

Telescope Array 実験における
ハイブリッドトリガーの開発

石森 理愛

09M01042

東京工業大学大学院 理工学研究科
基礎物理学専攻

指導教員

垣本 史雄

常定 芳基

得能 久生

平成 23 年 3 月 31 日

目次

第1章 序論	1
第2章 最高エネルギー宇宙線	3
2.1 宇宙線のエネルギースペクトル	3
2.2 宇宙線の加速機構	4
2.3 宇宙線観測と空気シャワー	6
2.3.1 空気シャワー現象	6
2.3.2 空気シャワーの縦方向発達	8
2.3.3 空気シャワーの横方向分布	9
2.4 空気シャワーの観測方法	11
2.4.1 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	14
2.5 最高エネルギー宇宙線	17
2.5.1 GZK cutoff	18
2.5.2 AGASA による観測	19
2.5.3 起源モデル	20
2.5.4 観測結果の現状と問題点	25
第3章 テレスコープアレイ実験	28
3.1 TA 実験の目的	28
3.2 実験装置	29
3.2.1 地上検出器	29
3.2.2 地上検出器のデータ収集系	31
3.2.3 大気蛍光望遠鏡	36
3.2.4 光学系	36
3.2.5 FD のデータ収集システム	38
第4章 ハイブリッドトリガーの開発	44
4.1 ハイブリッドトリガー導入の必要性	44
4.1.1 FD の検出効率	44

4.1.2	FD によるジオメトリー再構成	46
4.1.3	SD の検出効率	46
4.1.4	導入による統計量の増加	49
4.2	ハイブリッドトリガーシステム	50
4.2.1	FD のイベント選別	51
4.2.2	SD の波形探索時間	58
4.2.3	ハイブリッドトリガー導入に伴うファームウェアとプログラムの追加・変更	58
4.3	導入	62
4.3.1	動作試験	62
4.3.2	導入	68
4.3.3	動作状況	68
第 5 章	取得データの解析	73
5.1	データ解析	73
5.1.1	モンテカルロシミュレーション	73
5.1.2	ハイブリッド解析	74
5.1.3	今回使用したデータセット	77
5.1.4	ハイブリッド解析の再構成精度	77
5.1.5	実データ解析	80
第 6 章	結論	88

Abstract

The Telescope Array (TA) experiment is the largest hybrid detector for UHECRs (ultra-high-energy cosmic-rays) observation in the northern hemisphere. We detect the air showers generated by UHECRs both with 507 surface detectors(SDs) which use the same technique as the HiRes and three fluorescence telescopes(FDs) which use the same technique as AGASA. The hybrid events which are observed both by FD and SD are useful for the precise measurement of the characteristics of UHECRs and direct comparison between two types of technique.

In this thesis, we report the development of a “hybrid trigger” system for TA. It has been shown from our Monte-Carlo studies that geometry determination accuracies of monocular FD events are significantly improved using SD information (position at the ground level, timing of arrival, etc...). However, in lower energy region below $10^{18.5}$ [eV], trigger efficiency for the TA SD is small compared to that of FD therefore some showers have no SD information. So to collect the small SD signals, we developed an FD-driven SD triggering system: this introduces an external triggering scheme to the TA-SD using triggering signals from FD. We report the design of the system, installation and the operational stabilities in TA observation from October 2010. We also analyze the acquired data with a analysis method with hybrid technique, and confirm the quality of the data.

In the future, the data acquired by this system will appear the maximum development and energy spectrum in lower energy region clearly.

第1章 序論

宇宙空間に存在する高エネルギー放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にオーストラリアの物理学者V.Hessによって発見された。宇宙線はこれまでに $10^8 \sim 10^{20}$ [eV]を超える広い範囲で観測されており、その存在と起源に関する大きな謎が残されている。 10^{14} [eV]以下の比較的低いエネルギーで到来頻度の多いものについては、気球や人工衛星などを用いた直接観測が行われており、組成などが詳しく調べられている。 10^{14} [eV]より高いエネルギーのものは到来頻度が少ないため、大きな検出面積と長い観測時間が必要で、地上で宇宙線の作る2次粒子(空気シャワー)を観測する、間接観測が行われている。これまで、地球で観測される宇宙線のエネルギーには限界があると予想されてきた。1960年代、Greisen、Zatsepin、Kuzminらが予想したGZKカットオフである。 10^{20} [eV]を超えるエネルギーの宇宙線は2.7[K]の宇宙背景放射と相互作用してエネルギーを失うため、一定距離(約50[Mpc])以遠からは地球に到達できない、というものである。しかし、1998年日本のAGASA空気シャワー観測装置が、この限界を超える宇宙線を11事象観測し[11]、その一部が同一方向の点源から到来している可能性を示した[12]。しかし、この結果はGZKカットオフを確認したというHigh Resolution Fly's Eye(HiRes)の結果と異なるものであった[44]。両実験は1次宇宙線と大気分子との相互作用により生成される空気シャワーを観測している点では同じであるが、その観測手法は異なるものであった。AGASAでは空気シャワーを構成する荷電粒子をシンチレータを用いて地上で直接粒子を捉える地表検出器を用いたのに対し、HiResでは大気中の空気シャワーから発生する蛍光を観測する大気蛍光望遠鏡を用いていた。先で述べたGZKに関する結果の違いはこの観測手法に起因するという推測もされている。

また、高エネルギー宇宙線のもう1つの大きな謎が、その起源である。高エネルギー宇宙線は、宇宙における高エネルギー天体現象は現在の宇宙に取り残されたビッグバンの痕跡などに起源を持つと推測されている。すなわち、高エネルギー宇宙線の解明は、宇宙における激しい天体現象やビッグバンの成り立ちと直接結びついていることになる。さらに、 $10^{18} \sim 10^{19}$ [eV]のankle領域とよばれるエネルギー領域では、宇宙線の起源が銀河系内から系外へ移り変わると考えられており、この領域で宇宙線の組成が大きく変化すると予想されている。起源解明のためにはまず、高エネルギー宇宙線の到来方向、組成を知ることが大変重要である。

GZK 限界を超える宇宙線の有無、そしてその起源を探ることを目的に、日米韓共同で Telescope Array 実験 (TA) が 2003 年度からアメリカ合衆国ユタ州で開始された。AGASA による高エネルギー宇宙線のエネルギー決定精度は約 20% であり、GZK カットオフの有無を確定する上で大きな障害となってきた。そこで TA では、AGASA の約 7 倍の検出面積を持つ地表検出器 (SD) 507 台と、HiRes グループなどで用いられてきた大気蛍光望遠鏡 (FD) 3 ステーションで宇宙線空気シャワーの同時観測 (ハイブリッド観測) を行っている。両手法から得たデータを用いたハイブリッド解析や、各手法で解析された結果を相互に比較、校正することにより、最高エネルギー宇宙線の情報を高い精度で得ることができる。

TA におけるこれまでのデータ収集は、FD、SD がそれぞれ別々のトリガーアルゴリズムで行われてきた。しかし、このデータ収集では観測できる低エネルギー側の下限値が両検出器で異なっており、 10^{18} [eV] では SD のトリガー条件 (3 MIPS3 台) を満たないイベントが多く検出効率が 10% 程度なのに対し、FD では 1 ステーションからであれば十分な検出効率がある。

そこで本論文では、FD のトリガーに合わせて、SD でも本来トリガー条件より緩い条件で波形収集を行う、ハイブリッドトリガーの開発について述べる。このシステムを導入することにより、今まで FD1 ステーションのみで観測されていたイベントに SD1 台の情報を合わせた解析手法であるハイブリッド解析を行うことが可能となる。私はこのハイブリッドトリガーの効果の見積もり、仕様の決定、開発、動作試験、導入を行った。また、導入後に取得したイベントの解析を行い、取得されたデータの妥当性を示した。さらにシミュレーションからアパーチャーの算出を行い、エネルギースペクトルを示した。現時点では統計量が十分でないが、今後、ハイブリッドトリガー導入後のデータが蓄積されれば、 10^{18} [eV] 程度の低エネルギーの宇宙線のスペクトルの形状や組成の決定につながる空気シャワーの最大発達深さの詳細な議論ができるだろう。

第2章 最高エネルギー宇宙線

2.1 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 2.1 に示す。

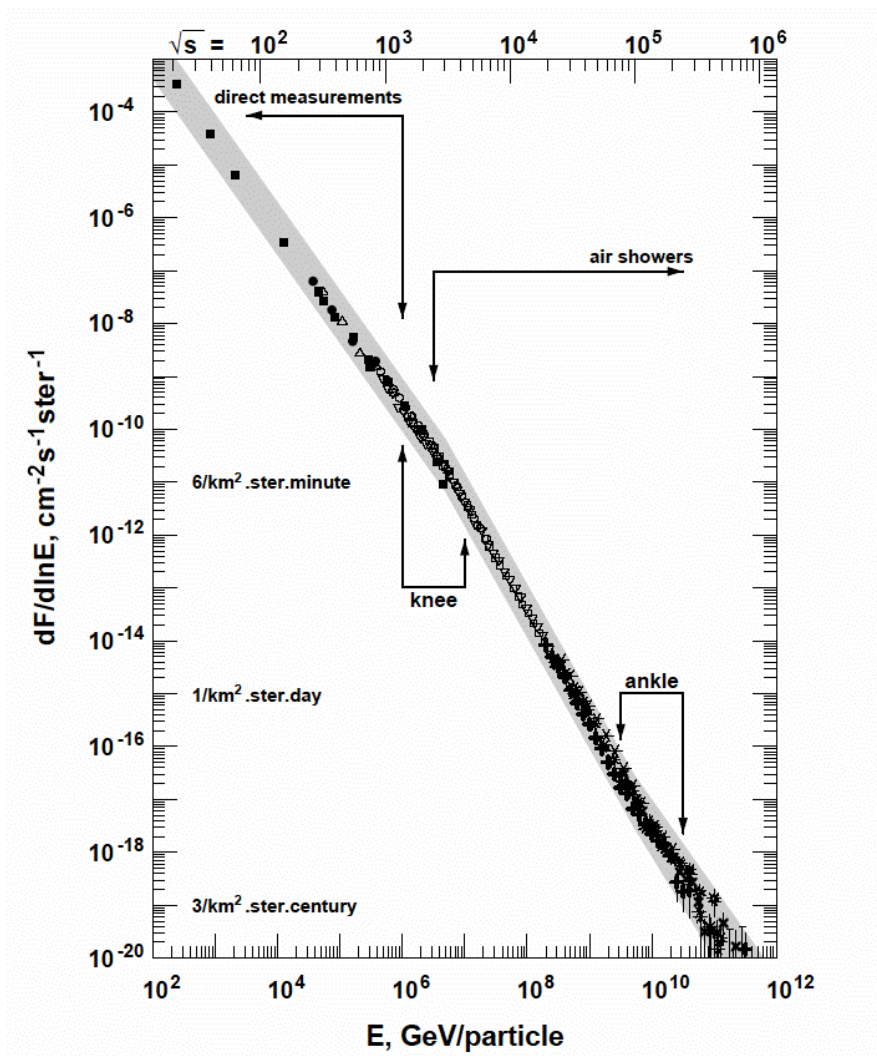


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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の宇宙線の微分エネルギー

スペクトルは、エネルギーの関数 $F(E) = K \times E^{-\alpha}$ で近似できる。 10^{15} eV 付近までは $\alpha \sim 2.7$ であり、それ以上では $\alpha \sim 3.0$ と変化し、 10^{19} eV 付近からまた $\alpha \sim 2.7$ となる。この2ヶ所のスペクトルの折れ曲がり (10^{15} eV 付近、 10^{19} eV 付近) 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 100km^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。

2.2 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の1つに “フェルミ加速” がある。

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加速されるという統計的な加速である [7]。この理論では、荷電粒子が1回の衝突あたりに得る平均的なエネルギーは、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例する。

荷電粒子が電子雲との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。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (2.1)$$

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、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.2)$$

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 $(1 - P_{esc})^n$ 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

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (2.3)$$

である。式 (2.2) を式 (2.3) に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (2.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1-P_{esc})} \right]}{\ln(1+\alpha)} \approx \frac{P_{esc}}{\alpha} \quad (2.5)$$

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

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。しかしこの 2 次のフェルミ加速では加速効率が悪く、宇宙線の Spektrum を再現することは難しい。

そこで超新星爆発などで生じる衝撃波を衝突対象とした 1 次のフェルミ加速が考えられており、この加速では宇宙線を 10^{15} [eV] 程度まで加速することが可能である。1 次のフェルミ加速では α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例する。

フェルミ加速の限界と Spektrum の解釈

knee ($\sim 10^{15}$ [eV]) より低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星残骸の衝撃波で上記の機構により加速され、銀河磁場に捉えられて銀河内に閉じ込められていると考えられている。knee での Spektrum の折れ曲がり、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、粒子の閉じ込めの効果がきかず、銀河円盤の外に逃げ出していく効果によるものと考えられている。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は式 (2.6) で与えられ、その大きさは pc/Ze で表せる硬さ (rigidity) という量だけに依存することから、このモデルは rigidity モデルという。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} = \frac{pc}{Ze} \times \frac{1}{cB} \quad (2.6)$$

ここで e 、 Z 、 p 、 B は、素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。銀河磁場は約 $3\mu\text{G}$ であるので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3\text{pc}$ 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は銀河系外に逃げてしまうものが増え、観測量は急激に減少すると考えられている。また、ラーモア半径は原子番号に依存しており、銀河系外への逃げだしによる観測量の減少が見られるエネルギーは $E_{knee}^Z = ZE_{knee}^p$ となる。鉄の knee とされる 6.5×10^{16} [eV] 程度のエネルギーでは、宇宙線の組成は鉄が主であると考えられている。

また、エネルギー Spektrum に凹みが見られる second knee ($\sim 10^{17.5}$ [eV]) から ankle ($\sim 10^{19}$ [eV]) までの領域については、加速機構、加速起源の候補が今だよく分かっていない。少なくとも上で述べた rigidity モデルによれば、このエネルギー領域で銀河系内の超新星残骸による加速は加速限界を向かえる。一方で、この領域では銀河系外のソースからの宇宙線がハッブル時間以内に地球に到達できるようになる。そのため、この領域では銀河系内と銀河系外の宇宙線の移り変わりの領域と考えられている [8]。また、Spektrum の凹み

による解釈は2通り考えられており、1つは銀河系内、系外宇宙線の移り変わりが凹みに対応するというモデルである。このモデルでは、second knee から ankle にかけてゆっくり銀河系内と系外の成分が移り変わるとされており、この領域の宇宙線は銀河系内起源の鉄の組成を反映するはずである。もう1つのモデルは銀河系内、系外の移り変わりは凹みの低エネルギー側（～second knee）で起こり、凹みは銀河系外からの陽子宇宙線がCMBとの相互作用で電子対生成を起こすことに起因するというものである。このモデルの場合、組成は陽子が主であるはずである。

2.3 宇宙線観測と空気シャワー

以上で見てきたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、全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の宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に観測装置を搭載して大気上空に飛ばし、直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の宇宙線は、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、直接観測をすることはむずかしい。そこで、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）を測定するという間接観測が行われている。

2.3.1 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、さらにそ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。この空気シャワーには、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、ハドロンによる核カスケードがある。

高エネルギーのガンマ線の場合は、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 $\sigma_{brem.s.}$ は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{brem.s.}(E, v)dv = \frac{4Z^2r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.7)$$

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 $(dE/dX)_{brem.s.}$ は以下のように表せる。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{brem.s.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.8)$$

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。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (2.9)$$

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 38g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{pp}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right) \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.10)$$

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輻射長が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.11)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の輻射長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、ある点を境に増殖が止む。平均して電子が "1世代" の間に走る距離が X_0 なので、 X_0 あたりの電離損失が1粒子あたりのエネルギーと同程度になるエネルギーがその目安となり、臨界エネルギーと呼ばれる。臨界エネルギーは物質により異なり、空気の場合には $84[\text{MeV}]$ である [4]。

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、中間子、K中間子などのハドロンの多重生成が起き、核カスケードが形成される。生成された二次粒子の大部分は結果的に中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命で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、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.12)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.13)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.14)$$

このように崩壊する。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の繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図2.2はこの様子を模式的に表したものである。

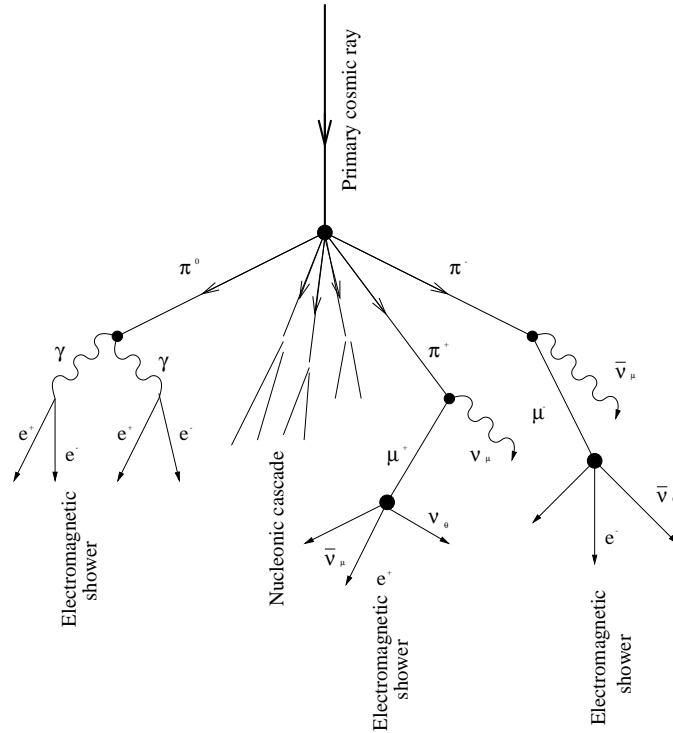


図 2.2: 空気シャワーの模式図

2.3.2 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うち大多数を占める電子の総数が増大するにつれて、個々の電子のエネルギーは減少し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84\text{MeV}$) に近付くと、電子は大気に吸収され、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。

エネルギーが E_0 の一個の光子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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.15)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.16)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.17)$$

ここで t は、電子の輻射長 (38g/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) が最大になる大気深さで $s = 1$ となる。

宇宙線陽子が生起す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ている。

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X - X_{\max}}{\lambda} \right) \quad (2.18)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100\text{TeV}} \right) \quad (2.19)$$

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 $70\text{g}/\text{cm}^2$ である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{\max} (最大発達時の粒子数) 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_1 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_1 、 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 2.3 に示す。

2.3.3 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を、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。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、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.20)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.21)$$

と表すことができる。 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 輻射長進む間に多重散乱により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の例を図 2.4 に示した。

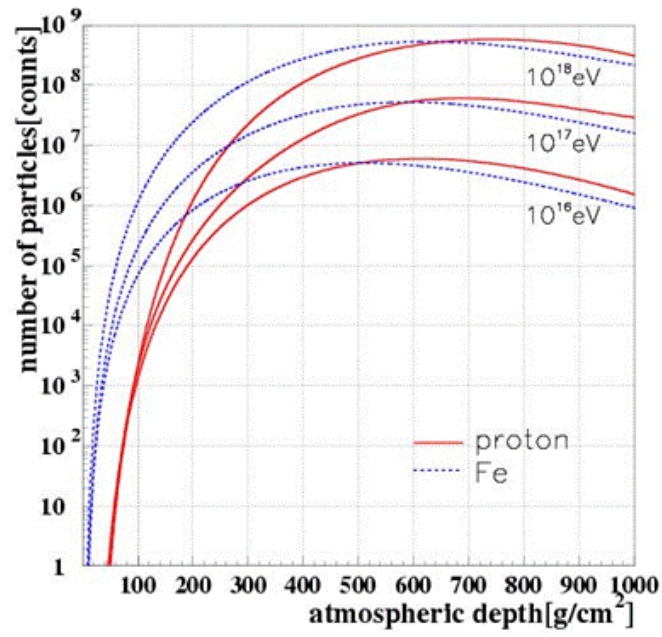


図 2.3: 空気シャワーの縦方向発達

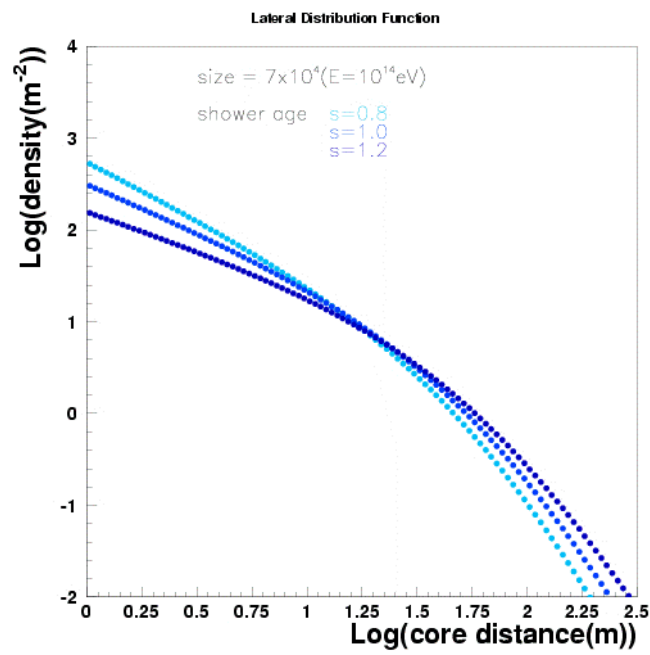


図 2.4: 空気シャワーの横方向分布

2.4 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、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表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

多数の粒子検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイと呼び、高エネルギー宇宙線の観測法として伝統的に行われてきた。図 2.5 が空気シャワーアレイの概念図である。

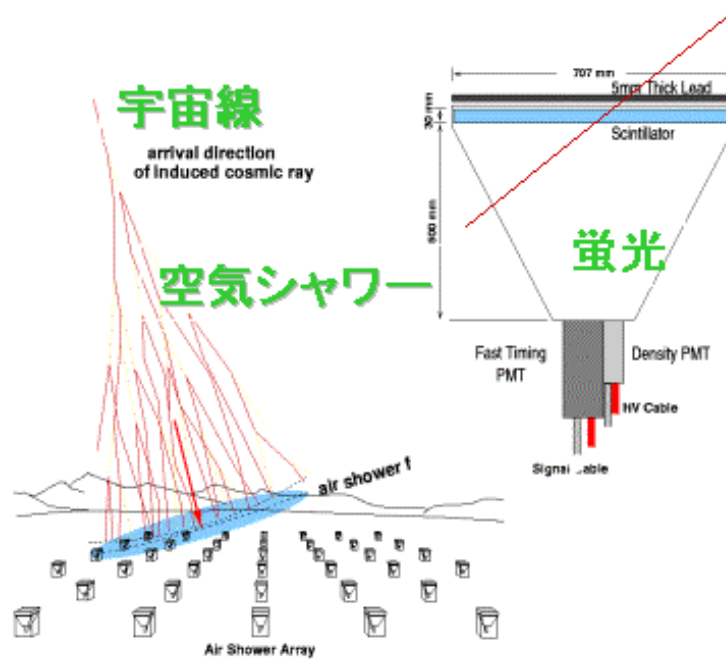


図 2.5: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図

空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽電子、光子)と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からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近い距離における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。

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知ることができる。

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分布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。

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したものである。

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。さらにこのチェレンコフ光とは別に、高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子が失活するのに伴い、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わけである。80MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1m 通過した場合の発光光子数はおよそ 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 $30\mu\text{s}$ 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 30km 遠方からでも観測することができる。さらに大気シンチレーション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。

大気蛍光法を用いた測定による一次宇宙線の観測データの解析は、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宇宙線の到来方向となる (図 2.6)。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、望遠鏡までの距離により大気による散乱・吸収、装置の検出効

率などを考慮して計算する。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、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 (2.18) 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 (2.22) により一次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{E_c}{X_0} \int N_e(X) dX \quad (2.22)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長 ($38.0\text{g}/\text{cm}^2$)、 E_c 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 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、シャワーの縦方向発達の様子を観測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く、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、メリットが多い。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・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いく必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

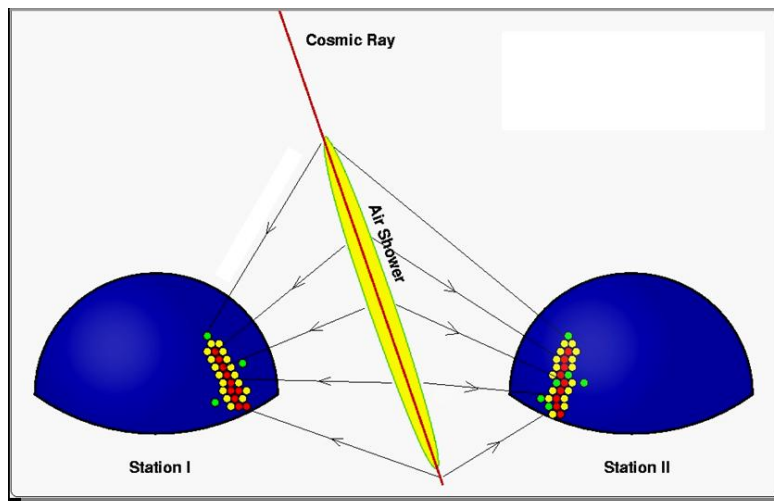


図 2.6: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

次節では、大気蛍光の発光過程と大気中での光の散乱・吸収について詳しく述べる。

2.4.1 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

空気シンチレーション光

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。シンチレーション光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の原子、分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、実際に観測を行なう波長領域 300 ~ 400nm での空気の蛍光の発光過程について述べる。

空気の蛍光 (シンチレーション光) の発光機構は、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。

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。スピン多重度の変わらない遷移による発光が蛍光、スピン多重度の変わる遷移による発光がリン光である。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。Bunner がまとめた発光率を表 2.1 に示す [34]。分子同士の衝突による消光には O_2 分子が非常によい消光物質として働く。また、実際には空気は 1% 弱の Ar を含んでいる。純粋な N_2 気体に Ar を加えると、 N_2 の発光効率が増加することが知られている。

また、垣本らによって測定されたシンチレーション光の相対強度を表 2.2 に示した [35]。ほぼ波長 300nm から 400nm 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。

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 2.1: Bunner が求めた 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

波長 (nm)	光子数 (相対値)	波長 (nm)	光子数 (相対値)
297.7	0.4	357.7	5.054
311.7	0.068	367.2	0.068
313.6	0.725	371.1	0.25
315.9	1.767	375.6	0.954
328.5	0.204	380.5	1.711
330.9	0.05	389.4	0.041
333.9	0.141	391.4	1.937
337.1	6.68	394.3	0.15
346.9	0.082	399.8	0.565
350.0	0.1	405.9	0.571
353.7	1.025		

表 2.2: 空気シンチレーション光の波長スペクトル。光子数の相対値である。

チェレンコフ光

物質中を通過する荷電粒子の速度 v がその物質中での速度 c/n (c は光速、 n は物質の屈折率) より大きいとき、粒子の軌跡に沿って物質が発する光をチェレンコフ光という。

チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して θ の角度をなす波面として観測される。ただし、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.23)$$

である。1 気圧の大気において $n \sim 1.00029$ であるので、その放射角 θ は約 1.4° 、電子の場合、チェレンコフ光を放射するエネルギーの閾値は約 21MeV である。

波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.24)$$

となる。ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ は微細構造定数であり、 z は媒質の原子番号である。

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がりを持ち、さらに検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱の影響を受けている。このため、シャワー軸から約 20° 以下の領域では、観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量を無視できない。

夜天光

夜空から来る光全体を夜天光といい、主として次の 3 種類の光源から来る光である。

1. 大気光；地球上層大気の子、原子の発する光
2. 黄道光；太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
3. 星夜光；星や星雲の集積光

これらの光は変動する DC シグナルとして各々の光電子増倍管で検出される。理科年表によると、夜天光の輝度は $320S_{10}(\text{vis})$ $\left(1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{erg/cm}^2 \text{sec sr } \overset{\circ}{\text{A}} \right)$ とされている。

夜天光は波長 557.7nm に酸素原子による強いピークを持っており、連続スペクトル成分については波長が長くなるにつれて光量が増加している。このように、夜天光が長波長側で増加傾向にあること、および空気シンチレーション光は主に波長 300 ~ 400nm の光が

レイリー散乱	大気中の分子
ミー散乱	大気中のダスト、エアロゾル（霧、もや、ちり、煙）

表 2.3: レイリー散乱、ミー散乱の対象とする散乱体

らなることを考えると、波長 300 ~ 400nm の光に対して感度のある光検出器を使用することで、夜天光の影響を少なくし、空気シャワーからシンチレーション光を効率良く観測することができる。

レイリー散乱とミー散乱

レイリー散乱、ミー散乱はどちらも誘電体球による光の散乱だが、散乱体の大きさにより区別されている。

レイリー散乱は波長より小さな誘電体球による散乱であるのに対し、ミー散乱は波長に対し、無視できない大きさの誘電体球による散乱である。それぞれが対象とする主な散乱体は表 2.4.1 である。

レイリー散乱による大気の透過率は、式 2.25 で表せる。

$$T_{Rayleigh} = \exp \left[-\frac{X_{trans}}{X_{Rayleigh}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (2.25)$$

ここで X_{trans} は光の通過する大気厚さ [g/cm^2]、 $X_{Rayleigh}$ はレイリー散乱の輻射長 ($2974[g/cm^2]$)、 λ は光の波長である。ミー散乱の透過率は、式 2.26 で表せる。

$$T_{Aerosol} = \exp \left[\frac{1}{\cos \theta} \left\{ -\frac{H}{L} \exp \left(-\frac{h}{H} \right) + \frac{H}{L} \exp \left(-\frac{h_G}{H} \right) \right\} \right] \quad (2.26)$$

h は光源の高度、 θ は光源方向の天頂角、 L はエアロゾルの減衰長、 H はエアロゾル分布のスケールハイトを表す。

レイリー散乱による体器の透過率は大気分子の密度から簡単な計算で求められるが、ミー散乱による透過率は大気中のダストやエアロゾル分布の様子に依存するため、大気モニターによる実測から推定する必要がある。

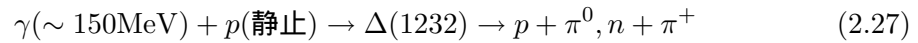
2.5 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中でも最も興味深いトピックの一つが最高エネルギー宇宙線である。最高エネルギー宇宙線とは、 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のことを指し、1963 年に初めて観測された [10]。以後、AGASA[11][12]、HiRes[23]、Fly's Eye[24]、

Haverah Park[25]、SUGAR[26] などの実験により観測されてきている。しかし、その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている。この節では最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。

2.5.1 GZK cutoff

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、最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 [27]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を超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。



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

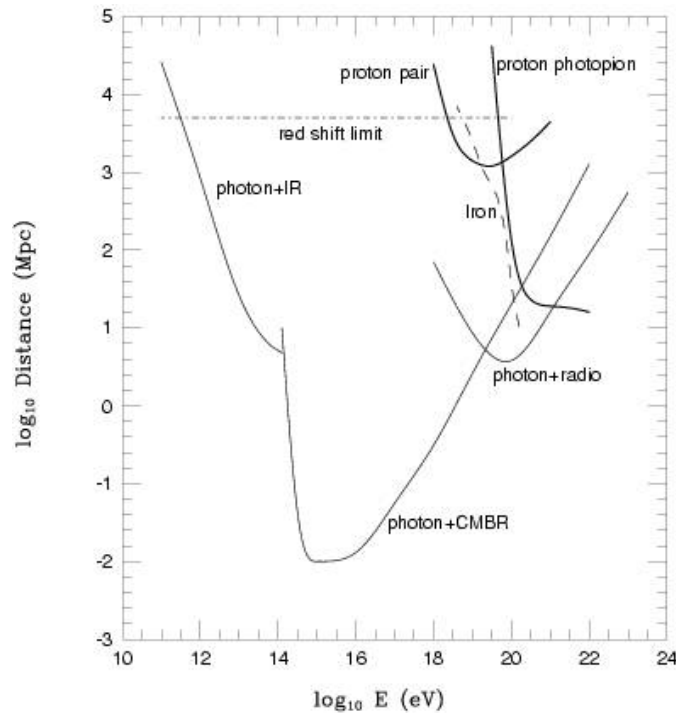


図 2.7: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。

図 2.7 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽

子の減衰距離は 50Mpc 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 50Mpc 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。

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 1Mpc あたり 3~4 個の核子を失う。従って、観測された最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 20Mpc 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最高エネルギー宇宙線は遮蔽されるので、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が現れると考えられており、これが GZK cutoff と呼ばれるものである。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 2.8 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てある [28]。例えば、源が宇宙空間に一様に分布する場合は、 5×10^{19} eV で急激な減衰が現れると予想されている。観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すかが、宇宙線源を研究する上での重要な鍵となっている。

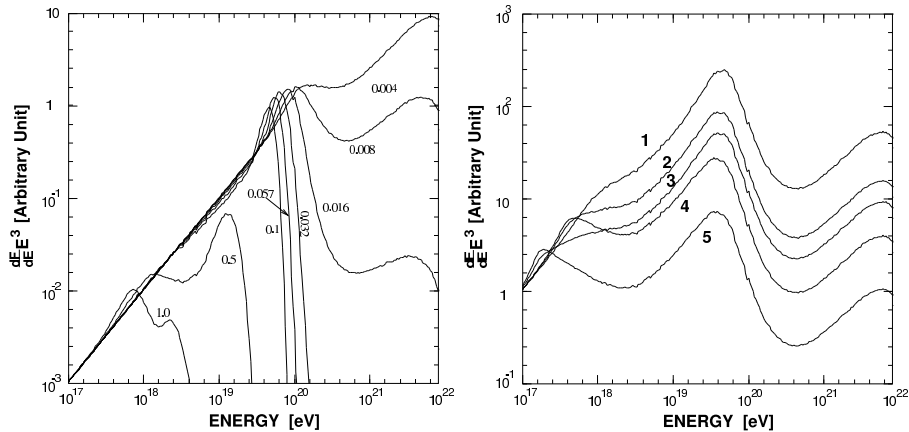


図 2.8: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は 1 つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

2.5.2 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ある。面積 2.2km^2 のプラスチックシンチレータ 111 台を 100km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置した空気シャワーアレイで、エ

エネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線 (super-GZK 事象) を 11 事象観測した。

AGASA による観測は、最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ている。

まず第一に、理論的な限界より高いエネルギー領域においてはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているということである [11]。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を図 2.9 に示す。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 を超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 cutoff 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 4.0 の有意度で矛盾している。

第二に、これらの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 2.10 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。[12] 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、局部銀河群の作る超銀河面などと相関を持たず、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 2.11 に示した。図の左端のピークは図 2.10 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。[13] 図 2.11 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 5 であり、以上の結果はなんらかの最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。

2.5.3 起源モデル

最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、bottom-up モデルと top-down モデルという 2 種類のモデルに分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

bottom-up モデル

Fermi 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、最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

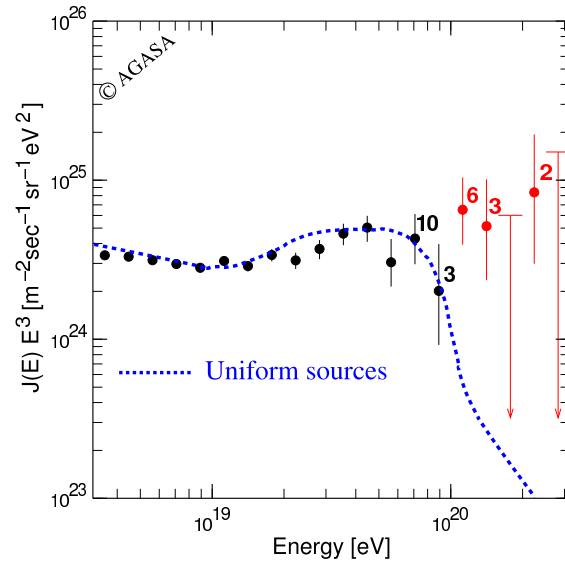


図 2.9: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

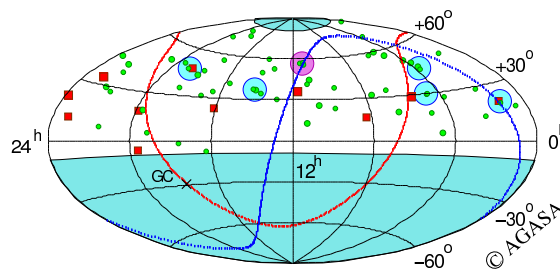


図 2.10: AGASA が観測した $10^{19.6} \text{eV}$ 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。

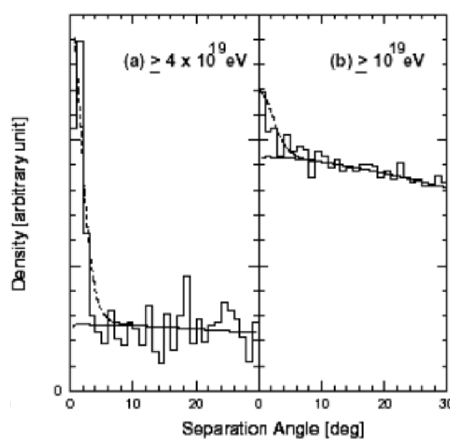


図 2.11: $10^{19.6} \text{eV}$ 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布

bottom-up モデルと呼ぶ。

宇宙線荷電粒子がある領域で加速される場合、磁場による力を受けて進行方向が曲げられるので、加速領域への閉じ込め条件を課すことで加速限界が決まり、

$$E_{max} \leq \gamma e Z B R \quad (2.28)$$

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 2.12 に、 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさ、磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示した [29]。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最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、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。

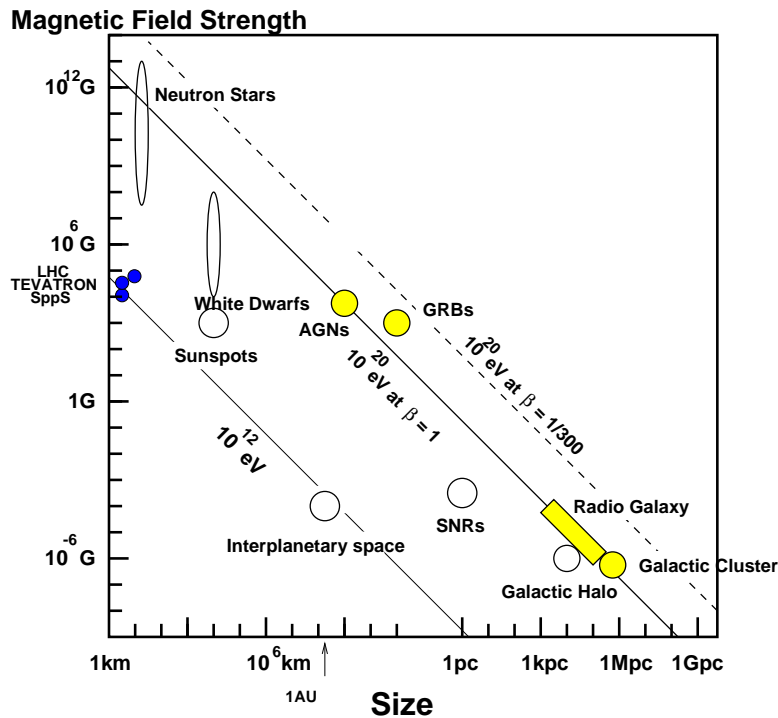


図 2.12: 10^{20} eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさ、最大加速エネルギーの関係。

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 [30]。

- 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。[15] 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 10^9cm 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に放射される、という指摘もある。[?] このモデルでは、最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、最高エネルギー宇宙線の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。[?] 粒子加速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。[17]
- 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 100kpc 以上も広がっている。[?] 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。[18] 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最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) 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 100Mpc と遠すぎる。
- 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、最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、最高エネルギー宇宙線源が一樣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。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。しかし、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向には、相関は見つかっていない。

- 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 2.28) を満たしている。[19] 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。
- 衝突銀河：巨大な衝撃波と 20 μ G オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 10^{20} eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

top-down モデル

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理、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現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最高エネルギーに達するという bottom-up モデルに対して、top-down モデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である [30]。

- TD・SHR の崩壊・対消滅：ビッグバンの初期、すなわちインフレーションの最後またはその後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである [20]。TD 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 cutoff 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。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR 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：超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、その崩壊生成物が最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。[21] 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：超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。[22] ローレンツ因子 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。

この様に top-down モデルでは、GZK 限界を超える最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。

2.5.4 観測結果の現状と問題点

最高エネルギー宇宙線は宇宙空間での激しい現象や未知の物理と結びついていると考えられ、その観測結果は非常に注目されてきた。しかし、現在問題になっているのが、GZK cutoff の存否について実験グループごとに異なった結果が得られているということである。

最高エネルギー領域の宇宙線観測グループは、AGASA の他にもう一つ、HiRes (High Resolution Fly's Eye) がある。AGASA が地表粒子検出器を用いた観測であるのに対し、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、そして GZK cutoff の存在を示唆する結果を発表した。HiRes が発表したエネルギースペクトル (2 基の望遠鏡ステーションの単眼観測の結果) を図 2.13 に示す。これによると、 10^{20} eV を越える宇宙線は 2 事象であり、スペク

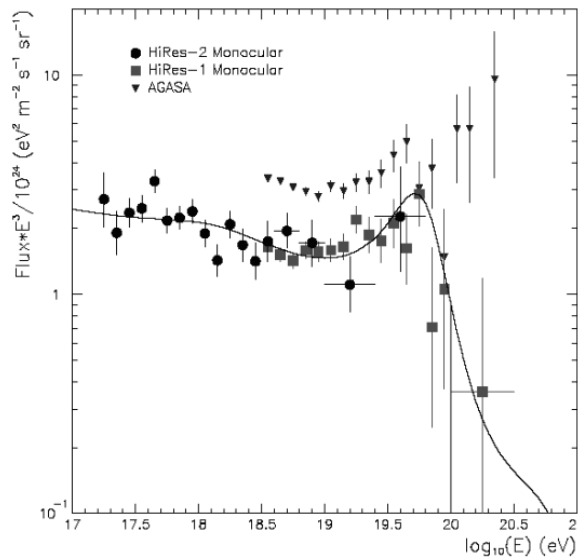


図 2.13: HiRes が発表したエネルギースペクトル

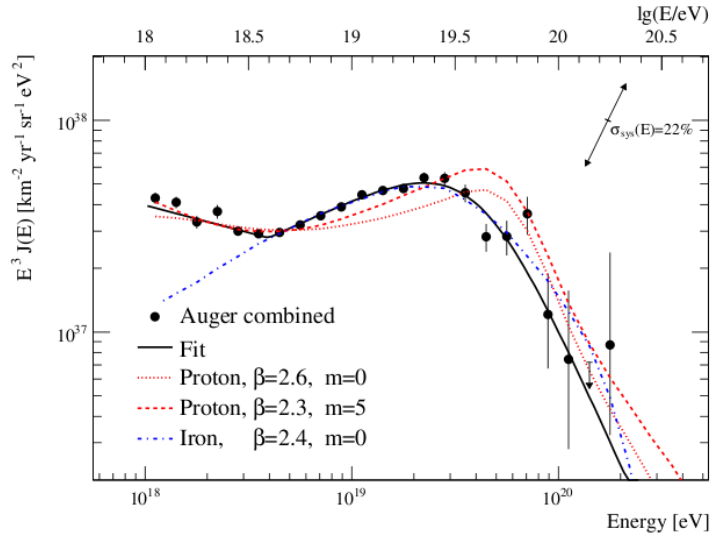


図 2.14: Auger により発表されたスペクトル。GZK カットオフが予言される付近にカットオフがみられる。[41]

トルは GZK cutoff と一致している。

このように両者は矛盾した観測結果を示しているが、AGASA のエネルギー決定精度は 18%、HiRes も 20% であり、GZK cutoff の存否についてはどちらも決定的な結果は示されていなかった。

また、最近では南半球のアルゼンチンで TA と同様に地表検出器と大気蛍光望遠鏡を用いた観測を行う Auger がある。図 2.14 は Auger により発表されたエネルギースペクトルで、GZK 限界付近にスペクトルの落ち込みが確認できる [41]。また、Auger は 2009 年 3 月までに観測された 55[EeV] 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向は AGN と相関を示すと発表した [42]。もし、極高エネルギー宇宙線に銀河系外の AGN 起源との相関が見られた場合、その組成は陽子であると考えられている。より重い原子核は銀河間の磁場により大きく偏向してしまうため、起源の分布を反映せず、等方的に地球に到来することが期待されるためである。しかし、Auger は組成については高エネルギー側で、純粋な陽子より重くなっているという結果 (図 2.15) を示している。[43]

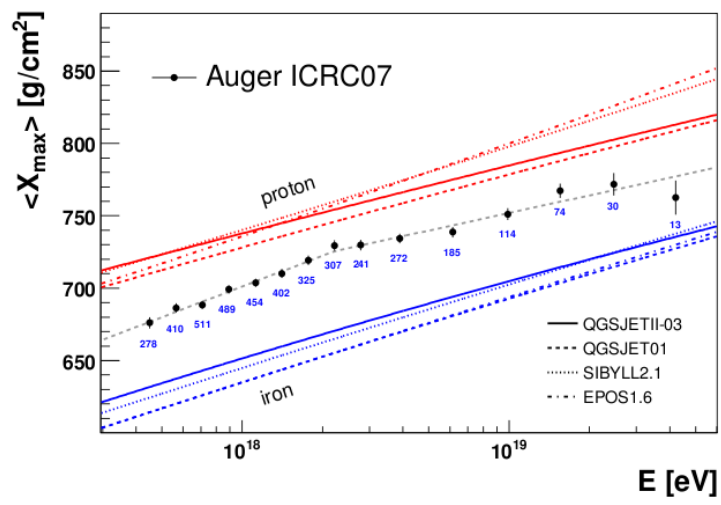


図 2.15: Auger により発表された平均最大発達深さ。組成は全エネルギー領域にわたって mixed-composition を示している。[43]

第3章 テレスコープアレイ実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて小さく、AGASAの観測によれば100[km²]の地表に年に1度飛来する程度である。AGASAは100[km²]の地表に111台の地表検出器を配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出面積を当時の世界レベルから一挙に5倍広げること成功し、大きな成果を導いた。しかし、建設以来十数年を経てAGASAは検出面積、装置性能ともに限界に達し、2004年に観測を終了した。

そこで、日米韓共同の新たな研究計画である Telescopoe Array 実験 (TA) がアメリカのユタ州で開始された。この実験はAGASAの約7倍の検出面積を持つ地表検出器 (SD) とそれを囲むように配置された大気蛍光望遠鏡 (FD) を設置し、2つの検出器で最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを同時観測するものである。

3.1 TA 実験の目的

TA 実験は大気蛍光望遠鏡と地表検出器アレイを用いた北半球最大の極高エネルギー宇宙線観測実験である。この実験の目的は以下の通りである。

- super-ZGK 宇宙線の有無を確認する。従来の極高エネルギー宇宙線観測実験よりも、観測精度、有効検出面積を格段に向上させ、統計量を増す。また、地表検出器と大気蛍光望遠鏡の2つの検出器でハイブリッド観測を行うことにより、エネルギースケールを15%以下に抑える。
- 極高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する。極高エネルギー宇宙線は起源モデルごとに1次宇宙線の組成として、陽子、鉄、ガンマ線やニュートリノなど異なる組成が予言されており、組成判定は起源や伝播過程の大きな鍵となる。
- 極高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。TAはAGASAに対し、12倍の有効検出面積がある。この広い有効検出面積により統計量を増し、同時に1次宇宙線の到来方向を1度以下に抑える。

3.2 実験装置

地上検出器には平坦で広大な敷地、大気蛍光望遠鏡には高い晴天率、透明度の高い空気が必要である。これらの理由から、観測装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯に設置された。平均標高 1400[m]、大気の深さ 860[g/cm²] である。

地上検出器はアレイ状に 507 台並べられ、検出面積は 700[km²] である。大気蛍光望遠鏡は 3 つの FD ステーションに分けて合計 36 台 (12 台 × 3 ステーション) 設置されている。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、周囲から 100~200m ほど高くなった場所に、地表検出器アレイを囲むように約 30km 間隔で設置されており、両検出器での同時観測が行えるようになっている。装置の配置を図 3.1 に示す。

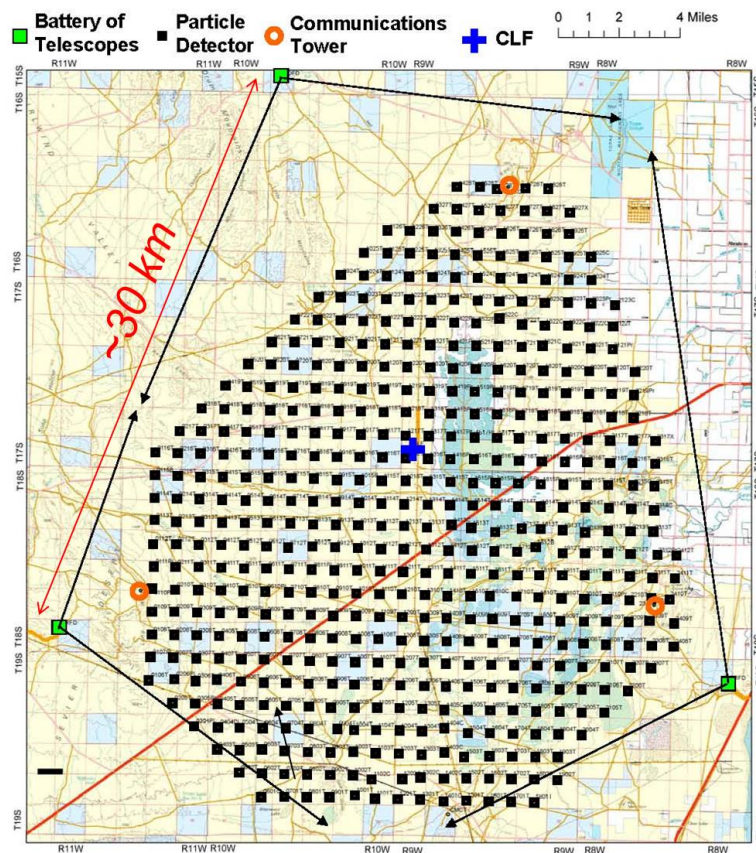


図 3.1: FD ステーションと SD の配置

3.2.1 地上検出器

地表検出器 (SD) は 3[m²] のプラスチックシンチレータを 1.2[km] 間隔に 507 台で合計 700[km²] の領域に配置されている。シンチレータは 12[mm] のものを 2 枚重ねて用いるこ

とにより、荷電粒子の信号を確実に識別する。シンチレーション光は波長変換ファイバーを通してPMTに導き、12[bit]、52[MHz]のFADCで記録する。各SDはエリアに配置された通信塔を介して無線LANによる通信を行う。電力源としては120[W]のソーラーパネルが用いられる。



図 3.2: 左：地表検出器、右：通信塔

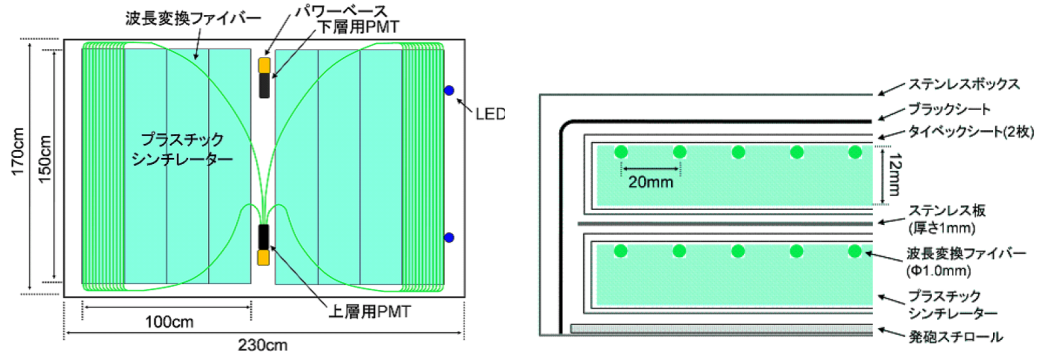


図 3.3: 左：シンチレーターボックスの内部構造、右：シンチレーターボックスの断面図

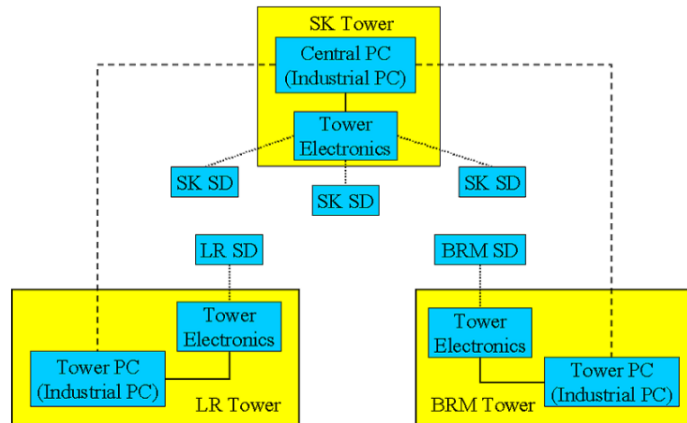


図 3.4: SD のデータ収集ネットワーク。メンテナンス時やデータ収集以外ではこの通信塔間のネットワークは使わず、他の通信ルートを使用して各タワー PC にアクセスするようになっている。

3.2.2 地上検出器のデータ収集系

ここではハイブリッドトリガー導入以前のデータ収集系について述べる。今回開発されたハイブリッドトリガー導入後は、以下に述べるデータ収集にハイブリッドトリガーによるデータ収集が加わる形となる。

SD のデータ収集システムは SD、タワーエレクトロニクス、タワー PC、セントラル PC によって構成されている (図 3.2.2)。地表検出器は図 3.2.2 の様な 3 つの領域に分かれており、各領域の SD はそれぞれのタワーと無線で通信している。地表検出器は 507 台のアレイ全体で「3MIPS 隣接 3 台」を条件としてトリガー判定を行う。判定は各領域での判定と、領域の境界での判定の 2 つがあり、プロセスが異なっている。

まず、各 SD で記録された 3MIPS 以上のトリガーテーブルがタワーエレクトロニクスに集められ、「3 MIP 隣接 3 台」の判定が行われる。しかしこれでは、領域の境界では同様の条件が適用できないため、タワーエレクトロニクスは境界 1 列目 (図 3.2.2 において水色の SD) のトリガーテーブルをタワー PC を通じてセントラル PC に送信し、そこで境界領域でのトリガー判定が行われる。ここで図 3.6 左の様に隣接 3 代の条件を満たした場合にはトリガー成立となる。また図 3.6 右の様に境界をまたぐ 2 台の SD でトリガーが発見された場合、これをライントリガーパターンの候補とする。この場合には、境界の 2 列目 (図 3.2.2 において黄色の SD) の該当する SD のトリガーの有無を確認する必要がある。そのため、セントラル PC は該当する領域のタワー PC を通じてタワーエレクトロニクスに該当する SD にトリガーがあるかを確認し、存在すればトリガー成立となる。

トリガー生成は以上の 3 種類があるが、どの場合でも波形収集は 507 台の SD アレイ全

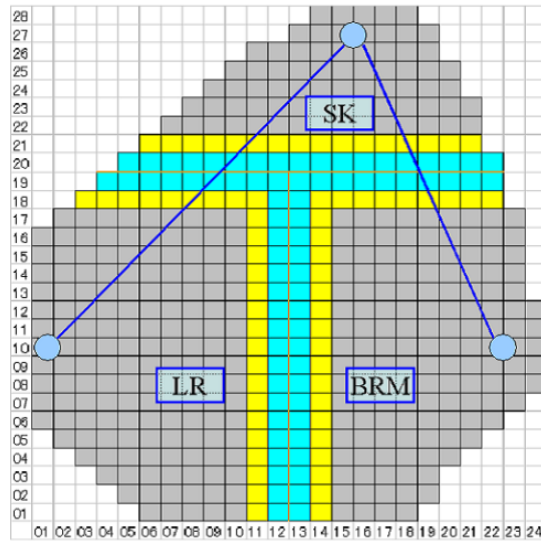


図 3.5: BR、LR、SK の各領域と境界の設定。水色 SD のトリガーテーブルを SK 通信塔にあるセントラル PC に転送し境界トリガー判定を行う。黄色 SD のトリガーテーブルはライントリガーパターンを参照するためタワーエレクトロニクスで記録しておく。

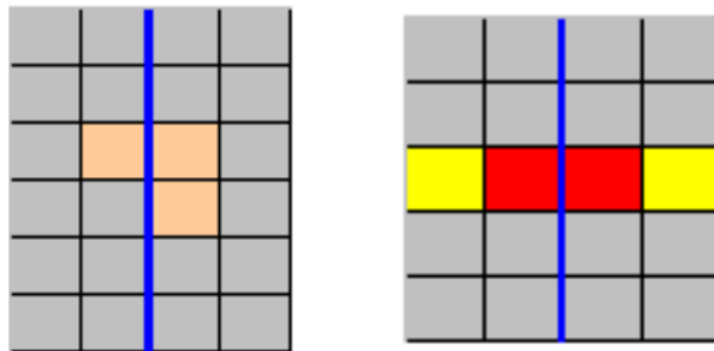


図 3.6: 境界トリガーの判定。左の様なトリガーパターンを境界トリガーパターンと呼んでいる。このパターンは境界 1 列目のタイムテーブルをセントラル PC で確認することで、トリガー生成が可能である。右の様なトリガーパターンはライントリガーパターンと呼ばれる。これは境界 1 列目のトリガーテーブルのみでは判定できないため、境界をはさんで向かい合う SD (赤) でトリガーがあった場合には、黄色の SD でトリガーがあったか否かをタワーエレクトロニクスに確認する。

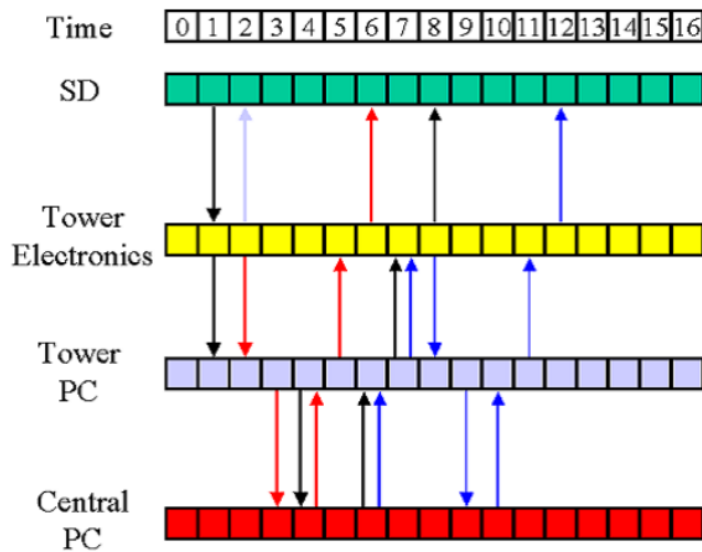


図 3.7: SD が波形情報を記録してから探索が起こるまでのタイムチャート。Time の単位は秒。黒がセントラル PC による境界トリガーの波形探索、水色がタワーエレクトロニクスによる自領域の波形探索、赤が他領域のタワーエレクトロニクスによる波形探索、青が境界のライントリガーによる波形探索を示す。

体で行う。タワーエレクトロニクスによる各領域ごとの判定で生じるトリガーの場合には、セントラル PC を通じて、他の 2 領域でも波形収集が行われる。境界トリガーの場合は、セントラル PC でトリガーが成立し次第、全タワーで波形情報収集が行われる。

以下に FD、タワーエレクトロニクス、タワー PC、セントラル PC の役割をまとめた。また、波形収集までのタイムチャートを図 3.2.2 に示す。

SD

SD では、上下 2 層のシンチレータを持っており、独立した構造になっている。そのため上下層コインシデンスを取ることで PMT のダークカレントを取り除くことができる。SD 単体ごとに以下の 2 種類のトリガーが行われる。

level-0 トリガー level-0 トリガーは波形データのバッファリングを意味する。50[MHz] の FADC でデジタル化した波形データを FPGA を通じてトリガー判定を行う。具体的な判定は以下の手順で行う。このトリガー頻度は 700[Hz/台] である。

1. 1pps を検知したら 1 秒前のペDESTAL 値を計算する。計算方法は 8bin 毎に和をとりヒストグラムを書く。その最頻値を 8bin の和のペDESTAL とする。ここで 1bin は 20[ns] である。

2. ゲート幅 8bin で入力波形の移動平均を取る。
3. 移動平均からペDESTAL値を引く。
4. ペDESTAL減算後の値が上下層ともに 15 カウント (0.3MIP 相当) 以上であれば、波形データ、積分値、エレクトロニクスのクロック数、をバッファにコピーする。波形データは閾値を超えた部分から 32[bin] 遡り、128[bin](2.56[us]) が記録される。波形は 40 秒程度記録される。

level-1 トリガー level-1 トリガーとは、level-0 トリガーで記録された積分値が上下層ともに 150 カウント (3MIP 相当) 以上のものを示す。このトリガーにかかったものに対して、積分値情報とトリガータイミング情報が入ったトリガーテーブルを生成する。このトリガーの頻度は 20 ~ 30[Hz] である。

level-0 トリガーで生成された各 SD のトリガーテーブルはタワーエレクトロニクスからの要求時に送信される。また、ヘッダーにはモニター情報が書かれており、トリガーテーブル収集と同時にモニター情報も回収することができる。

タワーエレクトロニクス又はセントラル PC においてシャワーイベントを発見すると、タワーエレクトロニクスから各 SD に波形探索命令が送られる。SD はトリガー時刻情報を受け取ると、トリガー時刻 $\pm 32[\text{us}]$ 以内に波形が記録されているか探し、その結果をタワーエレクトロニクスに送信する。波形があった場合にはタワーエレクトロニクスから波形収集命令がやってきて、波形データ、信号の積分値、およびトリガー時間情報を送信する。

タワーエレクトロニクス

タワーエレクトロニクスは各通信塔に 1 台設置されている。ハードウェアは SD で用いられているエレクトロニクスと同様で、SD とは違ったファームウェアで動作している。タワーエレクトロニクスの役割は以下である。

1. 各領域内の SD から level-0 トリガー時刻を収集、時刻でソートしトリガーテーブルを作る。
2. 上で生成したトリガーテーブルから、隣接 3 つ以上の SD が 8[us] 以内で level-0 トリガーを取得しているかの確認。
 - (a) トリガーを発見したらトリガー時間時刻情報を各 SD に送りトリガー時刻 $\pm [\text{us}]$ の時間範囲に対して波形情報を記録しているか探させる。
 - (b) 波形探索の結果、発見した波形数を受け取る。

3. 境界トリガー判定のため、境界 1 列分のトリガーテーブルをタワー PC へ出力。
4. 境界トリガー判定（ライントリガーパターン検索）のため、境界から 2 列目の SD トリガーテーブルをタワーエレクトロニクスが 16 秒ほど記録する。
5. セントラル PC からタワー PC を通じてライントリガーパターンの探索命令を受け取り、5 の情報から該当する SD にトリガーがあるか探し、結果をタワー PC を通じてセントラル PC に送る。
6. 他領域でトリガーがあった場合、境界トリガーがあった場合に、トリガー時刻、ポジション、トリガーの種類をタワー PC から受け取り波形情報収集を行う。

タワー PC

タワー PC は各通信塔に 1 台設置されている。SK のタワー PC はここで示すタワー PC の機能に加えて、特別な昨日を持つため、セントラル PC と呼ばれる。ここでは BR、LR、SK3 つのタワー PC に共通する機能について説明する。

1. タワーエレクトロニクスから出力されるデータから以下の情報を読みだし、メモリーに保存する。
 - (a) 境界 1 列目のトリガーテーブル
 - (b) トリガーが発生した場合の時刻と場所
 - (c) ライントリガーパターンの検索結果
2. 取得した境界 1 列目の SD のトリガーテーブルを時間情報でソートし 10 秒程度のバッファに保存する。
3. セントラル PC からの要求時に情報を送信する。
 - (a) セントラル PC から要求された秒の境界 1 列目のトリガーテーブル
 - (b) タワーエレクトロニクスから読み出した時領域のトリガー情報
 - (c) ライントリガーパターン検索でトリガーを発見した時のトリガー情報
4. セントラル PC からタワーエレクトロニクスへの命令を中継する。
 - (a) トリガー情報からトリガー時刻を確認し、トリガー時刻が以前波形収集を行った時刻 $\pm 8[\mu\text{s}]$ 以内でなければ、タワーエレクトロニクスに送り波形情報収集を指令する。これは 1 つの空気シャワーイベントで自領域でトリガーがかかり他の領域でもトリガーがかかった時に二重で波形を収集することを防止する。

- (b) ライントリガーパターン検索を指令する。

セントラルPC

セントラルPCはSKの通信塔におかれたPCで、セントラルPCであると同時にタワーPCの機能も併せ持っている。以下、セントラルPC特有の機能を述べる。

1. 各タワーPCにリクエストを出し、指定した時刻(秒)の境界1列目のトリガーテーブルを取得する。
2. 取得した境界1列目のトリガーテーブルを時間情報でソートし、トリガー判定を行う。
3. 境界トリガーがあった場合、各タワーPCに対して波形情報収集命令を出す。
4. ライントリガーパターンの可能性がある場合に、ライントリガーパターン検索命令を該当する領域のタワーPCに出す。
5. タワーPCからライントリガーパターンでのトリガー情報を得た時、各タワーに波形情報収集命令を出す。
6. タワーPCからタワーエレクトロニクスで発生したトリガー情報を得た時、そのタワーを除いた他のタワーに波形情報収集命令を出す。

3.2.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡は口径3mの球面反射鏡からなる反射式望遠鏡である。鏡正面の焦点面には大気蛍光を撮像するPMTカメラが256個取り付けられている。1台の視野は方位角18度、仰角15.5度である。FDステーションには、このような大気蛍光望遠鏡が上下2段に計12個並べられている。観測を行わないときにはステーションのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。

3.2.4 光学系

FDでは広角視野を得るため、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であるため、球面鏡を使用している。球面鏡は、対辺間が660mmの六角形で厚みは11mm、曲率半径は 6067 ± 40 mmの六角形をしたセグメントミラー18枚からなる、口径3.3mの合成球面鏡である。セグメントミラーのデザインを図3.9である。望遠鏡1台の視野は、方位角が18°、仰角が15.5°である。この望遠鏡を二段に重ねることによって、仰角は上段の



図 3.8: 左：FD ステーション (Black Rock Mesa)、右：内部に設置された FD

望遠鏡が 3 度 ~ 18.5 度、下段が 18.5 度 ~ 34 度となり、全体では 3 度 ~ 34 度をカバーする。各ステーションには、計 12 台の望遠鏡が扇形に配置され、方位角は全体で 108 °になる。焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズは、ほとんどの視野で半値幅にして 30mm 程度で、これは PMT 大きさ (六角形の幅 61mm) に比べ十分小さい。

また、合成球面鏡の中心はセグメントミラーは配置されておらず、光学角度制御系と PMT 較正系が取り付けられる。

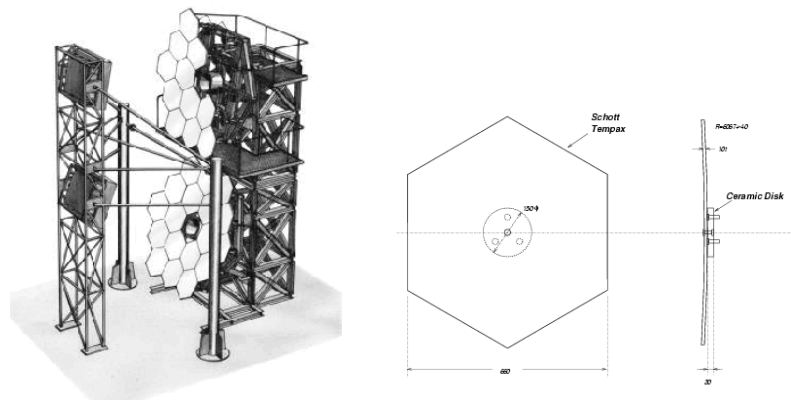


図 3.9: 左：望遠鏡のデザイン、右：セグメントミラーのデザイン

PMT カメラ

PMT カメラは、16 × 16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成されており、反射鏡の焦点面に設置される (図 3.10 左)。1 本の PMT が持つ視野は、およそ 1° × 1° である。このカメラは、PMT とカメラ内のエレクトロニクスを周りの砂や埃から保護するために、密閉された箱として作られている。PMT からの出力はパッチパネルを中継して

外部に取り出される。PMTには浜松ホトニクス R9508 を使用し (図 3.10 右)、各 PMT にはプリアンプが取り付けられている。

また、観測するシンチレーション光の波長域は主に 300 ~ 400[nm] であり、その他の波長域の光をカットするために、個々の PMT の光電面上にはバンドパスフィルターとして SCHOTT BG3 が取り付けられる。PMT カメラの窓材には、300[nm] 以降の波長域に対して透過率が 90%以上のパラグラスが用いてる。

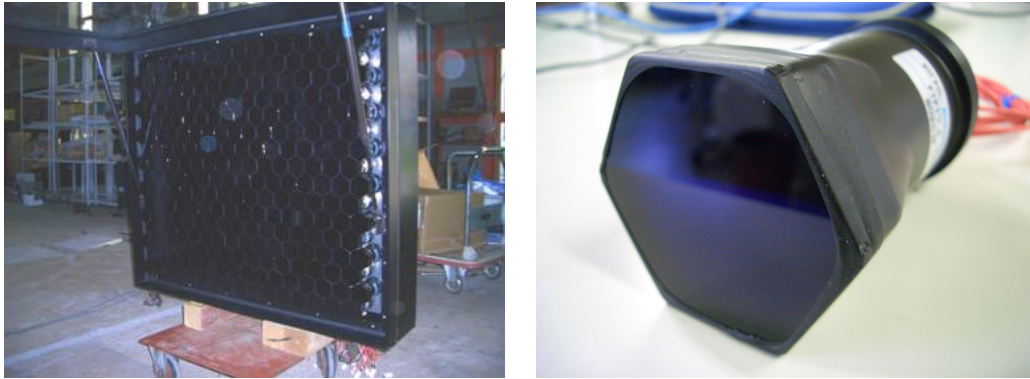


図 3.10: 左 : PMT カメラ、右 : PMT カメラ

3.2.5 FD のデータ収集システム

FD のデータ収集は FD ステーション毎に行われている。ここでは南側の 2 ステーション (BR、LR ステーション) のデータ収集系について述べる。北側の FD ステーションである MD ステーションは、HiRes の検出器を引き継いでおりデータ収集系が他の 2 ステーションとは異なる。FD ステーションのデータ収集系の概念図を図 3.11 に示す。

PMT の出力波形はプリアンプにより増幅され、カメラボックス内のパッチパネルを経由して SDF に送られ記録される。空気シャワーイベントのトリガーシステムには SDF、TF、CTD を用いる。各コンポーネントの働きは以下の通りである。

- SDF:カメラ内の各 PMT の出力波形を 12[bit]、40[MHz] のサンプリングの FADC によりデジタル化する。サンプリングされたデータは 100[ns] ごとに積分され、1 フレーム (12.8[us]) ごとに記録する。さらに信号が大気蛍光によるものか判断し、その結果を TF に送る。これをファーストレベルトリガーと呼び、判定基準は以下の通りである。

まず、PMT の出力波形の移動平均を次式から計算する。

$$b(t) = \frac{\int_0^{N\delta t} a(t - \tau) d\tau}{N\delta t} = \frac{\sum_{k=0}^{N-1} a(t - k\delta t)}{N}$$

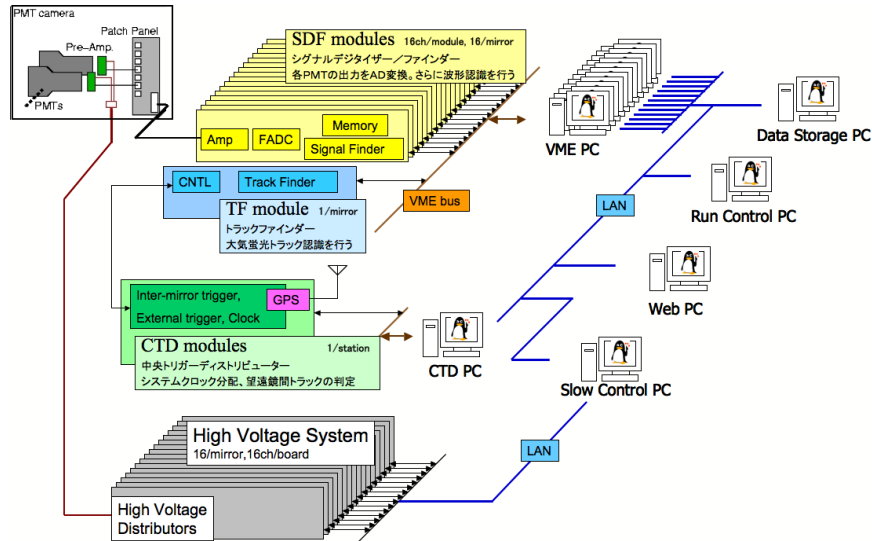


図 3.11: FD データ収集システムのブロックダイヤグラム

ここで $a(t)$ は出力波形を表す。移動平均を計算する時間幅は 1.6、3.2、6.4、12.8[us] の 4 種類とし、 $\delta t = 100[ns]$ 、 $N = 16、32、64、128$ である。トリガー判断の条件は移動平均を用いて、

$$(b(t) - E(a))^2 > \frac{C^2 V(a)}{N}$$

である。ここで $E(a)$ と $V(a)$ は $a(t)$ の平均と分散、 C は閾値で 0~16 に設定できる。この条件を満たした場合、大気蛍光による信号と判断する。

また、出力値があるスレッシュOLD値よりも大きいとき、NC(Non Conditional) としてトリガーされる。これはキャリブレーションの際や、望遠鏡近傍でイベントが起きた場合、ミューオンが直接入射した場合などを想定している。

- TF：大気蛍光によるトラックであるか判定を行い、結果を CTD に送る。これをセカンドレベルトリガーと呼び、判定基準を以下に示す。

各 PMT のファーストレベルトリガーの情報をカメラ毎にヒットパターンとして収集し、空気シャワーのトラックかどうかの判断を 3 通りのトリガーコードで分類する。

- 1 カメラに完全なトラックが収まっている。
- 2 カメラの端に短いトラックがある。
- 3 スレッシュOLDを超えた信号を記録した PMT がある。(NC)

1 は、トラックが連続した 5 本の PMT にわたるもの。2 は、トラックが連続した 3 本の PMT にわたるものである。後者は、カメラの視野が約 1 度オーバーラップするこ

とから、2カメラに跨る連続した5本のPMTを見つけるためのものである。CTDにおける最終判断の後、トリガーが発生した場合、イベント番号や波形データを各望遠鏡ごとに用意されたCAMERAPCに保存される。

- CTD:SDF、TFの同期をし、データ収集の最終判断をする。この判断をファイナルレベルトリガーと呼び、判断基準は以下の通りである。

1ステーション内の12台のカメラからセカンドレベルトリガーの結果を取得し、次の条件のときトリガーが発生する。条件は優先度の高い順に列挙した。

- 1 1台以上のカメラからトリガーコード3を取得
- 2 1台以上のカメラからトリガーコード1を取得
- 3 隣接した2台のカメラからトリガーコード2を取得

ファイナルレベルトリガーの後、トリガーが発生した場合、イベント番号やGPSによる時刻情報などが各ステーションに1台用意されたCTDPCに保存される。

PMTゲインの較正

- CRAYS: 波長337.1[nm]の窒素レーザーからのRayleigh散乱を使った絶対一様光源(CRAYS)を使用し、標準PMTの較正を行う。エネルギーの分かっている窒素レーザーからどの程度の光子がRayleigh散乱されるかは分かっているため、PMTの量子効率(Q.E.)、収集効率(C.E.)、絶対ゲインをあらかじめ測定することができる。基準PMTは各カメラに3本取り付けられる。
- YAP: 標準PMTの中心にYAP光源を取り付け、そこから発生する光電子数(～1000個)を測定する。YAP光源は、 $\text{YAlO}_3 : \text{Ce} + \text{Am}^{241}$ アルファ放射源(50[Bq])をプラスチックシンチレータにあてて光源としたものである。これにより、標準PMTの絶対ゲインをモニターする。
- Xe flasher: 合成鏡の中心部に取り付けられた拡散Xenon光源によりカメラ全面を照射し、全てのPMTの相対ゲインを調整する。YAP付き標準PMTとそれ以外の全てのPMTの出力が等しくなるよう高電圧を調整することで、全てのPMTの較正係数(Q.E. × C.E. × PMTGain)のカメラ面での積分値を等しくする。
- XY scanner: 紫外線LEDからのスポット光でカメラ面を走査することにより、PMTカメラの2次元不均一性を測定する。この測定によりQ.E. × C.E. × PMTGainの場所依存性が求まる。

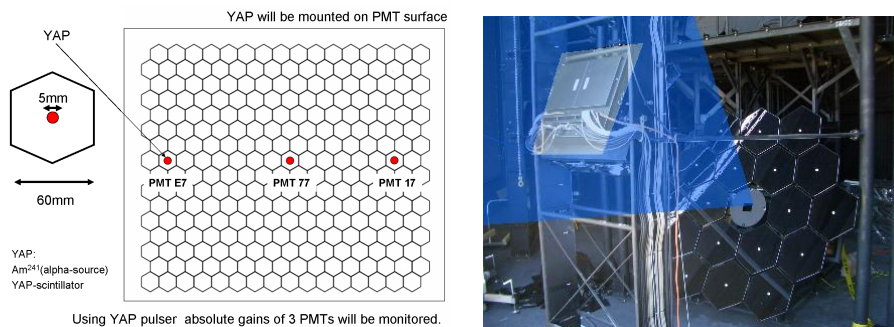


図 3.12: 左 : YAP、右 : Xe flasher

大気モニター

- LIDAR : 大気蛍光は、発生点から FD に至る光路で大気中の微粒子によって散乱損失を受ける。このため、紫外パルスレーザー (YAG) を大気中に射出し、その後方散乱光の強度から大気透明度を測定するのが LIDAR である。用いるパルスレーザーは、波長 355[nm] で、その射出方向を自由に変更できるようになっている。

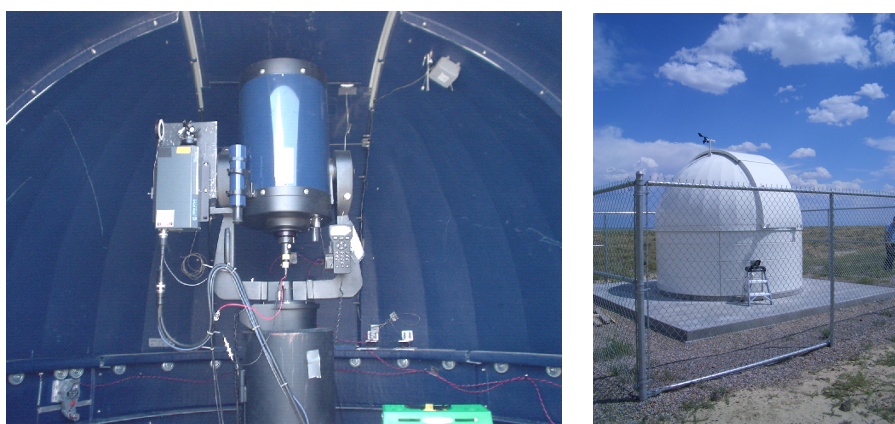


図 3.13: 左 : LIDAR で使用する望遠、右 : LIDAR が内蔵されたドーム

- CLF : CLF(Central Laser Facility) は 3 つのステーションから約 20[km] の等距離の位置に設置される。そこからレーザー光を垂直に放射し、その側方散乱光を各ステーションで観測することにより、大気透明度を測定する。

エネルギー較正

- ELS : ELS は移動式の小型線形加速器を使用したエネルギーキャリブレーションシステムである。加速器で加速された電子ビーム (最大 40[MeV]) を上空に打ち上げ、

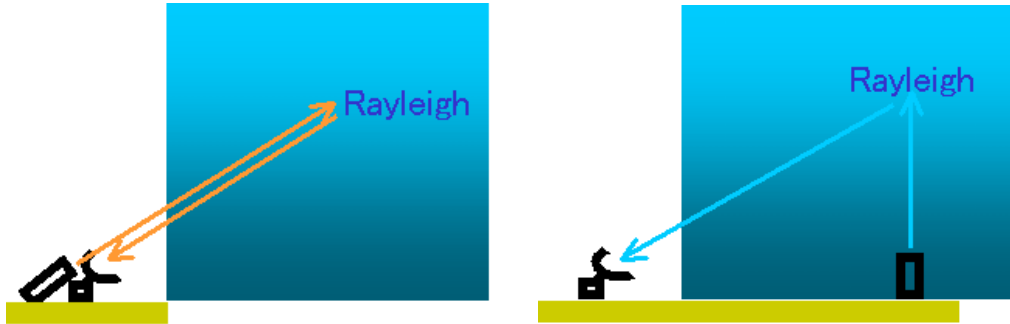


図 3.14: 左 : LIDAR システム、右 : CLF システム

そこから発せられる大気蛍光を FD で測定する。エネルギーの絶対値のわかっているシャワーを観測することになるので、エネルギー決定のキャリブレーションを行うことができる。2010 年 9 月に初の ELS 射出と FD による初観測が成功した。今後の解析が期待されている。

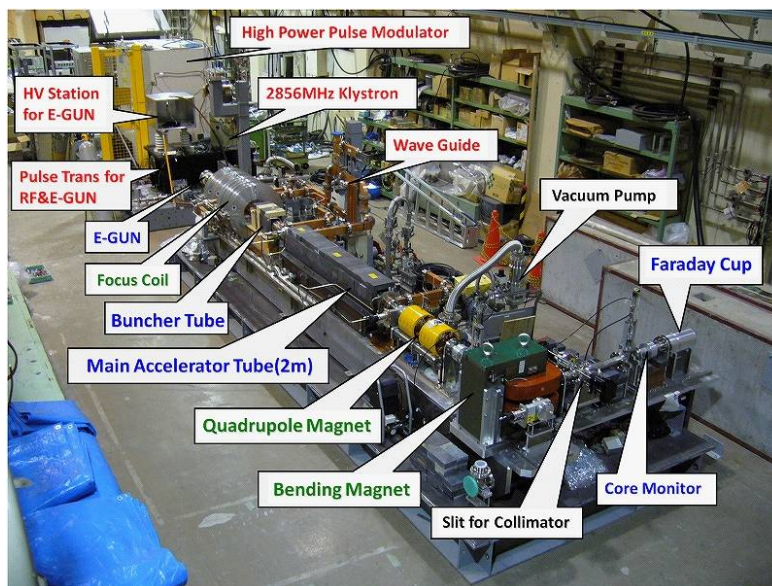


図 3.15: KEK で完成した ELS。

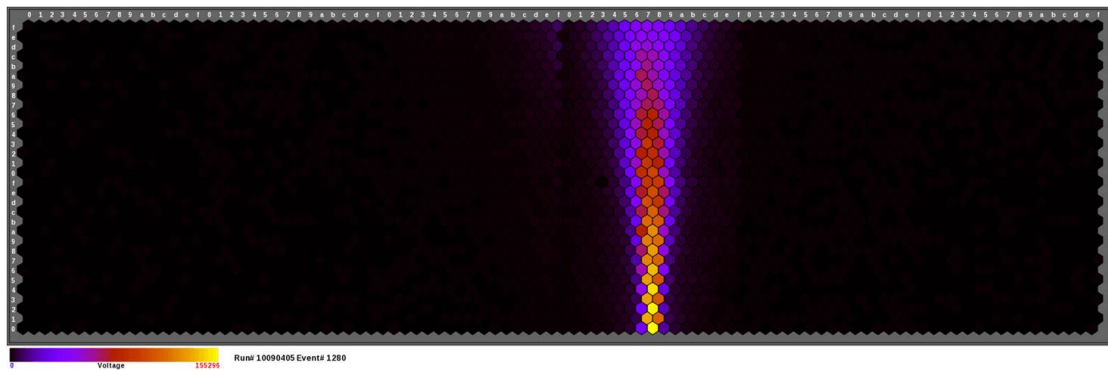


図 3.16: FD で検出した ELS の初射出。色は各 PMT 毎の FADC カウント値を表す。

第4章 ハイブリッドトリガーの開発

ハイブリッドトリガー導入以前、TA 実検の地上検出器と大気蛍光望遠鏡は前述のトリガーアルゴリズムによりそれぞれ別々にデータ収集を行っていた。しかしそれぞれの検出器は検出できるエネルギー領域に違いがあり、低エネルギー側の 10^{17} eV 程度の宇宙線では大気蛍光望遠鏡ではトリガーされるが、地上検出器では検出できないものも多い。このようなイベントは、たとえ観測されても FD1 ステーションのみで観測される場合がほとんどであり、FD 単眼の情報からでは、シャワー軸のジオメトリーなどで十分な精度が得られない。しかしこのような場合、FD 単眼の情報に 1 台の SD の位置と時刻情報が得られれば、再構成の精度は著しく向上することが、シミュレーションにより確かめられている。

そこで、従来の FD と SD の完全に独立なトリガーアルゴリズムに加え、FD の検出シグナルに同期して SD の 1 台以上の波形を収集するのが、ハイブリッドトリガーである。ハイブリッドトリガーを導入することで、今まで FD で再構成の難しかった低エネルギー側のイベントについて再構成の精度が向上し、ankle 付近でのエネルギースペクトルの形状や、組成の解析をより高い精度で議論できるようになる。

4.1 ハイブリッドトリガー導入の必要性

ハイブリッドトリガー導入前、FD、SD は完全に独立のトリガーシステムによりデータ収集が行われていた。以下では独立なトリガーシステムによる各検出器の検出効率やジオメトリーの決定精度から見たハイブリッドトリガーの必要性について述べる。

4.1.1 FD の検出効率

まず、町田氏によって算出された FD1 ステーションから観測されるモノイベント、2 ステーションから観測されるステレオイベントの検出効率を図 4.1 から図 4.7 に示す [40]。

この結果から、FD で 10^{19} 程度以上からはステレオによるイベントが TA のサイト全体を覆う様に分布しているが、それ以下のエネルギーでは、TA サイト内に落ちて、1 ステーションからの観測となるイベントが多いことがわかる。特に 10^{18} [eV] でステレオイベントとなるのは FD ステーションどうしを結ぶ線の中点あたりの 1 部のイベントのみで、ほとんどのイベントは 1 ステーションによるモノ観測となる。

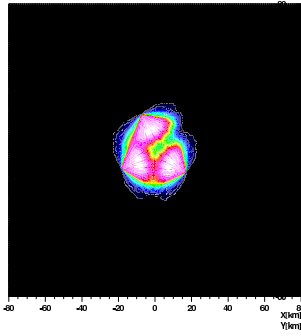


図 4.1: mono: 10^{18} eV

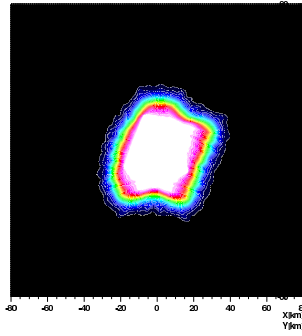


図 4.2: mono: 10^{19} eV

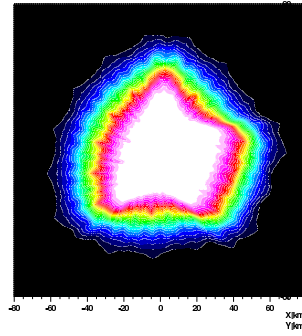


図 4.3: mono: 10^{20} eV

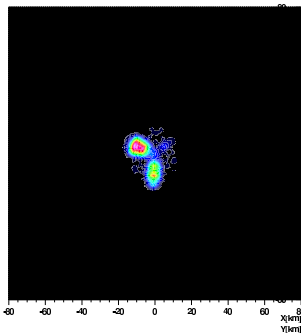


図 4.4: stereo: 10^{18} eV

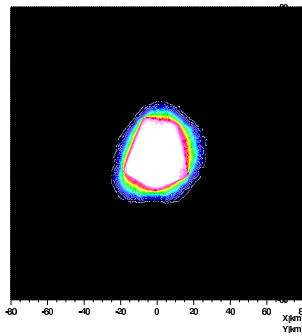


図 4.5: stereo: 10^{19} eV

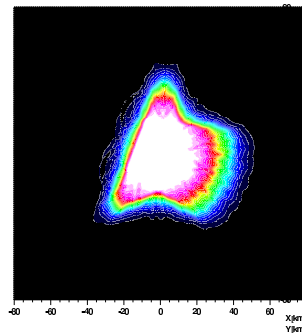


図 4.6: stereo: 10^{20} eV

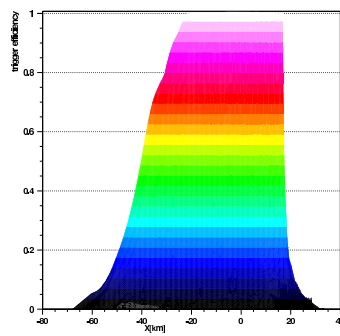


図 4.7: トリガー効率と色の関係

	ステレオ	モノ	ハイブリッド
エネルギー条件	$10^{19.0} < \log E(\text{eV}) < 10^{19.5}$	$> 10^{17.1}$	$> 10^{17.1}$
天頂角条件	$< 56[\text{deg}]$	< 60	< 60
到来方向決定精度	$1.6[\text{deg}]$	5.4	1.0

表 4.1: 各解析手法による到来方向決定精度

4.1.2 FD によるジオメトリー再構成

FD で観測された空気シャワーのジオメトリー再構成方法は 3 つある。1 つは 2 ステーションからの情報を合わせてジオメトリーを決定するステレオ解析、もう 1 つは 1 ステーションの情報からのモノ解析、3 つ目が FD1 ステーションの情報に SD1 台の情報を補助的に用いて行うハイブリッド解析である。これらは解析の仕方の違いから、ジオメトリーの決定精度が異なる。表 4.1 にそれぞれの解析手法を用いた場合の到来方向の決定精度を示した。また、代表的なエネルギーでの角度分解能を図 4.8 ~ 図 4.10 に示す。

ステレオ解析やハイブリッド解析に比べ、モノ解析はジオメトリー決定が難しく、到来方向の決定精度は 5 度程度になってしまう。そのため、精度の良い結果を得るためには、ステレオ解析、ハイブリッド解析を用いることが好ましい。

しかし、先ほど述べた様に、検出効率を考えると $10^{19}[\text{eV}]$ を下回るエネルギーでは、ステレオイベントは少なくステレオ解析は統計的に難しくなる。さらにハイブリッド解析は、FD1 ステーションと SD でのトリガーが必要であるが、 $10^{18}[\text{eV}]$ 程度の低エネルギー側でも FD モノイベントの検出効率は十分であるのに対し、SD のトリガー効率は 10% と小さく（詳しくは次節で扱う）十分な統計量が得られていなかった。

4.1.3 SD の検出効率

まず、MC シミュレーションから各エネルギーのシャワーに対して SD で記録される波形数を出した。このシミュレーションは宇宙線研究所武多氏によって開発され、実際の通信状況なども考慮したものである。シミュレーション条件の詳細については後に述べる。また、ここで用いたイベントはイベントのコア位置が SD アレイ内 (図 4.11) にあるものを対象とした。SD の検出効率はコアが SD アレイ内に落ちたシャワーについては、基本的に位置依存性がない。結果は図 4.12、図 4.13 の様になった。従来の SD のセルフトリガーの条件は 3 粒子 (3 minimum ionizing particles (MIPs)) 相当のシグナルを得る SD 隣接 3 台で、トリガーがあった場合には 0.3MIP 以上の波形を収集している。そのため、グラフ中の波形数が 2 つ以下のものは保存されず、捨てられてしまっていた情報である。ハイブリッドトリガーを用いて 0.3MIP1 台以上の波形収集を行えば、 $10^{17.5}[\text{eV}]$ 程度の低エネ

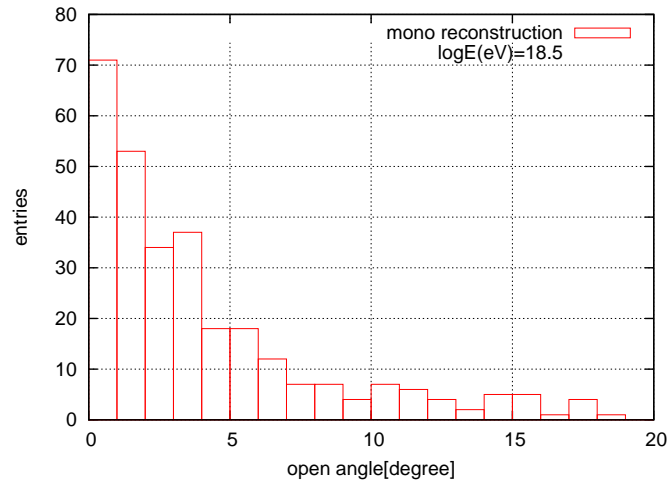


図 4.8: モノ再構成における角度分解能。logE(eV)=18.5 での分布。

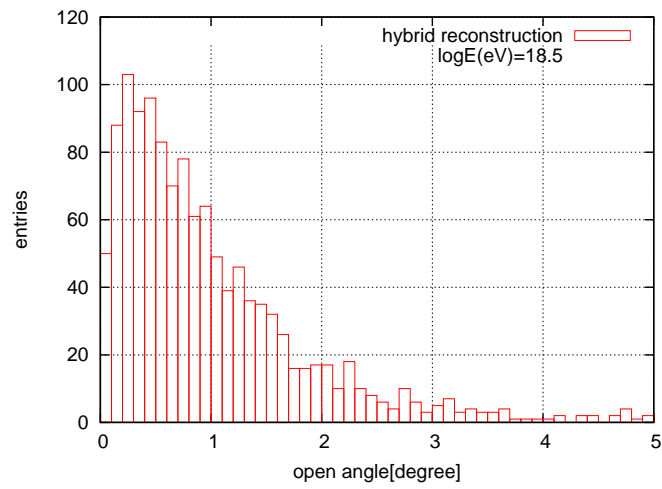


図 4.9: ハイブリッド再構成における角度分解能。logE(eV)=18.5 での分布。

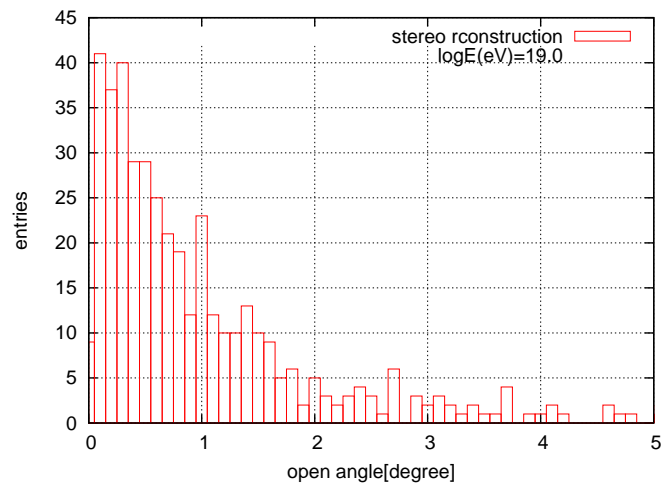


図 4.10: ステレオ再構成における角度分解能。logE(eV)=19.0 での分布。

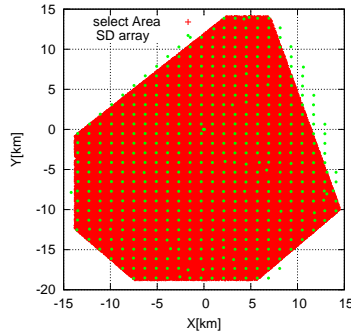


図 4.11: 今回使用したイベントのコア位置

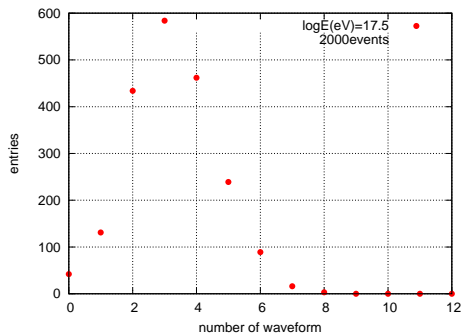


図 4.12: $10^{17.5}$ 乗:SD アレイの 0.3MIPS 以上の波形数。97.9%で 1 波形以上検出されている。

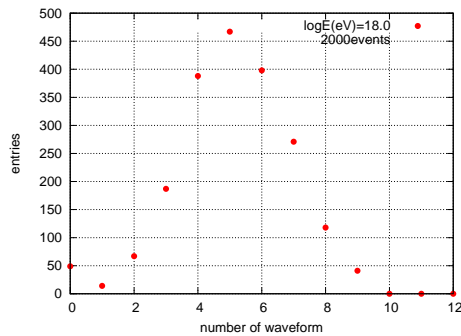


図 4.13: $10^{18.0}$ 乗:SD アレイの 0.3MIPS 以上の波形数。97.4%で 1 波形以上検出されている。

ルギーのイベントについても、98%という高確率でSDの波形情報を得ることが可能になる。ここで0波形のイベントは、今回用いたMCが実際の観測状況などを加味したものになっているため、通信状況の不具合やイベントの落ちた領域でオペレーションが行われていなかったイベントに対応していると考えられる。

次に、同じMCシミュレーションによって求めた検出効率を示す。検出効率はSD自身のトリガー条件である「3MIPs隣接3台」と「0.3MIP1台」について求めた。後者の条件はハイブリッドトリガーで波形収集する際の条件に対応する(図4.14)。

これより、 10^{18} eV程度の宇宙線では、3つ以上の地上検出器で検出され、トリガーされるものは少ないが、必ず1つないし2つの検出器には信号が入っていることが分かる。これまでFD1ステーションのみで観測されていたイベントに対して、今までは取得できていなかったこれらのSD波形を得ることは、低エネルギー側で精度の高い解析を行うために、必要不可欠である。この必要性から、ハイブリッドトリガーが開発された。

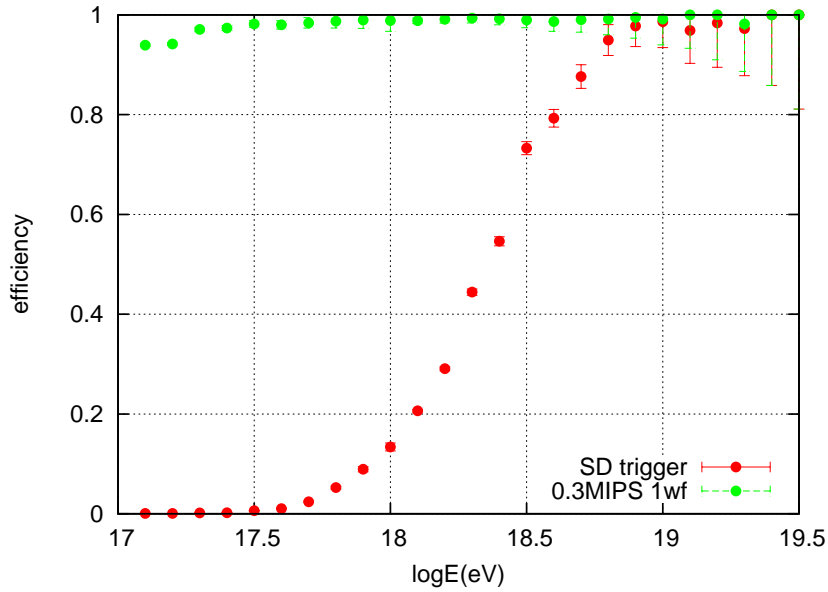


図 4.14: SD の検出効率。「SD 自身のトリガーによる検出効率」と「0.3MIPS の 1 波形以上を得る確率」。

4.1.4 導入による統計量の増加

ハイブリッドトリガー導入以前の観測において、FD でトリガー生成したイベントのうち、SD でも自身のトリガー条件（3MIPs 隣接 3 台以上）を満たし、トリガーされたイベントの割合を図 4.15 に緑のプロットで示す。このようなイベントは、ハイブリッドトリガー導入以前の、FD と SD 独立のトリガーアルゴリズムによっても、両検出器でデータ収集が行われ（ハイブリッド観測）、高い精度で空気シャワーの情報を再構成することができた。さらに、ハイブリッドトリガーで対象とする SD1 台以上に粒子が入射する（ $> 0.3\text{MIP}$ ）イベントの確率を赤のプロットで示した。ここでは SD アレイの対象領域として、512 台のアレイ全体を仮定した。この結果から、ハイブリッドトリガー導入により、 10^{18}eV 程度のシャワーでハイブリッド観測できるイベントが導入以前の約 12 倍にもなることが分かった。

ただし、実際に今回導入したハイブリッドトリガーでは、各 FD ステーションが対象とする SD のアレイ領域は、最寄りの SD アレイ領域に限られる。そのため図 4.15 では、FD の検出エリアが SD アレイの対象領域を超える $10^{18.5}\text{eV}$ 程度から、SD のトリガー効率が 100%になる 10^{19}eV までの間の領域で割合が実際より多く見積もられている。

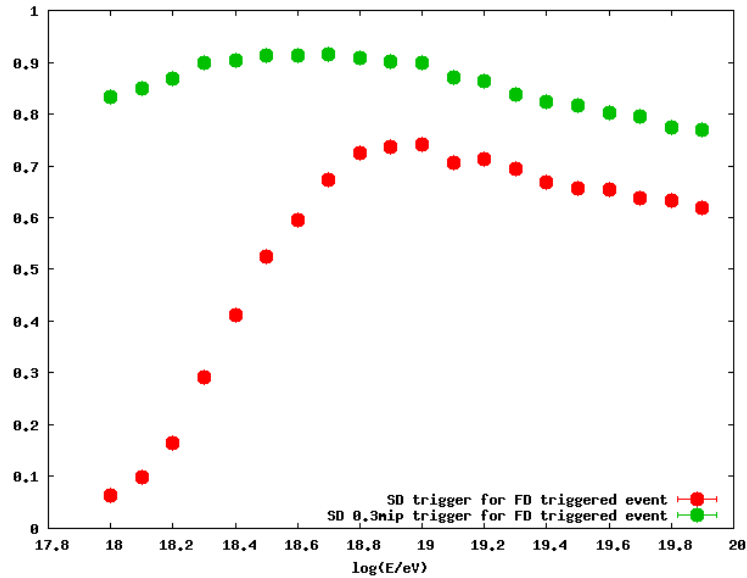


図 4.15: FD でトリガーされたイベントに対し、SD でデータが収集される割合。緑はSD トリガー条件 (3MIPs3 台)、赤は 1 台の SD に粒子がヒット (0.3MIP) する割合を表す。

4.2 ハイブリッドトリガーシステム

ハイブリッドトリガーはFDのトリガーシグナルを用いたSDトリガーである。FDがトリガーされた際、同時にSDでも波形を収集する。元々SD子機は0.3MIP以上の波形を記憶するように設計されているため、ハイブリッドトリガーの場合にも0.3MIP以上の波形を収集する。この際、波形収集は各FDに対応したSDアレイ領域に対して行われる(図3.2.2)。ハイブリッドトリガーの概念図を図4.16に示す。このトリガー方式導入により今までSDデータが得られなかったFD単眼のイベントについても、SDデータを取得することが可能である。

ハイブリッドトリガー実現のためのシステムにはまず以下の2点が要請された。

- SD子機で波形が記録されてから16秒以内にハイブリッドトリガーによる波形探索が行われなければならない。タワーPCは波形記録から16秒以内に波形探索を行うことを前提に作られている。そのため、この時間内にハイブリッドトリガーをかける必要がある。さらに、ハイブリッドトリガーはSDの自領域のトリガー判定処理が終わった時刻のイベントについて行われなければならない。もし以上の時間外にハイブリッドトリガーがかかった場合には波形探索時間が適切でないとして、波形収集は行われない。
- ハイブリッドトリガーの頻度がSDの波形収集の限界頻度を超えてはならない。

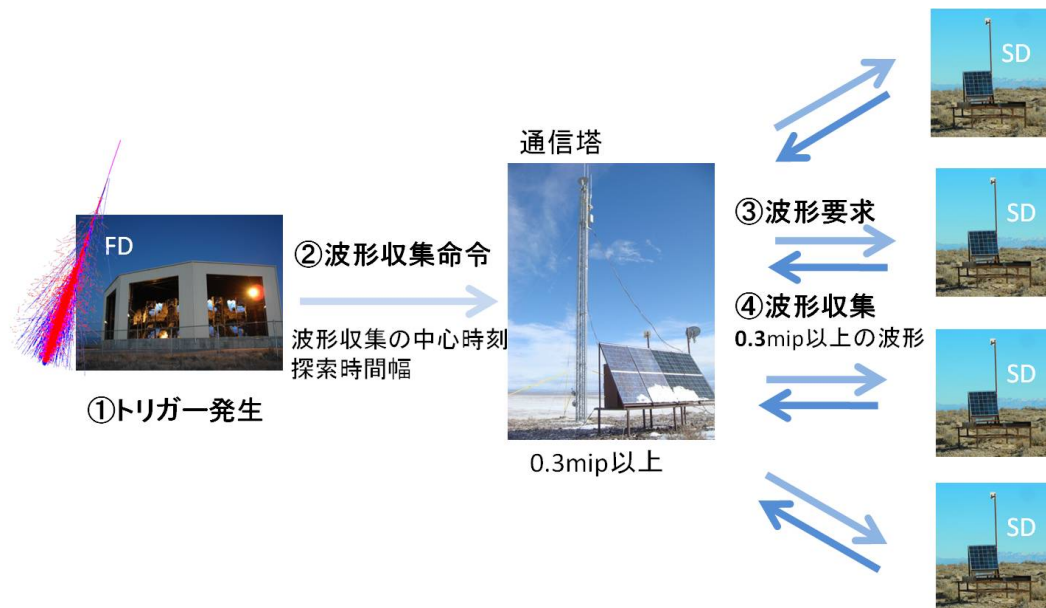


図 4.16: ハイブリッドトリガーの概念図

FD は 2~3[Hz] でトリガーされているので、FD 側でリアルタイムのイベント選別を行った後で、ハイブリッドトリガーを送信しなくてはならない。

そこでまずイベント選別の決定を行った。その選別は FD のイベントを SD の限界頻度以下に抑え、またその処理は SD 側からの要請である 16 秒より十分早く、行われる必要がある。

また、FD と SD では同一のイベントに対する検出時刻が異なる。ハイブリッドトリガーにおいて SD においてどの時間帯の波形を収集するかの決定も行った。

4.2.1 FD のイベント選別

ハイブリッドトリガーシステムの要請である頻度制限を満たすため、FD におけるイベント選別法の決定について述べる。SD 側からの要請である SD の波形収集限界頻度はハイブリッドトリガーで指定する波形探索時間幅により決まる。そこでまず、波形探索時間幅ごとの限界頻度を求め、イベント選別に要求される頻度の条件を求めた。

SD で収集される波形数は、低エネルギーのシャワーなどから来るバックグラウンドノイズの頻度によって決まる。1 回のハイブリッドトリガーに対し、SD で収集する波形のほとんどはこのノイズイベントである。SD1 台への 0.3MIP 以上の入射頻度は 700[Hz] 程度、ハイブリッドトリガーでは各領域内の波形を収集するので、各領域内の SD 数を単純に 507/3 台として、平均的な収集波形数を見積もった。1 波形の収集には 40[ms] 程度、

波形探索時間幅 [us]	平均収集波形数	収集時間 [s]	限界頻度 [Hz]
±32	7.6	3.0	0.33
±64	15.1	6.0	0.17
±96	22.7	9.1	0.11
±128	30.3	12.1	0.083

図 4.17: 各波形探索時間幅に対するハイブリッドトリガーの限界頻度。

1 秒のうち SD の通信塔のエレクトロニクスが波形収集に費やす時間は 100[ms] 程度であることから、SD の波形収集にかかる時間と限界頻度を求め、図 4.2.1 に示した。

今回は波形探索時間幅として ± 64 [us] を採用し、ハイブリッドトリガーを導入したため (波形探索時間幅の決定については後述)、FD 側でのイベント選別には、空気シャワーイベント候補の頻度を 0.17[Hz] 以下に抑える事が要請された。

FD 側で検出される空気シャワー以外のイベントは、主に以下の 4 種類がある。

- PMT 較正に用いるゼノン光源からの光
- 継続的に光り続ける街の光
- 低エネルギーのシャワーにより生成されたミュオン
- その他、キャリブレーション光源

FD 側ではゼノンと街の光によるイベント選別の後、シグナルのあった PMT の時刻、位置から "トラック判定" を行い、その後ミュオンイベント選別し、残ったものを空気シャワーイベント候補とする。また、以上の判定で選別できず、空気シャワー候補として残ってしまうイベントとして、キャリブレーションに用いる LIDAR や CLF によるイベントなどがあるが、これらのイベントはイベント時刻があらかじめ分かっているため、その時間帯に FD からのハイブリッドトリガー送信を停止することで対応している。以下では FD 側で行われているイベント選別と "トラック判定" について述べる。

ゼノン光源によるノイズの除去

FD では定期的に Xe flasher による PMT の較正を行っている。Xe flasher は合成鏡の中心部に取り付けた拡散 Xenon 光源をカメラ面に照射し、カメラ全体の PMT の波形がほぼ等しくなるように、相対ゲインを調整するものである。Xe flasher は各カメラに順番に照射されていくが、シグナルはターゲットのカメラのサイドのカメラでも検出されている。ターゲットのカメラとサイドのカメラのヒットパターンと波形を図 4.2.1, 図 4.2.1 に

示す。ターゲットのカメラでは全て PMT でシグナルが検出されている。また、サイドのカメラではターゲット側の PMT が 3 割程度反応している。

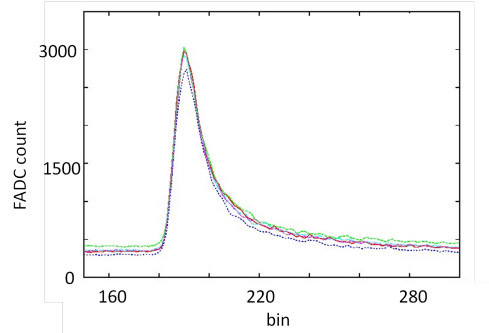
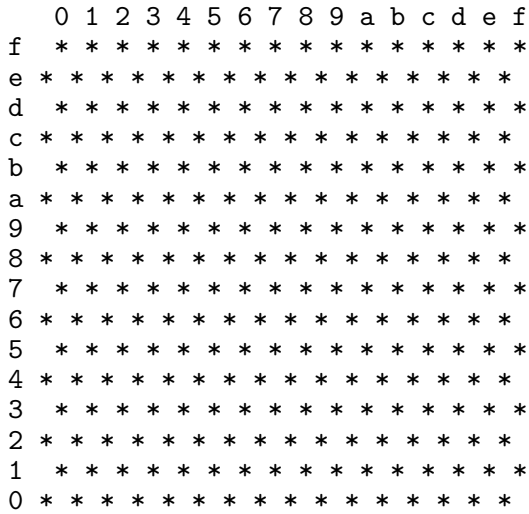


図 4.18: 照射対象のカメラのゼノンイベント。左は PMT のシグナルがどの PMT に入射したかを表すヒットパターンである。* は 6σ 以上のシグナルがはいった PMT を表し、- は入らなかったものを表す。右はいくつかの PMT の波形を表す。横軸は時刻、縦軸は FADC カウントを表す。時刻の 1bin は $0.1[\mu\text{s}]$ 。

Xe イベントは人工的なイベントでシグナルもパターンが決まっているので、比較的簡単に判定することができる。まず、ターゲットになっているカメラでは前述の例でも挙げたとおり、全ての PMT でシグナルが観測されている。256 個の PMT の内、少し余裕を持って 250 個という条件を付けることでほとんどの Xe イベントを判定することができる。

問題になるのがサイドのカメラである。サイドのカメラでは 3 割程度の PMT でシグナルが観測されているが、宇宙線によるイベントもステーション近くに降って来た場合などはこの程度の PMT にシグナルが検出されることは十分あり得る。そのため、250 個という閾をもっと下げると空気シャワーを誤って Xe と判定してしまう可能性がある。したがってこのようなイベントはカメラ毎の判定では Xe と判定せず、該当のイベントに対する 12 カメラの判定を合わせて 1 カメラ以上で Xe と判定された場合、そのイベントは Xe イベントと判定するものとした。

街の光によるノイズの除去

街の光などのノイズは一定の時間、継続して同じ方向から観測される。そこで、同じ PMT に継続してシグナルが入っている場合には街の光と判定する。

継続したシグナルを探す手順を以下に示す。

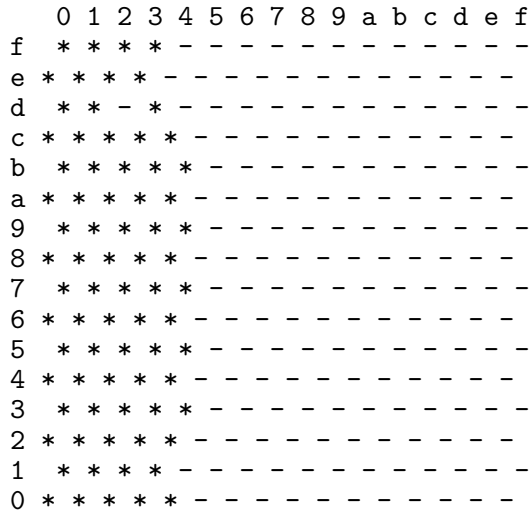


図 4.19: サイドカメラのゼノンイベントのヒットパターン。カメラ面の左側のみにシグナルが集中して検出されている。

- FD で取得する波形は 51.2[us] なので、この波形を 12.8[us] 毎に 4 つの領域に分けて、ヒットパターンを作る。
- 4 領域で常に 3σ を超えるシグナルがある PMT の数を継続してシグナルのある PMT としてカウント
- 継続してシグナルのある PMT が 1 本でもあれば街の光りとして除去

この条件によって、継続して発光する人工的な光を選別できる。

トラック判定

以上 2 つの判定をした後、検出したシグナルがトラックを形成しているか否かを判定する。ここでトラックと判定されたものは、空気シャワーによるトラックとミューオンノイズによるトラックの 2 つに大別されるため、この判定の後、最後にミューオンノイズの選別を行って最終結果とする。

まず時間的にも空間的に近いという以下の基準を両方を満たすグループをトラックと判定する。

- シグナルのある PMT の位置が隣り合っている。
- PMT のシグナルのピーク時刻が ± 2 [us](20bin) 以内に収まっている。
- 以上 2 つを満たすグループを構成する PMT が 5 つ以上。

この判定により、「位置的にも時間的にも”隣り合っている”」PMTのグループができる。ランダムなノイズ成分などはPMT1つから構成されるグループに属することとなり、PMT5つ以上という条件から、トラックとは判定されない。

例えば図4.2.1のイベントの場合、シグナルはまず2つのグループに分割される。するとPMT1つで構成されている左側のグループは「PMT5つ以上」の条件に満たないため空気シャワー候補から除外される。次に右側のグループのピーク位置の時刻分布が図4.2.1右であるが、こちらは波形のピーク時刻も揃っており、グループを構成するPMT数は6つ(≥ 5)なのでトラックと判定される。しかしこのイベントの場合には次に述べるミュオン選別によって、最終的には空気シャワー候補から除外されることになる。

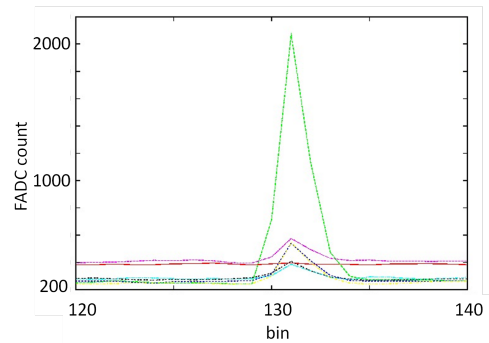
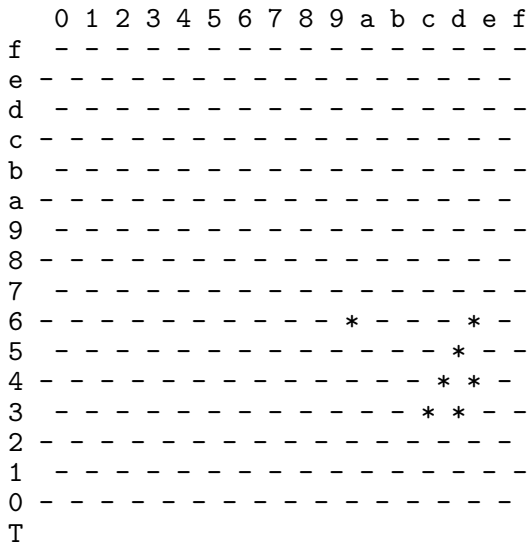


図 4.20: トラック判定の適用例。左はヒットパターン。右は、ヒットパターンにおいて右側に位置する6つのPMTの波形。

ミュオンイベントの判定

トラック判定をまでを通過したイベントのうち、70%近くはミュオンによるノイズイベントである。ミュオンイベントはPMTカメラにミュオンが直接入射してくるイベントである。カメラとの距離が近い分、シグナルのピークはミュオンの速度を直に反映する。もっとも極端にPMTカメラの感面すれすれをミュオンが通過した場合を幾何的に解釈してみる。ミュオンが直接PMTカメラを横切るのにかかる時間は横切る距離を1[m]程度とすると3[ns]程度。しかしこれは極端な例であり、望遠鏡近くではあるがPMTカメラに直接光が入射せず球面鏡に反射されて入ってくる場合もある。このような場合にはもうピークはもう少し大きな時間幅を持つはずである。

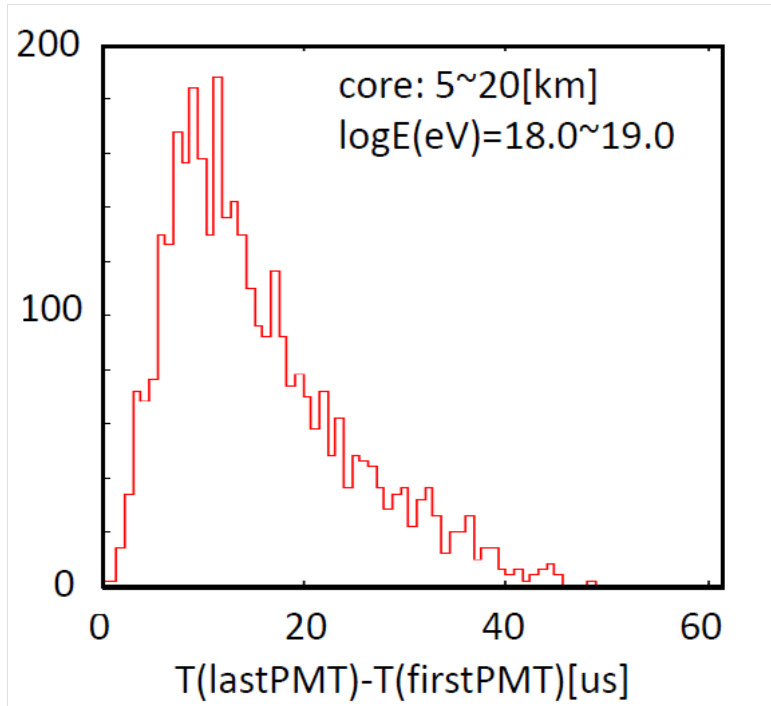


図 4.21: 空気シャワーのトラックが観測されたカメラで、最も早くシグナルがあった PMT のピーク時刻と最も遅くシグナルがあった PMT のピーク時刻差。

ミュオンイベントはその他のイベントに比べて、波形のピークの時刻がそろっていることから、ピークのもっとも早い PMT と遅い PMT の時刻の差が、ある値により小さいものをミュオンと判定することにした。閾値決定のため、モンテカルロシミュレーションを行った。シミュレーション条件は以下を指定し、2000 イベント生成した。今回はハイブリッドトリガーで取得するイベントを対象にするため、コア位置の条件を FD に対して各領域の SD アレイが広がる 5 ~ 20[km] とした。

- 天頂角 : 0 ~ 60[degree]
- エネルギー : $10^{18} < \log E(\text{eV}) < 10^{19}$
- コア位置 : FD から 5 ~ 20[km]

図 4.21 はシグナルの最も早い PMT の波形のピーク時刻と遅いものの時刻差である。今回導入したハイブリッドトリガーでは閾値として 8[us] を条件とした。今回のシミュレーションでは、この条件を満たさないイベントは分布の山からはずれた 1 イベントである。

先ほどの図 4.2.1 のイベントは、この判定を適用するとミュオンによるノイズとして除去される。波形は右側のグループの波形を示しているが、そのピーク時刻は 8[us] 以内に収まっている。

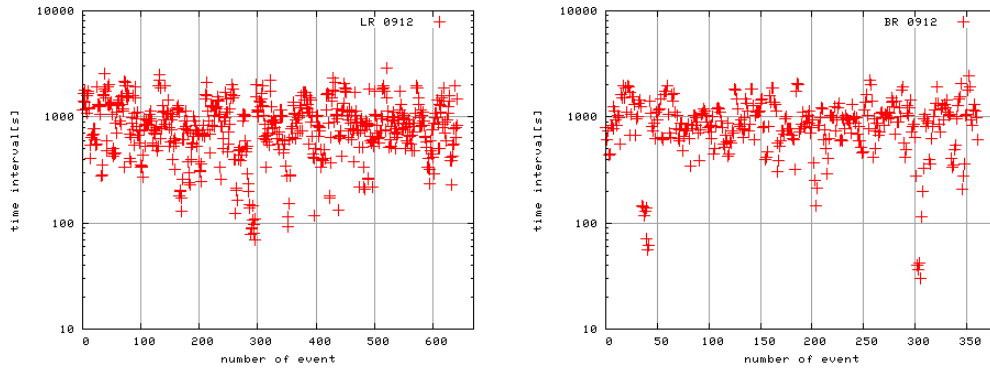


図 4.22: 2009 年 12 月のデータに全判定を適用した結果。左 : LR、右 : BR

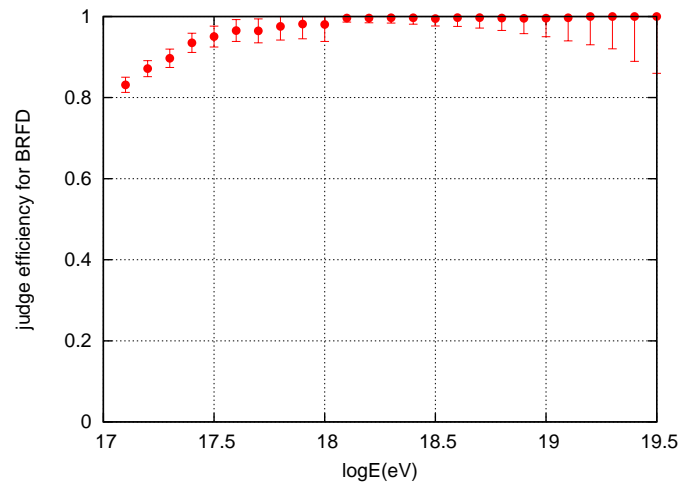


図 4.23: BRFD ステーションで検出されたイベントに対する、ノイズ除去の効率

判定の適用結果

以上の判定を実イベントに対して行った結果を以下に示す。以上の判定を通過したイベントの頻度を表すものとして、2009 年 12 月のデータについて、5 つ前のイベントとの時刻差を示したのが図 4.22 である。BR と LR 両ステーションにおいて、5 つ前のイベントとの時刻差は 1000 秒程度であり、これを頻度に変換すると、 $5/1000=0.005[\text{Hz}]$ 程度である。これは SD の波形収集限界 ($\sim 0.17\text{Hz}$) を十分下回っている。

また空気シャワーシミュレーションで MC を生成したものに、以上の判定を適用した結果を 4.23 に示す。低いエネルギーで効率が現象する原因としては、シグナルが小さくカメラをまたぐイベントは 1 カメラ中に 5PMT 以上が反応しなくなってしまう場合や、比較的 FD に近いイベントが検出されるため、トラックの短いイベントはシグナルの継続時間が短く、ミュオンとして除去されてしまったことなどが考えられる。

4.2.2 SD の波形探索時間

FD と SD は同一イベントの検出時刻が異なる。そこで FD 側からはこれらの差を考慮した時間帯を指定して、ハイブリッドトリガーを生成しなければならない。この時間帯の決定に利用したのが、現在までに FD、SD 両方で観測されているハイブリッド事象の時間差である。図 4.24 は現在までに観測されたハイブリッド事象の FD-SD 時間差である。ここで FD のイベント時刻とは記録された波形の 128bin 目 (12.8[us])、SD のイベント時刻とは、SD の level-2 トリガーにおいて、8[us] 以内で 3 台以上で波形時刻のコインシデンスがとれた場合の、最も早い時刻を持つ波形時刻と最も遅い時刻を持つ波形時刻の中心値である。波形時刻とは SD で記録される波形の 30bin (600[ns]) 目を差す。

また、この分布から中心値と時間幅 $\pm 64[us]$ を指定した場合に、その時間帯に含まれるイベントの割合を表 4.2

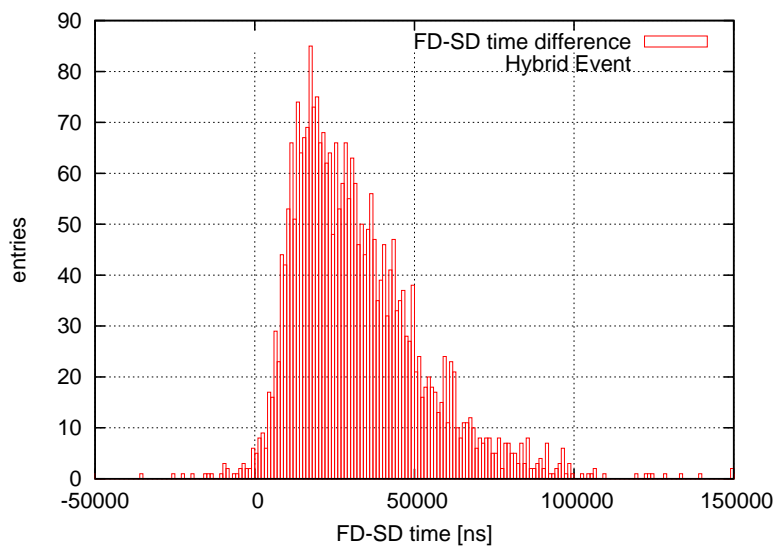


図 4.24: FD の観測時刻と SD の観測時刻の差

このイベント分布から、FD の観測時刻 $-35 \pm 64[us]$ をハイブリッドトリガーで指定する SD の波形探索時間幅として採用した。この時間帯のイベントは上記の全ハイブリッド事象の内 98.4%のイベントとなっている。

4.2.3 ハイブリッドトリガー導入に伴うファームウェアとプログラムの追加・変更

ハイブリッドトリガー導入のため、SD 側の各種プログラムの変更、FD 側のプログラムの追加を行った。それぞれの変更、追加内容は以下の通りである。

中心時刻	含まれるイベントの割合
FD-30[us]	97.9%
FD-35	98.4
FD-40	98.5
FD-45	98.5
FD-50	98.5
FD-55	98.3

表 4.2: 中心時刻と時間幅 ± 64 [us] を指定した場合に、その時刻内に SD トリガー時刻がある割合

SD 側プログラムの変更

SD のプログラムのハイブリッドトリガーのための変更は元宇宙線研究所の山川氏によって行われた。変更内容は「FD からの外部トリガー受信」と「波形探索時間幅を可変にし、外部トリガー時に値を指定」の 2 点である。プログラムの変更は SD タワーのファームウェアと DAQ、SD 子機のファームウェアの 3 つのプログラムで、通信は全て TCP/IP で行われる。変更後の各プログラムの役割を以下にまとめる。

SD タワー DAQ プログラム FD 側から SD に要求する波形の収集の探索時間幅とその中心時刻をうけ、SD タワーファームウェアに中心時刻、波形探索時間幅を送信。FD 側からの波形探索時間幅は 0-3 の数字で指定し、それぞれ ± 32 、64、96、128[us] を指定することができる。

SD タワーファームウェア タワーの DAQ プログラムから受信した波形探索の中心時刻、時間幅を全ての SD に送信する。その後、SD 子機から送られてきた波形の数だけ、波形を収集する。

SD 子機ファームウェア SD はタワーのファームウェアから波形探索の中心時刻、時間幅を受信し、指定された時間帯に 0.3MIPS 以上の波形があるか確認し、波形の数をタワーのファームウェアに送信する。

FD 側プログラムの追加

FD 側のハイブリッド用プログラムは、FD のデータ収集プログラムとは全く独立に動くものとして作成した。新たに作成したプログラムは CAMERAPC、CTDPC、RAIDPC で動く 3 つである。CAMERAPC は各カメラ毎に 1 つ用意されており、イベント番号やカメラ毎の波形データなどがリアルタイムで記録される PC、CTDPC は CTD に付属の

cam0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	最終判定
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	○
0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	○
0	0	0	1	2	0	0	0	0	0	0	0	×
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	×

図 4.25: RAIDPC における最終判定：1 つ以上のカメラで空気シャワー（：1）の判定があり、他のカメラでゼノンの判定（：2）が無い場合、空気シャワーと判定される。

頻度制限 1	1 つ前に空気シャワーと判定されたイベントとの秒以上の時刻差が $>2[s]$
頻度制限 2	5 つ前にハイブリッドトリガーを投げたイベントとの秒以上の時刻差 $>20[s]$

図 4.26: RAIDPC における頻度制限：以上 2 つの条件を共に満たす際、SD に対してトリガー命令を投げる。

PC で、イベント番号やイベントの GPS 時刻情報などが記録される PC である。RAIDPC は FD データの保存用にステーションに 1 台おかれた PC であり、ハイブリッドトリガー導入前は毎日観測終わりに各 CAMERAPC、CTDPC からその日のデータをコピーし、RAIDPC 付属の HDD の領域に保存する。この用途のため、RAIDPC は CAMERAPC、CTDPC の観測データの記録領域をネットワーク越しに見る事ができ、観測中は比較的作業領域に余裕があったため、ハイブリッドトリガー生成用の PC として使用した。

カメラ毎のイベント選別を行うプログラム (CAMERAPC) CAMERAPC に記録されたデータの更新を定期的 (~1 秒) にチェックし、増分のイベントに対して空気シャワー判定を行い、トリガー ID、空気シャワー判定などを中間ファイル ♣ に記録する。

時刻の処理を行うプログラム (CTDPC) CTDPC に記録されたデータの更新を定期的 (~1 秒) にチェックし、増分のイベントに対して、トリガー ID、イベント時刻、波形探索の中心時刻などを中間ファイル ♠ に記録。

ハイブリッドトリガーを生成するプログラム (RAIDPC) 中間ファイル ♣♠ を定期的 (~1 秒) にチェックし、増分のイベントに対して最終判定を行う。最終判定の結果トリガーが発生した場合、タワーの DAQ プログラムに SD の波形探索時間幅、中心時刻指定して、ハイブリッドトリガー命令を送信する。送信の際には、FD でアクシデンタルな高頻度のトリガーが発生した場合に備えて、SD の波形収集限界を超えない様、頻度に制限を付ける。最終判定の基準を表 4.25 に頻度の制限を表 4.26 示す。

また、ハイブリッドトリガーを停止する時間帯を外部から指定することもできる。所定のファイルに表 4.3 のように停止時刻と再開時刻を指定する。すると 256 event に 1 度

01:29:50	01:30:50	for CLF
01:59:50	01:00:50	for CLF
02:29:50	02:30:50	for CLF
	•	
	•	
	•	

表 4.3: ハイブリッドトリガー停止時刻を指定するファイル。左がハイブリッドトリガー停止時刻、真ん中が再開時刻、右側が停止の理由など自由に書き込める様になっている。CLF のための停止時刻は 30 分毎に定期的に打たれるので、29 分 50 秒 ~ 30 分 50 秒、59 分 50 秒 ~ 61 分 50 秒 (01 分 50 秒) に停止しており、LIDAR 用には観測開始後と終了前にそれぞれ 40 分程度停止している。

(FD は 2 ~ 3 [Hz] でトリガーされるので、100 秒に 1 度程度) ハイブリッドトリガーを生成するプログラムがそのファイルを確認し、指定された時間帯、ハイブリッドトリガー送信を停止する。その間停止されるのは SD にハイブリッドトリガー命令を送信する部分のみで、プログラムは動き続ける。現在この機能は、FD 側のイベント選別で取り除けない、CLF と LIDAR 射出時刻に使われている。

4.3 導入

ハイブリッドトリガーのシステム導入は 2010 年秋に行われた。導入に向けた動作試験は 2009 年 12 月～2010 年 2 月にかけて行われ、その後の最終調整が行われた。

4.3.1 動作試験

動作試験は 2009 年 12 月～2010 年 2 月に行われた。内容は主に SD のプログラムの変更の反映についてである。従来のデータ収集とは全く独立に動く FD 側のプログラムに対して、SD 側のプログラムはデータ収集プログラムそのものに変更を加えるものであり、従来のデータ収集に影響を及ぼすこと無く、ハイブリッドトリガーが実装されていることを確かめる必要があった。SD 側の挙動に関して、確認すべき内容は以下である。

- ハイブリッドトリガーに対する SD の波形探索時間幅の変更が正しく反映されているか。
- ハイブリッドトリガーの導入が SD のセルフトリガーでとれるデータに対して影響が無いのか。

動作試験 1

FD 側から指定した SD の波形探索時間幅の変更が正しく反映されているか否かの確認を行った。この際 FD、SD はそれぞれ以下のテスト環境を使用した。

FD FD に見立てた仮想的な PC。

SD TA のサイト近くの拠点にある SD のテストタワー、テストアレイ 6 台 (1301-1306)。

このテストアレイに対して仮想 FD からランダムな時刻を指定してハイブリッドトリガーを送信した場合、SD ではアクシデンタルなミュオンによる波形が記録される。以下に FD 側から波形探索時間幅として ± 64 、 $128[\mu\text{s}]$ を指定した場合に収集された波形の時刻分布を示す。波形は指定した時間内に収まっていることが確認された。

動作試験 2

動作試験 1 と同じテスト環境で、1 週間程度の長期稼働を行い、システムの安定性を確かめる試験を行った。その結果、1 週間の長期稼働の間、SD は一度も停止することなしに、安定して動き続けた。以下は長期稼働中のそれぞれの SD のモニターデータである。



図 4.27: TA サイト近くに置かれたSD テストアレイ 6 台

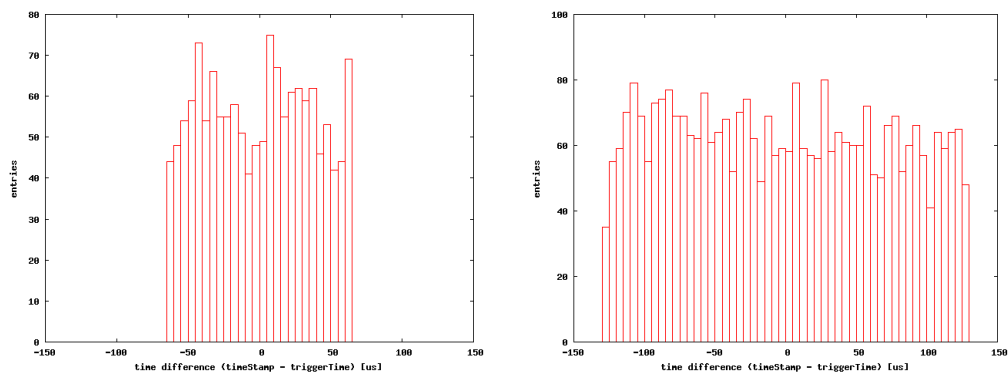


図 4.28: 動作試験 1 : 波形探索時間幅として $\pm 64[\text{us}]$ (左)、 $128[\text{us}]$ (右) を指定した際の、FD 側から指定した中心時刻と SD で収集された波形の時刻差。

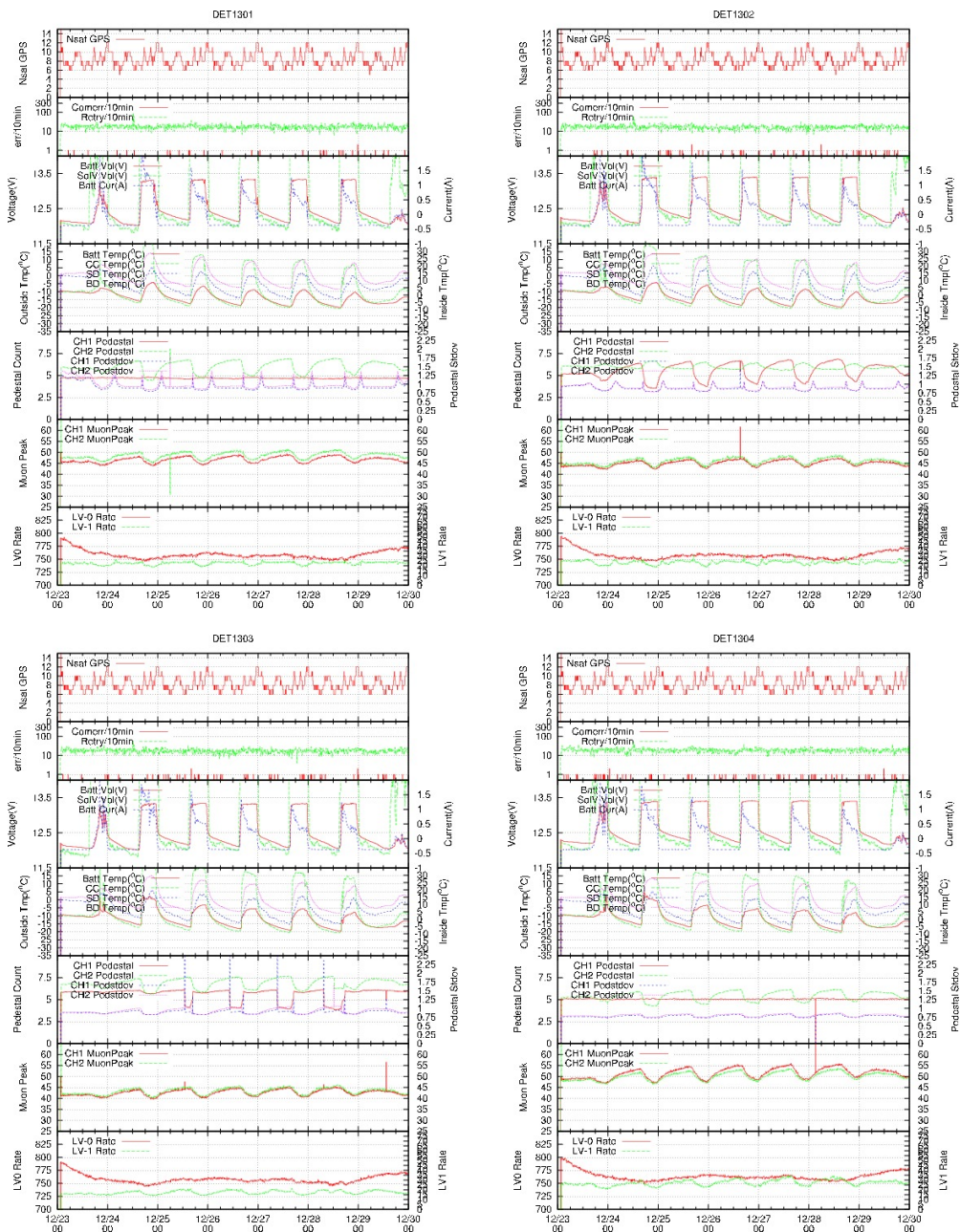


図 4.29: 動作試験 2 : 長期稼働中の SD のモニターデータ (13011304)。上段から、GPS から見える衛星数、10 分間の通信エラーの回数、外気温、ペDESTALカウント、ミュオン 1 粒子に対するカウント値、バッテリーの電圧値を表す。

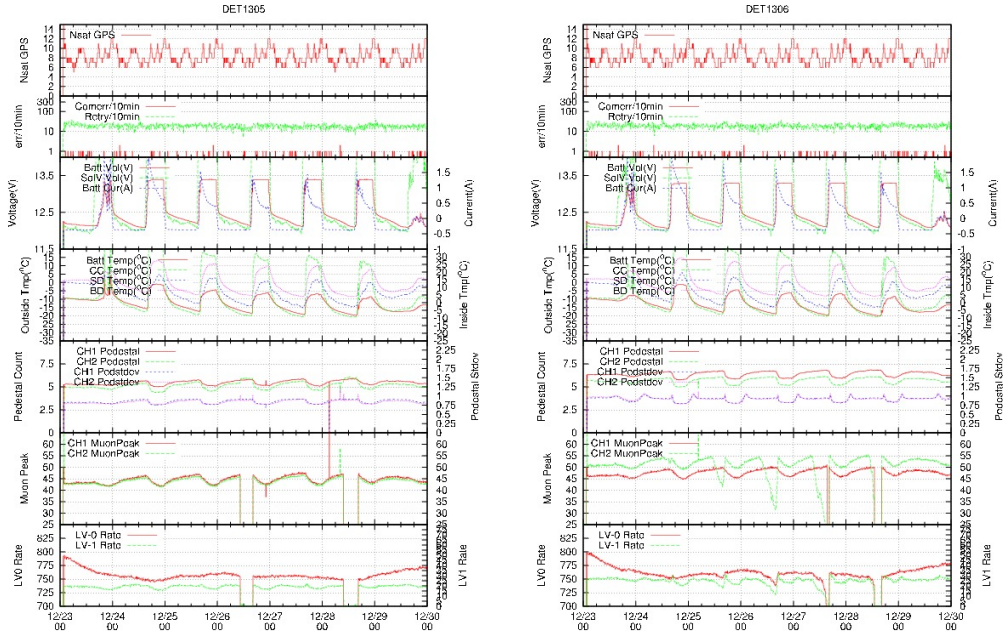


図 4.30: 動作試験 2 : 長期稼働中の SD のモニターデータ (13051306)

要求する波形探索の中心時刻	ハイブリッドトリガーによる波形収集
SD のトリガー時刻 $\pm 8\mu\text{s}$ 以内	無し
SD のトリガー時刻 $\pm 8\mu\text{s}$ 以外	有り

表 4.4: SD のトリガーとハイブリッドトリガーによる波形収集時刻が衝突した場合の挙動

動作試験 3

SD のトリガー (3MIPs3 台以上) とハイブリッドトリガーが時間的に衝突した場合の挙動の確認を行った。期待される挙動は以下である。

動作試験の方法を以下に述べる。まず、1pps のパルスの終わりに同期したシグナルをファンクションジェネレータで生成し、それを 3 台の SD に入力することで、SD のトリガー条件を強制的に満たす状況を作り、SD 自身のトリガーを生成した。SD のトリガー時刻の 1pps からの時間分布を図 4.31 に示す。この分布は 1pps のパルス幅によるもので、1pps から 198.5[ms] を中心に、1 ms 程度の幅を持って分布した。このシグナルに FD からのハイブリッドトリガーでの波形探索時間を衝突させて挙動のチェックを行う。FD からは SD のトリガー時刻分布の中心値 198.5[ms] を指定してハイブリッドトリガーをかけた。このとき予想される挙動は表から、SD のトリガー時刻が $198.5 \pm 8[\mu\text{s}]$ 以内であれば、ハイブリッドトリガーによる波形収集は無く、SD のトリガー時刻が $198.5 \pm 8[\mu\text{s}] \sim 198.5 \pm 128[\mu\text{s}]$ の間にある場合には波形収集が行われる。また、 $198.5 \pm 128[\mu\text{s}]$ 以外に SD トリガー時刻

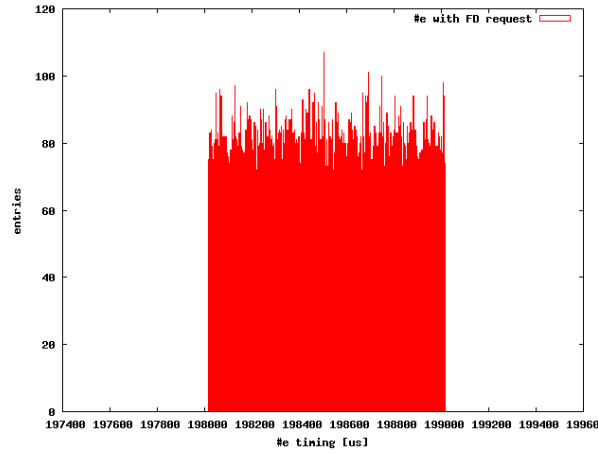


図 4.31: ファンクションジェネレータで生成した波形による SD のトリガー時刻分布。198.5[ms] を中心に 1[ms] 程度の幅をもって分布している。

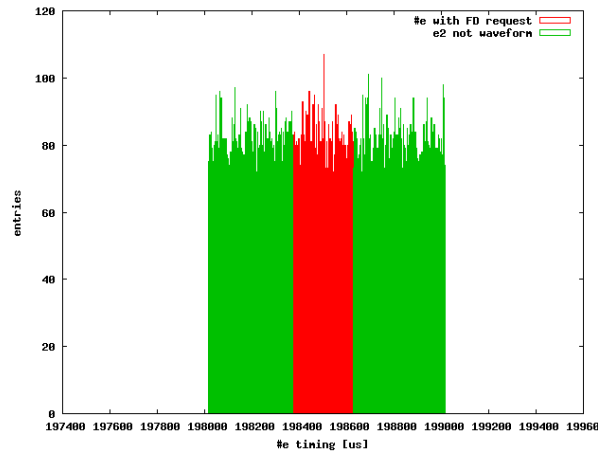


図 4.32: 緑は指定した波形探索時間に波形が無く、波形収集が行われなかったもの。198.5±128[us] 以外に分布。

があるようなイベントは、波形がハイブリッドトリガーで指定する波形探索時間内に無いので、波形収集は行われぬ。

実際の試験結果を図 4.32 ~ 図 4.34 に示す。結果は上で述べた期待通りであることが確かめられた。

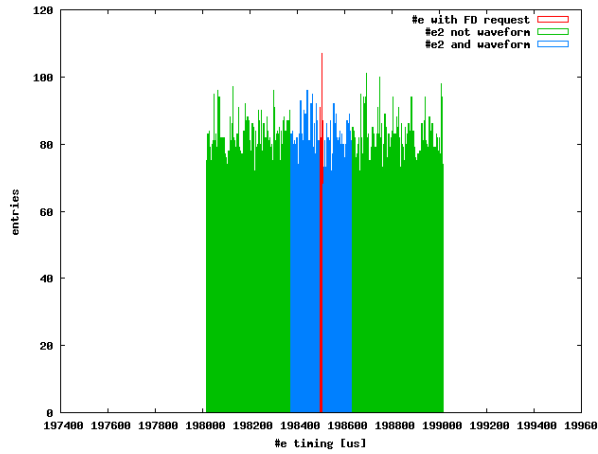


図 4.33: 青はハイブリッドトリガーによる波形収集が行われたもの。198.5±8[us] 以外、±128[us] 以内に分布。

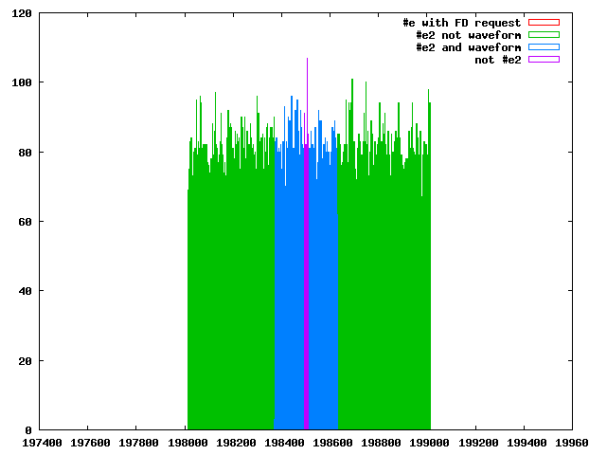


図 4.34: 紫は SD のトリガーとの衝突とみなされ、波形収集が行われなかったもの。198.5±8[us] 以内に分布。

4.3.2 導入

ハイブリッドトリガーは2010年9月から10月にかけて行われた。SDのファームウェア、SDタワーエレクトロニクスのファームウェア、SDタワーDAQのプログラムは2010年9月10日に変更された。FDのプログラムは9月末に導入され、導入後の通常稼働は2010年10月8日から始まった。2010年10月(10/08~10/16)の稼働状況について以下に示す。

4.3.3 動作状況

2010年10月の前観測日のハイブリッドトリガー動作状況を以下に示す。下の表はFDから送られた波形収集命令に対し、SDの応答を示したものである。「timeout」はFDからの波形収集命令がSD側が想定する時間外に受信された場合を表し、SDの波形は収集されない。ここでSD側が想定する時間とは、ハイブリッドトリガーで指定された時刻に対するSDの自領域のトリガー処理が完了しており、SDで波形が記録されてから16秒以内を指す。「cancel」はSDのトリガーによって、ハイブリッドトリガーで指定した時刻 $\pm 8[\mu s]$ 以内に波形収集が行われていた場合の応答であり、この場合もSDの波形は収集されない。「cancel」以外のイベントについては、FDからの全ての要求に対し、SD側で波形収集が行われていることを確認した。「timeout」は1度も起こっておらず、今回導入したシステムがSD側の時間的要請を満たしていることが分かる。

date	BR station				LR station			
	hybrid trigger	SD response			hybrid trigger	SD response		
		timeout	cancel	waveform collected		timeout	cancel	waveform collected
10/08	76	0	1	75	90	0	1	89
10/09	84	0	2	82	77	0	0	77
10/10	72	0	3	69	67	0	1	66
10/11	93	0	5	88	89	0	2	87
10/12	83	0	2	81	69	0	5	64
10/13	61	0	2	59	74	0	6	68
10/14	75	0	1	74	60	0	2	58
10/15	43	0	1	42	38	0	2	36
10/16	27	0	0	27	24	0	0	24

表 4.5: ハイブリッドトリガーに対するSD側の挙動。2010/10/09-2010/10/16。

ハイブリッドトリガーの頻度

FDからのハイブリッドトリガー頻度は観測中常にモニターされ、その頻度は10分毎に計算されている。頻度はかなり安定しており、10月の観測ではLR、BRどちらの頻度も0.02Hzを超える値は観測されなかった。この頻度はSDの波形収集限界(～0.16[Hz])を十分下回っている。以下に2010年10月の観測におけるハイブリッドトリガー頻度を示す。

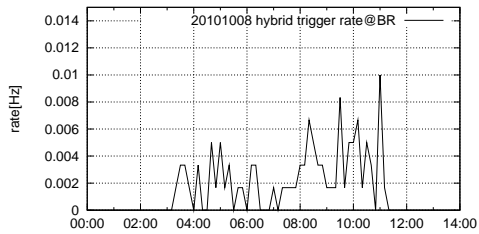


図 4.35: BR 2010/Oct/08

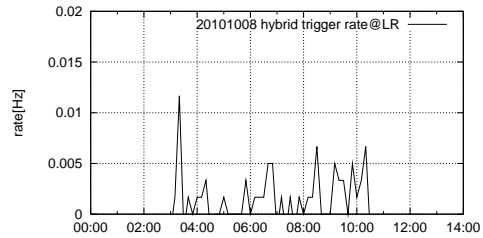


図 4.36: LR 2010/Oct/08

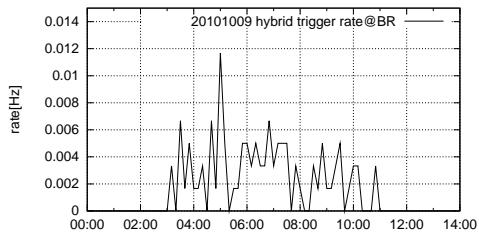


図 4.37: BR 2010/Oct/09

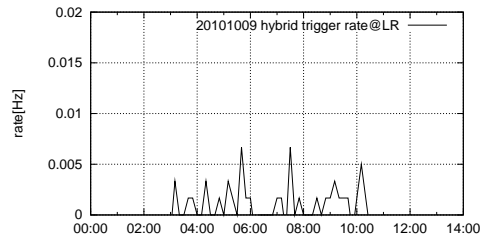


図 4.38: LR 2010/Oct/09

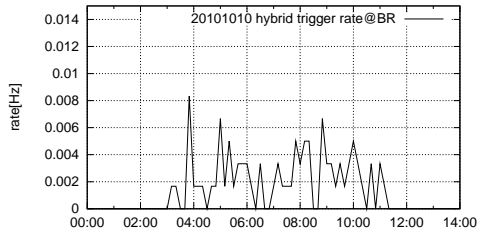


図 4.39: BR 2010/Oct/10

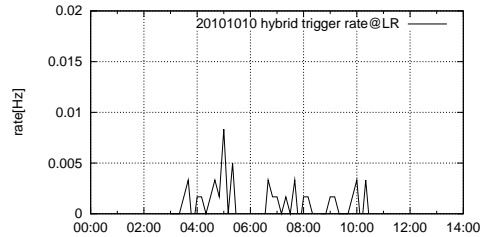


図 4.40: LR 2010/Oct/10

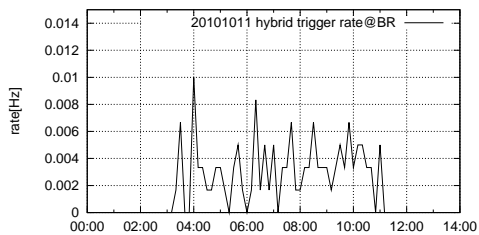


図 4.41: BR 2010/Oct/11

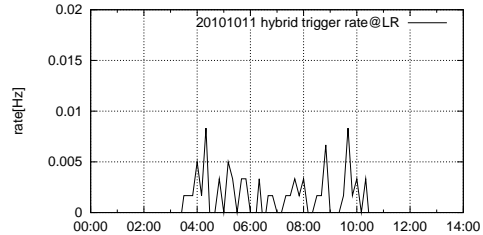
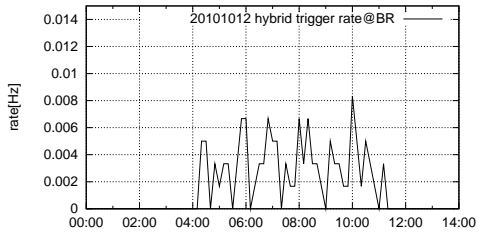
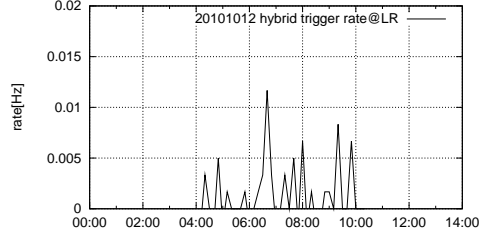


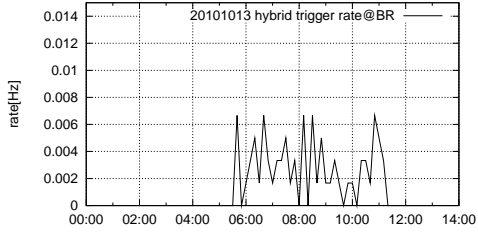
図 4.42: LR 2010/Oct/11



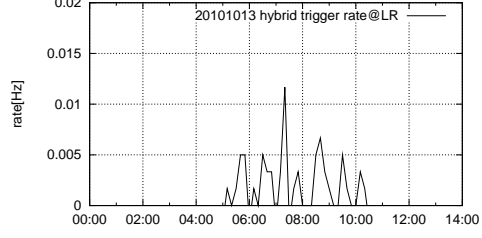
4.43: BR 2010/Oct/12



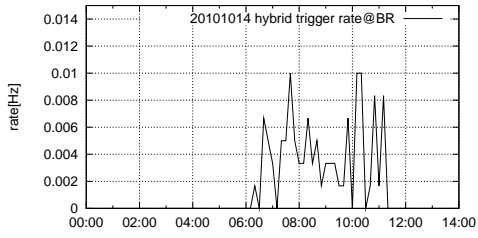
4.44: LR 2010/Oct/12



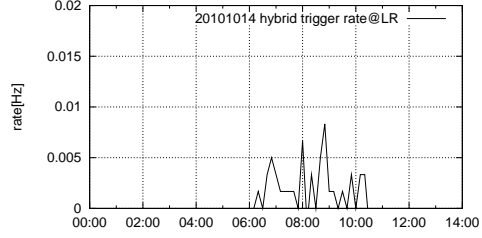
4.45: BR 2010/Oct/13



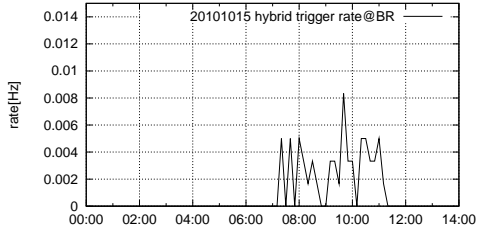
4.46: LR 2010/Oct/13



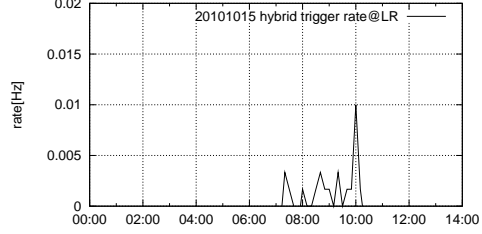
4.47: BR 2010/Oct/14



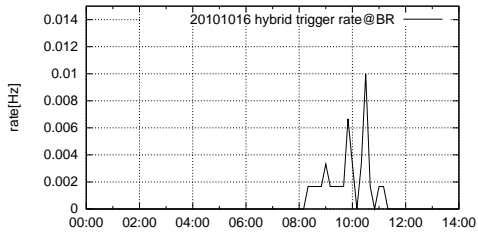
4.48: LR 2010/Oct/14



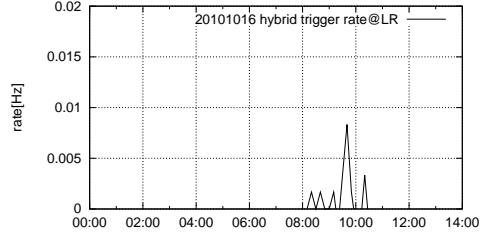
4.49: BR 2010/Oct/15



4.50: LR 2010/Oct/15



4.51: BR 2010/Oct/16



4.52: LR 2010/Oct/16

SD による収集波形数

BR、LR それぞれのハイブリッドトリガーに対する SD の波形数を図 4.53 に示す。ここで BR、LR 両方で見られる 0 波形の数イベントはハイブリッドトリガーが原因でなく、SD のセルフトリガーの高頻度が原因で、ハイブリッドトリガーによる波形収集が行われなかった際のイベントである。得られた波形数は SD1 台に入るノイズの頻度 $\sim 700[\text{Hz}]$ に対して適当な量である。式 4.1 に $700[\text{Hz}]$ から期待される、ハイブリッドトリガーで収集されるノイズ波形の期待値を示した。15 波形は図 4.53 においてピーク付近の波形数に一致しており、収集波形数が適当なものであることが分かる。

$$\text{波形数の期待値} = 700[\text{Hz}] \times \frac{507 \text{ 台}}{3 \text{ 領域}} \times \frac{2 \times 64[\text{us}]}{1[\text{s}]} = 15 \text{ 波形} \quad (4.1)$$

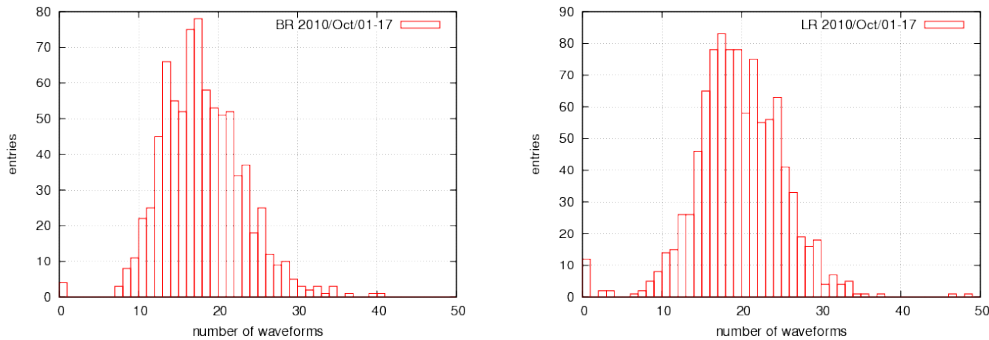


図 4.53: ハイブリッドトリガーによる SD 収集波形数。左は BR、右は LR を表す。

そこで、FD と SD 最大波形の時刻の差をプロットしたところ、図 4.54 のような分布をした。ハイブリッドトリガー導入以前に TA で観測された、SD セルフトリガーと FD のハイブリッドイベントの FD と SD の時刻差を示した。これらの図を、ハイブリッドトリガー導入以前に TA で観測された SD と FD のハイブリッドイベントの FD-SD 時刻差 (図 4.24) と比較すると、今回ハイブリッドトリガーで取得したイベントの分布は、ハイブリッド導入以前のハイブリッドイベントの分布に下駄を履かせたような分布をしている。これは SD の収集波形数のところでも述べた様に、FD の空気シャワーイベントに対応するイベントが SD 側で取得されず、ノイズイベントのみが取得されてしまう場合があるためである。ヒストグラムの下駄の部分は SD に入るランダムな時刻分布をもつノイズ波形と、FD の時刻差に対応する部分だと考えられる。

FD 側のデッドタイムの増加

FD では波形の記録のため、イベント毎にデッドタイムが生じる。ハイブリッドトリガー導入により、イベントを記録するファイルに対し、今までは無かった新たなプログラムから

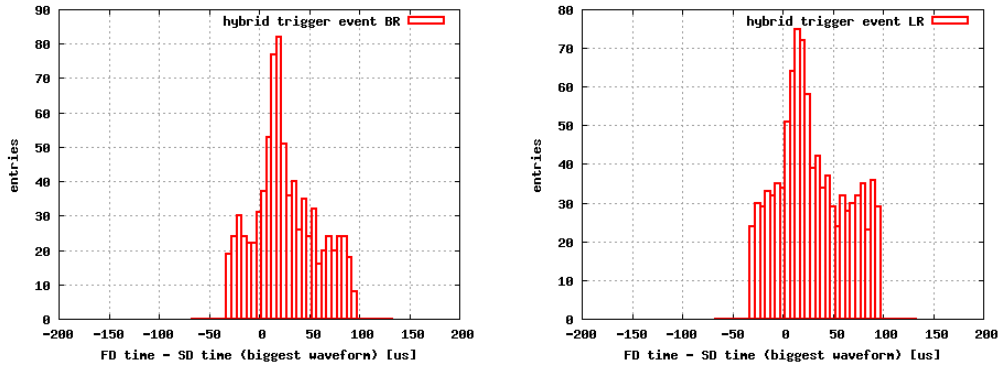


図 4.54: FD のトリガー時刻と SD で収集された波形の時刻差。左が BR、右が LR を表す。

のアクセスが発生する。また、CAMERAPC では並行してイベント選別プログラムが稼動するようになった。そのため、イベントごとのデッドタイムの増加が懸念された。しかし、ハイブリッド導入前後で FD 側のデッドタイムは 31.4[us] と変化は無く、その効果は無視できる程度であることが確認された。図 4.55 にハイブリッド導入前後（前：2010/09/05、後：2010/10/08）の 1 イベント毎のデッドタイムを示す。

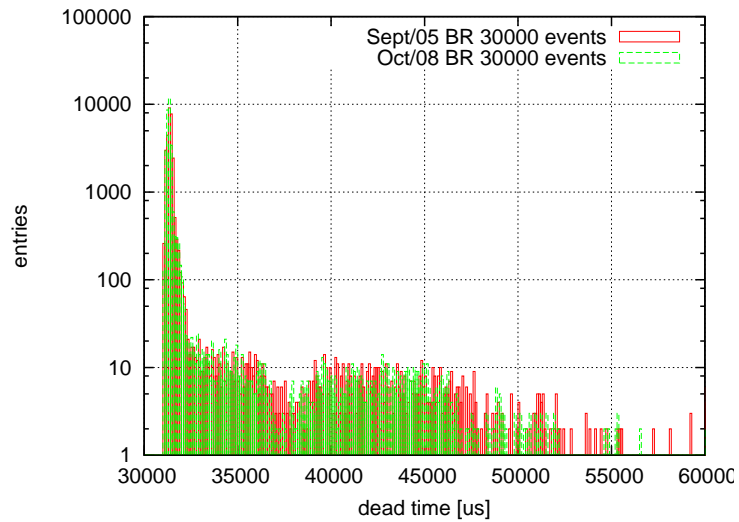


図 4.55: ハイブリッドトリガー導入前後のデッドタイム

第5章 取得データの解析

5.1 データ解析

ハイブリッドトリガー導入後、取得したデータの解析を行った。解析には池田氏（宇宙線研究所）の行うハイブリッド解析の手法を用いた。[38] ハイブリッド解析はFDとSD1台の情報から空気シャワーの再構成を行う手法である。ここではモンテカルロシミュレーション、ハイブリッド解析について短くまとめ、シミュレートされた空気シャワーの解析を行うことにより、各パラメータの決定精度、解析の結果空気シャワーとして再構成されたイベントのアーチャーの算出を行った。また、ハイブリッドトリガー導入後に取得したデータの解析を行い、今回取得されたデータの妥当性を示した。

5.1.1 モンテカルロシミュレーション

空気シャワーシミュレーション

空気シャワーシミュレーションはCOSMOSで生成されたデータベースのイベントを使用した。イベントの生成条件は以下である。

データベースにはSDのシミュレーションに用いる地表付近での粒子の横方向分布や、FDのためのシャワー軸に沿ったエネルギー損失などが含まれている。

エネルギー	$17.05 < \log E(\text{eV}) < 20.55$
天頂角	$0.5 < \cos(\text{zenith}) < 1$
粒子種	陽子
シニング	$10^{-4}(\log E(\text{eV}) < 20), 10^{-5}(> 20)$
ハドロン相互作用	QGSJETII ($E > 80\text{GeV}$) PDMJETIII ($E < 80\text{GeV}$)
エネルギー下限	100keV

表 5.1: COSMOS の空気シャワー生成条件

FD 検出器シミュレーション

FD の検出器シミュレーションは空気シャワーに対する FD の反応をシミュレーションするものである。まず、COSMOS のデータベースから空気シャワーの軸に沿った縦方向のエネルギー損失を $1\text{g}/\text{cm}$ 毎に取得する。そのエネルギー損失から大気蛍光モデルとして kakimoto による蛍光量の絶対値と FLASH による波長ごとのスペクトルを使用し、光子数に変換する。チェレンコフ光についても直接検出器に入射するもの、Mie 散乱、Rayleigh 散乱で散乱されてから入射するものの 3 種類を考えている。これら全ての光子に対し、大気中での減衰を考慮して検出器方向に向かう光子数を求める。ここで大気はラジオゾンデにより測定されたパラメータを使用する。

さらに検出器方向にやってくる粒子に対し、PMT カメラやステーションの柱などの障害物、ミラーの反射率などを考慮し、実際に PMT に入射する光子数を求める。実際に得るシグナルは、空気シャワーからの光子の他に夜光などによるバックグラウンドを含むため、実データによって取得したバックグラウンドのデータを使用することによって、最終的に検出される FADC 値を得る。

SD 検出器シミュレーション

SD 検出器シミュレーションは空気シャワーに対する SD アレイの反応をシミュレートするものである。まず、COSMOS では地表レベルでの粒子種毎の横方分布がデータベースで与えられているので、それらの粒子に対する SD 内での相互作用を GEANT4 によって再現し、PMT に入射する光子数を計算する。GEANT4 で使用する検出器の情報はステンレスボックス、屋根、バッテリー、ソーラーパネルなど、実際に SD を再現したものを使用する (図 5.1)。

GEANT4 で見積もった PMT への光量に対して、PMT ゲインの温度による変動、各 SD への通信状態、GPS による各 SD の位置情報、ベデスタルの変動などの値は全て実データ解析と同じものを仮定し、SD アレイの反応をシミュレートする。

5.1.2 ハイブリッド解析

ハイブリッド解析は FD と SD1 台の情報から空気シャワーを再構成する手法である。再構成は大きく次の 2 段階に分かれる。

- 空気シャワー軸のの到来方向、コア位置 (ジオメトリー) の決定。
- 空気シャワーの縦方向発達決定

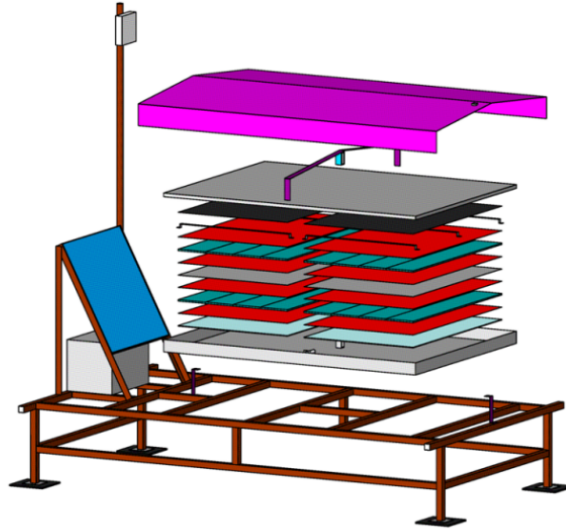


図 5.1: GEANT4 で仮定する SD

ジオメトリーの決定

ハイブリッドによる空気シャワー軸のジオメトリー決定は、FD の情報と SD1 台の情報を組み合わせて行われる。まず、FD で空気シャワーと FD ステーションを通る平面 (SDP: Shower Detector Plane) を決定する。その後、FD の各 PMT での検出時刻と、SD1 台の検出時刻から SDP 上での角度を決めることにより、シャワー軸が決定される。候補となる SD は SDP からの距離 ($< 2[\text{km}]$) であらかじめ絞っておき、FD の情報と合わせて、最も良いフィットを得た SD を使って得た結果をジオメトリーとして使用する。フィットの関数は以下である。

$$T_{exp,i} = T_{CORE} + \frac{1}{c} \frac{\sin \Psi - \sin \alpha_i}{\sin(\Psi + \alpha_i)} R_{CORE} \quad (5.1)$$

ここで $T_{exp,i}$ は i 番目の PMT で期待される時刻、 α_i はその PMT の仰角、その他の各変数は図 5.2 に示す。

また、 T_{core} は SD の位置と粒子検出時刻から以下の式で算出される。

$$T_{core} = T'_{SD} + \frac{1}{c} (R_{CORE} - R_{SD}) \cos \Psi \quad (5.2)$$

$$T'_{SD} = T_{SD} + \frac{1}{c} \{ (\vec{P}'_{SD} - \vec{P}_{SD}) \cdot \vec{P} \} \quad (5.3)$$

ここで \vec{P}_{SD} は SD の位置ベクトル、 \vec{P}'_{SD} は SDP 上に射影した SD の位置ベクトル、 \vec{P} は

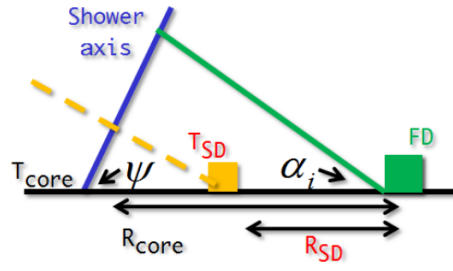


図 5.2: ハイブリッド再構成のジオメトリー

地表から上空方向のシャワー軸の方向ベクトル、 T_{SD} は SD への粒子入射時刻、 T'_{SD} は SD を SDP 上に射影した位置での時刻を表す。

縦方向発達の決定

縦方向発達の決定には逆モンテカルロ法を用いている。逆モンテカルロ法とはジオメトリー再構成で得られたシャワー軸に沿って、繰り返し空気シャワーをシミュレーションし、最終的に PMT で得られる光電子数が観測された実データを最もよく再現する空気シャワーを縦方向発達として採用するものである。空気シャワーは $N_{max} = 1$ とした GaisserHillas 関数を使って最大発達深さ (X_{max}) を少しずつ動かしながら繰り返し生成させる。それぞれの縦方向発達と観測データをもとに、下の尤度を計算し、この値が最大となる X_{max} を最確値とする。

$$L = \sum_i \{ n_i^{pe,data} \log \frac{n_i^{pe}}{n^{pe,st}} \} \quad (5.4)$$

$$n^{pe,st} = \sum_i n_i^{pe} \quad (5.5)$$

次にシャワーサイズ N_{max} を求める。 N_{max} はステーションで観測された全光電子数と $N_{max} = 1$ の GaisserHillas 関数からシミュレーションで求めた、ステーションでの全光電子数の比として計算される。

$$N_{max} = \frac{\sum_i n_i^{pe,data}}{\sum_j n_j^{pe}} \quad (5.6)$$

一次宇宙線のエネルギーは空気シャワー中の全粒子の持つエネルギーの合計である。逆モンテカルロ法で得られた X_{max} 、 N_{max} を代入した GaisserHillas 関数を積分し、電磁損失によるエネルギー E_{cal} が算出される。 E_{cal} に大気中に逃げてしまうニュートリノや高

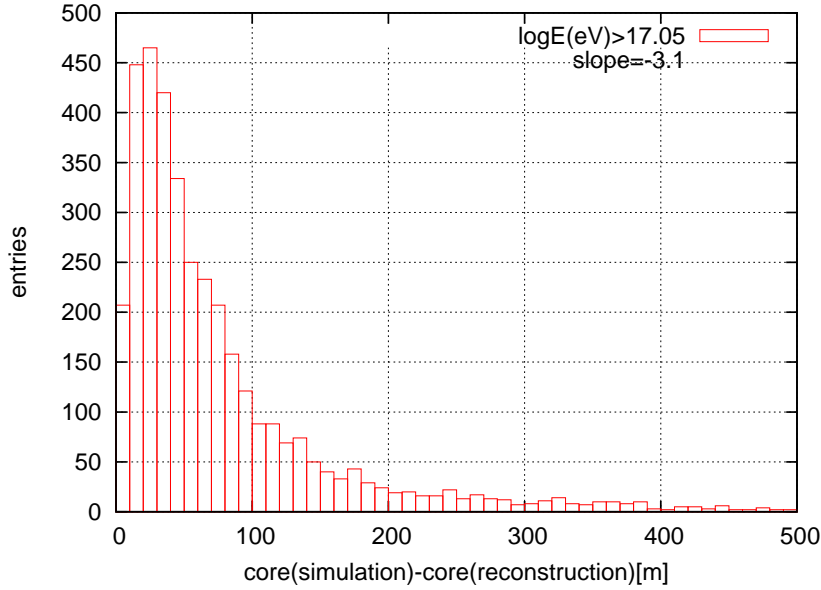


図 5.3: シミュレーションのコア位置と再構成されたコア位置の差の分布。68%のイベントが 50[m] 以下に分布。

エネルギーミュオンなどによるエネルギー損失分を加えることにより、一次宇宙線のエネルギー E_0 を計算する。

$$E_{cal} = \frac{d\bar{E}}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{max}, X_{max}, X_0) dX \quad (5.7)$$

5.1.3 今回使用したデータセット

今回使用したデータセットではシミュレーション期間として 2008 年 5 月 27 日 ~ 2009 年 12 月 25 日の FD 観測がある時間帯を指定し、その中でランダムにイベントを生成した。シミュレーション条件として、コア位置が CLF から 25[km] 以内、イベント数は $E^{-3.1}$ に比例する様にランダムに生成した。

5.1.4 ハイブリッド解析の再構成精度

図 5.3 ~ 図 5.1.4 にシミュレーションを再構成して得た、各種パラメータの決定精度を示す。

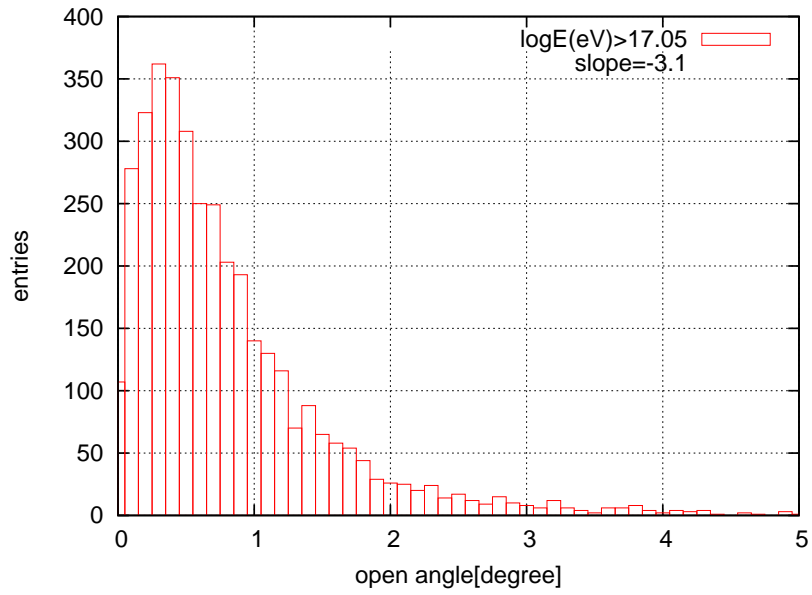


図 5.4: シミュレーションの到来方向と再構成された到来方向の差の分布。68%のイベントが 1[degree] 以下に分布。

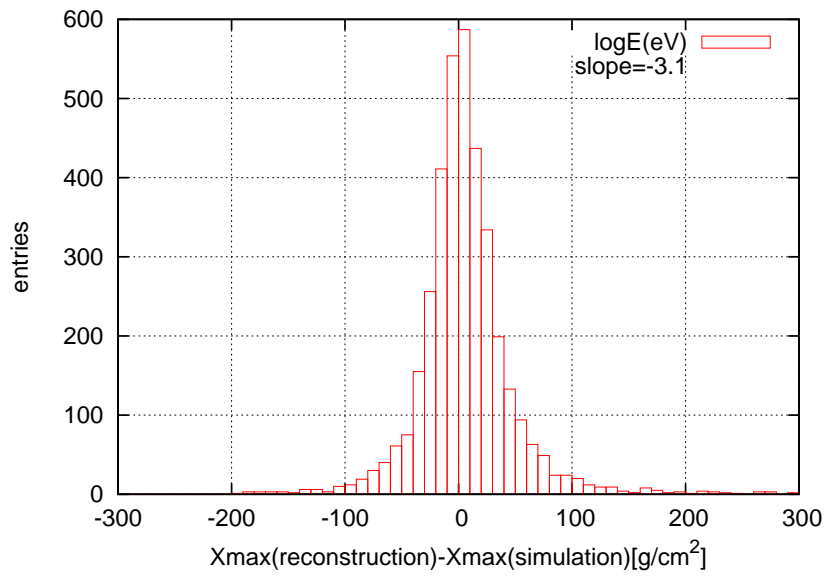


図 5.5: シミュレーションの最大発達深さと再構成された最大発達深さの差の分布。再構成後の最大発達深さはシミュレートした値 $+6.7 \pm 50$ [g/cm²] になる。

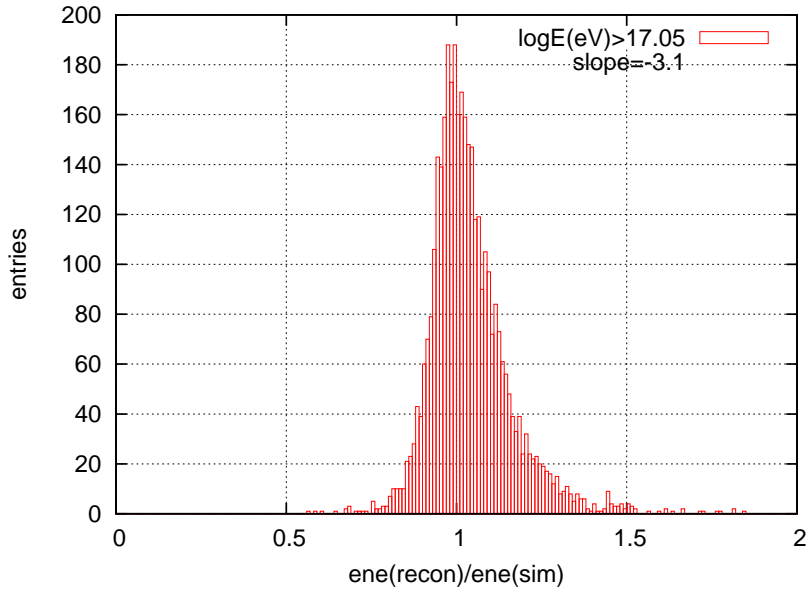


図 5.6: シミュレーションのエネルギーと再構成されたエネルギーの比。再構成後のエネルギーはシミュレートした値の 1.04 ± 0.15 倍になる。

天頂角	55[deg] 未満
最大発達深さ	FD の視野内

表 5.2: イベント選択の条件

検出効率とアパーチャー

シミュレーションから、ハイブリッドトリガー導入後の検出器のアパーチャーを算出した。アパーチャーは以下の式によって算出した。

$$Aperture = \frac{\text{再構成に成功イベント数}}{\text{生成したイベント数}} \times \text{面積} \times \text{立体角} \quad (5.8)$$

ここで「再構成に成功したイベント」は、ハイブリッドトリガーによって検出され、再構成に成功したイベントの中で、更に以下の条件でイベントを選択して使用している。

なお、ハイブリッドトリガー検出において、今回 FD-SD 時間差は考慮されていない。この影響はアパーチャーに対して最大で 1.6% 程度である (表 4.2)。天頂角によるイベント選択の条件は、シミュレーション条件の天頂角と、到来方向の決定精度を考慮した条件を使用した。また、最大発達深さが FD の視野内か視野外かは、再構成の精度に大きく影響するため、視野内のイベントを対象とした。

また、上記のアパーチャーと HiRes 実験のエネルギースペクトルを考慮し、ハイブリッドトリガーによって取得できるイベント数を見積もった (図 5.8)。また、1ヶ月の観測時間

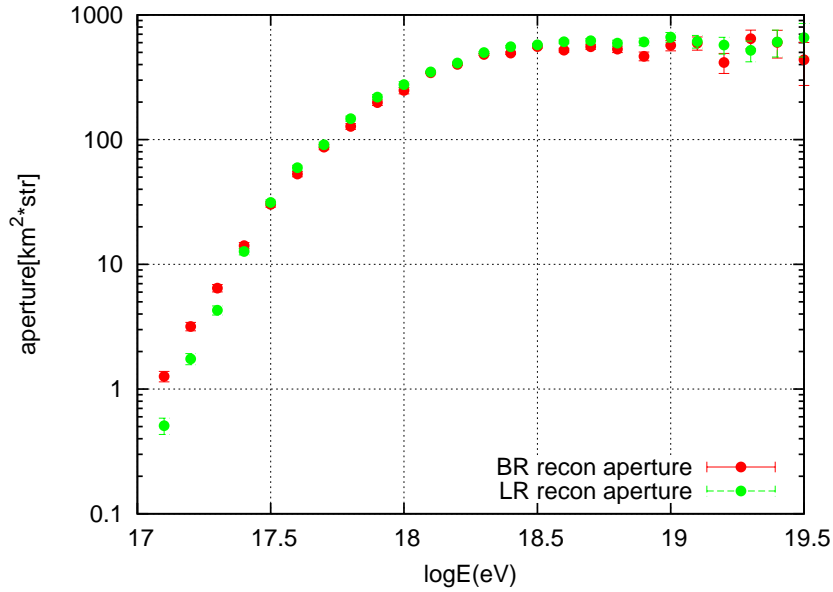


図 5.7: 検出、再構成のアーチャー + イベント選択のアーチャー。赤が BR、緑が LR を表す。

logE(eV)	18.5 以下	18.6 以上
冪	-3.25	-2.81
微分スペクトル	$f(E) = 10^{28.8} \times E^{-3.25} dE [/\text{m}^2/\text{s}/\text{str}]$	$10^{26.65} \times E^{-2.81} dE$

表 5.3: 期待されるイベント頻度を算出するために仮定したエネルギースペクトル。スペクトルの冪は HiRes のスペクトルを使用 [44]。

として 50 時間を仮定した場合、BR と LR 合計で期待されるイベント数を図 5.1.4 に示す。1ヶ月で合計 600 イベント程度の観測が期待できる。HiRes のエネルギースペクトルの冪は表 5.3 の値を使用した。

5.1.5 実データ解析

まず、ハイブリッドトリガー導入後最初に取得したイベントを示す。図 5.10 は、シグナルが検出された SD の分布、図 5.11 は FD で取得された波形のピーク値である。この結果から、単眼解析とハイブリッド解析によるコア位置は矛盾無く一致しており、ハイブリッド解析によって算出されたコア位置に最も近い SD のシグナルが最大となっていることが分かる。

ハイブリッドトリガー導入後、2001 年 10 月 1 ~ 12 月に取得した実イベントに対しても同様にハイブリッド解析を行った。ハイブリッド解析に使用した日の観測時間と再構成に

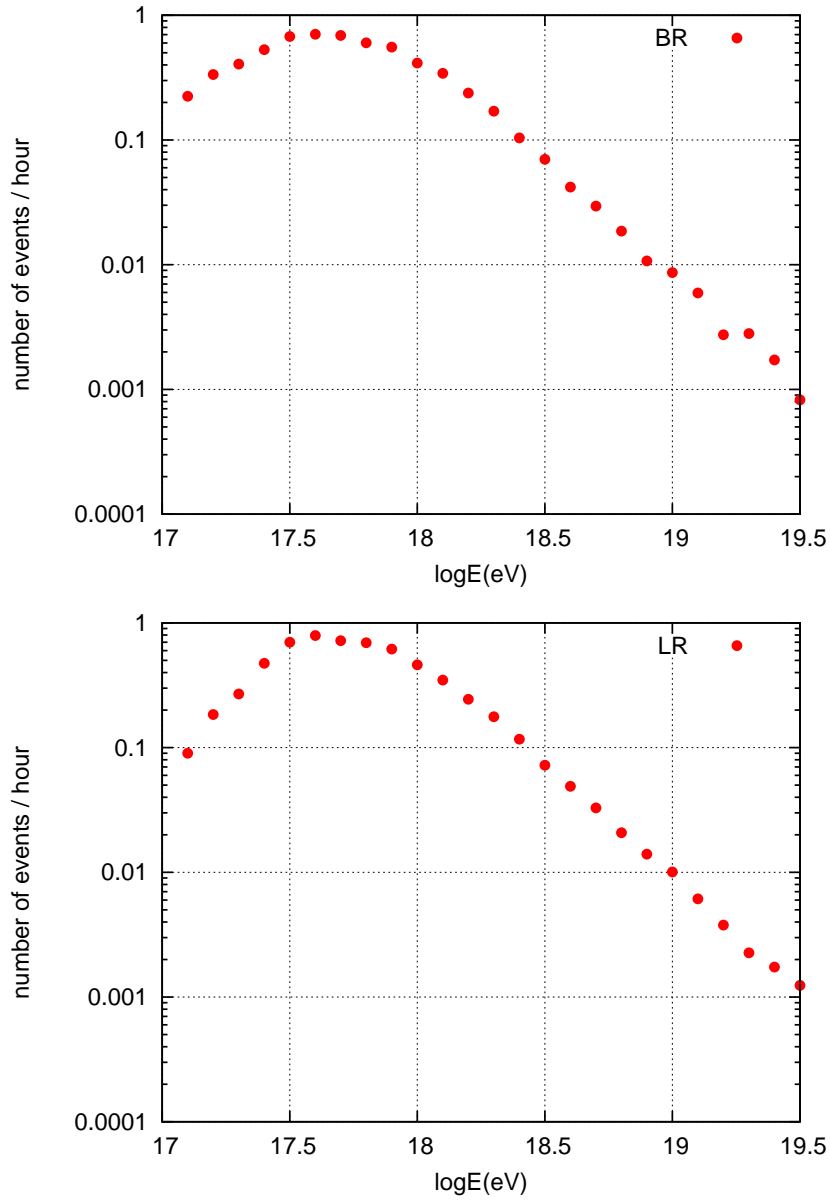


図 5.8: 1 時間に期待されるイベント数。イベント数は再構成 + イベント選択後の値。上 : BR、下 : LR

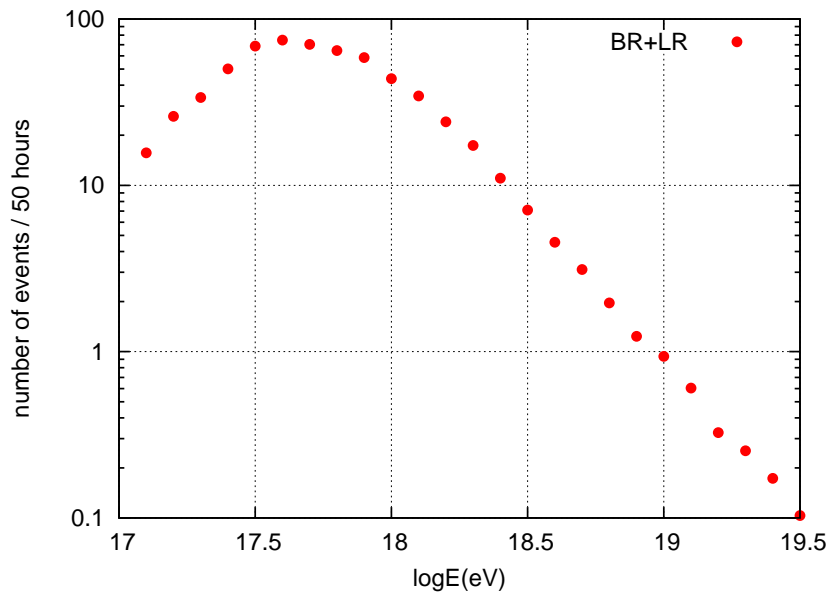


図 5.9: BR+LR:50 時間 (~1 期間) で期待されるイベント数。再構成 + イベント選択後の値。合計約 600 イベント。

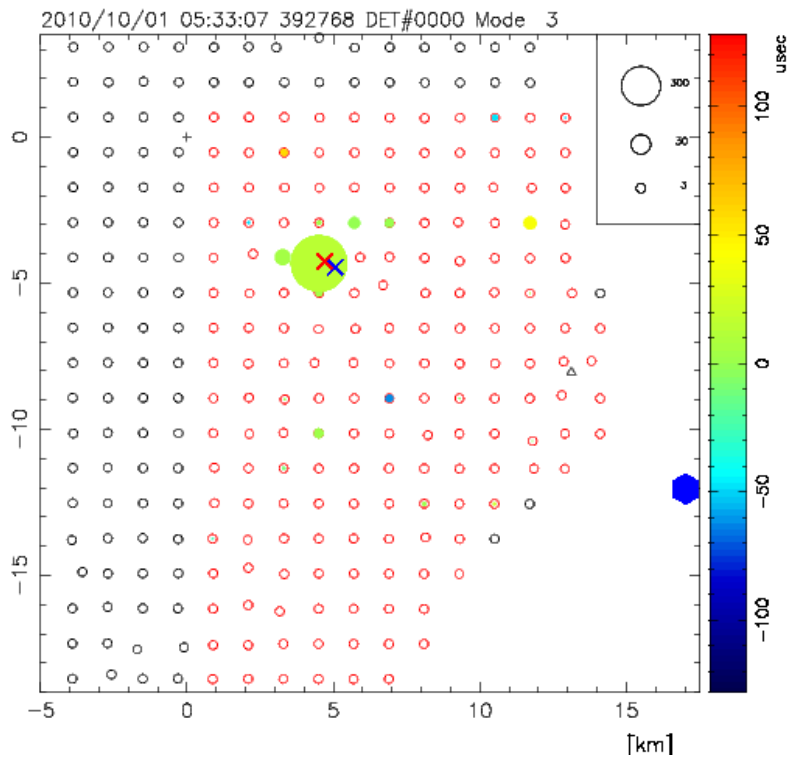


図 5.10: ハイブリッドトリガーにより初めて取得されたイベントに対するSDの反応。円の大きさは各検出器で検出されたMIP数を表す。赤のクロスがFD単眼解析によるコア位置、緑のクロスがハイブリッド解析によるコア位置を表している。

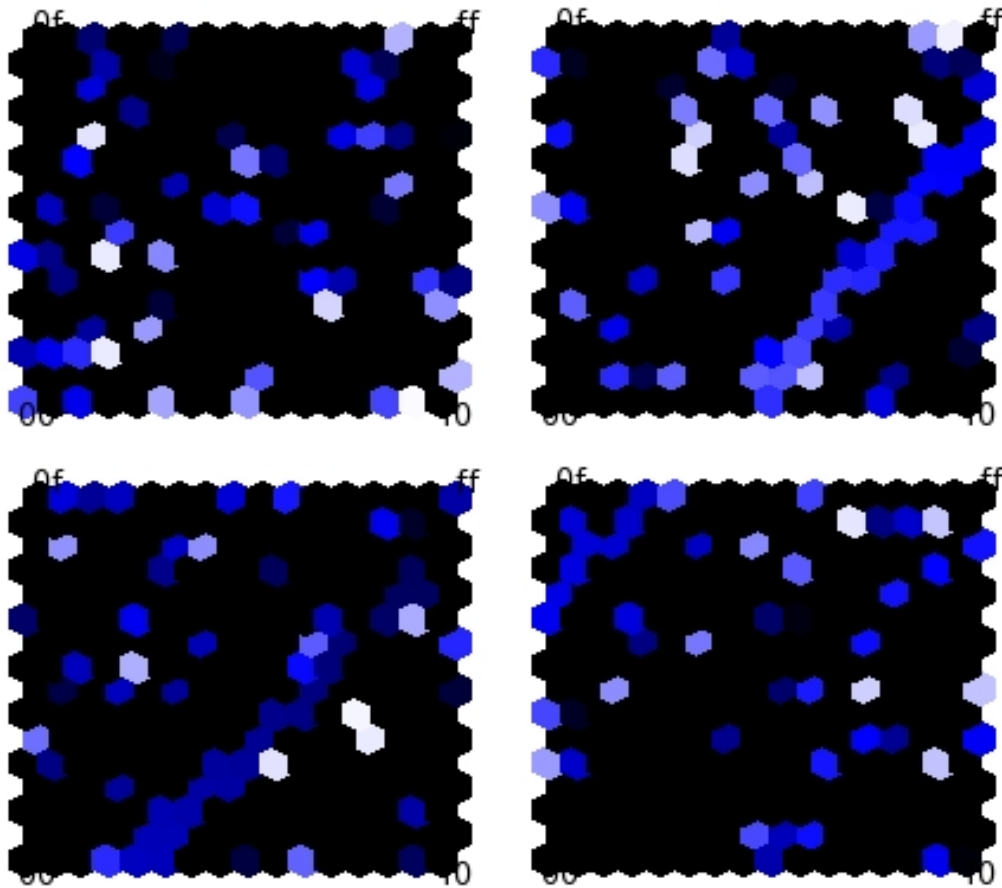


図 5.11: ハイブリッドトリガーにより初めて取得されたイベントに対する FD の反応。色
は各 PMT で検出された波形のピーク値を表す。camera06-09。

成功したイベント数を表 5.4 に示す。観測時間は、イベントの読み書きにかかるデッドタイムを平均値 31.4[ms] として算出した。イベントの選択についてはシミュレーションと同様に表 5.2 を適用した。また、この解析では FD と SD のイベント時刻がミリ秒の単位で一致するイベントを対象とし、解析を行った。そのため SD のトリガーと 8[us] 以内で衝突し、ハイブリッドトリガーについて波形収集が行われなかったイベントについては、 $\pm 8[\text{us}]/1[\text{ms}] = 1.6\%$ の確率で SD と FD のイベント時刻がミリ秒をまたいでしまう。このようなイベントは今回考慮されていない。

再構成されたイベントの天頂角分布、方位角分布、エネルギー分布をシミュレーションの再構成結果と比較した。ここで、シミュレーションはスペクトルの冪は -3.1 のままで使用した。また、今回の解析においてエネルギーの決定精度は ~15% と算出されたので、シミュレーションによる再構成後のエネルギー分布については、($> 10^{17.05}[\text{eV}]$) より低エネルギー側のイベントからの染み込みが考慮できないため、 $10^{17.25}[\text{eV}]$ 以下のエネルギー領域では実データと比較することができない。そのため天頂角、方位角の分布については $10^{17.25}[\text{eV}]$ 以下のイベントを省いて分布を示した。また全ての分布は $10^{17.25}[\text{eV}]$ 以上のイベント数を実データのイベント数 (BR : 569 イベント、LR : 667 イベント) に合わせることで規格化した。どの分布も実データとシミュレーションでその傾向は一致しており、これはハイブリッドトリガーで取得したデータの妥当性を示すものである。

各ステーションにおける総観測時間を、シミュレーションから算出したアパーチャー (図 5.7) と掛け合わせて、算出したエクスポージャーを図 5.13 に示す。

日付	BR station		LR station	
	観測時間 [s]	再構成 + イベント選択	観測時間 [s]	再構成 + イベント選択
10/08	24724	15	22761	17
10/09	24992	19	22907	13
10/10	24918	20	23004	10
10/11	23881	22	21785	16
10/12	21320	22	18947	15
10/13	18538	16	16252	25
10/14	15346	16	13141	15
10/15	-	-	9971	13
10/16	7358	9	6849	6
10/30	8772	9	-	-
10/31	11629	6	11823	9
11/01	8483	11	8510	6
11/02	19394	18	19528	20
11/03	-	-	23350	15
11/04	-	-	26128	14
11/05	27909	20	25450	9
11/06	27857	17	26064	18
11/07	27983	20	25603	21
11/08	28039	36	25781	29
11/10	23831	17	21901	15
11/12	17396	12	15282	6
11/13	-	-	12072	13
11/14	11637	0	9200	2
11/27	2571	2	-	-
11/28	10428	6	-	-
12/01	-	-	21392	11
12/02	-	-	24893	19
12/03	28643	34	27812	39
12/04	20946	20	21043	31
12/05	25857	9	26359	26
12/06	24917	24	24259	36
12/07	29599	39	27386	35
12/08	28525	38	26721	38
12/09	25789	26	22061	19
12/10	20533	25	18956	31
12/11	19441	25	17469	33
12/12	16601	5	14742	18
12/13	13548	15	11543	22
12/14	8482	11	8580	13
合計	649887	584	699527	678

表 5.4: ハイブリッドトリガーによる観測時間とハイブリッド解析により再構成されたイベント数。2010/10/09-2010/10/16。

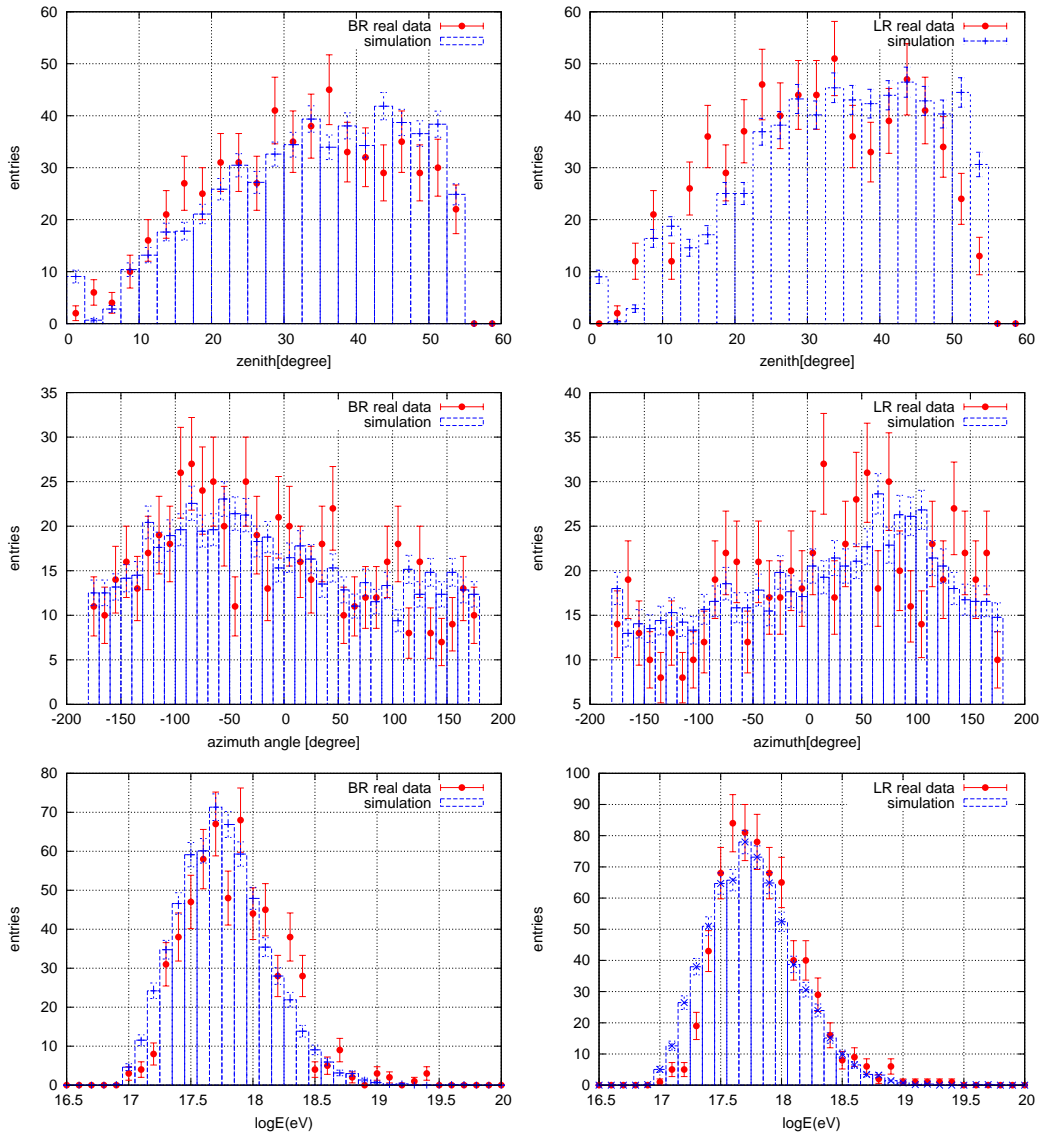


図 5.12: 実データの再構成結果とシミュレーションの再構成結果の比較。左：BR、右：LR。上段：天頂角分布、中段：方位角分布（北が0度、南が90度）、下段：エネルギー分布。

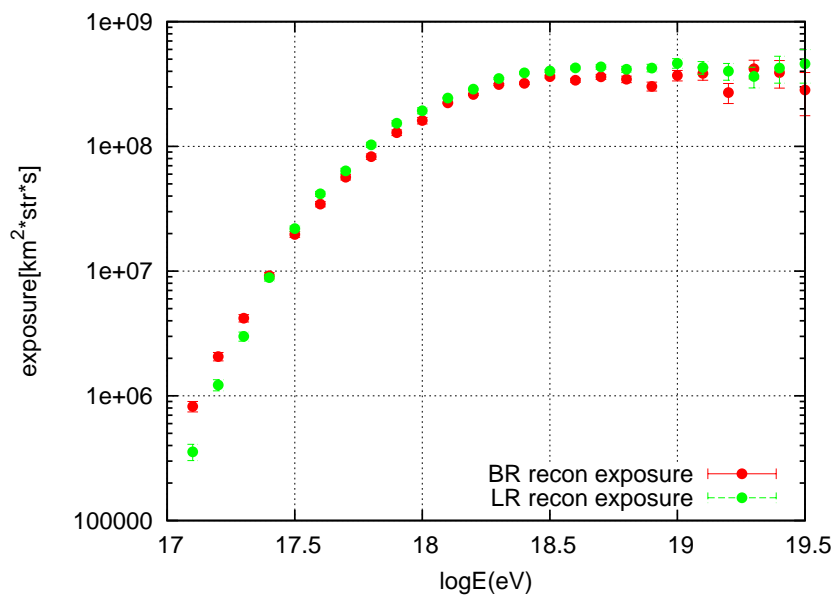


図 5.13: 検出、再構成 + イベント選択のエクスポージャー。赤が BR、緑が LR を表す。

第6章 結論

ハイブリッドトリガーは TA 実験において、低エネルギーのイベントを FD + SD1 台を用いた精度の高いハイブリッド解析を行うために必要不可欠である。ハイブリッドトリガーを導入することにより、 10^{18} eV の宇宙線による空気シャワーが、FD と SD 両方で観測される効率は約 12 倍になる。このハイブリッドトリガーを 2010 年 10 月に導入した。導入に際し、2009 年 11 月から 2010 年 1 月にかけて動作試験を行い、ハイブリッドトリガーを加えた新システムの動作試験を行い、期待通りに稼動することを確かめた。

ハイブリッドトリガー導入後の 2010 年 10 月のデータを使用して稼動状況を確認した。

- FD から送られる全てのハイブリッドトリガーに対して、SD で過不足なく応答していることを確認した。
- ハイブリッドトリガーにより収集される SD の波形数は SD 子機 1 台のトリガー頻度 (700[Hz]) から期待される収集波形数 (15[Hz]) と矛盾がない。
- ハイブリッドトリガー導入による FD 側のデッドタイムの増加は無視できる程度であり、導入前と変わらず 31.4[us] 程度である。

ハイブリッド解析の手法を用い、2010 年 10 月 8 日から 2010 年 12 月 14 日までのデータ解析を行った。実データとシミュレーションの解析結果を比較することで、今回取得したデータの妥当性を確かめた。比較は空気シャワーを特徴付ける、天頂角、方位角、エネルギーの 3 つのパラメータの分布について行い、それぞれの分布は分布の形状が良く一致していることが確かめられた。

今後観測を続けることによって、 10^{17} から 10^{19} [eV] にかけてのスペクトルの形状や、1 次宇宙線の組成をより詳しく議論できるようになるだろう。

謝辞

本研究にあたりご指導頂き、いつも適切な助言を頂きました垣本史雄教授に心より感謝致します。情熱を持ってご指導頂き様々な指針を示して下さいました常定芳基助教、得能久生特任助教に心より感謝致します。

多くの御助言と御協力をして頂きました諸先生方、TA コラボレーターの皆様に深く感謝致します。本研究のテーマである TA 実験に関わる機会を与えて下さいました、宇宙線研究所 福島正己教授、佐川宏行准教授に深く感謝致します。宇宙線研究所 多米田裕一郎氏には研究室に入った当初から様々なことを教えていただき、楽しい研究生生活を支えていただきました。宇宙線研究所 野中敏幸特任助教には、ハイブリッドトリガー導入に際し指導、協力して頂き、現地アメリカでの生活も支えて頂きました。宇宙線研究所の池田大輔氏、武多昭道氏にはハイブリッドトリガー導入やデータ解析の際に、常に適切な助言と協力をして下さいました。大阪市立大学 荻尾 彰一准教授、藤井俊博氏、宇宙線研究所 竹田成宏助教、芝田達伸特任助教、神奈川大学 有働慈治特別助手、山梨大学の富田孝幸氏には解析チームとしてご指導頂き、多くのことを学ばせて頂きました。大阪市立大学 櫻井信之氏、宇宙線研究所 高橋良彰氏にはアメリカでの観測の際にオペレーション方法を丁寧にご指導頂き、長い観測も毎日楽しく観測することができました。元宇宙線研究所 近藤好氏、宇宙線研究所 大木薫氏には、明野での SD 製作の際、丁寧に指導して頂きました。宇宙線研究所 木戸英治氏、大阪市立大学 奥田 剛司氏、倉本和幸氏、山崎勝也氏にはミーティングなどで大変お世話になり、また会議後にはいつも楽しい話をきかせて頂きました。山梨大学 奥大介氏、柴田文哉氏にアメリカでの生活の際にお世話になりました。

また、いつも側で励まし、支えになって頂きました、東京工業大学の林健太郎氏、小林友作氏、堤一樹氏、松浦孝典氏、北村星爾氏、勝谷龍一氏に感謝致します。最後に、いつも健康を気遣い、精神面でも支えてくれた、両親、親戚、友人に心から感謝致します。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report.* (2000)
- [2] 福島 正己, 最高エネルギー宇宙線の起源(平成 15 年度発足特定領域申請書)
- [3] 福島 正己, 宇宙線エネルギーの限界を探索, 日本物理学会誌 Vol.60, No.1 (2005)
- [4] 小田 稔, 宇宙線.
- [5] 木船 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学
- [6] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics.*
- [7] E.Fermi, *Physical review*, 75, 8 (1949)
- [8] C.De Donate, G.A. Medina-Tanco, *Astroparticle Physics*, 32, 253 (2009)
- [9] P.Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics.*,
- [10] J.Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, 10, 146 (1963)
- [11] M.Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1163 (1998)
- [12] M.Takeda et al., *Astropart. Phys.*, 19, 447 (2003)
- [13] Y.Uchihori et al., *Astropart.Phys.*, 13, 151 (2000)
- [14] Thompson C, Duncan R., *Monthly Notices of the Royal Aston. Society*, 275, 255 (1995)
- [15] Blasi P, Epstein R et al., *Astrophys. J. Lett.*, 533, L123 (2000)
- [16] Hillas A., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, 425 (1984)
- [17] Blodt E, Ghosh P., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307, 491 (1999)
- [18] Rachen J and Biermann P, *Astrophys.*, 272, 161 (1996)
- [19] Kang H, Ryu D and Jones TW, *Astrophys. J.*, 456, 422 (1996)
- [20] *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, 68, 271 (1998)
- [21] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, 3, 303 (1999)
- [22] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, 47, 1788 (1972)
- [23] R.U. Abbasi et al. (HiRes Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 92, 151101 (2004)
T. Abu-Zayyad et al. (HiRes Collaboration), *Astropart. Phys.*, 23, 157 (2005)

- [24] D.J.Bird et al. (HiRes Collaboration), *Astrophys. J.* 424,491(1994).
- [25] M.Ave,J.Knapp,J.Lloyd-Evans,M.Marchesini,A.A.Watson,*Astropart, Phys.*19,47(2003).
- [26] L.Anchordoqui and H.Goldberg, *Phys. Lett.B,in press [hep-ph0310054]*.
- [27] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748 (1966)
G.T. Zatsepin & V.A. Kuzmin, *JETP Lett.*, 4, 78 (1966)
- [28] S.Yoshida,M.Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 833.(1993)
- [29] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [30] Todor Stanev, *astro-ph/0411113*.
- [31] T.K. Gaisser et al., *Phys. Rev. D*47, 1919 (1993)
- [32] B.R. Dawson et al., *Astropart. Phys.*, 5, 239 (1996)
- [33] L. Prado Jr. et al., *Nucl. Instr. and Meth., A* 545, 632 (2005)
- [34] A.N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University* (1967)
- [35] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth., A* 372, 527 (1996)
- [36] A.M. Hillas,*J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 8, 1461 (1982)
- [37] 多米田 裕一郎, 修士論文, 東京工業大学. (2006)
多米田 裕一郎, 博士論文, 東京工業大学. (2010)
- [38] D.Ikeda, *Ph.D. thesis, University of Tokyo*, (2010)
- [39] 藤井 俊博, 修士論文, 大阪市立大学. (2010)
- [40] 町田 智子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [41] F.Schussler et al., *Proceedings of the 31th ICRC* (2009)
- [42] J.D.Hague et al., *Proceedings of the 31th ICRC* (2009)
- [43] M.Unger et al., *Proceedings of the 30th ICRC* (2007)
- [44] R.U.Abbasi et al. (HiRes Collaboration) , *Physical Review Letters* (2008)