

宇宙線空気シャワーからの
GHz帯電波放射の検出を目指した
電波望遠鏡の基礎的研究

倉本和幸
大阪市立大学 理学部 物理学科

指導教官
林嘉夫
萩尾彰一

2010年3月17日

目次

第1章	極高エネルギー宇宙線	2
1.1	宇宙線	2
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
1.1.2	宇宙線の加速機構	2
1.2	極高エネルギー宇宙線	6
1.2.1	GZK カットオフ	6
1.2.2	AGASA による観測	8
1.2.3	起源モデル	8
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	13
1.3.1	空気シャワー現象	13
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	14
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	16
1.3.4	空気シャワーの観測方法	17
1.3.5	観測結果の現状と問題点	20
第2章	電波による宇宙線観測	25
2.1	電波による宇宙線観測のメリット	25
2.1.1	10^5 km^2 の検出面積をもつ観測装置への期待	25
2.1.2	電波による観測のメリット	26
2.2	分子制動放射	27
2.3	現在までの研究開発	27
2.4	本研究の狙い	27
第3章	電波観測装置	29
3.1	マイクロ波望遠鏡の制作	29
3.1.1	マイクロ波望遠鏡	29
3.1.2	装置の詳細	29
3.1.3	データ収集の流れ	32
第4章	実験とその結果	33
4.1	衛星放送用通信衛星の観測	33
4.2	太陽の観測	33
第5章	まとめと今後	38
5.1	まとめ	38
5.2	今後の予定	38

第1章 極高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。その成分は約 90 % が陽子で約 9 % が α 粒子、残りはそれより重い原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV の広範囲にわたっており、その到来頻度はエネルギーのほぼ 3 乗に比例して小さくなることが知られている。

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。太陽活動の影響を受けない 10^{10} eV を越えるエネルギー領域では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり、そこから $\gamma \sim 3.0$ と変化し、 10^{19} eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる。この 2ヶ所のスペクトルの折れ曲がりをそれぞれ “knee”、“ankle” と呼んでいる。 10^{20} eV を越えた領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間 100 km^2 あたり 1 事象と非常に少なく、観測量が不足しているためよく決まっていない。

1.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についてもまだ謎は多いが、上で述べたような冪型のエネルギースペクトルを導き出せることが必須の条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力と認められているのが “フェルミ加速機構” である。

フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得るという統計的な加速モデルである。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この α が星間雲の移動速度の 2 乗に比例することから、2 次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線加速モデルとしては、この 2 次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1

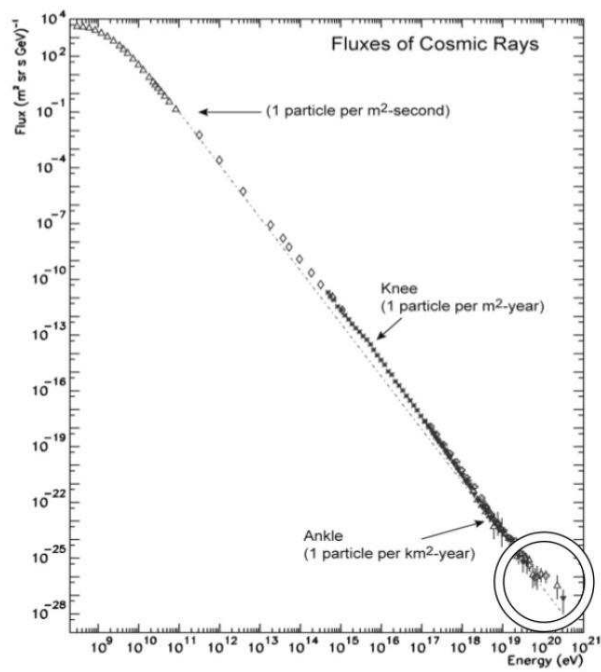


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。右下の丸で囲まれた範囲は極高エネルギー宇宙線と呼ばれる領域である

次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒子が衝撃波との1回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

ここで E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

となる。ここで、1回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{\text{esc}})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

である。式(1.2)を式(1.3)に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln\left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})}\right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.5)$$

である。このように、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導き出される。

超新星残骸の衝撃波加速

knee より低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星爆発の衝撃波で上記のように加速される。衝撃波の拡散係数を D 、速度を u とすると拡散の特徴的な長さ D/u は衝撃波の曲率半径よりも十分小さく、平面と近似できる。そのため、衝撃波による加速が行われる時間は放出する物質の総量から見積もることができる。例えば質量 $10 M_{\odot}$ 、平均速度が 5×10^8 cm/sec、放出する物質の平均密度が 1 proton/cm^3 の場合、拡散の特徴的な時間は $T_A \sim 1000$ yrs となり、広がり大きさは 5 pc 程度となる。

超新星爆発からの強い衝撃波が有限な寿命を持つことによって、この加速機構による1粒子あたりの最大加速エネルギーが制限される。単位時間あたりのエネルギーの増加率は、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.6)$$

ここで T_{cycle} は1回の衝突にかかる時間、 α は衝突ごとに得られるエネルギーの獲得率である。式(1.6)を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積ることができる。

衝撃波の上流での粒子数の流れは、

$$\mathbf{J} = -D\Delta N + \mathbf{u}N. \quad (1.7)$$

より与えられる。上流領域での流体の速度 \mathbf{u}_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になるため、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N. \quad (1.8)$$

それゆえ上流領域では、

$$N(z) = \rho_{\text{cr}} \exp(-zu_1/D_1) \quad (1.9)$$

ここで u_1 は衝撃波の速度、 D_1 は衝撃波の拡散係数、 ρ_{cr} は衝撃波での宇宙線の数密度である。上流領域の単位面積あたりの総粒子数は、 $\rho_{\text{cr}}D_1/u_1$ となる。またショック面と宇宙線との単位面積あたりの衝突率は $\rho_{\text{cr}}c/4$ である。そのため上流領域での滞在時間は

$$(\rho_{\text{cr}}D_1/u_1)(\rho_{\text{cr}}c/4)^{-1} = 4D_1/(u_1c). \quad (1.10)$$

下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要であるので簡単ではない。ここでは単純に滞在時間を $4D_2/(cu_2)$ とする [5] と衝突にかかる時間は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.11)$$

となる。次に拡散係数の見積もりが必要である。拡散の平均自由行程 λ_D は、ラーモア半径よりは小さくできない。ラーモア半径は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり、式 (1.12) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (1.12)$$

ここで e 、 Z 、 p 、 B はそれぞれ、電気素量、宇宙線の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。拡散係数の最小値 D_{min} は

$$D_{\text{min}} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{Ec}{ZeB} \quad (1.13)$$

となる。ここで、 $u_2 = u_1/4$ と $D_1 = D_2 = D_{\text{min}}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (1.14)$$

となる。質量 $10M_{\odot}$ の天体が放出速度 5×10^8 cm/sec、 $T_A \sim 1000$ yrs、銀河磁場を $3\mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\text{max}} \leq Z \times 3 \times 10^{13} \text{eV} \quad (1.15)$$

となる。

10^{15} eV 以上の宇宙線はこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成、加速されているためスペクトルのべきが変化すると考えられている。

knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある。それは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。銀河磁場は約 $3\mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ pc となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなる。

ankle 領域のエネルギーの宇宙線については 2 種類の理論がある。ひとつは宇宙線の曲率半径が銀河系の厚みより大きくなるため、銀河内に閉じ込めることができず銀河系外に起源を持つという考え方である。この場合は宇宙線の到来方向に異方性があり、なおかつ化学組成が鉄から陽子へと変化していると期待される。

一方、ankle 構造の原因が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失が原因だとする解釈もあり、これが正しければ ankle 領域よりも低エネルギーで既に宇宙線の起源は銀河系外とならなければならない。そうすると化学組成は ankle 領域をまたいで陽子のままでであると予想される。この場合、 $10^{17.5}$ eV 付近の “2nd knee” と呼ばれるところで化学組成が鉄から陽子へ変化していると予測される。

1.2 極高エネルギー宇宙線

宇宙線物理学という研究分野の中で今、最も興味深いトピックスの一つが「極高エネルギー宇宙線」である。極高エネルギー宇宙線とは、図 1.1 の円で示された 10^{20} eV 付近、あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線である。この節では極高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる。

1.2.1 GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation、以下 CMBR) の存在が発見された直後、Greisen、Zatsepin と Kuzmin は、極高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [4]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。

$$\gamma(\sim 150\text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (1.16)$$

また、この共鳴よりも低いエネルギーで、電子対生成 ($\gamma p \rightarrow pe^+e^-$) によるエネルギー損失も起こる。

図 1.2 に銀河間空間における光子数分布モデルにもとづいて推定された宇宙線の減衰長を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰長は 50 Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50 Mpc 以内になければならない。逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は、どんなに高い初期エネルギーを持っていても、伝播中にエネルギーを失い、地球では 10^{20} eV 以下の宇宙線として観測されることになる。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、それ以外のエネルギー損失も起きる。 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1 Mpc あたり 3 ~ 4 個の核子を失う。従って、観測された極高エネルギー宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、その源は 20 Mpc 以内に存在していなければならない。

以上のような反応により極高エネルギー宇宙線は宇宙に広く分布する光子によって遮蔽されるため、地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフ (GZK カットオフ) が現れると考えられている。また、このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。図 1.3 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示した。例えば、源が宇宙空間に一樣に分布する場合、 5×10^{19} eV に急激なカットオフが現れると予想されている。したがって、観測される極高エネルギー宇宙線のスペクトルが実際にどのような構造を持つかを明らかにすることは、宇宙線源を研究する上で重要な鍵となる。

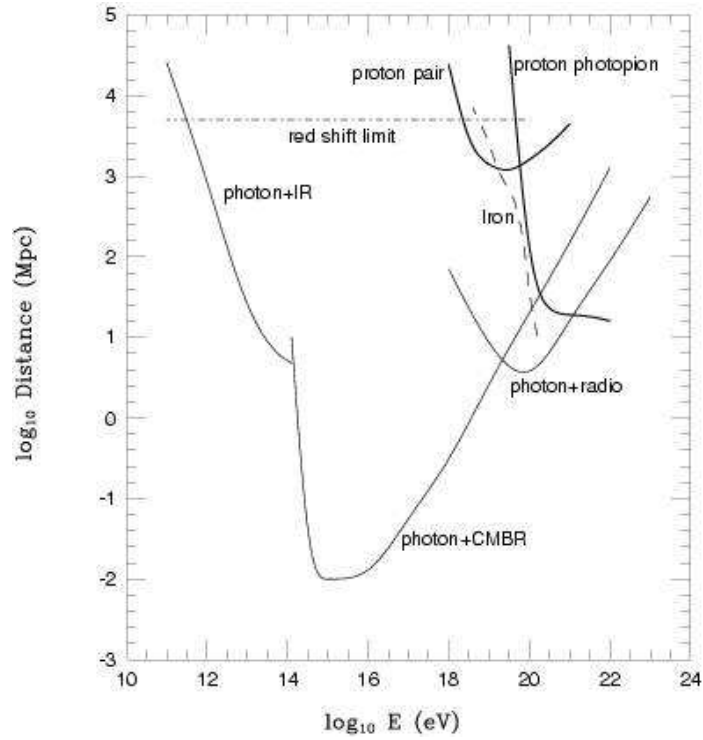


図 1.2: 極高エネルギー宇宙線の減衰長。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す

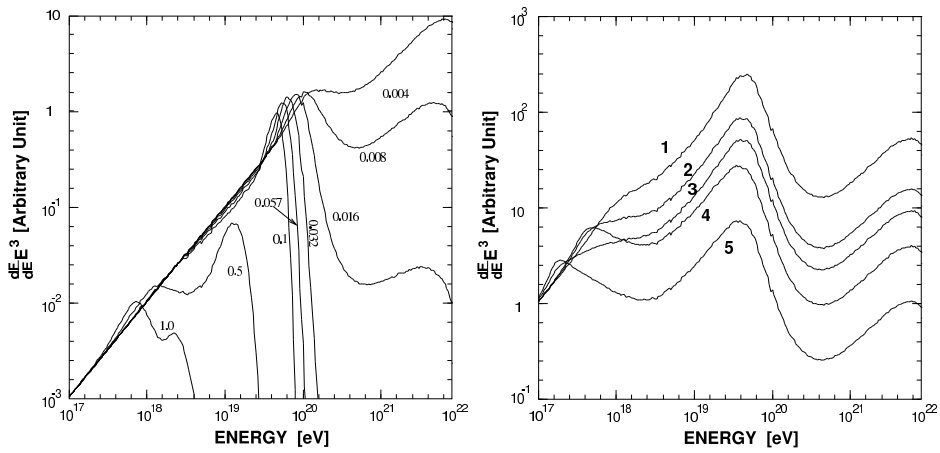


図 1.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ [4]。左は1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

1.2.2 AGASA による観測

AGASA(Akeno Giant Air Shower Array) は、山梨県北杜市明野町とその近郊の高原(平均標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置で 1991 年から 2004 年までの 13 年間稼動した。面積 2.2 m^2 のプラスチックシンチレータ 111 台が 100 km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置された空気シャワーアレイで、この活動期間にエネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線事象(super-GZK 事象)を 11 例観測した。

AGASA による観測は、極高エネルギー宇宙線について 2 つの大きな問題を提起した。

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されたということである。AGASA の観測にもとづく一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.4 に示す [15]。青い破線は宇宙線源が一様等方的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである。この図に示されているように、AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界の 10^{20} eV を越えてとぎれることなく高エネルギーに向かって続いている。AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK カットオフから期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 限界の存在と 4.0σ の有意度で矛盾している [15]。

第二に、観測された宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである。図 1.5 は AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線 59 事象の到来方向を赤道座標系でプロットしたものである。到来方向はほぼ等方的に分布しており、既知の天体の方向分布との明らかな相関は見つかっていない [16]。しかし、 2.5° 以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet/triplet 事象が計 6 例見つかっている。AGASA の到来方向分解能が 1.6° であることを考慮すると、これらの事象は同一の点源から放射されたものと考えて矛盾はない。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤を含む銀河面、局部銀河群や近傍の銀河団の分布が作る超銀河面などとも相関がなく、等方的である。 $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 1.6 に示した。図の左端のピークは図 1.5 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している [17]。図 1.6 の実線は到来方向が完全に等方的である場合に期待される分布である。ピークの有意度は 5σ であり、以上の結果はなんらかの極高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

1.2.3 起源モデル

極高エネルギー宇宙線の起源としてはいくつかの候補が考えられており、それらは大きく分けると、ボトムアップモデルとトップダウンモデルという 2 種類に分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

ボトムアップモデル

フェルミ加速あるいはその他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、極高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称してボトムアップモデルと呼ぶ。

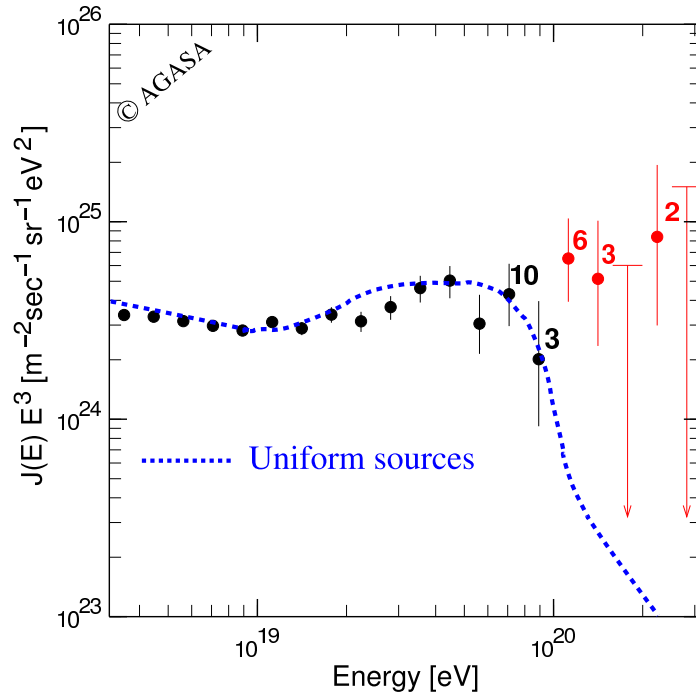


図 1.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [15]

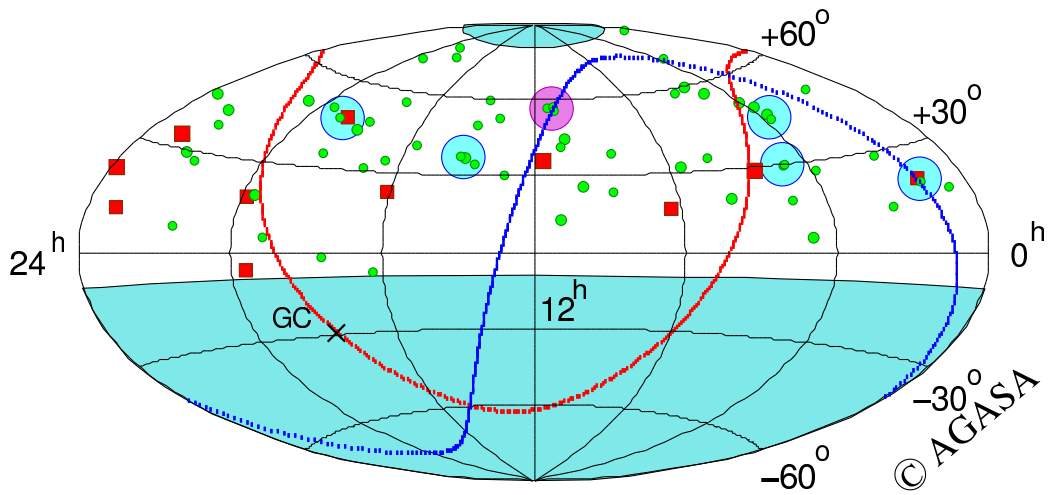


図 1.5: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す [16]

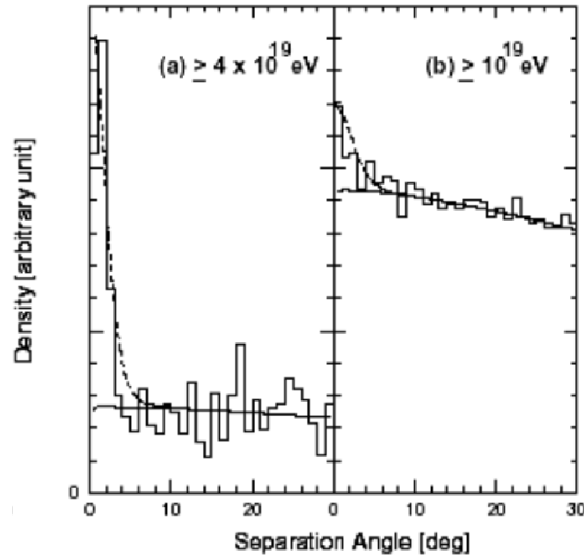


図 1.6: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布。実線は点源が全く存在せず全ての事象が等方的に到来した場合に期待される分布 [17]

荷電粒子の衝撃波加速を考えると、荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるから、加速領域への閉じ込め条件から加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.17)$$

となる。ここで γ は衝撃波のローレンツファクター、 Z は宇宙線原子核の原子番号、 B は加速領域の磁場の強さ、 R は加速領域の大きさである。図 1.7 に、 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示した [20]。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は極高エネルギー宇宙線の加速源候補となりえない (ガンマ線バースト (GRB)、中性子星が例外)。銀河系外の候補天体は活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

以下、いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる。

- 中性子星：表面の磁場が 10^{13} G を越えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である [6]。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わず外部へ脱出できる、という指摘もある [7]。

このモデルでは、極高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN：活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する [9]。粒子加速

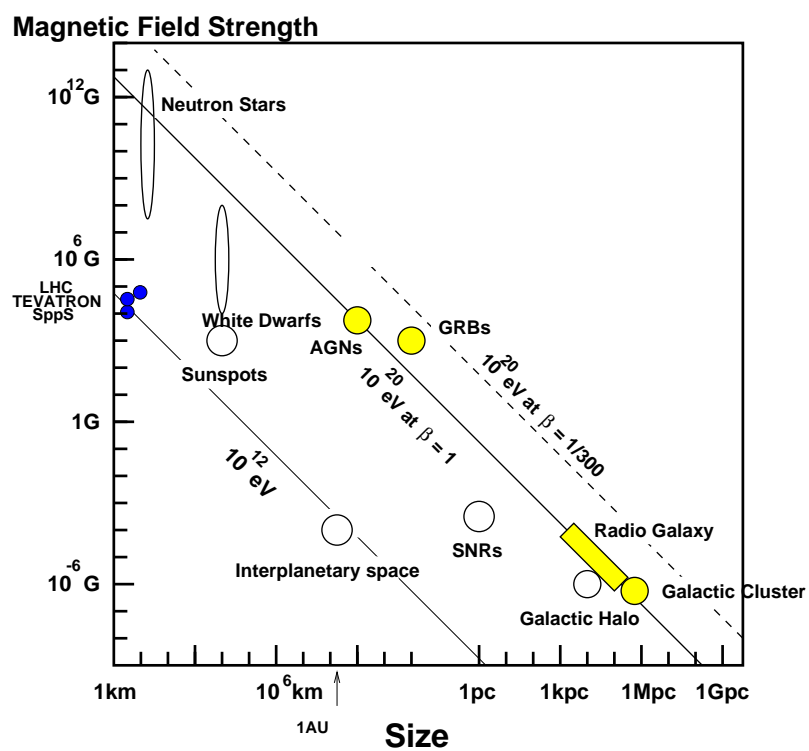


図 1.7: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット) [20]

は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている [10]。

- 電波ローブ：AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており 100 kpc 以上にも広がっている [9]。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている [11]。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(地球からの距離：約 18 Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と GZK 限界を越えており遠すぎる。
- GRB：ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、極高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、極高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である [8]。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。
- 銀河団：数 μ G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 1.17) を満たしている [12]。しかし、 10^{20} eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。

トップダウンモデル

前述のように、これまでに観測された極高エネルギー宇宙線を既知の天体现象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや、未知の超高エネルギー天体现象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて極高エネルギーに達するというボトムアップモデルに対して、トップダウンモデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- 宇宙紐や超重粒子の崩壊・対消滅：宇宙の初期、すなわちインフレーションの最後または直後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が、銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を生成しているとするモデルである [24]。位相欠陥は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェット

を作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK カットオフより低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。超重粒子も崩壊によってハドロジェットを作るが、超重粒子は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。

- Zバースト模型：極高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が極高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである [25]。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論の破れ：極高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ 生成の共鳴的生成が起こらない、とするモデルがある [26]。ローレンツ因子 γ が 10^{11} を越えるようなエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このようにトップダウンモデルが正しく、GZK 限界を超える極高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

1.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、 10^9 eV \sim 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスの変化は 10^{30} にもなる。フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、そのため飛翔体搭載検出器によって直接観測をすることは難しい。そこで、高エネルギー宇宙線に対しては一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線 (空気シャワー) を検出するという間接測定が行われている。

1.3.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにこれらの二次粒子も粒子生成を行なう。この過程をくり返し一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。通常空気シャワーは高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードと、高エネルギーハドロンによる核カスケードからなる。

高エネルギーのガンマ線は、電子対生成により電子と陽電子を作る。これらの電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。エネルギー E の電子による制動放射の断面積 σ_{brems} は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.18)$$

ここで、 $v = h\nu/E$ 、 Z はターゲットとなる原子核の原子番号、 r_e は古典電子半径である。従って、制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems.}}$ は以下のように表される。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.19)$$

ここで、 X_0 は電子のエネルギーが $1/e$ になる厚さで輻射長と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (1.20)$$

ここで、 N はアボガドロ数、 A はターゲット原子核の質量数である。 X_0 は大気ではおよそ 38 g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.21)$$

となる。ここで、 $u = E/h\nu$ 、 E は生成される電子のエネルギーをあらわす。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7 E}{9 X_0} \quad (1.22)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この2つの過程を繰り返して、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空気中では 84 MeV である。

一方、宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気原子核と相互作用した場合には、 π 中間子、 K 中間子などのハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に π 中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命 ($8.4 \times 10^{-17} \text{ sec}$) で2個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8} \text{ sec}$ で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.23)$$

のように崩壊する。 μ^\pm は $\tau = 2.20 \times 10^{-6} \text{ sec}$ で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.24)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.25)$$

このように崩壊する。これらハドロン、 π 、 μ が核カスケードを形成する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約10倍、電子の大気中での輻射長の約25倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードにより多数の粒子が生成される。図1.8はこの様子を模式的に表したものである。

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーは減少する。空気シャワー中の電子成分の場合、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84 \text{ MeV}$)

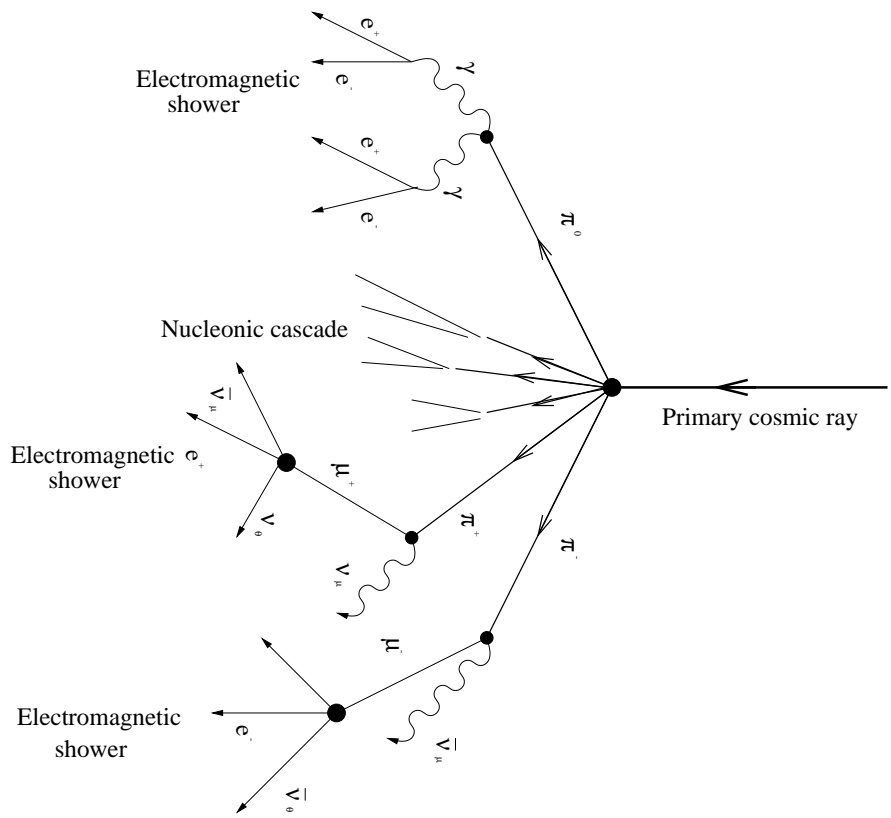


図 1.8: 空気シャワーの模式図

に近付くと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー E_0 の一つのガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達については、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.26)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.27)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.28)$$

ここで t は、電子の大気中での輻射長 (38 g/cm^2) を単位とするシャワーが通過した大気厚さである。 s はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このシャワーエイジはシャワーの発達とともにその値は増加し、 N_e (全電子・陽電子数) が最大になるとき、 $s = 1$ となる。

宇宙線陽子がつくる空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられることが多い。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.29)$$

ここで N_{\max} は最大発達時の粒子数、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{\max} の違いとなって現れ、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_0 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 、 X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) である。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.9 に示す。

1.3.3 空気シャワーの横方向分布

シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布は、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ばれる。電磁カスケードの横方向分布粒子密度 $\rho(r)$ は解析的な計算により得られ、それを近似したものが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.30)$$

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.31)$$

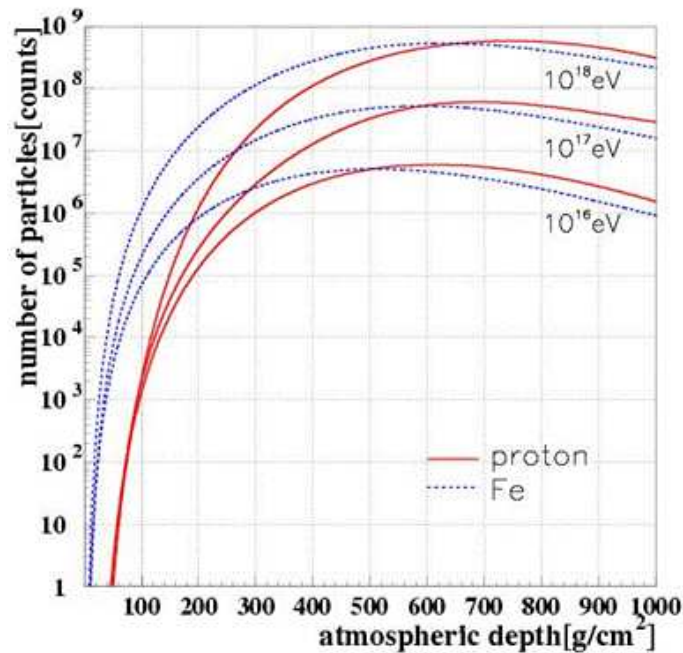


図 1.9: 空気シャワーの縦方向発達

である。 r はシャワー中心からの距離、 r_M はモリエールユニット (電子が 1 輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$ は規格化定数、 N_e は全電子数である。 s はエイジパラメータである。いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.10 に示した。

1.3.4 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は大きく分けて、地表粒子検出器による観測法と大気蛍光法の 2 種類がある。

地表粒子検出器による観測法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出し、宇宙線を間接観測する装置は「空気シャワーアレイ」と呼ばれ、高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用いられてきた。

空気シャワー粒子は、約 90 % の電磁成分 (電子、陽電子、光子) と約 10 % のミューオン成分、さらに少量のハドロン成分から成る。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミューオン検出器を構成し、別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するために、ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある。

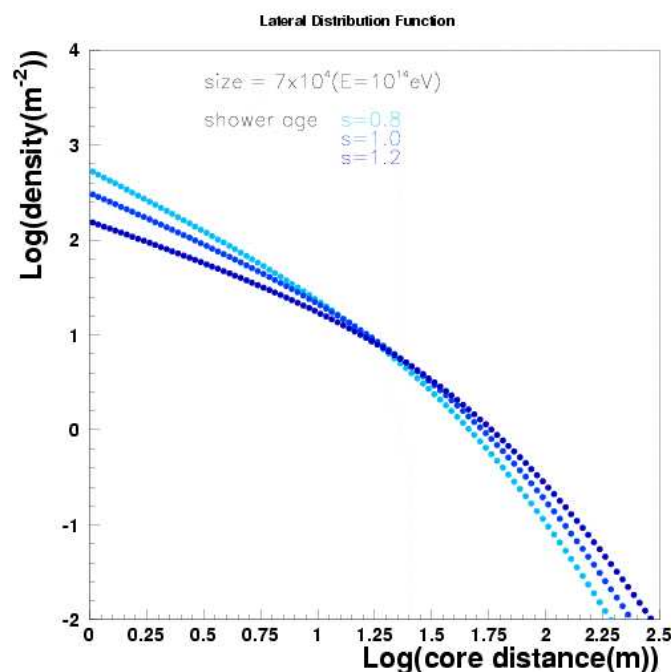


図 1.10: 空気シャワーの横方向分布

空気シャワーアレイの場合一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に求められる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)を形成して地表に到来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気シャワーの到来方向を求められるのである。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度から空気シャワー全体での横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかしこれにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられないという難点がある。

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用するものである。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され、これらの励起された大気分子から蛍光が発せられる。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働く。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ 4 個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個(一次エネルギーが 10^{20} eV の場合)にも達し、その発光の継続時間は $30 \mu s$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 30 km 遠方からでも観測することができる。さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として 1960 年代初めに菅、Greisen、Chudakov などによって提案された。

大気蛍光法による空気シャワー観測結果からの一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向 (= シャワー軸) は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線がシャワー軸となる (図 1.11)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と i. で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式 (1.29) と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの90%以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるので、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (1.32) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.32)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 84 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ X_{max}) から、一次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワー発達関数を推定できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報量が多い。一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定できる。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げて掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。

大気蛍光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場がなくなった後、光の強度が比較的早く (10^{-3} s 以下) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをリン光と呼ぶ。大気蛍光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは、実際の観測対象となる波長領域 $300 \sim 400 \text{ nm}$ での大気蛍光の発光過程について述べる。

その発光エネルギー準位は、近紫外領域では主に N_2^+ first negative (1N) band system ($\text{B}^2\Pi_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Pi_g^+$) と、 N_2 second positive (2P) band system ($\text{C}^3\Pi_u^+ \rightarrow \text{B}^3\Pi_g^+$) である。

励起された分子の失活過程には3通りが考えられる。

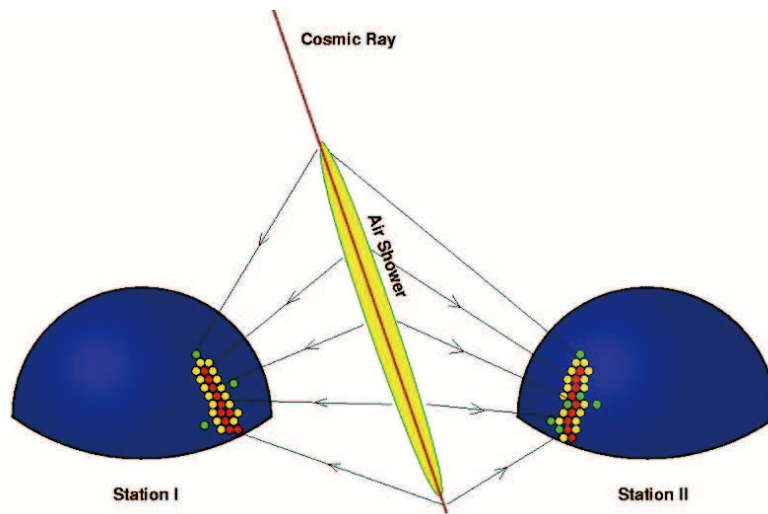


図 1.11: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

1. 無放射遷移過程 (内部消光)
2. 放射遷移過程 (蛍光、リン光)
3. 分子間エネルギー移動

無放射遷移過程は、励起された分子が振動エネルギー失活、内部転換、系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。蛍光を発する遷移ではスピン多重度が変わらないのに対し、リン光ではスピン多重度が変わる。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。実際の失活過程にはこれらの三つが競合しており、測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の総和である。大気蛍光による発光率、相対強度を表 1.1、図 1.12 に示す [21] [22]。相対強度分布は主に波長 300 nm から 400 nm の間のいくつかの輝線スペクトルからなることがわかる。

1.3.5 観測結果の現状と問題点

極高エネルギー宇宙線は宇宙空間での爆発的な天体現象や未知の物理と結びついていると考えられ、観測結果が注目されている。しかし、到来頻度の少なさと観測の困難さから、極高エネルギー宇宙線の起源についての統一的理解はまだ得られていない。

エネルギースペクトル

図 1.13 に akeno - AGASA、HiRes(High Resolution Fly's Eye)I - HiResII、Auger (Pierre Auger Observatory)、Yakutsk の各観測装置で得られたエネルギースペクトルを示す [14] [15] [18] [19]。この図は、図 1.1 の円で示されたエネルギー領域における一次宇宙線フラックス

波長 (nm)	band system	始状態 (v')	終状態 (v'')	$E_0(\times 10^{-2})$
297.7	2P	2	0	0.016
311.7	2P	3	2	0.005
313.6	2P	2	1	0.029
315.9	2P	1	0	0.050
328.5	2P	3	3	0.015
330.9	2P	2	2	0.002
333.9	2P	1	1	0.004
337.1	2P	0	0	0.082
346.9	2P	3	4	0.006
350.0	2P	2	3	0.004
353.7	2P	1	2	0.029
357.7	2P	0	1	0.062
367.2	2P	3	5	0.005
371.1	2P	2	4	0.010
375.6	2P	1	3	0.027
380.5	2P	0	2	0,021
389.4	2P	3	6	0.003
391.4	1N	0	0	0.330
394.3	2P	2	5	0.006
399.8	2P	1	4	0.016
405.9	2P	0	3	0.007

表 1.1: N_2 の衝突による消光がないとしたときの発光効率 E_0 の波長領域 300 ~ 400nm での値 [21]

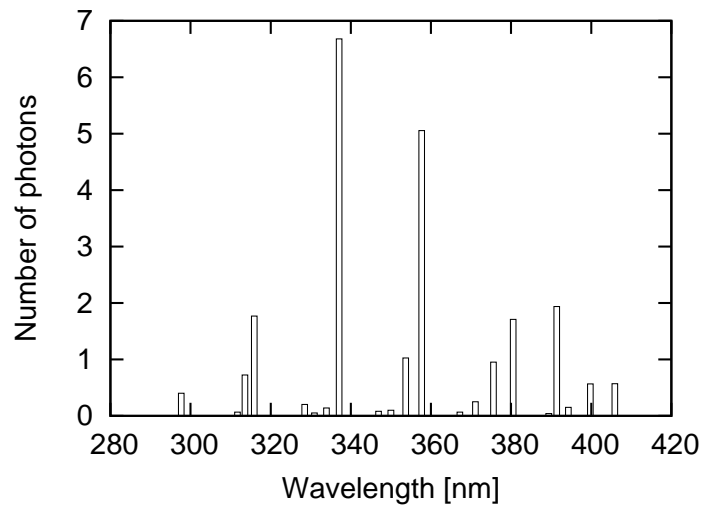


図 1.12: 大気蛍光の波長スペクトル [22]。縦軸は光子数の相対値である

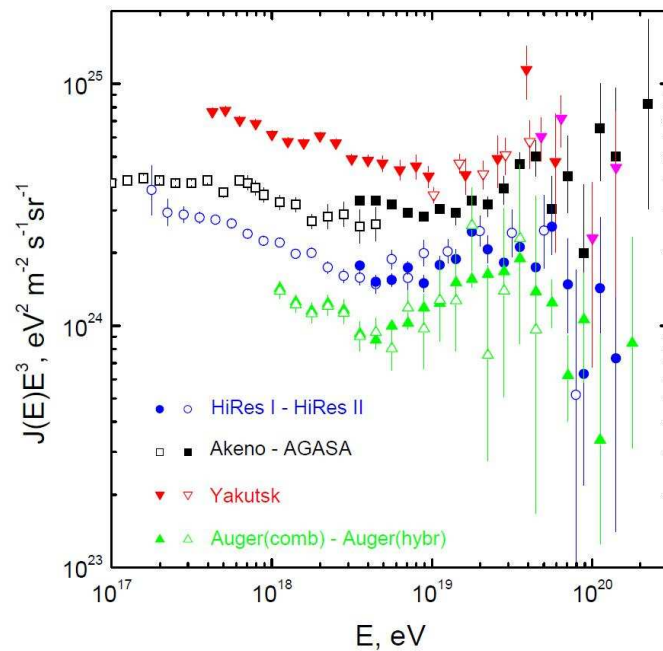


図 1.13: 異なる実験での極高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [14][15][18][19]

に E^3 をかけたものである。この図から実験ごとの系統的誤差が大きく、また 10^{19} eV 以上で AGASA と異なる実験結果が存在することがわかる。AGASA は地表粒子検出器を用いた観測であるのに対して、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、GZK カットオフの存在を示唆する結果を発表した。

また Auger は南半球のアルゼンチンで現在稼働中の宇宙線観測実験であり、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を組み合わせて観測を行っている。Auger の結果も HiRes と同様、GZK カットオフを肯定する結果となっている。しかし、Auger の地表検出器は AGASA のプラスチックシンチレーション検出器とは異なり、水中で発するチェレンコフ光を検出する水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器は主にミューオンを検出するため、空気シャワー中のハドロン相互作用の影響を受けやすい [27]。そのため、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を組み合わせたエネルギー決定法を採用しており、地表検出器だけでエネルギーを求めているのは AGASA だけである。また、Auger は南半球、AGASA は北半球で観測を行っているため観測可能な領域も異なる。

AGASA のエネルギー決定精度は 18 %、HiRes 22%、Auger 22 %であり、さらにはすべての観測装置は決定精度と同程度の大きさの系統的誤差を持つ。そのため GZK カットオフの存否については確定的な結論は得られていない。

到来方向分布

AGASA による観測は、doublet/triplet 事象は存在しているが、極高エネルギー宇宙線の到来方向は既知の天体と方向の相関はないというものであった。

一方、Auger は 2007 年に極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は 71 Mpc 以内の AGN との相関を示すと発表した [13]。図 1.14 は、Auger で観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布を銀河座標で示したものである。赤い点は 71 Mpc 以内の AGN の方向を表し、円は極高エネルギー宇宙線の到来方向に対して半径 3.2 度の範囲を示す。この円の大きさは Auger の方向決定精度と銀河磁場の影響を考えた値である。しかしその後観測が進むにつれて、AGN との相関は小さくなっており、起源天体の同定には至っていない。

今後長期間の観測データを使い、より高い精度をもってエネルギーと到来方向を求め、極高エネルギー宇宙線の起源を解明することが望まれている。

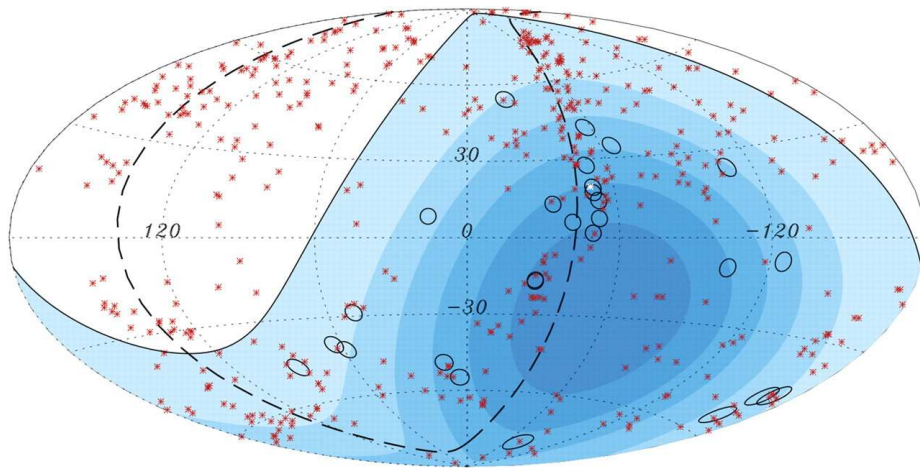


図 1.14: Auger で観測された 57 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向が 3.2 度に相当する円で示されている [13]。青い領域は色の濃さで露光時間の違いを表している。赤い点は 71 Mpc 以内の第 12 版 the catalog of quasars and active nuclei [23] に掲載されている AGN の位置を示している。

第2章 電波による宇宙線観測

2.1 電波による宇宙線観測のメリット

2.1.1 10^5 km^2 の検出面積をもつ観測装置への期待

日米韓共同で建設し稼動を開始した Telescope Array (TA) 実験、南米の Auger 実験、南極の Ice Cube 実験などによって、最高エネルギー ($> 10^{20} \text{ eV}$) 宇宙線 (UHECR)、高エネルギー ($> 10^{16} \text{ eV}$) ニュートリノ ($\text{HE}\nu$) など宇宙空間を直進する粒子の観測による天文学が創始されようとしている。しかし、年間事象数は1から10程度にとどまり統計量は十分ではない。十分な統計量、年間1000事象を検出するためには、 10^5 km^2 の検出面積をもつ観測装置が必要である。そのような観測装置が完成した場合、以下の内容が期待できる。

高エネルギー粒子起源天体の直接的研究

これまでは、高エネルギー電子から放射される光を検出するという高エネルギー粒子加速現象の間接的観測とその研究しか行われてこなかった。しかし、UHECR 観測は天体で加速された粒子を直接検出し、そのエネルギー、組成を測定するものであり、それら生成・加速についての理解が大きく進展する。

最高エネルギーでの特殊相対性理論の検証

γ ファクター 10^{11} という極限的高エネルギーでの特殊相対性理論を検証する。

宇宙論的 UHECR

UHECR が宇宙初期に生成された超重 WIMP や宇宙の相転移に伴う位相欠陥の相互作用起源であるとする「トップダウン」理論モデルがある。この天体起源でないモデルが正しければ、観測による成果は宇宙論に対して衝撃的な影響を及ぼす。

極高エネルギー粒子ビームによる宇宙空間測定

放射源・エネルギー・核種の知られた極高エネルギー荷電粒子ビームの磁場による偏向、エネルギー分布の伝播過程での変化から、宇宙空間磁場や光子場を調べる。

極高エネルギー粒子ビームを用いた素粒子物理学

空気シャワー、すなわち極高エネルギー荷電粒子ビームと大気原子核とのカスケード的反応、の高精度な観測と再構成によって、 10^{20} eV という実験室系エネルギーでの素粒子相互作用を研究する。特に、高グルーオン密度状態でのハドロン相互作用を研究する。さらに、標準モデルを超えた現象、余剰次元ブラックホールの発見も期待できる。これらの発見と解明は現在の宇宙論の基礎ともなっている高エネルギー物理学の枠組みを変えうるものである。

ニュートリノによる宇宙最遠 (=最初期) の観測

光によらない観測は宇宙の晴れ上がり以前の最初期を直接「見る」手段である。この実現可能性はニュートリノと重力以外にはない。

2.1.2 電波による観測のメリット

現在の観測装置とその問題点

氷、海水、岩塩、月表面とターゲットポリウムとする宇宙線観測装置は $HE\nu$ 専用である。UHE ガンマ線、UHECR も同時に観測できる、「大気」をターゲットとした装置こそ、研究成果が多様かつ豊富である。

さらに、本格的な粒子線天文学を担う観測装置は、 ν 、 γ 、陽子、原子核を区別するために空気シャワーの縦方向発達を観測し、相互作用モデルに左右されないカロリメトリックなエネルギー推定が可能な検出器でなければならない。現在確立しているカロリメトリックな方法は、シャワー粒子による大気蛍光を検出する方法である。しかし、この方法では、観測時間が月のない夜間に限られることから duty factor $\sim 10\%$ を超えることができないこと、晴天でなければならないため設置場所が極めて限定されること、という大きな2つの欠点がある。

電波による空気シャワー観測の可能性

検出器の巨大化を進めるために、今もっとも盛んに研究開発が行われているのは、シャワー粒子による電波放射を検出する方法である。電波は荷電粒子や可視光に比べ、波長帯を選べば直進性と長距離伝達性が良く、これらが天候に左右されない。

本研究が目指す、空気シャワーからの GHz 帯の電波を検出する方法の大きな特徴は、

- 比較的小型の検出器であっても 1° 程度の空間分解能が得られる
- 大気による減衰が無視できるほど小さい

という2点にある。十分な空間分解能を持った検出器を多数配置することによって、大気蛍光望遠鏡による観測と同様に、空気シャワーを「撮像」することが可能である。しかも、天候・昼夜に関係なく観測可能であり、duty factor=100% のカロリメトリックな観測装置が実現できる。

本研究で使用する C バンド検出器は通信衛星用アンテナであるため、検出器は軽量でありメンテナンスも容易で、しかも量産品が安価に流通しているため、大気蛍光望遠鏡よりも大幅なコストダウンが期待できる。さらに、その検出器は、従来の粒子線観測装置のように砂漠

や南極に建設される必要はなく、交通機関、通信、電力などの社会的インフラストラクチャーの整備された場所にも設置することが可能である。このことは、それらにかかるコストを下げることに伴い、より多くの検出器をより広範囲に設置することが可能になると期待できる。

2.2 分子制動放射

弱くイオン化された大気中での分子制動放射 (Molecular Bremsstrahlung Radiation, MBR) は、自由電子が周辺の大気分子と衝突することで生成される。シャワーのイオン化が”弱い”と考えられているのは、自由電子やイオンの相互作用が、他のイオンよりもむしろ中性粒子との衝突によって決まるため。

MBR は、10 eV 以下の電子（ただし、速度分布は等方的でマクスウェル分布に従うと仮定）から来る放射として、熱的過程として古典的に扱われてきた。これらの仮定より、定常状態の MBR は等方的で偏光がないと予期され、相対論的粒子から来る指向性の高い制動放射とは大きく異なる。

MBR による観測は、シャワーに沿った MBR 強度（つまりその電離成分）をマッピングすることで、大気蛍光による窒素の励起のマッピングと同様に、シャワーをカロリメトリックに測定することができる。MBR と大気蛍光はいずれもシャワーの周囲の全方向に放射されるため、空に沿ったトラックからシャワーの発達を”撮像”でき、二次元の angular geometry を定めることができる。さらに、到達時刻情報からシャワー発達の range を決定でき、geometry と粒子数発達（縦方向発達）の両方について完全な再構成ができる。

相対論的シャワーの front 通過後、電子の熱化時間 t_{th} の間、MBR が継続する。 t_{th} は電子と大気分子の弾性・非弾性衝突の両方によって決まり、1 気圧の乾燥大気中で t_{th} は 10 ns 程度。

シャワーがアンテナの視野を通過する間、その放射は受信され続ける。4 GHz の電波を口径 1.8 m のアンテナで観測する場合、受信の継続時間は遠方のシャワーで many μ s 程度になる [1]。

2.3 現在までの研究開発

AMBER グループによる研究開発

MBR に関する研究はハワイ大学を中心とする AMBER グループによって始められたが、わずか 2 回の加速器実験の後、人的資源の枯渇によって事実上終了となった。しかし、彼らの研究開発は MBR 検出法の大きなポテンシャルを示した [1]。

2.4 本研究の狙い

本研究で行う観測法は、シャワー中の電子成分粒子からの MBR を、特に 4GHz マイクロ波帯 (C バンド) で検出する方法である。この方法は現在までに提案されている電波検出法の中で唯一、空気シャワーの縦方向発達を測定できるほどの空間分解能を有するものである。

大気をターゲットとし、カロリメトリックなエネルギー推定と粒子種判別を実現でき、duty factor=100 % となる可能性を持った新しい空気シャワー検出法の基礎研究を行う。

これまでに MBR 検出器と宇宙線観測装置との同時観測が行われたことはなく、各種の特性はまったく明らかになっていない。本研究ではそれらの解明に挑む。そして、その結果得られる成果は新しい宇宙線観測法の基礎となり、粒子線天文学のための観測装置の基本原則となる。

第3章 電波観測装置

3.1 マイクロ波望遠鏡の制作

3.1.1 マイクロ波望遠鏡

今回用いたマイクロ波望遠鏡は、アンテナ、LNB(Low Noise Block)、パワーセンサ、簡易スペクトラムアナライザ、マルチメータ、データ収集用 PC などからなる。装置の概要は図 3.1 の様になっている。

3.1.2 装置の詳細

アンテナ

LNB に電波を集波するための”dish”。放物面の形状をとっており、一定の角度から入射する電波を焦点に集める。

- BS・110° CS アンテナ
日本アンテナ製 CBS45AST (LNBF が付属している)
- C バンド用アンテナ
J-ANTENNA 製 JANR120PAC

LNB

アンテナの焦点に設置し、アンテナによって集波された電波を受けとる。局発発信器 (以下、局発) をもち、受信した電波と局発との周波数の差分を出力する。例えば、局発周波数が 5 GHz の LNB で 4 GHz の電波を受信した場合、LNB からは 1 GHz の電気信号が出力される。これにより、周波数の”down-convert”を行う。信号の増幅も行う。

モデル名	CBS45AST	R120PAC
受信周波数	11.7 - 12.75 [GHz]	3.4 - 4.2 [GHz]
アンテナ利得	33.8 - 34.2 [dBi]	31.64 - 33.48 [dB]
アンテナ口径	45 [cm]	120 [cm]
適合マスト径	25 - 50 [mm]	76 [mm]

表 3.1: アンテナの仕様

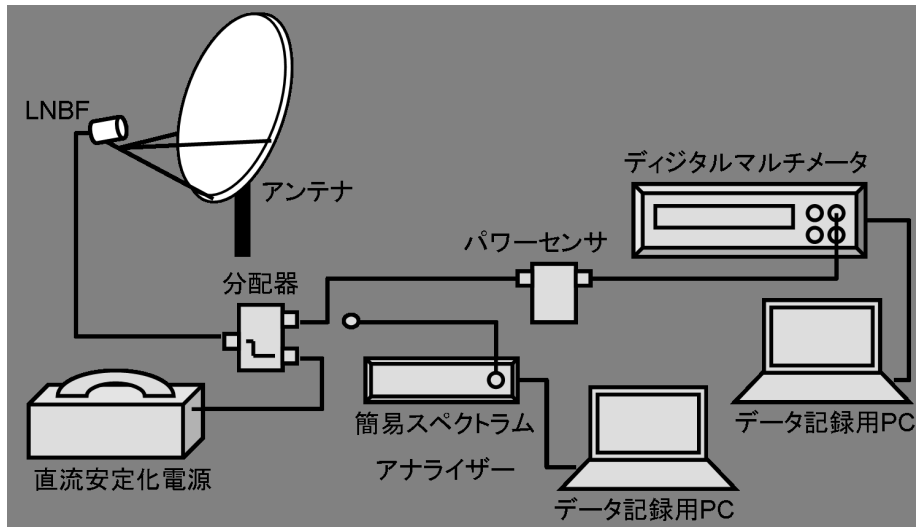


図 3.1: 実験装置

モデル名	CBS45AST(付属品)	ZCF-D21B
受信偏波	右円偏波	直線偏波
入力周波数	11.7 - 12.75 [GHz]	3.4 - 4.2 [GHz]
出力周波数	1032 - 2072 [MHz]	950 - 1750 [MHz]
局発周波数	10.678 [GHz]	5.15 [GHz]
コンバータ利得	53 [dB]	65 [dB]
使用温度範囲	-30 - +50 [C °]	-40 - +60 [C °]
消費電流	110 [mA] 以下	150 [mA]
電源	15 [V]	垂直 11.5 - 14.2 [V] , 水平 15.8 - 19.0 [V]

表 3.2: LNB の仕様

- Cバンド用 LNB
Zinwell 製 ZCF-D21B

フィードホーン

LNBの前に付ける、ラップ状の構造物。LNBとフィードホーンが一体となったもの(LNBF)も多く、本実験で用いたものはいずれもLNBFである。

直流安定化電源

- TEXIO 製 PW24-1.5AQ

項目	A チャンネル	B チャンネル	C チャンネル	D チャンネル
出力電圧	0 - +24 [V]	0 - -24 [V]	0 - +8	
電圧設定分解能	10 [mV]		1 [mV]	
出力電流	0 - +1.5 [A]	0 - -1.5 [A]	0 - +2 [A]	
電流設定分解能	1 [mA]			

表 3.3: 直流安定化電源の仕様

SP 周波数	3 - 12000 [MHz]
TG 周波数	3 - 4000 [MHz]
SPAN	0 - 12 [GHz] (500 [MHz] 以下は任意, 500 [MHz] 以上は 500 [MHz] 単位)
SG 周波数	3 - 4000 [MHz]
最大入力レベル	0 [dBm] (CW), +10 [dBm] (Peak)
最小設定周波数単位	1 [kHz]
AD 変換精度	12 [bit]
PC との通信	USB, 1 [Mbps]
電源	USB 経由, 5 [V], 240 [mA]
イメージ・キャンセル機能	有

表 3.4: 簡易スペクトラムアナライザの仕様

パワーセンサ

LNB から受けとった信号を電圧に変換する。

- 自作パワーセンサ [2]

簡易スペクトラムアナライザ

- GigaSt 製 GigaSt v5

マルチメータ

パワーセンサからの電圧値を計測

- KEITHLEY 製 2000 型

データ記録用 PC

マルチメータの計測データを記録

3.1.3 データ収集の流れ

本実験では、アンテナと LNB の組み合わせとして、以下の 3 通りの組み合わせを用いた。

- 45 cm BS・110° CS アンテナと、これに付属する LNBF(以下、BS アンテナ)
- 1.2 m C バンド用オフセットパラボラアンテナと、C バンド用 LNBF(以下、C バンドアンテナ)
- 1.2 m C バンド用オフセットパラボラアンテナと、BS アンテナに付属していた LNBF(以下、ハイブリッドアンテナ)

dish の焦点に LNBF を設置し、フィードホーンから供給された信号を LNB で増幅・down-convert し、同軸ケーブルをひいてパワーセンサに送る。パワーセンサから出力される電圧値をデジタルマルチメータで読み取り、記録用 PC にデータを記録していく。

第4章 実験とその結果

4.1 衛星放送用通信衛星の観測

電波望遠鏡を用いるにあたり、機器の操作法などを学習するために、観測しやすいBS放送用通信衛星を観測した。図4.1。BS放送やCS放送の各チャンネルに対応するピークが見えているのがわかる。図4.2はそのときのバックグラウンドを観測したときの様子。

4.2 太陽の観測

各アンテナの視野を太陽が通過する様子をそれぞれ観測し、各アンテナの指向性を調べた。

BSアンテナによる観測

図4.3はBSアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測したもの。データ間隔2分。図中の実線は、開口アンテナの指向性の式

$$f = \frac{|\sin\left(\frac{\pi}{180}x\right)| \times J_1\left(\frac{\pi D}{\lambda}|\cos\left(\frac{\pi}{180}x\right)\right)}{\frac{\pi D}{\lambda}|\cos\left(\frac{\pi}{180}x\right)|} \quad (4.1)$$

によるフィッティングを表す。観測する波長 λ [m]、アンテナ口径 D [m]、アンテナの視野中心からの角度 x [deg.]。 J_1 はベッセル関数。

ビーム幅は約 4.0° で、アンテナ口径と観測する波長によって決まる開口アンテナのビーム幅 [3] (以下、予想ビーム幅) $\sim 4.4^\circ$ とほぼ一致する。

Cバンドアンテナによる観測

図4.4はCバンドアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測したもの。このデータ点には ± 0.1 v程度の揺らぎがある。データ間隔1分。図中の実線は式4.1によるフィッティングを表す。

ビーム幅は約 3.0° で、予想ビーム幅 $\sim 3.4^\circ$ とほぼ一致する。

これらの結果から、周波数帯によってその様子が大きく異なることがわかる。

ここで、統計量を大きくするために、自動で電圧値を記録できるデジタルマルチメータを導入した。これにより、データ間隔2秒となる。

ビーム幅は、太陽がアンテナの視野を横切るように24時間でアンテナの回りを一周するとして、アンテナから見て太陽が1分あたりで 0.25° 動くとしたときの値。

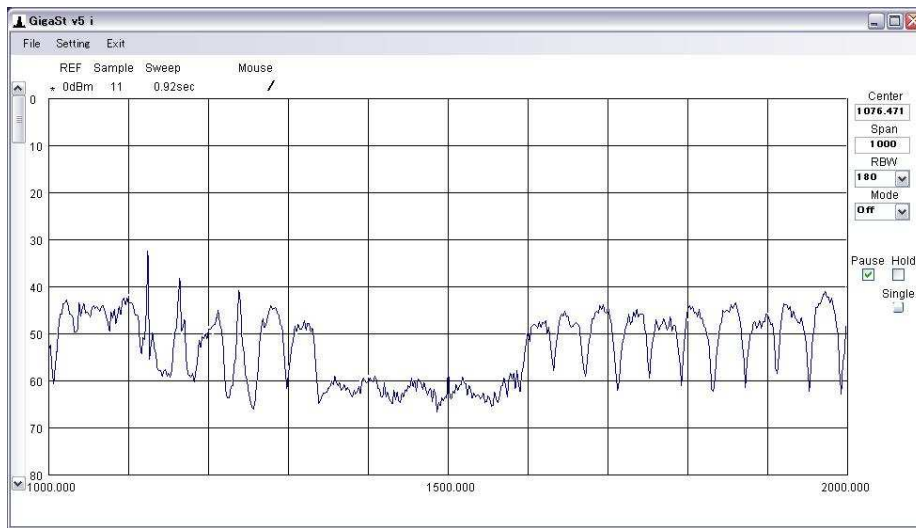


図 4.1: BS 放送用衛星からの電波を観測したときのスペクトラムアナライザからの信号の様子

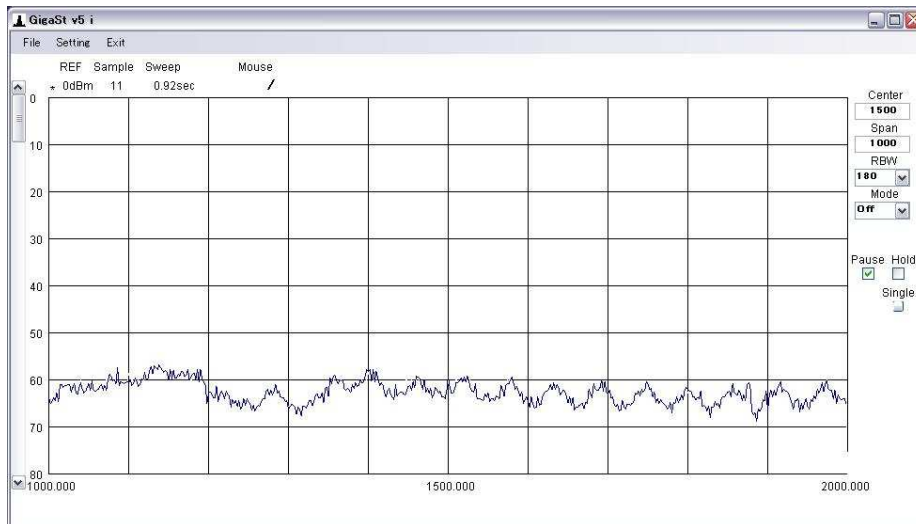


図 4.2: バックグラウンドを観測したときのスペクトラムアナライザからの信号の様子

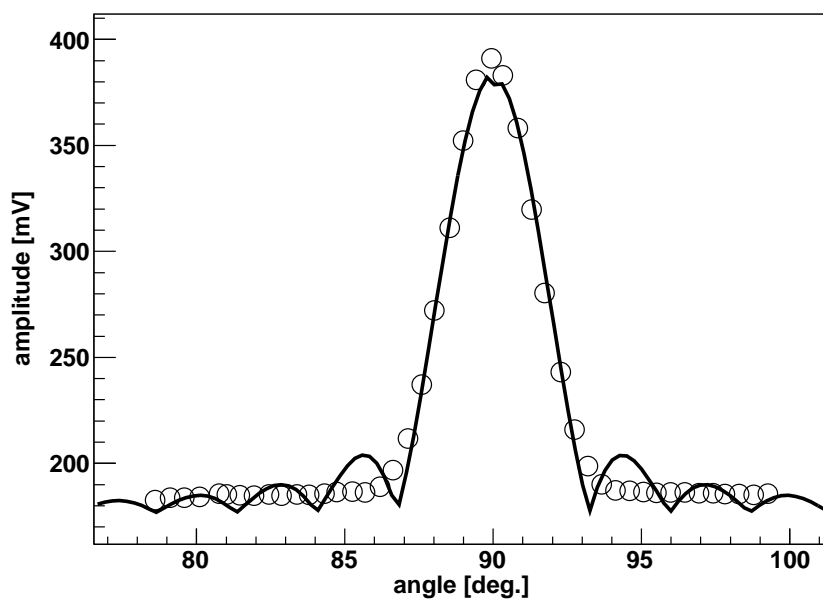


図 4.3: BS アンテナの視野を太陽が通過する様子とフィッティング (2010 年 1 月 19 日)

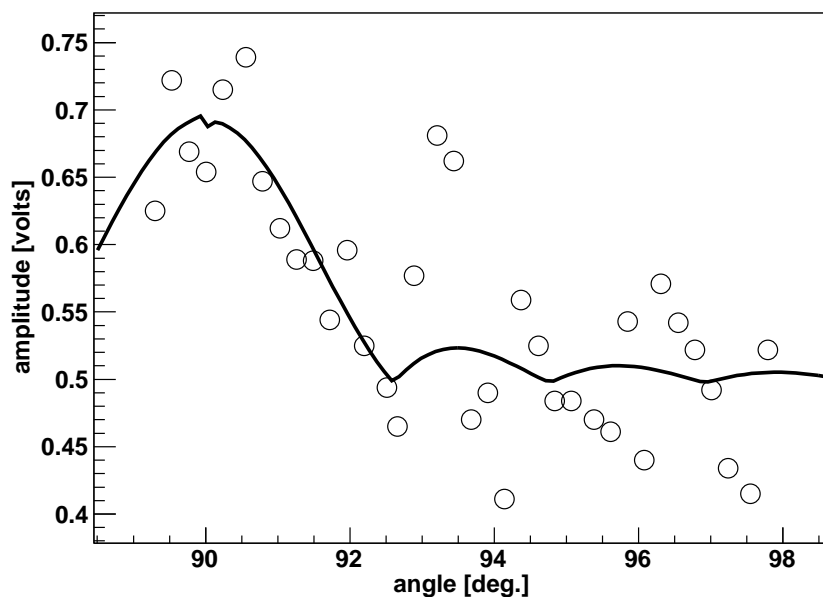


図 4.4: C バンドアンテナの視野を太陽が通過する様子とフィッティング (2010 年 2 月 4 日)

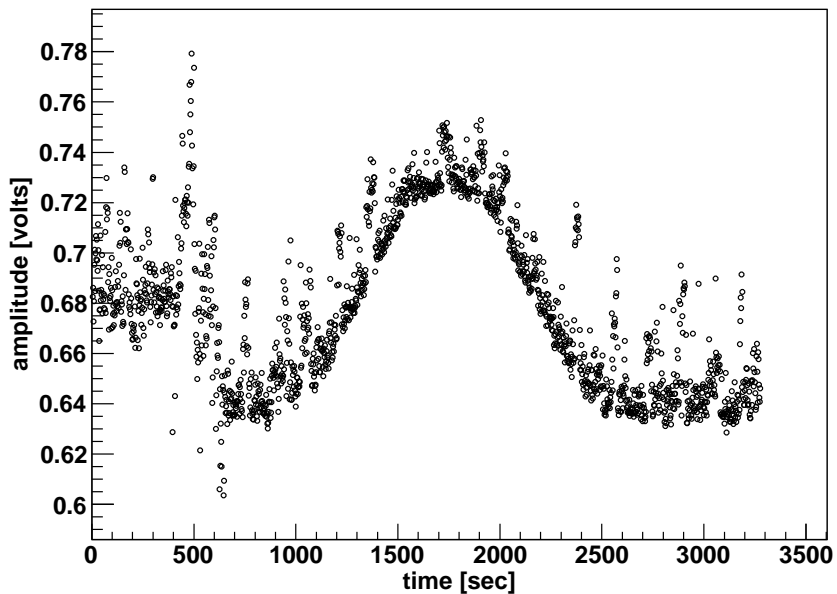


図 4.5: BS アンテナの視野を太陽が通過する様子 (2010 年 2 月 24 日)

BS アンテナによる観測

図 4.5 は BS アンテナの視野を太陽が通過する様子を観測したもの。データ間隔 2 秒。ビーム幅は約 4.2° で、予想ビーム幅 $\sim 4.4^\circ$ とほぼ一致する。

C バンドアンテナによる観測

図 4.6 は C バンドアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測したもの。データ間隔 2 秒。ビーム幅は約 3.8° で、予想ビーム幅 $\sim 3.4^\circ$ とほぼ一致する。

ハイブリッドアンテナによる観測

図 4.7 はハイブリッドアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測したもの。データ間隔 2 秒。

ビーム幅は約 2.5° で、予想ビーム幅 $\sim 1.6^\circ$ 。予想とは異なるが、C バンド用の dish に BS アンテナ用の LNBF を取り付けた際に、正確に dish の焦点に LNBF が取り付けられていなかった可能性があり、これが原因の 1 つと思われる。

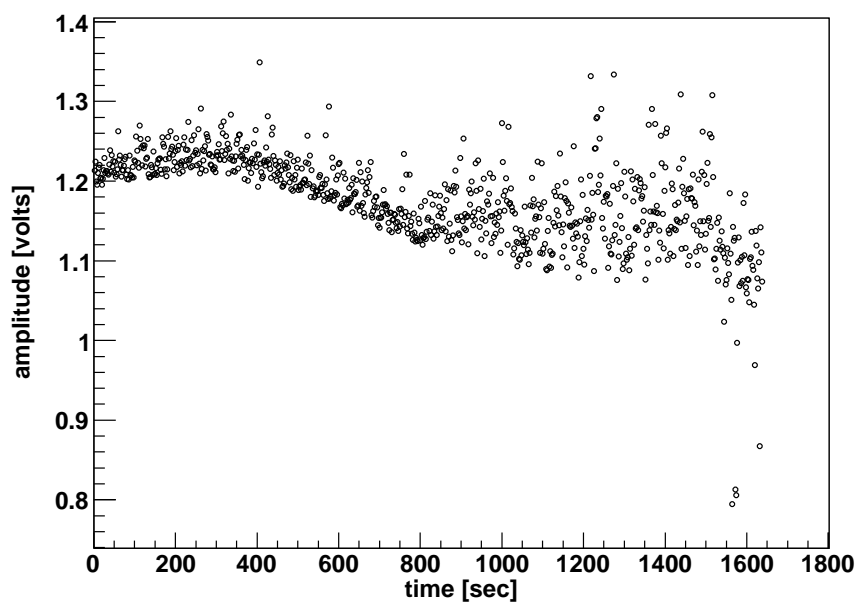


図 4.6: Cバンドアンテナの視野を太陽が通過する様子 (2010年2月19日)

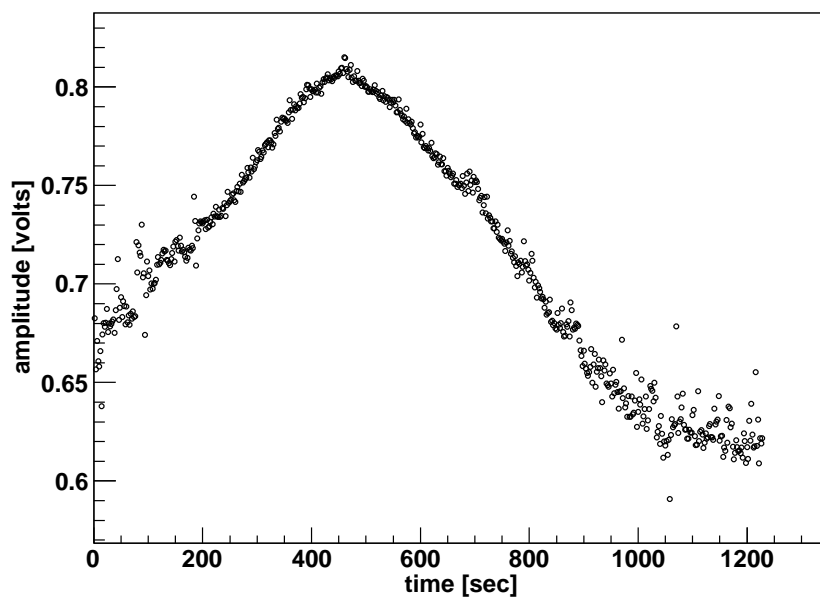


図 4.7: ハイブリッドアンテナの視野を太陽が通過する様子 (2010年2月24日)

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

- アンテナの指向性
太陽からの電波の観測を通して、各アンテナの指向性を調べた。
- パワーセンサ
パワーセンサを制作した。
- 周波数帯による違い
太陽からの電波の観測を通して、周波数帯による様子の違いを調べた。
Kuバンド (BS 放送用 LNBF) では太陽が視野を横切る様子がはっきりと見えた。
Cバンド (Cバンド用 LNBF) でも観測できたが、Kuバンドのときほど鮮明には見えなかった。

5.2 今後の予定

- 空気シャワーアレイとの連動実験
大阪市立大学理学部棟屋上に設置されている空気シャワーアレイとの連動実験を行う。
これに伴い、デジタルオシロスコープを用いたデータ収集系を用意する。
- 多チャンネルカメラ
多チャンネルカメラの設計・制作を行う。これに伴い、LNB、パワーセンサ、分配器などの設計・制作も行う。
- フィードホーンや LNB の開発
- 多チャンネル用データ収集システムの開発

謝辞

本研究におけるご指導、ご助言をいただきました林嘉夫教授に深く感謝いたします。小島浩司客員教授、技術職員の松山利夫氏、鳥丸博氏、そして同研究室の奥田剛司氏、南野真容子氏、藤井俊博氏、山下祐氏、松宮大輔氏、山崎勝也氏にもお世話になりました。特に、藤井俊博氏には解析などで惜しみない助力をいただき、感謝いたします。

最後に、本研究のすべてにおいて、数多の惜しみないご指導、ご助力をいただきました荻尾彰一准教授に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] P. W. Gorham et al., astro-ph / 0705.2589v1 (2007)
- [2] CQ 出版社, *RFワールド No.8.* (2009)
- [3] 進士昌明, *電磁波工学.* (2001)
- [4] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748
T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4 (1966) 178
- [5] L. Drury , *Rep. Prog. Phys.*, 46 973 (1983)
- [6] Thompson C, Duncan R., *Mothly Notices of the Royal Astron. Society*, 275, (1995) 255
- [7] Blasi P, Epstein R et al., *Astrophys. J. Lett.*, 533 (2000) L123
- [8] Rees M.J.R., Mészáros R., *Astrophys. J.*, 93, 430 (1994)
- [9] Hillas A. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, (1984) 425
- [10] Blodt E, Ghosh P. *Mothly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307, (1999) 491
- [11] Rachen J and Biermann P, *Astron. Astrophys.* 272 (1993) 161
- [12] Kang H, Ryu D adn Jones TW, *Astrophys. J.* 456 (1996) 422
- [13] The Pierre Auger Collaboration, *Science*, **9**, November, 938-943, (2007)
- [14] Berezhinsky, astro-ph/0801.3028v1, (2008)
- [15] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81(6):1163, (1998).
- [16] M. Takeda et al., *Astrophys. J.*, 522 225 (1999)
- [17] Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.*, 13, 151, (2000).
- [18] Abbasi R et al., *Phys. Rev. Lett.*, 100(10):101101, 2008.
- [19] Egorova V et al., *Nuclear Phys. B - Proc. Supplements*, 136:3, (2004)
- [20] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [21] A. N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University* (1967)
- [22] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 372, 527 (1967)

- [23] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Astron. Astrophys.*, 455, 773 (2006)
- [24] Kuzmin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, 68 (1998) 271
- [25] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, 3, 303, (1999)
- [26] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, 47, 1788 (1972)
- [27] 藤井俊博, 卒業論文, 大阪市立大学.(2008)