

TA-FD 信号解析手法の研究

福田崇徳

03_2113_5

東京工業大学 理学部 物理学科

指導教官

垣本史雄

平成 19 年 2 月 27 日

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	最高エネルギー宇宙線	2
2.1	宇宙線	2
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
2.1.2	宇宙線の加速機構	2
2.2	最高エネルギー宇宙線	5
2.2.1	GZK cutoff	5
2.2.2	AGASA による観測	6
2.2.3	起源モデル	7
2.2.4	観測結果の現状と問題点	11
2.3	空気シャワーと宇宙線観測	12
2.3.1	空気シャワー現象	13
2.3.2	空気シャワーの縦方向発達	14
2.3.3	空気シャワーの横方向分布	15
2.3.4	空気シャワーの観測方法	17
2.3.5	大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	18
第 3 章	Telescope Array 実験	22
3.1	TA 実験の目的	22
3.2	TA 実験の装置	22
3.2.1	地表検出器	23
3.2.2	大気蛍光望遠鏡	23
3.2.3	FD のキャリブレーション	28
第 4 章	信号解析手法	30
4.1	フィルタリング	30
4.1.1	移動平均	30
4.1.2	マッチドフィルター	31
4.1.3	大気蛍光による信号波形	32
4.2	スペクトル計算	34
4.2.1	FFT	34
4.2.2	スペクトル	34

第 5 章	解析結果	37
5.1	信号抽出と波形決定精度	37
5.1.1	信号抽出	37
5.1.2	フィルター波形と S/N	38
5.1.3	S/N のゆらぎ	41
5.1.4	信号検出時刻のゆらぎ	41
5.2	フィルターテンプレートの決定	41
5.3	S/N	45
5.4	false alarm	48
第 6 章	結論	51

Abstract

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

The Telescope Array (TA) experiment is organized to clarify the astrophysics of UHECRs. The TA detectors are comprised of a surface detector array (SD) and fluorescence telescopes (FDs). The FDs measure air fluorescence photons emitted by atmospheric molecules excited by air shower particles. The air fluorescence technique is useful to determine the primary energies of cosmic rays because this is a calorimetric measurement of charged particles in air shower events. However, there are difficulties to find fluorescence signals from the detector outputs since there are noisy background caused by night sky photons. Therefore, an appropriate signal extraction scheme is required for accurate shower reconstructions and the determination of primary energies of cosmic rays.

In this paper, I discuss a problem of signal extractions for the FD data. Some filters are designed and examined by using night sky background data observed at the TA observation site (Utah). I found that a matched filtering technique is suitable for our purpose: since the waveforms of the fluorescence signals can be known from air shower simulations, this method is useful to extract small signals embedded in the night sky background. The property and performance of the filter are discussed.

第1章 序論

宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。これまでに 10^8eV から 10^{20}eV を超える広い範囲で観測されており、その存在と起源は宇宙物理学の謎として残されている。このうち 10^{14}eV 以下の低エネルギー宇宙線については、気球や人工衛星などの飛翔体を用いた直接観測が行われ、その組成などは詳しく調べられている。しかし、宇宙線の到来頻度はエネルギーの E^{-3} にほぼ比例しているため、 10^{14}eV 以上の宇宙線の到来頻度は少なく、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要で、宇宙線によって発生する空気シャワー中の二次粒子を地上で測定するという間接的な観測が行われてきた。

これまで地球で観測される宇宙線のエネルギーには限界があると予測されてきた。高エネルギーの宇宙線は宇宙背景放射と相互作用しエネルギーを失い、約 50Mpc 以遠からは限界を超えるエネルギーをもったまま地球に到達できないからである。しかし、AGASA では限界を超える 10^{20}eV の宇宙線を 11 例観測している。この 10^{20}eV を超える宇宙線は、単一の粒子としては最も高いエネルギーを持っていることになる。したがって、この最高エネルギー宇宙線は、超高エネルギーの天体現象や、現在の宇宙に取り残されたビッグバンの痕跡素粒子などに起源を持つと推定され、その起源を解明することは宇宙物理学の重要な課題である。

Telescope Array(TA) 実験は、最高エネルギー宇宙線の存在を確立し、その起源を解明することを目的とした日米共同のプロジェクトである。AGASA での最高エネルギー宇宙線のエネルギー決定精度は約 20% で、限界を超える最高エネルギー宇宙線の存否を確定する上で障害となっていた。そのため TA 実験では、9 倍の検出面積をもつ地表検出器アレイ (SD) と、新しい測定方法である大気蛍光望遠鏡 (FD) とを設置し、同時観測を行う。FD は空気シャワー粒子が空気分子を励起することで発せられる大気蛍光を観測する。FD による測定は宇宙線のエネルギー決定において有用だが、検出器出力は夜天光によるノイズを含んでいるため、大気蛍光による信号を検出する妨げとなる。そのため、よい信号解析の手法が必要である。

本研究では FD の観測データから大気蛍光信号を抽出するため、いくつかのフィルターをデザインし、テストを行った。その結果、最適なフィルターを発見した。その信号解析手法、およびフィルターの特性について論じる。

第2章 最高エネルギー宇宙線

2.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、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。その主成分は陽子やその他の原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8eV から 10^{20}eV の広範囲に渡っており、その到来頻度はエネルギーのほぼ3乗に比例して小さくなる。宇宙線の地球への到来方向は等方的で、 10^{18}eV 以下の領域では0.1%を超える異方性は確認されていない。

2.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。

太陽活動の影響を受けない 10^{10}eV を越えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\alpha}$ で近似できる。 10^{15}eV 付近までは $\alpha \sim 2.7$ であり、そこから $\alpha \sim 3.0$ と変化し、 10^{19}eV 付近からまた $\alpha \sim 2.7$ となる。この2ヶ所のスペクトルの折れ曲がり (10^{15}eV 付近、 10^{19}eV 付近) をそれぞれ “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 100km^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。

2.1.2 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” である。

フェルミ加速

フェルミ加速は1949年に Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の1回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 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

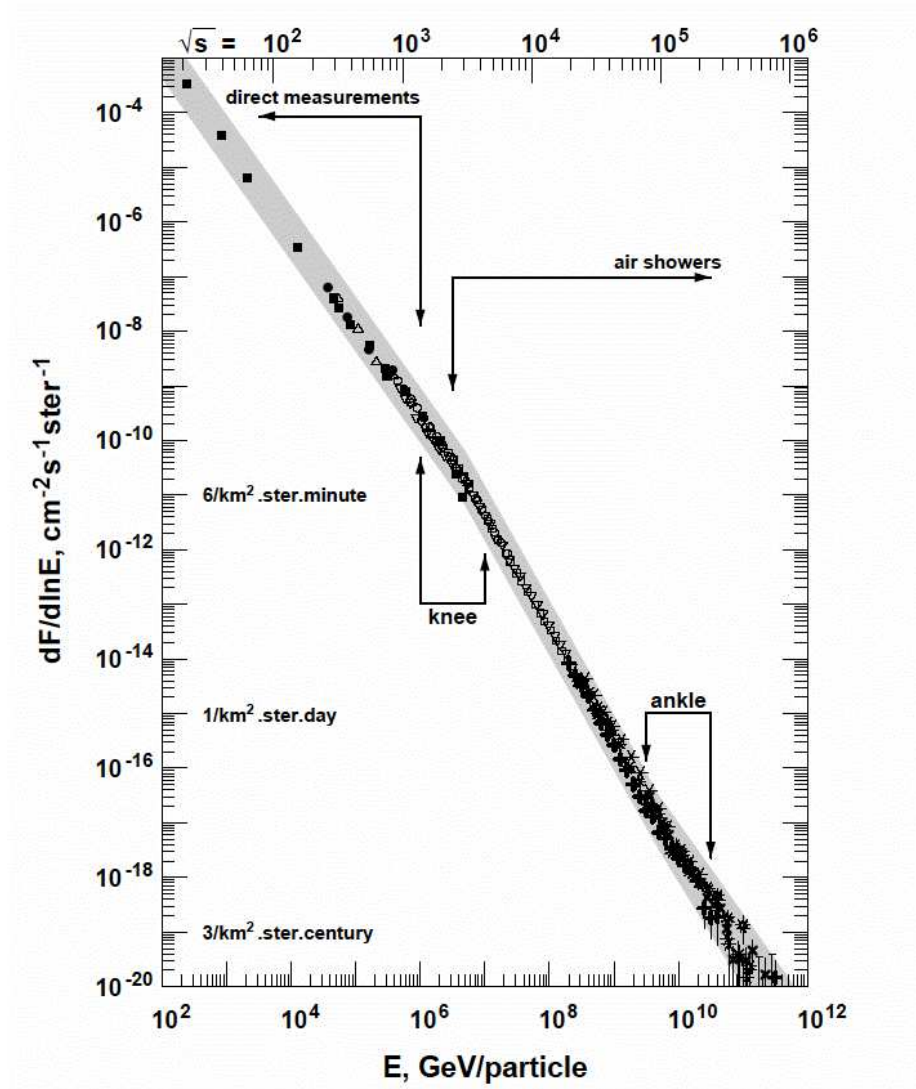


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (2.1)$$

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

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.2)$$

となる。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

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

である。式(2.2)を式(2.3)に代入すると、

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

となる。ここで

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

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

kneeより低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星残骸の衝撃波で上記の機構により加速され、銀河磁場に捉えられて銀河内に閉じ込められている、と考えられている。

kneeからankleまでの領域の宇宙線も銀河系内起源とされているが、その詳しい加速機構はまだわかっていない。kneeでのスペクトルの折れ曲がりの原因の一つとして考えられているのは、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。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は式(2.6)で与えられる。

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

ここで e 、 Z 、 p 、 B は、素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。銀河磁場は約 $3\mu\text{G}$ であるので、 10^{15}eV の陽子では $r_L \sim 0.3\text{pc}$ となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、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。また、別のモデルにおいては、 10^{15}eV 以上で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、加速されていて、それがスペクトルの違いとなっている、としている。

ankleを超えるエネルギーの宇宙線についても、宇宙線粒子の曲率半径が銀河系の厚みよりより大きくなるため銀河系内に閉じ込めることはできず、このエネルギー領域の宇宙線は銀河系外起源と考えられており、その到来方向に異方性があることが期待されている。

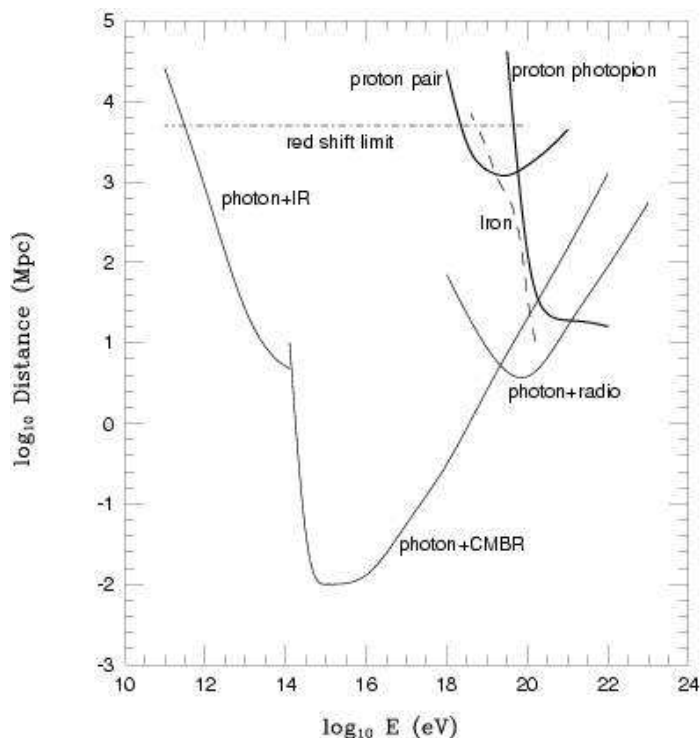


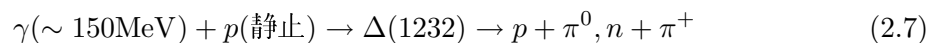
図 2.2: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。

2.2 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中でも最も興味深いトピックの一つが最高エネルギー宇宙線である。最高エネルギー宇宙線とは、 10^{20} eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し、これまでに AGASA や HiRes などのグループにより観測されてきた。しかし、その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている。この節では最高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる。

2.2.1 GZK cutoff

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、最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。 2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100 MeV 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 π 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。



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

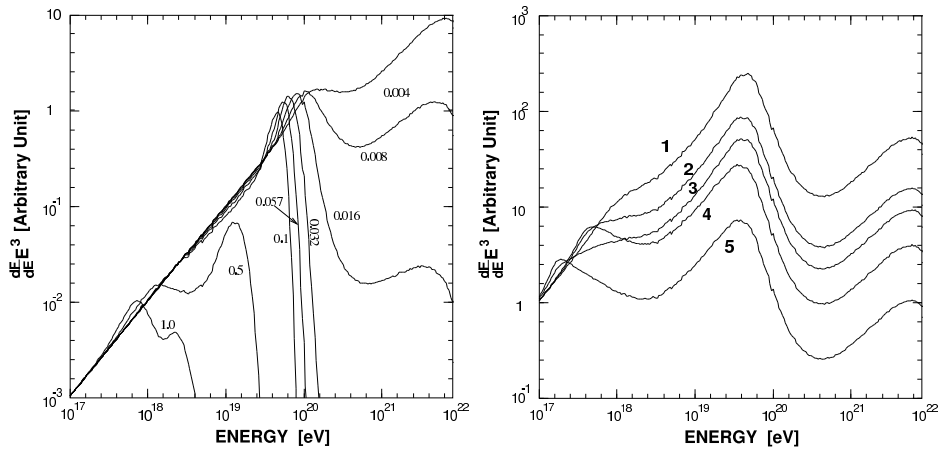


図 2.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

図 2.2 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰距離は 50Mpc 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 50Mpc 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。

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 1Mpc あたり 3~4 個の核子を失う。従って、観測された最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 20Mpc 以内に存在していなければならない。

以上のような反応により最高エネルギー宇宙線は遮蔽されるので、地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフが現れると考えられており、これが GZK cutoff と呼ばれるものである。また、このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。図 2.3 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てある。例えば、源が宇宙空間に一様に分布する場合は、 5×10^{19} eV で急激な減衰が現れると予想されている。観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すが、宇宙線源を研究する上での重要な鍵となっている。

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

AGASA による観測は、最高エネルギー宇宙線について 2つの大きな問題を提起している。まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているとい

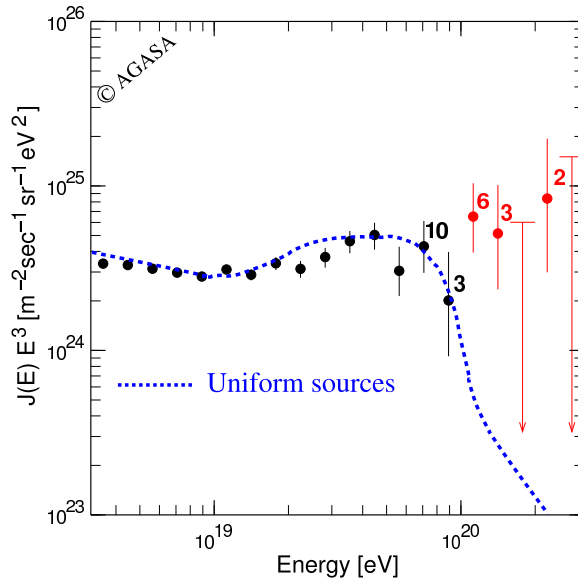


図 2.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

うことである。AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.4 に示す。青い破線は宇宙線源が一樣等方的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである。この図に示されているように、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 cutoff から期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 限界の存在と 4.0σ の有意度で矛盾している。

第二に、これらの宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである。図 2.5 は AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線 59 事象の到来方向を赤道座標系でプロットしたものである。到来方向はほぼ等方的に分布しており、既知の天体の方向分布との明らかな相関は見つかっていない。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、局部銀河群の作る超銀河面などと相関を持たず、等方的である。 $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 2.6 に示した。図の左端のピークは図 2.5 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。図 2.6 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最高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

2.2.3 起源モデル

最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、bottom-up モデルと top-down モデルという 2 種類のモデルに分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

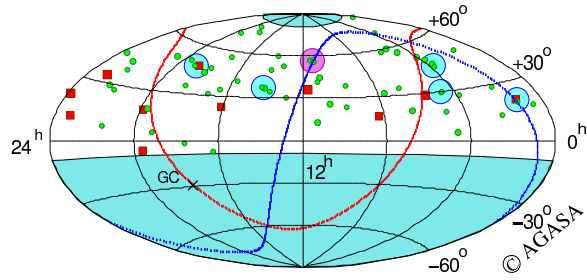


図 2.5: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。

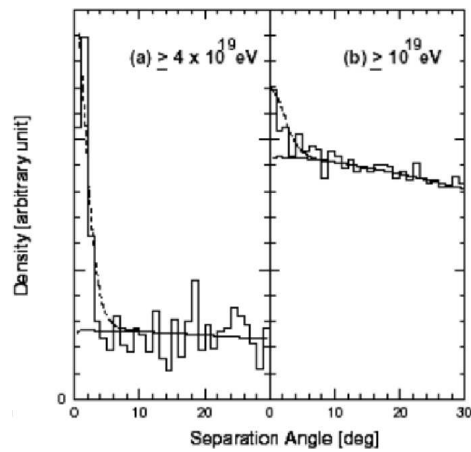


図 2.6: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布

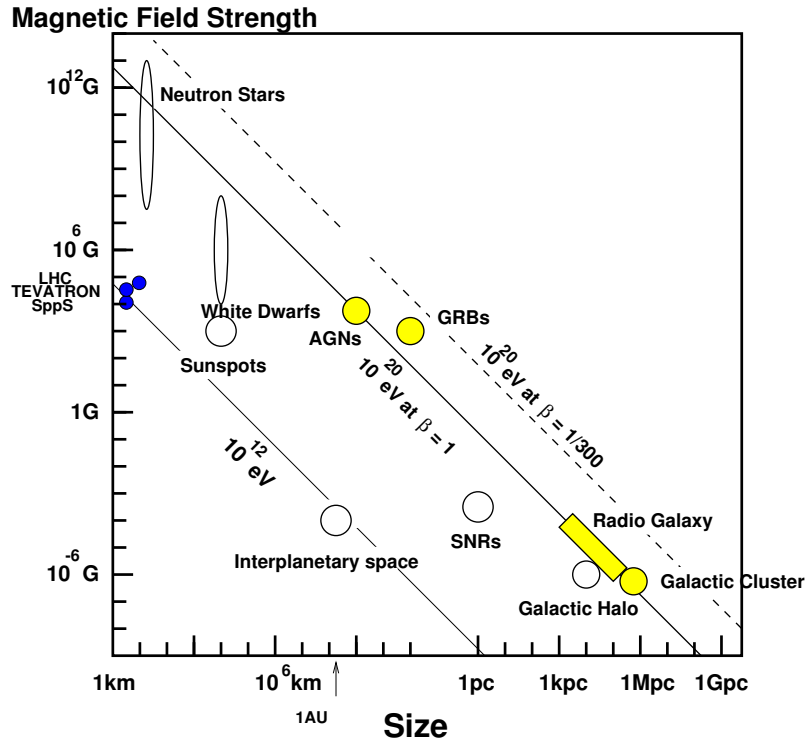


図 2.7: 10^{20} eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。

bottom-up モデル

Fermi 加速あるいはその他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、最高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。

宇宙線荷電粒子がある領域で加速される場合、磁場による力を受けて進行方向が曲げられるので、加速領域への閉じ込め条件を課すことで加速限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (2.8)$$

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 2.7 に、 10^{20} eV 以上まで加速が可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。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、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。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 10^9cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射される、という指摘もある。このモデルでは、最高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、最高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- 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。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。
- 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 100kpc 以上も広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低い場合エネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている。しかし、hot-spotを伴う電波ローブを持つAGNはまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮にM87(18Mpc)がそのような放射源であれば、M87の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体はNGC315で、これは 100Mpc と遠すぎる。
- 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、最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRBによるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19}eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このようなGRBは100年に1回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布はGRBの方向に集中することが容易に予想できる。しかし、これまで観測されたsuper-GZK事象とGRBの方向には、相関は見つかっていない。
- 銀河団：数 μG 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 2.8) を満たしている。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。
- 衝突銀河：巨大な衝撃波と $20\mu\text{G}$ オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 10^{20}eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

top-down モデル

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である。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最高エネルギーに達するという bottom-up モデルに対して、top-down モデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- TD・SHR の崩壊・対消滅：ビッグバンの初期、すなわちインフレーションの最後またはその後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cutoff より低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。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。
- Z パースト模型：超高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論の破れ：超高エネルギーで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。ローレンツ因子 γ 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、top-down モデルでは、GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、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。

2.2.4 観測結果の現状と問題点

最高エネルギー宇宙線は宇宙空間での激しい現象や未知の物理と結びついていると考えられ、その観測結果は非常に注目されてきた。しかし、現在問題になっているのが、GZK cutoff の存否について実験グループごとに異なった結果が得られているということである。

最高エネルギー領域の宇宙線観測グループは、AGASA の他にもう一つ、HiRes (High Resolution Fly's Eye) がある。AGASA が地表粒子検出器を用いた観測であるのに対し、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、そして GZK cutoff の存在を示唆する結果を発表した。

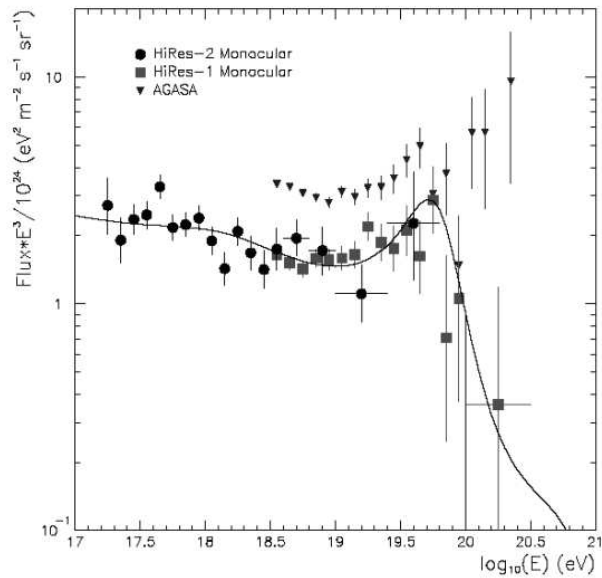


図 2.8: HiRes が発表したエネルギースペクトル

HiRes が発表したエネルギースペクトル (2 基の望遠鏡ステーションの単眼観測の結果) を図 2.8 に示す。これによると、 10^{20} eV を越える宇宙線は 2 事象であり、スペクトルは GZK cutoff と一致している。

このように両者は矛盾した観測結果を示しているが、AGASA のエネルギー決定精度は 18%、HiRes も 20% であり、GZK cutoff の存否についてはどちらも決定的な結果は出せていない、というのが現状である。また、AGASA と HiRes は全く異なった手法 (地表アレイと望遠鏡) で空気シャワーを観測しており、この観測装置固有のエネルギー決定の系統誤差がスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘されている。今後、こうした問題を解決して、最高エネルギー宇宙線の謎を解明することが望まれている。

2.3 空気シャワーと宇宙線観測

2.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、全エネルギー領域で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の宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に観測装置を搭載して大気上空に飛ばし、直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の宇宙線は、到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、直接観測をすることはむずかしい。そこで、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) を測定するという間接観測が行われている。

2.3.1 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、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行なう。この過程をくり返し一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。この空気シャワーには、高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードと、ハドロンによる核カスケードがある。

高エネルギーのガンマ線の場合は、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。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.9)$$

ここで、 $v = hv/E$ 、 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 $(dE/dX)_{\text{brems}}$ は以下のように表せる。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.10)$$

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。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (2.11)$$

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 38g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.12)$$

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、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.13)$$

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 74MeV である。

一方、宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気原子核と相互作用した場合には、 π 中間子、 K 中間子などのハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に π 中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命で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、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.14)$$

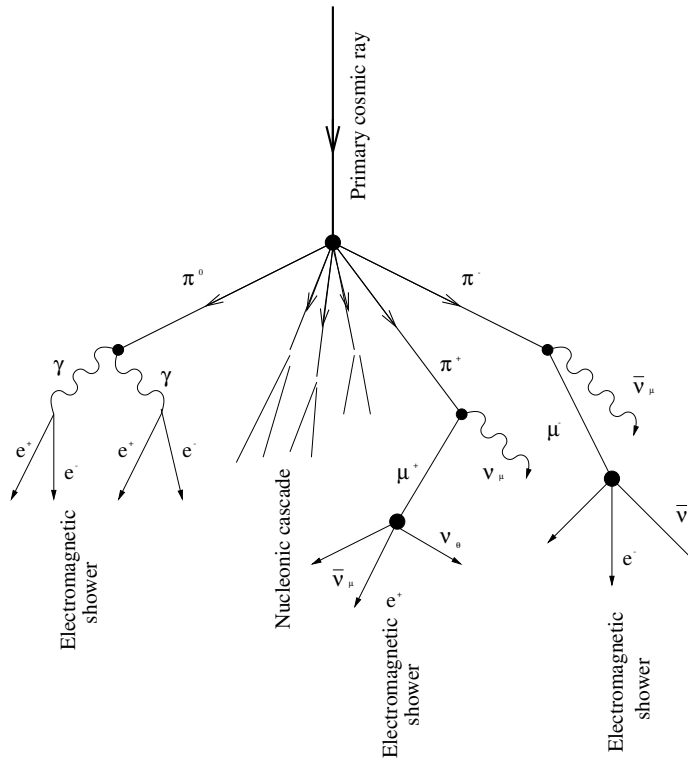


図 2.9: 空気シャワーの模式図

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.15)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.16)$$

$$(2.17)$$

このように崩壊し、核カスケードを形成する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍、電子の大気中での放射長の約 25 倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図 2.9 はこの様子を模式的に表したものである。

2.3.2 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し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 81 \text{MeV}$) 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。

エネルギーが E_0 の一個の光子が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達

については、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.18)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.19)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.20)$$

ここで t は、電子の大気中での輻射長 (38g/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) が最大になる発達段階で $s = 1$ となる。

宇宙線陽子が生起する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (2.21)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100\text{TeV}} \right) \quad (2.22)$$

ここで、 ϵ は空気に対する臨界エネルギーで $74.0[\text{MeV}]$ 、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_1 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 70g/cm^2 である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{\max} (最大発達時の粒子数) の違いとなって現れ、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_1 、 X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大き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 2.10 に示す。

2.3.3 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を、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。電磁カスケードの横方向分布粒子密度 $\rho(r)$ は解析的な計算により得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.23)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.24)$$

と表すことができる。 r はシャワー中心からの距離、 r_M はモリエールユニット (電子が1輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$ は規格化定数、 N_e は全電子数である。 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 2.11 に示した。

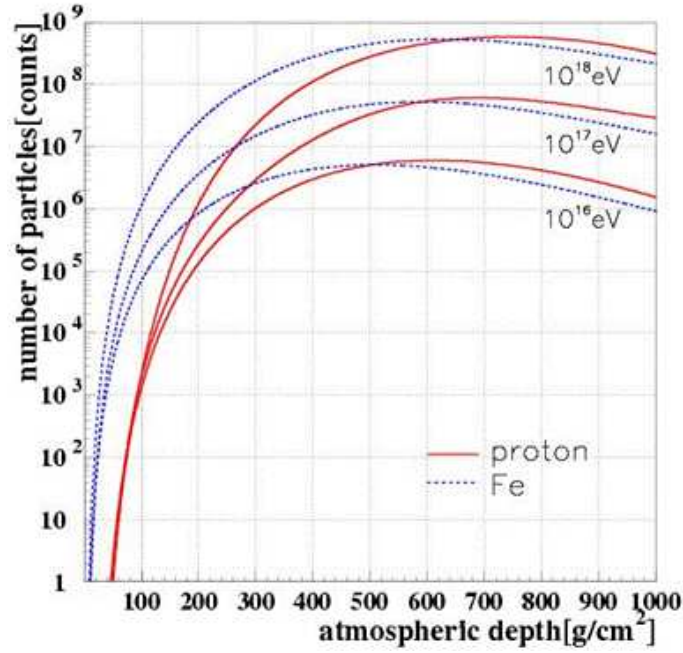


図 2.10: 空気シャワーの縦方向発達

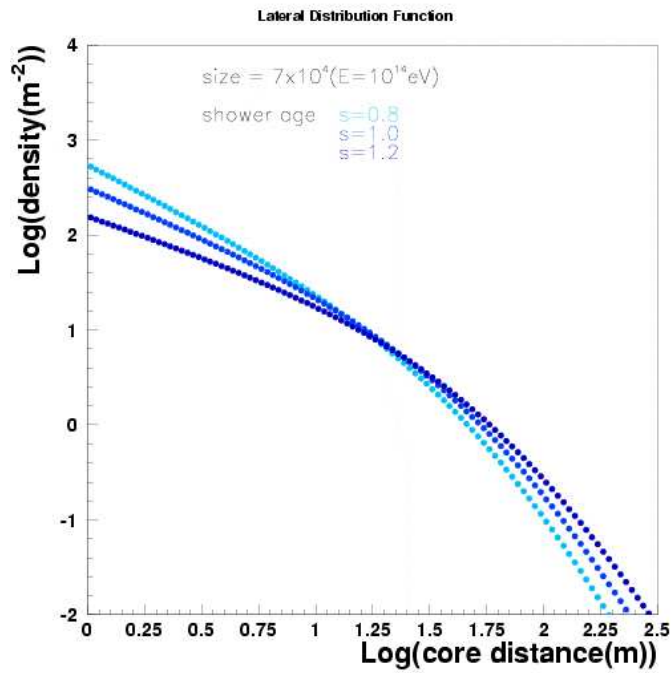


図 2.11: 空気シャワーの横方向分布

2.3.4 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は大きく分けて、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器による観測法と、大気蛍光法の2種類がある。

地表粒子検出器

多数の粒子検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線の観測する装置を空気シャワーアレイと呼び、高エネルギー宇宙線の観測法として伝統的に行われてきた。

空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽電子、光子)と10%のミューオン成分、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ー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、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するために、ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に知ることができる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)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。

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用したものである。

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。さらにこのチェレンコフ光とはべつに、高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子から蛍光が発せられる。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働くわけである。80MeVの電子が1気圧の大気中を1m通過した場合の発光光子数はおよそ4個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 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 $30\mu\text{s}$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ30km遠方からでも観測することができる。さらに大気シンチレーション光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として1960年代初めに菅、Greisen、Chudakovなどによって提案された。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成

2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向(シャワー軸)は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる(図 2.3.4)。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。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- 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(2.21)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(2.25)により一次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (2.25)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0g/cm^2 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 74 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子(特に 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、シャワーの縦方向発達の様子を観測できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報量が多く、一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定でき、メリットが多い。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

2.3.5 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

空気シンチレーション光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場がなくなった後、光の強度が比較的早く (10^{-3}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。シンチレーション光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは、実際に観測を行なう波長領域 $300 \sim 400\text{nm}$ での空気の蛍光の発光過程について述べる。

空気の蛍光(シンチレーション光)の発光機構は、近紫外領域では主に N_2^+ first negative (1N) band system ($\text{B}^2\Pi_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Pi_g^+$) と、 N_2 second positive (2P) band system ($\text{C}^3\Pi_u^+ \rightarrow \text{B}^3\Pi_g^+$) 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。

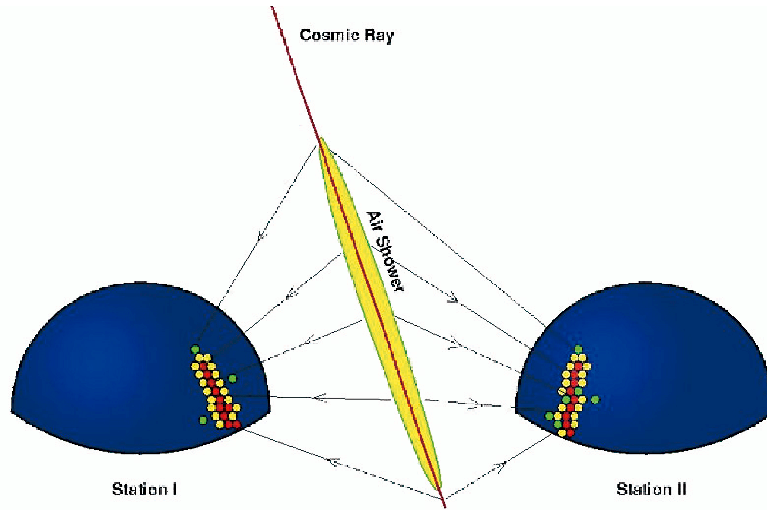


図 2.12: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

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

無放射遷移過程は、励起された分子が振動エネルギー失活、内部転換、系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。スピン多重度の変わらない遷移による発光が蛍光、スピン多重度の変わる遷移による発光がリン光である。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。実際の失活過程にはこれらの三つが競合しており、測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の総和である。Bunner がまとめた発光率を表 2.1 に示す。分子同士の衝突による消光には O_2 分子が非常によい消光物質として働く。また、実際には空気は 1% 弱の Ar を含んでいる。純粋な N_2 気体に Ar を加えると、 N_2 の発光効率が増加することが知られている。

また、垣本らによって測定されたシンチレーション光の相対強度を表 2.2 に示した。ほぼ波長 300nm から 400nm の間のいくつかの輝線スペクトルからなることがわかる。

チェレンコフ光

物質中を通過する荷電粒子の速度 v がその物質中での速度 c/n (c は光速、 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、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.26)$$

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 21MeV である。

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

表 2.1: Bunner が求めた N_2 の衝突による消光がないとしたときの発光効率 E_0 の波長領域 300 ~ 400nm での値

波長 (nm)	光子数 (相対値)	波長 (nm)	光子数 (相対値)
297.7	0.4	357.7	5.054
311.7	0.068	367.2	0.068
313.6	0.725	371.1	0.25
315.9	1.767	375.6	0.954
328.5	0.204	380.5	1.711
330.9	0.05	389.4	0.041
333.9	0.141	391.4	1.937
337.1	6.68	394.3	0.15
346.9	0.082	399.8	0.565
350.0	0.1	405.9	0.571
353.7	1.025		

表 2.2: 空気シンチレーション光の波長スペクトル。光子数の相対値である。

波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (2.27)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.28)$$

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

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がりを持ち、さらに検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱の影響を受けている。このため、シャワー軸から約 20° 以下の領域では、観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量を無視できない。

夜天光

夜空から来る光全体を夜天光といい、主として次の 3 種類の光源から来る光である。

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

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

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

Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で、散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N\alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.29)$$

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。

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

Rayleigh 散乱による大気の透過率は大気分子の密度から簡単な計算で求められるが、Mie 散乱による透過率は大気中のダストやエアロゾル分布の様子に依存するため、大気モニターによる補正が必要になる。

第3章 Telescope Array 実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて小さく、AGASA の観測によれば 100km^2 の地表に年に1度飛来する程度である。AGASA は 100km^2 の地表に111台のシンチレーション検出器を配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に ~ 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。

そこで日米共同の新たな観測計画である Telescope Array(TA) 実験が立案された。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9倍の感度を持つ地表検出器(Surface Detector, SD)を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。

3.1 TA 実験の目的

このTA実験の目的として以下のものが挙げられる。

- 地表検出器と大気蛍光望遠鏡を併せて検出感度をAGASAの約12倍にし、最高エネルギー領域での観測事象数を増やす。
- 宇宙線の粒子種を同定し、その起源を解明する。
- エネルギー決定精度を10%以下に向上させ、エネルギースペクトルを確定する。
- 角度分解能をAGASAの数倍に向上し、 $0.6^\circ \sim 1^\circ$ の角度分解能での点源天体の探索を可能にする。

3.2 TA 実験の装置

FD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る。また、SDには広大かつ平坦な敷地が必要である。これらの理由から、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 $860\text{g}/\text{cm}^2$)に設置される。2007年のハイブリッド定常観測に向けて、現在も建設が進められている。

SDアレイは、576台のプラスチックシンチレーション検出器が並べられ、検出面積は約 800km^2 になる。FDステーションは、地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、周囲から100~200m高くなったアレイ周辺の丘陵に約40 km間隔で3ヶ所に設置され、SDアレイの領域に落ちた宇宙線を観測する。装置の配置図を図3.1に示す。3つのFDステーションは上から時計回りにBlack Rock Mesa、Long Ridge、Drum Mountainサイトであり、2007年度の定常観測に向け建設が進んでいる。

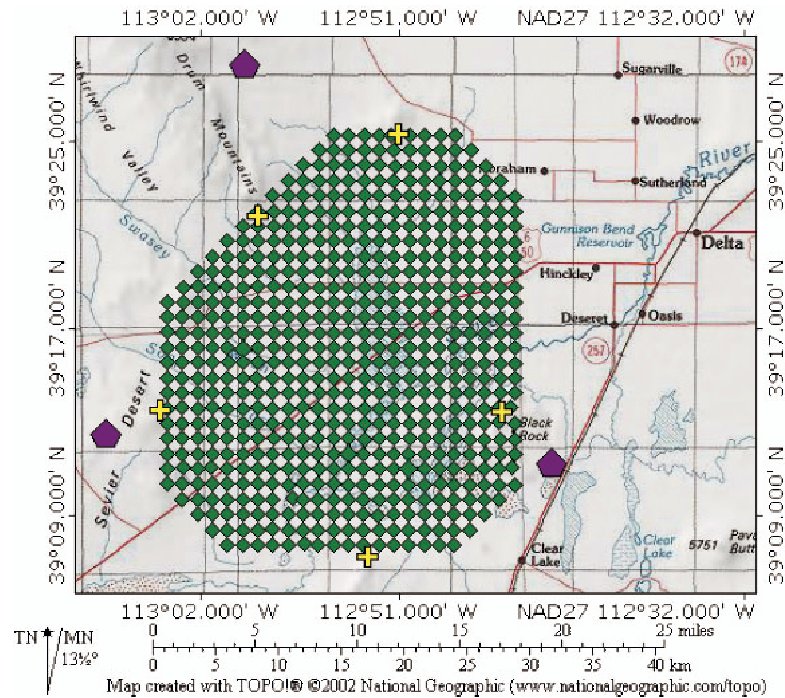


図 3.1: TA 実験における装置の配置図。紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション、緑色の菱形が地表検出器を表す。

3.2.1 地表検出器

地表検出器 (Surface Detector, SD) アレイは 3m^2 のプラスチックシンチレータ (図 3.2) を 1.2km^2 の間隔で 576 台設置する。シンチレータは厚さ 12mm のものを 2 枚重ねて用いることにより、荷電粒子の信号を確実に識別する。シンチレータからの光は、波長変換材をドープした光ファイバーを介して PMT (Electronubes 9124SA) に導き、12bit、52MHz サンプリングの FADC で記録する。各地表検出器は SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN による通信を行う。また電力源としてはソーラーパネル (120W) が用いられる。

3.2.2 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) は口径 3m の球面反射鏡からなる反射式望遠鏡である。鏡正面の焦点面には大気蛍光を撮像する PMT カメラが取り付けられ、空気シャワーからの大気蛍光を撮像する。FD1 台の視野は方位角 18° 、仰角 15.5° である。FD は上下 2 段に重ねたものが 6 台 FD ステーション (図 3.3) 内に設置され、それぞれ 12 台の望遠鏡が各ステーションで方位角 108° を観測する。観測を行わないときはステーションのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。

以下で FD のコンポーネントについてまとめる。



図 3.2: 現地 (ユタ州) に設置された地表検出器



図 3.3: FD ステーション (Black Rock Mesa サイト) の外観

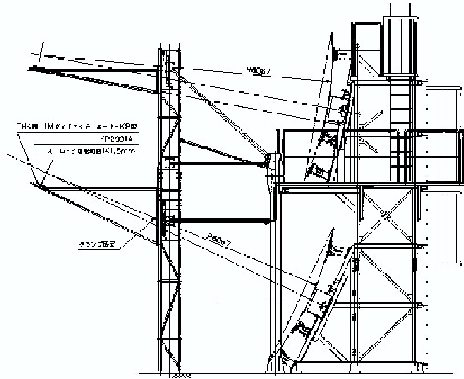


図 3.4: FD のデザイン

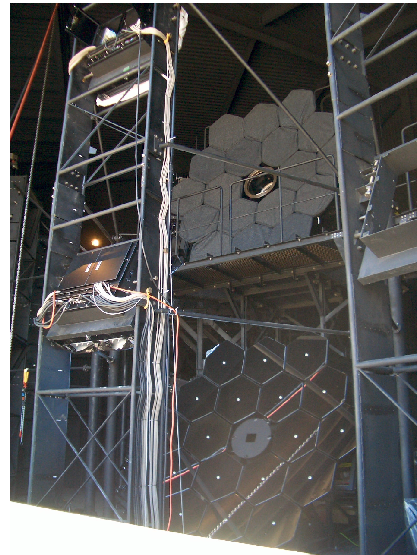


図 3.5: Black Rock Mesa サイト内の FD

光学系

FD では広角視野を得るため、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であるため、球面鏡が用いられる。球面反射鏡は曲率半径 6067mm、対辺間が 660mm の六角形セグメントミラー 18 枚により構成される。反射率は、波長域 330nm~450nm で 80%以上である。セグメントミラーのデザインを図 3.6 に示した。合成球面鏡の中心にはセグメントミラーは設置されておらず、光学角度制御系と PMT 校正用の Xe-flasher が取り付けられる。

FD1 基の視野は、方位角 18° 、仰角 15.5° となっている。ステーションにはこの望遠鏡を 2 段重ねにしたもの 6 台、計 12 台を扇型に配置するため、1 つの FD ステーションで方位角 108° 、仰角 $3^\circ \sim 34^\circ$ をカバーする。また焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズはほとんどの視野で半値幅にして 30mm 程度であり、PMT の大きさ (対辺間 60mm) に比べ小さくなっている。

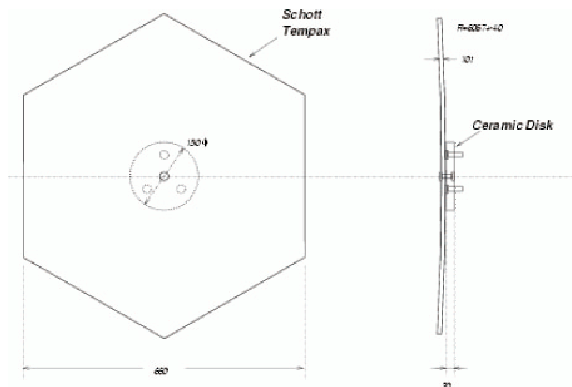


図 3.6: セグメントミラーのデザイン

PMT カメラ

球面鏡により集光された大気蛍光は、 16×16 に並べられた 256 本の PMT からなるカメラにより撮像される。カメラは反射鏡の焦点面に設置されている。PMT は浜松ホトニクス の R9508 を用い、それぞれ約 $1^\circ \times 1^\circ$ の視野をもつ。周りの埃や砂から PMT とエレクトロニクスを保護するため、密閉されたカメラボックス (図 3.7) 中に取り付けられる。PMT 後部に取り付けられたプリアンプ (図 3.10) により増幅された信号は、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ取得系に送られる。

また夜天光の効率的な除去のため、PMT 前面には $300\text{nm} \sim 400\text{nm}$ の紫外光を選択的に透過する光学フィルター (SCHOTT BG3) が取り付けられている (図 3.9)。PMT カメラの窓には 300nm 以降の波長域に対して透過率が 90% 以上あるパラグラスが用いられる。

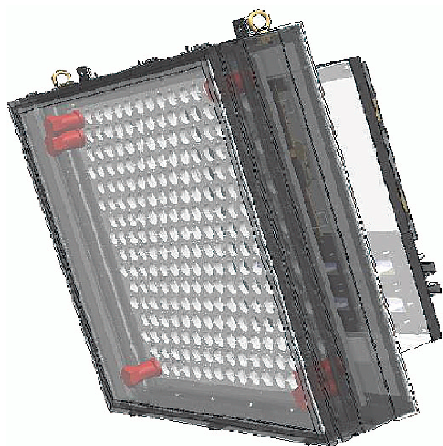


図 3.7: カメラボックス。PMT が固定される



図 3.8: PMT カメラ

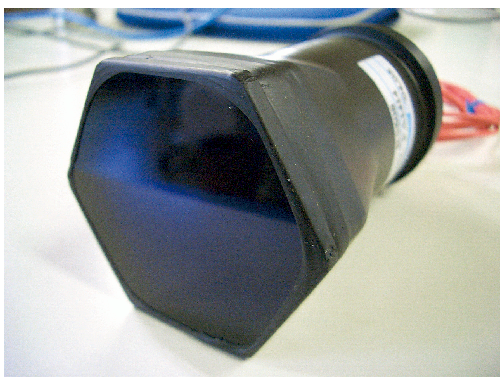


図 3.9: BG3 を取り付けた PMT

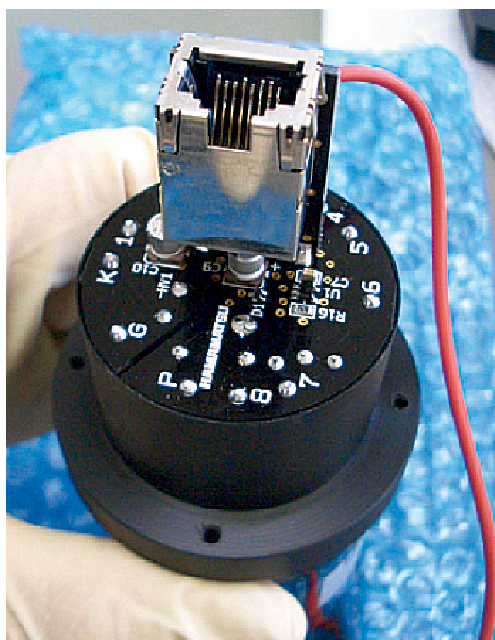


図 3.10: プリアンプ

データ取得系

FDステーション内のデータ取得系(DAQ)の概念図を図3.11に示す。PMTの出力波形はプリアンプにより増幅され、カメラボックス内のパッチパネルを経由してSDF(Signal Digitizer and Finder module)に送られ記録される。空気シャワーイベントのトリガーシステムにはSDF、TF(Track Finder module)、CTD(Central Trigger Distributor module)を用いる。各コンポーネントのはたらきは以下の通りである。

- SDF：カメラ内の各PMTの出力波形を12bit、40MHzサンプリングのFADCによりデジタル化する。信号のS/N比を計算し大気蛍光波形の認識を行う「ファーストレベルトリガーモジュール」としてはたらき、この情報をTFに送る。
- TF：各カメラごとに大気蛍光トラック判定を行う「セカンドレベルトリガーモジュール」としてはたらき、この情報をCTDに送る。
- CTD：同一ステーション内のTFからセカンドレベルトリガーを集め、データ取得の最終判断を行う。カメラ間にまたがるトラックの判定、全エレクトロニクス共通のクロックの供給、初期化信号の送出などはたらきを担う。またGPSにより絶対時間の記録を行う。

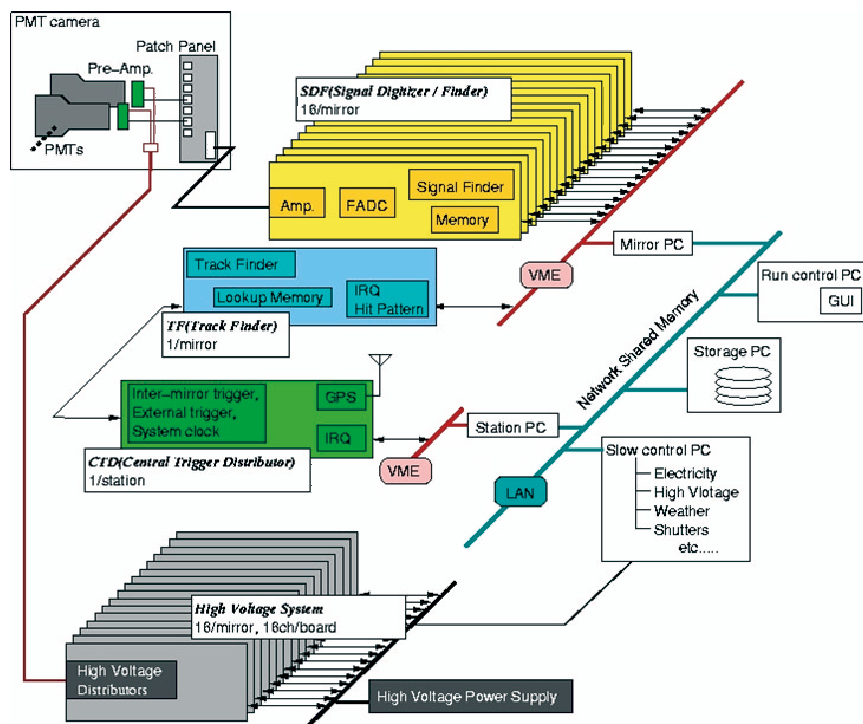


図 3.11: FD エレクトロニクスの概念図

3.2.3 FD のキャリブレーション

大気蛍光法における空気シャワー観測での一次宇宙線エネルギー推定では、FD の感度校正、大気状態モニターが重要となる。TA 実験では以下の校正を行う。

PMT の校正

- CRAYS : 絶対一様光源 (Calibration using RAYleigh Scattering, CRAYS) を用いて基準 PMT の校正を行う。N₂ レーザー (337.1nm) の Rayleigh 散乱光を光源として用いる。レーザーの出力と Rayleigh 散乱断面積から PMT 入射光子数を計算し、基準 PMT の QE×CE(量子効率、収集効率)を求めることができる。基準 PMT は1カメラに3本取り付けられる。
- YAP: 基準 PMT の中心に取り付けられ、観測中の絶対光量モニターに用いる (図 3.12)。光源には YAIO₃: Ce + ²⁴¹Amα 線源にシンチレータを取り付けたものを用いる。ピーク波長は 370 nm、光電子数は約 1000 個である。
- Xe-flasher : FD の合成鏡中心部に取り付けられ、PMT のゲイン調整およびモニターを行う (図 3.13)。Xenon 光源を用いてカメラ面全体を照射し、PMT 印加電圧を調整して基準 PMT と他の PMT の出力を等しくする。この調整により PMT 管面上での QE×CE×PMT Gain の積分値がカメラ内の PMT で揃う。
- XY-scanner : UVLED 光源をカメラ面上で走査させ、カメラの出力 2次元不均一性を測定する。この測定により QE×CE×PMT Gain の場所依存性が求まる。

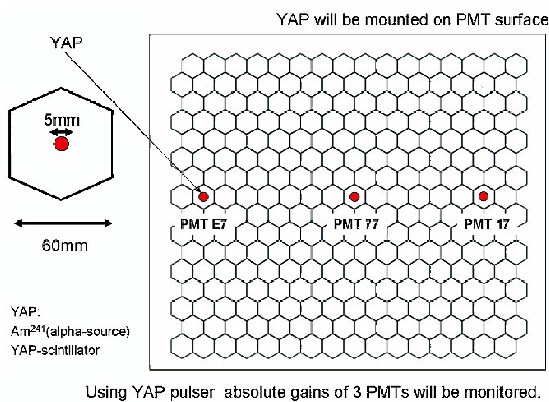


図 3.12: YAP

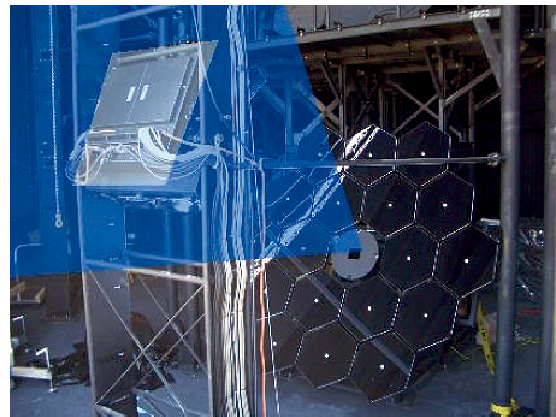


図 3.13: Xe flasher

大気状態のモニター

- LIDAR : 大気蛍光は、発生点から FD に至る光路で大気中の微粒子によって散乱損失を受ける。このため、各 FD ステーションに YAG レーザー (355nm) を設置し、大気中

に紫外パルスを射出してその最後方の散乱光強度を記録する、LIDAR(LIght Detection And Ranging) 法を用いて大気透明度を測定する。

- CLF : Central Laser Facility(CLF) は地表アレイの中心に設置され、大気透明度の測定に用いられる。YAG レーザー (355nm) を垂直上方に射出し、上空での側方散乱光を標準光源として 3ヶ所の FD ステーションで観測する (図 3.14)。

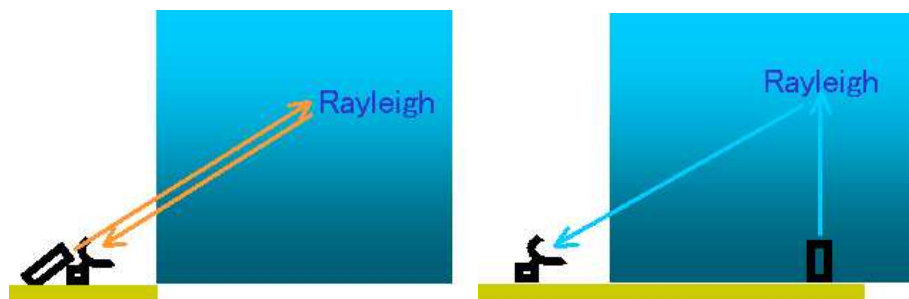


図 3.14: 左 : LIDAR システム、右 : CLF による側方散乱を利用するシステム

エネルギーの校正

- LINAC : 移動式の小型線形加速器を用いた FD のエネルギー決定キャリブレーションを行う。FD ステーションから 100m 離れた場所から垂直上方に電子ビーム (最大 40MeV) を射出し、生じた大気蛍光を FD が観測することによりエネルギー校正ができる (図 3.15)。

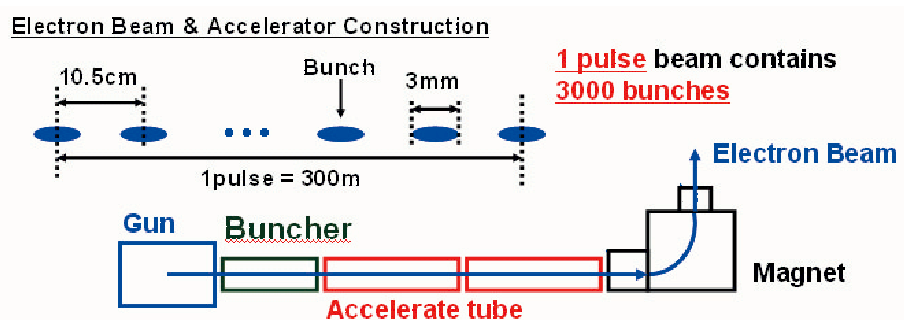


図 3.15: LINAC の概念図

第4章 信号解析手法

観測によって得られるデータには、一般に検出したい信号の他に様々なノイズが存在する。TA 実験のうち FD は PMT カメラを用いて大気蛍光を観測するため、その観測データは特に夜天光によるノイズを含んでいる。このようなノイズは信号を正しく検出する妨げとなり、宇宙線のエネルギー決定精度も悪くする。ノイズをなくすことは不可能であるため、こうしたノイズを含んだデータから信号のみをできるだけ忠実に抽出することが必要である。

本研究では FD の観測データから大気蛍光による信号を抽出するための最適なフィルターを作成した。本章ではこの信号解析の手法について述べる。

4.1 フィルタリング

フィルタリングとは、何らかの手法によって得られた情報から元の信号を推定するシステムである。大気蛍光による信号は、値が完全に確定しているものではなく、統計的性質を考えなければならないランダム信号である。様々なフィルタリングの手法が存在するが、ランダム信号を考慮して信号処理を行う線形システムである必要がある。そのようなフィルターのうち代表的な2つの手法をあげる。

4.1.1 移動平均

ひとつは移動平均によるフィルタリングである。現在 TA の DAQ でトリガー判定に使用されているのがこの方法である。検出器出力 $o(t)$ に対してある時間幅 T のウィンドウ内で平均をとる。このウィンドウを時間 t とともに移動させていくことから移動平均と呼ばれる。移動平均の出力 $c(t)$ は次のように定義される。

$$c(t) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} o(t + \tau) d\tau \quad (4.1)$$

和をとる範囲は、 $\tau = 0 \sim T$ でも、 $\tau = -T \sim 0$ でも、時間幅が T であれば問題ないが、ここでは入出力データ間の位相差をなくすため、定義中の範囲を用いている。フィルターへの入力を周波数 f の正弦波 $o(t) = \sin 2\pi ft$ とする。この時の出力は

$$c(t) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \sin 2\pi f(t + \tau) d\tau \quad (4.2)$$

$$= \frac{1}{2\pi f T} \sqrt{2(1 - \cos 2\pi f T)} \sin 2\pi f t \quad (4.3)$$

となる。位相は変化せずに振幅が変化していることがわかる。振幅は周波数 f の関数になっていて、 f が大きくなるのに従って減衰も大きくなる。つまり移動平均は低域通過フィルタ

(low path filter, LPF) の一種である。4.2 節で述べるが、今解析しようとしているデータでは、ノイズは信号に比べて周波数の高い成分を多く含んでいる。移動平均はこのような高周波数のノイズを取り除き、信号成分を明瞭にするための最も簡単な方法である。

4.1.2 マッチドフィルタ

ノイズ成分が高周波数で、ノイズと信号とに相関がなければ、移動平均によってノイズの寄与を無くせることを述べた。しかし解析したいデータのノイズには信号と似た周波数の成分も含まれている。こうした場合、LPF などのような単純なフィルタでは信号を抽出できないことがある。マッチドフィルタはこうしたデータから信号と似た波形がどこにあるか探し出すフィルタである。本研究で開発したフィルタはこの手法を用いて以下のように原理による。

信号 $s(t)$ がノイズ $n(t)$ に乗っているとすると、この時の検出器出力 $o(t)$ は

$$o(t) = s(t) + n(t) \quad (4.4)$$

と表せる。これをフィルタに通した出力 $c(t)$ は、検出器出力 $o(t)$ とフィルタ $q(t)$ との相関で表される。

$$c(t) = \langle o|q \rangle (t) \quad (4.5)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} o(\tau) q(t + \tau) d\tau \quad (4.6)$$

これは線形操作のため、ノイズがガウス分布であると仮定すれば、フィルタを通した後のノイズもまたガウス分布となる。ノイズ $n(t)$ のパワースペクトル $N(f)$ を用いると、フィルタ出力の分散は

$$\langle \{c(t) - \langle c(t) \rangle\}^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} N(f) |\tilde{q}(f)|^2 df \quad (4.7)$$

となる。 $\tilde{q}(f)$ は $q(t)$ のフーリエ変換である。これを用いてフィルタ出力のノイズの分散が 1 となるように規格化したものを、信号の最大値とノイズ分散との比 (S/N) として定義する。 $t = t_0$ で信号は最大値をとるとして、S/N は以下のようになる。

$$\left. \frac{S}{N} \right|_{t=t_0} = \frac{| \langle s|q \rangle (t_0) |}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} N(f) |\tilde{q}(f)|^2 df \right]^{1/2}} \quad (4.8)$$

$$= \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{s}(f) \tilde{q}(f) \exp(2\pi i f t) df \right|}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} N(f) |\tilde{q}(f)|^2 df \right]^{1/2}} \quad (4.9)$$

マッチドフィルタはこの S/N を最大にするものである。ここで、シュワルツの不等式

$$\left| \int A(f) \cdot B(f) df \right|^2 \leq \int |A(f)|^2 df \cdot \int |B(f)|^2 df \quad (4.10)$$

の関係を用いる。

$$A(f) = \sqrt{N(f)}\tilde{q}(f) \quad (4.11)$$

$$B(f) = \frac{\tilde{s}(f)}{\sqrt{N(f)}} \exp(2\pi ift) \quad (4.12)$$

とすれば

$$\left| \frac{S}{N} \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\tilde{s}(f)|^2}{N(f)} df \quad (4.13)$$

となるから、 S/N が最大になるのは

$$\tilde{q}(f) = \frac{k\tilde{s}(f)}{N(f)} \exp(2\pi ift_0) \quad (4.14)$$

の時である。ここで k は任意の実数である。つまりフィルター出力は適用するフィルターの大きさには依存せず、フィルターの波形によってのみ決まることがわかる。この $\tilde{q}(f)$ を用いることでマッチドフィルターが実現される。

4.1.3 大気蛍光による信号波形

信号解析にマッチドフィルターを用いるには、信号の波形がわかっていなければならない。それはこれまでの実験やシミュレーションから既知である。シミュレーションによる大気蛍光による信号波形を図 4.1 に示しておく。大気蛍光は、空気シャワーによって励起された空気分子から四方に発せられるが、PMT の視野中心で発せられた場合に最も集光されるので、このような波形となる。この波形はガウシアンで近似でき、

$$s(t) = A \exp \left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.15)$$

と表すことができる。ただし信号時刻を t_0 とした。つまり信号波形は信号の大きさ A と幅 σ という 2 つのパラメータで表せる。以下では、この σ を信号の幅として定義する。

マッチドフィルターでは、予想信号波形を

$$s'(t) = \exp \left(-\frac{t^2}{2\sigma^2} \right) \quad (4.16)$$

として、次式で表されるフィルターを用いればよい。

$$\tilde{q}(f) = \frac{k}{N(f)} \int_{-\infty}^{\infty} s'(t) \exp(-2\pi ift) dt \quad (4.17)$$

フィルターのフーリエ変換は、予想信号波形のフーリエ変換をノイズのパワースペクトルで割ったものである。ファクター k は、規格化を行うために予想信号波形の大きさが自由にとれることを意味している。

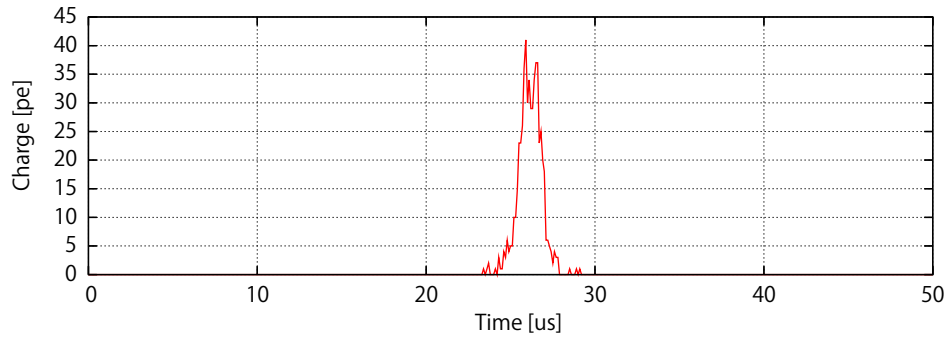


図 4.1: 大気蛍光による信号波形

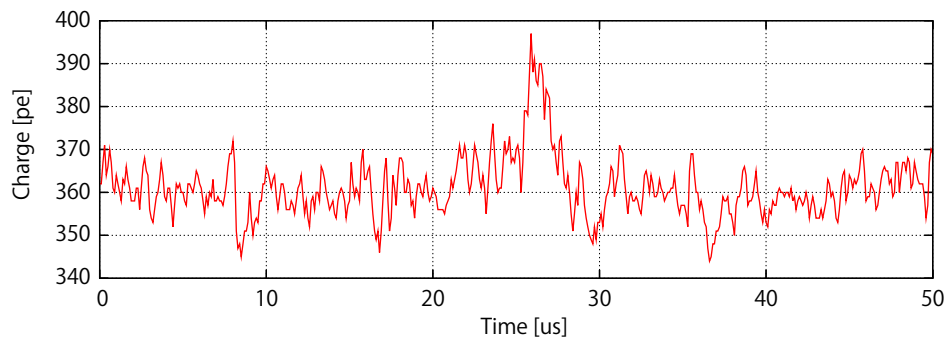


図 4.2: 検出器で得られるイベントの波形

4.2 スペクトル計算

4.2.1 FFT

大気蛍光による信号の波形は式 (4.15) と近似できるので、信号解析ではこれをフィルターとしてマッチドフィルターを行えばよい。これを行うのに高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transformation, FFT) を利用した。FD の観測によって得られたデータは、サンプリングレート 10MHz の離散データである。この時系列データを $h\left(\frac{T}{M}k\right)$, ($k = 0, 1, \dots, M-1$) とする。T は観測時間、M はデータ点数である。この離散フーリエ変換は次式となる。

$$\tilde{h}\left(\frac{M}{T}\tilde{k}\right) = \frac{T}{M} \sum_{k=0}^{M-1} h\left(\frac{T}{M}k\right) \exp\left(-2\pi i \frac{k\tilde{k}}{M}\right), \quad \left(\tilde{k} = 0, 1, \dots, \frac{M}{2}\right) \quad (4.18)$$

ここで $h\left(\frac{T}{M}k\right)$ は実数データのため、そのフーリエ変換は

$$\tilde{h}\left(\frac{M}{T}\tilde{k}\right) = \tilde{h}\left(-\frac{M}{T}\tilde{k}\right) \quad (4.19)$$

の関係を満たす。この対称性からフーリエ変換のデータ点数はもとのデータ点数の半分でよい。式 (4.18) の計算を高速で行うアルゴリズムを FFT という。直接計算するとその計算量は $O(M^2)$ だが、FFT では $O(M \log M)$ の計算量で済む。また上の計算量で済むのはデータ点数 M が 2 の累乗の場合で、この時が最も高速に計算できる。FD で得られる 1 イベントのデータ点数は 512 でこれを満たしているため、特にデータを調整する必要はない。

4.2.2 スペクトル

この FFT を利用して、検出器出力とフィルターの相関を計算する。相関は式 (4.6) で表せるが、フーリエ変換を用いて次式のようにも書ける。

$$c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{o}(f) \tilde{q}^*(f) \exp(2\pi i f t) df \quad (4.20)$$

よって以下の手順で相関が求まる。

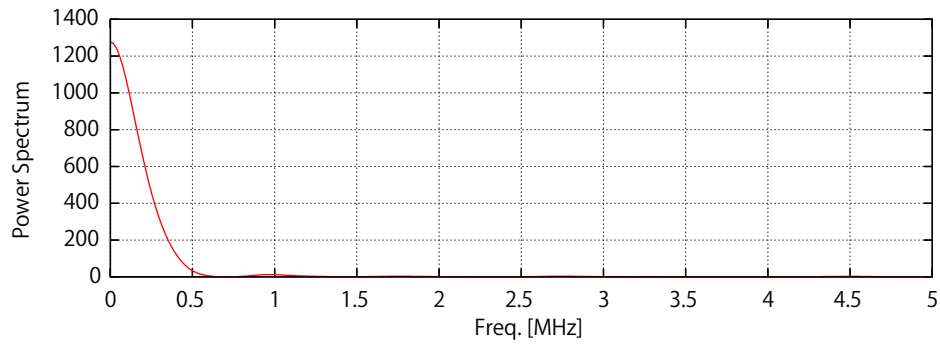
1. $o(t)$, $q(t)$ に FFT を行い、そのフーリエ変換 $\tilde{o}(f)$, $\tilde{q}(f)$ を求める
2. $\tilde{o}(f) \cdot \tilde{q}^*(f)$ を求める
3. それに逆 FFT を行う

ただし $q(t)$ は既知でないので、式 (4.17) にあるように、予想される信号波形 $s'(t)$ についてのみ FFT でフーリエ変換を計算し、それをノイズのパワースペクトル $N(f)$ で割ることで $\tilde{q}(f)$ を得る。パワースペクトルの定義は以下である。

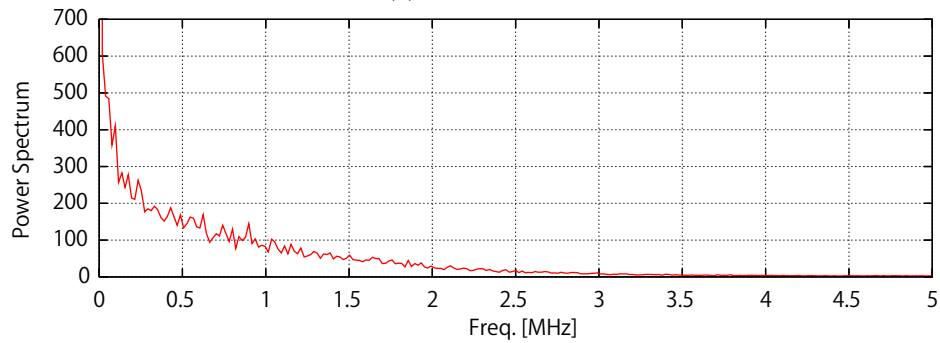
$$N(f) = \int_{-\infty}^{\infty} |n(t)|^2 \exp(2\pi i f t) dt \quad (4.21)$$

これも FFT を用いて次のように計算する。

$$N\left(\frac{M}{T}\tilde{k}\right) = \frac{2}{T} \left| \tilde{n}\left(\frac{M}{T}\tilde{k}\right) \right|^2 \quad (4.22)$$



(a) 大気蛍光信号



(b) ノイズ

図 4.3: パワースペクトル

ファクター 2 は積分を正の周波数のみで行うために必要である。

求めたパワースペクトルを図 4.3 に示す。それぞれ大気蛍光信号とノイズのパワースペクトルである。図からわかるように信号はほぼガウシアン形である。これは元の波形がガウシアンで近似できるという仮定が正しいことを裏付けている。ノイズは信号と比較して高周波成分が多いが、同時に信号と似た周波数成分ももっていて、LPF で正確に信号を抽出するのは難しいと言える。マッチドフィルターではさらに位相を考慮することで、それを可能にしている。

ところで、フィルタリングを行う観測データには信号が含まれている可能性があるため、真のノイズは未知である。ノイズはランダムで、周波数領域においてもその特性を正確に近似するのは難しい。そこでフィルタリングに用いるノイズのパワースペクトルは、いくつかの観測データのパワースペクトルを計算し、それらを平均したものとする。これはデータ点数が少ない場合に S/N を改善する方法として有効である。

まず観測データに信号が含まれていた場合にそれを用いてよいか考える。この場合、真にノイズのパワーと言えないためである。信号の大きさがノイズの変位に対して充分大きい場合にはフィルタリングを行わずして信号であると判断できる。よって平均パワースペクトルを求めるデータは、信号が含まれていたとしても、その大きさはノイズと同程度かそれより小さいデータである。このとき、信号のパワーは小さく、全てのスペクトルについて平均を行えば、ほぼノイズのパワースペクトルの平均とみなせる。つまり観測データから求められ

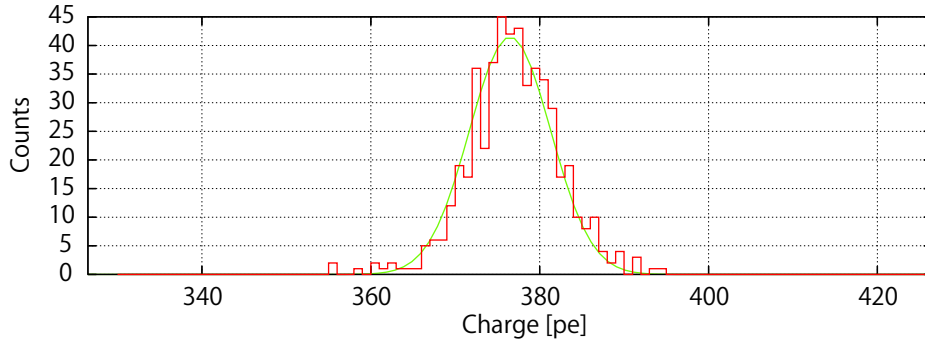


図 4.4: ノイズの分布。緑線はガウシアンによるフィッティング

たパワースペクトルの平均をノイズの平均とみなして問題ない。

次に S/N がどの程度改善されるか考える。ノイズ $n(t)$ は時間領域でランダムな値を取るが、その分布はガウス分布となっている (図 4.4)。その確率過程を次式で表す。

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(n - n_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4.23)$$

n_0, σ^2 はそれぞれ平均と分散である。パワースペクトル $N = \tilde{n}\tilde{n}^*$ の分布は

$$P(N) = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{N}{2\sigma^2}\right) \quad (4.24)$$

となる。平均は $2\sigma^2$ である。このようなノイズ M 個のパワー ($N_1(f), N_2(f), \dots, N_M(f)$) について平均をとる。パワースペクトルの和 $N = N_1 + N_2 + \dots + N_M$ の分布は

$$P_M(N) = \frac{1}{(M-1)!} \frac{N^{M-1}}{(2\sigma^2)^M} \exp\left(-\frac{N}{2\sigma^2}\right) \quad (4.25)$$

となるから、平均は $2\sigma^2 M$ である。よってパワースペクトルは M 倍となるから、S/N は $M^{1/4}$ に比例して改善される。

第5章 解析結果

第4章の手法を使用しマッチドフィルターを作成した。これを用いて実際に検出器出力から大気蛍光による信号が抽出できるか、またフィルター出力にはどのような特性があるのか、解析したので、その結果をこの章にまとめる。

5.1 信号抽出と波形決定精度

5.1.1 信号抽出

解析に用いたデータは以下である。

イベントデータ

各PMTで得られたデータである。サンプリングレートは10MHzで、1データ長は51.2 μ sとなっている。解析には、その目的に合わせ

- 実際にTAで観測されたイベントデータそのもの
- 観測されたイベントデータをノイズとみなし、ガウシアン信号を埋め込んだもの
- 観測されたイベントデータをノイズとみなし、シミュレーション信号を埋め込んだもの

のいずれかを用いた。信号を埋め込むイベントデータについては、観測されたイベントデータのうち、マッチドフィルターを行い信号が検出されなかったもの、つまり大気蛍光による信号を含まない夜光ノイズだけのデータと推測されるものに限定した。ガウシアン信号は、大きさ A 、幅 σ を任意に指定した $A \exp(-t^2/2\sigma^2)$ に従う波形の信号である。これに対し、シミュレーション信号は、TA実験のシミュレーションプログラムによって生成された信号で、より実際に観測される信号に近い波形となっている。なお、信号はイベントデータ中の任意の位置に埋め込める。

ノイズパワー

マッチドフィルターによる信号解析には、イベントデータとは別に用意したノイズのパワースペクトルデータを用いた。第4章で述べたように、いくつかのデータのワースペクトルを平均することで、S/Nが改善される。各PMT毎に、近い時刻のイベントデータであれば、そのパワーは大きく変動せずに似たものとなるはずである。よって解析するイベントデータを含んで、連続したID(時間は連続しているとは限らない)の64イベントデータについて、ワースペクトルを計算し、周波数毎に平均してノイズパワーデータを作成した。

まず、作成したマッチドフィルタを用いて、実際に信号が抽出できるか実験した。実験内容は次の2点である。

1. ガウシアン信号を抽出できるか
2. シミュレーション信号を抽出できるか

それぞれ目的の信号を埋め込んだイベントデータを作成し、解析を行った。その際、信号とみなすスレッシュホールドを $S/N = 3$ とした。それぞれ数イベントについて行ったが、信号が極端に小さい場合を除いて、どちらの場合も抽出することができた。例を図 5.1, 5.2 に示した。それぞれシミュレーション信号を埋め込んだデータ、ガウシアン信号を埋め込んだデータで、上段がもとのイベントデータ、下段がマッチドフィルタの出力である。図 5.2 のように一見すると信号の有無がわかりづらいデータについても、信号を抽出することができている。

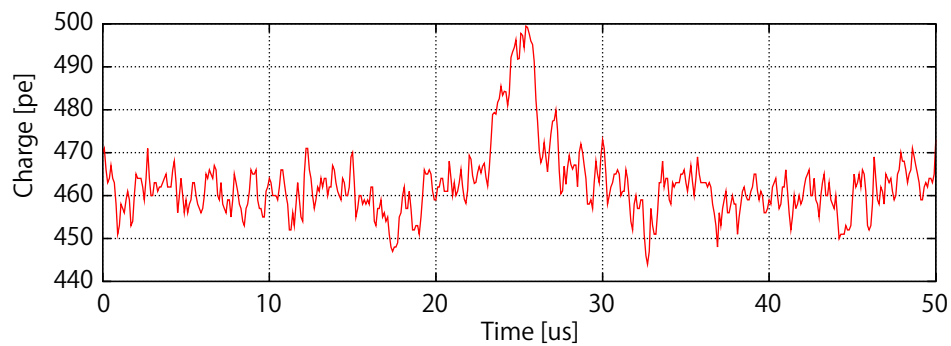
5.1.2 フィルター波形と S/N

マッチドフィルタの出力は、用いるフィルターの波形によって変化し、信号と同じ波形の場合に最大となることを第 4 章で述べた。しかし、大気蛍光による信号の波形は一定ではなく、宇宙線のエネルギーや到来方向によって変化するため、あらかじめフィルターを決定しておくことはできない。よって観測データに現れうる信号波形をフィルターのテンプレートとして用意しておき、各テンプレートを試すことで最も結果のよかったものを、そのデータについて採用することにする。ここで問題となるのは、信号波形と一致しないフィルターテンプレートを用いた場合、マッチドフィルター出力がどの程度変化するかである。後で述べるが、全く同じ信号であっても、 S/N はノイズの影響を受けて ± 1 程度のゆらぎが見込まれる。したがって、実際のデータでは信号波形とフィルター波形が一致した場合であっても出力が最大とならないことがある。このことから信号波形と採用されるフィルター波形との間にどの程度の差があり得るのか調べておく必要がある。

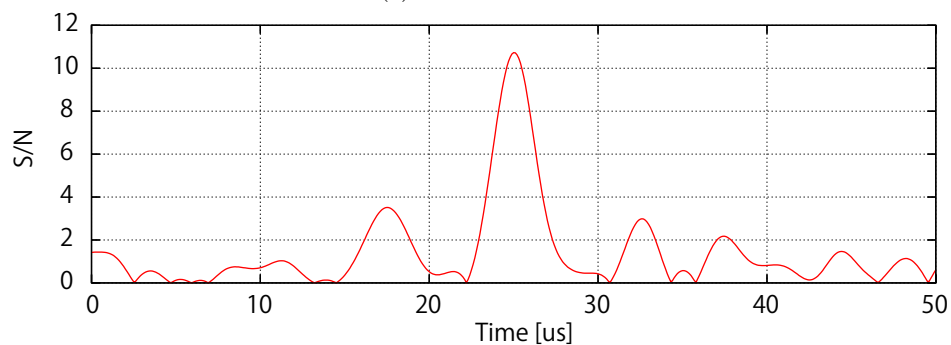
解析に用いたデータは、ガウシアン信号を埋め込んだものである。この解析で埋め込んだ信号は以下の通り。

- 幅： $\sigma = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0$ [μs]
- 大きさ： ~ 4

ここで信号の大きさは、信号の最大値をノイズ変位の振幅で割った値である。これに対してフィルターの幅を $\sigma' = 0.2$ [μs] から $\sigma' = 6.5$ [μs] まで 0.1 [μs] ずつ変化させ、それぞれについて S/N を得た。この結果を図 5.3 に示した。最大値付近ではフィルターの幅の変化に対して S/N の変化が緩やかになっていることがわかる。この結果から信号を検出するフィルターの波形が読み取れる。例えば $\sigma = 1$ [μs] の信号は図中で $S/N \sim 6$ である。後の解析の結果を用いると S/N は $6 \times 0.15 \sim 1$ 程度のゆらぎがあるので、その範囲では検出できるものとして、およそ $\sigma' = 0.5$ [μs] から $\sigma' = 3$ [μs] のフィルターが有効であると考えられる。信号の幅が大きいほど、曲線は緩やかになる傾向が見られるため、有効なフィルター幅の範囲は大きくなる。

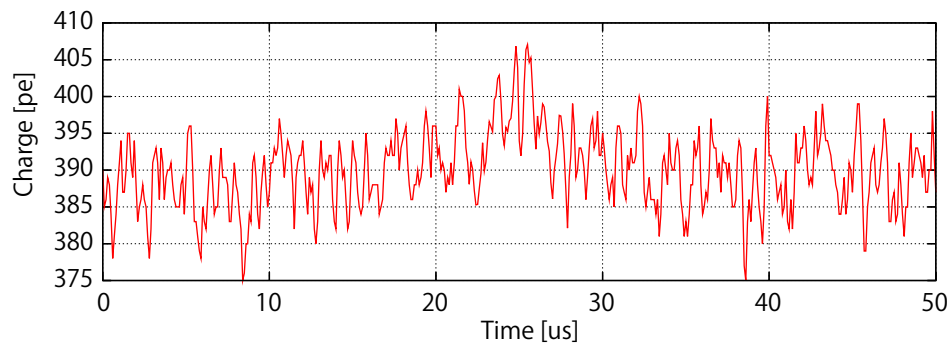


(a) イベントデータ

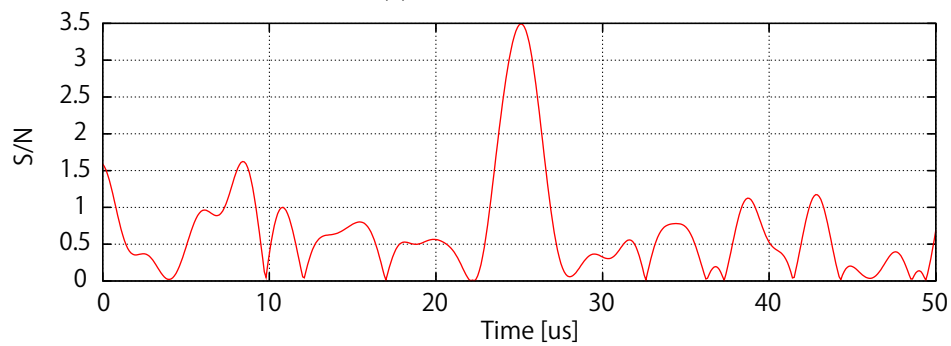


(b) フィルター出力

図 5.1: マッチドフィルター出力の例



(a) イベントデータ



(b) フィルター出力

図 5.2: マッチドフィルター出力の例

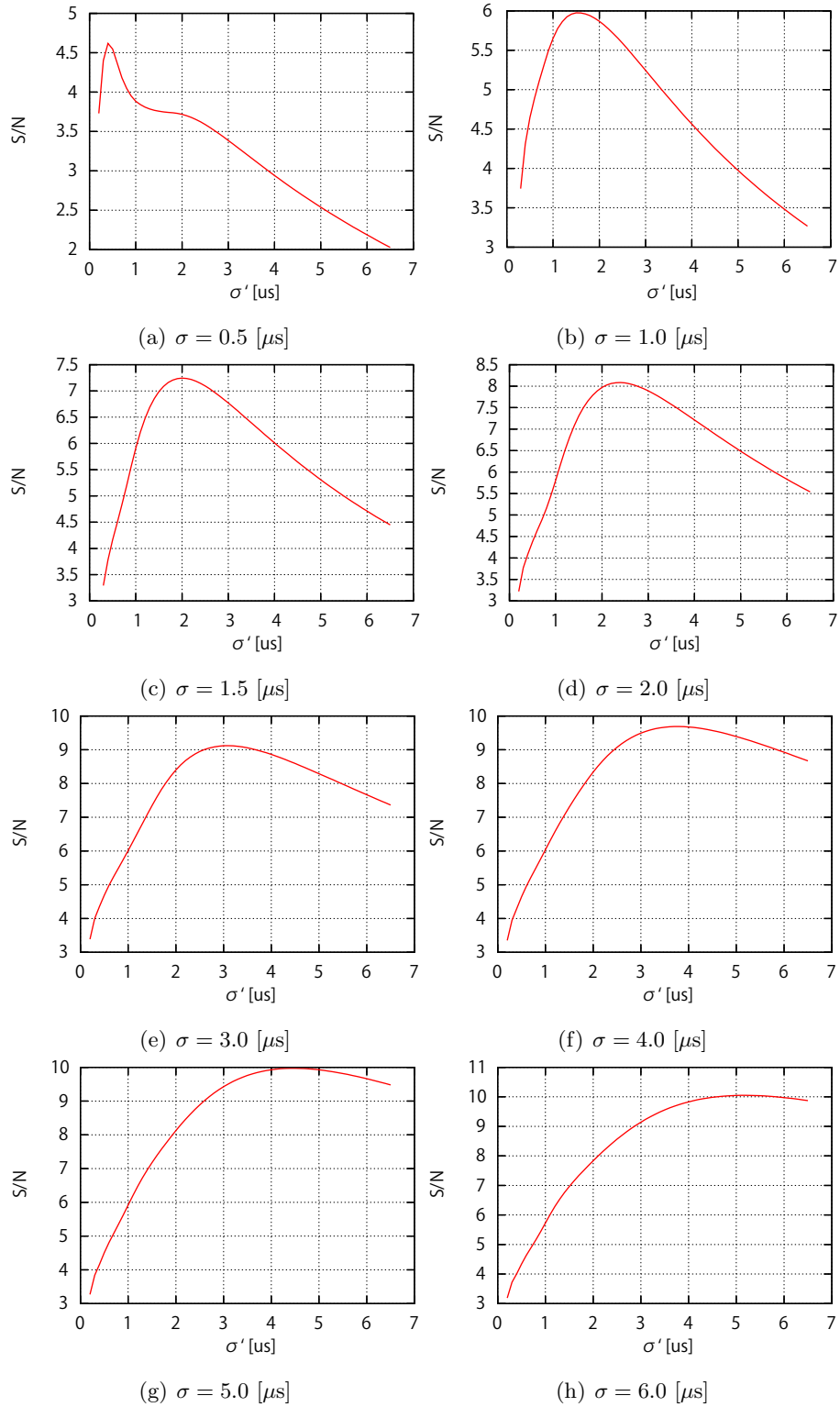


図 5.3: フィルター波形の違いによる S/N の変化

5.1.3 S/Nのゆらぎ

マッチドフィルターは線形システムであるため、得られた S/N から元の信号の大きさを見積もることができる。しかし S/N は少なからずノイズの影響を受けてゆらいでしまう。ここではどの程度のゆらぎがあるのか調べた。

解析には先と同様に夜光ノイズにガウシアン信号を埋め込んで作ったイベントデータを用いた。埋め込んだ信号の種類は以下の通り。

- 幅： $\sigma = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ [μs]
- 大きさ： $\sim 2, 4, 6, 8$

それぞれノイズを変えた 1024 イベントを作成し解析した。まずフィルター出力の S/N の分布をヒストグラムで表した。例として、 $\sigma = 1.0$ [μs] の結果を図 5.4 に示した。得られたヒストグラムに対してガウシアンフィッティングを行い、それぞれ S/N の平均値および変位の幅を求めた。これを表したのが図 5.5 で、横軸が平均値、縦軸が振幅を平均値で割った値でプロットしている。S/N が大きくなるにしたがい、ゆらぎ割合は減少している。振幅の値はほぼ 1 だが、僅かに S/N とともに大きくなる傾向を示しているため、完全な反比例ではない。

5.1.4 信号検出時刻のゆらぎ

マッチドフィルターの出力からは、信号の大きさだけでなく、信号の存在する時刻も得られる。しかし、これも上記の S/N と同様にノイズの影響を受け、実際の信号時刻とフィルタリングの結果 S/N が最大となった時刻とではずれが生じることが予想される。

S/N のゆらぎの解析と同じデータを用い、これを調べた。フィルタリングによる信号検出時刻の分布をヒストグラムで表し (図 5.6)、得られたヒストグラムに対してガウシアンフィッティングを行い、それぞれ幅を求めた。この結果を図 5.7 に示した。横軸が S/N の平均値、縦軸が時刻の変位の振幅で、埋め込んだ信号の幅毎に色分けしてプロットしてある。ここから読み取れる傾向として、

- 信号の幅 σ が大きいほど、時刻の決定精度は悪くなる。
- 信号の大きさが大きいほど、時刻の決定精度はよくなる。

の 2 つが挙げられる。この理由は次のように考えられる。信号の幅が大きければ信号部分にノイズスパイクなどが乗り波形が崩れてしまう確率は上がり、そのため S/N を最大とする時刻がずれ、検出時刻のゆらぎは大きくなる。また信号が大きいほどノイズの影響は少なくなるので、ゆらぎは小さくなる。

5.2 フィルターテンプレートの決定

5.1 節では、フィルター波形による出力の違いがわかった。フィルターテンプレートの数が多ければ、実際の信号波形に近いものがある可能性が高いため、よりよい結果が望める。しかし解析に要する時間は増加してしまう。解析すべきデータ量は膨大であるから、マッチドフィルターを実際の信号解析に用いる場合、それに要する時間は極力短い方がよい。5.1 節の

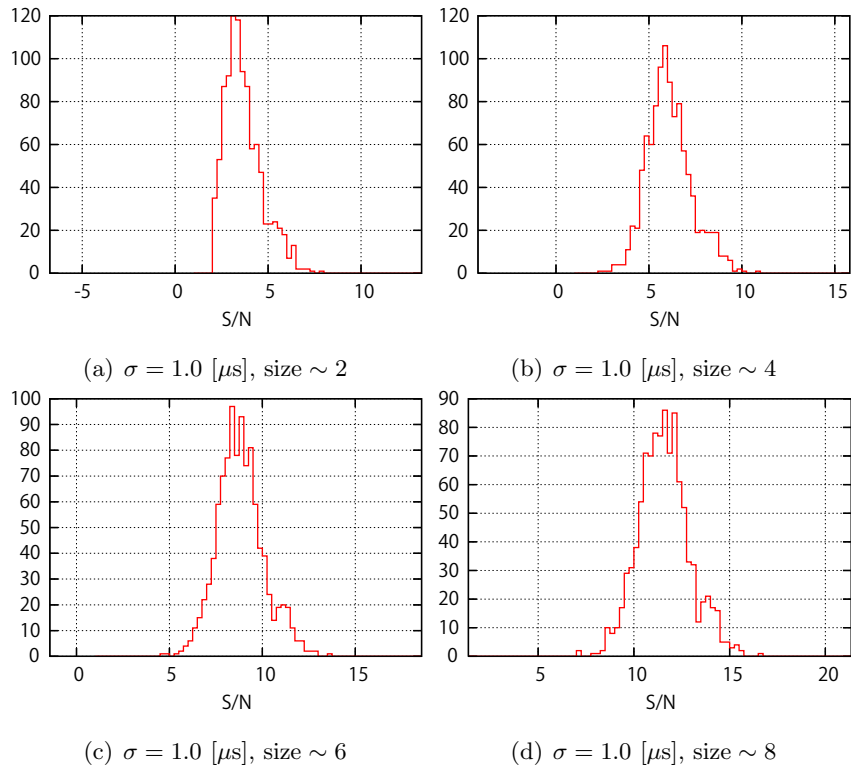


図 5.4: S/N の分布

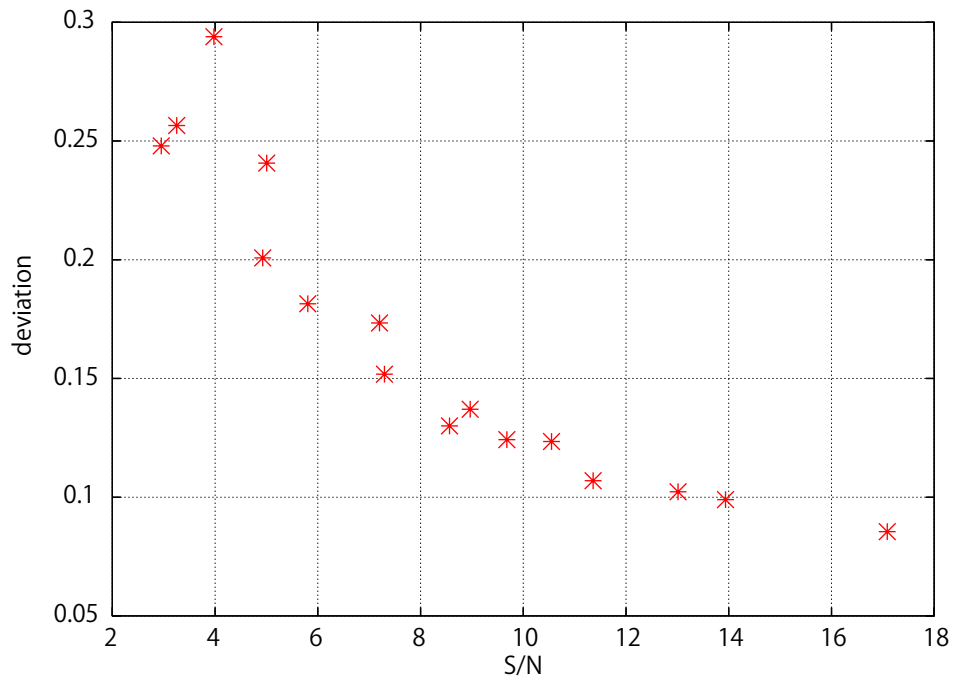


図 5.5: S/N の精度。縦軸は S/N のゆらぎから求めた振幅を S/N で割ったもの

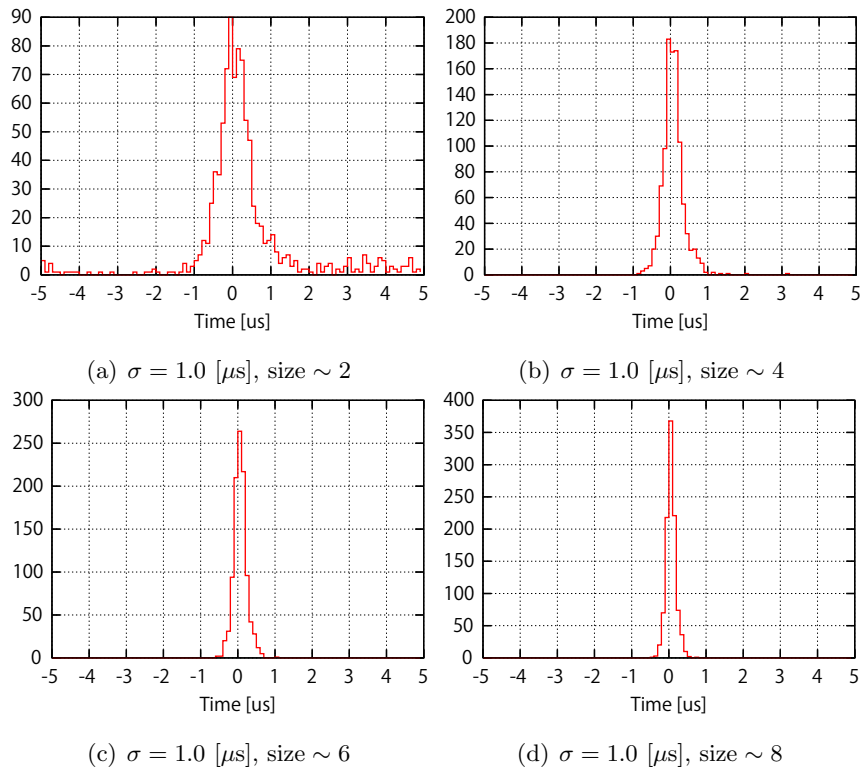


図 5.6: 信号時刻と信号検出時刻との差

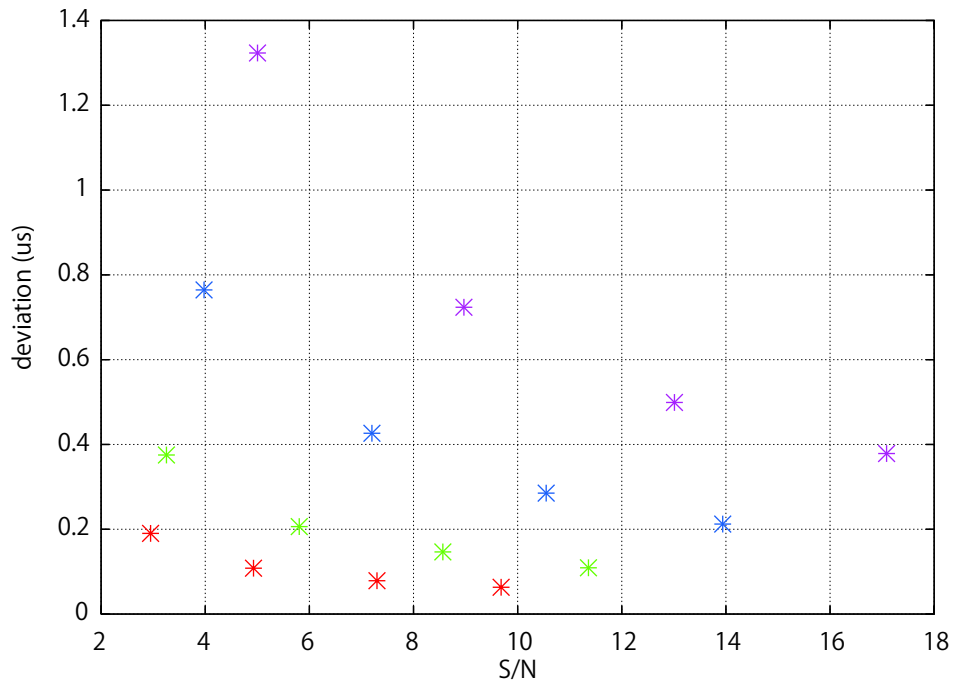


図 5.7: 信号検出時刻の精度 (赤 : $\sigma = 0.5 \text{ } [\mu\text{s}]$, 緑 : $\sigma = 1.0 \text{ } [\mu\text{s}]$, 青 : $\sigma = 2.0 \text{ } [\mu\text{s}]$, 紫 : $\sigma = 4.0 \text{ } [\mu\text{s}]$)

結果からは、波形は厳密に決まらなると考えられるので、テンプレート数を限定し、処理時間を短縮することに重きを置く。現在 DAQ で用いている移動平均フィルターのウィンドウ幅は 1.6, 3.2, 6.4, 12.8 μs の 4 種類で、マッチドフィルターのテンプレート数もそれと同じか、それ以下にすべきと考えられる。

まず観測される信号波形を考える。4.2 節で述べたが、各 PMT で観測される大気蛍光信号の幅は、空気シャワー粒子が PMT の視野を通過する時間で決まる。シャワー粒子はおよそ光速で運動していると考えられるから、1PMT 視野中でシャワー粒子が動いた距離がわかればよい。図 5.8 に略図を示した。各 PMT の視野は 1° で、FD2 基により仰角 $3^\circ \sim 34^\circ$ の範囲をカバーしている。宇宙線の到来方向は天頂角で $\theta = 0^\circ \sim \text{数 } 10^\circ$ 、観測される宇宙線と FD との距離は $L = \text{数 } 10\text{km}$ 程度である。このことから、PMT 視野中心とシャワー粒子の飛跡がなす角 ϕ はおよそ $\phi \sim \text{数 } 10^\circ \sim 170^\circ$ となる。シャワー粒子が PMT を通過する時間を求めると

$$t \simeq \frac{\sin 1^\circ}{\sin \phi} \cdot \frac{L}{c} \quad (5.1)$$

$$\simeq 1 \sim 10 [\mu\text{s}] \quad (5.2)$$

と得られる。ここでは信号波形の幅を全幅の半値で定義していたので、 $\sigma \simeq 0.5 \sim 5 [\mu\text{s}]$ の信号を検出できるようにいくつかのフィルターを用いばよい。

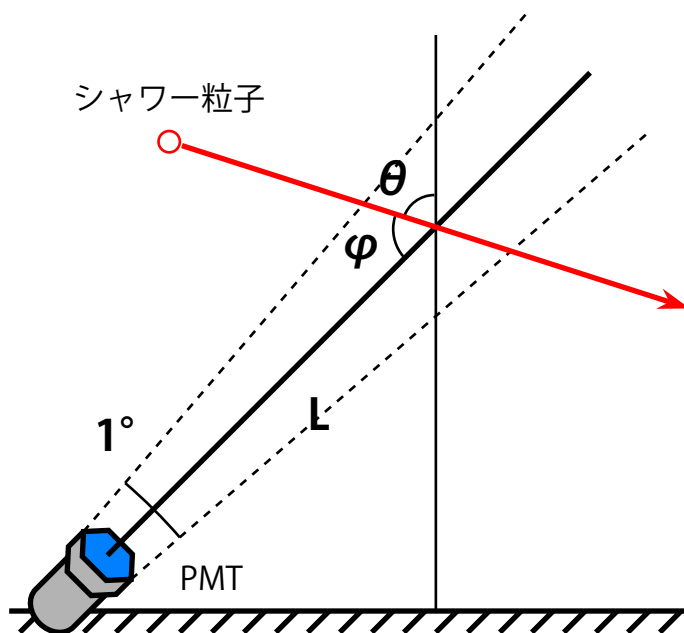


図 5.8: PMT カメラ視野の略図

どのようなフィルターを選択するかを次に考える。作成したマッチドフィルターでは、FFT を利用し、周波数領域で観測データとフィルターとの積をとることで相関を計算している。そこで信号をガウシアンとして、そのフーリエ変換を考える。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \exp(-2\pi i f t) dt = \exp(-2\pi^2 \sigma^2 f^2) \quad (5.3)$$

より、信号の幅 σ に対してその周波数領域での幅は $1/2\pi\sigma$ である。信号波形の幅が大きくなるとその周波数領域での幅は反比例して小さくなるのがわかる。サンプリング数は有限だから、大きな σ に対しては分解能は悪くなることになる。よって幅の大きいフィルターは多く選ぶ必要がないと考えられる。これは図 5.3 から読み取れる。

以上の考察からテンプレートとしてフィルタリングで使用するものは、 $\sigma' = 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$ [μs] の 4 種類とした。以下の解析では、この σ' でフィルタリングを行い、最も大きな S/N を出力したものを返すように再構築したマッチドフィルターを用いた。

5.3 S/N

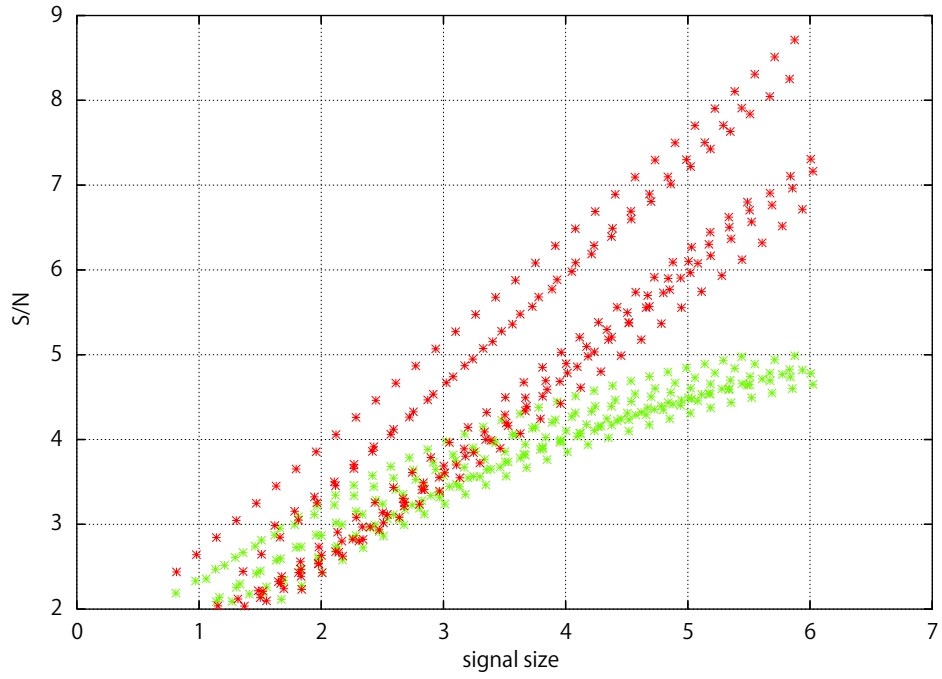
信号を抽出するにあたって S/N を改善することは重要である。5.4 節でも述べるように、大きな S/N の値が出力されれば信号であることの確実性は高まる。また小さな信号も落とさずに抽出できる。よって、小さな信号に対しても大きな S/N を確保できるものがよりよい信号解析手法と言える。

解析に用いたデータは、これまでと同様、夜光データにガウシアン信号を埋め込んだものである。ここで 5.1 節の結果から、S/N は信号の幅と大きさに依存しているのだった。そこで埋め込む信号の幅と大きさという 2 つのパラメータを変化させ、それぞれにおける S/N を比較する。埋め込んだ信号は以下。

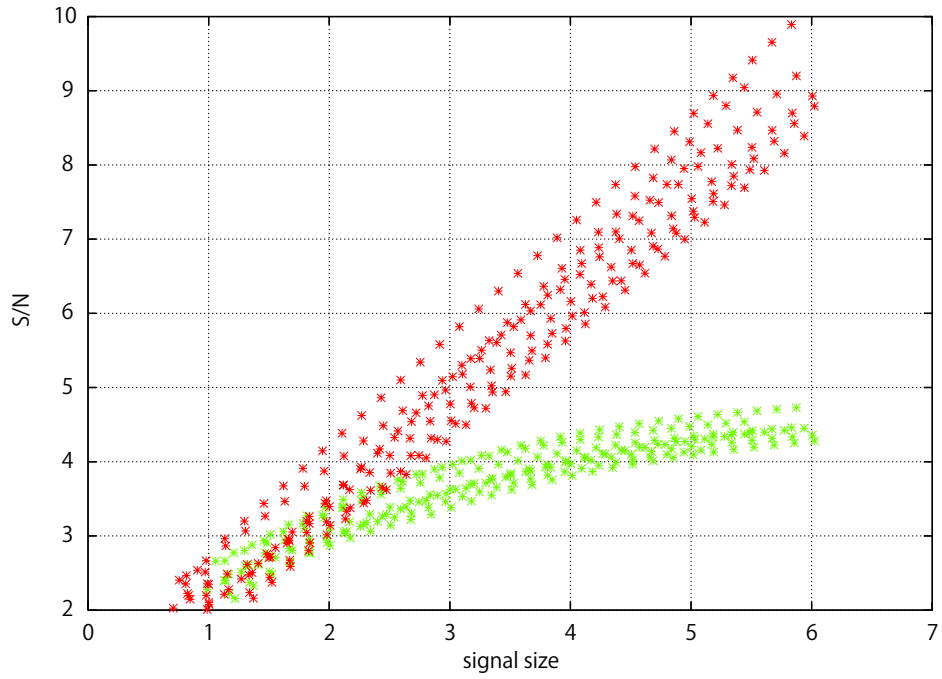
- 幅： $\sigma = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ [μs]
- 大きさ： ~ 1 から ~ 6 までの 32 段階

これらのパラメータの各値に対しては、信号を埋め込む夜光データを変え、それぞれ 8 イベントずつ解析した。マッチドフィルターと移動平均とで用いたデータは全て同じであることに言及しておく。結果を図 5.9 に示した。縦軸はフィルター出力の S/N、横軸は埋め込んだ信号の大きさである。この解析では信号を検出できなかった場合や信号でないものを検出した場合が存在したため、そのようなデータはカットした。よって各パラメータに対し図中のプロット数は必ずしも 8 点になっていない。

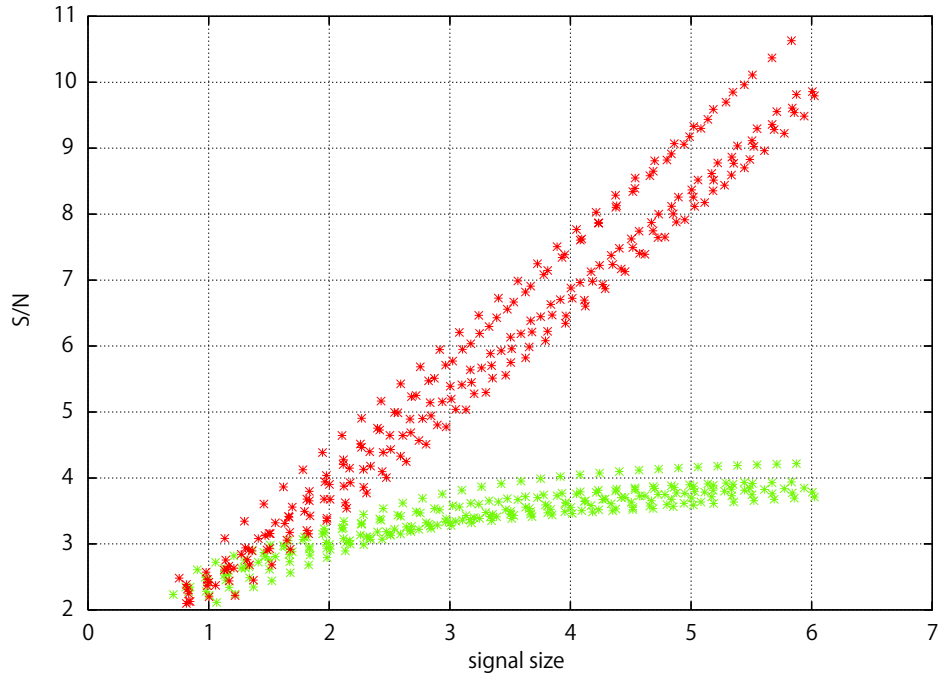
マッチドフィルターの出力と移動平均の出力を比較する。信号の大きさが小さい場合は、どちらの結果もほとんど変わらない。ただし、スレッシュホールドは $S/N \geq 3$ にとることが普通であるため、S/N がそれ以下となってしまう信号については比較する意味はあまりない。よって $S/N \geq 3$ で比較すると、およそマッチドフィルターの方が同じ信号に対してよい S/N を出力していることがわかる。ここで両フィルターは線形システムだから、信号サイズが大きくなるに従って、S/N はリニアに増加することが望ましい。これにより、元信号の大きさを推測することが容易になる。マッチドフィルターはこれを満たしている。しかし移動平均フィルターは信号が大きくなると S/N が増加しづらくなっている。これは以下の理由によるものである。移動平均では、S/N を求める際にフィルター出力をその分布の振幅 (標準偏差) で割っている。データ全体に対して信号成分の寄与が大きくなると、その振幅はノイズの振幅よりも大きく見積もられてしまう。よって S/N がリニアに増加しない。結局、データ長が短いために起こるので、ノイズパワーを別データとして用いているマッチドフィルターでは見られない。この点でもマッチドフィルターは優位である。



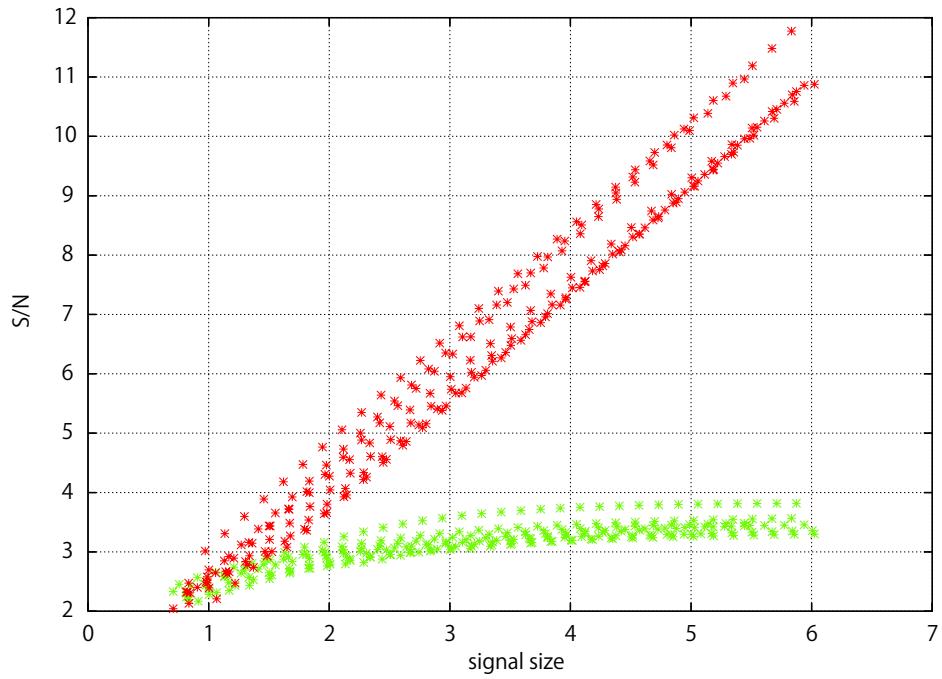
(a) $\sigma = 0.5 \mu\text{s}$



(b) $\sigma = 1.0 \mu\text{s}$



(c) $\sigma = 1.5 [\mu\text{s}]$



(d) $\sigma = 2.0 [\mu\text{s}]$

図 5.9: マッチドフィルターと移動平均による S/N の比較 (赤: マッチドフィルター, 緑: 移動平均)

5.4 false alarm

フィルタリングによる信号抽出は、常に正しい結果を出力するとは限らない。これは前にも述べたようにノイズの周波数領域の一部が信号の周波数領域と被っているためである。ノイズは時間領域でガウス分布を持ちランダムな出力とみなせるが、偶然に信号と類似した波形がノイズ中に現れた場合には、信号として誤って検出 (false alarm) してしまう可能性がある。false alarm が大量にあると信号抽出以後の解析での誤差が大きくなるため、あらかじめこれを見積もっておく必要がある。ここでは移動平均による信号解析手法との比較を目的としているため、厳密な解析は避け、目安程度の値を求めるに留めた。

false alarm の確率を見積もるのに TA 実験で実際に得られたイベントデータを用いた。前の解析のように信号を埋め込むことは行っていない。1PMT1 イベントのデータからフィルタリングによって検出された信号の真偽を判断するのは困難であるため、1カメラ (256PMT) の同じイベントのデータについて解析し、false alarm を発見することにした。信号が検出されたフィルター出力を true とする条件は

1. 判断対象の PMT の周囲にトリガーされた PMT がある
2. 判断対象の PMT とその周囲の PMT の信号検出時刻に大きな差異がない

の両方を満たす場合とした。片方の条件でも満たさない信号は false とみなす。

1. は、幾何による条件である。トリガーされた PMT のカメラ上での分布を考えた場合、大気蛍光による信号であれば、図 5.11 で見られるように、シャワートラックに沿って並ぶはずである。1本の PMT だけがトリガーされ、その周囲では全くトリガーされないといったイベントは考えにくい。よって判断対象の PMT に対して図 5.10 のような範囲の PMT のトリガーの有無を調べる。

2. は時刻による条件である。1と同じ範囲で対象 PMT とその周囲 2つ分の PMT の信号検出時刻を比較する。同じイベントのデータを用いているため、このような狭い範囲の PMT であれば信号はおよそ同じ時刻に検出されるべきである。ここでおよそというのは、隣接した PMT であっても検出時刻は空気シャワーの軌跡によって PMT 毎に少しずつずれるのと、5.1節で述べたようにフィルターから出力される検出時刻にずれが生じることがあるためである。このため、検出時刻が基準時刻から $3\sigma'$ 以内に含まれていれば条件を満たしているものとした。 σ' はフィルタリングの際に用いられたフィルターテンプレートのガウシアン幅である。基準時刻は次のようにして決定した。まず比較すべき PMT のデータの信号検出時刻を $1\mu\text{s}$ 毎の bin に分ける。それらのうち最頻値の bin に含まれたデータの信号検出時刻を平均し、その値を基準時刻とした。

スレッシュホールドレベルの変化による false alarm 数の変化を知るため、フィルタリングにおけるスレッシュホールドを $S/N=3.0$ から $S/N=4.5$ まで変えながら、上の条件によって false alarm を得た。それぞれ 64 イベント分のデータについてフィルタリングを行った。また、比較のために移動平均の手法についても同様の解析を行った。移動平均の場合には、マッチドフィルターの場合と対応するよう、平均をとったウィンドウ幅の $1/2$ を σ' として条件判断を行った。得られた値は false alarm の確率を求めて比較するが、トリガー数が異なるため、単純に (false alarm 数) / (全データ数) から求まる確率を用いてはよい比較ではない。そこで次式の

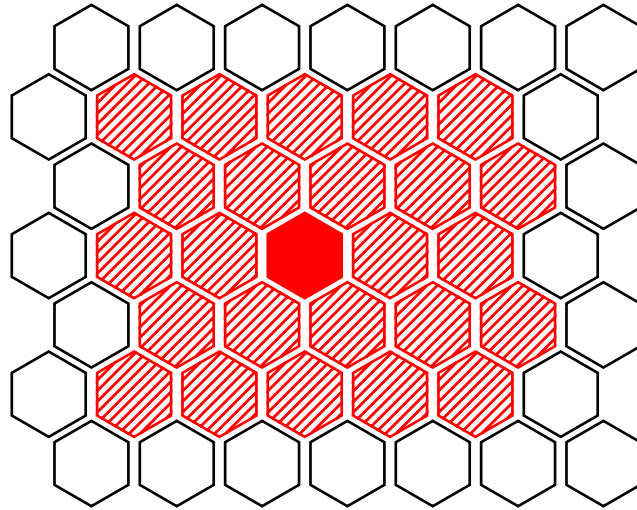


図 5.10: 赤で示された対象 PMT と斜線で示された範囲にある PMT で得られたイベントデータの信号検出時刻を比較する。

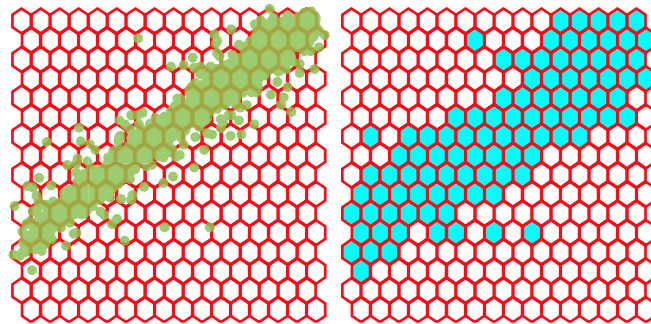


図 5.11: 空気シャワーイベントがカメラ上でどう見えるか (左: フォトンの分布, 右: フォトンが入った PMT の分布)

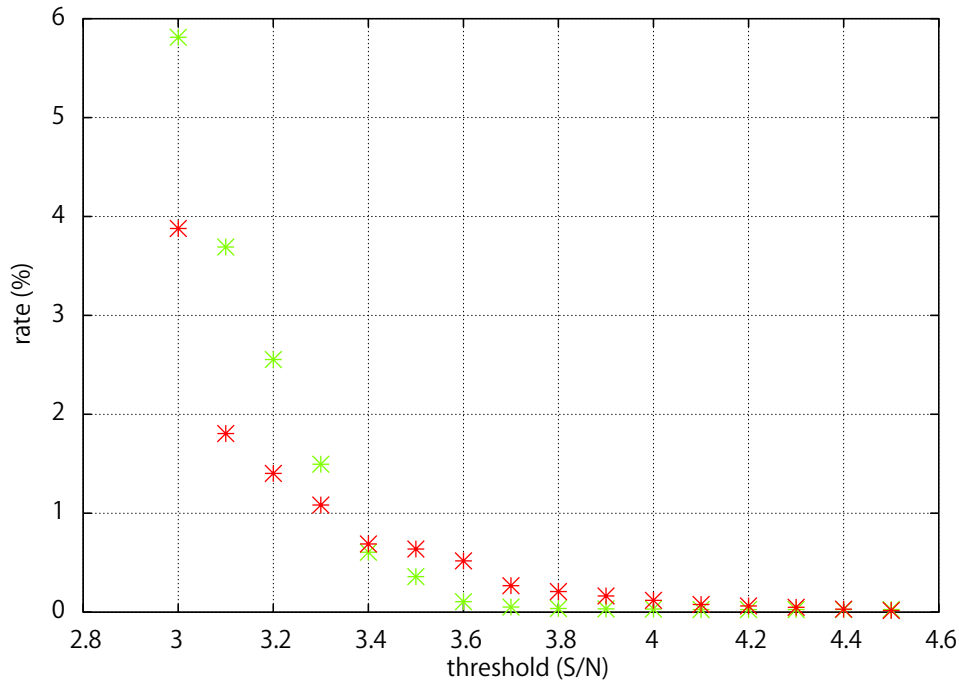


図 5.12: スレッシュホルドに対する false alarm の確率 (赤: マッチドフィルター, 緑: 移動平均)

ようにトリガーデータ数によって重みづけを行って確率を求めた。

$$P = \sum_i^n \frac{N_{\text{false}}^i}{N_{\text{trig.}}^i} \times \frac{\sum_i^n N_{\text{trig.}}^i}{n} \bigg/ \sum_i^n N_{\text{total}}^i \quad (5.4)$$

ここで i はイベント番号、 n ($= 64$) はイベント数、 N_{false} は false alarm 数、 $N_{\text{trig.}}$ はトリガー数、 N_{total} ($= 256$) は全データ数である。結果を図 5.12 に示した。

ノイズの分布はガウス型だから、ノイズの変位が大きくなるとその現れる確率は速やかに小さくなる。よってスレッシュホルドが大きくなるに従って false alarm の確率が小さくなることは明らかである。スレッシュホルドが 3.5 以上では false alarm は 1% を下回り、マッチドフィルター、移動平均ともに小さい値で推移している。大きいスレッシュホルドでは移動平均の false alarm がほぼ 0% となり、マッチドフィルターより優れているように見えるが、5.3 節の通り、移動平均では大きな S/N は出力されにくく、トリガー数がほとんど無いためこのような結果になっている。よってスレッシュホルドの小さい部分でのみ比較に意味があると考えられる。スレッシュホルドが 3 程度ではマッチドフィルターの false alarm の確率の方が小さいことがわかる。したがって、マッチドフィルターの方が誤った信号を検出しにくいと言える。

第6章 結論

TA 実験の FD で観測されたデータから大気蛍光による信号を抽出するため、いくつかのフィルターを作成し、テストした。その結果、最適なフィルターはマッチドフィルターであることがわかった。マッチドフィルターはフィルター波形と類似した波形を信号としてデータから抽出する線形フィルターである。それを用いてシミュレーションデータおよび実際の観測データから大気蛍光信号を抽出することに成功した。フィルターの特性としては以下が挙げられる。

- S/N は 1 程度の誤差で決定できる
- 信号の幅は、それが小さいほど、小さい誤差で決定できる
- 信号時刻は、信号の幅が小さく、信号の大きさが大きいほど、小さい誤差で決定できる

また、現在 DAQ で用いられている移動平均による手法と比較すると、小さい信号に対しても大きな S/N を出力し、false alarm も少ないという結果が得られ、より優れた信号解析手法であることがわかった。

今後の課題として、TA の解析ソフトウェアへの実装を目指す。

謝辞

本研究にあたり御指導いただきました垣本史雄教授に深く感謝いたします。また様々な指針を示してくださいました常定芳基助手に深く感謝いたします。惜しめない協力をしていただきました、東京工業大学 多米田裕一郎氏、古畠敦氏、町田智子氏、村野暢子氏、東龍二氏、菅原利弘氏、松本英高氏、若松弘晃氏に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report*.(2000)
- [2] M.S.Longair,*High Energy Astrophysics*.
- [3] 小田稔, 宇宙線.
- [4] 谷口慶治, 信号処理の基礎.
- [5] 小川吉彦, 信号処理の基礎.
- [6] 東龍二, 学士論文, 東京工業大学.(2006)
- [7] 多米田裕一郎, 修士論文, 東京工業大学.(2006)
- [8] 町田智子, 修士論文, 東京工業大学.(2007)
- [9] 村野暢子, 修士論文, 東京工業大学.(2007)