高エネルギーγ線天文学の現状
− TeVγ線直接観測実験計画の検討−

指導教官　宮村　修
広島大学理学部物理学科
山口　圭治

1997 年 2 月 14 日

Abstract

高エネルギー宇宙線やγ線は、宇宙空間におけるエネルギーが最も高い物理現象に関与している。特に、電磁場によって直接加速することは不可能なγ線は、陽子や電子によって放射される 2 次粒子であり、中性粒子であるため磁場によって方向を乱されることがない。このことより、高エネルギーγ線を観測することにより、宇宙線の発生源や銀河系の星間物質の分布などを観測することが可能となる。近年、衛星観測や地上観測など、多くの実験グループがγ線観測を行っている。

本論文では、最近のγ線天文学、特に、MeV 以上のエネルギー領域の観測についてのまとめを行い、さらに、原子核乾板を用いた気球実験などによる高エネルギーγ線直接観測実験についての議論を行った。

目 次

1 Introduction **4**

2 高エネルギーγ線の発生機構 **5**
2.1 π^0崩壊 5
2.2 逆コンプトン効果 (Inverse Compton Effect) 6
2.3 シンクロトロン放射 (Synchrotron Radiation) 7
2.4 制動放射 (Bremsstrahlung) 8

3 高エネルギーγ線源 **9**
3.1 パルサー (Palusar) 9
3.2 超新星爆発、超新星残骸 9
3.3 連星系 10
3.4 活動銀河核 10

4 γ線天文学 **12**
4.1 γ線天文学の概要 12
4.2 ＭｅＶ~ＧｅＶ領域 12
4.2.1 ＣＯＳ－Ｂ衛星によるγ線観測 12
4.2.2 ＣＧＲＯ衛星 (ＥＧＲＥＴ検出器) 14
4.2.3 ＥＧＲＥＴによる観測結果 15
4.3 航空機での観測実験 17
4.4 ＞ＴｅＶ領域 17
4.4.1 大気チェレンコフ光実験 18
4.4.2 エアシャワー観測実験 19
4.4.3 ＞ＴｅＶ領域観測結果 20
4.5 まとめ 21

5 JACEE による気球実験 **22**
5.1 JACEE 実験の概要 22
5.2 JACEE 実験によるγ線観測 22
5.3 JACEE 実験の推定観測領域 22
5.4 点源の推定観測時間 25

6 考察 **27**
6.1 長時間気球実験によるγ線観測 27
6.1.1 観測地域に関する問題 27
6.1.2 検出器 29
6.2 その他の直接観測実験 29
6.3 まとめ 31

A 電磁場の Lorentz 変換 **33**

B 天球座標系 **34**
B.1 地平座標系 34
B.2 赤道座標系 34
B.3 銀河座標系 35
B.4 各座標系の関係 36
B.5 地平座標と赤道座標との関係 36
B.6 赤道座標と銀河座標との関係 36

1 Introduction

高エネルギー宇宙線やγ線は、エネルギーが最も高い物理現象に関与している。

また、宇宙空間には、パルサーや活動銀河核等の活発な天体が多数存在し、それらは、多数の粒子を放出している。

さらに、γ線等の中性粒子は、陽子・電子等の荷電粒子とは異なって、銀河等による宇宙空間の磁場によって、方向を乱されることはない。そのため、γ線源を観測することによって、宇宙線等の発生源を特定しその物理を理解することが可能である。

近年、多くの実験グループが高エネルギーγ線の観測を行って、多数の点源が発見されている。

本論文では、2章でγ線の発生機構、3章でγ線点源、4章でγ線天文学の概要と最近の観測結果についてのまとめを行い、5章で直接観測実験として、JACEE実験を取り上げ、その実験でγ線点源を観測した場合、観測領域の結果を示した。そして、これらの結果をもとに、直接実験に対する検討を6章で行なった。

2　高エネルギーγ線の発生機構

中性粒子であるγ線は電磁場によって直接高エネルギーに加速することは不可能であり、以下のような放射過程で二次的に陽子や電子等の荷電粒子から放射される。

2.1　π^0崩壊

高エネルギーの陽子が原子核等と非弾性的な衝突をすると、多数の中間子が発生する。ここで質量μを持つ2つの粒子A、Bの衝突を考える。実験室系において、粒子Bが静止し、粒子Aが運動エネルギーE_L、運動量$\mathbf{P}$をもって衝突するとする。重心系では、どちらの粒子もともに運動エネルギーE_{CM}をもって正面衝突する。それぞれの場合の粒子の4元ベクトルpは、

$$\begin{aligned} \text{実験室系}：\ \mathrm{A}：\ & p_A=(E_L+\mu,\mathbf{P}) \\ \mathrm{B}：\ & p_B=(\mu,0) \\ \text{重心系}：\ \mathrm{A}：\ & p_{A0}=(E_{CM}+\mu,\mathbf{P}) \\ \mathrm{B}：\ & p_{B0}=(E_{CM}+\mu,-\mathbf{P}) \end{aligned}$$

で与えられる。ローレンツ変換に対して全エネルギーは保存されることより、

$$(E_L+2\mu)^2-\mathbf{P^2}=(2_{CM}+2\mu)^2 \qquad (2.1.1)$$

また、

$$E_L=\sqrt{\mathbf{P^2}+\mu^2}-\mu \qquad (2.1.2)$$

であるから、以下の関係式が導かれる。

$$E_A \geq 2\,\mathrm{m}\,(1+\frac{E_{CM}}{2\mu}) \qquad (2.1.3)$$

重心系で衝突によって質量mの粒子が新たに生成される場合を考える。この時、重心系での全エネルギー2 E_{CM}は、生成される粒子の質量m以上でなくてはならない。よって、粒子Aを粒子Bに衝突させて質量mの粒子を生成させるために必要なエネルギーは、

$$E_A \geq 2\,\mathrm{m}\,(1+\frac{\mathrm{m}}{4\mu}) \qquad (2.1.4)$$

となる。ここで、ある陽子が静止しており、それにもう一つの陽子が衝突したとする。この衝突によってπ^0が発生する場合の threshold energy は、陽子の質量が 938.3MeV、π^0の質量が 135MeV であるから、上式より

$$E = 279.7MeV$$

となる。また、threshold energy では重心系では衝突後それぞれの粒子は静止しているが、実験室系においては動いており、以下のような生成された運動エネルギーをもっている。

$$E = \frac{m^2}{2\mu} \qquad (2.1.5)$$

よって、threshold energy で作られたπ^0の運動エネルギーは 0 ではなく、(2.1.5) 式より

$$E_{min} \approx 9.7MeV$$

となる。このようにして生成されたπ^0は寿命0.84×10^{-16}秒で 2 つのγ線に崩壊し、上記のようにしてπ^0が得たエネルギーをγ線に分配する。

上から分かるように、GeV 以上のγ線が発生するためには、それ以上のエネルギーを持つπ^0が必要であり、また、そのπ^0のエネルギー以上の原子核が必要となる。

2.2 逆コンプトン効果 (Inverse Compton Effect)

高エネルギーの光子が電子によって散乱を受ける現象をコンプトン効果といい、逆に高エネルギーの電子が光子にぶつかって光子を蹴飛ばす現象を逆コンプトン効果という。

エネルギーがεの光子が電子の進行方向に対して角度θで入射したとする。ここで、電子の速度をβとすると、電子に固定した座標系 (電子系) でこの運動を見たとすると、この系での、光子のエネルギーε_{el}は、

$$\varepsilon_{el} = \varepsilon\gamma(1 + \beta\cos\theta) \qquad (2.2.1)$$

となる。ここで、γは

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

である。光子はあらゆる方向より入射してくるとすると、ε_{el}は

$$\varepsilon_{el} \approx \varepsilon\gamma \qquad (2.2.2)$$

と考える。

光子のエネルギーが低い場合 ($\gamma\varepsilon \ll mc^2$) の場合、この散乱はトムソン散乱となり、散乱光子はε_{el}のエネルギーをもつことになる。散乱角をϕとして、この運動を電子の走っていた初めの系、実験室系に変換すると、散乱光子のエネルギーをWとすると、

$$W = \gamma\varepsilon(1 + \cos\phi) \approx \gamma^2\varepsilon_{el} \qquad (2.2.3)$$

となる。

このようにして、高エネルギー電子がマイクロ波や赤外線のようなエネルギーの小さい光子と弾性散乱すると、エネルギーの高いγ線が発生する。

宇宙空間においては、高エネルギー電子が、$2.7\mathrm{K}$ 黒体放射や星の光と逆コンプトン散乱をおこし、X 線やγ線が発生する。

2.3 シンクロトロン放射 (Synchrotron Radiation)

電子は、磁場中を運動する際に $\mathrm{Lorentz}$ 力を受けスパイラル状の軌道を描いて走る。この際電子は軌道を含む面内で軌道の曲がる方向に加速を受けているため電磁波を輻射する。この輻射のことを、シンクロトロン放射という。

いま、磁場 $\mathbf{B}$ の中を、電子が速度 v で動いているとする。この運動を電子系に変換すると、電磁場は $\mathrm{Appendix}$ より、

$$E'_{\parallel} = E_{\parallel}$$

$$E'_{\perp} = \gamma(E_{\perp} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$B'_{\parallel} = B_{\parallel}$$

$$B'_{\perp} = \gamma(B_{\perp} - \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

と変換される。ここで、$\parallel$ と$\perp$はそれぞれ、電子の運動方向に平行、垂直な成分を示す。もともと電場がなかったとすると、

$$E'_{\perp} = \gamma\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \gamma v B \sin\theta \qquad (2.3.1)$$

となる。ここで、θは電子の運動方向と磁場の方向のなす角である。この座標系で電子の受ける加速度は

$$a' = \frac{e\gamma v B \sin\theta}{m} \qquad (2.3.2)$$

であり、電子が加速度を持つために電磁波として単位時間に失うエネルギーは、Larmor の公式より、

$$\frac{dU'}{dt'} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3} a'^2 \qquad (2.3.3)$$

となる。これと式 (2.3.2) より

$$\frac{dU'}{dt'} = \frac{e^4\gamma^2 v^2 B^2 \sin^2\theta}{6\pi\varepsilon_0 m^2 c^3} \qquad (2.3.4)$$

が導かれる。また、電子系でのエネルギーがε'である光子を静止系で見た進行方向に対する光子のエネルギーの平均は $\langle \epsilon \rangle = \gamma\varepsilon'$であり、$dt = \gamma dt'$であるから、

$$\frac{dU'}{dt'} = \frac{dU}{dt}$$

となり、dU / dt は Lorentz 変換に対して不変となる。よって、電子が磁場によって加速されるときに電磁波として失うエネルギーは、

$$\frac{dU}{dt} = \frac{e^4\gamma^2 v^2 B^2 \sin^2\theta}{6\pi\varepsilon_0 m^2 c^3} \qquad (2.3.5)$$

となる。このようにして、電子は磁場中を運動するとシンクロトロン放射をする。

2.4 制動放射 (Bremsstrahlung)

高速度で走っている電子が原子核近傍を通過すると、散乱によって急激に進路が曲げられる。そのため、電子の周りの電磁場が、電磁波として振り落とされ輻射される。この輻射のことを制動放射という。古典的に考えた場合、電子が進行方向の変化によって加速を受けて電磁波を放出するということである。電子が原子半径程度の所を通過した場合、原子核の電荷はその周りの電子により打ち消されており、結果として、電子は原子核によりクーロン力を受けず制動放射は受けない。しかし、電子の進路と原子核との距離が、原子半径よりは小さいが、原子核半径よりは大きい場合、外周りの電子の影響はないものと考えられ、原子核は点電荷とみなせる。このような場合に制動放射が起こるのである。

3　高エネルギーγ線源

高エネルギーγ線の発生源としては、以下のような天体が考えらえれている。

3.1　パルサー　(Palusar)

主に電波や可視光領域において周期的なパルスを放射している天体のことをいい、中性子星と考えられている。多くのパルサーは、周期がわずかながら増加している傾向があり、これは、回転エネルギーが宇宙空間に放出されていることを示唆している。さらに、電磁領域において非常に明るいことより、その周囲には強磁場の存在が必要であり、それは双極磁場であると考えられている。中性子星が回転すると、この双極子磁場が回転し、それにより電磁波が放射される。また、磁場の回転より生ずる電場により、中性子星の周囲にプラズマが誘起されていると考えられ、上記の電磁波は、このプラズマ流を外部へ放出することが可能である。さらに、中性子星は、超新星爆発後に残留物として生成されると考えられており、伴星を伴って連星系を形成している場合もある。

中性子星によって宇宙線が加速されるモデルとしては次のような理論が考えられている。強磁場により中性子星がわずかに偏平になると四重極能率が生じ、これが高速で回転をすると重力波が生じて回転がおそくなる。次に磁気の軸が回転軸に対して傾いているならば、磁気 dipole 輻射によって電磁波が放射される。この電磁波に荷電粒子がのり加速されると$10^{15}eV$以上のエネルギーが得られる。このようにして強磁場と速い回転により高エネルギー粒子が発生すると考えられている。

主な天体として、CrabPalusar、VelaPalusar や PSR1706-44 等があげられる。

3.2　超新星爆発、超新星残骸

星が突如、太陽光度の約１０^{9}倍もの明るさで輝き、その後１～２年かかり減光していく現象の事を超新星爆発　(supernova) という。星がその進化の最終段階で引き起こす大爆発と考えられている。また、超新星爆発の際に放出された、気体や電磁波のことを超新星残骸　(supernova remnant) という。

荷電粒子の加速は、超新星爆発の際に形成されるショックによっても

可能であると考えられている。荷電粒子は宇宙空間の磁場の乱れによって散乱され加速や減速を受ける。このような散乱は荷電粒子と磁気雲との弾性散乱とみなすことができる。このような散乱過程において、磁気雲がランダムに動いている領域においては、荷電粒子と磁気雲との正面衝突の確率が追突の確率より大きく、結果として粒子は磁気雲よりエネルギー得て徐々に加速される。また、このような加速領域にショックが形成されている場合、その上流と下流では平均的な磁気雲の速度が異なるため、荷電粒子はショックの前面をはさんで散乱を繰り返しエネルギーを獲得していく。超新星の残留物としてパルサーが生成されると述べたが、これによるパルサー風は超新星残骸中でショックを作ると考えられている。

主な天体として、CrabNebula 等があげられる。

3.3 連星系

2 つの星が互いの重力に引かれて、共通重心の周りを好転している天体のことを、連星系という。ここで対象とする連星系は、一方の天体が中性子星やブラックホール等の compact な天体から成るものである。

連星による粒子加速は、降着円盤による加速モデルと中性子星の回転に起因するモデルがあげられる。

現在、γ線での観測において、連星系を点源とする考え方には否定的であるが、近年の観測技術は大幅に向上したため、再び連星系を観測した場合、これからのγ線を観測する可能性は十分考えられる。

主な天体として、CygX-3 や CenX-3 などがある。

以上の天体は主に銀河系内に存在する天体である

3.4 活動銀河核

全銀河のうち数%の銀河は,非常に明るい中心核をもつ。このような銀河を、活動銀河核 (Active Galactic Nueclues、AGN) という。AGN は、現在大きく分けて、Radio-Quiet と Radio-Loud の二つに分類される。

全 AGN の約９５％が、Radio-Quiet と呼ばれるグループに属しており、主に可視光領域から紫外線領域で観測される。このグループはさら

に、Seyfert1,Seyfert2,QSO に分類される。Seyfert1 と Seyfert2 の違いは、その輝線スペクトルの違いである。これは、観測者と天体との相対的な位置によるもので、それぞれ、Seyfert1 銀河では、観測者は銀河面を観測し、Seyfert2 銀河では銀河を上から観測している。また、これらのうちで QSO (準星) と呼ばれる天体があり、これは、非常に遠方に存在している Radio-Quiet な銀河である。

Radio-Loud に属する銀河の特徴としては、主に紫外線領域以上で明るく輝いており、また Radio-Quiet との違いは、ジェットを放射する中心核をもっている。このグループもさらに、FR1 (Fanaroff-Riley1)、FR2,BL-Lac.OVV などに分類される。FR1、FR2 はともに Narrow-Line Rasio Galaxy (NLRG) と呼ばれており、光度の違いにより区別される。一方、OVV は Broad-Line Radio Galaxy (BLRG) とも呼ばれている。NLRG、BLRG と BL-Lac との違いは、Seyfert1、2 との違いと同様に観測者と天体との位置関係によって生ずると考えられている。

AGN は、主に電波、可視光、X 線領域において観測されており、その活動は活発であり莫大なエネルギーを宇宙空間に放出している。中心には、compact な天体が存在していると考えられ、その周囲にガス雲が分布していると考えられている。この compact な天体は、小さくて明るいということから、現在ではブラック・ホールと考えられている。

4　γ線天文学

4.1　γ線天文学の概要

γ線は中性粒子のため、宇宙空間中の磁場に捕らわれず、発生源より直接地球に飛来する。このことから、γ線を観測することにより、高エネルギー宇宙線の発生源を特定することが可能となる。また、diffuse γ線の分布を観測することにより、銀河系内などの星間物質の分布などを観測することが可能となる。

現在のγ線天文学は、観測するエネルギー領域により、ＭｅＶ～ＧｅＶ領域では主にＣＧＲＯ (Compton Gamma Ray Observatory) 衛星のような観測衛星による直接観測、＞ＴｅＶ領域では、γ線が大気に入射した時に発生する電磁カスケード・シャワーによる大気チェレンコフ光を観測する実験や大気エア・シャワーを地上で観測する方法が存在する。以下ではこれらのエネルギー領域での実験方法のまとめと、実験結果についてまとめてみた。

4.2　ＭｅＶ～ＧｅＶ領域

4.2.1　ＣＯＳ－Ｂ衛星によるγ線観測

点源から放射されるγ線はエネルギー高いが、強度が弱いため、大きな検出器か、または長時間の実験を行う必要がある。さらに、γ線は大気中の原子核と相互作用を起こすため、地上では直接観測するのは難しい。そのため、γ線を観測するための衛星が開発された。

最初に行われた実験はアメリカのＯＳＯ－３実験である。この実験により、初めて galactic gamma-ray emission が観測された。その後、アメリカのＳＡＳ－２が８カ月に及ぶ観測実験を行い、さらに、長時間の観測実験を行うために、１９７５年８月にＣＯＳ－Ｂ衛星が打ち上げられた。この実験は galactic gamma-ray emission についての非常に詳細な観測を行い、また、最初に銀河外のγ線源を観測した。

ＣＯＳ－Ｂの概略は図 4-1[1]、図中のＡはアンチ・カウンターＢはシンチレーター、Ｃはチェレンコフ・ラディエター、Ｄはシャワーリークカウンター、Ｅはカロリーメーターである。ＣＯＳ－Ｂの観測可能なエネルギー領域は 20MeV～6GeV である [1]。

[1]図 4-1～4-4 は "C.J.Cesrsky and J.A.Paul,Nuclear Science Application Vol1 ,191,1981" より参照

70Mev ~ 5Gev のエネルギー領域でＣＯＳ－Ｂが観測した銀河のようすを図 4-2 に示す。これより、銀河の中心方向より飛来するγ線は強く、その反対方向から飛来するγ線は弱いことが分かる。また、図 4-3 はγ線の強度の緯度方向の依存性を示すものであり、実線は銀河面の強度５０％以下になる境界線を示すものである。これより、銀河の中心付近では銀河面領域からの主にγ線は飛来し、反対方向では領域は広がっていることが分かる。さらに、図 4-4 はＣＯＳ－Ｂで観測された点源の分布を示す。図中の●は 100MeV 以上で同定された点源であり、○は同定されなかった点源である。

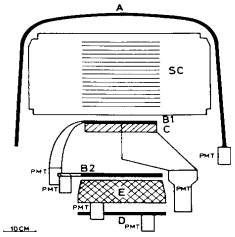

図 4-1 COS-B の概略図

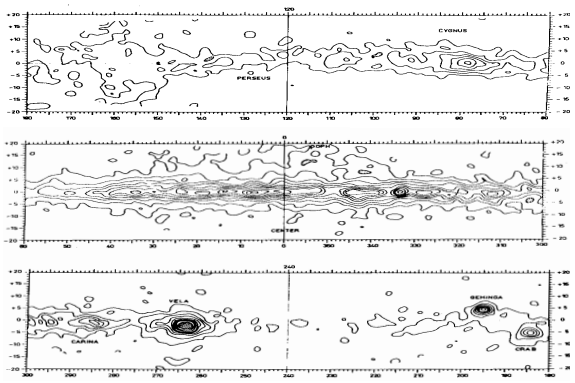

図 4-2 COS-B によるスペクトル分布

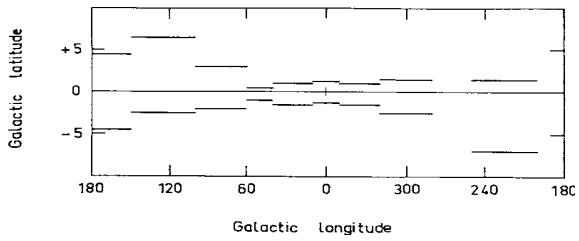

図 4-3 スペクトルの緯度依存性

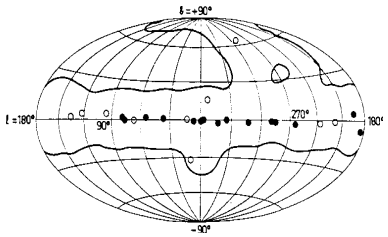

図 4-4 COS-B の点源カタログ

4.2.2 ＣＧＲＯ衛星 (ＥＧＲＥＴ検出器)

ＣＧＲＯ (Compton Gamma Ray Observatory) 衛星 (図 4-5[2]) は、１９９１年４月に、中性子星やその他の銀河内の天体や活動銀河内での高エネルギー現象の研究や、未知のγ線源の発見を目的として、ＮＡＳＡによって打ち上げられた観測衛星であり、ＢＡＴＳＥ (the Burst and Transient Source Experiment)、ＯＳＳＥ (the Oriented Scintillation Spectrometer Experiment)、COMPTEL(the Imaging Compton Telescope)、ＥＧＲＥＴ (Energetic Gamma-ray Experiment Telescope)、と呼ばれる観測するエネルギー領域が異なる検出器を４つ搭載している。ここでは、観測するエネルギー領域が最も高いＥＧＲＥＴ検出器について、検出器の概要、これまでの観測結果について簡単にまとめてみた。

EGRET の観測可能なエネルギー領域は 30MeV ~ 30GeV であり、観測

[2]図 4-5 は"Brenda L. Dingus, ,99"より参照

視野は~４０°である。target が視野の中心付近に入ったときの telescope の有効面積は１５０ MeV で $1000cm^2$、０.５~１ GeV で $1500cm^2$、10GeV で $700cm^2$であり、それ以上では急速に減少する。また、有効面積は target が telescope の軸上にある時が最大であり、target と軸とのなす角が１８° 以上になると、有効面積は５０%近くまで減少する [2]。検出器は、γ線の到来方向を特定するスパークチェンバーと、エネルギーを特定する NaI カウンターを、荷電粒子除去の為のアンチカウンターで囲んだ構成である。

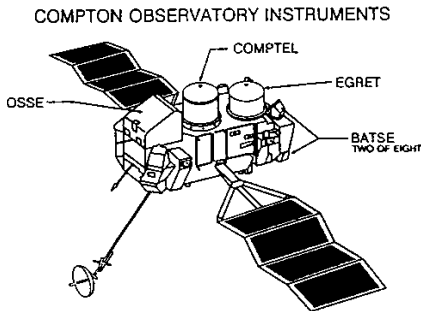

図 4-5 CGRO 衛星の外観

4.2.3 ＥＧＲＥＴによる観測結果

現在ＥＧＲＥＴによって観測された点源のカタログは、観測時期により、1991 年 4 月 5 日から 1992 年 11 月 7 日までの観測による 1st catalog (Fichtel et al .1994)、1992 年 11 月 7 日から 1993 年 9 月７日までの 2nd catalog (Thompson et al .1995) がある。これらの観測により見つかった点源の内訳 [3] は以下の様になる。

パルサー	5
AGN	51
unidentified (galactic)	32
unidentified(extra galactic)	39
Large Magellanic Cloud	1
solar flare	1

また、図 4-7 は 1st catalog と 2nd catalog をあわせたものである。表から見て判るように、半数以上が同定されておらず、特に銀河系内の天体についてはパルサー以外は全て同定されていない。また、銀河系外の点源が４０個以上あることも特徴の一つである。また、EGRET の 1st catalog に載っていて 2nd catalog に載っていない点源が３１ある。

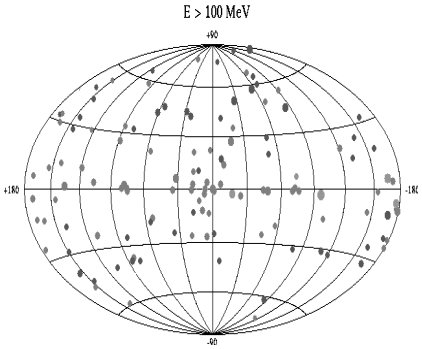

図 4-7　EGRET 2nd カタログ

EGRET が検出したパルサーは、2nd catalog の Crab ，Vela Pulsar ，Geminga Pulsar，PSR1055-52，PSR1706-44 の５つと、PSR1951+32 の計６つである。これらのパルサーは年齢が 10^3年から 5×10^5年であり、パルサーの年齢の中心が４$\times10^6$年であることから考えると、比較的若いパルサーに属する。ここの catalog には載っていないが、最近 PSR0656+14 という非常に弱いγ線パルサーが発見されている (Ramanamurthy et al . 1996)。

更に、ＥＧＲＥＴの特徴として、COS-B などの EGRET 以前の観測衛星では 1 つしか観測されなかった AGN が多数検出されていることである。それらの全てが radio-loud で flat なスペクトルを持ち、その多くが偏極しており、光学的な等級が短い周期で大きく変動する、という特徴を持つ。この事から、EGRET グループでは、検出した全てのＡＧＮは、blazer と呼ばれるＢＬ Lac 天体に属すると言っている。EGRET は、全ての blazer を検出したわけではなく、29 個についてはその上限値を得たに過ぎない。

diffuse 成分に関しては、観測されたγ線の 90 %以上が銀河面からの diffuse gamma-ray である [4]。また、Large Magellenic Cloud (LMC) からの diffuse 成分も観測されている。さらに、Small Magellenic Cloud (SML)

の観測では、そのフラックスは $< 0.5 \times 10^{-7} photons cm^{-2} s^{-1}$[4] であった。これは、もし宇宙線源が宇宙に一様に分布しているとすると、そのフラックスは $(2.4 \sim 4.2) \times 10^{-7} photons cm^{-2} s^{-1}$[4] となると考えられ、このことから宇宙線源は銀河内のみであること考えられる。

また、この検出器では Gamma-Ray Burst (GRB) も検出された。中には、80 分近く続いたバーストも観測された [4]。GRB は等方的であり、スペクトルに広がりがあり、一時的なものである。発生源は以前不明であるが、宇宙に一様に分布していると言う説と、銀河のハローが発生源であると言う説がある。

4.3 航空機での観測実験

1989 年から 1991 年の間に 4 回に渡って、貨物用の航空機 (成田 ~ シドニー) に、図 4-7 に示すような Lead-Glass 検出器とホドスコープを組み合わせた検出器を搭載した実験が、日本の高エネルギー研究所を中心としたグループによって行われた。この実験での観測領域は、主に銀河面に沿った領域であり、エネルギー領域は約 20 GeV である。4 回の観測時間は、46.9 時間であるが、幾つかの点源に対する upper limit と銀河系 γ 線のフラックスを観測している [5]。

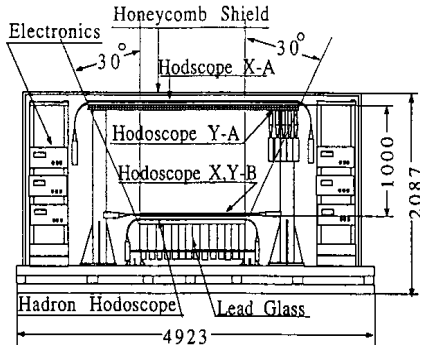

図 4-7 ホドスコープ検出器

4.4 > TeV 領域

大気中に γ 線や原子核などの宇宙線が入射すると、エアシャワーが発生する。一次粒子が原子核の場合、大気中の原子核と相互作用を起こし、

核カスケードが発生する。この核カスケードにおいて他数のπ中間子が発生するが、そのうちのπ^0中間子は寿命が非常に短くすぐにγ線に崩壊し、それが電子対生成で電子、陽電子を生成し、これが更に制動放射によりγ線放出する。このようにして電磁カスケードが作られる。また、$\pi^{\pm}$中間子は寿命が比較的長く、崩壊する前に次の衝突を起こし核カスケードの発達に寄与する。核カスケード中の$\pi^{\pm}$中間子やエネルギーの低くなった$\pi^{\pm}$中間子の大部分は、μ粒子とν_{μ}に崩壊する。一次粒子がγ線の場合、原子核の場合とは異なり、核カスケードは作られず、純粋な電磁カスケードが発生する。

＞ＴｅＶ領域では、このように発生したカスケード・シャワーを地上で観測する。ここではエネルギーの違いにより、ＶＨＥ (Very High Enrgy $0.25 \sim 10$TeV) では大気チェレンコフ光実験、ＵＨＥ (Ultra High Enrgy ＞ 10TeV) では Air Shower Arrays が存在する。以下ではこれらの実験についてと観測結果についてまとめてみた。

4.4.1 大気チェレンコフ光実験

荷電粒子が媒質を運動する際に、媒質中の光速より速い速度で運動すると、その粒子より光子が放出される。この光子をチェレンコフ光という。大気チェレンコフ光実験とは、エアシャワー中の荷電粒子により放出されたチェレンコフ光を地上に設置した反射鏡で集光し、光電子倍増管で検出する実験である。この実験は現在１４の実験グループが存在している [6]。

この実験の利点は、シャワーの進行方向の運度量が大きいことより、それから放射されるチェレンコフ光は、ほぼγ線の進行方向に放射される。これより、この実験の角度分解能は高い。また、地上に達するチェレンコフ光の拡がりは、数 100 メートルにも達する。このことより、小さい検出器でも大きな検出面積をもつ。さらに、チェレンコフ光の総量はシャワー中の荷電粒子にほぼ比例することから、γ線のエネルギーをほぼ推定できる。しかし、大気を媒体とするため、実験は大気の状態 (気温、気圧など) に大きく影響され、また、チェレンコフ光は微量であるため、晴れた月のない夜に行う必要があり、その観測時間は制限される。さらに、人工的な光源の影響を受けない場所で行う必要がある。

この実験では、バックグラウンドである proton などの原子核によるシャワーからの光を除去する方法として、γ線の到来方向が非等方的であるのに対して宇宙線は等方的であり、また、シャワーの発達の仕方が異な

るなどの違いを利用している。除去方法の違いとして、それぞれ、Lateral array 法、Duration 法、Color 法、Imaging 法がある [6]。そのうち多くの実験グループが、Imaging 法を採用している。これらの実験グループの内主なグループは、北米の Whipple 実験 (口径１０mの反射鏡) とオーストラリアの CANGAROO 実験 (口径３．８mの反射鏡) である。それぞれのエネルギー threshold は、３００ GeV と５００ GeV である。

4.4.2 エアシャワー観測実験

エネルギーが ~ 数 TeV の一次宇宙線によるシャワーは、地上に到達する前に大気中に吸収される。これらを地上で観測する方法として、前述のようなシャワーによるチェレンコフ光観測が存在する。しかし、100TeV 以上のエネルギーを持つ宇宙線によるシャワーは、地上でも十分観測することが可能であり、このようなエネルギー領域の観測としては、Air Shower Array と呼ばれる観測実験が存在し、南米ボリビアのチャカルタヤなど多数の実験グループがある。

Air Shower Array 実験とは、粒子密度を測定する検出器を多数、地上に広くばらまいて置き、大気中で発達した高エネルギーの一次宇宙線によるエアシャワーを測定する実験である。検出器としては、主にシンチレーション検出器を用い、シンチレーターに入射した粒子を光電子倍増管で検出するようになっている。これらの実験では、少なくとも 3 個以上の検出器が同時に放電すると、おのおのの検出器の場所における粒子密度が測定でき、１つ１つのエアシャワーについての粒子密度の等高線を描くことができ、これよりシャワーの中心を得ることが可能となる。これより、中心からの距離に対する粒子密度の変化が得られ、総粒子数が測定できる。また、入射方向の測定は、検出器に入る時間差により測定する。これらから、一次宇宙線のエネルギーや入射方向を特定している。

一次宇宙線が原子核かγ線か、区別する方法として、それらによるエアシャワーの発達の違いを利用している。先に述べたように、γ線はほぼ純粋な電磁カスケードを作るのに対し、原子核は核カスケードを作る。これから、γ線によるエアシャワーは原子核のそれに比べ、μ粒子が少ないと考えれる。これを利用して、この実験には、地下室や厚い物質の下に置いた検出器を用いて、同時にμ粒子を測定している。

4.4.3 ＞ＴｅＶ領域観測結果

まずＶＨＥ領域の観測結果について、点源として認められているものとして以下の４つが存在している [3]。

galactic	CrabNebula PSR1706-44
extra galactic	Mrk(Markarian)421 Mrk501

銀河系内の点源は、いずれもパルサーであり EGRET 検出器でも検出されている。そのうち、Crab は少なくとも 5 つのチェレンコフ観測で検出された。しかし、その周期はこの領域では観測されていない。これは、以下のようなモデル [4] を考えることができる。パルサーのγ線の放射過程として 2 つ挙げれる。一つはパルサー近くでのシンクロトロン放射であり、もう一つはパルサーが存在する nebula 内での逆コンプトン散乱がである。前者の場合に周期が観測され、後者の場合は周期が観測されない。また、Whipple グループによる Crab の flux はいくらか他のグループより低い [4]。よって、現在 Crab は TeV 領域では観測されるが、そのスペクトルは完全には分かっていない。

銀河系外の点源はＡＧＮの Markarian 型銀河である。ここで Markarian 銀河とは、BL Lac 天体の中で紫外領域で強い連続光を持つ天体のことをいう。Mrk421 は EGRET 検出器では最も弱い点源であり、また最も近い点源として観測されている。Mrk501 については EGRET 検出器では検出されていない。これは、前述したように、銀河核より噴出するジェットが、観測方向に平行か垂直かによって観測されるエネルギー領域に違いが存在するためだと思われる。このことは、低いエネルギー領域で観測されない天体でも、高いエネルギーで観測される場合が存在することを指摘している。さらに、銀河系外の点源もこの領域で観測できることを示している。

最近、Whipple ではもう 1 つ近くの AGN からのγ線を検出したらしく（Kifune、private commnuication、1996 ）、これを含めると、3 つの AGN から TeV 領域のγ線が観測されたことになる。

次にＵＨＥ領域については、1980 年代に Cyg X-3 や Her X-1 などのいわゆる X-Ray 連星からの観測報告が多くなされた。しかし、近年の観測ではそれらを裏付ける結果は報告されておらず、また、チェレンコフ実験や、EGRET でも観測されていない。また、この領域では新たな点

源は発見されていない。さらに、現在、Crab や Mrk421 など低いエネルギー領域で観測された点源を観測しているが、その上限を出したにすぎない。これらから、次のことが考えられる。Crab のような銀河系内の点源に関しては、そのスペクトルは高エネルギーでは急激に落ちる。また、銀河系外の点源については、それより放射されるγ線は地球に到達するまでに吸収される。

一方、diffuse 成分のγ線については、Air Shower Array 実験では多く観測されている。チェレンコフ実験は、狭い領域に関しては非常に感度が良いが、全天観測は良くない。そのため diffuse　γ線の分布は出されていない。現在では、Air Shower Array 実験を用いて宇宙線と 3K 黒体放射の相互作用によって生じるγ線の観測実験計画も進められている。

4.5　まとめ

以上の実験結果をまとめる。銀河系内の点源に関しては　Crab を例にして考えてみると、Crab は < 10Tev の領域ではあらゆるエネルギー領域で観測される点源であるが、> 10TeV 領域では、そのスペクトルは急速に落ち込み、Air Shwoer Array 実験では今だに観測されていない。このことから、銀河系内の点源から放射されるγ線のエネルギーには限界があることがいえる。また、銀河系外の点源に関しては、例えば EGRET では Mrk421 よりも強いγ線源となる AGN は多数存在する。例えばクェーサー 3C279 は Mrk421 の 30 倍 [7] も明るいが、チェレンコフ観測実験では観測されない。3c279 の赤方偏移は 0.54 であり、Mrk421 の 0.031 よりはるかに大きいことから、遠方の AGN から放射されるγ線は地球に来る前に、途中で対生成などを起こして ” 吸収 ” されるのではないかと考えられる。

また、EGRET とチェレンコフ実験との間には、1 桁以上のエネルギー領域の開きがあり、この領域に観測の空白がある。しかも、チェレンコフ実験は先に述べた様に天候などに大きく左右され、十分な観測時間を得ることができない。よって、この領域には今だに検出されない点源が存在すると考えられる。

さらに、チェレンコフ実験は、全天の内限られた領域のみを観測しているにすぎないと先に述べた。よって、VHE 領域の全天観測はなされておらず、銀河のγ線強度分布はいまだに作られていない。

5　JACEE による気球実験

5.1　JACEE 実験の概要

JACEE (Japanes-American Collaborative Emulsion Experiment) 気球実験とは、$10^{14}eV$以上の宇宙線のエネルギースペクトルや原子核組成比などを測定するために、約５ g/cm^2の成層圏高度 (地上高度約４０ km) において、エマルジョン・チェンバーを搭載した科学気球を用いて１９７９年から１９９６年まで１５回の系統的に一次宇宙線の観測を行っている観測実験である。この実験は、第１回 ~ ６回までは、北米において観測実験を行い、７・８回目の実験ではオーストラリアで打ち上げ南米で回収し、現在では南極で周回実験を行っている。

5.2　JACEE 実験によるγ線観測

JACEE 実験が用いている検出器は、エマルジョン・チェンバーと呼ばれる原子核乾板 (エマルジョン) を何枚も積み重ねたものであり、上から charge detecter、target、calorimeter の３つの層からなっている。原子核乾板は、カウンター型の検出器と比較して、軽量で、検出面積が広く取れて、検出できるエネルギーの範囲も広い。このことより、気球実験には、原子核乾板を用いた実験を行っている。しかし、原子核乾板は解析に時間を要するという欠点が存在する。charge detecter は、検出器に入射した一次宇宙線の電荷を測定するための層、target は、一次宇宙線と原子核との相互作用を利用して二次粒子を発生させる層であり、calorimeter は、target 層などで発生した二次粒子による電磁カスケード・シャワーを用いて一次宇宙線のエネルギーを測定する層である。

γ線は中性粒子であるため、エマルジョン・チェンバーに入射した場合、charge detecter 層では観測されない。しかし、target 層に入射すると電子- 陽電子対生成を起こす。これを利用して JACEE 実験ではγ線を観測する。

5.3　JACEE 実験の推定観測領域

JACEE 実験は、その目的が主に陽子などの一次宇宙線の観測であり、点源からのγ線観測は目的としていないため、検出器の向いている方向や、入射粒子の入射時間などは測定できない。しかし、この実験で観測領域

を推定し、その領域内に存在する点源を見積り、実験で観測されたγ線がどれだけ点源に依存しているか見積もることは可能であり、また、他の実験グループのデータとの比較から未知のγ線源を推定することも可能である。

以上のような推定を行うために、まず、JACEE 実験のうち、７回目と１３回目の実験 (以後 JACEE7,JACEE13 と略す) について、検出器は常に天頂角方向を向いていると仮定し、Appendix B のような座標変換を用いて、検出器が２４時間でどれだけの領域を通過するかを推定し、この結果を銀河座標を用いて、１５分間隔で点をプロットした。ここで、JACEE7 の飛行路は、およそ南緯 20 ° 付近を図 5-1 に示す通りに飛行し、JACEE13 は、南緯 75 ° 付近を図 5-2 に示すように周回した。これらの、各点での座標をもとに、変換したものを、JACEE7 については図 5-3、JACEE13 については図 5-4 に示した。ここで、図 5-3、図 5-4 の図で縦軸は銀緯、横軸は銀径を表わす。

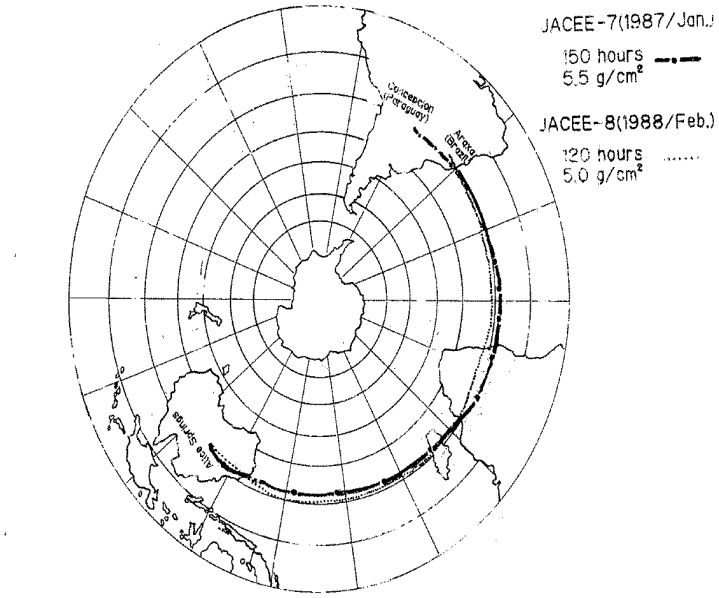

図 5-1 JACEE7、8 の飛行路

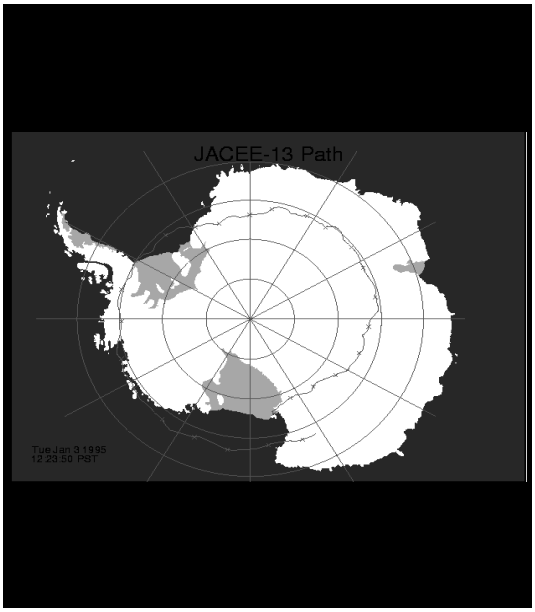

図 5-2 JACEE13 の飛行路

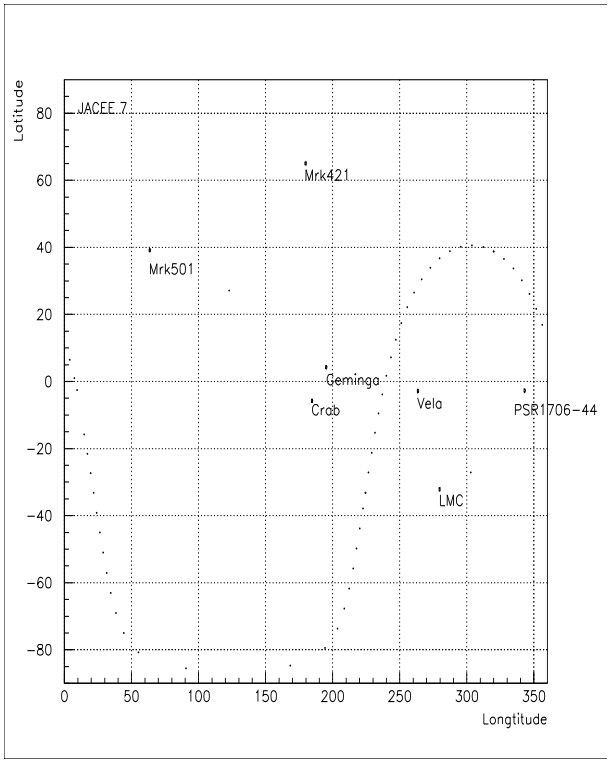

図 5-3 JACEE7 の天頂角方向

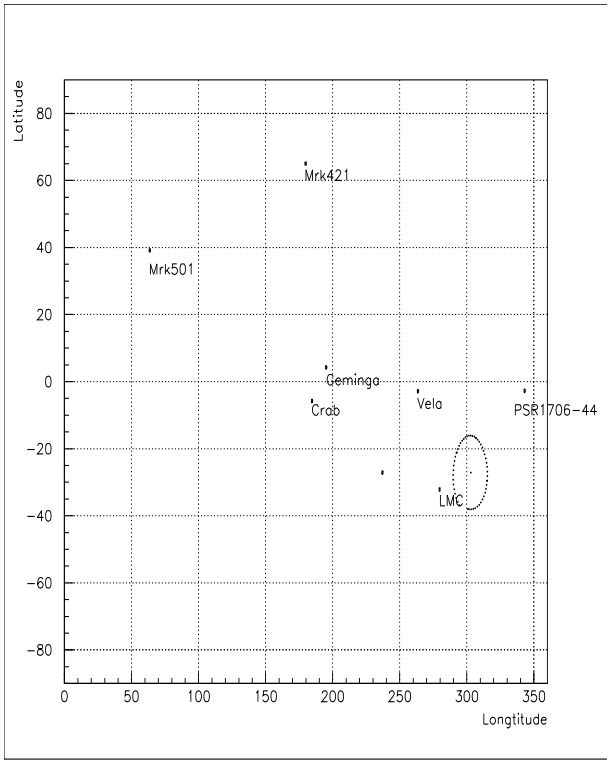

図 5-4 JACEE13 の天頂角方向

5.4 点源の推定観測時間

JACEE7,13 に用いられる検出器の視野は９０°であるが、実際に解析に用いられたγ線は、入射角が検出器の天頂角と成す角がそれぞれ JACEE7 については６０°、JACEE13 については７２°までのものである。これを用いてそれぞれの実験について、主なγ線源の推定観測時間を見積もると以下のようにな った。

点源	JACEE7	JACEE13
銀河面 (-5° $\leq b \leq$ 5°)	約 121 時間 30 分	約 305 時間
Crab Pulsar	約 27 時間	観測不可能
Geminga Pulsar	約 36 時間 30 分	観測不可能
Vela Pulsar	約 63 時間	約 305 時間
PSR1706-44	約 24 時間	約 305 時間
Mrk421	観測不可能	観測不可能
Mrk501	観測不可能	観測不可能
LMC	約 33 時間	約 305 時間

6　考察

6.1　長時間気球実験によるγ線観測

気球実験は、地上約 40km の上空を飛行するため、直接一次宇宙線を観測することが可能である。これより、直接γ線を捕らえることにより、大気中での宇宙線と大気中原子などの相互作用によるγ線バックグランドに埋もれていた、弱いγ線源などを観測することは可能であると考えられる。

また、現在 TeVγ線点源観測として有効な大気チェレンコフ光観測は、先に述べたように晴天でありかつ月が出ていないなど観測条件が厳しく、そのため観測時間が短く、実際、Mrk421 を 1992 年 ~ 1994 年まで 6 回観測を行ったがその観測時間は述べ約 74 時間 [8] しかない。一方、気球実験に関しては天候などに左右されず、前章で示したように、高緯度での周回実験では、一回の実験で 300 時間以上の観測が可能である。

6.1.1　観測地域に関する問題

JACEE7 は南緯約 20 度付近,JACEE13 は南緯約 75 度付近をそれぞれ飛行している。よってこれらを比較することにより、低緯度での観測と高緯度での観測の比較をしたい。まず JACCE7 の結果からわかるように、低緯度で観測した場合の特徴として、検出器の観測領域は広いが、同一領域の観測時間は短い。一方、JACEE13 の結果より、高緯度で観測した場合の特徴は、検出器の観測領域は、天の南極を中心とした狭い領域しか観測できないが、同一領域の観測時間は非常に長い。これから、低緯度での観測は全天観測に適しており、一方高緯度での観測は点源観測に適していると考える。

次に、南半球と北半球との比較であるが、特に明らかに観測領域のことなる高緯度での観測について比較して見る。図 6-1 は JACEE13 と同緯度の実験を北半球で行った場合の観測領域をプロットして見た。これより、南半球で行った場合、観測領域としては主に銀河の中心方向を見ることになる。先に挙げたように、銀河系起源のγ線は主に銀河の中心領域からやってくる。これから、南半球の実験は、このような銀河系起源のγ線を観測するのに適していると考えられる。また、GeV 領域で観測されている LMC などは南半球でしか観測されないため、これらのフラックスを観測することためには南半球で行うしかない。一方、北半球では、主

に銀河中心の反対方向を観測している。これから、銀河系起源のγ線は比較的少ない、そのため銀河系外起源のγ線を観測するのに適していると考えられる。しかし、南半球とことなり、北半球には南極大陸のような大陸が極圏には存在しない。そのため、周回実験が困難であるという問題があり、一回の実験での観測時間を多くとることが難しい。

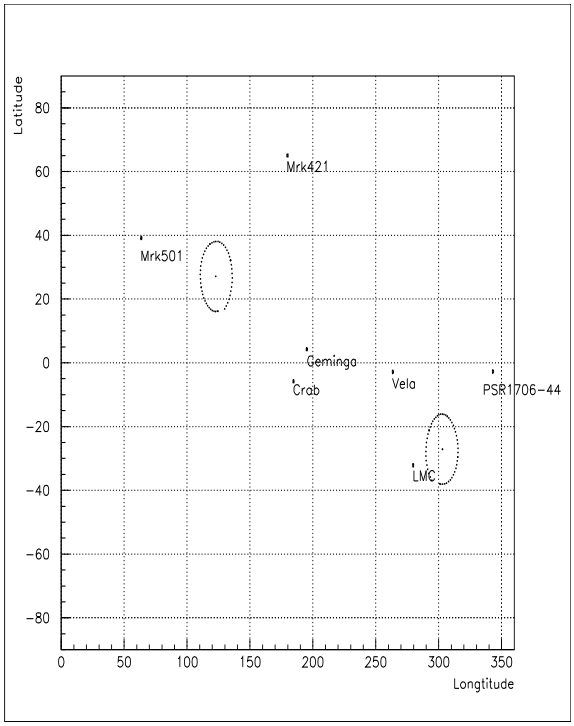

図 6-1 南半球と北半球との比較

6.1.2　検出器

現在、JACEE 実験のような原子核乾板を用いた気球観測実験は、γ線観測を目的にしておらず、主に高エネルギー宇宙線の観測を行っている。そのため、検出器の重量制限などから、実験に用いられている検出器には、γ線の入射時間や入射方向を測定する検出器は搭載されていない。γ線源を観測するには、少なくとも、ある時刻の検出器の場所及び検出器の向いている方向、入射粒子の入射時刻及び入射方向が同時に測定できなくてはならない。そのため検出器には、それらが測定できる様な工夫が必要となってくる。ここでは、それらについて検討をしてみた。

まず、検出器の姿勢に関して考えてみる。水平浮遊している気球は、気流に乗って移動しており、したがって空気との間に相対速度はなく、気球の運動はきわめて安定したものと考えられる。しかし、実際には大気などのトルクにより気球が運動を、それがゴンドラの運動を誘起することになる。外乱によるゴンドラの運動は、並進、振り子、回転の 3 つからなっている。このような外乱から姿勢を制御する方法としては、様々な方法が存在するが、リアクションホイール方法が、方向精度、時間応答などに関して優れている。しかし、寸法、重量などが増すなどの難点がある。さらに、気球とゴンドラを結ぶ吊り紐のねじれをモーターなどで取り除く必要がある。検出器の姿勢検出に関しては、磁気センサー、太陽センサー、スターセンサー、IC イメージセンサーなど様々なセンサーが用いられている [9]。

次に、γ線の入射方向及び入射時間の測定方法については、エマルション・チェンバーにシンチレーション・ファイバーを重ねる方法が考えられる。シンチレーターは、荷電粒子が入射してからほぼ ~ 10^{-9}sec 程度で発光するため入射時間を測定するのに効果的である。γ線を測定するには、最低でもシンチレーション・ファイバーを格子状に重ねた層を、エマルション・チェンバーの最上部と最底部に二層必要となる。しかし、実際には、チェンバーの側面より入射する粒子も存在するため、このような粒子も考えた場合、シンチレーション層を増やしたりするなどの工夫が必要となり、これから実際に実験を行って検証する必要がある。

6.2　その他の直接観測実験

現在、2002 年に国際宇宙ステーションが完成される予定である。このステーションは、上空約 400km の軌道を周回する予定であり、また、検

出器をこのステーションに搭載した場合、約 1 年間継続して観測することが可能である。よって、γ線を長時間直接観測することが可能となる。そこで、このステーションに検出器を搭載した場合、どの領域を観測することができるかを計算してみた。

宇宙ステーションの軌道は、地球の赤道に対し 51.6 ° 傾いており、一周 90 分で周回している。観測領域の計算を行うために、ステーションの軌道上の位置を地球上に投影して、それを用いて計算を行った。このとき、ステーションの打ち上げ時期などが確定していないため、2001 年 1 月 1 日 0 時に東経 0 °、北緯 0 ° に位置していると仮定し、1 月 1 日の観測領域についての結果を図 6-2 に示す。これからも分かるように、この観測実験ではすべての領域をほぼ観測することが可能となる。また 1 年間での観測領域はほとんど変わらないため、同じ領域 (点源など) を観測する時間は、大気チェレンコフ光実験や気球実験などに比べて相当長い時間観測することが可能となる。また、気球実験と異なり、衛星観測ではその重量の制限が厳しくない。よって、検出器としてカウンター系の検出器を用いることも可能である。

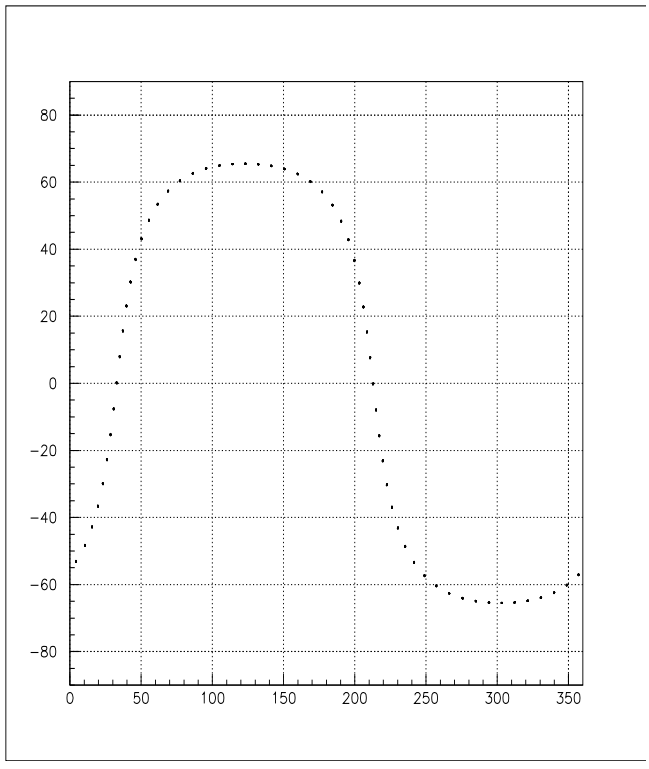

図 6-2 国際宇宙ステーションの予想観測領域

6.3 まとめ

以上、主に現在の気球実験 (JACEE 実験) をもとに、γ線の直接観測についての実験方法の検討を行なってみた。現在までに、JACEE13 実験では 15TeV 以上のγ線のフラックスについては、その upper limit しか出していない [10]。しかし、気球実験は、地上で 2 次粒子による間接的な観測に比べ、大気の薄い上空で観測し、さらに、衛星観測などと比べ、かかるコストも低いことから、γ線観測については有効な手段の一つと考える。その反面、長時間観測を行なうためには、検出器の重量や大きさに制限がかせられるため、カウンター系の検出器を用いた実験を行なうことが困難であり、入射方向や入射時間と同時にエネルギーを測定することが難しい。これらの欠点を補うために、上記の様なシンチレーション・ファイバーと原子核乾板を組み合わせる方法が考えられる。しかし、原子核乾板を用いた場合、解析に時間がかかるなどの欠点が存在する。これを改善するために、自動解析システムなどを構築する必要がある。

謝辞

この論文を書くにあたって、多くの助言と協力をしてくださった富永先生、岡田さん、ありがとうございました。また、私の考えの不備な点を指摘してくださった宮村先生、杉立先生ありがとうございました。さらに、ハドロン研究室の皆さんには多くの迷惑お掛けしたことをお詫びいたします。
最後に、大学を 2 度も行きたいと言うわがままな愚息を、 9 年間も支えてくれた両親に感謝いたします。

A　電磁場の Lorentz 変換

電磁場をポテンシャルを用いて表すと、

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$
$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{B}$$

となる。

いま静止系 $\mathbf{K}$ に対して、x 軸に沿って速度 $\mathbf{v}$で移動する系 $\mathbf{K}'$があるとする。このとき、ポテンシャルに対する $\mathbf{K}' \to \mathbf{K}$ の Lorentz 変換は以下のようにして表せる。

$$\begin{aligned} \phi &= \gamma(\phi' + \beta A'_x) \\ A_x &= \gamma(A'_x + \beta\phi') \\ A_y = A'_y \quad &, \qquad A_z = A'_z \\ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad &, \ \beta = \frac{v}{c} \end{aligned}$$

ここで、$'$ は K'系を表す。

また、空間座標 $(ct, \mathbf{X})$ も上記のような Lorentz 変換を受ける。よって

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'} &= \frac{\partial t}{\partial t'}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial x}{\partial t'}\frac{\partial}{\partial x} \\ &= \gamma(\frac{\partial}{\partial t} + \beta c\frac{\partial}{\partial x}) \\ \frac{\partial}{\partial x'} &= \frac{\partial t}{\partial x'}\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial x}{\partial x'}\frac{\partial}{\partial x} \\ &= \gamma(\frac{\beta}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}) \\ \frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y} \quad &, \quad \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z} \end{aligned}$$

となる。よって、これを用いると、電磁場の Lorentz 変換は以下の様になる。

$$\begin{aligned} E'_x = E_x \quad &, \quad B'_x = B_x \\ E'_y = \gamma(E_y - \beta c B_z) \quad &, \quad B'_y = \gamma(B_y + \frac{\beta}{c}E_z) \\ E'_z = \gamma(E_z + \beta c B_y) \quad &, \quad B'_z = \gamma(B_z - \frac{\beta}{c}E_y) \end{aligned}$$

B　天球座標系

天体の位置を表す場合、距離を問題にすることは少なく、多くの場合方向のみを取り扱う。そのため、３次元直交座標系を用いるより、球面座標系を用いる方が便利である。また、天体の高度や方位は、場所や時間により異なるため、天体の位置がいつでも同じ数値で表せる座標系を用いる方が良く、天文学においてはよく、赤道座標系と銀河座標系が用いられる。以下では、地平座標系 ･赤道座標系 ･銀河座標系について簡単に説明し、それらの関係についてまとめる [11]。

B.1　地平座標系

図 1に示すように、観測者のいる点をＯとして、これを中心とした天球を考える。このとき、天体の位置を高度 (altitude) と方位角 (azimuth) とで表す座標系のことを地平座標系という。高度と方位角は、図??においてそれぞれ∠HOX、∠SOH である。

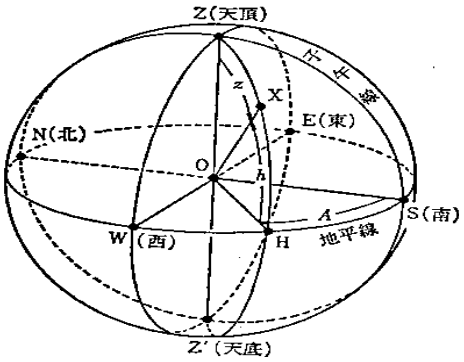

図 1: 地平座標系

B.2　赤道座標系

天球を地球を取り巻く非常に大きな球面と考え、この天球の中心と地球の中心が一致しているとする。次に、地球の北極と南極を貫く一本の直線と天球の交わる点をそれぞれ天北極 ･南極とし、地球の赤道を通る平面と天球との交線をこの天球の赤道とする。この天の赤道を元に、図

2のように天球の赤緯を決める。また、天の赤道上に座標原点を決める。

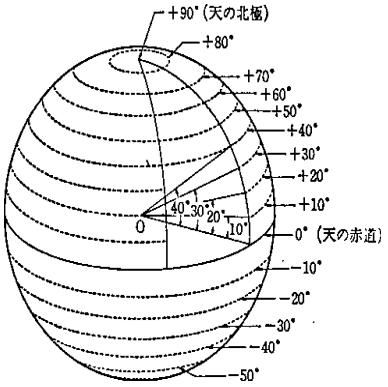

図 2: 赤緯

これを元に、図 3のように赤経を決める。ここで座標原点は春分点と呼ばれている。この点の決定方法は参考文献 [11] に詳しく掲載されている。赤道座標系とは、このようにして求めた赤緯 ・赤経を用いて天体の座標

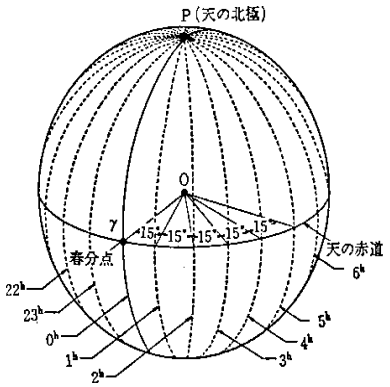

図 3: 赤径

を表す座標系のことを言う。

B.3　銀河座標系

銀河系中心を中心とする天球を考える。このとき、天の川に沿って銀河赤道 (銀河面) をとり, 北極星を含む側を北半球とし、北半球からみて反

時計周りに銀径、赤道を元に銀緯をとる。天体をこのような銀径、銀緯であらわす座標系のことを銀河座標系と言う。

B.4　各座標系の関係

B.5　地平座標と赤道座標との関係

地平座標 (A は方位角、h は高度) から、赤道座標 (αは赤経、δは赤緯) への変換は以下のようになる。

$$\begin{aligned}
\sin\delta &= \sin h\sin\phi - \cos h\cos A\cos\phi \\
\cos\delta\cos(\Theta-\alpha) &= \sin h\cos\phi - \cos h\cos A\sin\phi \\
\cos\delta\sin(\Theta-\alpha) &= \cos h\sin A
\end{aligned}$$

ここで、ϕは観測者のいる地点の緯度を表し、Θは地方恒星時を表す。この地方恒星時は春分点からの時角を表す。これは参考文献を参照されたい。

B.6　赤道座標と銀河座標との関係

赤道座標から、銀河座標 (lは銀径、b は銀緯) への変換は以下のようになる。

$$\begin{aligned}
\sin b &= \sin\delta\cos I - \cos\delta\sin I\sin(\alpha-\alpha_n) \\
\cos b\sin(l-l_n) &= \sin\delta\sin I + \cos\delta\cos I\sin(\alpha-\alpha_n) \\
\cos b\cos(l-l_n) &= \cos\delta\cos(\alpha-\alpha_n)
\end{aligned}$$

ここで、Iは銀河面と赤道面のなす角であり、62.9°であり、銀河面と天の赤道との交点の位置は、

$$\begin{aligned}
l_n &= 32.9^\circ \qquad & b_n &= 0^\circ \\
\alpha_n &= 18^h51.4^m \qquad & \delta_n &= 0^\circ
\end{aligned}$$

である。

参考文献

[1] C.J.Cesrsky and J.A.Paul, *Nuclear Science Applications Vol1*, 191,1981

[2] "Compton Observatory Science Support Center" Home Page, http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cossc/

[3] 松原　豊, "超高エネルギー天体"研究会集録, 東京大学宇宙線研究所, 171,1995

[4] Rene A. Ohg, Particle And Nuclear Astrophysics And Cosmology In The Next Millennium, *eds E.W.Kolb and P.D.Peccei*, 110,1994

[5] R.Enomoto et al., *Phys Rev D*,46,3239,1992

[6] Trevor C. Weeks, *The Gamma Ray Sky with Compton GRO and SIGMA*, *eds. M.Signore et al.*, 27,1995

[7] C.E.Fichtel and D.J.Thompson, High Energy Astrophysics Models and observations from MeV to Eev, *ed. James M. Matthews* , 1,1994

[8] M.S.Schubnell et al , ApJ,460,644,1996

[9] 近角　聡信　編 , 実験物理学講座 25 宇宙放射線, 共立出版,1991

[10] Y.Okada *master's thesis unpublished*, *Hiroshima Univ*

[11] 長沢　工, 天体の位置計算, 地人書館, 1981