

TA 実験 FD データを用いた  
空気シャワー再構成ソフトウェアの開発

福田崇徳

07M01194

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

指導教員

垣本史雄

平成 21 年 2 月 9 日

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	最高エネルギー宇宙線	2
2.1	宇宙線	2
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
2.1.2	宇宙線の加速機構	2
2.2	宇宙線観測と空気シャワー	5
2.2.1	空気シャワー現象	5
2.2.2	空気シャワーの縦方向発達	7
2.2.3	空気シャワーの横方向分布	7
2.2.4	空気シャワーの観測方法	9
2.2.5	大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	10
2.3	最高エネルギー宇宙線	14
2.3.1	GZK cutoff	15
2.3.2	AGASA による観測	15
2.3.3	起源モデル	17
2.3.4	観測結果の現状と問題点	21
第 3 章	テレスコープアレイ実験	23
3.1	テレスコープアレイ実験の目標	23
3.2	テレスコープアレイ実験の装置	23
3.3	大気蛍光望遠鏡	24
3.3.1	光学系	24
3.3.2	PMT カメラ	26
3.3.3	データ収集システム	26
3.3.4	キャリブレーション	27
3.3.5	地表粒子検出器	31
3.4	ハイブリッド観測	32
第 4 章	再構成ソフトウェアの開発	34
4.1	ソフトウェア概要	34
4.2	Pre-analysis	36
4.2.1	1st Selection	36
4.2.2	2nd Selection	39
4.2.3	3rd Selection	41
4.3	Geometrical Reconstruction	44

4.3.1	PMT の視野方向 . . . . .	44
4.3.2	Shower-Detector Plane . . . . .	44
4.3.3	Stereo Geometrical Reconstruction . . . . .	46
4.3.4	Mono Geometrical Reconstruction . . . . .	47
4.3.5	ジオメトリ決定精度 . . . . .	48
4.4	Longitudinal Reconstruction . . . . .	62
4.4.1	Waveform Sum Method . . . . .	62
4.4.2	Gaisser-Hillas fit . . . . .	64
4.4.3	一次エネルギーの決定 . . . . .	66
4.4.4	縦方向発達決定精度 . . . . .	67
<b>第 5 章</b>	<b>空気シャワーイベントの解析</b>	<b>76</b>
5.1	ステレオイベントサーチ . . . . .	76
5.2	ステレオイベントの解析結果 . . . . .	76
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>85</b>

## Abstract

It is predicted that ultra high energy cosmic rays (UHECRs) with energies above  $10^{20}$  eV cannot travel to the Earth because of interaction with cosmic microwave background photons. However, The AGASA group reported 11 events of UHECRs. This is one of the most important unresolved problems in astrophysics.

The Telescope Array (TA) experiment is organized to clarify the astrophysics of UHECRs. The TA detectors are comprised of a surface detector array (SD) and fluorescence telescopes (FDs). The FDs measure air fluorescence photons emitted by atmospheric molecules excited by air shower particles. The air fluorescence technique is useful to determine the primary energies of cosmic rays because this is a calorimetric measurement of charged particles in air shower events. However, there are difficulties to reconstruct air showers since it is necessary to take account of the state of the atmosphere and all the characteristics of the components of the detectors, e.g. the mirrors reflectances, the filters transmittances, the PMTs quantum efficiencies, and the detectors geometries.

I developed a program of high-accuracy reconstruction of UHECR showers from fluorescence measurements. The reconstruction program overcomes those difficulties by the informations from the TA simulator including air shower simulator and detector simulator. In this paper, I discuss the detail and the performance tested using simulated FDs data. Moreover, I analyzed “stereo events” observed by two FD stations from November, 2007 until June, 2008 using the reconstruction program. These preliminary results are discussed.

# 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年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。宇宙線はこれまでに  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  を超える広い範囲で観測されており、その存在と起源は宇宙物理学の謎として残されている。このうち  $10^{14}\text{eV}$  以下の低エネルギー宇宙線については、気球や人工衛星などの飛翔体を用いた直接観測が行われ、その組成などは詳しく調べられている。しかし、宇宙線の到来頻度はおよそ  $E^{-3}$  に比例しているため、 $10^{14}\text{eV}$  以上の宇宙線では到来頻度が少なく、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要となり、宇宙線によって発生する空気シャワー中の二次粒子を地上で測定するという間接的な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測されてきた。高エネルギーの宇宙線は宇宙背景放射と相互作用しエネルギーを失い、約 50 Mpc 以遠からは限界を超えるエネルギーを持ったまま地球に到達できないからである。しかし、AGASA では限界を超える  $10^{20}\text{eV}$  の宇宙線を 11 例観測した。この  $10^{20}\text{eV}$  を超える宇宙線は、単一の粒子としては最も高いエネルギーを持っていることになる。したがって、この最高エネルギー宇宙線は、超高エネルギーの天体現象や、現在の宇宙に残されたビッグバンの痕跡素粒子などに起源を持つと推定され、その起源を解明することは宇宙物理学の重要な課題である。

テレスコープアレイ (TA) 実験は、最高エネルギー宇宙線の存在を確立し、その起源を解明することを目的とした国際実験である。AGASA での最高エネルギー宇宙線のエネルギー決定精度は約 20 % で、限界を超える最高エネルギー宇宙線の存否を確定する上で障害となっていた。そのため TA 実験では、AGASA の 9 倍の検出面積を持つ地表検出器アレイ (SD) と、大気蛍光望遠鏡 (FD) とを設置し、同時観測を行う。このうち FD は空気シャワー粒子が空気分子を励起することで発生する大気蛍光を球面鏡により集光し、PMT カメラにより観測する。蛍光光子数は空気シャワー粒子の energy deposit に比例すると考えられ、FD では空気シャワーの縦方向発達を観測できることから、モデルに依存しない空気シャワー粒子数の見積りが可能であり、一次宇宙線の核種判別やエネルギー決定において有用である。しかし実際の観測データから空気シャワーを再構成し一次宇宙線の情報を導出するには、大気中の蛍光の発光効率や散乱、吸収、さらに、鏡の反射率、フィルターの透過率、PMT の量子効率、検出器のジオメトリなど、それぞれの検出器の個性を含めて厳密に考慮する必要があり簡単ではない。

本研究では、FD の観測データから空気シャワーを再構成し、一次宇宙線の情報を導出するソフトウェアを開発した。TA 実験における空気シャワーシミュレータおよび検出器シミュレータと統合的に動作し、その情報を用いることで高い解析精度を得られる。ソフトウェアの詳細と再構成の精度について後の章で論じる。また、このソフトウェアを用いて、2007 年 11 月から 2008 年 6 月までに FD で観測されたステレオイベントについて解析を行ったので、その結果も挙げる。

## 第2章 最高エネルギー宇宙線

### 2.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線であり、その主成分は陽子やその他の原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  の広範囲に渡っており、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。宇宙線の地球への到来方向は等方的で、 $10^{18}\text{eV}$  以下の領域では 0.1 % を超える異方性は確認されていない。

#### 2.1.1 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 2.1 に示す。太陽活動の影響を受けない  $10^{10}\text{eV}$  を超えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗  $F(E) = K \times E^{-\alpha}$  で近似できる。 $10^{15}\text{eV}$  付近までは  $\alpha \sim 2.7$  であり、そこから  $\alpha \sim 3.0$  と変化し、 $10^{19}\text{eV}$  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 ( $10^{15}\text{eV}$  付近、 $10^{19}\text{eV}$  付近) をそれぞれ “knee”、“ankle” と呼んでいる。 $10^{20}\text{eV}$  を超えた領域では、宇宙線の到来頻度が  $100\text{km}^2$  あたり年間 1 事象と非常に少なく、観測量が不足しているため、そのスペクトルはよく決まっていない。

#### 2.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についても未だ謎が多い。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である。この条件を満たす理論として現在最も有力と認められているのが “フェルミ加速” 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。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  $\Delta E$  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  $\alpha$  が星間雲の速度の 2 乗に比例することから、2 次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  $\alpha$  が衝撃波の速度の 1 乗に比例することが示され、1 次フェルミ加速と呼ばれる。荷電粒

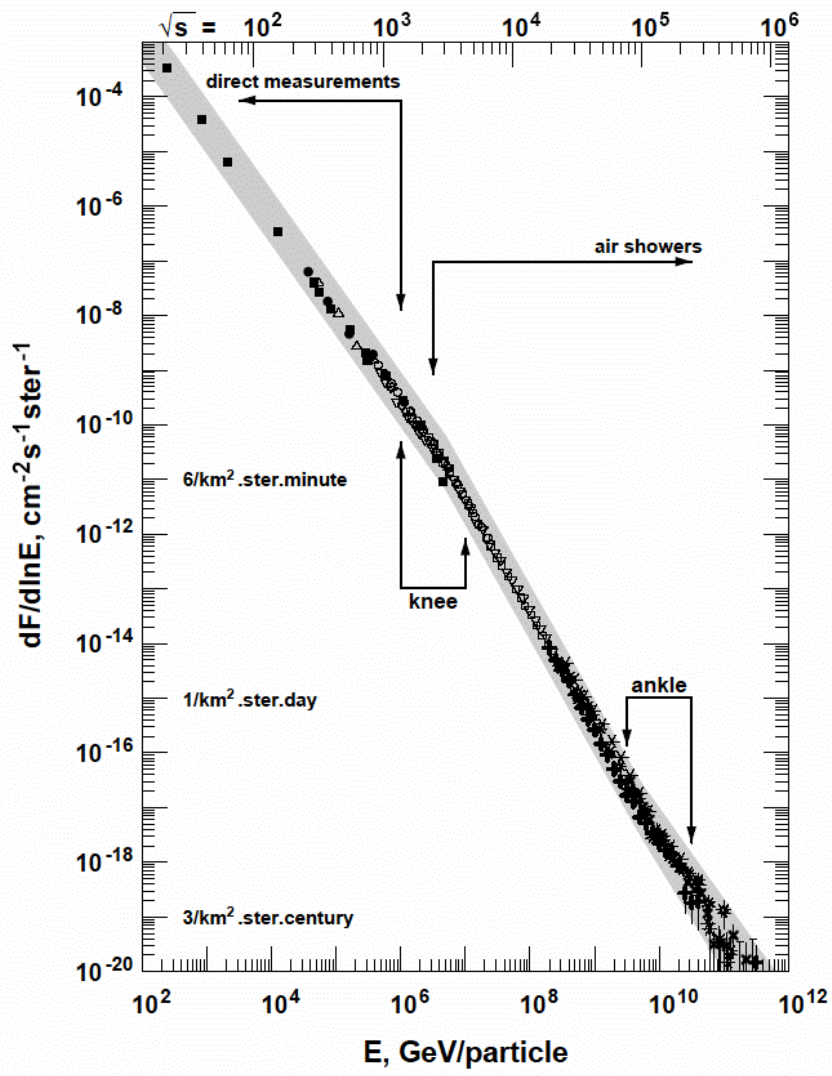


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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、 $n$  回の衝突によって粒子のエネルギー  $E_n$  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  $E$  に達す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。1 回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を  $P_{\text{esc}}$  と置けば、 $n$  回の衝突後に加速領域に留まる確率は  $(1 - P_{\text{esc}})^n$  なので、 $E$  以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

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

である。式 (2.2) を式 (2.3) に代入すると

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (2.4)$$

となる。ここで

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

である。このようにフェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導出される。

knee より低いエネルギー領域の宇宙線は、上記の機構により超新星残骸の衝撃波で加速され、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 から ankle までの領域の宇宙線も銀河系内起源とされているが、その詳しい加速機構はわかっていない。knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因の一つとして、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み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理論が考えられている。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (2.6)$$

で与えられる。ここで  $e$ ,  $Z$ ,  $p$ ,  $B$  は、それぞれ素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場と垂直方向の運動量、磁場の強さである。銀河磁場は約  $3\mu\text{G}$  なので、 $10^{15}\text{eV}$  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みより小さいが、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。また、 $10^{15}\text{eV}$  以上でこれより低いエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成、加速されていて、それがスペクトルの違いとなっているとするモデルもある。ankle を超えるエネルギーの宇宙線についても、宇宙線粒子のラーモア半径が銀河系の厚みより大きくなるため銀河系内に閉じ込めることはできず、このエネルギー領域の宇宙線は銀河系外起源と考えられており、その到来方向に異方性があることが期待されている。



## 2.2 宇宙線観測と空気シャワー

2.1 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、全エネルギー領域でのフラックスの変化は  $10^{30}$  にもなる。フラックスの大きい  $10^{14}\text{eV}$  以下の宇宙線は、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  $10^{14}\text{eV}$  以上の高エネルギー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、直接観測することは難しい。そこで一次宇宙線が大気と相互作用して生成される二次粒子（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。

### 2.2.1 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する。さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行う。この過程が繰り返され、一次宇宙線から大量の二次粒子群が生成される現象を空気シャワーと呼ぶ。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とがある。

高エネルギーガンマ線の場合は、電子対生成により電子と陽電子が作られる。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  $\sigma_{\text{brems}}$  は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

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

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。したがって制動放射による単位厚さあたりのエネルギー損失  $(dE/dX)_{\text{brems}}$  は以下のように表せる。

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.8)$$

$X_0$  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。

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

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。大気では  $X_0$  はおよそ  $38\text{g/cm}^2$  である。一方、電子対生成の断面積  $\sigma_{pp}$  は

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

である。ここで  $u = E/h\nu$ 、 $E$  は生成される電子のエネルギーを表す。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、

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

となる。したが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、ガンマ線が作られる現象が電磁力

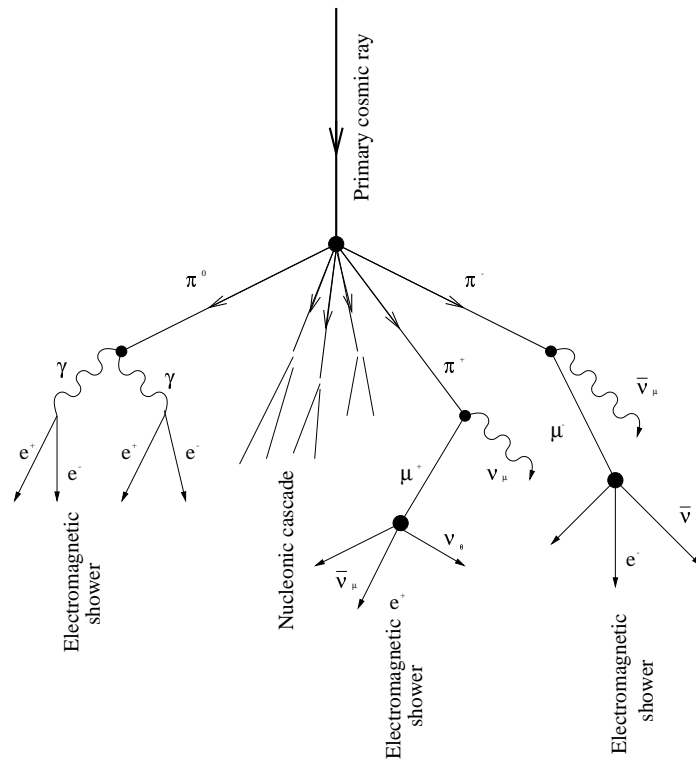


図 2.2: 空気シャワーの模式図

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 74MeV 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、 $\pi$  中間子、K 中間子などのハドロン多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に  $\pi$  中間子となる。そのうち  $\pi^0$  は短い寿命で 2 つのガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 $\pi^\pm$  は  $\tau = 2.6 \times 10^{-8}\text{sec}$  で

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.12)$$

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

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

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

のように崩壊し、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。

## 2.2.2 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し、臨界エネルギー  $E_c$  (空気中では  $E_{m,atm} = 81\text{MeV}$ ) に近づくと大気中の原子、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。

エネルギーが  $E_0$  の 1 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、電子の大気中での輻射長 ( $38\text{g/cm}^2$ ) 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値が増加し、 $N_e$  (全電子、陽電子数) が最大になる発達段階で  $s = 1$  となる。

宇宙線陽子によって生じ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。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[ \frac{X_{\max}}{\lambda} - 1 \right] \left( \frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp \left[ -\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (2.18)$$

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

ここで  $\epsilon$  は空気に対する臨界エネルギーで  $74.0\text{MeV}$ 、 $X_{\max}$  はシャワー最大発達深さ [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $X_1$  は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $\lambda$  は縦方向発達の attenuation length で  $70\text{g/cm}^2$  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 [ $\text{eV}$ ]) 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、さらに核子あ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。

## 2.2.3 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、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.20)$$

$$f(r, s) = C(s) \left( \frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left( \frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.21)$$

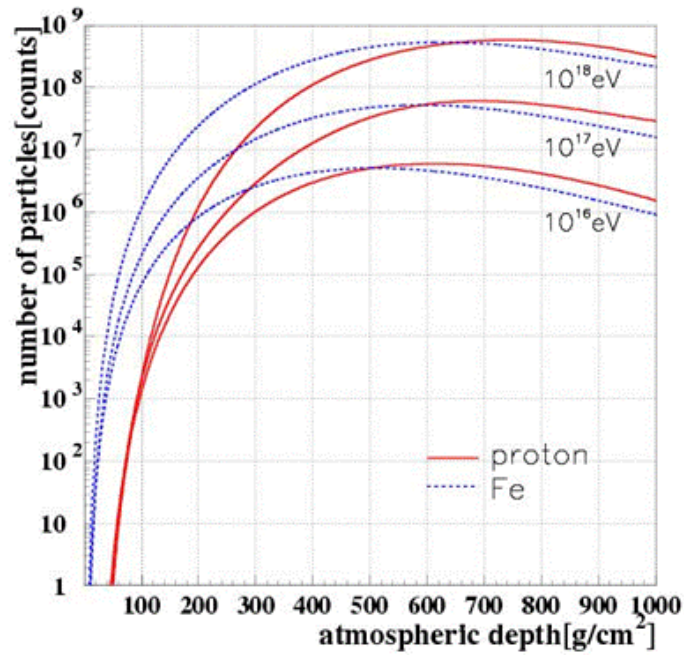


図 2.3: 空気シャワーの縦方向発達

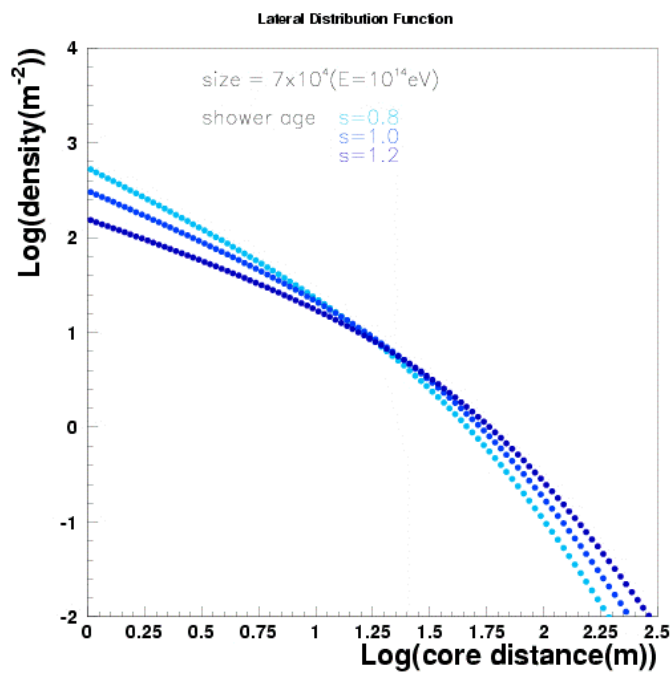


図 2.4: 空気シャワーの横方向分布

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、 $s$  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 2.4 に示した。

#### 2.2.4 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、光学望遠鏡による大気蛍光法の 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、これは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。

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。特にミュ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た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 (シャワーフロント) 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。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。

##### 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で放射される。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時、窒素などの大気分子を励起し、こ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。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一次エネルギーが  $10^{20}$  eV の場合  $2 \times 10^{15}$  個にも達し、その発光継続時間は  $30\mu\text{s}$  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。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測は、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宇宙線の到来方向となる (図 2.5)。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。

1. 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。
2. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と上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 (4.37) 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り、観測されたシャワー発達関数  $N_e(X)$  から以下の式 (2.22) から一次宇宙線のエネルギー  $E$  が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (2.22)$$

ここで、 $X_{\text{rad}}$  は大気中での輻射長で  $38.0\text{g}/\text{cm}^2$ 、 $\epsilon$  は大気に対する臨界エネルギーで  $74\text{MeV}$  である。またシャワーの縦方向発達の様子 (特に  $X_{\text{max}}$ ) 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。

## 2.2.5 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 ( $10^{-3}\text{sec}$  以下) 減衰するものを蛍光と言い、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。ここでは実際に観測を行なう波長領域  $300 \sim 400\text{nm}$  における空気の蛍光の発光過程について述べる。

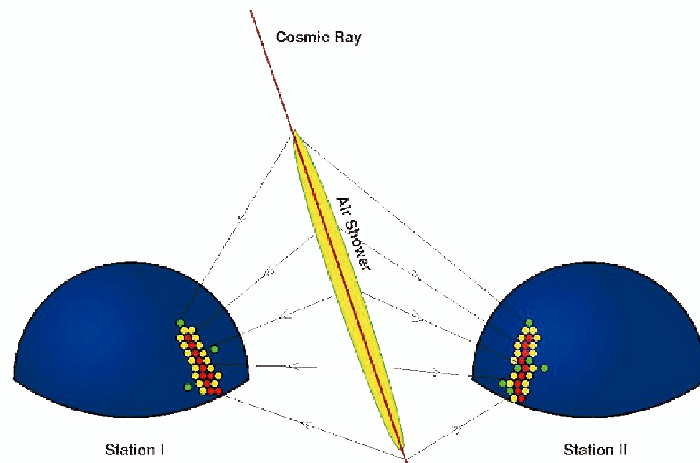


図 2.5: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

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 ( $B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$ )、 $N_2$  second positive (2P) band system ( $C^3\Pi_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g^+$ ) の 2 つである。

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 [4]。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、 $N_2$  の発光効率は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 [5]。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。

### 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  $c/n$  ( $c$  は光速度、 $n$  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

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。



レンコフ光は粒子の進行方向に対して  $\theta$  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  $\theta$  は約  $1.4^\circ$  であり、チェレンコフ光を放射するエネルギーの閾値は電子の場合約 21MeV である。波長  $\lambda$  の光子数は

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

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  $20^\circ$  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  $320S_{10}(\text{vis})$  ( $1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{erg/cm}^2 \text{sec sr } \text{\AA}$ ) 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 の光か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。

## Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で、その散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.25)$$

で与えられる。ここで、 $N$  は微粒子の数、 $\alpha$  は分極率、 $\theta$  は散乱角、 $\lambda$  は波長、 $r$  は散乱体から観測点までの距離である。

Rayleigh 散乱が波長より十分小さな直径の誘電体球による光の散乱であるのに対し、波長に対し無視できない大きさの誘電体球による散乱を Mie 散乱という。主に大気中のダスト、エアロゾル (霧、もや、塵、煙など) によって起こる。

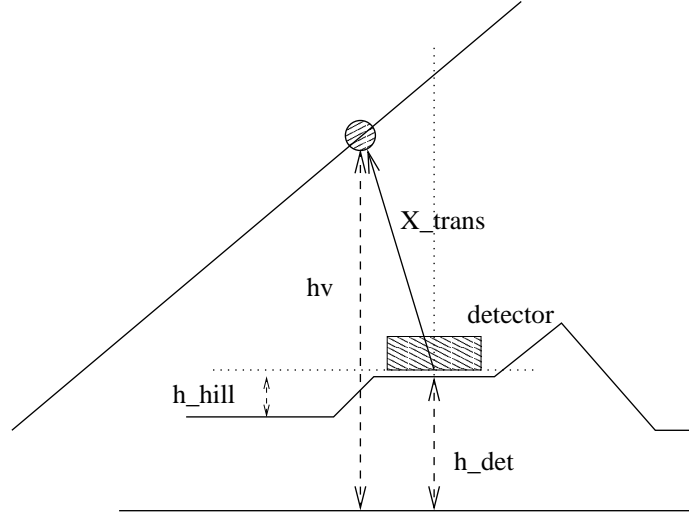


図 2.6: Mie 散乱のパラメータ

それぞれの散乱による大気透過率は近似的に以下の式のように表せる。Rayleigh 散乱の場合は

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[ -\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left( \frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (2.26)$$

となる。ここで  $X_{\text{trans}}$  は光の通過する slant depth [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $X_{\text{Rayleigh}}$  は Rayleigh 散乱の輻射長で  $2974 \text{ g}/\text{cm}^2$ 、 $\lambda$  は光の波長である。Mie 散乱の場合は

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[ \left( e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left( 1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left( h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (2.27)$$

となる。 $h_m$  はエアロゾル分布のスケール高、 $l_m$  は Mie 散乱の平均自由行程、 $R$  は地球半径 [m]、 $h_v^{\text{eff}}$ 、 $h_d^{\text{eff}}$  は下式による。

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (2.28)$$

その他の変数については図 2.6 に示した。

Rayleigh 散乱による大気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、Mie 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補正が必要になる。

## 2.3 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  $10^{20} \text{ eV}$  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 [6]。以後、AGASA [7] や HiRes [8] などのグループにより観測されている。しかしその起源や伝播機構は未だ謎に包まれている。ここ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。

### 2.3.1 GZK cutoff

1963年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, 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 CMBR と相互作用し大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [9]。2.7K の CMBR ( $\sim 10^{-3}\text{eV}$ ) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を超える高エネルギー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  $\pi$  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。

$$\gamma(\sim 150\text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (2.29)$$

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

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  $10^{20}\text{eV}$  以上の宇宙線は、そのソースが地球からおよそ 50eV 以内になければならない。逆にそれより遠方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  $10^{20}\text{eV}$  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。 $2 \times 10^{19}\text{eV}$  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。したが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、そのソースは約 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  $10^{20}\text{eV}$  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ラムを示す [?]。例えば、ソースが宇宙空間に一樣に分布する場合は  $5 \times 10^{19}\text{eV}$  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重要な鍵となっている。

### 2.3.2 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  $2.2\text{km}^2$  のプラスチックシンチレータ 111 台を  $100\text{km}^2$  の領域に約 1km 間隔で設置した空気シャワーアレイで、エネルギーが  $10^{20}\text{eV}$  以上の宇宙線 (super-GZK 事象) を 11 事象観測した。この 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。

第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されていることである。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樣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  $10^{20}\text{eV}$  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  $4\sigma$  の有意度で矛盾している。

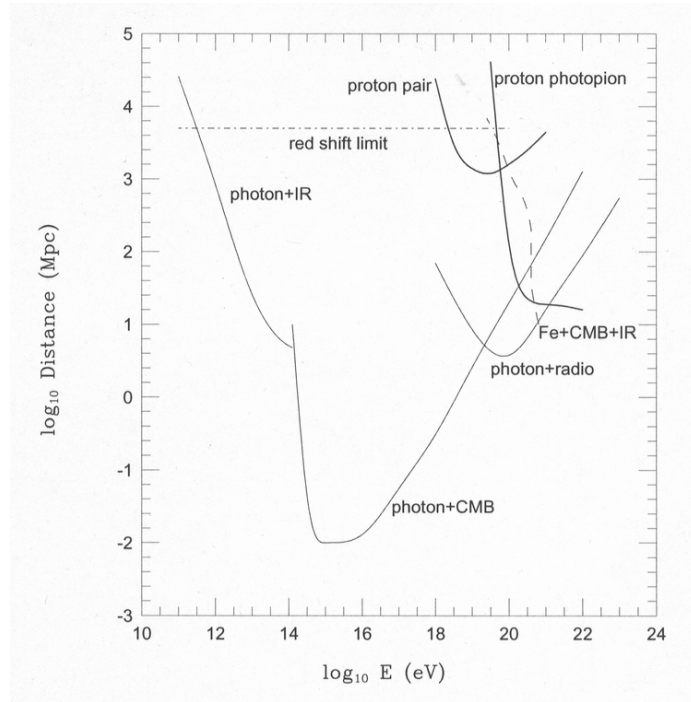


図 2.7: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す

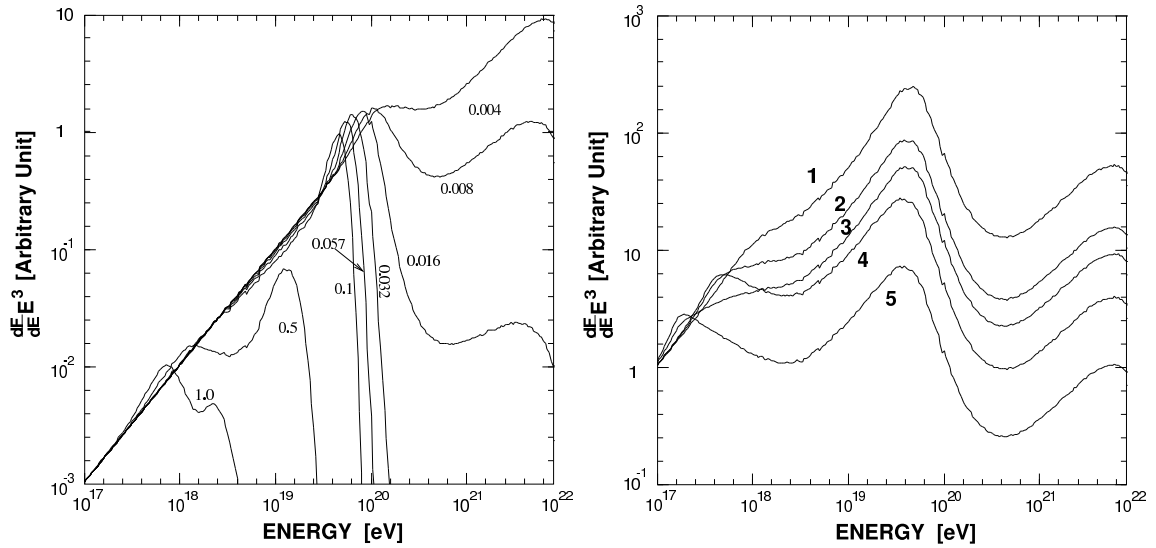


図 2.8: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は 1 つのソースがいくつかの red shift ( $z = 0.004 \sim 1.0$ ) にあると仮定した場合。右はソースが空間分布しているとしてその分布がいくつか異なる evolution model に従うと仮定した場合。

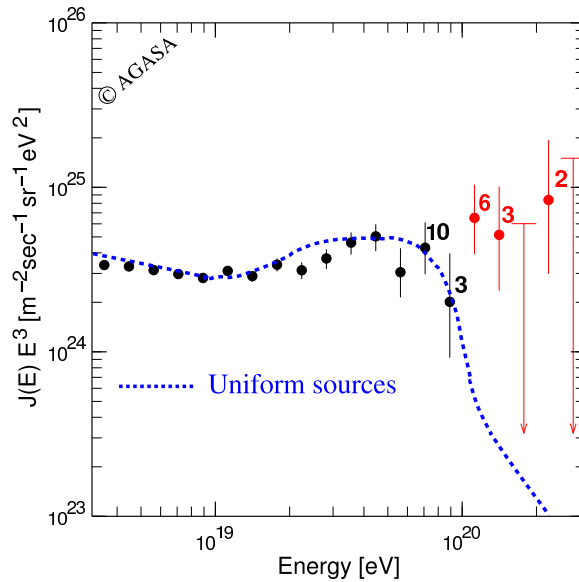


図 2.9: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

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明らかな相関は見つかっていない。しかし  $2.5^\circ$  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  $1.6^\circ$  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。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  $5\sigma$  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。

### 2.3.3 起源モデル

最高エネルギー宇宙線の起源はいくつかの候補が考えられており、それらは大きく bottom-up モデルと top-down モデルの 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。

#### 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 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

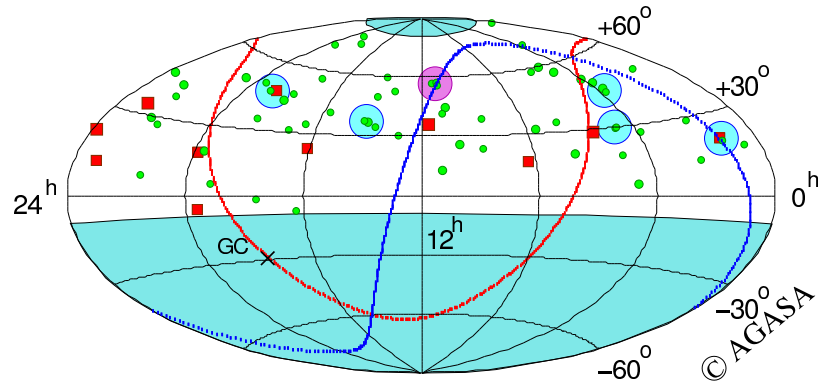


図 2.10: AGASA が観測した  $10^{19.6}\text{eV}$  以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、桃色の丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を示す。

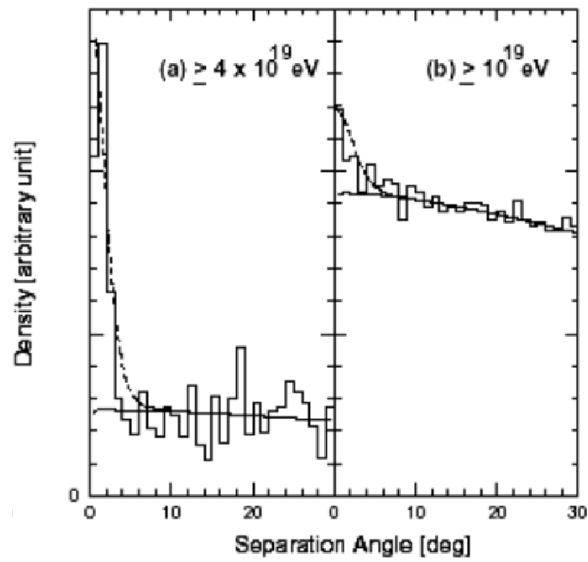


図 2.11:  $10^{19.6}\text{eV}$  以上の 59 事象のうち任意の 2 事象が作る離角の分布

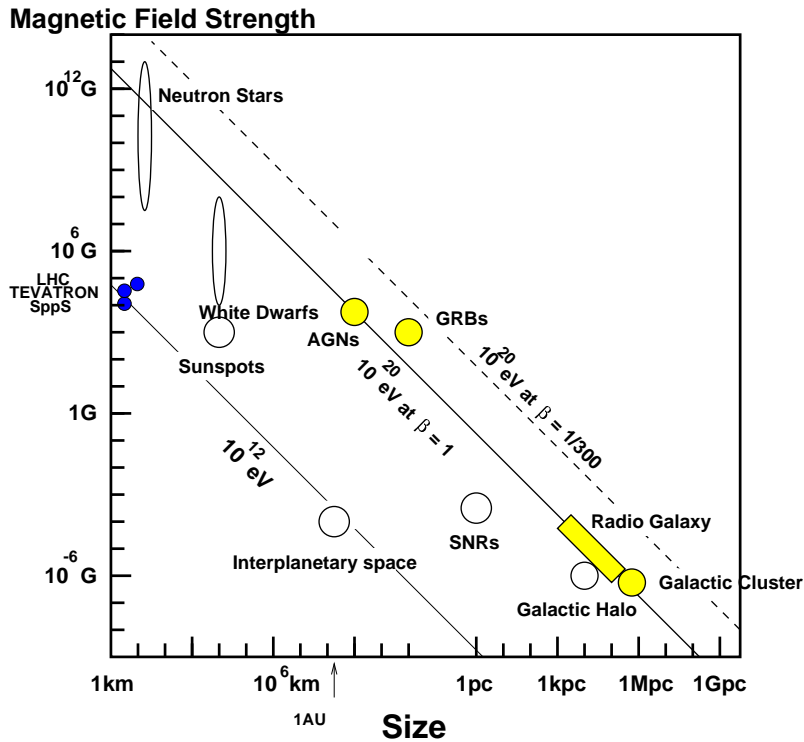


図 2.12:  $10^{20}$ eV を超える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる磁場の強さ、天体の大きさ、最大加速エネルギーの関係

合、磁場による力を受け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ることで加速限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (2.30)$$

となる。ここで  $\gamma$  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 以上まで加速可能な候補天体の大きさと磁場強度、最大加速エネルギーの関係を示した [11]。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の候補から除外されることがわかる。銀河系内の天体では唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補では、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。

以下に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 を超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。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る。ただし、しんくろとろん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じる電場によって起こる。ただし、AGN における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  $10^{19}\text{eV}$  と考えられている。

## 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との衝突によって強い衝撃波が生じており 100kpc 以上にも広がっている。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ためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を閉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。しかし hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN は稀で、地球からの距離も遠く、更に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天体は NGC315 だが、これは 100Mpc と遠すぎる。

## GRB

ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、既知の現象の中で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様に分布していると考えた場合の  $10^{19}\text{eV}$  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が、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向に相関は見つかっていない。

## 銀河団

数  $\mu\text{G}$  オーダーの磁場が 50kpc 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 2.30) を満たしている。しかし  $10^{20}\text{eV}$  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  $20\mu\text{G}$  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ラーモア半径を超える。しかし、 $10^{20}\text{eV}$  以上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に大きな違いがあ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は困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を惹き、素粒子物理の標準的な理論を超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 [12]。

### 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。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 より低エネルギーでは陽子が、高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

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。この反応で生成されるのはほとんどが光子である。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

超高エネルギーで特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている  $\Delta^+$  の共鳴的生成が起らないとするモデルである。これまで、ローレンツ因子  $\gamma$  が  $10^{11}$  を超えるようなエネルギー領域では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 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率されれば、現在の標準的な素粒子と天体の理論を超える新たな物理への糸口となる可能性がある。

## 2.3.4 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。

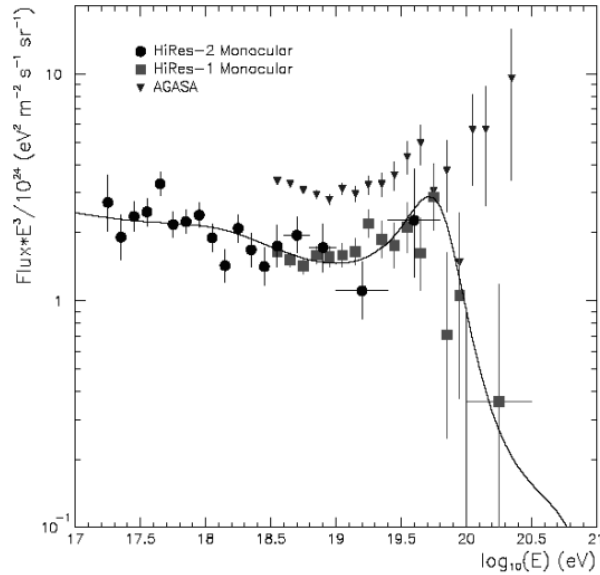


図 2.13: HiRes によるエネルギースペクトル

HiRes は最高エネルギー領域の宇宙線観測グループの一つである。AGASA が地表検出器を用いた観測であるのに対し、HiRes は大気傾向望遠鏡による観測を行い、GZK cutoff の存在を示唆する結果を発表した。HiRes による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 を超える宇宙線は 2 事象であり、スペクトルは GZK cutoff と一致している。

このように AGASA と HiRes は異なった観測結果を示しているが、AGASA, HiRes のエネルギー決定精度はそれぞれ 18%, 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出せていないというのが現状である。また、AGASA と HiRes はそれぞれ異なった手法で空気シャワーを観測しており、この観測装置固有のエネルギー決定の系統誤差がスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘されている。今後こうした問題を解決し、最高エネルギー宇宙線の謎を解明することが望まれている。

## 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  $1\text{km}^2$  の地表に 100 年に 1 度飛来する程度である。AGASA は 111 台のシンチレーション検出器を  $100\text{km}^2$  の地表に配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に  $\sim 5$  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 は感度、装置性能ともに限界に達し、これ以上に起源解明に迫ることはできず、2004 年に観測を終了した。

そこで、最高エネルギー宇宙線の存在の確立と起源解明のため、日米共同の新たな観測計画が立案された。それがテレスコープアレイ (Telescope Array, TA) 実験である。この TA 実験は、AGASA の約 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約 9 倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。

### 3.1 テレスコープアレイ実験の目標

TA 実験では、第 2 章で述べた最高エネルギー宇宙線観測の現在までの問題点を踏まえて、以下の目標を掲げている。

- 従来の最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、 $10^{20}\text{eV}$  を超える super-GZK 宇宙線の存在を確立する。TA 実験では、観測イベントの約 10% は大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器によるハイブリッド観測になるので、両検出器相互の補正によりエネルギースケールの系統誤差を 10% 以下に抑える。
- 最高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。宇宙線望遠鏡全体では、AGASA に対して約 12 倍の有効検出面積を有するので、これにより統計量を増やし、同時に一次宇宙線の到来方向を  $1.0^\circ$  以下の精度で決めることを目指す。
- 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する。最高エネルギー宇宙線は起源モデルごとに一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が予言されており、組成判別が起源解明の大きな鍵となる。

### 3.2 テレスコープアレイ実験の装置

観測装置は、大気が乾燥して透明度が高く大気蛍光法による観測に適した米国ユタ州ミラード郡、平均標高 1400 m (大気深さ  $860\text{ g/cm}^2$ ) の西部砂漠地帯に設置する。大気蛍光観測用の望遠鏡ステーションは、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 ~ 200 m 高くなった小丘の頂上や中腹に配置する。また、望遠鏡ステーションは約 40 km の間

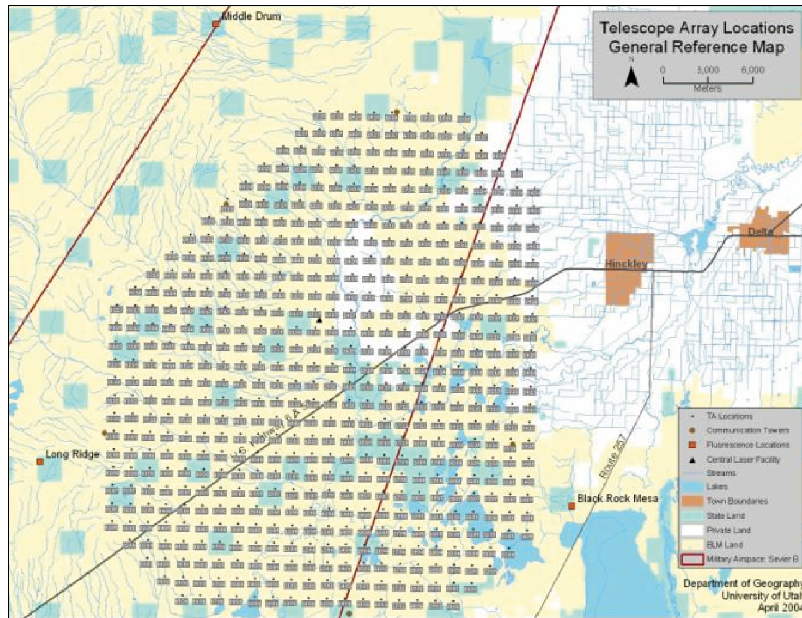


図 3.1: TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 台の大気蛍光望遠鏡ステーションが設置されている。

隔で 3 ヶ所 (Black Rock Mesa、Long Ridge、Middle Drum) に設けられ、それぞれが中心領域方向を中心とした、方位角  $120^\circ$  の範囲に到来する空気シャワーを 2 ヶ所以上のステーションでステレオ観測する。一方、地表検出器アレイは荷電粒子を検出するプラスチックシンチレーション検出器が 576 台、1.2km 間隔で碁盤の目状に設置される。これによりアレイの検出面積は約  $800\text{km}^2$  となる。アレイの配置図を図 3.1 に示す。

### 3.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡は空気シャワーによるシンチレーション光を球面鏡で集光し、それを PMT カメラで撮像して観測を行う装置である。3 ヶ所に設置された望遠鏡ステーションは、それぞれ口径 3m の球面鏡を持つ 12 基の望遠鏡を装備しており、方位角  $120^\circ$  を観測する (図 3.2)。観測を行わないときは全て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。また、ステーション内にはデータを収集するコントロールルームと居住区が設けられる。ステーション内の電源供給用の発電機は大小 2 つが設置されており、大気蛍光の観測時間内、観測時間外で切替えることが可能である。

#### 3.3.1 光学系

望遠鏡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。望遠鏡 1 基の視野は、方位角が  $18^\circ$ 、仰角が  $15.5^\circ$  である。この望遠鏡を二段に重ねることによって、仰角は上段の望遠鏡が  $3^\circ \sim 18.5^\circ$ 、下段が  $18.5^\circ \sim 34^\circ$  となり、全体では  $3^\circ \sim 34^\circ$  をカバーする (図 3.4)。各ステーションには、合計 12 基の望遠



図 3.2: FD ステーションの概観 (左) とステーション内の望遠鏡 (右)

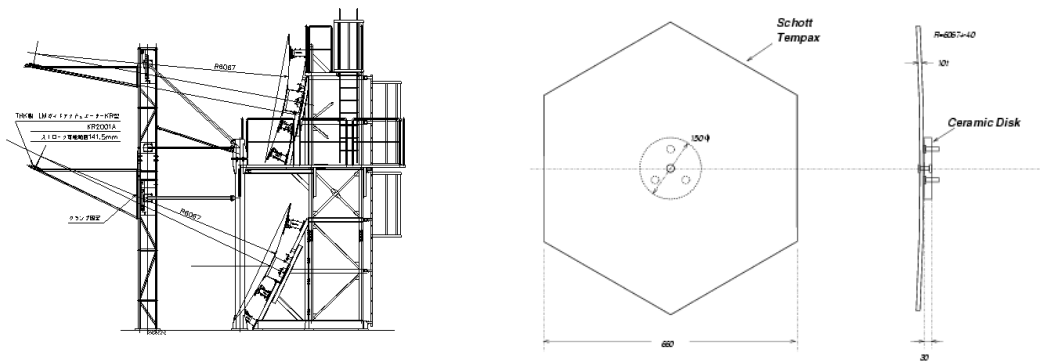


図 3.3: FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)

鏡が扇形に配置され、方位角は全体で  $120^\circ$  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 の大きさ (六角形の幅 61mm) に比べ十分小さい。

望遠鏡に使われる球面鏡は、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 (図 3.3)。セグメントミラーの取付角度は、2 方向に調節可能である。また、合成球面鏡の中心に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 (Xenon flasher) が取り付けられている。セグメントミラーのデザインは対辺間隔が 660mm の六角形で厚みは 11mm、曲率半径は  $6067 \pm 40$ mm である。素材は Tempax glass を使用し、表面は劣化に強い Anodization という方法で  $\text{Al}_2\text{O}_3$  コーティングされている。反射率は、波長域 330nm ~ 450nm で 80% 以上である。

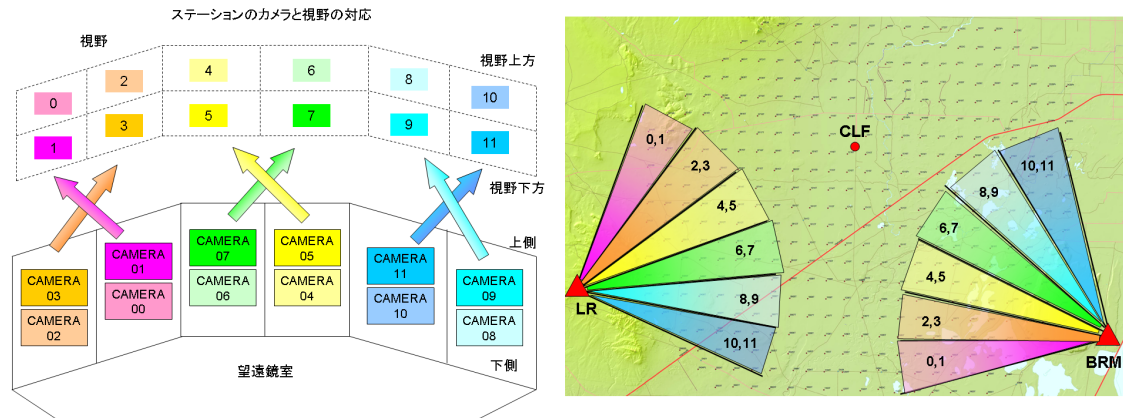


図 3.4: ステーション内から見たカメラと対応する視野の関係 (左) と BRM・LR 両ステーションのカメラの視野方向の概略図 (右)。カメラ番号偶数のカメラが視野仰角上方、奇数のカメラが視野仰角下方に対応する

### 3.3.2 PMT カメラ

PMT (光電子増倍管) カメラは、 $16 \times 16$  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 3.5)。PMT 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箱に密閉している。PMT は浜松ホトニクス社の R9508 を用い、1 本で約  $1^\circ \times 1^\circ$  の視野を持ち、これが撮像の分解能となる。PMT 後部に取り付けられたプリアンプにより増幅された信号は、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ収集系に送られる。また、観測するシンチレーション光の波長域は主に  $300\text{nm} \sim 400\text{nm}$  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 が取り付けられている。さらに、PMT カメラの箱の窓として、 $300\text{nm}$  以降の波長域に対して透過率が 90% 以上あるパラグラスを用いている。

### 3.3.3 データ収集システム

データ収集システムの概略図を図 3.6 に示す。PMT 出力からの信号はプリアンプで増幅され、カメラ内部に設けられたパッチパネルを経由して Signal Digitizer and Finder module (SDF) に送られる。PMT 印加電圧は LAN によって制御され、PMT でのゲインが  $8 \times 10^4$  となるように設定される。プリアンプでのゲインは 5 倍であり、PMT を含めたトータルでのゲインが  $4 \times 10^6$  となるように設計されている。トリガーシステムには、SDF、Track Finder module (TF)、Central Trigger Distributor module (CTD) の 3 種類のモジュールが使用される。

SDF メインアンプ出力信号を 12bit、40MHz サンプリングの Flash ADC によってデジタル化する。40MHz でサンプリングされたデータは 100ns 毎に積分し、1 フレーム ( $12.8\mu\text{s}$ ) 毎に記録する。フレーム毎に S/N が計算され、大気蛍光による信号の有無を判断し (ファーストレベルトリガーモジュール)、その結果を TF へ出力する。



図 3.5: PMT カメラ (左) と BG3 を取りつけた PMT (右)

**TF** 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、大気蛍光トラック判定を行い (セカンドレベルトリガーモジュール)、その結果を CTD へ出力する。

**CTD** 同一ステーション内の TF からのセカンドレベルトリガーを集め、データ取得の最終判断を行う (ファイナルトリガーモジュール)。カメラ間にまたがるトラックの判定、全エレクトロニクスに共通のクロックの供給、初期化信号の送出手などはたらきも担う。また、GPS によるイベント発生絶対時刻の記録を行う。

### 3.3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による空気シャワー観測での一次宇宙線エネルギー推定においては、FD の感度較正や大気状態のモニターが重要となる。感度較正については PMT の信号から入射光子の個数を算出しなければならないため、PMT ゲインが常に精度良く求められていなければならない。また、大気をシンチレーターとして観測が行われるため大気の状態を良く把握しておく必要がある。そこで以下のような PMT ゲインのキャリブレーションや大気状態のモニター方法が考えられている。

#### PMT ゲインの較正

**CRAYS** 絶対一様光源 (Calibration using RAYleigh Scattering, CRAYS) を用いて基準 PMT の較正を行う。N<sub>2</sub> レーザー (337.1nm) の Rayleigh 散乱光を光源として用いる。レーザーの出力と Rayleigh 散乱断面積から PMT 入射光子数を計算し、基準 PMT の QE × CE (量子効率、収集効率) を求めることができる。基準 PMT は 1 カメラに 3 本取り付けられる。

**YAP** 基準 PMT 光電面の中心に取り付け、観測中の絶対光量モニターに用いる。YAP は YAIO<sub>3</sub> : Ce + <sup>241</sup>Am α 線源をシンチレータに入射させて光源とする。ピーク波長は 370nm で、PMT 光電面で発生する光電子数は約 1000 個である。

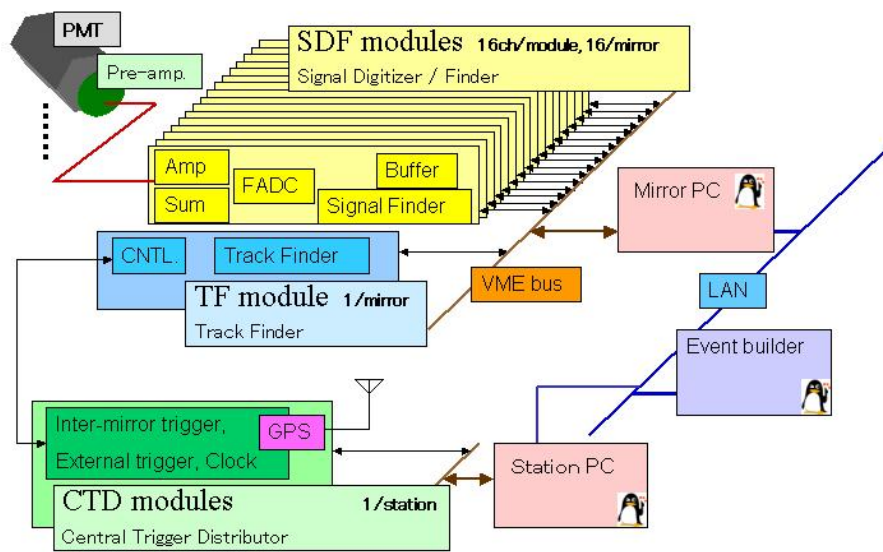
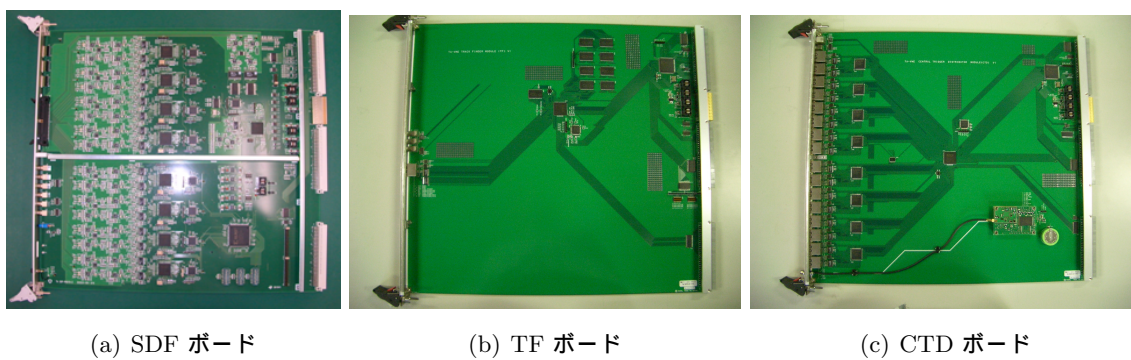


図 3.6: FD エレクトロニクスの概略図



(a) SDF ボード

(b) TF ボード

(c) CTD ボード

図 3.7: FD のトリガーモジュール

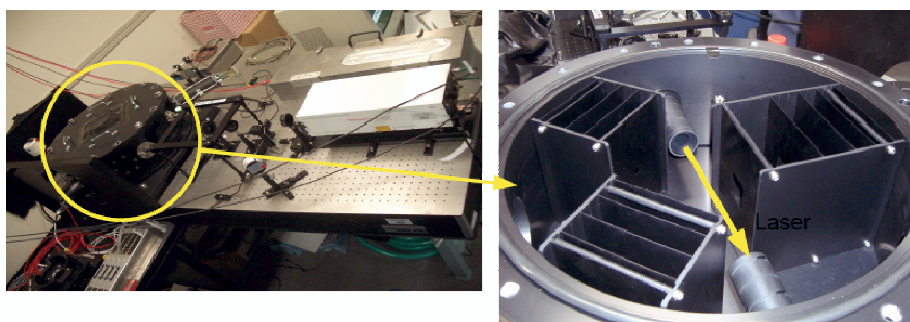


図 3.8: CRAYS



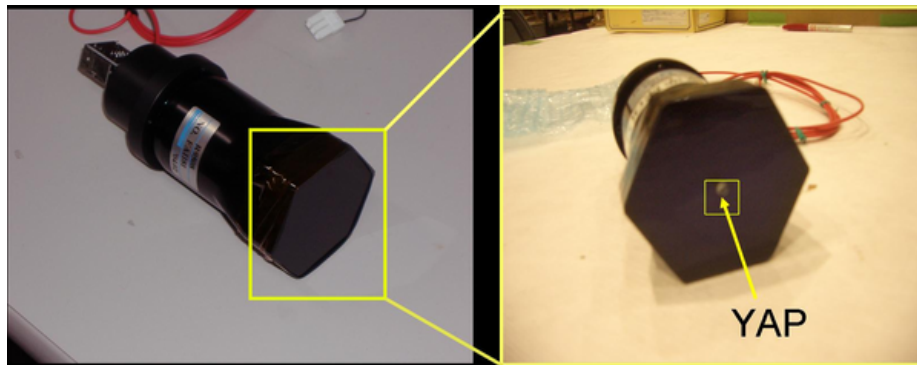


図 3.9: YAP

Xe flasher FD の合成鏡中心部に取り付けられ、PMT のゲイン調整およびモニターを行う。Xenon 光源を用いてカメラ面全体を照射し、PMT 印加電圧を調整して基準 PMT と他の PMT の出力を等しくする。この調整により PMT 管面上でのゲインの積分値がカメラ内の PMT で揃う。

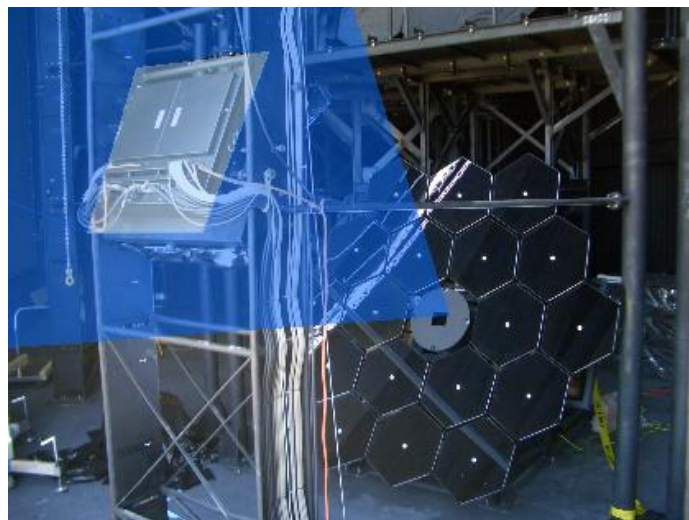


図 3.10: Xe flasher の照射イメージ

XY-scanner PMT に同一量の光が入射する場合、光電面入射位置の違いにより、一般にその出力値は異なる。そこで、UVLED 光源をカメラ面上で走査させ、カメラの出力 2 次元不均一性を測定する。この測定により、PMT 管面上でのゲインの位置依存性が求まる。

#### 大気状態のモニター

LIDAR 空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に、大気中の微粒子によって散乱・吸収され減衰する。これを大気透明度の測定により補正する。大気透

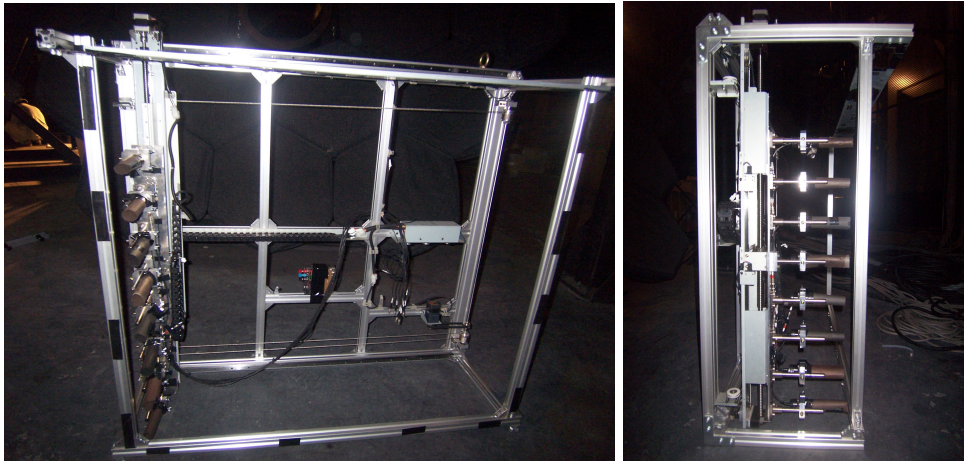


図 3.11: XY-scanner

明度の測定は、LIDAR (Light Detection And Ranging) 法により行われる。LIDAR 法とは紫外パルスレーザー (YAG 355nm) を大気を発射し、大気中における後方散乱光の強度を観測することによって大気の状態を測定する方法である。LIDAR システムはステーションから 100m 離れた LIDAR ドーム内に設置される。パルスレーザーは射出方向を自由に変更でき、空気シャワーが観測された直後にシャワー方向の大気透明度を測定することができる。



図 3.12: LIDAR ドーム。中にある望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている

**CLF** Central Laser Facility (CLF) は 3 つのステーションから等距離 (~ 20km) に位置し、大気透明度の測定に用いられる。CLF は紫外パルスレーザー (YAG 355nm) を垂直上方に射出し、上空での側方散乱光を標準光源として 3 カ所の FD ステーションで観測し、大気透明度を測定する。

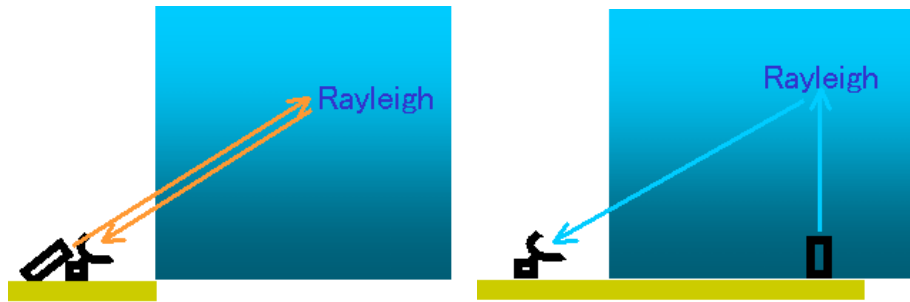


図 3.13: 後方散乱を利用する LIDAR (左) と 側方散乱を利用する CLF (右)

### エネルギーの較正

LINAC 移動式の線形加速器 (LINear ACcelerator, LINAC) を用いて FD のエネルギー決定キャリブレーションを行う。FD ステーションから 100m 離れた地点から垂直上方に電子ビーム (最大 40MeV) を射出し、生じた大気蛍光を FD が観測することでエネルギー較正が可能となる。

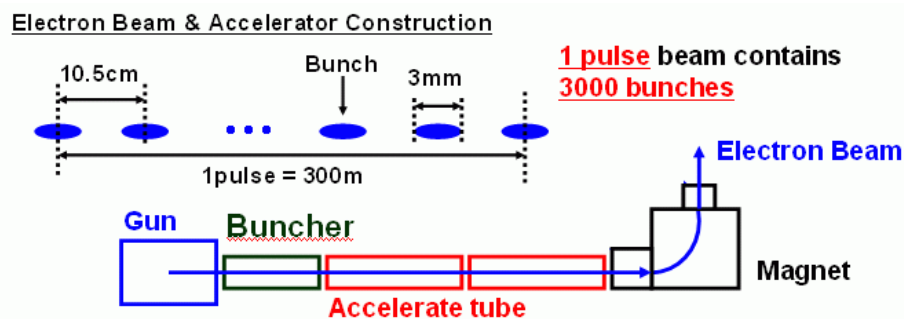


図 3.14: LINAC の概略図

### 3.3.5 地表粒子検出器

地表粒子検出器としては、面積  $3\text{m}^2$  のプラスチックシンチレータを使用し、これを 1.2km 間隔で合計 576 台設置する (図 3.15)。検出器 1 台は、 $100\text{cm} \times 150\text{cm} \times 1\text{cm}$  のプラスチックシンチレータを 2 層に重ねたものが 2 つ並べられて容器 ( $210\text{cm} \times 170\text{cm} \times 8\text{cm}$ ) に入れている。それぞれのプラスチックシンチレータには直径 1mm、2cm 間隔で溝が掘られており、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれる。シンチレータからの青色光は、この WLSF で緑色光に変換されて容器的中央に置かれた PMT (Electronbubes 9124SA) で検出される。PMT からの信号波形はアンプを介して 12bit、52MHz サンプリングの FADC (Flush Analog-Digital Converter) で AD 変換され、記録される。時間情報は GPS により取得される。各地表検出器は SD 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。電力源としてはソーラーパネル (120W) が用いられる。



図 3.15: シンチレーション検出器

### 3.4 ハイブリッド観測

TA 実験では、大気蛍光望遠鏡による観測と、地表粒子検出器による観測を同時に行う (図 3.16)。地表検出器アレイでは、観測した粒子数と到来時間の測定結果と、空気シャワーのシミュレーション計算との比較により、一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。大気蛍光望遠鏡では、大気中でシャワー中心が作る軌跡を撮像し、軌跡の輝度 (光量) から大気中における空気シャワーの全エネルギー損失と到来方向を測定する。大気蛍光法と地表粒子検出器は測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な視点で測定する。すなわち、大気蛍光は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失を、シャワー縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表粒子検出器は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数 100m ~ 数 km の範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。各々の方法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できるが、地表検出器による測定では、エネルギー決定にモンテカルロシミュレーションを介するため系統誤差が大きい。一方、大気蛍光法では、大気の発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、光電子増倍管の量子効率などの較正を行う必要があり、エネルギーの系統誤差を見積もるのは容易ではない。以上の問題を克服するためにも相互の情報を使い、より高精度なエネルギー決定を行うという点で、ハイブリッド観測は重要な意味を持っている。

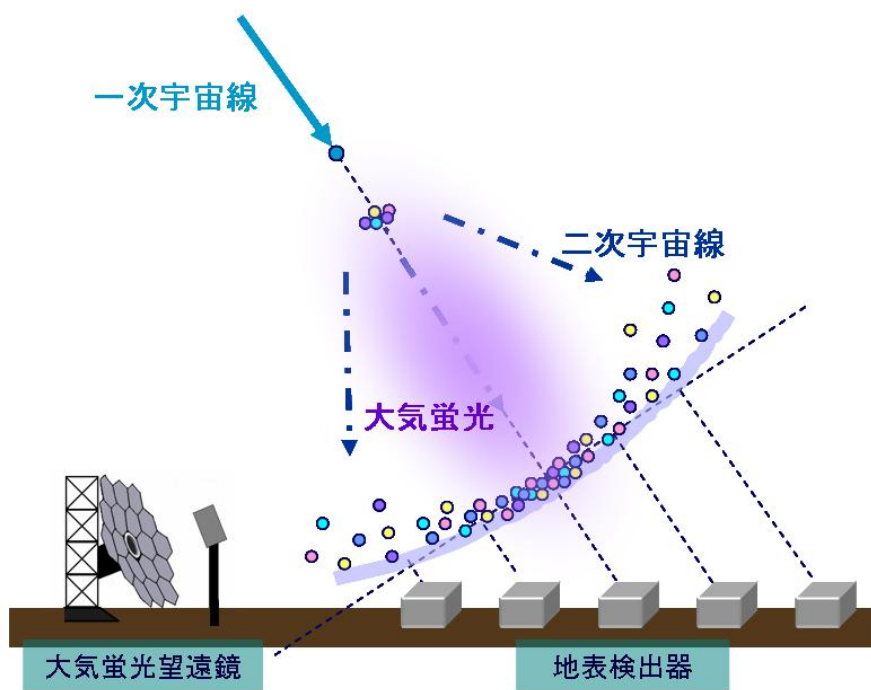


図 3.16: ハイブリッド観測の概念図

## 第4章 再構成ソフトウェアの開発

FD による空気シャワーの観測で得られる情報は、大気蛍光光子が各 PMT に入射したことによる光電子数とその到達時刻である。これらから実際の空気シャワーの発達および一次宇宙線の情報を導出する必要がある。本研究では FD の観測データを用いて空気シャワーの再構成を行うソフトウェアを開発した。この章ではその詳細について述べる。

### 4.1 ソフトウェア概要

再構成ソフトウェアは、町田らによって開発されたシミュレーションソフトウェア [17] と共通の仕様でこれと統合的に動作する。検出器の詳細な構造や位置、検出効率などシミュレータと同一のものを利用でき、正確な再構成が可能である。

開発したソフトウェアにおいて、再構成は大きく次の 3 つのプロセスに分けられる。

1. Pre-analysis (事前解析)
2. Geometrical Reconstruction (ジオメトリ再構成)
3. Longitudinal Reconstruction (縦方向発達再構成)

Pre-analysis では観測データを再構成で使用できるように各 PMT のトリガー情報や波形を前もって解析する。それをもとに Geometrical Reconstruction で空気シャワーの位置や傾きなどを決定し、その後 Longitudinal Reconstruction で空気シャワーのプロファイルおよび一次宇宙線のエネルギーを決定する。再構成の流れを図 4.1 に示した。各プロセスの詳細は以下の節で述べる。

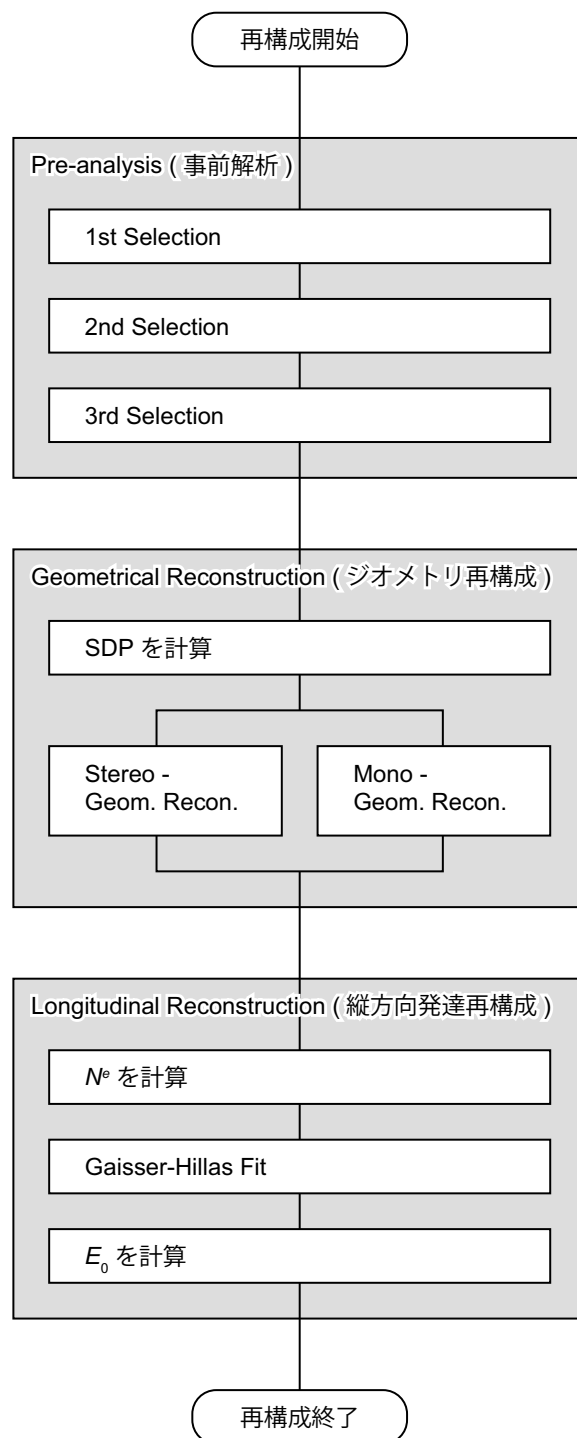


図 4.1: 再構成の流れ。再構成は Pre-analysis、Geometrical Reconstruction、Longitudinal Reconstruction の 3 つのプロセスを順に行う

## 4.2 Pre-analysis

実際の観測では、1 FD ステーションあたり  $256 \times 12$  本の PMT からデータが得られる。まずこれらの解析により空気シャワーによる大気蛍光の入射の有無の判定し、以後の再構成に用いるデータを選別する。また再構成に必要な光電子数や光子の到達時刻の見積りも行う。

### 4.2.1 1st Selection

第一に各 PMT で得られた波形を個々に解析し、大気蛍光信号の有無を判定する。図 4.2 に PMT で得られる波形の例を挙げる。FD には夜天光による光子が常に入射しているが、空気シャワーによる大気蛍光が入射すると短い時間 (約  $1 \sim 10 \mu\text{s}$ ) だけ光量が増加する。この波形について実際の SDF モジュールと同様の移動平均により S/N を計算し、スレッシュホールド値を超えた波形のみを選択する。S/N は以下の計算による。まず波形の移動平均を次式から計算する。

$$b(t) = \int_0^{N\Delta t} a(t - \tau) d\tau / N\Delta t = \sum_{k=0}^{N-1} a(t - k\Delta t) / N \quad (4.1)$$

$a(t)$  は時刻  $t$  における波形出力積分値である。移動平均を計算する時間幅は  $1.6 \mu\text{s}$ 、 $3.2 \mu\text{s}$ 、 $6.4 \mu\text{s}$ 、 $12.8 \mu\text{s}$  の 4 種類であり、 $\Delta t = 100 \text{ns}$ 、 $N = 12, 32, 64, 128$  である。この値を波形の分散  $V(a)$  で規格化し S/N を求める。

$$S/N = \sqrt{\frac{N(b(t) - E(a))^2}{V(a)}} \quad (4.2)$$

ここで  $E(a)$  は波形の平均である。こうして求められる S/N の分布を図 4.3 に挙げる。S/N は、その値が最大になる移動平均の時間幅で計算されるので 1 を中心とした分布にはならず、大きい値にシフトしている。しかし、空気シャワーによる信号を含まないと考えられる波形の S/N は、ほぼ 5 ~ 6 以下に分布しており、これより S/N が 6 を超えた波形を選択すれば空気シャワーによる信号を含んでいる可能性が高いと言える。

ただし、この S/N 値による判別では信号の形を見ることができないため、空気シャワーによる信号以外も選択してしまうことがある。具体的には、大きなバックグラウンドノイズや飛行機などによる一時的な光量の増加、ミュオンが直接 PMT の管面を通過したことによる波形などである。こうした波形は、空気シャワーによる信号の形とは異なった形状のものが多い。そこで波形をある関数でフィッティングし、その特徴から選別することを行う。

### Waveform Fit

図 4.2 に見られるように、波形は一般に立上がりと立下がり非対称となる。これはシャワーのジオメトリおよび FD の特性によって決定され、あらかじめ正確な形を PMT ごとに予測するのは難しい。そこで近似的に非対称ガウシアン

$$f(t) = \begin{cases} A \exp\left[-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma_1^2}\right] + B & (t < \mu) \\ A \exp\left[-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma_2^2}\right] + B & (t \geq \mu) \end{cases} \quad (4.3)$$



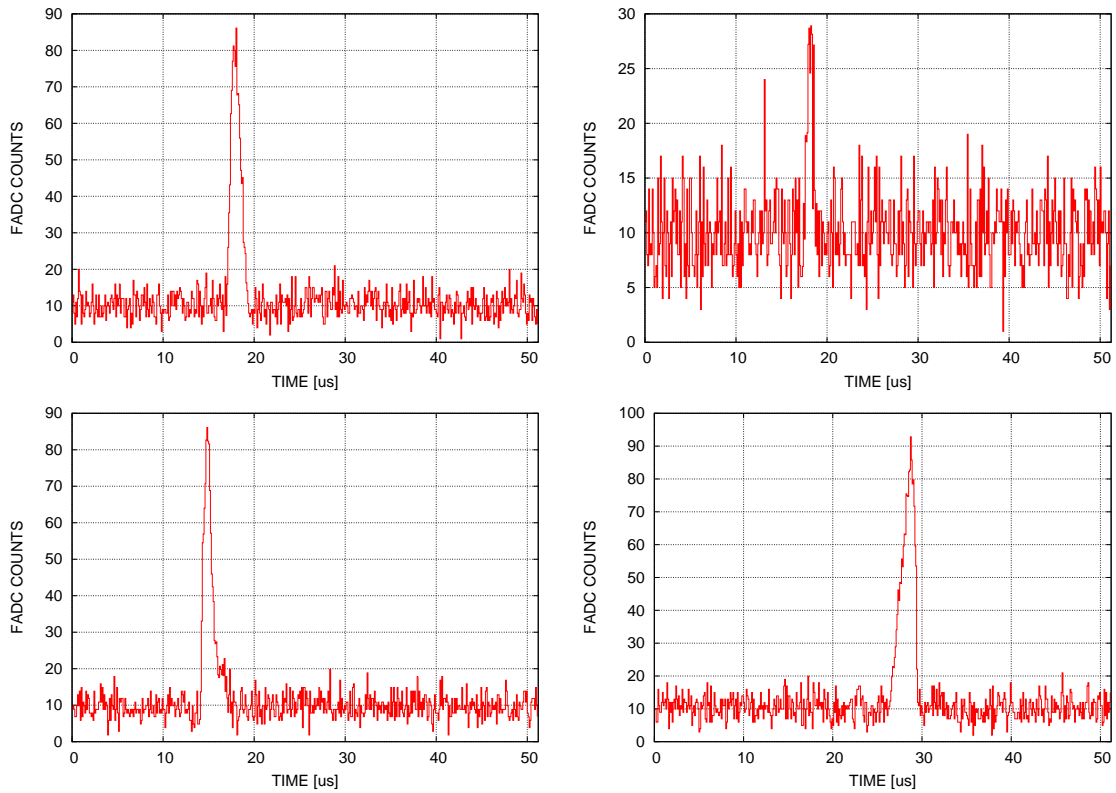


図 4.2: シミュレーションによる波形。様々な信号波形が得られるが、空気シャワーによる信号波形は一般に立上りと立ち下がりが非対称である

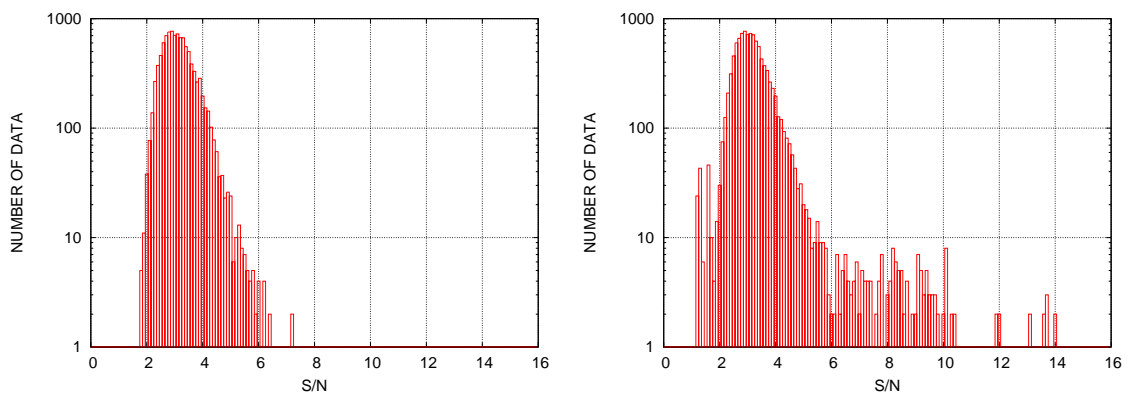


図 4.3: 観測で得られる波形の S/N の分布。空気シャワーによる信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右)

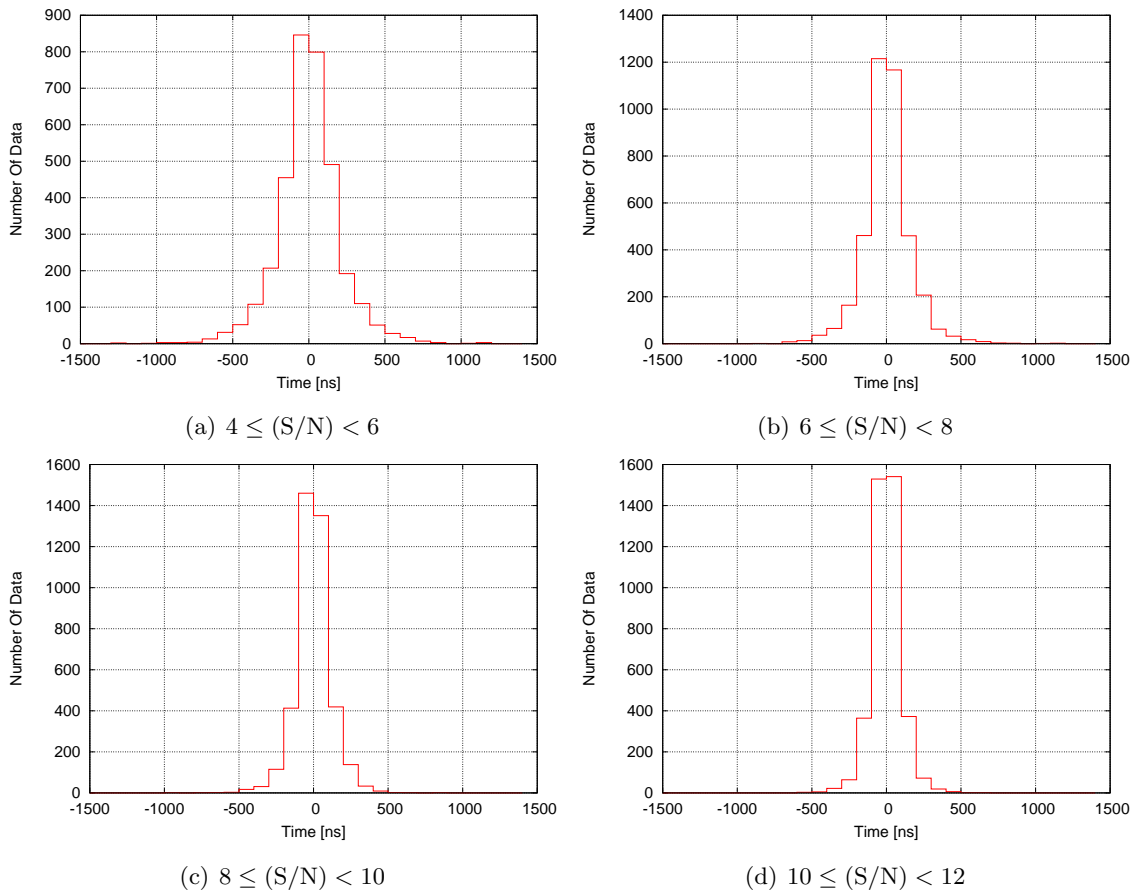


図 4.4:  $S/N$  ごとの光子入射時刻  $\mu$  の決定精度

によってフィッティングする。この関数は幅の異なるガウシアンを中央で接続したものである。これにより信号のタイミング  $\mu$  および幅  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$  を得ることができ、これらのパラメータから信号の形をおよそ特徴づけられる。

また、求めた  $\mu$  は、大気蛍光光子の入射時刻の代表値として、後の再構成でも用いる値である。よってこの決定精度が再構成の精度に大きく影響する。ここで  $\mu$  の決定精度について見ておく。シミュレーションした信号波形をランダムノイズ中に埋め込み、上記のフィッティングにより求めた  $\mu$  と、信号の真のピーク時刻とを比較した。結果を図 4.4 に挙げる。再構成では、 $S/N \geq 6$  の波形のみ時刻情報を用いるので、およそ 200ns の精度で決まると言える。

フィッティングで得られたパラメータから波形のおよその特徴がわかる。そこで空気シャワーによる信号の特徴から大きく離れた波形を除外する。除外する条件は、

- i 幅が極端に小さいか大きい ( $\sigma < 0.1\mu\text{s}$  または  $\sigma > 25.6\mu\text{s}$ )
- ii  $\mu$  がタイムウィンドウから外れている ( $\mu < 0\mu\text{s}$  または  $\mu > 51.2\mu\text{s}$ )

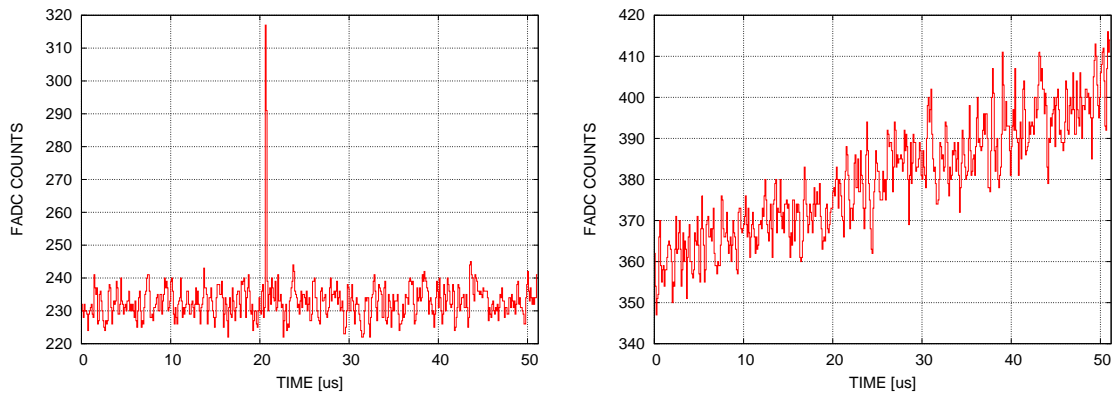


図 4.5: ミューオンによるものと考えられる波形 (左) と飛行機による波形 (右)

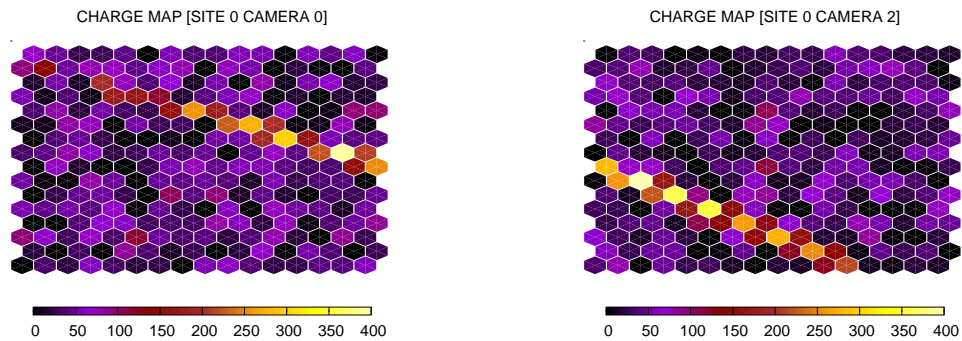


図 4.6: 空気シャワーによるイベントのチャージマップ。六角形はカメラ上に並んだ  $16 \times 16$  本の PMT であり、その色の違いから各 PMT に入射した相対光量がわかる。空気シャワーイベントの場合は図のように光量の大きい PMT が直線的に並ぶ

である。空気シャワーによる信号の幅は約  $1 \sim 10 \mu\text{s}$  である。これより幅が極端に小さいものは高周波のノイズあるいはミューオン、逆に極端に大きいものは飛行機などによる長期的な光量の増加と考えられる (図 4.5) ので除く。また、ウィンドウから切れてしまっているような信号に関しては、時刻を正確に見積もれていない可能性が高いのでこれも除く。

#### 4.2.2 2nd Selection

1st Selection によってほとんどのノイズデータを除外できるが、それでもまだ大きなバックグラウンドノイズを信号として選択してしまうことがあり、上記の波形解析による選別のみでは不十分である。そこで別の方法による選別が加えて必要になる。空気シャワーを観測した場合、光子の入射した PMT は図 4.6 のように線状に分布し、このシャワートラックを選別に利用することができる。ここではシャワートラックを直線と考えハフ変換により検出する。

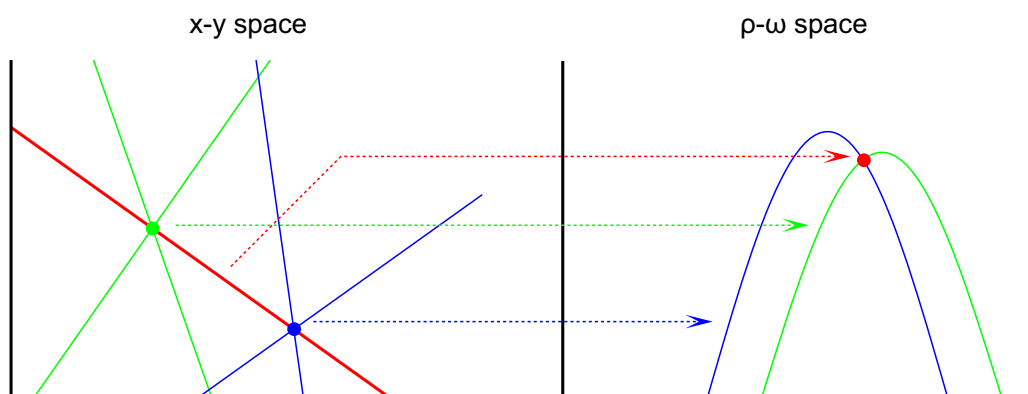


図 4.7: ハフ変換の概念図。  $x - y$  空間の 1 点を通る直線群は  $\rho - \omega$  空間の 1 曲線として表されるので、  $x - y$  空間の複数の点を通る直線は、 それぞれの点に対応する曲線の交点としてパラメタライズされる

### Hough Transform

ハフ変換は画像処理における線抽出法の一つで、ノイズに強いという特徴がある。ハフ変換による直線検出の原理は以下である。

まず  $x - y$  空間における直線は次のように書ける。

$$\rho = x \cos \omega + y \sin \omega \quad (4.4)$$

$\rho, \omega$  は、それぞれ原点から直線へ降ろした垂線の長さと同角である。1 組のパラメータ  $(\rho, \omega)$  が決まると 1 つの直線が決まる。つまり  $x - y$  空間の直線を  $\rho - \omega$  空間の 1 点と対応づける。この  $\rho - \omega$  空間をハフ空間と言い、こうしたパラメタライズをハフ変換と言う。ところで  $x - y$  空間の 1 点  $(x_i, y_i)$  を通る直線群は

$$\rho = x_i \cos \omega + y_i \sin \omega \quad (4.5)$$

を満たす  $\rho - \omega$  空間の曲線として表される (図 4.7)。よって  $x - y$  空間の複数の点を通る直線は、それらの点に対応する複数の  $\rho - \omega$  曲線の交点として与えられる。そこで  $x - y$  空間上の全ての特徴点について  $\rho - \omega$  曲線を描き、多くの曲線が通過する点  $(\rho, \omega)$  を求めれば、それが求めたい直線のパラメータである。

実装の上では、ステーション毎に直線の検出を行う。仮想的に方位角  $\phi$  と天頂角  $\theta$  の直交座標系を考え、そこに各 PMT の視野方向 (4.3 節参照) を射影する。射影された視野方向のうち、1st Selection で選択された PMT の視野方向をこの系の特徴点としてハフ変換し、直線を求める (図 4.8)。ただし、求める直線が厳密に 3 つ以上の特徴点を通過することはまずないため、ハフ空間における交点の分布を考え、交点の集中している領域において重心を求め、それを直線のパラメータとする。

空気シャワーによる大気蛍光量はシャワー中の電子数と相関がある。電子数は NKG 関数で表されるように、シャワー軸付近で最も多く、軸から遠くなるにしたがって減少するので、

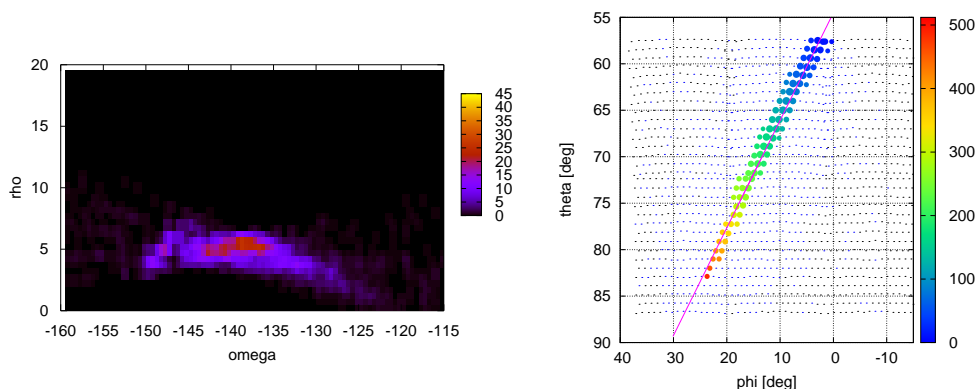


図 4.8: ハーフ空間上での交点の分布 (左) とハーフ変換により検出したシャワートラック (右)。右図の点は PMT の視野方向であり、その大きさは光電子数、色は光子入射時刻を表す。実線が検出された直線である

シャワー軸から離れたところに視野のある PMT には大気蛍光が入射していないと考えるのが自然である。ハーフ変換で検出したシャワートラック直線は近似的にシャワー軸とみなせるので、この直線と各 PMT の視野方向との離角を求め、その角度が大きいものはノイズデータであるとして除外する。ここでの離角は、上記の  $\phi - \theta$  座標系において視野方向をシャワートラック直線に垂直に射影し、もとの視野方向と射影された方向の離角として定義する。射影方向  $(\phi_i^{\text{proj}}, \theta_i^{\text{proj}})$  は、PMT の視野方向を  $(\phi_i, \theta_i)$ 、直線のパラメータを  $(\rho, \omega)$ 、その座標原点の方向を  $(\phi_o, \theta_o)$  とすると

$$\begin{pmatrix} \phi_i^{\text{proj}} \\ \theta_i^{\text{proj}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_o \\ \theta_o \end{pmatrix} + \frac{(\rho \cos \omega) \phi_i + (\rho \sin \omega) \theta_i}{\rho^2 - 1} \begin{pmatrix} \phi_i \\ \theta_i \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

と表されるので、離角  $\beta_i$  は下のよう求められる。

$$\beta_i = \cos^{-1} \left( \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{n}_i^{\text{proj}} \right) \quad (4.7)$$

ここで  $\mathbf{n}_i$  は PMT 視野方向の方向ベクトル、 $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$  は射影方向の方向ベクトルである。こうして各 PMT の離角が求められるが、空気シャワーの見た目の広がり是一次エネルギーやジオメトリによって決まり、あらかじめわかっていない。そこで求めた離角についての分布をとり、孤立した PMT を除外する (図 4.9)。

### 4.2.3 3rd Selection

2nd Selection ではシャワートラックから離れた視野を持つ PMT で得られたノイズデータは除外できる。しかし、トラックに隣接した視野を持つ PMT のノイズデータは取り除けない。再構成では光子の入射した時刻も用いるため、ノイズデータによるものなど、期待する時刻と明らかに異なった時刻情報が混入すると、著しく精度が落ちてしまう。そこで各波形の時刻情報からデータの選別を行う。

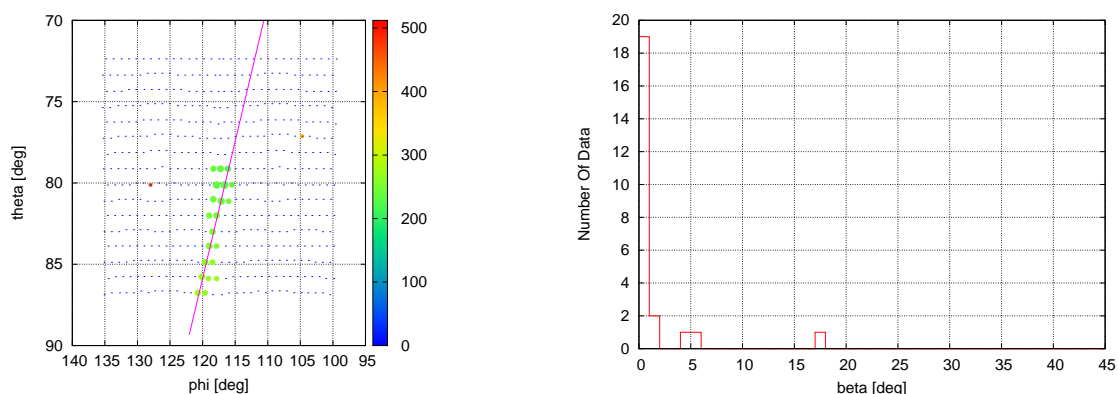


図 4.9: シャワートラック (左) と離角  $\beta$  の分布 (左)。空気シャワーによるデータは離角の小さい部分に集中するのに対し、そこから外れたデータはノイズと考えられる

各 PMT への光子入射時刻は空気シャワーのジオメトリから決定される。シャワートラック中心への方向ベクトルに対し、シャワー軸の方向ベクトルのなす角を  $\psi$ 、各 PMT の方向ベクトルがなす角を  $\alpha_i$  とする (図 4.10) と、PMT への光子入射時刻  $t_i$  は

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (4.8)$$

となる。ここで  $t^*$  はシャワートラック中心にシャワーが到達した時刻、 $r_0$  は FD からシャワートラック中心までの距離である。 $\phi - \theta$  の直交座標系で考える場合、厳密には上式は成り立たないが、 $\alpha$  が小さい場合には近似的に成り立つと考えられる。よってシャワートラック中心の方向ベクトル  $\mathbf{n}_c$  と  $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$  から離角  $\alpha_i$  を求め、

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left( \mathbf{n}_i^{\text{proj}} \cdot \mathbf{n}_c \right) \quad (4.9)$$

各 PMT における  $\alpha_i$  と  $t_i$  を式 (4.8) によってフィッティングし、フィッティングから大きく外れたものを除外する (図 4.11)。

ここまでで空気シャワーによる信号が含まれていると考えられるデータを選別できた。以後の節では、選択されたデータに対しての再構成の手法について述べる。

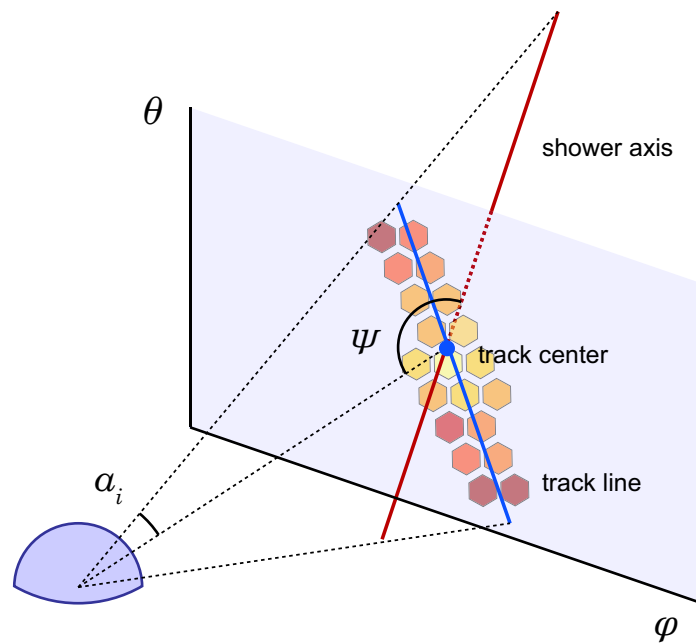


図 4.10: 3rd Selection

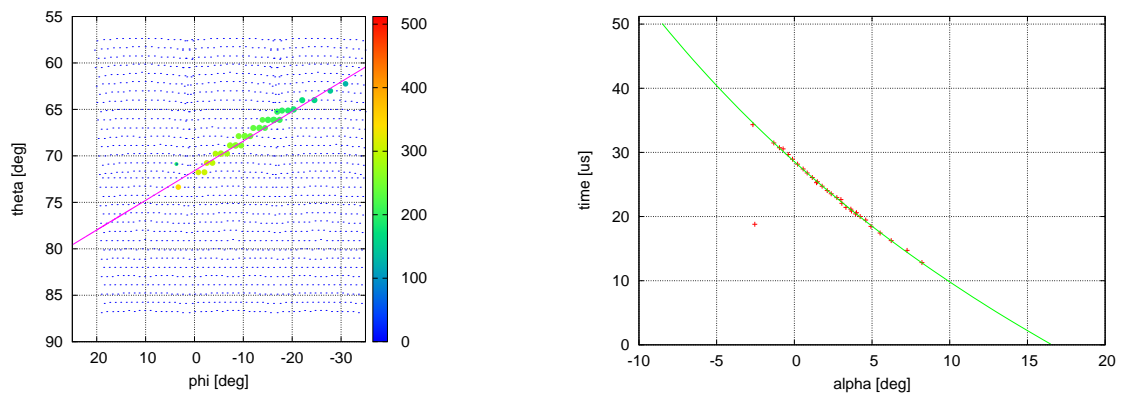


図 4.11: シャワートラック (左) とデータ選別のためのタイミングフィット (右)。フィッティング曲線から大きく外れた点が 1 つあり、これはノイズデータであると判断される

## 4.3 Geometrical Reconstruction

Geometrical Reconstruction では、シャワー軸の傾きやコアの位置といった空気シャワーのジオメトリについて再構成する。シャワーのジオメトリを再構成するには、Stereo Geometrical Reconstruction と Mono Geometrical Reconstruction の 2 つの方法がある。これらの違いは、再構成に用いるデータが 2 ステーションによるものか、1 ステーションによるものかという点である。一般に前者の方が精度がよいため、ステレオイベントの場合は前者で再構成し、それに失敗した場合あるいはモノイベントの場合は後者で再構成する。いずれの場合にもまずステーション毎に Shower-Detector Plane (SDP) を求める。

### 4.3.1 PMT の視野方向

ジオメトリの決定には、光子の入射方向が非常に重要である。つまり各 PMT の視野を正確に知る必要がある。PMT の視野は、PMT と 鏡との位置関係だけでなく、周囲の遮蔽物など望遠鏡全体の構造を考慮する必要がある、簡単な幾何計算で求めるのは難しい。よってシミュレータを用いてあらかじめ計算しておく。

シミュレーション自体は単純で、平行光を FD の球面鏡に入射して ray-trace を行い、各 PMT における入射光子数を見るものである。これにより各 PMT がある角度に対してどの程度の感度を持っているかがわかる。この方法で得られた PMT の視野を図 4.12 に挙げる。PMT の視野はおよそ  $1^\circ$  程度の広がりを持っているが、鏡の球面収差などの影響でその広がり方には個性があることがわかる。この視野の広がりを常に考慮するのは大変であり、実際の計算ではこれを 1 方向に代表させて扱いたい。そこで各 PMT に対し、最も感度が良くなる方向をその PMT の 視野方向として定義しておく (図 4.13)。

### 4.3.2 Shower-Detector Plane

Shower-Detector Plane (SDP) とは検出器とシャワー軸によって張られる平面のことである。ここではステーションを一つの検出器とみなし、ステーション中心を座標原点とする。 $i$  番目の PMT に光子が入射したとすれば、SDP の法線ベクトル  $\mathbf{n}$  はその PMT の視野方向  $\mathbf{k}^i$  と垂直となる。複数の PMT に光子が入ったとして、観測誤差も考慮すると、以下の量を最小にするように  $\mathbf{n}$  を決めればよい。

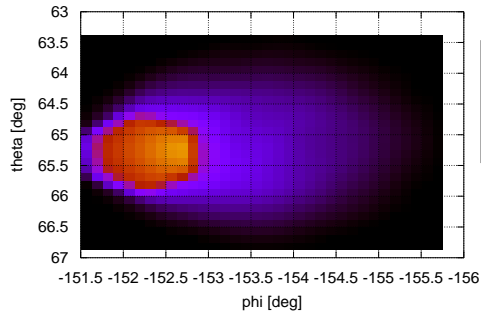
$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.10)$$

ここで  $\sigma_i$  は PMT の視野を考慮した規格化因子で  $\sigma_i = \sin 0.8^\circ$ 、 $w_i$  は重みである。よりシャワー軸に近い視野方向を持つ PMT について残差を小さくしたいので、

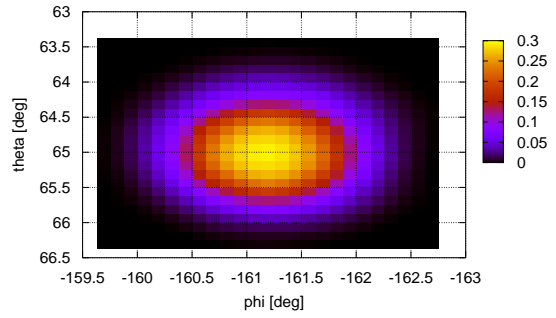
$$w_i = \frac{N_i^{p.e.}}{\bar{N}^{p.e.}} \quad (4.11)$$

とする。 $N_i^{p.e.}$  は  $i$ -th PMT の光電子数、 $\bar{N}^{p.e.}$  は全 PMT の光電子数の平均である。また、 $\mathbf{n}$  は単位ベクトルより束縛条件は  $|\mathbf{n}| = 1$  である。よってこれを条件付き極値問題としてラ

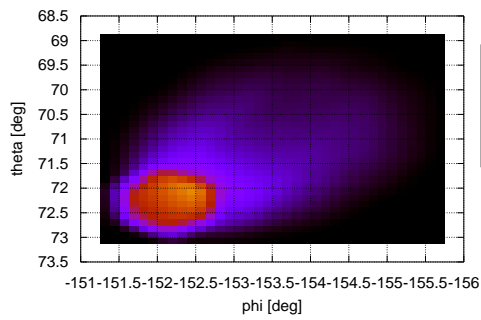




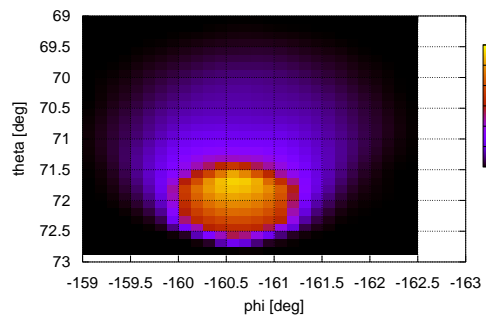
(a) PMT 07



(b) PMT 77



(c) PMT 00



(d) PMT 70

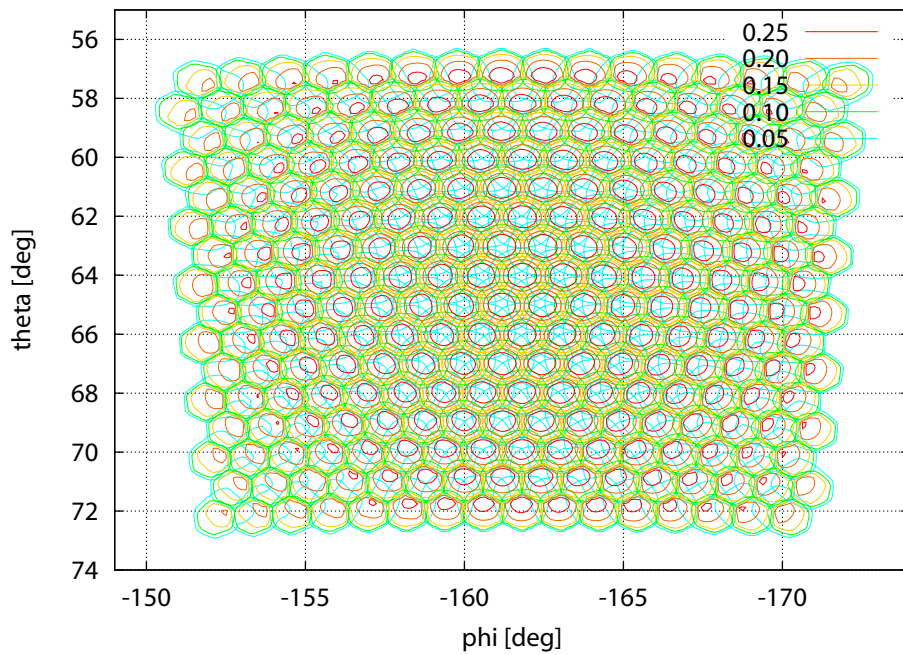


図 4.12: 望遠鏡への光子入射方向に対する PMT の感度 (BRM CAM-0)。上は各 PMT 毎に描いたもの、下は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの。数値はシミュレーション時の入射光子数に対する検出光子数の比なので相対値のみ意味を持つ

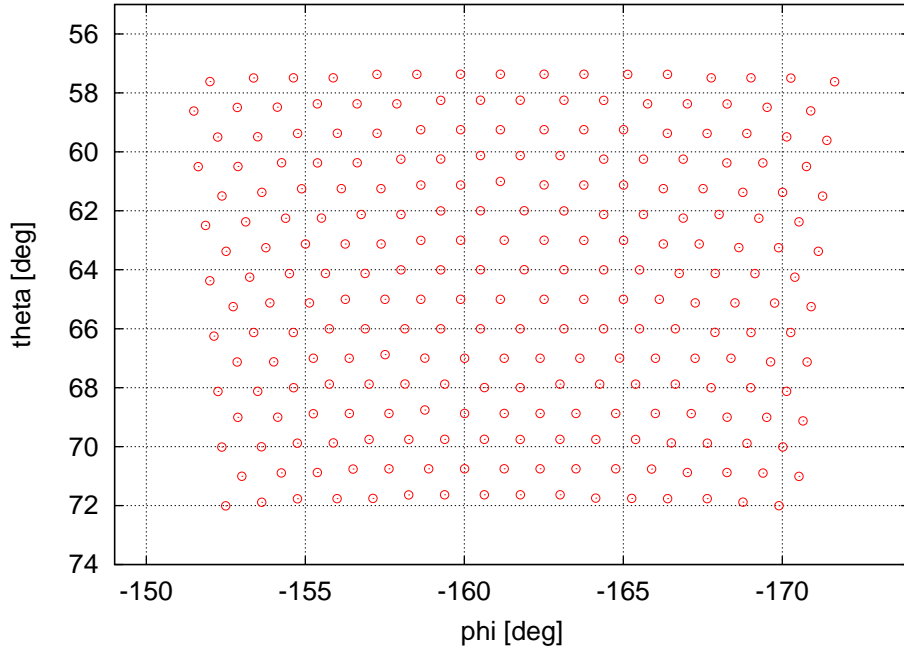


図 4.13: 各 PMT の視野方向 (BRM CAM-0)

グランジュの乗数法を用いて解く。 $I = \chi^2 - \lambda(|\mathbf{n}|^2 - 1)$  とすると ( $\lambda$  は未定乗数)、 $\nabla_n I = 0$  を満たせばよいので、

$$(\mathbf{K} - \lambda \mathbf{E}) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (4.12)$$

という  $\mathbf{K}$  の固有値問題に帰着される。 $\mathbf{K}$  は

$$K_{\alpha\beta} = \sum_i \frac{w_i k_\alpha^i k_\beta^i}{\sigma_i^2} \quad (\alpha, \beta = x, y, z) \quad (4.13)$$

で表現される  $k_x^i, k_y^i, k_z^i$  についての  $3 \times 3$  の行列である。 $\mathbf{K}$  の最小の固有値に対する固有ベクトルが求める  $\mathbf{n}$  である。

### 4.3.3 Stereo Geometrical Reconstruction

ステレオイベントの場合は、ステーション毎に 2 つの SDP が求まる。よってシャワー軸は 2 つの SDP の交線として与えられる (図 4.14)。SDP の法線ベクトルをそれぞれ  $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$  とすれば、シャワー軸の方向ベクトル  $\mathbf{s}$  は

$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (4.14)$$

である。また、シャワーのコア位置  $\mathbf{R}$  は、連立方程式

$$\begin{cases} \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{R} = \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{r}_1 \\ \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{R} = \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{r}_2 \end{cases} \quad (4.15)$$

の解として与えられる。 $\mathbf{r}$  はそれぞれ FD ステーションの位置ベクトルである。

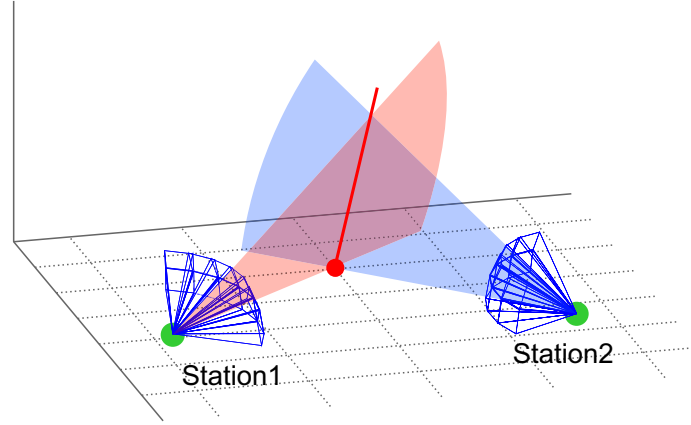


図 4.14: Stereo Geometrical Reconstruction. 2 つの SDP の交線としてシャワー軸が決まる

#### 4.3.4 Mono Geometrical Reconstruction

モノイベントの場合は、各 PMT での光子の入射時刻情報を用いる。今 SDP は求まっているので、FD ステーションを原点とするその平面内の座標系で考える (図 4.15)。コア位置を  $r^*$ 、シャワーがコアに到達した時刻を  $t^*$  とする。またシャワー軸上の  $r_i$  から時刻  $t^P$  に放出された光子は  $i$  番目の PMT により時刻  $t_i$  に検出されたとする。このとき

$$t_i = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (4.16)$$

$$t^* = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i| \quad (4.17)$$

ここから  $t^P$  を消去すれば、

$$t_i - t^* = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i|) \quad (4.18)$$

各 PMT の視野は既知であるので、光子の発生点への仰角  $\alpha_i$  は求めることができる。それを用いると上式は

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (4.19)$$

ここで  $\psi$  はシャワー軸の仰角である。 $t_i$  の観測誤差を考慮すると、 $t^*$ 、 $r^*$ 、 $\psi$  は以下の量を最小にするように決めればよい。

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \left\{ t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^* \right\}^2 / \sigma_i^2 \right] \quad (4.20)$$

ただし

$$s_i(\psi) = \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (4.21)$$

とした。式 (4.20) は極値の条件を用いることにより 1 パラメータ化することができる。まず  $\left( \frac{\partial \chi^2}{\partial t^*} \right)_{r^*, \psi} = 0$  より、 $t^*$  は  $r^*$ 、 $\psi$  の関数として

$$t^* = \bar{t} - \frac{1}{c} \bar{s}(\psi) r^* \quad (4.22)$$

と表せる。ここで

$$\bar{t} = \sum_i \frac{t_i}{\sigma_i^2} / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad \bar{s}(\psi) = \sum_i \frac{s_i(\psi)}{\sigma_i^2} / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (4.23)$$

とした。これを用いると

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \left\{ (t_i - \bar{t}) - \frac{1}{c} (s_i(\psi) - \bar{s}(\psi)) r^* \right\}^2 / \sigma_i^2 \right] \quad (4.24)$$

と書き直せる。さらに  $\left( \frac{\partial \chi^2}{\partial r^*} \right)_\psi = 0$  より、 $r^*$  は  $\psi$  の関数として

$$\frac{r^*}{c} = \frac{\bar{r}(\psi)}{c} = \sum_i \frac{[s_i(\psi) - \bar{s}(\psi)] (t_i - \bar{t})}{\sigma_i^2} / \sum_i \frac{[s_i(\psi) - \bar{s}(\psi)]^2}{\sigma_i^2} \quad (4.25)$$

となるから、最小化すべき量は

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \left\{ (t_i - \bar{t}) - \frac{1}{c} (s_i(\psi) - \bar{s}(\psi)) \bar{r}(\psi) \right\}^2 / \sigma_i^2 \right] \quad (4.26)$$

である。この関数について  $\psi$  を変えつつ最小値を探す。

$\psi$  が求めれば、シャワーのジオメトリが決定される。原点からコア位置への方向ベクトル  $v$  は、SDP の法線ベクトル  $n$  と垂直な  $z$  成分が 0 のベクトルとしてすぐに求まる。シャワー軸の方向ベクトル  $s$  は、これを用いて

$$s = -Z(\phi) X(\theta) Z(\psi) X(-\theta) Z(-\phi) v \quad (4.27)$$

で求まる。ここで  $\phi, \theta$  は  $n$  の方位角と天頂角、 $X(\alpha), Z(\alpha)$  はそれぞれ  $x$  軸、 $z$  軸まわりの回転行列で

$$X(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad Z(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

である。また原点からコア位置までの距離は式 (4.25) を用いて求まるので、コア位置  $r^*$  は

$$r^* = \bar{r}(\psi) v \quad (4.29)$$

である。

#### 4.3.5 ジオメトリ決定精度

この再構成方法による空気シャワージオメトリの決定精度を知るため、シミュレータによって生成した空気シャワーイベントについて再構成を行い、その結果がシミュレーション時のパラメータに対してどの程度異なっているかを見た。シミュレーションにより生成した空気シャワーの条件は、

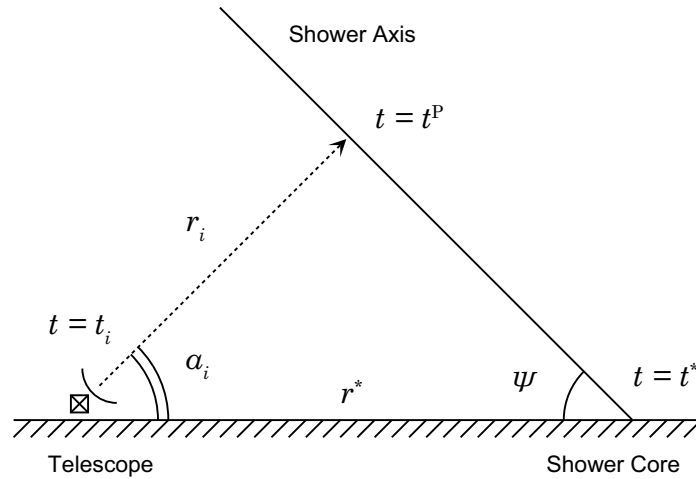


図 4.15: Mono Geometrical Reconstruction

- 一次粒子のエネルギー  $E_0$  :  $10^{19.0}$ ,  $10^{19.5}$ ,  $10^{20.0}$  eV
- シャワー軸の天頂角  $\theta$  :  $10^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$
- シャワー軸の方位角  $\phi$  : 一様ランダム
- シャワーコア位置 : CLF 位置固定

である。Central Laser Facility (CLF) は両ステーションから等距離で 20km の地点に位置する。図 4.16 にステーションとの位置関係を示した。各エネルギー、各天頂角に対して 500 イベントずつ生成し、それぞれのシミュレーション条件におけるトリガーイベント数は表 4.1 のようになった。この表において #simulation は生成した空気シャワーイベント数、#trigger (BRM), #trigger (LR) はそれぞれ Black Rock Mesa, Long Ridge の各ステーションでトリガーされたイベント数、#trigger (stereo) は両ステーションでトリガーされたイベント数を表す。

$\log E_0$ [eV]	$\theta$ [deg]	#simulation	#trigger (BRM)	#trigger (LR)	#trigger (stereo)
19.0	10	500	452	445	442
19.0	30	500	490	490	488
19.0	60	500	500	500	500
19.5	10	500	491	490	489
19.5	30	500	494	492	492
19.5	60	500	500	500	500
20.0	10	500	498	497	497
20.0	30	500	499	498	498
20.0	60	500	500	500	500

表 4.1: 各シミュレーション条件でのトリガー数

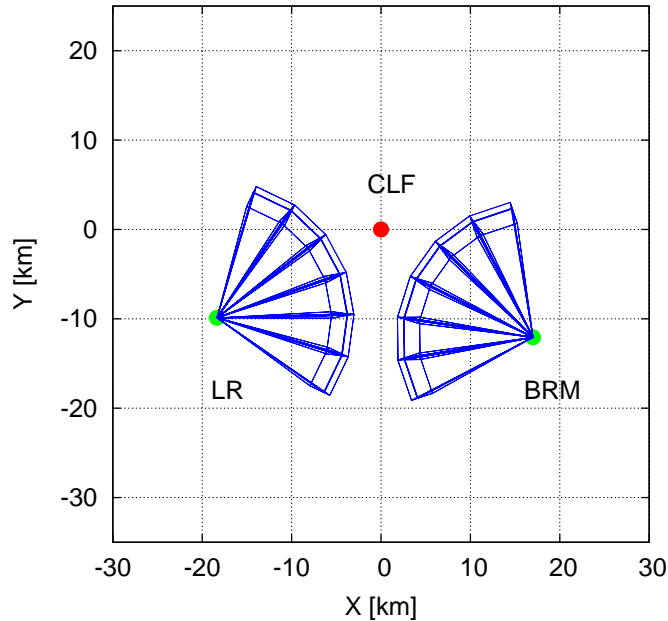


図 4.16: Black Rock Mesa, Long Ridge ステーションと Central Laser Facility の位置。赤の点が CLF、緑の点がステーション、青の実線は FD の視野を表す

### Shower-Detector Plane

上記のシミュレーションイベントに対して、再構成ソフトウェアを用いて SDP を求めた。SDP はその法線ベクトルで一意に与えられるため、これを比較する。シミュレーション時の法線ベクトルと再構成した法線ベクトルとの open angle の分布を図 4.17 に示した。赤の実線はトリガーされた全イベントについての分布、緑の実線はイベントセレクションを行った後の分布である。セレクションの条件は、観測されたシャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上である。表 4.2 に各シミュレーション条件での SDP の決定精度をまとめる。

表 4.2 において、#event は解析を行ったイベント数、 $\Delta n$  は open angle の小さい方から 68% のイベントが含まれる幅とした。

一次エネルギーが大きく、空気シャワーの傾きが大きいイベントは、長いシャワートラックが観測できるため、SDP の決定精度がよい。シャワートラックの長さでセレクションを行うことで、SDP の決定精度をあげることができ、 $10^{19}\text{eV}$  以上のイベントではおよそ  $1^\circ$  以下の精度で求められる。

### Stereo Geometrical Reconstruction

シミュレーションにおけるシャワージオメトリと Stereo Geometrical Reconstruction によって求めたジオメトリとを比較した結果を図 4.19, 4.20 に挙げる。図 4.19 は、シミュレーション時のシャワー軸の方向ベクトルと再構成で得られたシャワー軸の方向ベクトルの open angle の分布、図 4.20 は、シミュレーション時のシャワーコア位置と再構成で得られたコア位置との距離の分布である。赤の実線が全イベント、緑の実線がセレクション後のイベント

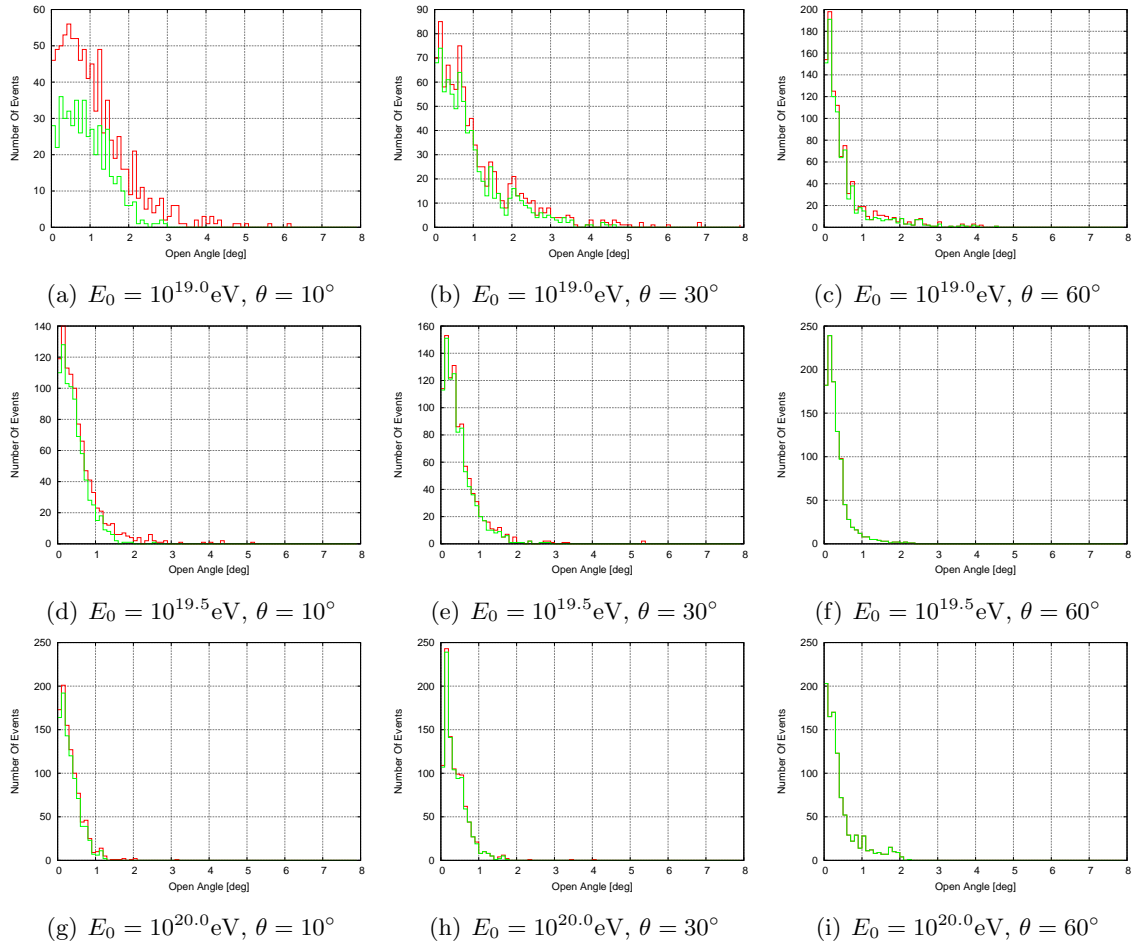


図 4.17: シミュレーション時の Shower-Detector Plane の法線ベクトルと再構成で求めた法線ベクトルとの open angle の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑は観測されたシャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上でセクションしたイベントについての分布

$\log E_0$ [eV]	$\theta$ [deg]	#event	$\Delta n$ [deg]
19.0	10	897	1.3
		493	1.1
19.0	30	980	1.2
		827	1.0
19.0	60	1000	0.53
		924	0.50
19.5	10	981	0.62
		818	0.53
19.5	30	986	0.58
		930	0.56
19.5	60	1000	0.36
		999	0.36
20.0	10	995	0.42
		911	0.41
20.0	30	997	0.49
		969	0.48
20.0	60	1000	0.44
		1000	0.44

表 4.2: Shower-Detector Plane の決定精度。上段は全イベントについての結果、下段はセレクトされたイベントについての結果



についての解析結果を表している。セレクション条件は観測されたシャワートラックの長さが両ステーションともに  $8^\circ$  以上である。表 4.3 に各シミュレーション条件でのジオメトリの決定精度をまとめる。

$\log E_0$ [eV]	$\theta$ [deg]	#all	#stereo	$\Delta a$ [deg]	$\Delta R$ [m]
19.0	10	455	442	2.0	100
			198	1.7	90
19.0	30	492	488	2.0	150
			387	1.9	140
19.0	60	500	500	0.8	210
			424	0.8	210
19.5	10	492	489	1.0	40
			396	0.8	30
19.5	30	494	492	0.9	70
			455	0.9	70
19.5	60	500	500	0.5	110
			499	0.5	110
20.0	10	498	497	0.6	20
			448	0.6	20
20.0	30	499	498	0.6	60
			480	0.6	60
20.0	60	500	500	0.6	140
			500	0.6	140

表 4.3: Stereo Geometrical Reconstruction によるジオメトリの決定精度。上段は全イベントについての結果、下段はセレクションされたイベントについての結果

表 4.3 において、#all はトリガーされた全イベント数、#stereo は両ステーションでトリガーされたイベント数 (下段はそのうちセレクションされたイベント数)、 $\Delta a$  はシャワー軸の方向ベクトルの open angle について、 $\Delta R$  はシャワーコア位置の距離について、それぞれ小さい方から 68% のイベントが含まれる幅である。

Stereo Geometrical Reconstruction ではシャワー軸を 2 つの SDP の交線として求めるため、その決定精度は SDP の決定精度に大きく依存し、およそ 2 倍程度の誤差で決まる。 $10^{19}$ eV の垂直に近いシャワーでは、図 4.18 からわかるように、両ステーションから長いシャワートラックの観測されるイベントが少ないため、到来方向の決定精度はあまりよくない。しかし、より長いシャワートラックが見える条件では、決定精度は  $1^\circ$  より小さく抑えられている。特に  $10^{20}$ eV では  $0.6^\circ$  の精度で求まっている。

また、コア位置は SDP の交線を CLF 位置との相対高度 0m まで延長した点として求められるので、シャワー軸の傾きが大きくなる程そのずれは大きくなるが、総じて 100m 程度の精度で求まっている。空気シャワーのコア位置の精度は、SD による解析とのクロスチェックを行う上で重要である。

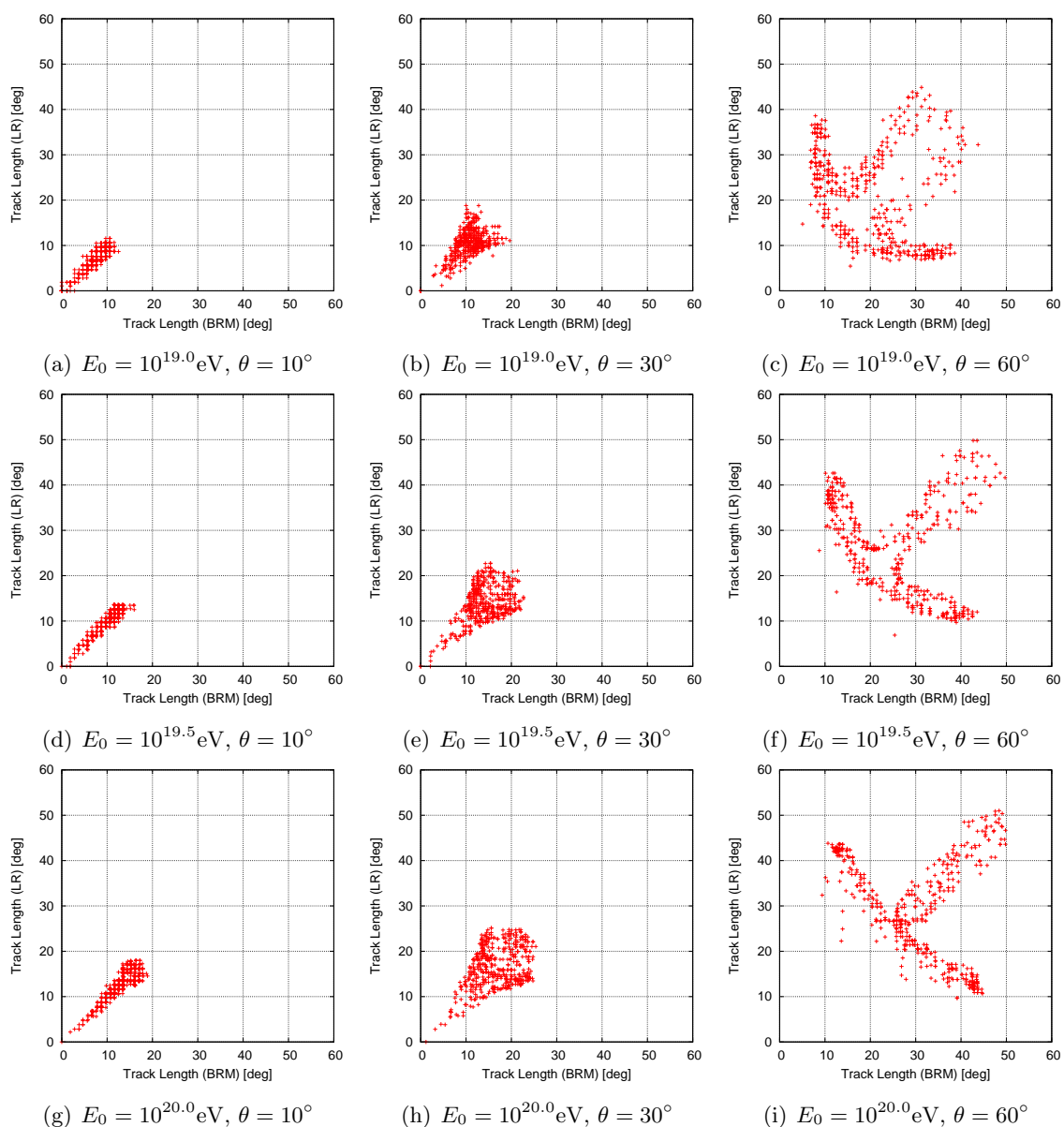


図 4.18: シミュレーションイベントのシャワートラックの長さの分布。横軸が BRM ステーション、縦軸が LR ステーションによる観測。天頂角が小さいシャワーは通過する大気が浅いので短いトラックしか見えず、また両ステーションからの見え方も似たものになる。対して天頂角が大きいシャワーでは長いトラックが見えるが、コア位置は両ステーションに対し北に位置しているため、北に傾いたシャワーは南に傾いたシャワーより見かけの光量が小さくなり短いトラックとなる。傾く方位によっては両ステーションからの見え方が大きく異なり、トラックの長さの異なるようなシャワーもある

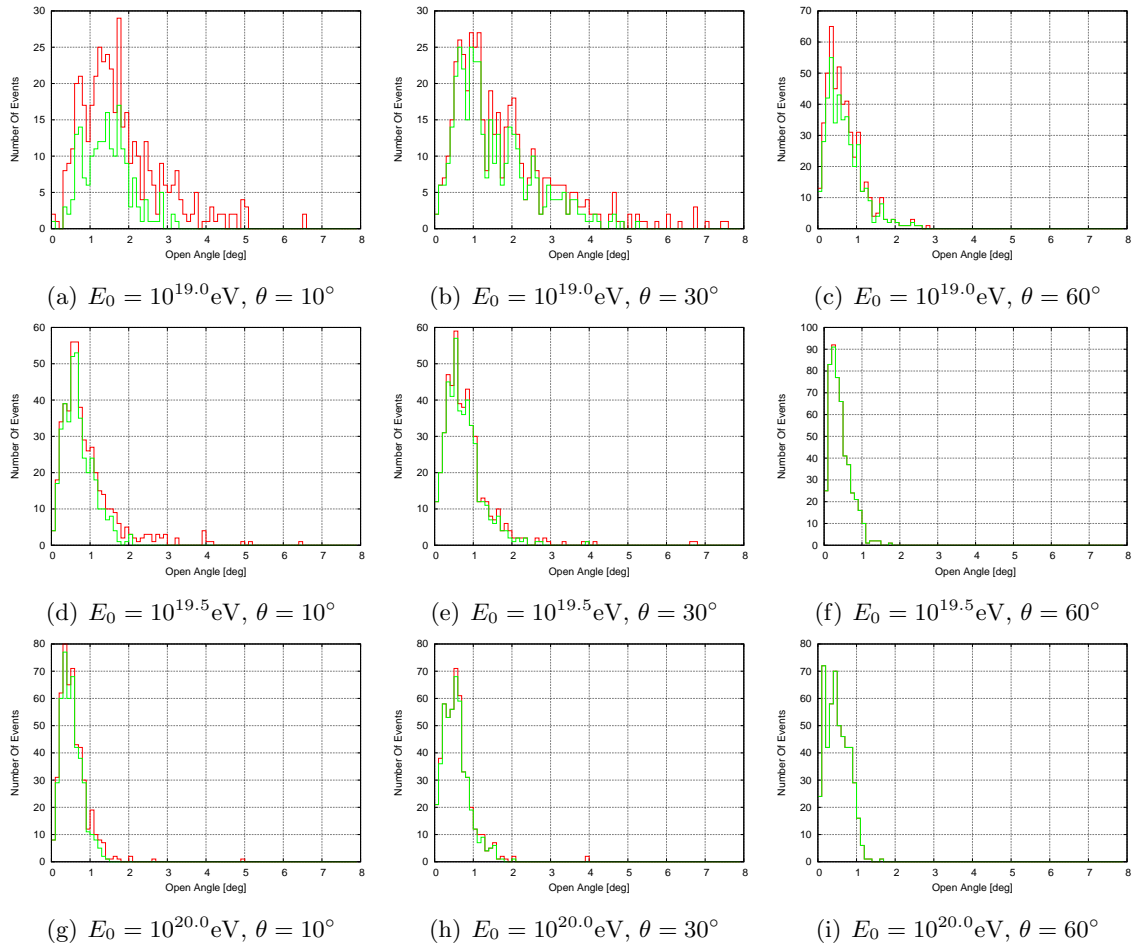


図 4.19: シミュレーション時のシャワー軸の方向と Stereo Geometrical Reconstruction によって決定した方向との open angle の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑は観測されたシャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上でセクションしたイベントについての分布

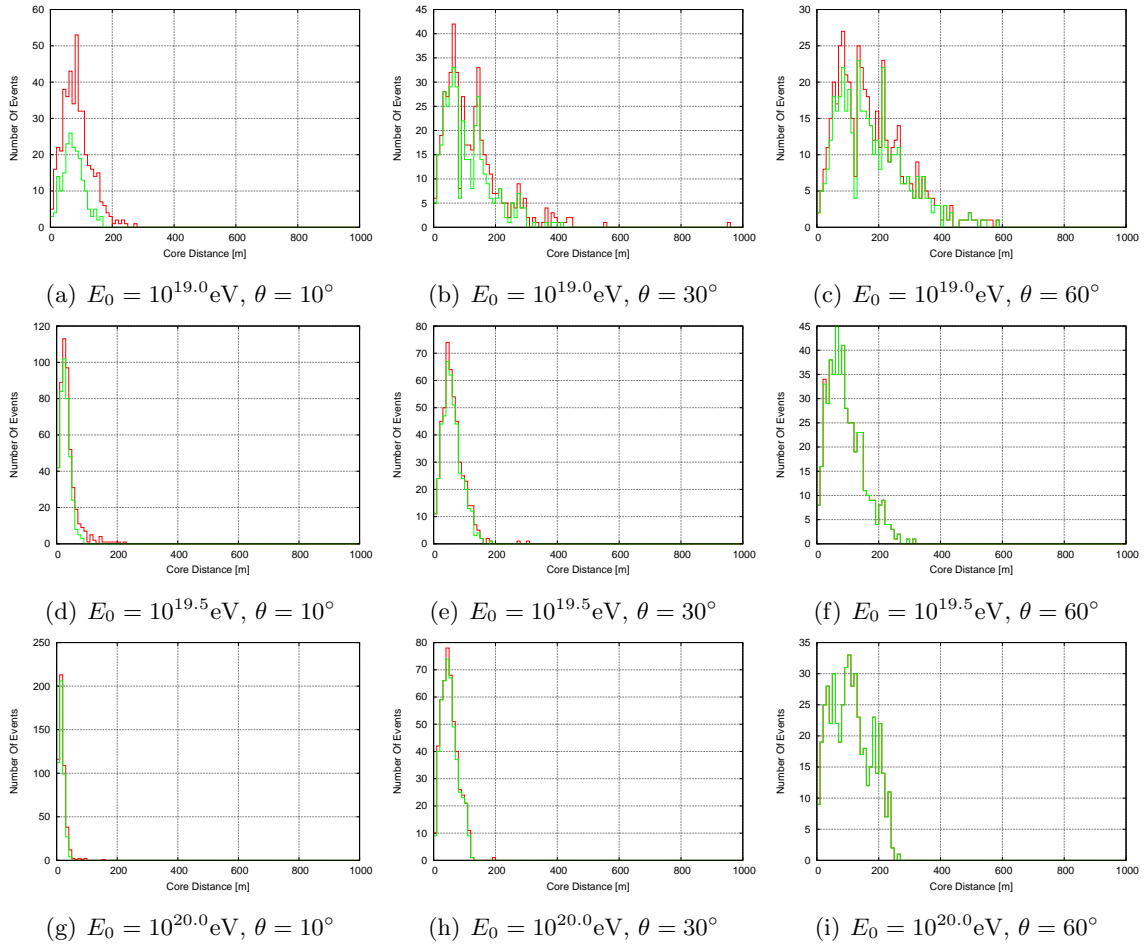


図 4.20: シミュレーション時のコア位置と Stereo Geometrical Reconstruction によって決定したコア位置との距離の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑は観測されたシャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上でセクションしたイベントについての分布

## Mono Geometrical Reconstruction

シミュレーションにおけるシャワージオメトリと Mono Geometrical Reconstruction によって求めたジオメトリを比較した結果を図 4.22, 4.23 に挙げる。図 4.22 は、シミュレーション時のシャワー軸の方向ベクトルと再構成で得られたシャワー軸の方向ベクトルの open angle の分布、図 4.23 は、シミュレーション時のシャワーコア位置と再構成で得られたコア位置との距離の分布である。赤の実線は全イベント、緑の実線はセレクション 1 によって絞ったイベント、青の実線はセレクション 2 によって絞ったイベントについての解析結果を表している。セレクション 1、2 の条件は以下である。

- i 観測されたシャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上
- ii 観測された時間幅が  $12.8\mu\text{s}$  以上 (セレクション 1)  
または  $25.6\mu\text{s}$  以上 (セレクション 2)
- iii 再構成の結果得られた  $\psi$  が  $90^\circ$  以下

まず i の条件は、SDP を正しく求めるために必要である。Mono Geometrical Reconstruction では、求めた SDP 内に限定してジオメトリを決定するため、SDP の精度が要求される。ii と iii の条件は、フィッティングの不定性を小さくするために必要である。Mono Geometrical Reconstruction は、4.2 節の Pre-analysis で行ったタイミングフィットをより正確に行っていると考えてよい。つまり、簡単には図 4.11 のフィッティング曲線を描くことと同等である。この曲線の曲率に対して観測で得られる時間幅が小さい場合は正確にパラメータを決定できない。また、ステーションに対して向かってくるシャワー ( $\psi > 90^\circ$ ) は遠ざかるシャワー ( $\psi < 90^\circ$ ) よりも時間差が小さいため、前述と同様に決定できない。表 4.4 にこうしたイベントを除いた場合のジオメトリの決定精度をまとめた。

上段が全イベントについて、中段がセレクション 1 を行ったイベントについて、下段がセレクション 2 を行ったイベントについての結果である。図 4.21 からわかるように、垂直に近いシャワーでは観測される時間幅が小さいため、上記のセレクションに耐えうるのは大きく傾いたシャワーである。セレクション 2 により、このような  $E_0 = 10^{19}\text{eV}$  以上の  $\theta = 60^\circ$  の空気シャワーでは到来方向を約  $6^\circ$  で決定でき、コア位置を 1km 以内で決定できる。特に  $E_0 = 10^{20}\text{eV}$  のシャワーでは Stereo Geometrical Reconstruction と近い精度が得られている。Mono Geometrical Reconstruction の場合、各 PMT の光子入射時刻の差からシャワーコアまでの距離およびシャワー軸の傾きを決定するため、不定性が大きく、一般にはジオメトリが決まらないが、適当な条件によってイベントセレクションを施すことで、ジオメトリを精度よく決定できるイベントのみを残すことが可能である。

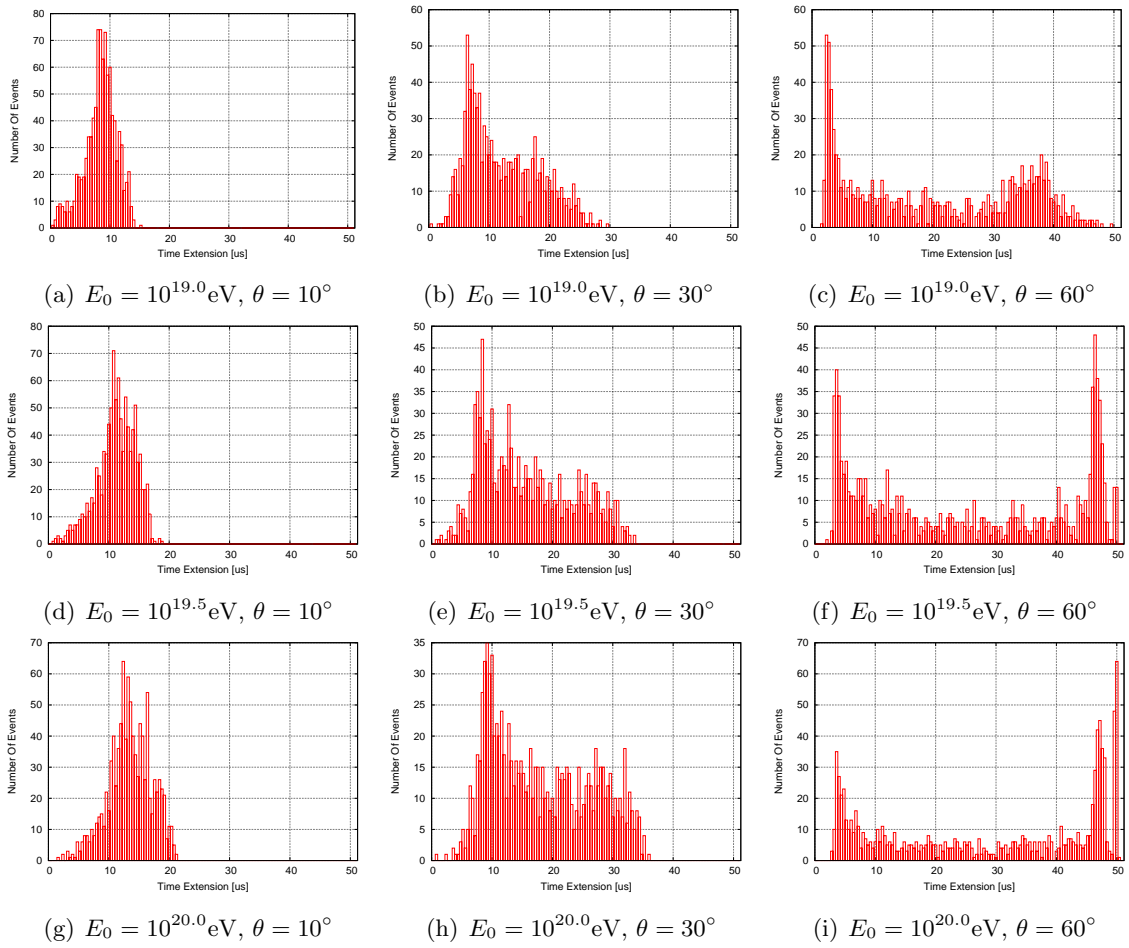


図 4.21: シミュレーションイベントについて観測された時間幅の分布

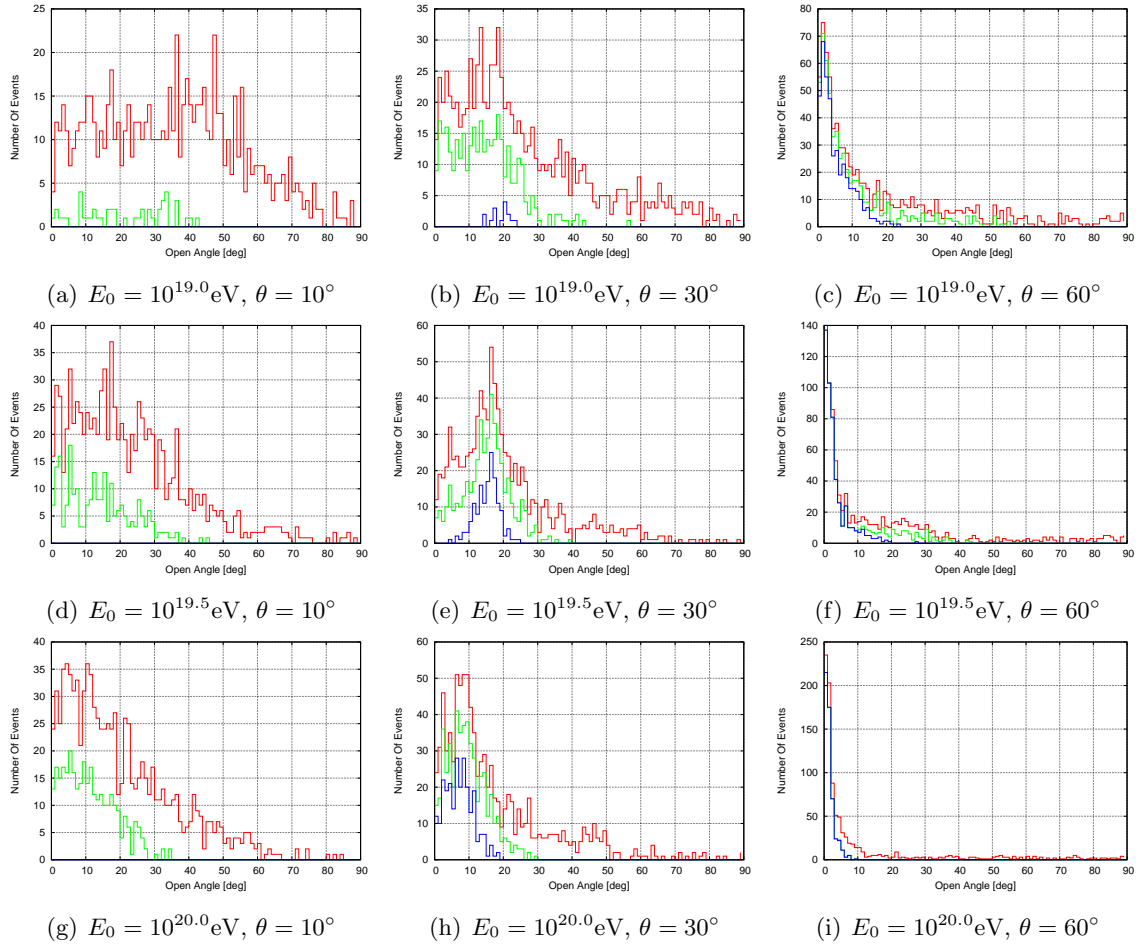


図 4.22: シミュレーション時のシャワー軸の方向と Mono Geometrical Reconstruction によって決定した方向との open angle の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑はセレクション条件 1 で絞ったイベントについての分布、青はセレクション条件 2 で絞ったイベントについての分布

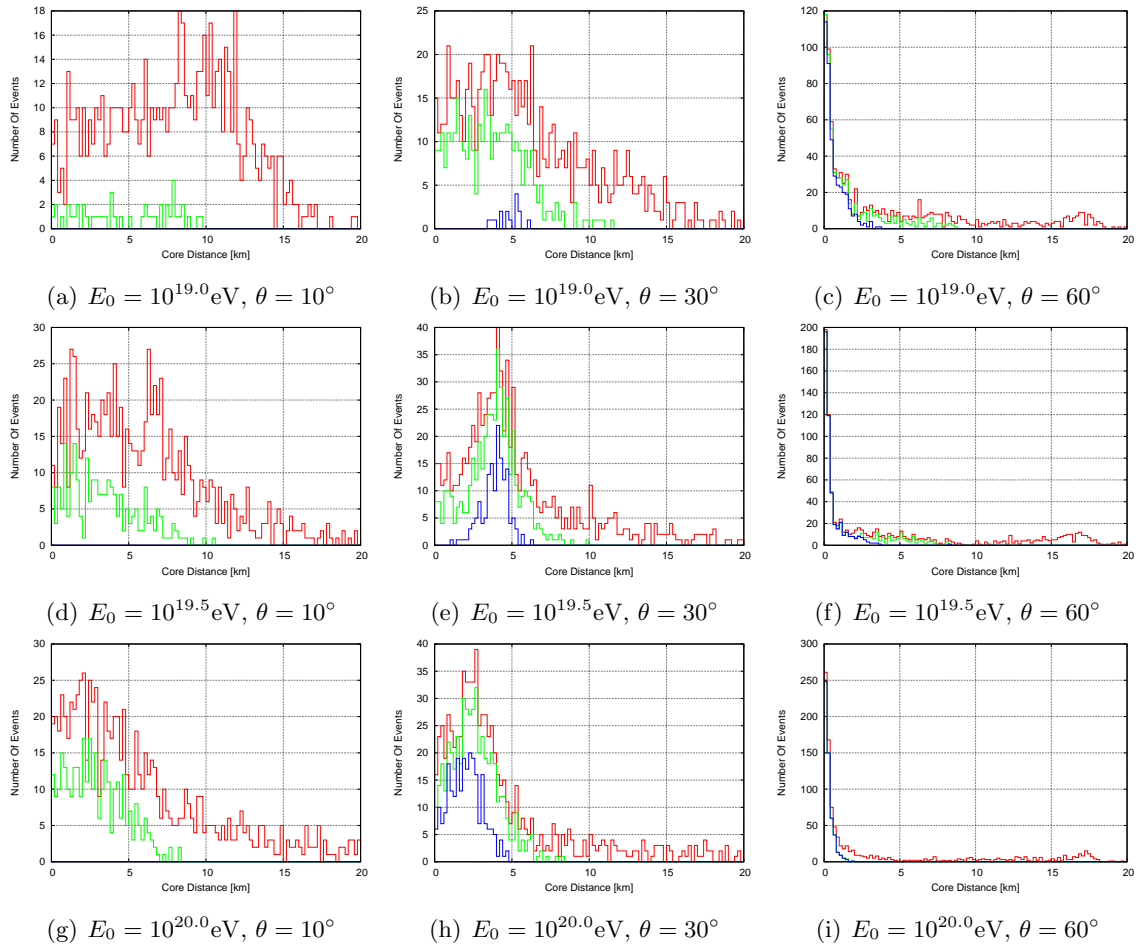


図 4.23: シミュレーション時のコア位置と Mono Geometrical Reconstruction によって決定したコア位置との距離の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑はセレクション条件 1 で絞ったイベントについての分布、青はセレクション条件 2 で絞ったイベントについての分布



$\log E_0$ [eV]	$\theta$ [deg]	#events	$\Delta a$ [deg]	$\Delta R$ [km]
19.0	10	897	51	12
		46	32	7.4
		0	-	-
19.0	30	980	37	10
		354	18	4.7
		15	21	5.3
19.0	60	1000	35	7.3
		578	10	1.5
		411	6.5	0.8
19.5	10	981	30	8.3
		235	18	4.2
		0	-	-
19.5	30	986	24	7.9
		465	18	4.5
		151	17	4.3
19.5	60	1000	23	6.3
		614	6.9	1.2
		492	3.3	0.5
20.0	10	995	28	9.0
		319	14	3.7
		0	-	-
20.0	30	997	23	8.7
		501	12	3.2
		253	9.0	2.6
20.0	60	1000	7.0	2.1
		527	1.8	0.3
		526	1.8	0.3

表 4.4: Mono Geometrical Reconstruction によるジオメトリの決定精度

## 4.4 Longitudinal Reconstruction

縦方向発達は、観測された光量から大気深さごとの空気シャワー中の電子数を計算することで決定される。通常、電子数の計算は PMT 毎に行うため、大気深さに対する解像度はせいぜい PMT の視野程度しか得られない。しかし TA 実験における FD の観測では、FADC により 10MHz のサンプリングレートで PMT からの出力を取得している。100ns 毎の各時刻に得られた光電子数を、各大気深さの電子数に対応づけることにより、前述よりもはるかに高い解像度を得ることができ、より正確な空気シャワーの縦方向発達再構成が可能である。このような電子数の計算は以下の Waveform Sum Method によってなされる。

### 4.4.1 Waveform Sum Method

この方法では、同じ時刻に観測された光子は同じ大気深さから放射されたものであると仮定する。この時、深さ  $x_i$  から放射された光子は  $i$  番目の time bin で観測されるとする。

$N_i^P$  を  $x_i$  で放射された全光子数、 $y_{ji}$  を  $j$  番目の PMT の  $i$  番目の time bin で得られたカウント値とすると以下の関係がある。

$$N_i^P T_i^{\text{atmos}} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} = n_i^P = \sum_j \frac{y_{ji}}{\epsilon_j} \quad (4.30)$$

ここで、 $r_i$  は放射位置から望遠鏡までの距離、 $T_i^{\text{atmos}}$  は大気による減衰、 $A_i$  は望遠鏡の検出面積、 $\epsilon_j$  は望遠鏡の検出効率、 $n_i^P$  は望遠鏡に入射した光子数である。大気の減衰および検出効率には波長依存性があるので、以下によって計算する。

$$T_i^{\text{atmos}} = \int f_\lambda T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}} T_{i\lambda}^{\text{Mie}} d\lambda \quad (4.31)$$

$$\epsilon_j = G_j \int f_\lambda R_{j\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{j\lambda}^{\text{para}} \tau_{j\lambda}^{\text{BG3}} Q_{j\lambda} d\lambda \quad (4.32)$$

$f_\lambda$  は波長毎の大気蛍光光子数の割合、 $R_{j\lambda}^{\text{mirror}}$  は鏡の反射率、 $\tau_{j\lambda}^{\text{para}}$  と  $\tau_{j\lambda}^{\text{BG3}}$  はそれぞれパラグラスと BG3 の透過率、 $Q_{j\lambda}$  は PMT の量子効率、 $G_j$  は PMT のゲインである。この関係から、望遠鏡毎に波形の合計  $n^P$  を求め、全光子数  $N^P$  を求める。例としてシミュレーションで生成したシャワーについて、波形の合計  $n^P$  を描いたものを図 4.24 に挙げる。

$n^P$  から、 $N^P$  を求めるには先に求めたジオメトリの情報を用いる必要がある。ジオメトリを用いることで、各 time bin に対応する大気深さ  $x$  あるいはその地点の位置ベクトル  $r$  が決定できる。 $r$  を求めるには以下のようにする。

まず最も光量の多い PMT を選び、その pointing vector  $r_0$  と波形の peak time  $t_0$  が対応しているとして、これらを基準とする。pointing vector は単位ベクトルだが、ここではその方向にシャワー軸まで伸ばしたベクトルであるとする (図 4.25)。これから  $i$  番目の time bin の時刻  $t_i$  と対応するベクトル  $r_i$  との関係は、

$$\begin{cases} c(t_i - t_0) = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0| + |\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}_0| \\ \mathbf{r}_i = \mathbf{r}_0 - ls \end{cases} \quad (4.33)$$

と書ける。 $s$  はシャワーの方向ベクトルである。よってこれを解けば、以下のように  $t_i$  から  $r_i$  が求まる。

$$\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_0 - \frac{d^2 - |\mathbf{r}_0|^2}{2(d - \mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{s})} \mathbf{s} \quad (4.34)$$

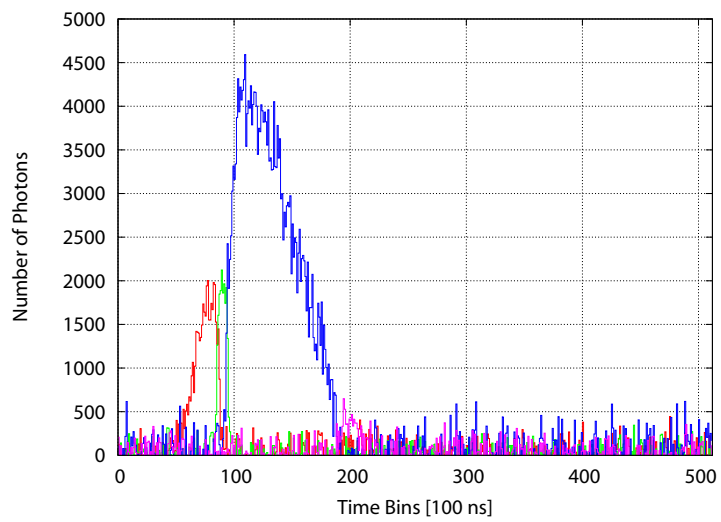
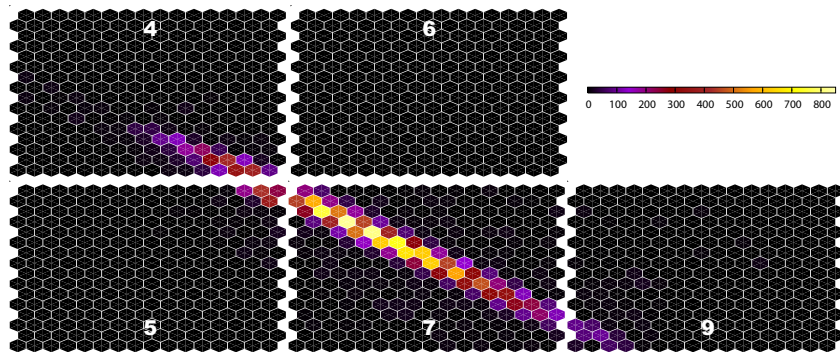


図 4.24: チャージマップ (上) と波形の合計 (下)。波形の足し合わせは望遠鏡毎に行う。望遠鏡毎に実線の色を変えて描いてある (赤:4, 緑:5, 青:7, 紫:9)

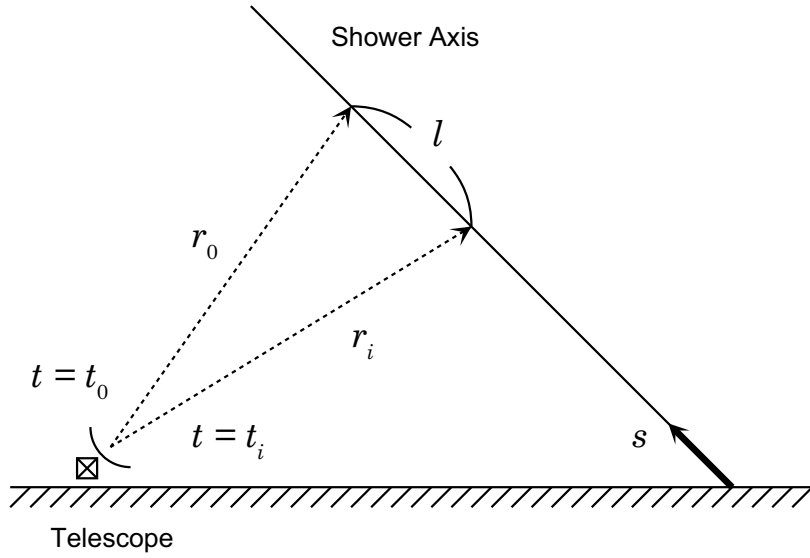


図 4.25: PMT での検出時刻と発光点との対応

ここで  $d$  は

$$d = |r_0| + c(t_i - t_0) \quad (4.35)$$

である。  $x_i$  はこの  $r_i$  と大気モデルから求まる。

$r_i$  がわかると、ジオメトリに依存する  $r_i$ ,  $A_i$ ,  $T_i^{\text{atmos}}$  を決定できる。  $r_i$  は  $|r_i|$ 、  $T_i^{\text{atmos}}$  は大気モデルから与えられる。鏡の検出面積  $A_i$  はシミュレーションによって求めた値を用いる。光子が鏡に入射角  $\theta$  で入射するとき、一般に  $\cos\theta$  の角度依存性があるが、望遠鏡にはセグメントミラーや PMT の隙間があり、またカメラ筐体や支柱などの遮蔽物もあるため、  $A_i$  には  $\cos\theta$  以外の角度依存性が存在する。望遠鏡の構造は複雑で幾何による計算は困難であるため、シミュレーションにより  $A_i$  を求めた。シミュレーションは平行光を鏡に入射し検出される割合を見るものである。結果を図 4.26 に示す。図に描かれた  $A'_i$  は  $A_i$  から  $\cos\theta$  の角度依存性を除いたもので  $A_i = A'_i \cos\theta$  である。垂直に近い角度の場合は、わずかに望遠鏡の構造が見えるがほぼ一様とみなせ、傾きが大きくなると 10% オーダーで変化しているのでこの角度依存性が無視できないことがわかる。

ここまでの操作を行うことにより  $x$  に対する  $N^p$  が求まる。

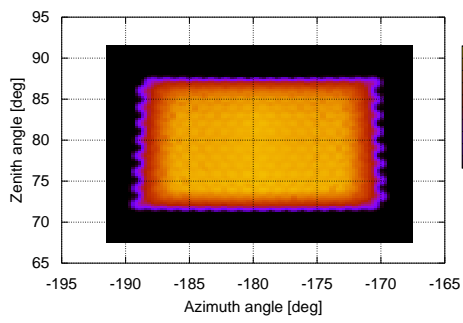
空気シャワーの縦方向発達是一般にシャワー中の粒子数によって表されるため、大気中の蛍光の発光効率  $Y$  を用いて光子数  $N^p$  から電子数  $N^e$  を計算する。

$$N^e = \frac{N^p}{Y} \quad (4.36)$$

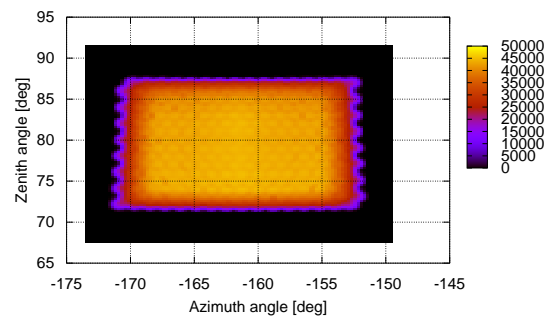
#### 4.4.2 Gaisser-Hillas fit

最終的に縦方向発達を決定するには、求めた電子数を下の Gaisser-Hillas 関数でフィッティングする (図 4.27)。

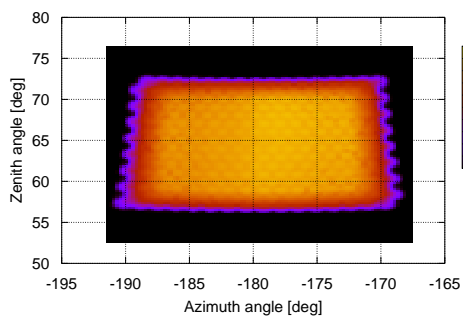
$$N_e(X; N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_1) = N_{\text{max}} \left( \frac{X - X_1}{X_{\text{max}} - X_1} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_1}{\lambda}} \exp \left( \frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda} \right) \quad (4.37)$$



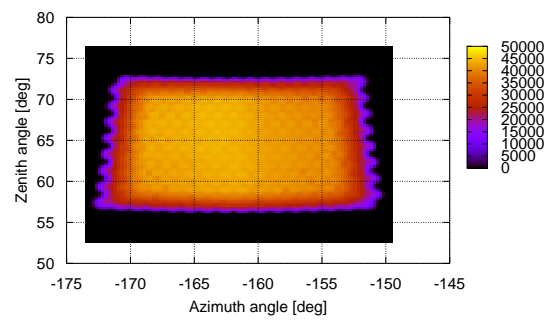
(a) Telescope 3



(b) Telescope 1



(c) Telescope 2



(d) Telescope 0

図 4.26: 鏡の有効検出面積  $A'_i[\text{cm}^2]$  の角度依存性

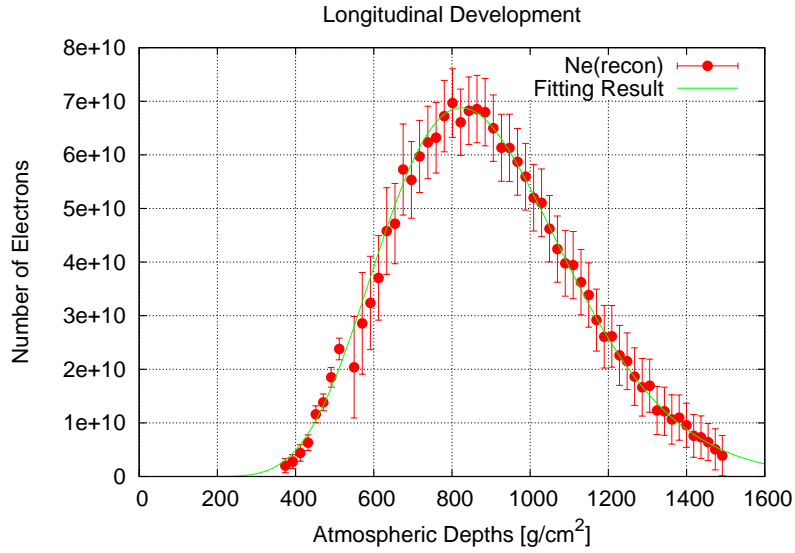


図 4.27: Gaisser-Hillas 関数による縦方向発達のフィッティング。点が再構成で求めた電子数、実線がフィッティング曲線である

$N_{\max}$  は最大発達における電子数、 $X_{\max}$  は最大発達の大気深さ、 $X_1$  は first interaction point の大気深さである。

#### 4.4.3 一次エネルギーの決定

一次宇宙線のエネルギーは空気シャワー中の全粒子のエネルギーの合計である。電磁成分のエネルギーの合計  $E_{\text{cal}}$  は次のように Gaisser-Hillas 関数の積分で表される。

$$E_{\text{cal}} = \frac{\overline{dE}}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X) dX \quad (4.38)$$

ここで  $\frac{\overline{dE}}{dX}$  は1電子が単位大気深さを走った時の平均 energy deposit で  $2.2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  ある。ところで Gaisser-Hillas 関数は

$$t = \frac{X - X_1}{\lambda} \quad (4.39)$$

$$\xi = \frac{X_{\max} - X_1}{\lambda} \quad (4.40)$$

を用いて書き換えると

$$N_e(t) = N_{\max} \left( \frac{e}{\xi} \right)^{\xi} e^{-t\xi} \quad (4.41)$$

となる。したがってこの積分である  $E_{\text{cal}}$  はガンマ関数  $\Gamma$  を用いた以下の式を計算すればよい。

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\max} \frac{\overline{dE}}{dX} \left( \frac{e}{\xi} \right)^{\xi} \Gamma(\xi + 1) \quad (4.42)$$

しかし、空気シャワー中にはニュートリノや高エネルギーのミューオンも存在し、これらに分けられたエネルギーは、大気蛍光の観測では直接知ることができない (missing energy)。一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  を求めるには、 $E_{\text{cal}}$  の他にこの missing energy  $E_{\text{miss}}$  を見積る必要がある。

$$E_0 = E_{\text{cal}} + E_{\text{miss}} \quad (4.43)$$

ただし、CORSIKA [13] によるシミュレーションから

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = A - B \left( \frac{E_{\text{cal}}}{10^{18}\text{eV}} \right)^{-C} \quad (4.44)$$

の関係が成り立つことがわかっている [14] ので、この式により  $E_{\text{miss}}$  を補完した全エネルギーを求めることができる。なお  $A, B, C$  は一次宇宙線の粒子種、到来方向の天頂角成分によってきまるパラメータで、Iron と proton の mixture model に対し天頂角が  $45^\circ$  の場合、 $A = 0.967$ ,  $B = 0.078$ ,  $C = 0.140$  である。

#### 4.4.4 縦方向発達決定精度

この再構成方法による空気シャワーの縦方向発達の決定精度を見るため、4.3 節と同様に、シミュレーションイベントを再構成し、その結果をシミュレーション時のパラメータと比較した。シミュレーション空気シャワーは 4.3 節と同じものである。ここではステレオイベントのみを解析することとし、ジオメトリを Stereo Geometrical Reconstruction で再構成し、その結果を用いて縦方向発達を決定した。図 4.30 ~ 4.33 にそれぞれのパラメータの差の分布を挙げる。赤の実線は全イベントについての解析結果、緑の実線はセクションしたイベントについての解析結果である。セクションの条件は

- $X_{\text{end}} - X_{\text{start}} \geq 300\text{g}/\text{cm}^2$
- $X_{\text{start}} < X_{\text{max}} < X_{\text{end}}$

とした。ここで  $X_{\text{start}}$  はシャワーの見え始めの深さ、 $X_{\text{end}}$  は見え終わりの深さ、 $X_{\text{max}}$  は再構成で得られた最大発達の深さである。

表 4.5 にそれぞれのパラメータの決定精度をまとめる。各欄には、中央値  $\pm \sigma$  の値を挙げた。 $\sigma$  は中央値から 34% のイベントが含まれる幅とした。

図 4.28 からわかるように、垂直に近い空気シャワーでは最大発達が視野の端あるいは視野の外にあることが多い。最大発達が見えないあるいは見えにくい場合はフィッティングにおける不定性が大きくなるので、パラメータ決定の精度がよくない。さらに、エネルギーの低いシャワーは図 4.29 のように観測されるシャワートラックが短い。このような場合も縦方向発達の形が特定できず、さらにジオメトリの決定精度の影響もあり、パラメータが決まりにくい。こうしたイベントを上記セクションで除くことにより、 $E_0 = 10^{19}\text{eV}$  以上の空気シャワーでは、 $X_{\text{max}}$  は  $30\text{g}/\text{cm}^2$ 、 $N_{\text{max}}$  は 5%、 $E_0$  は 10% 以内の幅でおよそ求まる。縦方向発達の再構成にはジオメトリ再構成の結果を用いることから、この決定精度にはジオメトリの決定精度も含まれている。よってモノイベントに対しては、この結果よりも精度が悪くなることが予想される。それぞれの系統誤差について見ると、傾きが小さいシャワーあるいはエネルギーの小さいシャワーで大きくなっていることがわかる。 $X_{\text{max}}$  に関しては、前述のよう

に傾きの小さいシャワーで最大発達が見えないイベントが多いことに直接の原因がある。足し合わせた波形には幅は様々だが必ず立ち下がりが存在する。縦方向発達の真の立ち下がりが見えない場合は、この波形の立ち下がりをそれと間違えてフィッティングしてしまう可能性があり、それが系統誤差につながっている。この点ではデータポイントの選び方に改善の余地がある。また、 $N_{\max}$ ,  $E_0$  に関しては、光子の入射した PMT の数およびその S/N に依存していると考えられる。Waveform Sum Method により足し上げる波形は  $S/N \geq 6$  の信号に絞られており、その数が少ないものは割合的に光子数を少なく見積もってしまうため、 $N_{\max}$ ,  $E_0$  の系統誤差を生む。よって今後は、波形の足し上げ条件の見直しや、波形の数および S/N などによる光子数の補正を行い、系統誤差を小さくしていく必要がある。

$\log E_0$ [eV]	$\theta$ [deg]	#events	$\Delta E_0$ [%]	$\Delta N_{\max}$ [%]	$\Delta X_{\max}$ [g/cm <sup>2</sup> ]	$\Delta X_1$ [g/cm <sup>2</sup> ]
19.0	10	442	$-47 \pm 14$	$-30 \pm 6.7$	$-68 \pm 53$	$244 \pm 99$
		101	$-43 \pm 9.8$	$-27 \pm 4.3$	$-61 \pm 35$	$226 \pm 94$
19.0	30	488	$-37 \pm 8.9$	$-26 \pm 6.3$	$-29 \pm 32$	$174 \pm 91$
		415	$-37 \pm 7.6$	$-26 \pm 5.6$	$-30 \pm 27$	$181 \pm 85$
19.0	60	500	$-26 \pm 3.7$	$-12 \pm 5.3$	$-11 \pm 19$	$188 \pm 80$
		500	$-26 \pm 3.7$	$-12 \pm 5.3$	$-11 \pm 19$	$188 \pm 80$
19.5	10	489	$-34 \pm 6.7$	$-20 \pm 5.8$	$-74 \pm 30$	$164 \pm 40$
		317	$-32 \pm 6.7$	$-18 \pm 4.5$	$-71 \pm 21$	$164 \pm 34$
19.5	30	492	$-19 \pm 6.7$	$-9.3 \pm 4.1$	$-33 \pm 20$	$113 \pm 47$
		454	$-19 \pm 5.5$	$-9.0 \pm 3.5$	$-32 \pm 17$	$112 \pm 44$
19.5	60	500	$-8.4 \pm 2.7$	$-2.3 \pm 1.8$	$-11 \pm 9.4$	$73 \pm 50$
		500	$-8.4 \pm 2.7$	$-2.3 \pm 1.8$	$-11 \pm 9.4$	$73 \pm 50$
20.0	10	497	$-28 \pm 6.5$	$-18 \pm 4.6$	$-72 \pm 24$	$110 \pm 27$
		169	$-24 \pm 3.8$	$-14 \pm 2.3$	$-62 \pm 10$	$101 \pm 24$
20.0	30	498	$-14 \pm 9.1$	$-6.6 \pm 6.8$	$-35 \pm 22$	$77 \pm 32$
		422	$-13 \pm 5.2$	$-6.2 \pm 3.4$	$-33 \pm 13$	$73 \pm 27$
20.0	60	500	$-4.1 \pm 1.9$	$-0.5 \pm 2.0$	$-13 \pm 9.0$	$35 \pm 32$
		500	$-4.1 \pm 1.9$	$-0.5 \pm 2.0$	$-13 \pm 9.0$	$35 \pm 32$

表 4.5: 縦方向発達の決定精度。上段は全ステレオイベントについての結果、下段はセレクションされたイベントについての結果



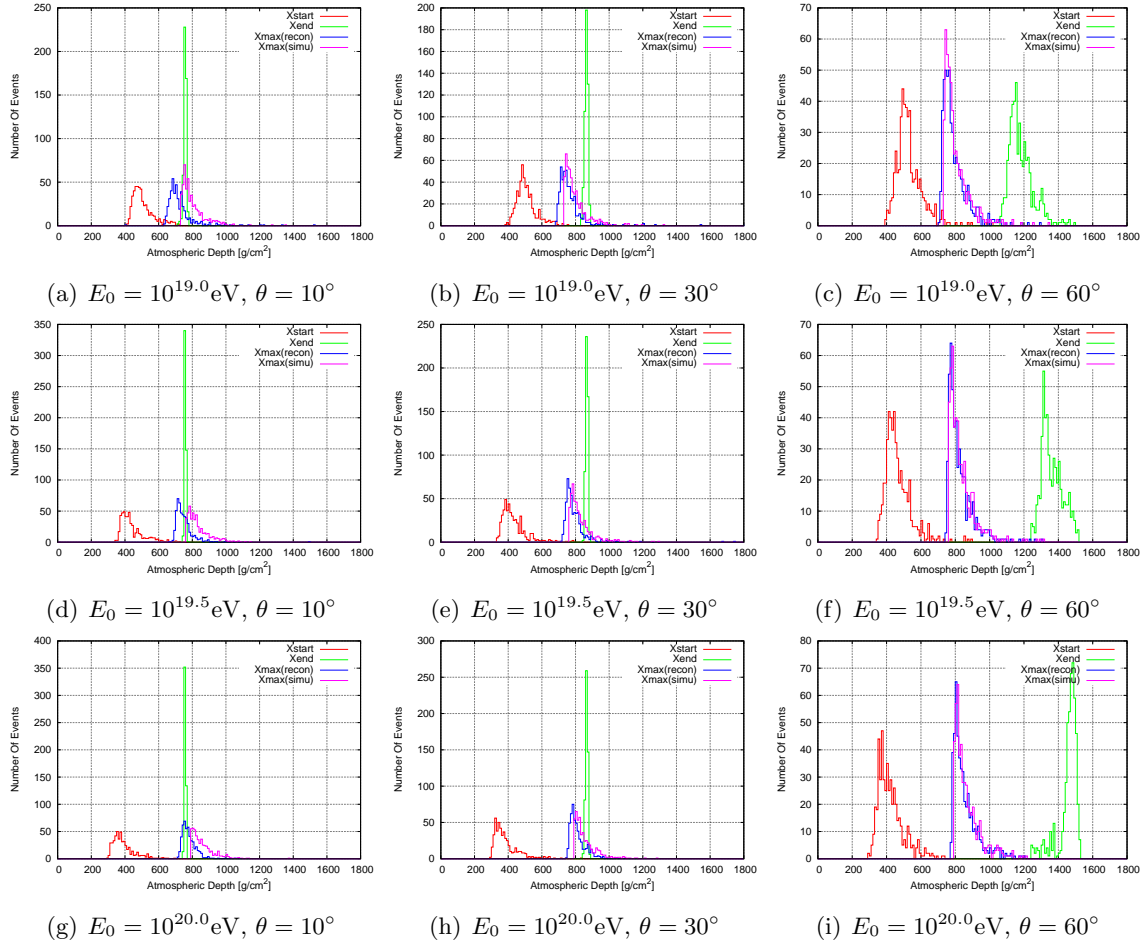


図 4.28: シミュレーションイベントについての視野の分布。赤は見え始めの深さ  $X_{\text{start}}$ 、緑は見え終わりの深さ  $X_{\text{end}}$ 、青は再構成で得られた最大発達の深さ  $X_{\text{max(recon)}}$ 、紫はシミュレーション時の最大発達の深さ  $X_{\text{max(simu)}}$  を表す

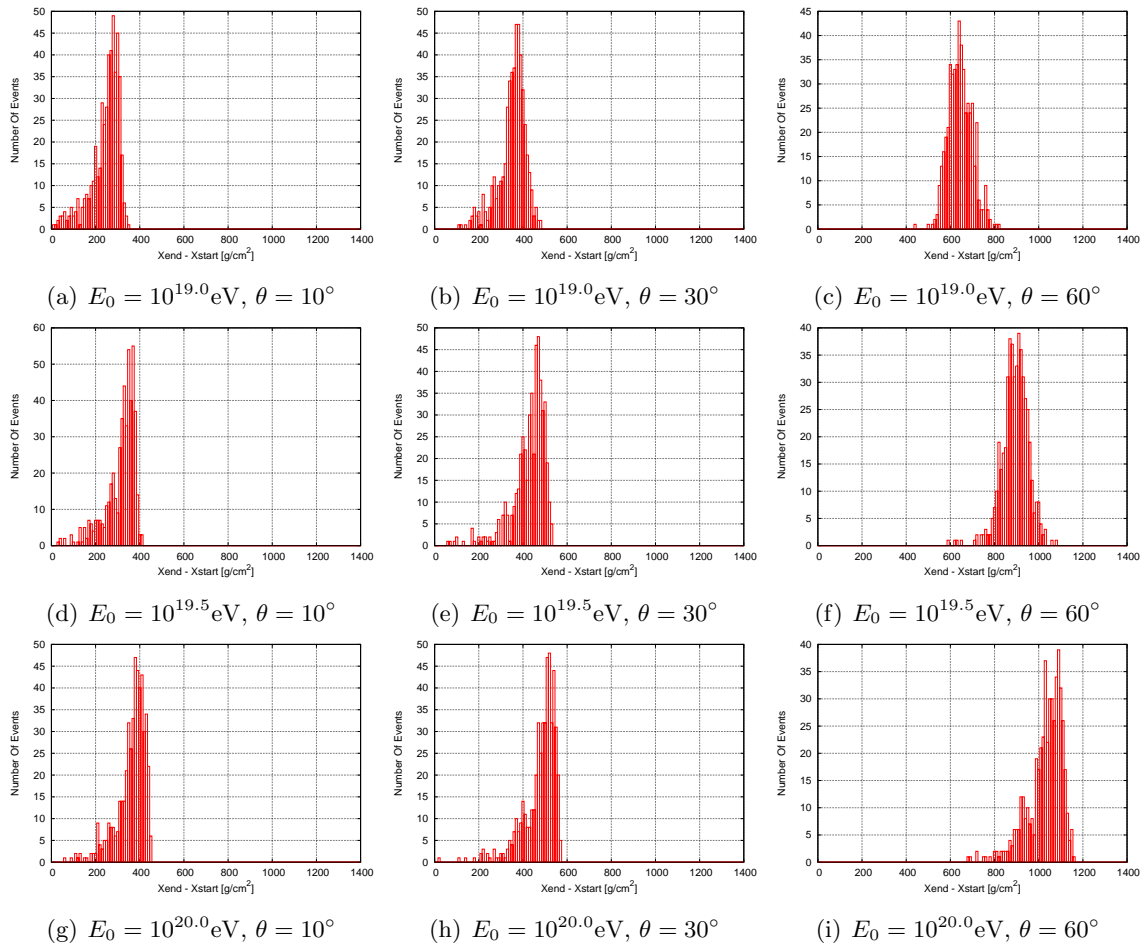


図 4.29: シミュレーションイベントについてのシャワートラックの長さ  $X_{\text{end}} - X_{\text{start}}$  の分布

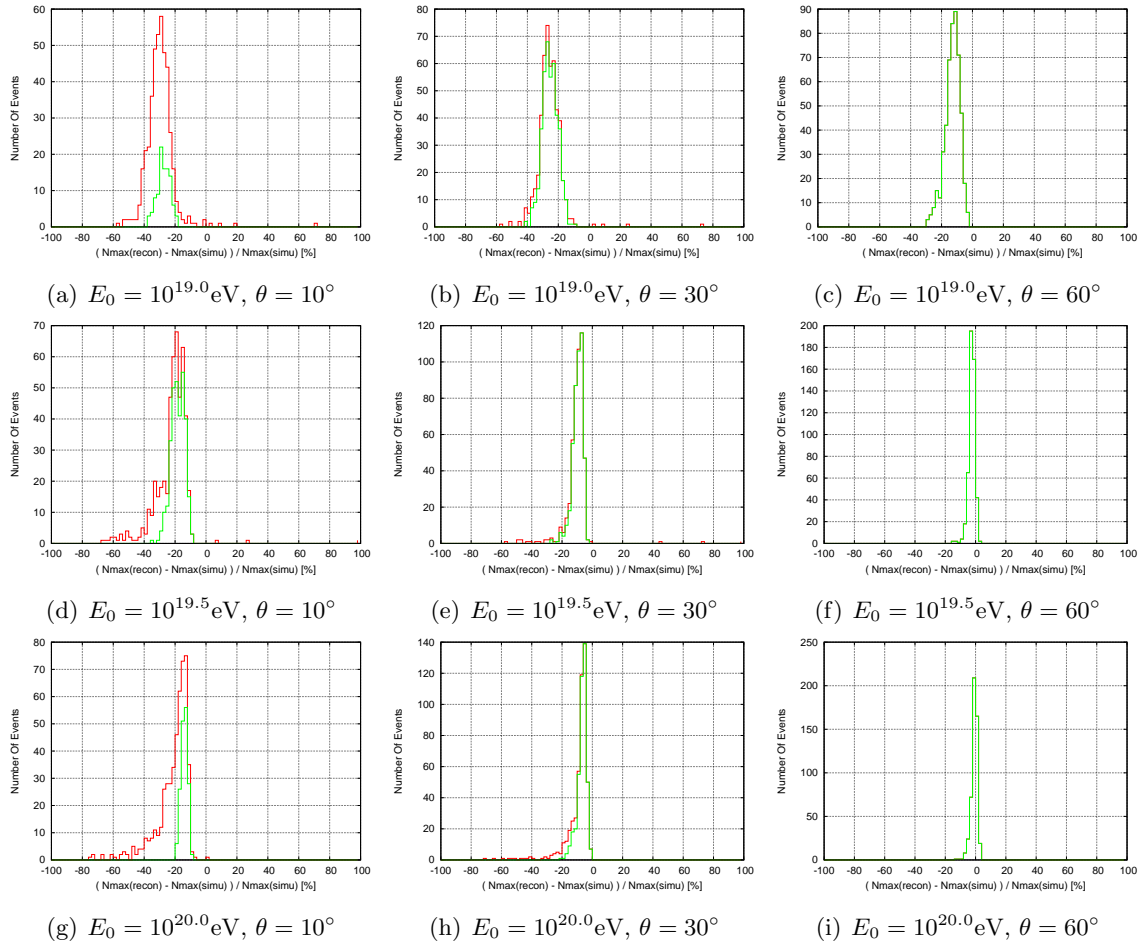


図 4.30:  $N_{\max}(\text{recon}) - N_{\max}(\text{simu})$  の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑はセレクションされたイベントについての分布

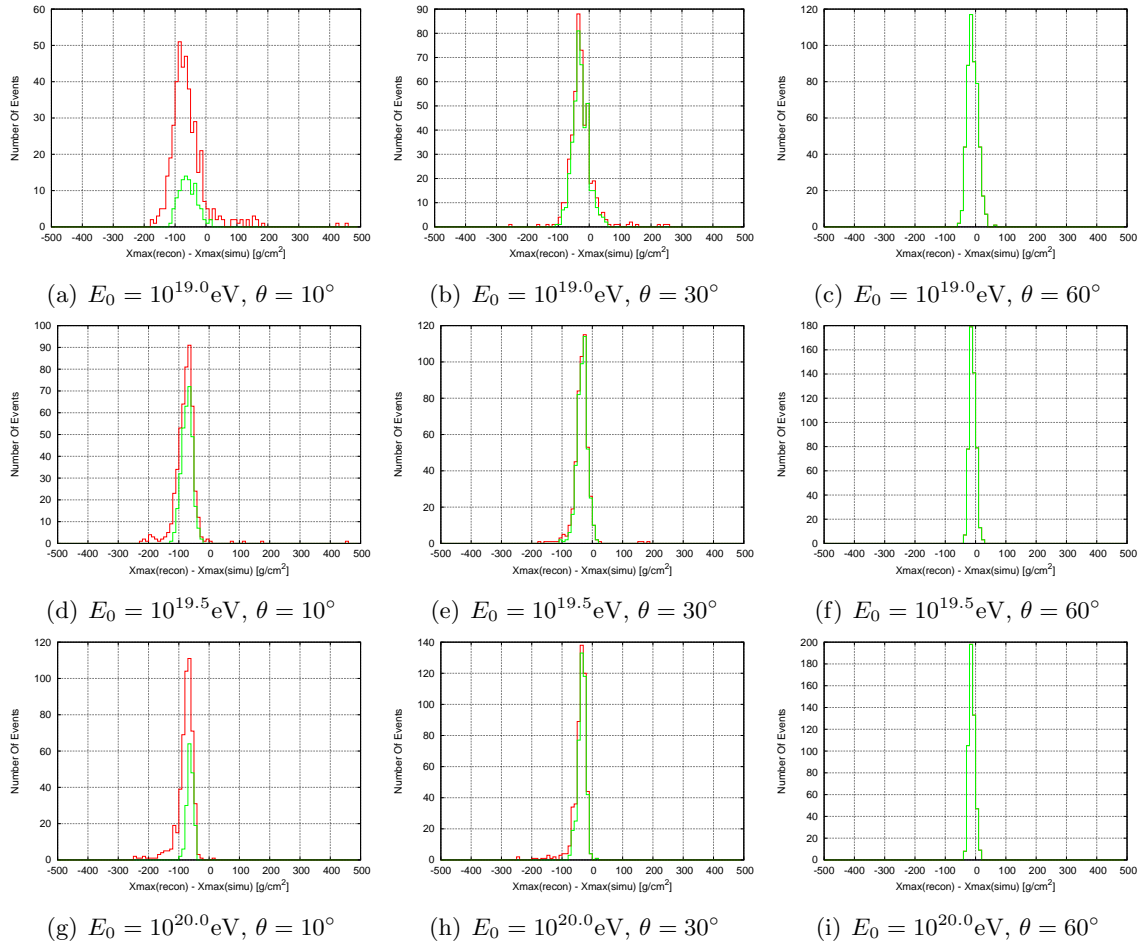


図 4.31:  $X_{\max}(\text{recon}) - X_{\max}(\text{simu})$  の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑はセレクションされたイベントについての分布

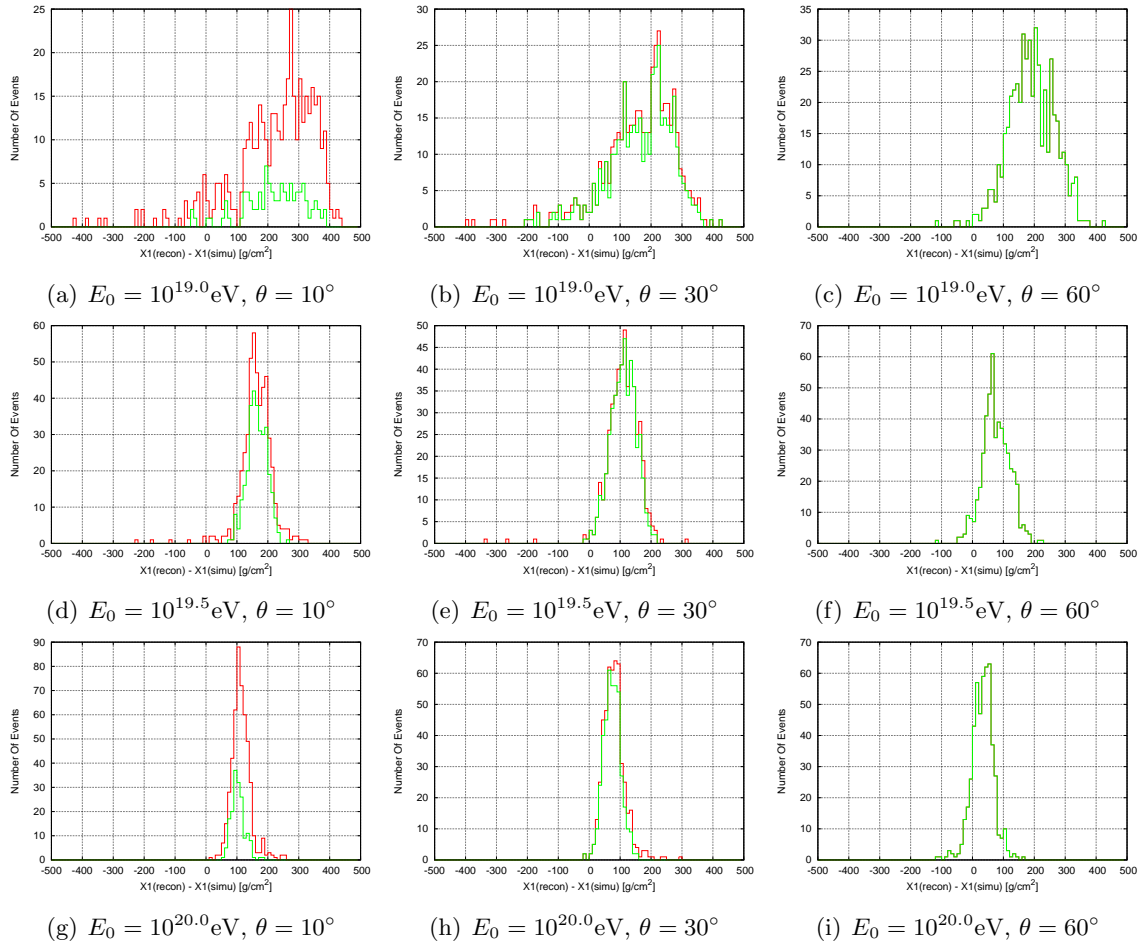


図 4.32:  $X_1(\text{recon}) - X_1(\text{simu})$  の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑はセクションされたイベントについての分布

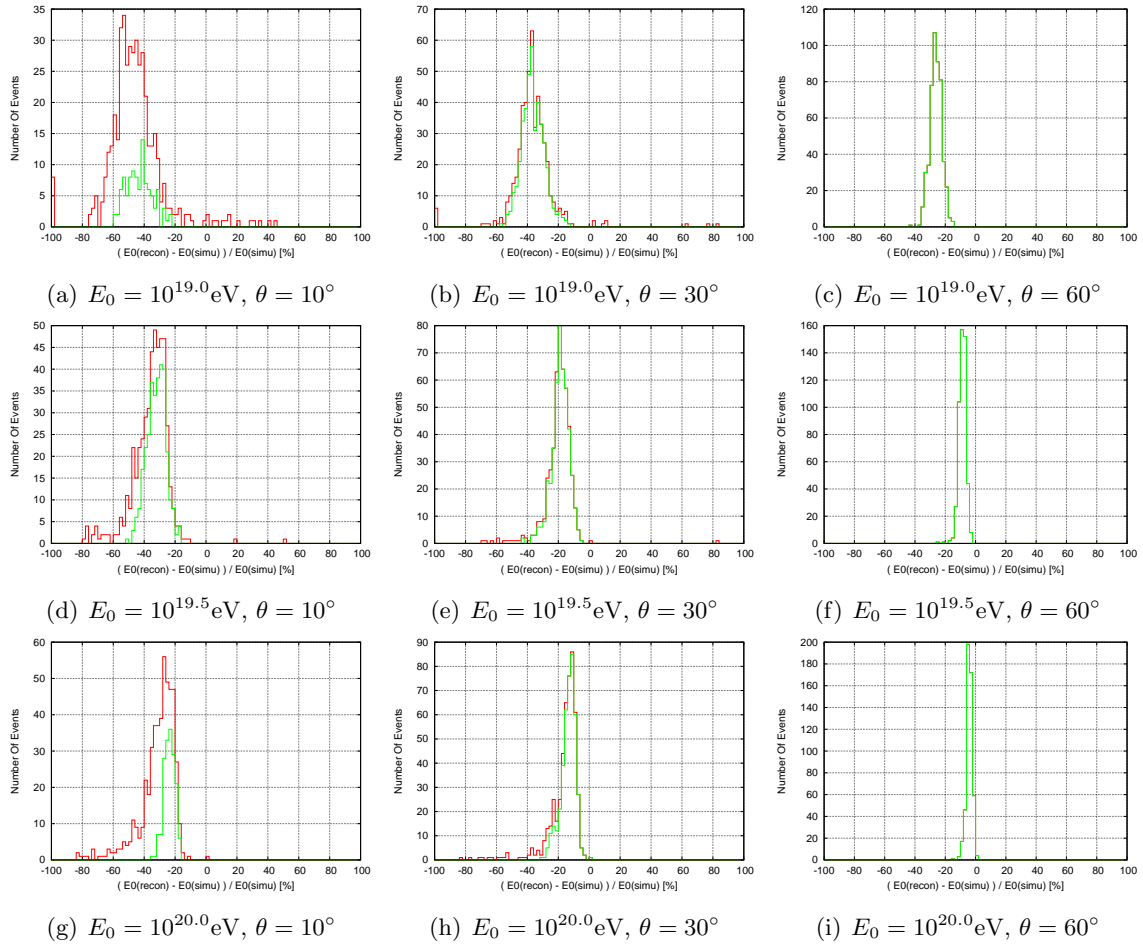


図 4.33:  $E_0(\text{recon}) - E_0(\text{simu})$  の分布。赤はトリガーされた全イベントについての分布、緑はセクションされたイベントについての分布

最後に、再構成ソフトウェアの精度を求めるのに用いたセレクションの条件をまとめておく。下表で のついている条件を各プロセスの精度を求める場合に課した。

条件

- i シャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上
- ii 観測された時間幅が  $12.8\mu s$  以上、あるいは  $25.6\mu s$  以上
- iii 再構成の結果得られた SDP 上でのシャワー軸の傾き  $\psi$  が  $90^\circ$  以下
- iv シャワートラックに対応する大気深さ  $X_{\text{end}} - X_{\text{start}}$  が  $300\text{g}/\text{cm}^2$  以上
- v 再構成の結果得られた  $X_{\text{max}}$  が視野に含まれる ( $X_{\text{start}} < X_{\text{max}} < X_{\text{end}}$ )

	i	ii	iii	iv	v
SDP					
ステレオジオメトリ					
モノジオメトリ					
縦方向発達					

## 第5章 空気シャワーイベントの解析

TA 実験では 2007 年 11 月から Black Rock Mesa (BRM) と Long Ridge (LR) の両 FD ステーションにより定常的なステレオ観測が始まっている。開発した再構成ソフトウェアを用いて、これまでに観測されている空気シャワーイベントのうち、高い精度で再構成が可能であるステレオイベントについて解析を行ったので、この章ではその結果を述べる。

### 5.1 ステレオイベントサーチ

FD の観測においてデータ収集のトリガー判定は FD ステーション毎に行われる。よって両ステーションでトリガーされたイベントが同じ空気シャワーによるステレオイベントかどうかは、データ収集後の解析によって判断される。

ステレオイベントは以下のように同定される。まず、各ステーションの観測で得られたデータは空気シャワーによるイベント以外のデータを含んでいるので、東らによるイベント選別プログラム [19] によって、空気シャワーとそれ以外のデータとに選別する。その後、空気シャワーによるイベントについて、CTD によって記録されている GPS の時刻情報を参照し、各ステーションにおけるトリガー時刻の差が  $\pm 200\mu\text{s}$  以内のものをステレオイベントとする。この時間は空気シャワーから両ステーションへの光路差を考慮した値で、ステーション間の距離が約 40km であることから決定されている。なお、GPS は 25ns 精度である。

### 5.2 ステレオイベントの解析結果

ステレオ定常観測が開始された 2007 年 11 月から 2008 年 6 月までのうち 1 月、2 月および 4 月 27 日 ~ 29 日を除く約 6 ヶ月分の観測データについて、上記の手順によってステレオイベントを検索した。その結果 86 のイベントについてステレオイベントと判定された。月毎のイベント数は図 5.1 に示した。また、月毎の観測時間を図 5.2 に示した。BRM、LR ステーションの上記 6 ヶ月の観測時間の合計はそれぞれ 431.5 時間、386.0 時間である。デッドタイムを差し引いた両ステーションによるステレオ観測時間は 300 時間程度となる。

これらステレオイベントについて、第 4 章で述べた再構成ソフトウェアにより解析を行った。以下に再構成されたイベントの例を挙げる。



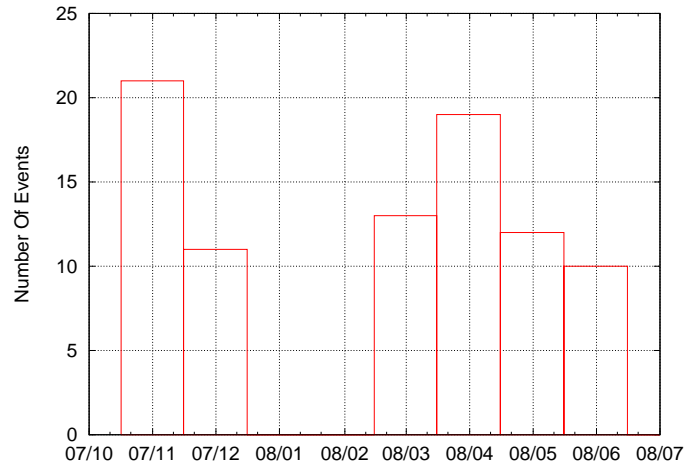


図 5.1: 観測月別のステレオイベント数。1月 はイベントサーチを行っていないため、2月 は BRM ステーションのみでの観測のためイベント数が 0 となっている

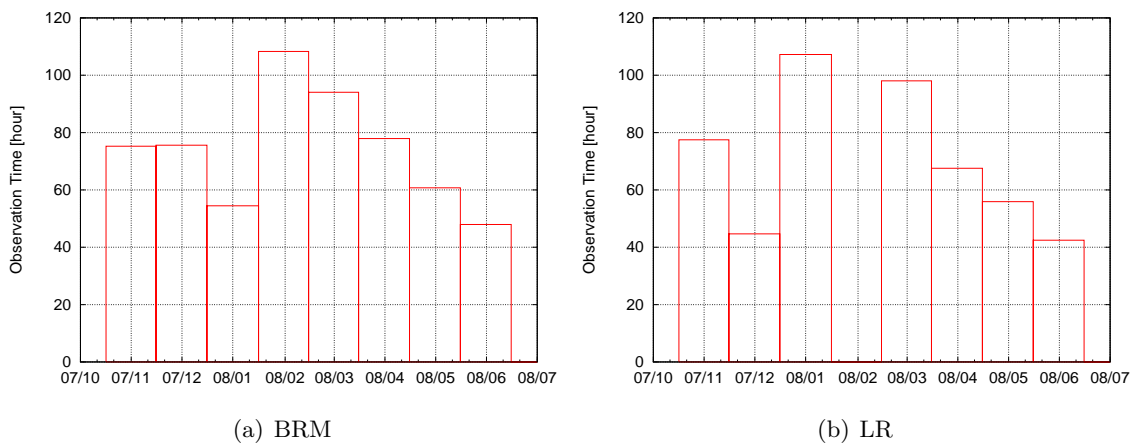


図 5.2: 月毎の観測時間。デッドタイムは差し引いていない。2月 は BRM ステーションのみで観測を行ったため、LR ステーションでは 0 時間となっている

## イベント 1

SITE	RUN ID	TRIG ID	TIME (UTC)
BRM	111913	4241	2007/11/19 11:19:44.758098225
LR	111915	1776	2007/11/19 11:19:44.758068050

## イベント 2

SITE	RUN ID	TRIG ID	TIME (UTC)
BRM	8041016	2516	2008/04/10 10:24:23.629961150
LR	8041013	3694	2008/04/10 10:24:23.629940975

## イベント 3

SITE	RUN ID	TRIG ID	TIME (UTC)
BRM	8050220	2173	2008/05/02 07:14:32.152830000
LR	8050213	1190	2008/05/02 07:14:32.152788625

イベントは観測オペレーションの Run 番号と Trigger 番号によって特定される。表中の SITE はステーション名、RUN ID は Run 番号、TRIG ID は Trigger 番号、TIME は GPS によるトリガー時刻である。これらのイベントのチャージマップおよび再構成の結果を図 5.3 ~ 5.8、表 5.1 に示した。縦方向発達の図から、よく再構成できていることがわかる。

解析の結果、60 イベントが  $10^{19}$ eV 以上のエネルギーと求められた。TA 実験において 1 年間 (600 時間) の観測で期待される  $10^{19}$ eV 以上のステレオイベント数は約 130 と見積もられている [17] ため、300 時間の観測におけるこの結果は妥当なものである。

さらに、再構成を行った 86 イベントのうち決定精度の高いイベントに絞るため、第 4 章で述べた次の条件でセレクションを行った。

- 各ステーションで観測されたシャワートラックの長さが  $8^\circ$  以上
- 観測されたシャワートラックの長さに相当する大気深さが  $300\text{g}/\text{cm}^2$  以上
- 再構成で得られた  $X_{\text{max}}$  が視野に含まれる

その結果、45 イベントが残った。これらのイベントについて、図 5.9 ~ 5.11 にそれぞれコア位置、到来方向、エネルギーの分布を示した。イベント数が少ないため、統計的な誤差が大きい。到来方向については大きな偏りはなくほぼ一様に分布している。コア位置についてはおよそ両ステーションの間の領域に分布しているが、一部はそこから大きく外れている。このようなイベントは大きな傾きをもったもので、大気の影響のため、エネルギーなどの見

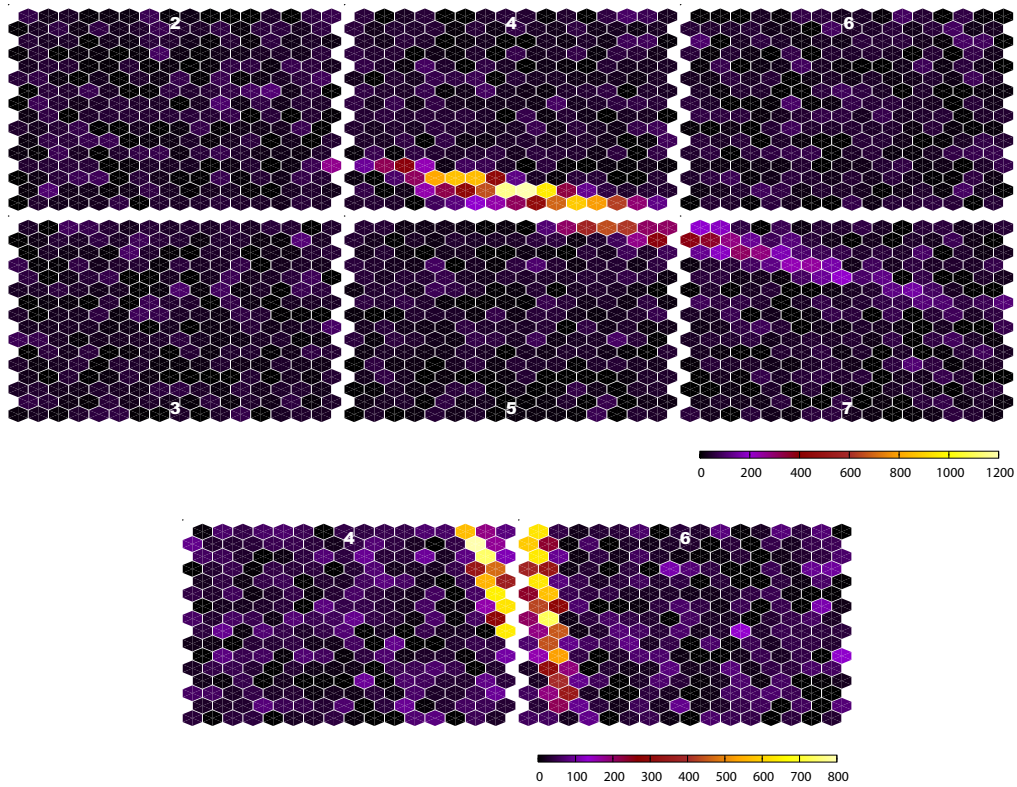


図 5.3: イベント 1 のチャージマップ。上が BRM、下が LR ステーションのもの

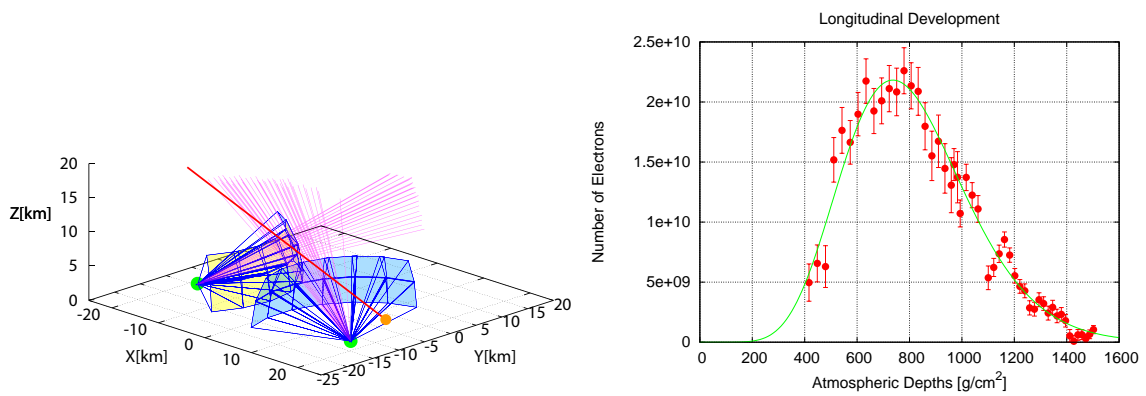


図 5.4: イベント 1 の再構成結果。左がジオメトリ、右が縦方向発達

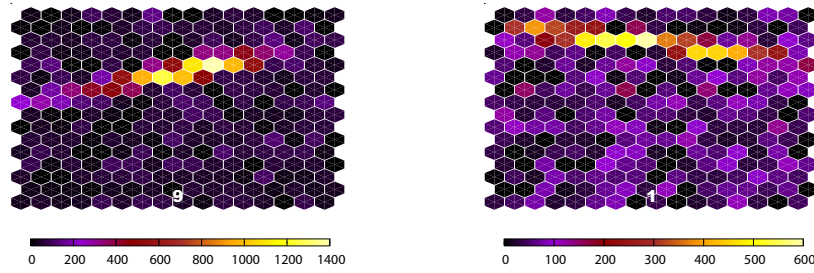


図 5.5: イベント 2 のチャージマップ。左が BRM、右が LR ステーションのもの

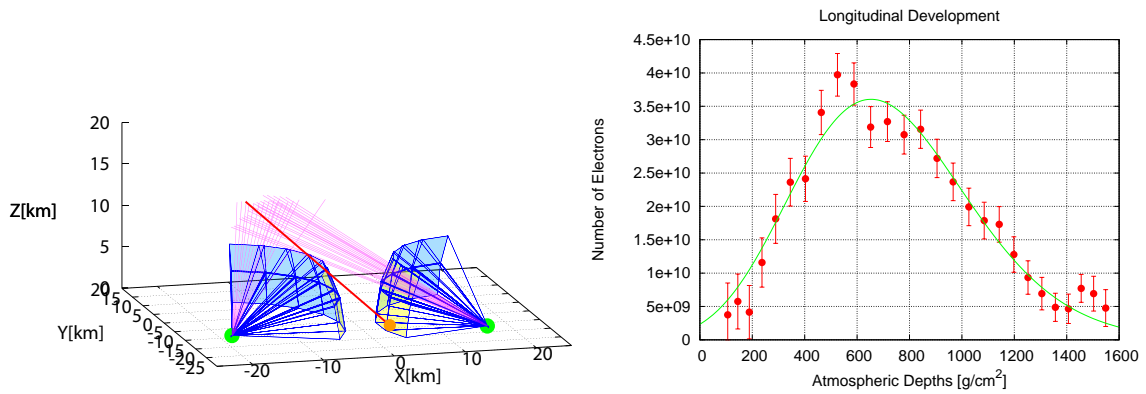


図 5.6: イベント 2 の再構成結果

#	$E_0$ [eV]	$N_{\max}$	$X_{\max}$ [g/cm <sup>2</sup> ]	$X_1$ [g/cm <sup>2</sup> ]
	Zen. [deg]	Azi. [deg]	Core X [km]	Core Y [km]
1	$3.0 \times 10^{19}$	$2.2 \times 10^{10}$	736	-34
	66.7	-99.1	13.6	-2.2
2	$7.2 \times 10^{19}$	$3.6 \times 10^{10}$	653	-916
	73.0	-22.2	4.2	-8.8
3	$7.3 \times 10^{19}$	$4.8 \times 10^{10}$	803	-102
	55.8	45.5	-13.2	-18.6

表 5.1: ステレオイベントの解析結果の例

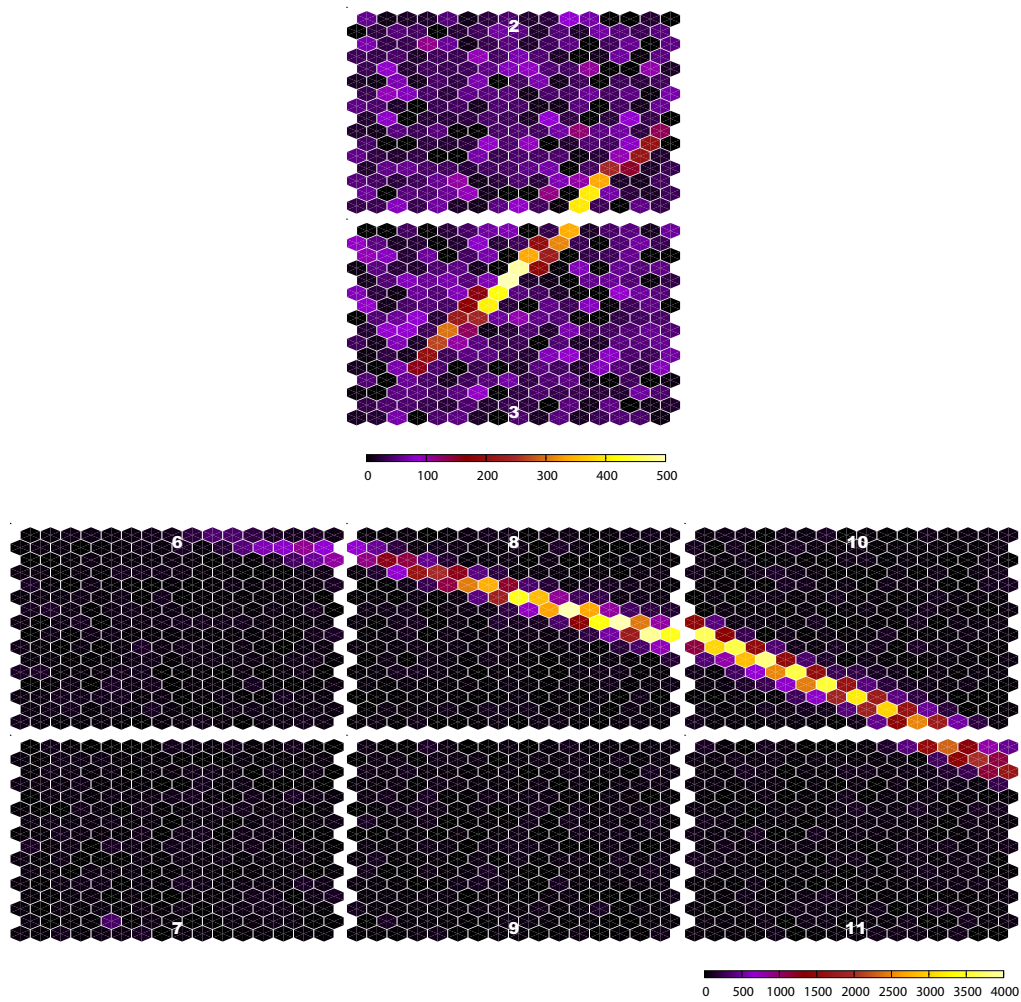


図 5.7: イベント 3 のチャージマップ。上が BRM、下が LR ステーションのもの

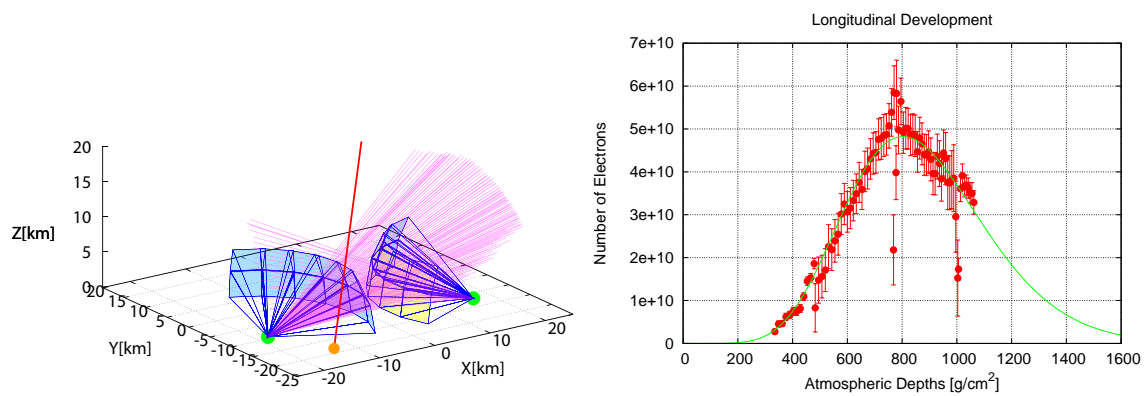


図 5.8: イベント 3 の再構成結果

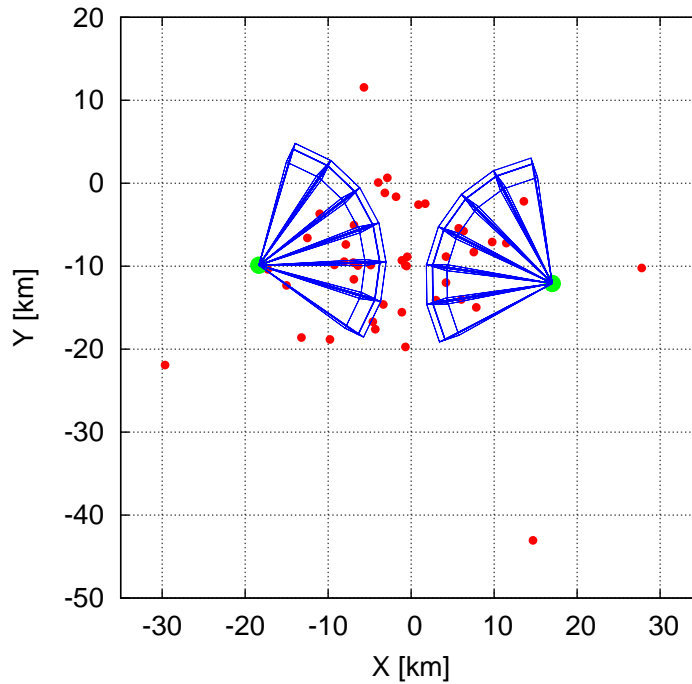


図 5.9: コア位置の分布。赤の点が再構成によって得られたコア位置、緑の点が FD ステーションの位置、青の実線は各望遠鏡の視野方向を表す

積りには大きな誤差がつく。天頂角が  $60^\circ$  以下のイベントに絞ってコア位置の分布を描くと、図 5.12 のようにステレオ観測の有効検出領域内に収まっており、再構成が正しく行われていることがわかる。有効検出領域は町田による計算で  $E_0 = 10^{19}\text{eV}$ ,  $\theta \leq 60^\circ$  の場合である [17]。両ステーションで検出されるイベントは宇宙線のエネルギースペクトルを考えると、ほとんどが  $10^{19}\text{eV}$  程度のエネルギーあり、それは図 5.11 の結果とも一致している。

しかし、この解析では実測によるキャリブレーションデータが取り込まれておらず、これらの解析結果は予備的なものである。キャリブレーションデータの取り込みは準備中であり、今後はそれを用いることにより検出効率や大気の情報などを較正し、正確な結果を出すことが課題である。

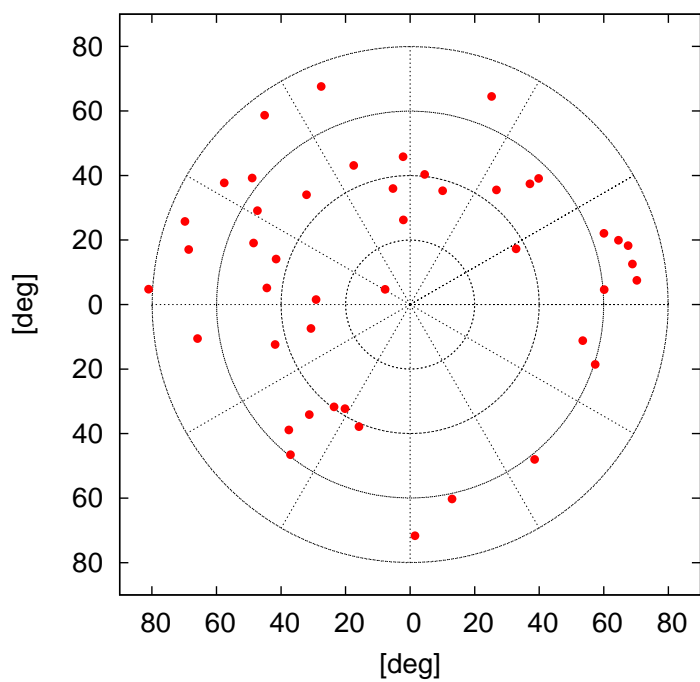


図 5.10: 到来方向の分布。動径方向が天頂角  $\theta$ 、方位角方向が  $\phi$

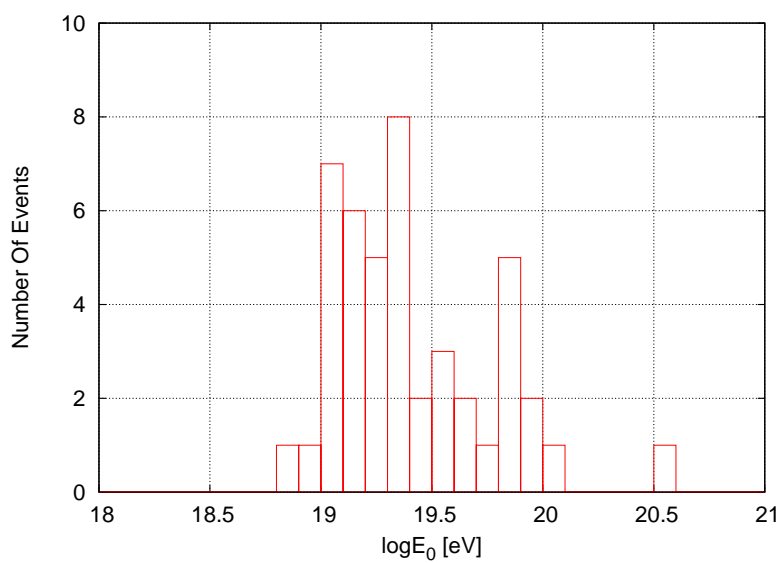


図 5.11: 一次エネルギーの分布

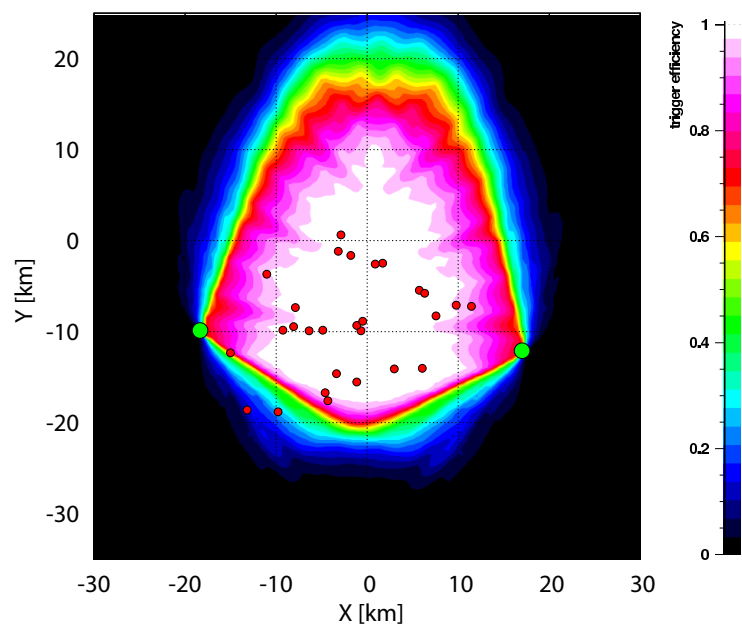


図 5.12: 到来方向の天頂角が  $60^\circ$  以下のイベントのコア位置の分布とステレオ観測での有効検出領域。緑の点が FD ステーションの位置、赤の点がシャワーコアの位置、背景の色が検出効率を表す



## 第6章 結論

テレスコープアレイ実験の大気蛍光望遠鏡による観測データから、空気シャワーを再構成し、一次宇宙線のエネルギー、到来方向を決定するソフトウェアを開発した。シミュレーション空気シャワーを用いた評価の結果、 $E_0 \geq 10^{19}$ eV のシャワーに対し、

- Stereo Geometry Reconstruction による到来方向決定精度は約  $1^\circ$   
特に  $E_0 = 10^{20}$ eV のシャワーについては  $0.6^\circ$
- Mono Geometry Reconstruction による到来方向決定精度は約  $6^\circ$   
特に  $E_0 = 10^{20}$ eV のシャワーについては  $1.8^\circ$
- $X_{\max}$  の決定精度は約  $30\text{g}/\text{cm}^2$
- $N_{\max}$  の決定精度は約 5%
- $E_0$  の決定精度は約 10%  
特に  $E_0 = 10^{20}$ eV のシャワーについては 5% 以内

であることがわかった。

また、この再構成ソフトウェアを用いて観測で得られたステレオイベントを解析した。現状では実測によるキャリブレーションデータがソフトウェアに組み込まれていないため、解析結果は予備的なものである。今後、キャリブレーションデータを組み込み、宇宙線および空気シャワーのパラメータを正しく見積もることが急務である。さらに SD の解析結果とのクロスチェックやハイブリッド解析を導入し、より再構成の精度を高めていくことが必要である。

## 謝辞

本研究にあたり御指導いただきました垣本史雄教授に心より深く感謝いたします。日頃から様々な指針を示してくださいました常定芳基助教に心より深く感謝いたします。また、多くの御助言をいただきました寺澤敏夫教授に心より深く感謝いたします。惜しみない御協力をいただきました TA コラボレーターの皆様に深く感謝いたします。常に研究の支えとなってくださった東京工業大学垣本研究室の多米田裕一郎氏、菅原利弘氏、副島吾郎氏、林健太郎氏、石森理愛氏、加藤拓也氏、西野大輔氏に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report*. (2000)
- [2] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics*.
- [3] 小田稔, 宇宙線.
- [4] A.N.Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University*. (1967)
- [5] F.Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth., A* 372, 527 (1996)
- [6] J.Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, 10, 146 (1963)
- [7] M.Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1163 (1998)  
M.Takeda et al., *Astropart. Phys.*, 19, 447 (2003)
- [8] 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)
- [9] K.Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748 (1966)  
G.T.Zatsepin, V.A.Kuzmin, *JETP Lett.*, 4, 78 (1966)
- [10] S.Yoshida, M.Teshima, *Prog. Theor. Phys.*, 89, 833 (1993)
- [11] A.M.Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [12] T.Stanev, *astro-ph/0411113*.
- [13] D.Heck et al., *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019* (1998)
- [14] H.M.J.Barbosa et al., *Astropart. Phys.*, 22, 159 (2004)
- [15] 皆川隆一, 修士論文, 東京工業大学. (2005)
- [16] 多米田裕一郎, 修士論文, 東京工業大学. (2006)
- [17] 町田智子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [18] 村野暢子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [19] 東龍二, 修士論文, 東京工業大学. (2008)