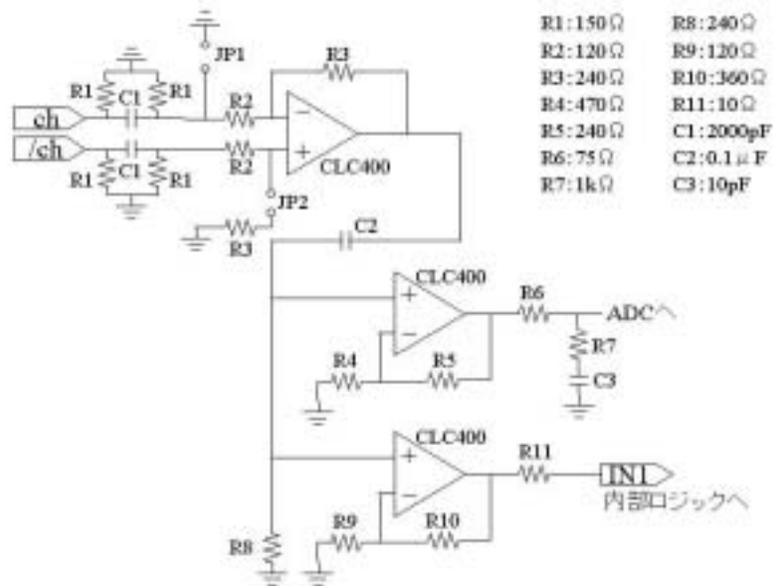


図 5.3: フロントエンドの入力からディバイダーまでの回路図

| CLC400 の特徴           |                |
|----------------------|----------------|
| 帯域幅                  | 200MHz         |
| スルーレート (ゲインが 2 倍のとき) | 430 V/ $\mu$ s |
| 消費電力                 | 150mW          |
| ゲイン                  | 1~8 倍          |
| 動作温度範囲               | -40°C~+85°C    |

表 5.1: CLC400 のおもなスペック

CLC400 は比較的低い値の抵抗 (250 $\Omega$  前後) を用いることで、つまり電流を多めに流すことでその高い性能を発揮するため、抵抗は低い値のものを使用している。フロントエンドモジュールに電源を供給した状態で信号を入力しなければオペアンプの出力部分での電圧は 0mV になるはずである。しかし実際にはそうはならず数 mV~ 数 10mV のずれが生じてしまう。このずれをオフセットというが、当初の設定ではフロントエンドモジュールのオフセットは数 10mV とやや高いものでありオフセットをおさえる必要があった (特に ADC への出力)。そのため CLC400 の規格表によりその特性を調べた結果、CLC400 には通常より低い値の抵抗 (250 $\Omega$  前後) を用いることでその高い性能を引き出せることがわかった。当初 CLC400 に用いていた抵抗は数 k $\Omega$  とそれより 1 桁ほど高いものであったためオフセットを下げるという目的だけでなく CLC400 の性能を引き出すという意味でも抵抗のつけかえを行った。

まず、1 チャンネル分のみ抵抗のつけかえを行った。抵抗つけかえについての実験を行った当時はゲインの最終決定がなされておらず、図 5.3 の最初のオペアンプのゲインと ADC への信号を出力するオペアンプのゲインは、共に 2 倍に設定していた。抵抗をつけかえる前は図 5.3 の R3、R4、R5 にあたる抵抗がいずれも 5.1k $\Omega$ 、R2 にあたる抵抗が 2.4k $\Omega$  であった。そこで、R3、R4、R5 にあたる抵抗を 240 $\Omega$ 、R2 にあたる抵抗を 120 $\Omega$  につけかえてみた。この抵抗をつけかえる前後のオ

フセットの値を表 5.2 に示す。表 5.2 に示すように 2 つのオペアンプでのオフセットはともに小さくなっている。さらに、図 5.4、5.5 のように出力された信号が抵抗をつけかえる前に比べて、パルサーからの入力信号に近い形のものとなった。

|                | 抵抗をつけかえる前のオフセット | 抵抗をつけかえた後のオフセット |
|----------------|-----------------|-----------------|
| 最初のおペアンプ       | -32.3mV         | -2.3mV          |
| ADC へ出力するオペアンプ | +36.4mV         | +17.8mV         |

表 5.2: 抵抗のつけかえ前後の最初のおペアンプと ADC への信号を出力するオペアンプのオフセット



図 5.4: パルサーからの入力信号

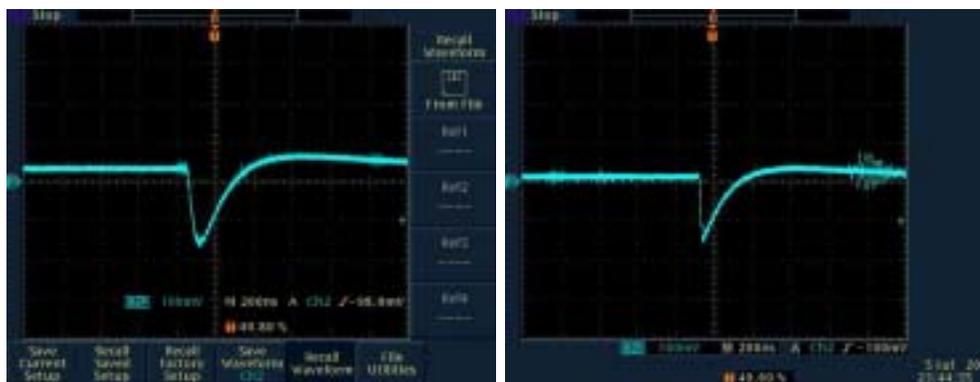


図 5.5: 抵抗をつけかえる前の ADC への出力 (左図) と抵抗をつけかえた後の ADC への出力 (右図)

そこで以上で述べたような抵抗のつけかえを全てのチャンネルで行った。その結果を表 5.3、5.4 に示す。表 5.4 から ADC への出力のオフセットは抵抗をつけかえる前はかなりばらつきがあったが、抵抗をつけかえた後は値が+20mV 付近にまとまった。

また、実験当時は最初のおペアンプと ADC への信号を出力するオペアンプの間に  $1k\Omega$  の抵抗があった。これは CLC400 にとっては大きな抵抗であるため、ADC への出力のオフセットに影響しているとおもわれた。この抵抗ははずしても特に差し支えない抵抗であったのではずしてみた。そ

| チャンネル | 抵抗をつけかえる前 | 抵抗をつけかえた後 |
|-------|-----------|-----------|
| 0     | +27.9mV   | +2.2mV    |
| 1     | -24.3mV   | -2.2mV    |
| 2     | -32.3mV   | -2.3mV    |
| 3     | -12.1mV   | -3.4mV    |
| 4     | +12.5mV   | +3.3mV    |
| 5     | +13.9mV   | +3.7mV    |
| 6     | +11.6mV   | -0.3mV    |
| 7     | +1.5mV    | +4.0mV    |
| 8     | +33.9mV   | +2.4mV    |
| 9     | +13.0mV   | -4.4mV    |
| 10    | +26.8mV   | +5.4mV    |
| 11    | +38.5mV   | +7.6mV    |
| 12    | +20.8mV   | +1.8mV    |
| 13    | +11.8mV   | -3.0mV    |
| 14    | +10.5mV   | +3.3mV    |
| 15    | +31.5mV   | -1.9mV    |

表 5.3: 抵抗をつけかえる前後の最初のオペアンプのオフセット (全チャンネル)

のときの ADC への出力のオフセットは表 5.5 のようになった。こうして  $1k\Omega$  の抵抗をはずすことで全てのチャンネルのオフセットをさらに  $10mV$  程度おさえることができ、表 5.5 に示すように最終的にオフセットを  $10mV$  程度におさえることができた。

### 5.2.3 ASUM 部

ASUM は図 5.6 のような回路で作られる。まず、分岐した信号がトランジスターに入り、インピーダンス変換される。そして反転増幅器をサミング回路として使い、入力される 16 チャンネル分の信号のサミングを行う。そして、さらにもう一度反転増幅器を使って信号の極性を戻す。その後バッファアンプを通して信号が 2 つに分かれる。こうして、16 チャンネル分のアナログ信号を足し合わせた信号が ASUM 信号として出力される。

1 台目の 10m 望遠鏡では、この ASUM 信号をトリガーの一部として利用している。1 台目の望遠鏡では  $4 \times 4 = 16$  本の PMT が 1 つのボックスに入っており、この 16 チャンネルの信号を足し合わせたものを ASUM 信号としている。まず、ASUM 信号を 1 つ目のディスクリミネータでスレッシュホールドをかけることにより、ある一定値以上の ASUM 信号を出力したボックスが何個あったかを出力する。例えば、ある一定値以上の ASUM 信号を出力したボックスが 4Box あったとき、そのボックス数に比例したパルスハイをもった信号が出力されることになる。次に、この信号に 2 つ目のディスクリミネータでスレッシュホールドをかけ、ヒットしたボックス数がある一定数以上であった場合に信号が出力される。1 台目の望遠鏡ではこの ASUM による信号と LSUM による信号 (LSUM については後述するが、LSUM により何本の PMT がヒットしたかがわかるので LSUM にスレッシュホールドをかけ一定数以上の PMT がヒットした場合信号を出力する。) を AND することによりトリガーをかけている。つまり、ある一定数以上のボックスと、ある一定数以上の PMT

| チャンネル | 抵抗をつけかえる前 | 抵抗をつけかえた後 |
|-------|-----------|-----------|
| 0     | +11.4mV   | +24.2mV   |
| 1     | +24.2mV   | +21.3mV   |
| 2     | +36.4mV   | +17.8mV   |
| 3     | -8.1mV    | +15.5mV   |
| 4     | -9.1mV    | +22.2mV   |
| 5     | +7.8mV    | +16.0mV   |
| 6     | +14.0mV   | +18.0mV   |
| 7     | +8.5mV    | +23.5mV   |
| 8     | +22.0mV   | +20.0mV   |
| 9     | -8.0mV    | +21.1mV   |
| 10    | +31.5mV   | +24.7mV   |
| 11    | +19.0mV   | +27.2mV   |
| 12    | +5.6mV    | +18.9mV   |
| 13    | +16.0mV   | +19.0mV   |
| 14    | -18.7mV   | +18.1mV   |
| 15    | +9.1mV    | +22.5mV   |

表 5.4: 抵抗をつけかえる前後の ADC へ信号を出力するオペアンプのオフセット (全チャンネル)

にヒットがあるという条件でトリガーをかけている。

#### 5.2.4 TDC 部

TDC への出力信号を作る部分の回路図を図 5.7 に示す。TDC への出力信号はスピードが重視されているため、ECL 出力になっている。そのため、DAC で決められるスレッシユホールドレベルによって、コンパレータである HCMP96870 が作動し、アウトを ECL ロジックに変換して出力する。オシロスコープで TDC への出力信号を 1 チャンネルずつ調べた結果、図 5.8 に示すように 1 チャンネル分の信号は ECL ロジックに変換されていることが確認された。(ただし、このとき高いアウトプットのほうをグランドとしてみている。)

#### 5.2.5 LSUM 部、パターントリガーへの出力部、カウンター部

LSUM、パターントリガーモジュールへの出力信号、カウンターへいく信号は、回路のほとんど同じ箇所にある。そこでその部分を図 5.9 に示す。IN3 から入力された信号が DAC で決められるスレッシユホールドレベルを越えることによって、コンパレータ (HCMP96870) が作動する。すると、この HCMP96870 からの信号を受けて図 5.10 に示すように MC10131 というフリップフロップが ON になる。続いて MC10114 からの信号を受けてフリップフロップは OFF になる。この MC10114 からの信号がフリップフロップから出力されるパルスの幅を調整することで、フリップフロップはパルス的な波形の信号を出力する。このフリップフロップからの出力は 2 つに分かれスケーラーとアンド回路 (MC10104) へ出力される。またアンド回路へは VME バスラインからも信号が入力されており、ここでインヒビットがかけられるようになっている。つまりこのアンド回路は、あるチャ

| チャンネル | 抵抗をショートさせたとき |
|-------|--------------|
| 0     | +9.2mV       |
| 1     | +9.3mV       |
| 2     | +9.1mV       |
| 3     | +6.5mV       |
| 4     | +10.3mV      |
| 5     | +5.1mV       |
| 6     | +7.8mV       |
| 7     | +11.3mV      |
| 8     | +7.2mV       |
| 9     | +8.3mV       |
| 10    | +11.7mV      |
| 11    | +14.0mV      |
| 12    | +6.1mV       |
| 13    | +6.3mV       |
| 14    | +7.5mV       |
| 15    | +7.3mV       |

表 5.5: 1kΩ の抵抗をはずしたときの ADC への出力のオフセット (全チャンネル)

ンネルの信号をトリガーに寄与させないようにする働きを持っている。(なお、このトリガーのトリガー条件としては、主に「隣り合う3本のPMTが同時に鳴る」というパターンが用いられる。)

アンド回路の出力は、3つに分かれており1つはLSUM信号をつくるための回路に入る。LSUMは、16チャンネルのうち何チャンネルがヒットしているかを示す信号である。スレッシュホールドレベルを越えた信号がフリップフロップに入ると、そこからデジタル的な信号が出力される。この信号はトランジスターを組み合わせた回路により、アナログ信号に変換される。そこで次の非反転オペアンプで入力される16チャンネル分の信号が足されて、バッファへと導かれ、LSUM信号として出力される。例えば、いま16チャンネルのうち4チャンネルがヒットしているとすれば、そのヒットしたチャンネル数に比例したパルスハイトを持ったアナログ信号が出力されることになる。

また、MC10125というECLロジックをTTLロジックに変換するICを通して、TTLの信号が出力される。このTTLの信号は正論理と負論理の2つに分けられる。正論理として出力された信号によって、どのチャンネルにインヒビットがかけられているか(どのチャンネルをトリガーに寄与させないようにしているか)をモニターできる。負論理として出力された信号はパターントリガーマジュールへ出力される。

### 5.2.6 テスト端子

フロントエンドモジュールは、観測前の準備、点検などのため、必要に応じて動作確認が行われる。フロントエンドモジュールには1台あたり16のチャンネルが存在するが、動作確認を行う際に、1チャンネルごとに信号を入力しながら行うのでは非常に面倒であり、時間もかかる。その手間を省くためフロントエンドモジュールにはテスト端子というものが備え付けられている。テスト端子付近の回路図は図5.11のようにになっている。このテスト端子から信号を入力すると全チャンネ

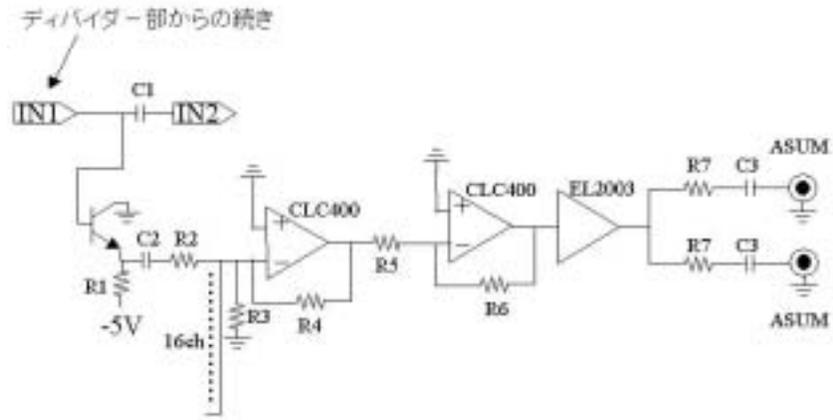


図 5.6: ASUM 部付近の回路図

ルの入力部分、つまり図 5.3 の入力部分に、同時に信号を入力することができる。このように動作確認などの際にテスト端子から信号を入力することで、各チャンネルの様子を同時に並行して調査、比較することができる。

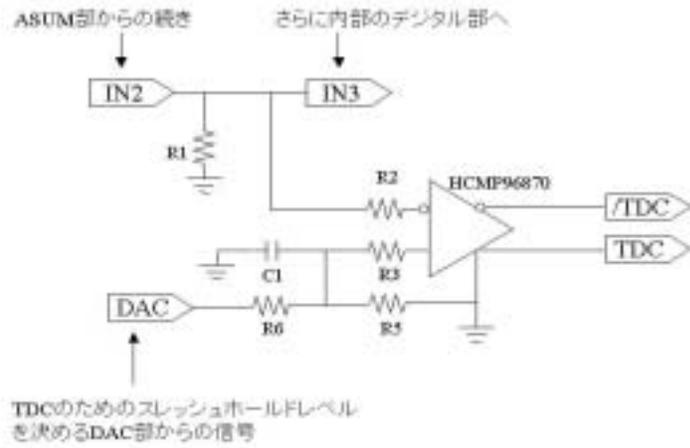


図 5.7: TDC 部付近の回路図



図 5.8: TDC への信号の 1 チャンネル分の出力

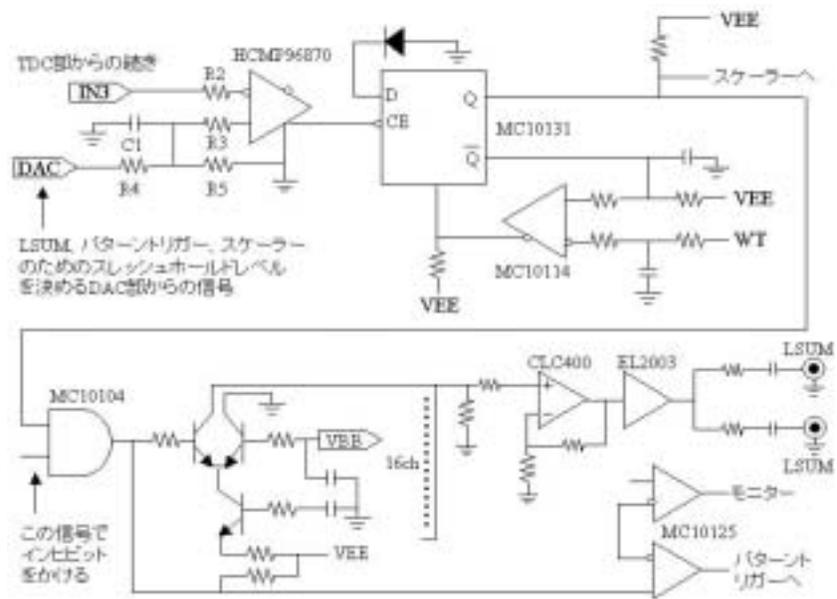


図 5.9: LSUM 部付近の回路図

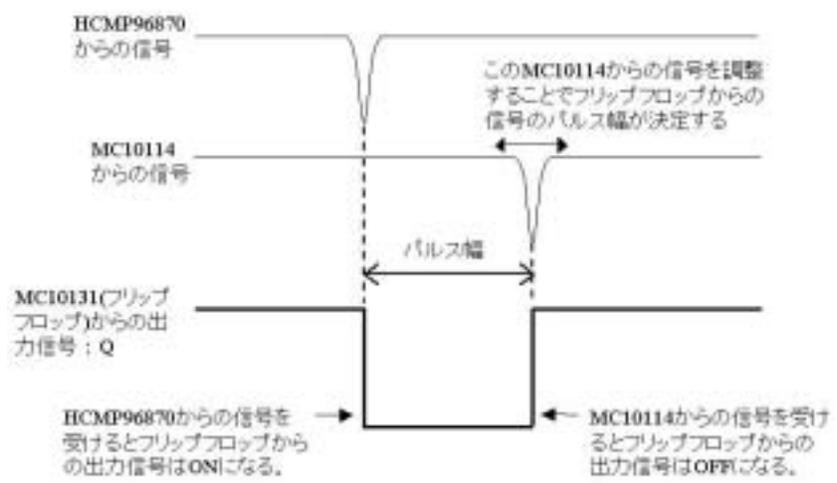


図 5.10: フリップフロップからの出力信号のつくられる様子

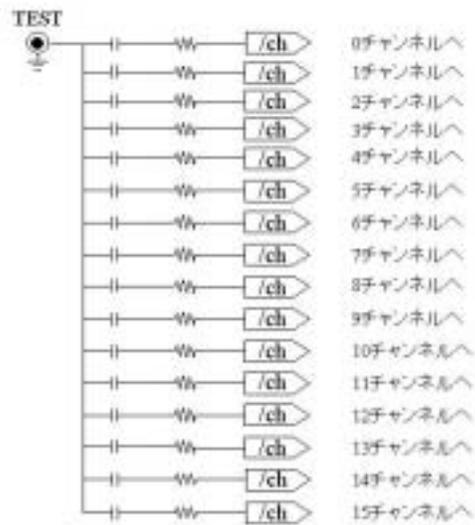


図 5.11: テスト端子付近の回路図

## 第6章 フロントエンドモジュールの性能

### 6.1 ダイナミックレンジ

2006年打ち上げ予定の GLAST 衛星は、50MeV ~ 300GeV のエネルギー領域をカバーしているが、CANGAROOIII 望遠鏡では GLAST 衛星のすぐ上のエネルギー領域から数 10TeV ぐらいまでのガンマ線をカバーする予定である。そのため、フロントエンドモジュールをはじめとした、CANGAROO III 望遠鏡で用いられる回路には広いダイナミックレンジが要求される。つまり、300GeV 程度からの信号を取得でき、かつ数 10 倍程度のダイナミックレンジを達成できるような回路が必要となる。

300GeV からダイナミックレンジをとるためには、300GeV のガンマ線において、1 台の望遠鏡にどのくらいの光子が入射してくるのかを知らなくてはならない。そこで、300GeV のガンマ線が地面に対して垂直に入射したとき、望遠鏡の 1 本の PMT にどの程度の光子が受かるのかをシミュレーションした。このとき望遠鏡は鉛直上方を向いており、シャワーの中心から 50m ごとに 0m(シャワー軸上)、50m、100m...500m の位置に望遠鏡があった場合についてそれぞれ調べた。その結果、1 本の PMT に受かるフォトエレクトロンの平均値は表 6.1 のようになった。フロントエン

| シャワー軸からの距離 | 1 本の PMT に受かるフォトエレクトロンの平均値 [p.e.] |
|------------|-----------------------------------|
| 0m         | 7.3                               |
| 50m        | 7.2                               |
| 100m       | 7.5                               |
| 150m       | 7.2                               |
| 200m       | 4.7                               |
| 250m       | 3.4                               |
| 300m       | 3.2                               |

表 6.1: 300GeV のガンマ線において、1 本の PMT に入射してくるフォトエレクトロン数。

ドモジュールには、表 6.1 に示すような光子数でもバックグラウンドに埋もれないよう処理できる性能が要求されるわけだが、フロントエンドモジュールは、実験において 3p.e. 以上からの信号を確実にノイズと分離できている。即ち、表 6.1 をみると 300m 以内ならば 3p.e. 以上受かっているので、シャワーの中心から 300m 以内でフロントエンドモジュールは 300GeV 以上のエネルギーをもったガンマ線による情報を取得することができる。

望遠鏡のカメラ部分からの信号はフロントエンドモジュールに入力され、アンプを通して通常は 3 倍に増幅された後、ADC へ出力される。そこでカメラからの入力信号のパルスハイトとその (ADC への) 出力信号のパルスハイトを測定した。カメラは 1p.e. に対し 6mV の信号をフロントエンドに入力してくる。そこで、フロントエンドモジュールへの入力信号をフォトエレクトロン数に換算し、カメラに入射してくるフォトエレクトロン数と ADC への出力信号のパルスハイトの関係をおおよそグラフを作成した (図 6.1)。図 6.1 をみると横軸である入射フォトエレクトロン数がお

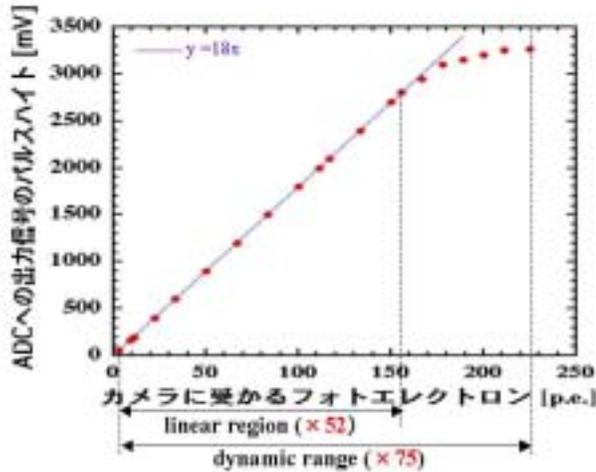


図 6.1: フロントエンドモジュールのダイナミックレンジ

よそ 155p.e. くらいまでは線形的に増幅されている。(前に述べたように入射フォトエレクトロンが 3p.e. 以上からの信号は確実にノイズと分離できているので最小値は 3p.e. である。) この図 6.1 の線形領域は 3p.e.~155p.e. の間で、倍率は  $155/3 \sim 52$  倍となる。しかし、スルーレートの影響により、155p.e. からグラフは徐々に寝てしまい、入射フォトエレクトロンが  $\sim 225$ p.e. ではついに出力信号のパルス高が一定になってしまう(図 6.1 のようにグラフは寝てしまうが、数 ns のパルス幅のパルスを形を変えないでここまで増幅させるのは回路では難しいことであり、我々はなんとかここまでの結果を出すことができた。)。ADC ではこの出力信号から PMT に何フォトンのチェレンコフ光が入ってきたかがわかり、そのフォトン数から対応するガンマ線のエネルギーを見積もることができる。225p.e. 以上の入射フォトエレクトロンでは出力信号の値が一定となりフォトン数は見積もれない。しかし、3p.e.~225p.e. の間のように完全に一定になっていなければ、この曲線部分とエネルギーの相関関係を事前に試験等で把握しておくことで観測データを補正し対応するエネルギーを見積もることができる。そのためダイナミックレンジは 3p.e.~225p.e. の間で  $225/3=75$  倍となる。つまり、 $300\text{GeV} \times 75 \sim 23\text{TeV}$  なのでフロントエンドモジュールにおけるエネルギーレンジは  $300\text{GeV} \sim 23\text{TeV}$  となる。

## 6.2 時間特性

ガンマ線によるエアシャワーからのチェレンコフ光と夜光によるバックグラウンドの様子を図 6.2 に示す。図 6.2 で赤の太線で表したものが 300GeV のガンマ線によるエアシャワーによるチェレンコフ光の時間的な分布であり、青の細線で表したものが夜光によるフォトンの分布である。明らかにガンマ線起源のフォトンの分布はバックグラウンドと区別ができるような高さを持つている。このことから、広い時間帯でフォトン測定するのではなく、ガンマ線によるエアシャワーの起こった瞬間だけ、フォトン信号として測定することで、この夜光によるバックグラウンドを除去し、ガンマ線による信号を得ることができる。図 6.2 では、ガンマ線によるエアシャワーの継続時間が 10 ns 程度である。先程、エネルギーレンジ  $300\text{GeV} \sim 40\text{TeV}$  のガンマ線の情報を、エアシャワーの中心から 300m 以内で取得できることを述べた。そこで、ガンマ線のエネルギー  $300\text{GeV} \sim 40\text{TeV}$  の

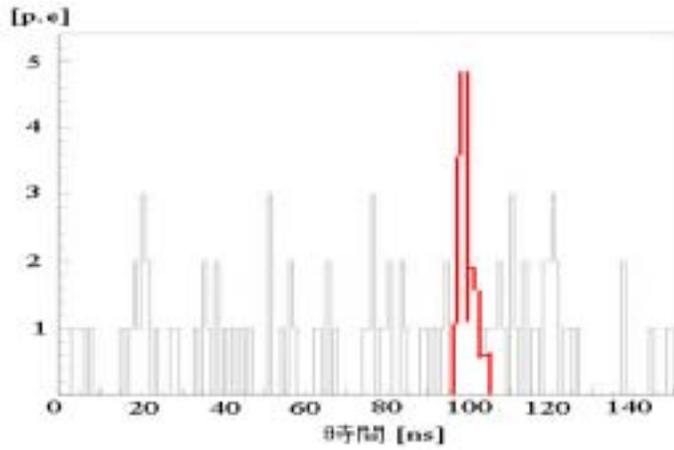


図 6.2: ガンマ線によるエアシャワーからのチェレンコフ光と夜光 (バックグラウンド) の時間的な分布

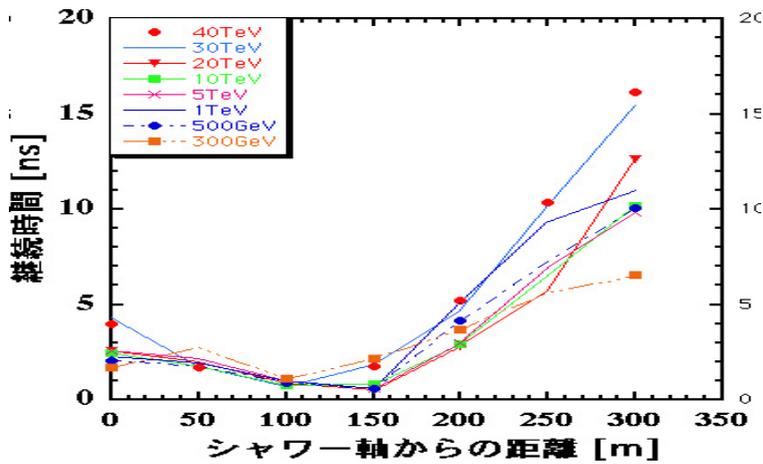


図 6.3: エネルギーごとのエアシャワー 1 イベントに対するチェレンコフ光の継続時間

間で、それぞれエアシャワーの中心から 300m 以内におけるエアシャワーの継続時間についてのシミュレーションをおこなった。この結果を図 6.3 に示す。この図からチェレンコフ光の継続時間のばらつきは、300GeV~40TeV のそれぞれのエネルギーにおいてエアシャワーの中心から 300m までの範囲で 20ns 以内と予測することができる。

図 6.3 よりガンマ線によるエアシャワーの継続時間が 20ns 以内であることがわかる。これらのガンマ線による信号を取得するとき、回路による信号の時間的なばらつきがあまり大きいと、エアシャワーとのコインシデンスがとれなくなってしまう。そのため、フロントエンドモジュールでは、信号の時間的なばらつきを数 ns におさえなくてはならない。

1 台のフロントエンドモジュールは 16 本の PMT からの信号、つまり 16 チャンネルの信号をカバーしているが、フロントエンドモジュールにはテスト端子というものがあり、ここから信号を入力することによって 16 チャンネル全てに同時に信号を入力することができる。テスト端子についての概略図を図 6.4 に示す。TDC およびパターントリガモジュールへ出力される 16 チャンネルの信号が時間に関する情報を含んだ信号であるのでテスト端子を使って、これらの信号が各チャンネルごとにどれだけばらつくかを測定した。テスト端子から 16 チャンネルに同時に信号を入力し、

TDC およびトリガーマジュールへの出力信号の 0 チャンネルに対する他チャンネルの相対的な時間のばらつきを調べた。理想的にはこのばらつきは 0ns になるはずであるが実際にはそうはならない。結果を図 6.5 に示す。フロントエンドモジュールではこのばらつきは数 ns であることが要求されるが、測定の結果 TDC、パターントリガーマジュールへの出力信号の時間的なばらつきは共に  $\pm 0.8\text{ns}$  程度となった。

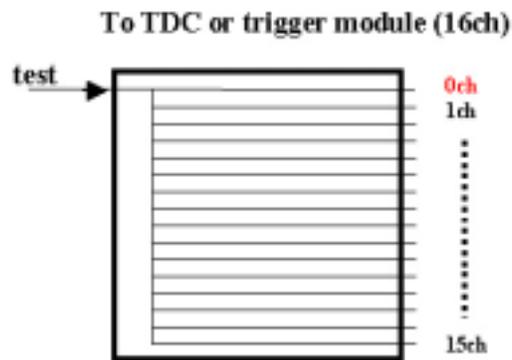


図 6.4: フロントエンドモジュールのテスト端子の概略図

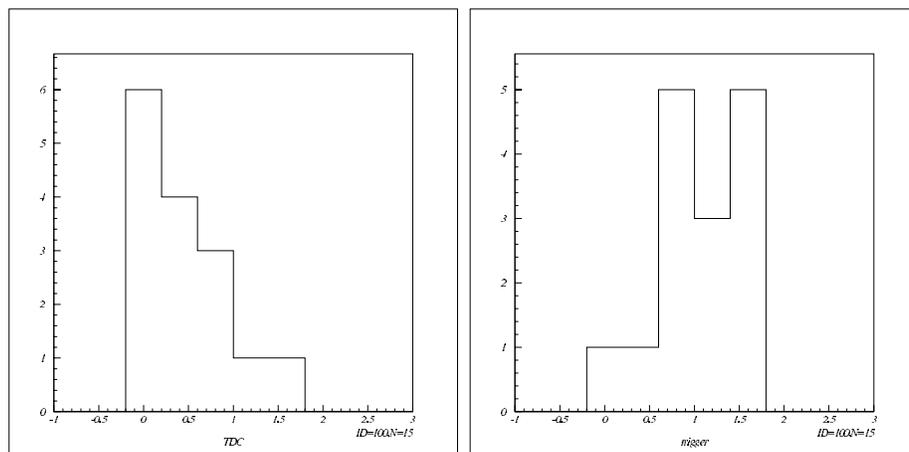


図 6.5: TDC およびトリガーマジュールへの出力信号のばらつき (横軸が時間 [ns]、縦軸がカウント数)

## 第7章 結論

山形大学では、CANGAROO III のために「回路の高速化をはかる」、「広いダイナミックレンジを得る」および「信号の時間的なばらつきを数 ns におさえる」という目的でフロントエンドモジュールの開発をおこなってきた。まず、「回路の高速化をはかる」ために、インタフェースをすべて VME 規格で統一した。残りの 2 つについては、オフセット、ノイズをおさえ抵抗の最適値をもとめることなどを行い、フロントエンドの精度を初期のものよりもかなりよいものにすることができた。

その結果は以下ようになった。

- フロントエンドモジュールにはシャワー軸から半径 300m ほどの有効面積、300GeV 程度から 100 倍程度のダイナミックレンジが求められるが、前章で述べた通り、実際には、シャワー軸から半径 300m 以内でフロントエンドモジュールは 75 倍のダイナミックレンジを実現することができた。つまり、300GeV から 23TeV までのエネルギー領域ならば精度よく観測することができる。

このエネルギー領域と GLAST のカバーするエネルギー領域とあわせることで、いままでの観測における EGRET とチェレンコフ望遠鏡とのエネルギーギャップを埋めることなどができる。また、

- ガンマ線によるフォトン特性からバックグラウンドをおとすために、回路のタイミング精度を  $\pm 0.8\text{ns}$  におさえたことにより、300GeV の低エネルギーでもバックグラウンドに埋もれず、ガンマ線による情報を有意に抜き出すことができる。

フロントエンドモジュールに求められた値は  $\pm$  数 ns であったので、よい結果が得られたことになる。

順調に行けば、2002 年 3 月から望遠鏡の建設がはじまり、5 月から稼働し、キャリブレーションおよび試運転等が行われる予定である。

## 付録A プロトンの衝突を起源とするガンマ線のエネルギー

実験室系で、エネルギー  $E_1$  のプロトン  $p_1$  と静止したプロトン  $p_2$  (静止エネルギー  $m_0c^2$ ) が衝突したとすると、これを重心系で見たときの  $p_1$ 、 $p_2$  のエネルギーは

$$E'_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}E_1 - \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\sqrt{E_1^2 - (m_0c^2)^2} \quad (\text{A.1})$$

$$E'_2 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}m_0c^2 \quad (\text{A.2})$$

となる。重心系でみているのでこの2つのエネルギー  $E'_1$ 、 $E'_2$  が等しくなっているため  $E'_1 = E'_2$  とし  $\beta$  をもとめると

$$\beta = \frac{E_1 - m_0c^2}{\sqrt{E_1^2 - (m_0c^2)^2}} \quad (\text{A.3})$$

となる。プロトンの衝突によって生成される  $\pi^0$  が崩壊したときに放出する2本のガンマ線のエネルギーは重心系でおおよそ 67MeV である。このガンマ線を実験室系で見たときのガンマ線のエネルギーをもとめるには前程もとめた  $\beta$  にマイナスをつけてローレンツ変換すればよいので、ガンマ線のエネルギーは  $E'_\gamma$  は、

$$E'_{\gamma 1} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}E_\gamma - \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}cp \quad (\text{A.4})$$

となる。  $\beta = 1$  と近似し、また  $E = cp = 67\text{MeV}$  であることを使うと上式 A.4 は、

$$E'_\gamma(\text{MeV}) = 67 \times 2 \times \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{A.5})$$

となる。式 A.3 でもとめた  $\beta$  をこの式 A.5 に代入すると

$$E'_\gamma(\text{MeV}) = 67 \times 2 \times \sqrt{\frac{E_1^2 - (m_0c^2)^2}{2E_1m_0c^2}} \quad (\text{A.6})$$

となりガンマ線のエネルギーがもとまる。

## 付録B ブレーザーの放射領域のスケール

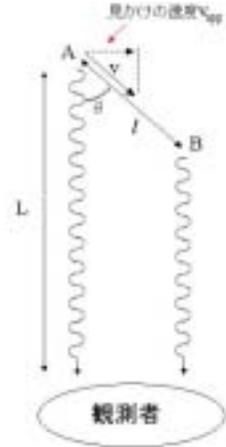


図 B.1: ジェットの A 地点から B 地点まで移動を観測したときの概略図

活動銀河核のジェット構造変化を観測すると、多くの場合に放射の強い場所が見かけ上光速以上で移動していく超光速運動が検出されている。超光速運動といっても実際に放射体が光速以上で運動しているわけではない。図 B.1 に示すように、観測者がジェットを観測するときみかけの移動速度は実際速度よりも非常に速く見える。これは、視線方向とジェットのなす角が小さいほど顕著にみられる。図 B.1 に示すように、ジェットの速度を  $v = c\beta$ 、ジェットが視線方向となす角を  $\theta$  とすると、ジェットが A 地点から B 地点へ移動した場合、A から発せられた光が観測地点に到達するまでの時間を  $t$ 、B から発せられた光が観測地点に到達するまでの時間を  $t'$  とすると

$$t = \frac{L}{c} \quad (\text{B.1})$$

$$t' = \frac{l}{v} + \frac{L - l\cos\theta}{c} \quad (\text{B.2})$$

となる。観測地点での時間差  $\Delta t = t - t'$  は

$$\Delta t = \frac{l}{v} - \frac{l\cos\theta}{c} \quad (\text{B.3})$$

となるのでみかけの移動速度  $v_{app} = l\sin\theta/\Delta t$  は、

$$v_{app} = \frac{v\sin\theta}{1 - \beta\cos\theta} \quad (\text{B.4})$$

となることがわかる。例えば  $\cos\theta = \beta$  のときにはジェットのローレンツ因子を  $\gamma$  とすると、式 B.4 より  $v_{app} = \gamma v$  となる。このときの  $\gamma$  は個々の電子のローレンツ因子ではなくて、ジェット全体のローレンツ因子である。

また、特殊相対論から、ジェット固有系で測った時間間隔  $\Delta t_s$ 、振動数  $\nu_s$  と観測される時間間隔  $\Delta t_{ob}$ 、振動数  $\nu_{ob}$  の間には

$$\Delta t_{ob} = \frac{\Delta t_s}{\sigma} \quad (\text{B.5})$$

$$\nu_{ob} = \nu_s \sigma \quad (\text{B.6})$$

の関係があることにある。ここで

$$\sigma = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (\text{B.7})$$

である。このとき  $\sigma$  はビーミング因子と呼ばれる。例えば  $\cos \theta = \beta$  に対しては  $\sigma = \gamma$  となる。また、前に示したようにこのときのジェットのみかけの移動速度は  $v_{app} = \gamma v$  となるので、みかけの移動速度からビーミング因子  $\sigma$  がもとまる。単純に考えれば光速度に時間変動をかけた値  $c\Delta t_{ob}$  が放射領域のスケールに相当する。しかし、ブレイザーの場合、強くビーミングしていることを考えると、式 B.5 を用いてさらにビーミング因子をかけた値  $c(\sigma\Delta t_{ob}) = c\Delta t_s$  が実際の放射スケールに相当することになる。

# 謝辞

本研究にあたり、終止御指導頂きました郡司修一助教授、櫻井敬久教授、門叶冬樹助手に深く感謝いたします。また、実験の際に大変お世話になりました京都大学谷森達教授、窪秀利助手、渡部至緒女史に深く感謝いたします。その他様々な助言・御協力頂きました CANGAROO Collaboration の皆様に深く感謝いたします。

この論文を書くにあたって電磁気学研究室の方々-M2 の澤木勇一氏、鈴木利治氏、前田琢哉氏、松本匡史氏、M1 の青木俊也氏、氏家夏樹氏、齋藤信人氏に深くお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] 桜井邦朋 ”宇宙の姿”, 共立出版
- [2] 岩波 ”理化学辞典”, 第3版増補版, 1981
- [3] 平林 久 ”日本物理学会誌”, Vol.56, 2001, 309
- [4] 日本惑星協会 ”アレシボ電波望遠鏡による地球近傍物体探査 2002 年も継続”,  
[http://www.planetary.or.jp/HotTopics/topics-011226\\_1.html](http://www.planetary.or.jp/HotTopics/topics-011226_1.html)
- [5] 牧 謙一郎 ”直径 3 万 km の超巨大望遠鏡”,  
<http://www.radionet.isas.ac.jp/maki/VLBI.htm>
- [6] 国立天文台 VERA 推進室 ”VERA 計画について”,  
<http://veraserver.mtk.nao.ac.jp/VERA/keikaku.htm>
- [7] 国立天文台 ”日韓 VLBI 成功”,  
<http://www.noa.ac.jp/VLBI/>
- [8] S・ワインバーグ著 小尾信彌 ”宇宙創成はじめの三分間”, ダイヤモンド社
- [9] NASA ”DMR Images”, [http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cmb\\_fluctuations\\_big.gif](http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cmb_fluctuations_big.gif)
- [10] すばる望遠鏡 ”2001 年 4 月 30 日”,  
[http://www.subaru.naoj.org/Science/press\\_release/2001/04/Fig4\\_j.gif](http://www.subaru.naoj.org/Science/press_release/2001/04/Fig4_j.gif)
- [11] NASDA ”人工衛星・COBE”,  
[http://spaceboy.nasda.go.jp/db/Kaihatu/Eisei/Eisei\\_J/Cobe\\_j.html](http://spaceboy.nasda.go.jp/db/Kaihatu/Eisei/Eisei_J/Cobe_j.html)
- [12] NASDA ”宇宙背景放射”,  
[http://spaceboy.nasda.go.jp/note/shikumi/J/shi105\\_housya.html](http://spaceboy.nasda.go.jp/note/shikumi/J/shi105_housya.html)
- [13] 早川幸男、佐藤文隆、松本敏雄編 ”現代の宇宙論”, 名古屋大学出版会
- [14] 須藤 靖 ”ダークマターと銀河宇宙”, 丸善株式会社
- [15] NASA ”Map Mission Overview”,  
[http://map.gsfc.nasa.gov/m\\_mm/ob\\_tech1.html](http://map.gsfc.nasa.gov/m_mm/ob_tech1.html)
- [16] PLANCK ”PLANCK”,  
[http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/science/exec\\_summ.html](http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/science/exec_summ.html)
- [17] ESO ”ESO Press Release 01/01(2001.01.10)”,  
<http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2001/pr-01-01.html>

- [18] LIRA ”赤外線とは?”,  
<http://www.ir.isas.ac.jp/ASTRO-F/intro/ir-intro.html>
- [19] ISAS ”ASTRO-F”,  
<http://www.isas.ac.jp/j/enterp/missions/astro-f/cont.html>
- [20] LIRA ”ASTRO-F で何を見るか?”,  
<http://www.ir.isas.ac.jp/ASTRO-F/intro/star.html>
- [21] biomasachan ”ハッブルの法則”,  
<http://www.d-b.ne.jp/biomasa/kagaku/kagaku14.htm>
- [22] J.Silk ”THE BIG BANG”, FREEMAN
- [23] B.Schwarzschild ”パリティ”, Vol.14,No.02,1999-02,34
- [24] EUVE ホームページ <http://ssl.berkeley.edu/euve>
- [25] 小山勝二 ”X 線で探る宇宙”, 倍風館
- [26] 河合誠之 ”日本物理学会誌”, Vol.56,2001,909-917
- [27] 大橋隆哉 ”日本物理学会誌”, Vol.56,2001,932-941
- [28] ISAS ”銀河団におけるダークマターの分布と総質量の決定”,  
[http://www.isas.ac.jp/j/enterp/missions/asca/achiev/two\\_07.html](http://www.isas.ac.jp/j/enterp/missions/asca/achiev/two_07.html)
- [29] B.N.Swanenburg et al. ”ApJ”, 243,L69
- [30] CGRO ホームページ  
<http://coss.gsfc.nasa.gov/index.html>
- [31] NASA ”Major EGRET Discoveries”,  
<http://lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/gamcosray/EGRET/highlights.htm>
- [32] BATSE ホームページ  
<http://coss.gsfc.nasa.gov/batse/index.html>
- [33] P.Mészáros et al. ”ApJ”, 415,181
- [34] OSSE ホームページ  
<http://osse-www.nrl.navy.mil/osselib.htm>
- [35] COMPTEL ホームページ  
<http://coss.gsfc.nasa.gov/comptel/index.html>
- [36] 森 正樹 ”「宇宙線物理学」図表集”,  
[http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/morim/CR-Physics/gro\\_detchar.gif](http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/morim/CR-Physics/gro_detchar.gif)
- [37] ISAS ”電子陽電子消滅線”,  
<http://www.isas.ac.jp/docs/ISASnews/No.202/micro.html>

- [38] 天文・宇宙”原始星”,  
<http://www5a.biglobe.ne.jp/k-street/mixing/utyu/temmon/tenmon.htm>
- [39] 釜江常好、大杉 節”極限状態の宇宙をガンマ線で探る：GLAST 衛星計画”,  
<http://www-heaf.hepl.hiroshima-u.ac.jp/glast/jpamph/ButsuriF99-text.pdf>
- [40] G.Amelino-Camelia et al.”Nature”,393, 1998,763
- [41] 小田 稔、西村 純、桜井邦朋 ”宇宙線物理学”, 朝倉書店
- [42] 佐藤文隆、原 哲也 ”宇宙物理学”, 朝倉書店
- [43] 島貫真樹子、山形大学修士論文、2001
- [44] 柴田晋平 ”パリテイ”,Vol.12,No.02,1997-02,8
- [45] J.M.Fierro et al. ”ApJ”, 494,734
- [46] 柴崎徳明 ”中性子星とパルサー”, 倍風館
- [47] 平林裕之、山形大学修士論文、2000
- [48] J.K.Daugherty ”ApJ”, 252,337
- [49] K.S.Cheng et al. ”ApJ”, 300,500
- [50] M.De Naurois et al. ”ApJ”, 566,343
- [51] T.Tanimori et al. ”ApJ”, 492,L33
- [52] 高原文郎 ”日本物理学会誌”,Vol.53,1998,405
- [53] J.A.Gaidos et al.”Nature”,383, 1996,319
- [54] S.C.Unwin et al.”Astrophys.J”,289, 1985,109
- [55] K.Mannheim ”Astron.Astrophys”,269, 1993,67
- [56] 村上敏夫 ”パリテイ”,Vol.12,No.11,1997-11,38
- [57] 中村卓史、谷口敬介 ”パリテイ”,Vol.13,No.06,1998-06,56
- [58] M.J.Rees and P.Mészáros ”Man.Not.R.astr.Soc”,258, 1992,41p
- [59] T.Totani ”ApJ”,502, 1998,L13
- [60] K.Hurley et al.”Nature”,372, 1994,652
- [61] I.R.Leonor et al.”ICRC”, 1999,OG2.3.06
- [62] R.Atkins et al.”ApJ”,533, 2000,L119
- [63] B.Paczyński ”ApJ”,494, 1998,L45

- [64] L.Piro "Astro-ph",9902013, 1999
- [65] A.M.Atoyan and F.A.Aharonian "Man.Not.R.astr.Soc",278, 1996,525
- [66] T.Tanimori et al."ICRC", 2001,OG2.02
- [67] T.Tanimori et al."Astrophys.J",497, 1998,L25
- [68] H.Muraishi et al. "A & A",v.354, 2000,L57
- [69] N.Hayashida "ApJ",504, 1998,L71
- [70] R.J.Protheroe et al. "Astro-ph",0005349, 2000
- [71] 奥村公宏 "ICRR ニュース No.47",2001,p5,  
<http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/index-j.html>
- [72] L.Maraschi et al. "ApJ",526, 1999,L81
- [73] 速水祥和、東京工業大学修士論文、1997
- [74] 森 正樹"TeV 線天文学の現状と将来",  
<http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/morim/proc/heapa2000.pdf>