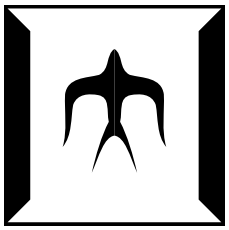


卒業論文
1999年3月

VMEによる “すばる”用データ収集システムの開発

浅原 明広
95-0059-5

東京工業大学理学部物理学科
渡邊・谷森研究室

概 要

現在γ 線天文学に於いて、γ 線パルサーのパルス成分の “エネルギーの切断” があると考えられている 10GeV から 300GeV のエネルギー領域での観測が欠落している。

本研究では、この領域を狙うべく、日本がハワイのマウナ・ケア山頂に建設中の大型光学望遠鏡 “すばる” をチェレンコフ望遠鏡として用いるための、VME によるデータ収集システムを新たに開発した。

目 次

第 1 章　γ 線天文学入門 **5**
1.1　γ 線天文学とは何だろうか？ 5
1.2　そこには何があるのか？ 5
1.3　γ 線を見る目 13
1.3.1　宇宙観測 13
1.3.2　地上観測 18
1.4　”すばる”で γ 線をみる意義とは 24

第 2 章　“すばる” による γ 線観測シミュレーション **28**
2.1　空気シャワーによるチェレンコフ光の発生過程 29
2.2　シュミレーション方法 30
2.3　シミュレーション結果 37

第 3 章　”すばる”用 γ 線データ収集システム “γ-dass” **41**
3.1　エレクトロニクス 42
3.1.1　CAMAC 43
3.1.2　VME 44
3.1.3　計算機とオペレーションシステム 48
3.2　データ収集システム概観 49
3.2.1　システム構成 49
3.2.2　計算機処理とプログラム 52
3.3　Dead time 計測 55

第 4 章　結論 **59**

図 目 次

1.1 振動数に対する温度の関係 (a) と大気の透過度の関係 (b) 6
1.2 宇宙線のスペクトル 8
1.3 AGASA でとらえられた 10^{20}eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線。 9
1.4 パルサー概念図 10
1.5 AGN 概念図 11
1.6 超新星爆発での衝撃による粒子の加速 12
1.7 CGRO 概観図 13
1.8 EGRET 14
1.9 Third EGRET Catalog 15
1.10 6 つのパルサーのエネルギーに対するフラックス 16
1.11 BATSE カタログ 17
1.12 X 線衛星”ぎんが”の捕らえたシンクロトロン吸収線 17
1.13 チェレンコフ望遠鏡の例:CANGAROO 18
1.14 Crub Nebura からの TeV 領域エネルギースペクトル 20
1.15 SSC model と観測値との比較 21
1.16 Mrk 421 多波長測定 22
1.17 Mrk 421 スペクトル 23
1.18 最大級の空気シャワーアレイ 24
1.19 かに星雲の多波長エネルギースペクトル 26
1.20 パルサーの放射モデルによるスペクトルの違い 26
1.21 次期大型 γ 線衛星 GLAST 27

2.1 すばる望遠鏡外観 28
2.2 空気シャワー概念図 29
2.3 すばる望遠鏡主鏡付近の設計図 31
2.4 光電子増倍管の分光特性 32
2.5 すばる用 γ 線カメラの設計図 33
2.6 1TeVγ 線のシャワーシュミレーション 34
2.7 3TeV 陽子のシャワーシュミレーション 34
2.8 陽子と γ 線の像の比較 35
2.9 トリガー 3×1 での有効検出面積 36
2.10 トリガー 3×1 での γ 線エネルギースペクトル 36
2.11 トリガー 3×1 での陽子エネルギースペクトル 37
2.12 トリガー n=3 でのスペクトルの比較 39

2.13 トリガー $(n \times m)$ による SN 比の比較 40

3.1 基本的な DAQ の例 41
3.2 “γ-dass” 全体図 42
3.3 CAMAC 寸法図 44
3.4 CAMAC 概念図 45
3.5 TKO 概観 45
3.6 VME 寸法図 47
3.7 VME 概念図 47
3.8 ボードコンピュータの例 SUN spark 7V 48
3.9 タイミングチャート 49
3.10 エレクトロニクス全体のチャート図 51
3.11 UNIDAQ 使用画面 53
3.12 プログラム流れ図 54
3.13 単純ルーチンセットアップ図 55
3.14 単純ルーチンでの polling,interrupt の比較 56
3.15 実際のセットアップでの Live time 計測 57
3.16 テスト計測で得られたパルス情報 58

表 目 次

1.1 各地のチェレンコフ望遠鏡 19

2.1 夜光のみによるトリガー数 37

第1章　γ線天文学入門

1.1　γ線天文学とは何だろうか？

古来より1930年代までは、天文学といえばもっぱら可視光による観測が中心であったが、50年代に入ると、光の他波長での測定が始まった。電波領域では、電波パルサーの存在が明らかになり、最も衝撃的なものとしては、インフレーション宇宙論を裏付ける2.7Kの背景放射(The cosmic microwave background radiation)が観測された[1]。

一方、可視光より波長の短い、いわゆるX線の領域でも、数々の発見があった。宇宙から来るX線は、厚い大気のため地上では観測できない。そこで、はじめは気球を使って、その後技術の進歩と共に人工衛星を用いて、大気圏外での長期にわたる観測が行われた。その結果、可視光のみの観測では予想も出来なかった様々な新事実がもたらされた。X線パルサーのような、新しい天体の発見、ブラックホールの観測的な証拠などは、X線天文学がその魁となったものである。

そして、X線よりさらに波長の短い領域に科学者の興味が移っていくことは、自然な流れであろう。当初γ線の観測は気球が中心であり、困難を極めたが、1970年代の終りに次々と打ち上げられた2機の観測衛星、SAS-II,COS-Bがすばらしい成果をもたらした。γ線天文学のはじまりである。

1.2　そこには何があるのか？

ここで、我々がなぜγ線領域を探ろうとしているのか、その動機についていくつか述べておこう。

宇宙線

γ線を含め、宇宙からやって来て地球に降ってくる様々な粒子を総称して、一般に宇宙線[1]と呼んでいる。

研究者たちが、宇宙線を追う理由は様々である。

例えば、銀河のエネルギー収支の一要素として興味ぶかい。宇宙線の平均的なエネルギー密度は、およそ~1 $\mathrm{MeVm}^{-3}(MeV = 10^6 eV)$であると計算されている。これは、太陽系内磁場のエネルギー密度$(0.2\ \mathrm{MeVm}^{-3})$に近い値となっている。同時に、銀河内の磁場や宇宙背景放射によるエネルギー成分に匹敵する大きさであり、宇宙線が銀河内のエネルギーバランスにおいて、重要な役目を担っていることがわかる。このような銀河内宇宙

[1]その約98%が陽子などの核子。約2%が電子である。核子のうち87%が陽子で、12%がヘリウム原子核。のこりの1%程が重い原子核たちとなっている。

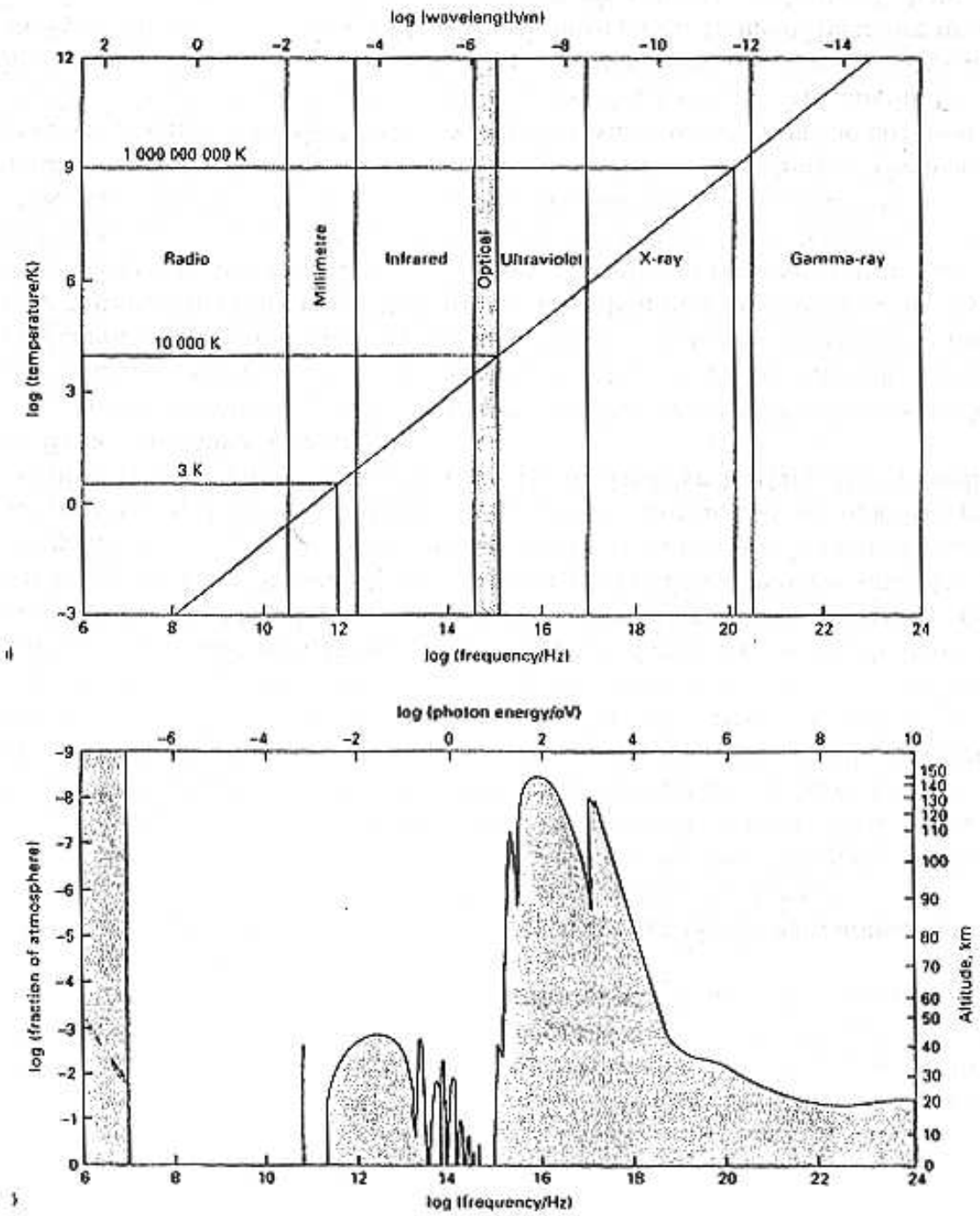


図 1.1: (a) 振動数に対する温度の関係。温度は黒体放射を仮定し、振動数との関係は $\nu_{MAX} = 10^{11}(T/K)$ Hz; $\lambda_{MAX}T = 3 \times 10^6$ nmK によって得られる。
(b) 振動数に対する大気の透過度の関係。可視光、および比較的波長の短い電波のみが地上で観測できる"窓"を持っていることがわかる。X 線、γ 線を直接観測するためには、宇宙空間に出なければならない。

線を常時供給しつづけるためには、莫大なエネルギーが必要であり、それを可能とする天体は超新星爆発や、その後に残る超新星残骸ぐらいであろう。

また、宇宙線は元素の合成過程についてもたくさんの情報を我々に与えてくれる。太陽系外から地球にやってくる数多くの元素の源は宇宙線であり、宇宙線を調べることによって、その発生源でどんな核合成過程がとられたのか、おおよその描像を得ることができる。

しかし、最大の謎は宇宙線の起源である。宇宙線は 1910 年代に発見され [2]、今日まで様々な手法で精力的に観測が続けられてきたにもかかわらず、その起源についてはいまだに謎に包まれている。その謎を解き明かすことこそ、γ 線天文学の大きな目標のひとつといってもよい。

高エネルギーの背後にあるものは？

宇宙線のエネルギー領域は非常に幅広い (図 1.2)。これは宇宙線の大きな特徴のひとつである。まず、エネルギーの下限はおよそ 10^6eV 程度である。これ以下のエネルギーの低い粒子は、太陽から常に吹き出されている太陽風の影響で、太陽系内深くまで入ってくることができない。これは、基本的な拡散方程式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\nu_i n) + \frac{\partial}{\partial E}(nb(E)) - \frac{\partial}{\partial x_i}(\kappa_{ij}\frac{\partial n}{\partial x_j}) = 0 \qquad (1.1)$$

より導かれる。ここで、n は宇宙線粒子の数密度、κ は拡散計数 (テンソル)、ν は太陽風の速度である。一方、エネルギーの上限は、およそ 10^{20}eV ということになっている。これ以上エネルギーの高い粒子は、2.7K 宇宙背景放射として宇宙に満ちている低エネルギー光子と

$$\gamma + P \to \pi^0 + P \qquad \text{or} \qquad \gamma + P \to \pi^+ + N$$

の相互作用をおこしてしまい、地球にはたどりつけないはずである (Greisen-Zatsepin-Kuz'min cut off [2])。実に 10^{14} 倍。これだけ幅広いエネルギー領域となると、自ずとその背後にある物理現象は異なったものであるだろう。

10^6eV から 10^{11}eV 程度にかけての比較的低エネルギーの宇宙線に関しては、シンプソンらが詳細な説明を試みていて [4]、それ以上のいわゆる高エネルギー宇宙線についても、様々な説が議論されている。しかし、その確定的な証拠はいまだ得られていない。その意味で、この領域での詳細な観測が重要なのである。

また、宇宙線のなかでも、本論文で取り上げる γ 線は、さらに貴重な情報を運んできてくれる。

銀河内には数 μG の磁場が存在する。陽子に代表される荷電粒子は、磁場によって曲げられ、散乱し、自分がやってきた方向を忘れてしまう。例えば、10^{15}eV の粒子ならば、0.3 光年で数十度も曲げられてしまう。一方、光子は電気的に中性な粒子であるから、到来方向の情報を保持したまま、地球にやってくる (この意味で同じ中性粒子ニュートリノについの研究も重要である)。つまり、γ 線の発生源を特定できる (可能性がある) のである。発生源を特定することができれば、X 線、可視光、赤外、電波、あらゆる波長による観測を

[2] 最近では AGASA(空気シャワーアレイ:後述) で 10^{20}eV を超える粒子もいくつか検出されており、議論を呼んでいる (図 1.3: [3])

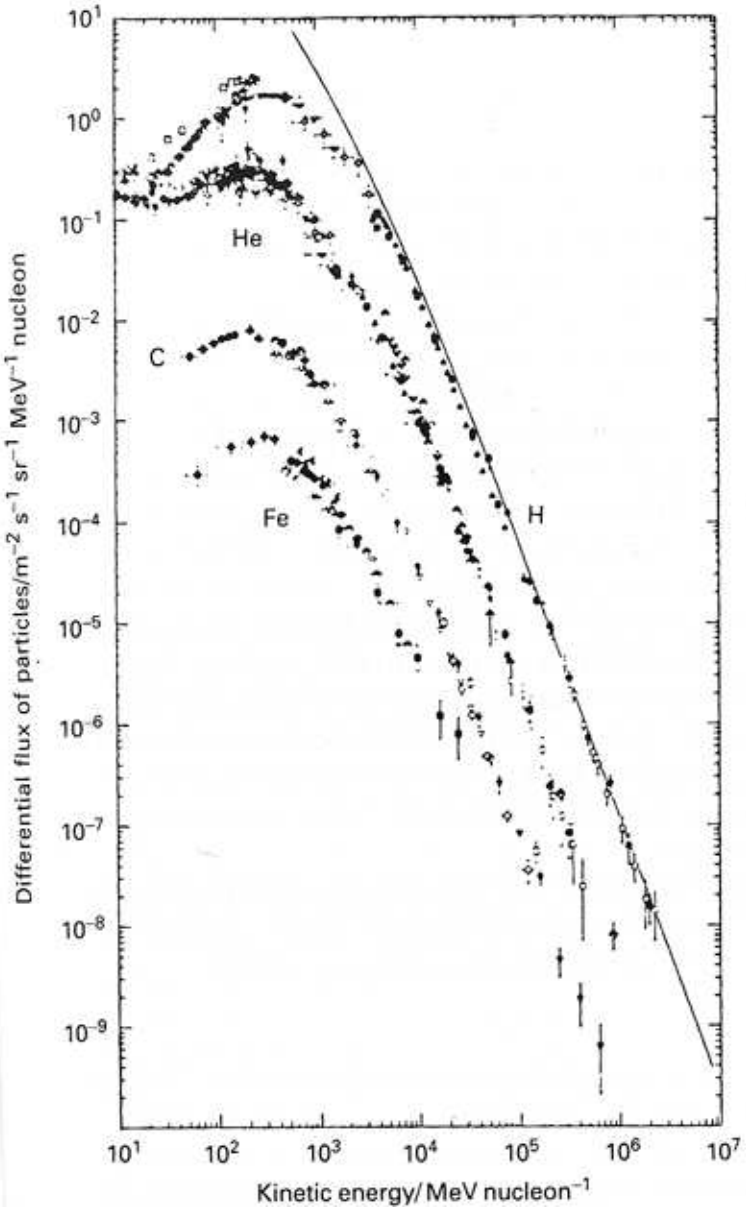


図 1.2: 宇宙線のエネルギースペクトル。高エネルギーの宇宙線ほど、地上に降り注ぐ数は少なくなっているのがわかる。

行って、γ 線源となっている天体を同定することができ、そこで起きている天体現象を多角的に分析することが出来るのである。このような観点から、現在までに同定された γ 線源天体は数種類ある。以下でそのいくつかについて解説しよう。

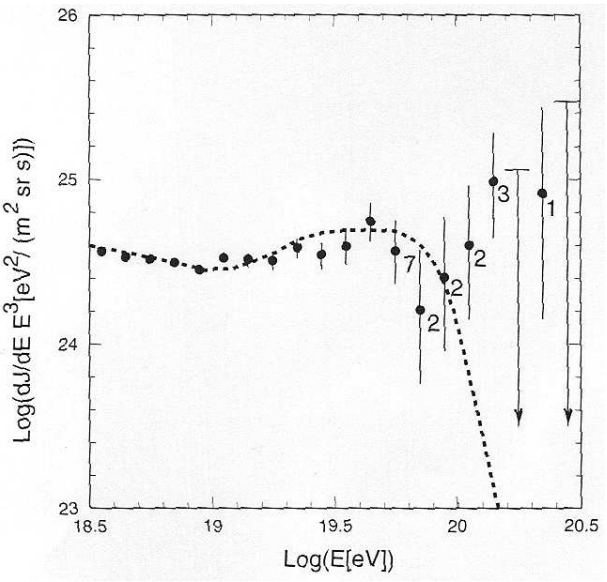


図 1.3: AGASA でとらえられた 10^{20}eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線。

γ 線点源候補天体

光を電磁場で高エネルギーに加速することは当然出来ない。よって、高エネルギー γ 線の背後には、その γ 線を放射した荷電粒子が存在するはずである。荷電粒子からの γ 線放射には、以下のようないくつかの過程が考えられている。

逆コンプトン散乱 高エネルギー電子と周囲の低エネルギー光子との散乱により、光子がエネルギーを獲得する。光密度の高い領域で有効である。

シンクロトロン放射 高エネルギー荷電粒子が磁場中で加速を受けると、荷電粒子の周囲の電磁波がふり落とされ、γ 線として放射される。強磁場中で有効。

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

以上のような過程により、数十 GeV ~ TeV 程度の γ 線を作るためには、少なくとも数 TeV 程度まで高エネルギー荷電粒子を加速しなければならない。以下にのべるのは、そのような強烈な加速が可能であると考えられ、実際の観測でも位置が同定されている γ 線源天体である。

まず、ひとつ目は γ 線パルサーと呼ばれているもので、代表的なものにかにパルサー (Crub pulser) がある。一般的にパルサーは、質量が太陽質量の約 8 倍以上の巨大な恒星が、II 型超新星爆発[3]をおこした時につくられる中性子星である。典型的な中性子星パルサーは、中心密度は 10^{15} g/cm^3、質量は太陽質量の 1.4 倍程度、半径は約 10km ほどで、

[3]超新星爆発には、大きくわけて I 型、II 型がある。簡単にいえば、I 型は典型的な帯状のスペクトルがみられる比較的おだやかな爆発で、II 型は太陽質量の 8 倍以上の巨星にみられる激的な爆発であり、そのスペクトルは様々で、後に中性子星を残す。

表面の地場の強さは約 10^{12} G と考えられている。また、1 秒 ~ 10 ミリ秒の周期で自転していて、このため、自転周期に同期して電磁波を放出していて、パルサーのほとんどは電波領域で観測できる電波パルサーとして知られている。

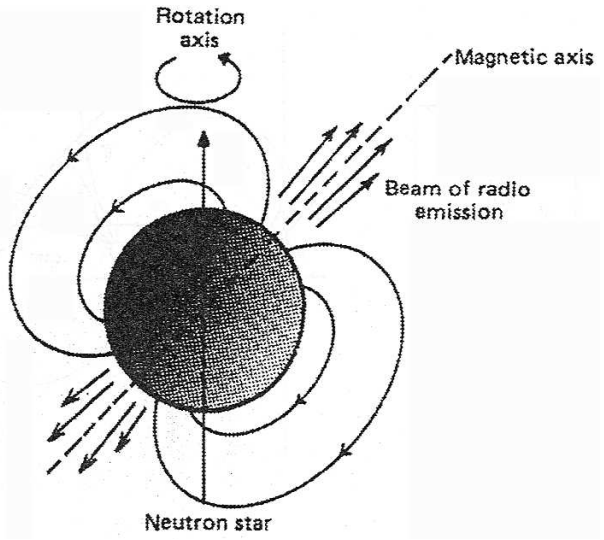


図 1.4: パルサー概念図

パルサーのエネルギー放射源は、回転のエネルギーであると考えられている。例えば、かにパルサーは自転周期 33msec、周期の減衰率は 13.5×10^{-6} sec $\cdot$ year^{-1} と観測されていて、ここから計算される回転エネルギーの放出率は $\sim 4.7 \times 10^{38}$erg/sec で、これは観測と一致している。具体的なエネルギー放出過程として、最も簡単な双極子放射を考えるのは自然である。自転軸と垂直な双極子モーメントの成分を $m_\perp$ とし、中性子星表面 (R$\sim 10^6$ cm) での磁場の強さを $B \sim m/R^3 > m_\perp/R^3 \sim 10^{12}$ G として計算すると、

$$L = \frac{2m_\perp^2 \Omega^4}{3c^3} \sim 3 \times 10^{37} (\frac{B}{10^{12}\ \mathrm{Gauss}})^2 (\frac{P}{33\ \mathrm{msec}})^{-4}\ \mathrm{erg/sec}$$

となる。観測によれば、かに星雲から放出されているエネルギーは $\sim 10^{37}$erg/sec とされているので、計算結果はよく合っている。このようなパルサーからの γ 線放射は、素過程として高エネルギーの電子がシンクロトロン放射か、逆コンプトン散乱によって高エネルギー γ 線を放出するものと考えられる。しかし、その” 種” となるべき電子をいかに加速し得るか？どのようにして回転のエネルギーを効率良く電子のエネルギーに転換するのか？その理論はいまだ十分ではない。

次に代表的な γ 線源としては、活動銀河核 (Active Galactic Nucleus : AGN) があげられる。AGN とは、普通の銀河とは桁外れに激しい放射をおこしている天体の総称である。活動銀河核の中心には、大質量 (太陽質量の 10^6 から 10^9 倍) のブラックホールがあり、その周辺にガス物質が落下することにより降着円盤が形成される。それと同時にブラックホールの中心から、外へジェットが噴出し、非常に強い放射が起こるといわれている (図 1.5)。つまり、このジェットが地球の方向を向いている活動銀河核が、高エネルギーの γ 線源となっているようである。

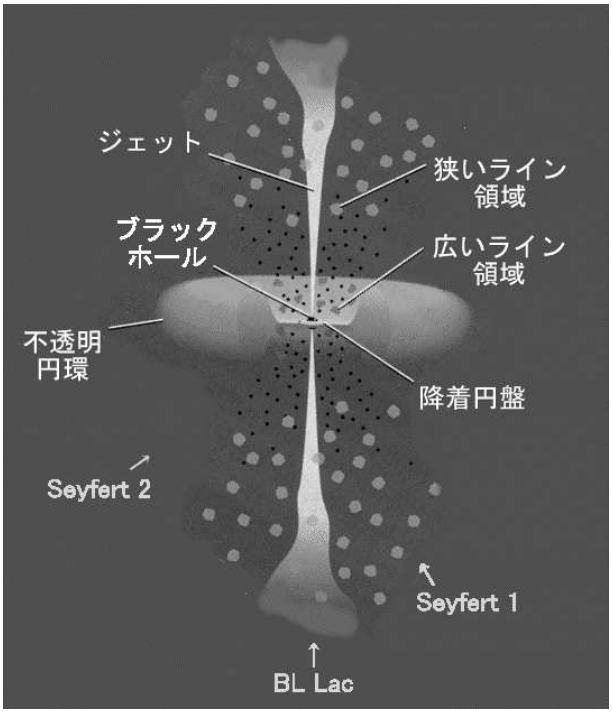


図 1.5: AGN 概念図。中心部から吹き出されるビームの方向に観測者 (地球) が存在すれば BL-Lac 天体 (ブレーザー)、ビームからはずれた方向をみているならば Seyfert 銀河、と観測されるものと考えられている。

AGN は電波、赤外線、可視光、X 線、γ 線のそれぞれの波長領域で観測されており、その特徴から電波銀河、セイファート銀河、クェーサー、BL Lac 天体といった分類がなされる。中でも、非常に高エネルギーな γ 線が検出されている AGN は、OVV(Optically Violent Variable) クェーサーと呼ばれる天体と、BL Lac 天体のみである。この 2 つは特徴がにていることもあり、まとめてブレーザー (BL Lac + quasar:Blazer) という。その特徴を列挙すると、

- 強い電波放射と平らな電波スペクトルを持つ。
- 放射強度は等方的な放射を仮定した場合 $10^{49}\mathrm{erg/s}$ と大きい。
- 強度の時間変動が激しい (可視光の場合、一週間で 2 倍ぐらい変わる)。

また、時間変動が激しいことから、放射領域は比較的コンパクトであると考えられる[4]。

ジェットからどのように高エネルギー γ 線が放出されているか、ということについては、中性子星パルサー同様、様々なモデルが考えられているが、いまだ不十分である。素過程としては、低エネルギー光子がジェット中の相対論的電子との逆コンプトン散乱によって、高エネルギー γ 線まで叩き上げられる過程が有力であり、このときの低エネル

[4]放射波は光の速度 (c) を越えることはない。よって、変動の時間幅を Δt とすると、放射領域 $R = \Delta t \times c$ と見積もられる。それ以上であれば、位相の違う波同士が打ち消し合って変動が見られないからである。

ギー光子の起源について、降着円盤からくるとする説 [12] と、逆コンプトン散乱に寄与する電子自身がシンクロトロン放射によって光子をつくっている、とする説 (Synchrotron Self-Compton:SSC model)[13] がある。

また、超新星残骸も γ 線源の候補になりうる。代表的な天体には SN1006 があげられる。超新星残骸での粒子加速は、図 1.6 にしめしたように、荷電粒子が “羽子板による羽根付き” のような加速 (これをフェルミの一次加速と呼んでいる) を受け、効率的な加速を受けるものと考えられている。このようにして加速された荷電粒子が逆コンプトン散乱もしくはシンクロトロン放射を起こして γ 線を放出するというところは、他の γ 線源と同様である。

以上のように、発生源を決定できる可能性がある、高エネルギー γ 線の研究は、高エネルギー発生源のダイナミックな天体現象の解明へと直接つながっているのである。

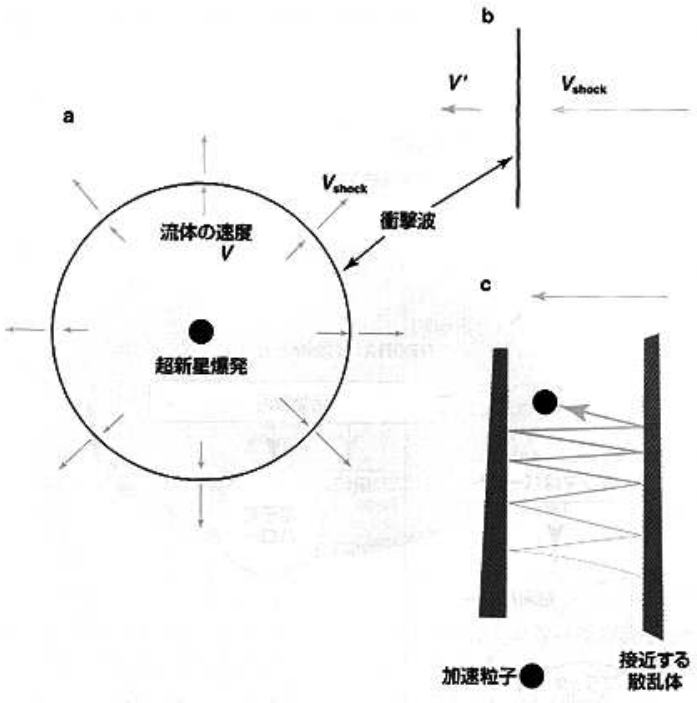


図 1.6: 超新星爆発で放り出された物質が、星のまわりの物質に衝突し、押し退け貯め込みながら広がる。その結果、衝撃波が形成され、その両側では流れの速度や物質密度が不連続に変化し、’跳び’をもつことになる。強い衝撃波では、’跳び’の大きさは定圧比熱の定積比熱に対する比 $\gamma(\simeq 5/3)$ で表され、衝撃波面は $V_{shock} = ((\gamma-1)2/\gamma)V$ で伝播する。(b) 衝撃波の静止系では、衝撃波を経験したあとの流れの速度 $V' = ((\gamma-1)/2\gamma)V$ である。(c) 粒子が巨視的質量を持った壁との正面衝突で跳ね跳ばされて、エネルギーを与えられる様子に例えた模式図 [5]

1.3 γ線を見る目

実際の観測方法ついての話に入ろう。γ線宇宙線はX線等にくらべて非常にフラックスが少ない(図1.2)。また、大気中原子核と相互作用を起こして、空気シャワーを形成し、地上に降ってくるころにはほとんどが、ニュートリノ、π粒子、電子、のいずれかに変わっている(空気シャワーに関しては、あとで詳しく論ずる)。このようなγ線を見るためには大きく分けて2通りの方法がある。ひとつは、宇宙空間に出てしまうことである。

1.3.1 宇宙観測

γ線天文学の先駆けとして、2つの衛星SAS-II,COS-Bをあげた。これらの衛星は35MeVから5GeVのエネルギー領域を手掛け、γ線のフラックスが銀河面に集中していることを明らかにした。また、とくにCOS-Bは6年半もの長期に渡って観測を続け、25個ものγ線点源を発見した。しかし、この頃の観測器は角度分解能が約1度程度であったため、これらのγ線点源を可視光やX線で知られている天体と対応づけることが難しく、Crabパルサー、Velaパルサー、AGN 3C273など、数個のγ線源を除いては、その正体をつきとめることは出来なかった。

この状況を打開し、革命的進歩を促したのがNASAのCompton Gamma Ray Observatory(CGRO)衛星である。1991年に打ち上げられたCGROは、4つの観測機器BATSE, OSSE, COMPTEL, EGRETを搭載し、あわせて20keVから30GeVまでのエネルギー領域をカバー出来る(図1.7)。さらにその検出感度と角度分解能はCOS-Bなどと比べ、1桁ほどよい。

ここでは、4つの検出器のうち、BATSEとEGRETを中心として、CGROのあげた成果について、簡単にまとめておこう。

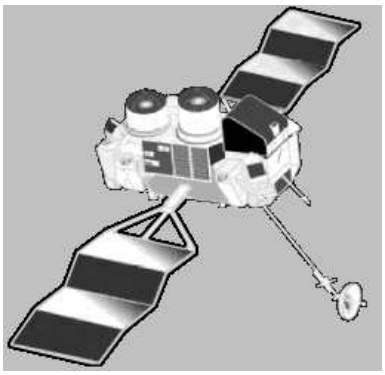


図 1.7: CGRO概観図

EGRET

EGRET は 20MeV から 30GeV の広いエネルギー範囲[5]での測定を可能にする大型スパークチェンバーである (図 1.8)。EGRET は長期にわたって全天の γ 線源を探し、γ 線源のマップをつくりあげた。図 1.9 は、1991 年 4 月から 1994 年 10 月に渡って観測されたものである。

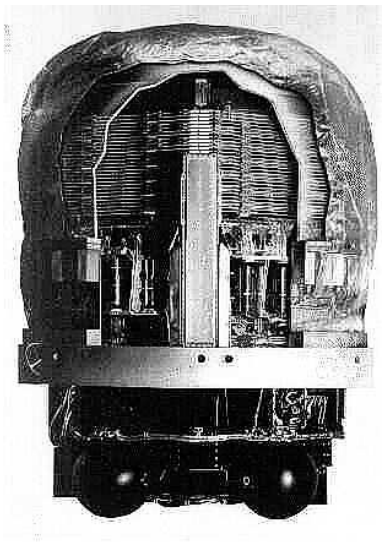


図 1.8: EGRET 検出器
荷電粒子バックグラウンドを除去するためのプラスチックシンチレータで 覆われた大型のスパークチェンバーで、入射 γ 線を電子対に変換し、記録する。電子対の飛跡から γ 線の入射方向がわかり、ある程度強い γ 線であれば、その位置を約 0.1 度の精度で決定できる。

EGRET よってはじめて発見された γ 線源は数多い。まず銀河面内では、6 つの γ 線源 Crab,Vela,Geminga,B1055-52,B1706-44,B1951+32 をパルサーとして同定した。その γ 線スペクトルは、はっきりと非熱的放射 (シンクロトロン放射や制動放射) であることを示しており、やはり非熱的放射が支配する電波領域よりも大きな強度であった。さらにスペクトルの特徴をいえば、6 つのパルサーのスペクトルの時間平均はインデックスが-1.39 から-2.07 の power law か broken power law でフィッテングできたが (図 1.10)、光曲線 (Light curve[6]) のパターンはバリエーションに富んでおり、普段一周期で二度の γ 線放射のピークがやってくるのだが、その時間や相対的な強度にばらつきがみられた。

また、銀河系外では 50 以上の γ 線源をブレーザー (blazar) クラスの AGN として同定した。多くのブレーザーと γ 線源との関連は、EGRET が発見した最もすばらしい成果のひとつといってよいだろう。COS-B の時代では、γ 線源として同定された AGN は、3C273 ひとつだけであったのである！

ただし、Sky map をみてわかるように、いまだに未同定な γ 線源 (Unidentified sources) も非常に多い。これら γ 線源の正体は不明であり、その解明が今後の課題であろう。

[5]ただし、10GeV 程度に γ 線フラックスの減少に伴う感度の cut off が存在する
[6]パルサー周期における放射強度の時間変化

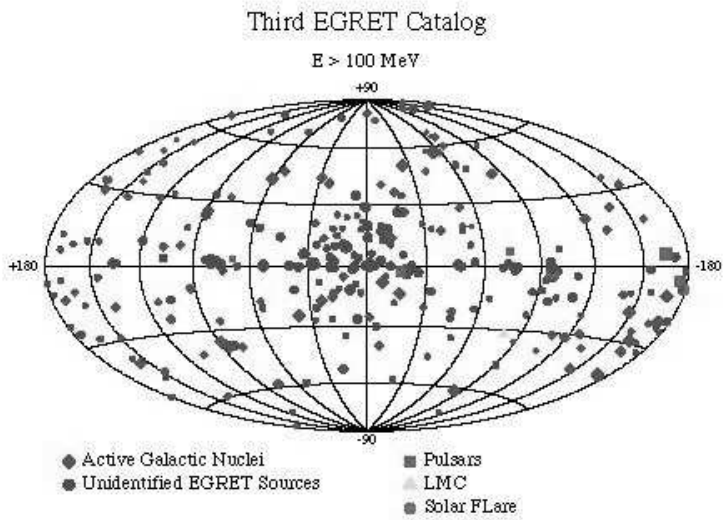


図 1.9: EGRET がとらえた γ 線源の全天におけるマップである。記号の大きさは点源の γ 線強度に対応している。ただし、EGRET のとらえた γ 線のうち、90%はいわゆる点源 (point source) ではなく拡散放射 (diffuse radiation) によるものであり、そのほとんどは銀河面に集中していた。図 1.9 はそれら拡散成分を統計的手法を用いて取り除き、点源のみをプロットしたものである。また、γ-ray バーストや太陽フレアによるものも除いてある。

BATSE

高エネルギー天文学最大の謎のひとつ、γ 線バースト (γ- ray burst:GRB) にいどんだのが、BATSE である。GRB とは、年間 1000 イベント程度、0.1 ~ 30 秒間全天が γ 線で非常に明るく照らされる現象である。1973 年のはじめての研究論文から 2000 を超える論文が発表されているが、その正体はおろか、距離さえ不明であった。この GRB に対し、1980 年代はじめの理解は次のようなものであった。GRB の中には、スペクトルの時間変動が短くてミリ秒ほどのものもある。このようなするどい変動が見えるには、その発生源のサイズがすくなくとも光速 (3×10^8 m/s)$\times$ ミリ秒 $=$ 300km と見積もられる。それ以上であれば、位相の違う波同士が打ち消し合って、鋭い変動が見られないからである。このようなコンパクトな天体としては中性子星 (10km 程度) やブラックホールが考えられる。そこで、多くの研究者は GRB は銀河系内の古い中性子星がその起源であると考えていた。また、GRB 中性子星説を裏付ける証拠が日本の X 線衛星「ぎんが」によって得られた。「ぎんが」は GRB の前後に X 線を放射しているものをはじめて発見し、さらにその X 線スペクトルのなかに、吸収線があるものを発見した (図 1.12)[6]。この吸収線は 10^{12} ガウス程度の磁場によるサイクロトロン吸収線と解釈できる。10^{12} という値はパルサー (多くは中性子星) に典型的なもので、説を強く支持するものとなった。

BATSE は、強度が減衰していく天体現象を発見することを目標とした検出器であり、25keV から 2MeV までの γ 線を非常に広い視野でとらえることが出来る。また、以前のもの (例えば Venera11 号,12 号や ASTRO B,C など) にくらべ感度も 10 倍ほど良いので、こ

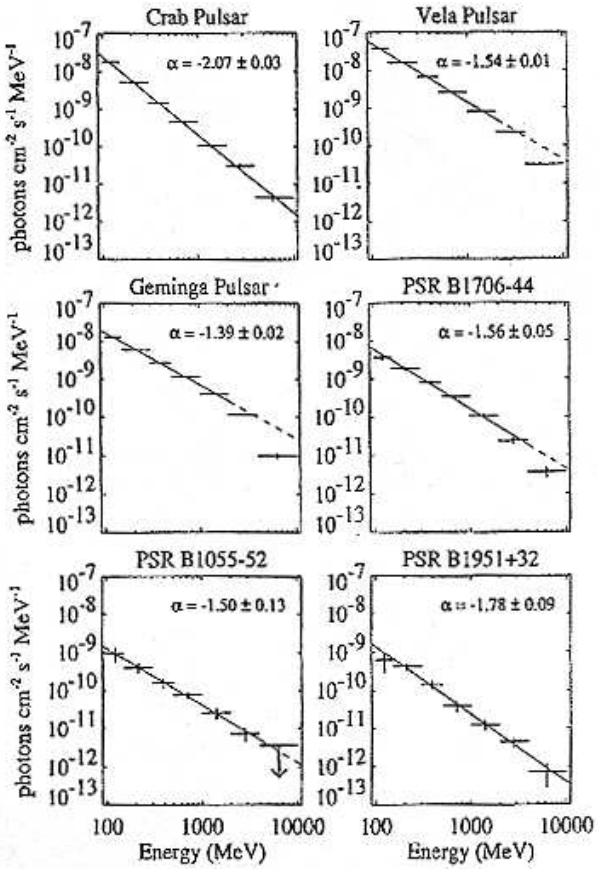


図 1.10: EGRET によってとらえられた 6 つのパルサーのエネルギーフラックス。値はパルサー周期時間の平均値でとられている。

れにより GRB が銀河面に集中している様子を確認するものと思われた。BATSE は 1997 年までに 1800 個もの GRB を捕らえた (図 1.11)。その結果は予想に反し一様等方であり、これにより GRB の起源は銀河系内の中性子星であるという理論は退けられた。BATSE によるもう一つの発見は、暗い γ 線源が期待されるよりも少なかった、ということである。このことを説明するためには、GRB は時空がユークリッドからはずれているのがわかるほど、遠くからやってくると考えざるをえないのである。

近年、位置精度数分角という高精度を誇る γ 線観測衛星 Beppo-SAX が登場し、GRB が宇宙論的距離にあるという証拠を次々と捕らえつつある。例えば、97 年 12 月 24 日に観測された GRB は、Beppo-SAX によってわりだされた位置情報を地上の望遠鏡群に連絡することによって、赤方偏移値 (Redshift)3.42 であり、非常に遠方にあるという証拠がえられた。GRB 1 イベントあたりのエネルギーは 10^{-5} から 10^{-3} erg/cm^2 であるから、放射が等方的であると仮定すると、バースト源での総エネルギーは 3×10^{53}erg にもなる。

理論面での進歩[7]もだいぶ進み、次々と新たな観測結果が出ている。GRB の謎が暴かれる日も近いのかもしれない。

[7]例えば、M.J.Rees と P.Meszaros による Fire ball model[7] などが提唱されている。

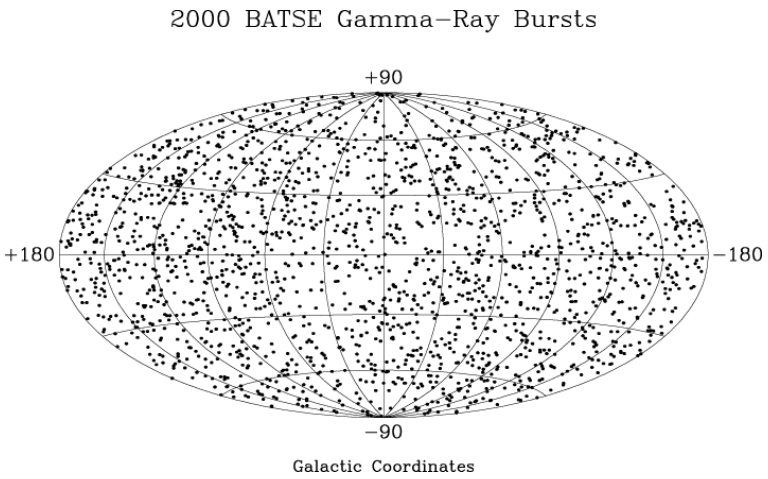


図 1.11: BATSE カタログ

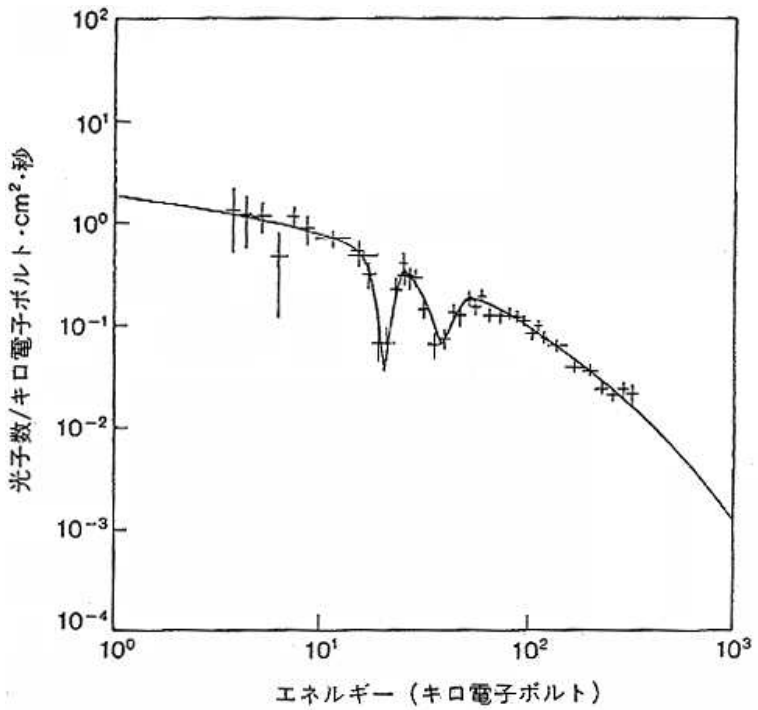


図 1.12: X 線衛星”ぎんが”の捕らえたシンクロトロン吸収線

1.3.2 地上観測

めざましい活躍をみせた CGRO であるが、γ 線のフラックスはエネルギーの上昇とともに、急激に減少する (図 1.2)。また、高エネルギーの γ 線は透過能力が高く、非常に大きな検出器が必要になってくる。このため、大きさが限られている人工衛星は、高エネルギー領域では検出効率あがらず不向きである。

それより高いエネルギー領域では、地上観測の出番となる。はじめに述べたように、宇宙から降ってくる γ 線を直接地上で捕まえることは難しいが、γ 線と空気シャワー (次章参照) の性質を巧みに利用し、いわば大気を検出器として用いて観測を可能とするのが、チェレンコフ望遠鏡である (図 1.13)。本論文でとりあげている研究計画も、この技術を利用したものである。チェレンコフ望遠鏡とは簡単に言えば、γ 線が大気中で空気シャワーを形成し、その空気シャワー中の荷電粒子がチェレンコフ光を発し、そのチェレンコフ光を巨大な反射鏡で集める。といった手順で観測を行う (詳しくは第 2 章)。ただし、チェレンコフ光を有為に検出できるほどに集めるためには、元の γ 線は TeV 以上のエネルギーを持っていなければならない。チェレンコフ望遠鏡の守備範囲はだいたい数百 MeV から 100TeV あたりということになる。

チェレンコフ望遠鏡はアメリカの Whipple Observatory が" イメージ解析法" と呼ばれる手法を開発してから、飛躍的な進歩が起こった。現在では、北半球に 8 つ、南半球に 3 つのチェレンコフ望遠鏡があり、そのうち 9 つが" イメージ解析法" を採用した望遠鏡で、この分野での主流となっている (表 1.1)。ここでは、チェレンコフ望遠鏡があげた成果として、CANGAROO と Whipple を中心に、いくつかの γ 線源について解説する。

図 1.13: チェレンコフ望遠鏡の例:CANGAROO

表 1.1: 各地のチェレンコフ望遠鏡。このうち Pachmari は Lateral sampling detector。Nooitgedacht は数個の望遠鏡の集合体である。ほかの全ては" イメージ解析法" を用いた望遠鏡である。また、CLUE は紫外線検出器によるチェレンコフリングイメージ解析法という特殊な方法を用いているので、鏡、PMTs に対する仕様は載せていない。

Experiment	*Location*	*Long.*	*Lat.*	*# Mirrors*	$A(m^2)$[8]	*# PMTs*[9]
Cangaroo	Woomera,Australia	136.8E	31.1S	2	11	256
CAT	Targasonne,France	2.0E	42.5N	1	18	600
CLUE	La Palma,Spain	17.9E	28.8N			
Durham Mark 3,5,6	Narrabri,Australia	150.0E	30.5S	3	42	109
GT-48	Crimea,Ukraine	34.0E	44.8N	2	27	37
HEGRA	La Palma,Spain	17.9E	28.8N	6	9	271
Nooitgedacht	Potchefstroom,South Africa	27.2E	26.9S	4	7	4
Pachmari	Pachmari,India	78.4E	22.5N	25	4	1
SHALON	Tien-Shan,Russia	75.0E	42.0N	1	10	144
TACTIC	Mt.Abu,India	72.7E	24.6N	4	10	349
Telescope Array[10]	Dugway,USA	112.8W	40.2N	3	6	256
Whipple	Mt.Hopkins,USA	110.9W	31.7N	1	75	151

かに星雲　　~ γ 線パルサー ~

かに星雲 (Crab Nebula) は、超高エネルギー[11]分野の発展に大きく関わった天体のひとつといえる。また、ほとんど全ての波長領域で観測できる非常に明るい天体である。

かに星雲が、超高エネルギ領域でも放射が観測できるであろうという予想は、30 年以上も前に出されていた。その後たくさんの観測が、かに星雲を目標とし、そのような放射を確認しようとしていたが、ついに 1989 年、"イメージ解析法" を取り入れた Whipple Observatory によって、はっきりとした TeV γ 線放射を検出することができた。1993 年頃になると、かに星雲は TeVγ 線源である最も有名な天体の一つとして各地のチェレンコフ光望遠鏡で観測されはじめた。そのうち CANGAROO 望遠鏡では、南半球からの大きな天頂角を利用して[12]7TeV を越えるエネルギーの γ 線放射の検出にも成功している。

現在までの TeV 領域かに星雲の地上観測による結果をまとめたのが図 1.14 である。0.25 ~ 10TeV の領域においては、どの検出器もよく一致していることがわかる。10TeV 以上の領域では、CANGAROO が前述したような手法を用いてそのスペクトルを 70TeV あたりまでとらえている。また、その結果は空気シャワーアレイ (後述) で求められた上限値と一致している。それ以上の領域では上限値しか出ていないのが現状であるが、CANGAROO は図の広い点線部のような指数関数的直線を提案している。ただし、この直線は空気シャワーアレイ CASA-MIA の上限値と合わないので、より一層の観測が必要であろう。

また、かに星雲は 10GeV 以下の領域では γ 線パルサーとして知られている。しかし、

[11] Very High Energy : VHE　$10^{10}eV \sim 10^{14}eV$ の範囲を指す
[12] これにより、有効検出面積が増大する

チェレンコフ望遠鏡の結果からはパルサー的な放射を示す成分は見つからなかった。この事実は、TeV 領域の放射がパルサー自身からではなく、星雲内の広がった領域から出ているものであるという説を支持するものである。これらの非パルス放射についての理論的な裏付けとしては、SSC(Synchrotron Self-Compton)model が提案されている。これは、逆コンプトン散乱を引き起こす相対論的電子自身が、そのターゲットとなる光子をシンクロトロン放射によって生み出すというものである [11]。図 1.15 は、SSC model を非パルス成分の観測結果と比較したものである。全体的に理論と実験とはよく一致しているようにみえる。

GeV 以下の領域でパルサーとしてとらえられている天体は他にも PSR B1706-44, ほ座パルサーなどが有名であり、いずれも良い観測対象となっているが、やはり TeV 領域でのパルス成分は見られないのが特徴である。

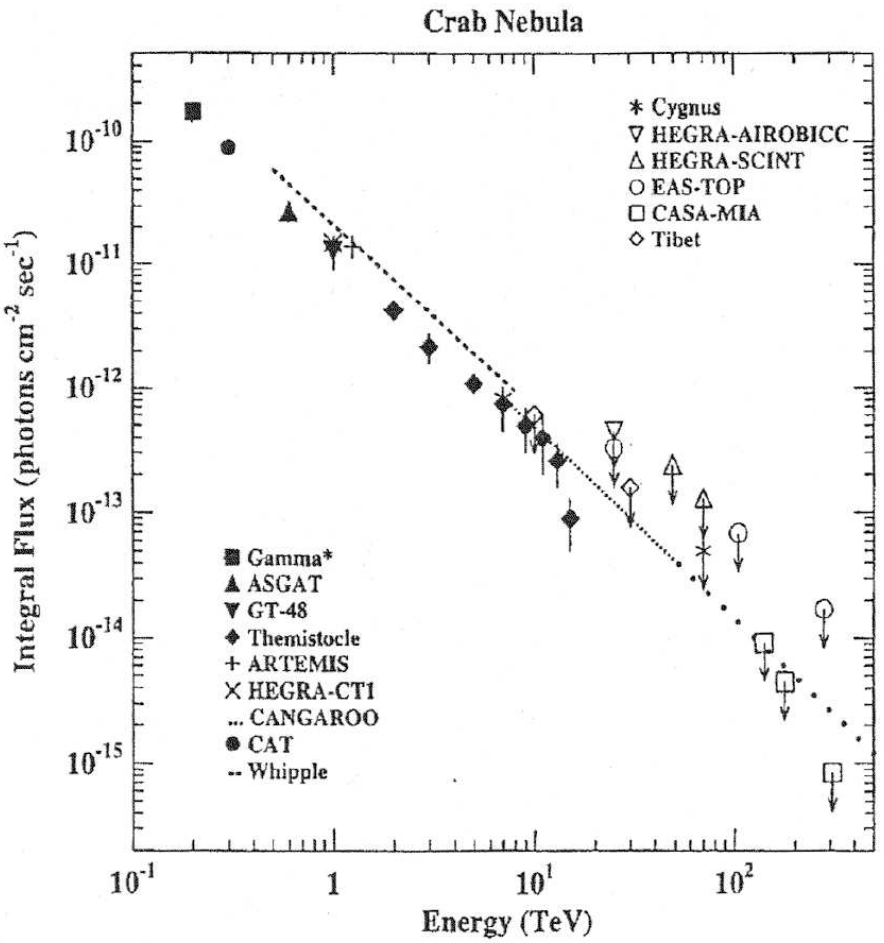


図 1.14: かに星雲 (Crub Nebura) からの TeV 領域エネルギースペクトル。塗りつぶされた点は検出されたもので、白色点は上限値のみが報告されているものである。0.5 ~ 8TeV までの破線は Whipple、7 ~ 50TeV までの狭い点線は CANGAROO で得られたものである。また、50TeV 以上の広い点線は CANGAROO で得られたラインを延長して重ねて書いたものである。

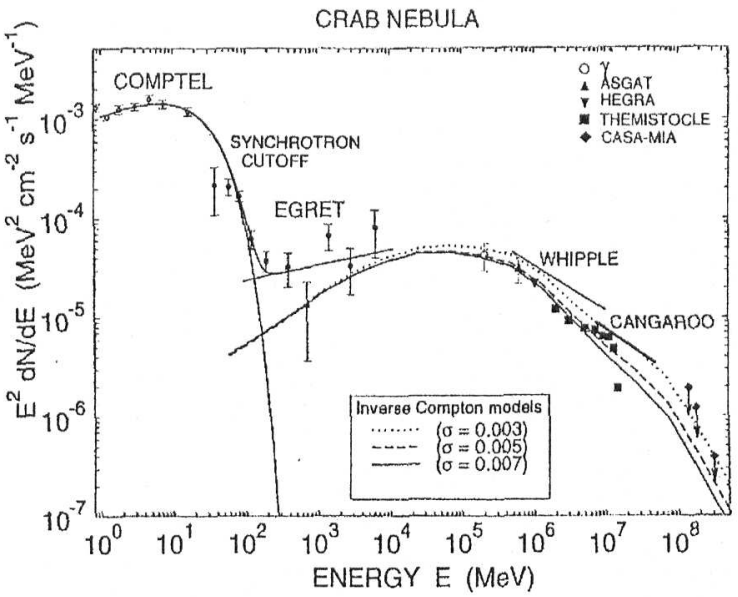


図 1.15: SSC model と観測値との比較

Markarian 421 & 501　　~ 活動銀河核 ~

最近急激に注目を集めている TeV γ 線源は Markarian 421,501 などに代表される活動銀河核 (AGN) である。ここでは、Mrk 421 の観測について、時系列に沿って追ってみることにする。

Markarian 421 はブレーザーに分類される天体で、1992 年に Whipple によってはじめて TeV 領域で検出され、その後様々な検出器の目標となっている。Whipple は最初の発見から Mrk 421 を定期的に観測し続け、その γ 線フラックスがはげしく変動していることがわかった。さらに、1994 年 3 月には数日というタイムスケールで一桁ほどもフラックスが変化するというフレア現象も報告された。

また、1994 年になると Mrk 421 を多波長で観測しようという試みが次々となされた。図 1.16 は 1995 年 3 月から 4 月にかけての全世界的な観測の結果である[13]。これにより、Mrk 421 の多波長スペクトルにそれぞれいくらかの相関がみられることや、強度の変動が最も大きいのは VHE(Very High Energy : 10^{10} ~ 10^{14} 程度) γ 線領域や X 線領域であることがわかった。

96 年には興味深い γ 線フレア現象が相次いで報告された。まず、3 月 7 日には約 3 時間程で γ 線強度が前年度平均値の約 40 倍にもなるようなフレアが起こり、さらに 8 日後の 3 月 15 日にはたった 30 分！で強度が前年度平均値の 15 倍になるようなフレアが起こった。このような短時間の強度変動は、TeV エネルギーへの加速が、非常にコンパクトな領域で行われているということを示唆するものである。

[13]ただし、この期間中に、電波波長領域では有意な変化はみられず、MeV/GeV 領域ではフラックスがその担当である EGRET のしきい値を下回っていたので捉えられなかった。

それでは、10TeV を越える領域ではどうか。北半球にある多数の空気シャワーアレイが 10TeV を越える γ 線放射を検出しようとしているが、そのような放射は残念ながらみつかっていない。

以上のように、Mrk 421 はその発見以降、多数の検出器の目標となってきた。図 1.17 は、各種検出器のデータをまとめたものである。みてわかるとおり、地上観測のデータは、単純なべき乗関数でフィティングすることは出来ない。また、空気シャワーアレイの上限値の様子から、10TeV 付近での Cut off の存在が考えられる。ただし、それを裏付けるはっきりとしたデータはいまのところない。

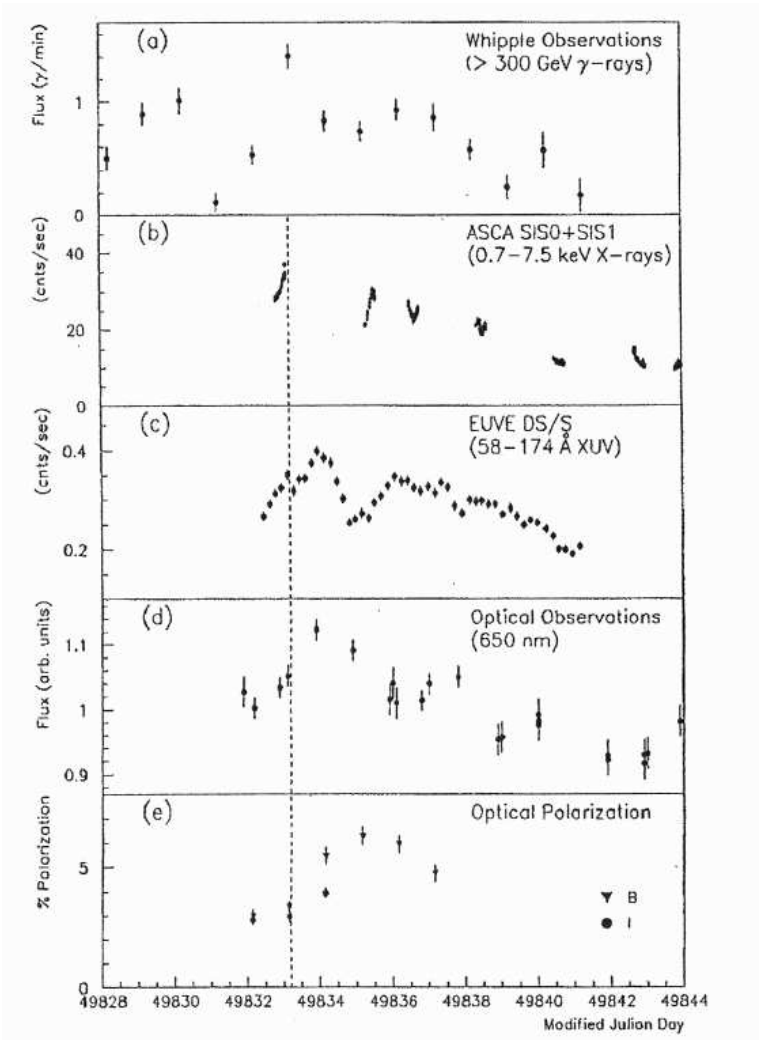


図 1.16: 1995 年 3 月から 4 月にかけての Mrk 421 多波長観測の結果である。上から順に、(a)VHE γ 線領域、(b)X 線領域、(C) 極紫外領域、(d) 可視光領域である。また、(e) は光学的偏光の測定結果である。

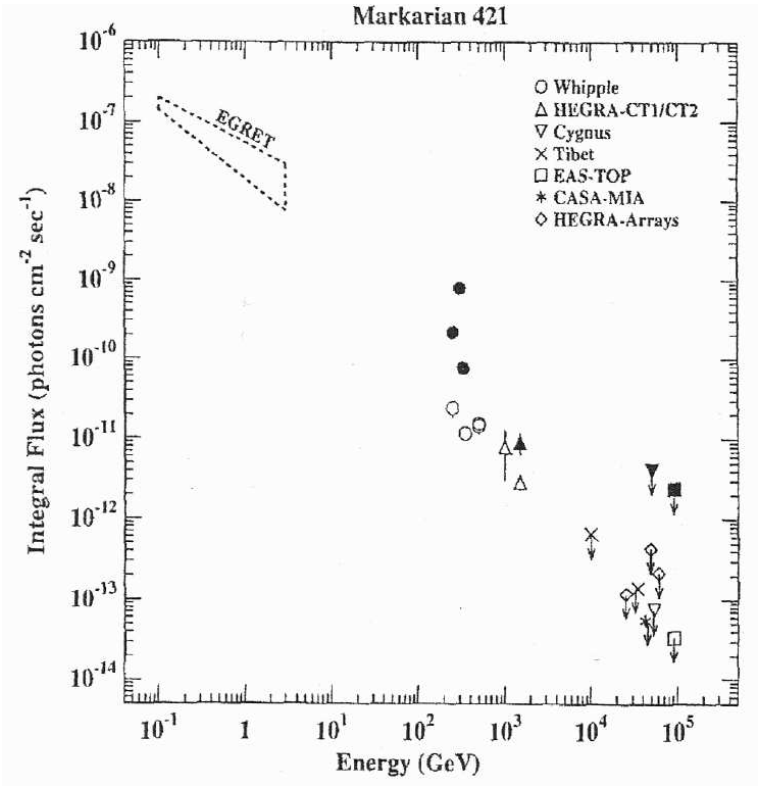


図 1.17: EGRET, チェレンコフ望遠鏡, 空気シャワーアレイの観測結果をまとめた図。250 ~ 2000GeV まではチェレンコフ望遠鏡群のデータで、黒丸はピーク値での平均フラックスをあらわす。それ以上のエネルギーは空気シャワーアレイ群によって得られた上限値で、黒印は" 固い"(steady) フラックスの上限値を示している。

空気シャワーアレイ

最後に、いままで何度か出てきたもう一つの地上観測の形である空気シャワーアレイについて簡単に述べておこう。

空気シャワーアレイは、すでに 40 年以上もの間、世界中で行われている γ 線観測方法である。エネルギー領域としては、チェレンコフ望遠鏡の領域よりもさらに高エネルギーの γ 線を得意とし、多くのシャワーアレイが 1PeV 以上の γ 線を狙って観測を続けている。しかし、これだけのエネルギーの粒子となると、本当に数が少なくなってしまう。そこで、出来るだけ高地に (海抜 4000m 程度が最も宇宙線のフラックスが大きい)、$1m^2$ 程度のプラスチックシンチレータと光電子増倍管などからなる比較的小さく単純な装置を、$6000m^2$(山手線一周程度) から、大きいもので $230000m^2$ (関東平野程度) の広大な敷地に等間隔に設置し、宇宙線の数をかせぐ (図 1.18)。

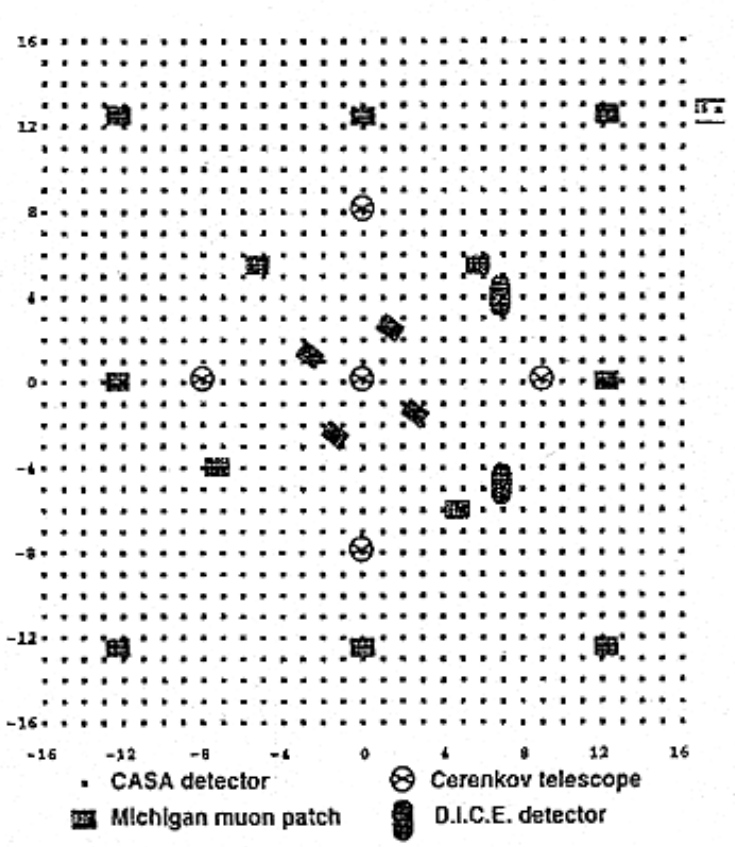


図 1.18: CASA-MIA 実験の計画図。$230000m^2$ もの広大な土地に等間隔にある、小さな四角点は 1089 個のシンチレータ検出器 (scintillator detector stations:CASA)。大きな長方形がミューオン検出器 (muon counters:MIA) である。チェレンコフ望遠鏡も、従来のタイプを 5 台アレイ状に配し、さらにイメージングチェレンコフ望遠鏡も 2 台備えている。

1.4 ”すばる”で γ 線をみる意義とは

さて、ここまで γ 線天文学について、主に実験的観点から解説してきたが、そろそろ本論文の本題に入りたい。

最近の 10 年で γ 線天文学が非常な進歩をとげたということは、先に述べたとおりである。keV から数 GeV の領域にかけては CGRO がめざましい活躍をみせ、一方 TeV 以上の分野では世界各地のチェレンコフ望遠鏡が数々の結果をだしている。では、その間の領域はどうなっているのだろうか？

実は、この領域は地上、宇宙観測ともに難しく、未踏の領域となっている。

例えば、かに星雲を例にあげてみると、先に述べたように、GeV 以下でのパルス成分、TeV 以上での非パルス成分の間に、ぽっかりと穴のあいた状況である (図 1.19)。GeV 領域での他波長と同期したパルス信号の存在は、回転する中性子星付近を源とする粒子加速が、

GeV 領域まで及んでいることを強く示唆するものであるが、この放射を説明する中性子星加速理論は、ポーラーキャップモデルとアウターギャップモデルとに意見がわかれている。ポーラーキャップモデルは中性子星のごく近傍の強くねじ曲げられた磁場によって生じる電位差によって、荷電粒子が加速され、その粒子が曲がった磁場に沿って進む際にシンクロトロン放射によって高エネルギー γ 線を放出する。この γ 線は中性子星の磁場内で次々とカスケードを起こし、それが広い領域における γ 線放射を可能とする。一方、アウターギャップモデルは、パルサー磁気圏外部の開いた磁力線と磁気中性面との境界面に出来る真空ギャップで荷電粒子が加速され、シンクロトロン放射か逆コンプトン散乱によって γ 線が放出されるとしている。どちらが正しいのかは、現在の観測データからは決定することができない。両者とも 30GeV 程度までは、似たようなフラックスを示すからである。しかし、30GeV 以上の観測データがあれば、事情は変わってくる。このぐらいのエネルギーになると、ポーラーキャップモデルでは磁場中での電子・陽電子対生成が支配的になるため、γ 線は外に出にくくなるからである (図 1.20)。よって、この領域での観測データは、そのまま中性子星パルサーの加速原理の理解につながっていくと考えられるのである。また、TeV 領域ではパルス成分はみられないことから、我々は 10 ~ 数 100GeV の領域にパルス放射の Cut off が存在するのではないかと信じている。

しかし、この 10 ~ 数 100GeVγ 線は、人工衛星にとっては γ 線フラックスが少なすぎ、チェレンコフ望遠鏡にとってはエネルギーが低いためチェレンコフ光の光量が少なすぎ、観測が非常に難しい。唯一可能な方法としては、光量が約 4 倍多いと見積もられている 4000m 級の高地へ行き、10m 級の大口径望遠鏡を用いて、可能な限りチェレンコフ光を集める方法が考えられる。今回シミュレーションによりその是非を探ったので詳細は第 2 章で述べるが、“すばる” ならばこの条件をみたし、なおかつ十分チェレンコフ望遠鏡として機能することがわかった。われわれの目標は “すばる” をチェレンコフ望遠鏡として運用するためのハードウェアを開発し、10GeV ~ 数 100GeV の未開の領域に光をいれることにある。

次に、活動銀河核 (AGN) もその目標として考えている。先に代表的な AGN の例として Mrk 421,501 をあげた。EGRET からはそれ以外にも 50 以上の γ 線 AGN が報告されている。しかし、そのほとんどが TeV 領域にスペクトルをもたず、現在のチェレンコフ望遠鏡群ではとらえられないものが多い。すなわち、10GeV ~ 数百 GeV の間に、なんらかの Cut off が存在することは明らかであり、そのスペクトルを決めてやることは、AGN での粒子加速機構の理解に役立つ。また、AGN では多波長観測が重要になってきていることは先に述べたとおりであるが、“すばる” では、γ 線、可視光、同時観測が設計上可能である。しかも、同一装置であるため、問題となってくる同時計測の際のタイムラグも問題にならない。

以上のように、10GeV ~ 100GeV 領域の観測は我々に様々な発見をもたらしてくれるものと信じている。この領域の大規模な観測計画は、人工衛星としては GLAST 計画 (1.21)、地上では CANGAROO III などが計画されている。とはいえ、それらはまだ計画段階であり、一足先にデータを集めることは、それだけでも意味のあることであるし、以降の実験計画のためにも必ずプラスになると考えるわけである。

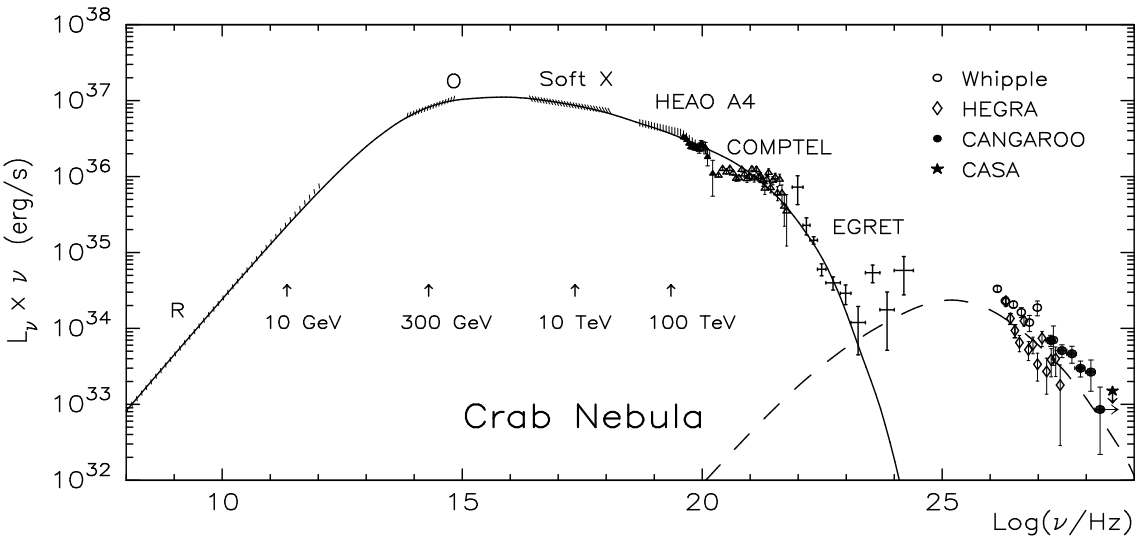


図 1.19: かに星雲の多波長にわたるエネルギースペクトル。実線はシンクロトロン放射、破線は逆コンプトン散乱による放射の計算結果をあらわしている。

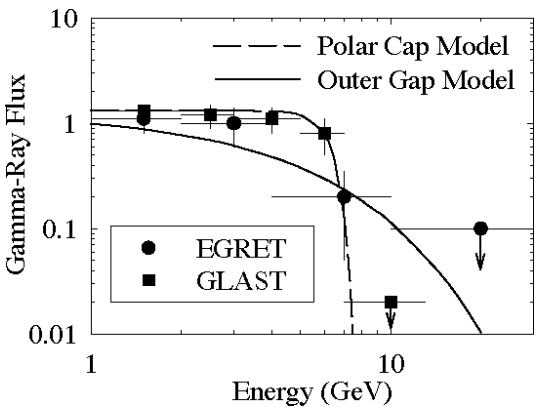


図 1.20: パルサーの放射モデルによるスペクトルの違い。アウターギャップモデルは、ポーラーキャップモデルにくらべ、高いエネルギーまでスペクトルがのびている (GLAST 計画ホームページより)

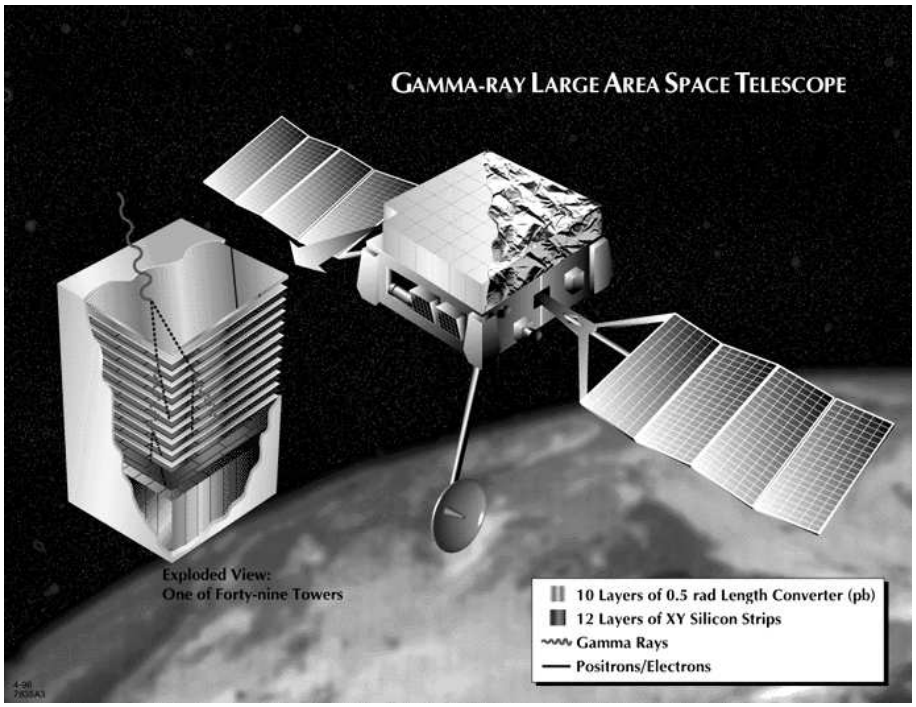


図 1.21: 次期大型 γ 線衛星 GLAST

第2章　“すばる”によるγ線観測シミュレーション

第 1 章で述べたように、国立天文台が現在ハワイ島で建設中の “すばる” 望遠鏡は、高エネルギー γ 線天文学にとっても魅力ある望遠鏡である。しかし、もともと” すばる” は光学 · 赤外線望遠鏡なので、これを γ 線チェレンコフ望遠鏡として用いるためには、そのための検出器を新たに開発する必要がある。この章では、実際の観測に先だち、γ 線用の検出器を搭載した “すばる” をチェレンコフ望遠鏡としてみたときに、どのようなスペクトルがえられるのか？最適なトリガー条件はどのようなものか？シミュレーションにより検証してみた。

図 2.1: すばる望遠鏡外観

2.1　空気シャワーによるチェレンコフ光の発生過程

大気中に高エネルギーの宇宙線粒子が入射すると、大気中の原子核と電磁相互作用をおこして二次粒子を生成する。これらの二次粒子はエネルギーが十分であればさらに多数の粒子を生成する。このような現象を拡大空気シャワー、または単に空気シャワーとよぶ (図 2.2)。

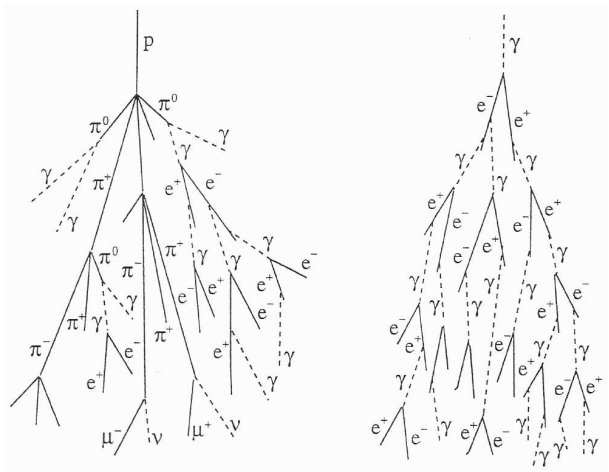


図 2.2: 空気シャワー概念図

γ 線が入射した場合、原子核との電磁相互作用により電子陽電子対生成をおこす。

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

さらに生成された電子 (または陽電子) は制動放射により、γ 線を放出する。このように、γ 線が引き起こすシャワーは大量の電子 · 陽電子 · 光子による電磁カスケードシャワーである。

一方、陽子が入射した場合、大気中の原子核と相互作用して、主に π 粒子 $(\pi^{\pm}, \pi^0)$ が生成される。このうち π^0 は寿命が短く $(\tau = 8.4 \times 10^{-17}$ 秒)、直ちに

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

と崩壊して γ 線が放射されるので、後は電磁カスケードが発達していくことになる。$\pi^{\pm}$ の寿命は $\tau = 2.6 \times 10^{-8}\mathrm{sec}$ と比較的長く、相対論的効果で寿命が延びることもあり、崩壊前に大気中の原子核と再び相互作用し、たくさんの中間子を生み出す。これを繰り返すことで、核カスケードシャワーが発達していく。エネルギーの低くなった $\pi^{\pm}$ は

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad \mathrm{or} \qquad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.3}$$

のように崩壊し、μ や ν 粒子が作られる。陽子シャワーの二次粒子の中で、電磁カスケードシャワーを引き起こすのは π^0 粒子であるため、γ 線によって引き起こされる γ 線シャワーと同程度の電磁カスケードシャワーを引き起こす陽子のエネルギーは、γ 線の約 3 倍である。

一般的に、屈折率 n の物質内で、荷電粒子が物質内の光速度を超えるとその粒子からはチェレンコフ光が発せられる。チェレンコフ光の放出される方向は、粒子の進行方向とのなす角を θ とすると、

$$\cos\theta = \frac{c'}{v} = \frac{1}{n\beta} \tag{2.4}$$

である。ここで c は光速度、c' は物質中の光速度、v は粒子の速度、n は屈折率、また $\beta = v/c$ である。大気中の空気シャワー荷電粒子は、ほぼ真空中の光速度 c で運動していると考えられ、地表付近での大気の屈折率は $n \sim 1.00028$ であるから、この場合 $\theta \sim 1.4$ ° となる。逆にチェレンコフ光を発生するエネルギー閾値は、電子では $\sim 21\mathrm{MeV}$、μ では $\sim 4.3\mathrm{GeV}$ となる。また、大気上空では屈折率は小さくなるため、θ の小さくなる。しかし、実際にはシャワーの中の電子は空気中で多重クーロン散乱を受けて軌道が曲げられてしまうので、シャワーからのチェレンコフ光は数度程度の広がりを持つことになる。TeV 領域ではこの角度は ~ 3 ° 程度である。

電荷 e の荷電粒子が長さ dl 運動したときに、チェレンコフ光の放射によるエネルギー損失は、ω を放射されたチェレンコフ光の角運動量とすると

$$\frac{dE}{dl} = \frac{e^2}{c^2}\int_{n\beta\geq 1}(1 - \frac{1}{n^2\beta^2})\cdot\omega d\omega \tag{2.5}$$

とあらわされる。この式より、長さ l 運動したとき、波長 λ_1 と λ_2 の間に放射される光子数 N は

$$N = \frac{2\pi e^2}{\hbar c}(1 - \frac{1}{n^2\beta^2})(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1})l \tag{2.6}$$

となり、θ および微細構造定数 $\alpha \simeq 1/137$ を用いて

$$N = 2\pi\alpha(1 - \cos^2\theta)(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1})l \tag{2.7}$$

と書ける。これより、地上で $\beta \simeq 1$ の荷電粒子が 1m 走った場合、約 27 個の光子が 350 ~ 550nm の波長域に放出されることになる。

2.2 シュミレーション方法

一次宇宙線からの空気シャワーの生成には、高エネルギー物理学実験の分野で広く使用されている CERN ライブラリ中のシュミレーションパッケージ GEANT を用いた。ただし、チェレンコフ光発生のルーチンについては東京工業大学の荻尾氏の作成したプログラムの高速改良版を用いている。このシミュレーションプログラムは元々同じチェレンコフ望遠鏡 CANGAROO のために書かれたものを東京工業大学 原氏がすばる用に修正たものである。今回それを以下に示すような新しいパラメータに従って再度修正を加えた。

“すばる” 望遠鏡に関するパラメータ

“すばる” 望遠鏡は、光学、電子工学、精密制御工学など、現代技術の粋を集めて建設されている次世代望遠鏡である。その口径は望遠鏡の限界とまでいわれたパロマ天文台の

5m 望遠鏡を軽く抜き、同じマウナケア山頂にある KECK II 10m 望遠鏡に次ぐ 8.2m を誇る。しかも、KECK が小型の独立した反射鏡を多数並べて口径 10m を実現しているのに対し、“すばる” は厚さ 20cm しかない 8.2m の一枚鏡をたえず制御して高精度の反射を実現しているのである。このような “すばる” の特徴を踏まえ、今回の固定パラメータとして “すばる” 用に特化した以下のような数値を用いた。

- 反射鏡の形　　回転放物面
- 反射鏡の口径　　8.2m
- 焦点距離　　15m
- 鏡面の反射率　　90%
- 補正レンズによる光量減少率　50%

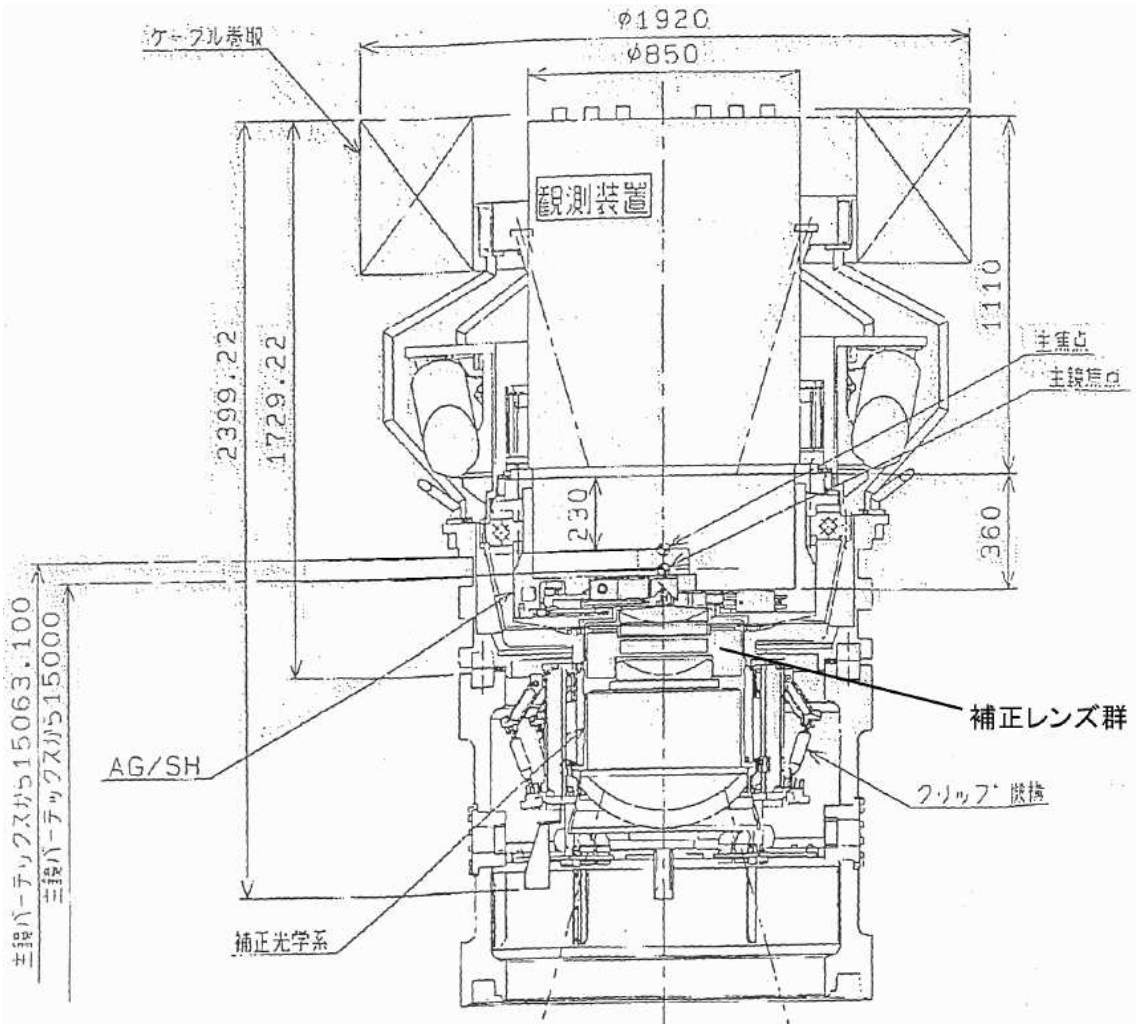


図 2.3: すばる望遠鏡主鏡付近の設計図

γ 線カメラに関するパラメータ

“すばる” 用 γ 線カメラは現在すでに製作の段階に入っている。図 2.5 に示したように、カメラは合計 43 本の光電子増倍管を 7×7 の正方形 (うち四隅は抜けている) に配置している。各光電子増倍管は浜松ホトニクス製の R2497 を使っていて、寸法としては外径 26x26mm、内径 (光電面)23x23mm の角型となっている。また、 その量子効率は図 2.4 に示したとおりである。シュミレーションにおいては、量子効率は 20% に固定した。

一般的に、チェレンコフ望遠鏡の γ 線カメラにはライトガイドがついていることが多い。これにより、光量を出来るだけかせぐわけである。しかし、図 2.3 に示したように、“すばる” の焦点面付近には、フレームがせり出している。そのため γ 線カメラ自体を検出装置の下端ぎりぎりのところに配置しないと、視野が狭められてしまう。よって、ライトガイドは付けないことにし、そのぶん丸型よりも全体に占めるデッドスペースの少なくなる角形の光電子増倍管を採用した。

以上により、この γ 線カメラの視野角が求められる。まず、カメラの一辺が 200mm、焦点距離が 15m であることから、カメラ全体の視野角は約 0.764 ° である。また、光電子増倍管一本あたりの視野角はおよそ 0.09.31° となる。ただし、実際の光電面は外径すこし小さく 23×23mm である。シミュレーションでは、この効果も加味してある。

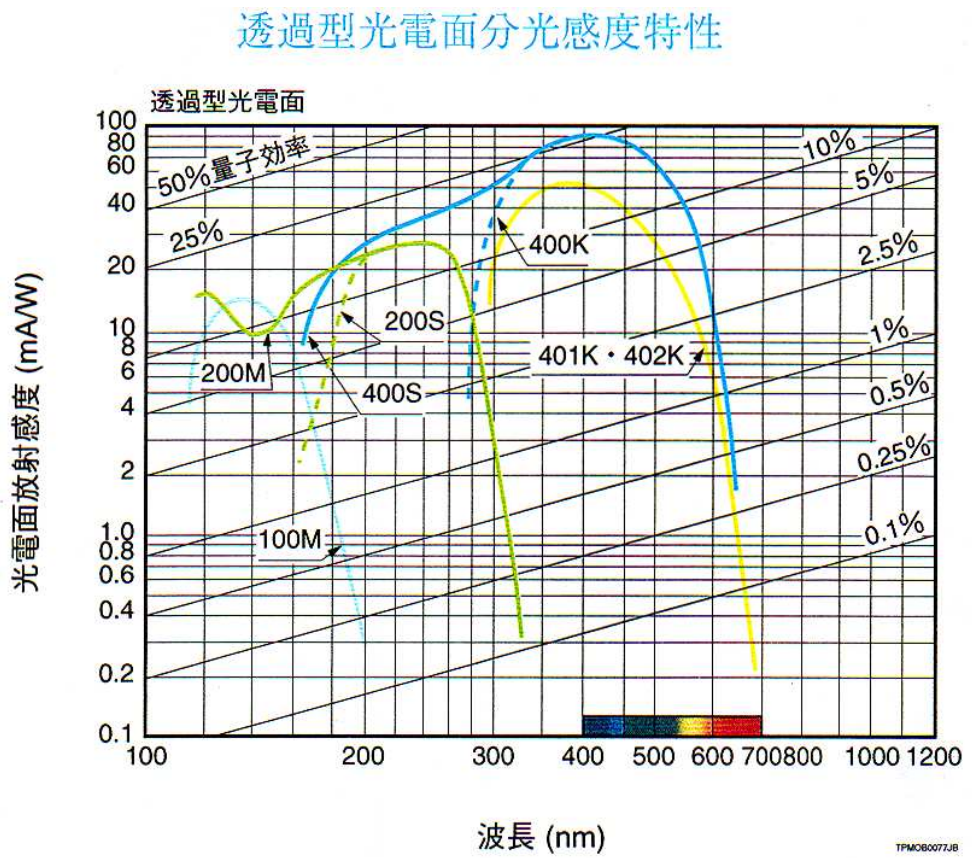


図 2.4: 光電子増倍管の分光特性。点線が今回採用した R2497 の特性を示す。

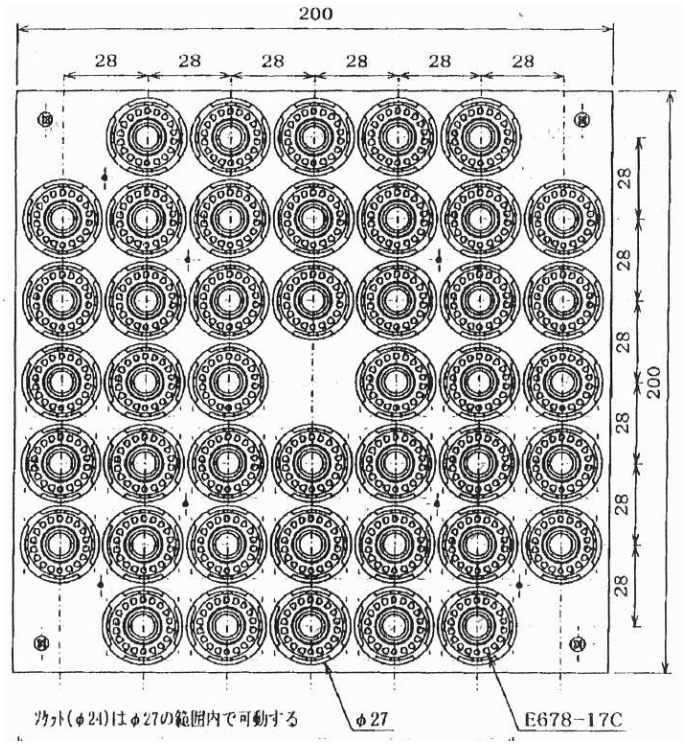


図 2.5: すばる用 γ 線カメラの設計図。丸型の光電子増倍管が配置されているが、実際は角型のものになる。

シミュレーション手順

基本的に γ 線は望遠鏡がむいている光軸に平行に降らせている。陽子の入射角は望遠鏡の光軸から、最大で 1° のランダムなばらつきを与えている。また、シャワーシュミレーションは膨大な時間がかかるため、シュミレーションの統計を増やすためには一つの入射粒子に対して一つだけの望遠鏡を置いていたのでは効率が悪い。そこで、一つの入射粒子に対しシャワー軸から光量が極端に減少しない半径 100m の範囲に 20 台の望遠鏡をランダムに配置した。これは、γ 線の空気シャワーは個体差が小さく、それにによる結果の影響も少ないと考えられるためである。さらに “夜光” についても考慮してある。夜光とは恒星や黄道光によるバックグラウンドのことであるが、Jelly がまとめた夜光の値から見積られる量 (今回は 6.5 photon $\mathrm{sec}^{-1}\mathrm{pixel}^{-1}$) を、20 台の望遠鏡に対しランダムに入射させている。

まず、上で述べてきたようなパラメータを用い、6,10,15,30,60,100,150,300GeV の γ 線と 18,30,90,180,300GeV の陽子のシャワーシミュレーションを行った。陽子の値の組は、γ 線のエネルギーの 3 倍の値をとり、いくつか削除したものである。角度は天頂角 0° である。

次に、シミュレーション結果からこの γ 線検出器の最適なトリガー条件の決定を試みた。トリガー条件とは、どのようなイベントを正しいイベント (この場合 γ 線) としてとりこ

み、どのようなイベントをバックグラウンド (この場合夜光や陽子) として落とすかの判定基準である。この判定基準を、同一イベントで “一本あたり n 個の光子を捕まえた光電子増倍管が m 本あったとき” データを取り込むこととし、この条件を n(count)×m(PMT) と呼ぶことにする。図 2.6,2.7 に示したとおり、γ 線に比べ、陽子シャワーは幅広く広がった形となる。よって、一度のイベントの陽子は多数の光電子増倍管にとらえられ、一本当たりの光電子数は少ない。一方 γ 線の方は、シャワーが狭い面積に降り注ぐため、少数の光電子増倍管で捕えられ、一本当たりの光電子数は多くなる (図 2.8)。よって、トリガー条件を適切に定めてやれば、多数のイベントから、γ 線によるもののみを取り出すことができる。

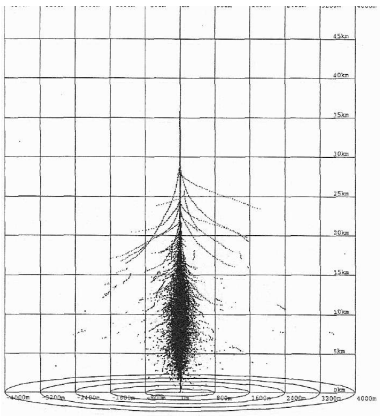


図 2.6: 1TeVγ 線のシャワーシュミレーション

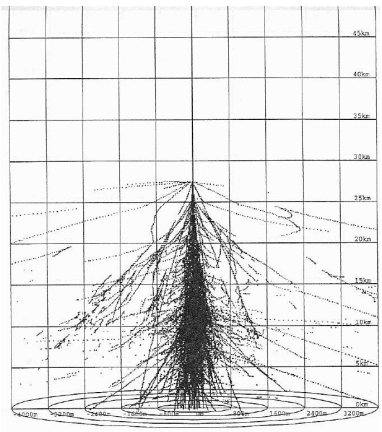


図 2.7: 3TeV 陽子のシャワーシュミレーション

具体的なトリガー条件の求め方としては、

1. シミュレーションを終えたシャワーデータに対し、2×1 ~ 4×6 までのトリガー条件をかけて、全イベント (20000) にたいする、トリガーにかかったイベント数の比を求める。

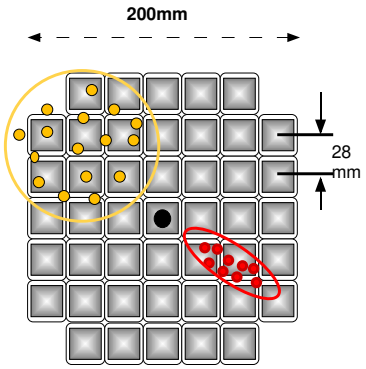


図 2.8: 陽子と γ 線の像の比較

2. 求めた比に、検出面積 (今回は半径 100m の円とした) を掛け、これを有効検出面積と定義する。単位は m^2。(例:図 2.9)
3. 有効検出面積 に、対象にするかに星雲のフラックスを掛け、“すばる” によって得られるであろう γ 線エネルギースペクトルを得る。(例:図 2.10)
4. エネルギースペクトルを積分し、計数率 (トリガーレート) を見積もる。
5. 同様の手順を陽子シャワーに対しても行なう。ただし、陽子の場合は有効検出面積の単位は $\mathrm{m^2str}$ である。(例:図 2.11)

ここで、かに星雲のスペクトルは第一章でも述べたとおり、低エネルギー側 ($\sim 10\mathrm{GeV}$) でのパルス成分と、全域に渡る (ただし、高エネルギー側 $100\mathrm{GeV}\sim$ で、より支配的) 非パルス成分があり、それぞれべき乗の指数が異なっている。シミュレーションを行った $10\mathrm{GeV}$ ~ $300\mathrm{GeV}$ の領域においては、データが無いので、ここでは EGRET により報告されている非パルス成分のフラックス関数

$$1.7\times10^{-8}(\frac{E}{30MeV})^{-1.76}\ \mathrm{MeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}} \tag{2.8}$$

と、Fierro らによって求められているパルス成分のフラックス関数

$$1.5\times10^{-6}(\frac{E}{30MeV})^{-2.07}\ \mathrm{MeV^{-1}cm^{-2}s^{-1}} \tag{2.9}$$

を、それぞれ見たい領域まで外挿して用い、2 種類の評価を行った。しかし、式をみてわかるように、10 ~ $100\mathrm{GeV}$ ではパルス成分が支配的である (ただし、カットオフがないとすれば)。よって、以下の評価では、主にパルス成分の式を用いた結果について述べる。

以上のようにして求めた、様々なトリガーによる γ 線と陽子のエネルギースペクトルを見比べることで、最適なトリガー条件を決定していくことになる。

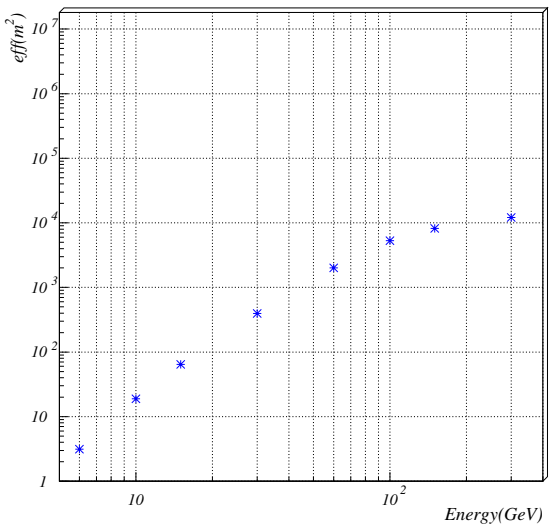


図 2.9: トリガー 3×1 での有効検出面積

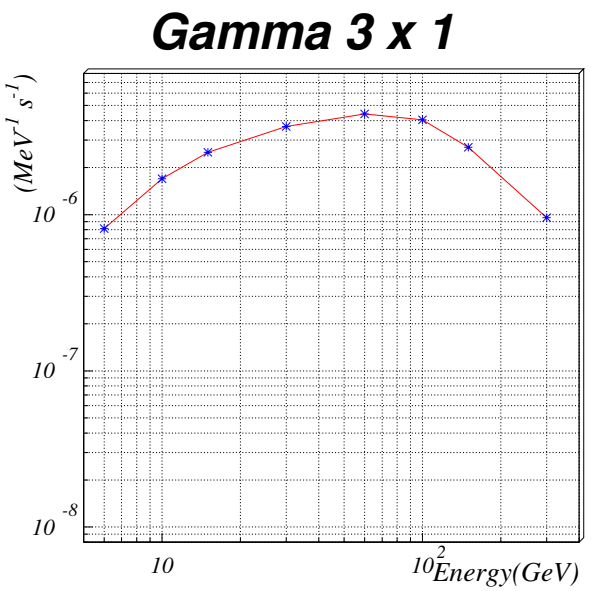


図 2.10: トリガー 3×1 での γ 線エネルギースペクトル

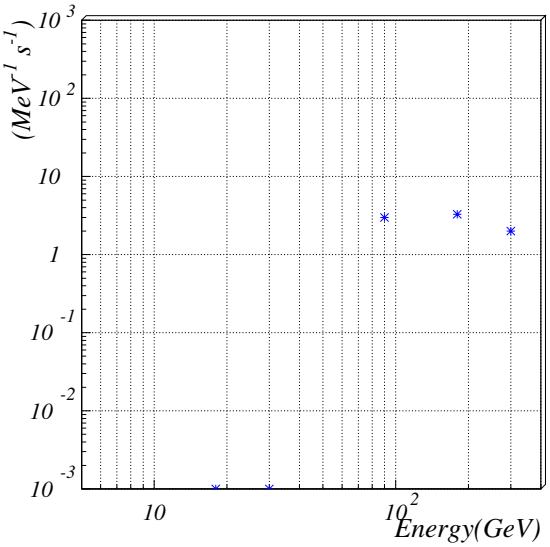


図 2.11: トリガー 3×1 での陽子エネルギースペクトル

2.3 シミュレーション結果

まず、粒子を入射せずに、夜光だけでシミュレーションを行った結果が図 2.1 である。これにより、2×3 より厳しい条件を与えてやれば、夜光のみによるトリガーを完全に取り除けるはずである。

表 2.1: 夜光のみによるトリガー数。イベント数 20000 回のうち取り込まれる夜光の数を示した。

	1Count	*2Count*	*3Count*	*4Count*
1PMT	7942	4	0	0
2PMT	7813	6	0	0
3PMT	4645	0	0	0
4PMT	2617	0	0	0
5PMT	690	0	0	0
6PMT	89	0	0	0
7PMT	0	0	0	0

次に、2×1 ~ 4 × 6 までのトリガー条件で求められた、18 種のエネルギースペクトルのうち、3×1 ~ 3×6 のエネルギースペクトルを図 2.12 に示す。これらのトリガー条件から、最も適当と思われる条件を決めるわけなのだが、その判断基準は

- 陽子 (Noise) の計数率に対する、γ 線 (Signal) の計数率 (Signal-Noise 比) が大きいもの

- 対象とする低エネルギー γ 線フラックスが大きいもの

である。

トリガー条件の組合せによる、Signal-Noise 比を表示したものが図 2.13 である。ここで、$n(Count) = 1$ のものはトリガー条件としては緩すぎて、適切なスペクトルが得られず、$n = 4$ 以上の条件では厳しすぎて計数率がいちじるしく落ち、観測効率が悪いので却下した。SN 比としては、少なくとも 1 は越えていてもらいたい。するとトリガー条件は 5 種にしぼられるが、それら 5 種にほとんど差はない。

ここで、図 2.12 に示したように、m を小さくするとスペクトルのピークが低エネルギー側にずれることがわかる。よって、出来るだけ低エネルギーの γ 線を集めようとするならば、m の値が小さい条件にすべきだろう。

以上のように考えると、最適なトリガー条件は 3×1 ということになる。さらに、第二候補として 3×2 か 2×3 を挙げておきたい。以上はパルス成分でのデータであるが、非パルス成分についてもほぼ同様の結果になったことも付記しておく。

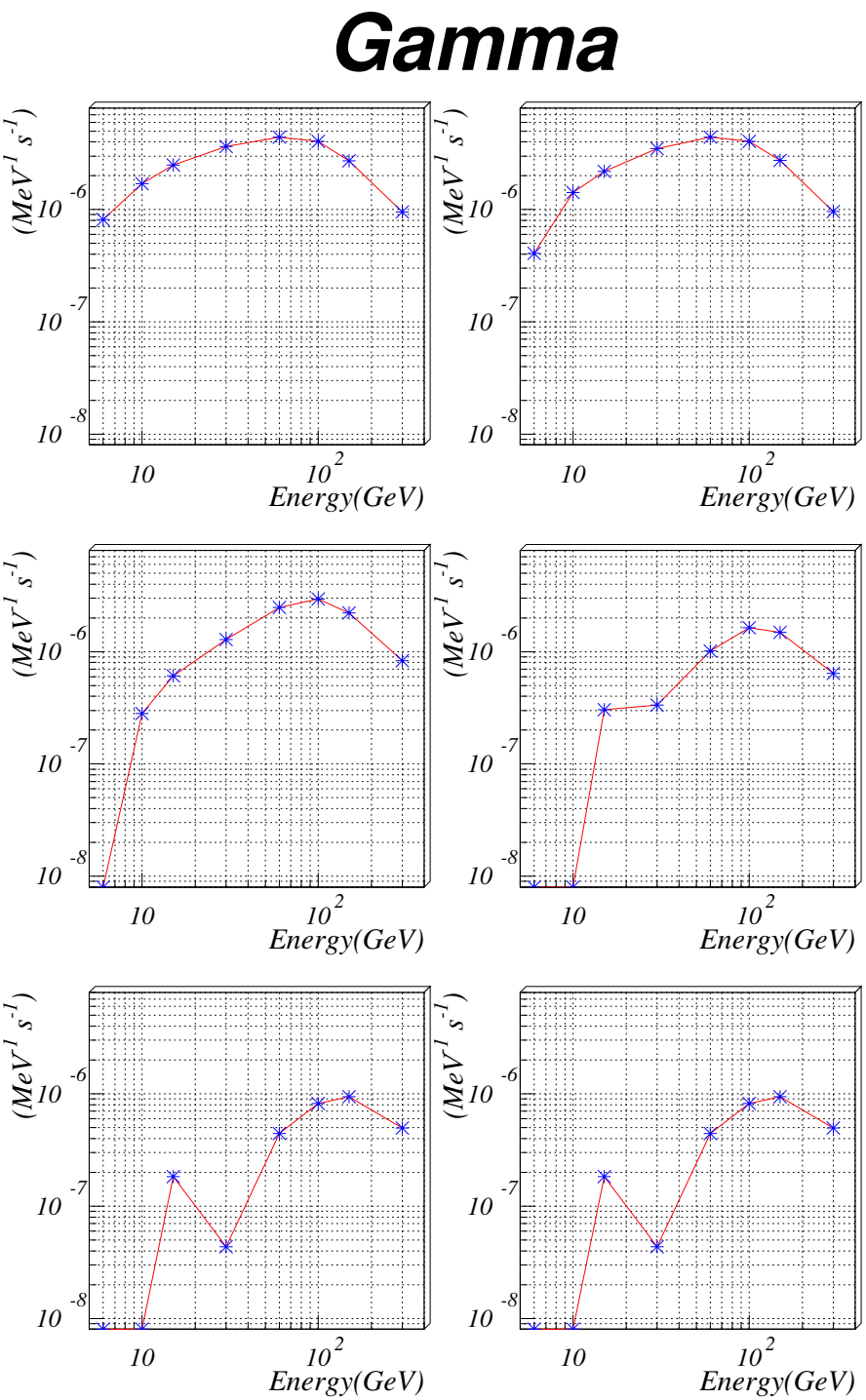


図 2.12: トリガー n=3 でのスペクトルの比較。左上から右下に向かって、m=1 ~ 6 である。

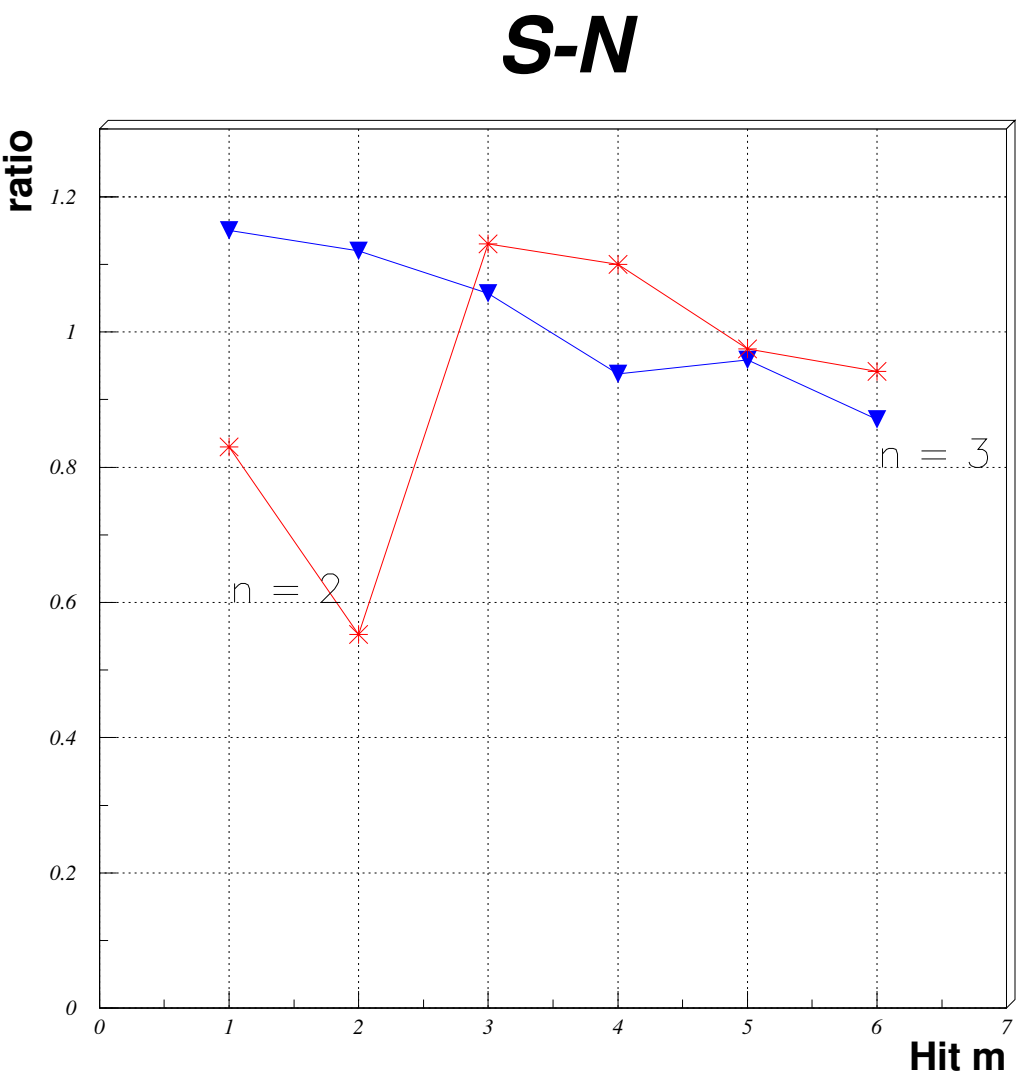


図 2.13: トリガー $(n \times m)$ による SN 比の比較

第3章　”すばる”用γ線データ収集システム “γ-dass”

本研究のメインテーマは光学赤外線用である”すばる”望遠鏡を、チェレンコフ光望遠鏡として使用するためのデータ収集システム (γ-ray Data Acquisition System for SUBARU:γ-dassu) を開発することである。一般的に、データ収集システム (Data Acquisition system:DAQ) は、検出器、エレクトロニクス、計算機で構成される (図 3.1)。まず、検出器からのアナログ電気信号は、フロントエンドのエレクトロニクスによってデジタル信号に変換される。この部分のエレクトロニクスには、ある統一された規格に沿った電子回路機器が n 用いられる。デジタル化されたデータは計算機に集められ、しかるべき処理を行った後、記憶装置に記録される。計算機としてはワークステーション、ボードコンピュータ、パソコンなどが用いられる。また、データ収集用のマシンと記録用のマシンが別れている場合には、データ転送系が必要となる。γ- dass の基本的な構成としては、3.8mCANGAROO 望遠鏡及び 8mCANGAROOII 望遠鏡からそのノウハウを受け継いでいる。ただし、この 2 つの望遠鏡ではデータ収集システムのメインコンポーネントとして CAMAC を用いている。CAMAC もすぐれた規格ではあるのだが、近年のワークステーション等の高性能化にともない、他の有力規格に対しスピード面でやや遅れが目立つようになってきた。また、γ-dass 本体は主鏡上 15m の位置に取り付けられる (図 2.3)。そのため、全体で 300kg という重量制限があり、重量のある CAMAC ではこの点で不安である。

そこで今回 γ-dass には、広く計測の分野で主流になりつつある VME 規格を採用し、高速軽量なシステムの開発を試みた。

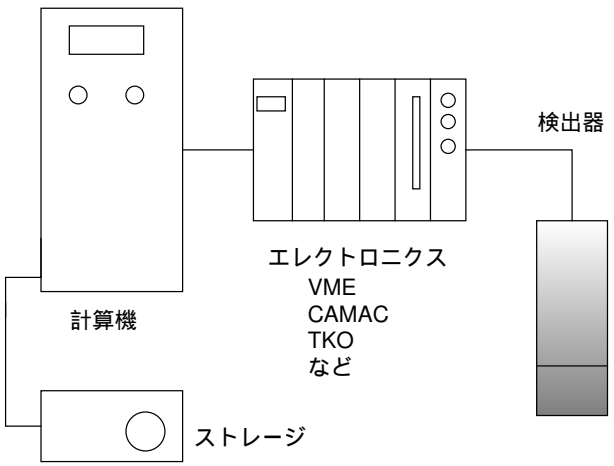


図 3.1: 基本的な DAQ の例

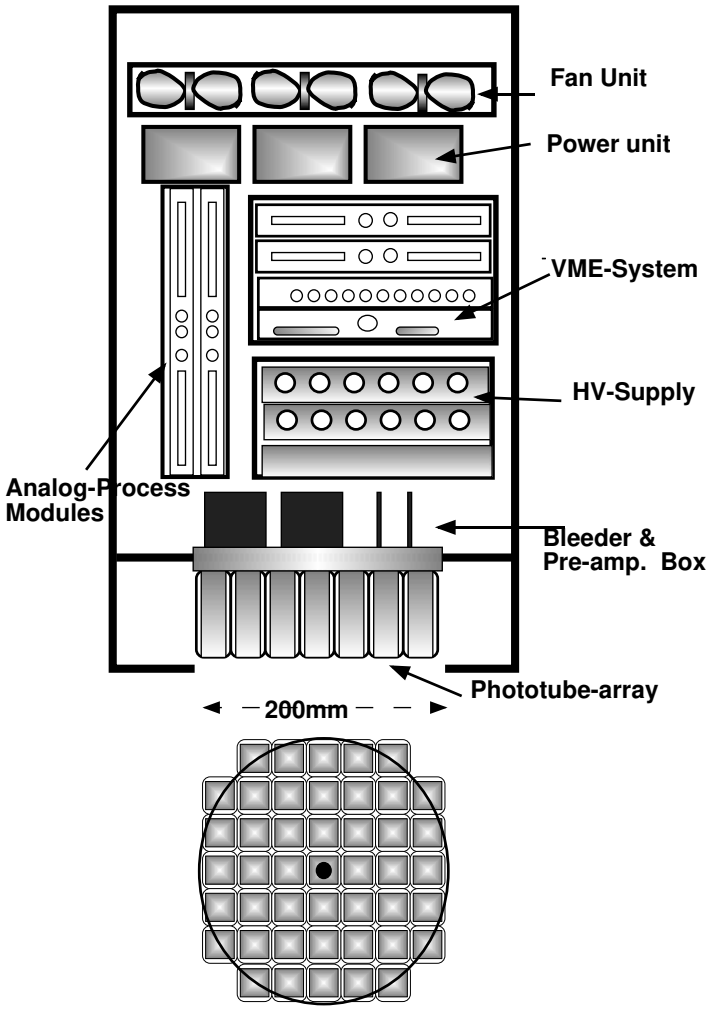


図 3.2: “γ-dass” 全体図

3.1 エレクトロニクス

高エネルギー実験での DAQ には、モジュール化された測定装置が用いられていることが多い。モジュールとは、機能ごとに分割された電子回路機器のことであり、実験者はその目的に合わせ、様々なモジュールを自由に組み合わせてひとつのシステムをくみ上げることになる。システムをモジュール化する利点はいくつかあって

- すべてのモジュールに共通な部分は一つにまとめることができる。
- モジュールを組み合わせることにより、特殊な装置を用いずに幅広い実験に対応できる。
- 保守点検が容易である。

といったことがあげられる。

モジュール間の接続方法や計算機との通信方法には、統一された規格が存在し、この規格のおかげでデータ転送、電源の取りまわしなど細かい知識が無くとも、自由にモジュールを組み合わせることが可能となり、モジュールと計算機との安定した通信が約束されている。規格にも多数の種類があり、もちろんそれぞれ長所、短所がある。しかし、規格の優劣を決めるうえで、純粋に性質上の問題ではないが、最も重要な側面は”Global standard”であるかどうか、である。世界的に広く普及している規格であれば、ベンダーから多数のモジュールが製品化されていて、その価格も比較的安価である。情報を入手しやすい、という利点もあるだろう。以下では世界的な規格の一例として、CANGAROO 望遠鏡のメインシステムとなっている CAMAC と、今回採用した VME について解説する。

3.1.1 CAMAC

CAMAC は、計算機を用いた DAQ での使用を前提とした初めての世界的な規格であり、1969 年に発表されてから、約 30 年もの間世界中で使われてる。CAMAC の基本的な構成としては、CAMAC モジュールと、それを差し込むクレート、クレートに付属しクレート全体を制御するクレートコントローラ (Crate Controlor : CC)、そして計算機とのインターフェースである (図 3.3)。クレートには向かって左からステーションナンバー (N)1 ~ 25 が割り当てられていて、奥にはモジュールと電源線、通信線を接続するためのソケットがある。ただし、25 番はコントロールステーションと呼ばれ、クレートコントローラ用の特別なピン配置となっている。クレートコントローラは 25 番を含む最低 2 幅のステーションを占有するから、ひとつのクレートには最大で 23 組のモジュールしか入れることはできない。ノーマル・ステーションには、1 ビットのステーションナンバ、4 ビットのサブアドレス、 5 ビットのファンクションのラインがあり、これらを使ってアドレッシングおよび命令の発行が行われる。各種モジュールは CAMAC ファンクションと呼ばれる一連の命令群で容易に制御できるようになっている。

またノーマル・ステーションからコントロール・ステーションへの割り込み要求は Look-at-Me(LAM) のビットを使って行われる。計算機とのインターフェースを持っているのはコントロール・ステーションであるから、各モジュールは計算機と交信する必要が生じた場合、LAM を ON にすることになる。その際のデータ・ラインはリード用とライト用にそれぞれ 2 4 ビットが用意されていて、データの読み書きはすべてコントロールステーションからだけ行うようになっている。このように、CAMAC における各種命令は、常にバス上のクロックに合わせて行われる。これを同期式バスシステムとよぶ。以上が CAMAC の基本的なスペックであるが、特徴を大雑把にいうと、

- モジュールとの交信が容易。
- モジュールとクレートコントローラの間には通信速度の上限[1]があるため、高速化に限度がある。

ということになる (図 3.4)。詳細な規格内容については [8][9] を参照されたい。

[1] 読みだし速度 3Mbye/sec

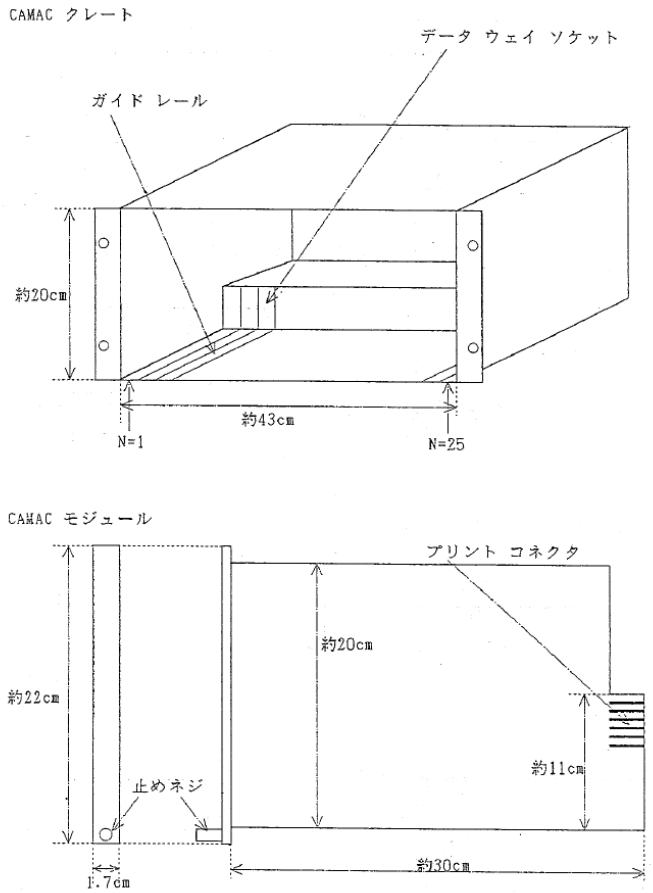


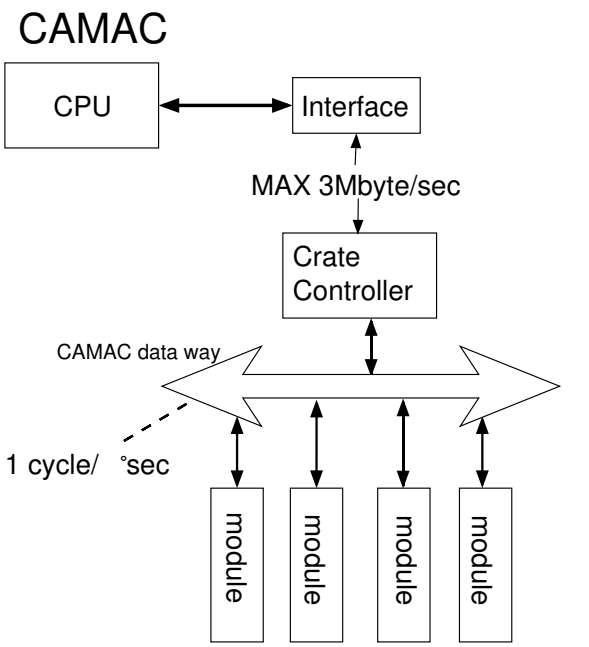
図 3.3: CAMAC 寸法図

TKO

今回採用したモジュールの一部に TKO 規格のものがあるので、簡単に触れておく。TKO は高エネルギー研究所 (KEK) の独自規格であり、基本的には CAMAC の欠点を踏まえた改良型といえる。２本のアナログ・データ・バスと１６ビットのディジタル・データ・バスを備えていて、アナログ・データも ディジタル・データも扱えるようになっている。アドレス・ラインは４ビット、 サブ・アドレス・ラインは１１ビット使う。スロット番号 0 と 24 は特別なスロットで、0 にはタイミング用のモジュールを、24 にはコントロール用のモジュールが入る。CAMAC と同じく非同期式のバスである (図 3.5)。

3.1.2 VME

高エネルギー物理学の分野では、年々実験装置の規模が増加し、それにともなって、実験中に現れるイベント数も増加している。例えば、高エネルギー物理学研究所 (KEK) の加速器 TRISTAN で行われている B-factory 実験では、イベントは平均 500Hz の割合で発生し、1 イベントあたりのデータ量は平均 30Kbyte にもなる。よって、そのデータ収集



長所：世界的に普及している。

計算機との交信が容易⇒CAMAC function

短所：高速化に制限 ⇒ つねにCCを介して交信

図 3.4: CAMAC 概念図。 //CPU インターフェースとクレート bus との間に、3Mbyte/sec の速度制限が存在する。

図 3.5: TKO 概観

システムには、少なくとも平均 15Mbyte/sec の処理能力が要求される。加えて、計算機の性能の急速な進歩も最近のトピックスとして見逃せない。前述のとおり DAQ は、検出器、フロントエンドエレクトロニクス、計算機、の 3 つのパートからなっている。このうち、エレクトロニクスと計算機との通信速度が十分でないと、いくら計算機の処理能力が上がっても意味はない。

このような情勢のなか、CAMAC に代わって DAQ の中心となりつつあつのが VME 規格である (図 3.6))。

VME は、最大３２ビットのアドレス・ライン、最大３２ビットのデータ・ライン、４ビットのバス・リクエスト、7 ビットのインタラプト・リクエスト、その他の信号線を使って動作する、非同期バスである。

CAMAC との最大の違いは、VME 規格が計算機のバス規格であるということである。CAMAC 規格は基本的にはモジュール間の接続方法に関する規格なので、CPU との接続の際は、CAMAC データウェイとは別に CPU に対するインタフェースを用意する必要があった。その点、VME の場合は同一クレート内の CPU、メモリ、各種モジュールが一つの高速なバスで直結した形をとっている (図 3.7)。これにより、データ転送が高速化されるだけでなく、十分な性能をもつ最近の CPU を用いれば、システム全体がより高速化される。また、バスの使用権の調整をするプロトコルを使っていて、CPU による割り込み処理を行い、一つのクレート内で複数のマスタ (割り込みハンドラ) の動作を実現している。

以上 VME の特徴を述べてきたが、まとめると

- 理論上最高速度 57Mbyte/sec のデータ転送速度[2]
- CPU と各種モジュールが一本の Bus で直結している。
- Bus 上に最大 20 までマスタ (割り込みハンドラ) が存在できる。
- データのやりとりは、クロックに同期するのではなく、モジュール側の信号によって行われる非同期のバスシステムである。

ということになる。詳しくは [10] を参照していただきたい。

[2]これは計算上の値で、実際は ECL でも使わない限り、普通の TTL レベルの高速 SDRAM を使用した場合でも、この半分ぐらいの値である。

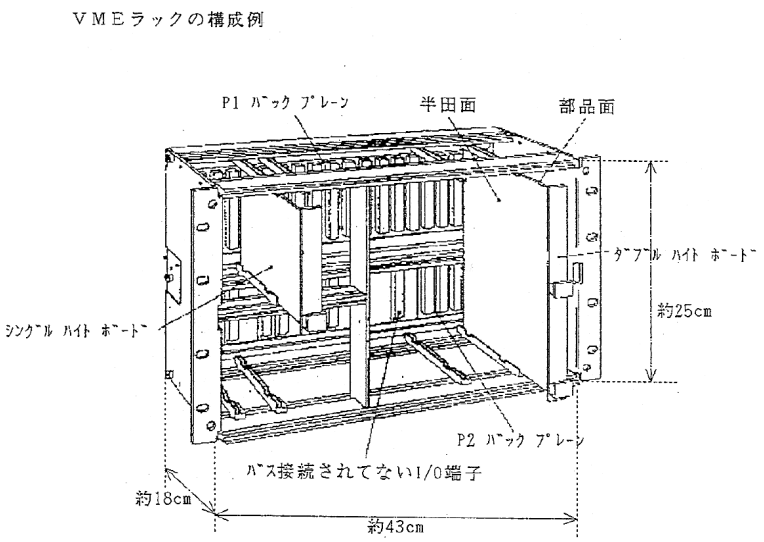
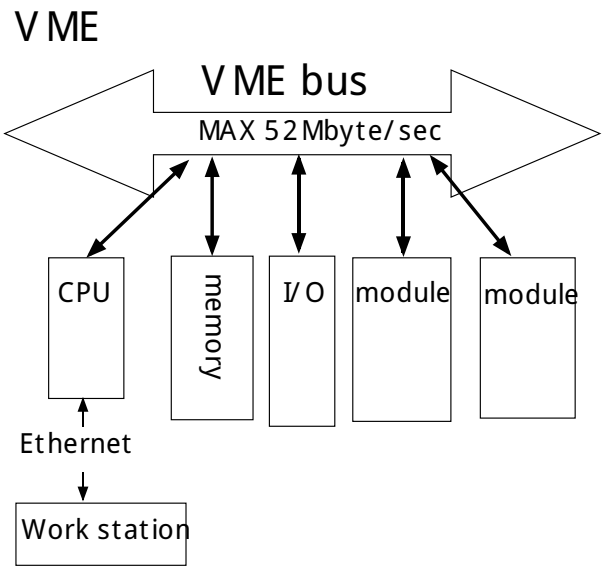


図 3.6: VME 寸法図



長所：CPUとmoduleを直接busで接続
⟶データ転送が高速

短所：ユーザーがmemory等に直接アクセス
⟶システムクラッシュの危険性

図 3.7: VME 概念図

3.1.3 計算機とオペレーションシステム

DAQ 用の計算機としては、ワークステーションやボードコンピュータが使用されている。最近では低価格、高性能化が進んだパーソナルコンピュータを用いるケースも増えてきている。γ-dass には、重量制限、寸法制限に合わせるため、コンパクトな VME 用ボードコンピュータを採用した。この場合、計算機とエレクトロニクスは一体になった構成になる。

また、オペレーションシステム (OS) としては、UNIX(Solaris 2.6) を用いている。UNIX は本来リアルタイム OS ではないため、最近まではデータの解析に使われることが多く、時間の正確さが要求される DAQ に採用されることは少なかった。しかし、最近のワークステーションの高性能化により、タイムラグが減少している。実際上はほとんどリアルタイムであると考えてよいので、充分に DAQ の OS として活用することができる。また、UNIX には豊富なソフトウェア群が揃っており、これらをインストールすることで、データ収集から解析まで、すべての環境を備えることも可能である。

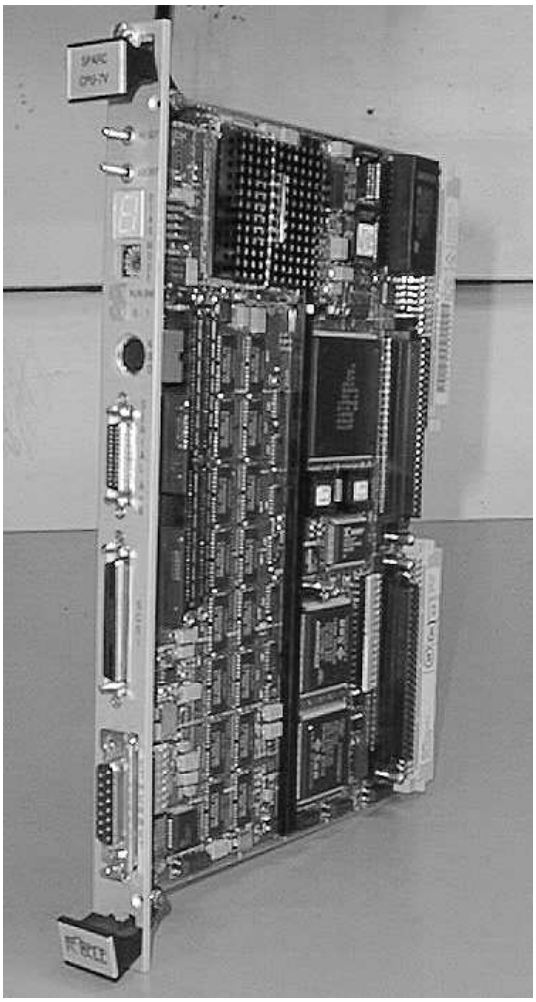


図 3.8: ボードコンピュータの例　　SUN spark 7V

3.2 データ収集システム概観

すばるの 8.2m 反射鏡により、集められた光のうち、どれをバックグラウンドとして破棄し、どれを興味あるデータとして残すか判別することは重要な問題である。また、興味ある信号がシステムに入ってきたとき、その信号から、できるだけたくさんの情報を取り出さなければならない。しかし、それらの判定過程、情報抽出過程は、すみやかに行われなければならない。判定に重い処理を用いると、バックグラウンドを落とし、興味あるデータのみを集められる可能性が高いが、判定ルーチンの間はデータの取り込みは行えないので、実際の測定時間 (live time) は少なくなってしまう。一方、判定を軽くしてしまうと、live time は多く取れるがゴミデータを拾ってしまう確率が高くなる。γ- dassu では、データの判定条件として、各光電子増倍管からの信号を合計した sum 信号がある一定のレベルを超えたときのみ、パルスを発生させてデータの取り込みを中断し (これをトリガーという) 妥当なデータとして取り込むことにした。この判定方法は、高エネルギー物理実験の DAQ としては、ごく一般的なものである。具体的なタイミングチャートは図 3.9 のとおりであるが、では実際トリガーレベルをどのぐらいに設定すべきか、という問題は、ハードウェア側の計測、シミュレーションによる計算、現地での測定、などを通して決定することになる。

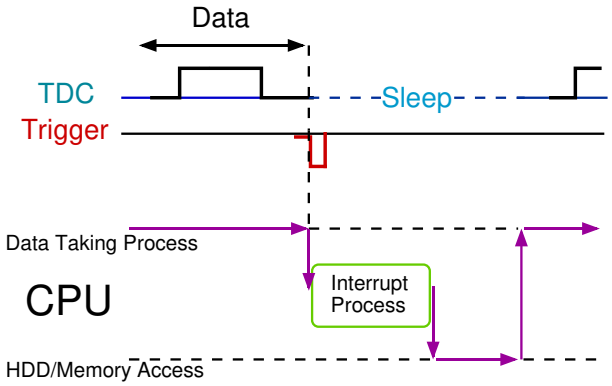


図 3.9: Trigger pulse が入ると、CPU は一時データ収集を止め、interrupt process を経てストレージに取ったデータを書き込む。このとき、測定自体は実際には行われていないことになる。これを”dead time” と呼ぶ。

3.2.1 システム構成

γ-dass を構成するモジュールは以下のとおりである。

- **TKO CCM module** もともとは CANGAROO 望遠鏡専用に開発されたいくつかの機能を持つ複合モジュールで、それをすばる用に改良されたものを使っている。γ-dass では、入力信号の波高があらかじめ設定されている閾値を超えた場合、ヒットパルスを出力する discri 機能と、入力 16 本のアナログ信号を合計し、sum 信号を出力する加算回路機能を利用している。ボード一枚で 16channel $\times$ 2 の信号を処理

できる。これを 2 枚使用し、44 本の光電子増倍管の信号を処理する。

- **TKO CH module**　TKO クレートコントローラ。豊伸電子製 TKO controller III
- **VME discri module**　アナログ sum からの出力をある閾値 (ユーザーが設定する) に従って、デジタル信号に換える。16channel の入力が可能だが、そのうち 3channel を使用する。caen 製 V258 module。
- **VME TDC module**　Time to Degital Convertor の略。入力されたデジタル信号に対し、トリガーからの相対時間を記録する。時間分解能は 3nsec で、64channel の入力を持つ。caen 製 v667 module。
- **VME ADC module**　Analog to Degital Convertor の略。設定された時間幅 (ゲート幅) 内に入力された信号の総電荷量を測定し、デジタル情報として記録する。感度は 50fC/count。Recroy 製 1182 module。
- **VME Interrupt Register**　パルスの入力のタイミングでラッチし、インタラプト信号を発生する。これがトリガー信号となる。入力からインタラプト発生までの時間は 7.1ns である。Repic 製 RPV-130 module。
- **VME CPU bord**　ボードコンピュータ、SUN spark 7V。
- **VME scalar**　パルスのモニタリングに使用する。Repic 製 RPV-100 module。
- **VME ECL to NIM converter etc**　レベル変換、論理回路等の複合モジュール。ラッピングによる自作。
- **VME GPS board**　世界時刻読み取り用モジュール。
- **VME-TKO interface board**　TKO と VME のインターフェース。豊伸電子製 CCP-TKO module。

これらのモジュールを図 3.10 のように組んだ。全体の流れを簡単に説明すると、

1. 反射鏡でチェレンコフ光を集める
2. 集めた光を光電子増倍管で受け、アンプで増幅する。
3. 増幅されたアナログ信号を discriminator でパルス信号に変える。
4. 一方、各チャンネルからの信号を合計した SUM 信号を作る。
5. 各チャンネルのパルス幅を TDC で測定する
6. SUM 信号は VME の discriminator に入れられ、TDC のトリガーとなる。
7. TDC からのデータを計算機で処理する。

となる。さらに、SUM 信号を 2 つに分けて、一方を ADC で処理し、γ 線に対する情報量をふやすことにした。

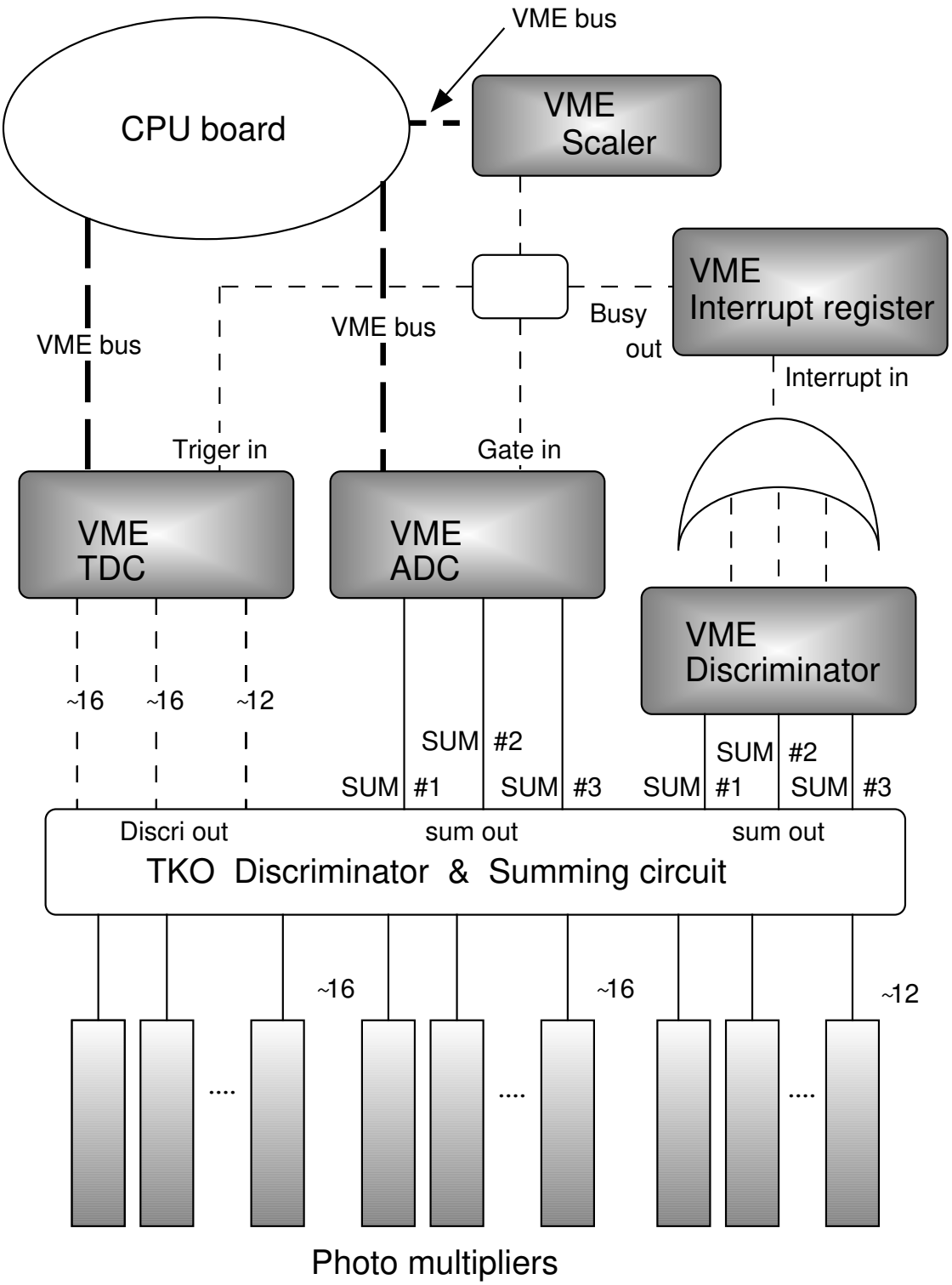


図 3.10: エレクトロニクス全体のチャート図。点線はデジタルデータ、実線はアナログデータをあらわす。

3.2.2 計算機処理とプログラム

上記のようなデータ収集ルーチンを実現するためには、いくつかの方法が考えられる。そのうち、Polling によるデータ収集ルーチン (これを単に Polling と呼ぶことにする)、モジュールの Interrupt 機能を利用したデータ収集ルーチン (これを単に Interrupt と呼ぶ) の 2 つを考えたが、どちらも一長一短あるので、平行して作成し、比較することにした。簡単なダイアグラムは図 3.12 に示した。プログラムのほとんどは C 言語で書かれていて、一部 Fortran、assenbra を使っている。Polling は、トリガーがかかった瞬間にレジスタにあるフラグが立つようにしておき、ソフトウェアの側では、そのフラグを絶えず確認しつづけ、フラグが立った瞬間データとりこみを行うものである。一方、Inerrupt は一般的に Interrupt Register と呼ばれる、割り込み信号発生モジュールを用いて、トリガーがかかった瞬間にハードウェア的に CPU に割り込みをかけて、現在の処理を中断し、データの取り込みを行う。両者のちがいは、CPU の占有率にでてくる。Polling は常にソフトウェアが走りっぱなしの状態であるから、CPU を無駄に消費している時間が長い。Interrupt はソフトウェア的には sleep の状態にあるので、普段はほとんど CPU を使わなくてすむ。逆に Polling は、処理の単純さが魅力である。Polling にくらべ Interrupt はソフトウェアの開発が難しい。ルーチンも多少複雑になるので、データ取り込みのスピードも多少遅くなる。

次に、多角的なデータの取り込みを行うために、このルーチン (これを仮にコアルーチンと呼ぶ) を Unidaq というソフトウェアに組み込んだ。Unidaq は UNIX ベースの手軽なデータ収集システムである。このシステムはミシガン大学と LBL と東工大と KEK が共同で開発したもので、SUN、DEC、SGI、それから HP のマシンで動くように作られている。中心となる部分は、Collector, Recorder, Analyzer, それから NOVA である。Collector はイベント・データの取り込み、Recorder は取り込んだデータをストレージに記録、Analyzer はデータをディスプレーに表示し、NOVA は、データの受け渡しを調整するバッファ・マネージャである。使用の際には、Collector と Analyzer のソースを編集してコアルーチンをこれらのプログラムに組み込み、コンパイルし直してそれぞれの実行イメージを作って走らせることになる。正常に動作すれば、集められたデータをリアルタイムでグラフ表示し、現在のステータスを一目で確認できるほか、絶えず生データがバイナリ形式でファイルに保存され、あとでゆっくり解析することもできる (図 3.11)。また、コマンド形式ではあるが、わかりやすいユーザーインターフェースを持っていて、もし GUI(Graphical User Interface) が好みならば、マウスのみで操作できるようにも設定できる。

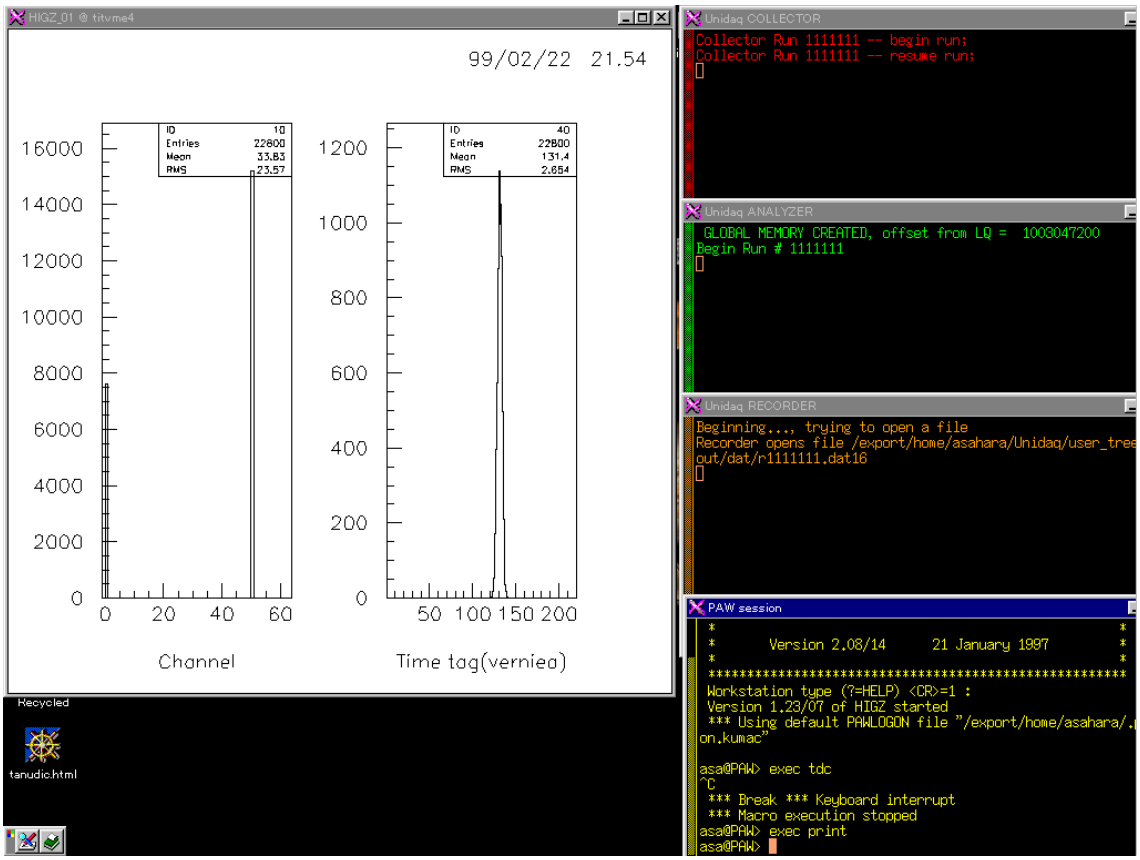


図 3.11: UNIDAQ 使用画面

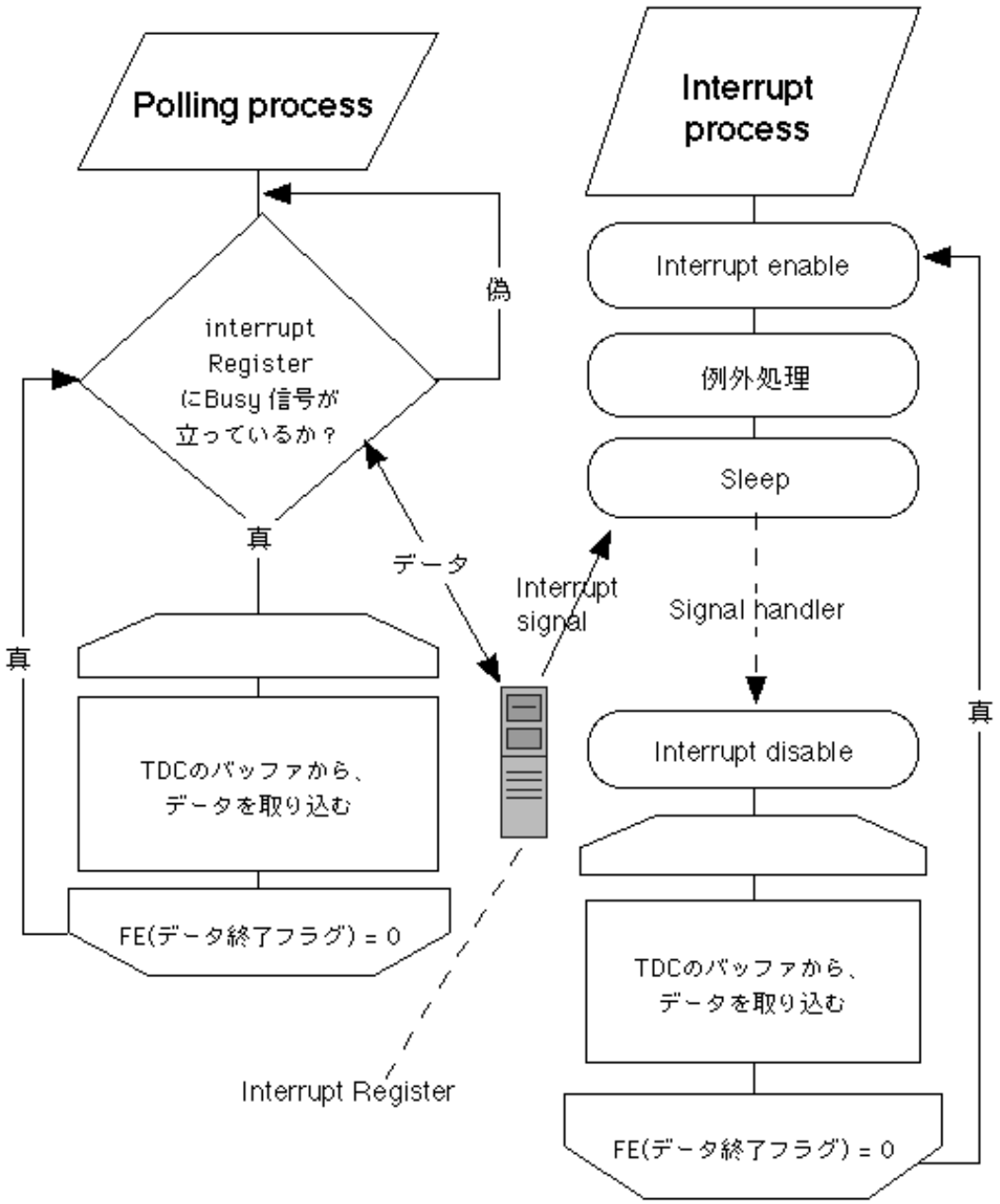


図 3.12: プログラム流れ図

3.3 Dead time 計測

測定において、実際の計測時間と、データの判定処理のバランスをとることが重要な問題であることは前に述べた。γ-dassu の開発にあたってデータ収集ルーチンは 2 つ用意したので、それぞれイベントの取りこぼしがどのぐらいあるか測定してみた。

図 3.14 は、単純にコアルーチンをある十分な期間回したものである。コアルーチン以外はソフトウェア等の起動を極力押え、CPU の負担をできるだけ軽くした上で測定している。セットアップとしてもごく簡単なもので、TDC と Interrupt Register のみを用いたものでり、これは前述した実際のシステムの中核を抽出した形となっている (図 3.13)。結果から Polling の方が、Dead time が少ないことがわかる。Polling、Interrupt ともに 1kHz まではほぼ 100% データが取れているが、5kHz にもなると両者の差が開いてくる。また、Polling の際の CPU 占有率も心配されたほどではなかった。

そこで、ほぼ実際に近いセットアップを Polling で組んで測定してみた。その結果が 3.15 である。ただし、インプットパルスは光電子増倍管ではなく、パルサーを用いている。44 本ある光電子増倍管からの信号線のうち一本にパルサー信号を入れていて、データ量は一度のトリガーにつき、平均 21word である。測定後、選られたデータも添付しておく (図 3.16)。本番はデータ量がこの測定の 50 倍程度 (単純に光電子増倍管の数ぶん) になると見積もられるので、その分データ取り込みルーチンが重くなるであろう。また、ストレージはイーサネットを経由したリモートホストに置く予定であるので、データ転送時間分、さらに重くなることが予想されている。しかし、それでも十分に対応出来るほどの高性能である。

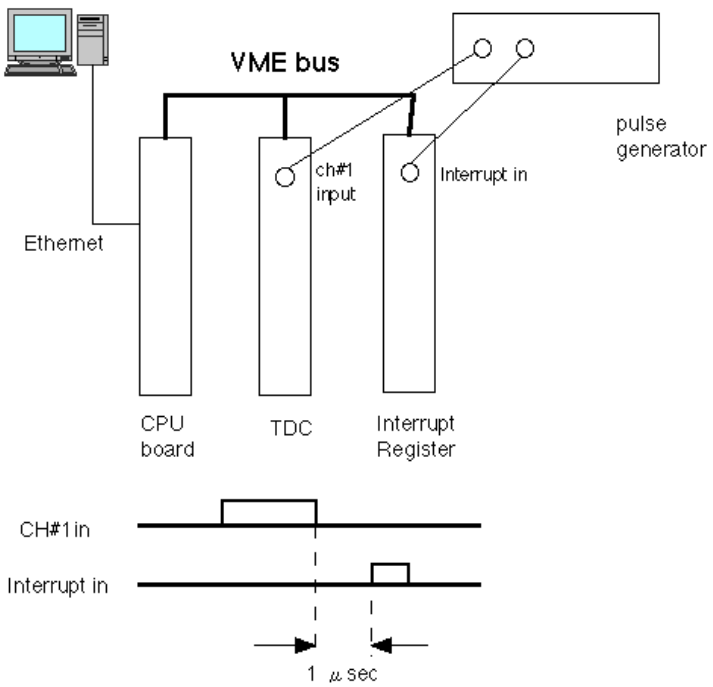


図 3.13: 単純ルーチンセットアップ図

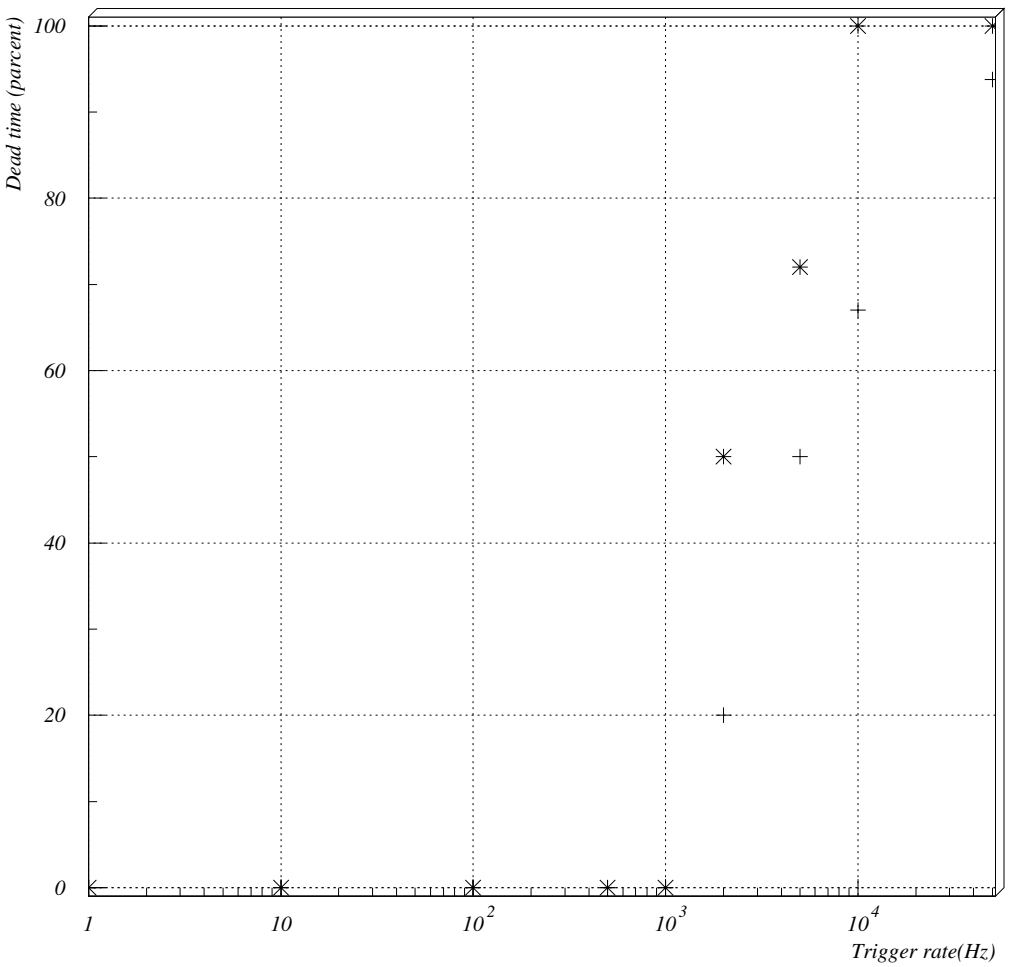


図 3.14: 単純ルーチンでの polling,interrupt の比較。米印が Interrupt、+印が Polling process での結果である。

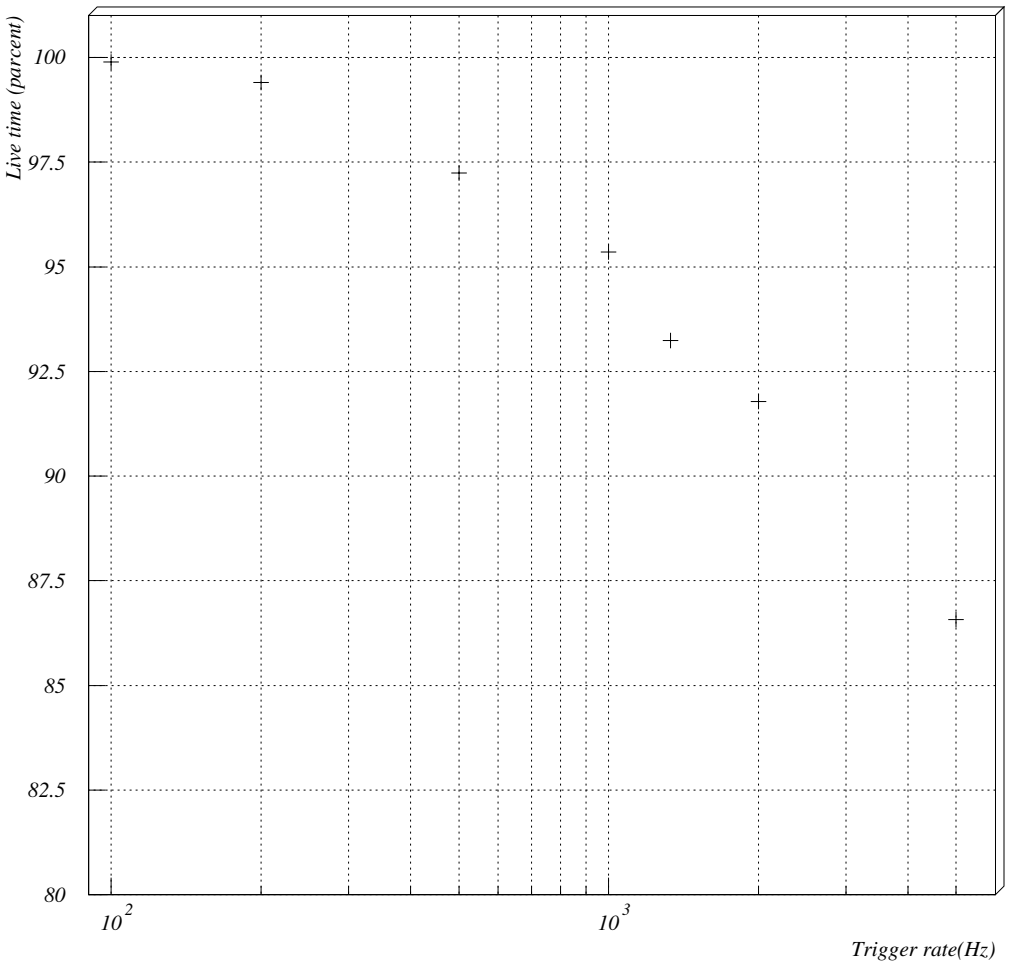


図 3.15: 実際のセットアップでの Live time 計測

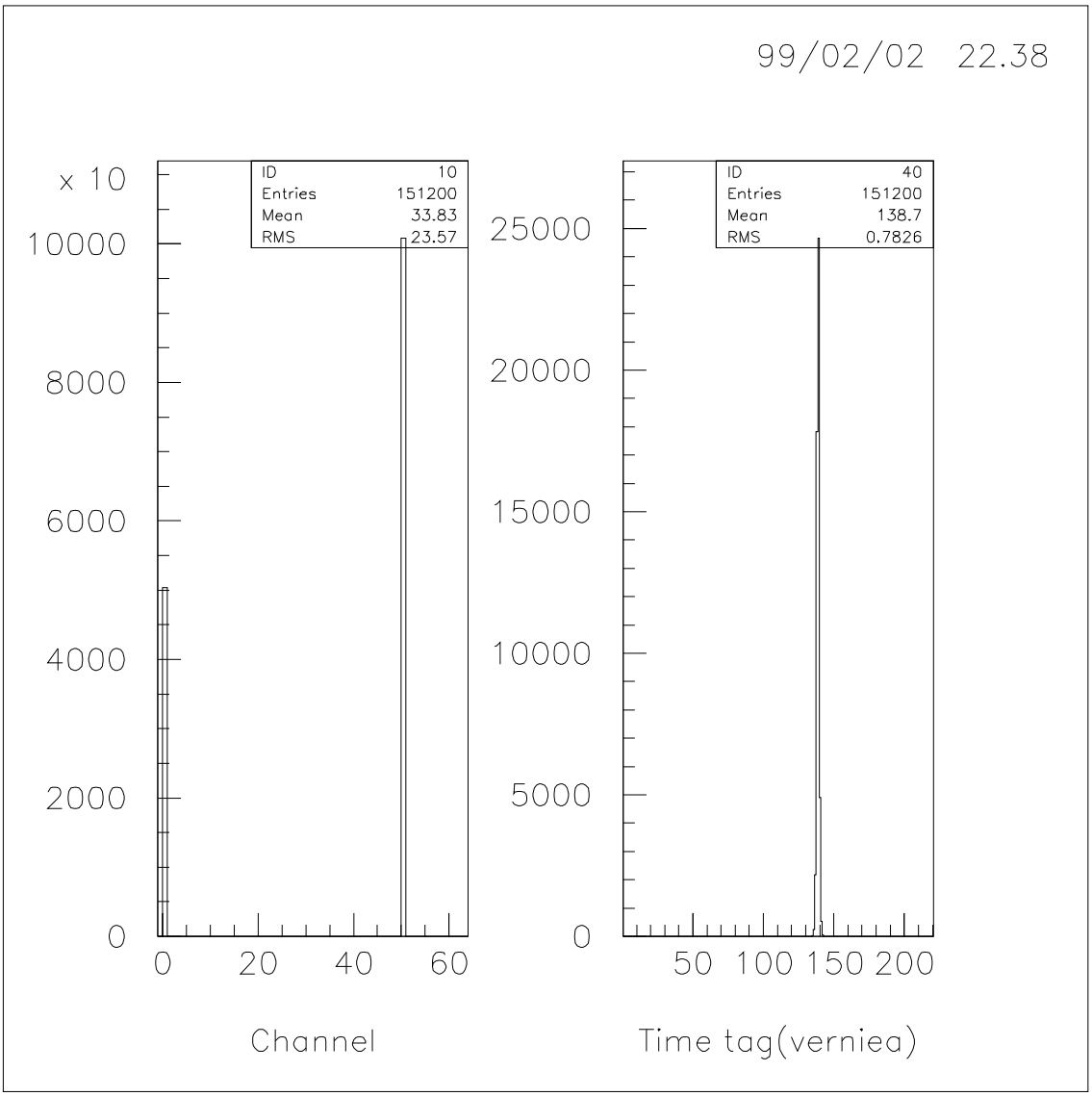


図 3.16: 左図は各チャンネルごとのカウント分布。今回は ch50 にしかテストパルスをいれていない。ch0 はトリガーである。右図はそのパルスの時間幅をヒストグラムとして表示させたものである。

第4章　結論

“すばる” 望遠鏡をチェレンコフ望遠鏡として運用する為のデータ収集システム “γ-dass” の開発を行い、簡単な性能テストを行った。

シミュレーションでは、トリガー条件として “3Count $\times$ 1PMT” を選べば効率よく測定できると予想できた。今後、“すばる” や “γ-dass” は開発の段階を終え、より仕様が明確になるものと思われる。今回用いたパラメータもそれに伴いより明確にあたえることが出来るだろう。また、シミュレーション自体の精度をよりあげることが今後の課題である。本観測計画は永続的に測定しつづけるという類のものではないので、決められた時間内に、効率良く観測を行うことが肝要である。そのためにも、事前の精度良いシミュレーションが重要になってくる。

次に、開発したデータ収集システムの Dead time 計測では、VME の高速性が十分に発揮された結果となった。γ-dass の弱点としては、テスト際に TKO module が比較的ノイズに弱いことがわかり、多少不安なところではある。本番の TKO クレートはバックプレーンをもたず、電源をフラットケーブルで配線する予定の為、雑音が心配されるからである。テストでは、TKO,VME の両 discri とも、閾値をかなり高めに設定することで、はじめて正確な値が計測できた。

また、フォアグラウンドで走らせれば高速である Polling プロセスであるが、バックグラウンドで走らせると、すぐに Live Time が 30% ほどに落ちてしまう。これは Polling の特性ではあるが、Interrupt プロセスではプログラムの性質上、そのようなことは起こらないと考えられるので、測定同時解析を可能にするためには Interrupt プロセスでデータ収集システムを組む必要がある。その必要があるか否かはまだ考慮中ではあるが、2 つのプログラムを用意しておくことは必要であると考えられる。早急に Interrupt プロセスでのプログラムを作成し、テストしてみたい。

さらに今後の課題としては、

- 光電子増倍管を用いた実際のデータの取り込み
- ネットワーク経由した記憶媒体へのデータの書き込み (Net nova の設定)
- ADC との連携処理

などが考えられる。また、周辺の検出機器もぞくぞくと完成しつつあるので、総合的なソフトウェア等の開発も急がなければならない。

謝辞

今回の卒業研究を行なうにあたり終始御指導いただきました、指導教官である、谷森 達 助教授、物理全般に関して様々な助言を頂いた渡邊 靖志 教授、金行 健治 助手に感謝致します。

研究室に於いて様々な点で大変お世話になった方々 — D4 の大嶋 康伸氏、越智 敦彦氏、D3 の櫻澤 幸司氏、D2 の市沢 俊介氏、西 勇二氏、守谷昌代氏、村石浩氏、M2 の太田 琢氏、原 敏二神 貴弘氏、M1 の櫛田淳子氏、藤安宏志氏、行方敦氏、B4 の平井利尚氏、森井幹雄氏、— にお礼を申し上げます。

最後に、夏以降、未熟な私につきっきりで指導して下さった、窪 秀利 助手に深く感謝致します。どうもありがとうございました。

参考文献

[1] Longair,M.S(1994).Teoretical concepts in physics.Cambridge:Cambridge Univercity Press.

[2] V.F.Hess,Phys.Z,13(1912)1084

[3] M.Takeda et all.,Phys.Rev.Lett.81,1163(1998)

[4] J.A.Simpson,Annu.Re.Nucl.Part.Sci.33 (1983)323

[5] vol.14,No.02,1999-02

[6] T.Murakami et all.:Nature 335,234(1988).

[7] M.J.Rees and P.Meszaros:MNRAS 258,41P(1992).

[8] "CAMAC-A Modular Instrumentation System for Data Hanging,Description and Specification" EURATOM Report EUR4100e,1972

[9] "CAMAC-Organization of Multi-Crate systems" EURATOM Report EUR4100e,1972

[10] "The VMEbus Specification C.1"PRINTEX Publishing INC.

[11] O.C.de Jager,A.K.Harding,Astrophys.J.396(1992)161.

[12] C.D.Dermer,et al.,ApJ.Suppl.90,945(1994)

[13] L.Maraschi,et al.,ApJ,435.L91(1994)

[14] Longair,M.S High Energy Astrophysice vol1,2.Cambridge:Cambridge Univercity Press.

[15] Rene A.Ong:Physics Reports 305(1998)93-202.

[16] 原 敏、東京工業大学卒業論文

[17] 原 敏、東京工業大学修士論文

[18] 竹内康雄、東京工業大学卒業論文

[19] 竹内康雄、東京工業大学修士論文

[20] 古西孝成、神戸大学修士論文