

大気蛍光望遠鏡の較正のための可搬UVレーザーシステム の設計と製作

山崎勝也

大阪市立大学 理学部 物理学科

指導教官

林嘉夫

荻尾彰一

平成 22 年 03 月 23 日

目次

第 1 章	極高エネルギー宇宙線	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線の化学組成	1
1.1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.1.3	宇宙線の加速機構	3
1.2	極高エネルギー宇宙線	5
1.2.1	GZK カットオフ	5
1.2.2	AGASA による観測	7
1.2.3	起源モデル	8
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	12
1.3.1	空気シャワー現象	12
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	13
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	15
1.3.4	空気シャワーの観測方法	16
1.3.5	大気中での発光過程と散乱・吸収	18
1.3.6	観測結果の現状と問題点	23
第 2 章	宇宙線望遠鏡実験	26
2.1	宇宙線望遠鏡実験の目的	26
2.2	宇宙線望遠鏡実験の装置	26
2.3	大気蛍光望遠鏡	27
2.3.1	光学系	29
2.3.2	PMT カメラ	29
2.3.3	データ収集システム	30
2.3.4	キャリブレーション	31
2.4	地表粒子検出器	37
2.5	ハイブリッド観測	37
2.6	Electron Light Source(小型線形加速器)	38
第 3 章	可搬 UV レーザーシステム	41
3.1	経緯台	41
3.2	レーザー部	42
3.3	デジタルオシロスコープ	44
3.4	ガイド望遠鏡	45
3.5	光軸調整用 HeNe レーザー	46

第 4 章	光学系搭載用架台	47
4.1	架台の構成	47
4.2	強度計算	47
4.3	望遠鏡マウントパーツの製作	48
第 5 章	経緯台の制御とポインティング精度の測定	50
5.1	経緯台の制御	50
5.1.1	Auto Star 2 を用いた制御	50
5.1.2	制御プログラムを用いた制御	51
5.2	ポインティング精度の測定結果	51
5.2.1	ツースターアラインメントの精度	52
5.2.2	シンクロモードを用いた際の精度	52
第 6 章	レーザーのエネルギー測定	55
6.1	エネルギー測定用装置	55
6.1.1	シールド・光学台	55
6.1.2	エナジーセンサー	55
6.2	制御プログラム	56
6.2.1	レーザー制御プログラム	56
6.2.2	オシロスコープでの DAQ 用プログラム	56
6.3	レーザーエネルギーの測定結果	57
第 7 章	まとめ	59
付 録 A	使用したプログラムのソースコード	64
A.1	MEADE 望遠鏡の制御プログラム	64
A.2	Nd:YAG レーザーの制御プログラム	72
A.3	オシロスコープの DAQ プログラム	83

概論

宇宙に存在する高エネルギーの放射線は「宇宙線」とよばれ、 10^8eV から 10^{20}eV を超える広い範囲で観測されている。その中で、 10^{19}eV 以上の宇宙線は「極高エネルギー宇宙線」と呼ばれ、単一の粒子としては現在の宇宙でもっとも高い運動エネルギーを持つ。したがって、この極高エネルギー宇宙線は爆発的な天体現象や現在の宇宙に残された初期宇宙の痕跡粒子を起源に持つと推定され、この起源を解明することは宇宙物理学の大きな課題のひとつである。

極高エネルギー宇宙線フラックスは宇宙背景放射との相互作用によって減衰し、結果としてその到来頻度が極端に少なくなると予想されている (GZK カットオフ)。米国の High Resolution Fly's Eye (HiRes) は GZK カットオフ の存在を肯定する結果を発表した。一方、日本の明野広域空気シャワーアレイ (AGASA) は GZK カットオフ を超える宇宙線を 1994 年から 2004 年の間に 11 例も観測し、GZK カットオフ の存在を否定した。だが、AGASA のエネルギー決定誤差は 18 %、HiRes は 22 % もあり、また統計量が十分でなかったため、GZK カットオフ の存否について結論が得られていない。

そこで、GZK カットオフ の存否の問題を解決し、極高エネルギー宇宙線の起源天体、加速機構を解決するために、我々は 2003 年から日米韓露共同で宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array Experiment) を米国ユタ州に建設し、2008 年 3 月より定常運転を開始した。宇宙線望遠鏡実験は約 700 km^2 の領域に展開された 507 台の地表検出器からなる AGASA の 7 倍の検出面積を持つ空気シャワーアレイと、その周囲の 3 つのステーションに設置された 合計 38 台の大気蛍光望遠鏡からなり、到来する宇宙線を 2 種類の検出方法で同時観測することが可能である。これによって 15 % 以下のエネルギースケール誤差を実現する。

大気蛍光望遠鏡とは、一次宇宙線から生成される空気シャワー粒子が空気分子を励起することで発生する「大気蛍光」を鏡で集光し、光電子増倍管などの光センサーを多数配置した「カメラ」により撮像する装置である。この観測法では、空気シャワー粒子の縦方向発達を撮像することによって、ハドロン相互作用モデルに依存せず一次宇宙線の粒子種を推定しつつ、カロリメトリックに一次宇宙線のエネルギーを決定する。

今までの大気蛍光望遠鏡観測は、大気蛍光発光効率を仮定し、その上に鏡の反射率、フィルターの透過率、PMT 感度などを積み重ねてエネルギーの較正をする必要があった。しかし、現在実験サイトで最終調整されている小型線形加速器 (Electron Light Source) で、既知のエネルギーの電子ビームを射出し、その電子ビームによる大気蛍光を観測することで、大気蛍光発光効率を含むこれらの装置定数を一括して較正し、エネルギーの絶対較正ができるようになる。しかし、この小型線形加速器は 40 フィートコンテナ 2 台分に相当する大きさ重量の為、移動が容易ではない。更に、ビームの射出方向は鉛直上方に限定されている為、大気蛍光望遠鏡観測システムの一部しか較正することができない。

そこで本研究では、移動が容易で任意の場所に設置することができ、射出方向も可変な可搬 UV レーザーシステムを製作し、電子ビームによる大気蛍光と UV レーザー光とをクロスキャリブレーションして、UV レーザーを標準光源とすることで、ステーションの全望遠鏡の感度を較正することを目的とする。また、この可搬 UV レーザーシステムでは、ビーム径が十分に小さいレーザーを使用し、高精度でレーザーの射出方向を制御することで、大気蛍光望遠鏡の角セグメント鏡の視線方向を独立に知ることができ、視線方向の調整ができる。

これらを達成する為に可搬 UV レーザーシステムを設計・製作した。

本論文は、全 7 章で構成されている。第 1 章では宇宙線とその観測原理、第 2 章では宇宙線望遠鏡実験の詳細について述べる。第 3 章では今回製作した可搬 UV レーザーシステムの装置について、第 4 章では装置を搭載する為に設計・製作した架台について、第 5 章では経緯台による姿勢制御の精度測定、第 6 章では UV レーザーのエネルギー安定性について述べる。

第1章 極高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、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。その成分は約 90 % が陽子で約 9 % が α 粒子、残りはそれより重い原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV の広範囲にわたっており、その到来頻度はエネルギーのほぼ 3 乗に比例して小さくなることが知られている。宇宙線の到来方向は等方的で、 10^{18} eV 以下の領域では 0.1 % を超える異方性は確認されていない。

1.1.1 宇宙線の化学組成

宇宙線の化学組成は、宇宙の化学組成と比べると、水素、ヘリウム、リチウム、ベリリウム、ホウ素や、重い元素の比が大きい。しかし、大まかにみるとよく一致している。また、原子は星の中で核融合によって合成され、星風や爆発によって星間物質と星とを何代にもわたって経て宇宙の化学組成を形成している。つまり、宇宙線の化学組成が宇宙の化学組成から大きくずれていないのは、星の中で合成された原子核が何らかの形で加速されて宇宙線となっていることを示している。

宇宙線の化学組成には、宇宙線の原子核がどこで合成され、どこで加速され、どのようにして伝播してきたのかが反映されているはずである。従って、宇宙線中の放射性同位体比や重元素比をすることで、宇宙線の起源について知ることができる。

現在まで、宇宙線の化学組成とその起源についての議論がされてきたが、結論が出ていないのが現状である。

1.1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。太陽活動の影響を受けない 10^{10} eV を越えるエネルギー領域では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり、そこから $\gamma \sim 3.0$ と変化し、 10^{19} eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる。この 2ヶ所のスペクトルの折れ曲がりそれぞれ “knee”、“ankle” と呼んでいる。 10^{20} eV を越えた領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間 100 km^2 あたり 1 事象と非常に少なく、観測量が不足しているためよく決まっていない。

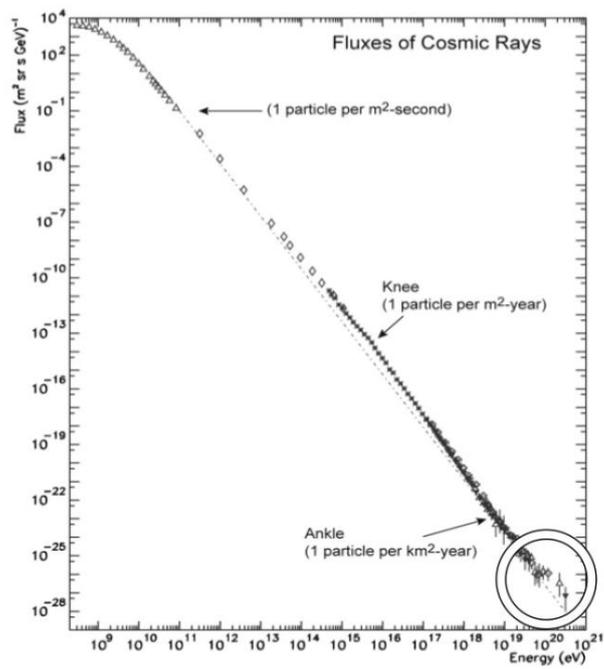


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル . 右下の丸で囲まれた範囲は極高エネルギー宇宙線と呼ばれる領域である

1.1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についてもまだ謎は多いが、上で述べたような冪型のエネルギースペクトルを導き出せることが必須の条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力と認められているのが“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、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の1回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この α が星間雲の移動速度の2乗に比例することから、2次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線加速モデルとしては、この2次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から α が衝撃波の移動速度の1乗に比例することが示され、1次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒子が衝撃波との1回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

ここで E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

となる。ここで、1回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{\text{esc}})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

である。式(1.2)を式(1.3)に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})} \right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.5)$$

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

超新星残骸の衝撃波加速

kneeより低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星爆発の衝撃波で上記のように加速される。衝撃波の拡散係数を D 、速度を u とすると拡散の特徴的な長さ D/u は衝撃波の曲率半径よ

りも十分小さく，平面と近似できる．そのため，衝撃波による加速が行われる時間は放出する物質の総量から見積もることができる．例えば質量 $10 M_{\odot}$ ，平均速度が $5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ ，放出する物質の平均密度が 1 proton/cm^3 の場合，拡散の特徴的な時間は $T_A \sim 1000 \text{ yrs}$ となり，広がり大きさは 5 pc 程度となる．

超新星爆発からの強い衝撃波が有限な寿命を持つことによって，この加速機構による 1 粒子あたりの最大加速エネルギーが制限される．単位時間あたりのエネルギーの増加率は，

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.6)$$

ここで T_{cycle} は 1 回の衝突にかかる時間， α は衝突ごとに得られるエネルギーの獲得率である．式 (1.6) を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積もることができる．

衝撃波の上流での粒子数の流れは，

$$\mathbf{J} = -D\Delta N + \mathbf{u}N. \quad (1.7)$$

より与えられる．上流領域での流体の速度 u_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になるため，

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N. \quad (1.8)$$

それゆえ上流領域では，

$$N(z) = \rho_{\text{cr}} \exp(-zu_1/D_1) \quad (1.9)$$

ここで u_1 は衝撃波の速度， D_1 は衝撃波の拡散係数， ρ_{cr} は衝撃波での宇宙線の数密度である．上流領域の単位面積あたりの総粒子数は， $\rho_{\text{cr}} D_1 / u_1$ となる．またショック面と宇宙線との単位面積あたりの衝突率は $\rho_{\text{cr}} c / 4$ である．そのため上流領域での滞在時間は

$$(\rho_{\text{cr}} D_1 / u_1) (\rho_{\text{cr}} c / 4)^{-1} = 4D_1 / (u_1 c). \quad (1.10)$$

下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要があるので簡単ではない．ここでは単純に滞在時間を $4D_2 / (cu_2)$ とする [6] と衝突にかかる時間は，

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.11)$$

となる．次に拡散係数の見積もりが必要である．拡散の平均自由行程 λ_D は，ラーモア半径よりは小さくできない．ラーモア半径は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり，式 (1.12) で与えられる．

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (1.12)$$

ここで e , Z , p , B はそれぞれ，電気素量，宇宙線の原子番号，磁場に垂直な方向の運動量，磁場の強さである．拡散係数の最小値 D_{min} は

$$D_{\text{min}} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{E c}{ZeB} \quad (1.13)$$

となる．ここで， $u_2 = u_1/4$ と $D_1 = D_2 = D_{\text{min}}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (1.14)$$

となる．質量 $10M_{\odot}$ の天体が放出速度 5×10^8 cm/sec, $T_A \sim 1000$ yrs, 銀河磁場を $3\mu\text{G}$ とすると,

$$E_{\max} \leq Z \times 3 \times 10^{13} \text{eV} \quad (1.15)$$

となる．

10^{15} eV 以上の宇宙線はこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成, 加速されているためスペクトルのべきが変化すると考えられている．

knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある．それは, このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため, 粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる, というものである．銀河磁場は約 $3\mu\text{G}$ なので, 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ pc となる．この値は銀河円盤の厚さより小さいが, 拡散運動の効果を合わせると, これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなる．

ankle 領域のエネルギーの宇宙線については 2 種類の理論がある．ひとつは宇宙線の曲率半径が銀河系の厚みより大きくなるため, 銀河内に閉じ込めることができず銀河系外に起源を持つという考え方である．この場合は宇宙線の到来方向に異方性があり, なおかつ化学組成が鉄から陽子へと変化していると期待される．

一方, ankle 構造の原因が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失が原因だとする解釈もあり, これが正しければ ankle 領域よりも低エネルギーで既に宇宙線の起源は銀河系外とならなければならない．そうすると化学組成は ankle 領域をまたいで陽子のままでであると予想される．この場合, $10^{17.5}$ eV 付近の “2nd knee” と呼ばれるところで化学組成が鉄から陽子へ変化していると予測される．

1.2 極高エネルギー宇宙線

宇宙線物理学という研究分野の中で今, 最も興味深いトピックスの一つが「極高エネルギー宇宙線」である．極高エネルギー宇宙線とは, 図 1.1 の円で示された 10^{20} eV 付近, あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線である．この節では極高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる．

1.2.1 GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, 以下 CMBR) の存在が発見された直後, Greisen, Zatsepin と Kuzmin は, 極高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [5] . 2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は, 宇宙線陽子の静止系では 100MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり, 陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される．共鳴状態は 中間子を放出して崩壊するために, 大きなエネルギー損失が起こる．

$$\gamma(\sim 150\text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (1.16)$$

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

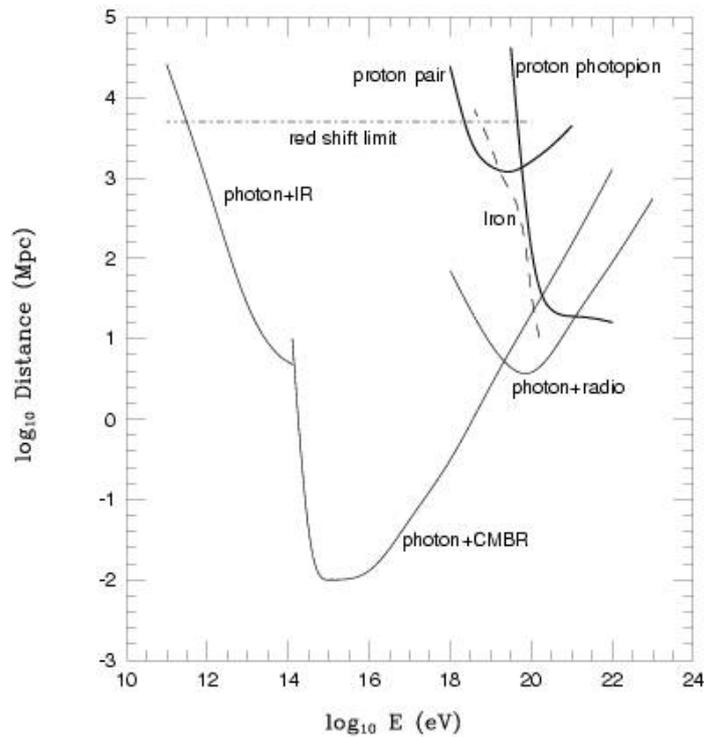


図 1.2: 極高エネルギー宇宙線の減衰長．実線が陽子，点線が鉄の減衰距離を示す

図 1.2 に銀河間空間における光子数分布モデルにもとづいて推定された宇宙線の減衰長を示す．これによれば， 10^{20} eV 以上の陽子の減衰長は 50 Mpc 以下であることがわかる．従って，地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は，その起源が地球から 50 Mpc 以内になければならない．逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は，どんなに高い初期エネルギーを持っていても，伝播中にエネルギーを失い，地球では 10^{20} eV 以下の宇宙線として観測されることになる．

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は，それ以外のエネルギー損失も起きる． 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1 Mpc あたり 3 ~ 4 個の核子を失う．従って，観測された極高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は，その源は 20 Mpc 以内に存在していなければならない．

以上のような反応により極高エネルギー宇宙線は宇宙に広く分布する光子によって遮蔽されるため，地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフ (GZK カットオフ) が現れると考えられている．また，このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ．図 1.3 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示した．例えば，源が宇宙空間に一樣に分布する場合， 5×10^{19} eV に急激なカットオフが現れると予想されている．したがって，観測される極高エネルギー宇宙線のスペクトルが実際にどのような構造を持つかを明らかにすることは，宇宙線源を研究する上で重要な鍵となる．

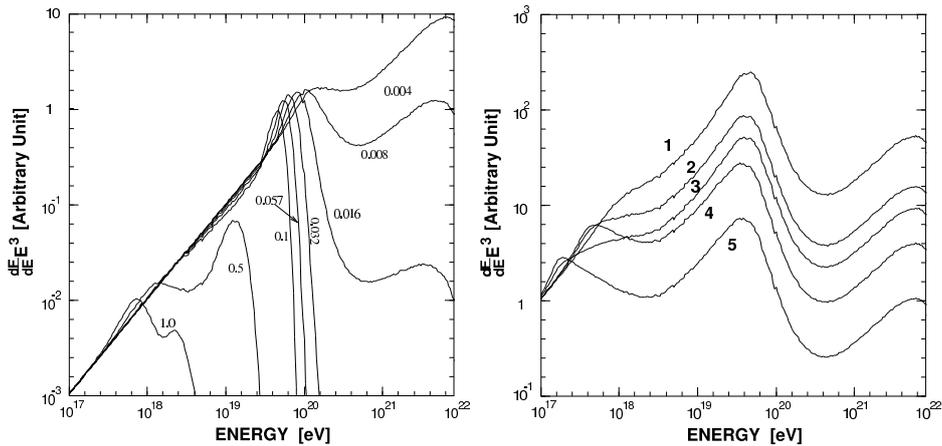


図 1.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ [5] . 左は 1 つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合 . 右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつか異なる evolution model に従うと仮定した場合 .

1.2.2 AGASA による観測

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は、山梨県北杜市明野町とその近郊の高原 (平均標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置で 1991 年から 2004 年までの 13 年間稼動した . 面積 2.2 m^2 のプラスチックシンチレータ 111 台が 100 km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置された空気シャワーアレイで、この活動期間にエネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線事象 (super-GZK 事象) を 11 例観測した .

AGASA による観測は、極高エネルギー宇宙線について 2 つの大きな問題を提起した .

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されたということである . AGASA の観測にもとづく一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.4 に示す [21] . 青い破線は宇宙線源が一様等方的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである . この図に示されているように、AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界の 10^{20} eV を越えてとぎれることなく高エネルギーに向かって続いている . AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK カットオフから期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 限界の存在と 4.0 の有意度で矛盾している [21] .

第二に、観測された宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである . 図 1.5 は AGASA が観測した $10^{19.6} \text{ eV}$ 以上の宇宙線 59 事象の到来方向を赤道座標系でプロットしたものである . 到来方向はほぼ等方的に分布しており、既知の天体の方向分布との明らかな相関は見つかっていない [22] . しかし、 2.5° 以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet/triplet 事象が計 6 例見つかっている . AGASA の到来方向分解能が 1.6° であることを考慮すると、これらの事象は同一の点源から放射されたものと考えて矛盾はない . doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤を含む銀河面、局部銀河群や近傍の銀河団の分布が作る超銀河面などとも相関がなく、等方的である . $10^{19.6} \text{ eV}$ 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 1.6 に示した . 図の左端のピークは図 1.5 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している [23] . 図

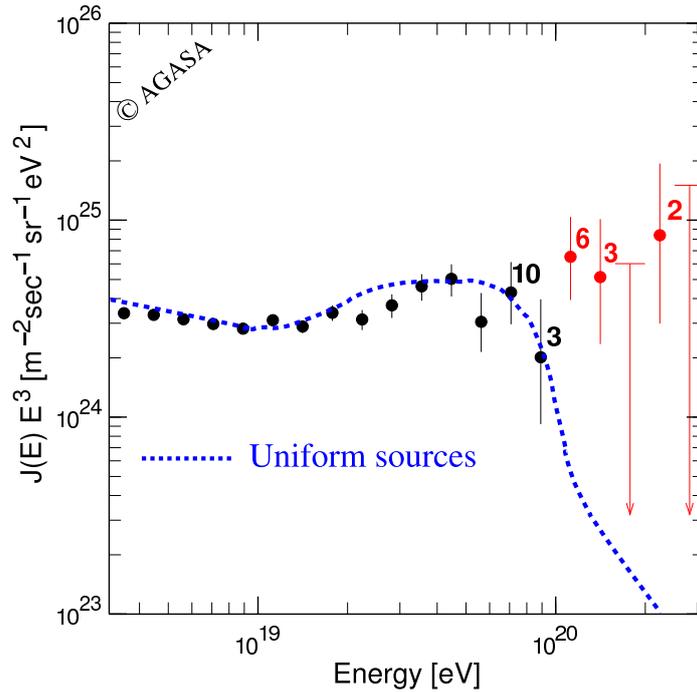


図 1.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [21]

1.6 の実線は到来方向が完全に等方的である場合に期待される分布である．ピークの有意度は 5σ であり，以上の結果はなんらかの極高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している．

1.2.3 起源モデル

極高エネルギー宇宙線の起源としてはいくつかの候補が考えられており，それらは大きく分けると，ボトムアップモデルとトップダウンモデルという 2 種類に分けられる．以下ではそれぞれのモデルについて説明する．

ボトムアップモデル

フェルミ加速あるいはその他のメカニズムによって，低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し，極高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称してボトムアップモデルと呼ぶ．

荷電粒子の衝撃波加速を考えると，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，

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.17)$$

となる．ここで γ は衝撃波のローレンツファクター， Z は宇宙線原子核の原子番号， B は加速領域の磁場の強さ， R は加速領域の大きさである．図 1.7 に， 10^{20} eV 以上まで加速が可

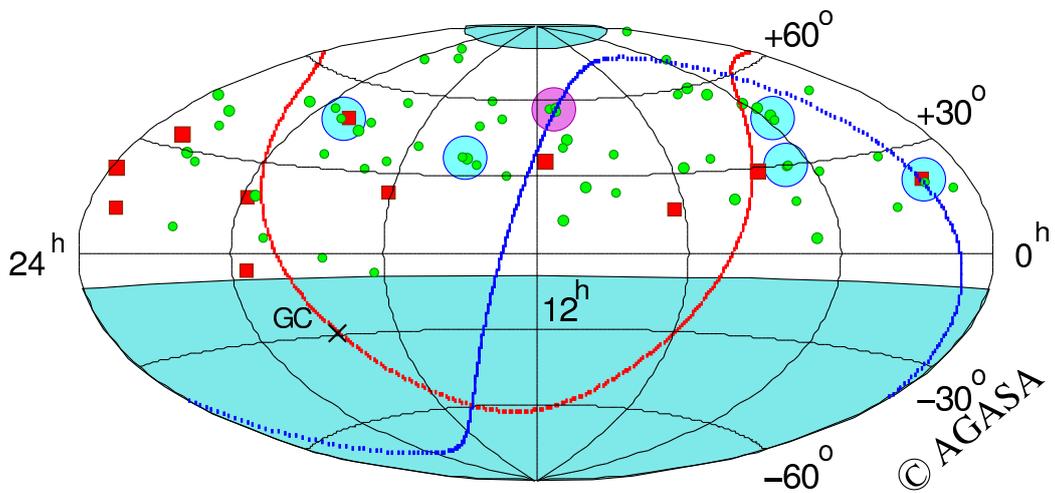


図 1.5: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布．水色の丸が doublet , ピンクの丸が triplet である．また赤線は銀河面, 青線は超銀河面を指す [22]

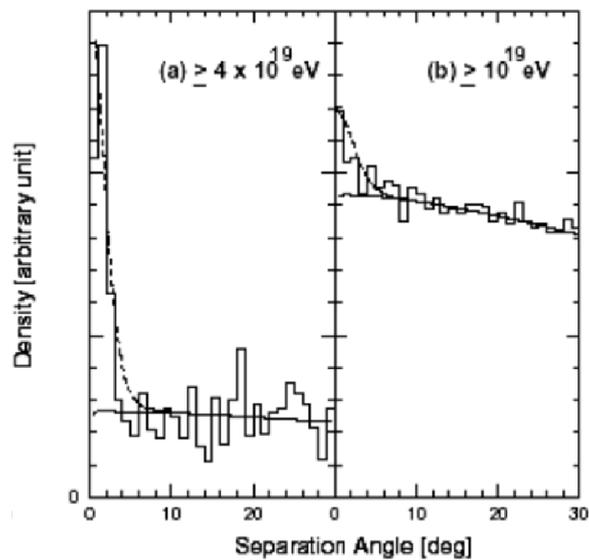


図 1.6: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち, 任意の 2 事象が作る離角の分布．実線は点源が全く存在せず全ての事象が等方的に到来した場合に期待される分布 [23]

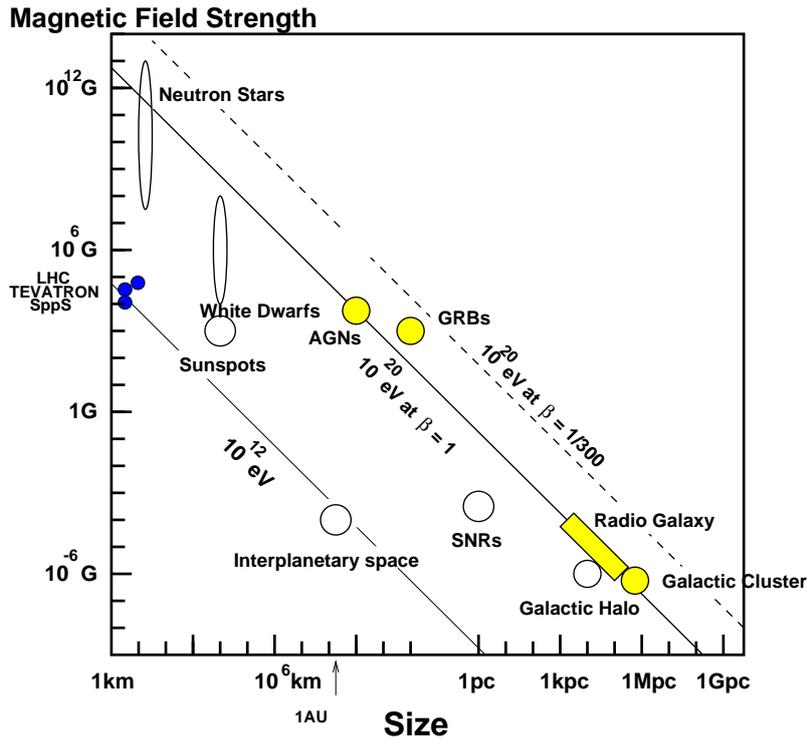


図 1.7: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット) [32]

能な候補天体の大きさと磁場強度，そして最大加速エネルギーの関係を示した [32]．この図から，銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は極高エネルギー宇宙線の加速源候補となりえない (ガンマ線バースト (GRB)，中性子星が例外)．銀河系外の候補天体は活動銀河核，ガンマ線バースト，電波銀河，銀河団などが挙げられる．

以下，いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる．

- 中性子星：表面の磁場が 10^{13} G を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 [7]．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 [8]．

このモデルでは，極高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる．中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので，極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である．

- AGN：活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では，中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する [10]．粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる．ただし，AGN での加速では，そ

の周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり，最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている [11] .

- 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 [10] . その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では，光子，物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく，かつ粒子を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 [12] . 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極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．また，次に近い既知の類似な天体は NGC315 で，これは 100 Mpc と GZK 限界を越えており遠すぎる．
- GRB：ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は，我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり，極高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している．GRB によるエネルギー放出率は，極高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく，非常に有力な候補天体である [9] . しかし，GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない．このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので，観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる．
- 銀河団：数 μ G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており，これは最大加速の条件 (式 1.17) を満たしている [13] . 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．

トップダウンモデル

前述のように，これまでに観測された極高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理，宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である．このため，AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし，素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや，未知の超高エネルギー天体現象に基づくモデルが提案されている．こうしたモデルは，従来のような低エネルギー粒子が加速されて極高エネルギーに達するというボトムアップモデルに対して，トップダウンモデルと呼ばれる．

以下はそのいくつかの例である．

- 宇宙紐や超重粒子の崩壊・対消滅：宇宙の初期，すなわちインフレーションの最後または直後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect) ，または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が，銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を生成しているとするモデルである [36] . 位相欠陥は互いの衝突や対消滅によって，超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている．これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線，電子，ニュートリノに崩壊し，ハドロンのうち数%だけが核

子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK カットオフより低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。超重粒子も崩壊によってハドロンジェットを作るが、超重粒子は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。

- Zバースト模型：極高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が極高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである [37]。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論の破れ：極高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ 生成の共鳴的生成が起こらない、とするモデルがある [38]。ローレンツ因子が 10^{11} を越えるようなエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このようにトップダウンモデルが正しく、GZK 限界を超える極高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

1.3 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 \sim 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスの変化は 10^{30} にもなる。フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、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される。しかしエネルギーが 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。

1.3.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにこ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ガンマ線から生成される電磁カスケードと、高エネルギーハドロンによる核カスケードからなる。

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 の電子による制動放射の断面積 σ_{brems} は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.18)$$

ここで, $v = h\nu/E$, Z はターゲットとなる原子核の原子番号, r_e は古典電子半径である. 従って, 制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems.}}$ は以下のように表される.

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.19)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (1.20)$$

ここで, N はアボガドロ数, A はターゲット原子核の質量数である. X_0 は大気ではおよそ 38 g/cm^2 である. 一方, 電子対生成の断面積 σ_{pp} は,

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.21)$$

となる. ここで, $u = E/h\nu$, E は生成される電子のエネルギーをあらわす. この断面積から電子対生成の interaction length が求められ, 結果として,

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7 E}{9 X_0} \quad (1.22)$$

となる. 従って, 電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる. この2つの過程を繰り返して, 多数の電子, 陽電子, ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである. 粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると, 大気中での電離損失が優勢となり, 電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する. この臨界エネルギーは空気中では 84 MeV である.

一方, 宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気原子核と相互作用した場合には, 中間子, K 中間子などのハドロン多重生成 (核カスケード) が起きる. 生成された二次粒子の大部分は結果的に中間子となる. そのうち π^0 は短い寿命 ($8.4 \times 10^{-17} \text{ sec}$) で2個のガンマ線に崩壊し, 電磁カスケードを形成する. π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8} \text{ sec}$ で,

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.23)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.24)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.25)$$

このように崩壊する. 大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約10倍, 電子の大気中での輻射長の約25倍にもなるので, 以上のような核カスケードと電磁カスケードにより多数の粒子が生成される. 図1.8はこの様子を模式的に表したものである.

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の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, 臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84 \text{ MeV}$)

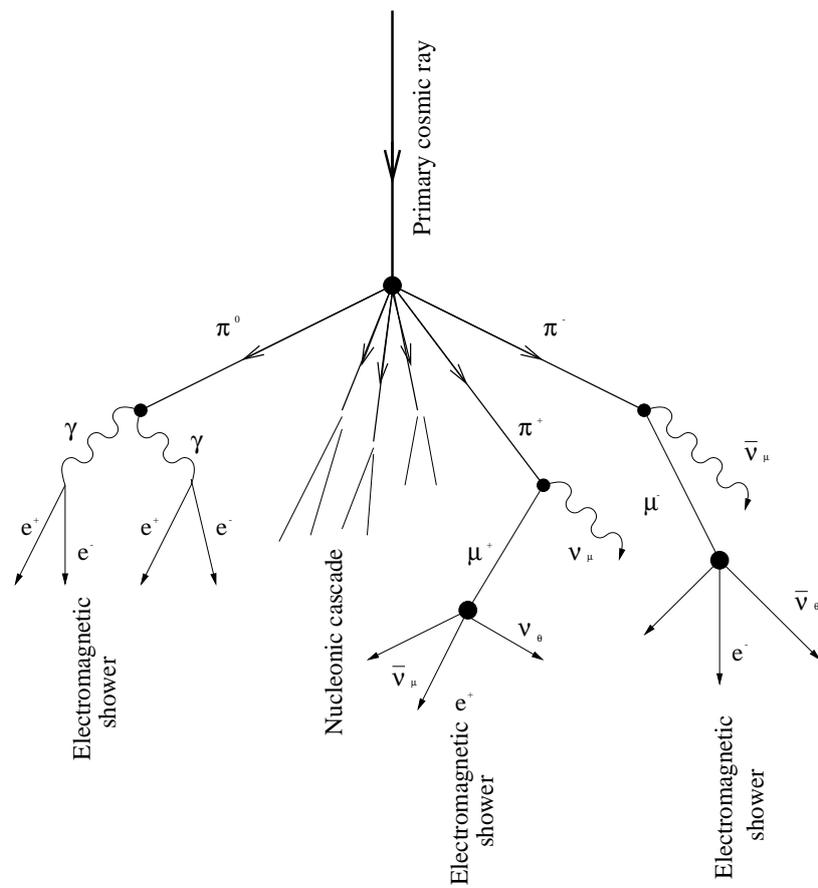


図 1.8: 空気シャワーの模式図

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 の一つ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．

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.26)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.27)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.28)$$

ここで t は，電子の大気中での輻射長 (38 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．

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．

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.29)$$

ここで N_{\max} は最大発達時の粒子数， X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]， X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]， λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である．

一次宇宙線のエネルギーの違いは， N_{\max} の違いとなって現れ，およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー，単位：eV) の関係がある．また，同一の一次エネルギーである場合，一次宇宙線粒子種の違いは X_0 ， X_{\max} に現れ，重い原子核ほど X_0 ， X_{\max} の値が小さくなる傾向がある．これは，重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること，さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる．簡単なモデルでは， $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) である．陽子，鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.9 に示す．

1.3.3 空気シャワーの横方向分布

シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布は，空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ばれる．電磁カスケードの横方向分布粒子密度 $\rho(r)$ は解析的な計算により得られ，それを近似したものが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で，

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.30)$$

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.31)$$

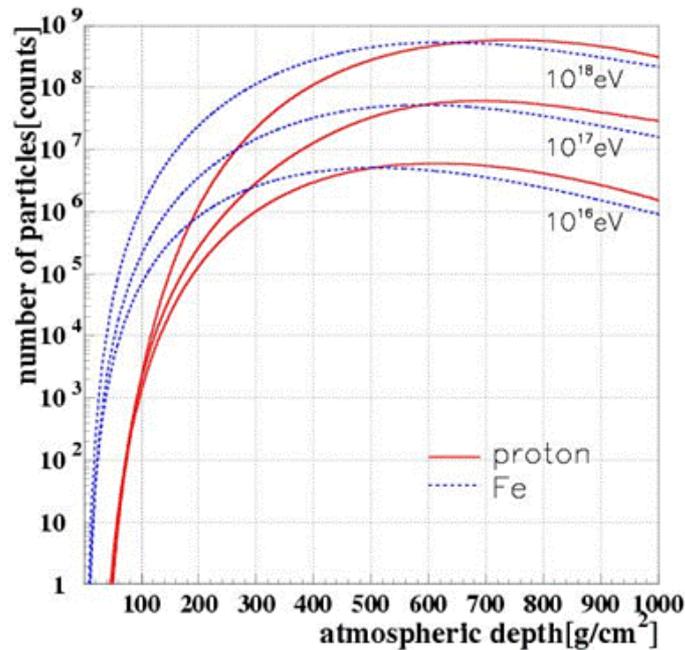


図 1.9: 空気シャワーの縦方向発達

である． r はシャワー中心からの距離， r_M はモリエールユニット (電子が 1 輻射長進む間に進行方向からずれる距離)， $C(s)$ は規格化定数， N_e は全電子数である． s はエイジパラメータである．いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.10 に示した．

1.3.4 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 %のミュオン成分，さらに少量のハドロン成分から成る．このうち電磁成分とミュオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが，プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である．また，特にミュオン成分のみを選択的に検出するために，シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミュオン検出器を構成し，別に配置する場合もある．さらに，空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するために，ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある．

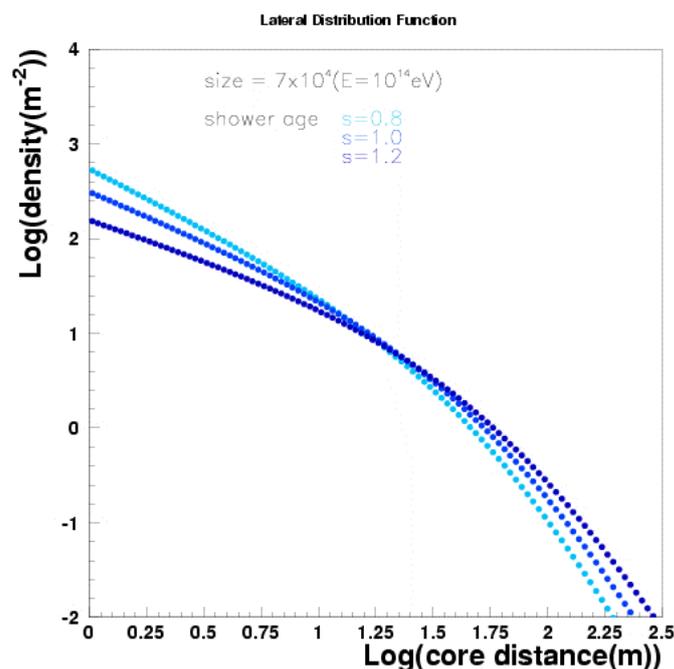


図 1.10: 空気シャワーの横方向分布

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。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)を形成して地表に到来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気シャワーの到来方向を求められるのである。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度から空気シャワー全体での横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかしこれにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられないという難点がある。

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用するものである。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され、これらの励起された大気分子から蛍光が発せられる。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 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ 4 個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個(一次エネルギーが 10^{20} eV の場合)にも達し、その発光の継続時間は $30 \mu s$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 30 km 遠方からでも観測することができる。さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として 1960 年代初めに菅, Greisen, Chudakov などによって提案された。

大気蛍光法による空気シャワー観測結果からの一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向 (= シャワー軸) は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線がシャワー軸となる (図 1.11)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と i. で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式 (1.29) と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの90%以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるので、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (1.32) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.32)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 84 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ X_{max}) から、一次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワー発達関数を推定できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報量が多い。一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定できる。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げて掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。

1.3.5 大気中での発光過程と散乱・吸収

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領域 $300 \sim 400 \text{ nm}$ での大気蛍光の発光過程について述べる。

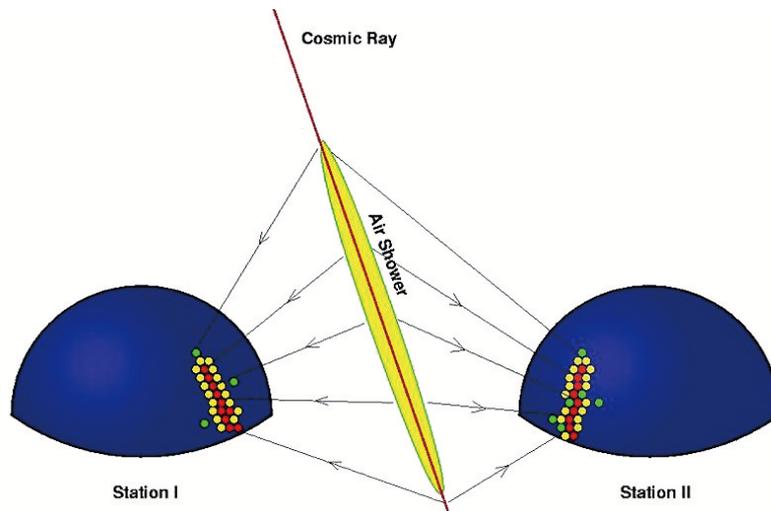


図 1.11: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

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。

励起された分子の失活過程には 3 通りが考えられる。

1. 無放射遷移過程 (内部消光)
2. 放射遷移過程 (蛍光, リン光)
3. 分子間エネルギー移動

無放射遷移過程は、励起された分子が振動エネルギー失活、内部転換、系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。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わる。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。実際の失活過程にはこれらの三つが競合しており、測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の総和である。大気蛍光による発光率、相対強度を表 1.1, 図 1.12 に示す [33] [34]。相対強度分布は主に波長 300 nm から 400 nm の間のいくつかの輝線スペクトルからなることがわかる。

チェレンコフ光

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

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

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.33)$$

波長 (nm)	band system	始状態 (v')	終状態 (v'')	$E_0(\times 10^{-2})$
297.7	2P	2	0	0.016
311.7	2P	3	2	0.005
313.6	2P	2	1	0.029
315.9	2P	1	0	0.050
328.5	2P	3	3	0.015
330.9	2P	2	2	0.002
333.9	2P	1	1	0.004
337.1	2P	0	0	0.082
346.9	2P	3	4	0.006
350.0	2P	2	3	0.004
353.7	2P	1	2	0.029
357.7	2P	0	1	0.062
367.2	2P	3	5	0.005
371.1	2P	2	4	0.010
375.6	2P	1	3	0.027
380.5	2P	0	2	0.021
389.4	2P	3	6	0.003
391.4	1N	0	0	0.330
394.3	2P	2	5	0.006
399.8	2P	1	4	0.016
405.9	2P	0	3	0.007

表 1.1: N_2 の衝突による消光がないとしたときの発光効率 E_0 の波長領域 300 ~ 400nm での値 [33]

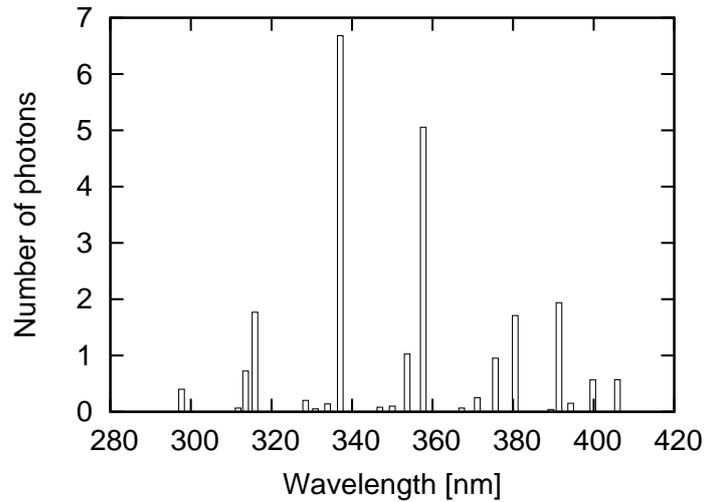


図 1.12: 大気蛍光の波長スペクトル [34] . 縦軸は光子数の相対値である

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

波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (1.34)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.35)$$

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

実際の空気シャワー中では θ は小さいものの , シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がり , さらに検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱の影響を受けている . このため , シャワー軸から θ 以上に離れた領域であっても , 観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量を見積もる必要がある .

夜天光

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

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

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

夜天光は波長 557.7 nm に酸素原子による強いピークを持っており，連続スペクトル成分については波長が長くなるにつれて光量が増加している．このように，夜天光が長波長側で増加傾向にあること，および空気シンチレーション光は主に波長 300 ~ 400 nm の光からなることを考えると，波長 300 ~ 400 nm の光に対して感度のある光検出器を使用することで，夜天光の影響を少なくし，空気シャワーからシンチレーション光を効率良く観測することができる．

レイリー散乱とミー散乱

レイリー散乱は大気分子による散乱で，その散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.36)$$

で与えられる．ここで， N は微粒子の数， α は分極率， θ は散乱角， λ は波長， r は散乱体から観測点までの距離である．

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

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

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[-\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (1.37)$$

ここで X_{trans} は光の通過する slant depth [g/cm^2]， X_{Rayleigh} はレイリー散乱の輻射長で $2974 \text{ g}/\text{cm}^2$ ， λ は光の波長である．ミー散乱の場合は

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[\left(e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left(h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (1.38)$$

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

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}), \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (1.39)$$

その他の変数については図 1.13 に示した．

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

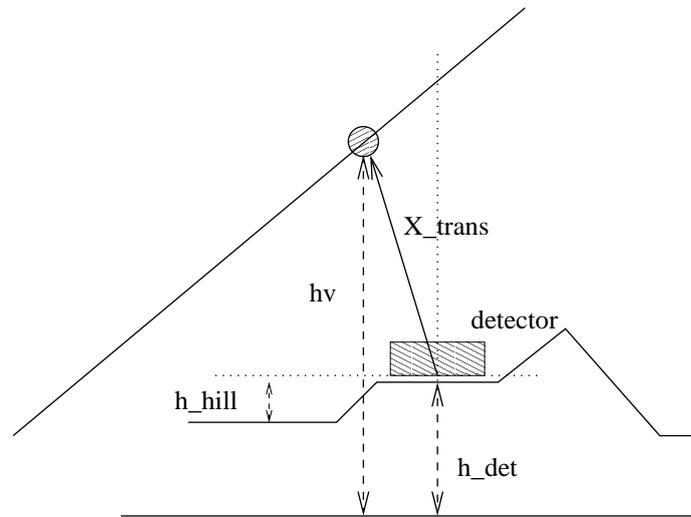


図 1.13: ミー散乱のパラメータ

1.3.6 観測結果の現状と問題点

極高エネルギー宇宙線は宇宙空間での爆発的な天体現象や未知の物理と結びついていると考えられ、観測結果が注目されている。しかし、到来頻度の少なさと観測の困難さから、極高エネルギー宇宙線の起源についての統一的理解はまだ得られていない。

エネルギースペクトル

図 1.14 に akeno - AGASA , HiRes(High Resolution Fly's Eye)I - HiResII , Auger (Pierre Auger Observatory) , Yakutsk の各観測装置で得られたエネルギースペクトルを示す [18] [21] [24] [25] . この図は、図 1.1 の円で示されたエネルギー領域における一次宇宙線フラックスに E^3 をかけたものである。この図から実験ごとの系統的誤差が大きく、また 10^{19} eV 以上で AGASA と異なる実験結果が存在することがわかる。AGASA は地表粒子検出器を用いた観測であるのに対して、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、GZK カットオフ の存在を示唆する結果を発表した。

また Auger は南半球のアルゼンチンで現在稼働中の宇宙線観測実験であり、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を組み合わせる観測を行っている。Auger の結果も HiRes と同様、GZK カットオフ を肯定する結果となっている。しかし、Auger の地表検出器は AGASA のプラスチックシンチレーション検出器とは異なり、水中で発するチェレンコフ光を検出する水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器は主にミューオンを検出するため、空気シャワー中のハドロン相互作用の影響を受けやすい [46] . そのため、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を組み合わせるエネルギー決定法を採用しており、地表検出器だけでエネルギーを求めているのは AGASA だけである。また、Auger は南半球、AGASA は北半球で観測を行っているため観測可能な領域も異なる。

AGASA のエネルギー決定精度は 18 % , HiRes 22% , Auger 22 % であり、さらにはすべての観測装置は決定精度と同程度の大きさの系統的誤差を持つ。そのため GZK カットオフ

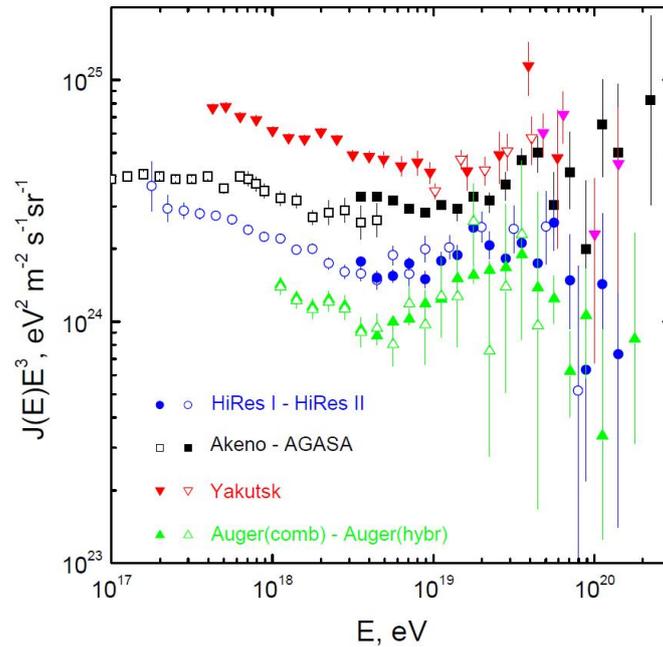


図 1.14: 異なる実験での極高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [18][21][24][25]

の存否については確定的な結論は得られていない。

到来方向分布

AGASA による観測は, doublet/triplet 事象は存在しているが, 極高エネルギー宇宙線の到来方向は既知の天体と方向の相関はないというものであった。

一方, Auger は 2007 年に極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は 71 Mpc 以内の AGN との相関を示すと発表した [15]。図 1.15 は, Auger で観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布を銀河座標で示したものである。赤い点は 71 Mpc 以内の AGN の方向を表し, 円は極高エネルギー宇宙線の到来方向に対して半径 3.2 度の範囲を示す。この円の大きさは Auger の方向決定精度と銀河磁場の影響を考えた値である。しかしその後観測が進むにつれて, AGN との相関は小さくなっており, 起源天体の同定には至っていない。

今後長期間の観測データを使い, より高い精度をもってエネルギーと到来方向を求め, 極高エネルギー宇宙線の起源を解明することが望まれている。

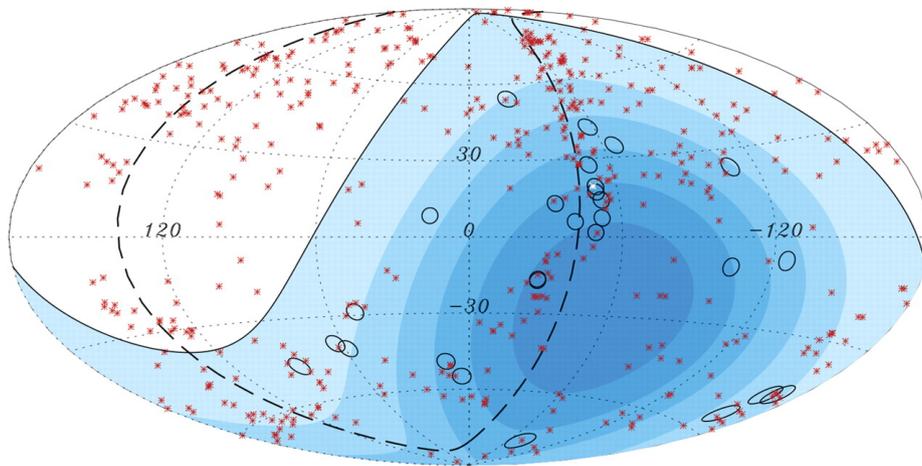


図 1.15: Auger で観測された 57 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向が 3.2 度に相当する円で示されている [15] . 青い領域は色の濃さで露光時間の違いを表している . 赤い点は 71 Mpc 以内の第 12 版 the catalog of quasars and active nuclei [35] に掲載されている AGN の位置を示している .

第2章 宇宙線望遠鏡実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、AGASA の観測によれば 100 km^2 の地表に年に1度飛来する程度である。AGASA は 100 km^2 の範囲に111 台のシンチレーション検出器を配置し、その範囲に降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に約5 倍広げること成功し、大きな成果を導いた。しかし、建設以来十数年を経て AGASA は感度、装置性能ともに限界に達し、これ以上に起源解明に迫ることはできず、2004 年に観測を終了した。

そこで日米韓露共同の新たな観測プロジェクトである Telescope Array(TA) 実験が立案され、建設された。この TA 実験は、AGASA の約4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約7 倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) による空気シャワーアレイによって、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。

2.1 宇宙線望遠鏡実験の目的

TA 実験の主目的は以下の通りである。

- AGASA の約7 倍の感度を有する SD アレイによる定常観測によって、最高エネルギー領域での観測事象数を飛躍的に増やす。
- 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定し、これを手がかりにその起源を解明する。
- エネルギー決定精度を約10% に向上させ、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確定する。
- 約 1° の角度分解能と十分な統計量によって最高エネルギー宇宙線の点源天体を探索する。

2.2 宇宙線望遠鏡実験の装置

高効率の FD 観測のためには高い晴天率、透明度の高い空気と暗い夜空が必要であり、SD アレイを敷設するためには広大で平坦な敷地が必要である。これらの理由から、宇宙線望遠鏡実験の観測装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯 (平均標高 1400 m 、大気深さ 860 g/cm^2) に設置された。

SD アレイは 1.2 km 間隔で並べられた 507 台のプラスチックシンチレーション検出器からなり、検出面積は約 700 km^2 である。FD ステーションはアレイ周辺の3ヶ所に約 35 km 間隔で設置されている。1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。装置の配置図と FD ステーションの視野を図 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観測することが可能である．3 つの FD ステーションは上から時計回りに Middle Drum (MD) ステーション，Black Rock Mesa (BRM) ステーション，Long Ridge (LR) ステーションである．すでに装置建設は完了し，2008 年 3 月以降，FD と SD による定常観測が続けられている．また，LR ステーションは 2009 年 4 月以降無人で運用されており，BRM ステーションからのリモート制御によって観測が行われている．

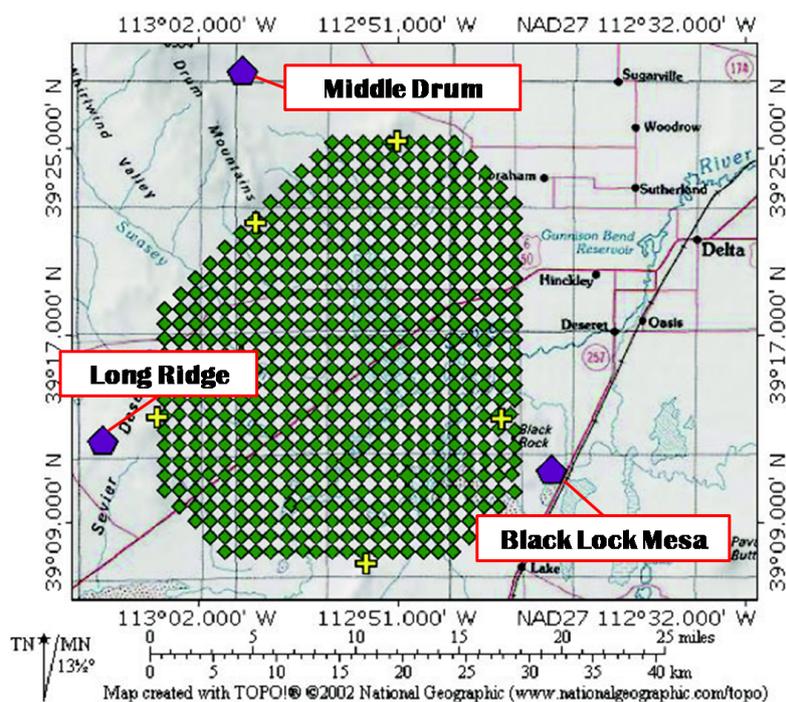


図 2.1: TA 実験における装置の配置図．紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション，緑色の菱形が地表検出器を表す．

2.3 大気蛍光望遠鏡

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．

宇宙線望遠鏡実験では 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 MD ステーションにある 14 基は，HiRes で使用されていた望遠鏡を移設したものである．一方で BRM ステーションと LR ステーションにはこの実験のために新たに設計，製作されたそれぞれ口径 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，ステーション全体で方位角 108° ，仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ を観測する (図 2.2)．観測を行わないときは，ステーションの全てのシャッターが閉まり望遠鏡が保護される．また，ステーション内にはデータ収集エレクトロニクスと観測制御装置が格納されているコントロールルームとシフト従事者の居住室がある．ステーション内の電源供給用の発電機は大小 2 つが設置されており，大気蛍光の観測時間内，観測時間外と必要な電力量に応じて使い分けられている．



図 2.2: BRM ステーションの概観 (左上) , BRM ステーション内の望遠鏡 (右上) . MD ステーションの外観と望遠鏡 (下)

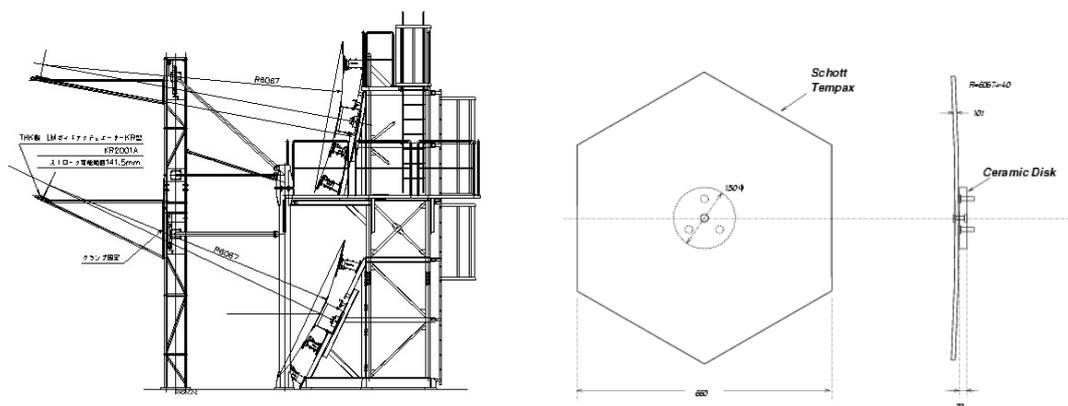


図 2.3: FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)

2.3.1 光学系

望遠鏡の主鏡は合成球面鏡である。望遠鏡 1 基の視野は、方位角方向に 18° 、仰角方向に 15.5° である。この望遠鏡を二段に重ねることによって、仰角は上段の望遠鏡が $3^\circ \sim 18.5^\circ$ 、下段が $18.5^\circ \sim 33^\circ$ となり、全体では $3^\circ \sim 33^\circ$ をカバーする。各ステーションには、合計 12 基の望遠鏡が扇形に配置され、方位角は全体で 108° になる。焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズは、ほとんどの視野で半値幅にして 30 mm 以下になるように調整されており、これは PMT の大きさ (六角形の幅 61 mm) に比べ十分小さい。

望遠鏡に使われる球面鏡は、六角形をしたセグメントミラー 18 枚からなる口径 3.3 m の合成球面鏡である (図 2.3)。セグメントミラーの取付角度は、2 方向に調節可能である。また、合成球面鏡の中心にはセグメントミラーは配置されておらず、PMT の相対ゲインを較正するための光源装置 (Xe フラッシャー) が取り付けられている [26]。セグメントミラーのデザインは対辺間隔が 660 mm の六角形で、厚みは 11 mm、曲率半径は 6067 ± 40 mm である。素材は Tempax glass で、表面には Anodization によって Al_2O_3 がコーティングされている。反射率は、波長域 330nm \sim 450 nm で 80 % 以上である。

2.3.2 PMT カメラ

PMT (光電子増倍管) カメラは、 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成されており、反射鏡の焦点面に設置される (図 2.4)。PMT カメラ筐体は PMT とカメラ内のエレクトロニクスを砂や埃から保護するために密閉容器となっている。PMT は浜松ホトニクス製 R9508 を用い、1 本で約 $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持ち、これが撮像の分解能に相当する。PMT の出力信号は後部に取り付けられたプリアンプにより増幅され、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ収集系に送られる。また、観測対象である大気蛍光の波長域は主に 300 nm \sim 400 nm であるので、その他の波長域のバックグラウンド光をカットするために、個々の PMT の光電面上にはバンドパスフィルターとして SCHOTT 製 BG3 が取り付けられている。さらに、PMT カメラには 300 nm 以降の波長域に対して透過率が 90 %

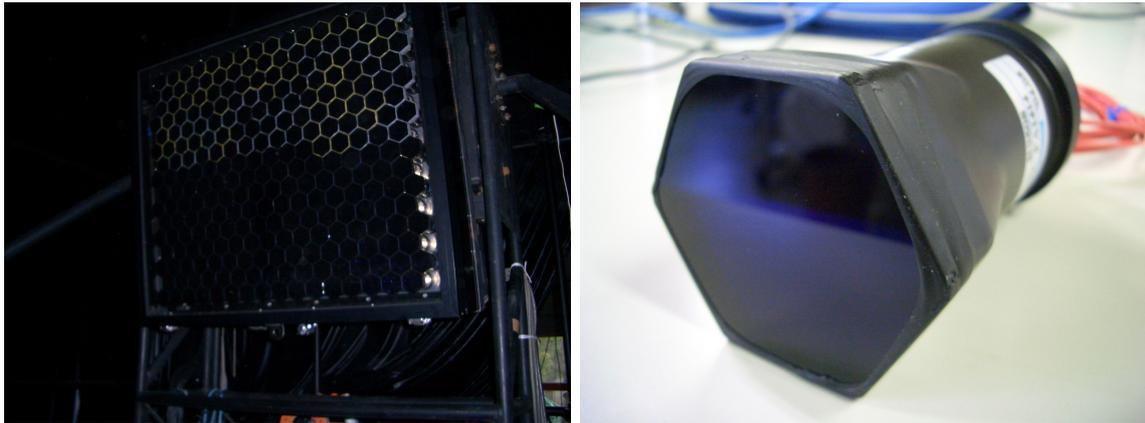


図 2.4: PMT カメラ (左) と BG3 を取りつけた PMT(R9508)(右)

以上のクラレ製パラガラス-UV00 を用いている。

2.3.3 データ収集システム

データ収集システムの概略図を図 2.5 に示す [27]。PMT への印加電圧は各 PMT 独立で、各 PMT でゲインが 8×10^4 となるように制御、調整されている。PMT 直後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 4×10^6 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。トリガーシステムには、SDF、Track Finder (TF)、Central Trigger Distributor (CTD) の 3 種類のモジュールが使用される。

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 Flash ADC によってデジタル化された後、連続する 4 サンプル (100 ns) 毎に足しあわされてメインバッファメモリに記録される。イベントトリガーが発生するデータはバッファメモリからオンライン計算機へと 1 フレーム ($12.8 \mu\text{s}$) を 1 単位として転送され保存される。並行に、バッファリングされたデータに対して信号認識判定が行われる。フレームごとに大気信号候補を探索し、S/N が計算され、外部から任意に設定されるしきい値を基準に信号の有無が判断され (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 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、カメラで $12.8 \mu\text{s}$ ごとに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が無いかどうか判定する「トラック判定」の論理回路を持つ。

カメラ毎に全 PMT のファーストレベルトリガーの判定結果がヒットパターンとして TF に集められトラック判定される。トリガーは以下の 3 種類のトリガーコードに分類

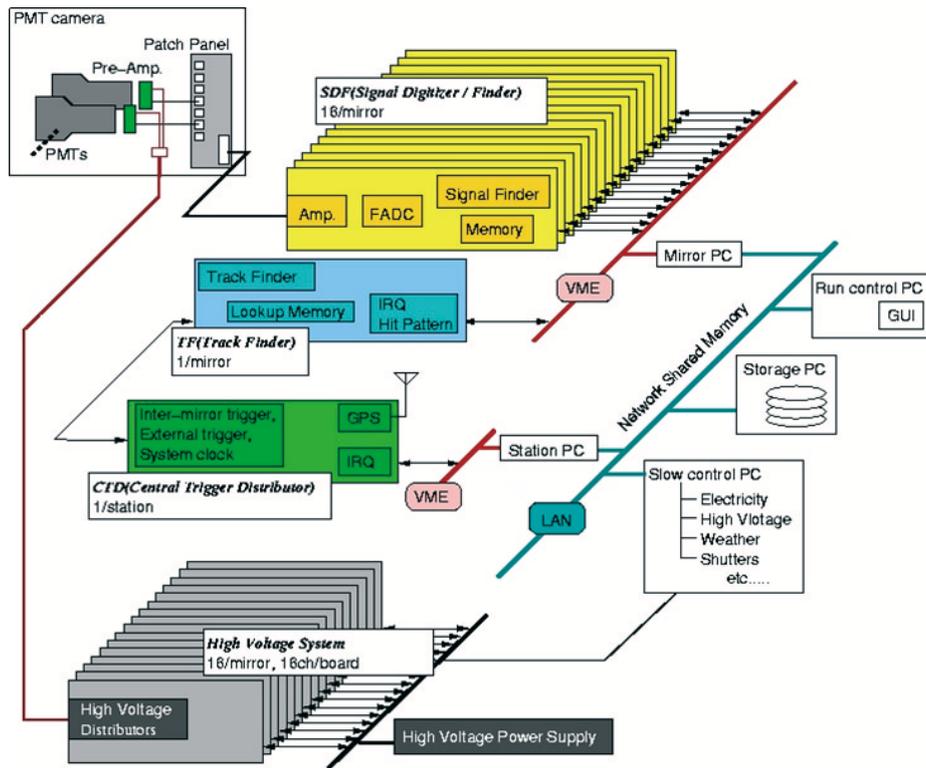


図 2.5: FD エレクトロニクスの概略図

される (セカンドレベルトリガー) .

- I. 連続した 5 本の PMT でシグナルがある
- II. カメラの端で, 連続した 3 本の PMT でシグナルがある
- III. しきい値を超えた信号を記録した PMT が 1 本以上ある

判定結果は逐次 CTD に転送される .

CTD VME9U1 幅のモジュールである 1 モジュールで 1 ステーションを担当する . 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むけて送出する . 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 . また, GPS モジュールを持っておりイベント発生 of 絶対時刻も CTD が記録する .

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よ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が

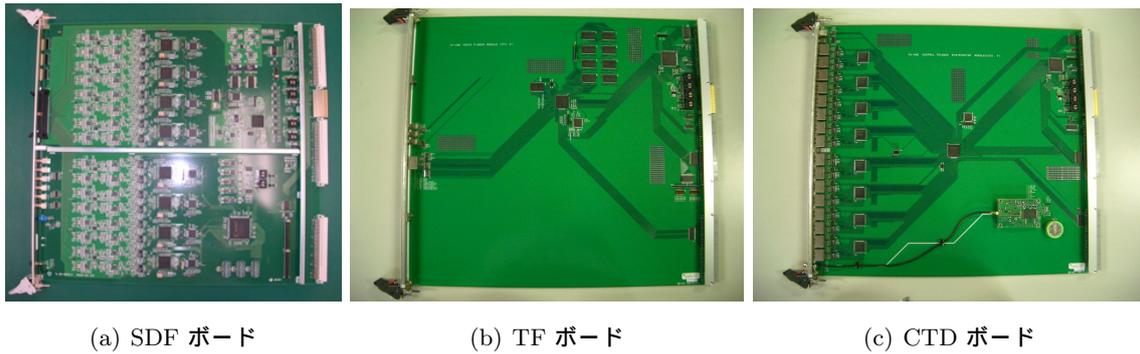


図 2.6: FD のトリガーマジュール

ら PMT に入射した光子の個数，さらには大気中の各深さでの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なければならない．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，散乱を把握するためにさまざまな方法で地表から 10 km 以上の上空までの大気の状態を測定する必要がある．そこで宇宙線望遠鏡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．

PMT ゲインの較正

CRAYS 1 基の望遠鏡あたり 3 本の PMT については，あらかじめ実験で絶対ゲインと印加高電圧の関係が絶対光量光源を用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．

これは窒素ガスを充填したチェンバーと N_2 パルスレーザー (Thermo Laser Science 製, VSL-337ND-S) からなる．レーザーの発光波長は 337.1 nm で光量は 300 nJ/pulse，パルス幅は 4 μ s である．レーザーの出力エネルギーは放射パルスごとにエネルギーメーター (Laser Probe Inc. Rjp-435) でモニターされており，我々の使用しているレーザーでは発光量のパルスごとのばらつきは $\pm 5\%$ であることがわかっている．PMT の視野の中心軸がレーザーの光路と正確に垂直になるように PMT がセットされ，レーザー光のレイリー散乱光のみを検出する．PMT への入射光量を正確に見積もるため，レーザー光量以外にも実験装置の位置関係，ガスの温度，圧力など正確に記録される．結果として本測定の系統誤差は $\pm 8\%$ と見積もられている．

YAP 基準 PMT の光電面の中心前面に貼付されている絶対光量光源である．観測中の絶対ゲインをモニターするために用いられる．宇宙線観測実験で使われている YAP は $YAlO_3$: 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}Am α 線源を封入したものである．ピーク波長は 370 nm，パルス幅 20 μ s，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．

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 8×10^4 にそろえられている．具体的には，

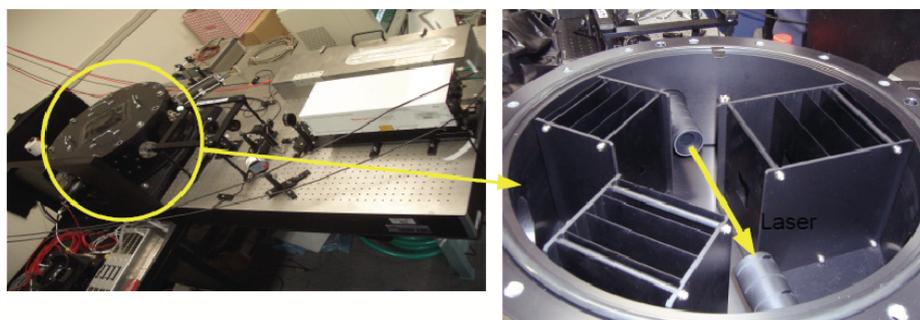


図 2.7: CRAYS . 左図の円で囲まれた領域の内側を右図に示す . 右図の矢印はレーザーの光路を表し , レイリー散乱による散乱光が PMT で検出される

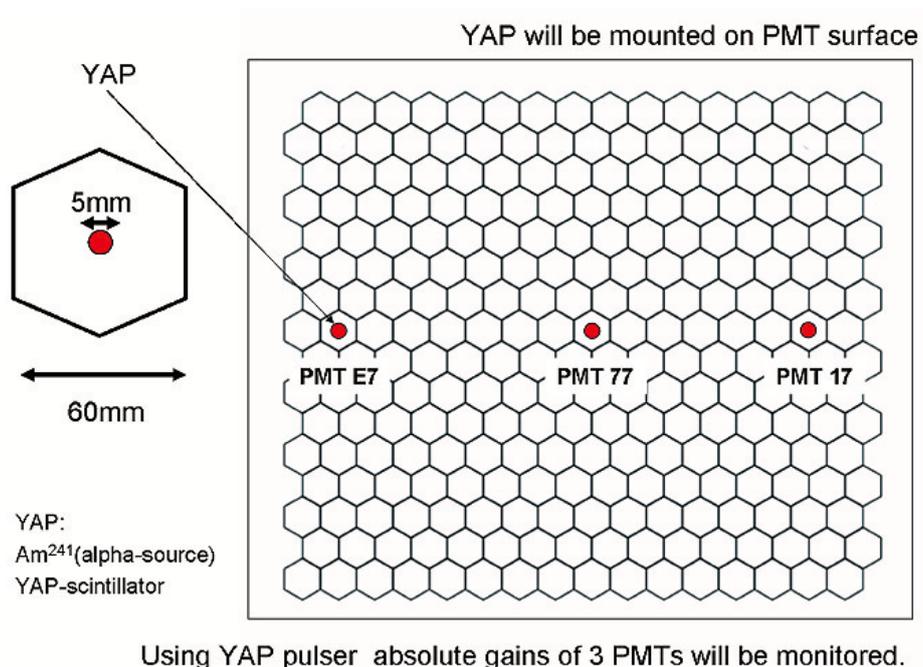


図 2.8: YAP.PMT 前面中央に設置し絶対光量光源として使用する

基準 PMT のゲインが 8×10^4 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な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すべての 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なる。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 $2 \mu s$ 、光量は 2×10^4 pe/pulse のパルス光を繰り返し周波数は 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。

実際には相対ゲインの調整 (= 印加電圧の変更) は頻繁に行われていない (これまで年 3 回程度)。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)。

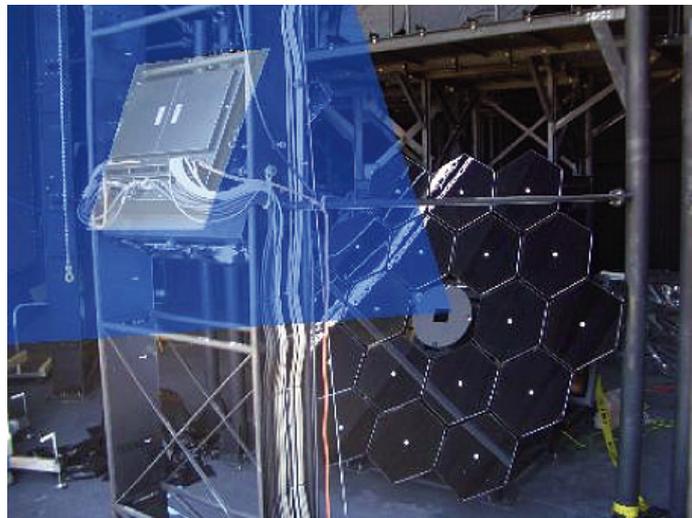


図 2.9: Xe フラッシャーの照射イメージ

XY-スキャナー 合成鏡のスポットサイズは 30 mm 以下になるように調整されていて、これはひとつの PMT 感面の大きさ 61 mm より小さい。したがって、一様光源を照射して PMT 単位でゲイン合わせをするだけでなく、PMT 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 ± 2 mm (実測取り付け精度の系統誤差), ± 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 ± 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 (1.65σ , 90%), 光量は約 1000 pe/pulse である。不均一性測定は UVLED 光源をカメラ有効感度面上を 4 mm 間隔で 60 パルスずつ照射することで行われ、各測定ごとの相対ゲインの決定精度は約 2.6% である。これらのキャリブレーションで得られた不均一性は一次宇宙線の情報を求める際に、観測

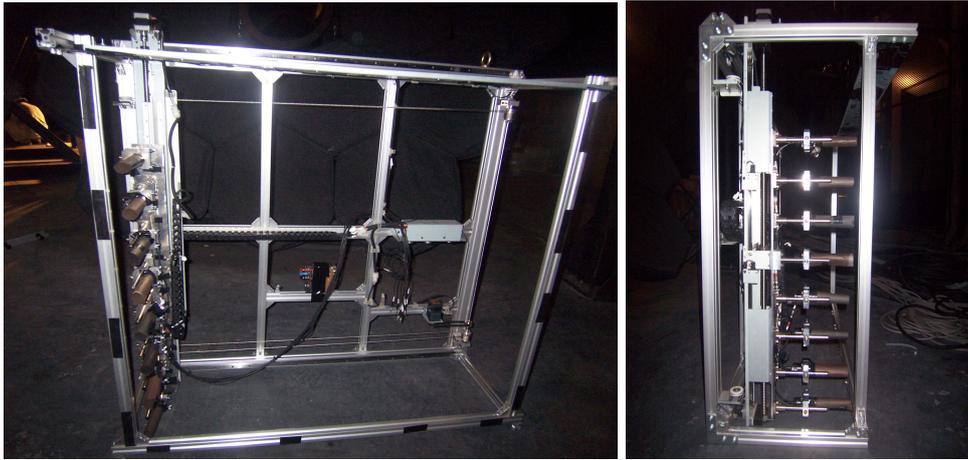


図 2.10: XY-スキャナー

された撮像イメージと比較されるシミュレーションによって生成された信号を計算するときに考慮される。

大気状態のモニター

空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に、大気中の微粒子によって散乱・吸収される。この散乱・吸収量を知るために我々はいくつかの装置を大気蛍光望遠鏡の視野中に設置し、運用している。以下ではそれらの装置の概要を紹介する。

LIDAR 宇宙線望遠鏡実験では、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、その最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ー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), エネルギーマーター (Coherent 社製, J50LP-1A, 波長範囲 300 nm ~ 12 μ m), 集光鏡 (Meade 社製, LX200GPS-30), PMT (浜松ホトニクス製, R3479), PMT 出力波形記録のためのデジタルオシロスコープ (Lecroy 社製, WaveRunner6039) からなる。LIDAR 装置は BRM ステーションから 100 m 離れた場所にある。現在のところ LIDAR による大気モニター観測は、FD 観測の開始前と終了時に行われている。

IRCamera 上空が低い雲でおおわれているときは、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、IRCamera 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 枚の撮影を 1 時間ごとに行う。

図 2.12 に IRCamera と 撮像した写真を示す。右図は望遠鏡の視野順に 12 枚を並べた写真であり、同じ日に異なる時間に撮像したものである。上段の 12 枚の写真では雲が

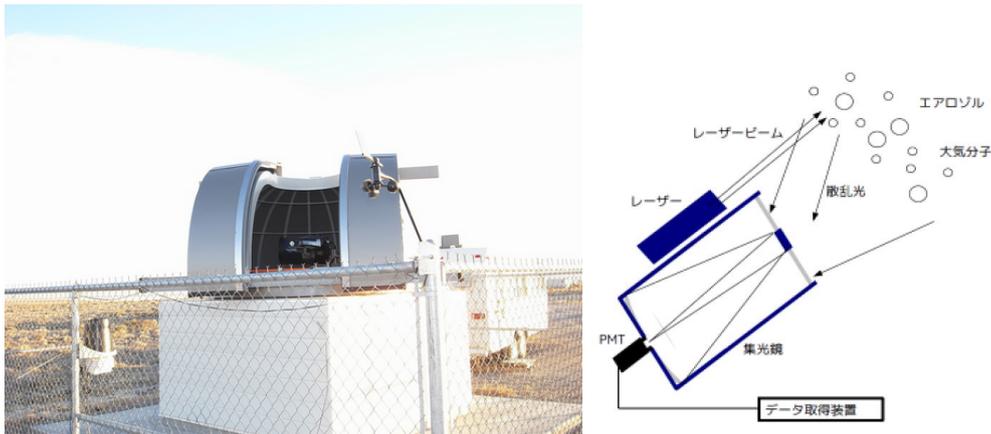


図 2.11: LIDAR ドーム (右) と LIDAR 法の概念図 (左) . ドームの中にある望遠鏡には右図のようにレーザーと PMT が取り付けられている

全体に存在するが、中段でしだいに減少し、下段の写真では雲がなくなる様子がわかる .

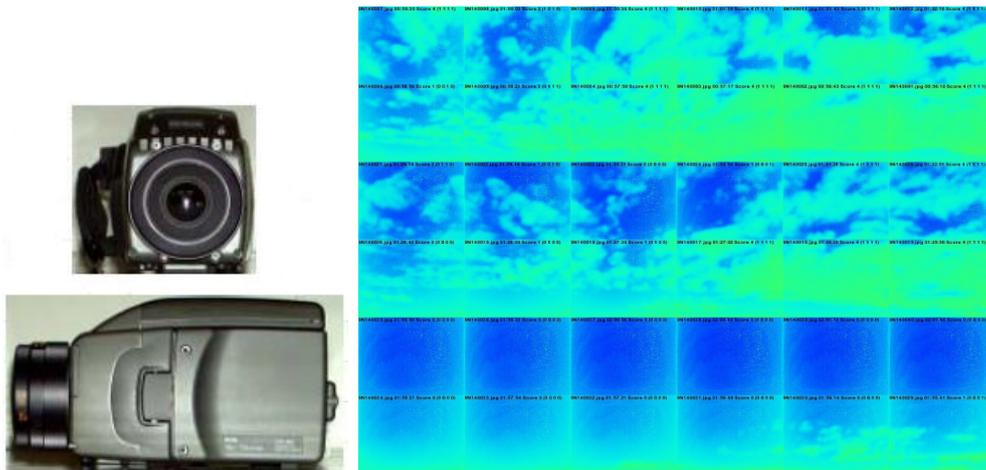


図 2.12: IRCamera (左) と IRCamera で撮像された写真 (右) . 右図は上段，中段，下段の 12 枚が同時刻に撮像された写真である . 写真の青色に比べ緑色のほうが温度が高く，雲の存在を表す . 上段から下段に進むにつれて時間が経過し，雲が移動する様子がわかる . 12 枚の撮影方向はそれぞれ FD 視野に相当する

CLF LIDAR と同様の紫外線レーザーを使用した CLF (Central Laser Facility) が宇宙線望遠鏡実験の中央に設置されている . CLF は 3 ケ所の FD ステーションからほぼ等距離となる地点に設置され，垂直に射出したレーザーの側方散乱をすべてのステーションで観測する . ある高度 (LIDAR の観測によれば ~ 5 km) 以上ではレイリー散乱が支配的であるという仮定の下では，計算で求めたレイリー散乱量と実際に観測された光量との差がミー散乱による減衰を表すことになる . ここでの透明度の指標は VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth) とよばれ，減衰量は $\exp(-VAOD)$ で表される . ミー散乱の

消散係数 α_{mie} との関係は、 $VADO(R) = \int_0^R \alpha_{mie}(r) dr$ であり、一次元大気 (大気状態が高さにも依存する) と考えた場合には LIDAR によって得られた消散係数と比較することが可能である。

現在 CLF は大気蛍光観測中、30 分毎にレーザーを射出し FD で観測している。

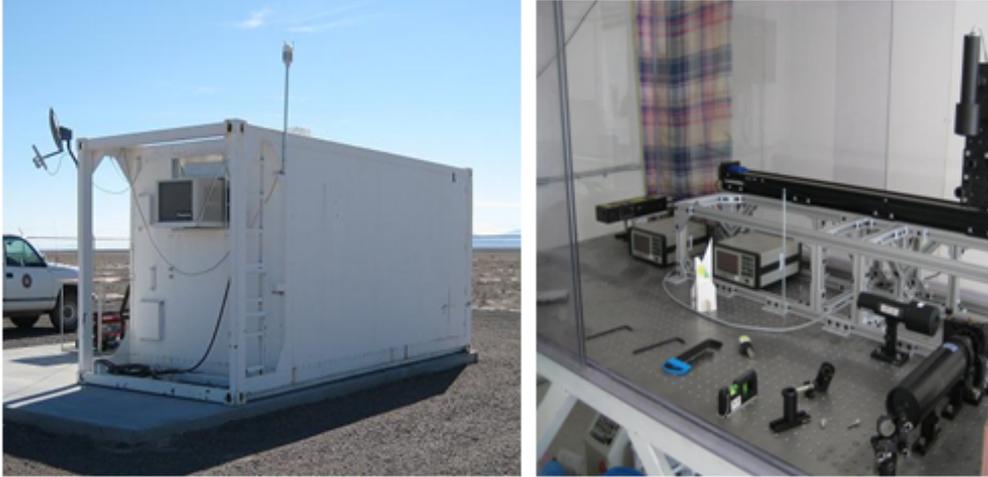


図 2.13: TA サイト中央に設置された CLF (左) と CLF 内部 (右)

2.4 地表粒子検出器

SD は面積 3 m^2 のプラスチックシンチレーターからなる地表検出器で、これが 1.2 km 間隔で合計 507 台設置されている (図 2.14)。SD 1 台には、 $100\text{ cm} \times 150\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ のプラスチックシンチレーターを 2 層に重ねたものがセットで入っている。それぞれのプラスチックシンチレーターには直径 1 mm 、 2 cm 間隔で溝が掘られ、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれている。この WLSF によって青いシンチレーション光から緑色に変換された光を、中央に設置した PMT (Electronubes 9124SA) を使って検出する。PMT からの信号波形はアンプを介して 12 bit、 52 MHz サンプリングの FADC (Flush Analog-Digital Convertor) で AD 変換され、記録される。また、各地表検出器は GPS により時間情報を取得し、SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN により中央のデータ収集系と通信している。各 SD は、ソーラーパネル (120 W) を電力源としているため自立して観測を行うことができる。

2.5 ハイブリッド観測

SD アレイはほぼ 100% の効率で稼動しているので、FD による観測が行われている時間は、SD アレイと FD で同時観測が行われているとみなせる。しかも、エネルギー 10^{19} eV 以上の空気シャワーについて言えば、FD の有効検出範囲は SD アレイの展開領域を超えている。そのため、このエネルギー以上の宇宙線は同時検出 (= ハイブリッド観測) されることになる。



図 2.14: シンチレーション検出器

SD アレイによる観測では、計測された粒子数と粒子到来時刻を基に空気シャワーシミュレーションとの比較から一次宇宙線のエネルギーと到来方向が決定される。FD による観測では、大気中を通過する空気シャワーの軌跡を撮像し、軌跡の輝度(光量)から一次宇宙線のエネルギーと到来方向が推定される。SD アレイと FD は測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な視点で測定していると言える。すなわち、FD は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失をシャワー軸の縦方向発達に沿って観測する。これに対して、SD アレイは最大発達付近の平面内でシャワー軸から数 100 m ~ 数 km の範囲での、粒子密度の横方向分布を測定する。もちろん、各々の方法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できる。しかし、SD アレイによる観測では、到来方向の決定論理は単純で系統誤差は小さいものの、エネルギー決定がモンテカルロシミュレーションと明確でない一次組成に強く依存するため系統誤差が大きい。一方、大気蛍光法におけるエネルギー推定は、モンテカルロシミュレーションや一次組成への依存性は極めて小さいものの、大気の発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、光電子増倍管の量子効率など実験的に較正されるべき係数が多数あるため、エネルギーの系統誤差は大きくなってしまふ。

以上の一長一短のある問題を克服するために相互の情報を使いより高精度なエネルギー決定を行うという点で、ハイブリッド観測は重要である。

2.6 Electron Light Source(小型線形加速器)

FD のエネルギースケールの較正には、Electron Light Source (ELS) と呼ばれる小型線形加速器を用いる。ELS は 高エネルギー加速器研究機構との共同開発で製作され、2009 年夏に宇宙線望遠鏡実験サイトの BRM ステーション前方 100 m の位置に設置された。この ELS は、高精度で既知のエネルギーの電子ビームを射出できるように設計されている。エネルギーのわかった電子ビームを大気中に射出し、その電子ビームに

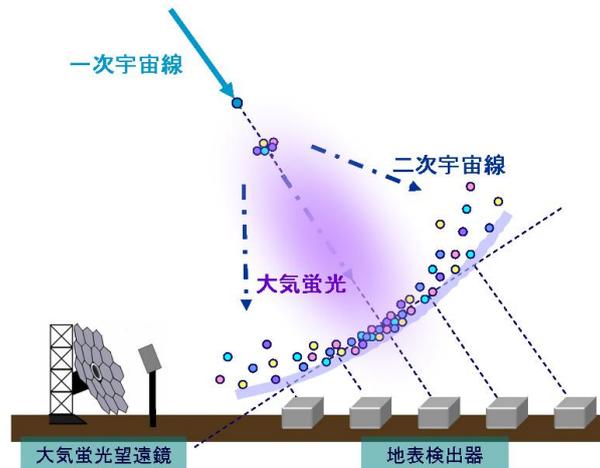


図 2.15: ハイブリッド観測の概念図

よって発生する大気蛍光を FD で観測することによって、FD のエネルギースケールを絶対較正する．現在までに行われてきたの大気蛍光観測では、実験サイトとは別の場所で測定された大気蛍光の発光効率を仮定し、さらに鏡の反射率、PMT 感度などの装置定数を積み重ねることでエネルギーの較正を行う必要があった．しかし、ELS から射出される電子ビームのエネルギーはわかっているので、大気蛍光を観測する実験サイトの大気での大気蛍光発光効率や、鏡面反射率などの装置定数を一括して較正することができる．この様に、加速器を用いて大気蛍光望遠鏡のエネルギーの絶対較正をするのは、宇宙線望遠鏡実験が世界で初めてである．ELS は BRM ステーションの正面から 100 m 離れた場所に設置されている．距離が近いために大気による蛍光の減衰は無視することができる．ELS の仕様は表 2.1 に示す．

ビーム中の電子のエネルギー	40 MeV
電荷量	$10^9 e^- / \text{pulse}$
ビーム強度	6.4 mJ / pulse
繰り返しレート	$\leq 1 \text{ Hz}$
パルス幅	$\leq 2 \mu\text{s}$ (typical 1 μs)

表 2.1: Electron Light Source の仕様

ELS から鉛直上方に射出された電子ビームは、大気分子によって散乱されながら進み、ほとんどの電子が望遠鏡の視野内で電離損失によりエネルギーを失って止まる．パルス中の全電子のエネルギー損失は $4 \times 10^{16} \text{ eV}$ のエネルギー損失に相当し、このとき FD で観測される大気蛍光量は 10 km 先での $4 \times 10^{20} \text{ eV}$ のエネルギー損失と等価であると見積もられ、擬似的宇宙線として FD で観測される．電磁成分のエネルギー損失はシミュレーションでよく再現できるため、実際に観測された光量と比較することでエネ

ルギーの絶対較正ができる。

ELS の外観とシステムの概略図を図 2.16 と図 2.17 に示す。

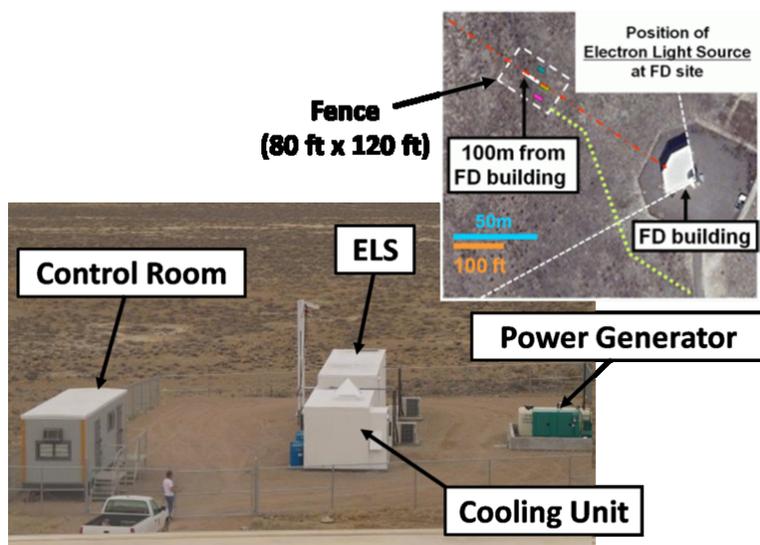


図 2.16: TA サイトに設置された ELS

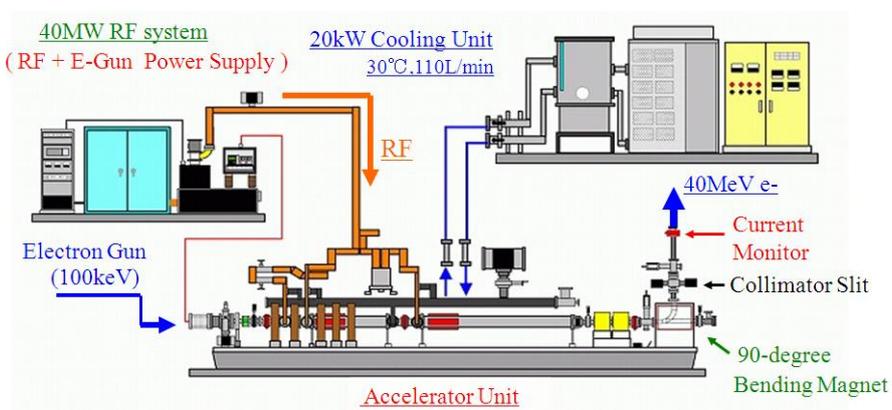


図 2.17: ELS の概略図

第3章 可搬UVレーザーシステム

先の章で説明した ELS は、40 フィートコンテナ 2 台分に相当する大きさと重量の為、移動が容易ではない。更に、ビームの射出方向は鉛直上方に限定されている為に、FD 観測システムの一部しか較正することができない。そこで、ELS の較正を全望遠鏡に反映させる為に、可搬 UV レーザーシステムを考案した。

可搬 UV レーザーシステムを用いた大気蛍光望遠鏡のエネルギーの較正は次の様に行う。ELS によって射出された電子ビームと同じ視線方向で ELS と UV レーザーの軌跡が重なる様にレーザーを射出し、ELS による観測データと、UV レーザーによる観測データを比較する。これによって、この UV レーザーを標準光源とし、ステーションの全望遠鏡視野内で UV レーザーを射出することで、全ての望遠鏡の感度を較正する。この間、大気状況の変化による大気蛍光発光効率の変化は、ELS を稼働させ続けることで常時モニターするので、大気状況の変化による系統誤差は生じない。また、本研究で使用する UV レーザーはビーム径が細く、高精度でレーザーの射出方向をコントロールすることで、大気蛍光望遠鏡の各セグメントの視線方向を独立に知ることができ、視線方向の調整ができる。UV レーザーの射出方向の精度は、FD 観測において空気シャワー軸と観測地点を含む平面と、地面とが成す角を決定する典型的な精度な値が約 0.5 度であることから、方向精度 0.1 度以内でのレーザー射出方向の決定を目標としている。

これらを実現するために、移動が容易で任意の場所に設置することができ、射出方向も高精度で制御可能な可搬 UV レーザーシステムを構築する。

可搬 UV レーザーシステムの構成は、高精度ポインティングシステムを有した経緯台、経緯台のポインティングに使用するガイド望遠鏡、レーザー部、レーザーの出力モニタリングに使用するデジタルオシロスコープ、光軸調整用 HeNe レーザーからなる。任意の場所に設置し、レーザーの射出方向を可変にする為に、MEADE 社製の望遠鏡経緯台にこれらの装置を搭載する。これによって、制御ソフトウェアを用いて任意の方向にレーザーを向けることができる。以下では、各部の詳細について述べる。

3.1 経緯台

経緯台には、MEADE 製の望遠鏡付経緯台 LX200ACF-25(図 3.1) の望遠鏡鏡筒を取り外して経緯台のみを用いる。この経緯台は RS232C 通信規格に準拠した制御インターフェイスをもち、外部のコンピュータからその姿勢を制御できる。加えて、GPS 情報と星を用いた高精度ポインティングができる。ポインティングには経緯台に付属の GPS 装置で GPS 衛星から位置情報と時刻情報を取得し、2 つの星の位置を基準星として経緯台に登録することで、高精度で姿勢を制御することができる(ツースターアラインメント)。更に、基準となる星をもう 1 つ追加で登録することで、追加登録した星の近傍で精度を良くすることができる(シンクロモード)。経緯台のポインティング精度については、第 5 章で述べる。このポインティング

には、望遠鏡を用いて星を導入する必要があるので、MEADE 製の望遠鏡鏡筒よりも口径の小さい望遠鏡をポインティング用のガイド望遠鏡として経緯台に搭載する。そして、UV レーザーの光軸をガイド望遠鏡と合わせて経緯台に搭載することで、ガイド望遠鏡によって高精度で制御した方向に UV レーザーを射出できる。

この経緯台からは望遠鏡鏡筒は取り外されて、その代わりにガイド望遠鏡、レーザー部、光軸調整用 HeNe レーザーが搭載される。これらの装置を経緯台に搭載するための光学台の設計、構造、製作については次の章で詳述する。

3.2 レーザー部

レーザー部は、New Wave Research 製 Orion Nd:YAG レーザーシステム、ビームスプリッター (シグマ光機製:OPCFU-30C03-P)、エネルギーセンサー (Coherent 製:J-25MB-LE)、 $\lambda/4$ 板 (シグマ光機製:WPQ-3550-4M) からなる。レーザー部の外観を図 3.2 に示す。

レーザーは、Nd:YAG レーザーである。レーザーの仕様を表 3.1 に示す。

レーザー光の波長は 355 nm である。これは、大気蛍光の波長スペクトルが 300 ~ 400 nm であり、その大気蛍光の波長スペクトルに合わせて FD 観測装置の亚克力パネルやフィルター、PMT 感度が決められているために、その波長スペクトル範囲内に波長をもつ Nd:YAG レーザーを用いる。また、この Nd:YAG レーザーは宇宙線望遠鏡実験の BRM サイトに設置された LIDAR 用レーザーと同じものであり、製作から運用までにかかる時間的コストを最小限に抑えるために、既に LIDAR で運用されているものと同じ型のレーザー装置を用いた。

このレーザーの出力調整はレーザーヘッド内部にある減衰器を用いる。これはモーター・ドライブ・アッテネータであり、モーターのステップ角度を変えることによってレーザーの出力を絞る装置である。

レーザーの最大出力は 4 mJ である。これは、BRM サイトに可搬 UV レーザーを設置してレーザー光を射出したときに、LR ステーションでも観測できるようにするために最大出力を決定した。

波長	355nm(3 倍高調波)
パルス幅	4 ~ 6 ns
ビーム径	2.5 mm
ビーム広がり	3 mrad
最大射出エネルギー	4 mJ
パルスレート	1 Hz(但し, 30 秒間のみ 5 Hz にすることが可能)
ジッタ	± 1 ns
冷却方式	空冷式

表 3.1: New Wave Research 製 Orion Nd:YAG レーザーシステム:355 nm の仕様

ビームスプリッターとエネルギーセンサーは、レーザーの出力エネルギーをモニタリングするために使用する。ビームスプリッターを用いてビームの約 10% を分岐させ、エネルギーセンサーで分岐したレーザーのエネルギーを測定している。エネルギーセンサーの仕様を表 3.2 に示す。



図 3.1: (左)MEADE 製 望遠鏡付経緯台 (LX200ACF-25) , (右) 鏡筒を取り外した状態

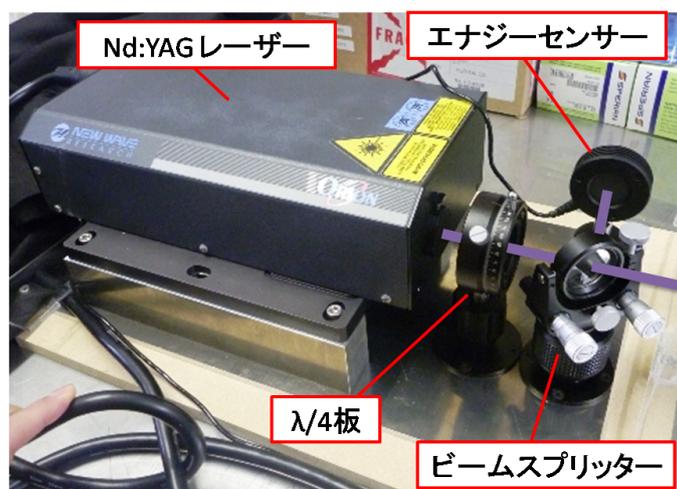


図 3.2: レーザー部の外観

波長範囲	190 nm ~ 12 μ m
エネルギーレンジ	25 μ J ~ 50 mJ
最大繰り返しレート	1000 pps
最大パルス幅	17 μ s
センサーの直径	25 mm

表 3.2: COHERENT 製 エネルギーセンサー : J-25MB-LE の仕様



図 3.3: New Wave Research 製 Orion Nd:YAG レーザーヘッドと電源・制御部

エネルギーセンサーの出力は、デジタルオシロスコープで読み取られ、出力波形のピーク電圧が、レーザーのエネルギーに対応している。ピーク電圧とエネルギーの関係は出荷前に COHERENT がキャリブレーションしたものを使用している。COHERENT によるキャリブレーションデータを表 3.3 に示す。

較正波長	1064 nm
典型応答 (at355 nm)	$1.545 \times 10^2 \text{ V/J}$
典型応答の不定性	$\pm 2\%$

表 3.3: COHERENT によるエネルギーセンサーのキャリブレーションデータ

レーザーの出力エネルギーのモニタリング結果は、データ解析の際に、エネルギー揺らぎの補正に利用される。

ビームスプリッターを透過した約 90% のビームは大気中に射出され、FD 観測される。使用しているレーザーの出力は直線偏光しているため、FD で検出される側方散乱光は、その微分散乱断面が偏光方向と、散乱方向とがなす角に依存する。そのため、 $\lambda/4$ 板を通して直線偏光を円偏光に変えて射出することで、可搬 UV レーザーシステムの設置方向に依存しないようしている。

3.3 デジタルオシロスコープ

エネルギーセンサーからの出力信号は Tektronix 製 デジタルオシロスコープ (TDS3032B) でデジタル化して記録する。デジタルオシロスコープでデジタル化されたデータは、内蔵メモリーに書き込まれるので、LAN を経由してそのデータを PC に転送する。

デジタルオシロスコープの仕様を表 3.4 に示す。

最大サンプリング周波数	2.5 GHz
帯域幅	300 MHz
電圧分解能	9 bit
最大入力振幅	100 V

表 3.4: Tektronix 製 デジタルオシロスコープ : TDS3032B

3.4 ガイド望遠鏡

この可搬 UV レーザーシステムでは，3.1 節で述べた様に，MEADE 製の経緯台から鏡筒を取り外して，代わりにレーザー光学系が搭載される．しかし，経緯台による高精度ポインティングを使用するために，光学望遠鏡をレーザー光学系の中に入れる必要がある．また，レーザー光学系は経緯台に付属していた鏡筒を取り外して，代わりに経緯台に搭載するため，元の鏡筒よりも口径の小さい望遠鏡でなければならない．更に，より高精度なポインティングのためには，登録する 2 つの基準星を精度良く視野中心に導入する必要がある．そこで，アイピースとの組み合わせで倍率を大きくし，実視界が小さくなるようにして，基準星を精度良く視野中心に導入できるようにした．

今回，望遠鏡にはケンコー製のアクロマート屈折望遠鏡 (SE102) を用いた．ガイド望遠鏡の外観を図 3.4 に示す．この望遠鏡の焦点距離は 500 mm で，有効径は 102 mm である．付属の 2 インチ 90° 天頂ミラーを用いて，天頂に向けた状態でも望遠鏡を覗き込めるようにしている．また，アイピースは Vixen 製の LVW5 mm を用いた．更に，倍率を高くするために，Vixen 製の 2 倍パローレンズ 31.7DX を用いることで，倍率は 200 倍，実視界は 0.33° となる．基準星を視野中心に導入する際に，実視界の $1/10$ の精度で導入すると，約 0.03° の精度での導入が可能である．従って，目標とするポインティング精度である 0.1° を十分に達成できる．

この望遠鏡の光軸と UV レーザーの光軸を揃えるために，次節で詳しく述べる光軸調整用 HeNe レーザーを用いる．



図 3.4: ケンコー社製 ガイド望遠鏡 : SE102

3.5 光軸調整用 HeNe レーザー

UV レーザー光の波長は 355 nm であるため，UV レーザーと望遠鏡の光軸を直接目視による観測によって調整することは容易ではない．そこで，CVI メレスグリオ製 HeNe レーザーシステム (25LHR111) を用いた光軸調整を一段階挟むことで容易に光軸調整ができるようにする．具体的には，先ず UV レーザーと HeNe レーザーの射出方向の遠方 (約 10 m) の地点に蛍光板を設置しておき，光軸が平行になるように調整する．次に，HeNe レーザーを連続的に照射したまま HeNe レーザースポットを望遠鏡で測定することで，望遠鏡とレーザーの光軸を平行に調整する．この調整をする際に，レーザースポットの中心を 1 mm 単位で調整することで，約 0.1° の誤差内で光軸調整ができる．HeNe レーザーは光軸の微調整が容易にできるように，CVI メレスグリオ製 円筒形レーザー用精密ホルダ (07HLC003) を用いてレーザー光学台に搭載する．

本装置で用いる HeNe レーザーの仕様と外観を表 3.5，図 3.5 にそれぞれ示す．

波長	632.8 nm
ビーム径	0.59 mm
ビーム広がり	1.35 mrad
射出エネルギー	1.0 mW
レーザーヘッドの寸法 (長さ × 直径)	271.8 mm × 44.5 mm
レーザーヘッドの重量	370 g
電源の入力電圧	100 VAC
電源の出力電流	6.5 mA

表 3.5: CVI メレスグリオ製 光軸調整用 HeNe レーザーシステム : 25LHR11 の仕様



図 3.5: (左)HeNe レーザーヘッドと円筒形レーザー用精密ホルダ，(右)HeNe レーザー電源

第4章 光学系搭載用架台

経緯台に，第3章で説明したレーザー部，ガイド望遠鏡，光軸調整用 HeNe レーザーを搭載するための架台を製作した．その詳細について以下で述べる．

4.1 架台の構成

可搬レーザーシステムを実現するために，レーザー部，光軸調整用 HeNe レーザー，Nd:YAG レーザーが同じ光軸で搭載できるようにしなければならない．更に，重心の位置を元の鏡筒の重心の位置から大きくずらすことなく設計し，導入精度に支障をきたさないよう考慮する必要がある．また，経緯台はフォークマウント方式であり，取り外した鏡筒よりも横幅を大きくすることができない．従って架台を二段構成にした．設計した架台の概観を図 4.1 に示す．各段の構成は図 4.2 に示す．ただし，この構成では重心位置を調整することができないので，最終的にはバランスウェイトを用いて重心位置を調整する予定である．

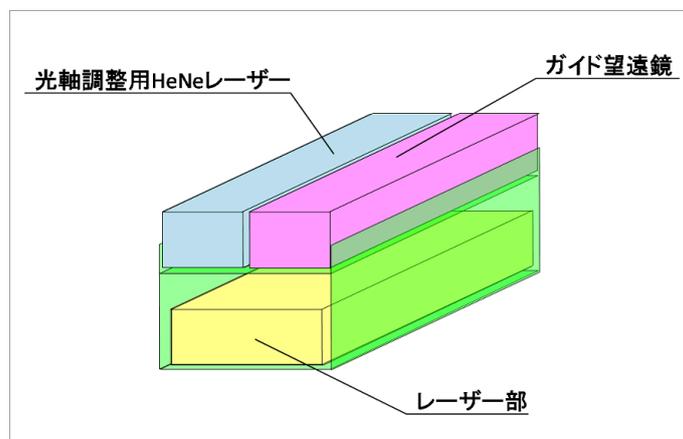


図 4.1: 光学系搭載用架台の概観．下段はレーザー部，上段はガイド望遠鏡と HeNe レーザー．側面で MEADE の経緯台と接続する．

4.2 強度計算

可搬 UV レーザーの目標ポインティング精度が 0.1 度であることから，製作される架台に装置を載せたときの歪みが，目標精度に比べて十分に小さいことを以下の強度計算で確認した．

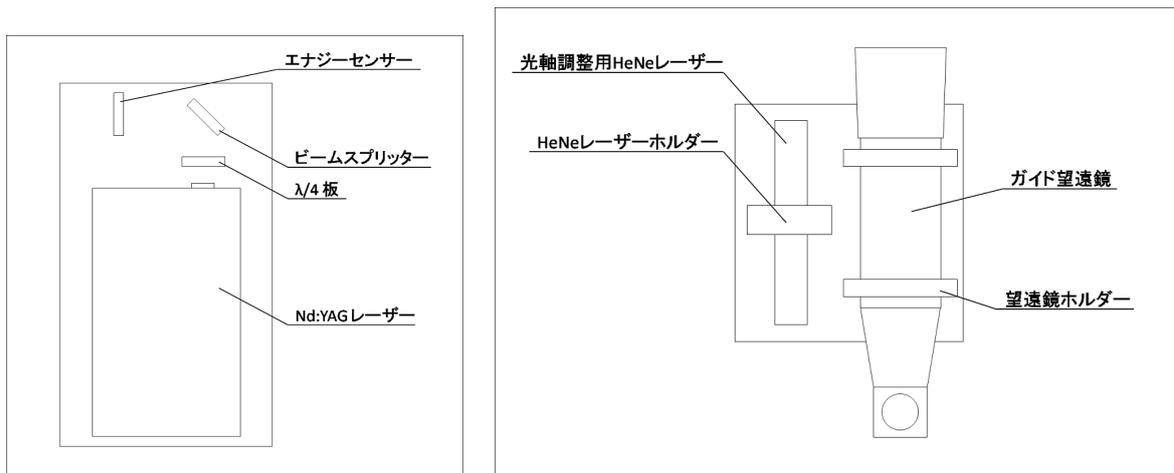


図 4.2: (左) レーザー部を上から見た図, (右) ガイド望遠鏡, HeNe レーザー部を上から見た図. レーザー部を下段に, ガイド望遠鏡, HeNe レーザーを上段に搭載する.

板の両端を支点にし, 板の中心に荷重を加えたときのヤング率の式は,

$$\Delta y = \frac{Mgl^3}{4Ea^3b} \quad (4.1)$$

となる. ただしここで, Δy は板の中心が下がる量, M は荷重, g は重力加速度, l は両端の支点間の距離, E はヤング率, a は板の厚さ, b は板の支点間距離と垂直方向の長さである. 今回, 材質にはジュラルミンを使用した. ジュラルミンのヤング率は 7.15×10^{10} Pa であるので, 式 (4.1) から, $M = 5.0$ kg の場合, $\Delta y = 0.04$ mm となる. 0.41 m の板がこれだけ歪んだ場合, 角度に換算すると 0.006° のずれとなり, 目標とする精度 0.1° に比べて十分に無視できる値であることがわかる.

また, 経緯台に搭載される総重量にも配慮する必要がある. 重すぎれば経緯台が歪んだり, 破損したりする可能性がある. 経緯台のスペックには最大搭載可能重量などが明示されていないので以下の数値は推測である. 元々経緯台に搭載されていた鏡筒の重量は 11.8 kg である. 更に, これに加えて小口径のガイド用屈折望遠鏡, カメラ, 焦点距離調整用の光学系等を追加して搭載することが可能なので, 最大搭載可能重量は 11.8 kg + 数 kg であろう. 一方で, 架台を含めた UV レーザーシステムの重量はおよそ 15.5 kg と見積もられており, このこの最大値以下におさまる予定である. 架台の製作にあたっては, 架台の側面に用いる板の厚みを小さくし, 代わりに L アングルを補強材として用いるなどの工夫により, 軽量化を図った. また, 形状的にも可能な限り板の面積を小さくできるように考慮した.

4.3 望遠鏡マウントパーツの製作

ガイド望遠鏡を光学系搭載用架台にマウントする方法として, アライメント調整が容易な構造を考え, 3 点支持式マウントを 2 つ用いる方法を採用した. このパーツは, 木製の材料を加工して自作した. リング状部分を木製にしたのは, 加工・必要部品の入手が容易であっ

たためであるが、歪みに対する強度の点で問題があると考えられる。近い将来にアルミニウム等の金属製で再度製作しなおされる予定である。

第5章 経緯台の制御とポインティング精度の測定

5.1 経緯台の制御

経緯台の制御には、MEADE 製望遠鏡コントロールシステム Auto Star 2 を用いた制御と、RS232C を経由した制御の 2 系統を用いる。それぞれの制御方法について以下に示す。

5.1.1 Auto Star 2 を用いた制御

Auto Star 2 は、MEADE の LX200ACF シリーズに標準装備のハンディーコントローラーである。この Auto Star 2 を使った操作では、経緯台の方向制御が可能で、端末の十字キーを用いて感覚的に操作することができる。経緯台の稼働速度を 9 段階で設定することができ、高倍率でのポインティング方向の微調整も容易である。また、経緯台のアラインメントや、端末に登録されている星を選んで、その方向に経緯台を自動で向ける自動導入の操作もできる。

今回の、Auto Star 2 の「ツースターアラインメント」と「シンクロモード」という 2 つの機能を用いて可搬 UV レーザーシステムの経緯台を操作する。

ツースターアラインメントと、シンクロモードの手順を図 5.1 に示す。

ツースターアラインメント

ツースターアラインメントは経緯台の方向を決定するための操作である。経緯台は GPS アンテナと受信機を内蔵しているので、屋外に設置すれば時刻と自身の位置を正確に知ることができる。また、自身の方向は、Auto Star 2 に登録されている基準星の中から 2 つの基準星を選んでこれらを順に手動で導入する。経緯台は、基準星の方向を向いたときの時刻と位置情報から、天球上での星の位置を計算し、それを経緯台の方向として記憶させる。さらにこの手順をもう 1 つの基準星についても繰り返す、方向精度を向上させる。この一連の手順をまとめ、計算、解析、経緯台へのフィードバックなどの機能を全てまとめたものが「ツースターアラインメント」である。これによって達成される精度についての実測結果は、5.2 節で述べる。

シンクロモード

シンクロモードはツースターアラインメントをした後に行われる調整モードである。Auto Star 2 に登録されている全天体の中から星を 1 つ選択して、それを自動導入させ、視野中心とのずれを手動で修正する。経緯台は、その修正量を基に自身の姿勢を微調整する。これに

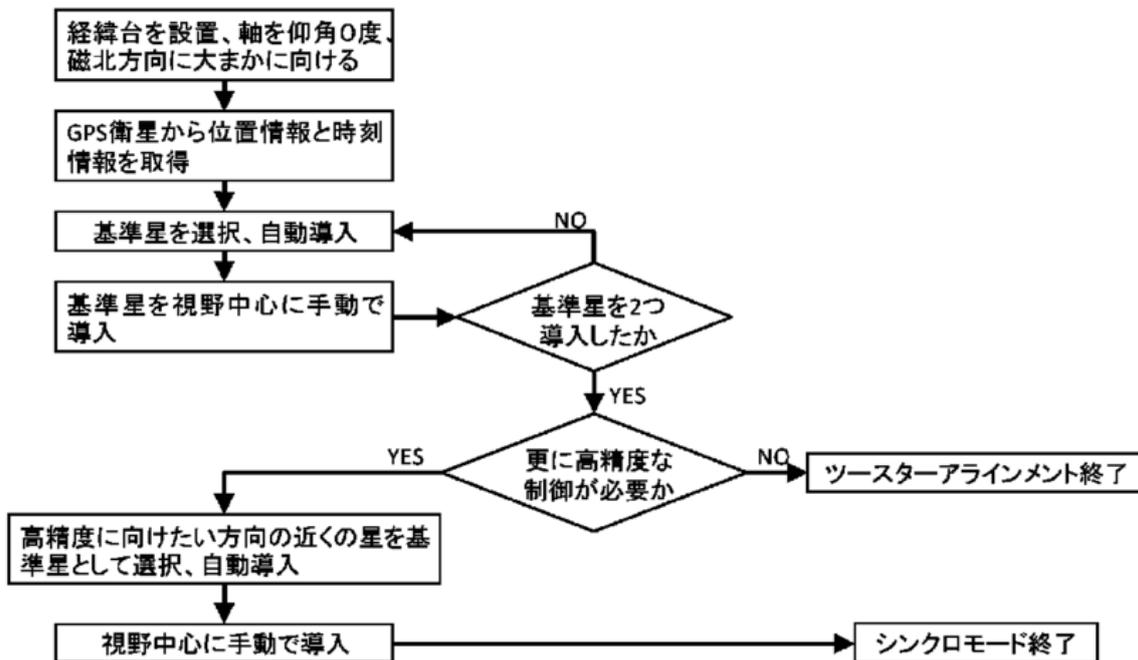


図 5.1: ツースターアラインメント, シンクロモードの手順

よって、選んだ星を中心にして離角 15° までの範囲で自動導入の精度が向上するとされているが、精度の実測値については、5.2 節で述べる。

5.1.2 制御プログラムを用いた制御

MEADE 製の経緯台は、LINUX PC から RS232C を経由して制御できる。経緯台を制御するプログラムを Appendix の付録 A.1 に記載した。このプログラムによる操作では、経緯台の仰角、方位角を指定して自動導入、GPS の位置情報と時刻情報を更新、そのときの経緯台が向いている方向の仰角、方位角、赤経、赤緯を出力させることができる。

5.2 ポインティング精度の測定結果

MEADE 社製経緯台の自動導入システムがもつ誤差をポインティング精度として測定した。ポインティング精度の測定は、MEADE 製の鏡筒が経緯台に載っている状態で行った。

測定の方法は、ツースターアラインメント後、シンクロモード適用後に、それぞれ Auto Star 2 に登録されている天体の中から適当なものを選択し、自動導入させる。導入後、視野中心と天体の見かけの距離を求め、望遠鏡の視野角から導入誤差を求めた。この測定の結果を以下に示す。

5.2.1 ツースターアラインメントの精度

ツースターアラインメント後に全天の中から適当な星を選択して自動導入させた時の導入誤差と、ツースターアラインメント適用時に2番目に選んだ基準星との離角の関係を記録した。その結果を図5.2に示す。図中の実線は導入誤差が 0.318° の線である。この測定では、望遠鏡の視野中心から視野の端までの長さが、角度に換算して 0.318° であったために、導入した星が視野内に入らなかった場合には、離角の測定が困難であったため、そのような星は全て 0.318° にプロットした。つまり、導入誤差が 0.318° にある点は、それ以上に誤差が大きいことを示している。

この結果から自動導入の導入誤差は、第2基準星と自動導入させた任意の星との離角に依存していないことがわかる。また、多くの場合、目標とする 0.1° よりも導入誤差が大きいことがわかる。

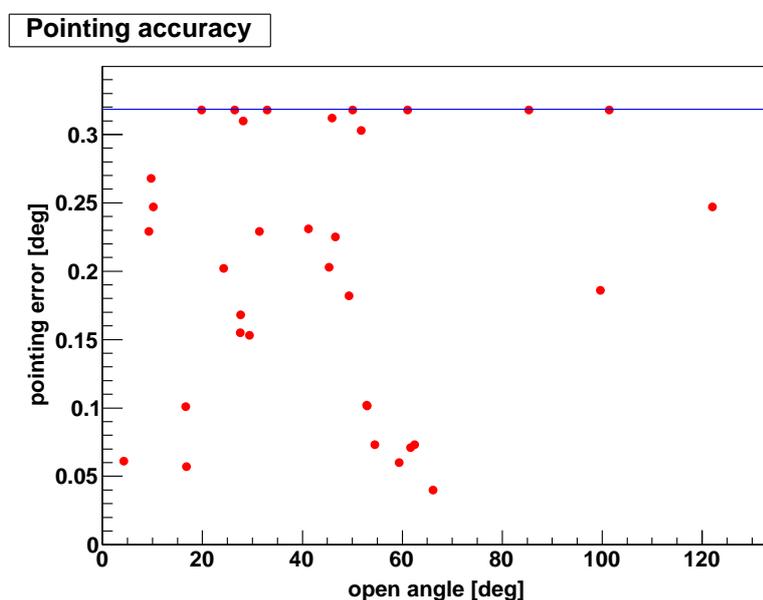


図 5.2: ツースターアラインメント後に任意の星を自動導入させた時の導入誤差。図中の実線は、望遠鏡視野の視野の端に相当する。

5.2.2 シンクロモードを用いた際の精度

次に、ツースターアラインメント後、シンクロモードを用いて望遠鏡の姿勢を補正し、その時に用いた基準星の周辺の星を自動導入したときの導入誤差を測定した結果を図5.3に示す。

また、シンクロモードを用いて、望遠鏡の姿勢を補正した回数と、導入誤差の関係がわかるように、図5.3のプロットの中で、同日中に5回のシンクロモードを適用した2010年02月23日のデータを導入した順番に並べたものを図5.4に示す。横軸は自動導入した順番を示している。この図の中で、横軸が「0, 7, 13, 15, 20」のところではシンクロモードを適用した。

図5.3からわかるように、シンクロモード時に補正に用いた基準星から離角 10° 以内の自動導入の場合、約91%の確率で目標とする精度である導入誤差 0.1° 以下を達成できている。

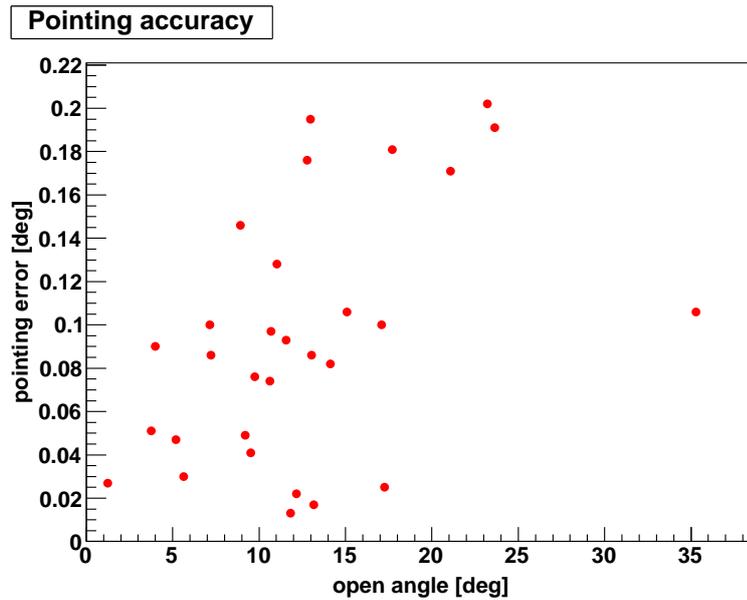


図 5.3: シンクロモード適用後に基準とした星の周囲の星を自動導入させた時の導入誤差 .

また、基準星から遠ざかるにつれて、導入誤差が増加していくことがわかる。

一方、図 5.4 から、シンクロモードにより望遠鏡の姿勢を補正した回数と導入誤差が無関係であることがわかる。この図で、最後の 5 点の導入誤差が非常に小さいのは、その直前の補正時に、ツースターアラインメントに用いた第 2 基準星のすぐ近くにシンクロモードに用いる基準星を選んでしまったため、補正回数が多いことによるものではない。従って、シンクロモードによる補正回数を増やすことで、経緯台の指向精度を上げることはできないことがわかる。

これらのことから、可搬 UV レーザーシステムに用いる経緯台は、シンクロモードによって姿勢補正をすることで、シンクロモードに用いた基準星から離角 10° 以内の領域では、目標とする精度である $\pm 0.1^\circ$ 以下の導入誤差を達成できることがわかった。

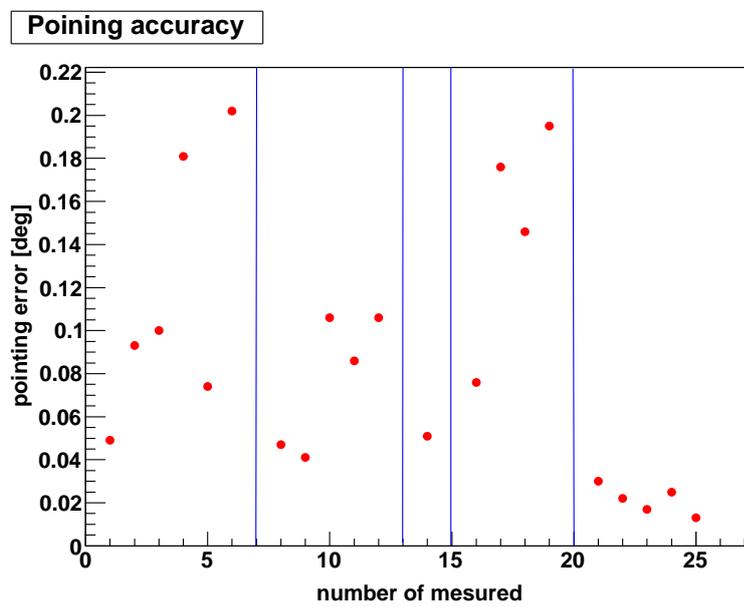


図 5.4: シンクロモード適用回数と，導入誤差の関係．(図中の最初と実線の時にシンクロモードを適用)．

第6章 レーザーのエネルギー測定

6.1 エネルギー測定用装置

可搬 UV レーザーシステムの実際の運用時には、レーザーのショットごとの放出エネルギーを常に知っておく必要があり、更にそのエネルギーが安定していることが望ましい。そこで、レーザーの射出エネルギー測定システムを構築し、エネルギー安定性を測定した。

6.1.1 シールド・光学台

レーザーのエネルギーを測定するに当たって、安全性を確保するためにレーザー、エナジーセンサーを完全に囲うシールドを製作した。このシールドは、厚さ 3mm のアクリルから成る。更に、レーザー発射中は装置全体が暗幕で覆われる。

光学台には第 4 章で解説した光学系搭載用架台のレーザー部を搭載するジュラルミンの台をそのまま使用した。外観は図 6.1 に示す。

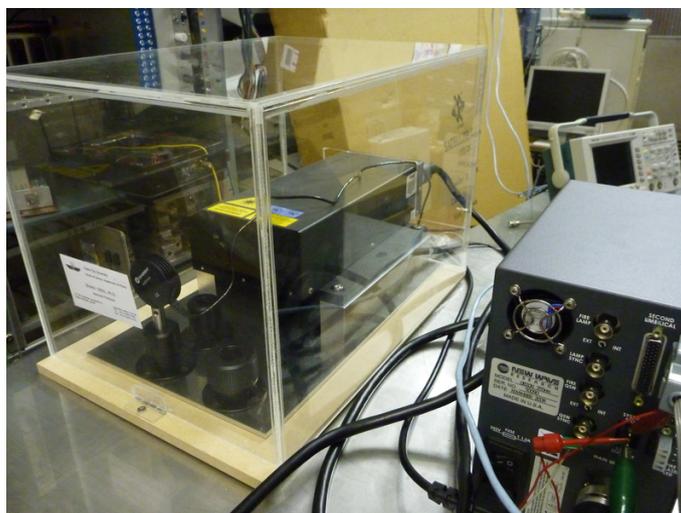


図 6.1: (左) アクリル製のシールドに入った光学台，(右)UV レーザー電源

6.1.2 エナジーセンサー

エナジーセンサーの仕様と、製造会社である COHERENT によるキャリブレーションデータを表 6.1 と、表 6.2 に再度示す。このセンサーは前述のように、検出したエネルギーを電圧

パルスに比例したピーク波高値を持つパルス信号を出力する．この波高値とエネルギーとの比例係数は COHERENT によって出荷前に測定されており，波長が 355 nm のレーザーでは， $1.545 \times 10^2 \text{ V/J}$ であった．今回はこの値をそのまま用いる．

波長範囲	190 nm ~ 12 μm
エネルギーレンジ	25 μJ ~ 50 mJ
最大繰り返しレート	1000 pps
最大パルス幅	17 μs
センサーの直径	25 mm

表 6.1: COHERENT 製 エナジーセンサー : J-25MB-LE の仕様

較正波長	1064 nm
典型応答 (at355 nm)	$1.545 \times 10^2 \text{ V/J}$
典型応答の不定性	$\pm 2\%$

表 6.2: COHERENT によるエナジーセンサーのキャリブレーションデータ

6.2 制御プログラム

6.2.1 レーザー制御プログラム

レーザーは LINUX PC から RS232C 経由で制御される．レーザーの制御用プログラムは Appendix の付録 A.2 に示した．これは，宇宙線望遠鏡実験の BRM サイトに設置された LIDAR 用レーザーで使用されているものを改変したものである．

このプログラム内では，最初にレーザーの出力エネルギーと，アッテネーターの角度，射出モードを設定している．その後のレーザーの操作は，レーザーの射出回数を指定しての通常射出と，30 秒間のみ繰り返しレートを 5 Hz にできるバーストモード，全体のシャットダウンのみである．

6.2.2 オシロスコープでの DAQ 用プログラム

エナジーセンサーの出力波形を記録するためのデジタルオシロスコープ (Teltronix : TDS3032B) は LAN 経由で LINUX PC からコントロールされ，データも LAN 経由 PC に転送される．作成した DAQ プログラムを Appendix の付録 A.3 に掲載した．プログラムでは，デジタルオシロスコープのスケール，トリガー条件，トリガーレベル，インプットインピーダンスを設定する．その後，トリガー条件を満たした信号を一旦オシロスコープ内のメモリーに蓄積した後に PC に転送する．信号は 1 波形毎に 1 つのファイルに記録される．

デジタル化された波形の長さは 10000 サンプルで，垂直方向のダイナミックレンジは 8 ビットである．

6.3 レーザーエネルギーの測定結果

ここまでで説明したプログラムと装置を用いて、レーザーのエネルギーを測定した。測定に際して、レーザーエネルギーは最大でアッテネーターは最も減衰の小さい設定にした。繰り返しレートは1 Hzとした。オシロスコープは、縦軸が200 mV/div、横軸が40 μ s/DIV に設定され、記録される大きさは縦方向10 div、横方向10 divである。帯域幅は20 MHz、使用したサンプリングレートは25 MHzである。トリガー条件はRising edge、トリガーレベルは500 mV、インプットインピーダンスは1 M Ω に設定された。レーザー光は分岐されることなく全てエネルギーセンサーに入射させた。ペDESTALを求めるため、トリガーよりも400 μ s前から波形を取得し、トリガー前の平坦部分からペDESTALを計算した。典型的な波形を図6.2に示す。

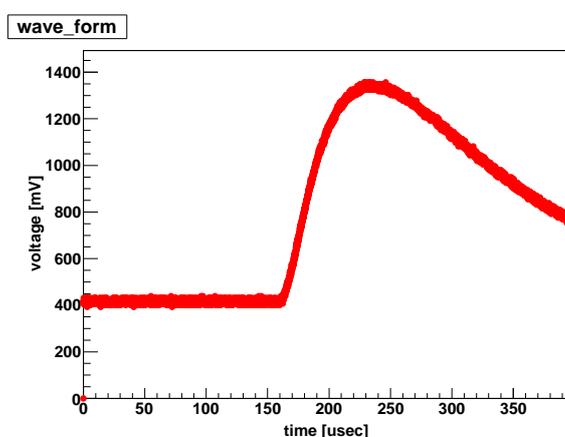


図 6.2: オシロスコープで得られた波形データ

解析は、最初の140 μ sの平均をとってペDESTALとした。また、信号のピークの高さがエネルギーに対応することからピークの高さを読み取った。そのためにノイズが影響しないように、最大値のデータ点を中心に前後 $\pm 10 \mu$ sの平均を計算し、更にその中心点を $\pm 10 \mu$ s動かして、それぞれ平均を出し、その中で最も高い値をピーク値とした。このピーク値を前に述べた比例係数を使ってエネルギーに換算した。取得した1000個の波形データに対してこの解析を行った結果をヒストグラムにしたものを図6.3に示す。

ヒストグラムをガウス分布でフィッティングしたものが図中の曲線である、このガウス関数の平均が6.12 mJ、標準偏差が0.12 mJであった。この結果から、レーザーのエネルギー揺らぎは、 $\pm 2\%$ 程度である。このレーザーは、出荷前に測定されたキャリブレーションデータがあり、平均値が6.35 mJ、エネルギーの揺らぎは2.31%である。

エネルギーの平均値がキャリブレーションデータと今回の測定で約4%ずれている原因は、今回の測定で用いたUVレーザーが、過去に一度故障し、修理されていることから、この程度のずれは問題ないと考えている。

今回、レーザーの出力安定性を測定したが、可搬UVレーザーシステムとしてUVレーザーを用いる際は、第3章で述べたように、ビームスプリッターで分岐したビームの出力エネルギーをモニタリングし、モニタリング結果は、データ解析の際にエネルギー揺らぎの補正に利用される。

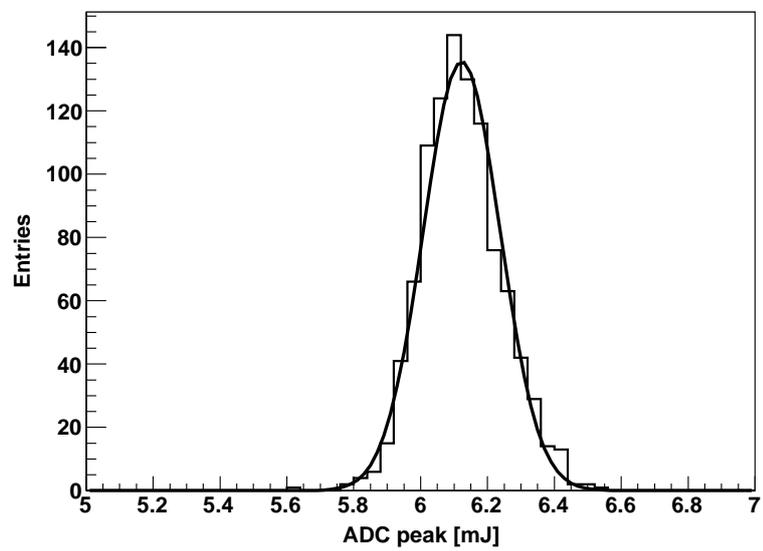


図 6.3: レーザーのエネルギー分布 平均値 : 6.12 ± 0.12 mJ

第7章 まとめ

本研究では大気蛍光望遠鏡のエネルギー較正をするための可搬 UV レーザーシステムを設計、製作した。

- 可搬 UV レーザーシステムでは、任意の場所に設置でき、射出方向を高精度で制御できるように、MEADE 製の経緯台を用いた。その経緯台のもつ指向精度を測定した結果、その誤差は $\pm 0.1^\circ$ 以下が実現できることがわかった。
- 経緯台に光学系を搭載するための架台を設計、製作した。しかし、現時点では未完成で、2010 年 5 月には完成予定である。
- 使用する UV レーザーのエネルギー安定性を測定し、その精度は $\pm 2\%$ 以下であった。

今後は、未完成である架台を完成させ、完成後は経緯台に架台を搭載した状態で、経緯台の指向精度を再測定する。また、レーザーの出力エネルギーの温度依存性、エネルギーセンサーの温度依存性も測定する予定である。

これと平行して、可搬 UV レーザーシステムを用いることで、大気蛍光望遠鏡のエネルギー決定精度がどの程度向上するかをシミュレーションで評価する。

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、全てにおいて数多くのご助言、ご指導いただきました大阪市立大学の荻尾彰一准教授に深く感謝致します。また、幾度となく的確なご助言、ご指導をいただきました大阪市立大学の林嘉夫教授、小島浩司客員教授(愛知工業大学)に深く感謝致します。

本研究は宇宙線望遠鏡実験なしには成り立ちませんでした。宇宙線望遠鏡実験に関わる全てのコーポレーターの方々に深く感謝します。

山梨大学の富田孝幸氏には、LIDARに関するソフトウェアやハードウェアのことで、多くのご助言をいただきましたことを感謝致します。

装置を搭載する架台の設計・製作に際しましては、大阪市立大学システム計測技術室の松山利夫技官に的確なご助言、技術指導をしていただきましたことを感謝致します。また、部品の製作に関しては、工作技術センターの方々に協力して頂きましたことを感謝致します。

大阪市立大学の奥田剛司氏には、研究を進める中でいつもの的確なご助言をいただきましたことを感謝致します。更に、同大学の藤井俊博氏には、毎日の研究生生活の中で研究に関することのみならず、多くのことを教わりました。深く感謝致します。

毎日の研究生生活の中で支えとなっていた大阪市の南野真容子氏、山下祐氏に感謝致します。また、同大学の同期として良い刺激を与えてくれた倉本和幸氏、松宮大輔氏に感謝致します。

最後に、研究生生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝致します。

なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(B)) 課題番号:20340057 の支援を受けて行いました。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report* (2000)
- [2] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics*
- [3] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*
- [4] 小田稔, 宇宙線.
- [5] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748
T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4 (1966) 178
- [6] L. Drury, *Rep. Prog. Phys.*, 46 973 (1983)
- [7] Thompson C, Duncan R., *Monthly Notices of the Royal Astron. Society*, 275, (1995) 255
- [8] Blasi P, Epstein R et al., *Astrophys. J. Lett.*, 533 (2000) L123
- [9] Rees M.J.R., Mészáros R., *Astrophys. J.*, 93, 430 (1994)
- [10] Hillas A. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, (1984) 425
- [11] Blodt E, Ghosh P. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307, (1999) 491
- [12] Rachen J and Biermann P, *Astron. Astrophys.* 272 (1993) 161
- [13] Kang H, Ryu D and Jones TW, *Astrophys. J.* 456 (1996) 422
- [14] J. Abraham et al., *Astropart. Phys.*, **29**, 188, (2008)
- [15] The Pierre Auger Collaboration, *Science*, **9**, November, 938-943, (2007)
- [16] D.Heck et al., *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019* (1998)
- [17] H.M.J.Barbosa et al., *Astropart. Phys.*, 22, 159 (2004)
- [18] Berezhinsky, astro-ph/0801.3028v1, (2008)
- [19] T. Shibata et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 597 (2004) 61
- [20] C. Aramo et al., *Astropart. Phys.* 23, (2004) 65
- [21] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81(6):1163, (1998).
- [22] M. Takeda et al., *Astrophys. J.*, 522 225 (1999)

- [23] Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.*, 13, 151, (2000).
- [24] Abbasi R et al., *Phys. Rev. Lett.*, 100(10):101101, 2008.
- [25] Egorova V et al., *Nuclear Phys. B - Proc. Supplements*, 136:3, (2004)
- [26] H. Tokuno et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 601 (2009) 364
- [27] Y. Tameda et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 609 (2009) 227
- [28] P. Sreekumar et al., *Astrophys. J.* 494 (1998) 523
- [29] P.W. Gorham et al., *Phys. Rev. Lett.*, 93, 041101 (2004)
- [30] N.G. Lehtinen, et al., *Phys. Rev. D*, 69, 013006 (2004)
- [31] The Pierre Auger Collaboration, *Phys. Rev. D*, 79. 102001 (2009)
- [32] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [33] A. N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University* (1967)
- [34] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 372, 527 (1967)
- [35] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Astron. Astrophys.*, 455, 773 (2006)
- [36] Kuzmin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, 68 (1998) 271
- [37] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, 3, 303, (1999)
- [38] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, 47, 1788 (1972)
- [39] Nerling F et al., *Astropart. Phys.*, 24, 421, (2006)
- [40] J.N. Matthews et al., *Proceedings of 31st ICRC* (2009)
- [41] H. Sagawa, *Proceedings of 31st ICRC* (2009)
- [42] H. Tokuno et al., *Proceedings of 31st ICRC* (2009)
- [43] D. Ikeda et al., *Proceedings of 31st ICRC* (2009)
- [44] T. Shibata et al., *Proceedings of 31st ICRC* (2009)
- [45] 福田崇徳, 修士論文, 東京工業大学.(2009)
- [46] 藤井俊博, 卒業論文, 大阪市立大学.(2008)
- [47] 露口勇輔, 修士論文, 山梨大学.(2009)

Appendix

付録A 使用したプログラムのソースコード

A.1 MEADE 望遠鏡の制御プログラム

```
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <stdlib.h>
#include <sys/ioctl.h>
#include "../clx/argument.h"
#include "serial.h"

#define elv_offset 0
#define azm_offset 0
#define SERIAL_PORT "/dev/ttyS0"

using namespace std;

static __inline int kbhit(void) /* func by udo san */
{
    int n=0;

    ioctl(0, FIONREAD, &n); /* 0:stdin */
    return n; /* return '0' if not keyboard hit */
}

class Meade
{
private:
    SERIAL *sp;
    void serial_setting();
public:
    int get();
    int home();
    int update_gps();
    int move(int elv,int azm);
};
```

```

void Meade::serial_setting()
{

    cout << "Serial Setting - > " << flush;
    if((sp=Open_rs(SERIAL_PORT))==NULL){
        cerr << "Unable to open serial port." << endl;
        exit(EXIT_FAILURE);
    }

    SetDefault_rs(sp);                /* spt defaults to the sprial device */
    SetSpeed_rs(sp,9600);              /* 9600 bps */
    SetBits_rs(sp,8,'N',1);           /* 8bits, None parity, 1 stop bit */
    SetFlowCtrl_rs(sp,RS_FLOW_NONE);  /* hardware flow control */
    SetDelimiter_rs(sp,RS_DLIM_NONE); /* delimiter CReturn & Line feed */
    sleep(1);
    cout << "finished." << endl;
}

int Meade::home()
{
    char buf[30]={'\0'};

    serial_setting();

    Write_rs(sp,":Sw5#",4); //Set Max slew Speed [degree per sec]
    Read_rs(sp,buf,128);
    sleep(1);

    Write_rs(sp,":RS#",4); //Set Move speed max
    Read_rs(sp,buf,128);
    sleep(1);

    Write_rs(sp,":hF#",4);
    Read_rs(sp,buf,128);
    cout << "Now Align On Home Positon." << endl;
    cout << "Please wait 2 minite." << endl;
    cout << "Status -> " << flush;

    sleep(5);
}

```

```

cout << "In Progress" << flush;

do{
    Write_rs(sp,":h?#",4);
    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,128);
    sleep(1);
}
while(buf[0] != '1');
cout << "    \r" << "Status -> Found.    " << endl;

Write_rs(sp,":GA#",4);
Read_rs(sp,buf,128);
cout << "Get elevation = " << buf << endl;

Write_rs(sp,":GZ#",4);
Read_rs(sp,buf,128);
cout << "Get azmuth" << buf << endl;

Close_rs(sp);

return 0;
}

int Meade::get()
{
    char buf[30]={'\0'};
    serial_setting();

    Write_rs(sp,":GR#",4);
    Read_rs(sp,buf,128);
    cout << "Get RA = " << buf << endl;

    Write_rs(sp,":GD#",4);
    Read_rs(sp,buf,128);
    cout << "Get Dec = " << buf << endl;

    Write_rs(sp,":GA#",4);
    Read_rs(sp,buf,128);
    cout << "Get Alt = " << buf << endl;

    Write_rs(sp,":GZ#",4);

```

```

Read_rs(sp,buf,128);
cout << "Get Az = " << buf << endl;

Close_rs(sp);

return 0;
}

int Meade::update_gps()
{
    char buf[30]={'\0'};

    serial_setting();
    cout << endl;

    //Turn on GPS
    cout << "Turn on GPS."<< endl;
    Write_rs(sp,":g+#",4);
    memset(buf,'\0',sizeof(buf));
    Read_rs(sp,buf,128);
    sleep(1);
    cout << "Return : " << buf << endl;
    cout << endl;

    cout << "Turns on NMEA GPS data stream."<< endl;
    Write_rs(sp,":gps#",4);
    memset(buf,'\0',sizeof(buf));
    sleep(2);
    Read_rs(sp,buf,128);
    cout << "Return : " << buf << endl;
    cout << endl;

    cout << "Powers up the GPS and updates the system time from the GPS stream."<< endl;
    cout << "The process may take several minites to complete." << endl;
    cout << "During GPS update , normal handbox operations are interrupted."<< endl;
    cout << "If you want to cancel update , please hit any key."<< endl;
    Write_rs(sp,":gT#",4);
    memset(buf,'\0',sizeof(buf));
    while(!kbhit()){
        Read_rs(sp,buf,128);
        sleep(1);
        cout << "\rReturn : " << buf << flush;
    }
}

```

```

        if(buf[0]==1 || buf[0] == 0){
            cout << "Finish." << endl;
            break;
        }
    }

    Close_rs(sp);
    return 0;
}

int Meade::move(int elv, int azm)
{
    int t_elv=0, t_azm=0;
    //int over_flag=0;

    int now_azm=0 , now_elv=0;
    //int sleep_time=0;
    size_t elvlen , azmlen;
    char buf[30]={'\0'};
    char buf_elv[30]={'\0'},buf_azm[30]={'\0'};
    char meade_return[128]={'\0'};

    serial_setting();

    Write_rs(sp,":Sw5#",4); //Set Max slew Speed [degree per sec]
    Read_rs(sp,buf,128);
    sleep(1);

    Write_rs(sp,":RS#",4); //Set Move speed max
    Read_rs(sp,buf,128);
    sleep(1);

    t_elv = elv + elv_offset;
    t_azm = azm + azm_offset;
    cout << "Schedule Elv + Offset :\t" << elv << " +\t" << elv_offset
         << " --> " << t_elv << endl;
    cout << "Schedule Azm + Offset :\t" << azm << " +\t" << azm_offset
         << " --> " << t_azm << endl;

    if(t_elv > 90){
        t_elv = 90;
    }
}

```

```

        cout << "Elv exceeds 90 deg --> set (target elv = 90) deg." << endl;
    }

    //cout << "Get Now meade Elv & Azm." << endl;

    Write_rs(sp,":GA#",4);
    Read_rs(sp,buf_elv,128);

    Write_rs(sp,":GZ#",4);
    Read_rs(sp,buf_azm,128);

    //cout << "Elv = " << buf_elv <<" "<< "Azm = " << buf_azm << endl;

    strncpy(meade_return,buf_azm,3);
    now_azm=atoi(meade_return);
    strncpy(meade_return,buf_elv,3);
    now_elv=atoi(meade_return);
    //cout << "Converted AZM = " << now_azm <<" (degree), ELV = "<< now_elv << "(degree)

    //start moving
    //cout << endl;
    //Write_rs(sp,":Mw#",4);
    //Read_rs(sp,buf,128);
    //sleep(2);
    //Write_rs(sp,":Q#",3);
    //Read_rs(sp,buf,128);

    snprintf(buf, 10, ":Sa%d#",t_elv); //Set Elevation Value
    elvlen = strlen(buf);
    Write_rs(sp,buf,elvlen);
    memset(buf,'\0',sizeof(buf));
    Read_rs(sp,buf,128);
    cout << "Sa return :" << buf << endl;

    sleep(1);

    snprintf(buf, 10, ":Sz%d#",t_azm); // Set Azmthal Value
    azmlen = strlen(buf);
    Write_rs(sp,buf,azmlen);

```

```

memset(buf, '\0', sizeof(buf));
Read_rs(sp, buf, 128);
cout << "Sz return :" << buf << endl;

sleep(2);

Write_rs(sp, ":MA#", 4); //Run command
memset(buf, '\0', sizeof(buf));
Read_rs(sp, buf, 128);
cout << "MA Return :" << buf << endl;
cout << "Now moving please wait 25 second." << endl;
sleep(25); //Sleep till stop moving Meade
cout << "Finished." << endl;

//Write_rs(sp, ":Q#", 3);
//Read_rs(sp, buf, 128);

/*get meade elv&azm*/

Write_rs(sp, ":GA#", 4);
Read_rs(sp, buf, 128);

cout << "get elv -> " << buf << endl;

Write_rs(sp, ":GZ#", 4);
Read_rs(sp, buf, 128);

cout << "get azm -> " << buf << endl;

Close_rs(sp);

return 0;
}

void usage(){
    cout << "Usage ../meade_only [--m|move {elv azm}] [--home] [--get] [--gps] [--h]"
    exit(EXIT_SUCCESS);
}

int main(int argc , char *argv[]){

```

```

    clx::argument p;
    p.assign(argc , argv);

    int azm,elv;
    Meade meade_s;

    if(argc==1){
        usage();
    }

    if (p.exist('h'))
        usage();
    else if (p.exist("home")){
        meade_s.home();
    }else if (p.exist("get")){
        meade_s.get();
    }else if (p.exist("gps")){
        meade_s.update_gps();
    }else{
        p("m,move", elv , 0)("m,move", azm, 1);
        if(elv < -10 || 90 < elv){
            cout << "Invalid elevation value."<< endl;
            usage();
        }
        if(azm < 0 || 360 < elv){
            cout << "Invalid azthual value."<< endl;
            usage();
        }
        meade_s.move(elv , azm);
    }

    return 0;
}

```

A.2 Nd:YAG レーザーの制御プログラム

```
#include <iostream>
#include "serial.h"
#include <sys/ioctl.h>

#define SERIAL_PORT "/dev/ttyS0"

using namespace std;

static __inline int kbhit(void) /* func by udo san */
{
    int    n=0;

    ioctl(0, FIONREAD, &n);      /* 0:stdin */
    return n;                    /* return '0' if not keyboard hit */
}

class Laser
{
private:
    char buf[10];
    char laa[8];
public:
    Laser();
    SERIAL *sp;
    void serial_setting();
    int trigger_shot();
    int setting(int matt);
    int fire(int mshot_count);
    int off();
    int kill();
    int burst(int mshot_count);
    int cont();
};

Laser::Laser()
{
    for(int i=0;i<10;i++)
        buf[i]='\0';
}
```

```

void Laser::serial_setting()
{

    cout << "||Laser Serial Setting - > " << flush;
    if((sp=Open_rs(SERIAL_PORT))==NULL){
        cerr << "Open Laser Device Failed." << endl;
        exit(0);
    }

    SetDefault_rs(sp);          /* spt defaults to the sprial device */
    SetSpeed_rs(sp,9600);      /* 9600 bps */
    SetBits_rs(sp,8,'N',1);    /* 8bits, None parity, 1 stop bit */
    SetFlowCtrl_rs(sp,RS_FLOW_NONE); /* hardware flow control */
    SetDelimiter_rs(sp,RS_DLIM_CR); /* delimiter CReturn & Line feed */
    sleep(1);
    cout << "finished." << endl;
}

```

```

int Laser::setting(int matt)
{
    int att;

    serial_setting();

    att= matt * 255 / 100;

    cout << "||Laser setting start." << endl;

    Write_rs(sp,";LASM1",6);
    cout << "||Set Serial Mode." << endl;
    Read_rs(sp,buf,10);

    sleep(2);
    sprintf(laat, ";LAAT%03d", att);
    sleep(2);

    Write_rs(sp, laa, 8);
    cout << "||Set attenator value" << " = " <<flush;
    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,10);
}

```

```

cout << buf << endl;

// Low Energy Mode
//Write_rs(sp,";LAENL",6);
//cout << "||Set The Laser Energy Low Mode = " << flush;
//sleep(1);
//Read_rs(sp,buf,10);
//cout << buf << endl;

// High Energy Mode
Write_rs(sp,";LAENH",6);
cout << "||Set The Laser Energy High Mode = " << flush;
sleep(1);
Read_rs(sp,buf,10);
cout << buf << endl;
return 0;
}

int Laser::trigger_shot()
{

Write_rs(sp,";LAMOO",6);
Read_rs(sp,buf,10);
cout << "||Set Firing Mode [continuous]" << endl;
sleep(1);
cout << "||Fire to output trigger signal for osillo." << endl;
sleep(1);
Write_rs(sp,";LAON",5);
Read_rs(sp,buf,10);
cout << "||Start Laser Warming up." <<" Please Wait 10 Second." << endl;
sleep(10);

Write_rs(sp,";LAGO",5);
Read_rs(sp,buf,10);
sleep(4);
Write_rs(sp,";LASS",5);
Read_rs(sp,buf,10);
sleep(1);
cout << "||Test Shot Status = " << buf << endl;

Write_rs(sp,";LAST",5);

```

```

    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,10);
    cout << "||Test fire finished." << endl << endl;

    Write_rs(sp,";LAOF",5);
    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,10);
    return 0;
}

int Laser::fire(int mshot_count)
{
    int shot_count;
    bool flag;
    shot_count = (mshot_count / 10);
    //    shot_count = (mshot_count / 10) - 1;
    //shot_count = mshot_count;

    //continuous
    Write_rs(sp,";LAM00",6);
    Read_rs(sp,buf,10);
    cout << "||Set Firing Mode [continuous]" << endl;
    sleep(1);

    //single shot
    //Write_rs(sp,";LAM01",6);
    //Read_rs(sp,buf,10);
    //cout << "||Set Firing Mode [Single shot]" << endl;
    //sleep(1);

    do{
        flag=true;
        Write_rs(sp,";LAON",5);
        Read_rs(sp,buf,10);
        cout << "||Start Laser Warming up.Please Wait 10 Second." << endl;
        sleep(10);

        Write_rs(sp,";LAGO",5);
        Read_rs(sp,buf,10);
        cout << "||Start Firing The Laser." << endl << endl;

        //Check Laser fault.

```

```

sleep(1);
Write_rs(sp, ";LAON", 5);
Read_rs(sp, buf, 10);
sleep(1);
Write_rs(sp, ";LASS", 5);
sleep(1);
Read_rs(sp, buf, 10);
if(buf[0]=='8'){
    cout << "Laser Returned = " << buf << endl;
    cout << "Laser fault happen!!" << endl;
    Write_rs(sp, ";LARS", 5); //hard power reset.
    Read_rs(sp, buf, 10); //segment error happen?
    Close_rs(sp);
    cout << "||Laser Power Reset. Now Restart." << endl;
    cout << "||Please Wait 20 Second." << endl;
    sleep(20);

    serial_setting();
    //Read_rs(sp, buf, 10);    //!check

    cout << endl << "||Laser setting restart." << endl;

    Write_rs(sp, ";LASM1", 6);
    cout << "||Set Serial Mode.(retry)" << endl;
    Read_rs(sp, buf, 10);

    sleep(2);

    Write_rs(sp, laa, 8);
    cout << "||Set attenotor value (retry) = " << flush;
    sleep(1);
    Read_rs(sp, buf, 10);
    cout << buf << endl;

    //High energy
    Write_rs(sp, ";LAENH", 6);
    cout << "||Set The Laser Energy High Mode (retry) =" << flush;

    //Low energy
    //Write_rs(sp, ";LAENL", 6);
    //cout << "||Set The Laser Energy Low Mode (retry) =" << flush;

```

```

        sleep(1);
        Read_rs(sp,buf,10);
        cout << buf << endl;

        //continuous
        Write_rs(sp,";LAM00",6);
        Read_rs(sp,buf,10);
        cout << "||Set Firing Mode [continuous] (retry)" << endl;

        //single shot
        //Write_rs(sp,";LAM01",6);
        //Read_rs(sp,buf,10);
        //cout << "||Set Firing Mode [Single shot] (retry)" << endl;

        sleep(1);
        flag = false;
    }else{
        sleep(7);
        Write_rs(sp,";LAG0",5);
        Read_rs(sp,buf,10);
    }
}while(flag == false);

for(int i=1; i <= shot_count; i++){
    sleep(1);
    Write_rs(sp,";LAON",5);
    Read_rs(sp,buf,10);
    sleep(5);
    Write_rs(sp,";LASS",5);
    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,10);
    cout << "\n" <<i*10 <<
        " Shot Finished. Return = " << buf << flush;
    sleep(7);
    if(i == shot_count){
        Write_rs(sp,";LAST",5);
        cout << endl <<"All Shot Finish."<<endl;
        cout << "Stops The Laser = " << flush;
        sleep(1);
        Read_rs(sp,buf,10);
        cout << buf << endl;
    }
}

```

```

        }else{
            Write_rs(sp,";LAGO",5);
            Read_rs(sp,buf,10);
        }
    }
    return 0;
}

int Laser::off()
{
    Write_rs(sp,";LAOF",5);
    cout << "||Shutdown The Laser = " << flush;
    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,10);
    cout << buf << endl;

    Write_rs(sp,";LASMO",6);
    cout << "||Laser Serial Mode Off = " << flush;
    sleep(1);
    Read_rs(sp,buf,10);
    cout << buf << endl;
    Close_rs(sp);          /* close the serial device */
    return 0;
}

int Laser::kill()
{
    serial_setting();

    Write_rs(sp,";LASM1",6);
    Read_rs(sp,buf,10);

    Write_rs(sp,";LAOF",5);
    Read_rs(sp,buf,10);

    Write_rs(sp,";LASMO",6);
    Read_rs(sp,buf,10);
    Close_rs(sp);          /* close the serial device */

    cout << "||Killed Laser Process...." << endl;
}

```

```

        return 0;
    }

int Laser::burst(int mshot_count)
{
    int shot_count;
    bool flag;
    shot_count = mshot_count / 50;

    Write_rs(sp, "LAMO2", 6);
    Read_rs(sp, buf, 10);
    cout << "||Set Firing Mode -> !!! Burst Mode !!!" << endl;
    sleep(1);

    do{
        flag=true;
        Write_rs(sp, "LAON", 5);
        Read_rs(sp, buf, 10);
        cout << "||Start Laser Warming up.Please Wait 10 Second." << endl;
        sleep(10);

        Write_rs(sp, "LAGO", 5);
        Read_rs(sp, buf, 10);
        cout << "||Start Firing The Laser." << endl << endl;

        //Check Laser fault.
        sleep(2);
        Write_rs(sp, "LASS", 5);
        sleep(1);
        Read_rs(sp, buf, 10);
        sleep(2);

        if(buf[0]=='8'){
            cout << "Laser Returned = " << buf << endl;
            cout << "Laser fault happen!!" << endl;
            Write_rs(sp, "LARS", 5); //hard power reset.
            Read_rs(sp, buf, 10);
            Close_rs(sp);
            cout << "||Laser Power Reset. Now Restart." << endl;
            cout << "||Please Wait 20 Second." << endl;
        }
    } while(flag);
}

```

```

sleep(20);

serial_setting();
//Read_rs(sp,buf,10);    //!check

cout << endl << "||Laser setting restart." << endl;

Write_rs(sp,";LASM1",6);
cout << "||Set Serial Mode.(retry)" << endl;
Read_rs(sp,buf,10);

sleep(2);

Write_rs(sp, laat, 8);
cout << "||Set attenotor value (retry) -> " << flush;
sleep(1);
Read_rs(sp,buf,10);
cout << buf << endl;

Write_rs(sp,";LAENH",6);
cout << "||Set The Laser Energy High Mode (retry) -> " << flush;
sleep(1);
Read_rs(sp,buf,10);
cout << buf << endl;

Write_rs(sp,";LAM02",6);
Read_rs(sp,buf,10);
cout << "||Set Firing Mode (retry) -> Burst Mode" << endl;
sleep(1);

flag = false;
}else{
cout << 50 <<
    " Shot Finished. Return = " << buf << flush;
sleep(10);
Write_rs(sp,";LAON",5);
sleep(1);
Read_rs(sp,buf,10);
sleep(8);
Write_rs(sp,";LAG0",5);
Read_rs(sp,buf,10);

```

```

        }
}while(flag == false);

if(2 < shot_count){
    for(int i=3; i <= shot_count; i++){
        sleep(2);
        Write_rs(sp,";LASS",5);
        sleep(1);
        Read_rs(sp,buf,10);
        sleep(2);
        cout << "\r" <<i*50 <<
            " Shot Finished. Return = " << buf << flush;
        sleep(9);
        Write_rs(sp,";LAON",5);
        Read_rs(sp,buf,10);
        if(i == shot_count){
            Write_rs(sp,";LAST",5);
            cout << endl <<"All Shot Finish."<<endl;
            cout << "||Stops The Laser = " << flush;
            sleep(1);
            Read_rs(sp,buf,10);
            cout << buf << endl;
        }else{
            sleep(10);
            Write_rs(sp,";LAGO",5);
            Read_rs(sp,buf,10);
        }
    }
}

}

return 0;
}

```

```

int main(int argc , char *argv[])
{

    int att,shot_count;
    Laser laser_s;

    if(argc<3){
        cout << "usage: ./laser_only_fs [attenuator] [shot count] ([b]=burst mode)"
            << endl;
        exit (0);
    }

    att=atoi(argv[1]);
    if(att>100){
        cout << "attenuator value [1-100]" << endl;
        exit (0);
    }
    shot_count=atoi(argv[2]);

    if(att == 0 && shot_count == 0)
    {
        laser_s.kill();
        exit (0);
    }

    cout << "Laser session start" << endl;

    if(argc==4){
        if(!strcmp(argv[3],"b")){
            laser_s.setting(att);
            laser_s.trigger_shot();
            laser_s.burst(shot_count);

        }else{
            cout << "usage: ./laser_only_fs [attenuator(0-100)]"
                << " [shot count]"
                << " [burst mode(b) or test mode(test)]"
                << endl;
            exit (0);
        }
    }else{

```

```

        laser_s.setting(att);
        laser_s.trigger_shot();
        laser_s.fire(shot_count);
    }
    laser_s.off();
}

```

A.3 オシロスコープのDAQプログラム

```

#include "oscilloscope.h"
#define LENGTH 10000

int main(int argc, char *argv[])
{
    Oscilloscope *o;
    FILE *fp;
    char *response;
    size_t i, j;
    int temp, times;
    char buf1[LENGTH] = {0}, filename[100], times_in[10];
    char file[50];

    printf("filename?, what times?:");
    scanf("%s %s", file, times_in);
    times = atoi(times_in);
    response = (char *)malloc(20000);

    // set parameter
    o = oscilloscope_alloc("Hoge", "192.168.73.137");
    send_command(o, "HORIZONTAL:RECORDL 10000"); // 10000 points
    send_command(o, "HORIZONTAL:SCALE 100e-6"); // Horizon scale [s]
    send_command(o, "TRIGGER:A:EDGE:SLOPE RISE"); // Trigger: rising edge
    send_command(o, "TRIGGER:A:LEVEL 40.0e-3"); // Trigger level [V]
    send_command(o, "CH1:IMP MEG"); // Input Impedance(MEG or FIF)
    send_command(o, "CH1:SCALE 20.0e-3"); // Vertical scale [V]
    send_command(o, "HEADER OFF");
    send_command(o, "ACQUIRE:STATE RUN");
}

```

```

sleep(10);

for(j = 0; j < times; j++){
    sprintf( filename, "%s_%03d.dat", file, j);
    if((fp = fopen( filename, "w")) == NULL){
        printf( "can not open the file\n" );
        exit(1);
    }

    response = send_command(o, "CURV?");           // Get data
    memcpy(buf1, response+7 , LENGTH);

    response = send_command(o, "WFMPRE?");
    fprintf(fp, "%s\n", response);
    for (i = 0; i < LENGTH; i++) {
        if(buf1[i] < 0){
            temp = (int) buf1[i] + 256;
            fprintf(fp, "%d %d\n", (int)i, temp);
        }else{
            fprintf(fp, "%d %d\n", (int)i, buf1[i]);
        }
        fclose(fp);
    }
}
oscilloscope_free(o);
return 0;
}

```