

令和4年度卒業論文

TA 実験における大気透明度の
季節依存性と空気シャワー解析
への暫定的な影響



提出者

信州大学工学部 電子情報システム工学科

水野 航太

2023年1月31日提出

序論

宇宙線とは宇宙空間を飛び交う放射線であり，それらは絶えず地球に到来している。

この宇宙線に注目した研究は世界中で行われている。宇宙線の中でも特にエネルギーの高いエネルギーを持つ超高エネルギー宇宙線の観測を行い，超高宇宙線の起源の同定を目的とする Telescope Array(TA) 実験では，主に 3 つの大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Fectector, FD) と多数の地表検出器の 2 種類の検出器を用いて宇宙線の観測を行っている。FD は空気シャワーによる荷電粒子が引き起こす大気蛍光を PMT カメラで撮像観測を行っている観測機器であり，FD で正確に超高宇宙線を測定するためには大気蛍光の大気散乱量の理解が重要となる。TA 実験の観測地である米国ユタ州ミラード郡デルタは広大な砂漠地帯であり，砂や塵等（エアロゾル）が舞いやすい環境のもとにある。蛍光は発生点から検出器までの伝播過程で大気中の大気分子やエアロゾルによって減衰が起こるため大気透明度を知る必要がある。

そこで，Central Laser Facility (CLF) というレーザー施設を有したシステムにより，FD 観測時にレーザーを 30 分ごとに射出し，大気的时间変化をリアルタイムに追う大気透明度測定が行われている。この CLF システムにより得られるエアロゾルによる光学的厚さを Vertical Aerosol Optical Depth (VAOD) と呼んでいる。

この VAOD について，これまでの解析によって季節変動があることがわかっており，エアロゾルの季節変動についてモデル化が行われた。この VAOD モデルは月毎の VAOD の値を持っており，従来よりも時間分解能が向上している。この時間分解能の向上した VAOD モデルを用いて空気シャワー解析を行うことで精度が向上することが見込まれる。本論文では，CLF システムにより得られた月別 VAOD モデルを使用した空気シャワーの精度について報告する。

目次

第 1 章	超高エネルギー宇宙線	1
1.1	宇宙線とは	1
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.3	空気シャワー現象	2
1.4	超高エネルギー宇宙線観測実験	4
第 2 章	テレスコープアレイ実験	5
2.1	地表検出器	5
2.2	大気蛍光望遠鏡	6
2.2.1	光学系	7
2.2.2	PMT カメラ	8
2.2.3	データ収集システム	8
2.3	大気モニター	10
2.3.1	TA-LIDAR システム	10
2.3.2	CLF システム	11
第 3 章	大気散乱	12
3.1	レイリー散乱	13
3.2	エアロゾル散乱	14
3.3	VAOD	15
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	16
4.1	空気シャワーシミュレーション	16
4.1.1	縦方向発達曲線の決定	17
4.1.2	大気蛍光発光	18
4.1.3	チェレンコフ光	19

4.1.4	散乱チェレンコフ光	20
4.2	検出器シミュレーション	23
4.3	イベント再構成ソフトウェア	25
4.3.1	解析に使用する PMT の選別	26
4.3.2	空気シャワー到来方向の再構成	33
4.3.3	縦方向発達再構成-逆モンテカルロ法-	36
第 5 章	CLF システム	40
5.1	背景・目的	40
5.2	CLF システム構成	40
5.2.1	電力供給部	43
5.2.2	レーザー部と光学系	45
5.2.3	制御部と環境管理部	49
5.3	CLF システムオペレーション	51
5.4	CLF システムオペレーション	51
5.5	レーザーエネルギーのリニアリティー測定	52
第 6 章	CLF における VAOD	54
6.1	CLF における VAOD 導出概念	54
6.1.1	FD の受光量 (N_P/E)	57
6.1.2	天候による影響の除去	60
6.1.3	レーザーエネルギーの不安定な期間	62
6.1.4	低いレーザーエネルギーの期間	62
6.2	CLF 解析の基準データ	63
6.3	大気分子年間変動の補正	64
6.3.1	GDAS のデータ	64
第 7 章	VAOD の月間モデル	67
7.1	月毎の代表値	67
第 8 章	大気透明度の季節依存性が空気シャワー解析へ及ぼす影響	70
8.1	解析手法	71
8.2	解析結果	72
第 9 章	結論	76

参考文献	77
謝辭	78

第1章

超高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線とは

宇宙線は宇宙空間を飛び交う高エネルギー放射線のことを指す。1912年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。地球に入射する宇宙線のことを一次宇宙線、それが地球の大気中の原子核と相互作用を起こして生み出される宇宙線のことを二次宇宙線と呼んでいる。

宇宙線はあらゆる方向からほぼ光速で降り注いでおり、一次宇宙線の大部分は陽子であり、他には He 原子核や Fe に至るまでの高エネルギー原子核が含まれている。

宇宙線のエネルギーは 10^8 eV \sim 10^{20} eV 程度まで観測されており、 10^{20} eV を超える宇宙線の報告もある。このような高エネルギー粒子の源が何であるか、宇宙のどこで加速されたのか、また粒子がどのような機構で加速されたのかについては現在でも未知の点が多く、研究が進められている。

1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

宇宙線の到来頻度はエネルギーが高くなるほど急激に減少する。図 1.1 に一次宇宙線のエネルギースペクトルを示す。 10^{15} eV 以下のエネルギーの宇宙線は銀河系内が起源の宇宙線と考えられており、その付近では”knee”と呼ばれるスペクトルの折れ曲がり確認できる。これはエネルギーが 10^{15} eV を超える宇宙線は銀河磁場を振り切って銀河外へ漏れ出す可能性があること、超新星爆発で供給できる最大エネルギーが 10^{15} eV 程度であることなどが原因であると考えられる。また 5×10^{15} eV 付近でスペクトルが再び折れ曲がる構造がある。これは”ankle”

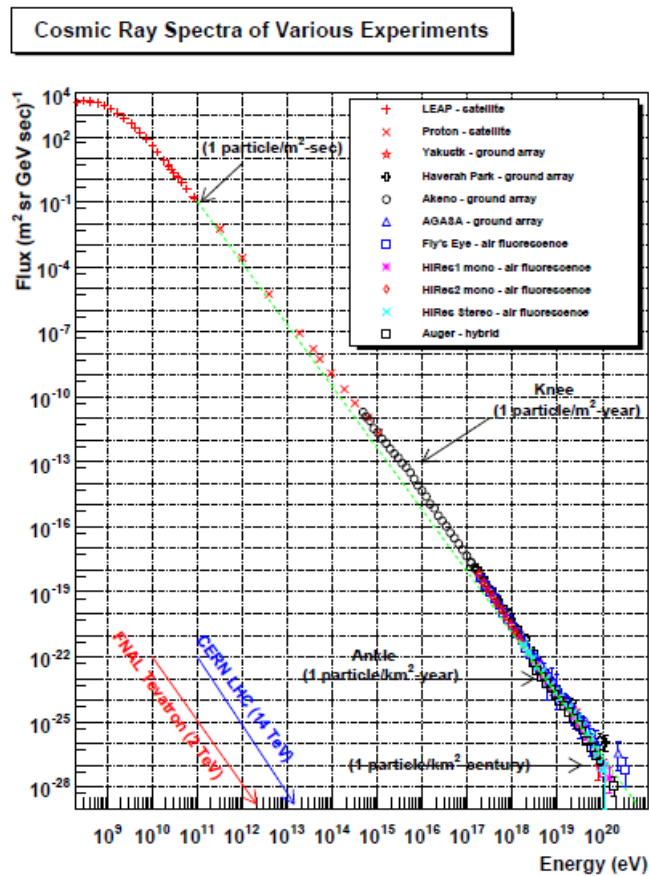


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

と呼ばれ、銀河系内が起源となる宇宙線と銀河系外が起源となる宇宙線が混じることが原因だ言われている。

さらに 10^{19} eV 付近で GZK カットオフと思われる構造が見える。GZK カットオフは 6×10^{15} eV を超える宇宙背景放射 [1] と相互作用して急激にエネルギーを失うため、それ以上のエネルギーではスペクトルが急激に減少するというものである [2, 3]。しかしその付近の超高エネルギー宇宙線は、その到来頻度の低さから観測統計量が圧倒的に少なく正確な形はまだ定まっていない。これらの変化は加速機構や宇宙空間における伝播の変化が関係しているのではないかと考えられている。

1.3 空気シャワー現象

宇宙線は大気に突入した際に大気中の主に窒素分子と相互作用を起こして二次粒子を生成し、二次粒子はさらに次の大気分子と相互作用を起こす。この現象を繰り返すことによって最終的に大量の二次粒子が地上に降り注ぐ。この現象は空気シャ

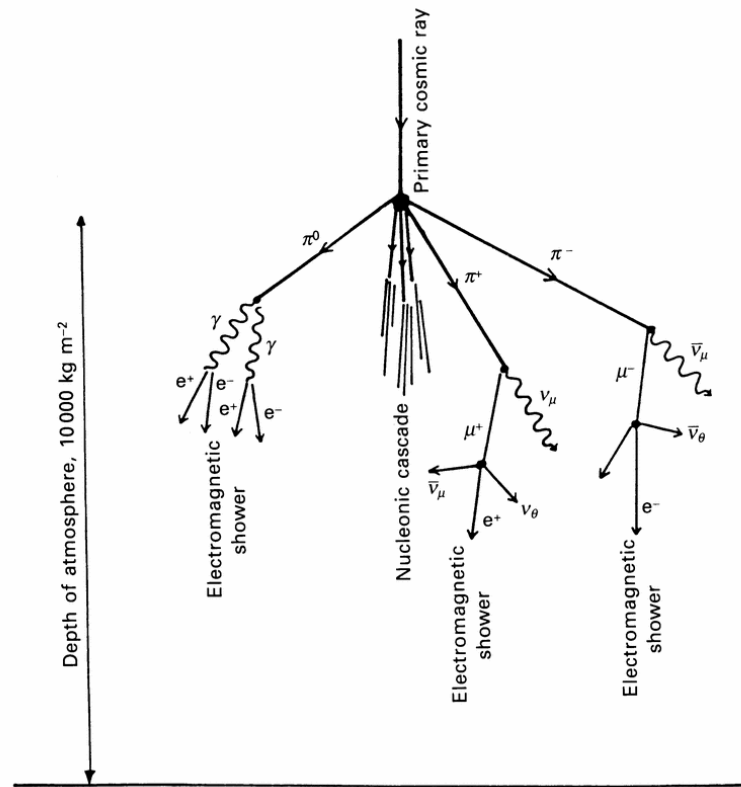


図 1.2: 空気シャワー現象の模式図

ワー現象と呼ばれている。空気シャワーを模式的に表したものを図 1.2 に示す。

相互作用により、宇宙線のエネルギーは次々と二次粒子へと写っていき、この過程で二次粒子の数は大気の高さとともに増えていくが、エネルギー分配を続けて一定までエネルギーを失った粒子は電離損失によってエネルギーを失い大気に吸収される。このように大気の高さによって空気シャワーの粒子数が増減する様子を空気シャワーの縦方向発達という。特に空気シャワーの二次粒子数が最も多くなる空気シャワーの最大発達点を X_{\max} といい、一次宇宙線の質量組成の推定に用いられている。 X_{\max} は到来する宇宙線のエネルギーが高く、質量が軽いほど深くなる [4]。

また、空気シャワーは軸に対して垂直方向にも広がる。この横方向の広がり様子を空気シャワーの横方向発達という。この過程において二次粒子が窒素分子を励起させ、大気蛍光という微弱な紫外線を発する。この大気蛍光を集光して空気シャワーを観測する方法を大気蛍光法という。

1.4 超高エネルギー宇宙線観測実験

超高エネルギー宇宙線の領域では到来頻度は極端に小さくなるため、観測には広大な検出面積と長時間の観測が必要となる。そのため、現行の宇宙線観測では空気シャワーから生じる大気蛍光を捉える大気蛍光望遠鏡と、空気シャワーによって生じる二次粒子を地上で直接捉える粒子検出器の2種類の検出器による観測が主である。現在、超高エネルギー宇宙線の観測を行う実験グループは Telescope Array(TA) 実験 [5] と Pierre Auger 実験 [6] の2つである。TA 実験では北半球のアメリカで観測を行っており、Auger 実験では南半球のアルゼンチンで観測を行っている。両実験により、宇宙線の全天観測からの詳細な宇宙線の起源の探求が行われることが期待される。

第2章

テレスコープアレイ実験

Telescope Array(TA) 実験は米国ユタ州ミラード郡デルタに実験サイトを持つ、日米露韓・ベルギーの国際共同実験である。超高エネルギー宇宙線の観測を行い、その起源を同定することを目的として行われている。TA 実験では 507 台の地表検出器 (Surface Detector:SD) と 3 ステーションに設置されている大気蛍光望遠鏡 (Flouresecense Detector:FD) を用いて観測が行われている。これらの実験装置の配置を図 2.1 に示す。多数の SD がアレイ上に配置されており、その SD を取り囲むように FD ステーションが 3 箇所設置されている。また、その 3 箇所の FD ステーションから等距離の中心の位置に Central Laser Facility(CLF) を設置し、大気透明度の計測を行っている。SD では空気シャワーによる粒子を直接検出しており、FD では空気シャワーの中心軸部分から発生する紫外光を検出している。これら 2 つのアプローチから宇宙線の観測を行うことで両検出器のキャリブレーションを相互に行い、より高いエネルギー決定精度、到来方向決定精度で観測を行うことができる。また、TA 実験よりも低いエネルギーの宇宙線の観測を目的とする TALE 実験や、さらに低いエネルギーの宇宙線の観測を目的とする TALE infill 実験、TA 実験の面積を拡張する TA_{x4} 実験が進められている。

2.1 地表検出器

地表検出器 (SD) では空気シャワーでできた粒子の一部をプラスチックシンチレータによるシンチレータ光を光電子増倍管で検出し、記録、通信を行う観測機器である。SD はプラスチックシンチレータ 2 層、無線通信用アンテナ、ソーラーパネル、バッテリー、エレクトロニクスで構成される。SD の外観を図 2.2 に示す。SD では空気シャワーでできた粒子の一部を検出し、地表に到達した粒子の数を計

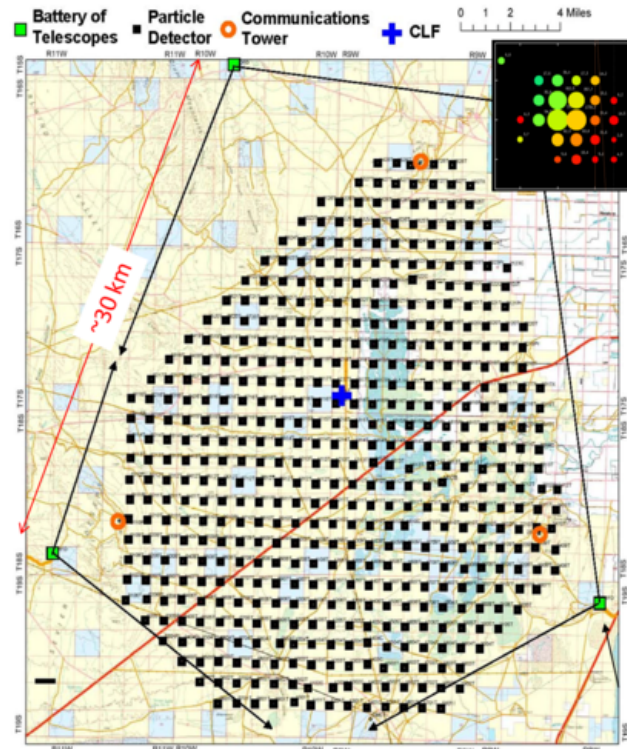


図 2.1: TA 実験の装置配置図

算して元の宇宙線のエネルギーを決める。傾いた空気シャワーの中の粒子は、離れた検出器を異なった時間に次々とヒットしていくために、検出器での粒子の到来時間の差を測定することで方向を決めることができる。SD は約 700km^2 の観測サイト内に 1.2km 間隔のアレイ上に 507 台設置されている。SD は 24 時間・365 日安定して稼働できることが強みである [5]。

2.2 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (FD) では空気シャワーによって励起した大気中の窒素分子等が励起することによって発せられる紫外光を望遠鏡で撮像して観測を行う。この大気蛍光はとても微弱なため、18 枚の鏡を組み合わせた大きな複合球面鏡で集光を行い、ハニカムアレイ状に並べた 256 本の PMT カメラで撮影を行う。TA 実験ではこの大気蛍光望遠鏡 12 台を 1 ステーションとしたものを 2 箇所と、構成の異なる 1 箇所の合計 3 ステーションで観測を行うことで広い天空の領域をカバーして空気シャワーによる発光を待つ。観測は月が出ていなく、晴れて大気が透明な夜に限られるため稼働率は全時間の 10 % 程になってしまうが観測された光の量から宇



図 2.2: SD の外観

宙線のエネルギーを決定できる点であり，SD での観測と組み合わせることでより精度の高い観測を行うことができる [5].



図 2.3: FD の外観

2.2.1 光学系

FD ステーションの複合球面鏡の外観を図 2.4 に示す．広視野で観測するため，FD1 ステーションには上下 2 段 1 対を横に 6 個設置している．FD1 台あたりの視野は方位角 18.0 度，仰角 15.5 度で，1 ステーションの視野は方位角 108 度，仰角 3～33 度となっている．FD に用いられる複合球面鏡は曲率半径 6.067 m，口径 3.3 m の球面鏡（セグメントミラー）を 18 枚組み合わせた合成鏡である．FD を構成するセグメントミラーは対辺の距離が 600 mm の 6 角形で，表面は Al_2O_3 で

コーティングされている。セグメントミラーは焦点距離でのスポットサイズが 30 mm 以下になるように調整し配置してある。



図 2.4: FD の複合球面鏡

2.2.2 PMT カメラ

PMT と PMT を構成するカメラボックスの外観を図 2.5 に示す。カメラボックスには 16×16 に並べた計 256 本の PMT (浜松ホトニクス社製 R9508) で構成される。各 PMT の感面上には夜光や街灯等のノイズ除去のために BG3 フィルター (Schott 社製) が取り付けられており、宇宙線の大気蛍光の波長域 300~400 nm 以外の光を遮断している。また、カメラボックス前面には砂などの埃がノイズとして PMT に影響を与えることを防ぐため、紫外透過パラガラス (クラレ社製) が取り付けられている。PMT からのアナログ信号は図 2.6 に示すデータ取得システムに送られる。

2.2.3 データ収集システム

エレクトロニクスの概略図は図 2.6 の通りである。FD のデータ取得用エレクトロニクスには VME ボードが採用されており、Signal Digitizer and Finder(SDF),Track Finder(TF),Central Trigger Distributor(CTD) で構成さ

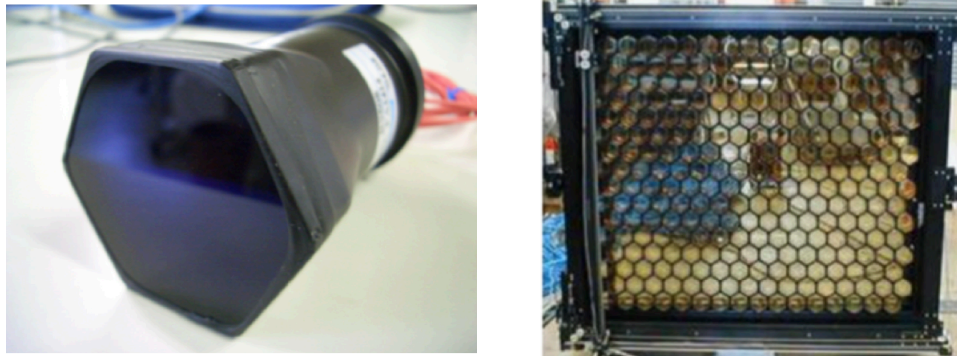


図 2.5: PMT とカメラボックス

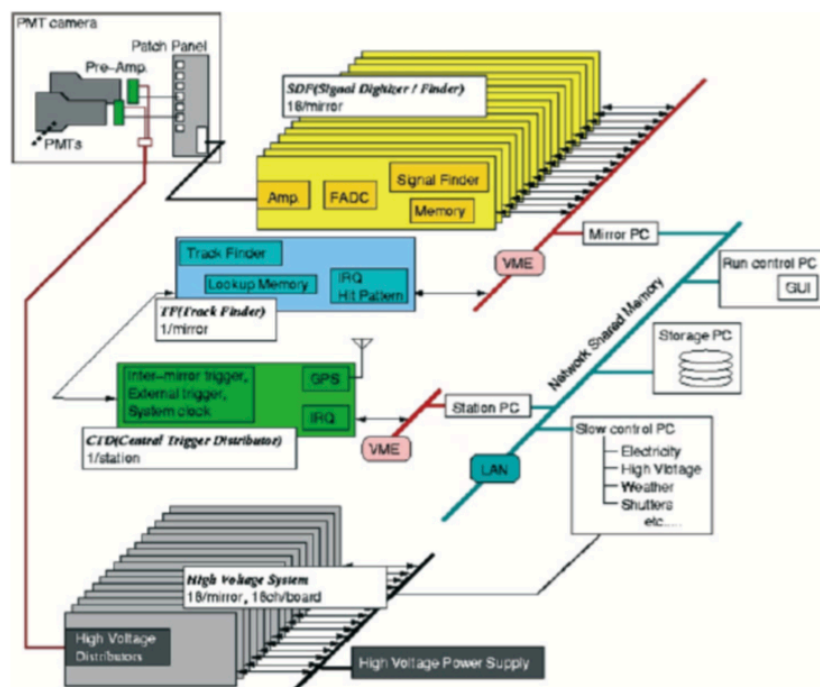


図 2.6: FD でのデータ取得システム

れている [7, 8].

SDF はファーストレベルトリガーとも呼ばれ、PMT での光が大気蛍光かどうかの判定を行う作用を持ったモジュールである。PMT アナログ信号を増幅させ、デジタル変換を行ったあと、SN 解析から PMT ごとの信号を判定する。PMT からのアナログ信号を 12 bit, 40 MHz でサンプリングし、フラッシュ AD コンバーターでデジタル変換を行う。サンプリングされたデータは 4 bin(100 ns) 毎に積分され、 $12.8 \mu\text{s}$ 毎に記録される。記録されたデータごとに S 比による SN 判定を行

い、その判定結果を TF に送信する。SDF1 枚に 16ch, 計 16 枚の SDF があり、1ch につき 1 本の PMT の判定を行う。

TF はセカンドレベルトリガーとも呼ばれ、256 本の PMT で取得した光が空気シャワーのトラックであるかを認識するモジュールである。TF はカメラ 1 台分の SDF から得られる信号の中に隣り合う 5 本以上の PMT (カメラの端の場合、3 本以上) から信号がある場合、もしくは閾値を超えた信号を出力した PMT が 1 本以上ある場合、飛跡信号やその候補があると判定し、CTD に送信する。

CTD はファイナルトリガーとも呼ばれ、最終的に取得すべきデータがあるかを判定するモジュールである。PMT カメラごとの TF からのトリガー情報を集め、PMT カメラ間にまたがる飛跡信号も含めた最終判定を行い、飛跡信号が有った場合、データ取得信号を生成する、またステーション内、全ての FD を同期させるための初期化信号の生成を行う。

2.3 大気モニター

ここまでの通り、空気シャワーによる大気蛍光現象で発生する紫外光は、発達地点から FD までの伝播過程において大気を通過する。大気を通過する過程において、光は大気分子やエアロゾルによって散乱・吸収が起き減衰が起こる。もちろん空気シャワーの発生地点は発生毎に異なる。そのため空気シャワーごとに大気を伝播する距離は変わり、大気減衰の度合いも変わる。大気中の大気分子の分布は同様であると考えることができ、大気分子による減衰量は気象データ等から算出をすることができる。しかしながら TA 実験の観測環境ではエアロゾルの分布は短時間で変化することがわかっている。そのため、エアロゾルの分布量を知り、大気透明度を算出し、モニターをする必要が出てくる。本項では TA 実験での 2 つの大気モニターシステムについて述べる。

2.3.1 TA-LIDAR システム

TA-LIDAR(図 2.7) は TA 実験サイトにおける BR ステーションの横に配置されており、地面に対して水平方向と垂直方向の 2 方向にレーザーで紫外光を射出する。その後方散乱光を自らが保有する光検出器で観測することによって大気透明度の測定を行っている。TA 実験の本意である宇宙線観測の邪魔にならないように FD での宇宙線観測オペレーションの直前と直後の 2 度の測定に限られる。現在このシステムは稼働していないが、過去 2 年間の運用データによる大気透明度の代表

値がFDの大気較正に使われている。



図 2.7: TA-LIDAR 外観

2.3.2 CLF システム

Central Laser Facility (CLF) (図 2.8) は、TA 実験サイトの中心に配置される大気透明度測定のためのデバイスである。遠隔での操作により鉛直方向にレーザーの射出を行い、大気産卵による側方散乱光を各FDで観測することによって大気透明度の測定を行う。宇宙線観測中でもレーザーの射出を行うことができ、観測中に30分ごとの大気モニターを行っている。詳しくは第5章で述べる。



図 2.8: CLF 外観

第3章

大気散乱

空気シャワーによって発生した大気蛍光は大気中を伝播する際、大気分子やエアロゾル等の散乱体によって減衰する。大気散乱を考えることは、空気シャワー解析や CLF による VAOD 解析を行う上で非常に重要となる。

ランバート・ベールの法則

ここで、単位面積で厚み dx の立体に、大気蛍光が入射する場合を考える、この立体内に存在する平均的な吸収散乱断面積を σ 、単位体積あたりの散乱体の個数を N とすると、この立体の全吸収散乱断面積は $\sigma N dx$ となる。この立体に光量 I の光が入射する場合、散乱光 dI との関係は以下のように表される。

$$dI = -I\sigma N dx \quad (3.1)$$

この両辺を積分すると

$$I \equiv I_0 \exp(-\sigma N x) \quad (3.2)$$

となる。 I_0 は吸収散乱媒質入射時の光量で、吸収散乱媒質内での全散乱光量が算出可能になる。さらに消散係数 $\alpha = -\sigma N$ と定義することで

$$I \equiv I_0 \exp(\alpha x) \quad (3.3)$$

で置き換えたものをランバートベールの法則という。

サイズパラメータ

ここで大気蛍光の割合を考えると、大気蛍光の伝播過程での散乱媒質は大気となり、大気中での散乱体の主な成分は大気分子と塵や埃などのエアロゾルが挙げられる。大気蛍光の大気減衰率のパラメータとして消散係数 α を用いる場合、大気分

子による散乱とエアロゾルによる散乱は、散乱体の粒子直径と波長の関係により引き起こされる散乱が異なるため分けて考える。散乱粒子直径を D 、入射光の波長を λ とし、サイズパラメータ ζ を以下のように定義する。

$$\zeta \equiv \frac{\pi}{D} \lambda \quad (3.4)$$

サイズパラメータ ζ と引き起こされる散乱の種類は以下のように分類される。

$\zeta \ll 1$: レイリー (Rayleigh) 散乱

$\zeta \approx 1$: ミー (Mie) 散乱

$\zeta \gg 1$: 幾何光学的散乱

3.1 レイリー散乱

大気中に多い酸素や窒素等の大気分子の原子間距離は 0.11~0.12 nm, ファンデルワールス半径は 0.152~0.155 nm であり, 大気蛍光 (300~400 nm) やレーザー波長 (355 nm) よりも十分に小さい。よって大気分子はレイリー散乱を引き起こす。大気中のレイリー散乱の消散係数 α_{Ray} は実験値が理論値を誤差 1% 以内で再現する。よってラジオゾンデ観測データから気圧, 気温の情報が得ることで, その大気状態でのレイリー散乱の消散係数を求めることが可能である。以下にレイリー散乱の理論値算出に関して説明する [9][10][11]。大気分子 1 個あたりのレイリー散乱による散乱断面積は入射場によって誘導された電磁気的双極子の放射と考え, ある気圧, 気温状態の分子密度を N , 同条件下での光の屈折率を n とした場合,

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3 (n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2 (n^2 - 2)^2} F_k, \quad F_k = \frac{6 + \rho}{6 - 7\rho} \quad (3.5)$$

と表される。 F_k は king correction factor というものであり, 大気密度の異方性による係数で, 入射光の波長に依存する。また ρ は depolarization factor である。ここで 1 気圧 ($P_0 = 1013.25$ hPa), 気温 $+15^\circ\text{C}$ [$T_0 = (15 + 273.15)$ K] の大気での散乱断面積を求める。この状態の分子密度は状態方程式

$$PV = nRT, \quad R = 8.31 \text{ [JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}] \quad (3.6)$$

から $N_0 = 2.54 \times 10^{25} \text{ [m}^{-3}]$ となり, 同条件下の波長 λ の光の屈折率は以下の式に近似が可能になる。

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = \frac{5791817}{238.0815 - \left(\frac{1}{\lambda} [\mu\text{m}]\right)^2} + \frac{167909}{57.362 - \left(\frac{1}{\lambda} [\mu\text{m}]\right)^2} \quad (3.7)$$

式 (3.7) に $\lambda = 355 \text{ nm}$ を代入し、この条件下での波長 355 nm の光の屈折率 $n_0 = 1.000286$ が得られる。ここで波長 355 nm の入射光の場合、 $F_k = 1.052$ である。よって、1 気圧、気温 $+15^\circ\text{C}$ の大気状態での散乱断面積は

$$\sigma = 2.76 \times 10^{-30} \text{ [m}^2\text{]} \quad (3.8)$$

となる。大気分子密度 N は理想気体の状態方程式 (3.6) より算出可能であるので、

$$\alpha_{\text{Ray}} = N \times 2.76 \times 10^{-30} \text{ [m}^2\text{]}, \quad N = N_0 \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T} \quad (3.9)$$

が得られる。

その他にレイリー散乱の特徴として、一様な円偏光の光が入射した場合、微分散乱断面積が

$$\frac{\sigma}{\theta} \propto 1 + \cos^2 \theta \quad (3.10)$$

となり、前後方向に対称な散乱になる。図 3.1 にレイリー散乱の微分散乱断面積を示す [12].

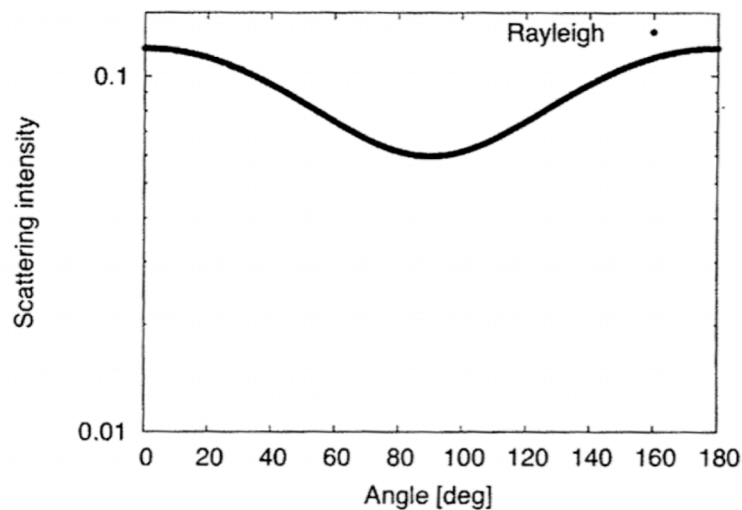


図 3.1: レイリー散乱の散乱強度

3.2 エアロゾル散乱

エアロゾルの典型的な直径は $1 \mu\text{m}$ 程度であり、大きさは不均一である。ミー散乱の理論式において散乱体は球形であることを仮定している。エアロゾルは球形

ではないために、エアロゾル散乱はミー散乱と同一とはいえないが、前述したサイズパラメータからミー散乱に近い散乱を引き起こすことが考えられる。しかしながら、エアロゾル散乱による消散係数 α_{AS} の実験値はミー散乱の理論からの算出には、エアロゾルの存在量や素材の屈折率および複素屈折率を知る必要があり困難である。また、観測地は広大な砂漠であり、乾燥しており、風通しも良いためエアロゾルの浮遊量は日々大きく変化する。ゆえに、エアロゾルの消散係数は実験での測定が不可欠となる。TA 実験では大気透明度の測定のために、モノスタティックライダーである TA-LIDAR システム、バイスタティックライダーである CLF システムの 2 つの装置を建設した。TA-LIDAR システムや CLF システムから得られるのは大気分子とエアロゾルの混合気体の散乱情報である。先行研究からレイリー散乱の消散係数は大気密度と散乱断面積による算出は可能であり、実験値と理論値の誤差は 1 % 以内と極めて小さい。このことから、両散乱が混在する状態から、レイリー散乱の成分と切り分けることにより、エアロゾル散乱の様相を決定することができる。つまり、観測による全消散係数の値からレイリー散乱の成分を差し引くことで、エアロゾル散乱による消散係数を実験的に求めることができる [12]。

3.3 VAOD

Vertical Aerosol Optical Depth (VAOD) は垂直方向のエアロゾルの光学的厚さを示す大気透明度である。高度 h までの VAOD を $\tau_{AS}(h)$ で表すと、 $\tau_{AS}(h)$ はエアロゾル散乱による消散係数の高度分布 $\alpha_{AS}(h)$ を地上から高度 h まで積分することで得られる。

$$\tau_{AS}(h) = \int_0^h \alpha_{AS}(h') dh' \quad (3.11)$$

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

TA 実験における検出器の精度，及び各種パラメータが及ぼす影響の評価を行うためには，イベントシミュレーションソフトウェア及びイベント再構成ソフトウェアが必要になる。

イベント再構成ソフトウェアでは各 PMT に入射した光による信号波形とその時間から，一次宇宙線の情報を導出する．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．本章では，本論文で使用しているシミュレーション・解析ソフトウェアの概要について述べる．

4.1 空気シャワーシミュレーション

空気シャワーシミュレーションを行う上で，初期条件としていくつかの情報をセッションファイルに与えることができる．与える情報として重要なものは以下である．

- 一次宇宙線のエネルギー E_0
- 初期発達深さ X_0
- 到来方向 天頂角 θ ，方位角 ϕ

- コア位置 (x,y)
- 大気情報 (高度毎の気温, 気圧分布, 減衰率など)
- 大気蛍光モデル

4.1.1 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 (refghfunc) で表される Gaisser-Hillas 関数によってよく表されることが知られている。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (4.1)$$

ここで, N_{\max} は最大発達時の粒子数, X_{\max} は空気シャワー最大発達深さ, X_1 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ, λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。

この関数のパラメーターのうち, ユーザーが指定できないものは N_{\max} , X_{\max} , X_1 (1st interaction depth) である。以下にシミュレーションソフトウェア内での N_{\max} を求める際に必要になる X_{\max} 計算方法を示す。

$$X_{\max} = f_{\max} + X_1 - \lambda \quad (4.2)$$

$$f_{\max} = 58.0 \times \log(E_0/A) / \log 10 - 297.0 \quad (4.3)$$

ここで, λ は 70 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_{\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_{int} を変えることで, 異なる X_{\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_{\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のミューオンといった, 大気蛍光の観測では直接図りにくい粒子が存在するため, 一次エネルギーの E_0 の一部は Missing Energy となる。そのため, 与えられた E_0 から Missing Energy (E_{miss}) を引いたエネルギー E_{cal} を求める。

$$E_{\text{cal}} = E_0 - E_{\text{miss}} \quad (4.4)$$

ただし, CORSIKA[13] による空気シャワーシミュレーションから

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = A - B \left(\frac{E_{\text{cal}}}{10^{18} \text{ eV}} \right)^{-C} \quad (4.5)$$

式 (4.5) の関係が成り立つことがわかっているので、この式 (4.5) から E_{cal} を求める。ここでの 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。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、入射天頂角が 45° の場合についてのシミュレーション計算から求めた値 $A = 0.967, B = 0.078, C = 0.140$ を使用する。

N_{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まるエネルギー

$$E_0^1 = \frac{dE(s)}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.6)$$

を使って

$$N_{\text{max}} = \frac{E_{\text{cal}}}{E_0^1} \quad (4.7)$$

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。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、任意の大気の斜めの深さ $X \text{ g/cm}^2$ 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^2 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。

4.1.2 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)

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 λ ごとに求める。

$$N_{e,i}^{\text{Fl}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{e,i}^{\text{Fl}}(H_i) S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) dl_i \quad (4.8)$$

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、 $Y_{e,i}^{\text{Fl}}(H_i)$ 、 $S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i)$ 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

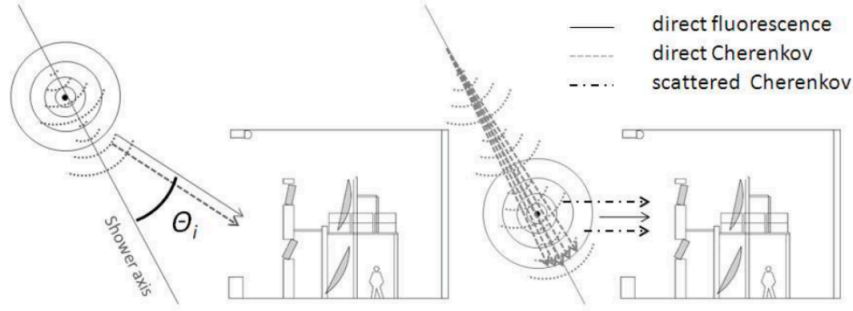


図 4.1: 空気シャワーから望遠鏡に入射する光子. 発生点から直進して望遠鏡に入射する大気蛍光 (direct fluorescence) とチェレンコフ光 (direct Cherenkov) に加えて, 大気に散乱されて入射するチェレンコフ光 (scattered Cherenkov) が考慮される.

$N_{i,\lambda}^{\text{Fl,tel}}$ は以下の式のようにになる.

$$N_{i,\lambda}^{\text{Fl,tel}} = N_{i,\lambda}^{\text{Fl}} T_{i,\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i,\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (4.9)$$

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 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 λ 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1枚の球面鏡と仮定したときの面積である.

4.1.3 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 [14]. 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,

$$N_{i\lambda}^{\text{C}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) S_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) dl_i \quad (4.10)$$

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^{C} を以下の式で近

似して計算する.

$$D_{i\lambda}^C(\theta_i) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_i}{\theta_0}\right) \quad (4.11)$$

ここで θ_i はシャワー軸と放射方向のなす角, θ_0 はチェレンコフ光を発生するしきい値 E_{thr}^C から求まるパラメータで $\theta_0 = a E_{\text{thr}}^C^{-b}$, $(a, b) = (0.83, 0.67)$ を使用する [14]. 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 $N_{i\lambda}^{C, \text{tel}}$ は

$$N_{i\lambda}^{C, \text{tel}} = N_{i\lambda}^C T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{2}{\sin \theta_i} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^C(\theta_i) \quad (4.12)$$

から計算する.

4.1.4 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 $N_{i\lambda}^{C \text{ Total}}$ はその深さで発生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,

$$N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} = N_{i\lambda}^C + N_{i-1}^{C \text{ pass}} \quad (4.13)$$

である. $N_{i\lambda}^{C \text{ Total}}$ 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 $N_{i\lambda}^{C \text{ pass}}$ を求める.

$$N_{i\lambda}^{C \text{ pass}} = N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.14)$$

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

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC}} = N_{i\lambda}^{C \text{ Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \left[1 - T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i)\right] \quad (4.16)$$

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,

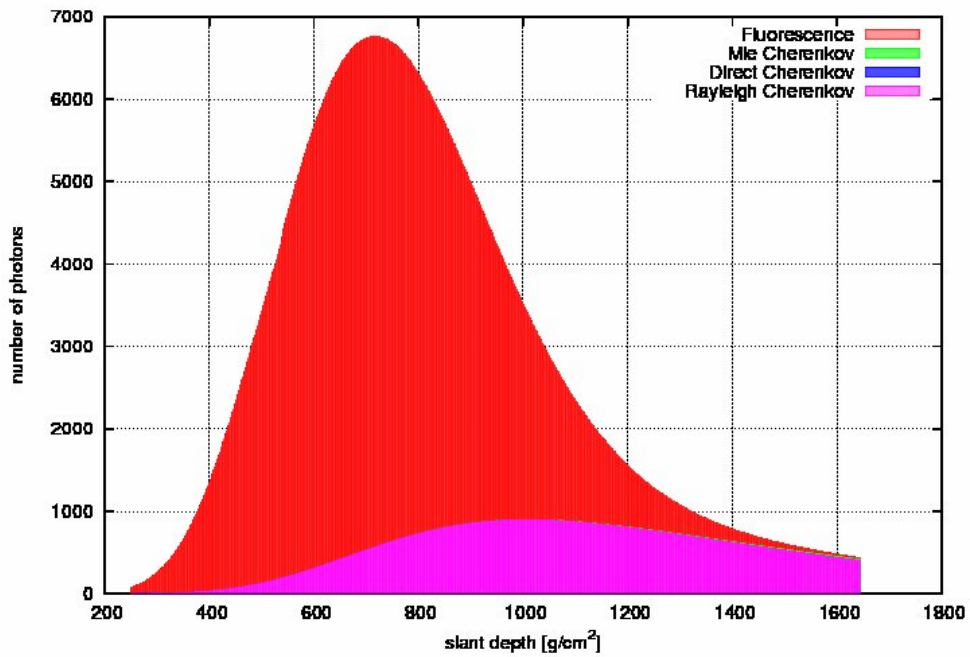
$$N_{i\lambda}^{\text{RayC, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{RayC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{RayC}}(\theta_i) \quad (4.17)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{MieC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{MieC}}(\theta_i) \quad (4.18)$$

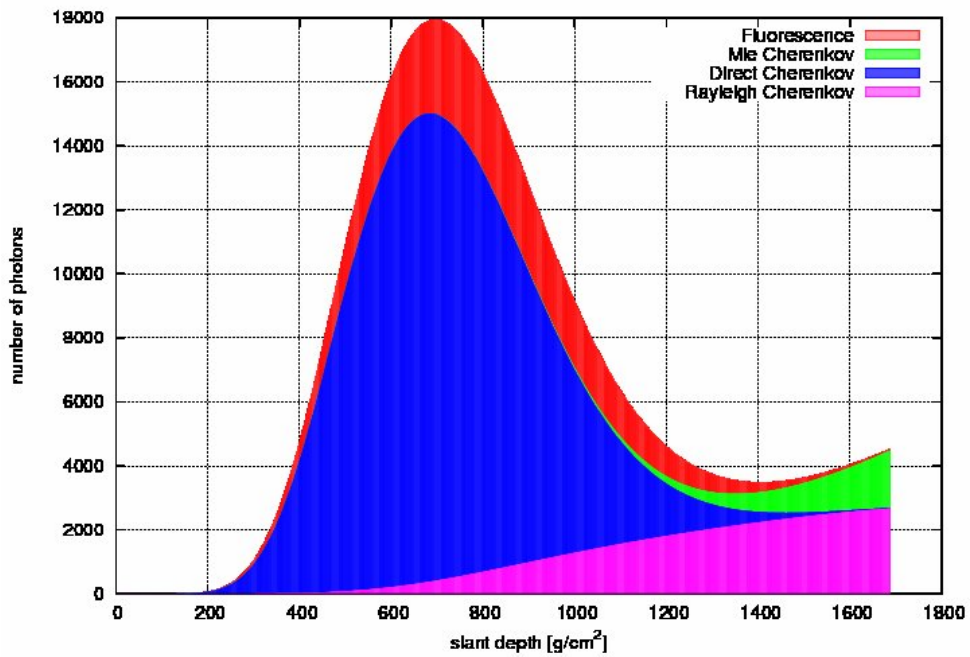
から望遠鏡に入射する光子数を求める。

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、発達の高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。



(a) 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



(b) 望遠鏡に向かってくる空気シャワーの光子数

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

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 4.3 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。

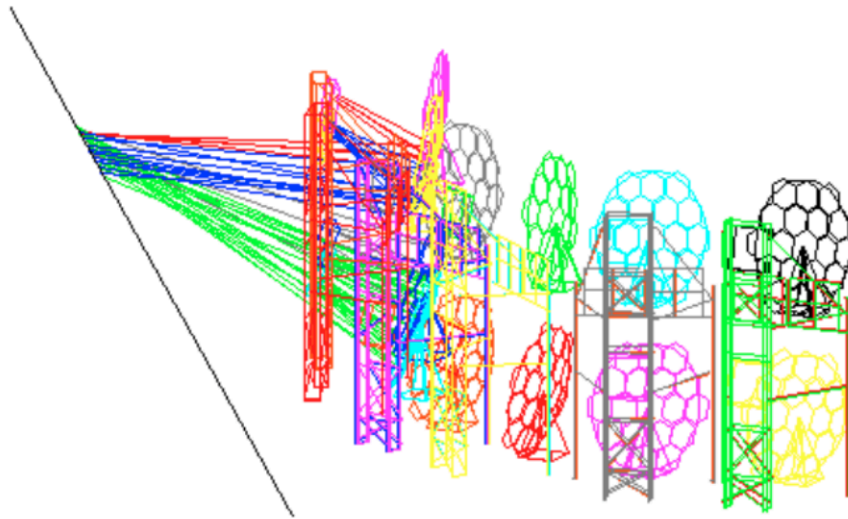


図 4.3: ソフトウェア中に再現された FD ステーションの内部構造. 左の直線 (仮想的シャワー軸) の上から望遠鏡に向かって行ったレイトレースの軌跡も表示している。

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、パラグラスの透過率、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^{RayTrace} は PMT カメラ面に到達する光

子数である.

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{p, tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{para}} \tau_{i\lambda}^{\text{BG3}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (4.19)$$

$N_{i\lambda}^{\text{p, tel}}$ は前節で求めた望遠鏡に入射する光子数, $R_{i\lambda}^{\text{mirror}}$ は鏡の反射率, $\tau_{i\lambda}^{\text{para}}$ と $\tau_{i\lambda}^{\text{BG3}}$ はそれぞれパラグラスと BG3 の透過率, $Q_{i\lambda}$ は PMT の量子効率である. なお, PMT 感面での 2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 y って入射位置を決定したあとに考慮する.

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, MKG 関数でシャワーの横方向粒子分布を考慮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とする. 鏡は合成球面鏡を使用しているため, 鏡の隙間が反射位置に選ばれた時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慮して, すべ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 4.4 の上図の係数をかける.

図 4.4 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.

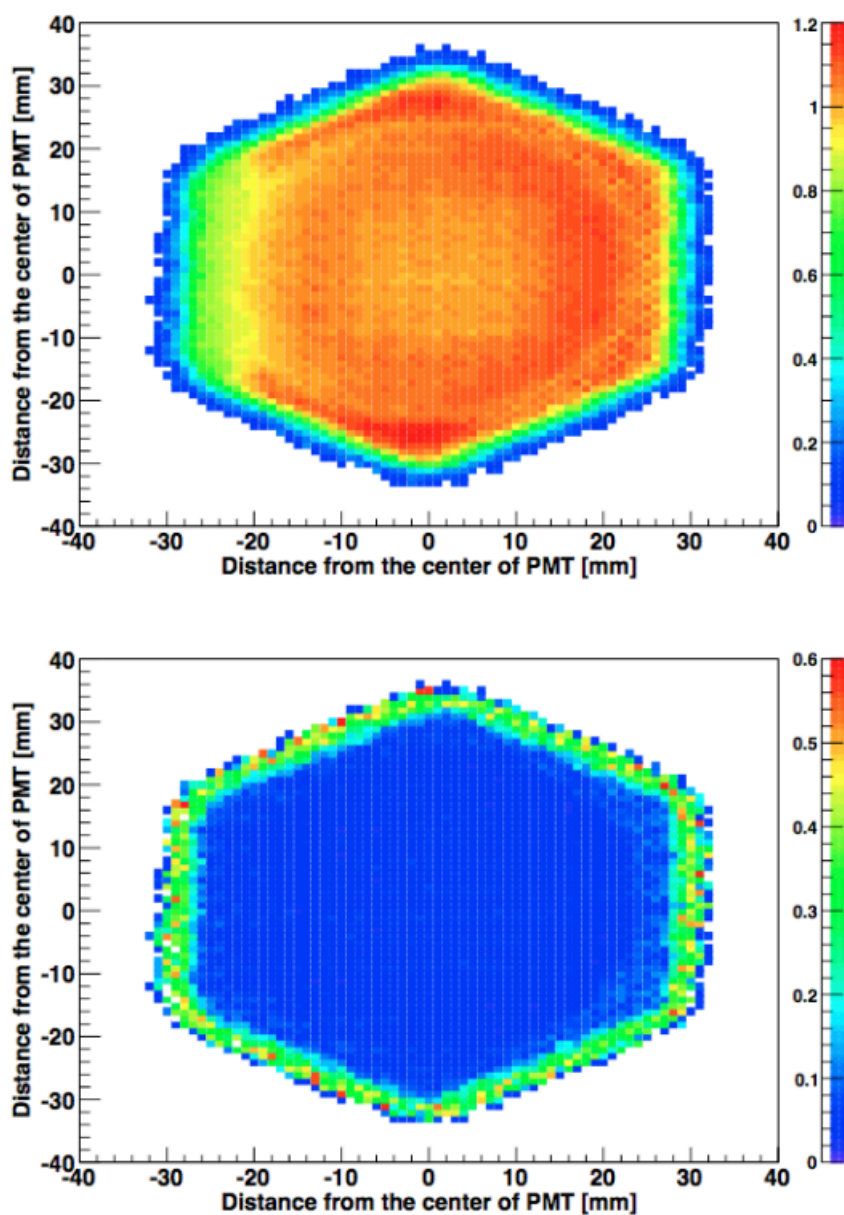


図 4.4: BRM/LR ステーションの PMT カソードの不均一性 (上), 不均一性の (標準偏差/平均値) の分布 (下)

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 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ない信号）と区別を行う．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いちと方向を決定し，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 解析に使用する PMT の選別

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 256×12 あるいは 256×14 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かどうか判定する．また，再構成に必要なとなる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 で得られた波形をここに解析し，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 ω で表現されるトライアングルフィルターでフィットし，以下に有意度 $\sigma(\omega, p)$ が最大になる p, ω を求める．

$$\sigma(\omega, p) = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)W(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} P_{\text{rms}}(i)W(i)} \quad (4.20)$$

$$W(i) = \omega - |p - i| \quad (4.21)$$

$F_{\text{sub}}(i)$ はペDESTALの平均を差し引いた波形の i 番目のビンの値， $W(i)$ は重

み, $P_{\text{rms}}(i)$ は i 番目のビンのペ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. ω 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 6σ 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 6σ 以上の領域にテールを持つ. このことから, 6σ 以上の有意度を持った PMT 信号を大気蛍光信号を判定し, 以後の解析に使用する. 6σ に満たない PMT は以下で説明する 4th セレクションにかけられる.

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

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

$$\sigma_T^2 = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} (T - i)^2 \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100 \text{ ns} \quad (4.23)$$

上の 2 式では, サンプリング周波数は 10 MHz なので相当するビン幅 100 ns をかけて時間になおしている. T は上で求めた幅 ω 内での重心であることに注意する. 現在は PMT 信号幅が 30 ビンと求めた場合は, 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.

$$N_{\text{pe}} = \text{Gain} \times \sum_{i=p-3\omega}^{p+3\omega} F_{\text{sub}}(i) \quad (4.24)$$

Gain は FADC 値からの光電子数の変換係数で, キャリブレーションにより得られる.

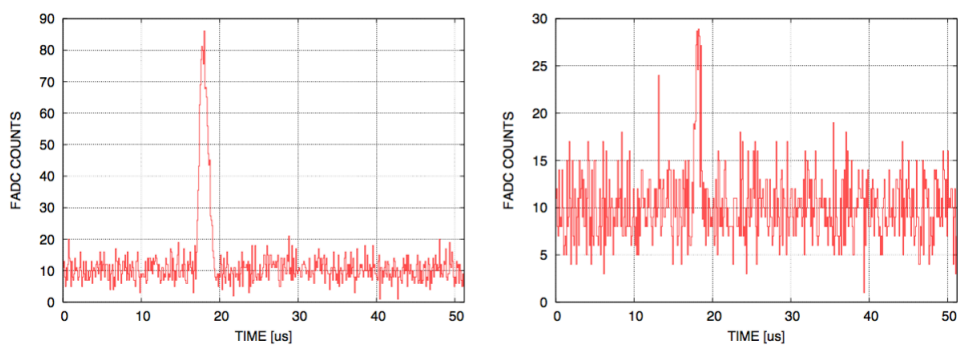


図 4.5: シミュレーションによる波形

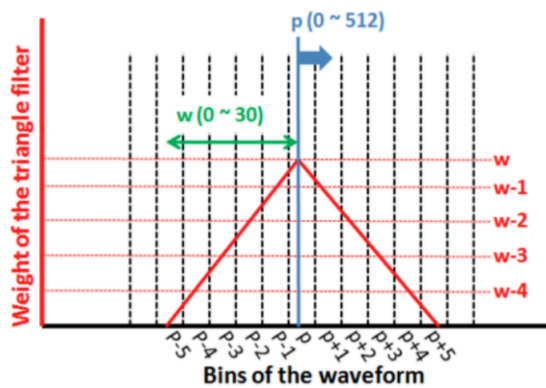


図 4.6: 重みを表しているトライアングルフィルターの概略図

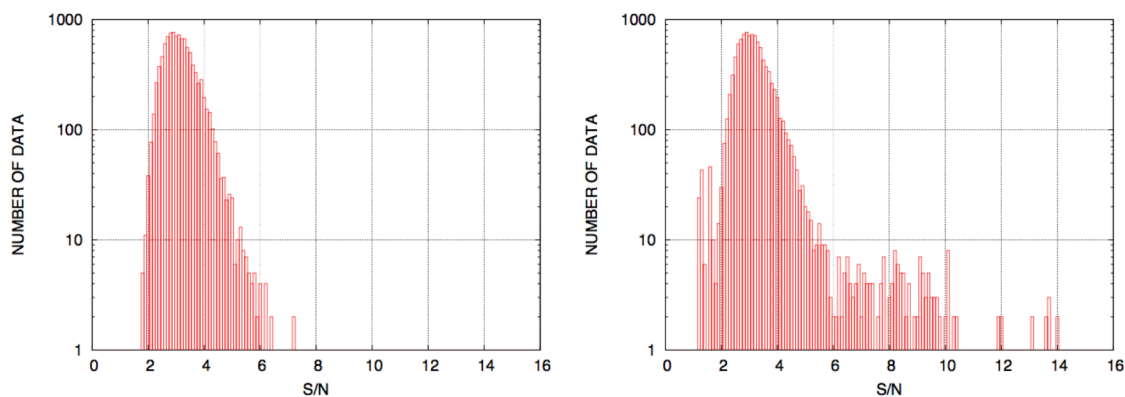


図 4.7: 観測で得られた波形の最大有意度の分布. 空気シャワーの信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右).

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 (β とする) を求め、 β が大きい PMT はノイズ信号として除外する。しかし、 β 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。

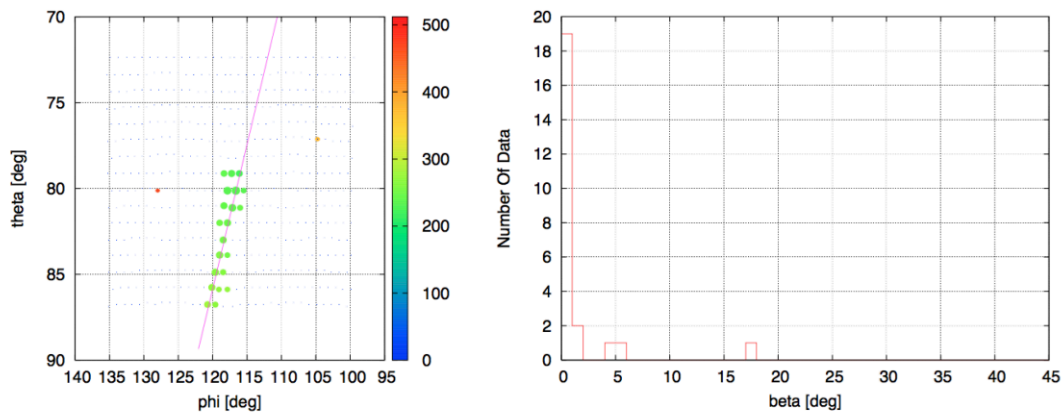


図 4.8: シャワートラック (左) と離角 β の分布. 空気シャワーによるデータは離角の小さい部分に集中するのに対して、そこから外れたデータはノイズと考えられる。

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した時刻を用いるため、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。ジオメトリの再構成については第 4.3.2 項で説明する。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 ψ 、 i 番目の PMT の方向ベクトルがなす角 α_i とすると、PMT への光子入射時刻 t_i は

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (4.25)$$

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、 α 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 α_i はシャワートラック中心の方向ベクトル \mathbf{n}_c とシャワー軸上に投影した PMT の方向ベクトル $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$ から次式で決まる。

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left(\mathbf{n}_i^{\text{proj}} \cdot \mathbf{n}_c \right) \quad (4.26)$$

各 PMT における α_i と 1st セレクションで求めた T_i を式 (4.25) によっフィッティングし、フィッティングから大きく外れたものを除外する。

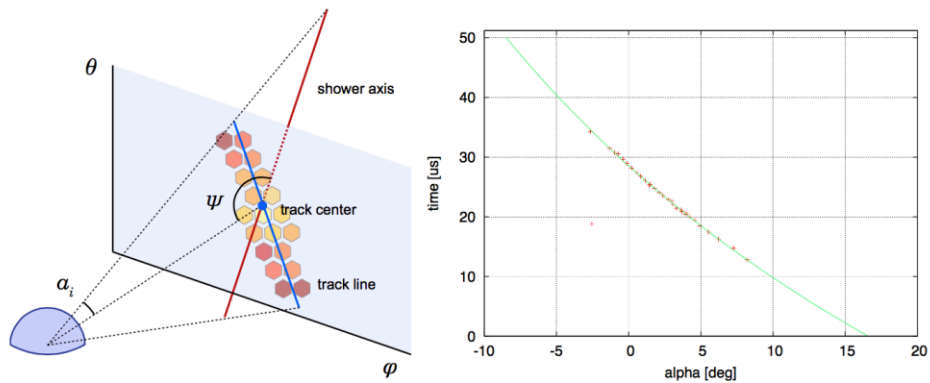


図 4.9: シャワートラック (左) とノイズ選別のためのタイミングフィット (右). 右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 (-2.5° , $19 \mu\text{s}$) があり、これはノイズ信号である。

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 6σ 以上の有意

度を持った PMT だけが選定される．ここでは 6σ 以上の有意度を持った PMT だけが選定される．ここでは， 6σ 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 ，疑似 χ^2 ，SDP からの離角 β_i を，全ての PMT に対して計算する．

$$R_i = |f(\alpha_i) - T_i| \quad (4.27)$$

$$\chi^2 = \left(\frac{R_i}{\sigma_{T_i}} \right)^2 \quad (4.28)$$

$$\beta_i = \vec{P}_i \cdot \vec{V}_{\text{SDP}} \quad (4.29)$$

ここで α_i は SDP へ投影された i 番目の PMT の仰角， $f(\alpha - i)$ は α_i でのフィット関数から得られるタイミング， σ_{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}_{SDP} は SDP での垂線方向である．これらのパラメーターが PMT の排除または追加の判定に使用される．

表 4.1: 4th セレクションでの PMT 選別基準

item	SOFT	HARD
R_i	$< 1.2\mu s$	$< 0.8\mu s$
χ^2	< 20	< 15
β_i	$< 4^\circ$	$< 2^\circ$

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，離角が選定される PMT の 5° 以内と時間差が $5\mu s$ 以内の基準で選ばれた，隣接した PMT との α_i と T_i の”Linear”フィッティングによって判定される．フィットされた関数からの時間差 R_{linear} ，疑似 χ_{linear}^2 ，使用される PMT 数 N_{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 がこれらの基準をすべて満たす時，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．

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

item	THRESHOOLD
N_{linear}	> 3
R_{linear}	$1.2\mu s$
χ_{linear}^2	$20\mu s$

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 のすべての PMT セレクションを行ったあとであり，以降の解析で使用しない PMT には \times 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．

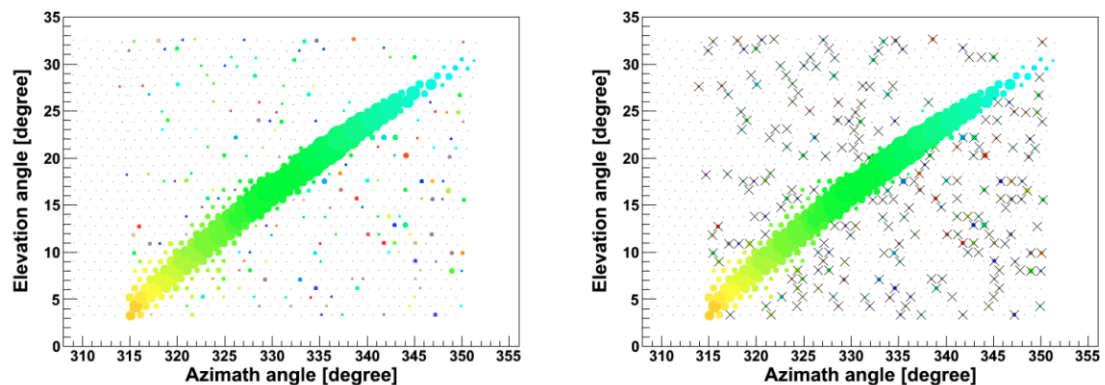


図 4.10: 1st から 4th の全てのセレクション前 (左) とセレクション後 (右) の空気シャワーイベントディスプレイ．ノイズが除去されていることがわかる．

4.3.2 空気シャワー到来方向の再構成

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みについてを述べる。まずは観測されたステーションでの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り、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がわかる。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° 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ロ法を高速化する上で重要である。

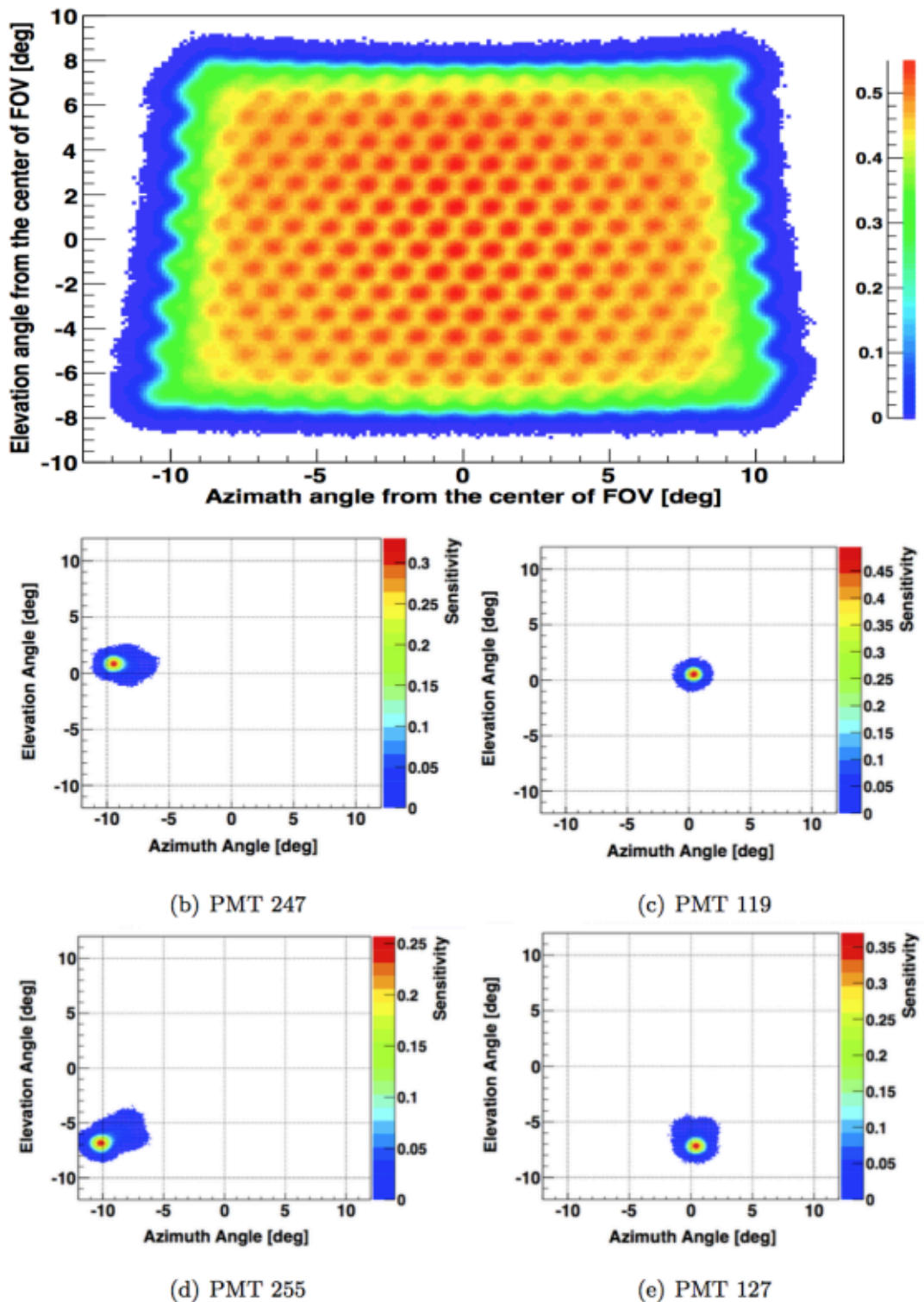


図 4.11: 望遠鏡への光子の入射方向に対する PMT の感度 (BRM Camera 00 の例). 上は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの. 下は各 PMT ごとに描いた図である. 数値はシミュレーション時の入射光子数に対する検出光子数の比である.

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 χ^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。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.30)$$

ここで、 σ_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

$$w_i = \frac{N_i^{\text{pe}}}{\bar{N}^{\text{pe}}} \quad (4.31)$$

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

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 4.12)。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、

$$t_i = t^{\text{P}} + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (4.32)$$

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

が成り立つ。ここから t^{P} を消去すると

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

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 α_i も既知である。これを用いて式 (4.34) を書き換えると、

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (4.35)$$

ここで ψ 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 σ_i を考慮して、以下の χ^2 を最小にする t^* , r^* , ψ の最確値とする。

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{\{t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^*\}^2}{\sigma_i^2} \right] \quad (4.36)$$

ただし、 $s_i(\psi)$ は

$$s_i(\psi) = \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (4.37)$$

である。このようにして、 r^* と ψ 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。

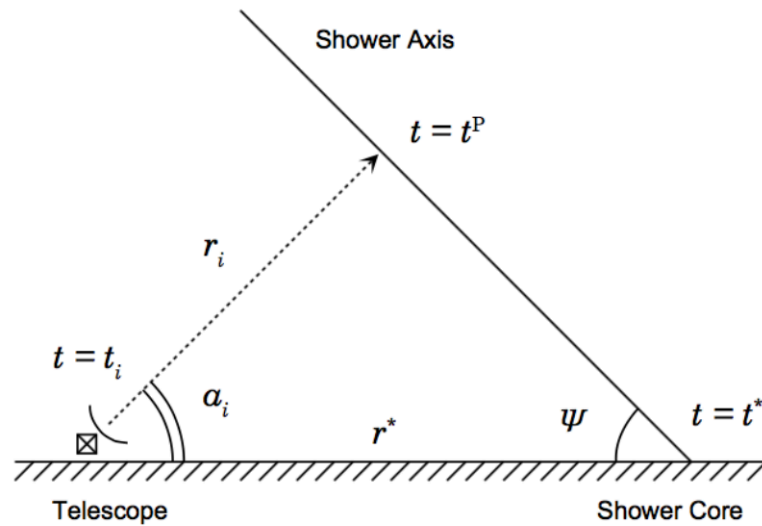


図 4.12: モノジオメトリ再構成

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[15] 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、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^{pe} (光電子数) は

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_\lambda N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (4.38)$$

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、式(4.19)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(4.38)を使って計算した信号と観測データを元に、次の尤度を計算する。

$$L = \sum_i \left\{ n_i^{\text{pe,data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe,st}}} \right\} \quad (4.39)$$

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

ここで $n^{\text{pe, st}}$ は式 (4.38) 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 番目の光電指数である. X_{max} を変えながら式 (4.39) の尤度を繰り返し計算し, 最大になる X_{max} を最確値とする.

N_{max} 決定

縦方向発達を求めたのち, N_{max} を求める. 検出された総光電子数が最も多かったステーションでの総光電子数と式 (4.38) から求まる $N_{\text{max}} = 1.0$ の総光電子数の比から N_{max} を決定する. すなわち,

$$N_{\text{max}} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe, data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (4.41)$$

である. 図 4.13 は観測されたシャワーイメージと, 再構成結果を元に式 (4.38) から計算した PMT で検出される光電子数との比較である. これは図 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_{max} , N_{max} の縦方向発達曲線から式 (4.38) 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_{max} , N_{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_{cal} が求まる. E_{cal} は一次宇宙線のエネルギーではないことに注意する.

$$E_{\text{cal}} = \frac{\overline{dE}}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.42)$$

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 MeV/(g/cm²) である.

ところで, Gaisser-Hillas 関数は

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (4.43)$$

$$\xi = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda} \quad (4.44)$$

を用いて書き換えると

$$N_e = N_{\max} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi e^{-t t^\xi} \quad (4.45)$$

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

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\max} \frac{\overline{dE}}{dX} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi \Gamma(\xi + 1) \quad (4.46)$$

そのようにして求めた E_{cal} に式 (4.4) と式 (4.5) 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。

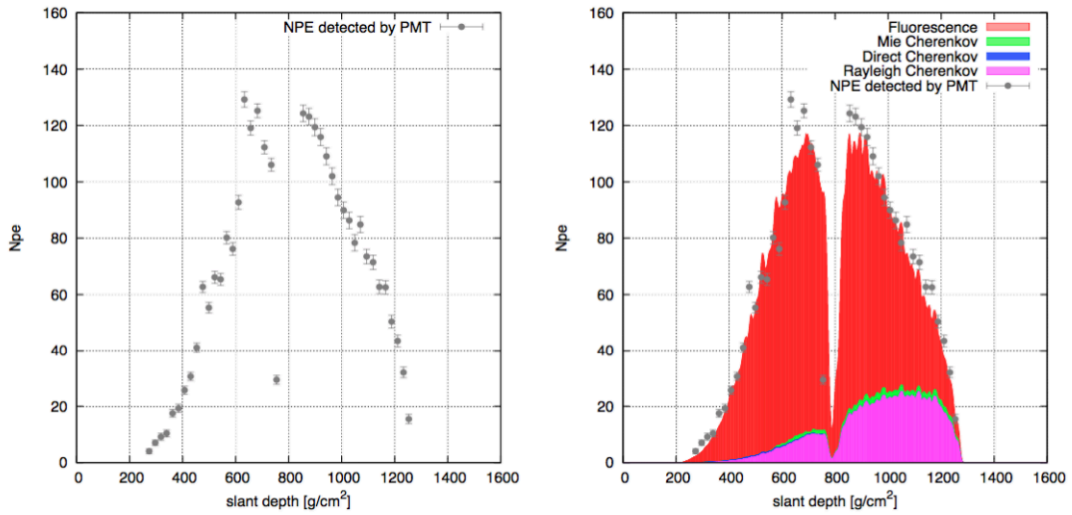


図 4.13: 観測データとシミュレーションの比較. 左図は実際の観測データであり, 右図は再構成で得られたシャワーパラメータをもとにシミュレートした光電子数を重ね書きしたものである. 右図のヒストグラムでは, 赤色は大気蛍光, 青はチェレンコフ光, 紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光, 緑色はミー散乱されたチェレンコフ光の光電子への寄与を表す.

第5章

CLF システム

CLF システムは3カ所のFDステーションの中心に米軍コンテナを流用して建設されており、FD観測中にレーザーを射出し、FDでその大気による側方散乱光を観測することで大気透明度を測定することができる。宇宙線観測時にオペレーションが可能であり、30分ごとに大気モニターを行っている。レーザーを脱偏光状態にし、大気中に射出されたレーザーの光軸に対して360度に等方的に光を散乱させ、各FDの標準光源としての役割を担っている [12]。

5.1 背景・目的

FDで正確に宇宙線観測を行うために、蛍光の大気減衰率の理解が重要である。空気シャワーによる大気蛍光が発生した地点からの伝播過程で大気を通過するため、望遠鏡までに散乱が起り減衰する。FDでの受光量から宇宙線のエネルギーの推定を行う(4.3.3節参照)ために大気による減衰は無視できない。観測地であるアメリカユタ州デルタは非常に空気が乾燥している広大な砂漠地帯であり、エアロゾルの分布量が短時間で大きく変化する。そのため、大気中のエアロゾルの分布量を高頻度でモニターすることで、より正確な宇宙線のエネルギーの推定を行うことができると考えられる。CLFシステムは30分ごとにレーザーを射出して、大気透明度を30分ごとに測定可能である。

5.2 CLF システム構成

CLFシステムの主要部は電力供給部、レーザー射出部と光学系、制御部で構成されており、その他に自動遠隔観測および保守のための環境モニターを含む環境管

理部，通信用の長距離通信用アンテナも存在している．CLF の場合，FD によって散乱光を受光するので受光部は独自に持たない．さらに，CLF コンテナには気象観測装置も設置されており，実験サイト中心の気象情報も取得している．CLF システムの構成要素を表 5.1 に示す．CLF の周囲は砂漠に囲まれているため，CLF システムには独自に太陽光発電システムと LP ガス発電機を設置し，稼働電力を供給している，通常時，CLF システムの電力は制御系と環境モニターは運用コスト等の面から太陽光発電システムで賄われる．しかし，レーザーを使用する観測地とコンテナ内の保温用ヒーターの使用時は数 kW の電力を必要とするため LP ガスによる発電機を起動し電力を供給している．

表 5.1: CLF システムの構成要素

	Item
レーザー制御部	Nd:YAG レーザー (水冷式) ハーモニックセパレーター × 2 ビームスプリッター ビームエキスパンダー 反射鏡 脱偏光板 エナジープローブ × 2
制御部	低電力 PC 希少モニター 温度センサー 電圧センサー
電力供給部	LP ガス発電機 太陽光発電パネル × 5 バッテリー × 4

CLF システムのレーザーは波長 355 nm の水冷式 Nd:YAG レーザーを採用している．レーザー波長を 355 nm とすることで，空気シャワーによる大気蛍光 (300 nm～400 nm) の擬似的な光源として捉えることが可能となる．

CLF システムのレーザー光は図 5.1 に示されるような多くの光学系を介し，多くの調整を経た後に大気中へ射出される．まずはじめに，2 種のハーモニックセパレーターを通して，1 倍と 2 倍高調波を取り除くことでレーザー出力の計測精度を

高めている。3倍高調波のみになったレーザーはビームエキスパンダーによりビーム径を3倍にされた後、脱偏光板によってビーム断面上でランダムな偏光にされることで実質的に脱偏光状態になる。脱偏光状態にすることによって、散乱光は光軸に対して 360° 一様な光量を持つようになる。これにより3箇所のFDステーションに向かって散乱する光量は一定となり、CLFレーザーの散乱光は標準光源として大気を含めたFD検出器の較正に使用することが可能になる。脱偏光後、レーザー光をビームスプリッターによってその10%を反射し、レーザー出力測定プローブによってレーザー出力を相対的に測定する。ビームスプリッターを透過したレーザー光は最後に、反射鏡で垂直に跳ね上げられてCLF射出口より射出される。また、1回ごとの観測終了時に垂直の光軸上にレーザー出力絶対値測定用のプローブを導入し、絶対出力と総体出力の同時測定により両者の相関を測定している。絶対出力と相対出力の関係とCLF観測時の相対出力から射出出力は見積もることが可能である。観測デバイスの制御はCLF内に設置されたパソコンで行われる。

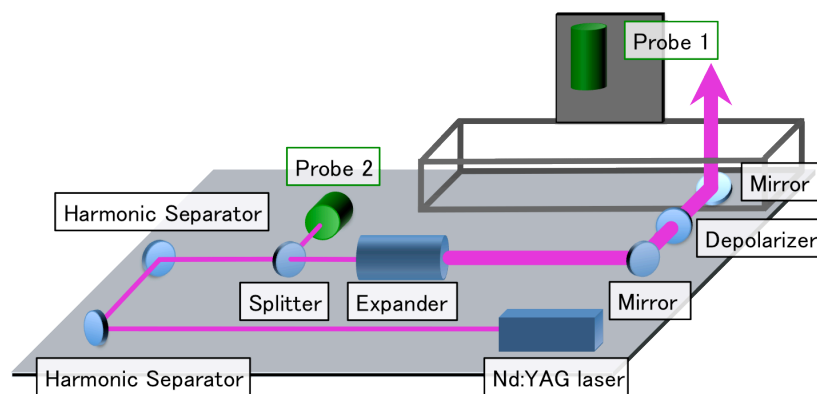


図 5.1: CLF 光学系

CLF システムのレーザーは水冷式レーザーである。冬季におけるコンテナ内の温度低下はレーザーの凍結による故障につながってしまう。そのため、CLF は安定な自動温度管理および、発電機の遠隔制御の必要性が高い。

温度管理のために、CLF コンテナ内部は1分刻みで内部温度を測定してCLF内のパソコンに記録される。この情報は、TA 実験のローカルネットワークを通じて、観測員の活動拠点になっている。発電機制御用パソコンは、CLF コンテナ内部の温度が十分に高くなると、同様のプロセスでヒーターと発電機は自動停止する。CLF システムのダイアグラムを図 5.2 に示す。

観測時間の1時間ほど前に発電機制御用パソコンによって発電機は自動起動さ

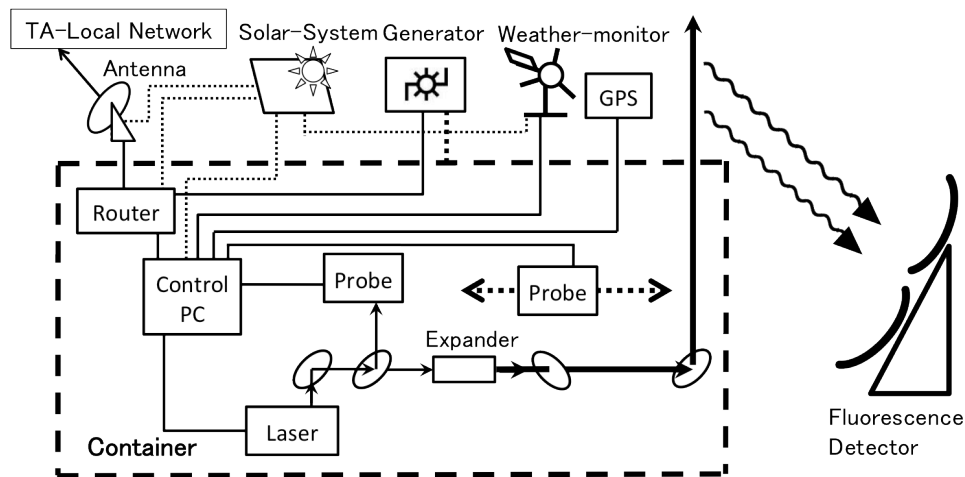


図 5.2: CLF システムにおけるダイアグラム

れ、観測終了後に自動停止するようになっている。観測時間中は温度管理の機能を一時停止し、温度管理用プログラムとのコマンド同士の衝突を回避している。

以下、CLF システムの各部の詳細について述べる。

5.2.1 電力供給部

実験サイトの中央に設置された CLF システムは市街地から離れた環境であり、幹線道路からも離れているため外部からの電力供給は不可能である。そこで、CLF では太陽光発電システムと LP ガス発電機の 2 つの発電方法で稼働電力を確保している。LP ガス発電は運用コストが非常に高いので、レーザー使用時とコンテナ内の保温用ヒーター使用時に限られる。それ以外のシステム制御は太陽光発電システムで運用されている。電力供給システムの外観を図 5.3 に示す。



図 5.3: CLF の電力供給システム

太陽光発電システムは、太陽光パネル（京セラ製:KC125TJ × 4, シャープ製:ND-L3ELJE × 1）5枚, 充放電コントローラー（Xantrex” TRACE” 製:C40 × 2, MORN-INGSTAR 製:SunLIGHT × 2）4台, バッテリー（DYNASTY 製 DCS-100L）4台で構成されている。太陽光発電パネル2枚と MORNINGSTAR 製の充放電コントローラーは、LP ガス発電機の起動用バッテリーの保守用と CLF 環境モニターの保守に用いられる。この装置の発電量は最大 600 W であり, 最大蓄電量 400 Ah(4800 Wh) である。日の出, 日の入り時間が季節ごとに異なるため, FD の観測時間も異なる。冬期の観測時間が 16 時間であると長めに見積もり, 更に悪天候等のトラブルによる発電不能な日を考慮して安全係数を 5 倍取ると, 制御用ボードパソコン, 気象観測装置, 長距離通信用アンテナ, 及び CLF 内のローカルネットワーク用のルーター等の消費電力は合わせて 60 W 以下にしなければならない。太陽光システムで稼働する装置とその消費電力を表 5.2 に示す。LP ガ

表 5.2: 太陽光発電システムで稼働する装置と消費電力

Item	load Power [W]
制御用ボードパソコン	5.0
長距離無線システム	10.3
CLF ローカルネットワーク用ルーター	4.3
気象観測装置	0.1
DCDC コンバーターによる損失	1.0
その他	1.0

ス発電機は Cummins 社製 Onan Generator を使用しており、CLF システムには予備電源を含め、2 台設置されている。この発電機は 60 Hz 交流 120 V で 12 kW の出力を持つ。発電機はそれぞれ個々に IP アドレスを持つことが可能であり、外部から遠隔での動作状況を確認することが可能である。

5.2.2 レーザー部と光学系

CLF システムでは、パルス幅を 1 ns 単位で制御可能な Q スイッチ制御 Nd:YAG レーザーを使用している。Nd:YAG レーザーのような固体レーザーは個体媒体によってその波長は決まっており、この場合は波長が 1064 nm の赤外線レーザーを発する。この赤外線レーザーに波長 355 nm だけを抽出するようにフィルターを用い、3 倍高調波のみを得ることが可能になる。この CLF システムのレーザーは FD 観測時であるため、本旨である宇宙線観測の妨げにならないように、1 回のオペレーションを短時間で行わなければいけない。そのため、高頻度でレーザー射出を行うことができる水冷式レーザー (Big Sky Laser Technologies 社製:ULTRACFR, Nd:YAG レーザー) が採用された。

CLF レーザーの仕様を表 5.3 に、レーザーの外観を図 5.4 に示す。CLF の光学系はレーザー光を蛍光の波長域である 355 nm のみの光を抽出し、散乱光の角度依存性をなくし、脱偏光状態を作り出すように設計されている。CLF 内には光学用定盤が設置されており、複数の光学鏡を用いた光軸の設定を行っている。強風などによって、CLF コンテナが振動しても光軸が影響をできるだけ受けないように、地面に直接打ち付け固定を施してある。また、作業用の安全面と防塵等の装置保護の面から図 5.5 のように、トリ加工用に紫外線不透過のプラスチックで作られたカバーが取り付けられている。プラスチックカバーには、レーザー射出用の射出口が開けられている。

CLF レーザーから数 % の 1 倍波と 2 倍高調波が同時に射出される。これは波長変換用非線形結晶の変換効率は 100 % ではないためである。FD で散乱光を観測するには、3 倍高調波の射出エネルギーを正確に測定する必要がある。ハーモニックセパレータを用いて、3 倍高調波のみを反射させ、1 倍波と 2 倍高調波を透過させ、3 倍高調波のみのレーザー光を得ている。ハーモニックセパレータの 3 倍高調波の反射率は 99.5 % であり、1 倍波、2 倍高調波の透過率は 90 % である。

TA 実験の 3 台の FD に可能な限り一様な光量にするために、レーザー光を脱偏光状態にする必要がある。発射時のレーザーは直線偏光の状態であり、散乱が発生した場合散乱強度は偏光方向に依存してしまい、ステーション間の光子検出効



図 5.4: CLF レーザー外観



図 5.5: CLF 光学系用の定盤

率の較正が不可能になる。このような状況を避けるため、脱偏光板（シグマ光機製:DEQ-2S）を用いて、光線断面上の偏光を不規則な状態にしている [12]。CLF レーザーは、ビームエキスパンダーによりレーザー径を3倍にしてある。これは、脱偏光板は光線断面積が大きいほど変換効率が高いためである。このビームエキスパンダーは望遠鏡と同様の構造をしており、これを通すことで遠方でのレーザー径の広がりを抑えることにも利用されている。脱偏光板は脱偏光状態を維持するため

表 5.3: Big Sky Laser Technologies 社製 : Nd:YAG レーザーの仕様

型番	
パルス幅	6~8ns
ビーム径	3.0mm
最大射出出力@1064nm (1 倍波)	100mJ
パルスレート	0~20Hz
最大パルスレート	30Hz
ジッター	± 7nm

に、定期的な調整を行う必要がある。そこで、脱偏光板を透過したレーザー光の 1 方向の偏光を切り出し、偏光プリズムを回転させながら、各方向のレーザー強度の測定を行っている。偏光試験で用いる偏光プリズムとその制御装置を図 5.6 に示す。この手法で不規則偏光具合を測定すると、完全に不規則な偏光状態であった場合は透過強度は一様になる [12].

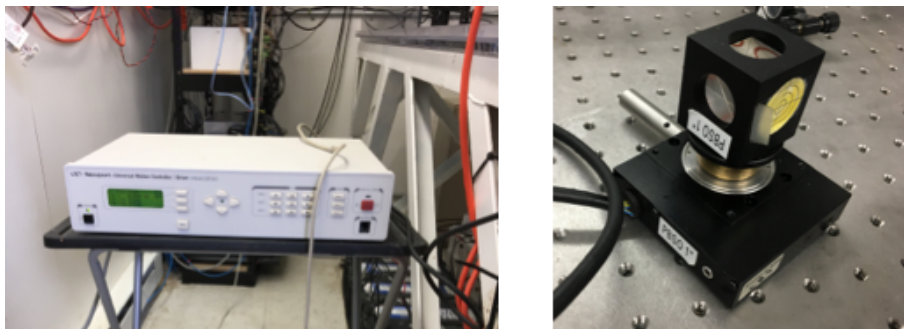


図 5.6: 脱偏光試験装置 (左: 制御装置, 右, 偏光プリズム)

CLF のレーザー光をビームスプリッター (CVI laser 社製;WG4105-0A) により、10 % を反射させ、レーザー出力測定用のエネルギーメーター (LASER PROBE inc. 製:RjP-734, rm3700) で測定を行っている。残りの 90 % は (反射鏡 CVI laser 社製:EH-353/633-1037-45UNP) で最後に鉛直方向に曲げられ、大気に向かって射出される。使用しているエネルギーメーターを図 5.7 に、仕様を表 5.4 に示す。前述したとおり、CLF 装置には直径 2 cm の射出口があり、そこから真下の定盤上にはミラー調整用の目印がある。そのミラー調整用の目印を用いて、鉛直方向への射出の角度調整を行う。反射鏡上の光軸中心をこの目印上に来るように光軸調整を行い、

あとは上部の直径 2 cm の穴から射出するだけで精度 0.5° で射出が可能である。

表 5.4: エナジーメーター (rm3700) の仕様

型番	RjP-734
波長範囲	0.18 ~ 20 μ
エネルギーレンジ	2 μ J ~ 2 J
損傷係数	0.4 J/cm ²
較正確度	5% ²
線形性	0.5% ²
最大繰り返しレート	40 Hz
最大パルス幅	1.0 ms
センサー直径×深さ	5.8 cm × 19.5 cm

FD で宇宙線観測時には、大気中に向かってレーザーの射出を行うために、ビーム径内にプローブを入れてのレーザーエネルギーの測定を行うことができない。そのため射出前にエネルギープローブと同様のものを、ステッピングモーター制御変位機 (Velmex 社製:VMX, MN10-0300-E01-21) 用いて移動させ、CLF レーザーの射出出力と総体出力を同時測定している。使用しているステッピングモーター制御変位機を図 5.8 に示す。



図 5.7: エナジメーター (rm3700)



図 5.8: ステッピングモータ制御変位機

5.2.3 制御部と環境管理部

CLF システムの電力供給部の通常運転の消費可能電力は小さいので、常時起動状態にする制御部のデバイスの消費電力は可能な限り小さくする必要がある。そのため、CLF システムでは、CLF システムの制御管理用に、小型のボードパソコン (technologic 製:TS-5500) が採用された。ボードパソコンの外観を図 5.9 に示す。このボードパソコンは、コンパクトフラッシュカードで、オペレーションシステムやデータの記憶媒体を使用しているため、消費は 5 W に抑えられる。また、

オペレーションシステムに LINUX-OS を採用しており，CLF システムのデバイス制御を行っている．また，拡張ボードによって，シリアルポートを8つ追加しており，外部機器との通信も充実している．外部との接続は Ethernet-TCP/IP プロトコルで実現されており，SSH (Secure Shell) プログラムも実装されているため，外部からのログインも可能としている．

制御用ボードパソコンの配下にはレーザー，エナジーセンサー×2，ステッピングモーター，リレー回路内臓の電力マルチタップがある．さらに PC/104 接続の GPS-Timing モジュール (GPSy-II) が1つ取り付けられており，レーザー射出用のトリガーパルスの生成と射出時間の記録を行っている．また，レーザー，エナジーセンサー，ステッピングモーター，レーザー射出口は電力的にはリレー回路内臓の電力マルチタップの下流にあり，これを制御することで各デバイスの電力供給を制御している．

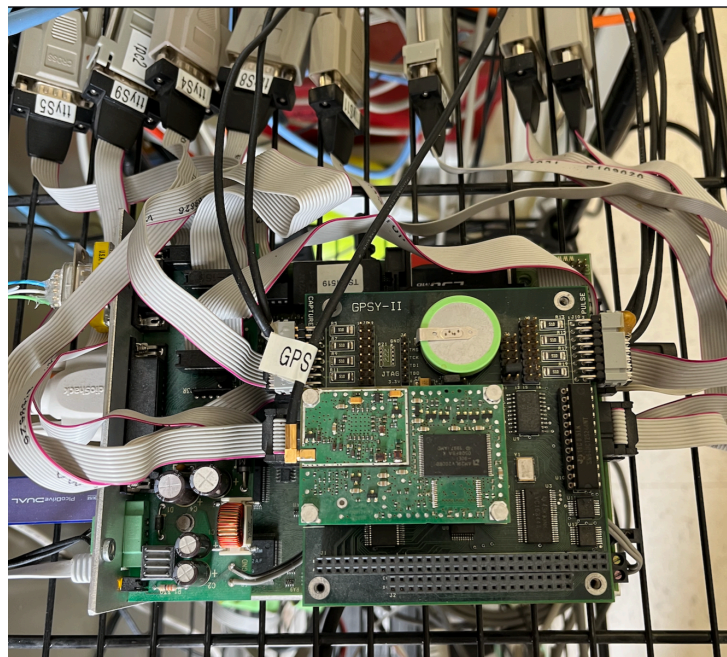


図 5.9: CLF 制御用ボードパソコン

制御用ボードパソコンでは CLF システム近辺の気象情報と太陽光発電システムバッテリー電圧の計測と記録を行っている．

気象観測装置に VAISALA 製ウェザーとランスミッター:WXT520 を使用し，気温，気圧，湿度，降水量，風速，および風光を記録している．降水量は CLF の射出の有無の判断の基準となる．

また、制御用ボードパソコンのデータ保存量は 64 MB で非常に小さい。そのため 8 GB の USB フラッシュメモリーによって、データ保存容量を拡張している。レーザー出力や気象情報などの全データはこの記憶媒体に保存される。

5.3 CLF システムオペレーション

5.4 CLF システムオペレーション

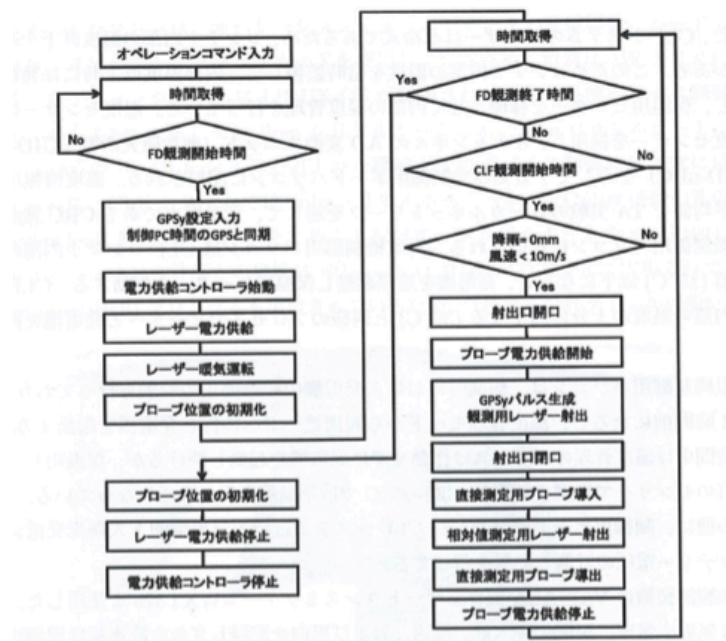


図 5.10: CLF 観測のフローチャート

CLF は 3 台の FD ステーションから 20.8 km も離れているため、CLF の観測コマンドは、FD ステーションから遠隔操作で CLF 制御コンピュータに投げられる。コマンドが投げられた後は図 5.10 に示されるフローチャートに従って FD 観測の終了時刻まで自動観測になる。FD 観測終了後の停止操作まで自動となるので、観測者はコマンドの投入だけで良い仕組みになっている。

CLF では、制御コンピュータの時間を GPS 時間と同期させている。次に電力供給コントローラーにより、レーザーに電力供給を開始させる。その直後にレーザーは射出出力が不安定になるため、1 Hz のレーザーを 900 発の射出を行う暖気運転を行う。そして、レール可動式に動くプローブ位置の初期化を行い、CLF 観測時

間まで待機となる。CLF の観測時間になると、ウェザーモニターデータを読み込み、過去 15 分間の降雨量、風速の確認を行う。降雨や風速 10 m/s 以上が直近の 15 分に観測された場合は、CLF からのレーザー射出は行われないように制御されている。観測時間内 30 分毎に射出口を開け、大気にレーザーの射出を行う。これは雨や、風による砂等によつての、ミラーの汚れ等を防ぐためである。

CLF は FD 観測時間内に、30 分毎に 30 秒間 10 Hz のレーザーを 300 発射出している。射出後は、射出口を自動的に閉じるように制御されている。

5.5 レーザーエネルギーのリニアリティー測定

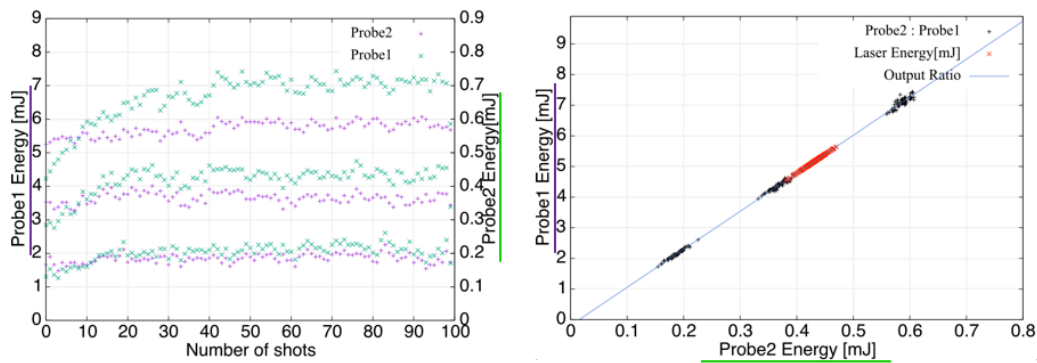


図 5.11: リニアリティー測定 (左) とレーザー出力の決定 (右)

CLF での 30 分毎のレーザー射出直後に、大気中に射出したレーザー出力の決定を行うために、リニアリティー測定を行っている。光学系は図 5.1 に示してある。リニアリティー測定時に、すぐにステッピングモーターで制御の行われたプローブをレーザーのビーム径内に移動させ、レーザーを 300 shots 射出し、このプローブとビームスプリッターによってレーザーの 10% を反射させているプローブの 2 つで測定を行う。一回のリニアリティー測定での全 300 shots の射出の内、100 shots 射出する毎に出力を変え、プローブの出力比を算出可能な出力設定にしてある。リニアリティー測定終了後、ステッピングモニターによって、ビーム径内に移動したプローブは次の CLF オペレーションに備え、ビーム径外に取り除かれる。このリニアリティー測定によって観測毎のレーザー出力を 1shot ずつ決定することが可能となる。ある CLF オペレーションでのリニアリティー測定を 5.11 に示す。左図はリニアリティー測定を表しており、緑点がビームスプリッターによってレーザーの 10% を反射させているプローブの測定値、ステッピングモニターに

よって、ビーム径内に移動したプローブの測定値を表している。右図は各プローブの測定値の比の近似直線が青線である。赤は CLF オペレーション時のビームスプリッターによってレーザーの 10 % を反射させているプローブの測定値を代入して決定されたレーザーの出力値である [12].

第6章

CLFにおけるVAOD

6.1 CLFにおけるVAOD 導出概念

CLFを用いた大気透明度測定は、CLFシステムによって鉛直方向に射出されたパルスレーザーの大気分子やエアロゾルによる側方散乱光を観測することで行われる。CLFにおけるVAODの導出の概念を図6.1に示す[12]。CLFによるレーザー光のFDまでの伝播過程を説明する。CLFシステムのレーザーエネルギー E から射出時の光子数 N_{P_0} は以下のように表される。

$$N_{P_0} = \frac{E\lambda}{\hbar c} \quad (6.1)$$

N_{P_0} は散乱点高度 H までの上昇過程においてエアロゾルと大気分子による散乱を受ける。高度 H での減衰したレーザー光量 $N_{P_T}(H)$ は、以下の式(6.2)のように表される。ここで c は光速、 λ はレーザー波長、 \hbar はプランク定数を示す。

$$N_{P_T}(H) = N_{P_0} \exp[-\tau_{\text{Ray}}(H)] \exp[-\tau_{\text{AS}}(H)] \quad (6.2)$$

光子が散乱高度 H において散乱した後に上空へ通り抜けていく光量 $N_{P_{\text{through}}}(H)$ は、ランバート・ベールの法則から、散乱高度における微小な厚み Δh を通り抜けるとすると、

$$N_{P_{\text{through}}}(H) = N_{P_T}(H) \exp[-\tau_{\text{Ray}}(\Delta h)] \exp[-\tau_{\text{AS}}(\Delta h)] \quad (6.3)$$

となる。よって散乱高度 H における総散乱光量 $N_{P_s}(H)$ は

$$N_{P_s}(H) = N_{P_T}(H) - N_{P_{\text{through}}}(H) \quad (6.4)$$

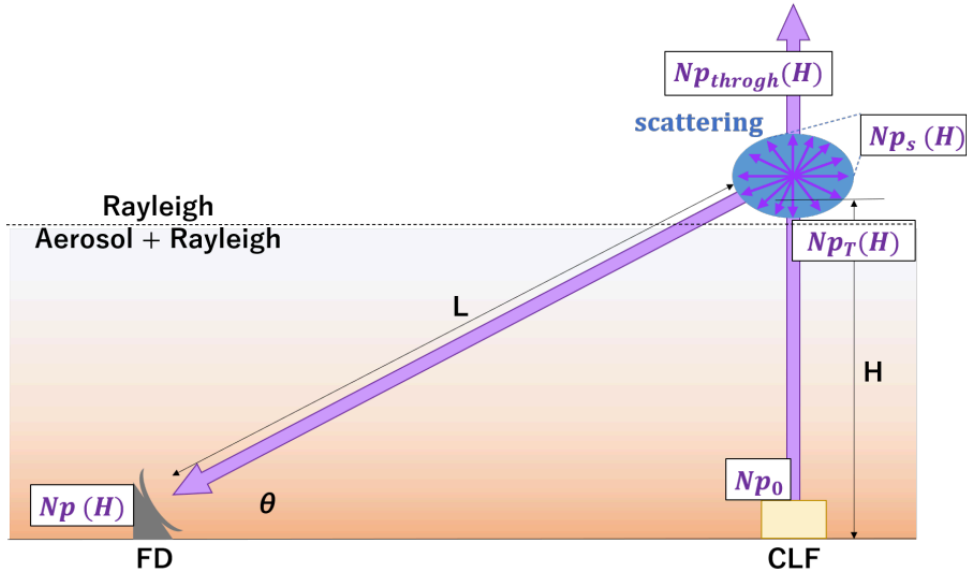


図 6.1: CLF システムによる大気観測イメージ

となる．さらに，大気分子，エアロゾルの散乱係数をそれぞれ S_{Ray} ， S_{AS} として，散乱高度 H から FD までの光学的厚さを τ_{Ray} ， τ_{AS} とすると，FD での CLF システムのレーザー光の受光量 $N_{\text{P}}(H)$

$$N_{\text{P}}(H) = N_{\text{P}_s}(H) (S_{\text{Ray}} + S_{\text{AS}}) \exp[-\tau_{\text{Ray}}(L)] \exp[-\tau_{\text{AS}}(L)] \quad (6.5)$$

となる．散乱係数は散乱点から FD 視野方向 ($90^\circ - \theta$) に散乱する光子の割合を示す係数で，微分散乱断面積 $\Delta\sigma(90^\circ - \theta)$ の関数であり $S \propto \alpha\Delta h$ の関係がある (α は消散係数)．大気透明度は $T = \exp[-\tau]$ なので式 (6.5) を T を使って表すと，

$$N_{\text{P}}(H) = N_{\text{P}_0} T_{\text{Ray}}(H) T_{\text{AS}}(H) (S_{\text{Ray}} + S_{\text{AS}}) T_{\text{Ray}}(L) T_{\text{AS}}(L) \quad (6.6)$$

ここで，エアロゾルの存在しない理想的な大気状態（大気がきれい）の時における受光量 $N_{\text{P}_{\text{ideal}}}$ を考える．その模式図を図 6.2 に示す．理想的な状態においてはエアロゾルの存在量が非常に少ないと考え， $T_{\text{AS}}(H) = T_{\text{AS}}(L) = 1$ ， $S_{\text{AS}} = 0$ から以下のようなになる．

$$N_{\text{P}_{\text{ideal}}}(H) = N_{\text{P}_0\text{-ideal}} T_{\text{Ray-ideal}}(H) S_{\text{Ray-ideal}} T_{\text{Ray-ideal}}(L) \quad (6.7)$$

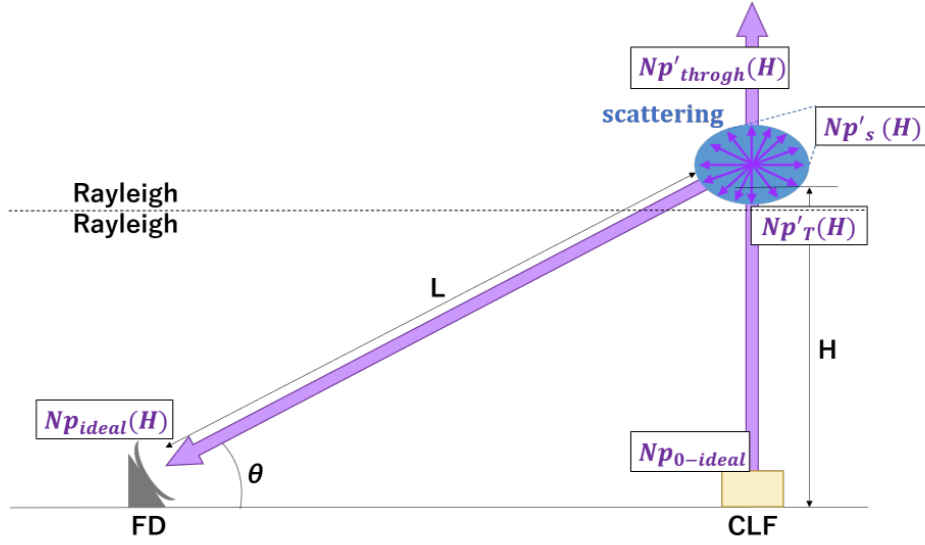


図 6.2: エアロゾルの存在しない理想的な状態のイメージ

ここから式 (6.6) を式 (6.7) で割ることにより比を取り，全大気散乱からレイリー散乱の成分を取り除くことでエアロゾル散乱を導く．

$$\frac{N_P(H)}{N_{P_{ideal}}(H)} = \frac{N_{P_0}}{N_{P_0-ideal}} \frac{T_{Ray}(H)}{T_{Ray-ideal}(H)} T_{AS}(H) \left(\frac{S_{Ray} + S_{AS}}{S_{Ray-ideal}} \right) \frac{T_{Ray}(L)}{T_{Ray-ideal}(L)} T_{AS}(L) \quad (6.8)$$

ここで，水平方向に対して大気状態が一定であると仮定すると，距離 H と L の関係式は以下のようにおける．

$$\tau(L) = \frac{\tau(H)}{\sin \theta} \quad (6.9)$$

ここから式 (6.8) は次のように表せる．

$$\frac{N_P(H)}{N_{P_{ideal}}(H)} = \frac{N_{P_0}}{N_{P_0-ideal}} \exp \left[-\tau_{AS}(H) \frac{\sin \theta + 1}{\sin \theta} \right] \exp \left[\frac{\sin \theta + 1}{\sin \theta} (-\tau_{Ray}(H) + \tau_{Ray-ideal}(H)) \right] \left(\frac{S_{Ray} + S_{AS}}{S_{Ray-ideal}} \right) \quad (6.10)$$

ここで大気分子の分布が支配的である高度 4.5 km 以上に散乱点高度を取る場合 [12]， $S_{AS} = 0$ となるので VAOD : τ_{AS} は式 (6.10) から以下のように表せる．

$$\tau_{AS}(h) = -\frac{\sin \theta}{\sin \theta + 1} \log \left[\frac{N_P(H) N_{P_0-ideal}}{N_{P_{ideal}}(H) N_{P_0}} \right] + (\tau_{Ray-ideal}(h) - \tau_{Ray}(h)) + \frac{\sin \theta}{\sin \theta + 1} (\alpha_{Ray-ideal}(h) - \alpha_{Ray}(h)) \Delta h \quad (6.11)$$

N_{P_0} と $N_{P_0\text{-ideal}}$ はレーザーの射出エネルギー E , E_{ideal} に比例するためレーザーエネルギーの比から光子の比を算出することが可能となる [12][16].

6.1.1 FD の受光量 (N_P/E)

CLF イベントでのレーザー光は FD にて観測される．観測されたレーザー光は FD の PMT 部のそれぞれの受光タイミングから，CLF イベントの受光量の時間分布を得ることができる．FD の PMT カメラにおけるレーザーのビームラインを表したイメージを図 5.3 に示す．一つの六角形は PMT 一本分の反応を示してり，赤から白色は受光量を示す．FD による空気シャワー用の観測システムでは，記録できる時間幅に限度があり，図 6.3 のように PMT カメラ上段の途中で受光信号が途切れてしまう．

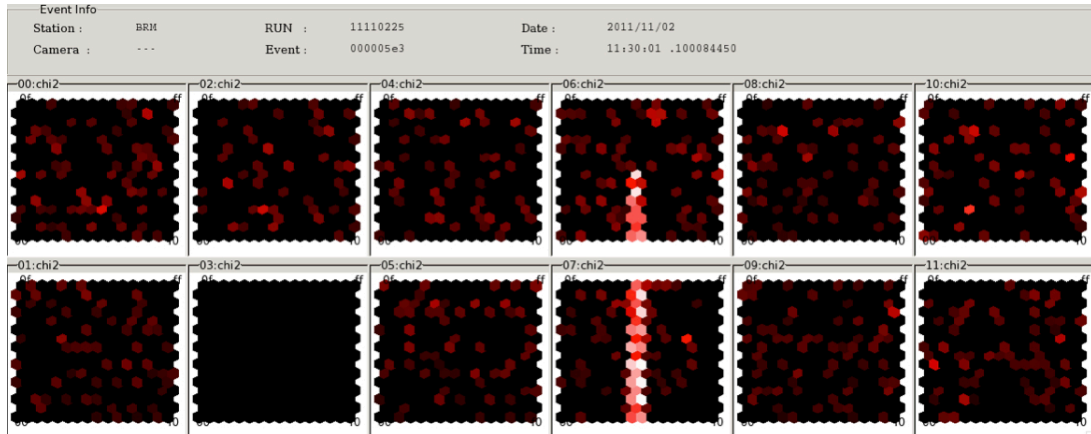


図 6.3: PMT カメラでの CLF イベントのイメージ図

図 6.4 は CLF のレーザー 1shot における PMT カメラ上の光子の移動を示している．紫点は PMT カメラにおける下視野で，緑点は上視野の光子移動を示している．FD の PMT カメラの下視野から上視野のかけて光子量が移動していることがわかる．また，PMT カメラの下視野で CLF の側方散乱光を観測してからの時間幅を Δt とし，光速を c ，CLF - FD 間の水平距離を L_G ，FD を基準とした散乱点の仰角を θ とすると，PMT カメラの下視野の仰角は 3° (図 6.5) なので

$$\Delta t = \frac{\left(\frac{L_G}{\cos \theta} + L_G \tan \theta\right) - \left(\frac{L_G}{\cos 3^\circ} + L_G \tan 3^\circ\right)}{c} \quad (6.12)$$

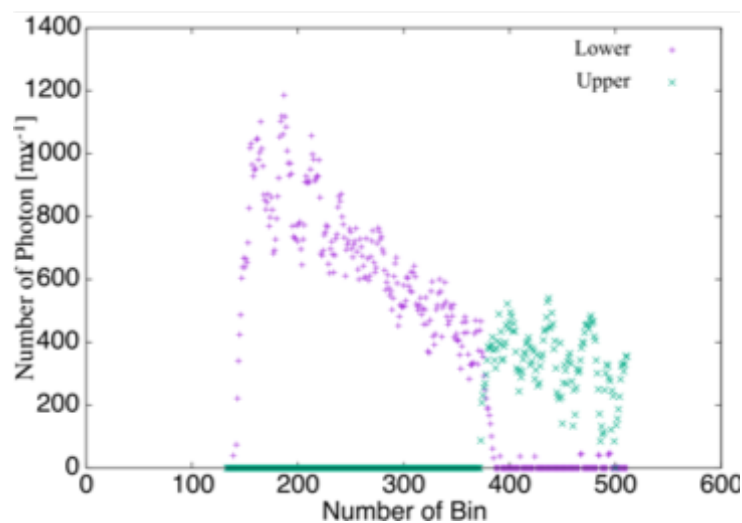


図 6.4: レーザー 1shot における受光強度の時間分布

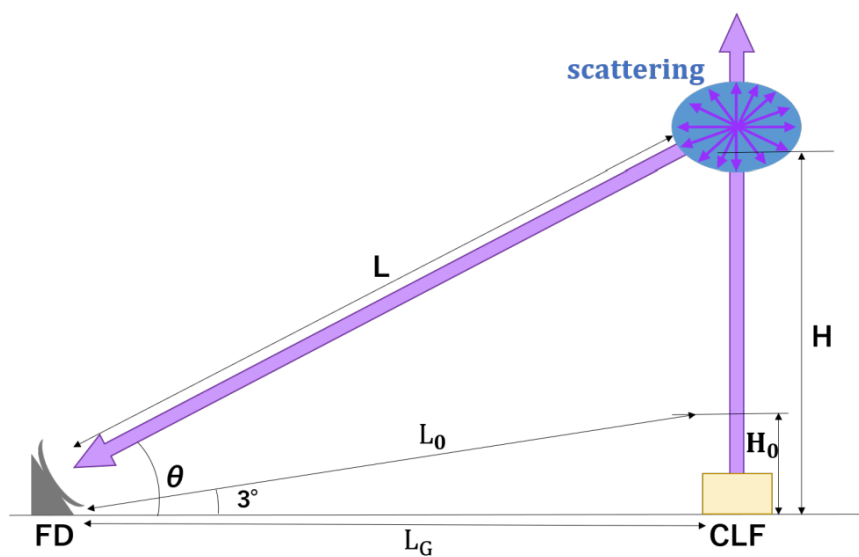


図 6.5: FD の仰角と CLF 観測イメージ

と表される. これを $L_0 = \frac{L_G}{\cos 3^\circ}$, $H_0 = L_G \tan 3^\circ$ とおき, θ について解くと

$$\cos \theta = \frac{2L_G \times (L_0 + H_0 + \Delta c)}{(L_0 + H_0 + \Delta c)^2 + L_G^2} \quad (6.13)$$

となり, 受光時間から散乱点高度が算出可能になる.

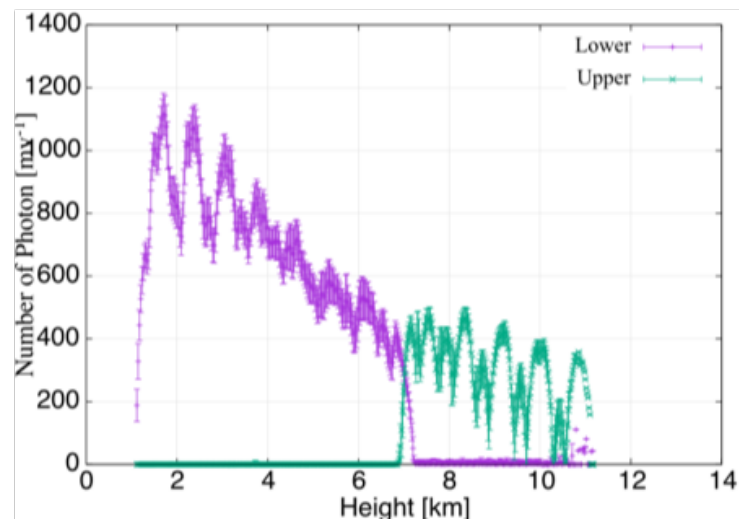


図 6.6: CLF イベントの PMT カメラ上での平均光量の高度分布

図 6.6 では、下視野と上視野の間に谷の構造が見受けられる。これは、PMT カメラの下視野と上視野の境界を表している。その付近においては受光量が不安定である。今回、この境界となる領域の散乱高度を除いた VAOD の算出を行う。FD での受光強度 N_P は、全 260 shots の CLF オペレーションの内、FD でトリガーされたイベントで平均化を行った光量になる。高度 1 km ~ 12 km でのレーザーの側方散乱光を FD で捉えていることがわかる。

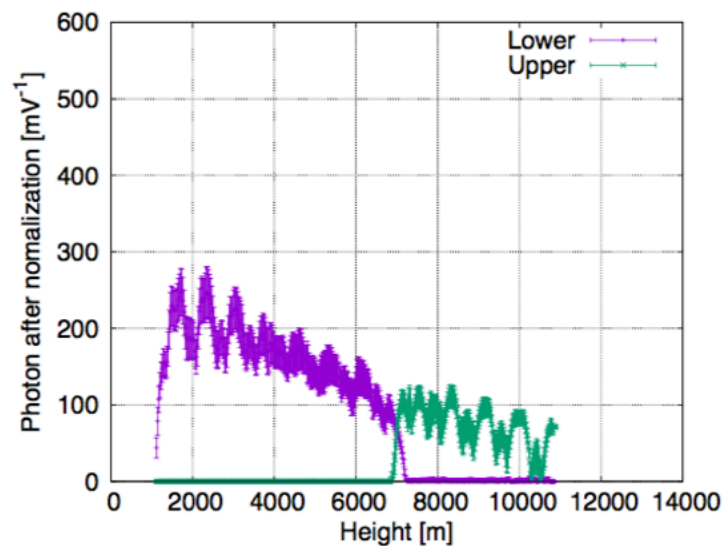


図 6.7: レーザーエネルギーで規格化を施した CLF イベント

CLF オペレーションのレーザーエネルギーは各観測及び観測時期により異なる。受光強度 N_P はレーザーエネルギーの影響を受けた値であるため、レーザーエネルギーによる規格化を行う。図 6.7 はある CLF オペレーションにおける受光強度 (N_P/E) の高度分布である。この高度分布の内、任意の高度を中心とした 1 km の区間の積算を対象高度における受光量 (N_P/E) として、VAOD 解析を行っている。

6.1.2 天候による影響の除去

レーザーが雲により影響を受けて FD の受光強度の波形例を図 6.8 に示す。地面から垂直方向に打ち上げられたレーザーの光子は、雲などにより FD での受光量が増加もしくは減少する。雲による散乱、減衰をエアロゾルによる影響と区別するため、雲の存在が確認できるようなデータのセレクションを行った。図 6.8 の受光量の高度分布にて FD の PMT カメラ構造にて受光強度の波形に山の構造が見られる。波形の山になる部分を最小二乗法でフィッティングを行い、フィッティング線に対する受光強度の割合から雲データ (Hazy, Partly Cloud) を検出する。また、受光強度の分布が最大値より大きい、もしくは受光強度 0 が続くことから雲データ (Overcast, Cloud) を検出している。雲の選定において、Clear, Overcast, Cloud, Hazy, Partly Cloud の 5 つのクラスに分別した。雲データの選別により 60 % 前後を観測領域において晴れ、40 % 程度を曇りと判定している。

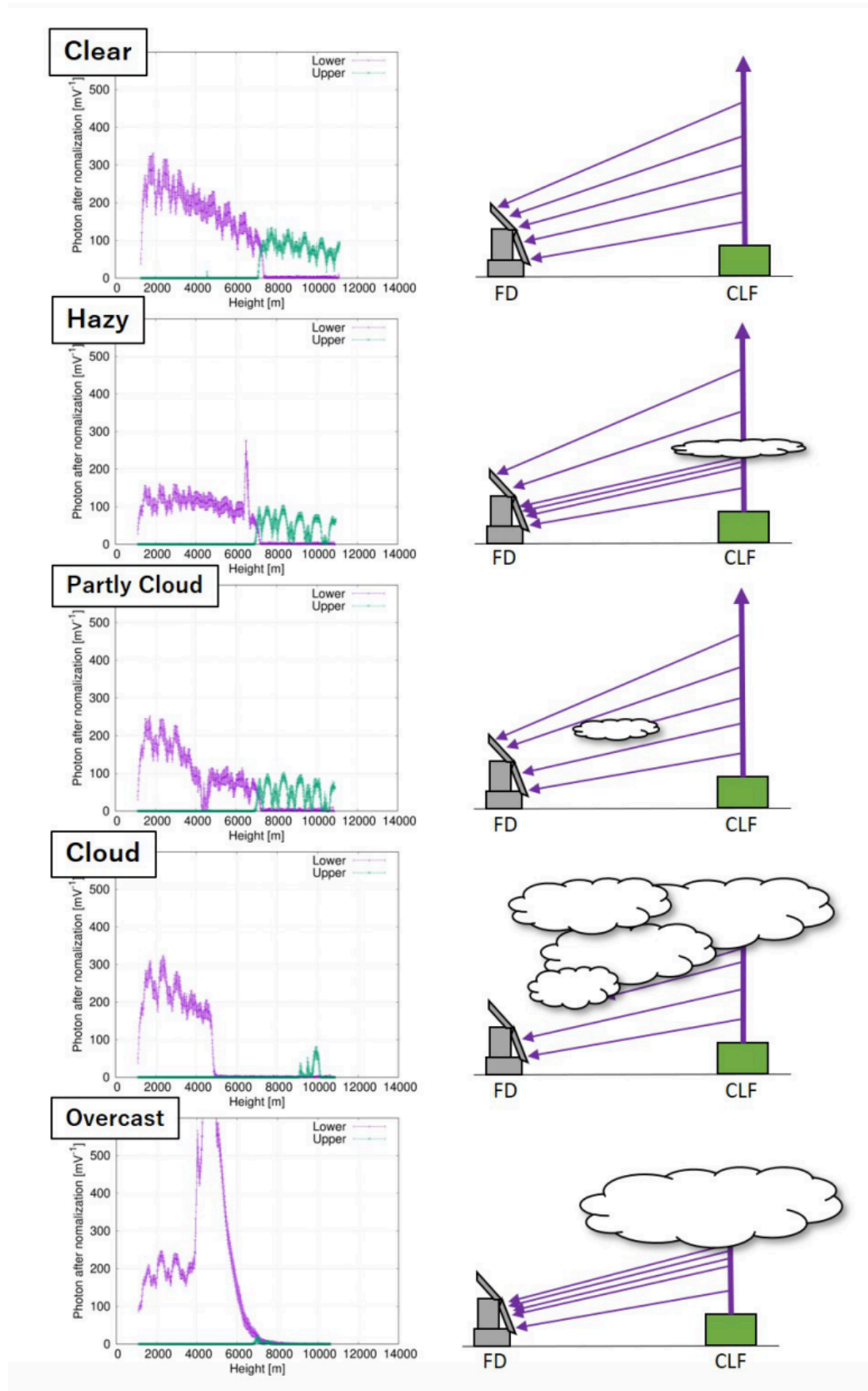


図 6.8: 天候と FD 受光強度

6.1.3 レーザーエネルギーの不安定な期間

CLF システムのレーザーシステムに不調等がある場合、オペレーションが行われると受光量にも影響が出ることが分かっている。このレーザーシステムに不調がある期間及び、同様の傾向を示すデータを解析から除去する必要がある。また、レーザーシステムに不調が発生した場合に近い時期のデータも不調の影響を受けている可能性があるため、同様に解析から除去している。図 6.9 は CLF オペレーションのレーザーエネルギーの時間分布である。緑の点が選定により除かれるデータ期間である [17]。

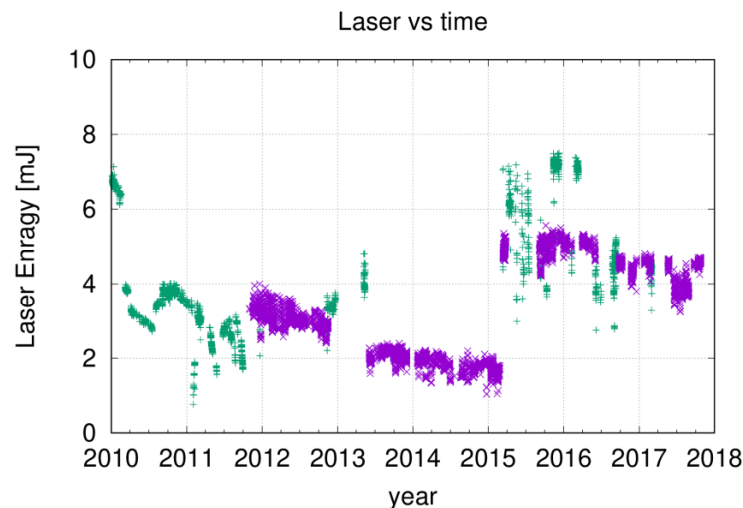


図 6.9: レーザーシステムの不調に関する選定 (紫：使用, 緑：除外)

6.1.4 低いレーザーエネルギーの期間

図 6.10 は雲の影響を除いたレーザーエネルギーと積算受光量 (N_P) の分布である。受光量 (N_P) はレーザーエネルギーに影響を受ける値であり、大気が綺麗な状態であればレーザーエネルギーに従って N_P も上昇する。そこから大気減衰により斜辺部分から下に分布が広がる三角形状の分布になっている。レーザーエネルギーが 2.5 mJ 以下の領域においては、この斜辺からの下への広がり範囲が狭まっており、大気減衰の影響を正しく評価しきれない可能性がある。このため、レーザーエネルギーの低い期間である 2013 年から 2015 年 3 月のデータ図 6.9 は

VAOD 解析期間から除外している。

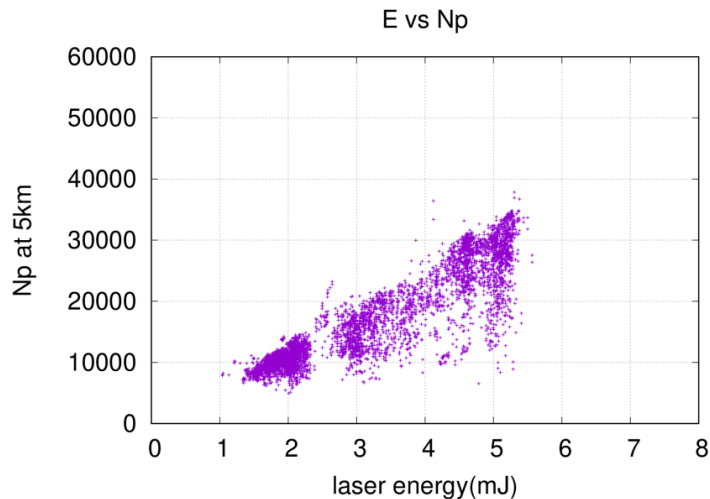


図 6.10: レーザーエネルギーと受光量 (N_P) の比較

6.2 CLF 解析の基準データ

CLF 解析を行う上で基準となるエアロゾルの存在しない理想的な状態の時の受光量が必要となる。これは観測データから選定を行う。図 6.11 に雲による散乱を取り除き、第 6.1.4 節での選定を行い残ったデータの内、BR ステーションの高度 5km での受光量の分布である。エアロゾルが存在しない場合を考えた際には、光の伝播過程におけるエアロゾルの減衰が起こらないため、受光量は上昇することが考えられる。よって、理想的な状態のデータとしては雲による散乱を除き、受光量の特に高いデータを使用する。

理想的な状態のデータを考える時、局所的にエアロゾルが少なくなることは考えづらいので、TA の観測サイト全体でエアロゾル量が少ないことが想定されることから、各ステーションで共に受光量が高く考えられる。また、また、縦方向にも同様に、エアロゾルが少ない場合は高度によらず受光量が高いことが考えられる。そのため各ステーションにて受光量が高く、かつ高度 5 km , 6 km , 8 km の 3 つの高度において受光量の高いデータの内、上位 5 % の平均の受光量を基準値としている。

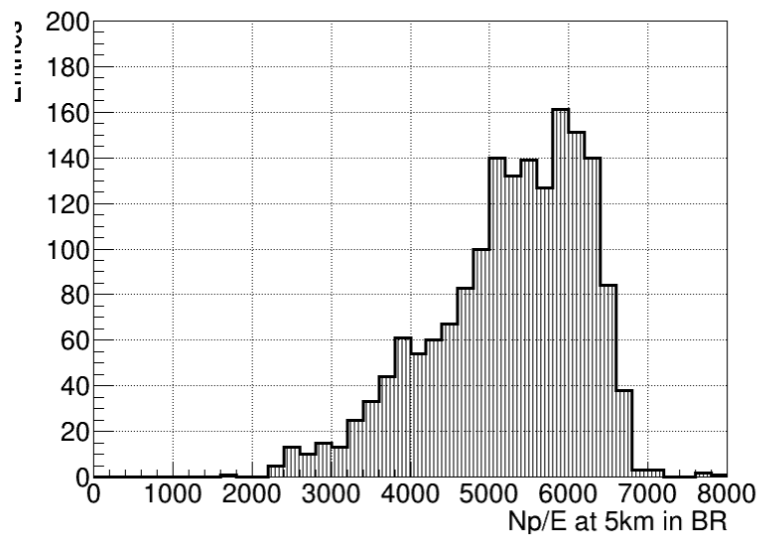


図 6.11: 高度 5km における受光量の分布 (BR ステーション)

6.3 大気分子年間変動の補正

大気分子の状態はエアロゾルと比べて安定的であるが, CLF システムでは基準の状態との比を取るため, 大気分子の季節性の影響を考慮する必要がある. 季節性の影響の補正は式 (6.11) の後半部分 (下式) となり, 大気分子による光学的深度と消散係数のそれぞれの基準時と観測データ時の比から年間変動の影響を除去する [16].

$$(\tau_{\text{Ray-ideal}}(h) - \tau_{\text{Ray}}(h)) + \frac{\sin \theta}{\sin \theta + 1} (\alpha_{\text{Ray-ideal}}(h) - \alpha_{\text{Ray}}(h)) \Delta h \quad (6.14)$$

大気分子の影響の計算にて使用する基準時の大気データとしては, 基準を計算するための最も高い受光量の平均として使用されるデータの日付を参照した. これまでの CLF 解析から 11 月を基準として使用する月としている.

6.3.1 GDAS のデータ

大気分子の影響は 3.1 節のでのレイリー散乱の計算から, 気温及び気圧から計算することができる. 実際に計算を行う際の気温及び気圧のデータについては TA 実験で使用されている Global Data Assimilation System (GDAS) のデータを使

用している [18]. GDAS のデータは緯度及び経度のグリッド状に取得することができる. 使用する大気データの場所として TA 実験サイトに最も近い場所として北緯 39 度, 西経 113 度を用いている. GDAS で取得されるデータの高度は海拔高度であるため, 解析に対応する高度を地上高度に直してデータを扱う. TA 実験サイトの平均的な標高は 1400m としている. GDAS データより気温及び気圧の高度分布の取得を行う. 図 6.12a, 6.12b は GDAS 対象地点における気温及び気圧の高度分布である.

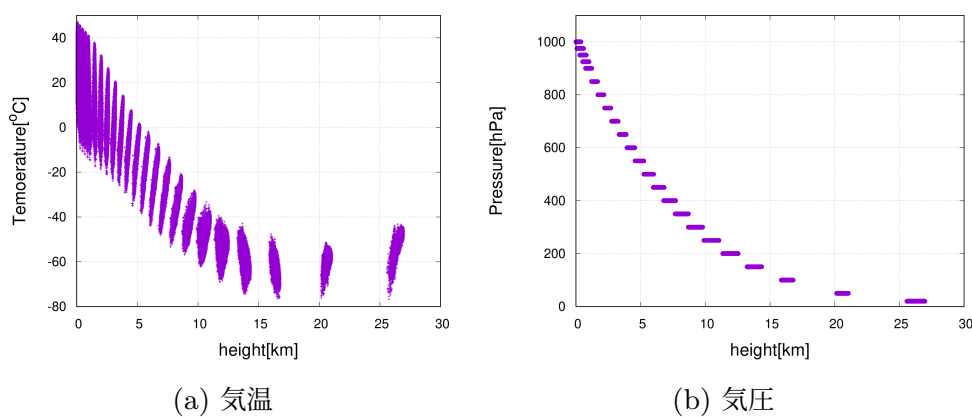


図 6.12: GDAS データの高度分布 (北緯 39 度, 西経 113 度)

図 6.13 は GDAS データの高度 5.9 km ~ 6.9 km (地表高度 4.5 km ~ 5.5 km) における高度分布の年間変動である. GDAS のデータは定圧取得であり, データ高度は図 6.13 のように観測時期やその時の気象状態により異なる. 特に CLF の主要解析に使われる地上高度 5 km においては 1 km の区間にデータが 1, 2 データしか存在しない. またこの 1, 2 データも 図 6.13 から分かる通り, 夏では 6.7 km 付近と 5.9 km 付近と言った形で別高度のデータが混在している. このため, データの高度分布に対する内挿補間を行うことで対象高度における気温及び気圧を取得して解析を行った.

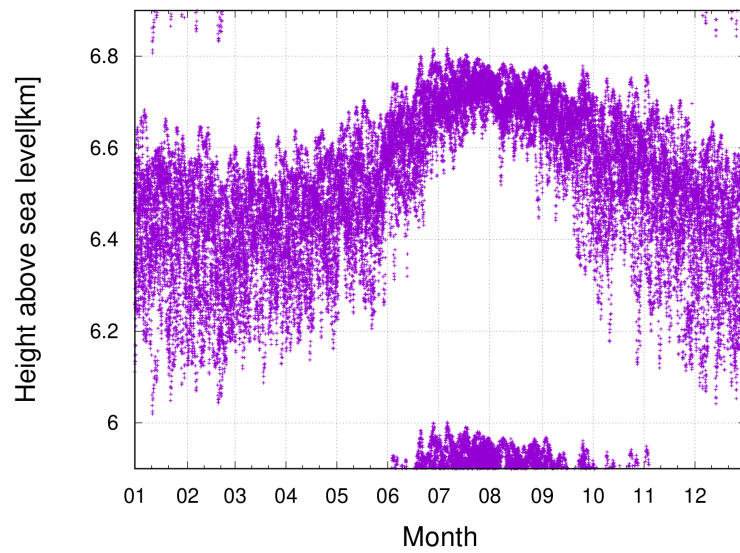


図 6.13: 地上 4.5km ~ 5.5km におけるデータの分布

第7章

VAOD の月間モデル

CLF は FD による宇宙線観測における大気較正のためのエアロゾル大気透明度を観測するためのシステムである。この CLF システムは CLF が送信部、FD が受光部となるバイスタティック形式の大気観測システムである。しかし CLF システムによる大気観測は CLF, FD 双方の気象条件やシステムの状態により、大気観測を行えない、または VAOD 解析を行えない場合が存在する。このために観測データから導出した VAOD を用いた較正を行おうとした場合、FD 観測を補完できない期間が存在する。現在、TA 実験では前述の TA-LIDAR システムの運用による年間を通して一定の VAOD 値を使った大気較正が行われている。そのためこれまでの CLF システムにより得られた大気観測データによる VAOD 解析データからより時間分解能を高めたエアロゾルの季節変動についてのモデル化を行った。モデル化に使用するデータは前述の 3 期間 (2012/01 - 2012/12, 2015/09 - 2016/08, 2016/10 - 2017/09) に加えて観測数の少ない月に対してデータの補充を行った。上空 5km における各ステーションの VAOD である。モデル化の形式としては月毎の代表値を用いている。

7.1 月毎の代表値

VAOD の月毎の代表値モデルとして、中央値と 1σ の分布幅による表形式モデルを作成した。表 7.1 は BR 及び LR ステーションの各月の結果及びデータ数、20.8km 遠方の上空 5km における透過率を示している。また図 7.1 に関しては両ステーションの代表値の年間の変動についてを表したものである。図 7.1 を見ると、VAOD の年間変動が BR と LR の両ステーションで同様に確認できた。

傾向としては 9 月に VAOD が最も高く、11 月に最も低くなり、透過率では BR

と LR の両ステーションで 30 % 近い差があることが確認できた。夏季には VAOD が上昇し、冬季には VAOD が低下することがわかった。VAOD がこのような傾向にある原因としては、TA 実験のサイトが砂漠地帯であり、乾燥によってエアロゾルが舞いやすい環境にあることが考えられる。また冬季では積雪や凍結によってエアロゾルが舞いにくい環境にあるということが考えられる。

表 7.1: VAOD comparison between BR and LR

月	BR station Median(< 0.2)	透過率	Entries	LR station Median(< 0.2)	透過率	Entries
1	$0.057^{+0.026}_{-0.014}$	73.9 %	135	$0.044^{+0.011}_{-0.012}$	79.1 %	101
2	$0.029^{+0.021}_{-0.008}$	86.0 %	100	$0.036^{+0.028}_{-0.007}$	82.9 %	86
3	$0.025^{+0.012}_{-0.010}$	87.5 %	145	$0.026^{+0.017}_{-0.004}$	87.3 %	91
4	$0.044^{+0.007}_{-0.008}$	79.3 %	123	$0.040^{+0.004}_{-0.009}$	81.1 %	75
5	$0.070^{+0.030}_{-0.017}$	69.1 %	163	$0.074^{+0.028}_{-0.018}$	67.6 %	136
6	$0.067^{+0.016}_{-0.021}$	70.3 %	118	$0.069^{+0.016}_{-0.021}$	69.6 %	100
7	$0.082^{+0.014}_{-0.012}$	64.8 %	82	$0.083^{+0.023}_{-0.011}$	64.5 %	61
8	$0.065^{+0.047}_{-0.008}$	71.0 %	74	$0.071^{+0.074}_{-0.006}$	68.6 %	62
9	$0.074^{+0.042}_{-0.017}$	67.7 %	148	$0.096^{+0.035}_{-0.041}$	60.1 %	104
10	$0.027^{+0.014}_{-0.010}$	86.8 %	261	$0.024^{+0.016}_{-0.008}$	88.0 %	218
11	$0.018^{+0.013}_{-0.008}$	91.1 %	219	$0.021^{+0.011}_{-0.008}$	89.7 %	210
12	$0.022^{+0.011}_{-0.007}$	89.1 %	139	$0.025^{+0.011}_{-0.007}$	87.5 %	83

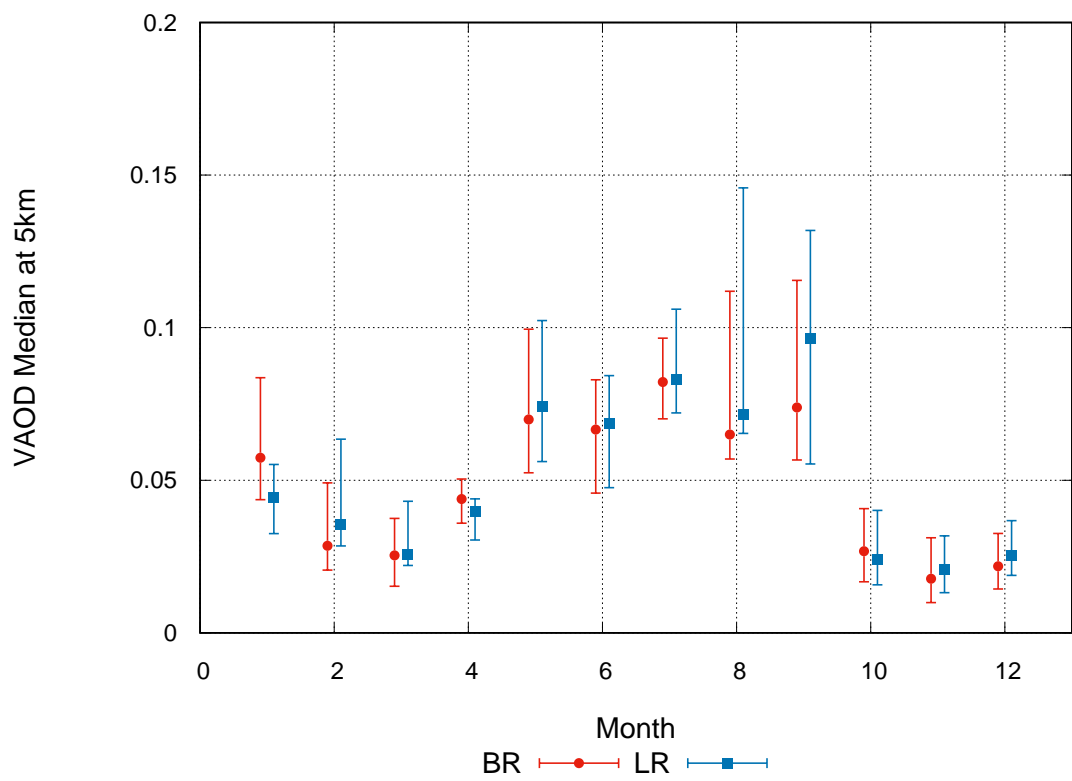


図 7.1: VAOD の中央値の年間変動 (赤：BR, 青：LR)

第 8 章

大気透明度の季節依存性が空気シャワー解析へ及ぼす影響

前述の通り、現在 TA 実験での空気シャワー解析では、TA-LIDAR システムの運用による固定の値 (VAOD = 0.04) を用いて大気較正を行っている。図 8.1 を見てわかるように、これは VAOD の年間変動を反映していない。本章では、季節変動を反映している VAOD の月間モデルを空気シャワー解析へ適用した場合の一次宇宙線のエネルギーの決定精度に対してどの程度影響が出るのかを見積もった。

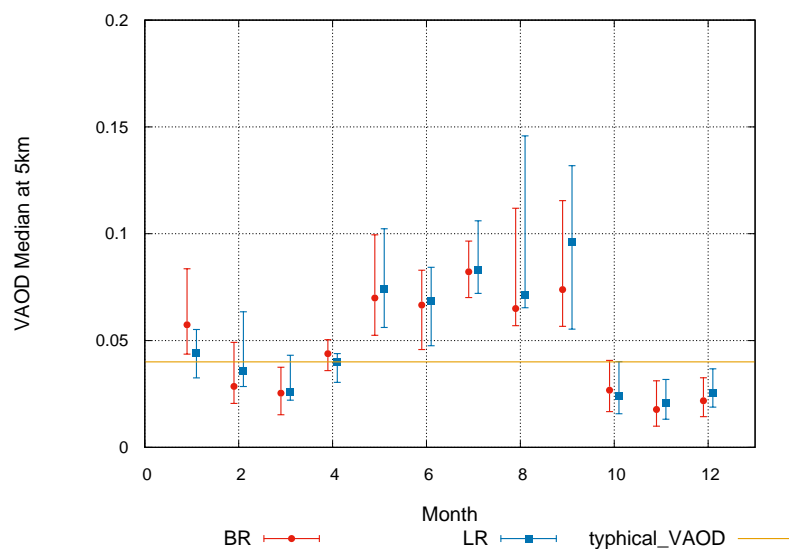


図 8.1: VAOD の年間変動と年間典型値 (赤: BR, 青: LR, 橙: 年間典型値)

8.1 解析手法

7 章の結果を用いて空気シャワー解析において月別 VAOD を用いることによる影響を見積もる。今回は季節依存性の影響を見るために、7 月 (VAOD= 0.082) と 11 月 (VAOD= 0.018) の 2 ヶ月を対象として解析を行った。この 2 ヶ月は透過率にすると 25 %ほどの差がある。

また、CLF オペレーションにより BRM ステーションで取得されたデータ (7 月 : 82 個, 11 月 : 219 個, 7.1 項参照) を用いて大気の情報を与えたイベント生成を行う。それを 3 種類の大気状態で再構成を行う。今回は BRM ステーションの 1 ステーションのみを用いる再構成ソフトウェアを使用している (3.2 項を参照)。

シミュレーション条件

- 一次宇宙線のエネルギー : $E_0 = 10^{19} \text{eV}$
- 到来方向の天頂角 : $0^\circ \sim 60^\circ$ で等方的
- 到来方向の方位角 : $0^\circ \sim 360^\circ$ で等方的
- コア位置 : CLF から 25km 以内
- イベント数 : 1 つの CLF データごとに 7 月は 200 イベント, 11 月は 100 イベント (7 月は $82 \times 200 = 16400$ イベント, 11 月は $219 \times 200 = 21900$ イベント)

イベント再構成

上記の条件で生成したイベントを下記の 3 条件で再構成を行う。

- i. イベント生成時と同じ大気状態
- ii. 月別中央値 (7 月 : VAOD= 0.082, 11 月 : VAOD= 0.018)
- iii. 年間典型値 (VAOD= 0.04)

また、今回は予め一次宇宙線の到来方向とコア位置を与えた上で縦方向発達の再構成を行っている。これら 3 種類の再構成の結果を比較・評価を行う。また、今回は再構成されたイベントのセレクションは行っていない。

8.2 解析結果

以上の条件のもとで解析した結果をまとめたものが表 8.1 である。大気状態は上から順に i. event (シミュレーションと同じ大気状態での再構成), ii. monthly (月別 VAOD での再構成), iii. yearly (年間典型値での再構成) となっている。 E_0 はシミュレーションに与えた一次宇宙線のエネルギーであり、 E_{sim} のことである。 $\#_{\text{sim}}$, $\#_{\text{rec}}$ はそれぞれシミュレーション生成したイベント数と、再構成されたイベント数を示す。 ΔE_0 は空気シャワーシミュレーションで与えた一次宇宙線のエネルギー E_{sim} と再構成で求めたエネルギー E_{rec} の差の分布である。エネルギーの差は E_{sim} で割り百分率で表している。

$$\Delta E_0 = \frac{E_{\text{rec}} - E_{\text{sim}}}{E_{\text{sim}}} \quad (8.1)$$

図 8.2, 8.3 に示す ΔE_0 の分布をガウス分布でフィッティングした曲線の平均値 m と標準偏差 σ を $m \pm \sigma$ として評価を行っている。

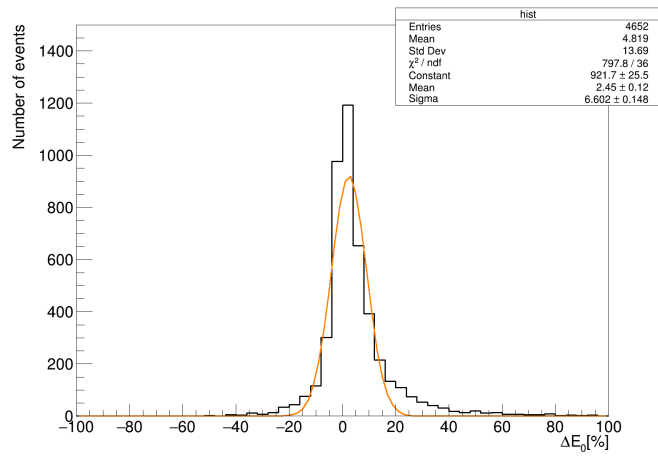
表 8.1: CLF の結果から作った空気シャワーシミュレーションを 3 種類の大気状態で再構成を行ったそれぞれの結果

月	$E_0[\text{eV}]$	$\#_{\text{sim}}$	大気状態	$\#_{\text{rec}}$	$\Delta E_0[\%]$
July	10^{19}	16400	event	4652	2.45 ± 6.60
			monthly(0.082)	4549	3.12 ± 8.83
			yearly(0.04)	4642	-7.54 ± 9.43
November	10^{19}	21900	event	7217	2.66 ± 7.26
			monthly(0.019)	7199	1.72 ± 14.5
			yearly(0.04)	7207	14.2 ± 17.8

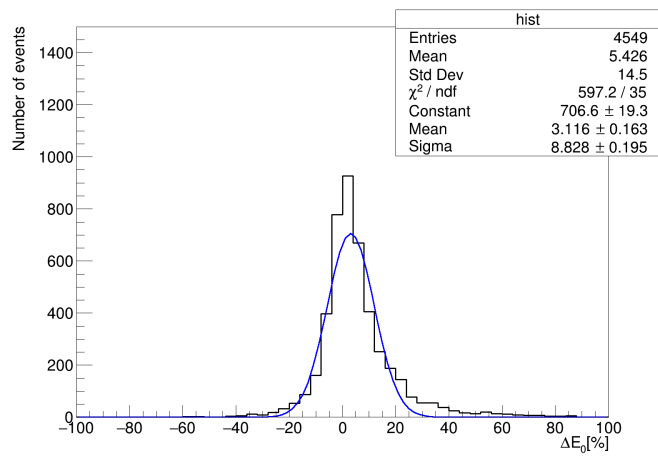
結果を見ると、同じ大気状態で再構成を行ったときが一番精度が良くなることが確認できた。しかしながら、月間モデルでの再構成の結果は年間典型値での再構成に比べて十分に同じ大気状態での再構成に近づくことが言える。また 7 月の年間典型値での再構成は実際の大気状態よりも VAOD の値が低い傾向にあり、エネルギーが低く見積もられることが確認される。同様に 11 月の年間典型値での再構成は実際の VAOD の値よりも大きい傾向にあり、エネルギーが大きく見積もられることが確認される。

今回、季節依存性の影響が大きく出る 7 月と 11 月に対しての解析を行っているが、この 2 ヶ月の結果から、 10^{19} eV の宇宙線に対して月別の VAOD を用いて再構成を行うことでより精度の高い空気シャワー解析を行うことができると考える。

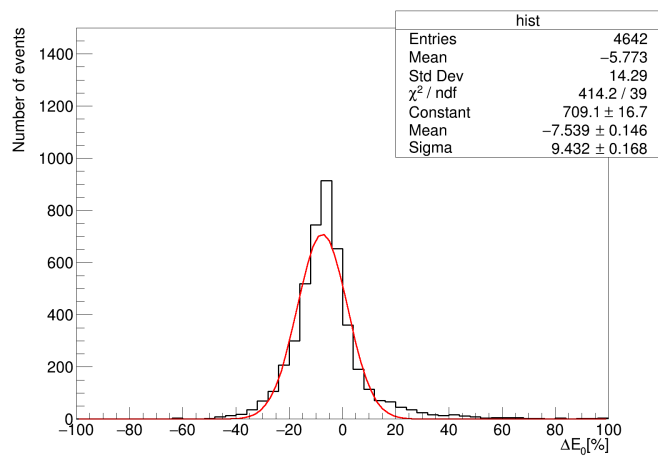
また、11 月の結果を見ると、monthly, yearly の大気状態での再構成の結果の分布幅が 7 月に比べて広がっている。この結果については現在調査中である。



(a) 同じ大気状態での再構成の結果

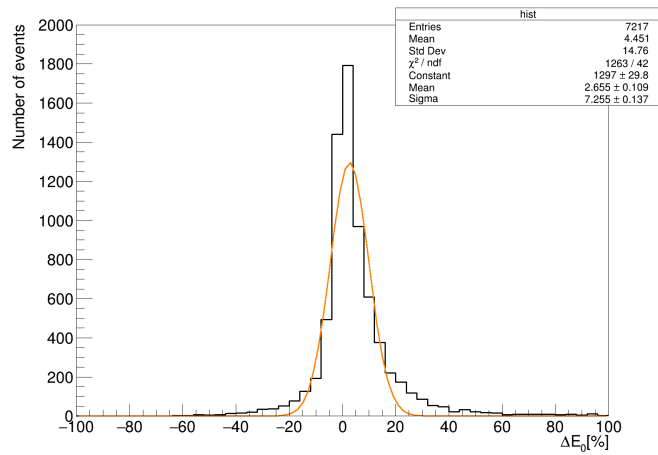


(b) 月別中央値 (VAOD=0.082) での再構成の結果

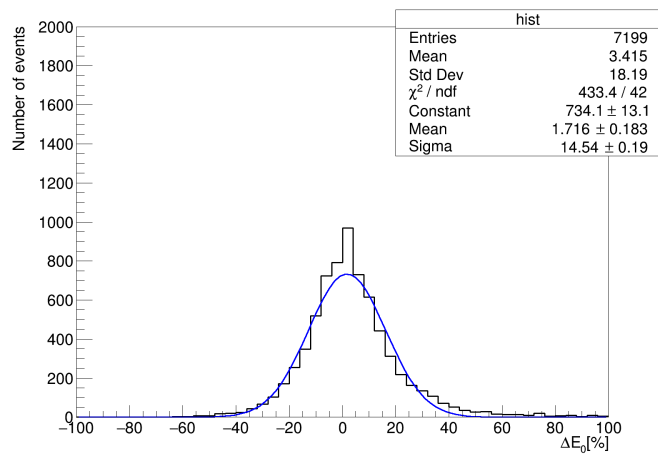


(c) 年間典型値 (VAOD=0.04) での再構成の結果

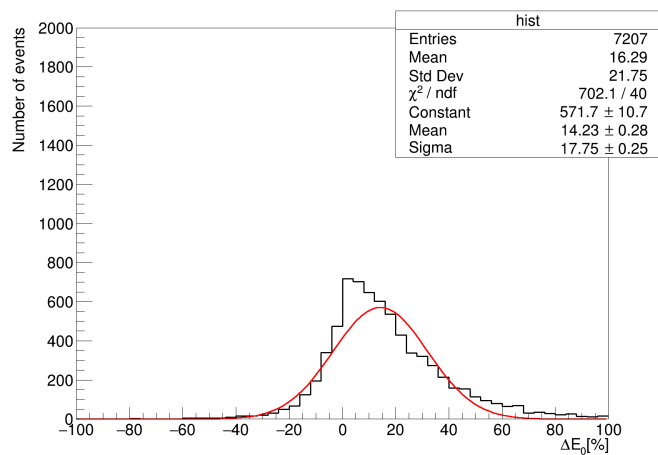
図 8.2: 7月での再構成結果



(a) 同じ大気状態での再構成



(b) 月別中央値 (VAOD=0.019) での再構成



(c) 年間典型値 (VAOD=0.04) での再構成

図 8.3: 11 月での再構成結果

第9章

結論

テレスコープアレイ実験におけるFDによる空気シャワー解析において、大気透明度の季節依存性が与える影響についての見積もりを行った。現在使用されている年間典型値 (VAOD= 0.04) と CLF 解析のデータによって作成された月間モデルをそれぞれ使った場合の空気シャワー解析の精度を調べた。また、比較のため、シミュレーション時と再構成時の大気状態を同じにしたものの精度も求めている。

月	E_0 [eV]	#sim	大気状態	#rec	ΔE_0 [%]
July	10^{19}	16400	event	4652	2.45 ± 6.60
			monthly(0.082)	4549	3.12 ± 8.83
			yearly(0.04)	4642	-7.54 ± 9.43
November	10^{19}	21900	event	7217	2.66 ± 7.26
			monthly(0.019)	7199	1.72 ± 14.5
			yearly(0.04)	7207	14.2 ± 17.8

結果は以上のようなになった。7月と11月の両方に関して、月間モデルを使用するほうが精度の高い空気シャワー解析を行うことができることが確認できた。

今回は2ヶ月間のみについて解析を行ったが、全ての月に対して解析を行い、1年間を通しての評価を行う。また、与えるシャワーのジオメトリ (コア位置や到来方向) の設定をランダムに行うのではなく1変数のみを変更していくことでどのような空気シャワーに対して大気較正が有効であるのかの調査も行う。

参考文献

- [1] M.A.MALKAN et al, *Astro, Phys.*496, (1998).
- [2] K.Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16(1966)748.
- [3] G.T.Zatespin and V.A.Kuzmin, *Sov. Phys. JETP Lett.* 4(1966)78.
- [4] H.Sagawa, テレスコープアレイ実験 (2013)
- [5] テレスコープアレイ実験, <http://www-ta.icrr.u-tokyo.ac.jp/>
- [6] Pierre Auger Observatory, <https://www.auger.org/>
- [7] A.Taketa, et al., *Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference in Merida*,(2007)
- [8] Y.Tameda, et al., *Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res.A* 609,227(2009)
- [9] A.Bucholtz,*Appl. Opti.* 34(1995)2765.
- [10] H.Naus and W.Ubachs, *Optics Lett.* 25(2000)347.
- [11] M.sneep and W.Ubachs, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 92(2005)293.
- [12] T.Tomida, 宇宙線望遠鏡計画における大気透明度の研究. PhD Thesis, University of Yamanashi, Japan, (2012)
- [13] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle: “CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air shower” , Technical Report 6019, FZKA (1998).
- [14] Nerling F et al., *Astropart. Phys.*, (2006) 24 421
- [15] 福田崇徳, 修士論文 東京工業大学, (2009).
- [16] 中村智行, 修士論文 信州大学, (2022).
- [17] T.Nakamura, TA 実験における大気透明度観測のデータ選定に関する研究. University of Shinshu, Japan, PhB (2020)
- [18] National Oceanic and Atmospheric Administration, Global Data Assimilation System (GDAS). URL: <https://ready.arl.noaa.gov/gdas1.php>.

謝辞

本研究にあたり，数多くの助言，ご指導，発表をする機会を頂きました，信州大学学術研究院の冨田孝幸助教に深く感謝いたします。

本研究に対して，熱心なご指導やアドバイス，資料の適切な訂正をいただきました中部大学の山崎勝也講師に深く感謝いたします。

本研究についてのアドバイスや様々な発表の場を用意して頂きました，東京大学宇宙線研究所の荻尾彰一教授，大阪公立大学の常定芳基教授に深く感謝いたします。

大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授と東京大学宇宙線研究所の藤田慧太郎特任研究員にはユタでの生活でお世話になったとともに，ソフトウェアの開発に関して惜しみない助言を頂き，深く感謝いたします。

神奈川大学の有働慈治准教授，東京大学地震研究所の武多昭道助教，理化学研究所の木戸英治研究員には研究に対する助言をいただくとともに，ユタでの生活でお世話になりました。深く感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の藤末紘三氏，大阪公立大学の古前壱朗氏，大阪電気通信大学の村上実哉斗氏にはユタでの生活でお世話になりました。深く感謝いたします。

本研究に対するご指摘や発表の場をいただきました TA 実験の関係者の皆様には深く感謝いたします。

本研究やゼミでアドバイスを頂きました，齋藤亮介氏，日比亮佑氏，阿部泰明氏に深く感謝いたします。

研究室の同期としてアドバイスを頂きました，佐藤大輝氏，當波孝明氏，宮下航平氏に深く感謝いたします。