

テレスコープアレイ実験 大気蛍光望遠鏡のための  
イベント再構成ソフトウェアの開発と

Middle Drum ステーション望遠鏡の性能評価

(Development of Event Reconstruction Software for the Telescope  
Array Fluorescence Detector and Evaluation of Performance of  
the Telescopes at the Middle Drum Station)

理学研究科  
数物系専攻

大野木瞭太

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>最高エネルギー宇宙線</b>	<b>1</b>
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
1.1.2	宇宙線の化学組成	3
1.1.3	宇宙線の加速機構	3
1.2	空気シャワーと宇宙線観測	5
1.2.1	空気シャワー現象	5
1.2.2	空気シャワーの縦方向発達	7
1.2.3	空気シャワーの横方向分布	10
1.2.4	空気シャワー粒子の到来時刻分布	11
1.2.5	空気シャワーの観測方法	11
1.2.6	大気中での発光過程と散乱・吸収	13
<b>第 2 章</b>	<b>Telescope Array (TA) 実験</b>	<b>18</b>
2.1	TA 実験	18
2.2	地表検出器 (SD)	18
2.2.1	検出器の構成	18
2.3	大気蛍光望遠 (FD)	20
2.3.1	望遠鏡と光学系	20
2.3.2	PMT カメラ	21
2.3.3	データ収集システム	21
2.3.4	PMT のゲインの較正	24
2.3.5	大気情報のモニタリング	26
2.4	TA 実験による最近の観測結果	28
2.4.1	エネルギースペクトル	28
2.4.2	質量組成	29
2.5	TA 実験と Auger 実験の観測結果の比較	30
2.5.1	エネルギースペクトル	30
2.5.2	質量組成	31
<b>第 3 章</b>	<b>Middle Drum (MD) ステーション</b>	<b>32</b>
3.1	Middle Drum(MD) ステーション	32
3.1.1	望遠鏡と光学系	33
3.1.2	PMT カメラ	34
3.2	エレクトロニクス	35
3.2.1	データ収集システム	35
3.2.2	その他のモジュール	40

3.3	キャリブレーション	40
3.3.1	エレクトロニクス機能点検	40
3.3.2	光学系の較正	41
3.3.3	大気情報モニタリング	46
<b>第4章</b>	<b>TA 実験標準のシミュレーションとイベント再構成ソフトウェア</b>	<b>47</b>
4.1	空気シャワーシミュレーション	47
4.1.1	セッションファイル	47
4.1.2	縦方向発達曲線の決定	48
4.1.3	大気蛍光発光	49
4.1.4	チェレンコフ光	50
4.1.5	散乱チェレンコフ光	50
4.2	検出器シミュレーション	51
4.3	イベント再構成ソフトウェア	54
4.3.1	PMT セレクション	55
4.3.2	ジオメトリ再構成	60
4.3.3	縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -	64
<b>第5章</b>	<b>標準ソフトウェアでの Middle Drum ステーションの取り扱いと変更点</b>	<b>67</b>
5.1	検出器シミュレーション	67
5.1.1	大気蛍光望遠鏡	67
5.1.2	レイトレースとエレクトロニクス	67
5.2	イベント再構成	70
<b>第6章</b>	<b>性能評価</b>	<b>72</b>
6.1	モノ再構成の決定精度	72
6.1.1	シミュレーション条件とイベントセレクション	72
6.1.2	タイミング情報の補正	73
6.1.3	決定精度	76
6.2	HiRes ベースの解析ソフトウェアとの比較	77
<b>第7章</b>	<b>結論</b>	<b>85</b>

## 概論

最高エネルギー宇宙線と呼ばれる  $10^{18}$  eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線は爆発的な天体現象により加速される，というのが有力な説だが，宇宙線が発見されてから 100 年以上経った今でもその起源や宇宙線の組成などは明らかになっていない．その解明は，宇宙線物理学において最も興味深いトピックの一つである．この最高エネルギー領域の宇宙線を観測している実験が，北半球の Telescope Array(TA) 実験と南半球の Auger 実験である．両実験共に，エネルギースペクトルと宇宙線の質量組成を測定している．エネルギースペクトルについて，系統誤差の範囲内ではあるが両者の結果は完全には一致しない．例えば，“ankle” と呼ばれるエネルギースペクトルの折れ曲がり構造が一致するようにエネルギースペクトルをシフトさせても，最高エネルギーの端の “cutoff” の構造は一致しない．この問題を解決するためには，統計量を増加することと同時に，エネルギーと化学組成の決定精度を向上がさせることが必要である．

日米韓露国際協力による最高エネルギー宇宙線観測実験である TA 実験は，米国ユタ州で行われており，2008 年 5 月より定常観測を継続している．TA 実験は約  $700 \text{ km}^2$  の領域に展開された 507 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) からなる空気シャワーアレイを有し，常時 97 % 以上の稼働率で運用している．これに加えて，3 つのステーション (Black Rock Mesa(BRM), Long Ridge(LR), Middle Drum(MD)) に合計 38 台の大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) が設置され，月の無い晴れた日の夜間に観測が行われている．

BRM ステーションと LR ステーションの FD は TA 実験用に新たに設計，製作，設置された．一方で，MD ステーションには HiRes 実験で使用されていた FD が移設された．BRM ステーションと LR ステーションの観測データは米国と日本でそれぞれで独立に開発された 2 種類の解析ソフトウェアによって解析されているが，MD ステーションの観測データは HiRes 実験で使用されていた解析ソフトウェアをベースに開発されたソフトウェアによる解析のみが行われている．

本研究では，日本で BRM/LR ステーションのために開発された標準解析ソフトウェアに，MD ステーションのための解析ソフトウェアを組み込むことで，全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できるイベント再構成ソフトウェアを開発し，旧 HiRes とは独立に MD ステーションの観測データを解析できるようにした．これにより，3 つのステーションの観測データを 1 つ解析ソフトウェアで解析することができ，3 つのステーションの任意の 2 つの組み合わせのステレオ事象の解析が可能になった．これにより，ステレオ事象の統計量が約 3 倍になるという飛躍的な増加が期待される．

本論文では，イベント再構成ソフトウェアの詳細やソフトウェア内での MD ステーションの取り扱いについて述べる，さらに，MD ステーションのためのシミュレーションソフトウェアを使い生成した空気シャワーイベントデータを解析することで，このイベント再構成ソフトウェアの単眼再構成決定精度を評価した．また，HiRes 実験ベースの解析ソフトウェアと決定精度を比較した．

# 第1章 最高エネルギー宇宙線

## 1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙に存在する高エネルギー粒子であり，1912年にオーストラリアの物理学者V.F.Hessによって発見された．これまでに観測された宇宙線のエネルギーは， $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV 以上までの広範囲にわたっている．宇宙線の到来頻度は，エネルギーのおよそ3乗に比例して小さくなる（図 1.1）．宇宙線のスペクトルには，いくつかの構造が見られ， $10^{15.5}$  eV， $10^{17.5}$  eV， $10^{18.5}$  eV， $10^{19.7}$  eV に位置する折れ曲がり “knee”，“2nd knee”，“ankle”，“cutoff” と呼ばれている．

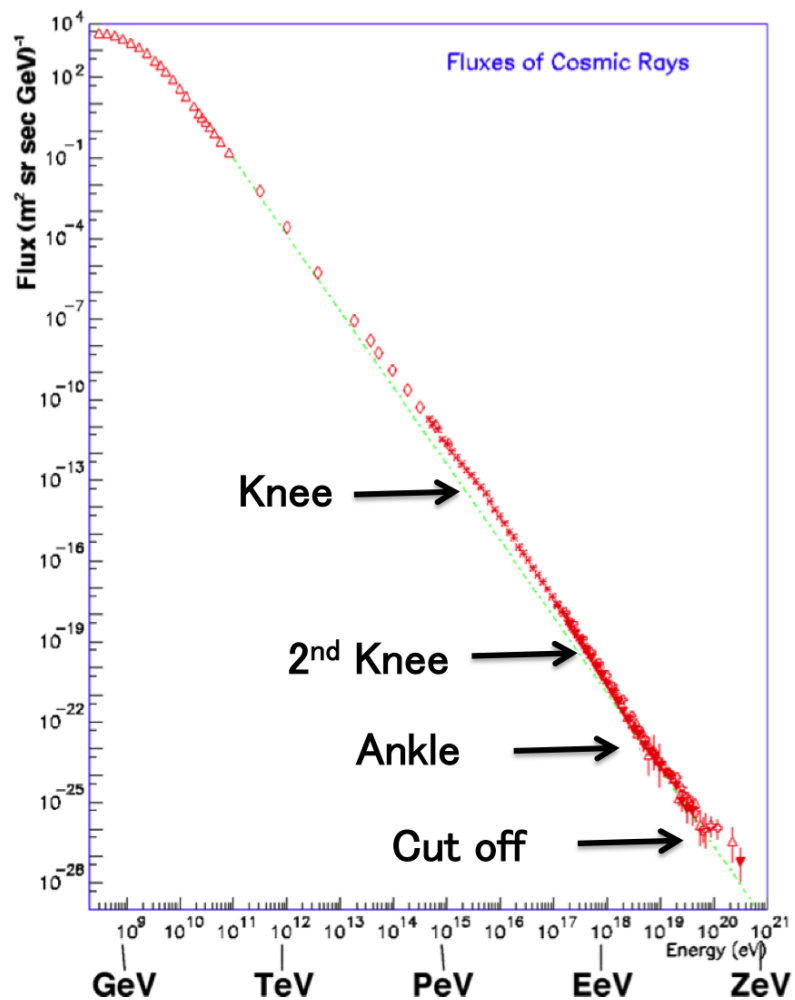


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [1].

### 1.1.1 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 を超えるエネルギー領域では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗  $F(E) = K \times E^{-\gamma}$  で近似される。

$10^{13}$  eV から  $10^{21}$  eV までのエネルギー領域のフラックスは  $E^3$  に比例して減少し、図 1.2 は、 $10^{17}$  eV から  $10^{21}$  eV のエネルギー領域のフラックスに  $E^3$  を掛けて、スペクトルの構造を見やすくしたものである。

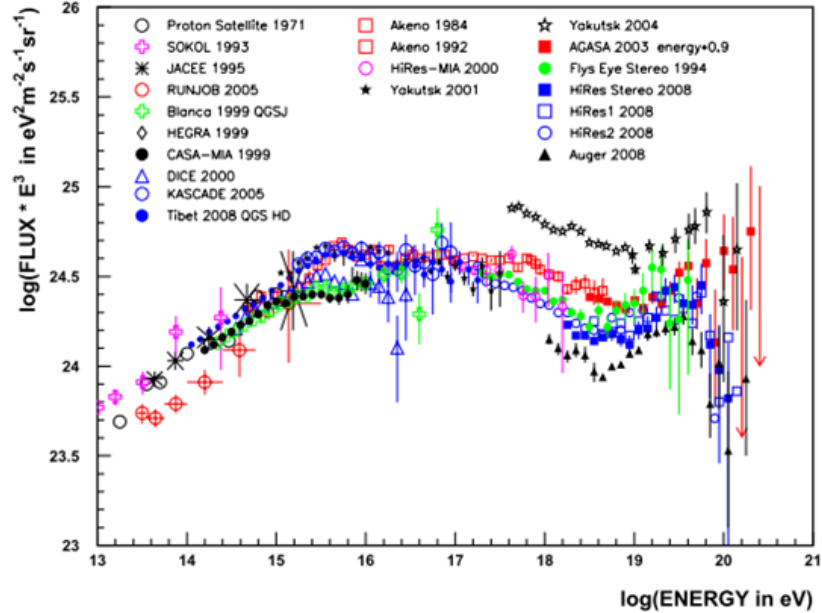


図 1.2: 一次宇宙線のフラックスに  $E^3$  を掛けたもの [3].

$10^{18.5}$  eV に位置する ankle については複数のシナリオが考えられている。1 つは ankle 領域のエネルギーの銀河系内宇宙線に対して、銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなっている、あるいは、加速領域内への閉じ込め効果が効きにくくなり、十分な加速ができなくなり、銀河系内から銀河系外へとエネルギーの増加とともに遷移するという考え方である。この場合は ankle 周辺での系内起源の宇宙線の到来方向異方性がエネルギーとともに大きくなることが期待される。また、宇宙線の化学組成は系内起源の宇宙線から系外起源の宇宙線への変化に伴い、重い原子核から陽子や軽い原子核へと変化すると期待されている。

他には、ankle をはさむエネルギー領域で主たる起源は銀河系外で変わらず、ankle の構造に宇宙線陽子が電子対生成 (式 (1.1)) によるエネルギー損失によって生じるという解釈もある [4][5]。この場合は質量組成は ankle 領域を挟んだ高エネルギー側、低エネルギー側のどちらでも陽子のままで変化しないと予測される。

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.1)$$

最高エネルギー領域の  $10^{19.7}$  eV 以上には “cutoff” と呼ばれる構造がある。このエネルギー領域の陽子が、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation (CMBR)) との相互作用で  $\Delta^+$  共鳴反応を起こし  $\pi$  中間子を生成する (式 (1.2))。この反応により、このエネルギー領域の宇宙線の主成分が陽子であればフラックスが急激に減少することが期待されており、エネルギースペクトルの最高エネルギーの急激な折れ曲がりを説明する有力なシナリオである [6]。

$$p + \gamma \rightarrow \Delta_{1232}^+ \rightarrow \begin{cases} \pi^0 + p \\ \pi^+ + n \end{cases} \quad (1.2)$$

cutoff に関しては別のシナリオも存在する．そのシナリオは，最高エネルギーの端の領域の組成は原子核で，最高エネルギー宇宙線原子核が CMBR との相互作用によって破砕されエネルギーを失うというものである [7]．

最高エネルギー宇宙線の化学組成に関しては，いくつかの実験で測定されているが未だ確定しておらず，シナリオを説明するために組成を解明することはたいへん重要である．

### 1.1.2 宇宙線の化学組成

宇宙線の化学組成は，宇宙の化学組成に比べると，図 1.3 に見られるように重い元素が He に比べて相対的に多い [8]．これは H, He が加速領域に入る際に比較的イオン化されにくいことと関係があると考えられている．しかし，大まかに見ると宇宙線の化学組成と宇宙の化学組成はよく一致している．He より重い原子核は星の中で核融合によって合成され，星風や爆発によって星間物質と星との間を何代にもわたって経て，宇宙化学組成を形成している．つまり，宇宙線の化学組成が宇宙の化学組成と大きくずれないのは，星の中で合成された原子核が何らかの形で加速されて宇宙線となっていることを示している．宇宙線の化学組成には，その原子核がどこで合成され，どこで加速され，どのようにして伝播してきたのかが反映されるはずである．従って，宇宙線中の放射性同位体比や重元素を知ることによって，宇宙線の起源について知ることができる．

### 1.1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構については多くの議論がなされている．宇宙線の加速機構を考える上で，先に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条件となる．現在，この条件を満たす加速機構として最も有力とされているのが“フェルミ加速機構”である [12]．

#### フェルミ加速機構

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された荷電粒子加速理論で，荷電粒子が磁場を持った星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得るという統計的な加速モデルである．これによると，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，1 回の衝突あたりの粒子のエネルギーの増加量の平均  $\Delta E$  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．この 2 次フェルミ加速の他にプラズマ衝撃波による加速も考えられ，この場合，加速領域の形状の考察から  $\alpha$  が衝撃波の移動速度の 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， $n$  回の衝突後の粒子のエネルギー  $E_n$  は式 (1.3) のようになる．

$$E_n = E_0(1 + \alpha)^n \quad (1.3)$$

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，

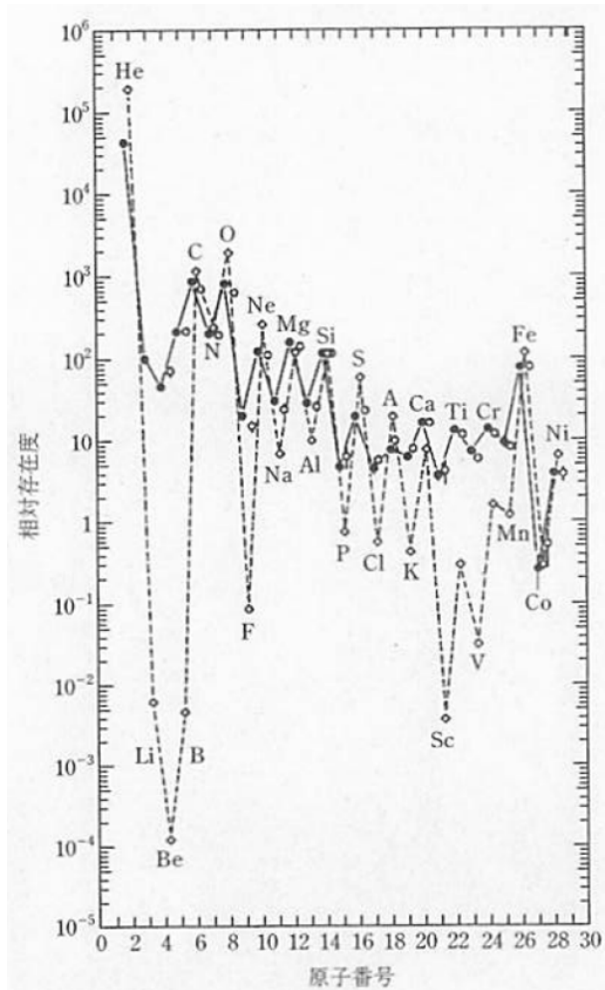


図 1.3: Si を 100 としたときの、宇宙線の組成と太陽系の組成. ●は 70~280,MeV の低エネルギー宇宙線, ○は 1000~2000 MeV の高エネルギー宇宙線, ◇は太陽系の組成を表している [8]



$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.4)$$

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  $P_{esc}$  とすると， $n$ 回衝突後に加速領域に留まる確率は  $(1 - P_{esc})^n$  となるので， $E$ 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は，

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.5)$$

である．式(1.4)を(1.5)に代入すると，

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.6)$$

となる．ここで  $\gamma$  は

$$\gamma = \frac{\ln[(1 - P_{esc})^{-1}]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{esc}}{\alpha} \quad (1.7)$$

である．このようにしてフェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが自然に導き出される．

### 超新星残骸での衝撃波加速

超新星残骸による加速での最大エネルギーを計算することができ，質量  $10 M_{\odot}$  の天体の超新星爆発の放出速度は  $5 \times 10^8 \text{cm/sec}$ ，放出する物質の平均密度が  $1 \text{proton/cm}^3$  とすると，加速される時間は  $T_A \approx 1000 \text{yrs}$  となり，銀河磁場を  $3 \mu\text{G}$  と仮定すると，最大加速エネルギー  $E_{\max}$  は，

$$E_{\max} \simeq Z \times 3 \times 10^{13} [\text{eV}] \quad (1.8)$$

となる [10] [11] .

## 1.2 空気シャワーと宇宙線観測

1.1節で述べたように，宇宙線のフラックスはほぼ  $E^{-3}$  で減少するので， $10^9 \text{eV}$  から  $10^{20} \text{eV}$  までの一次エネルギーの変化に対してフラックスの変化は  $10^{30}$  倍にもなる．フラックスの大きい  $10^{14} \text{eV}$  以下の低エネルギー宇宙線は，気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接測定される．しかし， $10^{14} \text{eV}$  以上の高エネルギー宇宙線は図 1.1 に示すように到来頻度が少ないため，観測するには大きな検出面積と長い露光時間が必要であり，そのため飛翔体搭載検出器で直接観測することは難しい．そこで，このような高エネルギー宇宙線に対しては一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線(空気シャワー)を検出するという間接測定が行われている．

### 1.2.1 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し，さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行う．この過程を繰り返し，一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ．通常，空気シャワーは高エネルギーハドロンの多重発生の

繰り返して作られる核カスケードと、高エネルギーガンマ線・電子・陽電子かで作られる電磁カスケードからなる。

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

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.9)$$

のように崩壊する。 $\mu^\pm$  の寿命は  $2.20 \times 10^{-6}$  s で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.10)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.11)$$

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 倍もあるため、核相互作用が繰り返されることで多数の粒子が生成される。これを核カスケードと呼ぶ。図 1.4 は空気シャワーが発達する様子を模式的に表したものである。

高エネルギーのガンマ線は電子対生成により電子と陽電子を生成する。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。

$$\sigma_{\text{brems}}(E, \nu) d\nu = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{d\nu}{\nu} \left[ \left( 1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - \nu) \right] \quad (1.12)$$

ここで  $\nu$  は  $h\nu/E$ 、 $\nu$  は制動放射される光子の振動数、 $Z$  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。制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失  $(dE/dX)_{\text{brems}}$  は以下のように表される。

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.13)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.14)$$

ここで、 $N$  はアボカド口数、 $A$  はターゲット原子核の質量数である。 $X_0$  は大気ではおよそ  $38 \text{ g/cm}^2$  である。一方、電子対生成の断面積  $\sigma_{\text{pp}}$  は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[ \left( u^2 + (1 + \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - u) \right] \quad (1.15)$$

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表している。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として輻射長を使って、

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7 E}{9 X_0} \quad (1.16)$$

となる．従って，電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる．この二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カスケードである．粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると，大気中の電離損失が優勢となり，電子成分が大気中に吸収されて粒子数が減少する．この境目のエネルギーを臨界エネルギーと呼び，空気中では 84MeV である．

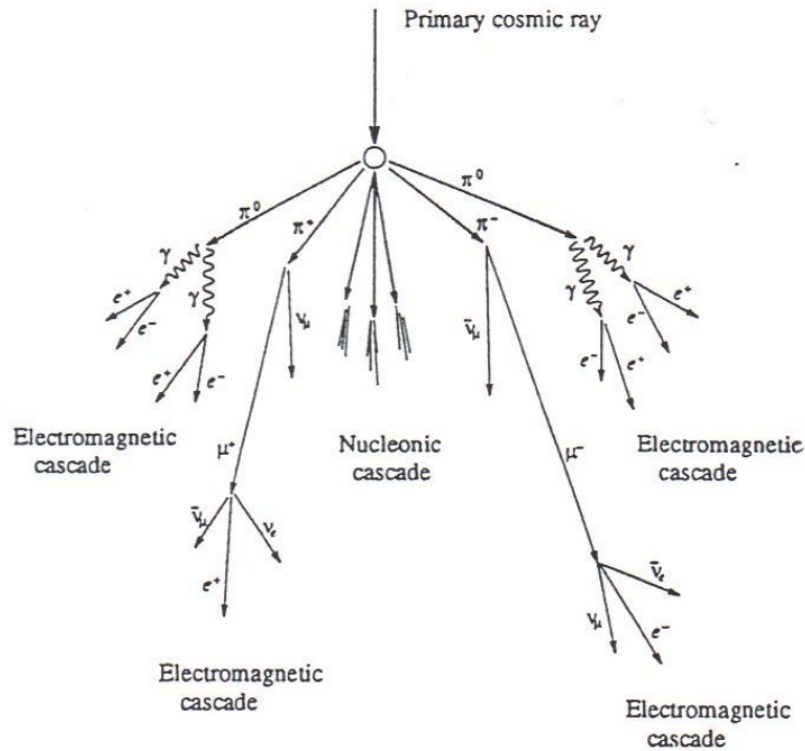


図 1.4: 空気シャワーの模式図

### 1.2.2 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にするにつれて，個々の粒子の持つエネルギーは減少する．高エネルギーの電子は主に制動放射によって急速にエネルギーを失っていくが，電離損失が支配的になる臨界エネルギー  $E_c$ (空気中では  $E_c = 84\text{MeV}$ ) にまでにエネルギーが下がると，制動放射が起こらなくなるため，シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる．このようなシャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる．

エネルギー  $E_0$  の1個のガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達については，次の近似式が用いられる．

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.17)$$

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.18)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.19)$$

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も呼ばれる。このシャワーエイジはシャワーの発達とともにその値は増加し、 $N_e$  (全電子・陽電子数) が最大になるとき、 $s=1$  となる [12]。

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

$$N_e(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left( -\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.20)$$

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 [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $X_1$  は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $\lambda$  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  $N_{\max}$  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いこと、さらに同じ一次エネルギーでは重い原子核ほど核子当たりのエネルギーが小さいこと、エネルギー細分化が早く進むことによるためである。

$X_{\max}$  の質量数依存性を、図 1.5 のような単純なモデルを使って考えてみる。

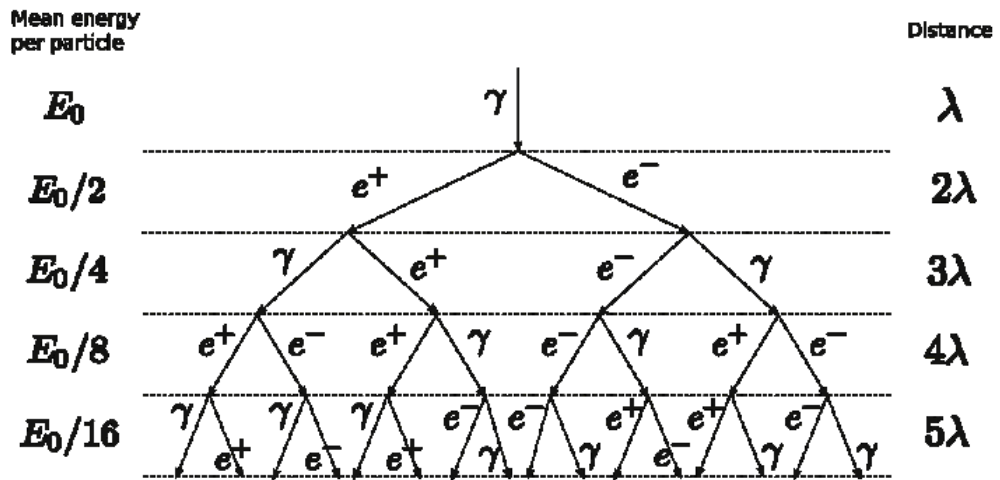


図 1.5: 空気シャワーの縦方向発達の簡単なモデル。

まず一次粒子が、 $E_0$  のエネルギーを持つガンマ線であるとしてみる。図 1.5 のように厚さが  $\lambda$  だけ進むごとに、対生成と制動放射すると仮定する。 $x$  回進んだときの総粒子数  $N(x)$  と粒子一個の持つエネルギー  $E(x)$  は

$$N(x) = 2^{\frac{x}{\lambda}} \quad (1.21)$$

$$E(x) = \frac{E_0}{2^{\frac{x}{\lambda}}} \quad (1.22)$$

となる． $E(x)$  が臨界エネルギー  $E_e$  を下まわるとそれ以上制動放射しなくなり， $N(x)$  は増えなくなるので， $N_{\max}$  は

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_e} \quad (1.23)$$

となり， $X_{\max}$  は

$$X_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_e)}{\ln 2} \quad (1.24)$$

となる．次に，ガンマ線ではなくて，質量数  $A$  の原子核の場合を考える．簡単のために  $A$  個のガンマ線光子の集まりと仮定する．光子一個が最初に持つエネルギーは， $E_0/A$  になるので， $N'_{\max}$  と  $X'_{\max}$  は

$$N'_{\max} = \frac{E_0/A}{E_e} \quad (1.25)$$

$$X'_{\max} = \lambda \frac{\ln(E_0/AE_e)}{\ln 2} = \frac{\lambda}{\ln 2} \left( \ln \frac{E_0}{E_e} - \ln A \right) \quad (1.26)$$

となる．以上の式より， $X_{\max} \propto \ln(A)$  ( $A$  は一次宇宙線の質量数) の関係があることが示される．このような関係があることから， $X_{\max}$  を測定することで質量数  $A$  を推定することが可能になる．

陽子，鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.6 に示す．

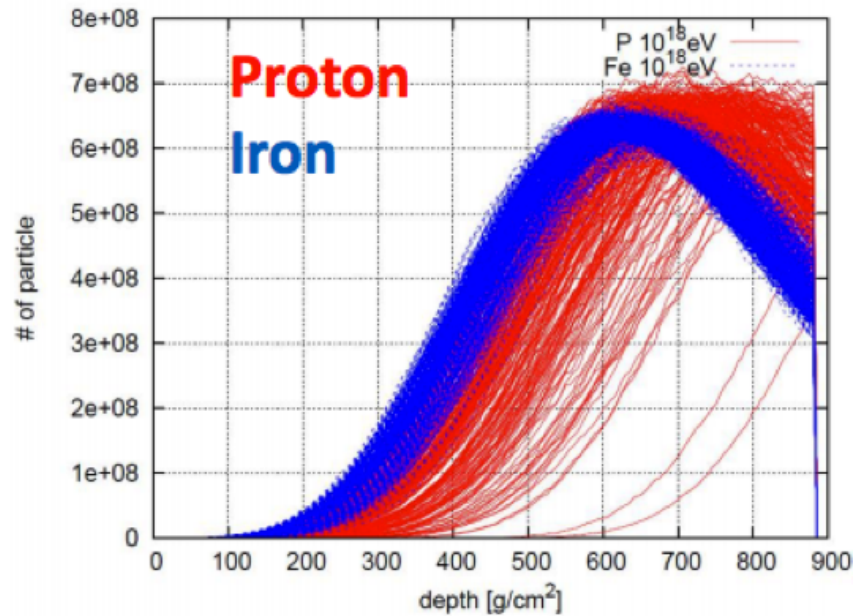


図 1.6: モンテカルロシミュレーションで得られた空気シャワーの縦方向発達．赤色が一次粒子が陽子，青色が一次粒子が鉄原子核のときの縦方向発達曲線．一次エネルギーは陽子と鉄どちらも  $10^{18}$  eV である．

### 1.2.3 空気シャワーの横方向分布

電磁カスケードは大気中で電子の多重クーロン散乱により横方向 (シャワー軸とは垂直な方向) に広がっていく。電磁カスケードの横方向分布の数式的な記述には西村と鎌田によって解析的に求められ [13], Greisen により整理された NKG function が一般的に使われる [14]。これによると, 電磁カスケードの中心から距離  $R$  の位置での電子数密度  $\rho_e(R)$  は次式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left( \frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left( \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.27)$$

ここで  $N_e$  は総荷電粒子数,  $C$  は規格化定数,  $R_M$  はモリエールユニットである。モリエールユニットは, 電子が  $X_0$  進む間にクーロン散乱により最初の進行方向とは垂直の方向にずれる距離 (厚さ) であり,  $R_M \sim 9.8 \text{ g/cm}^3$  である。また,  $s$  はエイジパラメータと呼ばれる電磁カスケードの発達度合いを示す量であり,

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/\epsilon_0)} \quad (1.28)$$

である。ここで,  $E_0$  はカスケードの一次粒子のエネルギー,  $t$  は  $X_0$  を単位とした大気の厚さである。

ハドロンにより引き起こされる空気シャワーは純粋な電磁カスケードとは少し様相が異なる。なぜなら, ハドロンにより引き起こされる空気シャワーの電磁成分は, 核相互作用により生成された多世代の  $\pi^0$  の崩壊からの電磁カスケードの重ね合わせだからである。シャワーの中心部は核カスケードが発達する過程で次々に生成される  $\pi^0$  の崩壊による発展途上の電磁カスケードが主成分であるが, シャワー軸から離れたところでは核カスケードの初期段階で生成された  $\pi^0$  の崩壊からの粒子の増殖が終わった電磁カスケードが主成分となる。このため, シャワー中心から遠くに離れた場所での横方向分布は, NKG function の外挿により得られる分布よりフラットになることが予測されており, このシャワー中心から遠方での横方向分布を考慮した式が Linsley により与えられている [15]。このシャワー中心からの距離  $R$  における電子数密度  $\rho_e(R)$  は

$$\rho_e(R) \propto \left( \frac{R}{R_M} \right)^\alpha \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.29)$$

と表される。AGASA グループは, 電子成分の横方向分布は 1km 以遠で粒子数密度が減少しているので式 (1.29) ではその構造を十分に表すことができず横方向分布に以下のような補正項を加えるべきことを示した [15]。

$$\rho_e(R) = C \left( \frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left( 1.0 + \left( \frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (1.30)$$

次に, 空気シャワー中のミュオンは, 上空でのハドロン相互作用の情報を持っているが, その多くはコア近傍 ( $\sim$  数 10 m) に集中している。しかし, 一般的に観測有効面積を大きくとる必要のある大規模な空気シャワーアレイによる観測ではコア近傍の高エネルギーミュオンの観測は難しく, 遠方まで広がる低エネルギーミュオン ( $\sim 1 \text{ GeV}$  領域) が観測対象となる。その横方向分布は Greisen による以下の実験式で表せることが知られている [16]。

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, R) = g(E_\mu, R) \frac{N_\mu C_\mu}{R_0^2} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \left( 1.0 + \frac{R}{R_0} \right)^{-\delta} \quad (1.31)$$

$$C_\mu = \frac{\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(2-\alpha)\Gamma(\alpha+\beta-2)} \quad (1.32)$$

$$g(E_\mu, R) = [51/(50 + E_\mu)][3/(2 + E_\mu)]^{0.14R^{0.17}} \quad (1.33)$$

$$\alpha = 0.75, \beta = 2.5 \quad (1.34)$$

ここで、 $E_\mu$  はミューオンのエネルギーしきい値、 $N_\mu$  は総ミューオン数、 $R_0$  はミューオンの平均的な広がりを示す距離であり、地上では約 78m となる。

#### 1.2.4 空気シャワー粒子の到来時刻分布

図 1.7 に空気シャワー断面の概略図を示す。地表へのシャワー粒子の到来時刻はシャワー軸からの距離に応じてシャワー平面 (シャワー軸に垂直でシャワー粒子を含む仮想平面) に時間差が生じる。また、シャワーフロントは厚さを持っているため、その厚みも考慮する必要がある。粒子の到来時刻分布の標準偏差の平均  $\langle\sigma_t\rangle$  は Linsley により実験的に与えられており、シャワーの中心からの距離を  $R$ 、空気シャワーの天頂角を  $\theta$ 、一次粒子のエネルギーを  $E$  として次式で表される [17]。

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t}\right)^b [\text{sec}] \quad (1.35)$$

ここで、 $\sigma_{t_0}=1.6 \text{ ns}$ 、 $R_t=30 \text{ m}$ 、 $b = (2.08 \pm 0.08) - (0.40 \pm 0.06)\text{sec}\theta + (0 \pm 0.06)\log(E/10^{17} \text{ eV})$  である。

この関数は AGASA グループにより改良されており、シャワー平面に対するシャワー粒子の遅れの平均  $T_D$  と、その標準偏差  $T_S$  は

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.36)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.37)$$

で表される [18]。ここで、 $\rho$  は粒子数密度  $[\text{m}^{-1}]$  である。

#### 1.2.5 空気シャワーの観測方法

現在の空気シャワーの観測方法は大きく分けて、多数の地表粒子検出器によって空気シャワー粒子を同時検出することによる観測方法と空気シャワーの大気蛍光を撮像する方法の 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空気シャワーを同時検出し、一次宇宙線を間接観測する装置は空気シャワーアレイと呼ばれ、一般的な高エネルギー宇宙線の観測装置である。

空気シャワー粒子は、約 90% の電磁成分 (電子、陽電子、光子) と約 10% のミューオン成分、さらに少量のハドロン成分からなる。これらの荷電粒子用の検出器として最も一般的に用いられるのが、プラスチックシンチレーターなど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、シールドされた粒子検出器でミューオン検出器を構成し、別に配置する場合もある。

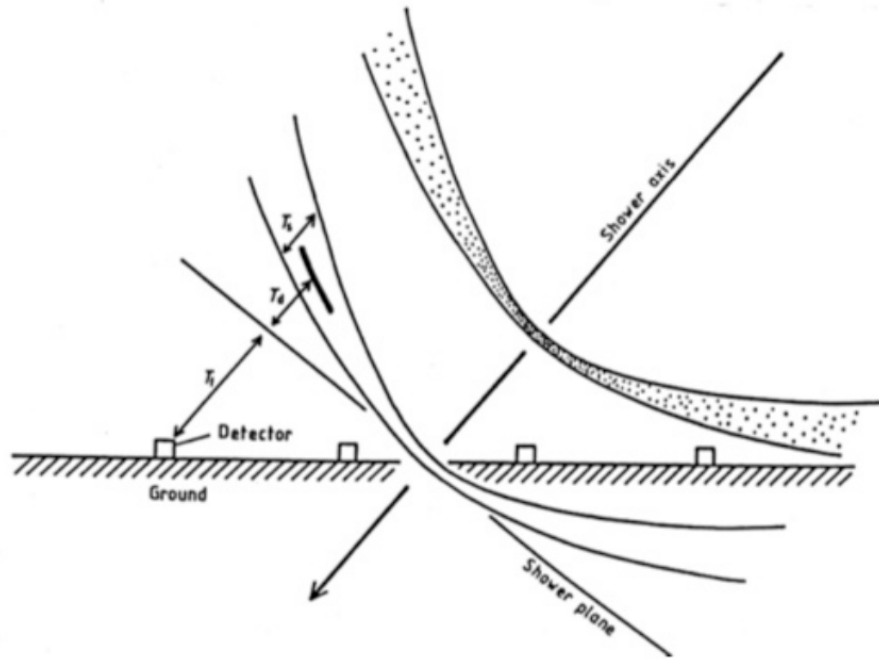


図 1.7: 地表付近の空気シャワー断面の概念図 .

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に簡単に求められる．すなわち，図 1.7 のように空気シャワー粒子群はシャワー面を形成し地表に到来するが，各検出器への到来時間を測定し，その差から空気シャワーの到来方向が求められる．一方で，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と横方向分布から空気シャワー全体での全粒子数を推定することで得られる．推定された全粒子数から一次宇宙線のエネルギーを決定する換算表や換算式を求めるには，素粒子実験のようにエネルギーのわかったテストビームを装置に打ち込むなどということができない以上，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が必要である．したがって，エネルギー決定には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．また，地表という縦方向発達のある点での観測となることから，空気シャワー発達のゆらぎの影響もエネルギーの誤差の原因となり，その影響は無視できない．

### 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するものである．高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると，その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され，これらの励起された大気分子から蛍光が発せられる場合がある．すなわち，大気は宇宙線に対してシンチレータとして働く．80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ 4 個である [19]．一次宇宙線のエネルギーが  $10^{20}$  eV の場合，その宇宙線によって作られる空気シャワーの最大粒子数は  $2 \times 10^{15}$  個にもなり，これらを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば，およそ 30 km 遠方からでも観測することができる．さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため，一次宇宙線の到来方向によらず検出できるという利点がある．この大気蛍光法は 1960 年代初めに菅などによって提案され [20]，1968 年に原，棚橋らによって初めてこの方法で大気蛍光が検出された [21]．



大気蛍光法による一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向 (=シャワー軸) は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交線がシャワー軸となる (図 1.8)。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個から光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけではなく、チェレンコフ光も考慮する。
- ii. 実際には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、空気シャワー中の各発達点での電子数を見積もり、式 (1.20) と比較することでシャワーの発達曲線  $N_e(X)$  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。求められたシャワーの発達曲線  $N_e(X)$  から式 (1.38) より一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.38)$$

ここで、 $X_{\text{rad}}$  は大気中での輻射長で  $38.0 \text{ g/cm}^2$ 、 $\epsilon_0$  は大気に対する臨界エネルギーで  $84 \text{ MeV}$  である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ  $X_{\text{max}}$ ) から、一次粒子の粒子種を決定することができる。

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が推定され、一次エネルギーはモンテカルロ計算に依存することなく決定される。ただし、大気蛍光法ではエネルギーを決定するには、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外線の散乱・吸収率、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全て積み上げて掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。

### 1.2.6 大気中での発光過程と散乱・吸収

#### 大気蛍光

高エネルギー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 ( $10^{-3} \text{ s}$  以下) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをリン光と呼ぶ。大気蛍光は荷電粒子や X 線などが物質を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは実際の観測対象となる波長領域  $300 \sim 400 \text{ nm}$  での大気蛍光の発光過程について述べる。

その発光エネルギー準位は、近赤外領域では主に  $\text{N}_2^+$  first negative(1N)band system ( $\text{B}^2\Pi_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Pi_g^+$ ) と、 $\text{N}_2$  second positive(2P)band system ( $\text{C}^3\Pi_u^+ \rightarrow \text{B}^3\Pi_g^+$ ) である [22]。励起された分子の失活過程には以下の3通りが考えられる。

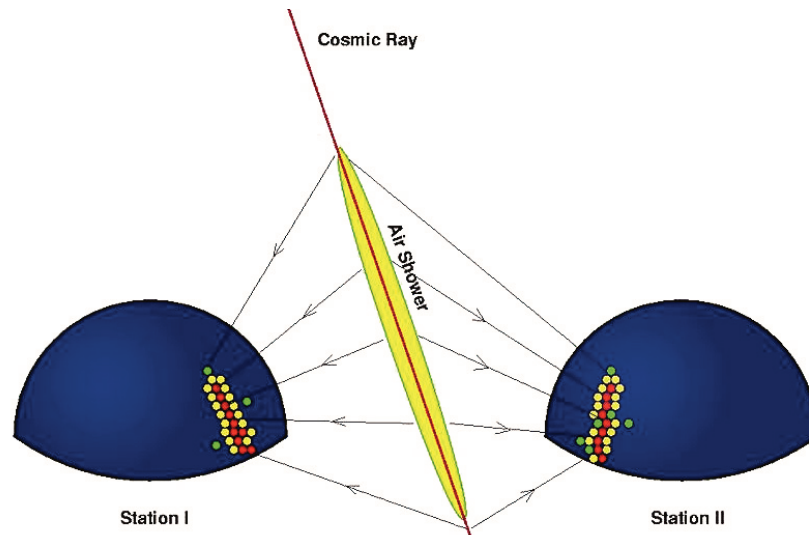


図 1.8: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図。

1. 無放射遷移過程 (内部消光)

無放射過程は、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。

2. 放射線遷移過程 (蛍光, リン光)

放射過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。蛍光を発する遷移ではスピンの多重度が変わらないのに対して、リン光ではスピンの多重度が変わる。

3. 分子間エネルギーの移動

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。

また、発光光子数の相対量は波長により異なる。FLASH 実験で測定された発光の相対強度を図 1.9 に示す。これは 28.5 GeV の電子ビームをもちいて  $2.1 \times 10^4$  Pa の条件下で行われたものである [23]。

### チェレンコフ光

物質を通過する荷電粒子の速度  $v$  がその物質中での速度  $c/n$  ( $c$  は真空中の光速,  $n$  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。

チェレンコフ光の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、 $\theta$  は以下の式で決まる。

$$\theta = \cos^{-1} \left( \frac{c}{nv} \right) \quad (1.39)$$

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  $1.4^\circ$ 、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 21 MeV である。

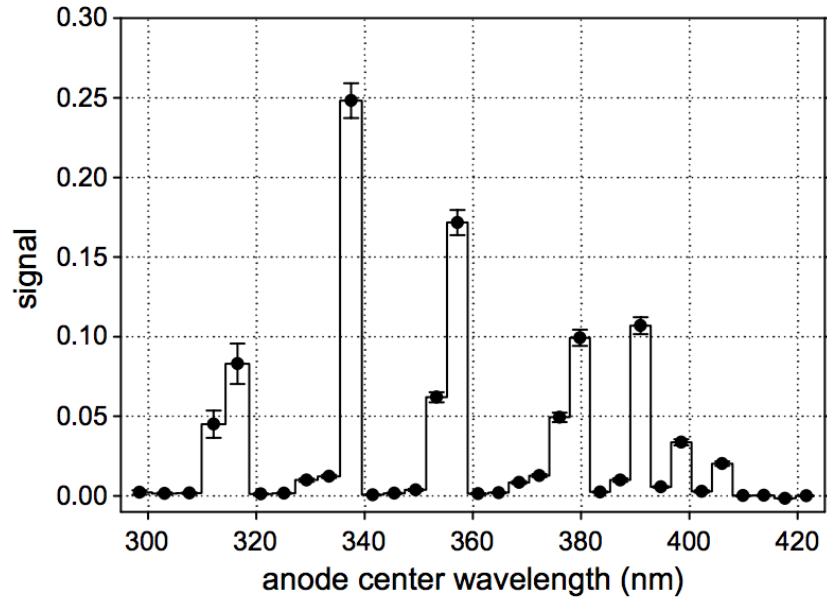


図 1.9: FLASH 実験により測定された大気蛍光の波長スペクトル (相対強度)[23] . 縦軸は光子数の相対値 .

波長  $\lambda$  の光子数は ,

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2v^2}\right) \quad (1.40)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.41)$$

である . 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中では  $\theta$  は小さいものの , 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 , さらに検出されるチェレンコフ光は大気中の散乱の影響を受けている . このため , シャワー軸から  $\theta$  以上に離れた領域であっても , 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見積もる必要がある .

## 夜天光

夜空から来る光を夜天光といい , 主として 3 種類の光源から来る光である .

1. 大気光 : 地球上層大気分子 , 原子の発する光
2. 黄道光 : 太陽系内の塵が太陽光に散乱した光
3. 星空光 : 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  $320S_{10}(\text{vis})$  ( $1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{ergcm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ ) とされている .

夜天光は波長 557.7 nm 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は 300 ~ 400 nm の光からなることを考えると、波長 300 ~ 400 nm 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、空気シャワーからのシンチレーション光を効率よ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

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.42)$$

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に距離である。

レイリー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ミー散乱という。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。

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。レイリー散乱の場合は

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[ -\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left( \frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (1.43)$$

ここで  $X_{\text{trans}}$  は光の通過する slant depth [g/cm<sup>2</sup>]、 $X_{\text{Rayleigh}}$  はレイリー散乱に輻射長で 2974 g/cm<sup>2</sup>、 $\lambda$  は光の波長 [nm] である。ミー散乱の場合は

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[ \left( e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left( 1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left( h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (1.44)$$

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

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}), \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (1.45)$$

その変数については図 1.10 に示した。

レイリー散乱による大気の透過率は大気分子の密度から簡単に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に依存し、時々刻々変化する。そのため、これらの量は観測から実験的に決める必要がある。

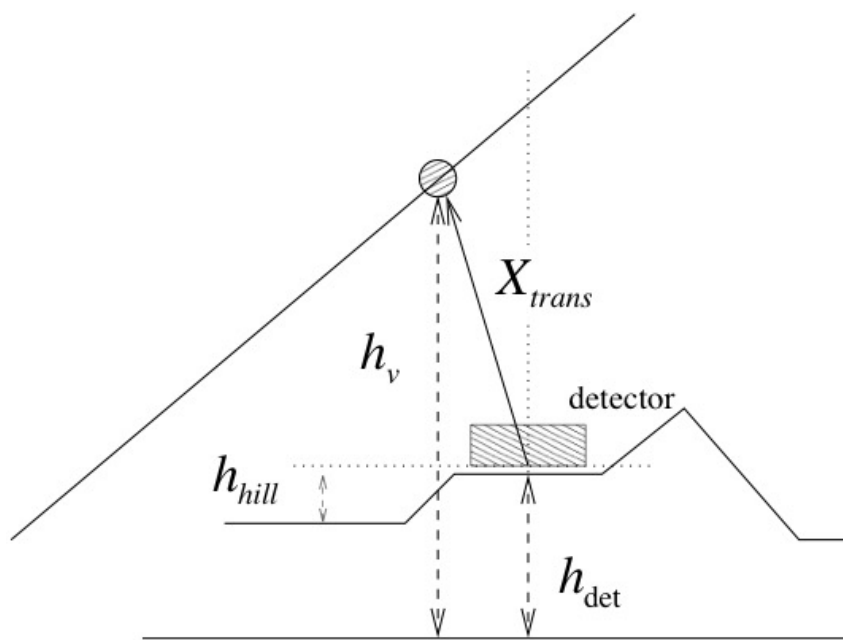


図 1.10: ミー散乱の計算に必要なパラメータ.

## 第2章 Telescope Array (TA) 実験

宇宙線望遠鏡実験 (TA 実験) は日米韓露ベルギーの国際共同研究で、米国ユタ州に約 680km<sup>2</sup> の面積に 507 台の空気シャワーアレイと 38 台の大気蛍光望遠からなるハイブリッド観測装置を設置し、2008 年 5 月から定常観測を継続している。

### 2.1 TA 実験

TA 実験は、エネルギーの決定にシミュレーションの依存性が少ない大気蛍光望遠 (Fluorescence Detector, FD) と、稼働時間が長く大きい統計量の蓄積が見込める地超検出器 (Surface Detector, SD) による空気シャワーアレイの互いの利点を生かし、空気シャワーを観測するものである。

SD アレイの設置場所は設置、運用、修理作業に適した地形、植生、立地が望まれる。さらに太陽光電池パネルの有効な稼働のための高い晴天率、良好で安定した検出器通信のための平坦な地形が望ましい。また、FD の建設場所は観測時間を長く取るため高い晴天率、測定のノイズ源となる人工光が少なく、大気の透明度が高く、周囲に視界を遮るものが無い地形が望ましい。これらの条件を考慮して、TA 実験の実験場として米国ユタ州ミラード郡の西部の砂漠地帯 (平均標高 1400m, 大気深さ 860 g/cm<sup>2</sup>) が選ばれた。この地域の年間降雨量は 250mm, 晴天率は 60% と理想的な気候であり、人工光も極めて少ない。

SD アレイは 1.2 km 間隔で並べられた 507 台のプラスチックシンチレーション検出器からなり、検出面積は約 680 km<sup>2</sup> である。FD ステーションは SD アレイ上空を方位角 108°, 仰角 3 ~ 33° の視野で覆うように、SD アレイ周辺の三ヶ所に 35 km 間隔で設置されている。一つのステーションには 12 台または 14 台の望遠鏡が設置されており、全部で 38 台である。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から 100 ~ 200 m 高い所に置かれている。TA の検出器の配置を図 2.1 に示す。SD アレイ上空を FD の視野で覆い、到来する宇宙線を 2 つの異なる検出器で同時観測することが可能である。

### 2.2 地表検出器 (SD)

#### 2.2.1 検出器の構成

TA の SD アレイは 1.2km 間隔の碁盤目上に並べられた 507 台の SD からなり、約 680 km<sup>2</sup> の検出器面積を持つ。この SD アレイは 3 領域の部分アレイで構成されており、各領域ごとに領域内の SD は 1 つの通信塔と無線 LAN を通じて接続されている。各通信塔はそれぞれ Smelter Knoll (SK) 通信塔, Black Rock Mesa (BRM) 通信塔, Long Ridge (LR) 通信塔と呼ばれる。

SD には、厚さ 1.2 cm, 2.0 m × 1.5 m のプラスチックシンチレータ (CI 工業社製 CIMS-G2) を 2 層重ねたものが用いられている。上下 2 層のシンチレータからの信号のコインシデンスをとることにより、環境ガンマ線による雑音信号と空気シャワー荷電粒子からの信号を弁別する。なお、1 層のシンチレータは 8 枚のシンチレータパネルで構成されている。図 2.2 に、SD シンチレータの

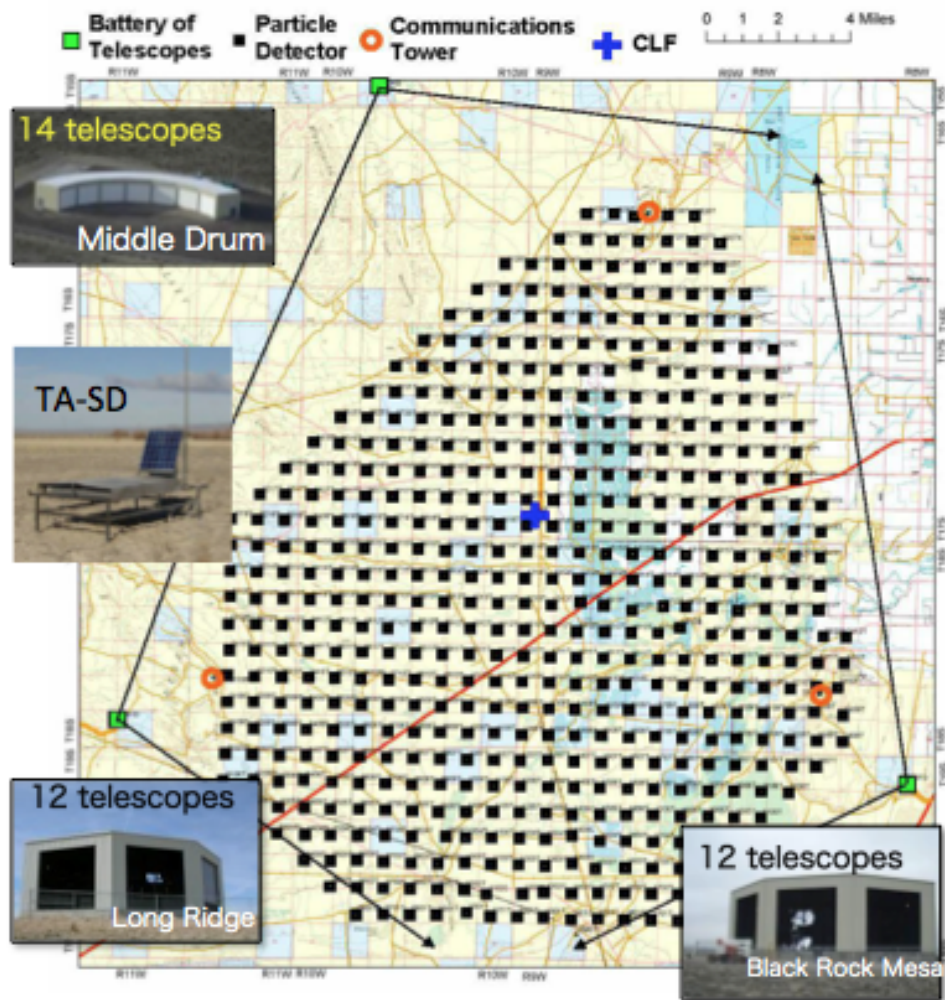


図 2.1: TA 実験における装置の配置図．黒の四角が SD の設置場所，黄緑の四角が大気蛍光望遠ステーション，赤丸が SD のデータ収集に使われる通信塔の設置場所を表している．写真は SD と大気蛍光望遠の各ステーションの外観である．

構成図を示す．それぞれのプラスチックシンチレータには溝が掘られ，その溝には WLSF(Wave Length Shifting Fiber, Kuraray 社製 Y-11) が埋め込まれている．

シンチレータで発生した光は，各層ごとに 104 本の WLSF を通じて光電子増倍管 (Electron-tubes 社製 9124SA, PhotoMultiplier Tube, 以下 PMT) に導かれる．PMT の出力はフラッシュ ADC(AD9235BRU-65) により，上下層のチャンネルごとに，12 bit の分解能，50 MHz のサンプリング周波数でデジタル化されて記録される．SD のタイミングは，各 SD に搭載された GPS 受信機 (Motorola M12+) によって，GPS の 1PPS に同期されており，異なる SD 間のタイミングのズレは約 7.6ns 以内である [24] ．

動力源として 120W の太陽光電池パネル (京セラ社製 KC120J) と蓄電池 (DYNASTY 社製 DCS-100L) を用いており，現地の日照，気温などの環境下では 365 日 24 時間の定常安定運用が可能になっており，稼働率はほぼ 100% となっている．上記のように，個々の SD は動力線，通信線などを用いず完全に自立して運用されるので，環境負荷は非常に小さい．設置の際も環境負荷を最小にするためにヘリコプターで運搬，設置をしている．

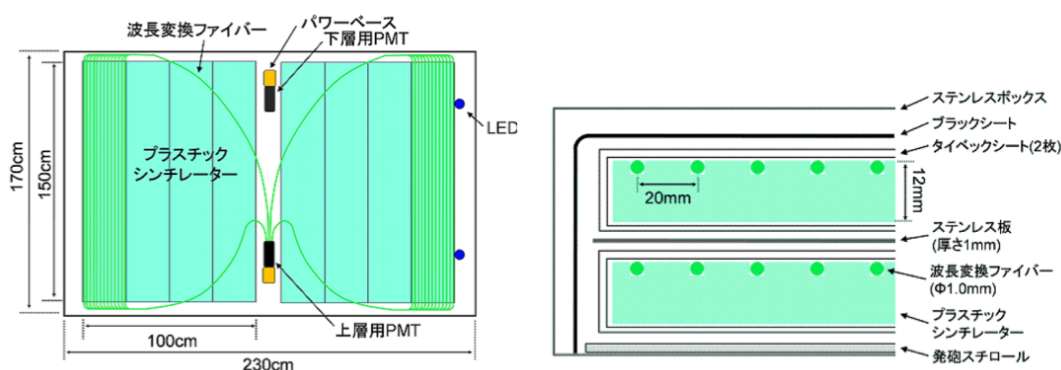


図 2.2: (左) シンチレータボックスの内部構造．(右) シンチレータボックスの断面図．

## 2.3 大気蛍光望遠 (FD)

TA 実験の FD は空気シャワーによる大気蛍光を球面鏡で集光し，それを PMT カメラで撮像して観測する装置である．TA 実験では，FD は 3ヶ所のステーションに集中して設置されているが，それらのうち BRM ステーションと LR ステーションには TA 実験のために新たに設計，製作された口径 3 m の球面鏡を持つ望遠鏡が各々 12 台ずつ設置されている．一方で，Middle Drum(MD) ステーションにある 14 基は，HiRes 実験で使用されていた望遠鏡を移設したものである [25] ．ここでは，BRM, LR ステーションの望遠鏡について解説し，MD ステーションの望遠鏡については 3 章で解説する．

### 2.3.1 望遠鏡と光学系

大気蛍光望遠鏡の 1 基の視野は，方位角方向に  $18^\circ$ ，仰角方向に  $15.5^\circ$  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 6 基の望遠鏡が  $3^\circ \sim 18.5^\circ$ ，下段の 6 基の望遠鏡が  $18.5^\circ \sim 33^\circ$  となり，全体として  $3^\circ \sim 33^\circ$  がカバーされる．合計 12 基の望遠鏡が扇型に配置され，方位角方向の視野の広がりには  $108^\circ$  である．



BRM, LR ステーションのFD のカメラは球面鏡とカメラから構成されている。球面鏡の曲率半径 6.067 m, 口径 3.3 m で, 18 枚のセグメントミラーからなる合成鏡である。セグメント鏡は, 200 nm の薄いアルミニウムが真空蒸着された 10.5 mm の薄い Tempax glass 製で, 表面には陽極酸化処理によって  $\text{Al}_2\text{O}_3$  がコーティングされている。300 nm ~ 450 nm の波長域で反射率 80% 以上が維持されるようにおよそ年に 1 度の頻度で表面の洗浄が行われている。

### 2.3.2 PMT カメラ

PMT カメラは,  $16 \times 16$  のアレイ上に並べられた 256 本の PMT から構成されており, 反射鏡の焦点に設置されている (図 2.3)。使用されている PMT は浜松ホトニクス社製 R9508 であり, 1 本で  $1^\circ \times 1^\circ$  の視野を持ち, これが撮像の分解能に相当する。PMT カメラの前面窓にはクラレ製のパラグラス-UV00 を用い, 300 nm 以上の波長に対して透過率が 90% 以上である (図 2.4)。個々の PMT の光電面上にはバンドパスフィルターとして厚み 6 mm の SCHOTT 製 BG3 が取り付けられており, 観測対象である大気蛍光の波長領域の 300 nm ~ 400 nm 以外の波長域のバックグラウンド光をカットしている (図 2.5)。PMT の量子効率の最大値はおよそ 25% であり, 波長依存性を図 2.6 に示す。PMT カメラの中で PMT は 1 mm の隙間を持って配置されている。さらに, 合成鏡のスポットサイズは 12 mm 以下になるように調節されており, これはひとつの PMT 感面の大きさ 61 mm より小さい。

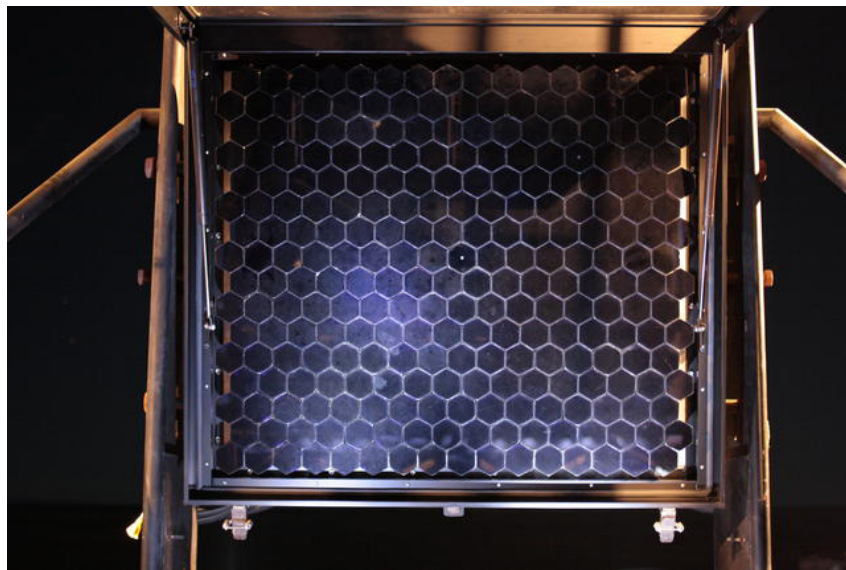


図 2.3: FD のカメラ。

### 2.3.3 データ収集システム

データ収集の概略図を図 2.7 に示す [26]。PMT の電源電圧は各 PMT 独立に印加され, ゲインが  $8 \times 10^4$  になるように調整されている。PMT の出力プリアンプのゲインは 5 倍で, PMT を含めたトータルのゲインが  $4 \times 10^5$  となっている。PMT の出力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 (SDF) モジュールに

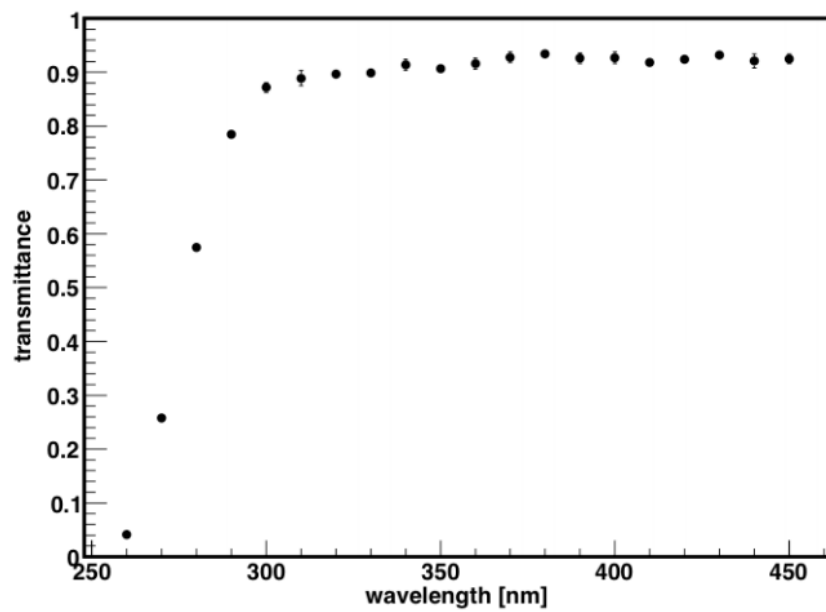


図 2.4: パラグラス-UV00 の透過率の波長依存性 .

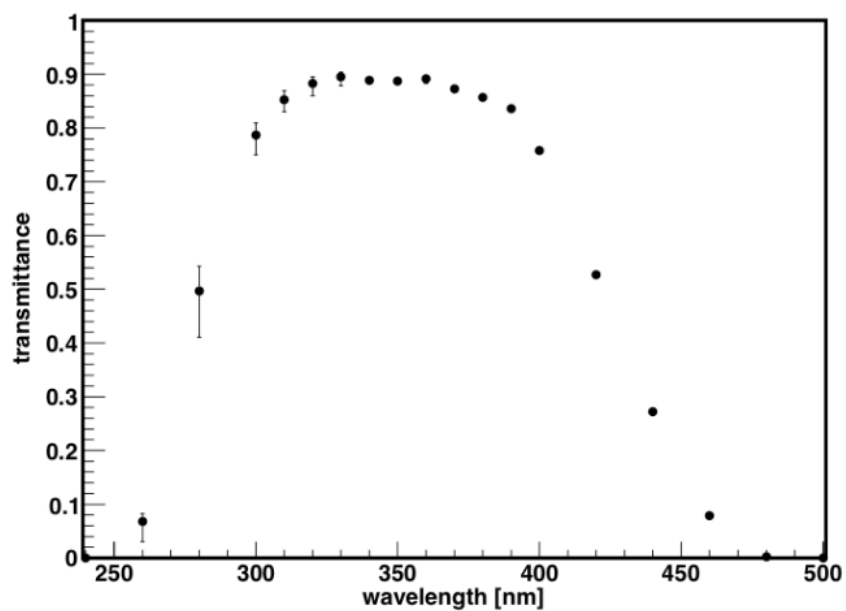


図 2.5: BG3 フィルターの透過率の波長依存性 .

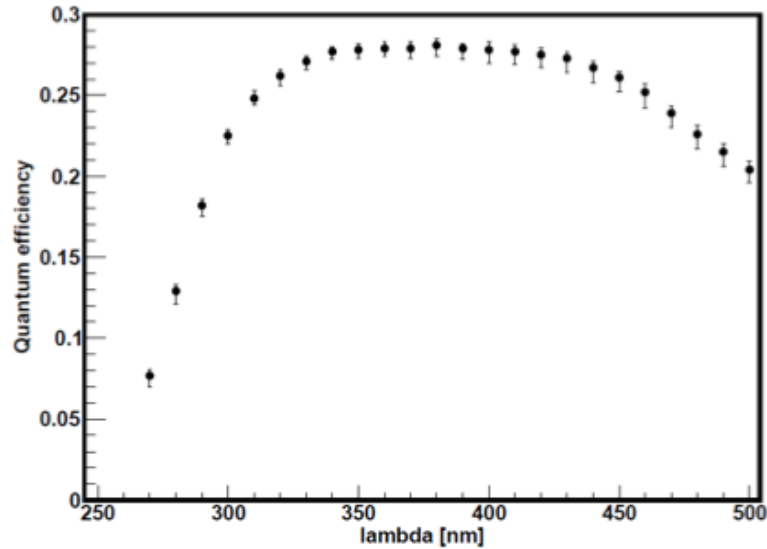


図 2.6: PMT R9508 の量子効率の波長依存性 .

送られる．イベントトリガーの生成と信号記録には，SDF，Track Finder (TF)，Central Trigger Distributor (CTD) の 3 種類のモジュールが使用される [26] .

**SDF** SDF はメインアンプ，FADC からなる信号記録系と，信号認識のための論理回路系が実装された VME9U1 幅のモジュールである．1 モジュールで 16 入力を持ち，1 カメラあたり 16 枚の SDF を有する．メインアンプ出力信号は逐次 12 bit，40 MHz サンプリングの FADC によってデジタル化された後，連続する 4 サンプル (100 ns) 毎に足し合わされメインバッファメモリに記録される．イベントトリガー (後述のファイナルトリガーに相当する) が発生すると，データはバッファメモリからオンライン計算機へと 1 フレーム (12.8  $\mu$ s) を単位として転送され，保存される．バッファリングされたデータに対して逐次信号認識判定が行われる．フレーム毎に大気蛍光信号候補を探索するために，フレーム内での S/N 比が計算され，あらかじめ設定されたしきい値と判定基準に基づいて信号の有無が判断され (ファーストレベルトリガー)，その結果が TF へ転送される．

**TF** TF は 1 モジュールで 1 基の望遠鏡 (= 1 カメラ = 256 ch PMT) を担当する VME9U1 幅モジュールであり，12.8  $\mu$ s 毎にカメラで撮像された画像の中に空気シャワー事象のような空間的広がりを持ち，時間的に連続した発光現象が無いかどうかを判断している「トラック判定」の論理回路を持つ．カメラ毎に全 PMT のファーストレベルトリガーの判定結果がヒットパターンとして TF に集められ，トラック判定される．TF はファーストレベルトリガーのパターンが次のいずれかの条件を満たした場合に「空気シャワートラック」であると判断し，セカンドレベルトリガーを生成する．

1. ファーストレベルトリガーが生じている PMT が 5 本以上隣接して連結している場合
2. カメラの視野の端に，ファーストレベルトリガーが生じている PMT が 3 本以上隣接して連結している場合

- ファーストレベルトリガーよりもずっと大きなシグナル(しきい値は外部から設定)を記録した PMT があった場合

TF による判断結果は逐次 CTD に転送される。

**CTD** CTD は VME9U1 幅のモジュールである。1 モジュールに 12 台の TF が接続される。すなわち 1 つの FD ステーションに 1 台の CTD モジュールがあり、トリガー信号の分配とトリガー時刻の記録を行っている。ステーション内の全ての TF からのセカンドトリガー情報を集め、データ取得の最終判断を行い、データ収集開始のためのトリガー信号(ファイナルトリガー)をステーション内の全信号記録系に向けて送出する。CTD はカメラ間にまたがったトラックの判定をするための論理回路を持ち、また、トリガー生成だけではなく、全エレクトロニクスを同期させるための共通のクロックの提供、初期化信号の送信などの働きも担う。さらに、GPS モジュールを持っておりイベント発生 of 絶対時刻も CTD が記録する。

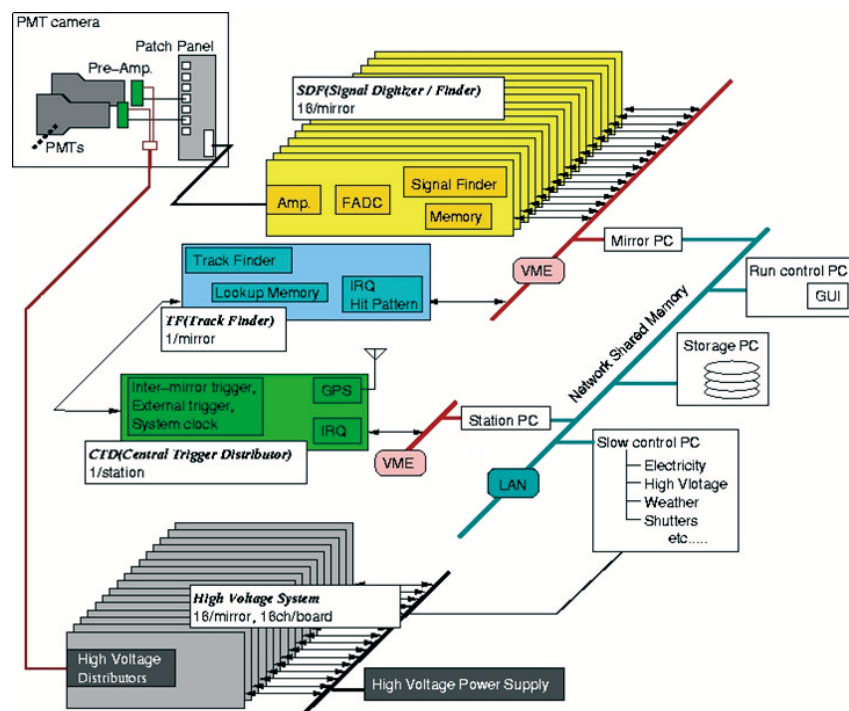


図 2.7: FD のデータ収集の概略図。

### 2.3.4 PMT のゲインの較正

PMT のゲインのモニタリングと較正には、CRAYS(Calibration using RAYleigh Scattering)、YAP、Xe フラッシャー、XY スキャナーが使用される。

CRAYS 1 台の望遠鏡あたり 3 本の PMT については、光量絶対値が較正されている光源を用いて、ゲインの絶対値とその印加電圧依存性が実験室において測定されている。この測定のために開発された光源が CRAYS である [27]。これを用いて、ゲインの絶対値が  $\pm 7.2\%$  の精度で較正される。

**YAP** YAP は基準の PMT の光電面の中心前面に貼付されている絶対光源である (図 2.8) . 観測中の絶対ゲインをモニターするために用いられる . TA 実験で使用されているこの光源は , YAlO<sub>3</sub>:Ce シンチレータを窓とする直径 4 mm , 高さ 1 mm の円筒容器内に <sup>241</sup>Am  $\alpha$  線源を封入したものである . ピーク波長は 370 nm , パルス幅約 20 ns , PMT 光電面で発生する光電子数は約 485 個で , パルスごとのばらつきは 5% 以下である . CRAYS を使った PMT のゲインの測定の際に , 同時にその PMT に張付される YAP の光量の絶対値も CRAYS の光量との比較によって測定される .

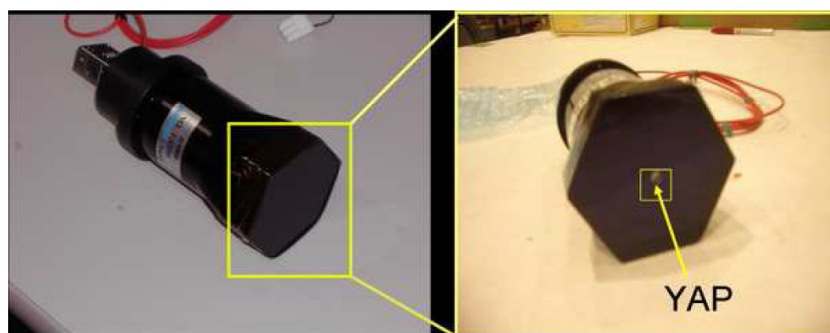


図 2.8: PMT 前面中央に設置された絶対光量光源として使用される YAP の設置図 .

**Xe フラッシャー** PMT 増幅率と印加 HV の関係が明らかになっている「基準 PMT」を基準にして , 残りの全ての PMT のゲインは同じ  $8 \times 10^4$  に揃えられている . 具体的には , 基準 PMT のゲインが  $8 \times 10^4$  になるように HV を印加したのち , カメラ面上のどの点でも同じ光子フラックスになるように調節された一様パルス光源でカメラ全体を照らし , 同一のパルス光に対して全ての PMT が同じレスポンスをするように基準 PMT 以外の PMT の印加電圧を調整する .

この相対ゲインキャリブレーションに用いられる光源 , Xe フラッシャー , は Xe ランプ (浜松ホトニクス製 L4646) , ソケットは (同社製 C3684) とテフロン拡散板から成る . この光源は各望遠鏡の合成鏡面中心に設置されており , 主鏡から約 3 m 離れた位置からカメラ感面を照らす (図 2.9) . この光源は外部トリガーで制御されており , パルス幅  $2 \mu\text{s}$  , 光源から照射される光量はカメラ全体あたり  $2 \times 10^4$  pe/pulse に相当し , 繰り返し周波数 25 Hz で発射される . カメラ感面における光量の一様からのばらつきは 2% であることが測定されている . 相対ゲイン調整 (= 印加電圧の変更) は年に 3 回の頻度で行われている . 通常はこの光源を用いて全 PMT のゲインがモニターされている (頻度は観測中の 1 時間に 1 回)[28] .

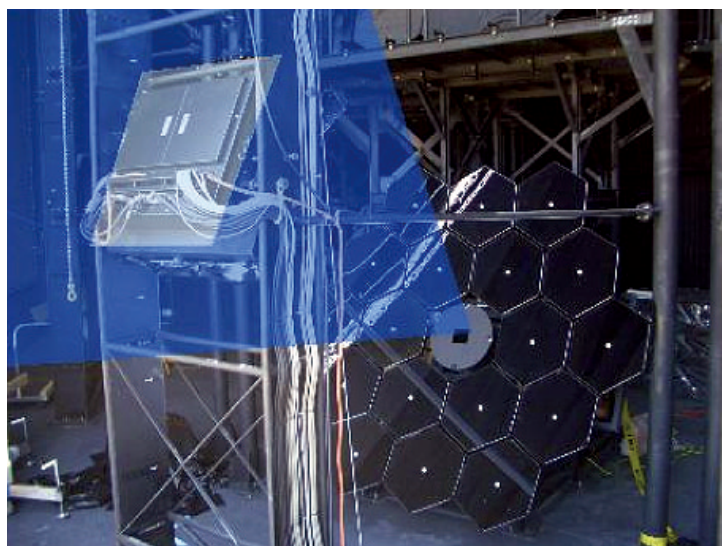


図 2.9: Xe フラッシャーの照射イメージ。

XY-スキャナー 合成鏡のスポットサイズは 12 mm 以下になるように調整されていて、これはひとつの PMT 感面の大きさ 61 mm より小さい。したがって、一様光源を照射して PMT 単位でゲイン合わせをするだけでなく、PMT の感面上の応答特性、すなわち 2 次元不均一性をより高い位置分解能であらかじめ知っておく必要がある。そこでカメラに装着する UVLED(日亜化学, NSHU590B) 光源を搭載した大型 XY-スキャナーが開発された。XY-スキャナーの位置決め精度は  $\pm 2$  mm(実際の取り付けの系統誤差),  $\pm 0.1$  mm(位置決め精度の統計誤差) である。

この装置に搭載されている UVLED は波長  $365 \pm 10$  nm の単色光を発生し、そのパルス幅は 400 ns、スポットサイズは 3.83 mm( $1.65 \sigma$ , 90%), 光量は約 1000 pe/pulse である。不均一性測定は UVLED 光源をカメラ有効感度面上を 4 mm 間隔で 60 パルスずつ照射することで行われ、各測定ごとの相対ゲインの決定精度は約 2.6% である。この較正で求められたカメラ感面の 2 次元不均一性は、観測からのシャワーの再構成のときに毎回利用されている。具体的には、モンテカルロ法によって空気シャワーイメージと各 PMT の信号をシミュレートする際にこの装置による較正結果が 2 次元不均一性として考慮されている。

### 2.3.5 大気情報のモニタリング

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・吸収される。検出された大気蛍光からの空気シャワーの一次エネルギーを見積もるために、大気状態をモニタリングすることは大切である。TA 実験では大気情報のモニタリングとしていくつかの手段を持っている。

次の 3 つのパラメータが TA 実験の FD 観測事象の解析で用いられる。

- 大気パラメータ (温度, 気圧, 湿度)
- 透過率 (垂直方向の減衰長)
- 雲量

これらの量を知るために我々はいくつかの装置を大気蛍光望遠鏡の視野中に設置し、運用している。以下ではそれらの装置について紹介する。

**LIDAR TA** 実験では、BRMステーションにLIDAR装置を設置し大気をモニターに利用している。LIDARはLight Detection And Rangingの略で、強いパルスビーム光を大気に向けて発射し、その後方散乱光の時間プロファイルを測定することで、ビーム射線に沿った大気状態を推定する大気モニター法である。我々のLIDARはコンピュータ制御経緯台式架台に搭載されたNd:YAGレーザー (esi製 Orion, 波長 355 nm, 最大出力 5 mJ, パルス幅 5 ns, 繰り返し周波数 1 Hz), エネルギーメーター (Coherent社製, J50LP-1A, 波長領域 300 mm ~ 12 $\mu$ m), 集光鏡 (Meade社製, LX200GPS-30), PMT(浜松ホトニクス製, R3479), PMT出力波形記録のためのデジタルオシロスコープ (Lecroy社製, WaveRunner6039) からなる [29]。

LIDARはレーザー光がレイリー散乱とミー散乱によって散乱された後の後方散乱光を測定するため、測定された後方散乱光の時間プロファイルから大気分子やエアロゾル粒子分布の情報を引き出し、垂直光学的深さ (Vertical Aerosol Optical Depth(VAOD)) のような大気パラメータを推定することが可能である。現在LIDARは運用されていないが、これまでの測定から典型的なミー散乱長やスケールハイトの値はそれぞれ 29.4 km, 1.0kmと求められている。これらの値は、現在TAグループの多くの解析で使用されている。しかし、エアロゾル粒子の空間的分布は時々刻々と変化すると考えられており、精度良く一次宇宙線のエネルギーや組成を決定するためには、短い時間でモニターする必要がある [29]。

**CLF** 紫外線レーザー (Big Sky Laser, 波長 355 nm, 最大出力 4 mJ, パルス幅 9 ns, 繰り返し周波数 1 ~ 50 Hz) を使用したCLF(Central Laser Facility)は3ヶ所のFDステーションからほぼ等間隔となる地点に設置されている。CLFは垂直真上にレーザーを射出する装置である。レーザーの側方散乱光をそれぞれのFDステーションで観測し、測定されたプロファイルを解析することによってCLF上空、およびCLFとFDの間の大気のエアロゾルによる散乱のパラメータを推定することができる [30]。

**IR** カメラ 上空が低い雲で覆われているときは、大気蛍光が雲で隠れてしまう。そのためBRMステーションでは上空に存在する雲を赤外線カメラ (Infra-Red Camera, IR Camera) でモニターする。雲が存在する部分は温度が高くなるので、IRカメラを使うことで視野内の雲を撮像することができる。撮像する方向はFD視野と同じ方向を12枚と水平、垂直の計14枚で、30分ごとに撮像をする。しかしながら、現在、IRカメラは運用されておらず、WEATコードと呼ばれる別の方法で雲量を判断している。

**WEAT** コード MDステーションでは、オペレーターが自身の目で雲の存否を1時間ごとにモニターしている。雲の存在に応じて、WEATコードと呼ばれる点数が記録される。このコードは東西南北に加え、垂直真上方向に対してもそれぞれ記録される。WEATコードはMDステーションでの観測が始まって以来、現在まで記録が続けられており、TAグループ内での解析で用いられる。さらに、WEATコードとIRカメラによる解析の結果は良い精度で一致することが確認されている [45]。

## 2.4 TA 実験による最近の観測結果

### 2.4.1 エネルギースペクトル

TA 実験では様々な観測によりエネルギーが測定されている (図 2.10, 図 2.11) . 図 2.10 は SD と BRM/LR/MD モノ観測, 図 2.11 は, TA 実験の SD と BRM/LR ハイブリッド観測により観測されたエネルギースペクトルである . TA 実験で様々な観測で測定されたエネルギースペクトルの構造が HiRes 実験の結果とよく一致していることがわかる .

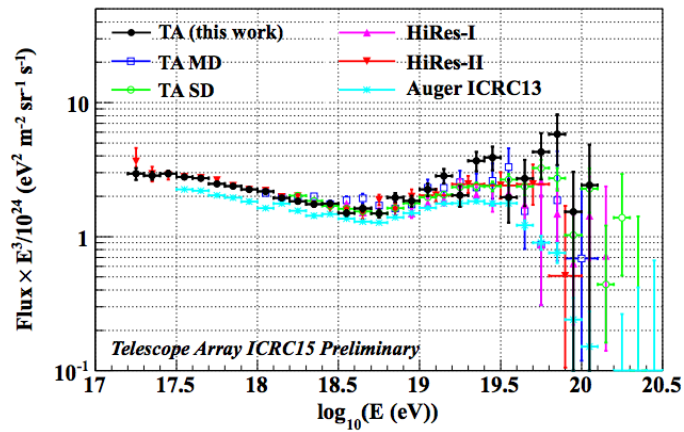


図 2.10: TA SD と BRM/LR/MD モノ観測で測定されたエネルギースペクトル [33] .

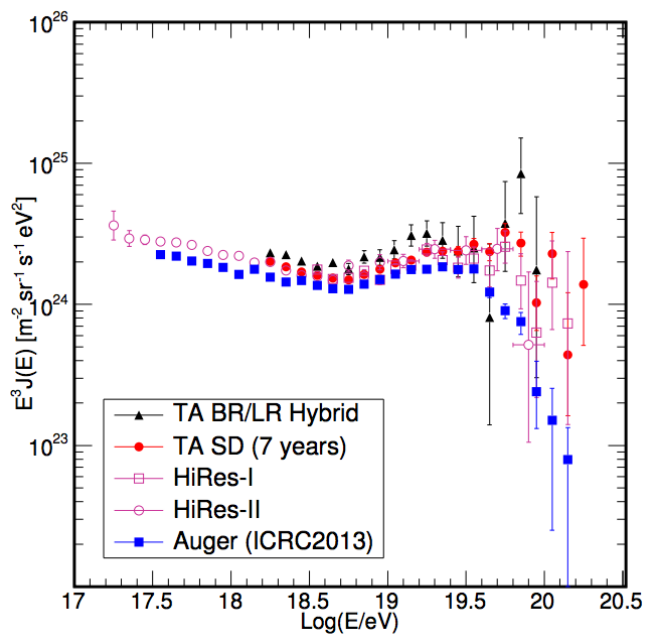
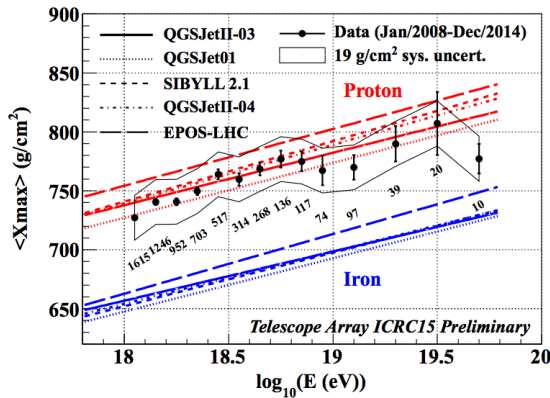


図 2.11: TA SD と BRM/LR ハイブリッド観測により測定されたエネルギースペクトル [35] .

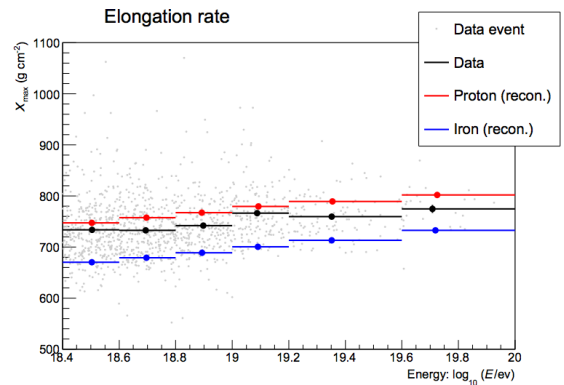


## 2.4.2 質量組成

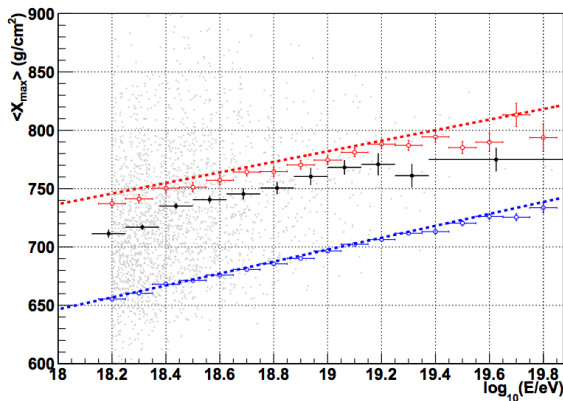
TA 実験ではエネルギースペクトル同様に様々な観測により  $X_{\max}$  が測定されている．測定された  $X_{\max}$  の結果を図 2.12 に示す．図 2.12 の赤色が一次宇宙線が陽子，青色が一次宇宙線が鉄のときの平均  $X_{\max}$  を表している．4 つの観測による質量解析の結果は系統誤差の範囲内で一致しており， $10^{18.2}$  eV 以上では一次宇宙線の組成は軽い組成と報告している．しかし，宇宙線の質量組成の決定には，まだ統計量が少なく，系統誤差の大きいのが現状である．そのためにも，統計量の増加，化学組成の系統誤差の縮小やシミュレーションの向上が必要である．だから，BRM/LR ステーションと同じ枠組みで MD ステーションの解析ソフトウェアの開発をすることは，3 ステーションの内任意の 2 つのステーションでステレオ事象の解析ができるようになり，ステレオ事象の統計量が約 3 倍になり飛躍的な増加につながるため重要である．



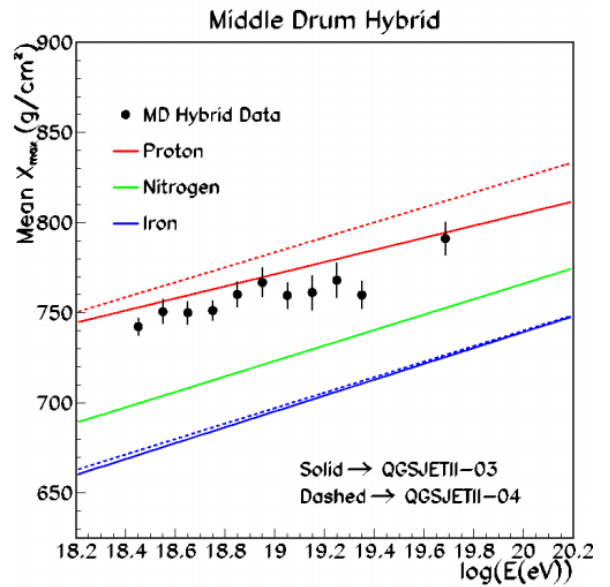
(a) TA BRM/LR モノ観測 [33] .



(b) TA BRM/LR ステレオ観測 [32] .



(c) TA BRM/LR ハイブリッド観測 [35] .



(d) TA MD ハイブリッド観測 [34] .

図 2.12: TA 実験によって測定された平均  $X_{\max}$  .

## 2.5 TA 実験と Auger 実験の観測結果の比較

### 2.5.1 エネルギースペクトル

図 1.2 にも示したように、いくつかの実験グループにより観測された結果を用いて描いたエネルギースペクトルは、AGASA 実験の高エネルギーの端を除いて、似た形状をしていることがわかる。TA 実験と Auger 実験によると  $10^{18.7}\text{eV}$  と  $10^{19.5}\text{eV}$  に ankle と cutoff の存在が示されている。しかし、系統誤差の範囲内ではあるがエネルギースペクトルは一致していない(図 2.13)。エネルギースペクトルの ankle の位置が合うように Auger 実験のエネルギーをずらしても cutoff の形状は一致しない(図 2.14)。

この問題を解決するためには、特に北天での統計量の増加とエネルギー測定の決定精度の向上、エネルギースケールの統一が必要である。

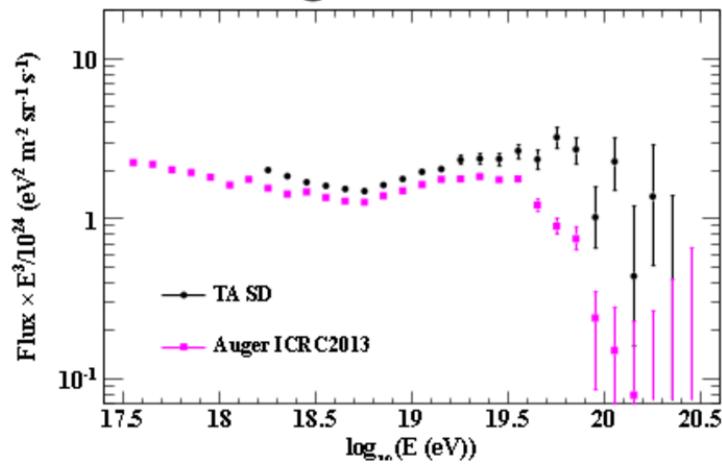


図 2.13: TA と Auger のエネルギースペクトルの比較 . [31]

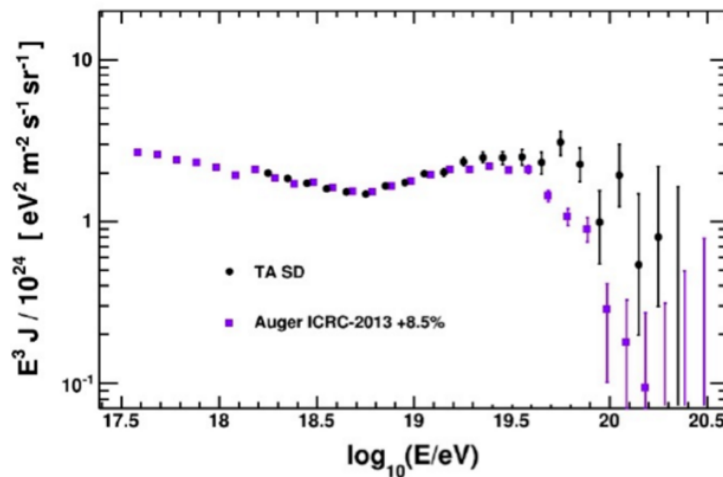


図 2.14: TA と Auger のエネルギーのエネルギーを+8.5% したスペクトルの比較 . [31]

## 2.5.2 質量組成

TA 実験の質量解析の結果は第 2.4 節で述べたように軽い組成と報告している．一方で，Auger 実験グループも  $10^{18.5}\text{eV}$  付近から軽い組成であると報告している (図 2.15)．しかし，どちらのグループも軽い組成だと報告しているが，質量組成の決定には至っていない．

宇宙線の質量組成の決定には，統計量の増加，化学組成の系統誤差の縮小やシミュレーションご精度の向上が必要である．

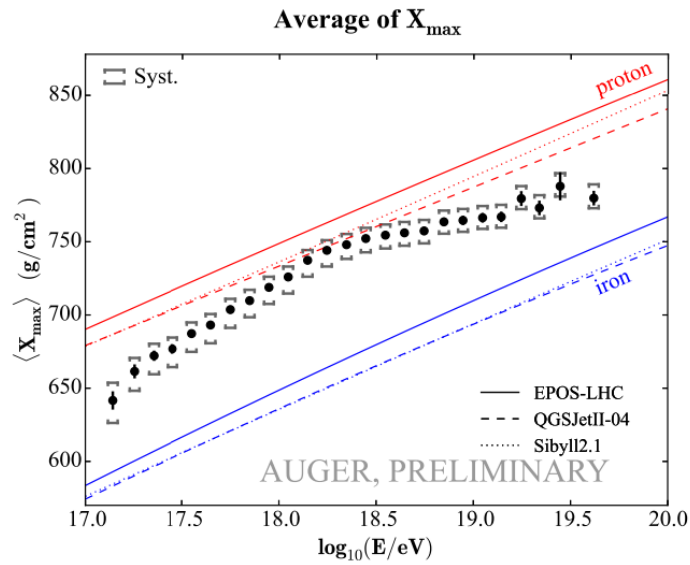


図 2.15: Auger 実験によって測定された平均  $X_{\max}$  [37] .

## 第3章 Middle Drum (MD) ステーション

2.3 節でも述べたように，BRM ステーションと LR ステーションの大気蛍光望遠鏡は TA 実験用に新たに設計，製作，設置された．一方で，MD ステーションには HiRes 実験で使用されていた大気蛍光望遠鏡が移設されている [25]．BRM，LR ステーションの観測データは米国と日本でそれぞれ独自の解析ソフトウェアによって解析され，両解析ソフトウェアがクロスチェックされているため，解析の信頼性は高い．一方で MD ステーションの観測データは HiRes 実験で使用されていた解析ソフトウェアをベースに開発された解析ソフトウェアによる解析だけが米国で行われている．

本研究では，日本で BRM/LR ステーションのために開発された標準解析ソフトウェアに MD ステーションを導入することで，全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できる統合データ解析ソフトウェアを開発することを目指した．そのために，MD ステーションの情報（鏡の形状，スペック，性能，設置位置など）を BRM，LR ステーションと比較して導入した．この章では，MD ステーションのこれらの情報について解説する．

### 3.1 Middle Drum(MD) ステーション

MD ステーションは，緯度  $39.5^{\circ}$ ，経度  $113.0^{\circ}$ ，標高 1589 m に設置されている，ステーション前方に，CXF と呼ばれる Xe フラッシャー装置が設置されている．このステーションには，HiRes 実験の HiRes- II の大気蛍光望遠鏡 (図 3.1) を移設した合計 14 基の望遠鏡が扇型に配置されている．ステーション全体で方位角  $120^{\circ}$ ，仰角  $3^{\circ} \sim 31^{\circ}$  を観測する [38]．



図 3.1: MD ステーションで使用している大気蛍光望遠鏡．

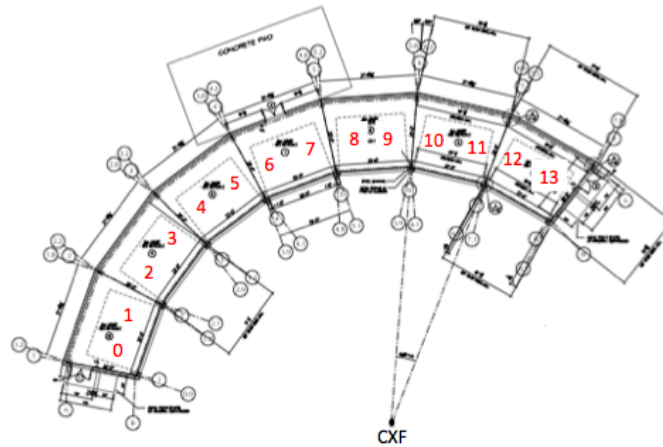


図 3.2: MD ステーションの各望遠鏡の ID (0 ~ 13) .

### 3.1.1 望遠鏡と光学系

MD ステーションの大気蛍光望遠の 1 基の視野は、方位角方向、仰角方向ともに  $14^\circ$  である。仰角  $3^\circ \sim 17^\circ$  の視野を向く望遠鏡 (ID : 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12),  $17^\circ \sim 31^\circ$  の視野を向く望遠鏡 (ID : 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13) からなり、全体では方位角  $120^\circ$ 、仰角  $3^\circ \sim 31^\circ$  がカバーする視野を持つ (図 3.2)。望遠鏡に使用される球面鏡は、半径 630 mm の円形のセグメントミラー 4 枚からなる面積  $4.18 \text{ m}^2$  のクローバー型の合成球面鏡である。球面鏡の曲率半径は、4780 mm (ID : 2, 5, 6) と 4740 mm (ID : 1, 3, 4, 7 ~ 13) である。

球面鏡の反射率は球面鏡ごとに異なるが、BRM, LR ステーションと同様に波長域  $330 \text{ nm} \sim 450 \text{ nm}$  で 80% 以上である。図 3.3 は球面鏡の反射率の波長依存性を表しており、これらの反射率のデータが時間変化しないものとしてプログラムに組み込んでいる。図 3.3 で望遠鏡ごとと反射率が異なるのは、実測値を元にプログラムに組み込んでいるからである。BRM/LR/MD ステーションの球面鏡の反射率の測定には、コニカミノルタ社製 分光測色計 CM-2500d を使用している。

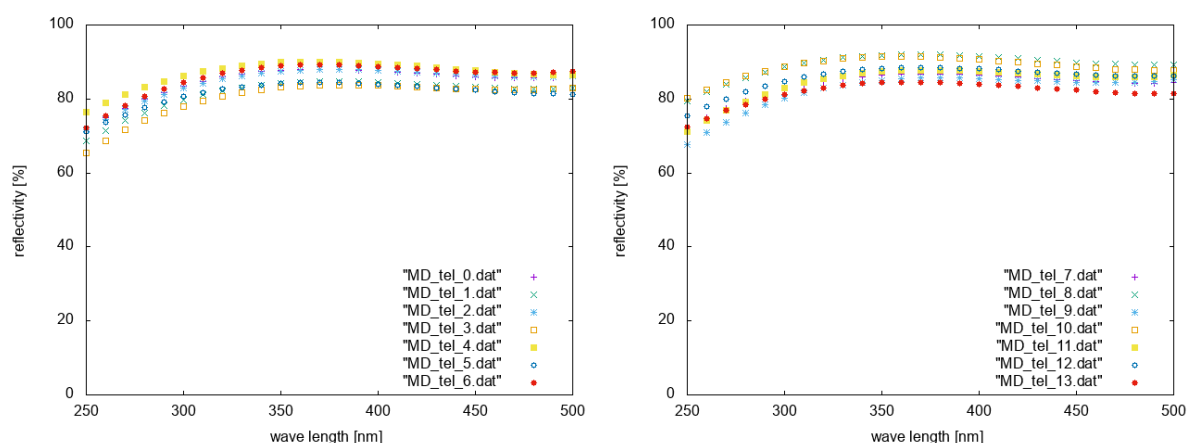


図 3.3: シミュレーション/データ解析で用いられる各望遠鏡の球面鏡の反射率の波長依存性。左図は望遠鏡 ID 0 ~ 6, 右図は望遠鏡 ID 7 ~ 13 の反射率。

### 3.1.2 PMT カメラ

PMT カメラの構成は BRM, LR ステーションと同じで,  $16 \times 16$  のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成されている (図 3.4). PMT カメラは球面鏡の焦点面に設置されており, 球面鏡の中心と PMT カメラの中心の距離は 2.29 m (ID : 1, 3, 4, 7 ~ 13) と 2.30 m (ID : 2, 5, 6) である. MD ステーションで使用されている PMT は BRM, LR ステーションで使用している PMT とは異なる. ID が 0 ~ 5 の望遠鏡では EMI 9974KAFL, 6 ~ 13 の望遠鏡では Phillips XP3062/FL が使用されている, どちらの PMT も 1 本で  $1^\circ \times 1^\circ$  の視野を持つ. また, これらの PMT の大きさ (六角形の対辺の距離) は 46 mm であり, BRM, LR ステーションの PMT (60 mm) より小さいので, PMT カメラの大きさも小さく,  $360 \times 720 \times 620$  cm (感面の高さ  $\times$  幅  $\times$  カメラの奥行き) である. 有効検出面積は PMT 1 本あたり  $1000 \text{ mm}^2$  である. 各 PMT は, HV 分配器とプリアンプを内蔵し, 各 PMT の信号は, プリアンプによって電圧に変換される.

PMT の量子効率, は, 全ての PMT で同じ値と波長依存性を持つと仮定し, 図 3.5(左) の値をプログラム内で使用している. 大気蛍光の波長以外のバックグラウンド光をカットするためのバンドパスフィルターがカメラ感面前に装着されている. このフィルターの透過率を図 3.5(右) に示す.



図 3.4: MD ステーションで使われている PMT. 左側の PMT はシールドが取り外されており, プリアンプを含む小さい回路が見える.

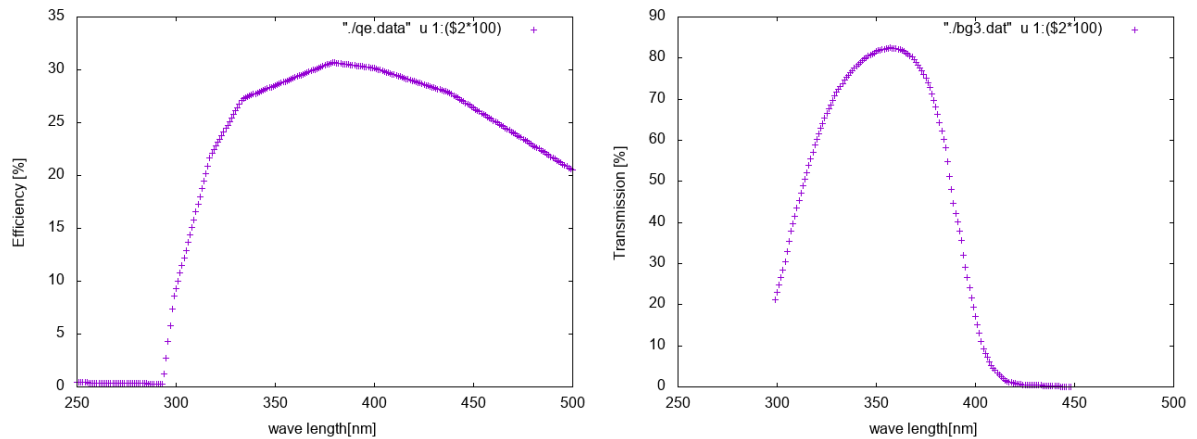


図 3.5: シミュレーション/データ解析で用いる PMT の量子効率 (左) とカメラに取り付けられたバンドパスフィルターの透過率 (右) .

## 3.2 エレクトロニクス

MD ステーションで使用されているエレクトロニクスクレートの写真と概略図を図 3.6 に示す . エレクトロニクスクレートはデータ収集エレクトロニクスを含む Versa Module Eurocard (VME) クレート , PMT に内蔵されたプリアンプ用低電圧 (Low Voltage . LV) パワーサプライ , PMT への高電圧 (High Voltage , HV) 電源 , HV 分配回路などで構成されている [39] . 大気蛍光望遠鏡は HiRes-II のものを使用しているのに対し , エレクトロニクスクレートは HiRes-I のものを移設して使用している .

### 3.2.1 データ収集システム

VME クレートのデータ収集システムエレクトロニクスは CPU カード , Ommatidial Board (OMB) , Trigger Logic Board (TRG) , Program Pulse Generator Board (PPG) , Multifunction Board (MISC) で構成される (図 3.7 , 図 3.9) . PMT の出力信号は PMT に内蔵されたプリアンプ (図 3.8) で増幅され , OMB に送られる . トリガーシステムには , OMB , TRG の 2 種類のモジュールが使用される .

#### OMB

OMB はメインアンプ , Sample and Hold 回路からなる信号記録系と , データ収集制御のためのトリガーシステムの 2 つの段階の論理回路系が実装されたモジュールである . 1 ボードで 16 入力を持ち , 1 カメラあたり 16 枚の OMB を有する . MD では Rev3 の OMB のチャンネル B を使用している . Rev3 の OMB の概略図を図 3.10 に示す . チャンネル A との違いは , ディスクリミネータ (図 3.10 の filter) とディレイの時間の違いだけである . メインアンプの出力信号 (図 3.10 の Tube Signal) は 2 つに分けられ , 1 つは 375 ns のディスクリミネータ (filter) を通ってトリガー回路へ , もう 1 つは 1600 ns のディレイラインを通して積分回路へ送られる .



HV Distribution Crate
15 V DC Supply
3-fan FAN-PAK
HV Supply
3-fan FAN-PAK
LV Switching Supply (5, 12 V)
VME Crate
Heat-tape
6-fan FAN-PAK
220 V AC
110V AC

図 3.6: MD ステーションで使用されているエレクトロニクスクレートと概略図 .



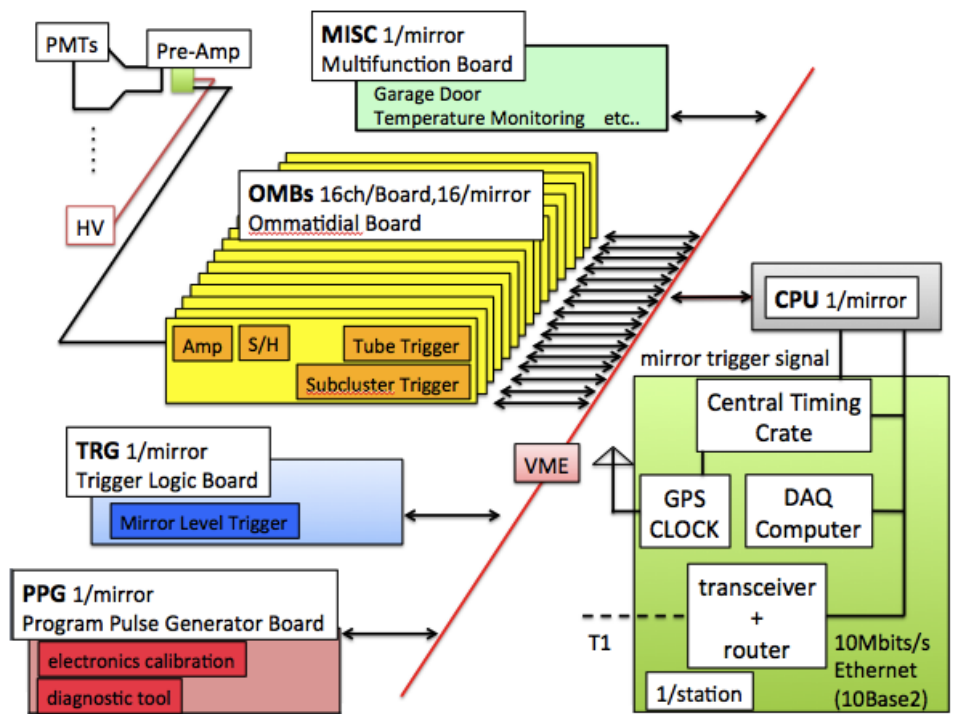


図 3.7: MD ステーションのエレクトロニクスブロック図 .

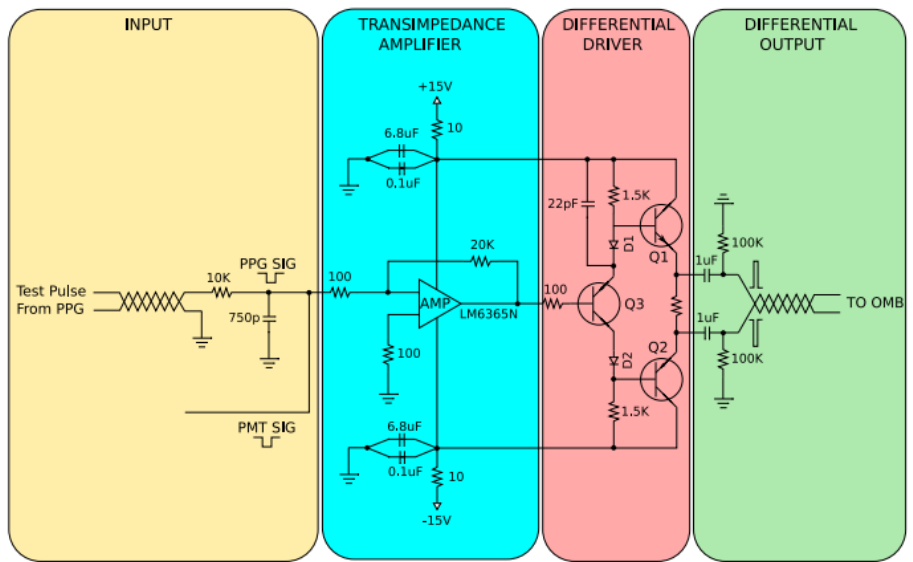
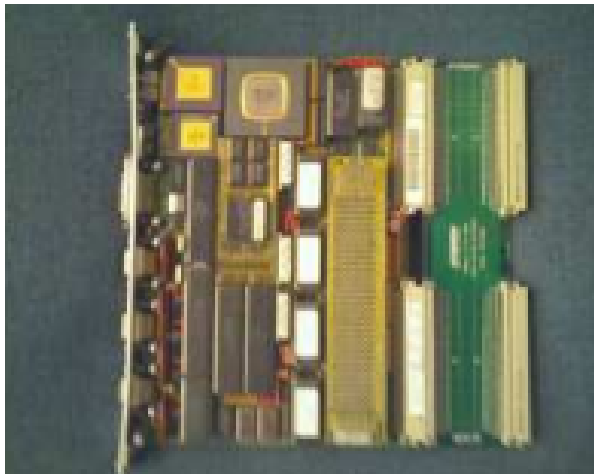


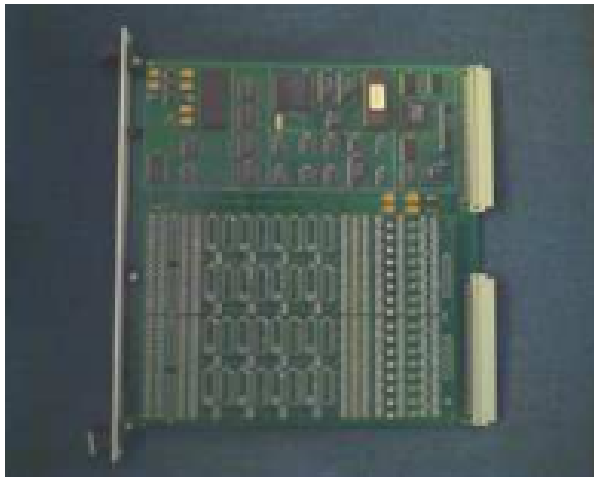
図 3.8: MD ステーションの PMT に内蔵されているプリアンプ回路の回路図 .



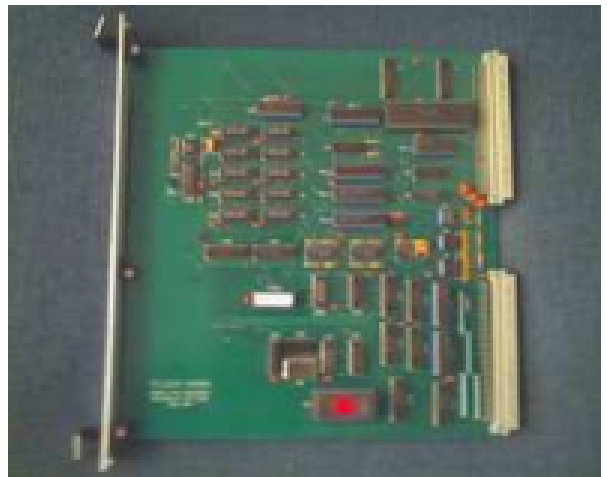
(a) CPU ボード



(b) MISC ボード



(c) OMB ボード



(d) TRG ボード



(e) PPG ボード

図 3.9: MD ステーション望遠鏡の電子回路モジュール .

トリガー回路に送られた信号は、チューブトリガー、サブクラスタートリガーの2段階の判定にかけられる。チューブトリガーは、外部から任意に設定されるしきい値を基準に信号の有無を判断する。各 PMT でしきい値は異なり、各 PMT のトリガーレイトが 200 Hz を保持するように、しきい値は調整されている。チューブトリガーのしきい値を超えた信号は「ヒット」と判定され、さらに次のサブクラスタートリガー判定にかけられる。サブクラスターとは、256 本の PMT からなるカメラを  $4 \times 4$  のアレイ状に 16 分割したときの 1 単位である。サブクラスタートリガーの最低条件は、 $6\mu\text{s}$  以内にチューブトリガーされた PMT がサブクラスター内に最低 3 本あり、少なくとも 1 つの隣接したペアがあることである。トリガーの判定結果は逐次 TRG(図 3.10 の Mirror Trigger Board) に送られる。

メインアンプのもう片方、ディレイラインを通して積分回路(図 3.10 の “ $\int V dt(1.2\mu\text{s})$ ” 回路と “ $\int V dt(5.6\mu\text{s})$  回路”) に送られた信号は、それぞれ  $1.2\mu\text{s}$  と  $5.6\mu\text{s}$  の時間幅で積分され、その積分値が 12 bit の ADC (フルレンジで約 7000 photoelectron) によってデジタル化される。積分する時間幅の始まりはチューブトリガーと判定された時刻から  $1.6\mu\text{s}$  遅らせた時間である。図 3.10 の  $\int dt$  は、チューブトリガー判定された時刻を TDC 値として記録する。

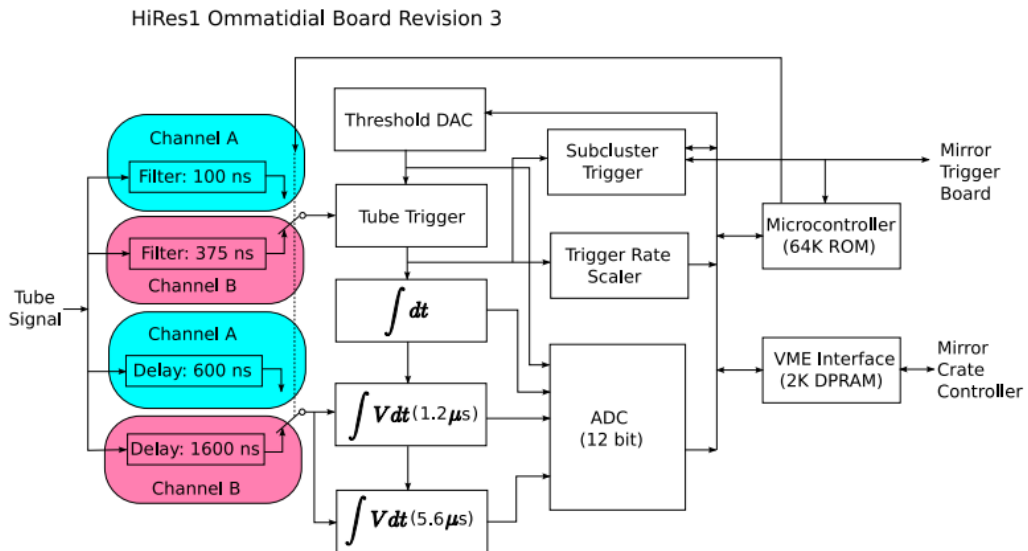


図 3.10: Ommatidial Board Rev3 のブロック図。

## TRG

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。1 カメラ内の全ての OMB からのサブクラスタートリガー情報を集め、データ取得の最終判断であるミラーレベルトリガーを行う。ミラーレベルトリガーは、 $25\mu\text{s}$  以内にサブクラスタートリガーをかけられたサブクラスターが 2 つ以上あることが条件である。トリガーされたカメラのトリガー情報は、CPU ボードに送られる。

## CPU

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。CPU ボードには Motorola 68030 プロセッサが設置され、全てのエレクトロニクスを制御する。TRG でミラーレベルトリガーが起動し情報が転送されたとき、 $25 \mu\text{s}$  の Hold Off の時間を課す。この時間に CPU は Central Timing (CT) ラック に GPS のタイムスタンプを要求するパケットを送り、CT ラック から GPS の時間情報が送り返される。Hold Off の時間の直後 8 ms のデッドタイムがあり、望遠鏡の次のトリガーは抑制される。デッドタイムの間に、CPU が ADC や TDC、トリガーされた PMT のしきい値の値を読み出し、それらのデータを data acquisition computer に転送する。

### 3.2.2 その他のモジュール

#### MISC

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。Multifunction Board (MISC) は、HV と LV の読み出しや温度のモニタリング、望遠鏡の前方にあるシャッターの開閉などの望遠鏡の機能を制御する。

#### PPG

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。Program Pulse Generator Board (PPG) は、エレクトロニクスのキャリブレーションと診断ツールの両方として使用される。診断ツールとして、PPG から各 PMT のプレアンプに直接パルスを送り、イベントディスプレイで応答がない死んだチャンネルを見つける。キャリブレーションシステムとして、コンピューターの制御下で、さまざまな時間幅と振幅のパルスを作る。この情報は、夜間に収集され、増幅と積分回路に独立なキャリブレーションを与える。プレアンプの非線形性もこの方法でキャリブレーションされる。

## 3.3 キャリブレーション

BRM, LR ステーションの場合と同様に、MD ステーションでも望遠鏡の特性と時間変化を知る必要がある。この節では、MD ステーションの較正について述べる。

### 3.3.1 エレクトロニクスの機能点検

エレクトロニクスの機能の点検を観測の前後に行う。PPG ボードにより各 PMT のプレアンプにあらかじめ決めた時間幅と振幅の方形波を入力する。観測前に、各 PMT に 1 発のパルスを送り、イベントディスプレイで死んだまたは低いゲインの PMT をを見つける。

加えて、各 PMT に対して以下の検査を行う。この検査により、プリアンプ、信号ケーブル、PPG チャンネル、サブクラスターなど全てのエレクトロニクスの異常を点検する。実際の検査は以下のような順序と項目で行われる。

1. エレクトロニクスラックの全体を初期化し、応答を確認する。
2. GPS クロックとシステムの同期の確認する。
3. LV を読み込み、あらかじめ決められている許容範囲であるかの確認する。

4. チューブトリガーのしきい値をセットし，観測に使用できるか確認する．
5. エレクトロニクスで全てのトリガーされたかどうか判断するためのカウンティングレイトを生成し確認する．
6. チューブトリガーを生成し，OMB ボードで積分電荷がデジタル化されているか確認する．
7. チューブトリガーを生成し，OMB ボードの TDC が動作しているか確認する．
8. PPG ボードでトリガーを生成し，charge-to-digital converters(QDC) と TDC の値を同時に取得できるか確認する．

### 3.3.2 光学系の較正

MD ステーションでは光学系の較正に RXF，UVLED，CXF を使用している [40]．

#### RXF

Roving Xenon Flasher(RXF：図 3.11) を用いて光子数を ADC 値で定量化することによって，各 PMT のゲインを較正する．RXF は，校正のたびに球面鏡の中心のホルダーに取り付けられる(図 3.12)．測定は ID 0 の望遠鏡から始まり，1 ～ 13 まで測定された後，もう一度 ID 0 の望遠鏡を測定し，測定が行われている間の RXF の出力を確認する．

RXF は， $\sim 1 \mu\text{s}$  のパルスの光でカメラ全体を照らし，1.5 Hz で 500 ショット照射する．パルス強度の変化はとても小さい( $\sim 0.3\%$ )，夜間の安定性は 2 % である．RXF による較正は毎月 1 ～ 2 度行われる．図 3.13 が RXF 測定によるある PMT の ADC 値のヒストグラムであり，このヒストグラムがポアソン分布でフィッティングしていて，このときの平均値と RMS を光電子数の見積もりに使用する [40]．



図 3.11: RXF の外観図．RXF の上部がフラッシュランプ，下部が電源である．

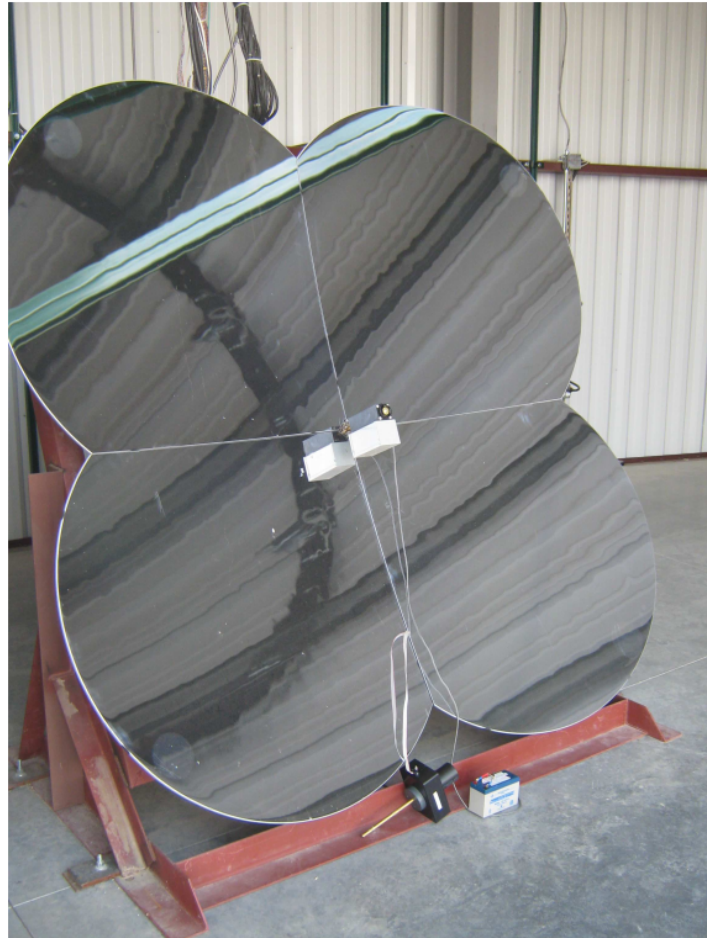


図 3.12: 球面鏡の中心に取り付けられた RXF .

## UVLED

観測ごとの PMT の較正のために Ultra Violet Light Emitting Diode (UVLED) からの光を測定する (図 3.14) . UVLED は RXF で使用される球面鏡の中心のホルダーに取り付けられ . UVLED は 350 nm のものを使用しているが , 実際は 369 nm である (図 3.15) . 較正のために観測の前後に行われる .

UVLED と RXF は強い温度依存性を持つため , それぞれ動作時の温度を記録する必要がある . 図 3.16 が UVLED と RXF による ADC ごとの光電子数であり , 温度依存性による季節変動が見える . 温度を考量し温度依存性を取り除いたものが図 3.17 である .

## CXF

Central Xe Flasher (CXF) は , MD ステーションの扇型の建物の中心に設置された Xe フラッシャーである (図 3.2 , 図 3.18) . そのため , 同じ時間に全ての望遠鏡で Xe を観測することができる . CXF 測定は球面鏡の相対較正のために , 観測夜ごとに最初と最後に一度だけ行われる .

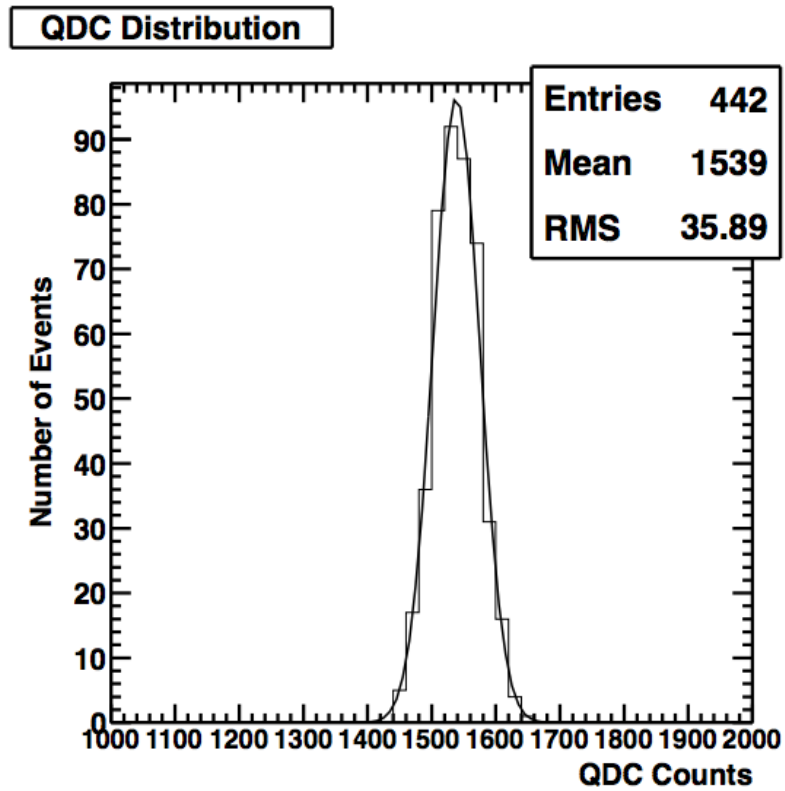


図 3.13: RXF 測定による PMT の QDC 値のヒストグラムとポアソン分布によるフィッティング . この測定値の平均値と RMS を光電子数の見積もりに使用する [40] .

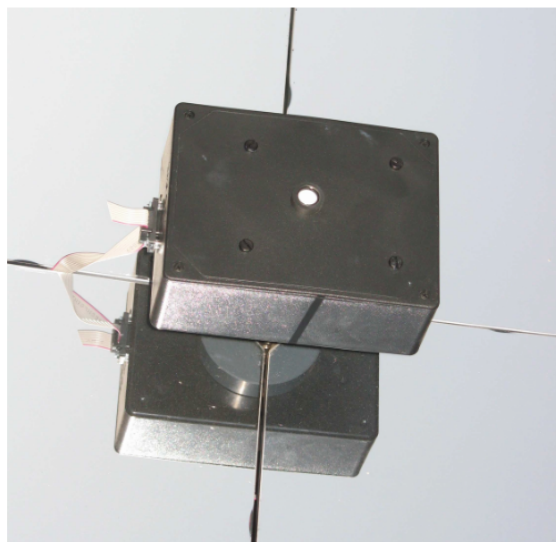


図 3.14: 球面鏡の中心に取り付けられた UVLED の外観図 .

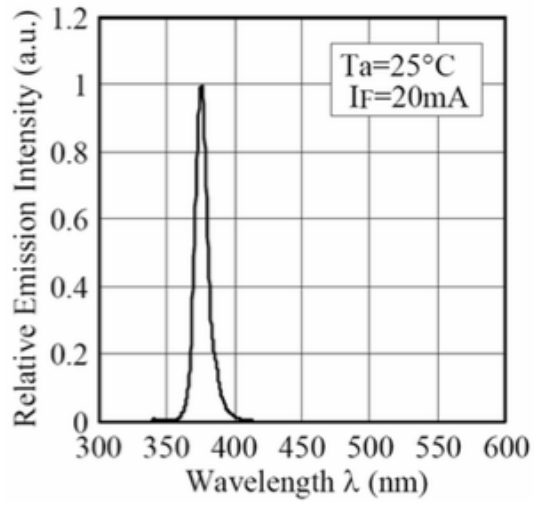


図 3.15: UVLED のスペクトル [38] .

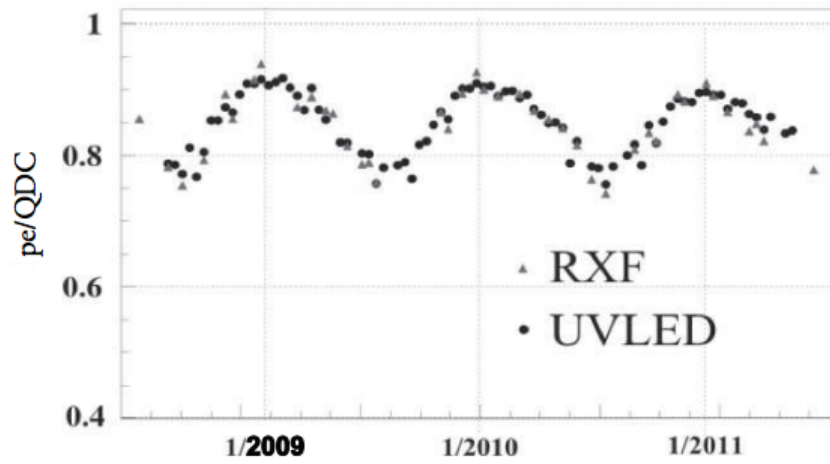


図 3.16: UVLED と RXF による QDC 値ごとの光電子数．温度依存性による季節変動が見える [40] .



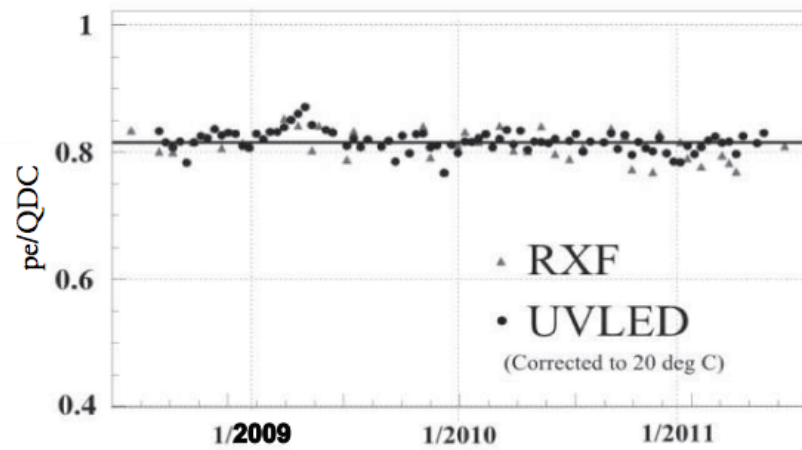


図 3.17: 温度依存性を取り除いた UVLED と RXF による QDC 値ごとの光電子数 [40].



図 3.18: CXF の外観図 .

### 3.3.3 大気情報モニタリング

大気情報のモニタリングには、BRM, LR ステーションでも使用している LIDAR, CLF, 雲のモニタリングには Weat コードを使用している。これらについては、第 2.3.5 節で述べた。

# 第4章 TA 実験標準のシミュレーションとイベント再構成ソフトウェア

イベント再構成ソフトウェアを開発し性能を評価するには、シミュレーションを用いて擬似空気シャワーイベントを生成することが必要である。この章では、TA 実験の大気蛍光望遠鏡用に開発されたシミュレーションソフトウェアとイベント再構成ソフトウェアについて説明する。

シミュレーションソフトウェアは、空気シャワーの縦方向発達から望遠鏡に入射する光子数を求める空気シャワー生成シミュレーションクラス群と、この光子数から望遠鏡の構造を考慮して実際に記録されるデータを作る検出器シミュレーションクラス群の2つのグループで構成されている。イベント再構成ソフトウェアは、PMT セレクション、ジオメトリ再構成と縦方向発達再構成の3つのグループで構成されている。

## 4.1 空気シャワーシミュレーション

### 4.1.1 セッションファイル

セッションファイルは、シミュレーションとイベント再構成ソフトウェアを実行する際に引数として与えるファイルのことである。ここではシミュレーションとイベント再構成に関係のある項目について説明する。まずは、シミュレーションとイベント再構成ソフトウェア共通の部分の項目について以下の通りである。

- キャリブレーション：典型値 / 時間依存
- 大気モデル：USAtomosphere / GDAS / MesuredAtomosphere
- 大気蛍光モデル：FLASH / Kakimoto / AIRFLY
- チェレンコフ光：チェレンコフ光を考慮するか
- 散乱：考慮しない / Rayleigh 散乱のみ / Rayleigh + Mie 散乱
- ステーション：BRM / LR / MD

次に、シミュレーションについての項目は、

- 一次宇宙線のエネルギー：固定 / ランダム
- 粒子種：陽子 / 鉄など
- イベント数
- 到来方向：天頂角  $\theta$  , 方位角  $\phi$  (固定 / ランダム)
- コア位置： $x, y$ (固定 / ランダム)

- Gaisser - Hillas 関数の  $X_{\text{int}}$  : 固定 / ランダム

である．最後にイベント再構成で使用する項目は

- ジオメトリ再構成 : モノ / ステレオ
- 縦方向再構成で使用するジオメトリ : ジオメトリ再構成で得られた値 / シミュレーションで使用した値

である．

#### 4.1.2 縦方向発達曲線の決定

一次宇宙線の情報から空気シャワーの縦方向発達を計算する．一次宇宙線が生成する空気シャワーの縦方向発達は，式 (1.20) で示された Gaisser - Hillas 関数によってよく表されることが知られているので，ここではこれを使う．Gaisser - Hillas 関数のパラメータのうちセッションファイルに指定されていないものは  $N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_1$  (1st interaction depth) である．初めに，本シミュレーションソフトウェア内での  $N_{\text{max}}$  を求める際に必要である  $X_{\text{max}}$  の計算方法を以下の式に示す．

$$X_{\text{max}} = f_{\text{max}} + X_1 - \lambda \quad (4.1)$$

$$f_{\text{max}} = 58.0 \times \log(E_0/A) / \log 10 - 297.0 \quad (4.2)$$

ここで， $\lambda$  は  $70 \text{ g/cm}^2$ ， $X_1$  はイベントごとにランダムに与えられる値，一次宇宙線の  $A$  は質量数， $f_{\text{max}}$  は  $E_0$  と  $A$  に依存し， $E_0$  と  $A$  が同じときは常に同じ値である． $X_{\text{int}}$  を変えることで，異なる  $X_{\text{max}}$  の空気シャワーを生成している．

次に本シミュレーションソフトウェア内での  $N_{\text{max}}$  の計算方法を説明する．空気シャワー中にはニュートリノや高エネルギーミュオンといった，大気蛍光に寄与しないあるいは寄与が小さく大気蛍光観測にかからない粒子が存在するため，一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  の一部は Missing Energy となる．そのため，セッションファイルに与えられた  $E_0$  から Missing Energy =  $E_{\text{miss}}$  を引いたエネルギー  $E_{\text{cal}}$  を求めておく．

$$E_{\text{cal}} = E_0 - E_{\text{miss}} \quad (4.3)$$

実際にはこの式を使うのではなく，CORSIKA[41] による空気シャワーシミュレーションから

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = A - B \left( \frac{E_{\text{cal}}}{10^{18} \text{eV}} \right)^{-C} \quad (4.4)$$

の関係が成り立つことがわかっている [42] ので，この式から  $E_{\text{cal}}$  を求める．なお， $A, B, C$  は正確には一次宇宙線の粒子種，到来方向の天頂角成分に依存するパラメータであるが，ここでは鉄と陽子からなる適当な混合組成モデルを仮定して，入射天頂角  $45^\circ$  の場合についてのシミュレーションの計算から求められた値  $A = 0.967, B = 0.078, C = 0.140$  をいつも使用している．

$N_{\text{max}}$  はエネルギーの増加とともに線形一次で変化する値であると仮定して， $N_{\text{max}} = 1.0, X_{\text{max}}, X_0$  のとき Gaisser - Hillas 関数を積分することで求めるエネルギー

$$E_0^1 = \frac{dE(s)}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.5)$$

を使い,

$$N_{\max} = \frac{E_{\text{cal}}}{E_0^1} \quad (4.6)$$

として求める．ここで  $\frac{dE(s)}{dX}$  はエイジパラメータ  $s$  の空気シャワーの 1 個の電子が単位大気深さを走ったときの平均 energy deposit であるが，定数 2.2 MeV としている．ここで求めた  $N_{\max}$  とセッションファイルに与えた  $X_{\max}$ ,  $X_0$  を Gaisser - Hillas 関数に代入して，任意の大気斜めの深さ  $X$  g/cm<sup>2</sup> における電子成分数が求まる．空気シャワーをその軸に沿った 1 g/cm<sup>2</sup> きざみで「セグメント」に分けて，各セグメントでの電子数を計算し保存する．セグメントにはセッションファイルに与えた到来方向，コア位置の情報をもとにその位置情報も保存する．

#### 4.1.3 大気蛍光発光

次に，セグメントに与えた各深さごとの電子数とジオメトリの情報を用いて発光点から直進して入射する大気蛍光・チェレンコフ光と途中で散乱され方向が変わって入射するチェレンコフ光について，望遠鏡に入射する光子数を求める (図 4.1) ．

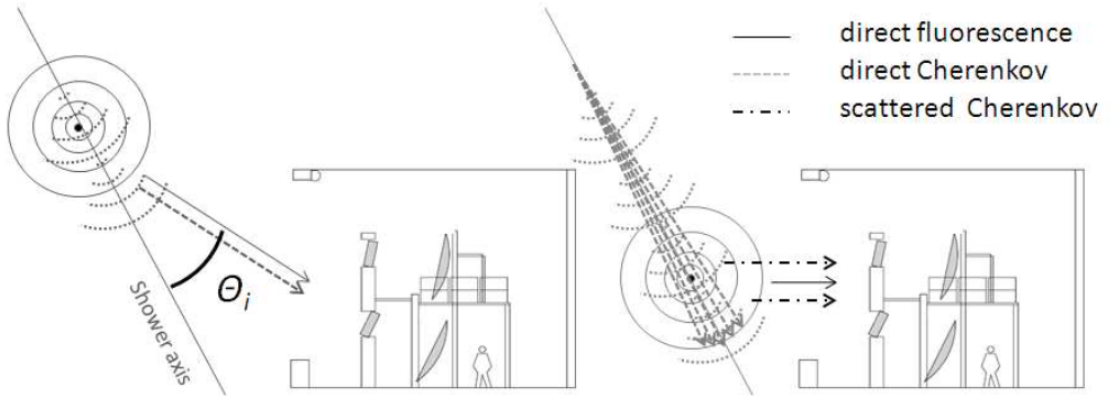


図 4.1: 空気シャワーから望遠鏡に入射する光子．発生点から直進して望遠鏡に入射する大気蛍光 (direct fluorescence) とチェレンコフ光 (direct Cherenkov) に加えて，大気に散乱されて入射するチェレンコフ光 (scattered Cherenkov) が考慮される．

セグメントごとにそこでの電子数  $N_{e,i}$  から，大気蛍光によって発生する光子数  $N_{e,i}^{\text{Fl}}$  を各波長  $\lambda$  ごとに求める．

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) dl_i \quad (4.7)$$

$i$  はセグメントを区別する番号， $s_i$  は空気シャワーのセグメントでのエイジパラメータ， $Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i)$ ， $S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i)$  は地表から高さ  $H_i$  における fluorescence yield と発光スペクトル， $dl_i$  はシャワー軸に沿ったセグメントの長さである．大気蛍光は等方的に放射され，さらには大気によって散乱されるため，望遠鏡に到達する光子数  $N_{i\lambda}^{\text{Fl, tel}}$  は以下の式のようなになる．

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Fl}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (4.8)$$

と計算される．ここで， $r_i$  はセグメントから望遠鏡までの距離， $T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i)$ ， $T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i)$  は距離  $r_i$  進んだときの大気によるレイリー散乱，ミー散乱による波長  $\lambda$  の透過率， $A_i$  は望遠鏡の検出面積である．ここでの望遠鏡の検出面積は，合成鏡を一枚の球面鏡と仮定したときの面積である．

#### 4.1.4 チェレンコフ光

チェレンコフ光の場合も大気蛍光と同様に，セグメントの電子数から発生する光子数を求める．大気蛍光とは異なりチェレンコフ光の発光効率，発光スペクトルはエイジパラメータに依存する [43]．そのため，セグメントで発生するチェレンコフ光の光子数は，

$$N_{i\lambda}^{\text{C}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) S_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) dl_i \quad (4.9)$$

ここで  $Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i)$ ， $S_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i)$  は高さ  $H_i$ ，エイジパラメータ  $s_i$  におけるチェレンコフ光の発光効率，発光スペクトルである．チェレンコフ光は大気蛍光とは異なり等方的に放射されない．そこでチェレンコフ光の角度分布  $D_i^{\text{C}}$  を以下の式で近似して計算する．

$$D_i^{\text{C}}(\theta_i) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_i}{\theta_0}\right) \quad (4.10)$$

ここで  $\theta_i$  はシャワー軸と放射方向のなす角， $\theta_0$  はチェレンコフ光を発するしきい値  $E_{\text{thr}}^{\text{C}}$  から求まるパラメータで  $\theta_0 = a E_{\text{thr}}^{\text{C}^{-b}}$ ， $(a, b) = (0.83, 0.67)$  を使用する [43]．さらに大気中での散乱を考慮して，望遠鏡に入射するチェレンコフ光  $N_{i\lambda}^{\text{C,tel}}$  は，

$$N_{i\lambda}^{\text{C,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{C}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{2}{\sin \theta_i} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{C}}(\theta_i) \quad (4.11)$$

から計算する．

#### 4.1.5 散乱チェレンコフ光

FD で観測されるチェレンコフ光には発生点から直接入射するものだけではなく，大気分子やエアロゾルによって散乱され，方向が変えられて望遠鏡に入射するチェレンコフ光も含まれる．この光を以下では散乱チェレンコフ光と呼ぶ．

あるセグメントにおける散乱チェレンコフ光の光量は，シャワー軸上に沿って大気頂上からそのセグメントまでに放射されたチェレンコフ光の積分値に比例するとみなせる． $i$  番目のセグメントでの総チェレンコフ光量  $N^{\text{C Total}}$  はその深さで発するチェレンコフ光と  $i-1$  番目のセグメントを散乱されることなく通過したチェレンコフ光の和は，

$$N_{i\lambda}^{\text{C Total}} = N_{i\lambda}^{\text{C}} + N_{i-1}^{\text{C pass}} \quad (4.12)$$

である． $N_{i\lambda}^{\text{C Total}}$  からのセグメントでレイリー散乱，ミー散乱する光  $N_{i\lambda}^{\text{RayC}}$ ， $N_{i\lambda}^{\text{MieC}}$  と次のセグメントに伝播する光  $N_{i\lambda}^{\text{C pass}}$  を求める．

$$N_{i\lambda}^{\text{C pass}} = N_{i\lambda}^{\text{C Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.13)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{RayC}} = N_{i\lambda}^{\text{C Total}} \left[ 1 - T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \right] T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.14)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC}} = N_{i\lambda}^{\text{C Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \left[ 1 - T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \right] \quad (4.15)$$

また，レイリー散乱とミー散乱の角度分布の違いを考慮し，

$$N_{i\lambda}^{\text{RayC, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{RayC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{RayC}}(\theta_i) \quad (4.16)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{MieC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{MieC}}(\theta_i) \quad (4.17)$$

から望遠鏡に入射する光子数を求める．

ここまでのところで我々のモンテカルロシミュレーションのうち一次宇宙線の情報から縦方向発達曲線を導き，望遠鏡に届く大気蛍光，チェレンコフ光，散乱チェレンコフ光の光子数を決定するところまで説明した．ここでは空気シャワーの横方向分布を考慮せずにセグメントの中央から並行光が来ると仮定し，角度分布を考慮して望遠鏡に入射する光子数を求めた．次節では，この光子数からセグメントでの横方向分布を持たせて PMT カメラで観測される波形データをシミュレーションする．

図 4.2 は望遠鏡に到達する光子数をシャワー軸に沿った大気の深さごとに表示したものである．赤色は大気蛍光，青はチェレンコフ光，紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光，緑色はミー散乱されたチェレンコフ光である．上図は視野を横切る空気シャワー軸からの光子数を表し，大部分が大気蛍光であるが，発達の深いところではレイリー散乱によるチェレンコフ光が入射することがわかる．下図は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数であり，大気蛍光に比べチェレンコフの割合がずっと高いことがわかる．このように大気蛍光観測においてはチェレンコフ光とその散乱光は系統的なバックグラウンド光となる．

## 4.2 検出器シミュレーション

このシミュレーションソフトウェアでは PMT カメラで観測されるデータをシミュレーションするために「レイトレース」している．レイトレースとは望遠鏡に光子を入射させ，光子の軌跡を各光子についてはシミュレーションする方法である．そのためには，ソフトウェア中に細部構造も含めて詳細に記述しておく必要がある．図 4.4 にソフトウェアに実装したステーションの内部構造を示す．実際のステーション同様，合成鏡はもとより望遠鏡を支える支柱やカメラ構造まで再現してある．

レイトレースでは 1 光子ずつの軌跡を求めるため，計算量が多くなる．時間短縮のためにもレイトレースを開始する前に，望遠鏡に入射する光子に鏡の反射率やパラグラフの透過率など入射位置に依存しない係数をかけて光子数を減らしておく．具体的には鏡の反射率，パラグラフの透過率，量子効率をもとに各波長ごとに以下の式を計算する．結果的に求まる  $N_i^{\text{RayTrace}}$  は PMT カメラ面に到達する光子数である．

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{p, tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{para}} \tau_{i\lambda}^{\text{BG3}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (4.18)$$

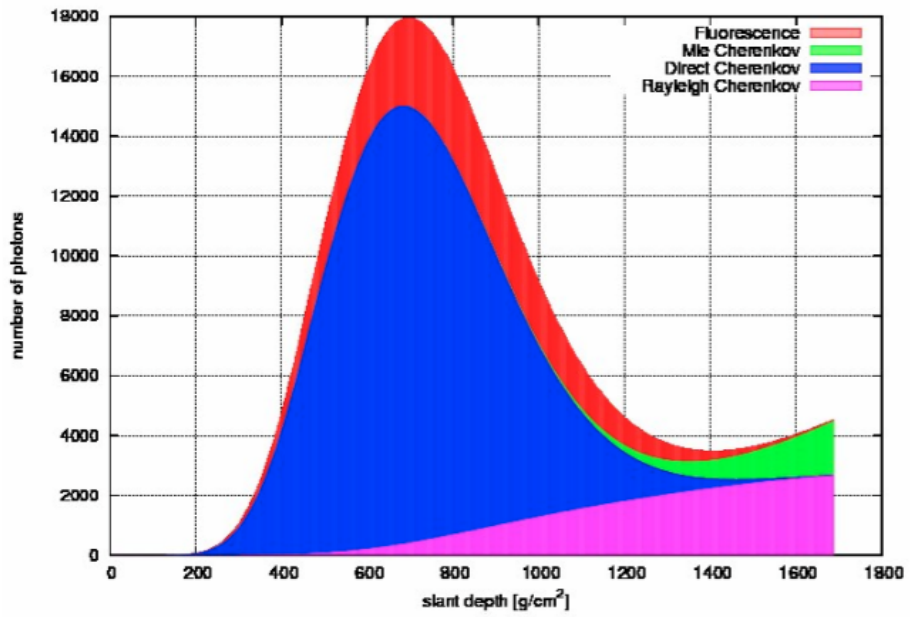
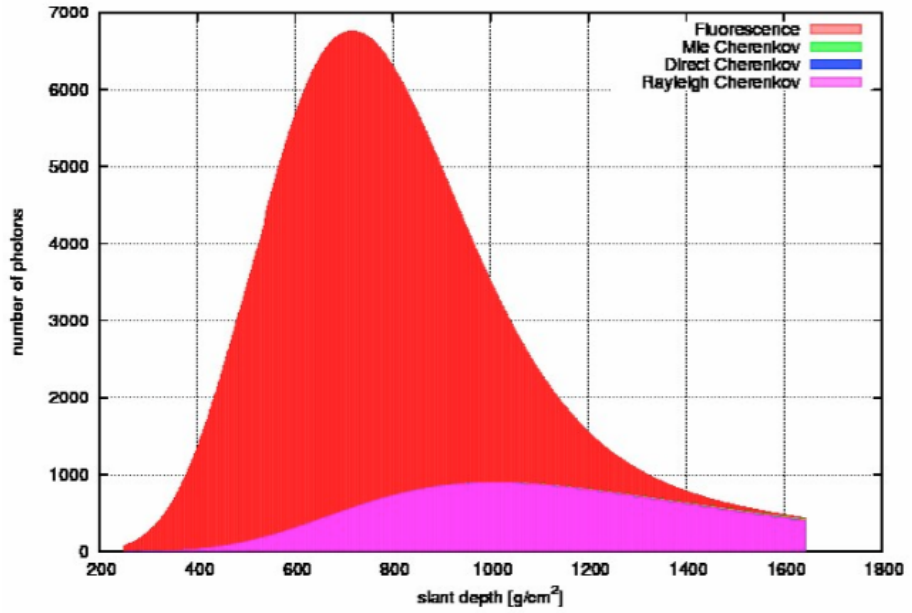


図 4.2: シミュレーションで計算された望遠鏡に入射する光子数．上図は望遠鏡の視野を横切る空気シャワーから入射する光子数，下図は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数である．



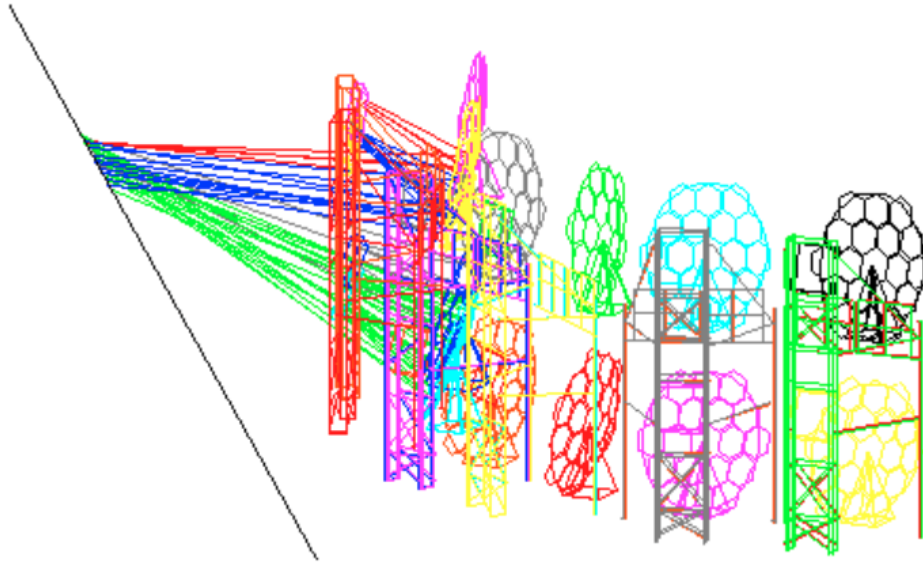


図 4.3: ソフトウェア中に再現された FD ステーションの内部構造．左の直線 (仮想的シャワー軸) の上から望遠鏡に向かって行ったレイトレースの軌跡も表示している．

$N_{i\lambda}^{p, tel}$  は前節で求めた望遠鏡に入射する光子数,  $R_{i\lambda}^{mirror}$  は鏡の反射率,  $\tau_{i\lambda}^{para}$  と  $\tau_{i\lambda}^{BG3}$  それぞれパラガラスと BG 3 の透過率,  $Q_{i\lambda}$  は PMT の量子効率である．なお, PMT 感面での二次元不均一性は入射位置に依存するため, レイトレースによって入射位置を決定した後に考慮する．

ここまで準備できたところで, 光子 1 つ 1 つについてカメラに入射する位置や時刻をレイトレースによって求める．放射位置は, NKG 関数でシャワーの横方向粒子分布を考量してランダムに選ぶ．次に, 鏡の検出面積内でランダムな 1 点を光子の到達点として選ぶと, この 2 点をつなぐ直線から光子の放射位置と方向が決まる．そして, 発生点から鏡で反射し PMT カメラに到達するまでの軌跡をレイトレースする．鏡は合成球面鏡を使用しているため, 鏡の隙間が放射位置に選ばれたときやカメラに光子が入射しない場合, さらには途中の構造物にぶつかった場合にはレイトレースしない．このレイトレースを  $N_i^{RayTrace}$  回繰り返すことで, 障害物で光が遮られる影響や, 合成鏡の隙間で光が反射されない効果を考量して, 全ての光子のカメラへの入射位置が決まる．

その後, PMT カメラ面での不均一性を考慮するために, カメラ面での入射位置に応じて図 3.4 の上図の係数をかける．

図 3.4 は BRM ステーションのカメラ-05 の不均一性を XY-スキャナーで測定した結果である．また, 図 3.4 の下図は標準 PMT を除いた 253 PMT の (標準偏差/平均値) の値である．XY-スキャナーの設置精度に加えて, PMT の端では感度が悪いためばらつきが大きくなるが, 中心から 27.5 mm 以内では, 標準偏差の比は 4% にピークを持ち, かつ 95 % が 10 % 以内に分布する．そのため, 全ての PMT に対して同じ不均一性を持つと仮定している．

その後, PMT カメラに入射した光子は光電子となり個々の PMT によって増幅された後, 電子回路を経て BRM/LR ステーションの場合は FADC でデジタル化され, MD ステーションの場合は Sample and Hold 回路を通してデジタル化される．レイトレースの軌跡から光が PMT に入射する時刻を求め, ゲイン, 電子回路の応答関数をかけ合わせ, 時間情報を含んだ波形データとなり保存される．この手順を光子の下図だけ繰り返し, 重ね合わせことでカメラ全体でのシミュ

レーションデータが作られる。

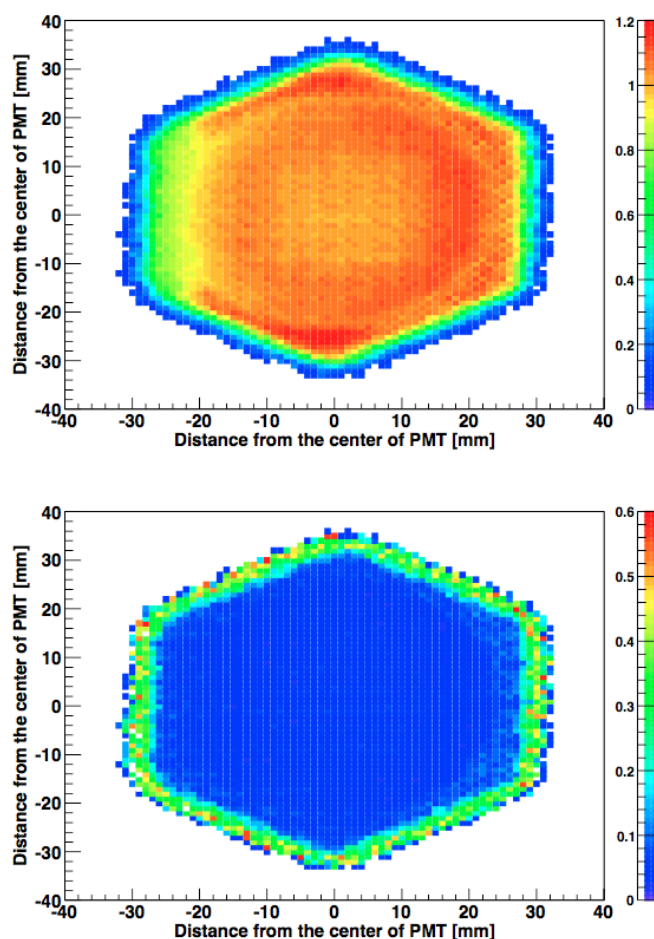


図 4.4: BRM/LR ステーションの PMT カソードの不均一性 (上), 不均一性の (標準偏差/平均値) の分布 (下) .

### 4.3 イベント再構成ソフトウェア

FD による大気蛍光観測で得られる情報は、各 PMT に入射した光による信号波形とその時刻である。これらから実際の空気シャワーの縦方向発達、そしてさらにさかのぼって一次宇宙線の情報を導出するためのイベント再構成ソフトウェアの詳細について述べる。再構成は、

1. PMT セレクション
2. ジオメトリ再構成
3. 縦方向発達再構成

の 3 つの段階を踏んで行われる。PMT セレクションでは解析に使用する PMT 信号を波形や時間情報から選別し、ノイズ信号 (夜光や人工光などの空気シャワー由来ではない信号) と区別する。

選ばれた PMT 信号を使いジオメトリ再構成では空気シャワーの位置と方向を決定し、その後、縦方向発達再構成で空気シャワーのプロファイル及び一次宇宙線のエネルギーを決定する。

#### 4.3.1 PMT セレクション

実際の観測ではイベントトリガーが発生するとステーション内の全チャンネルの信号が記録・保存されるため、1 FD ステーションあたり  $256 \times 12$  あるいは  $256 \times 14$  本の PMT の信号が記録される。まず、以下の解析により各 PMT について空気シャワーによる大気蛍光の入射の有無を判別し、以後の再構成に用いるどうか判定する。また、再構成に必要な光電子数や光子の到達時間を見積もる。

##### 1st セレクション

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。BRM, LR ステーションで記録される空気シャワーの信号波形は、図 4.5 で示されるように三角形で近似できるような形をしている。これを図 4.6 のように、波形のピーク位置  $p$  と幅  $\omega$  で表現されるトライアングルフィルターでフィットし、以下に示す有意度  $\sigma(\omega, p)$  が最大になる  $p, \omega$  を求める。

$$\sigma(\omega, p) = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)W(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} P_{\text{rms}}(i)W(i)} \quad (4.19)$$

$$W(i) = \omega - |p - i| \quad (4.20)$$

$F_{\text{sub}}(i)$  はペDESTALの平均を差し引いた波形の  $i$  番目のピンの値、 $W(i)$  は重み、 $P_{\text{rms}}(i)$  は  $i$  番目のピンのペDESTALのゆらぎである。ペDESTALの平均やゆらぎは SDF によって記録される。 $\omega$  の探索範囲は 0 から 30 である。

有意度分布を図 4.7 に示す。空気シャワーの信号がない場合の有意度 (図 4.7(左)) はほぼ  $6\sigma$  以下に分布しているのに対して、空気シャワーの信号を含む場合 (図 4.7(右)) は  $6\sigma$  以上の領域にテールを持つ。このことから、 $6\sigma$  以上の有意度を持った PMT 信号を大気蛍光信号と判定し、以後の解析に使用する。 $6\sigma$  に満たない PMT は以下で説明する 4 th セレクションにかけられる。

最大有意度を持つ  $p$  と  $\omega$  のペアが見つかったとき、タイミング  $T$  とその誤差  $\sigma_T$  を以下の式によって計算する。

$$T = \frac{\sum_{i=p-\omega}^p i \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (4.21)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} (T - i)^2 \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (4.22)$$

上に 2 式では、サンプリング周波数は 10 MHz なので相当するピン幅 100 ns をかけて時間になおしている。 $T$  は上で求めた幅  $\omega$  内での重心であることに注意する。現在は PMT 信号幅が 30 ピンと求まった場合は、その信号はノイズとみなし、解析には使用しない。

光電子数は以下の式で得られる。

$$N_{\text{pe}} = \text{Gain} \times \sum_{i=p-3\omega}^{p+3\omega} F_{\text{sub}}(i) \quad (4.23)$$

Gain は FADC 値からの光電子数の変換係数で、第 2.3.4 節で述べたキャリブレーションにより得られる。

MD ステーションはエレクトロニクスに積分型 ADC(Sample and Hold 回路) を使用しているために信号の波形情報を持っていない。そのため、MD ステーションでは独自の方法で PMT の信号の有意度を計算している。詳しい計算は次章で説明する。

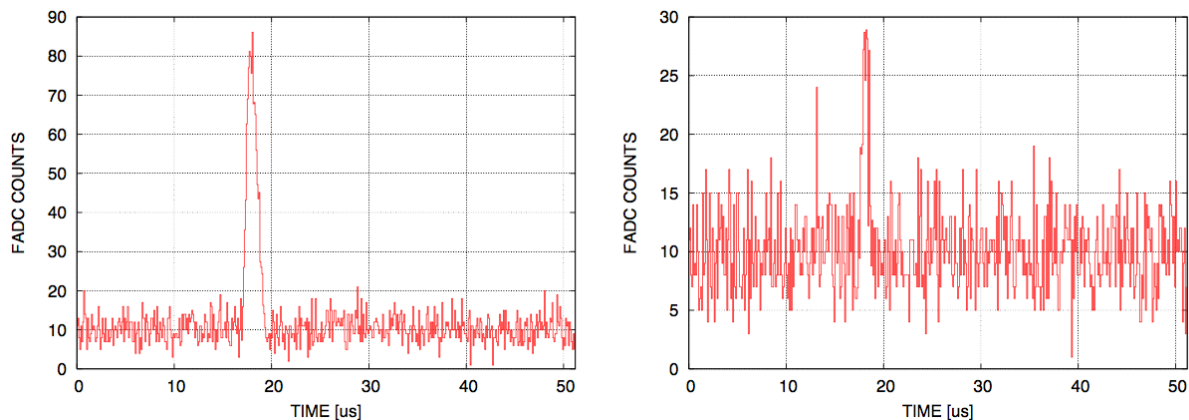


図 4.5: シミュレーションによる波形。

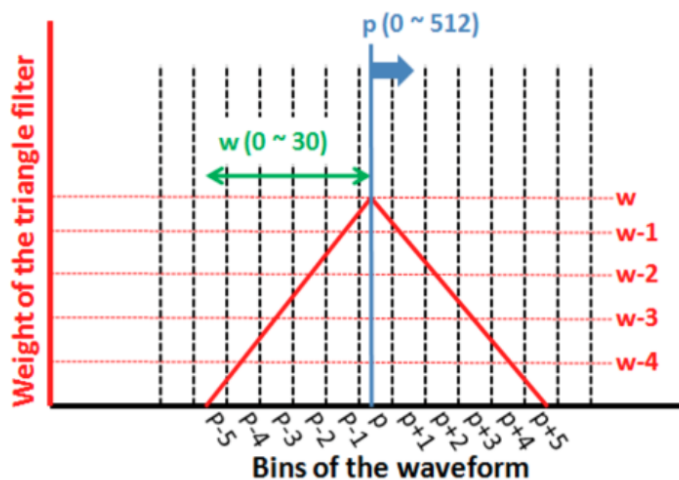


図 4.6: 重みを表しているトライアングルフィルターの概略図。

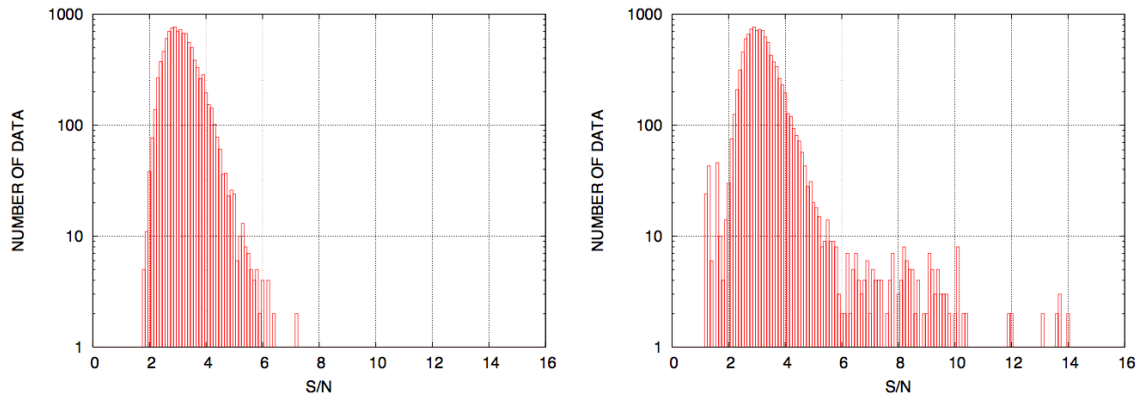


図 4.7: 観測で得られた波形の最大有意度の分布．空気シャワーの信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右) ．

## 2nd セレクション

1st セレクションによってほとんどのノイズ信号を除去できるが，それでも光量の大きい夜光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．そこでさらに別の方法による選別が必要となる．空気シャワーを撮像すると大気蛍光光子の入射した PMT はヒットマップ画面上に線状に分布するので，この線状の形状を弁別に利用する．シャワー粒子数は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．大気蛍光もほぼ同じ分布に従うので，シャワー軸から離れた方向を見ている PMT には大気蛍光が入射していないとみなすことができる．そこで，シャワーイメージの中心軸をハフ変換アルゴリズムを用いて近似的にシャワー軸とみなし，この直線と PMT の視野方向との離角 ( $\beta$  とする) を求め， $\beta$  が大きい PMT はノイズ信号として除外する．しかし， $\beta$  の分布は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．そのため，離角についての分布をとり，独立した PMT を除去する．

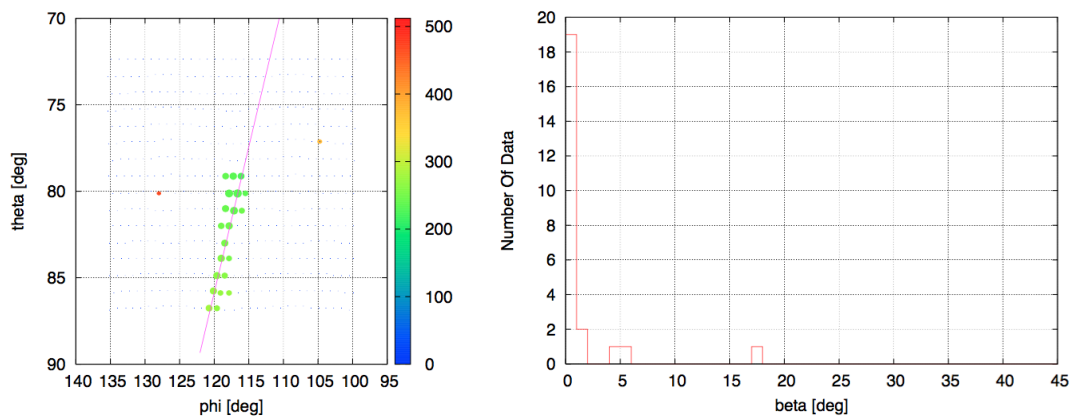


図 4.8: シャワートラック (左) と離角  $\beta$  の分布空気シャワーによるデータは離角小さい部分に集中するのに対して，そこから外れたデータはノイズと考えられる．

### 3rd セレクション

2nd セレクションではシャワートラックから離れたノイズは除去できる．しかし，トラックに隣接したノイズ信号は取り除けない．再構成では光子の入射時刻を用いるため，ノイズデータによる期待される時刻と明らかに異なったピークを持つような信号が混入すると，再構成の精度が著しく落ちてしまう．そこで，1st セレクションで求めた波形の入射時刻  $T$  からデータを選別する．

各 PMT への光子の入射時刻は空気シャワーの到来方向とコア位置から決まる量である．PMT の方向とタイミング情報から仮のシャワージオメトリを決める．ジオメトリ再構成については第 4.3.2 節で説明する．得られたシャワートラック中心への方向ベクトルに対して，シャワー軸の方向ベクトルのなす角を  $\psi$ ， $i$  番目の PMT の方向ベクトルがなす角  $\alpha_i$  とすると，PMT への光子入射時刻  $t_i$  は

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin\psi - \sin\alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (4.24)$$

となる．ここで  $t_*$  はシャワートラックの重心方向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ている．離角  $\alpha_i$  はシャワートラック中心の方向ベクトル  $n_c$  とシャワー軸上に投影した PMT の方向ベクトル  $n_i^{\text{proj}}$  から次式で決まる．

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left( n_i^{\text{proj}} \cdot n_c \right) \quad (4.25)$$

各 PMT における  $\alpha_i$  と 1st セレクションで求めた  $T_i$  を式 (4.24) 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．

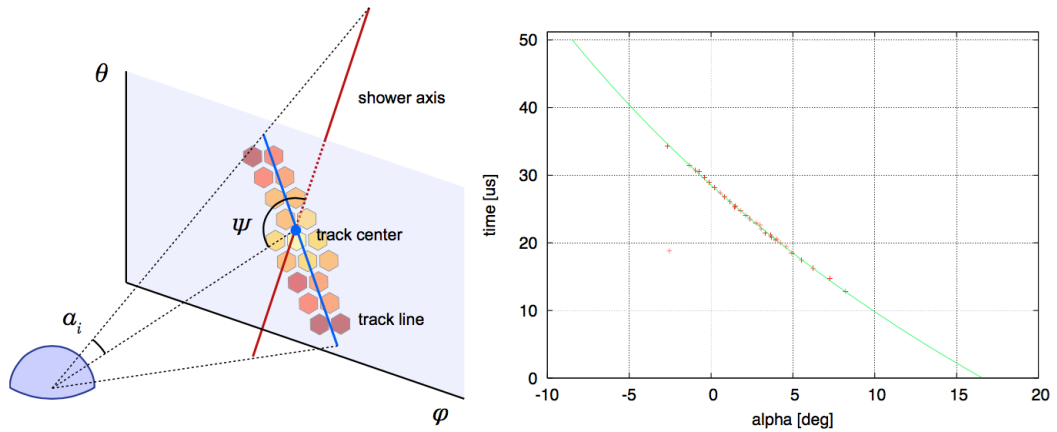


図 4.9: シャワートラック (左) とノイズ選別のためのタイミングフィット (右)．右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 ( $-2.5^\circ$ ,  $19 \mu\text{s}$ ) があり，これはノイズ信号である．

### 4th セレクション

4th セレクションでは，モノジオメトリ再構成と同じようにタイミング情報を使い，PMT セレクションをする．1st，2nd，3rd セレクションによって  $6\sigma$  以上の有意度を持った PMT だけが選定される．ここでは， $6\sigma$  より小さい有意度を持った PMT も含めてセレクションをする．

まず初めに，求めた Shower-Detector Plane (SDP) 上での PMT の仰角と PMT のタイミング情報を，モノジオメトリ再構成と同じ方法でタイミングフィットする．SDP の求め方とタイミングフィットの詳細は，第 4.3.2 節で説明する．

次に，フィットした関数とのタイミングの差  $R_i$ ，擬似  $\chi^2$ ，SDP からの離角  $\beta_i$  を，全ての PMT に対して計算する．

$$R_i = |f(\alpha_i) - T_i| \quad (4.26)$$

$$\chi^2 = \left( \frac{R_i}{\sigma_{T_i}} \right)^2 \quad (4.27)$$

$$\beta_i = \vec{P}_i \cdot \vec{V}_{\text{SDP}} \quad (4.28)$$

ここで， $\alpha_i$  は SDP へ投影された  $i$  番目の PMT の仰角， $f(\alpha_i)$  は  $\alpha_i$  でのフィット関数から得られるタイミング， $\sigma_{T_i}$  は 1st セレクションによって得られたピークのタイミング誤差， $\vec{P}_i$  はポインティングベクトル， $\vec{V}_{\text{SDP}}$  は SDP での垂線方向である．これらのパラメータが PMT の排除または追加の判定に使用される．

item	SOFT	HARD
$R_i$	$< 1.2 \mu\text{s}$	$< 0.8 \mu\text{s}$
$\chi^2$	$< 20$	$< 15$
$\beta_i$	$< 4^\circ$	$< 2^\circ$

表 4.1: 4th セレクションでの PMT 選別基準．

これらの PMT は表 4.1 に示される 2 種類の基準値 (SOFT セレクション，HARD セレクション) によって分類される．最初に，SOFT セレクションの基準値を使って，PMT を選定する．SOFT セレクション後，基準値を HARD セレクションの基準値に変えて選別する．

分類された PMT は，離角が判定される PMT の  $5^\circ$  以内と時間差が  $5 \mu\text{s}$  以内の基準で選ばれた，隣接した PMT との  $\alpha_i$  と  $T_i$  の “Linear” フィッティングにより判定される．フィットされた関数からの時間差  $R_{\text{linear}}$ ，擬似  $\chi_{\text{linear}}^2$ ，使用される PMT 数  $N_{\text{linear}}$  が判定に使用される．表 4.2 が “Linear フィット” による PMT の選別基準である．この選定により，位置とタイミングが孤立している PMT を排除する．PMT がこれらの基準を全て満たすとき，PMT は解析に使用する PMT として追加される．このセレクションは，追加または排除候補の PMT がなくなるまで繰り返される．

item	THRESHOLD
$N_{\text{linear}}$	$> 3$
$R_{\text{linear}}$	$1.2 \mu\text{s}$
$\chi_{\text{linear}}^2$	$20 \mu\text{s}$

表 4.2: 4th セレクションでの Linear フィットによる PMT 選別基準．

図 4.10 は観測された空気シャワーイベントのイベントディスプレイの 1 つの例である．各マーカーの位置は PMT の視野方向，色は光子の入射時刻，大きさは光量を表している．左図が 1st

から 4th の全ての PMT セレクションを行う前で、S/N が 3 以上の波形が記録された PMT を全てプロットしてある。右図は 1st から 4th の全ての PMT セレクションを行った後であり、以降の解析で使用しない PMT には × を表示した。PMT セレクションを行うことで有効にノイズ信号を持つ PMT を除去できていることがわかる。

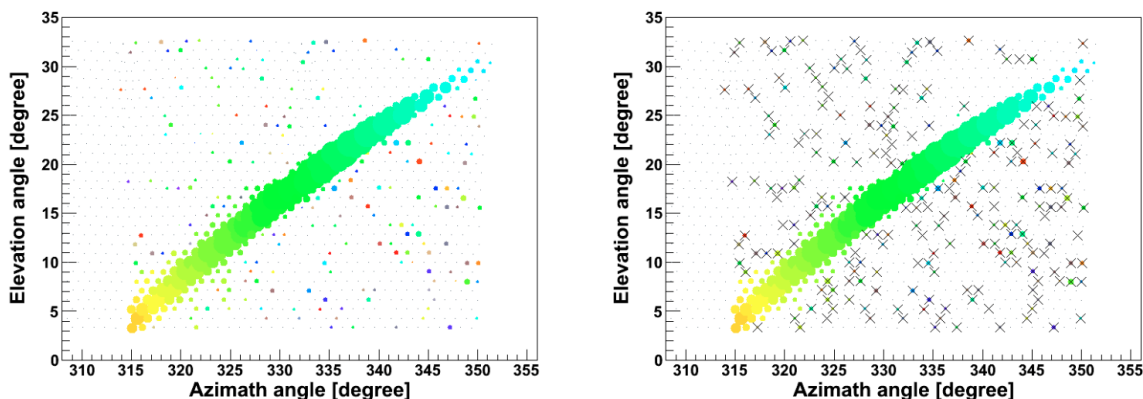


図 4.10: 1st から 4th の全てのセレクション前 (左) とセレクション後 (右) の空気シャワーイベントディスプレイ。ノイズが除去されていることがわかる。

#### 4.3.2 ジオメトリ再構成

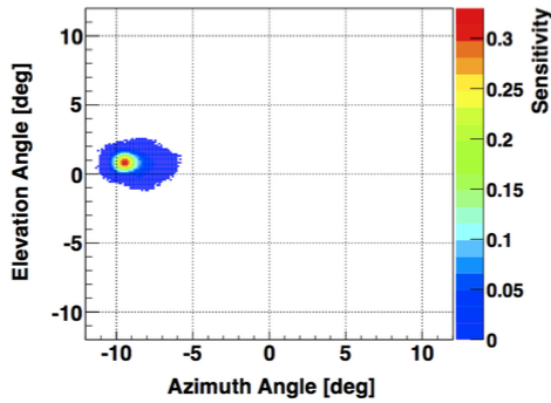
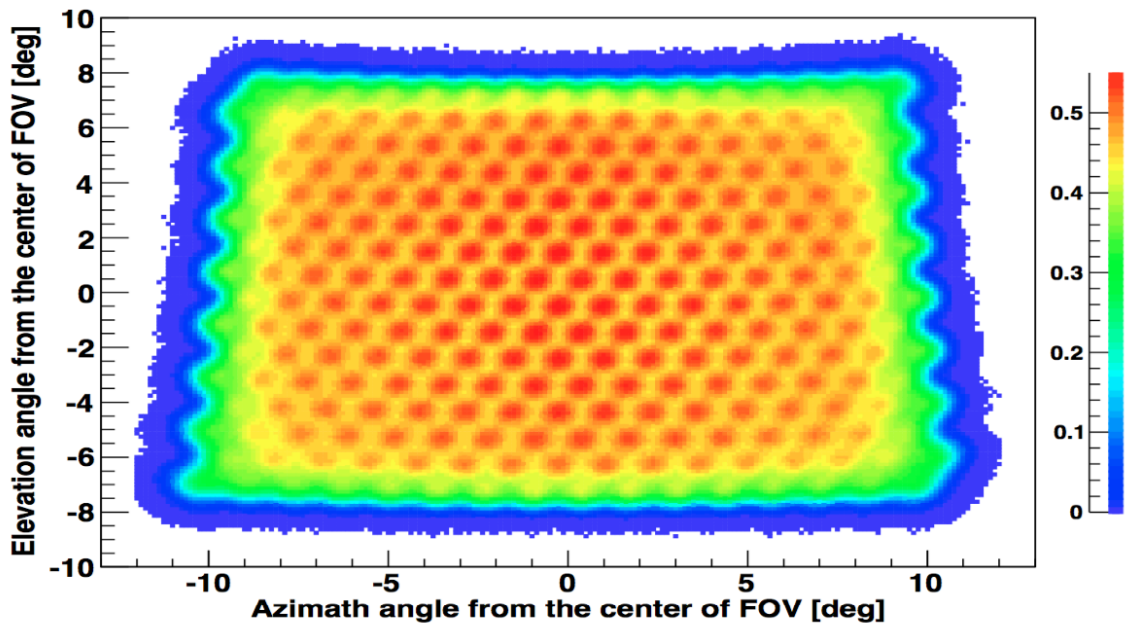
ジオメトリ再構成では、シャワー軸の傾きやコア位置といった空気シャワーのジオメトリを求める。ここでは、2 ステーションの観測データからジオメトリを求めるステレオジオメトリ再構成と、1 ステーションの観測データのみを使用して求めるモノジオメトリ再構成の両方の場合について述べる。一般的に前者の方が精度が良いため、2 ステーション以上でデータ収集されたイベント (ステレオイベント) の場合は前者で再構成し、それに失敗した場合、あるいは 1 ステーションのみでしか観測されなかったイベント (モノイベント) の場合は後者で再構成する。いずれの場合も、まずステーションごとに SDP を求める。

#### PMT の視野方向

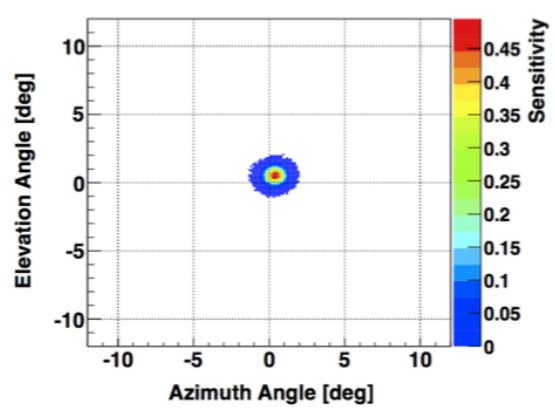
ジオメトリの決定には、光子の入射方向が非常に重要である。つまり各 PMT の視野を正確に知る必要がある。PMT の視野は、PMT と鏡の位置関係だけではなく周囲の遮蔽物などの望遠鏡全体構造、PMT 感面での不均一性を考慮する必要がある、簡単な幾何学計算で求めるのは難しい。よってレイトレースシミュレーションをあらかじめ行い、計算しておく。

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レイトレースを行い、各 PMT における入射光子数を見るモノである。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のかわかる。この方法で得られた PMT の感度分布を図 4.11 に示す。PMT の視野はおよそ  $1^\circ$  程度の広がりを持っていることがわかる。この視野の広がりを常に考慮してジオメトリ再構成を行う。この視野の広がりを常に考慮するしてジオメトリ再構成を行うのはたいへんであるので、イベント再構成の計算ではこれを 1 方向で代表させて行う。そこで各 PMT に対し、入射光子数の重心方向を PMT の視野方向として定義する。また、PMT ごとの方向による感度分布は、後述する逆モンテカル口法を高速化する上で重要である。

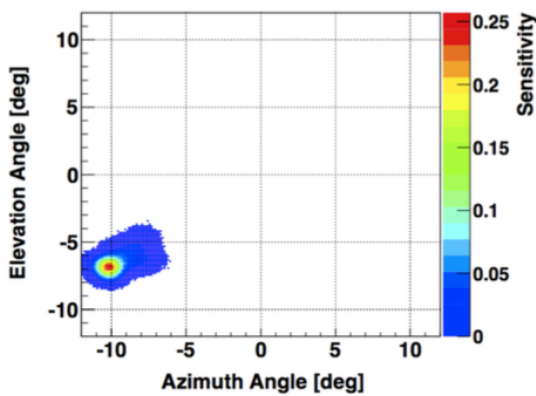




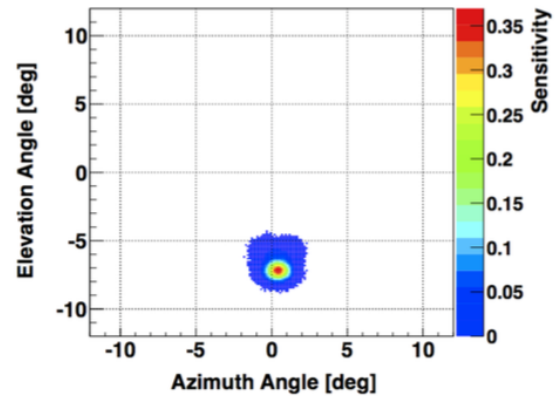
(b) PMT 247



(c) PMT 119



(d) PMT 255



(e) PMT 127

図 4.11: 望遠鏡への光子の入射方向に対する PMT の感度 ( BRM Camera 00 の例) . 上は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの . 下は各 PMT ごとに描いた図である . 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である .

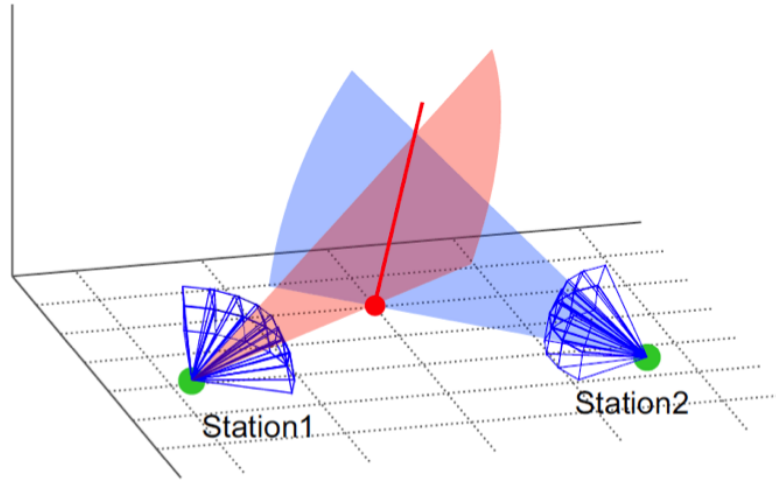


図 4.12: ステレオジオメトリ再構成．2 つの SDP の交線としてシャワー軸が決定する．

### 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一体で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 にシャワー軸から放射された大気蛍光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 の視線方向  $\mathbf{k}^i$  と垂直となる．複数の PMT に光子が入ったとして，以下の  $\chi^2$  を最小にする  $\mathbf{n}$  が SDP の法線ベクトルの最確値である．

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.29)$$

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．シャワー軸に近い PMT に重みをつけて

$$w_i = \frac{N_i^{\text{pe}}}{\bar{N}^{\text{pe}}} \quad (4.30)$$

とする． $N_i^{\text{pe}}$  は  $i$  番目の PMT の光電子数， $\bar{N}^{\text{pe}}$  は全 PMT の光電子数の平均である．

### ステレオジオメトリ再構成

ステレオイベントの場合には，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 4.12)．2 つの 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

$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (4.31)$$

である．また，シャワーのコア位置  $R$  は，連立方程式

$$\begin{cases} \mathbf{n}_1 \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_1) = 0 \\ \mathbf{n}_2 \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_2) = 0 \end{cases} \quad (4.32)$$

の解として得られる． $\mathbf{r}_i$  は  $i$  番目の FD ステーションの位置ベクトルである．

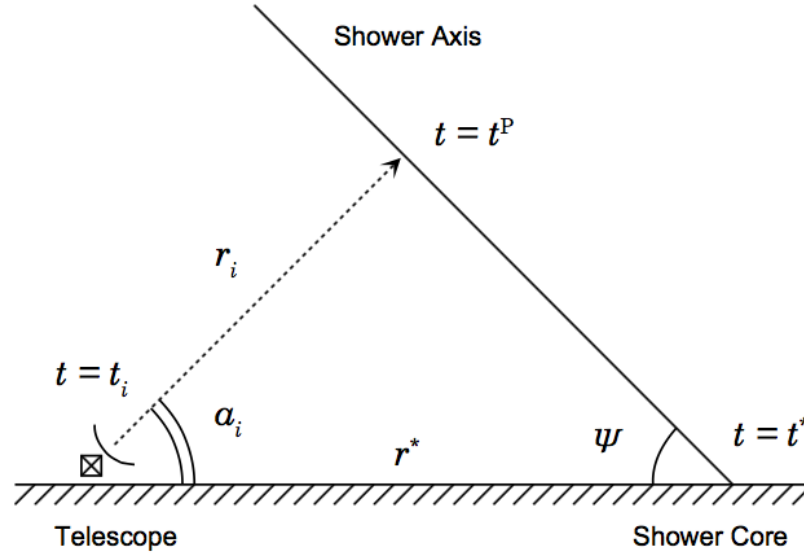


図 4.13: モノジオメトリ再構成．

#### モノジオメトリ再構成

モノイベントの場合は，各 PMT の光子の入射時刻情報を用いなければジオメトリは求まらない．今，SDP は決まっているので，FD ステーションを原点とする座標系を考える (図 4.13)．コア位置を  $\mathbf{r}^*$ ，シャワーがコアに到達した時間を  $t^*$  とする．また，シャワー軸上の  $\mathbf{r}_i$  の点から時刻  $t^P$  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，

$$t_i = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (4.33)$$

$$t^* = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i| \quad (4.34)$$

が成り立つ．ここから  $t^P$  を消去すると，

$$t_i - t^* = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i|) \quad (4.35)$$

となる．各 PMT の視野は既知であるので，光子の発生点  $\mathbf{r}_i$  への仰角  $\alpha_i$  も既知である．これを用いて式 (4.35) を書き換えると，

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin (\psi + \alpha_i)} r^* \quad (4.36)$$

ここで  $\psi$  はシャワー軸の SDP 内での地表面からの仰角である．再構成ルーチン内では，光子入射時刻  $T_i$  の測定誤差  $\sigma_i$  を考量して，以下の  $\chi^2$  を最小にする  $t^*$ ,  $r^*$ ,  $\psi$  の最確値とする．

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \frac{\left\{ t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^* \right\}^2}{\sigma_i^2} \right] \quad (4.37)$$

ただし， $s_i(\psi)$  は

$$s_i(\psi) = \frac{\sin\psi - \sin\alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (4.38)$$

である．このようにして， $r^*$  と  $\psi$  が決まるので，結果としてシャワー軸の方向ベクトルとコア位置の方向ベクトルが求まる．

### 4.3.3 縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -

縦方向発達は，観測された考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できる．福田らの開発した Waveform Sum Method[44] は，10 MHz の実効サンプリングレートで記録されている波形から 100 ns ごとの各 PMT の光子数を求め，それを対応する大気深さでのシャワー中電子数に変換し，空気シャワーの縦方向発達を再構成する方法である．この Waveform Sum Method は非常に高速にデータ解析をできる長所がある一方で，チェレンコフ光や散乱チェレンコフ光が信号中に含まれることを考量していない，という決定的な短所があった．第 4.1 節でも述べたように，大気蛍光観測ではジオメトリによりかなりの割合でチェレンコフ光やその散乱光が混入するため，全て大気蛍光の光であるとみなし解析してしまうとエネルギーを過大評価してしまう．そこで，チェレンコフ光とその散乱光を精密に考慮するために「逆モンテカルロ法」を用いた縦方向発達再構成ルーチンが開発された．以下で，その詳細について説明する．

#### $X_{\max}$ 決定

逆モンテカルロ法とは，ジオメトリ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モンテカルロ法でシミュレートし，PMT カメラで観測される信号を計算し，観測されたデータをもっともよく再現する空気シャワーを選ぶ方法である．空気シャワーの縦方向発達曲線は Gaisser - Hillas 関数を使って  $X_{\max}$ ,  $N_{\max}$  をパラメータとし，繰り返し生成する．実際には  $X_{\max}$  の最確値を探す．具体的には，このとき  $N_{\max} = 1.0$  と固定しておき，縦方向発達の形が一致するものを探す．また，Gaisser - Hillas 関数の  $X_0$  は縦方向発達曲線の形を大きく変化させるパラメータではないため， $X_0 = 0.0 \text{ g/cm}^2$  と常に固定されている．

与えられた  $X_{\max}$ ,  $N_{\max}$  からカメラ面での信号を求めるが，第 4 章で述べたイベントシミュレーションと同様に縦方向発達からレイトレースを行うと計算機の負担が大きくなるため現実的ではない．そのため，第 4.3.2 節で述べた PMT の視線方向を求めるときに利用されたシミュレーション計算で求められた方向に対する感度 ( $f_i$ ) を利用して計算を簡略化・高速化している． $i$  番目の PMT で検出される信号  $n_i^{\text{pe}}$  (光電子数) は

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_\lambda N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (4.39)$$

で求めることができる．ここで  $N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}}$  はイベントシミュレーション同様，深さ  $x \text{ g/cm}^2$  ごとの大気蛍光，チェレンコフ光，散乱チェレンコフ光の望遠鏡に届く光子数を計算し，第 4.2 節で

述べた式 (4.18) の位置に依存しない係数をかけた光子数である． $f_i(\mathbf{n}_x)$  はある方向  $\mathbf{n}_x$   $i$  番目の PMT の感度図 4.11 の値に相当する．

式 (4.39) を使って計算した信号と観測データをもとに，次の尤度を計算する．

$$L = \sum_i \{n_i^{\text{pe,data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe,st}}}\} \quad (4.40)$$

$$n^{\text{pe,st}} = \sum_i n_i^{\text{pe}} \quad (4.41)$$

ここで  $n^{\text{pe,st}}$  は式 (4.39) のシミュレーションで計算されたステーションでの総光子数の和であり， $n_i^{\text{pe,data}}$  は実際の観測データから求めた  $i$  番目の光電子数である． $X_{\text{max}}$  を変えながら，式 (4.40) の尤度を繰り返し計算し，最大になる  $X_{\text{max}}$  を最確値とする．

### $N_{\text{max}}$ 決定

縦方向発達を求めたのち， $N_{\text{max}}$  を求める．検出された総光電子数がもっとも多かったステーションでの総光電子数と式 (4.39) から求まる  $N_{\text{max}} = 1.0$  の総光電子数の比から  $N_{\text{max}}$  を決定する．すなわち，

$$N_{\text{max}} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe,data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (4.42)$$

である．図 4.14 は観測されたシャワーイメージと，再構成結果をもとに式 (4.39) から計算した PMT で検出される光電子数との比較である．図 4.10 と同じイベントである．左図は各 PMT で計算された波形データを単位間隔ごとに足し合わせて，時刻情報を大気斜め深さに変えたものである．右図は求めた  $X_{\text{max}}$ ， $N_{\text{max}}$  の縦方向発達曲線から式 (4.39) を使い，カメラで観測される粒子数を求め重ね書きした図である．データの立ち上がり，立ち下りやプロットの真ん中に位置するカメラの隙間による光量の損失も含めて観測データをよく再現できていることがわかる．

### Energy 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．逆モンテカルロ法で求めた  $X_{\text{max}}$ ， $N_{\text{max}}$  を Gaisser - Hillas 関数に代入して積分すると，電磁成分のエネルギー  $E_{\text{cal}}$  が求まる． $E_{\text{cal}}$  は一次宇宙線のエネルギーではないことに注意する．

$$E_{\text{cal}} = \frac{\overline{dE}}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.43)$$

ここで  $\overline{dE}/dX$  は 1 電子が単位深さ走ったときの平均 energy deposit で  $2.2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  である．

ところで，Gaisser - Hillas 関数は

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (4.44)$$

$$\xi = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda} \quad (4.45)$$

を用いて書き換えると

$$N_e = N_{\text{max}} \left(\frac{e}{\xi}\right)^{\xi} e^{-t t^{\xi}} \quad (4.46)$$

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．

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\text{max}} \frac{\overline{dE}}{dX} \left( \frac{e}{\xi} \right)^{\xi} \Gamma(\xi + 1) \quad (4.47)$$

そのようにして求めた  $E_{\text{cal}}$  に式 (4.3) と式 (4.4) の Missing Energy の補正を加えることによって、一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  が決定する。

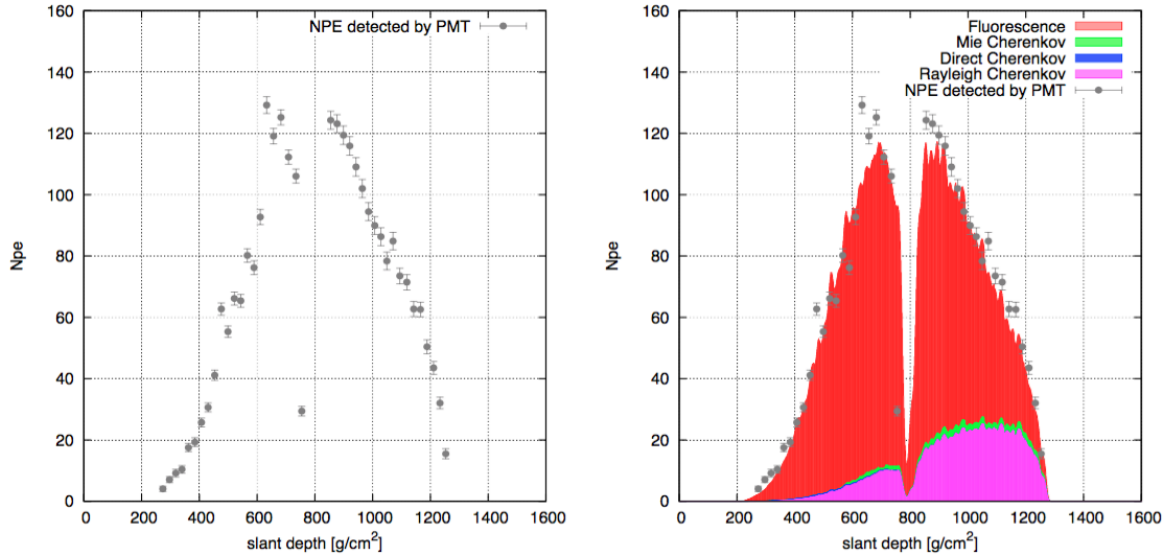


図 4.14: 観測データとシミュレーションの比較．左図は実際の観測データであり，右図は再構成で得られたシャワーパラメータをもとにシミュレートした光電子数を重ね書きしたものである．右図のヒストグラムでは，赤色は大気蛍光，青はチェレンコフ光，紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光，緑色はミー散乱されたチェレンコフ光の光電子への寄与を表す．

## 第5章 標準ソフトウェアでの Middle Drum ステーションの取り扱いと変更点

MD ステーションを前章で述べた標準ソフトウェアへ組み込むことは米田 [25] によって行われた。しかし、MD ステーションの観測されたデータを解析できない、エレクトロニクスが正しく再現されていないなどの問題があった。そのため、MD ステーションの取り扱いの修正とエレクトロニクスの導入が必要となった。この章では、標準ソフトウェアに導入した MD ステーションの取り扱いと変更点について述べる。

### 5.1 検出器シミュレーション

MD ステーションのためのシミュレーション部は、BRM/LR ステーションと同様に空気シャワーシミュレーションクラス群と検出器シミュレーションクラス群の 2 つのグループで構成されている。空気シャワーシミュレーションクラス群は BRM/LR ステーションと全く同じものを使用している。検出器シミュレーションクラス群は、BRM/LR ステーションとは望遠鏡のミラーの形状やデータ収集エレクトロニクスが異なるので、それに応じて実装、変更をした。

#### 5.1.1 大気蛍光望遠鏡

MD ステーションの大気蛍光望遠鏡の情報を BRM, LR ステーションと同じようにソフトウェアに実装し、再現した大気蛍光望遠鏡の構造が図 5.1 である。図 5.1 の紫色の箱が PMT カメラであり、緑色は PMT カメラに取り付けた遮蔽物である。BRM/LR ステーションと同様に、シミュレーションでは空気シャワー光子が遮蔽物に当たった場合はそれ以上レイトレースされない。

MD ステーションの合成鏡は、内側に重なった 4 つの小さな円と外側の大きな円で構成されている。内側の 4 つの小円が実際の MD の望遠鏡の鏡面に相当する。レイトレースでは、ステーションに入射してきた光子が鏡面に当たったかを 1 枚ずつ判定していく。その際に、4 つの内側のいずれかの小円で当たり判定がされたら、その時点で次の小円で当たり判定はされない。従って、図 5.1 にあるように小円が重なっている領域に光子が当たった場合でも光子の当たり判定が重複されることない。球面鏡によって反射された光子は次に PMT カメラに入射するかどうか判定される。

#### 5.1.2 レイトレースとエレクトロニクス

##### レイトレース

レイトレースに関しては、BRM/LR ステーションで使われているルーチンとほぼ同様のルーチンを使用している。しかし、BRM/LR ステーションと MD ステーションでレイトレースにおいて異なる点が 2 つある。1 つ目は、MD ステーションで使用されている PMT にはバンドパスフィ

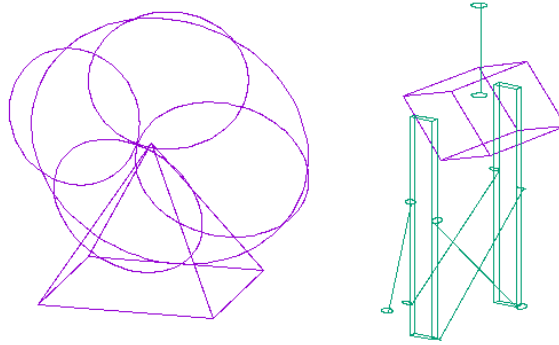


図 5.1: ソフトウェア内に実装した大気蛍光望遠鏡 .

ルターである BG3 が取り付けられていない点である . そのため , 式 (4.18) を MD ステーション用に書き換える必要があり , レイトレース開始前の光子数  $N_{i\lambda}^{\text{p, tel}}$  , 鏡の反射率  $R_{i\lambda}^{\text{mirror}}$  , カメラ前方に取り付けられた UV フィルターの透過率  $\tau_{i\lambda}^{\text{filter}}$  , PMT の量子効率  $Q_{i\lambda}$  から以下のような .

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{p, tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{filter}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (5.1)$$

ただし ,  $N_i^{\text{RayTrace}}$  は望遠鏡に入射する光子数である .

2 つ目は , PMT カソード応答の不均一性である . MD ステーションで使用している PMT のカソードの不均一は BRM/LR ステーションとは異なり , 図 5.2 となる .

その後 , PMT カメラに入射した光子は光電子となり , 個々の PMT によって増幅された後 , Sample and Hold 回路を通してデジタル化される .

## エレクトロニクス

MD ステーションのエレクトロニクスは , BRM/LR ステーションで使用している FADC 回路ではなく , Sample and Hold 回路である . しかし , 以前はシミュレーションには FADC 回路により波形データを作り , その波形データを積分することで擬似 Sample and Hold 回路としていた . これは , 実際の大気蛍光望遠鏡とは異なるため , イベント再構成ソフトウェアの精度を求める際に問題になる . そのため , 標準ソフトウェアに Sample and Hold 回路を実装した . 実装した回路が正しい動作をしているか確認するために , HiRes ベースの米国の解析ソフトウェアと標準ソフトウェアに同じ PMT の信号を入力しエレクトロニクスの応答を比較したのが図 5.3 である . 図 5.3 の右図より , 2 つのソフトウェア内で信号の差があるが , 2 つの差は信号よりも十分小さく , 実装された回路は正しいものとした .

この手順を光子の数だけ繰り返し , 重ねることでカメラ全体のシミュレーションデータが作られる .



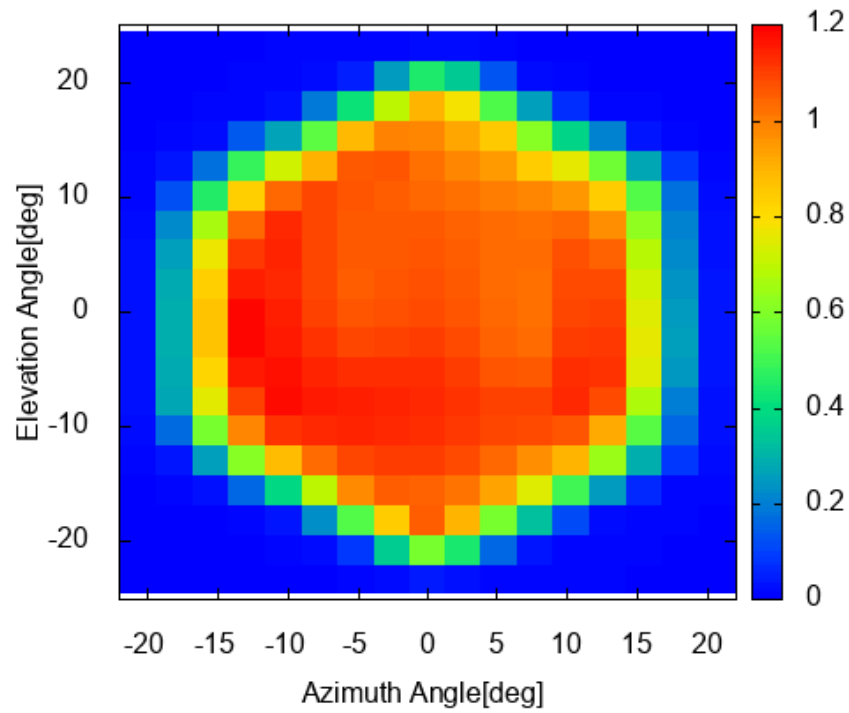


図 5.2: PMT カソードの不均一性 .

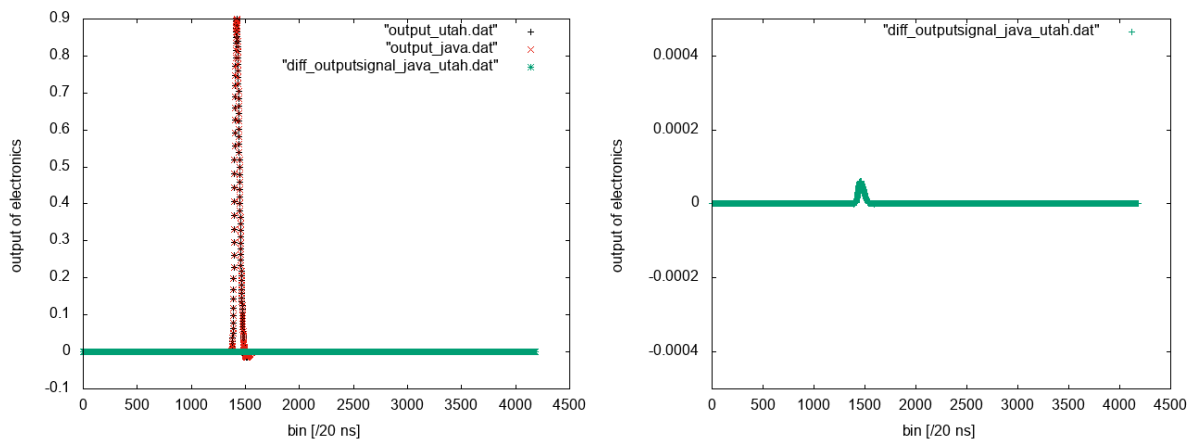


図 5.3: 標準ソフトウェアと HiRes ベースの解析ソフトウェアとのエレクトロニクスの応答の比較 . 左図の黒色が HiRes ベースの解析ソフトウェア , 赤色が標準ソフトウェアのエレクトロニクスの応答 . 緑色は , 2 つの信号の差 . 右図は信号の差を拡大したものである .

## 5.2 イベント再構成

MD ステーションのイベント再構成ソフトウェアでは、BRM/LR ステーションと同様に第 4.3 節で述べた PMT セレクション、ジオメトリ再構成、縦方向発達再構成の 3 つのルーチンを利用している。しかし、BRM/LR ステーションの FD は大気蛍光観測で得られる情報が各 PMT に入射した光子による信号波形と時刻に対して、MD ステーションでは各 PMT に光子が入射し、チューブトリガーのしきい値を越えたときの時間と信号の積分値である。そのため、第 4.3.1 節で述べた 1st セレクションが使えないので、MD ステーション用に 1st セレクションをイベント再構成ソフトウェアに導入した。

BRM/LR ステーションと同様に信号の有意度を以下の求める。

$$\sigma = \frac{N_{pe}}{\sqrt{40 \text{ [p.e}/\mu\text{s}] \times 5.6 \mu\text{s}}} \quad (5.2)$$

ここで、 $N_{pe}$  は各 PMT の光電子、 $40 \text{ p.e}/\mu\text{s}$  はシミュレーションで期待される  $1 \mu\text{s}$  あたりのバックグラウンド光電子数、 $5.6 \mu\text{s}$  は Sample and Hold 回路で信号を積分する際の時間幅である。また、各 PMT のタイミング  $T$  は観測データより得られるが、その誤差の  $\sigma_T$  は観測データから得ることができないため、MD ステーションでは  $\sigma_T = \frac{500 \text{ ns}}{\sqrt{\text{p.e}}}$  としている。ここでは、p.e は各 PMT で検出された光電子数である。有意度  $\sigma$  を計算した後、BRM/LR ステーションのときと同様に  $6\sigma$  以上の有意度を持つ PMT 信号を大気蛍光信号と判定し、2nd, 3rd, 4th セレクションを行う。2nd, 3rd, 4th セレクションは、BRM/LR ステーションと同じものを使用している。

また、MD ステーションのイベント再構成ソフトウェアでは、ジオメトリ再構成に使用する PMT のタイミング情報の補正をしている。詳細は次章で説明する。

実際に、MD ステーションのイベント再構成の流れを図 5.4 に示す。赤枠が BRM/LR ステーション独自の部分、MD ステーション独自の部分、青枠が共通に使用される部分である。MD ステーションと BRM/LR ステーションでは、観測データ形式やキャリブレーションデータが異なるためステーション独自のものを使用しているが、イベント再構成は全ステーション共通のものを使用している。

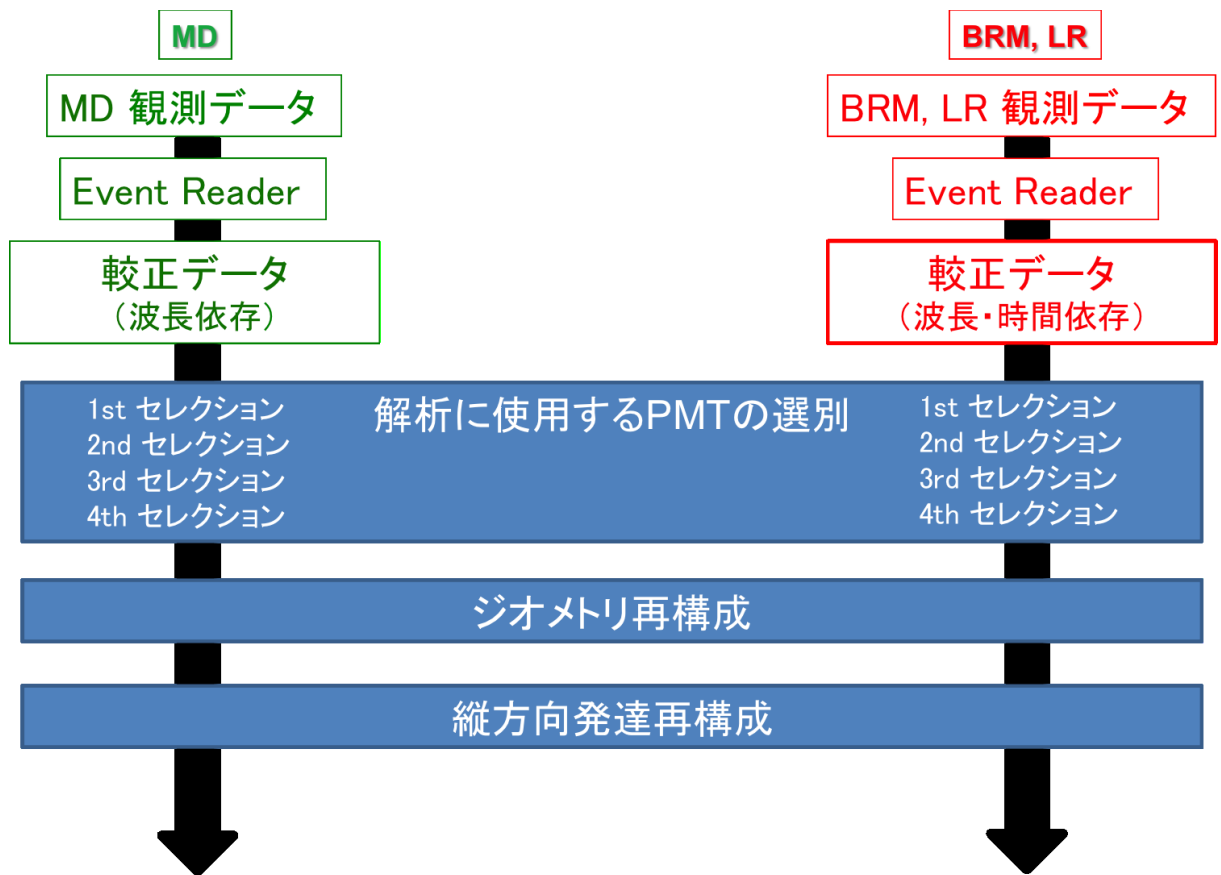


図 5.4: BRM/LR ステーションと MD ステーションのイベント再構成ソフトウェアの流れ．赤枠が BRM/LR ステーション独自の部分，MD ステーション独自の部分，青枠が共通に使用される部分である．

## 第6章 性能評価

本研究で開発した MD ステーションのイベント再構成ソフトウェアのモノ再構成 (単眼観測イベントに対するシャワー再構成のパラメータ) の決定精度を評価した。シミュレーションソフトウェアで生成した空気シャワーデータをイベント再構成ソフトウェアで解析し、シャワーパラメータに対して、シミュレーションで与えた真値と再構成によって得られた値を比較し、再構成ソフトウェアの性能とした。空気シャワーの生成には、CORSIKA ではなく標準ソフトウェア内の Gaisser - Hillas(G-H) Shower Generator を用いた。今回、G-H Shower Generator を用いたのは、CORSIKA による空気シャワーの計算には多くの時間がかかるの比べて、計算時間が短くたくさん空気シャワーを生成することができるからである。

### 6.1 モノ再構成の決定精度

#### 6.1.1 シミュレーション条件とイベントセレクション

MD ステーションのためのイベント再構成ソフトウェアのモノ再構成の性能を評価するために、以下の条件でシミュレーションした。

- 一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  :  $10^{18.5}$  ,  $10^{19.0}$  ,  $10^{19.5}$  eV の 3 種類のエネルギー
- 到来方向 (天頂角): 0 - 65 度の範囲で等方的にランダム
- 到来方向 (方位角): 0 - 360 度の範囲で等方的にランダム
- コア位置 : CLF を中心とした半径 35 km の円に一様ランダム
- イベント数 : 各エネルギーにつき 10000 イベント

シミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置を図 6.1 に示す。図 6.1 の青点が空気シャワーのコア位置、赤丸が各 FD ステーションと CLF を表している。

再構成されたイベントに対して、さらに再構成精度のよいイベントだけを抽出するために、次の条件でイベントセレクションを行った。

- 再構成された  $\psi < 120^\circ$
- Track Length  $\geq 7.9^\circ$
- $X_{\text{start}} < 1000 \text{ g/cm}^2$

ここで、 $X_{\text{start}}$  は縦方向発達再構成で得られる、空気シャワーの見え始めの深さである。

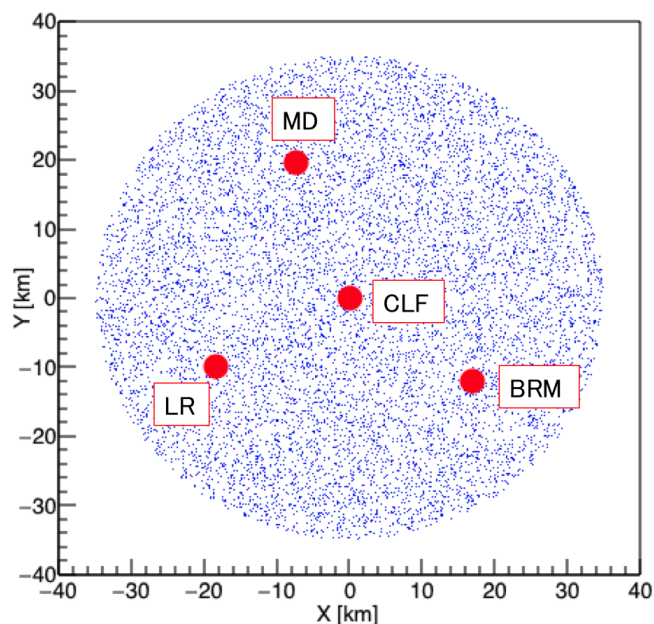


図 6.1: シミュレーションで生成した空気シャワーのコア位置．青点が空気シャワーのコア位置，赤丸が各 FD ステーションと CLF を表している．

### 6.1.2 タイミング情報の補正

MD ステーションで使われているエレクトロニクスでは，図 6.2 のように信号がしきい値を超えた時刻（立ち上がり時刻）を各 PMT のトリガー時刻として記録している．シミュレーションでもこれと同じタイミング情報の決め方をそのまま使用し，イベント再構成をしたところジオメトリの決定精度が悪かった．そこで現実のエレクトロニクスとは異なることを承知の上で仮に，PMT のタイミング情報として BRM/LR ステーションと同じように信号のピークの時刻（例，図 6.2 の 1540 bin 目）を使うようにシミュレーションを変更し，再度イベント再構成をしたところジオメトリ再構成の決定精度が良くなった．これらの結果を図 6.3 に示す．図 6.3 のエネルギーは  $10^{19.0}$  eV である．上から順に， $\psi$ ， $R_p$ ，エネルギー， $X_{\max}$  の決定精度である．タイミングの取り扱い変更前後で比べると，信号のピークの時刻を使用する方がどのパラメータにおいても決定精度が良いことがわかる．

しかし，実際には MD ステーションで得られる観測データには各 PMT の立ち上がり時刻しかなく，信号のピークの時刻はわからない．そのため，シミュレーションで立ち上がり時刻とピークの時刻の差を計算し，実データに対するタイミング補正量を求めることにした．図 6.4 は，ADC 値の大きさごとに分けた立ち上がり時刻とピークの時刻の差のヒストグラムで，横軸はビン数（1 bin = 20 ns）である．図 6.4 の ADC の値は左上が一番小さく，右に移動するにつれて値は大きくなり，右下の図が一番の大きい．図 6.4 より ADC 値が一番小さいときと，それ以外のヒストグラムでは時間差のピークが異なる．この結果より，ADC 値が 400 以下では 320 ns ，それ以上では 500 ns の補正をほどこすことに決めた．

これより後の節で説明する結果はタイミング情報を補正した後の結果である．

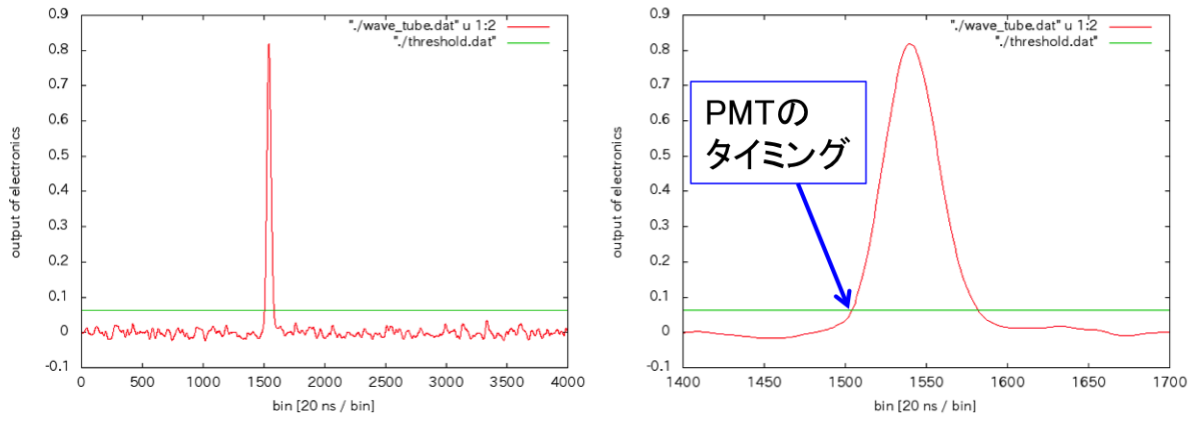


図 6.2: シミュレーションで再現される信号の例．赤が信号，緑がしきい値を表している．左図が信号の全体，右図は信号がしきい値を超えたところを拡大したもの．右図のようにしきい値を超えた時間 (立ち上がり時刻) を MD ステーションでは各 PMT のタイミングとしている．

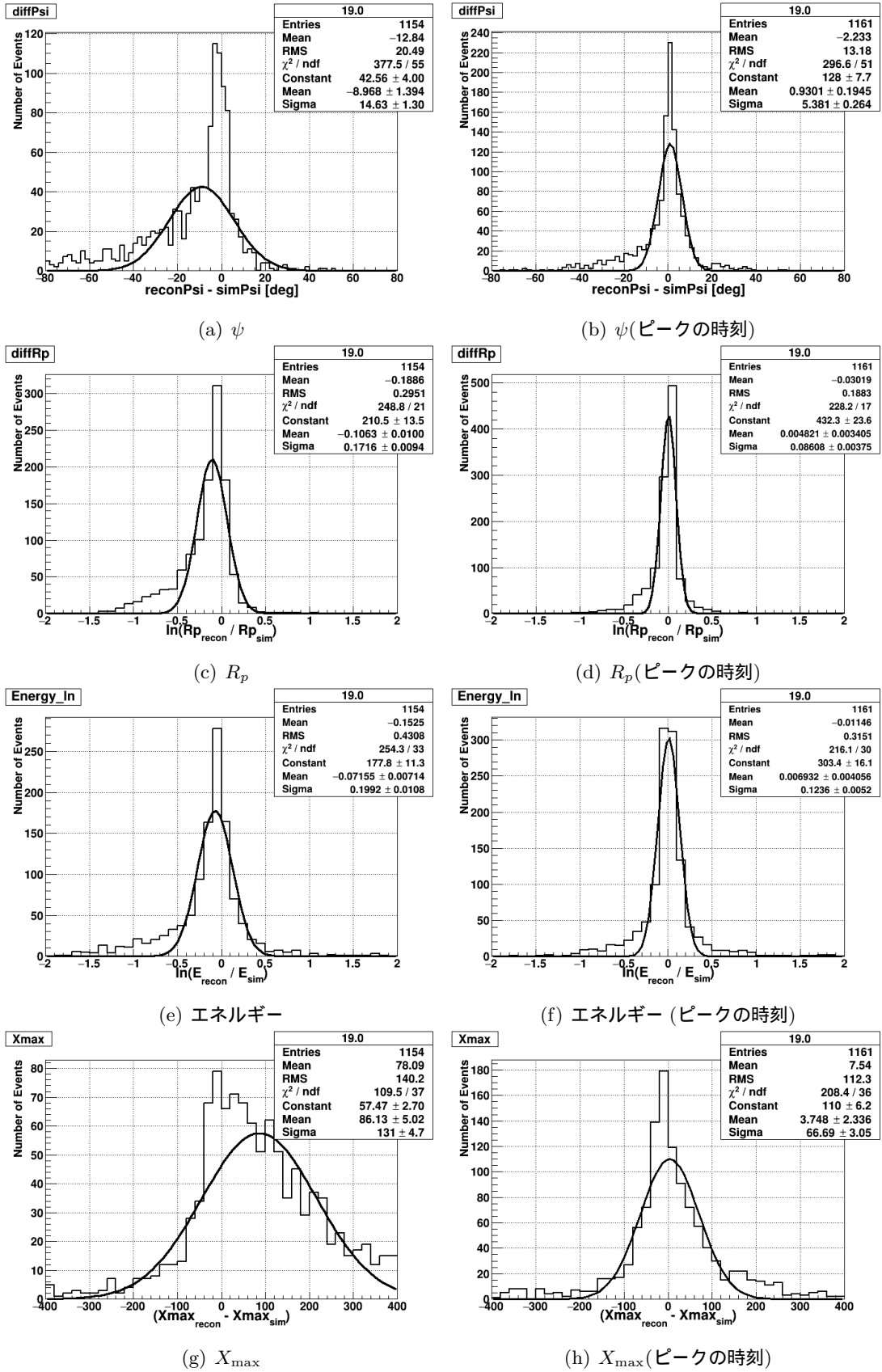


図 6.3:  $10^{19.0}$  eV のときのジオメトリ決定精度．左列は PMT のタイミングを，本来のタイミング (信号がしきい値を超えた時刻)，右列は信号のピークのときの時刻，としたときの決定精度．

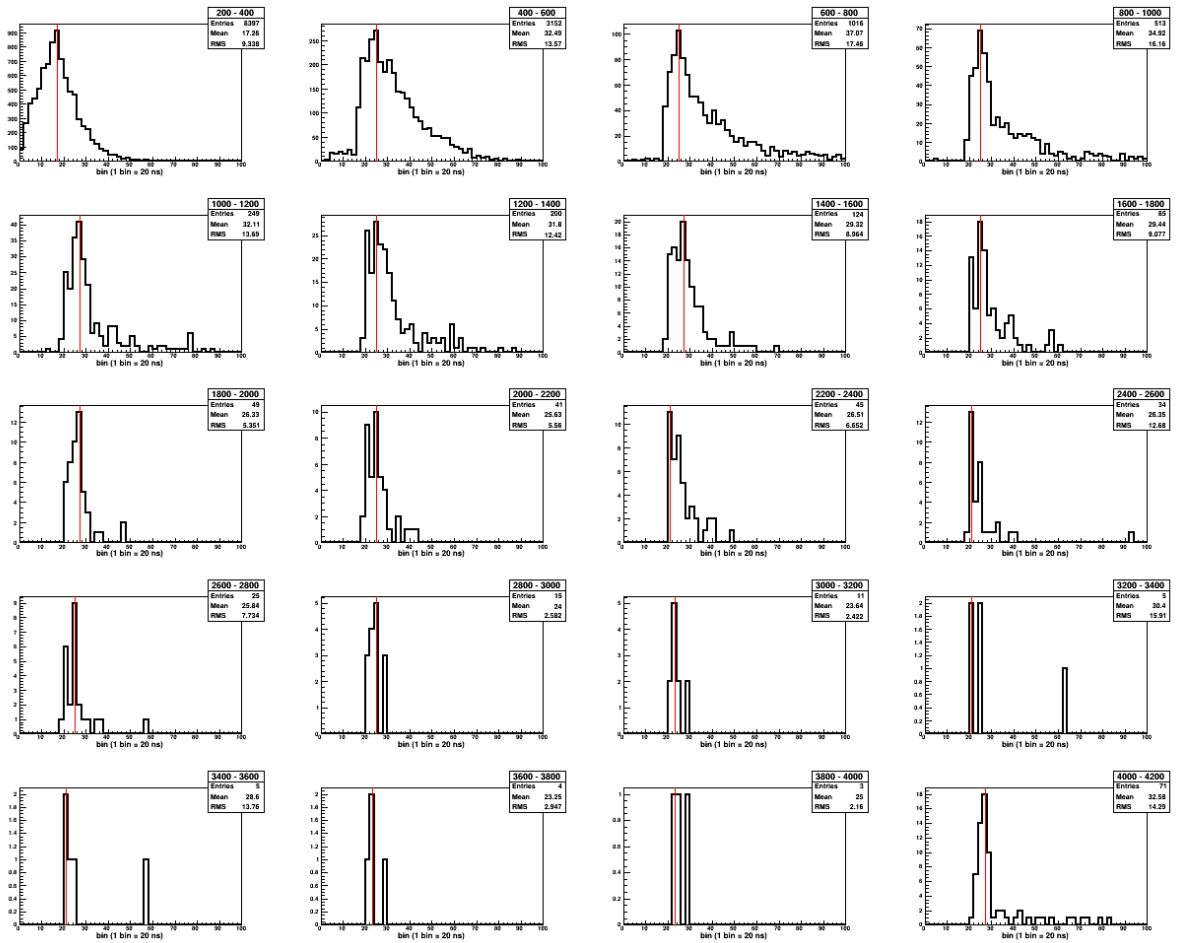


図 6.4: 立ち上がり時刻とピークの時刻の差のヒストグラム．立ち上がり時刻から前  $1.6 \mu\text{s}$  , 後ろ  $4.0 \mu\text{s}$  の時間幅の積分値 (ADC 値) ごとに分けて描いている．赤線はピークのピン (1 bin = 20 ns) を表している．一次エネルギーは  $10^{19.5} \text{ eV}$  である．

### 6.1.3 決定精度

表 6.1 に各エネルギーでのイベント数の変化を示す． $10^{18.5} \text{ eV}$  で約 25% ,  $10^{19.0} \text{ eV}$  と  $10^{19.5} \text{ eV}$  で約 40% のイベントがセレクションで落とされている．

表 6.2 にモノ再構成の決定精度をまとめた． $\Delta\text{Angle}$  は到来方向の開き角 ,  $\Delta R$  はシミュレーションで与えたコア位置と再構成されたコア位置の差を表しており , ヒストグラムの小さい方から 68% のイベントが含まれる幅である． $\Delta\psi$  ,  $\Delta R_p$  ,  $\Delta X_{\text{max}}$  ,  $\Delta E_0$  はガウス分布でフィットしたときの平均値  $m$  と標準偏差  $\sigma$  を使い ,  $m \pm \sigma$  で示している．また ,  $R_p$  とエネルギーについては米国ユタ大学の先行研究と比較するため横軸に自然対数を用いた．

図 6.5 の左列は  $\psi$  のシミュレーションで与えた値と再構成で得られた値の差 , 右列の  $R_p$  はシミュレーションで与えた値分の再構成で得られた値 ( $\frac{R_{p\text{recon}}}{R_{p\text{sim}}}$ ) の自然対数をとった値のヒストグラムである．ここで ,  $R_p$  はステーションからシャワー軸に対して垂線を下ろした時の距離である． $\psi$  と  $R_p$  のどちらも , エネルギーの違いによる平均値のズレも小さく , 決定精度もほぼ同じである．図 6.6 の左列はシミュレーションの空気シャワー到来方向と再構成で求めた到来方向の開き角



の分布，右列はシミュレーションのコア位置と再構成で求めたコア位置の差の分布である．開き角はどのエネルギーにおいても決定精度に大きな差はないが，コア位置の差に関してはエネルギーが増加するにつれて決定精度が悪くなっていることがわかる．FD ではエネルギーが増加するにつれて観測できる範囲が広がるためであると考えられる．図 6.7 の左列はエネルギーのシミュレーションで与えた値分の再構成で得られた値 ( $\frac{E_{0\text{recon}}}{E_{0\text{sim}}}$ ) の自然対数をとった値，右列は  $X_{\text{max}}$  のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差のヒストグラムである．エネルギーは  $\psi$  と  $R_p$  と同様に，エネルギーの違いによる平均値のズレも小さく，決定精度もほぼ同じである． $X_{\text{max}}$  に関しては，エネルギーが増加するにつれて平均値のズレは大きくなり，精度も悪くなる．

今回開発したイベント再構成ソフトウェアの決定精度には， $X_{\text{max}}$  を除いて，エネルギー依存がほとんどないことがわかった． $\Delta R$  がエネルギーが増加するにつれて悪くなるのは，エネルギーが増加するにつれて FD で観測できる範囲が広がるためであると考えられている． $\Delta X_{\text{max}}$  が  $10^{19.5}$  eV で大きくずれるのは  $\psi$  が小さく出てしまうことが原因と考えられる． $\psi$  が小さくなると，空気シャワーがより深くで発達しているように見えてしまうため，結果的に再構成された  $X_{\text{max}}$  が大きくなってしまう．この問題を解決するためには，MD ステーションのモノジオメトリ再構成の精度を向上させる必要がある．MD ステーションの解析を行う際に，本研究では信号の大きさで 2 通りに分けてタイミング情報を補正している．この補正をもう少し細かい間隔で行うことで，ジオメトリ再構成の精度が向上すると期待している．

$E_0$ [eV]	$10^{18.5}$	$10^{19.0}$	$10^{19.5}$
Thrown	10000	10000	10000
Triggered	1089	1743	3874
Pass mono Geometry reconstruction	819	1555	3514
Pass Inverse Monte Carlo	813	1532	3424
Pass Event Selection	606	940	1969

表 6.1: 各エネルギーでのイベント数．

$E_0$ [eV]	$\Delta \psi$ [deg]	$\Delta R_p$ [%]	$\Delta \text{Angle}$ [deg]	$\Delta R$ [km]	$\Delta E_0$ [%]	$\Delta X_{\text{max}}$ [g/cm <sup>2</sup> ]
$10^{18.5}$	$0.5 \pm 6.7$	$-0.4 \pm 12.6$	8.4	1.090	$1.3 \pm 15.5$	$4.38 \pm 73.91$
$10^{19.0}$	$2.9 \pm 7.0$	$2.3 \pm 12.1$	9.5	1.531	$1.8 \pm 16.1$	$-9.47 \pm 94.6$
$10^{19.5}$	$-2.1 \pm 8.9$	$-5.5 \pm 16.6$	9.9	3.024	$-5.8 \pm 22.2$	$59.4 \pm 122$

表 6.2: 各エネルギーでのモノ再構成の決定精度．

## 6.2 HiRes ベースの解析ソフトウェアとの比較

本研究で開発したイベントと再構成ソフトウェアと HiRes ベースの解析ソフトウェアの精度 [38] の比較を行った．比較結果を図 6.8，図 6.9，図 6.10 に示す．

図 6.8 と図 6.9 は  $\psi$  と  $R_p$  の決定精度を比較したものである．どちらも  $10^{19.0}$  eV までは同じくらいの精度だが  $10^{19.5}$  eV では HiRes ベースの解析ソフトウェアの方が精度が少し良いことがわかった．

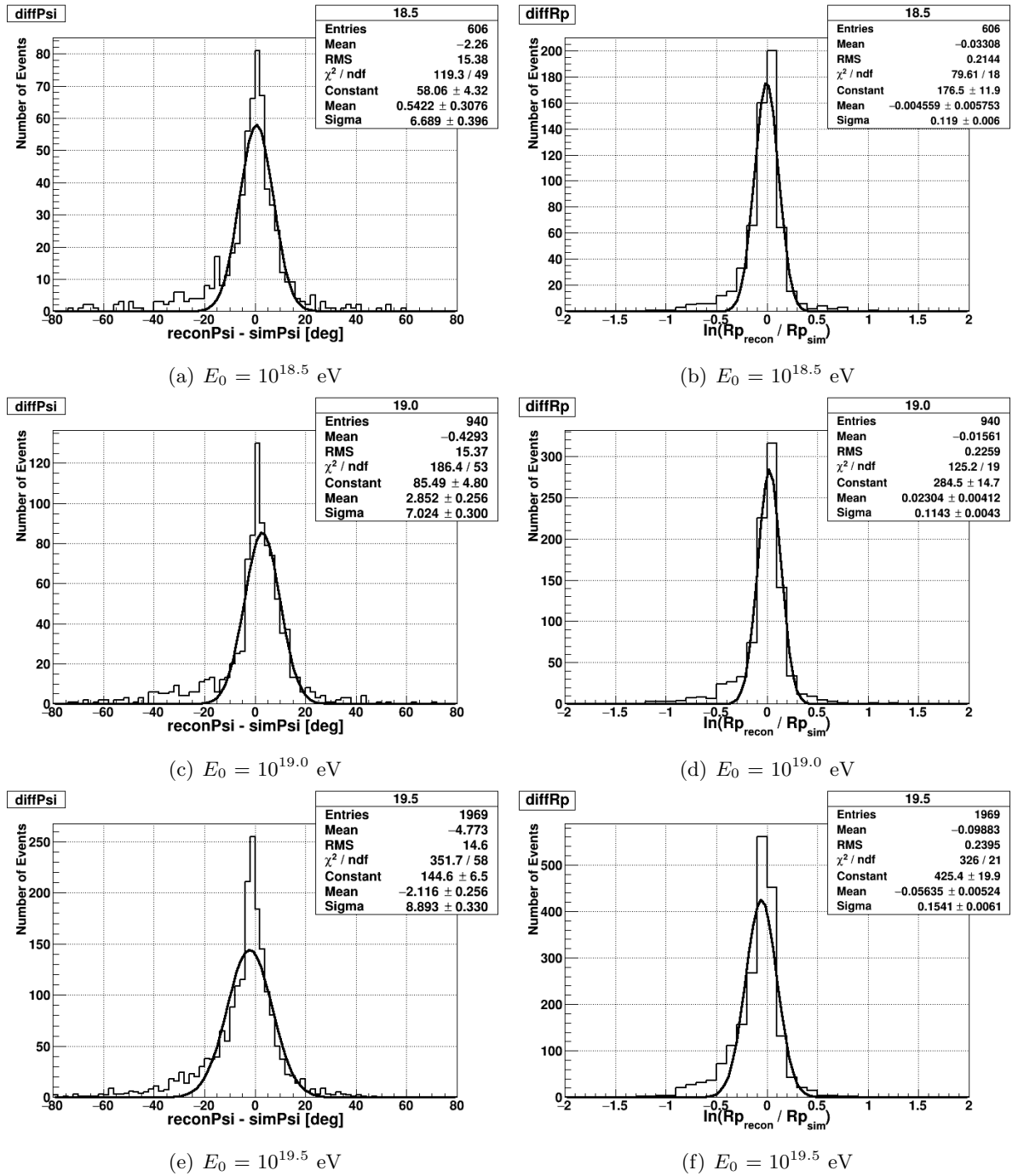


図 6.5: イベント再構成ソフトウェアの  $\psi$  と  $R_p$  決定精度 . 左列は  $\psi$  のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差, 右列は  $R_p$  のシミュレーションで与えた値分の再構成で得られた値  $(\frac{R_{p\text{recon}}}{R_{p\text{sim}}})$  の自然対数をとった値のヒストグラムである .

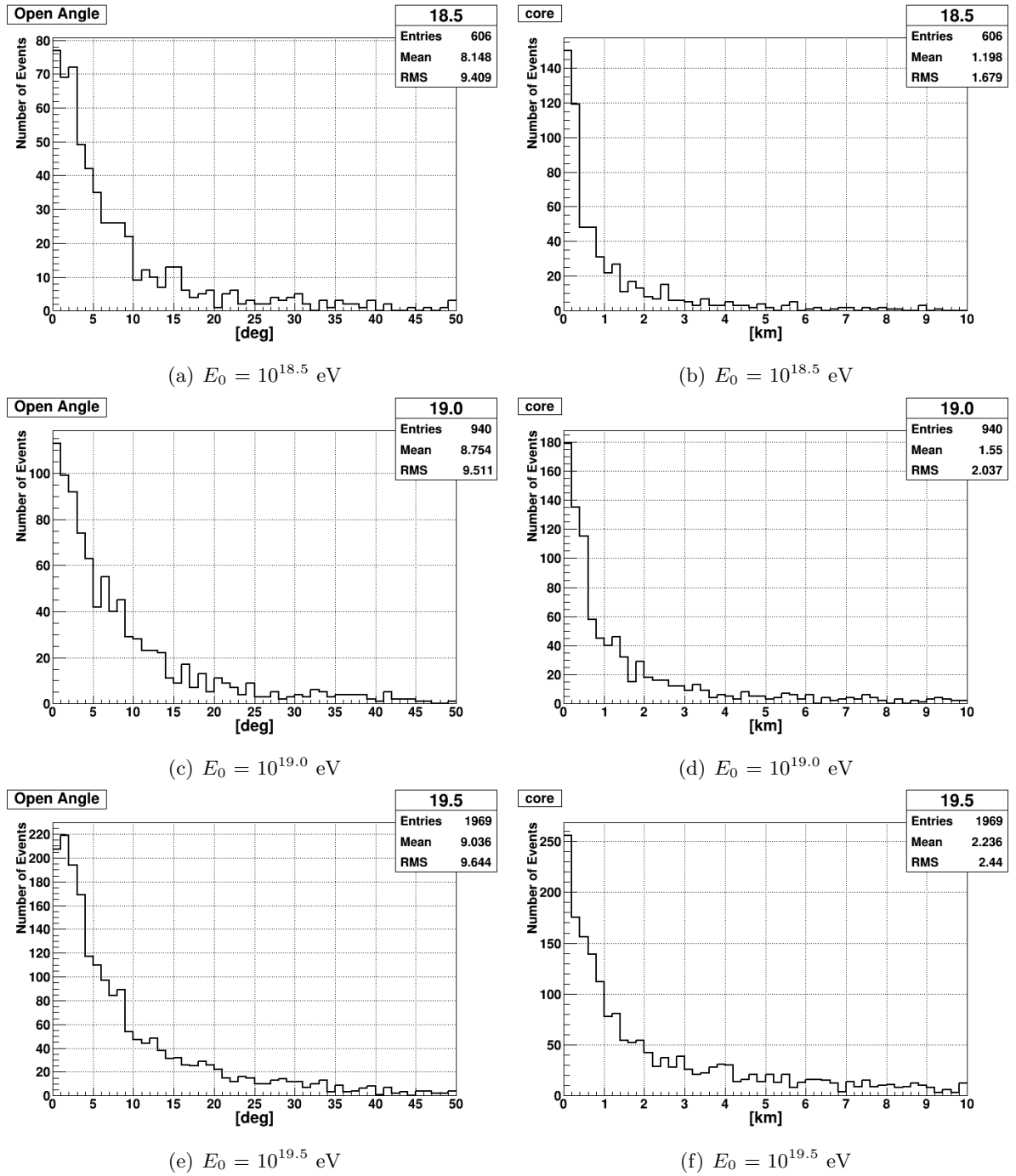


図 6.6: イベント再構成ソフトウェアのジオメトリの決定精度。左列はシミュレーションの空気シャワー到来方向と再構成で求めた到来方向の開き角の分布，右列はシミュレーションのコア位置と再構成で求めたコア位置の差の分布である。

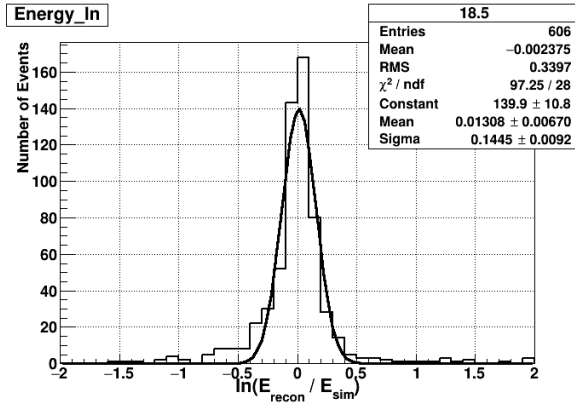
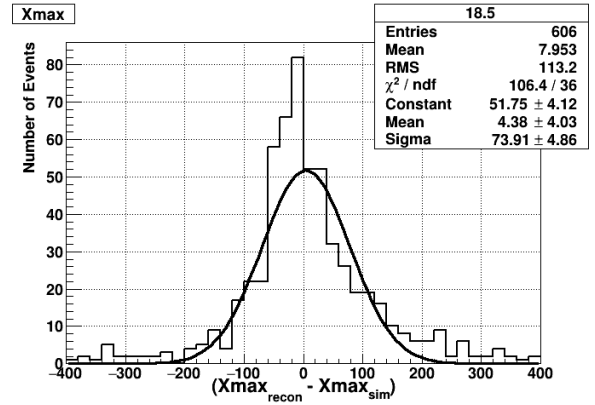
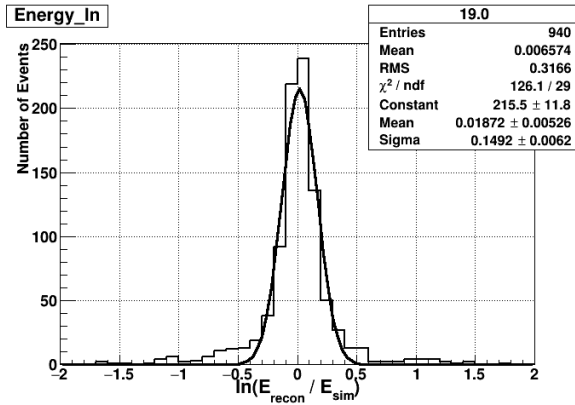
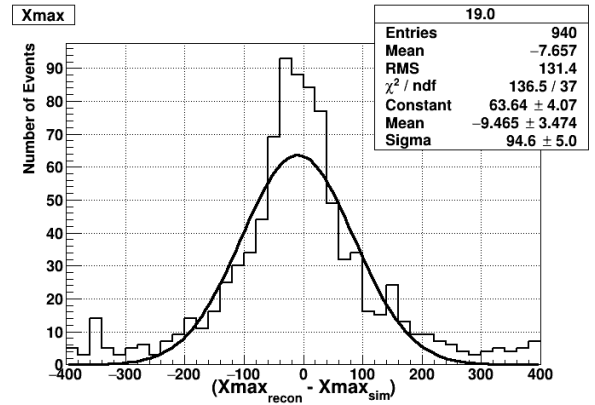
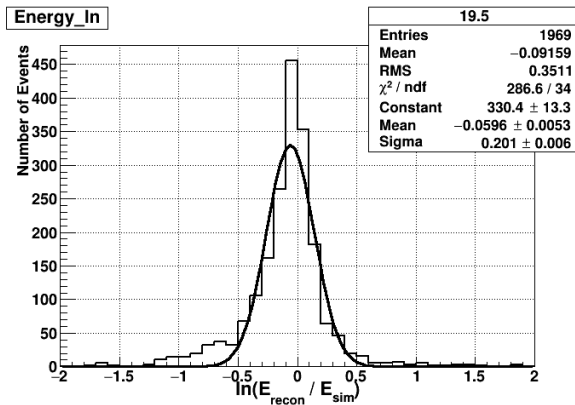
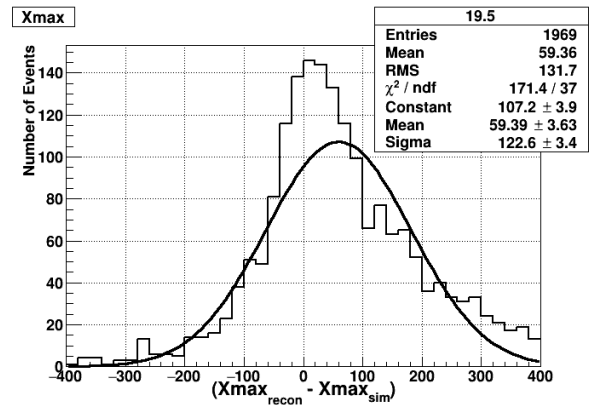
(a)  $E_0 = 10^{18.5}$  eV(b)  $E_0 = 10^{18.5}$  eV(c)  $E_0 = 10^{19.0}$  eV(d)  $E_0 = 10^{19.0}$  eV(e)  $E_0 = 10^{19.5}$  eV(f)  $E_0 = 10^{19.5}$  eV

図 6.7: イベント再構成ソフトウェアのエネルギーと  $X_{\max}$  決定精度. 左列はエネルギーのシミュレーションで与えた値分の再構成で得られた値 ( $\frac{E_{0\text{recon}}}{E_{0\text{sim}}}$ ) の自然対数をとった値, 右列は  $X_{\max}$  のシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差のヒストグラムである.

図 6.10 は一次宇宙線のエネルギーの決定精度についての比較であり，どちらのソフトウェアも約 20 % と同じくらいの精度である．

HiRes ベースの解析ソフトウェアの決定精度と比較した結果，今回開発した再構成ソフトウェアはエネルギーに関してはほぼ同じ精度で解析できることがわかった．

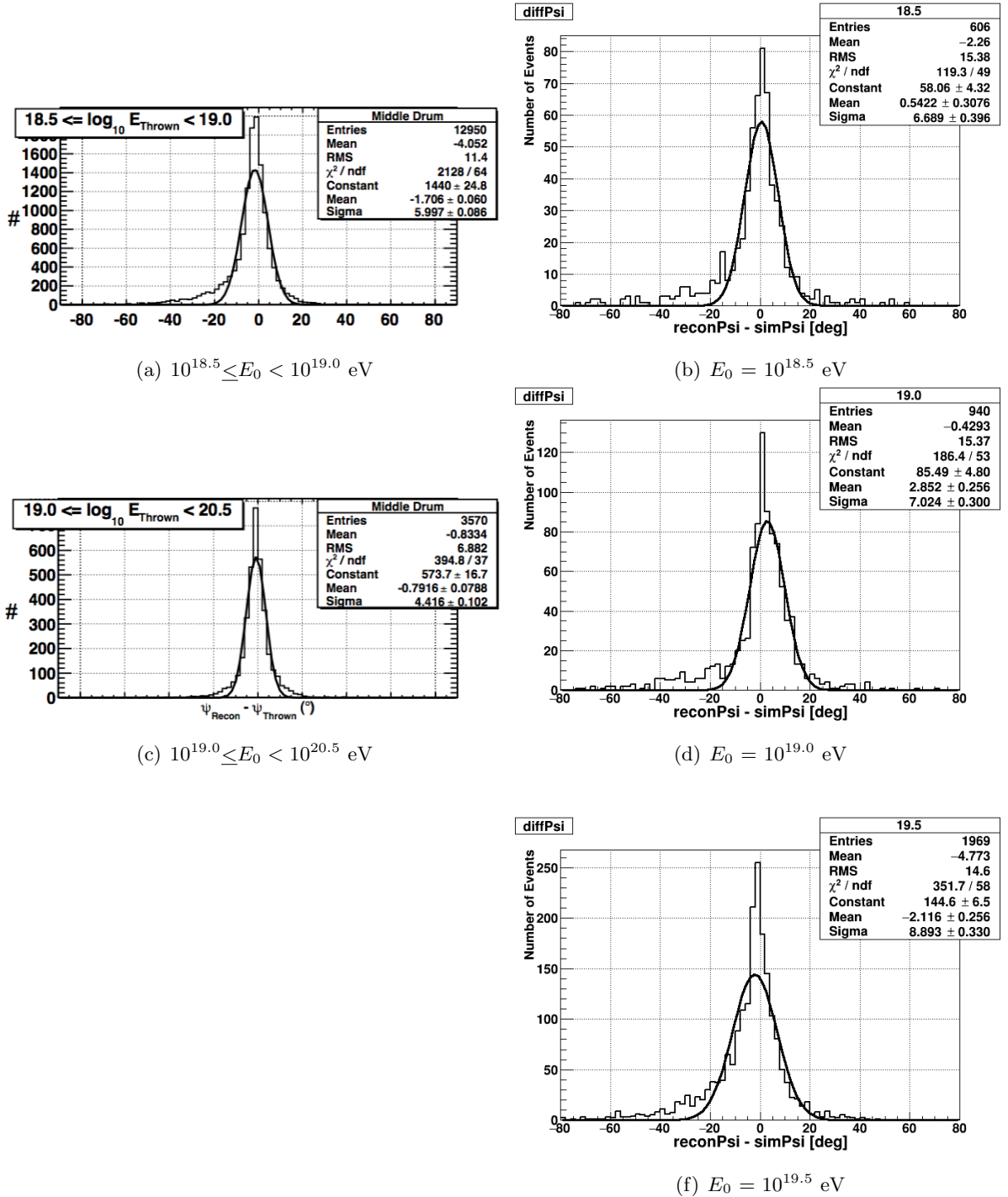
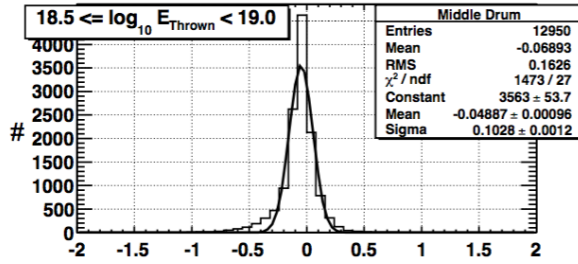
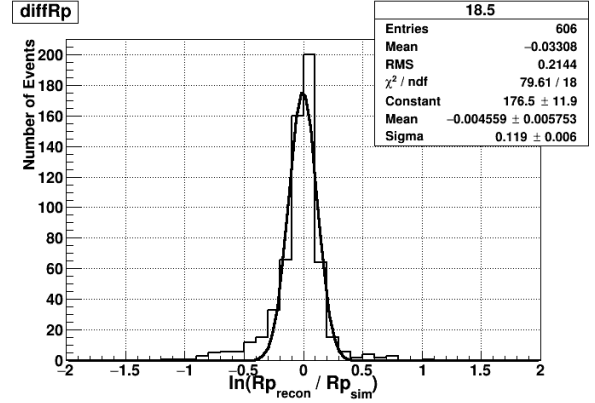


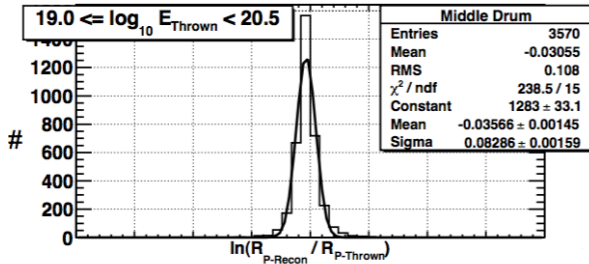
図 6.8:  $\psi$  の決定精度の比較．左列は HiRes ベースの解析ソフトウェア，右列は本研究で開発したイベント再構成ソフトウェアの決定精度である．



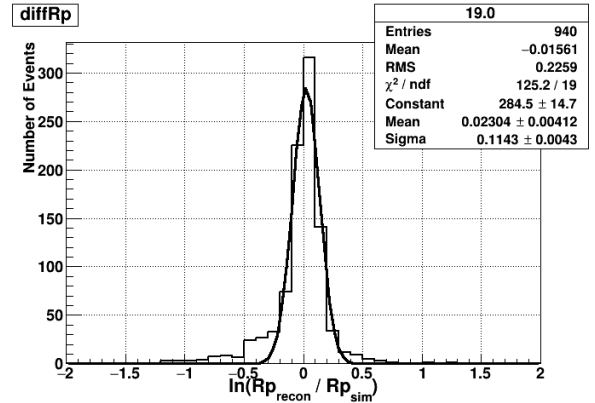
(a)  $10^{18.5} \leq E_0 < 10^{19.0}$  eV



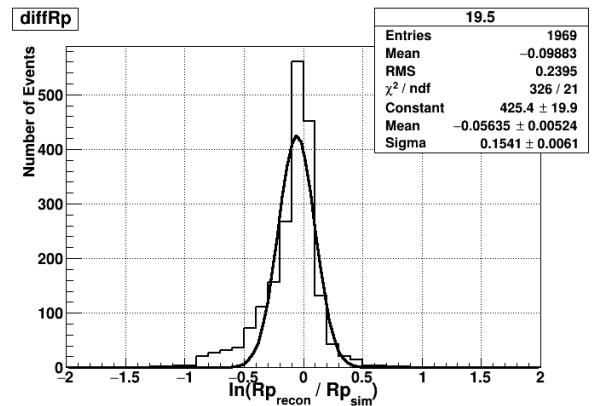
(b)  $E_0 = 10^{18.5}$  eV



(c)  $10^{19.0} \leq E_0 < 10^{20.5}$  eV



(d)  $E_0 = 10^{19.0}$  eV



(f)  $E_0 = 10^{19.5}$  eV

図 6.9:  $R_p$  の決定精度の比較. 左列は HiRes ベースの解析ソフトウェア, 右列は本研究で開発したイベント再構成ソフトウェアの決定精度である.

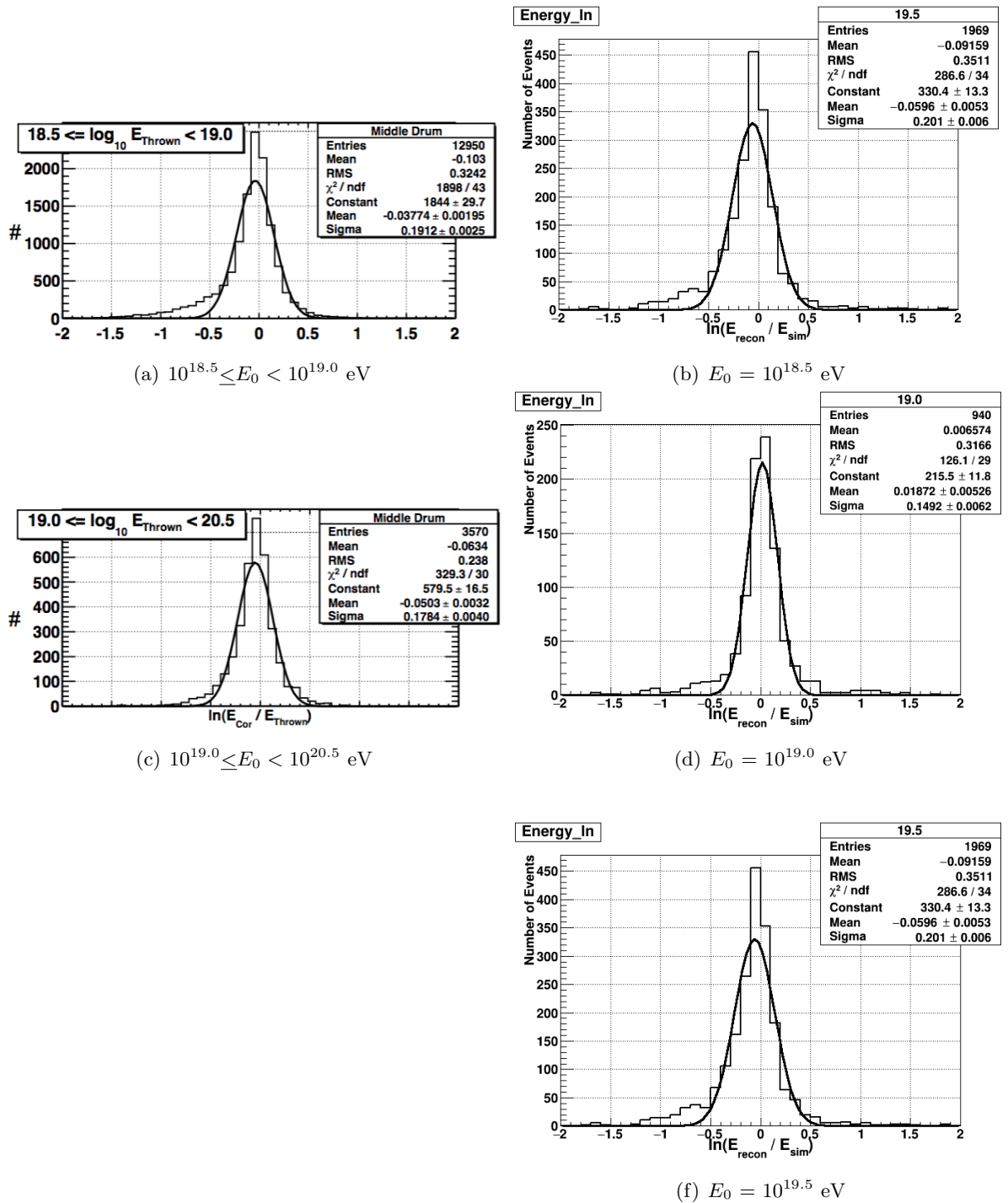


図 6.10: エネルギーの決定精度比較．左列は HiRes ベースの解析ソフトウェア，右列は本研究で開発したイベント再構成ソフトウェアの決定精度である．



## 第7章 結論

日本で BRM/LR ステーションのために開発された標準解析ソフトウェアに，MD ステーションのための解析ソフトウェアを組み込むことで，全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できるイベント再構成ソフトウェアを開発し，旧 HiRes 実験とは独立に MD ステーションの観測データを解析できるようにした．同時に MD ステーションのためのシミュレーションソフトウェアも開発し，これを使い生成した空気シャワーイベントデータを解析することで，開発したイベント再構成ソフトウェアのモノ再構成の決定精度を評価した．

その結果， $10^{19.0}$  eV の空気シャワーに対する単眼での再構成の決定精度は，

- 到来方向決定精度： $9.5^\circ$
- コア位置の決定精度：1531 m
- エネルギーの決定精度： $1.8 \pm 16.1 \%$
- $X_{\max}$  の決定精度： $-9.47 \pm 94.6 \text{ g/cm}^2$

となった．

さらに，米国ユタ大学が開発した解析ソフトウェアと決定精度を比較した．ジオメトリの精度は，開発したイベント再構成ソフトウェアの方が少し悪いが，エネルギーに関しては約 20 % と同じぐらいの精度であることがわかった．

今回開発したイベント再構成ソフトウェアにより，3 つのステーションの観測データを 1 つ解析ソフトウェアで解析することができ，3 つのステーションの任意の 2 つの組み合わせのステレオ事象の解析が可能になった．これにより，ステレオ事象の統計量が約 3 倍になるという飛躍的な増加が期待される．

今後は，開発したイベント再構成ソフトウェアを用いて，MD ステーションの実データを解析し，米国の結果と比較を行いたい．また，BRM/MD，LR/MD の同時観測イベントの決定精度を求めていきたいと考えている．

## 謝辞

本研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたっては数多くの丁寧かつ熱心なご助言、御指導頂きました大阪市立大学の荻尾彰一教授に深く感謝いたします。

また、幾度となくご助言、御指導頂きました大阪市立大学の林嘉夫名誉教授に深く感謝致します。

本研究の、特に進歩報告の場において様々なご助言を頂きました大阪市立大学の常定芳基准教授、Bokkyun Shin 博士、東京宇宙線研究所の榊直人博士に深く感謝致します。

毎週の研究室会議においてご助言を頂きました愛知工業大学の小島浩司教授、大嶋晃敏准教授に感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の池田大輔特任助教、藤井俊博博士、神奈川大学の多米田裕一郎助手、ユタ大学の Tareq AbuZayyad 博士には本研究のイベント再構成ソフトウェアの開発に関して幾度となく相談ののって頂き、ご助言を頂きましたことを深く感謝致します。特に東京大学宇宙線研究所の池田大輔特任助教にはユタでの観測作業において丁寧なご指導を頂き、またユタでの生活全般において大変お世話になりましたことを感謝致します。

研究を進めるにあたっての数多くのご協力のみならず、日常生活における相談にも幾度となく応じて頂きました東京大学地震研究所の山崎勝也博士、大阪市立大学の小西翔吾氏、西本義樹氏、和知慎吾氏、に感謝致します。

毎日の研究生活の中で支えとなって頂きました大阪市立大学の岸上翔一氏、高橋優一氏、Rosa Mayta Palacios さん、佐原涼介氏、高木芳紀氏、織田浩行氏、尾村勇吾氏、藤田慧太郎氏に感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行教授、福島正己名誉教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、川田和正博士、木戸英治博士、Heungsu Shin 博士、武石隆治氏、神奈川大学の有働慈治助教、信州大学の富田孝幸助教、立命館大学の奥田剛司特任助教、埼玉大学の井上直也教授、近畿大学の千川道幸教授、徳島大学の櫻井信之講師にはグループ会議において数多くのご助言を頂きましたことを感謝致します。

ユタ大学の John N. Matthews 教授、Gordon Thomson 教授、Cosmic Ray Center の Dave Barr 氏、Cindy Barr さんにはユタでの観測作業や生活でお世話になりましたことを感謝致します。

大阪市立大学の川口幸子さん、大鶴淳美さん、東京大学宇宙線研究所の木次敦子さん、千田藍さん、井戸村貴子さん、大阪市立大学生協の田中琴美さん、甲斐笹弥香さんには多くの事務処理を行って頂きましたことを感謝致します。

本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(S)) H27 ~ H31「広エネルギー領域の精密測定で探る超高エネルギー宇宙線源の進化」、日本学術振興会科学研究費補助金(特別推進研究) H27 ~ H31「拡張テレスコプアレイ実験 - 最高エネルギー宇宙線で解明する近傍極限宇宙」、東京大学宇宙線研究所共同利用研究費の支援を受けて行いました。関係機関の皆様へ感謝致します。

本研究は宇宙線望遠鏡実験なしには成り立ちませんでした。宇宙線望遠鏡実験コラボレーター、関係研究機関の皆様へ深く感謝します。

最後に研究生活において様々な面で支えてくれた家族、友人に心より感謝致します。

## 参考文献

- [1] JEM-EUSO Home Page, <http://jemeuso.riken.jp/jp/about2.html> (2016/12 現在)
- [2] M. Nagano, *New J. Phys.*, **11**, 065012(2009).
- [3] T. Abu-Zayyad, et al., *Astroparticle Physics*, **61**, 93, (2015).
- [4] V. S. Berezhinsky, S. I. Grigorieva, and B. I. Hnatyk, *Astropart. Phys.*, **21**, 617, (2004).
- [5] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, *Phys. Lett.*, **B612**, 147, (2005).
- [6] F. W. Stecker and M. H. Salamon, *Astrophys. J.*, **512**, 521, (1999).
- [7] G. Gelmini, O. Kalashev, and D. V. Semikoz, *J. Exp. Theor. Phys.*,
- [8] J. A. Simpson, *Ann. Revs. Nucl & Part. Sci.*, **33**, 323(1983).
- [9] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [10] L. Drury, *Rep. Prog. Phys*, **46**, 973(1983).
- [11] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astronomy and Astrophysics*, **118**, 223, (1983).
- [12] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [13] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958).
- [14] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics III*.(ed.by J.G. Wilson), **27**(1956).
- [15] J. Linsley, et al., *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91**(1962).
- [16] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 63(1960).
- [17] J. Linsley, *Phys. G: Nucl. Phys.*, **12**, 51(1986).
- [18] T. Hara, *Proc. of 18th ICRC.*, **11**, 27(1983).
- [19] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 372, (1996).
- [20] K. Suga, *Proc. 5th, Interamerican Symp, La Paz*, (eds. I. Escobar et al.), 2, (1962) XLIX-1-5.
- [21] T.Hara, G.Tanahashi et al., *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays*, Budapest, (1969).
- [22] F. Arqueros, et al., *29th International Cosmic Ray Conference Pune*, **7**, , 267, (2005).
- [23] R.Abbasi et al, *Astropart. Phys.*, **29**, 77, (2008).

- [24] 木戸英治, 修士論文 東京大学 (2007).
- [25] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [26] Y. Tameda *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) **609** 227.
- [27] S. Kawana *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **681**, 68, (2012).
- [28] H. Tokuno *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **601**, 364, (2009).
- [29] T. Tomida *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **654**, 653, (2011).
- [30] 和知慎吾, 修士論文 大阪市立大学 (2016).
- [31] 荻尾 彰一, 2015 秋季大会 合同シンポジウム「宇宙線起源の解明に向けた新展開」, (2015).
- [32] T.Stroman, Y.Tameda *Proc. of 34th ICRC*, **361**(2015).
- [33] T.Fujii *Proc. of 34th ICRC*, **320**(2015).
- [34] J,Belz *Proc. of 34th ICRC*, **361**(2015).
- [35] D.Ikeda, W.Hanlon *Proc. of 34th ICRC*, **362**(2015).
- [36] R. Abbasi *et al.*, *Astroparticle Physics*, **64**, 49, (2015).
- [37] A.Aab *et al.*, *Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference*, (2015), arXiv:1509.03732v1.
- [38] D.Rodriguez , *Ph.D.thesis , The University of Utah*,(2011)
- [39] P.Shah , *Ph.D.thesis , The University of Utah*,(2012)
- [40] M.Allen , *Ph.D.thesis , The University of Utah*,(2012)
- [41] D.Heck *et al.*, *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA* **6019** (1998).
- [42] H.M.J.Barbosa *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2004) **22** 159.
- [43] Nerling F *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2006) **24** 421.
- [44] 福田崇徳, 修士論文 東京工業大学, (2009).
- [45] M. Chikawa *et al.*, “ *Cloud Monitoring with an Infra-Red Camera for the Telescope Array Experiment* ”, *Proceedings of 31st International Cosmic Ray Conference*, (2009).