

テレスコープアレイ実験の高精度エネルギー決定のための  
中央レーザー装置を用いた大気透明度の観測的研究

(A observational study of atmospheric transparency  
using the Central Laser Facility  
in the Telescope Array experiment  
for high-accuracy energy estimation)

理学研究科  
数物系専攻

和知慎吾

## 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ってつくられる、というのが有力な説だが、宇宙線が発見されて 100 年以上経った今でもその起源は明らかにされていない。その説明は宇宙線物理学の最も興味深いトピックのひとつである。最近、Telescope Array(TA) 実験によって 57 EeV 以上のエネルギーを持つ宇宙線が特定の方向から有意に多く来ているという結果が報告されている。この「ホットスポット」と呼ばれる異方性は宇宙線起源を同定する手がかりとなることが期待されている。しかし、ホットスポットの方向に既知の天体は見つかっておらず、この異方性に説明をつけることはできていない。また、最高エネルギー宇宙線の質量組成については、TA 実験と南半球で行われている最高エネルギー宇宙線観測実験である Auger 実験とで異なる報告をしている。TA 実験が最高エネルギー領域の宇宙線は純粋に陽子であると報告している一方で、Auger 実験はエネルギーの増加とともに質量組成は陽子から重くなっていると報告している。エネルギースペクトルについても(系統誤差の範囲内ではあるけれども)両実験で結果が異なり、ankle と呼ばれるエネルギースペクトルの折れ曲がりの位置が両者で一致するようにエネルギースペクトルをシフトしても、高エネルギー端に存在する cutoff と呼ばれる構造の形状が一致しない。この問題を解決するには、検出面積拡張・観測時間増加で統計量を増加すること、さらにはエネルギー測定精度を向上することが要求される。

日米韓露共同の最高エネルギー宇宙線観測実験である TA 実験が米国ユタ州において行われており、2008 年 5 月より定常運転が続いている。TA 実験は約  $680 \text{ km}^2$  の領域に展開された 507 台の地表検出器 (Surface Detector(SD)) から成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されている。また、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)) が設置されており、月の無い晴れた日の夜間に観測が行われている。

FD は一次宇宙線から生成される空気シャワー粒子が大気分子を励起して発生する大気蛍光を集光し、光電子増倍管を多数配置したカメラによって撮像する装置である。このような空気シャワーを撮像する観測方法 (大気蛍光法) は、空気シャワー粒子の縦方向発達の様子を観測することが可能であり、ハドロン相互作用モデルに依存することなく一次宇宙線の粒子種やエネルギーを決定することができる点で、SD アレイによる地表検出法よりも優れている。

TA 実験の場合、FD ステレオ観測によるエネルギー決定の系統誤差は 22 %であるが、最高エネルギー領域での宇宙線エネルギースペクトルをより強固に確立するために、系統誤差を 13 %まで向上させることを目標としている。エネルギー決定の系統誤差には、大気による減衰の効果による誤差 11 %が含まれている。この誤差を小さくするため、いくつかの装置を用いて大気状態のパラメータが定常的に測定されているが、それらの装置のひとつに Central Laser Facility(CLF) と呼ばれるレーザー装置がある。CLF によって垂直真上に射出されたレーザーの側方散乱光を FD で観測し、そのプロファイルを解析することによって雲の存否や、地表付近に分布するエアロゾルの量を推定することができる。

本論文では、CLF データを用いた雲の検出、また、レーザーシミュレーションによる垂直エアロゾル光学的深さ (Vertical Aerosol Optical Depth(VAOD)) の決定の解析方法と結果について述べる。またユタ大学で行われた VAOD の別の解析方法による結果との比較も行う。

# 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	1
1.1.2	宇宙線の化学組成	3
1.1.3	考えられる最高エネルギー宇宙線源	5
1.2	空気シャワーと宇宙線観測	7
1.2.1	空気シャワー現象	7
1.2.2	空気シャワーの縦方向発達	9
1.2.3	空気シャワーの横方向分布	11
1.2.4	空気シャワー粒子の到来時刻分布	12
1.2.5	空気シャワーの観測方法	12
1.2.6	大気中での発光過程	14
1.2.7	大気中での散乱・吸収現象	16
<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	大気蛍光望遠鏡 (FD)	20
2.3.1	光学系	21
2.3.2	PMT カメラ	21
2.3.3	データ収集システム	22
2.3.4	キャリブレーション	25
2.4	TA 実験による最近の観測結果	27
2.4.1	到来方向異方性	27
2.4.2	質量組成	29
2.4.3	エネルギースペクトル	29
<b>第 3 章</b>	<b>Central Laser Facility (CLF)</b>	<b>32</b>
3.1	装置の構成	32
3.2	レーザーイベント	33
3.3	空気シャワーとの光量比較	33
<b>第 4 章</b>	<b>大気状態の変動</b>	<b>38</b>
4.1	分子成分	38
4.1.1	データ取得 - GDAS -	38
4.1.2	レイリー散乱	39

4.2	エアロゾル成分	40
4.2.1	VAOD	40
4.3	大気変動が空気シャワーパラメータに及ぼす影響	41
<b>第5章</b>	<b>CLF イベントの選別</b>	<b>43</b>
5.1	YAP 信号混入プロファイルのカット	43
5.2	1 セット内のイベント数不足によるカット	43
5.3	雲の影響を受けたイベントのカット	45
<b>第6章</b>	<b>VAOD の決定</b>	<b>48</b>
6.1	解析に使われたデータセット	48
6.2	$L_{\text{Mie}}$ と $H_{\text{Mie}}$ の決定方法	48
6.2.1	シミュレーションデータセット	48
6.2.2	レーザーエネルギーの補正	49
6.2.3	実セット平均プロファイルのシミュレーションプロファイルによるフィッティング	49
6.3	レーザーシミュレーション解析によって求めた VAOD の結果	51
6.4	他の方法で決められた VAOD との比較	51
6.4.1	DN 解析	52
6.4.2	DN 解析による結果	53
6.4.3	LS 解析によって得られる VAOD と DN 解析による結果の比較	53
6.5	Rayleigh Night の認定	54
6.6	Auger 実験の VAOD 解析	55
<b>第7章</b>	<b>結論</b>	<b>57</b>

# 第1章 最高エネルギー宇宙線

## 1.1 宇宙線

宇宙空間に飛び交う高エネルギー放射線である宇宙線は、 $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV 以上までの広範囲にわたるエネルギー領域で観測されており、そ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ことが知られている。宇宙線のエネルギースペクトルにはいくつか構造がみられ (図 1.1),  $10^{15.5}$  eV,  $10^{17.5}$  eV,  $10^{18.5}$  eV,  $10^{19.6}$  eV に位置する折れ曲がりにはそれぞれ “knee”, “2nd knee”, “ankle”, “cutoff” と呼ばれている。

### 1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

$10^{17}$  eV から  $10^{20}$  eV のエネルギー領域のフラックスに  $E^3$  をかけたものを図 1.2 に示す。AGASA 実験のスペクトルの高エネルギー端を除いて、スペクトルの形状は大方一致している。しかし、それぞれのスペクトルは重なり合っておらず、これらの実験におけるエネルギースケールの統一も早急に解決すべき課題である。

ankle については主に2つ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り、十分に加速できないため、主要な宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へと遷移しているためにエネルギースペクトルの冪も変化して折れ曲がりが見れるという考え方である [1][2]。この場合 ankle を含むエネルギー領域では、エネルギーの増加とともに起源が銀河系内から銀河系外へと変化するために、これに合わせて宇宙線の到来方向異方性の振幅や位相が変化すると期待される。さらに宇宙線の化学組成もエネルギーとともに変化すると期待される。これは以下のような理由による。宇宙線の電荷が大きいほど、加速領域での閉じ込め時間は長くなり、結果的に大きなエネルギーまで加速され得る。そのため銀河系内起源の高エネルギー端では宇宙線の組成は鉄が主であると考えられる一方で、ankle より高いエネルギーでは銀河系外起源宇宙線が主となっているために、宇宙線の組成は陽子が主であると考えられる。従って ankle を挟むエネルギー領域では宇宙線の組成は、宇宙線起源の変化に伴って一次エネルギーの増加とともに鉄から陽子へと変化していると期待される。

一方 ankle については全く異なる解釈もあって、ankle 構造が電子対生成反応 (式 (1.1)) によるエネルギー損失によって生じているという解釈もある [3][4]。この場合は質量組成は ankle を挟んだ高エネルギー側、低エネルギー側どちらでも陽子のままで変化しないと予想される。

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

より高いエネルギー領域に目を転じると、 $10^{19.6}$  eV 以上には “cutoff” と呼ばれる構造がみられる。このエネルギー領域の陽子は、宇宙線陽子と宇宙背景放射光子 (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))。

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

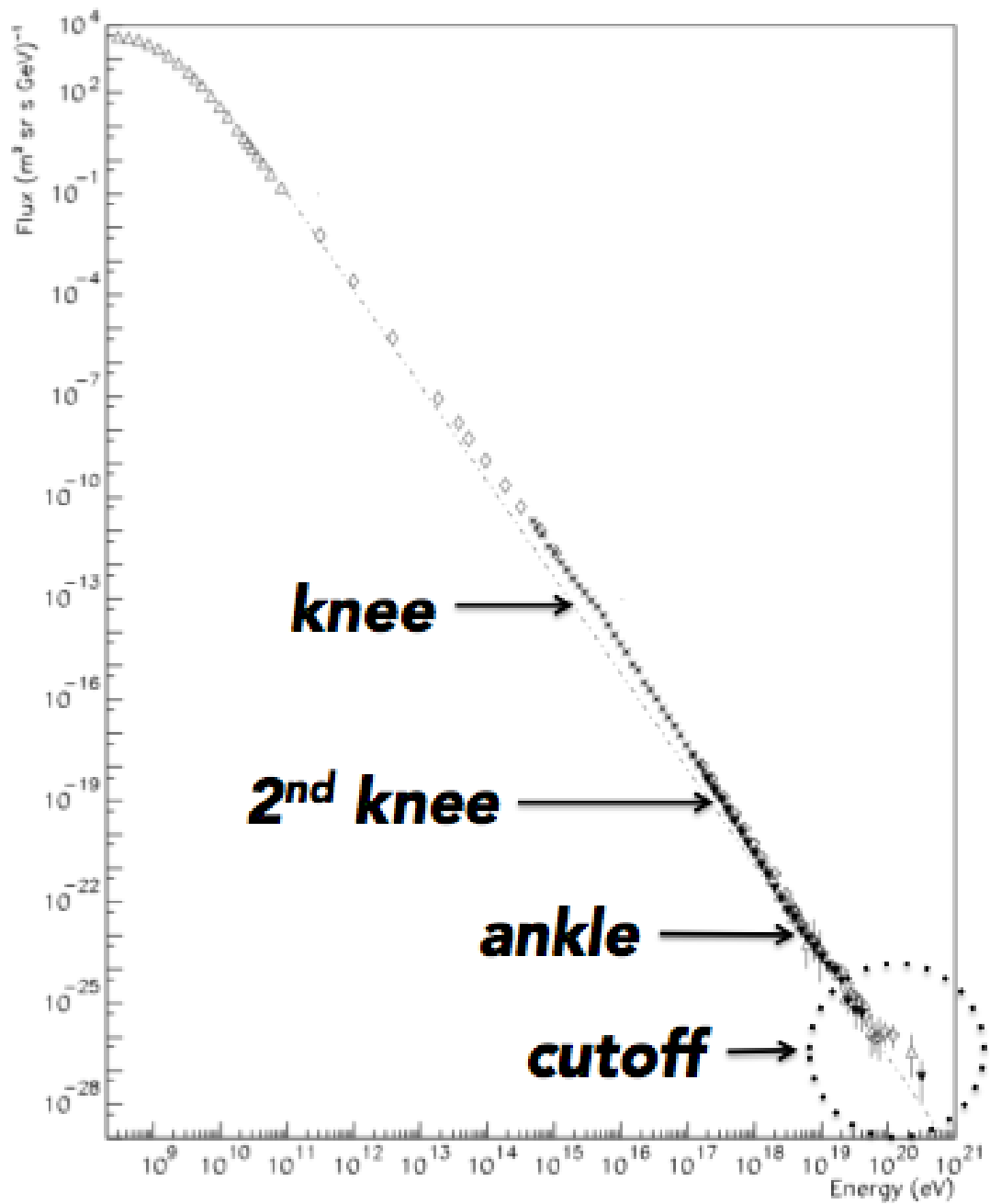


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [7].

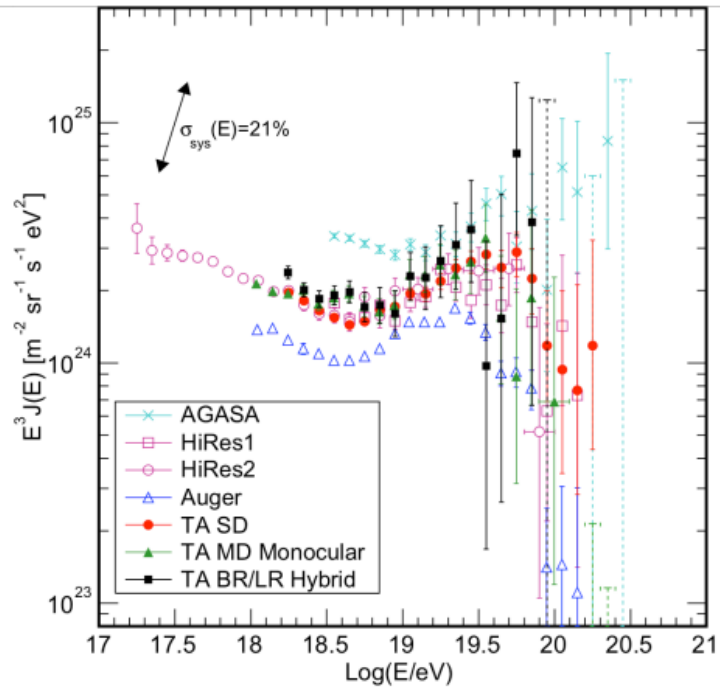


図 1.2: 一次宇宙線のエネルギースペクトルにエネルギーの 3 乗をかけたもの [8].

この反応によるエネルギー損失によって、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と期待されており、エネルギースペクトルの高エネルギー端の急激な折れ曲がりの説明する有力なシナリオとなる [5].

cutoff に関しては別のシナリオもある。それは、最高エネルギー端付近の宇宙線の組成は実は原子核であり、その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核破碎されエネルギーを失うというものである [6].

最高エネルギー宇宙線の組成は未だ確定しておらず、シナリオを説明する証拠となる組成を解明することは大変重要である。

### 1.1.2 宇宙線の化学組成

knee より低いエネルギー領域の宇宙線の観測は人工衛星や気球などの飛翔体技術の発達と測定技術の向上により Fe グループまでの元素に対しては精度よく行われている。図 1.3 に He から Ni までの領域での、宇宙線の組成と太陽系の組成との比較を示す [9]。ここから、Li, Be, B と Sc, Ti, V, Cr, Mn の二つの元素群が、太陽系物質に比べて宇宙線には圧倒的に多いことがわかる。これらの元素は星の核合成の最終生成物としては非常に少ないが、炭素や酸素核の破碎によって Li, Be, B が、鉄の破碎によって Sc から Mn までの原子核が生成されるためである。

前述した通り、宇宙線の組成はエネルギースペクトルの構造を説明する上で重要な情報である。TA 実験による観測結果については 2.4.2 節で記述する。

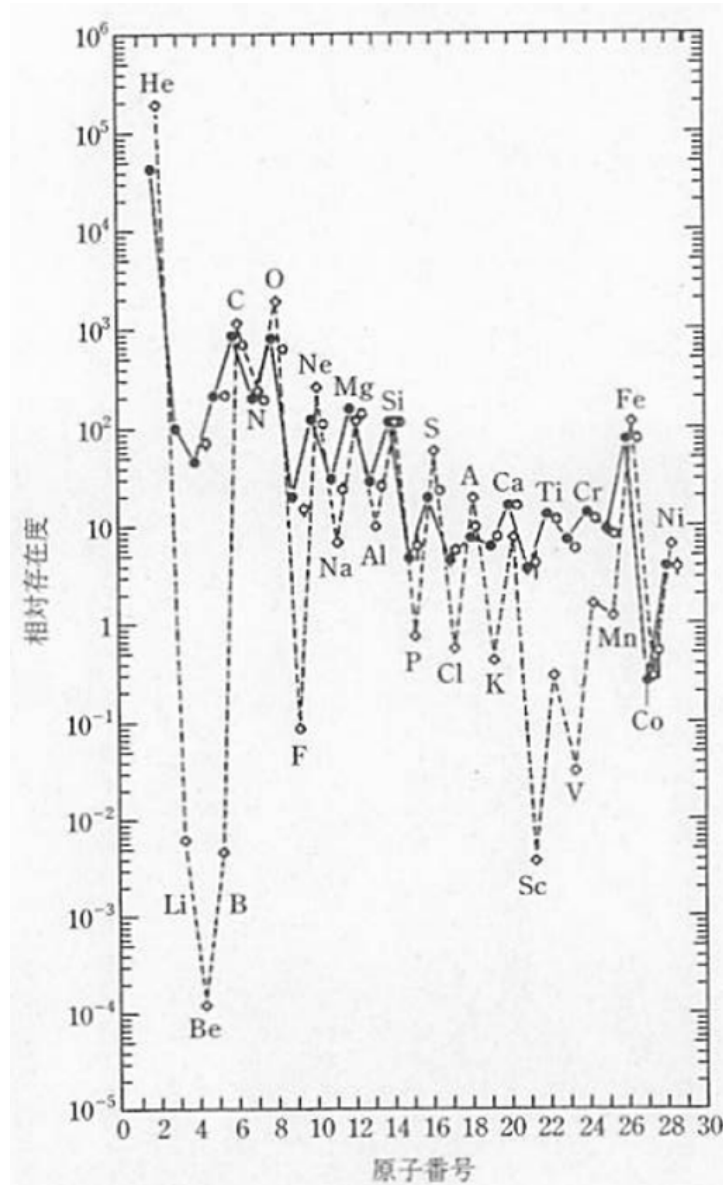


図 1.3: Si を 100 としたときの、宇宙線の組成と太陽系の組成. ●は 70~280 MeV の低エネルギーの宇宙線, ○は 1000~2000 MeV 高エネルギーの宇宙線, ◇は太陽系の組成を表している [9].



### 1.1.3 考えられる最高エネルギー宇宙線源

宇宙線の加速機構についても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。

#### フェルミ加速

フェルミ加速は1949年にFermiによって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が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。これによれば冪型の宇宙線のエネルギースペクトルが得られる [10]。観測で得られたエネルギースペクトルはおよそ-3の冪を持つ冪型スペクトルである。

#### 超新星残骸での衝撃波加速

超新星爆発残骸による加速での最大加速エネルギーも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  $5 \times 10^8$  cm/sec, 放出する物質の平均密度が  $1$  proton/cm<sup>3</sup> とすると、加速される時間は  $T_A \approx 1000$  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、

$$E_{\max} \simeq Z \times 3 \times 10^{13} \text{ [eV]} \quad (1.3)$$

となる [11] [12].

#### Hillas プロットと最高エネルギー宇宙線源候補天体

無限に長い寿命を持つ衝撃波による加速を考えてみる。荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるから、加速領域への閉じ込め条件から加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{\max} \leq cZeBR \quad (1.4)$$

となる。ここで、 $Z$  は宇宙線原子核の原子番号、 $B$  は加速領域の磁場の強さ、 $R$  は加速領域の大きさである。図 1.4 に、宇宙線源候補天体の大きさと磁場強度、そして式 (1.4) で決めた最大加速エネルギーの関係を示した (考案者の名前から Hillas プロットと呼ばれる [33])。この図から、ガンマ線バースト (GRB)、中性子星を除くほとんどの銀河系内天体は  $10^{18}$  eV 以上のエネルギーをもつ最高エネルギー宇宙線と呼ばれる宇宙線の加速源候補となり得ないことがわかる。銀河系外の候補天体は、活動銀河核 (AGN)、ガンマ線バースト、電波銀河 (Radio Galaxy)、銀河団 (Galactic Cluster) などが挙げられる。

以下、いくつかの候補天体での加速と観測される特徴について簡単にまとめる。

- 中性子星：表面の磁場が  $10^{13}$  G を越えるような中性子星は、鉄原子核を  $10^{20}$  eV 以上まで加速することが可能である [34]。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から  $10^9$  cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わず外部へ脱出できる、という指摘もある [35]。

このモデルが正しければ、最高エネルギー宇宙線の到来方向分布は銀河面に集中し、鉄原子核が主成分となるはずである。

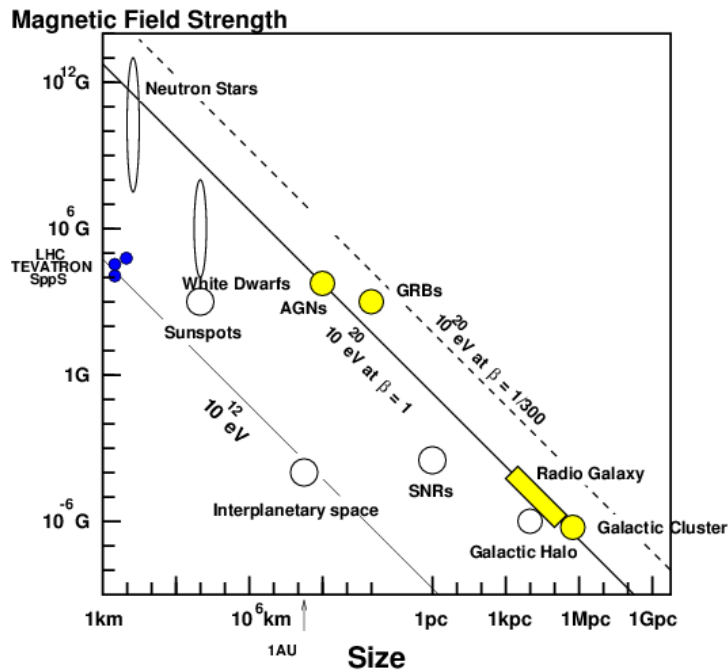


図 1.4: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット)[33].

- AGN : 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei (AGN)) では, 銀河中心の巨大ブラックホールから噴出するジェットによって宇宙線が加速される. 最大加速エネルギーは  $10^{19}$  eV までと考えられており [37], 最高エネルギー宇宙線起源の有力な候補のひとつである.

最高エネルギー宇宙線は磁場の影響を受けにくいいため, ほとんど直進してやってくる. もし AGN が最高エネルギー宇宙線の起源なら, AGN の方向と最高エネルギー宇宙線の到来方向に相関があるはずである.

- GRB : ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts , GRB) は, 既知の天体現象の中でも最も激烈なものの一つであり, 最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している. GRB によって加速される宇宙線の最大加速エネルギーは  $10^{20}$  eV までに達すると指摘されている [13]. GRB によって加速された最高エネルギー宇宙線の到着時間の差はエネルギーに依存する. その差は  $10^3$  年のオーダーであると考えられており, ある時点で最高エネルギー領域において比較的低エネルギーの宇宙線はまだ到来しておらず, 比較的高エネルギーの宇宙線は過去にすでに到来してしまっているということが考えられる [70].

- 電波ローブ : AGN の電波ローブと呼ばれる領域では, 中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており, 100 kpc 以上にも広がっている [36]. その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では, 光子, 物質ともに密度が低い場合エネルギー損失が少なく, かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが電波観測から予想されている [38]. しかし, hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで, 地球からの距離も遠く, しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない. 仮に M87(地球からの距離 : 約 18 Mpc) がそのような放射源であれば, M87 の方向に観測事象が集中するはずである.

- 銀河団：数  $\mu\text{G}$  オーダーの磁場が 500 kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件式 (1.4) を満たしている [40]。しかし、 $10^{20}$  eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。

## 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、 $10^9$  eV 以上のエネルギー領域の積分フラックスは  $10^{20}$  eV 以上のエネルギー領域の積分フラックスの  $10^{22}$  倍にもなる。フラックスの大きい  $10^{14}$  eV 以下の低エネルギー宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接観測することができる。しかし  $10^{14}$  eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、そのため飛翔体搭載検出器によって直接観測をすることは難しい。そこで、高エネルギー宇宙線に対しては一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線 (空気シャワー) を検出するという間接測定が行われている。

### 1.2.1 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なう。この過程をくり返し、一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。通常空気シャワーは高エネルギーハドロンによる核カスケードと、高エネルギーガンマ線から生成さ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原子核と相互作用した場合には、 $\pi$ 、 $K$  などのハドロンの多重生成 (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、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.5)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.7)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.8)$$

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 倍であるため、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 1.5 はこの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作る。これらの電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。エネルギー  $E$  の電子が制動放射したときの単位厚さあたりのエネルギー損失  $-(dE/dX)_{\text{brems.}}$  は、Bethe-Heitler の式より次のように表される。

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems.}} \approx E \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left( 183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.9)$$

ここで,  $Z, A$  はそれぞれターゲットとなる原子核の原子番号, 質量数,  $r_e$  は古典電子半径,  $N_A$  はアボガド定数である. したがって, 制動放射による単位長さ当たりのエネルギー損失  $-(dE/dX)_{\text{brems}}$  は放射長  $X_0$  を使って以下のように表される.

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0} \quad (1.10)$$

放射長とは制動放射によって電子のエネルギーが  $1/e$  になる長さであり, 以下のように定義される.

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left( 183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (1.11)$$

一方, 電子対生成の interaction length,  $X_{\text{pair}}$  は以下の式で定義される.

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} = \frac{7}{9} \frac{4Z^2 r_e^2 N_A}{137A} \ln \left( 183Z^{-\frac{1}{3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (1.12)$$

したがって,

$$\frac{1}{X_{\text{pair}}} \approx \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (1.13)$$

となり, 放射長と電子対生成の 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, ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである. 粒子数が増大し 1 粒子あたりのエネルギーが減少すると, 大気中での電離損失が優勢となる. 電離損失とは荷電粒子が物質中の原子を電離, もしくは励起してエネルギーを失うことである. 電離損失によるエネルギー損失は以下の式で表される.

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}} \approx \frac{2\pi N_A Z (ze^2)^2}{AMv^2} \left[ \ln \frac{2v^2 \gamma^2 W}{I^2} - 2\beta^2 \right] \quad (1.14)$$

ここで  $I$  はイオン化エネルギー,  $ze, v, M$  は粒子の電荷, 速度, 質量である. 電離損失が優勢になると, 電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する. この境目のエネルギーを臨界エネルギー  $E_c$  と呼び, 空気中では  $E_c \approx 85 \text{ MeV}$  である [14].

同じエネルギーで違う化学組成の一次宇宙線が引き起こす空気シャワーには違いがある. 1.2.2 節で示すように, 質量数が高い一次宇宙線が引き起こすシャワーほど, 最大発達深さは浅くなる傾向がある. また, 空気シャワー中に含まれるミューオンの総数にも違いがみられる. シャワー中のミューオンは主にパイ中間子の崩壊によってつくられる. つまりシャワー中のミューオン数はハドロンシャワーでつくられるパイ中間子の数によって決まる. 1 個の陽子 (核子) が生成するパイ中間子の数  $N_{\pi,p}$  は, 陽子のエネルギー  $E$  の関数で,

$$N_{\pi,p} \propto E^\alpha \quad (1.15)$$

とおける. ここで  $\alpha$  は  $0.3 \sim 0.5$  程度の値を持つ. 一方, 同じ一次エネルギーの質量数  $A$  の原子核は, それぞれの核子あたりのエネルギーが 1 個の陽子の一次エネルギーの  $1/A$  である  $A$  個の核子の集まりなので, 生成するパイ中間子の数  $N_{\pi,nA}$  は,

$$N_{\pi,nA} \propto A \times \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha \quad (1.16)$$

とおける.

$$A \times \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha > E^\alpha \quad (1.17)$$

の関係が成立するので、同じ一次エネルギーの質量数  $A$  の原子核は、陽子より多くのパイ中間子を生成する。したがってパイ中間子の崩壊でできるミュオンも多く生成されることがわかる。ミュオンは電子の 200 倍の質量を持つため、電子のような電磁カスケードを起こさず、ミュオンの総数は大気中でほとんど減衰しない。このため、シャワー中のミュオンの総数は、観測点の高さによらず一次エネルギーと質量数によってほとんど決まる値であり、質量数の大きな原子核がつくる空気シャワーほどより多くのミュオンを含む [14].

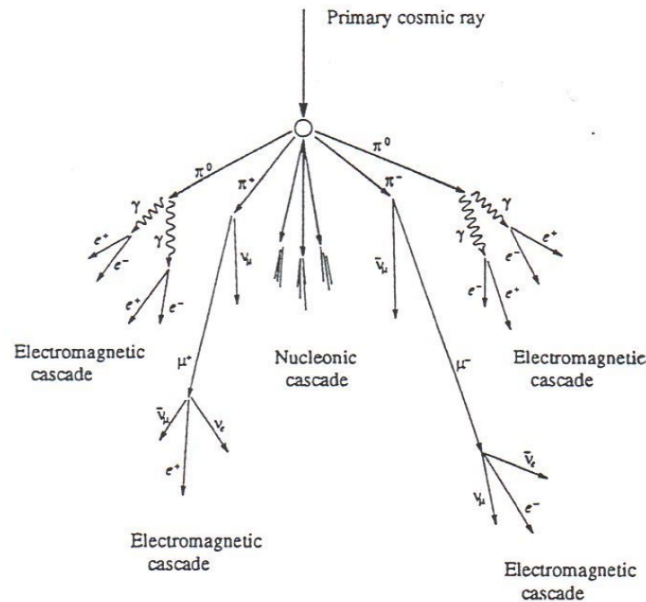


図 1.5: 空気シャワーの模式図 .

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

エネルギー  $E_0$  の 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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.18)$$

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.19)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.20)$$

ここで,  $t$  は電子の大気中での輻射長  $38 \text{ g/cm}^2$  を単位とするシャワーが通過した大気厚さである.  $s$  はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる. このシャワーエイジはシャワーの発達とともにその値は増加し,  $N_e$  (全電子・陽電子数) が最大になるとき,  $s = 1$  となる [10].

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

$$N_e(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_{f.i.}}{X_{\max} - X_{f.i.}} \right)^{\frac{X_{\max} - X_{f.i.}}{\lambda}} \exp \left( \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.21)$$

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 [ $\text{g/cm}^2$ ],  $X_{f.i.}$  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.

一次宇宙線に相当する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  $X_{f.i.}$ ,  $X_{\max}$  に現れ, 重い原子核ほど  $X_{f.i.}$ ,  $X_{\max}$  の値が小さくなる. 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いため, より上空で発達が始まること, さらに核子当たりのエネルギーが小さいため, エネルギー細分化が早く進むことによる.

単純なモデル計算から, 最大発達深さ  $X_{\max}$  と一次エネルギー  $E_0$ , 一次宇宙線の質量数  $A$  の関係を示してみる. まず最初に一次宇宙線を 1 つの  $\gamma$  線光子であるとする. そして電磁カスケードのみを考え, 距離  $\lambda$  進んだところで  $\gamma$  線ならば電子対生成し, 電子または陽電子ならば制動放射で自身の持つ半分のエネルギーの光子を 1 個放射するものとする. 距離  $X$  だけ進んだときの  $\gamma$  線光子を含む粒子の総数  $N(X)$  は,

$$N(X) = 2^{X/\lambda} \quad (1.22)$$

となり, 一粒子あたりのエネルギー  $E(X)$  は,

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} = E_0 2^{-X/\lambda} \quad (1.23)$$

と表せる.  $E(X)$  が臨界エネルギー  $E_c$  を下回ると電離損失が優勢となり, 総粒子数は減少に転じるため,  $E=E_c$  のとき  $N = N_{\max}$  となる. 式 (1.23) より,

$$E_c = \frac{E_0}{N_{\max}} \quad (1.24)$$

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c} = 2^{X_{\max}/\lambda} \quad (1.25)$$

よって,

$$X_{\max} \propto \ln(E_0) \quad (1.26)$$

となる.

次に, 同じ一次エネルギー  $E_0$  の一次宇宙線が質量数  $A$  の原子核である場合を考える. ただし簡単のために原子核を  $\gamma$  線で置き換える. つくられる空気シャワーは,  $E_0$  の  $1/A$  のエネルギーを持った光子  $A$  個がつくる空気シャワーの重ね合わせと考えることができるため,  $X_{\max}$  は

$$X_{\max} \propto \ln(E_0/A) \quad (1.27)$$

となることが示される.

現実の一次原子核による空気シャワーではこれほど単純ではないが,  $X_{\max}$  を測定することによってその質量数  $A$  を推定することができる.

### 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 [49], Greisen により整理された NKG function が一般的に使われる [50]. 空気シャワー中心からの距離  $R$  の位置での電子数密度  $\rho_e(R)$  は次式で表される。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left( \frac{R}{R_M} \right)^{s-2.0} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.28)$$

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,  $R_M \sim 9.3 \text{ g/cm}^3$  である。また  $s$  はエイジパラメーターと呼ばれる電磁カスケードの発達の数値を示す量であり,

$$s = \frac{3t}{t + 2\ln(E_0/\epsilon_0)} \quad (1.29)$$

である。ここで,  $E_0$  はカスケードの親粒子のエネルギー,  $t$  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。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, 核相互作用によって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  $\pi^0$  の崩壊による発達途上の電磁カスケードが主成分であるが, シャワー軸からは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想されており, 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 [44]. 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

$$\rho_e(R) \propto \left( \frac{R}{R_M} \right)^\alpha \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-\alpha)} \quad (1.30)$$

と表される。AGASA グループは, 電子成分の横方向分布は 1 km 以遠で粒子数密度が減少しているので式 (1.30) 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に補正項を加えるべきであることを示した [44].

$$\rho_e(R) = C \left( \frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left( 1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left( 1.0 + \left( \frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (1.31)$$

次に, 高エネルギーミュオンは, 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される [45].

$$\rho_\mu(\geq E_\mu, R) = g(E_\mu, R) \frac{N_\mu C_\mu}{R_0^2} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\alpha} \left( 1.0 + \frac{R}{R_0} \right)^{-\delta} \quad (1.32)$$

$$C_\mu = \frac{\Gamma(\beta)}{2\pi\Gamma(2-\alpha)\Gamma(\alpha+\beta-2)} \quad (1.33)$$

$$g(E_\mu, R) = [51/(50 + E_\mu)][3/(2 + E_\mu)]^{0.14R^{0.17}} \quad (1.34)$$

$$\alpha = 0.75, \beta = 2.5 \quad (1.35)$$

ここで、 $E_\mu$  はミューオンのエネルギー閾値、 $N_\mu$  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 1.6 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軸上の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みを持っているため、その厚みも考慮する必要がある。粒子の到来時刻分布における標準偏差の平均  $\langle\sigma_t\rangle$  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 [46]。

$$\langle\sigma_t\rangle = \sigma_{t_0} \left(1 + \frac{R}{R_t}\right)^b [\text{sec}] \quad (1.36)$$

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

$$T_D(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.37)$$

$$T_S(\rho, R) = 2.6 \left(1 + \frac{R}{3000[\text{cm}]}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \times 10^{-9} [\text{sec}] \quad (1.38)$$

で表される [51]。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、地表粒子検出器による観測法と大気蛍光法の 2 種類がある。

##### 地表粒子検出器による観測法

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

空気シャワー粒子は、約 90% の電磁成分（電子、陽電子、光子）と約 10% のミューオン成分、さらに少量のハドロン成分からなる。これらの検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータ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、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミューオン検出器を構成し、別に配置する場合もある [15]。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に求められる。空気シャワーは図 1.6 のように粒子群はシャワー面を形成して地表に到来する。この厚みを考慮しつつ各検出器へ



の到来時間差から空気シャワーの到来方向が求められる。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度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。しかし、全粒子数と横方向分布から一次宇宙線のエネルギーを推定するためには、ハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とする。その際の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、空気シャワー発達のゆらぎの影響も無視できない。TA 実験では、様々な種類の宇宙線が大気と相互作用して発生する二次粒子の振る舞いを計算できる空気シャワーシミュレーションのプログラムである CORSIKA[75] や、検出器の素材や形状の細かい設定が可能で様々な素粒子の物質中での反応や振る舞いをシミュレーションできるソフトウェアである GEANT4[76] を用いて、空気シャワーシミュレーションと SD 応答シミュレーションを行い、イベントの再構成を行っている。

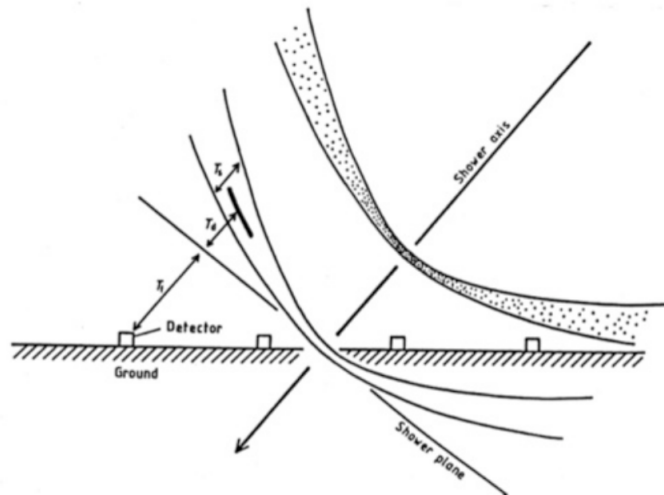


図 1.6: 地表付近の空気シャワー断面の概念図。

## 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發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ーとして働く。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に發せられる大気蛍光光子数はおよそ 4 個である [16]。一次宇宙線のエネルギーが  $10^{19}$  eV の場合、その宇宙線によってつくられる空気シャワー粒子の最大総数は  $7 \times 10^9$  個にもなり、これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 20 km 遠方からでも観測することができる [71]。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遠方からでも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 [17]、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 [18]。

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)は蛍光を発しているシャワー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、図1.7に示されるように、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー軸を含む平面の交差した線がシャワー軸である、と簡単かつ精度良く決定できる。続いて、観測された光量から大気深さごとの空気シャワー中の荷電粒子数を計算することで縦方向発達を決定することができる。PMTに入射する光は大気蛍光の他にチェレンコフ光も混入する。TA実験ではこれら検出されるさまざまな光を正確に考慮するため「逆モンテカルロ法」と呼ばれる再構成ルーチンを使用する。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シミュレートし、観測されたデータを最も良く再現する空気シャワーを選ぶ手段である。

大気中での発光過程と散乱・吸収において考慮する必要のある系統誤差として、チェレンコフ光、レイリー散乱、ミー散乱によるものがある。チェレンコフ光は大気蛍光のバックグラウンド光となり系統誤差の原因となるため、データ解析の際には事象ごとに混入するチェレンコフ光を見積もる必要がある。レイリー散乱は大気分子による散乱で、波長より十分小さな直径の粒子による光の散乱である。それに対し、波長に対し無視できない大きさの粒子による散乱はミー散乱と呼ばれ、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。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な計算で求められるが、ミー散乱による透過率は大気中のダストやエアロゾルの粒径分布, 空間分布の様子に依存するため、大気の状態の観測から実験的に決める必要がある。

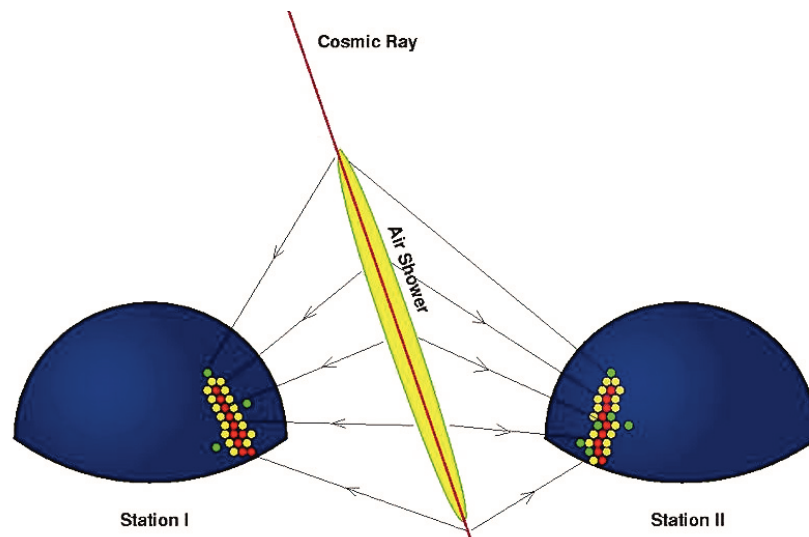


図 1.7: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図。

### 1.2.6 大気中での発光過程

#### 大気蛍光

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

測対象となる波長域 300 nm ~ 400 nm での大気蛍光の発達過程について述べる. その発光エネルギー準位は, 近紫外領域では主に  $N_2^+$  first negative(1N)band system( $B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$ ) と,  $N_2$  second positive(2P)band system( $C^3\Pi_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g^+$ ) である [68]. 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.

無放射遷移過程 (内部消失) 無放射遷移過程は, 励起された分子が振動エネルギー失活, 内部転換, 系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である.

放射遷移過程 (蛍光, リン光) 放射遷移過程は, 励起された電子状態が光子を放出することにより, より安定な状態に遷移する過程である. 蛍光を発する遷移ではスピン多重度が変わらないのに対し, リン光ではスピン多重度が変化する.

分子間エネルギー移動 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.

実際の失活過程にはこれらの三つが競合しており, 測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の総和である.

また, 発光光子数の相対量は波長によって異なる. FLASH 実験 [19] による発光の相対強度を図 1.8 に示す. これは 28.5 GeV の電子ビームを用いて  $2.1 \times 10^4$  Pa の条件下で行われたものである [19].

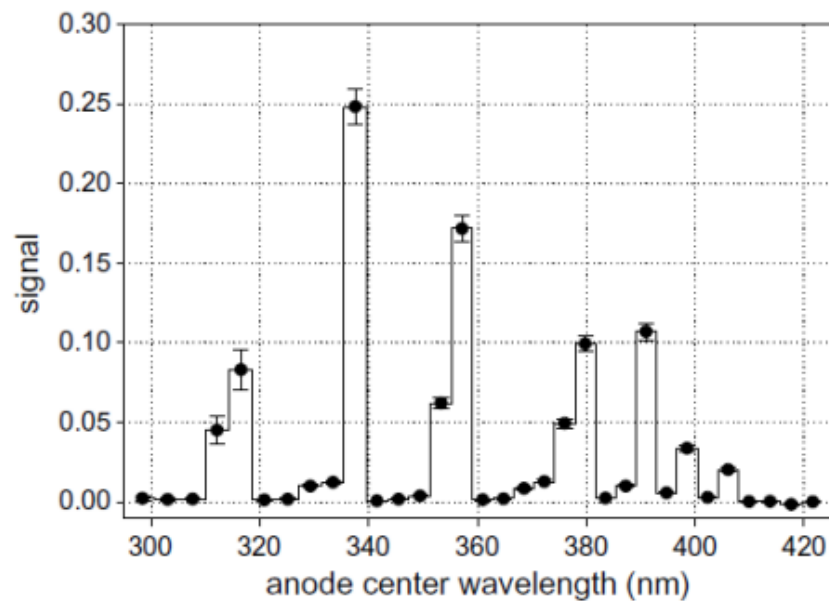


図 1.8: FLASH 実験によって測定された大気蛍光の波長スペクトル. 縦軸は光子数の相対値である.

### チェレンコフ光

媒質を通過する荷電粒子の速度  $v$  がその媒質中での光速  $c/n$  ( $c$  は真空中での光速,  $n$  は媒質の屈折率) より大きいとき, 粒子の軌跡に沿って媒質が発する光をチェレンコフ光という.

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

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

である。1気圧の大気において、 $n \sim 1.00029$  であるので、その放射角  $\theta$  は約  $1.4^\circ$  ( $v/c = 1$  と近似したとき)、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  $E_{\text{threshold}}$  は

$$E_{\text{threshold}} = \gamma m_e c^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - (1/1.00029)^2}} \times 0.511 \text{ MeV} \approx 21 \text{ MeV} \quad (1.40)$$

である。

波長  $\lambda$  の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (1.41)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.42)$$

となる。ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0 c = 1/137$  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度分布は広がり、さらに検出されるチェレンコフ光は大気中で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無視することはできない。このようにチェレンコフ光は大気蛍光のバックグラウンド光となり、系統誤差の原因となるため、データ解析の際には事象ごとに混入するチェレンコフ光の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、主として次の3種類の光源から来る光である。

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

これらの光は変動する DC シグナルとして各々の PMT で検出される。理科年表によると、夜天光の輝度は  $320 S_{10}(\text{vis})$  ( $1 S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ ) とされている [20]。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 [20]。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域 300 nm ~ 400 nm の光からなることを考えると、波長域 300 nm ~ 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、空気シャワーからシンチレーション光を効率良く観測することができる。TA 実験では 2.3.3 節で後述するように、SDF の S/N 比判定、TF、CTD による空気シャワートラック判定によってバックグラウンド光を取り除く。

### 1.2.7 大気中での散乱・吸収現象

大気中を光が通過する際、大気分子やエアロゾル粒子(砂や埃、塵などの微粒子)などの散乱体によって光の強度が減衰する。いま、底面が単位面積、高さが  $dx$  の角柱に光が垂直に入射する場合を考える。この角柱内の散乱体 1 個あたりの吸収・散乱断面積を  $\sigma$ 、散乱体の単位面積あたりの個数

を  $N$  とする. この角柱の全散乱断面積は  $N\sigma dx$  となり, この角柱に光量  $I$  が入射すると, 散乱光量  $dI$  は,

$$dI = -IN\sigma dx \quad (1.43)$$

となる. 両辺を積分して,

$$I = I_0 \exp(-N\sigma x) \quad (1.44)$$

ここで,  $I_0$  は入射光量の初期値である. 消散係数  $\alpha = N\sigma$  を考えると,

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.45)$$

となり, これをランバート・ベールの法則という.

大気中での散乱は, 分子成分による散乱 (レイリー散乱) と, エアロゾル成分による散乱 (エアロゾル散乱) の 2 種類に分けられる. これらの詳細に関しては第 4 章で述べる.

## 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  $680 \text{ km}^2$  の空気シャワーアレイと 38 台の大気蛍光望遠鏡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、エネルギー決定精度にシミュレーション依存性の少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、稼働時間が長く大きな統計量の蓄積が見込める地表検出器 (Surface Detector, SD) による空気シャワーアレイのお互いの利点を生かし、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。

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高い晴天率、良好で安定した検出器通信のため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い、大気の透明度が高い、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砂漠地帯 (北緯  $39.3^\circ$  ; 西経  $112.9^\circ$  ; 平均標高  $1400 \text{ m}$  , 大気深さ  $860 \text{ g/cm}^2$ ) が選ばれた。この地域は年間降雨量  $250 \text{ mm}$  , 晴天率  $60\%$  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  $1.2 \text{ km}$  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  $680 \text{ km}^2$  である。FD ステーションはアレイ周辺の三ヶ所に約  $35 \text{ km}$  間隔で設置され、方位角  $108^\circ$  , 仰角  $3^\circ \sim 33^\circ$  でアレイ上空を観測している。一つのステーションに 12 台または 14 台の望遠鏡が設置され、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  $100 \sim 200 \text{ m}$  高い所に置かれている。TA の検出器配置を図 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となっている [28]。

### 2.2 地表検出器 (SD)

#### 2.2.1 検出器の構成

TA の SD アレイは間隔  $1.2 \text{ km}$  の碁盤目上にならべられた 507 台の SD からなり、約  $680 \text{ km}^2$  の検出面積を持つ。この SD アレイは 3 領域の部分アレイから構成されており、各領域ごとに領域内の SD は 1 つの通信塔と無線 LAN 通信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、 $1.2 \text{ cm}$  厚、 $2.0 \text{ m} \times 1.5 \text{ m}$  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。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、環境ガンマ線からの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

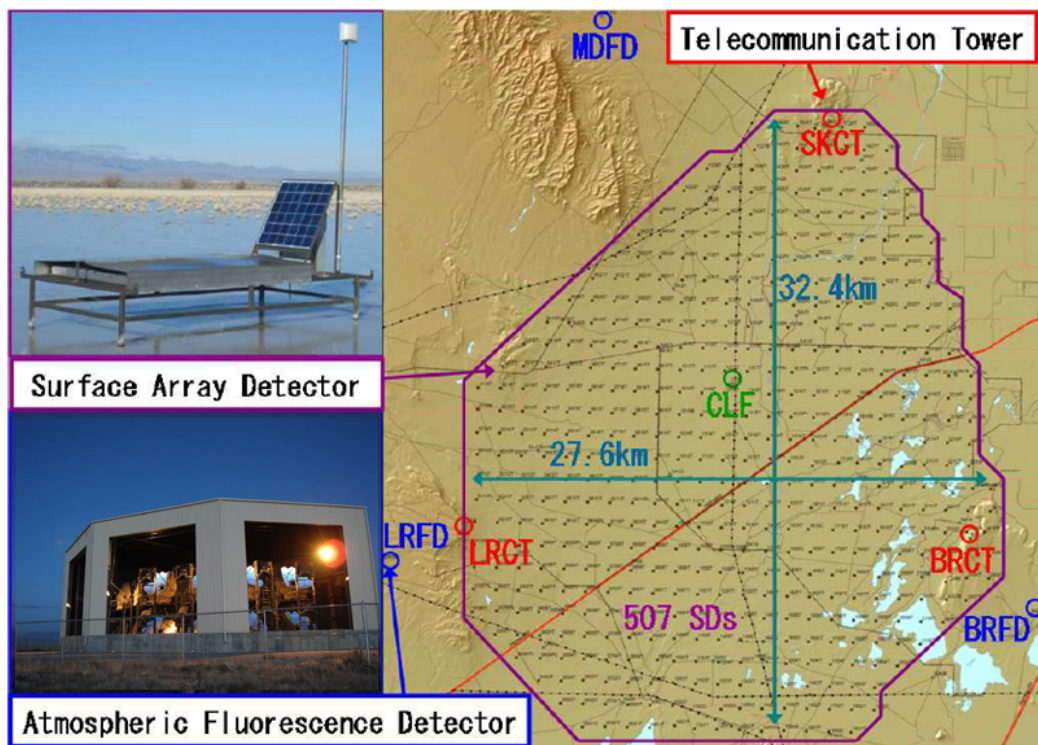


図 2.1: TA 実験における装置の配置図．黒点が SD の設置場所，赤丸が大気蛍光望遠鏡ステーション，青丸が SD のデータ収集に使われる通信塔を表す．左上は SD，左下は大気蛍光望遠鏡ステーションの写真．



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 シンチレータの構成図を示す。

シンチレータで発生した光は、各層ごとに 104 本の波長変換ファイバー (Kuraray 社製 Y-11) 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。

上記のシンチレータ、ファイバー、PMT はシートで遮光した上で、厚さ 1.2 mm のステンレス製の箱に収納されている。

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ている。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 に同期されている。

電力源としては 120 W の太陽電池パネル (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となっている。上記のように個々の SD は電力線、通信線などを用いずに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べくヘリコプターで運搬、設置される。

図 2.3 にソーラーパネルの裏側を示す。ここにはバッテリー、クーラーボックス、エレクトロニクスが置かれ、これらは砂塵、雨滴を防ぐためステンレスボックスに収納されている。バッテリーは温度に依存して充放電性能が変化するので、クーラーボックス内に収納し温度変化を抑えている。また、バッテリー側面にはフィルムヒーターを貼付してあり、必要に応じてバッテリーを温める。

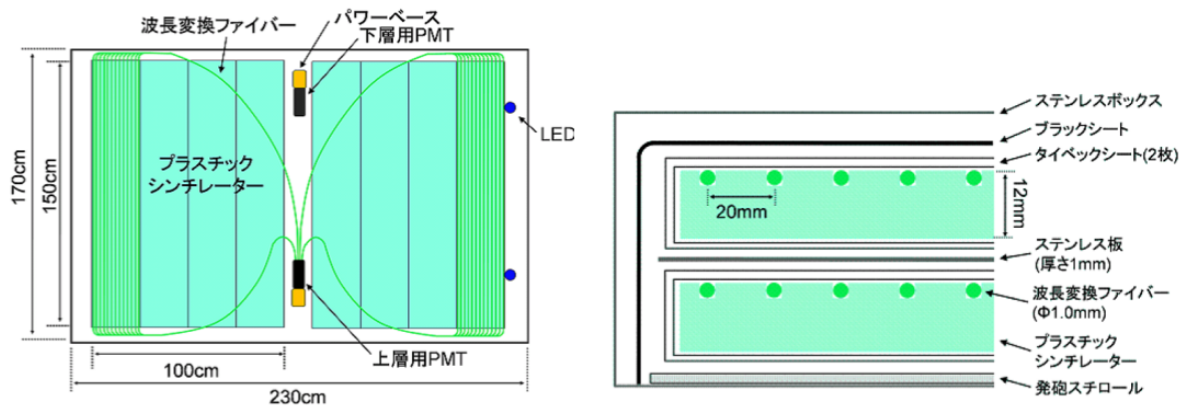


図 2.2: (左) シンチレータボックスの内部構造。(右) シンチレータボックスの断面図。

## 2.3 大気蛍光望遠鏡 (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 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 [65]。一方で、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て、ス





図 2.3: ソーラーパネルの下の箱にエレクトロニクスとバッテリーが収納されている。

ーション全体で方位角  $108^\circ$  , 仰角  $3^\circ \sim 33^\circ$  の範囲を見る。以下本節では TA 実験のために開発・制作された望遠鏡について解説する。

### 2.3.1 光学系

BRM, LR ステーションの FD は球面鏡とカメラから構成されている。球面鏡は曲率半径 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。セグメントミラーは対辺間隔 660 mm の六角形で, 厚み 11 mm, 曲率半径は 6.067 m, 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  $\sim$  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作業が行われている。FD は上下に 2 段重ねられており, 上段が  $3^\circ \sim 18.5^\circ$ , 下段が  $18.5^\circ \sim 33^\circ$  の視野をそれぞれカバーする。

### 2.3.2 PMT カメラ

カメラの光センサー部は縦 16 個  $\times$  横 16 個に配置された PMT256 本から成る。使用されている PMT は浜松ホトニクス製の 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 300 nm 以降の波長域に対して透過率が 90%以上である (図 2.6), クラレ製のパラガラス-UV00 を用いている。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域の 300 nm  $\sim$  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 2.7)。PMT の量子効率の典型値はおよそ 25%である。PMT カメラの中で, PMT は 1 mm の隙間をもって配

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整されており, これはひとつの PMT 感面の大きさ 61 mm より小さい.

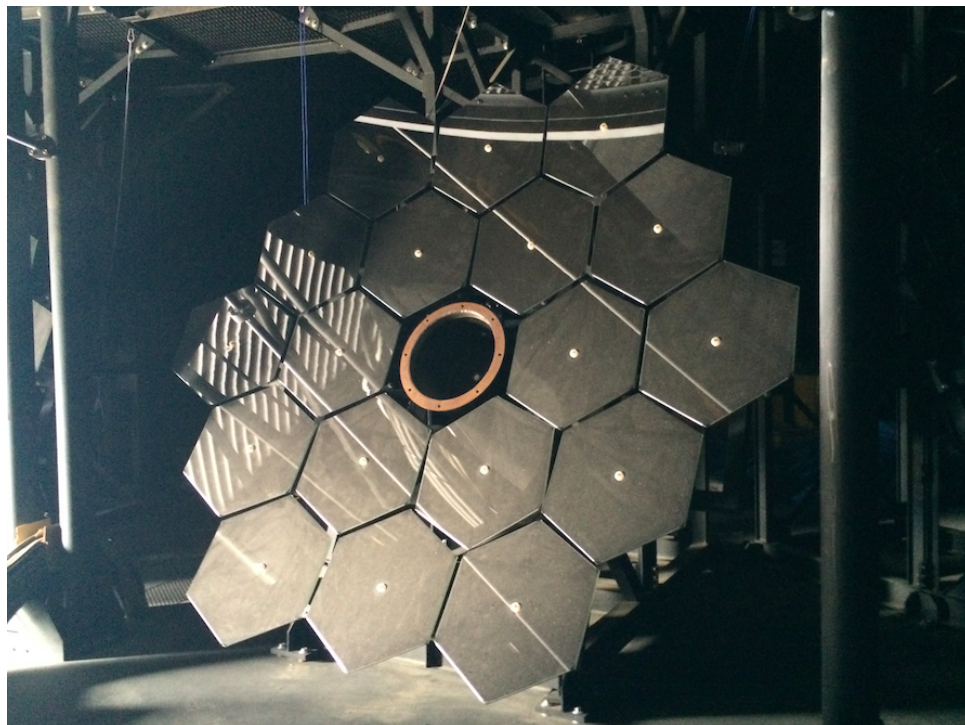


図 2.4: FD の合成鏡.

### 2.3.3 データ収集システム

データ収集の概略図を図 2.8 に示す. PMT の電源電圧は各 PMT 独立に印加され, ゲインが  $8 \times 10^4$  となるように調整されている. PMT 出力のプリアンプのゲインは 5 倍で, PMT を含めたトータルでのゲインが  $4 \times 10^5$  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, データ収集制御のためのトリガー生成の最初の段階である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) 毎に足し合わされてメインバッファメモリーに記録される. イベントトリガー (後述のファイナルトリガー) が発生すると, データはバッファメモリー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は逐次信号認識判定が行われる. フレームごとに大気蛍光信号候補を探索するため, 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



図 2.5: FD のカメラ.

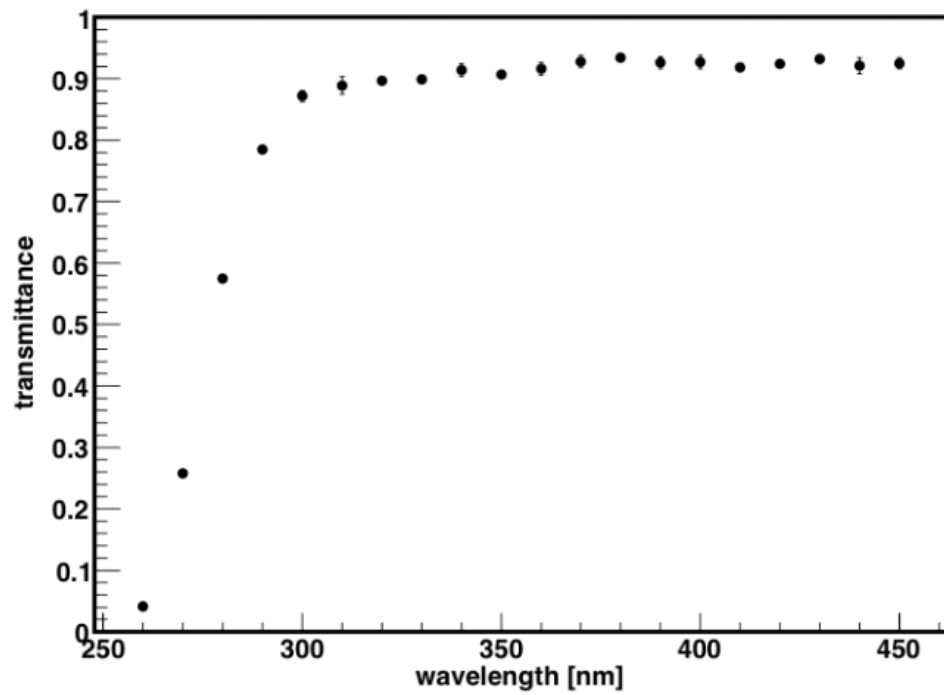


図 2.6: パラグラス-UV00 の透過率の波長依存性.

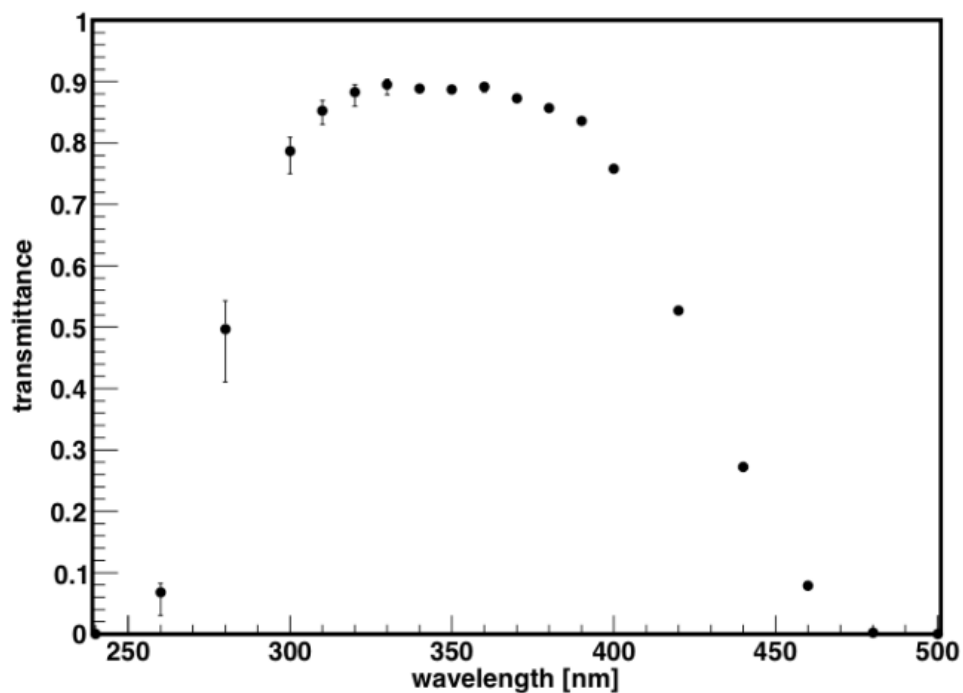


図 2.7: BG3 フィルターの透過率の波長依存性.

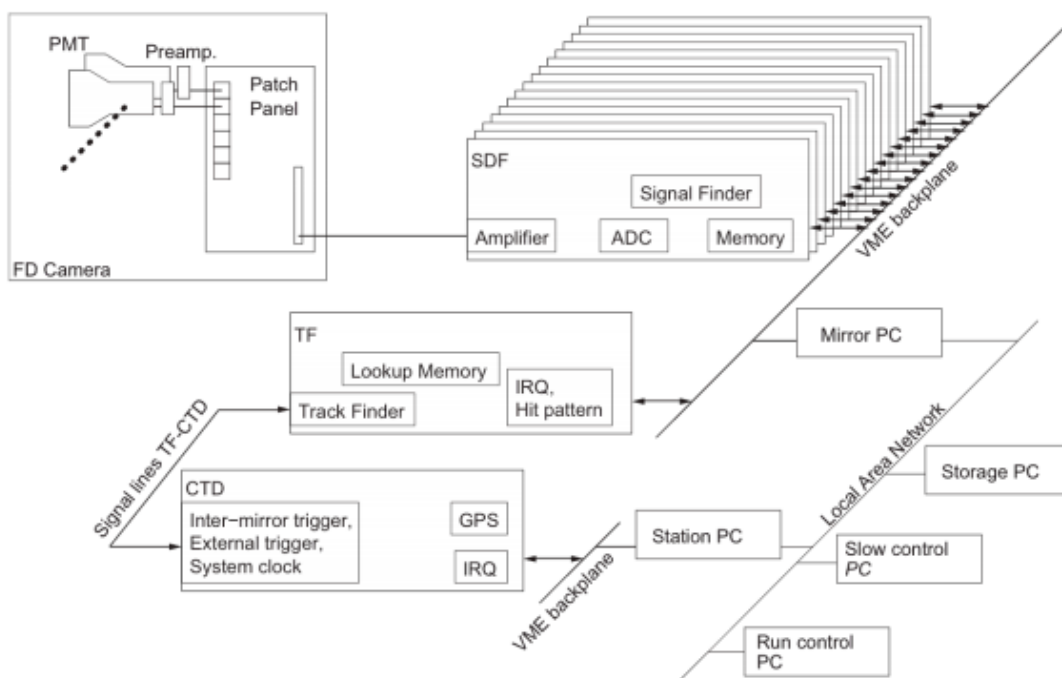


図 2.8: FD データ収集概略図 [26].



閾値を基準に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 = 256ch PMT) を担当する VME9U1 幅のモジュールであり, 12.8  $\mu$ s ごと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, 時間的には連続した発光現象の存否を判定する「トラック判定」の論理回路を持つ. カメラごとに全 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
3. 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 (閾値は外部から設定/変更可能) を記録した PMT があつた場合

TF による判定結果は逐次 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, トリガー信号分配とトリガー時刻の記録, ファイナルトリガーの生成を行っている. ステーション内の全ての TF からのセカンドレベル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なく, 全エレクトロニクスを同期させるための共通クロックの供給, 初期化信号の送出などの働きも担う. さらに, GPS モジュールを持っており, イベント発生時の絶対時刻も CTD が記録する.

#### 2.3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による空気シャワー観測から一次宇宙線のエネルギーを精度良く推定するためには, FD の感度校正や大気状態のモニターが重要である. SDF によって記録された信号から PMT に入射した光子の個数, さらには大気中の深さに対する空気シャワーの粒子数分布を算出しなければならない. このためには, エレクトロニクスの応答, 各部の増幅率, 量子効率, 望遠鏡光学系の透過率, 反射率などがあらかじめ精度良く求められていることが要求される. また, 空気シャワーが発する光の発光量とそれらの光の大気中の物質による吸収, 散乱を推定するために, 地表から 10 km 以上の上空までの大気の状態をさまざまな方法で観測中常時測定し, 知っておく必要がある. そこで TA 実験では, 以下のような望遠鏡光学系のキャリブレーションや大気モニターを行っている.

**CRAYS** 1 台の望遠鏡あたり 3 本の PMT については, 光量の絶対値が校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 (Calibration using RAYleigh Scattering) である [27].

**YAP** YAP は上下方向中央にある基準 PMT 3 個の光電面の中心前面に貼付されている絶対光源である。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 実験で使われているこの光源は、 $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$  シンチレーターを窓とする直径 4 mm, 高さ 1 mm の円筒容器内に  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  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 450 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 に貼付されている 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ている。

**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整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 (同社製 E2418), 電子回路 (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。この光源は外部トリガーで制御されており, パルス幅  $2 \mu\text{s}$  で  $2 \times 10^4$  pe/pulse に相当するパルス光を, 繰り返し周波数 25 Hz で発射する。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。

相対ゲインの調整 (= 印加電圧の変更) は年 3 回程度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]。

**XY-スキャナー** 合成鏡のスポットサイズは 12mm 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 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 (実測取り付け精度の系統誤差),  $\pm 0.1$  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一次宇宙線の情報を推定する際に利用されている。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。

**Electron Light Source (ELS)** ELS と呼ばれる小型線形加速器を用いて, 既知のエネルギーの電子ビームを大気中に射出し, そこから発生した大気蛍光を FD で直接測定する [69]。これによって電子のエネルギーと蛍光光量, PMT 信号までの絶対較正を行う。ELS は BRM ステーションの正面 100 m 離れた場所に設置され, 最大で  $4 \times 10^7$  eV の電子ビームを射出できる。ELS は 2010 年 9 月に試運転を開始した。

**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 分ごとに撮像を行う。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、雲をモニターしている。

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 時間に 1 度モニターしている。雲の存否に応じて、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の 4 方向に加え、垂直真上方向に対してそれぞれ記録される。また、WEAT コードは雲の割合や水平方向の透明度などのパラメータも含む。WEAT コードは MD ステーションにおける観測が始まって以来、現在まで記録が続けられており、TA グループ内の解析で主として用いられている。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。

LIDAR TA 実験では、BRM ステーションに LIDAR 装置を設置し大気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の状態を推定する大気モニター法である。我々の LIDAR 装置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, 波長範囲 300 nm~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) から成る [29]。

LIDAR はレーザー光がレイリー散乱や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の分布の情報を引き出し、垂直エアロゾル光学的深さ (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 LIDAR による測定から、典型的なミー散乱長やミー散乱スケールハイトの値は、それぞれ 29.4 km, 1.0 km 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。しかしながら、エアロゾル粒子の空間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、短い時間分解でモニターする必要がある [29]。

## 2.4 TA 実験による最近の観測結果

### 2.4.1 到来方向異方性

宇宙線の起源を同定を目指して、宇宙線の到来方向異方性に対する解析が行われている。宇宙線の多くは電荷を持つため、宇宙空間を伝播する間に磁場によって曲げられる。そのため到来方向にその起源があるとは限らない。しかし、高エネルギーの宇宙線になるほど磁場によって曲げられにくく、宇宙空間をほとんど直進して地球にやってくる (図 2.9)。

TA グループでは、57 EeV 以上の宇宙線事象の 7 年間のデータを用いた異方性解析を行った。宇宙線の到来方向を中心とする半径  $20^\circ$  の円を描いたところ、銀経  $148.4^\circ$  銀緯  $44.5^\circ$  の方向に「ホットスポット」と名付けられた有意な異方性が確認された (図 2.10)。しかし、この到来方向に特定の既知の天体は無く、宇宙線起源の同定にはつながっていない。現解析時点での統計的有意性は  $3.4\sigma$  に留まるが、今後の事象数の増加により有意性の増大が期待されるほか、ホットスポット構造の細部を知る可能性も考えられる。

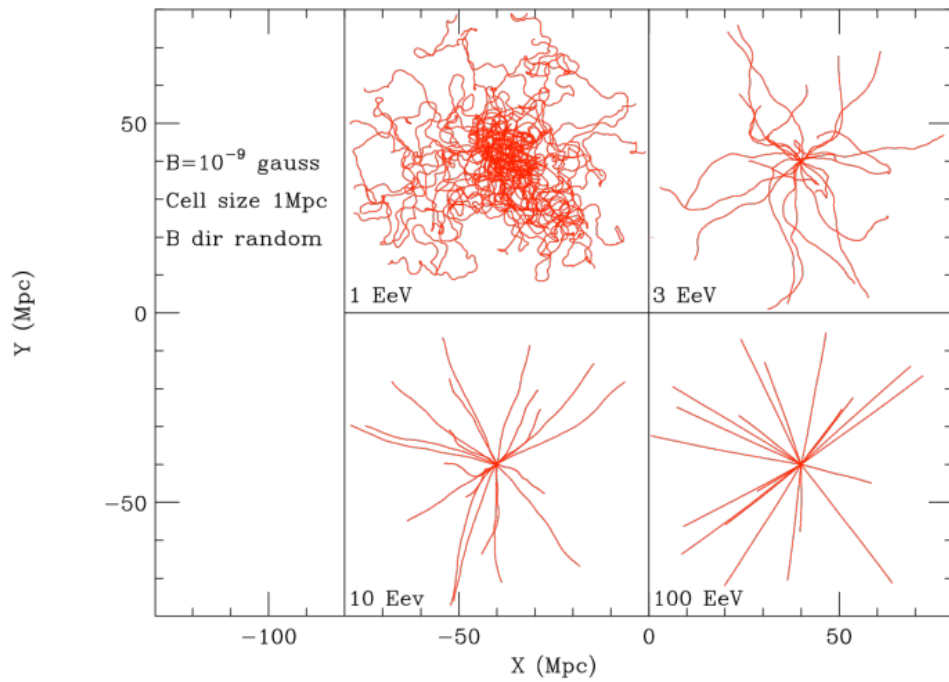


図 2.9: 磁場中の宇宙線の軌跡 [71]. 20 個の陽子が 1 つのソースから射出され磁場中を伝播する様子を, 陽子のエネルギーがそれぞれ 1 EeV, 3 EeV, 10 EeV, 100 EeV の場合で示す. ソースから 40 Mpc の距離まで陽子を追いかけている.

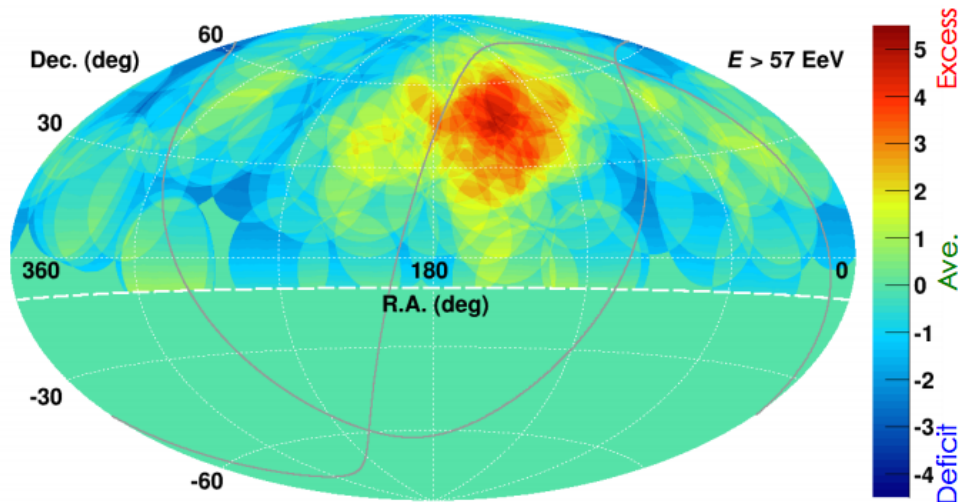


図 2.10: ホットスポット [22]. TA SD7 年間のデータを用いた到来方向の結果を赤道座標系で示す. 57 EeV 以上の宇宙線の到来方向を中心とした半径  $20^\circ$  の円を描いたところ, 銀経  $148.4^\circ$  銀緯  $44.5^\circ$  の方向に統計的に有意な異方性がみられた.



## 2.4.2 質量組成

観測された空気シャワーの  $X_{\max}$  を用いた質量組成解析の結果,  $10^{18.2}$  eV 以上のエネルギー領域では, 宇宙線の質量組成は純粋に陽子であるとして矛盾はないという結果を報告している (図 2.11). その一方で Auger 実験は,  $10^{18.3}$  eV 以上のエネルギー領域ではエネルギーが大きくなるに

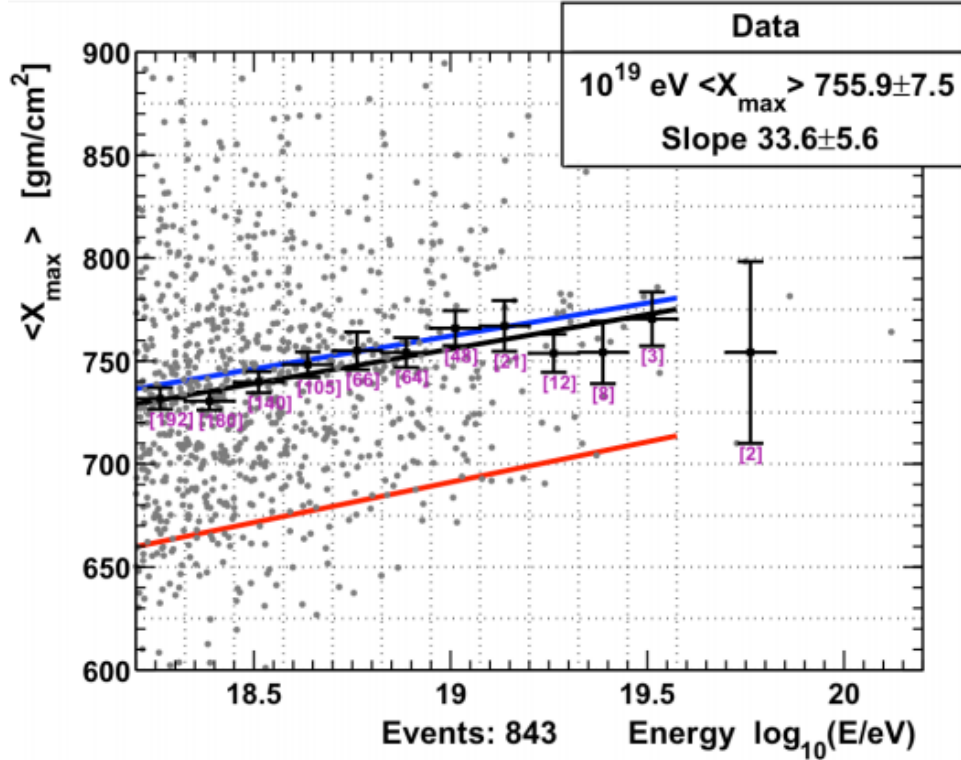


図 2.11: TA MD ハイブリッド観測によって測られた平均  $X_{\max}$ [23].

つれて質量組成は重くなっていると報告しており (図 2.12), 南北の最高エネルギー宇宙線実験において異なる結論を示している. しかし,  $X_{\max}$  の結果は系統誤差の範囲で一致しており, 物理的解釈が異なるに過ぎないと TA 実験は報告している.

## 2.4.3 エネルギースペクトル

図 1.2 に示されたように, いくつかの実験グループの結果を用いて描かれたエネルギースペクトルは, AGASA のスペクトラムの高エネルギー端を除いて, よく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  $10^{18.7}$  eV と  $10^{19.5}$  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. ankle の位置が合うように Auger 実験のスペクトラムをシフトさせても cutoff の形状は合わない (図 2.13, 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精度の向上が必要である.

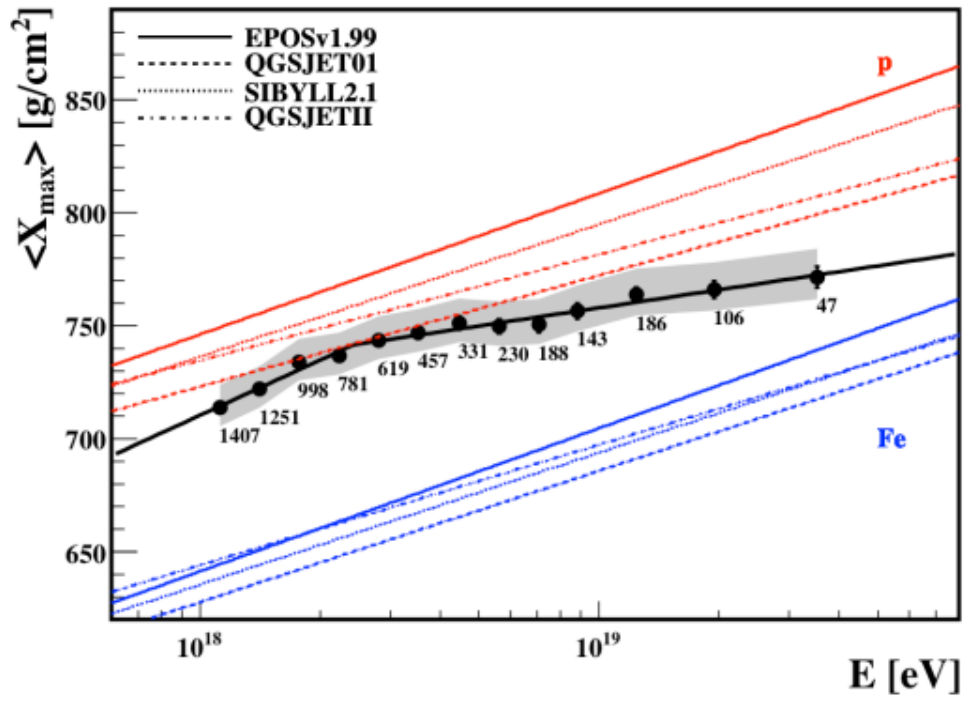


図 2.12: Auger ハイブリッド観測によって測られた平均  $X_{\max}$ [24].

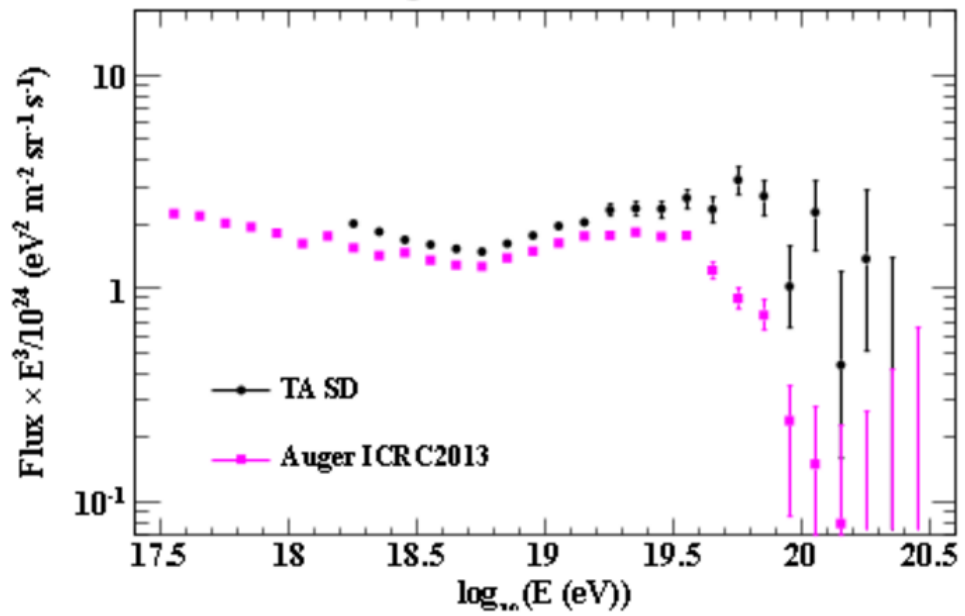


図 2.13: TA と Auger におけるエネルギースペクトルの比較 [25].

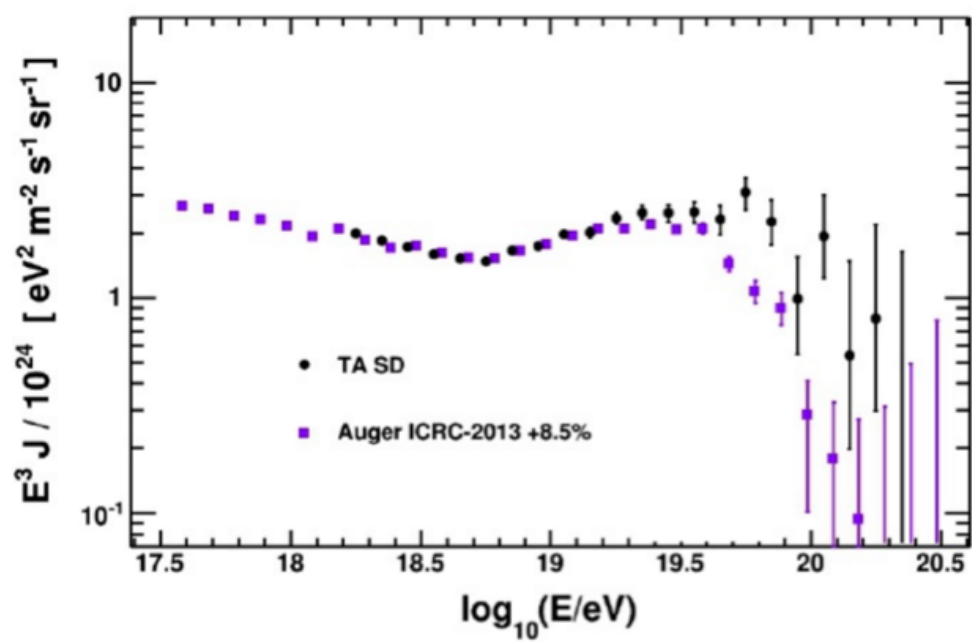


図 2.14: Auger のエネルギーを+8.5%したスペクトルと TA との比較 [25].

## 第3章 Central Laser Facility (CLF)

LIDARと同様の紫外線レーザーを使用した Central Laser Facility(中央レーザー施設, CLF)は, 3ヶ所のFDステーションからほぼ等距離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.

### 3.1 装置の構成

図3.1にCLFを納めるコンテナの外観, 図3.2にその内部の様子を示す. コンテナ内に光学機器, コントロールPCなどが納められている. 図3.3にCLF光学系配置図を示す. CLFの光学系は反射鏡, ハーモニックセパレータ, ビームエキスパンダ, ビームスプリッタ,  $\lambda/4$ 偏光板で構成されている. CLFで使用しているレーザーはBig Sky Laser Technologies社製: ULTRA CFR, Nd:YAG 355 nmの水冷式レーザーであり, 射出されたレーザーは2種のハーモニックセパレータによって1倍及び2倍高調波を取り除かれ3倍高調波のみとなる. その後ビームエキスパンダでレーザー径を5倍に拡張,  $\lambda/4$ 偏光板で円偏光にし, ビームスプリッタで相対値測定用レーザーと光路の分別を経て, 最終的に反射鏡で鉛直に跳ね上げられて大気中に射出される. また, 射出されるレーザーの絶対値測定用プローブは観測時には光路から取り除かれており, レーザーの絶対値の計測時のみ光路上に移動する. 表3.1にNd:YAGレーザー(ULTRA CFR)の仕様を示す. CLFはFD観測

表 3.1: 水冷式 Nd:YAG レーザー (ULTRA CFR) 仕様

パルス幅	6 ~ 8 ns
ビーム径	3.0 mm
最大射出出力	100 mJ
パルスレート	0 ~ 2 Hz
ジッター	$\pm 7$ nm

中30分間隔で運用され, 3台全てのFDによって側方散乱光が観測される. 30分に1度の運用を1セットとすると, 1セットあたりに2009年7月までは100ショット, 2009年8月以降は300ショットのレーザーが, 10 Hzの周波数で垂直真上方向の大気に打ち出される. ビームスプリッタを用いてビームの約10%を相対値測定用エネルギープローブに入射させ, そこで測られたエネルギーと, 予め測られた絶対値測定用エネルギープローブでのエネルギーと相対値測定用エネルギープローブでのエネルギーの比から大気中に射出されたレーザーのエネルギーを決定する. 出力されるエネルギーはおおよそ, 2009年5月までは3 mJ, 2009年6~7月は試験的に3 mJと7 mJの2種類, それ以降は7 mJとなっているが, 2010年3月頃以降はレーザーの出力が弱まっており, 2~3 mJの出力となっている.

また、CLF には運用のための発電機が 2 台あり、状況に応じてどちらか 1 台が稼働している。なお、一連の運用は全て遠隔操作で行う。



図 3.1: CLF 外観.

### 3.2 レーザーイベント

図 3.4 は FD で観測された CLF イベントのイベントディスプレイの一例である。ビームの通り道、もしくはビームと FD の間に、雲などの光にとっての障害物が存在するとき、散乱光が水平方向に広がりを持ったり、レーザーの散乱光が大きく減衰したりする。このようなレーザーのプロファイルの特徴から、雲の存否を判断することも可能であり、この特徴はイベント選別に使用される。図 3.5 は時間ビンごとの BRM ステーションの FD の鏡に到達した光子数の 1 セット内の平均である。以降、ショットごとの時間ビンごとの光子数 (時間プロファイル) は単にプロファイルと呼び、1 セット内の全プロファイルの平均はセット平均プロファイルと呼ぶこととする。高い高度から到達する光子は、より低い高度から到達する光子に比べてより長い距離を伝播するため、時間的に遅れて FD に到達する。FD の最低視野仰角は  $3^\circ$  であり、CLF と FD の距離は 20.85 km なので CLF における FD の視野に入る最低高度は  $20.85 \text{ km} \times \tan 3^\circ \approx 1.1 \text{ km}$  である。約 10 ビンごとにみられる変動は、カメラを構成する PMT の隙間によるカメラ面上の感度の不均一性によるものである。

### 3.3 空気シャワーとの光量比較

空気シャワーイベントと CLF イベントの光量を比較してみる。FD から約 21km の距離にある CLF の位置に到来する、天頂角  $0^\circ$ 、一次エネルギー  $10^{19.5} \text{ eV}$ 、 $10^{19.8} \text{ eV}$  の空気シャワーイベント

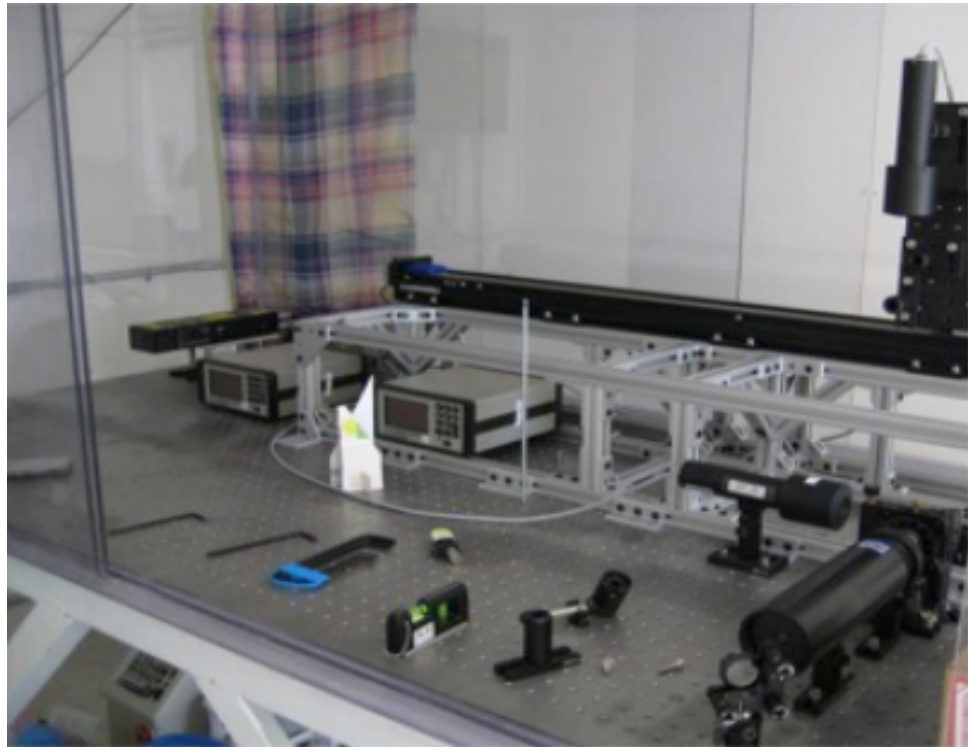


図 3.2: CLF 内部.

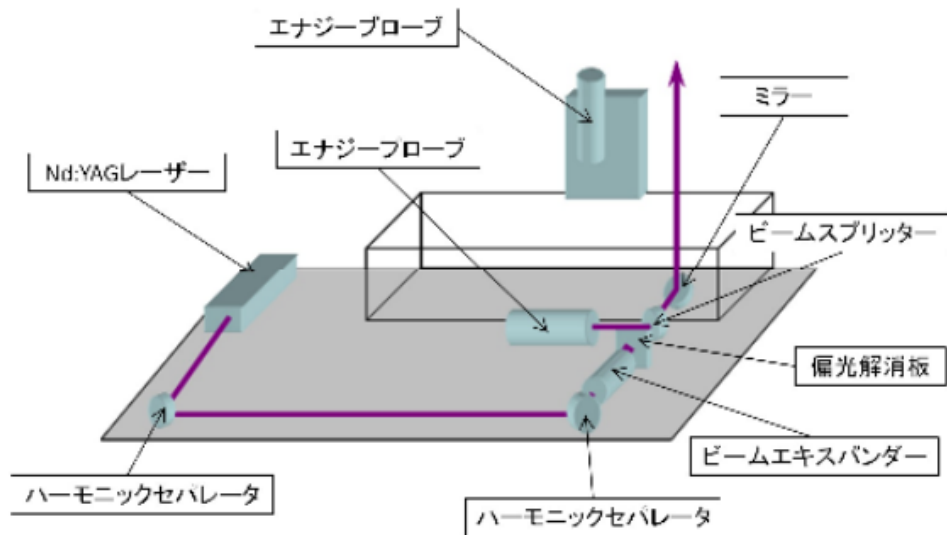


図 3.3: CLF の光学系配置図



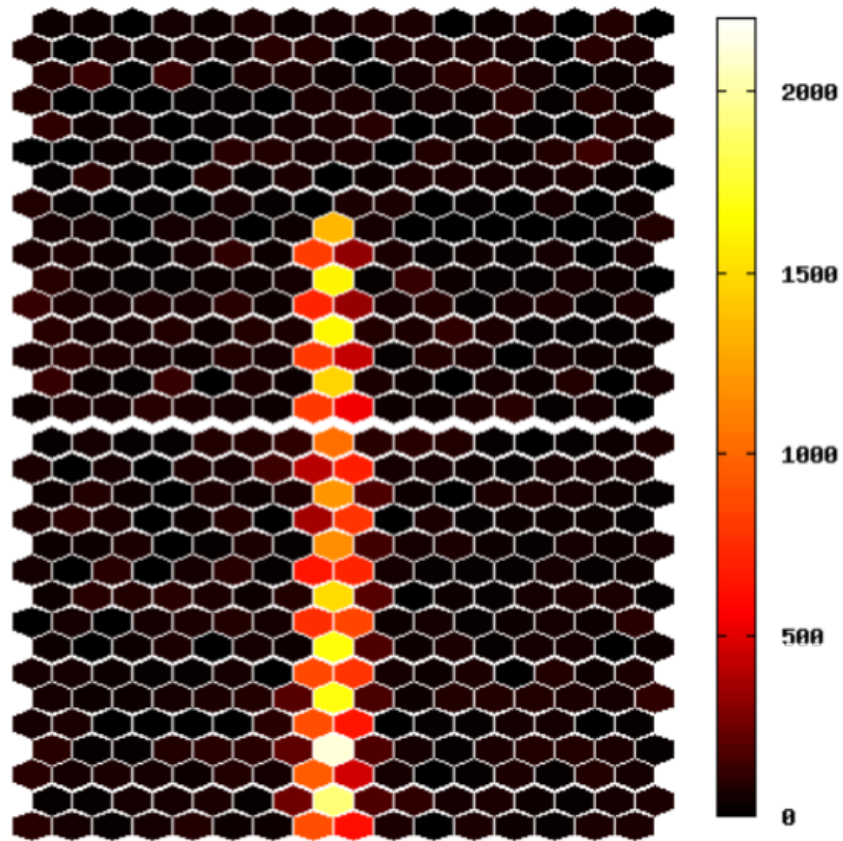


図 3.4: BRMで観測されたCLF 実イベントのイベントディスプレイ. カラーバーは測られた積分 FADC 値を表す.

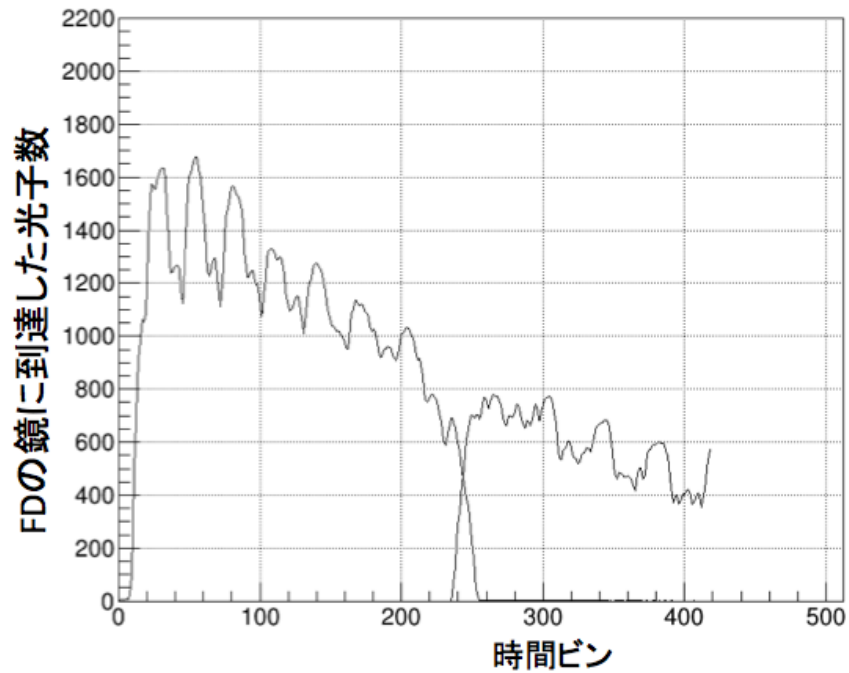


図 3.5: BRMステーションのFDで観測されたCLF イベントのセット平均プロファイル (288 ショットの平均). このとき (2010 年 1 月 8 日 4:30) 測定されたレーザーエネルギーの平均は 6.85 mJ であった.

をそれぞれ 100 イベントシミュレートしてみた. 図 3.6 に, 実際に観測された CLF イベントのセット平均プロファイル, シミュレーションによる CLF イベント (レーザーのエネルギー 3.3 mJ) のセット平均プロファイル (100 ショットの平均), 一次エネルギー  $10^{19.5}$  eV,  $10^{19.8}$  eV の空気シャワーを各 100 イベントずつシミュレートして得られたイベントの, 時間的に逆向きの平均プロファイルを示した. 図 3.6 をみると, 3.3 mJ のレーザーイベントは, 21 km の距離に到来した一次エネルギーが  $10^{19.8}$  eV の垂直入射空気シャワーイベントと同程度の最大光量となることがわかる.



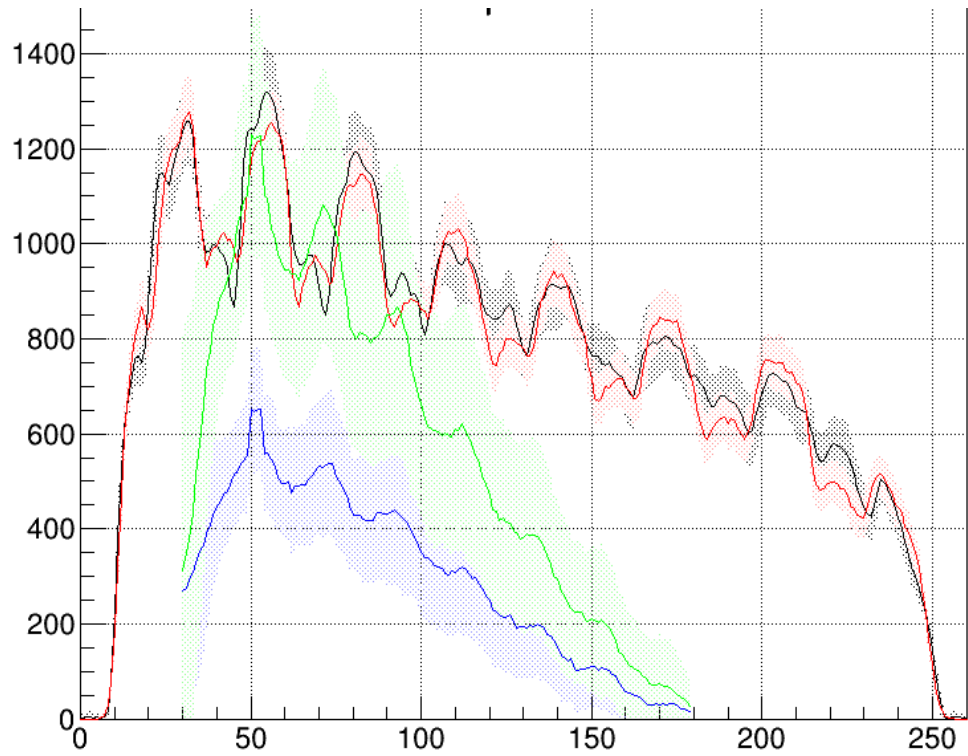


図 3.6: CLF イベントと空気シャワーイベントの光量比較. 黒線は CLF 実セット平均プロファイル (3.3 mJ), 赤線は CLF シミュレーションセット平均プロファイル (3.3 mJ), 緑線は空気シャワーシミュレーション平均プロファイル ( $10^{19.8}$  eV, 21 km), 青線は空気シャワーシミュレーション平均プロファイル ( $10^{19.5}$  eV, 21 km) である. 網掛けはそれぞれの統計誤差の範囲を示している.

## 第4章 大気状態の変動

大気蛍光を観測することによって一次宇宙線の情報を得る方法が大気蛍光法である。空気シャワー現象によって発生した大気蛍光は、大気中を伝播する間に散乱・吸収の影響を受けたのち、FDに到達する。そのため、精度良く一次宇宙線の情報を得るためには、上空の気温や気圧、湿度、大気透明度などの大気状態をより高い時間分解能、空間分解能で精度良く知っておく必要がある。

以下では、大気成分を分子成分とエアロゾル成分に分けて、各成分による光の散乱・吸収を考えてみる。

### 4.1 分子成分

高度ごとの気温、気圧、湿度のデータは次節で説明する Global Data Assimilation System(GDAS) [30] のデータを用いている。GDAS データは公開データであり、3 時間毎、経緯度方向それぞれ  $1^\circ$  のグリッド上での高度ごとの気温、気圧、湿度などのデータがそこから得られる。TA 実験では3 時間毎、TA サイトの最近接グリッド地点である北緯  $39^\circ$  西経  $112^\circ$  上 (TA サイトから 105 km 離れた地点) のデータを使用している。

大気分子など光の波長に対して十分小さい粒子による光の散乱のことをレイリー散乱という。これについては 4.1.2 節で説明する。

#### 4.1.1 データ取得 - GDAS -

TA 実験のデータ解析では上空の大気状態のデータを、GDAS から取得している。GDAS とは、世界で行われている様々な気象観測の結果を基に地球の任意の点、任意の時刻 (グリッド状ではあるが) で気象データを推定するシステムである [30]。実際には GDAS から経度方向、緯度方向それぞれ  $1^\circ$  のグリッド上での 3 時間ごとの大気パラメータ (気温、気圧、湿度などとその高度変化) を得ることができる。GDAS データは、主に以下のような観測機器によって測定されたデータに基づいている。

ラジオゾンデ 気球を用いた高層気象観測機器である。世界中に点在している世界気象機関 (WMO) に登録されている高層気象観測地点 (約 900ヶ所) で同時刻 (世界標準時刻 (UT) の 0 時と 12 時) に観測が行われている。ラジオゾンデは主に気圧、気温、湿度を測定する。TA 実験サイトの周辺では、Salt Lake City や Elko などに高層気象観測地点が存在している。

MODIS MODerate resolution Imaging Spectroradiometer(MODIS) は、NASA の地球観測衛星 Terra/Aqua に搭載されている NASA/GSFC により開発された光学センサである [77]。0.4~14  $\mu\text{m}$  の波長領域の電磁波を 36 バンド測定し、気温、湿度、雲、エアロゾル、地表温度、海面温度等の観測を行うことができる。

GOES Geostationary Operational Environmental Satellite(GOES) は、アメリカ合衆国の静止気象衛星であり、雲や大気構造を観測する [78]。

#### 4.1.2 レイリー散乱

レイリー散乱とは、光の波長に対して十分小さい粒子による光の散乱で、散乱の前後で光の波長が変わらない弾性散乱である。大気中では大気分子によってレイリー散乱が引き起こる。レイリー散乱は入射場によって誘導された電気双極子、磁気双極子の放射であり、散乱断面積は、

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2 (n^2 + 2)^2} \left( \frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho} \right) \quad (4.1)$$

で与えられる [79]。ここで  $N$  はある温度と気圧における大気分子の数密度であり、気温  $15^\circ\text{C}$ 、1 気圧では  $N = 2.54 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  である。 $n$  は同じ温度・気圧における波長  $\lambda$  の光の屈折率であり、気温  $15^\circ\text{C}$ 、1 気圧、波長  $355 \text{nm}$  において  $n_s = 1.000286$  である。また、 $\rho$  は散乱における偏光の減少度、偏光解消度を表し、波長  $355 \text{nm}$  において  $3.010 \times 10^{-2}$  である [31]。ゆえに、気温  $15^\circ\text{C}$ 、1 気圧、波長  $355 \text{nm}$  における散乱断面積は、

$$\sigma = 2.76 \times 10^{-30} [\text{m}^2] \quad (4.2)$$

となる。また、ある気圧  $P$ 、温度  $T$  における分子数密度  $N$  は、理想気体の状態方程式から、

$$N = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (4.3)$$

として求められる。ここで  $N_0$  は、ある気圧  $P_0$ 、温度  $T_0$  における既知の分子数密度である。以上より、ある高さにおけるレイリー散乱の消散係数  $\alpha$  は

$$\alpha = N\sigma = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \times 2.76 \times 10^{-30} [\text{km}^{-1}] \quad (4.4)$$

と計算できる。

また、レイリー散乱の透過率を計算する際には、減衰長  $X_{\text{Rayleigh}} [\text{g}/\text{cm}^2]$  を定義すると便利である。この減衰長は、消散係数  $\alpha$  から

$$X_{\text{Rayleigh}} = \frac{d[\text{g}/\text{cm}^3] \cdot 10^5 [\text{cm}]}{\alpha [\text{km}^{-1}] \cdot 1 [\text{km}]} \quad (4.5)$$

と計算される。この  $X_{\text{Rayleigh}}$  を用いると、ある大気深さ  $x$  だけ透過した波長  $\lambda$  の光の透過率  $T_\lambda^{\text{Rayleigh}}$  は、

$$T_\lambda^{\text{Rayleigh}} = \exp\left(-\frac{x}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4\right) \quad (4.6)$$

と表される。この減衰長は  $355 \text{nm}$  の光に対して  $1747 \text{g}/\text{cm}^2$  である。同じ高度を見ていても日毎に大気深さは異なるため、レイリー散乱の透過率も変化する。

また、レイリー散乱によって散乱された光の角度ごとの強度分布 (位相関数)  $I(\theta)$  には、

$$I(\theta) \propto (1 + \cos^2\theta) \quad (4.7)$$

の関係がある [73]。

## 4.2 エアロゾル成分

エアロゾル粒子とは、砂や塵などの微粒子のことで、比較的低位に位置している (LIDAR の観測によれば、およそ 5 km 以下 [29]).

今回、CLF レーザー解析でエアロゾル散乱による透過率を考える際、以下の式 (4.8) で定義される VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth) を用いる。

$$\tau_{\text{Aerosol}}(h) = \int_{h_G}^h \alpha_{\text{Aerosol}}(h') dh' \quad (4.8)$$

ここで  $h_G$  は地表高度である。この VAOD を使用すると、天頂角  $\theta$ 、高度  $h$  にある光源からのエアロゾル散乱の透過率  $T_{\text{Aerosol}}$  は、エアロゾル粒子の空間分布が水平均一であると仮定すると

$$T_{\text{Aerosol}} = \exp\left(-\frac{\tau_{\text{Aerosol}}(h)}{\cos\theta}\right) \quad (4.9)$$

で計算することができる。

また、エアロゾル散乱によって散乱された光の角度ごとの強度分布 (位相関数) は、HiRes 実験で測定された値を使用している (図 4.1)[72].

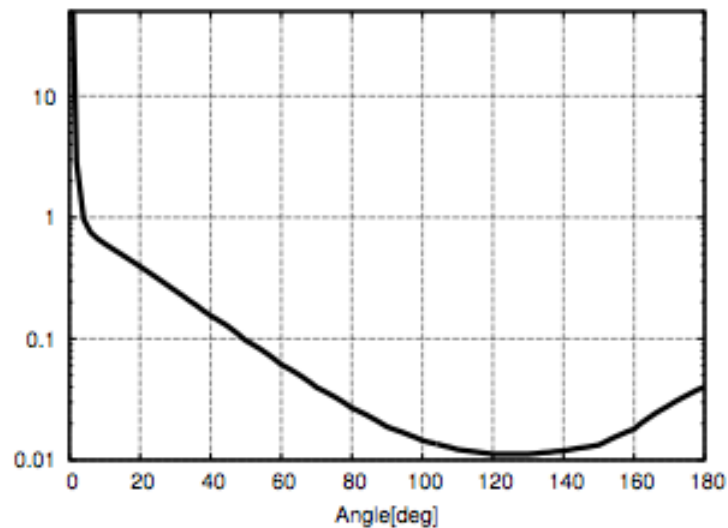


図 4.1: HiRes 実験の測定によるエアロゾル散乱の位相関数 [72].

### 4.2.1 VAOD

高度  $h$  のエアロゾルによる消散係数が以下の式で表されると仮定する。

$$\alpha_{\text{Aerosol}}(h) = \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \quad (4.10)$$

これは、消散係数  $\alpha_{\text{Aerosol}}(h)$  の高度分布が 1 つの指数関数で仮定できるとした場合のモデルである。ここで  $L$  はエアロゾルの減衰長であり、 $H$  はスケールハイトである。このとき、高度  $h$  での VAOD は式 (4.8) より、

$$\tau_{\text{Aerosol}}(h) = \int_{h_G}^h \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{h'}{H}\right) dh' \quad (4.11)$$

$$= -\frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) + \frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h_G}{H}\right) \quad (4.12)$$

と表すことができる。

LIDAR による観測は 2007 年 9 月から 2009 年 10 月まで行われていた。この期間、通常 LIDAR 観測は 1 晩の FD 観測の最初と最後の合計 2 回行われていた。1 回の LIDAR 観測では、水平方向と垂直方向にそれぞれレーザーが射出されていた。垂直方向は高エネルギー ( $\sim 7$  mJ)、低エネルギー ( $\sim 4$  mJ) のレーザーそれぞれ 500 ショットから成り、水平方向は高エネルギーのレーザーのみ 500 ショットから成り、計 1500 ショットであった。

図 4.2 は、136 観測分から得られた地表におけるエアロゾルの消散係数の分布である。ここで 1 観測分とは 1 回の LIDAR 観測であり、機器の不具合、天候不順などがなければ 1 晩の FD 観測で観測開始時と観測終了時の 2 回 LIDAR 観測を行っていることになる。現在の TA 実験の FD 解析

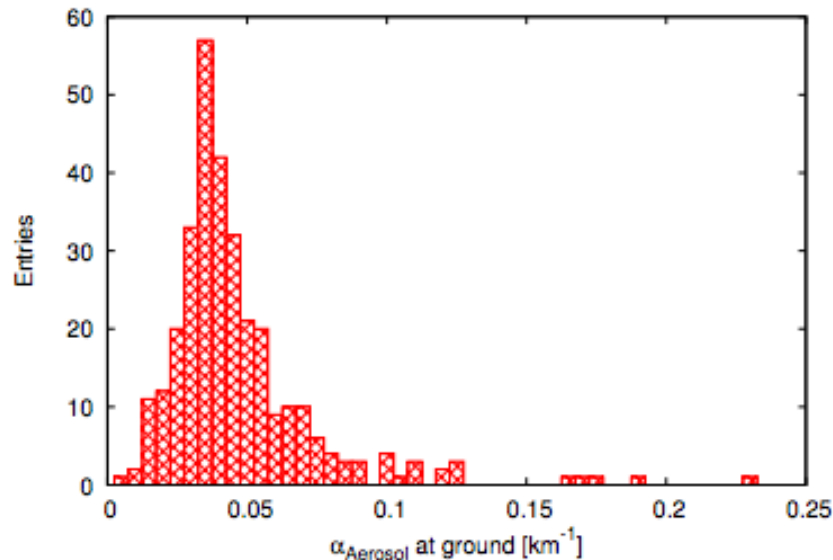


図 4.2: 地上におけるエアロゾル消散係数の分布 [32].

では全ての解析において、136 LIDAR 観測分のデータから得られた値  $0.04 (L=25 \text{ km}, H=1 \text{ km})$  を VAOD の典型値として使用している。

### 4.3 大気変動が空気シャワーパラメータに及ぼす影響

大気パラメータの決定精度は一次宇宙線のエネルギー、化学組成の決定精度に影響を及ぼす。

現在 TA 実験の目指すエネルギー決定精度は 13% である。また、空気シャワーの最大発達深さ  $X_{\text{max}}$  の平均値や分布は、一次宇宙線の組成を決定する上で極めて重要な情報であるが、 $X_{\text{max}}$  は  $35 \text{ g/cm}^2$  程度の決定精度があれば、陽子と鉄を区別することができる [26]。

大気状態は時々刻々と変化するが、現在、TA 実験 FD 解析では、エアロゾル成分は減衰長  $L=25 \text{ km}$ 、スケールハイト  $H=1.0 \text{ km}$  という典型値を使用している。時々刻々と変化するエアロゾル粒

子の空間分布に対して、この典型値を使うことによる不定性は、 $10^{19.5}$  eV の空気シャワーに対してエネルギーで 11%、 $X_{\max}$  で  $12 \text{ g/cm}^2$  程度であることがわかっている [32]。この、エネルギーに対する大きな不定性は、高い時間分解能で取得されている CLF データを用いることによって小さくすることができると考えられている。これが本論文で取り組んだ研究の主目的である。

## 第5章 CLF イベントの選別

実際に観測された CLF イベントのセット平均プロファイルから VAOD を決定する場合、VAOD 解析に使用しない方が良いプロファイルやセット平均プロファイルが存在する。それらは YAP による信号が混入したと思われるプロファイルや雲の影響を受けたセット平均プロファイルである。また何らかの原因で 1 セット内のイベント数が不足しているセットも VAOD 解析には使わないこととした。

CLF イベントのプロファイルには、YAP による信号が混入する場合がある。YAP の信号は幅約 3 時間ビンの鋭いピークをつくる。プロファイル内に YAP によるとみられる信号を見つけた場合は、そのプロファイルを解析に用いないこととした。

また、ビームの通り道、もしくはビームと FD の間に雲などの光にとっての障害物が存在するとき、散乱光が水平方向に広がりを持ったり、散乱光が大きく減衰したりする。このような特徴を持ったセット平均プロファイルは、VAOD パラメータを推定するためのセット平均プロファイルとしては適していないため、解析には用いないこととした。以下本章ではこれらのプロファイルやセット平均プロファイルを取り除くためのイベント選別法について詳しく述べる。ただし、イベント選別も含め、本章以降の全章では VAOD 解析は仰角  $3^{\circ} \sim 18.5^{\circ}$  の方向を観測しているカメラ（下視野カメラ）によって得られた像、信号波形のみを対象とする。大気下層の方がエアロゾルの影響を強く受けており、VAOD を求めるのに適しているためである。

### 5.1 YAP 信号混入プロファイルのカット

YAP によるとみられる幅の狭い信号が混入したプロファイルの例を図 5.1 に示す。このような幅の狭い、かつ振幅の大きな信号が混入したプロファイルが 1 セット内に 5 プロファイル以下であると、それらのプロファイルは YAP 信号が混入しているものとしてそのセットから取り除かれる。1 セット内に 6 プロファイル以上あるとき、それらの信号は雲の影響による可能性があるともみなし、雲による影響を受けたイベントの除去をする段階で判断される。3 時間ビンあたりの光子数を、その 3 時間ビンを含まない前後の 3 時間ビンの光子数の平均と比較したとき、1200 以上光子数が多ければ YAP による信号として判定することとした。

### 5.2 1 セット内のイベント数不足によるカット

1 セット内で 5 イベント未満しかプロファイルデータが得られていない場合、そのセットは VAOD 解析に用いないこととする。そのようなセットは全体の 6% 存在する。イベント数が少ないセットが存在する原因の全ては定かではないが、機器トラブルによってレーザーが射出されなかったなどが考えられている。

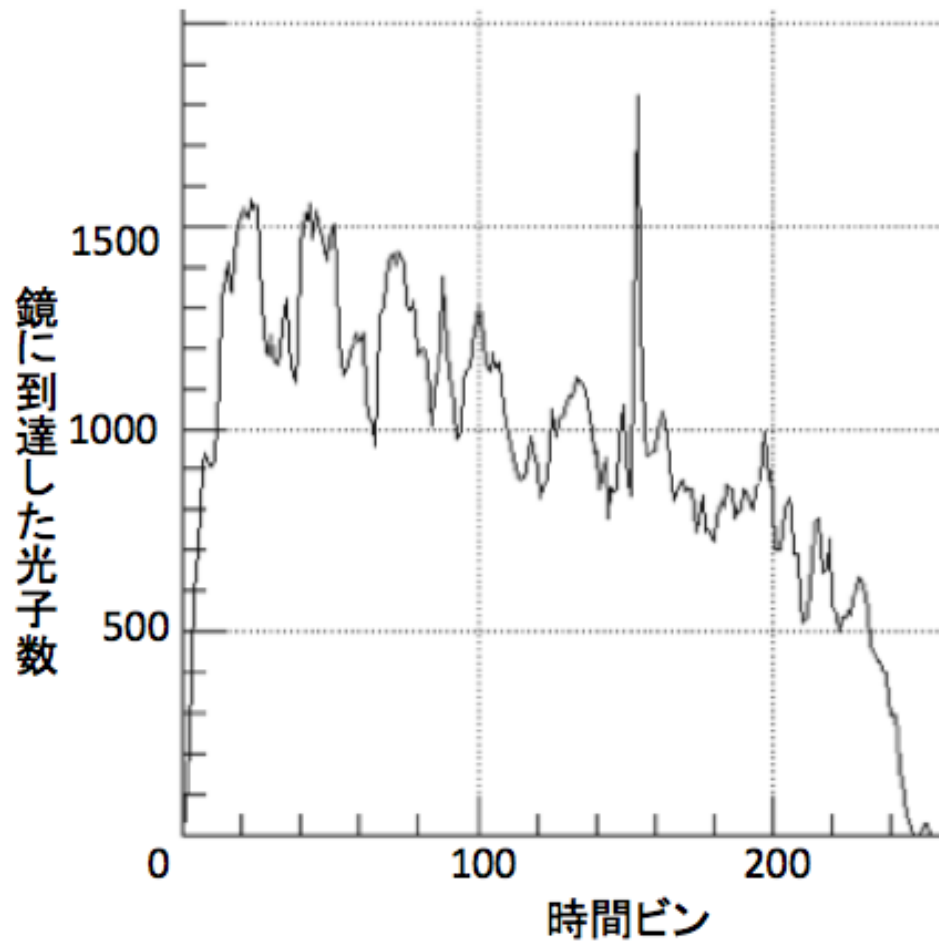


図 5.1: YAP 信号が混入したと思われるプロファイル.



### 5.3 雲の影響を受けたイベントのカット

YAP 信号混入プロファイルのカットし、イベント数不足のセットをカットした後、残ったセットでセット平均プロファイルを計算する。セット平均プロファイルから雲による影響を受けたものと判定されたセットはカットされる。

雲による影響を受けたセット平均プロファイルの例を図 5.2 に示す。図 5.2 のセット平均プロファイルのように、雲による散乱の影響で、ある高度で散乱光が水平方向に広がったためビームがより明るく見えたり、雲に遮られて散乱光が減衰したりすることがある。雲の影響を受けたセット平均プロファイルは VAOD を決定するのに適しておらず解析には用いないこととする。以下で、雲の影響を受けたとされるセット平均プロファイルの判定方法を説明する。

雲の影響で、ある高度での光量が急激に増えたり減衰したりするため、1つのセット平均プロファイル中で大きく光量が変動する。そのため雲の検出には、変動の量としてセット平均プロファイルの線形フィットからのずれ  $\chi^2/\text{ndf}$  の値を使う。選別基準はテストサンプル (1183 セット、全セットの 17%) を用いて以下の方法で決めた。

1. テストサンプルのセット平均プロファイルを目で見て、“良い”セット平均プロファイルと“悪い”セット平均プロファイルに分ける “Eye Scan” を行う。
2. 分けられた全てのセット平均プロファイルの高度およそ 1 km から 6 km に相当する 30 ~ 209 時間ビンの間を線形フィットする。
3. フィットで求めた関数 (直線) と実測データ点とのずれ  $\chi^2/\text{ndf}$  を式 (5.1) で計算する。

$$\chi^2/\text{ndf} = \frac{1}{n^{\text{data}} - n^{\text{parm.}}} \sum_{i=30}^{209} \frac{(y_i^{\text{data}} - y_i^{\text{fit}})^2}{\sigma_i^2} \quad (5.1)$$

ここで  $y_i^{\text{data}}$  は時間ビン  $i$  での実測データ点の値、 $y_i^{\text{fit}}$  は時間ビン  $i$  でのフィット関数の値、 $\sigma_i^2$  は分散であり、ここでは  $\sigma_i^2 = y_i^{\text{fit}}$  とした。  $n^{\text{data}}$  はデータ点の数で  $n^{\text{data}}=209-30+1=80$  であり、 $n^{\text{parm.}}$  はフィット関数のパラメータ数で  $n^{\text{parm.}}=2$  である。

4. Eye Scan で良いと判定されたデータが 100%含まれる範囲の最大  $\chi^2/\text{ndf}$  を選別の閾値とした。すなわちその基準以下の  $\chi^2/\text{ndf}$  を持つセット平均プロファイルが良いセット平均プロファイルとし、VAOD 決定解析に用いることとした。結果として決まった閾値は 14 である。

図 5.3, 5.4 に  $\chi^2/\text{ndf}$  のヒストグラムを、Eye Scan で良いと判定されたセット平均プロファイルと悪いと判定されたセット平均プロファイルのそれぞれの場合で描いた。この雲イベントのカットにより全データの 12% がカットされる (図 5.5)。

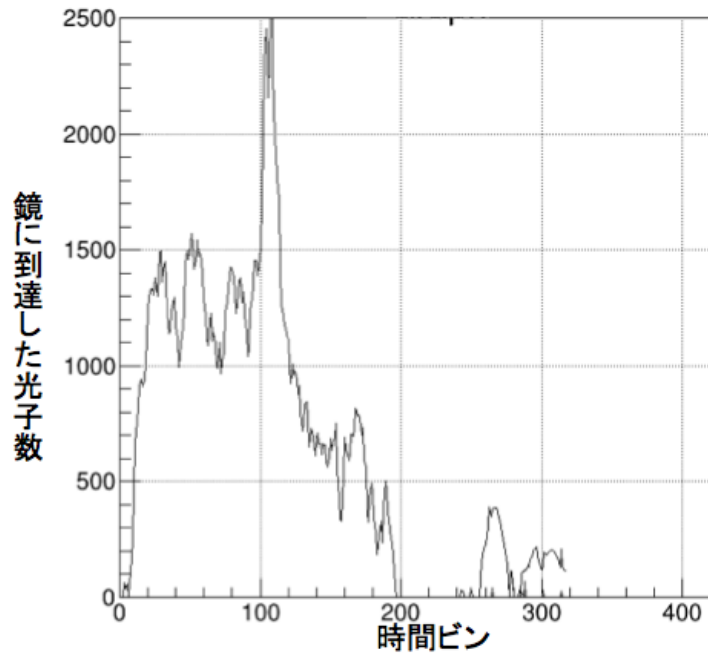


図 5.2: 雲の影響を受けたセット平均プロファイルの例.

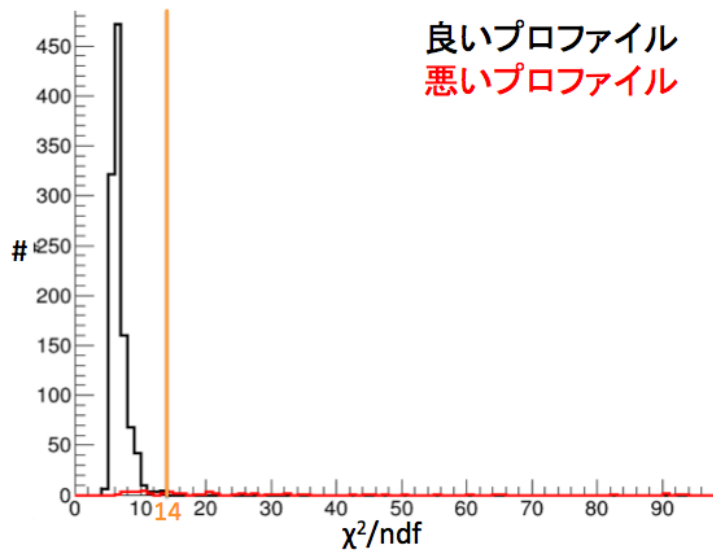


図 5.3: EyeScan で分けられた良いセット平均プロファイル (黒) と悪いセット平均プロファイル (赤) それぞれの  $\chi^2/\text{ndf}$  ヒストグラム. 図 5.4 には閾値周辺をズームしたものを示す.

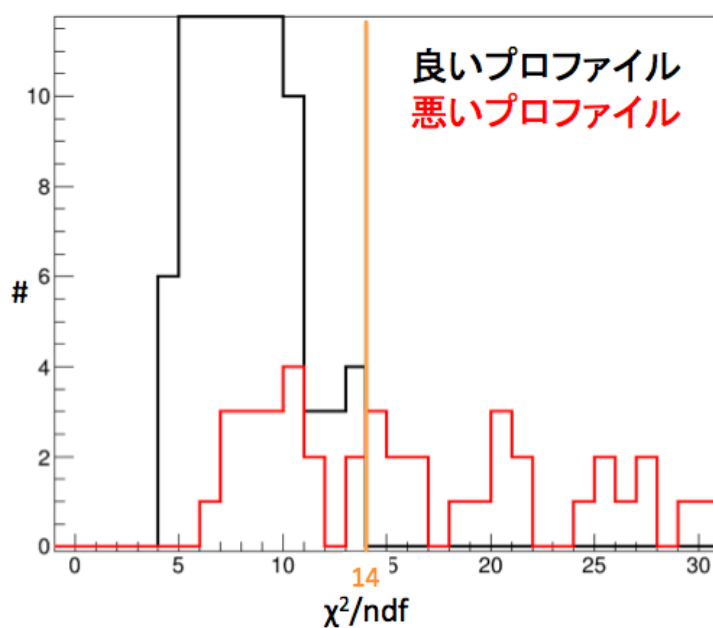


図 5.4: EyeScan で分けられた良いセット平均プロフィール (黒) と悪いセット平均プロフィール (赤) それぞれの  $\chi^2/ndf$  ヒストグラム. 図 5.3 をズームしたもの.

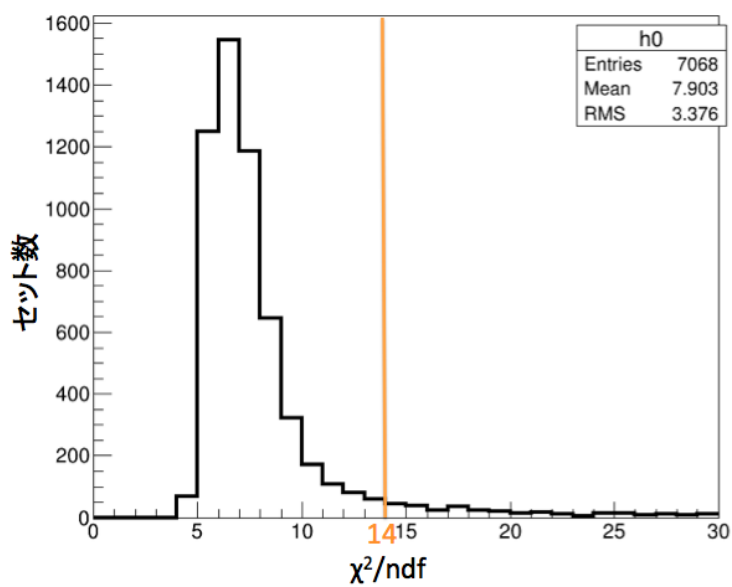


図 5.5: 全セットにおけるセット平均プロフィールの  $\chi^2/ndf$  ヒストグラム.

## 第6章 VAODの決定

この章では、セット平均プロファイルから VAOD の主なパラメータであるミー散乱長  $L_{\text{Mie}}$  とミー散乱スケールハイト  $H_{\text{Mie}}$  を決定する方法とその結果を示す。

### 6.1 解析に使われたデータセット

2010年1月5日から2011年12月31日の間の CLF データを使用した。5章で述べたように、YAP 信号が混入したとみなされるプロファイル、1セット内のイベント数が不足しているセット、雲の影響を受けたイベントを含むセットをカットすると4865セットが残り、これらのセットを VAOD 解析に使用した。

### 6.2 $L_{\text{Mie}}$ と $H_{\text{Mie}}$ の決定方法

$L_{\text{Mie}}$  と  $H_{\text{Mie}}$  という VAOD パラメータの決定には TA グループが開発した CLF イベントシミュレーションソフトウェアを使用した。これは、設定された条件の大気中にレーザーを射出し、そのレーザー光が大気分子やエアロゾルによる散乱・吸収を経て FD に到達し、その信号が検出されるまでをシミュレーションすることができるソフトウェアである。シミュレーションを行う上で、いくつかの初期条件を設定することができるが、本解析において特に重要な初期条件は以下の通りである。

- レーザーエネルギー
- 射出位置
- 射出方向
- 大気情報 (高度毎の気温, 気圧分布など)
- VAOD パラメータ ( $L_{\text{Mie}}$ ,  $H_{\text{Mie}}$ )

上記の VAOD パラメータをある範囲 (次節で詳しく述べる) で振って、CLF によるイベントのシミュレーションを行い、実セット平均プロファイルと最も良くフィットしたシミュレーションプロファイルの VAOD パラメータを採用した。

#### 6.2.1 シミュレーションデータセット

以下にシミュレーションに用いた初期条件を記す。

- レーザーエネルギー - 比較される実イベントセットについて測定されたショットごとのレーザーエネルギーのセット内平均に対して次節で述べる補正係数を掛けたもの。

- 射出位置 - CLF の位置
- 射出方向 - 垂直真上
- 大気情報 (高度毎の気温, 気圧分布など) - GDAS から得られた, 実イベントの時刻に最も近い時刻の情報を用いる.
- VAOD パラメータ (ミー散乱長  $L_{\text{Mie}}$ , ミー散乱スケールハイト  $H_{\text{Mie}}$ )
  - $L_{\text{Mie}}$  : 5 km ~ 80 km の範囲内で 5 km 間隔で変える.
  - $H_{\text{Mie}}$  : 0.25 km ~ 5 km の範囲内で 0.25 km 間隔で変える.

### 6.2.2 レーザーエネルギーの補正

CLF の相対エネルギー測定プローブでレーザー射出ごとに測定されているエネルギーから推定される大気中へ放出されたエネルギーは実際よりも大きいと考えられている (なぜ過大推定されるのか原因は不明). シミュレーションの初期条件として与えるレーザーエネルギーは測定されたエネルギーに対し補正したものをを用いる.

補正係数の算出には, エアロゾル粒子による散乱すなわちミー散乱が無視できるほどクリアな大気状態であった日時 (レイリー散乱の寄与しかないという意味で “Rayleigh Night” と呼ばれる) のデータセットを用いた. Rayleigh Night と認定する方法と各年における Rayleigh Night 認定日は 6.5 節で示す.

Rayleigh Night における実セット平均プロファイルに対して, さまざまな異なるレーザーエネルギーを初期条件として与えたシミュレーションを実行して CLF イベントを生成し, ベストフィットを与えるレーザーエネルギーから補正係数を決めた. 一連のシミュレーションは, VAOD=0.0001 ( $L_{\text{Mie}}=1000\text{km}$ ,  $H_{\text{Mie}}=1.0\text{km}$ ) と設定し, レーザーエネルギーは測定エネルギーから 0.1 mJ のステップ間隔で 15 段階下げて, 最終的に測定エネルギーから 1.5mJ だけ引いた値まで下げて変化させて行われた. 結果として, 2010 年から 2014 年までの各年におけるレーザーエネルギーの補正係数は表 6.1 のように求まった.

表 6.1: 各年におけるレーザーエネルギーの補正係数

年	補正係数
2010	0.86
2011	0.85
2012	0.69
2013	0.63
2014	0.64

### 6.2.3 実セット平均プロファイルのシミュレーションプロファイルによるフィッティング

測定値, シミュレーション共にプロファイルの PMT の隙間による変動などの影響を小さくするため, 10 ピンごとに平均化したものをもとに比較する. 式 (6.1) で実セット平均プロファイルとシ

ミュレーションプロファイルのずれ  $\chi^2/\text{ndf}$  を計算する.

$$\chi^2/\text{ndf} = \frac{1}{n} \sum_{i=3}^{20} \frac{(y_i^{\text{data}} - y_i^{\text{sim.}})^2}{\sigma_i^2} \quad (6.1)$$

ここで,  $y_i^{\text{data}}$  は  $i \times 10 \sim i \times 10 + 9$ (時間ビン) における実測データ点の平均,  $y_i^{\text{sim.}}$  は  $i \times 10 \sim i \times 10 + 9$ (時間ビン) におけるシミュレーションデータ点の平均,  $n$  は  $\chi^2/\text{ndf}$  を求めるのに使用したデータ点の数で  $n=18$  である. また分散  $\sigma_i^2 = y_i^{\text{data}}$  とした. 最小の  $\chi^2/\text{ndf}$  を持つシミュレーションプロファイルをベストフィットプロファイルと判定する. 図 6.1 に実セット平均プロファイルの例とそれに対応するいくつかのシミュレーションプロファイルを示す. この例では, 赤線で示

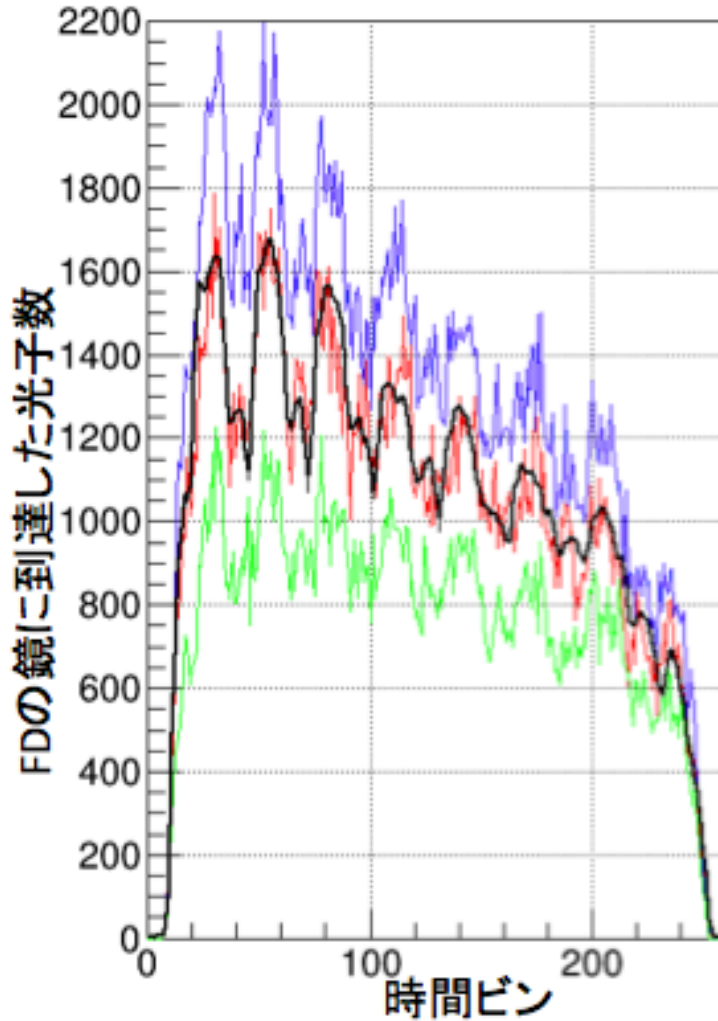


図 6.1: 1つの実セット平均プロファイルと, それに対応する異なる VAOD パラメータを用いたシミュレーションプロファイルの比較. 黒線が 2010 年 1 月 8 日 4:30 の実セット平均プロファイル (補正されたレーザーエネルギーは 5.82mJ) であるのに対して, 赤線は  $L_{\text{Mie}}=45$  km,  $H_{\text{Mie}}=2$  km の場合, 緑線は  $L_{\text{Mie}}=80$  km,  $H_{\text{Mie}}=0.25$  km の場合, 青線は  $L_{\text{Mie}}=20$  km,  $H_{\text{Mie}}=2$  km の場合のシミュレーションプロファイルである.

されるシミュレーションプロファイル ( $L_{\text{Mie}}=45$  km,  $H_{\text{Mie}}=2$  km) がベストフィットプロファイル

であると判定された。そのシミュレーションプロファイルにおける VAOD パラメータを使うと図 6.1 の場合の 5 km での VAOD は式 (4.11) を用いて次のように計算される。

$$\tau_{\text{Aerosol}}(5.0 \text{ [km]}) = -\frac{2.0}{45} \left( \exp\left(-\frac{5.0}{2.0}\right) - 1 \right) = 0.041 \quad (6.2)$$

### 6.3 レーザーシミュレーション解析によって求めた VAOD の結果

図 6.2 は 6.2.3 節の方法で求めた各セットごとの VAOD を横軸測定された日時としてプロットしたものである。雲の影響を受けたプロファイルを含むセットや CLF 機器のトラブルがあったセットが無ければ FD 観測中 30 毎にプロットされている。図 6.2 をみるとわかるように、VAOD は hour の時間スケールで変動しており、hour の時間スケールで測定されるべきものであることがわかる。また季節変動もみられ、冬より夏の方が VAOD が大きい、すなわちエアロゾルの量が多いことがわかる。図 6.3 に示したミー散乱スケールハイト  $H_{\text{Mie}}$  の時間変動からわかるように夏の方がより高い高度までエアロゾルが分布していることがわかる。これは冬より夏の方が地表の温度が高いため上昇気流が発生しやすく、それに伴ってエアロゾル粒子がより高い高度まで巻き上げられた結果と考えられる。

2010 年の VAOD の平均値とその統計誤差は  $0.046 \pm 0.034$ 、2011 年は  $0.052 \pm 0.027$  と求めた。

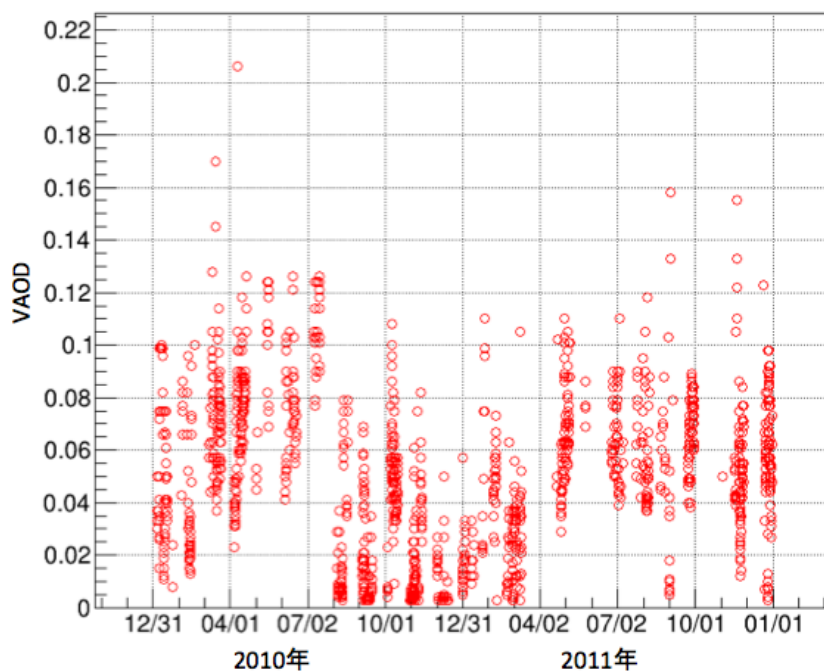


図 6.2: 各セットごとの VAOD を横軸測定された日時としてプロットしたもの。雲の影響があると判断されたセットを除き FD 観測中 30 分に 1 点打たれている。

### 6.4 他の方法で決められた VAOD との比較

TA 実験の共同研究者であるユタ大学 J.Kim らは同じデータを使って別の解析方法で、VAOD を求めている。この解析方法を Data Normalized(DN) 解析と呼ぶこととし、6.2 節で説明した方法を



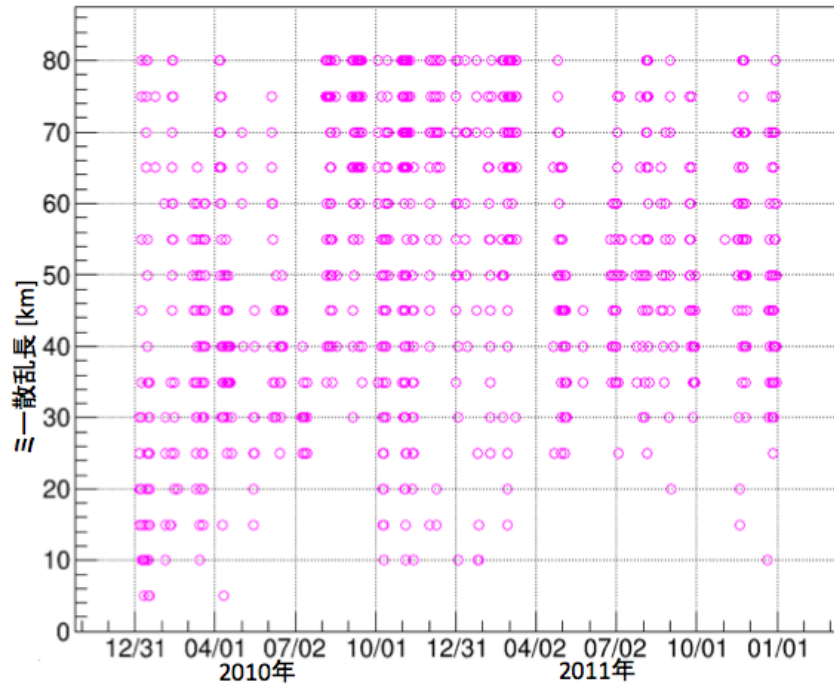


図 6.3: ミー散乱スケールハイト  $H_{\text{Mie}}$  の時間変化.

Laser Simulation(LS) 解析と呼ぶこととする. この節では, DN 解析の方法とその方法を用いて決定した VAOD を示す. また, 同じデータに対して LS 解析と DN 解析を用いて得られる VAOD の値を比較する.

#### 6.4.1 DN 解析

DN 解析でも, Rayleigh Night と判定された日時データのデータが解析の基礎となる. CLF イベントが取得されたある日時において, ある高度における単位レーザーエネルギー当たりの信号の大きさは, Rayleigh Night の同じ高度における単位レーザーエネルギー当たりの信号の大きさより, エアロゾルによる減衰の影響を受けていくらか小さくなっている. Rayleigh Night における信号の大きさととの比較から VAOD を決定する方法が DN 解析である. 具体的には以下の式 (6.3) から VAOD を求める.

$$N_{\text{p.e.}}(h)/E_{\text{laser}} = f \cdot \exp(-\text{VAOD}(1 + \sec \theta)) \cdot \exp(-\text{VMOD}(1 + \sec \theta)) \quad (6.3)$$

ここで,  $N_{\text{p.e.}}(h)$  は高度  $h$  で散乱されて FD で検出された信号の大きさ (光電子数),  $E_{\text{laser}}$  はレーザーエネルギー,  $\theta$  は図 6.4 に示すようにビーム軸から散乱方向を見込む角度である (FD-CLF 間の距離を  $D$  とすると  $D/h = \tan \theta$  である). VMOD は垂直大気分子光学的深さ (Vertical Molecule Optical Depth) のことで,  $f \times \exp(-\text{VMOD}(1 + \sec \theta))$  は Rayleigh Night の時の  $N_{\text{p.e.}}(h)/E_{\text{laser}}$  から決まる. すなわち Rayleigh Night ではエアロゾルによる散乱が全く無視できると仮定し, 式 (6.3) の  $\exp(-\text{VAOD}(1 + \sec \theta))$  を 1 とおくことで Rayleigh Night の時の  $N_{\text{p.e.}}(h)/E_{\text{laser}}$  から  $f \times \exp(-\text{VMOD}(1 + \sec \theta))$  が得られる. また Kim らによる DN 解析では, CLF 上空の高度 4.3 km を見ている PMT の信号の大きさを使っている. すなわち  $h=4.3$  km に固定されており, この解析では 4.3 km における VAOD が求められる.

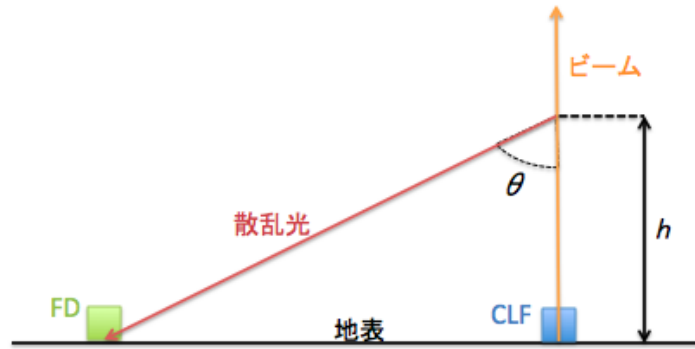


図 6.4: 散乱光と  $h, \theta$  の関係.

### 6.4.2 DN 解析による結果

DN 解析で求められた VAOD を横軸測定された日時で図 6.5 に示した. DN 解析で求められた VAOD も hour の時間スケールで変化していることがわかる.

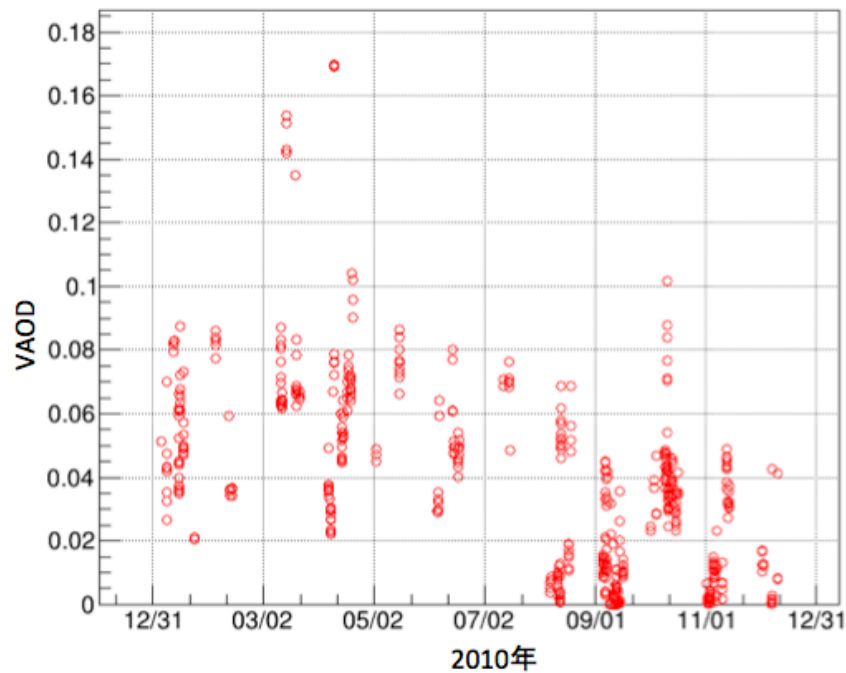


図 6.5: DN 解析で求められた各セットごとの VAOD を横軸測定された日時としてプロットしたもの. 雲の影響があると判断されたセットを除き FD 観測中 30 分に 1 点打たれている.

### 6.4.3 LS 解析によって得られる VAOD と DN 解析による結果の比較

LS 解析で求められた VAOD と DN 解析で求められたものを, 全てのデータセットに対して同一日時, 同一高度で比較する. 縦軸を LS 解析による VAOD, 横軸を DN 解析による VAOD としたも

のを図 6.6 に示す. 図 6.6 からわかるように数セットを除くほとんどのセットについて, 求められた VAOD はほぼ一致しており, 原点を通る直線でフィットした場合の傾きは 1.06 である.

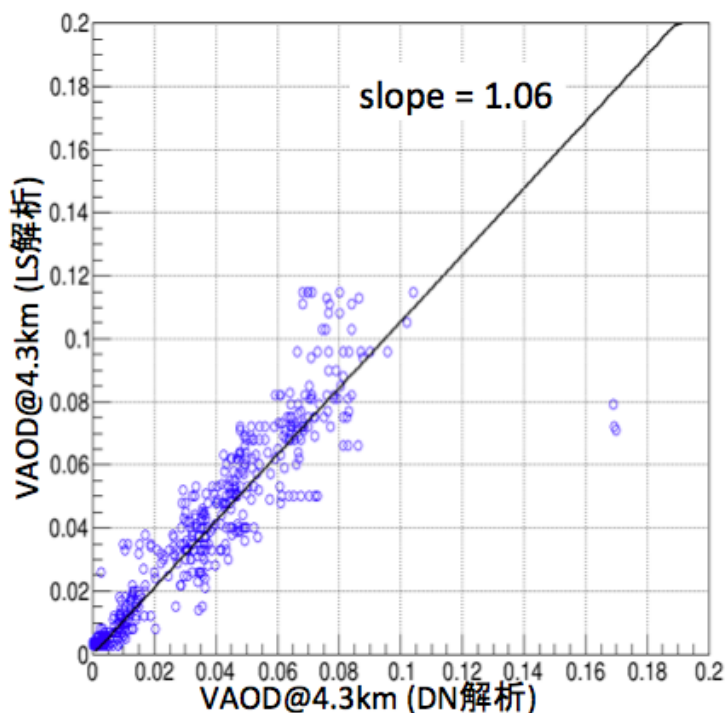


図 6.6: LS 解析結果と DN 解析結果の比較.

## 6.5 Rayleigh Night の認定

Rayleigh Night の日はユタ大学の Kim らが認定した日を採用した. Rayleigh Night の認定には単位レーザーエネルギー当たりのある PMT の信号の大きさが使われた. 雲による影響を受けていないならば, エアロゾルによる減衰の影響が小さい日ほど, この値は大きいと考えられる. そのため各年で, 雲による影響を受けたと考えられる日を除いてこの値が最も大きい日が Rayleigh Night の日と認定された. 各年の Rayleigh Night と認定された日は以下の表 6.2 の通りである.

表 6.2: 各年における Rayleigh Night

年	Rayleigh Night
2010	11月3日
2011	3月1日
2012	11月6~8日
2013	9月29日
2014	10月28日

## 6.6 Auger 実験の VAOD 解析

Auger 実験でもレーザー装置を用いた大気透明度の測定が行われており、これまでに説明した LS 解析と DN 解析と同様の解析が行われている [74].

LS 解析では 6.2 節, 6.3 節で述べた方法とほぼ同様に  $L_{\text{Mie}}$  と  $H_{\text{Mie}}$  を変えながらシミュレーションし, 実測されたプロファイルに対して最も良く合うシミュレーションプロファイルの  $L_{\text{Mie}}, H_{\text{Mie}}$  から VAOD を求めている.  $L_{\text{Mie}}$  については 5 km ~ 50 km の範囲で 1.25 km 間隔, 50 km ~ 150 km の範囲は 2.5 km 間隔で変えながら,  $H_{\text{Mie}}$  については 0.25 km ~ 5 km の範囲を 0.25 km 間隔で変えながら最適な値を探す.

DN 解析では TA 実験の DN 解析で使われた式 (6.3) と同じものを用いて VAOD が計算されているが, Auger 実験の解析ではレーザー施設における FD の最低視野高度から地表から 10km までの高度をみている PMT のデータを使っているため, VAOD は高度の関数として求められている. 図 6.8 は Auger 実験での解析で求められた VAOD を横軸測定された日時としてプロットしたものである [74]. 図 6.8 をみると Auger サイトでも VAOD は hour の時間スケールで変化していることがわかる. また Auger 実験でも LS 解析と DN 解析それぞれを用いた結果を比較しており, 3 km での VAOD は誤差の範囲内で一致していると報告している (図 6.8)[74].

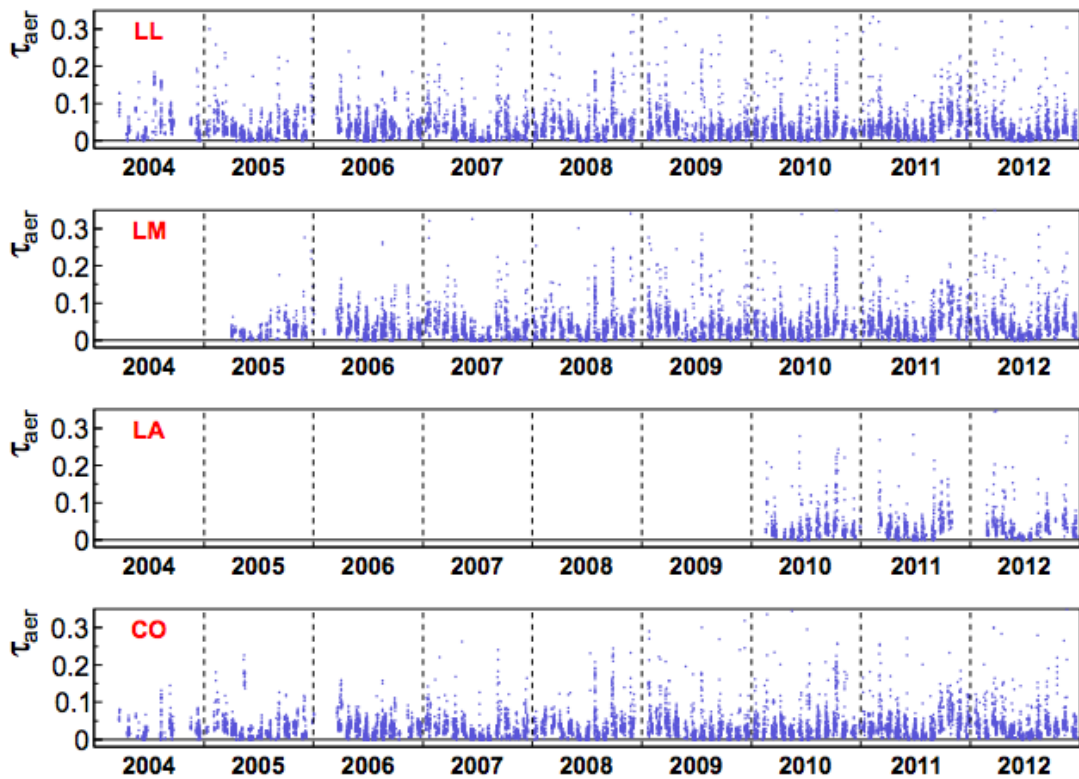


図 6.7: 9年間の各 FD ごとの測定データから求められた VAOD が横軸日時でプロットされている [74].

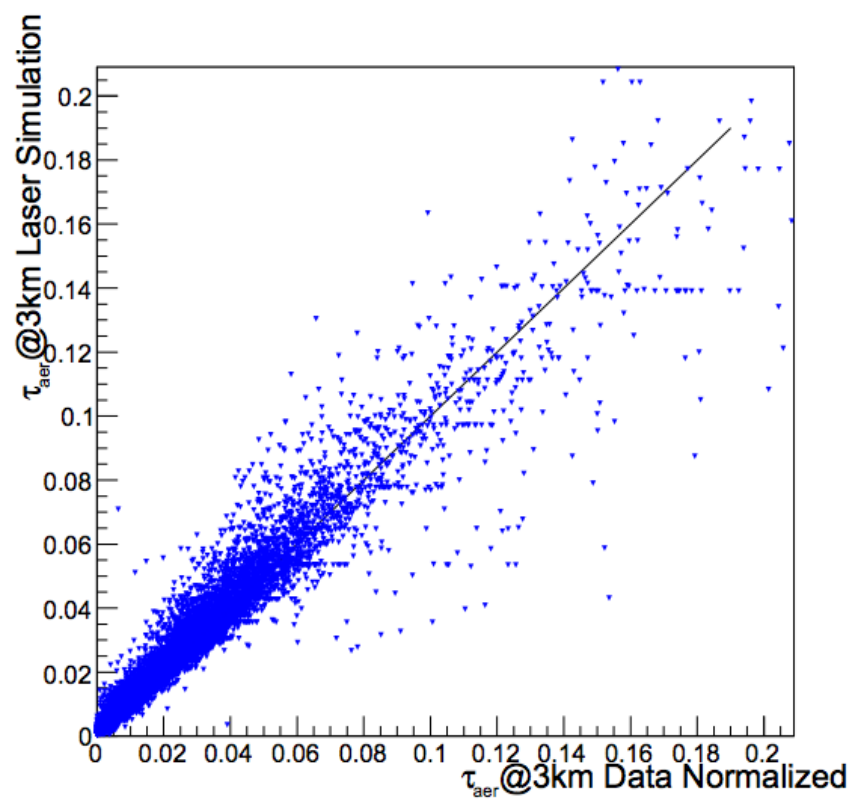


図 6.8: Auger 実験における LS 解析結果と DN 解析結果の比較 [74].

## 第7章 結論

空気シャワーのFD解析におけるエネルギー決定精度の向上のために、FD観測中の30分毎に測定されている大気透明度データをTAグループが開発したレーザーシミュレーションソフトウェアを利用して解析した。BRMステーションで観測された2010年と2011年のCLFレーザーイベントから雲の影響を受けたと推定されるイベントを取り除き、残ったイベントを解析した結果、2010年のVAODの平均値とその統計誤差は $0.046 \pm 0.034$ 、2011年では $0.052 \pm 0.027$ と求まった。現在は全てのFD解析に対して同一のVAODを使っているのに対して、現実にはhourの時間スケールでVAODは変動することがわかったので、このような30分毎に得られるCLFイベントを解析し、その結果をFD解析に導入する必要があると考えられる。

また、ユタ大学で行われているCLFイベントのDN解析による結果と比較したところほぼ一致した。

今後は最新のデータまでのアップデート、BRMステーション以外のFDステーションによる観測データの解析、ステーション間での結果の比較をする予定である。

## 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、ご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致します。

また、本研究に対するご助言、ご指導のみならず日常の議論を通じて多くの知識や示唆を頂い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、特に進捗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、榊直人博士に感謝致します。

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。

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に感謝致します。

徳島大学の櫻井信之講師には数多くのご助言を頂きましたことを感謝致します。

毎日の研究生生活の中で支えとなって頂きました後藤昂司氏、大阪市立大学の小西翔吾氏、西本義樹氏、大野木瞭太氏、岸上翔一氏、高橋優一氏、Rosa Mayta Palacios 氏、佐原涼介氏、高木芳紀氏、京都大学の山本実加氏に感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の佐川宏行准教授、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、池田大輔博士、木戸英治博士、武石隆治氏、神奈川大学の有働慈治助教、多米田裕一郎博士、信州大学の富田孝幸助教、立命館大学の奥田剛司博士、シカゴ大学の藤井俊博博士、埼玉大学の井上直也教授、近畿大学の千川道幸教授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。

また特にメールにおいて幾度となくご助言を頂きました神奈川大学の有働慈治助教、信州大学の富田孝幸助教、シカゴ大学の藤井俊博博士、東京大学宇宙線研究所の池田大輔博士に感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の竹田成宏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。立命館大学の奥田剛司博士、東京大学宇宙線研究所の野中敏幸助教、木戸英治博士、神奈川大学の多米田裕一郎博士、信州大学の富田孝幸助教、信州大学の林幹樹氏、ユタ大学の John N. Matthews 教授、Cosmic Ray Center 管理人の Dave Barr 氏、Cindy Barr 氏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氏、大鶴淳美氏、東京大学宇宙線研究所の木次敦子氏、千田藍氏、大阪市立大学生協の田中琴美氏、甲斐笹弥香氏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技術研究費補助金(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」、日本学生支援機構 H27 海外留学支援制度(協定派遣)「数学研究所がリードする理学の院生短期海外研究推進プログラム」、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。関係機関の皆様には感謝致します。

最後に研究生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] A. M. Hillas, *J. Phys.*, *G31*, R95, (2005).
- [2] T. Wibig and A. W. Wolfendale, *J. Phys.*, **G31**, 255, (2005).
- [3] V. S. Berezhinsky, S. I. Grigorieva, and B. I. Hnatyk, *Astropart. Phys.*, **21**, 617, (2004).
- [4] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, *Phys. Lett.*, **B612**, 147, (2005).
- [5] F. W. Stecker and M. H. Salamon, *Astrophys. J.*, **512**, 521, (1999).
- [6] G. Gelmini, O. Kalashev, and D. V. Semikoz, *J. Exp. Theor. Phys.*, **106**, 1061, (2008).
- [7] S. P. Swordy, *Space Science Reviews*, **99**, 85, (2001).
- [8] T. Abu-Zayyad, et al., *Astroparticle Physics*, **61**, 93, (2015).
- [9] J. A. Simpson, *Ann. Revs. Nucl & Part. Sci.*, **33**, 323(1983).
- [10] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press (1990).
- [11] L. Drury, *Rep. Prog. Phys*, **46**, 973(1983).
- [12] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astronomy and Astrophysics*, **118**, 223, (1983).
- [13] E. Waxman and J. Miralda-Escud ´ e, *The Astrophysical Journal Letters* , **472**, L89(1996).
- [14] 木舟 正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, (2004).
- [15] 高村 茉衣, 修士論文 東京理科大学, (2014).
- [16] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A 372, (1996).
- [17] K. Suga, *Proc. 5th, Interamerican Symp, La Paz*, (eds. I. Escobar et al.), 2, (1962) XLIX-1-5.
- [18] T.Hara, G.Tanahashi et al., *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays*, Budapest, (1969).
- [19] R.Abbasi et al, *Astropart. Phys.*, **29**, 77, (2008).
- [20] 理科年表, (2012).
- [21] J. W. Cronin et al., *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)*, **138**, 465, (2005).
- [22] R. Abbasi et al., *The Astrophysical Journal Letters*, **790**, L21, (2014).
- [23] R. Abbasi et al., *Astroparticle Physics*, **64**, 49, (2015).

- [24] J. Abreu et al., *Proceedings of 32nd International Cosmic Ray Conference*, (2011), arXiv:1107.4804v1.
- [25] 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).
- [26] Y. Tameda et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **609**, 227, (2009).
- [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] P. Abreu, *Astroparticle Physics*, **35**, 591, (2012).
- [31] Anthony Bucholtz, *Appl. Opt.* **34**, 2765, (1995).
- [32] 小林 友作, 修士論文 東京工業大学, (2012).
- [33] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, **22**, 425(1984).
- [34] C. Thompson, R. Duncan, *Monthly Notices of the Royal Astron. Society*, **275**, 255(1995).
- [35] P. Blasi, *et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **533**, L123(2000).
- [36] A. Hillas, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **22**, 425(1984).
- [37] E. Blodt and P. Ghosh, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **307**, 491(1999).
- [38] J. Rachen and P. Biermann, *Astron. Astrophys.*, **272**, 161(1993).
- [39] M.J.R. Rees and R. Mészáros, *Astrophys. J.*, **93**, 430(1994).
- [40] H. Kang, D. Ryu and T.W. Jones, *Astrophys. J.*, **456**, 422(1996).
- [41] V. Kuzmin and I. Tkachev, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, **68**, 271, (1998).
- [42] T.J. Weiler, *Astropart. Phys.*, **3**, 303(1999).
- [43] D. R. Bergman, et.al., astro-ph/0603797 (2006 )
- [44] J. Linsley, *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan.*, Suppl A-III **91**(1962).
- [45] K. Greisen, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10**, 63(1960).
- [46] J. Linsley, *Phys. G: Nucl. Phys.*, **12**, 51(1986).
- [47] T. Abu-Zayyad, et al., *Ap. J.* **768**, L1(2013),
- [48] Y. Tameda, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0512(2013)

- [49] K. Kamata, J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, **6**, 93(1958).
- [50] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics III*.(ed.by J.G. Wilson), **27**(1956).
- [51] T. Hara, *Proc. of 18th ICRC.*, **11**, 27(1983).
- [52] KASCADE-Grande Home Page, [http://www-ik.fzk.de/KASCADE\\_home.html](http://www-ik.fzk.de/KASCADE_home.html) (2014/01 現在)
- [53] A. Haungs, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0300(2013)
- [54] W. Apel, et al., *Phys. Rev.Lett.*, **107**, 171104(2011).
- [55] W. Apel, et al., *Phys. Rev.D.*, **87**, 081101(R)(2013).
- [56] YAKUTSK EAS ARRAY Home Page, <http://eas.ysn.ru/index.php> (2014/01 現在)
- [57] S.P. Knurenko, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0053(2013)
- [58] S.F. Berezhnev, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0418(2013)
- [59] V.V. Prosin, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, 0617(2013)
- [60] The IceCube Collaboration, *Proc. of 33rd ICRC*, 0861(2013)
- [61] 武多昭道, 博士論文 東京大学 (2011).
- [62] W.M. Yao, et al., *J.Phys.G. and Nucl.Phys.*, **33**(2006).
- [63] 宮田孝司, 修士論文 東京理科大学 (2008).
- [64] P.K.F. Grieder, *Extensive Air Showers*, **1** Springer (2010).
- [65] 米田泰久, 修士論文 大阪市立大学 (2013).
- [66] S. Ogio, et al., *Proc. of 33rd ICRC*, **0717**, (2013).
- [67] S. Ogio, et al., *EPJ Web of Conference* **53**, 08020, (2013).
- [68] F. Arqueros, et al., *29th International Cosmic Ray Conference Pune*, **7**, , 267, (2005).
- [69] T.Shibata, *32ND INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, BEIJING*, (2011).
- [70] Miralda-Escud ´ e, J., Waxman, *ApJl*, **462**, L59, (1996).
- [71] James W. Cronin, *arXiv:astro-ph/0402487v1*, (2004)
- [72] J.A.J Matthews and M.A. Mostafa, *Proc. 28th International Conference on Cosmic Rays*, **1**, 873, (2003).
- [73] Laura Valore (Naples U.), PhD Thesis, DOI: 10.6092/UNINA/FEDOA/1774, (2008).
- [74] Laura Valore, *ATMOHEAD WORKSHOP*, (2013).
- [75] D.Heck,G.Schatz,T.Thouw,J.Knapp,and J.N.Capdevielle, "CORSIKA:A Monte Carlo code to simulate extensive air shower, "Tech.Rep6019, FZKA, (1998).

- [76] J.allison, et al, Geant4 developments and applications, *IEEE Trans.Nucl.Sci.*53, (2006).
- [77] Thomas S. Pagano, Rodney M. Durham, *Proc. SPIE 1939, Sensor Systems for the Early Earth Observing System Platforms*, **2**, (August 25, 1993), doi:10.1117/12.152835
- [78] S.L. Haines, et al., *NASA/TM*, **213286**, (2004).
- [79] Gary E. Thomas, Knut Stamnes, *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*, (1999).